

TESE DE DOUTORADO

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

“ESTUDO TEÓRICO E EXPERIMENTAL EM EROSÃO DE ELETRODOS DE COBRE”

Alexei Mikhailovich Essiptchouk

ORIENTADOR: Prof. Dr. 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. Ricardo Magnus Osório Galvão, IF/USP
3. Prof. Dr. Leonid Ivanovich Sharakhovsky, HMTI/ Rep. Belarus
4. Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente, IFGW/UNICAMP
5. Prof. Dr. Daniel Wisniewsky, 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
Doutor em Física

Campinas - SP - Brasil
19/10/2001

*À minha esposa Liubov,
aos meus filhos
Anastasia e Mikhail*

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Aruy Marotta pela orientação dos trabalhos relacionados nesta tese.

Agradeço ao Prof. Dr. Leonid. I. Sharakhovsky pelo auxílio e discussões relacionados tanto com a ciência quanto com a vida.

Agradeço ao Antonio Ap. B. Prado pelo serviço prestado durante a construção e montagem das instalações experimentais e auxílio no trabalho experimental.

Agradeço a todos os meus amigos pelos agradáveis momentos proporcionados em nossa convivência nestes últimos anos, pelo companheirismo e amizade.

Agradeço à FAPESP pelo apoio financeiro dado ao projeto.

Resumo

Este trabalho consiste no estudo da erosão do catodo de cobre, eletrodo de grande importância para tochas de plasma de médias e altas potências. No segundo capítulo apresentamos uma solução teórica do problema de Stefan, aplicado à erosão do catodo. No terceiro capítulo é apresentado um estudo experimental sobre os parâmetros básicos da mancha do arco elétrico, o equivalente em volts do fluxo térmico no catodo e a densidade de corrente na mancha do arco. Em seguida, é realizado um estudo sobre a interrelação entre os parâmetros operacionais do arco elétrico, como a corrente, a voltagem entre os eletrodos, a velocidade do arco, a temperatura da superfície do eletrodo e o campo magnético externo. Estes resultados foram obtidos numa montagem experimental denominada não-estacionária, onde as medidas são feitas em função do tempo, com o catodo não-refrigerado. A erosão do eletrodo e sua correlação com os demais parâmetros do arco é estudada no último capítulo, numa montagem denominada estacionária, com o catodo refrigerado. O estudo realizado nesta tese deve proporcionar um melhor entendimento do fenômeno da erosão do catodo de cobre, assim contribuindo para uma maior difusão das tochas de plasma.

Abstract

This work consists in the study of the erosion of copper cathode, which is of great importance for average and high power plasma torches. In the second chapter a theoretical solution for the Stefan problem is presented for the study of the erosion of the cathode. In the third chapter an experimental study is presented for the main arc spot parameters, the volt-equivalent of the arc spot heat flux and the arc spot current density. Following, a study on the relationships between the operational arc parameters, the current, the voltage, the arc velocity, the electrode temperature and the magnetic field are carried out. These results were obtained in an experimental setup, called non-stationary, where the measurements are carried out as function of time, with a non-cooled cathode. The electrode erosion and its relationship with the remaining arc parameters is carried out in the last chapter, in an experimental setup, called stationary, with a cooled cathode. The study carried out in this thesis should provide a better understanding of the copper cathode erosion phenomena, thus contributing to a wider use of plasma torches.

Sumário

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introdução | 1 |
| 2 | Teoria e estado da arte | 6 |
| 2.1 | A estrutura interna da mancha do arco | 6 |
| 2.2 | Parâmetros da mancha. | 9 |
| 2.2.1 | Equivalente em volts do fluxo térmico na mancha do arco U | 9 |
| 2.2.2 | Densidade de corrente na mancha do arco j | 12 |
| 2.3 | Teorias térmicas da erosão | 15 |
| 2.3.1 | Modelo termofísico da erosão (movimento contínuo do arco) | 15 |
| 2.3.2 | Modelo termofísico da erosão (movimento descontínuo do arco) | 19 |
| 2.3.3 | Teoria térmica da erosão baseada no problema de Stefan | 22 |
| 3 | Parte experimental: sistema não-estacionário. | 36 |
| 3.1 | Introdução | 36 |
| 3.2 | Medida da temperatura do eletrodo | 39 |
| 3.3 | Velocidade de rotação do arco v | 40 |
| 3.3.1 | Medida da velocidade v de rotação do arco com detetor magnético | 40 |
| 3.3.2 | Velocidade de rotação do arco v em função do regime de operação | 43 |
| 3.4 | Parâmetros da mancha | 53 |
| 3.4.1 | Equivalente em volts do fluxo térmico U | 53 |
| 3.4.2 | Medida não-estacionária da densidade de corrente j na mancha do arco | 65 |
| 3.5 | Tensão total no arco e a erosão | 72 |
| 3.6 | Campo elétrico e tensão no arco | 74 |
| 3.7 | Os dois patamares de $dT/dt = Const$ | 80 |
| 4 | Parte experimental: sistema estacionário | 86 |
| 4.1 | Sistema experimental para a medida da erosão e testes de funcionamento | 86 |
| 4.2 | Taxa de erosão e tempo de funcionamento | 92 |
| 4.3 | Taxa de erosão específica em função da corrente | 95 |
| 4.4 | Taxa de erosão específica em função da velocidade | 106 |
| 4.5 | Taxa de erosão em função da temperatura da superfície do eletrodo. | 110 |
| 4.6 | Densidade de corrente na mancha (regime estacionário) | 116 |
| 4.7 | Entalpia efetiva da erosão h_{ef} | 129 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5 | Conclusão | 135 |
| 6 | Referências Bibliográficas | 138 |
| 7 | Apêndice | 146 |
| A | Construção do sistema experimental não-estacionário para medida de U e j | 146 |
| A.1 | Sistema de eletrodos | 148 |
| A.2 | Fonte de energia para o arco elétrico | 149 |
| A.3 | Fonte de energia para os solenóides | 149 |
| A.4 | Sistema de gás | 151 |
| A.5 | Sistema magnético (solenóides) | 151 |
| A.6 | Sistema de refrigeração à água para os solenóides | 152 |
| A.7 | Sistema de ignição do arco elétrico | 154 |
| A.8 | Fonte de energia para o sistema de ignição | 155 |
| A.9 | Sistema de controle do sistema experimental | 155 |
| A.10 | Sistema de comunicação (SCXI-1000) | 155 |
| A.11 | Sistema de extração de dados e controle. | 156 |
| B | Optimização do campo magnético | 159 |
| B.1 | Pré-requisitos básicos. | 159 |
| B.2 | Otimização | 161 |
| B.3 | Refrigeração do solenóide | 164 |
| C | Metodologia da medição de temperatura por meio de termopares. | 168 |
| D | Testes preliminares do sistema experimental | 170 |
| E | Sistema experimental estacionário: medida da erosão | 173 |
| E.1 | Resistência de ballast do sistema experimental | 175 |
| E.2 | Teste de funcionamento do sistema experimental | 176 |

Capítulo 1

Introdução

Inúmeros processos industriais nas áreas de metalurgia, metal-mecânica, química, cerâmica, novos materiais, meio-ambiente, e outras áreas, vêm sendo desenvolvidos no mundo com a aplicação do plasma térmico, produzido pelas tochas de plasma ou aquecedores a arco elétrico (veja Figura 1.1) [1-7]. A difusão dessa tecnologia advém das características únicas que podem ser obtidas com a tocha de plasma: alta eficiência de conversão de energia elétrica em térmica, alta temperatura, alta eficiência de transferência de energia, possibilidade de uso de qualquer gás, fácil controle e automação e baixo nível de poluição ambiental.

Entretanto, uma aplicação mais ampla em escala industrial das tochas de plasma é freada pela insuficiente confiabilidade e incerteza no tempo de vida dos eletrodos devido à erosão. Um problema maior, quanto ao tempo de vida, é representado pelos catodos, que podem ser do tipo catodo quente (ou termoiônicos), construídos de material refratário de alta temperatura de fusão, como tungstênio, zircônio ou háfnio, ou frios, feitos de material de baixa temperatura de fusão, como cobre, e utilizados em tochas de alta potência. Geralmente a corrente em catodos quentes não excede 0,5 – 1 kA, o que é insuficiente para tochas de plasma de maior potência. Os anodos das tochas, geralmente, são feitos de cobre. Além da potência e da alta corrente, os eletrodos frios têm um número de vantagens: permitem a utilização de qualquer gás, seus eletrodos têm baixo custo, são de fácil construção e manutenção, podem operar em altas pressões e em corrente contínua ou alternada. A desvantagem principal é o nível relativamente alto da erosão dos eletrodos frios.

Maior desenvolvimento, tanto teórico quanto experimental, ocorreu no estudo dos eletrodos quentes, possibilitando a previsão de seu comportamento operacional e taxa de erosão [8-12]. O mesmo não ocorreu com os eletrodos frios. O desenvolvimento de métodos de cálculo para a previsão da taxa de erosão e otimização do regime de operação é um dos problemas mais urgentes para a ampla aplicação das tochas de plasma equipadas com eletrodos frios. Neste trabalho de tese, nossa atenção estará dirigida à erosão do catodo frio, devido à sua maior importância em relação ao anodo.

Os catodos termoiônicos operam em regime térmico estacionário, com a mancha

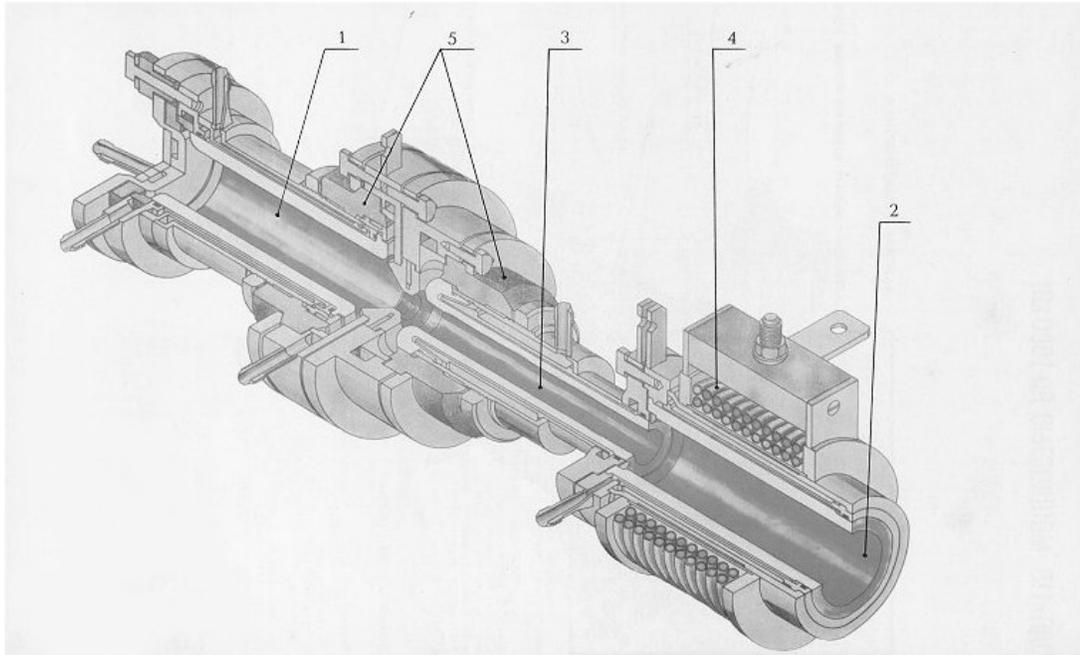


Figura 1.1: Tocha de plasma de eletrodos frios: 1 - catodo; 2 - anodo; 3 - eletrodo auxiliar; 4 - sistema magnético; 5 - isolamento.

do arco imóvel sobre o eletrodo, enquanto nos eletrodos frios (anodos e catodos de cobre) o arco opera no regime não-estacionário, com a mancha do arco móvel, permitindo diminuir a taxa de erosão do eletrodo. Tais eletrodos não podem trabalhar com a mancha estacionária, devido à temperatura de fusão baixa do material do eletrodo e à densidade do fluxo térmico na mancha do arco extremamente alta (até $10^9 - 10^{10} \text{ Wm}^{-2}$ [3, 13, 14]).

Essa alta mobilidade do arco, nas tochas de plasma com eletrodos frios, é provida pelo fluxo de gás em vórtice ou por campo magnético externo, permitindo alta velocidade de rotação do arco, através da força de Lorentz. Isso resulta em diminuição do tempo de residência da mancha num ponto fixo do eletrodo (normalmente $10^{-4} - 10^{-6} \text{ s}$ [7, 15, 16]), assim, diminuindo os efeitos destrutivos do arco. A aplicação de campo magnético e aerodinâmico para mover o arco elétrico influi nas características energéticas, não somente da coluna do arco, mas também na bainha do arco, variando a queda de tensão na bainha e a densidade de corrente na mancha do arco [17-19]. Além disso, com o aumento da velocidade do arco também se intensifica o fluxo de calor por convecção para a superfície do eletrodo, aumentando a temperatura e a taxa de erosão do eletrodo e diminuindo a eficiência da tocha de plasma. Portanto, um dos problemas a serem resolvidos é o estudo experimental dos principais parâmetros da mancha do arco, os quais caracterizam a interação entre o arco elétrico e o eletrodo e o desenvolvimento de métodos teóricos de cálculo para possibilitar a

otimização do funcionamento do eletrodo e da tocha de plasma. É praticamente impossível medir diretamente esses parâmetros energéticos, especialmente quando o arco se move com alta velocidade (centenas de metros por segundo [20-24]), utilizando as mesmas metodologias que foram aplicadas no estudo da mancha de arco imóvel.

Investigações experimentais detalhadas da erosão de eletrodos frios foram realizadas por Guile et al (veja [21, 22, 25-30]). Em [30], estudando diversos processos físicos, químicos, eletro-químicos e outros que poderiam estar envolvidos na erosão dos eletrodos frios, esses autores, pela primeira vez, apresentaram a seguinte equação empírica, na forma de uma equação de Arrhenius:

$$\frac{dm}{dt} = A \exp\left(\frac{-\Delta G_e}{kNT}\right), \quad (1.1)$$

onde dm/dt é a erosão do eletrodo, T é a temperatura da superfície do eletrodo, ΔG_e é a energia de ativação da reação da erosão, k é a constante do Boltzmann, N é o número do Avogadro e A é uma constante. Guile et al verificaram a correlação dessa representação da erosão (1.1) com a experiência, usando a energia de ativação para uma grande coleção de diferentes processos com alta probabilidade de estarem envolvidos na erosão do arco. Esses processos são:

- eletroquímicos - injeção de íons do metal na camada superficial dos óxidos;
- químicos - decomposição dos óxidos $Cu_2O \rightarrow CuO+O$ e $CuO \rightarrow Cu + O$, evaporação Cu , CuO e Cu_2O , adsorção e desorção química do O_2 .
- físicos - relaxação ou “quebra da ligações” interatômicas (que inclui a fusão de Cu , CuO e Cu_2O) ou ligações intermoleculares pela força do Van der Waals ou de London.

A análise mostrou que a energia de ativação da ligação interatômica (i.e., a fusão) do cobre puro representa papel importante na erosão e mostra melhor correlação com os resultados experimentais em comparação com a variedade dos outros processos. Isso justifica que para o eletrodo frio a fusão é o processo dominante.

Esse resultado possibilitou uma proposta de modelo macroscópico da erosão baseada na fusão do material do eletrodo [17, 31, 32]. Entretanto, esse modelo não considera em detalhe todo o processo de fusão e evaporação do eletrodo e outros processos que podem ter influência na erosão, como reações químicas, “sputtering”, fluxo de partículas, tensões termo-mecânicas do eletrodo, etc. No modelo em [17], o conjunto de todos esses processos é simplesmente levado em conta através da introdução de um parâmetro geral denominado entalpia efetiva de erosão, que é obtido experimentalmente. Esse modelo relaciona a erosão com o regime térmico da mancha do arco. No modelo, os seguintes parâmetros do arco e do material do eletrodo são considerados envolvidos na erosão: a corrente I , a velocidade da mancha do arco v , a temperatura da superfície do eletrodo T_0 , o equivalente em volts do fluxo de calor na mancha U ,

a densidade de corrente na mancha do arco j , e as propriedades físicas do material do eletrodo, a condutividade térmica do material do eletrodo λ , a difusividade a , a temperatura de fusão T_f e a entalpia efetiva de erosão h_{ef} .

A influência da espessura da camada superficial de óxidos na erosão do catodo foi estudada por Guile et al [25]. Os resultados mostram que existe diferença significativa nos processos de erosão e emissão de elétrons para camadas de óxidos grossas e finas. Foi sugerido que a variação considerável da erosão do catodo é associada a diferentes mecanismos de emissão de elétrons devido à espessura da camada [21]. Foi proposto em [28] que para as camadas finas o mecanismo principal da erosão é a evaporação enquanto para as grossas, a erosão resulta da remoção de gotas do metal líquido do eletrodo.

Szente et al [33-40] estudaram a erosão do catodo de cobre sob a ação do arco elétrico movido por campo magnético. Foi investigado o efeito da contaminação superficial do eletrodo tanto natural (por óxidos de cobre e traços de carbono) quanto artificial, por injeção contínua num plasma de gás inerte (argônio e hélio) de uma pequena quantidade de gases diatômicos (nitrogênio, oxigênio, cloro e monóxido de carbono). Os resultados mostram que a presença de uma camada natural de óxidos (camada fina) resulta em aumento da velocidade do arco. Pequena concentração ($\sim 1\%$) de qualquer gás diatômico em argônio ou hélio também aumenta a velocidade do arco e, ao mesmo tempo, diminui a taxa de erosão do catodo. As camadas grossas provocam diminuição da velocidade e aumento da erosão (veja também [20]). A conclusão das investigações de Szente et al é que a contaminação superficial do eletrodo tem grande influência na taxa de erosão, porém a causa principal da erosão é térmica.

Utilizando equipamento com alta resolução óptica, Rakhovsky [41, 42] foi um dos primeiros a estudar a estrutura interna da mancha do arco em vácuo. Rakhovsky mostrou que a mancha é composta de um grande número de micromanchas que podem ser divididas em dois tipos. As manchas do primeiro tipo existem praticamente independentemente uma das outras e se movem com alta velocidade ($10 - 50 \text{ ms}^{-1}$). As manchas do segundo tipo formam um grupo onde os campos térmicos individuais das micromanchas se superpõem, praticamente produzindo uma mancha única. A velocidade desta espécie de mancha é bem menor do que a do primeiro tipo ($< 1 \text{ ms}^{-1}$) e sempre está acompanhada por áreas fundidas da superfície. A transformação de um tipo para outro tem caráter térmico e ocorre mais rapidamente com o aumento da corrente, com a limitação da mobilidade das manchas do primeiro tipo e nos eletrodos construídos com materiais com menor condutividade térmica e temperatura de fusão. Como veremos nesta tese, as manchas de primeiro tipo correspondem à região de microerosão e as de segundo tipo à região que denominamos de macroerosão. Cada região destas apresenta comportamento diferente em função da corrente e temperatura do eletrodo.

Desta curta introdução ao fenômeno da interação entre o arco e a superfície do eletrodo podemos ver que o problema da erosão de eletrodos frios é bastante complexo. Uma das dificuldades adicionais deve-se à ausência de dados experimentais confiáveis so-

bre os parâmetros da mancha do arco. Até hoje ainda não existe uma teoria que leve em conta todos os processos envolvidos na erosão. Existem algumas tentativas numéricas de resolver esse problema [43-46], mas que ficam distantes da aplicação prática.

Neste trabalho faz-se uma revisita ao problema da erosão, utilizando a mesma metodologia empregada em [17-19] porém mantendo uma atitude crítica em relação aos resultados apresentados nesses trabalhos. Para realizar essa pesquisa foram desenvolvidas duas instalações experimentais. Uma delas, de regime de funcionamento não estacionário, foi construída para medir os parâmetros da mancha, enquanto a outra, de regime de funcionamento estacionário, foi dedicada ao estudo da erosão dos eletrodos.

Iniciamos o Capítulo 2 da tese com um resumo do estado da arte sobre a estrutura da mancha do arco em eletrodo frio. Em seguida, apresentamos o estado da arte sobre os parâmetros básicos da mancha do arco, a queda de potencial catódica ΔU , o equivalente em Volts do fluxo térmico que entra no eletrodo pela mancha do arco elétrico U e a densidade de corrente na mancha j .

Em seguida, é apresentado o modelo térmico da erosão, publicado em [17]. Na primeira parte descrevemos o modelo térmico aplicado para o caso do movimento contínuo da mancha [17] e, em seguida, para o modelo descontínuo, ou “stepwise”. A parte teórica termina com a apresentação de uma proposta de modelo térmico da erosão baseada no problema de Stefan, associado com a transferência de calor na presença de mudanças de fase do material do eletrodo. Esse modelo permite obter a quantidade de material do eletrodo no estado líquido. A comparação dos cálculos com a experiência mostra que somente 2% do líquido é removido da superfície pelo processo da erosão.

O Capítulo 3 refere-se à primeira parte experimental do trabalho, realizada num sistema denominado não-estacionário, que permite obter os parâmetros energéticos da mancha do arco, i.e., o equivalente em volts U e a densidade de corrente j , utilizando métodos térmicos. Com o método térmico podemos obter somente as características integrais da mancha sem revelar a estrutura discreta interna da mancha. Nesse capítulo mostramos que tanto U quanto j dependem do campo magnético aplicado. Enquanto no caso de U temos uma função linear, a densidade de corrente j revela uma dependência mais complexa, que pode ser ajustada por uma função exponencial.

Utilizando a mesma instalação experimental, mostramos como se relacionam os diversos parâmetros operacionais do arco com a velocidade do arco. Desse estudo resulta uma nova fórmula para a velocidade do arco v em função dos vários parâmetros do sistema. O sistema experimental não-estacionário também possibilitou obter outros resultados interessantes que ajudam a entender os fundamentos dos processos na mancha do arco. Entre eles, a expressão para a intensidade do campo elétrico E e a tensão total no arco V em função dos parâmetros de funcionamento do sistema experimental e a interligação entre a tensão no arco e a erosão.

No Capítulo 4 utilizamos uma montagem experimental que denominamos estacionária e que tem por objetivo o estudo da erosão do catodo de cobre em função dos parâmetros operacionais, tais como a corrente I , a velocidade do arco v e a temperatura da superfície do eletrodo T_0 . Mostramos, por exemplo, que a taxa de erosão

$g(I)$ apresenta uma dependência linear em função de corrente. Mostramos também que a taxa de erosão nem sempre diminui com a velocidade do arco, ela pode aumentar também. Um outro resultado interessante obtido foi o de que o início da macroerosão ocorre sempre numa certa temperatura aproximadamente constante, em torno de 600 K, independente do campo magnético aplicado e da corrente. Nesse capítulo mostramos também que a taxa de erosão, tanto na região de microerosão quanto de macroerosão, pode ser representada como uma função do parâmetro $\theta = (1 - T_0/T_f)$. Esse fato tem uma explicação teórica simples baseada no modelo térmico da erosão.

Capítulo 2

Teoria e estado da arte

2.1 A estrutura interna da mancha do arco

Uma das mais antigas investigações da dinâmica da mancha catódica foi relatada por Rakhovsky em [41, 42]. Apesar de antiga, essa pesquisa mantém interesse, principalmente para esta tese, tendo em vista que a maioria dos autores observa a mancha em situações em que ela se apresenta numa faixa estreita de correntes (ou temperaturas do eletrodo), enquanto o nosso interesse é numa ampla faixa de comportamento, quando a erosão apresenta aspectos distintos em correntes altas e baixas. Essa faixa mais larga de correntes permite verificar que a erosão apresenta dois comportamentos distintos em altas e baixas correntes; nas altas correntes ocorrendo o que se denomina macroerosão e nas baixas, a microerosão. Esse comportamento da erosão encontra reflexo na divisão da mancha em dois tipos de mancha, proposto por Rakhovsky: manchas do primeiro tipo (caracterizadas por ocorrer para baixos valores de correntes e baixas temperaturas) e do segundo tipo (caracterizadas por ocorrer para altos valores de correntes e altas temperaturas).

Segundo Rakhovsky, as manchas do primeiro tipo consistem de micromanhas individuais, muito rapidamente aparecendo e desaparecendo, distribuídas sobre a superfície, e com grande distância entre elas. Estas produzem uma erosão na forma de microcrateras rasas de tal modo que a área, ocupada pelas crateras, atinge aproximadamente 1 % da área total da mancha. A superfície do eletrodo entre as crateras permanece praticamente não danificada. O valor médio da taxa de erosão para as manchas do primeiro tipo, medido no catodo de cobre, foi de aproximadamente $0,453 \times 10^{-9}$ kgC⁻¹. Abaixo de certo valor de corrente (determinada pelos parâmetros térmicos do material do cátodo) existem somente manchas do primeiro tipo. Na opinião do autor [41, 42] a taxa de erosão neste caso é aproximadamente constante.

Ao contrário, a mancha do segundo tipo ocorre para altas correntes. Este tipo de mancha apresenta uma associação das micromanhas dispostas bem próximas uma das outras, com os seus campos térmicos sobrepostos o que provoca erosão mais intensa do eletrodo. O autor [41,42] indica que o valor mínimo da erosão ocorre quando

as circunstâncias (as condições de funcionamento da instalação) foram escolhidas de tal maneira, que durante a descarga ocorrem somente as manchas do primeiro tipo. As mudanças nas condições de operação da descarga, devido ao aumento da corrente (ou da temperatura do eletrodo) causam o aparecimento de manchas do segundo tipo e aumento pronunciado na taxa da erosão. As experiências mostraram que a transição “primeiro tipo - segundo tipo” ocorre mais freqüentemente nas temperaturas e correntes mais elevadas. Assim, a transição de um tipo para outro é influenciada por efeitos térmicos.

Ainda com relação a essa divisão, outros autores, como Parfyonov em [47], propõem dividir as manchas em dois tipos: explosivas e térmicas. A emissão explosiva dos elétrons (descrita em [48]) é observada como pacotes de elétrons que ocorrem nas microexplosões no catodo, denominadas de ectons (“explosive centre”). A corrente nos ectons inicia-se em conseqüência do superaquecimento do catodo devido à densidade de energia elevada (10^7 Jkg^{-1}) e termina por causa de resfriamento da zona da emissão. Os ectons deixam na superfície do catodo pistas características compostas de microcrateras de alguns microns ou submicrons. O mecanismo de liberação de energia é o aquecimento da superfície por efeito Joule devido à alta densidade de corrente. De acordo com Mesyats [48] a densidade de corrente nesses centros de emissão alcança $10^{12} - 10^{13} \text{ Am}^{-2}$, enquanto a queda de tensão catódica U_c é determinada pela resistência ôhmica da camada metal-vapor cuja densidade varia com a distância da superfície ao catodo.

Outro tipo de manchas na classificação de [47] são as manchas térmicas que diferem totalmente das manchas explosivas. Estas aparecem somente após um certo tempo de ignição do arco e ocupam áreas onde as manchas explosivas operavam [41, 42, 49]. A transição de um tipo a outro ocorre mais rápido nas correntes altas, no caso de menor temperatura de fusão do material do eletrodo e maior pressão do gás [41]. As manchas térmicas não se formam no vácuo, na superfície dos materiais cuja energia interatômica (de ligação entre os átomos) é maior do que a função normal de trabalho do material do eletrodo [47]. Em [41] indica-se que as manchas térmicas produzem maior erosão.

Inúmeros autores, usando sofisticado equipamento de alta resolução espacial e temporal (veja, por exemplo, [28, 41, 50-52]) vêm mostrando que a estrutura interna da mancha é bastante complexa, tornando extremamente difícil a definição do que pode ser entendido como densidade de corrente na mancha. Durante muitos anos vêm sendo discutidos os parâmetros básicos e as dimensões de uma única mancha de catodo, especialmente a estrutura interna, o tempo de existência e o caráter de seu movimento. Divergências sobre as dimensões da mancha, obtidas pelas dimensões da cratera, através de medidas postmortem por SEM (Scanning Electron Microscope) dão valores da ordem de $d = 10 \mu\text{m}$. Esse resultado contrasta com medidas da ordem de $d = 100 \mu\text{m}$, obtidas por fotografia da região luminosa da mancha do arco. Consequentemente, tem sido impossível determinar a densidade de corrente na mancha do arco e os valores, de autor para autor, são contraditórios, com variações que chegam a até cinco ordens de magnitude [41], na faixa de 10^8 a 10^{12} Am^{-2} . Por essa razão, as dimensões da mancha

e o valor da densidade de corrente vem sendo motivo de longa discussão.

Mais recentemente, utilizando equipamento com altíssima resolução, Siemroth [52] estudou a estrutura interna de manchas catódicas no vácuo. Esses estudos mostraram que dentro da mancha existe simultaneamente um certo número de macromanchas, com cerca de $100 \mu\text{m}$ de diâmetro. Com o aumento da corrente a quantidade de macromanchas N aumenta linearmente com a corrente. Por exemplo, para $I \sim 200 \text{ A}$, $N \sim 10$ e para $I \sim 1000 \text{ A}$, $N \sim 50$ com a corrente média por macromancha $I_0 \sim 20 \text{ A}$. Cada macromancha é constituída por um certo número de micromanchas, separadas umas das outras por $30 - 50 \mu\text{m}$. No caso de uma corrente total de 1000 A , cada micromancha conduz cerca de 2 A de corrente ($2 = 1000/Nn$, sendo $N = 50$ e $n = 10$). A distribuição de luminosidade (gaussiana) de uma micromancha tem cerca de $10 \mu\text{m}$ de largura (FWHM), o que conduz a um valor do diâmetro da micromancha de $d = 10 \mu\text{m}$. O tempo de vida de uma micromancha é de 100 ns a alguns μs (para o cobre, $3 \mu\text{s}$ e permanece imóvel durante esse tempo). A densidade de corrente de uma micromancha é de 10^{10} a 10^{11} Am^{-2} enquanto na macromancha o valor médio é de $j = 2,55 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$.

Siemroth [52] mostra também que se observa uma tendência de repulsão mútua entre as macromanchas, fazendo com que elas se afastem umas das outras. Supondo agora que as macromanchas se alinham ao longo do perímetro de um círculo, a densidade média de corrente que se obtém é de $0,5 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$. A conclusão dessa estimativa grosseira da densidade de corrente na mancha resulta num valor da ordem de $j \sim 10^9 \text{ Am}^{-2}$. Nesta tese, empregando técnicas térmicas, o valor obtido da densidade de corrente efetiva coincide com a avaliação feita acima da densidade média ($j \sim 10^9 \text{ Am}^{-2}$) calculada a partir de dados ópticos.

Fazer o mesmo tipo de medidas daquelas mencionadas acima, porém em atmosfera gasosa não é tarefa simples [53], por causa da presença de uma área de gás extremamente brilhante que cobre a parte principal da mancha. Assim, foram observadas micromanchas somente fora dos limites da área luminosa.

Entretanto, as condições extremas de existência da mancha justificam considerar que seu comportamento não deve sofrer grandes variações no vácuo e em atmosfera de gases. Outros autores [28, 54-56] mostram também que a região próxima aos eletrodos é desacoplada das condições da coluna do arco. A mancha forma um conjunto de plasma e crateras de erosão. As crateras fornecem vapor ionizado à descarga. No vácuo [28] esse vapor é o único meio para a existência da descarga, porém é também um importante ingrediente num arco em gases. A mancha necessita de alta temperatura para a emissão eletrônica e vaporização do metal e alta densidade de plasma [54]. Meunier [54] afirma, por exemplo, que não há como obter condições de emissão eletrônica no catodo se não houver a formação de vapor de alta pressão (de até 40 atm) nas proximidades da mancha (veja, por exemplo, [54-56]).

A importância da alta pressão na mancha do arco foi investigada teoricamente em [55]. Foi mostrado que para o catodo de cobre a pressão na bainha catódica do arco varia de $7,4 - 9,2 \text{ atm}$ até $34,2 - 50 \text{ atm}$ e a densidade de corrente na mancha varia

de 10^9 a 10^{10} Am^{-2} , respectivamente. Além disso, os autores mostraram que devido à alta densidade do plasma metálico ocorre forte aquecimento da superfície do catodo, além do estabelecimento de campo elétrico na vizinhança da superfície, o que provoca uma mudança na emissão termoeletrônica. Devido à alta densidade dos íons na bainha catódica, grande parte da corrente é transferida pelos íons. No caso da densidade total de corrente na mancha do arco ser de $j_{tot} = 10^9$ Am^{-2} , a corrente para superfície do eletrodo é transferida pelos íons (76 – 91% do j_{tot}), enquanto no caso de $j_{tot} = 10^{10}$ Am^{-2} a maior parte da corrente é transferida por elétrons (64 – 72% do j_{tot}), segundo [55].

2.2 Parâmetros da mancha.

2.2.1 Equivalente em volts do fluxo térmico na mancha do arco

U

Os processos na mancha do arco (de acordo com [57]) dependem do material e da temperatura da superfície do eletrodo, da pressão, do tipo do gás, do caráter do fluxo, etc. Próximo ao catodo existe uma carga elétrica de volume não compensada que assegura a queda de tensão na bainha do arco e aumenta a intensidade do campo elétrico no qual os íons do plasma se aceleram na direção do catodo e os elétrons - na direção oposta. Os elétrons acelerados nessa região podem causar ionização mais eficaz do que os elétrons originados na coluna do arco. A contração ou confinamento da coluna do arco nas proximidades do eletrodo também contribui para a intensificação do processo de ionização. O estreitamento do diâmetro da coluna do arco nessa região aumenta a densidade de corrente e, conseqüentemente, aumenta a concentração de energia armazenada no plasma. Nas pressões altas (atmosférica ou maior) e nas altas densidades de corrente a espessura da bainha do arco é muito pequena (10^{-9} – 10^{-6} m). Isso introduz grande dificuldade no estudo experimental da bainha de arcos elétricos.

Com relação aos processos no catodo podemos dizer que [58-60], em geral, o catodo recebe energia pelo bombardeio dos íons e a dissipa através dos elétrons. Os íons transferem ao catodo energia cinética, armazenada durante a aceleração na queda de tensão catódica ΔU_c e potencial (energia de ionização que o catodo recebe no processo de recombinação). Devido à pequena espessura da região de queda de tensão do arco, que é aproximadamente igual ao comprimento do caminho livre médio de uma partícula, podemos supor que nessa região os íons não estão submetidos às colisões e atingem a superfície do catodo com toda a energia cinética. Assim, os íons transmitem energia $\varepsilon \Delta U_c$, onde ε é o coeficiente de acomodação dos íons, que caracteriza a plenitude de transferência da energia. Numericamente, $\varepsilon = (E_1 - E_2)/E_1$, onde E_1 é a energia antes da colisão e E_2 , depois da colisão com a superfície. No caso em que as partículas são totalmente refletidas da superfície temos $\varepsilon = 0$ e, no caso contrário (absorção total), $\varepsilon = 1$.

Em ambos os casos os íons também poderiam transferir ao catodo a energia de recombinação U_i , armazenada no processo de ionização. Para neutralizar um íon um elétron deve sair da superfície do catodo, consumindo a energia igual à função de trabalho do catodo φ_0 , cujo valor, normalmente, é menor do que a energia de ionização dos átomos do plasma. Além disso, o catodo recebe a energia de coluna do arco e do jato de plasma por condutividade térmica, por radiação e, em fim, por efeito Joule e por reações químicas.

O resfriamento da superfície do catodo envolve processos como a emissão de elétrons, transferência de calor por condução para o interior do eletrodo, que é mais fria, e, se o catodo está bastante quente, resfria-se por radiação. A parte da energia que entra no catodo é consumida nos processos de fusão, evaporação, ionização do material do eletrodo, etc.

Levando em conta os processos descritos acima, a equação de equilíbrio térmico no catodo pode ser escrita, para os termos de aquecimento e resfriamento expressos em Watts por Ampere, na forma seguinte (veja [17, 58-60]):

$$(1 - \alpha)(\varepsilon \Delta U_c + U_i - \varphi_0) - \alpha\phi_- - \rho' - \zeta - \xi + \xi' + \eta + \chi = 0, \quad (2.1)$$

onde o primeiro termo $(1 - \alpha)(\varepsilon\Delta U_c + U_i - \varphi_0)$ é o aquecimento do catodo pela energia cinética dos íons positivos; ΔU_c é a queda de potencial na região próxima ao eletrodo; U_i é a energia de ionização do gás; φ_0 a função normal de trabalho do material do eletrodo; α é a parte da corrente transferida pelos elétrons e ε é a parte da energia dos íons transferida ao catodo (coeficiente de acomodação). Os termos restantes em (2.1) refletem processos de refrigeração do catodo devido à emissão dos elétrons, radiação, evaporação e, também, aquecimento por fontes secundárias. Aqui, ϕ_- é a função efetiva de trabalho do material do eletrodo (a parte reduzida da φ_0 devido à presença na região próxima ao eletrodo de campo elétrico alto); ρ' é a energia de radiação da superfície do eletrodo; ζ é a evaporação do material do eletrodo; ξ é a condução ao interior do catodo; ξ' é a energia recebida do gás por processos de condução e convecção; η a energia das fontes externas e χ representa outras fontes de energia.

A equação (2.1) é útil para um análise teórica, mas envolve termos com valores indeterminados. Somente alguns termos podem ser tratados como determinados. Por exemplo, o valor da queda de potencial na região próxima do catodo ΔU_c , é uma característica importante do arco que foi obtida somente para uma categoria limitada de descargas elétricas, a saber, nos arcos estacionários.

A região próxima do eletrodo está sujeita à condições extremas [57, 58]. No caso da medida da queda de potencial na região próxima do catodo ΔU_c o problema sério é a pequena extensão da região na direção axial do arco. Dois métodos são normalmente empregados para determinar ΔU_c . Um dos métodos considera que a queda de tensão ΔU_c pode ser obtida por uma minisonda localizada numa distância pequena ($< 10^{-4}$ m) da superfície do eletrodo. No outro método utiliza-se a variação da tensão total no arco U em função do comprimento do arco l , supondo que ΔU_c poderia ser obtida através da extrapolação de função $U(l)$ ao ponto $l = 0$.

Ambos os métodos citados acima têm seus problemas e dificuldades. As perturbações causadas pela sonda relativamente fria, em comparação com o plasma da coluna do arco, criam dúvidas sobre o valor medido do potencial. Além disso, esse método exige alta velocidade de movimento da sonda (para não destruir o detector), o que exige utilização de um equipamento de alta precisão e alta taxa de aquisição de dados. No outro método (extrapolação de tensão total no arco) é problemático distinguir a parte de tensão que pertence ao catodo e ao anodo. Além disso, nos arcos curtos (ao contrário dos compridos) as duas regiões (do catodo e do anodo) interagem entre si causando perturbação da medida.

Yokomizo et al em [61] mediram a soma da queda de tensão V_{fall} no catodo e no anodo utilizando diferentes materiais do eletrodo e do gás em uma pressão de 0,1 MPa. O arco foi produzido entre eletrodos dispostos em distâncias < 3 mm. A tensão no arco foi medida para cada gap entre os eletrodos, sendo, então, expresso como função do gap. Extrapolando a curva da tensão do arco para a espessura do gap zero os autores estimaram a somatória da queda de tensão V_{fall} para corrente constante. No caso do cobre em ar foi obtido o valor de $V_{fall} = 16,5$ V, que não depende da corrente na faixa de $I = 10 - 20000$ A. Supondo que a queda de tensão no anodo é bem menor do que no catodo, os autores conseguiram fazer estimativa da fração da corrente que é transferida pelos elétrons. Os resultados mostram que neste caso os elétrons transferem 77% da corrente total. Além disso [61] mostra que a espessura da região de queda de tensão $d_c = 10^{-9} - 10^{-8}$ m diminui com o aumento da densidade de corrente j .

Foi mostrado experimentalmente (veja [41, 62]) que a queda de tensão catódica depende das características térmicas do material do eletrodo. A dependência relevante de ΔU_c da condutividade elétrica do eletrodo foi confirmada nas experiências onde a superfície do catodo foi coberta por finas camadas de óxidos. Estas experiências mostraram que a diminuição da condutividade elétrica resulta em considerável diminuição de ΔU_c . Além disso, utilizando diferentes gases e materiais do eletrodo foi mostrado experimentalmente [61, 63] que ΔU_c está mais relacionado com o potencial de ionização do gás U_i do que com a função normal de trabalho φ_0 do material do eletrodo. Recentemente este resultado foi descrito teoricamente em trabalhos do Zayatuev [64, 65].

Os resultados publicados sobre a queda de tensão ΔU_c na região próxima do catodo diferem bastante entre si. Por exemplo, no caso de cobre como material do catodo, os valores obtidos da queda de tensão ΔU_c variam de 8 V a 21V (veja [41] e respectivas). No caso de arco que se move com alta velocidade (centenas de metros por segundo) na presença de campo magnético os parâmetros que entram na equação (2.1) ainda não foram medidos.

Devido à grande dificuldade em se medir separadamente cada termo da equação do balanço térmico no catodo (2.1), geralmente introduz-se o equivalente em volts do fluxo térmico na mancha U , definido pela equação [18]):

$$U \equiv \frac{Q_0}{I} \equiv \sum H(i) = H, \quad (2.2)$$

onde $Q_0 = q_0\pi d^2/4$ é o fluxo térmico total na mancha do arco, q_0 é a densidade de fluxo térmico na mancha, dada por

$$q_0 = jU,$$

j é a densidade de corrente na mancha, d é o diâmetro da mancha, H é o calor de condução para o interior do corpo do eletrodo e $\sum H(i)$ inclui todos os processos térmicos na bainha do plasma, nas proximidades do eletrodo, e que contribuem para o fluxo térmico da mancha, incluídos na equação (2.1). Destes termos, um dos mais importantes é a energia cinética dos íons positivos que bombardeiam o catodo sob a ação da queda de potencial catódica ΔU_c . Como mostrado em [17], baseado em dados da literatura, o valor medido termicamente para U é aproximadamente igual a ΔU_c .

2.2.2 Densidade de corrente na mancha do arco j

O fenômeno da erosão está relacionado com a densidade de corrente na mancha do arco [66]. Com o aumento da temperatura de fusão/evaporação diminui tanto a densidade de corrente j quanto a taxa de erosão g [41]. Nos catodos refratários (ou quentes), por exemplo, feitos de tungstênio, a densidade de corrente tem ordem de 10^8 Am^{-2} e a taxa de erosão baixa ($< 0,1 \times 10^{-9} \text{ kgC}^{-1}$), quando operam na pressão atmosférica de argônio com corrente $< 500 \text{ A}$. Por outro lado densidades de $10^9 - 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ e taxa da erosão de $13 \times 10^{-9} \text{ kgC}^{-1}$ foram observadas nos catodos frios feitos de cobre (veja [36]). Os catodos quentes exibem baixas taxas de erosão devido a sua habilidade de transferir corrente principalmente pela emissão termiônica (até 80% da corrente do arco) sem derreter ou entrar em ebulição. No caso dos eletrodos frios, para manter o arco é necessário manter alta pressão de vapor metálico na bainha do arco [54], o que explica as taxas relativamente elevadas da erosão observadas nos catodos desse tipo.

A emissão catódica de elétrons é geralmente descrita (veja [67] e referências) pela equação de emissão termoiônica, ou equação de Richardson-Dushman, corrigida pelo efeito Schottky de campo (redução da barreira de potencial na superfície do metal por $\Delta\phi = [eE/(4\pi\varepsilon_0)]^{1/2}$ devido à presença de campo elétrico macroscópico E). Essa equação é escrita da seguinte forma para a densidade de corrente na mancha:

$$j = \frac{4\pi em_e(kT_0)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{e(\phi - \Delta\phi)}{kT_0}\right) \quad (2.3)$$

onde e é a carga do elétron, m_e é a massa do elétron, k é a constante de Boltzmann, h é a constante de Planck, ε_0 é a constante dielétrica do vácuo, ϕ é a função de trabalho do catodo e T_0 é a temperatura da superfície. Esta equação é relativamente exata para campo elétrico na bainha do arco menor do que 10^8 Vm^{-1} e para temperaturas da superfície elevadas, sendo, portanto, boa para catodos termoiônicos (catodos quentes, tungstênio, por exemplo).

Para campo elétrico maior que 10^8 Vm^{-1} , é mais apropriado usar a equação de Murphy-Good ([67] e referências) que leva em conta tanto a emissão térmica dos

elétrons acima da barreira de potencial na superfície metálica quanto a emissão de campo dos elétrons através da barreira de potencial (tunelamento). Na base de estimativas teóricas, se espera que campos elétricos $> 10^9 \text{ Vm}^{-1}$ estejam presentes na superfície de catodos frios e também nos arcos de alta pressão ($\gg 1 \text{ atm}$). A equação de Murphy-Good explica bem a emissão de elétrons para campos elétricos até 10^{10} Vm^{-1} mas seu tratamento é muito complexo devido ao número de integrais numéricas.

Para se obter a densidade de corrente na mancha do arco j , normalmente mede-se a corrente do arco I e o diâmetro da mancha d , calculando j pela fórmula

$$j = \frac{4I}{\pi d^2}. \quad (2.4)$$

Os métodos mais conhecidos para medir j são o método de autógrafos e o método de registro rápido óptico-eletrônico. O primeiro método é baseado na identificação do diâmetro da mancha com a largura da trilha deixada na superfície do eletrodo e o outro, refere-se ao tamanho da área luminosa na bainha do arco. Ambos os métodos têm sérias deficiências. Por exemplo, é desconhecido até quanto a área da erosão ou a área luminosa corresponde ao tamanho da zona de condução elétrica, onde a corrente é transferida entre o catodo e o plasma. O tamanho da mancha no catodo, obtido pelo primeiro método, tendo uma relação estreita com a erosão, vai depender, portanto, do grau de erosão do material e do estado de movimento do arco sobre o eletrodo, e, em última análise, do mecanismo físico da erosão. Deste modo, por exemplo, para um arco em movimento muito rápido, podemos obter para d um valor diferente do que para um arco em movimento mais lento, porque o grau de erosão será diferente nos dois casos. Além disso, o campo de temperatura de uma fonte de calor móvel, que é o que provoca a erosão, transforma-se muito em comparação com o imóvel: as linhas isotérmicas na direção do movimento são mais prolongadas do que na direção transversal (vide [42]) e a mancha deixa na superfície uma trilha contínua e uniforme. Utilizar a espessura da trilha como diâmetro da mancha é duvidoso, pois os estudos experimentais mostraram que a mancha do arco não é necessariamente circular. Kesaev (em referências de [41]) provou que o tamanho da trilha não pode ser usado para calcular a densidade de corrente na mancha.

Por todas estas razões, a suposição de que o diâmetro da mancha no eletrodo poderia ser identificada com a espessura do rastro não tem concordância nem com a teoria, nem com resultados experimentais, pelo menos para manchas que se movem rapidamente. Então, o método de autógrafos não pode dar resposta sobre o diâmetro da mancha do catodo, porém, possibilita calcular a taxa de erosão.

O segundo método para se determinar o tamanho da mancha é o da medida das dimensões da área luminosa perto da superfície do eletrodo (vide [41]). Pode-se ver claramente que, diminuindo o tempo de exposição, o valor medido da densidade de corrente aumenta. Isso acontece porque a medida das dimensões da mancha exige um tempo de exposição adequado. Porém, a redução do tempo de exposição também resulta em perda de informação. Com exposição muito pequena, o fluxo de luz registrado

| Corrente | Densidade de corrente | Autor, Ano | Método |
|-----------|----------------------------------|-------------------|-------------------|
| I , (A) | j , (10^9 Am^{-2}) | | |
| < 5000 | 0,01 | Slepian, 1942 | autógrafos |
| 2,6 | 1,2 | Cobine, 1948 | |
| 200 | 0,9 – 8,0 | Sommerville, 1949 | |
| 1 – 5 | 0,4 – 0,6 | Schliedst, 1962 | óptico-eletrônico |
| < 200 | 0,02 – 0,1 | Fehling, 1963 | autógrafos |
| < 60 | 30 – 100 | Mau, 1966 | |
| 2 – 200 | 0,77 – 1,5 | Bolanovsky, 1967 | eletro-térmico |
| 5000 | 7 – 1200 | Basharov, 1968 | autógrafos |
| 16000 | 8 – 800 | | |
| 50 – 2000 | 0,2 – 1,0 | Rakhovsky, 1976 | óptico-eletrônico |
| 2 – 25 | 68 – 224 | Sanger, 1971 | autógrafos |

Tabela 2.1: Densidade de corrente na mancha do arco (material do eletrodo - cobre, gás plasmagênico - ar. Fonte [42])

diminui, e, no caso de sensibilidade inadequada do aparelho, poderia ser registrada uma área de mancha menor, que a correspondente à área mais luminosa. No limite de tempo de exposição muito pequeno, é claro, nenhuma imagem será registrada. Por isso, para se ter resultados fidedignos das dimensões da mancha é necessário ter uma resolução de tempo adequada e também um equipamento registrador de alta sensibilidade.

Devido aos problemas que apresentam ambos os métodos de medida, encontramos na literatura valores de densidade de corrente com ampla variação. Por exemplo, para o eletrodo de cobre, funcionando em ar ambiente com pressão de 1 atm, têm sido obtidos valores de j no intervalo de $0,01 \times 10^9$ até $1200 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ (vide Tabela 2.1 de [41]). Uma tão grande discrepância só pode ser explicada através do erro da medida do diâmetro da mancha de arco, levando em conta a metodologia utilizada. É praticamente impossível realizar cálculos do regime térmico do catodo utilizando tamanha variação em j .

Normalmente costuma-se supor que a distribuição da densidade de corrente na mancha do arco é uniforme. As experiências (veja [39, 68-70] e referências) mostram que a distribuição de corrente dentro da mancha é assimétrica tanto em direção de movimento do arco quanto na direção perpendicular. Devido ao movimento do arco, a redistribuição da corrente na mancha pode provocar variações no valor da densidade de corrente dependendo do método utilizado. Neste trabalho pretendemos tratar da densidade de corrente média, sem entrar em particularidades sobre a estrutura interna da mancha e distribuição da corrente. Para isso utilizaremos um método térmico, que leva em conta apenas o efeito integral da mancha.

Uma descrição teórica rigorosa do fenômeno da interação entre o arco elétrico e a superfície do eletrodo encontra sérias dificuldades devido à ausência de dados experimentais confiáveis em relação aos parâmetros da mancha do arco. Até hoje ainda

não existe nenhuma teoria que leve em conta todos os processos envolvidos na erosão. Existem algumas tentativas numéricas de resolver esse problema [43-46] levando em conta diferentes modelos da emissão de elétrons.

2.3 Teorias térmicas da erosão

2.3.1 Modelo termofísico da erosão (movimento contínuo do arco)

Enquanto o catodo quente pode operar no modo estacionário de ligação do arco (arc attachment) com o eletrodo, os eletrodos frios só o podem fazer, de forma estável, no modo não-estacionário. Neste modo, a mancha do arco desloca-se sobre a superfície do eletrodo em alta velocidade, o que distribui o efeito térmico da mancha sobre uma área maior e diminui a destruição do eletrodo pela erosão. Esse movimento é obtido na prática com o uso de vórtice de gás ou com campo magnético.

A fusão do eletrodo é, portanto, um fenômeno relacionado com o tempo de residência (ou exposição) τ_r de certo ponto do eletrodo sob a mancha do arco. Considerando uma mancha de arco de forma circular de diâmetro d , com densidade de fluxo de calor na mancha dado por

$$q_0 = jU = 4Q_0/\pi d^2, \quad (2.5)$$

o valor máximo desse tempo de exposição será

$$\tau_r = \tau_{\max} = \frac{d}{v}, \quad (2.6)$$

onde j é a densidade de corrente na mancha do arco, U é o equivalente em Volts do fluxo térmico da mancha, v é a velocidade de deslocamento da mancha na superfície do eletrodo, supondo que o arco move-se com velocidade constante v sobre a superfície do eletrodo.

Considera-se, em seguida, o aquecimento da superfície do eletrodo por uma densidade uniforme de fluxo de calor q_0 sobre a mancha do arco de forma circular de diâmetro d . Sabe-se que se a densidade de corrente na mancha do arco não exceder 10^{12} Am^{-2} (para o cobre), o aquecimento Joule do eletrodo pode ser desprezado [71-73]. Neste caso, a mancha do arco pode ser substituída por uma fonte de calor de superfície com densidade de fluxo do calor q_0 .

O eletrodo é considerado como um corpo semi-infinito, i.e., $d \ll b$, onde b é a espessura da parede do eletrodo. Supondo que o tempo de residência da mancha do arco τ_r satisfaz a condição $Fo = a\tau_r/d^2 \ll 1$, onde Fo é o número de Fourier [71-73], a é a difusividade térmica do material do eletrodo, conclui-se que o arco aquece apenas uma fina camada de material $\delta_r = (4a\tau_r/\pi)^{1/2} \ll d$ sob a mancha, sendo desprezível a propagação de calor ao longo da superfície. Isto implica em gradientes de temperatura

na direção da coordenada z (direção perpendicular à superfície do eletrodo) muito maiores do que em relação aos gradientes de temperatura na direção das coordenadas x e y . Isto simplifica enormemente a solução das equações tridimensionais de condução de calor, o que permite obter imediatamente uma expressão analítica para a temperatura $T(z, \tau)$ de um ponto localizado sob a mancha, utilizando uma equação unidimensional de difusão de calor para a descrição do aquecimento do eletrodo dentro da mancha do arco sob a condição de contorno de segunda ordem $q_0 = Const$:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (0 \leq z < \infty; \tau > 0), \quad (2.7)$$

com condição inicial em $\tau = 0$,

$$T(z, 0) = T_0 = Const, \quad (2.8)$$

e condição de contorno em $z = 0$ e em $z = \infty$, respectivamente,

$$q_0 = -\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z}, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0,$$

onde λ é a condutividade térmica do material do eletrodo e T_0 é a temperatura da superfície do electrodo. A solução desse problema é dada pela equação (ver [74, 75])

$$T(z, \tau) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau}} \right), \quad (2.9)$$

onde função ierfc é definida como

$$\operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau}} \right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp - \left(\frac{z^2}{4a\tau} \right) - \frac{z}{\sqrt{\pi a\tau}} \int_{z/2\sqrt{a\tau}}^{\infty} \exp -u^2 du.$$

Dessa equação obtém-se o tempo $\tau = \tau_0$ para a superfície do eletrodo alcançar a temperatura de fusão $T(0, \tau_0) = T_f$:

$$\tau_0 = \frac{\pi}{4a} \left[\frac{(T_f - T_0) \lambda}{q_0} \right]^2. \quad (2.10)$$

Segundo o modelo termofísico [17], a erosão tem início no momento em que o tempo de residência alcançar o valor τ_0 quando a temperatura do ponto no eletrodo atingir a temperatura de fusão T_f do material do eletrodo. Até o tempo τ_0 o calor removido para o corpo do eletrodo por condução térmica é igual ao calor depositado pelo arco na mancha. A partir de $\tau = \tau_0$, quando toda a superfície em $z = 0$ está na temperatura $T = T_f$, e a superfície começa a fundir, calcula-se a quantidade de calor removida ao corpo do eletrodo. Supondo que a camada fundida seja desprezível, resolve-se a equação de condução de calor sob a condição de contorno de primeira ordem:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} \quad (0 \leq z < \infty; \tau > \tau_0),$$

com condição de contorno,

$$T(0, \tau) = T_f, \quad \frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0,$$

e condição inicial ($\tau = \tau_0$),

$$T(z, \tau_0) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a\tau_0} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{a\tau_0}} \right).$$

A solução desse problema nos dá

$$q = \frac{\lambda(T_f - T_0)}{\sqrt{\pi a(\tau - \tau_0)}} - \frac{2q_0}{\pi} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} \right).$$

Usando a equação (2.10), obtém-se a expressão para a densidade de fluxo de calor que é removida para o interior do eletrodo para $\tau \geq \tau_0$:

$$q_r = \frac{2q_0}{\pi} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}}, \quad (2.11)$$

e $q_r = q_0$ para $\tau < \tau_0$.

A mancha do arco pode, então, ser dividida em duas áreas, separadas pela linha MPN (vide Figura 2.1), uma área MRNPM, que não alcançou a temperatura T_f e a outra MPNQM, que alcançou, a qual chamamos de zona de fusão, cuja temperatura é igual a T_f em qualquer ponto dessa área. Fora dos limites da mancha considera-se a temperatura do eletrodo igual a T_0 . Admite-se, portanto, neste modelo simplificado, uma transição abrupta de uma região do eletrodo com temperatura T_f para outra com temperatura T_0 .

O grau de extensão da zona de fusão MPNQM é caracterizado pelo parâmetro

$$f = \frac{l_0}{d} = \frac{\tau_0 v}{d} = \frac{\tau_0}{\tau_r} \quad (2.12)$$

(vide Figura 2.1). Usando a equação (2.10) é possível mostrar que f pode ser dado pela expressão [17]

$$f = \frac{\pi^{1.5} v \lambda^2 (T_f - T_0)^2}{8aj^{1.5} U^2 I^{0.5}} = \frac{\pi^{1.5} \lambda^2 s T_f^2 (1 - \theta)^2}{8aj^{1.5} U^2}, \quad (2.13)$$

onde $\theta = T_0/T_f$ é a temperatura normalizada e

$$s = \frac{v}{\sqrt{I}}, \quad (2.14)$$

é denominada velocidade normalizada.

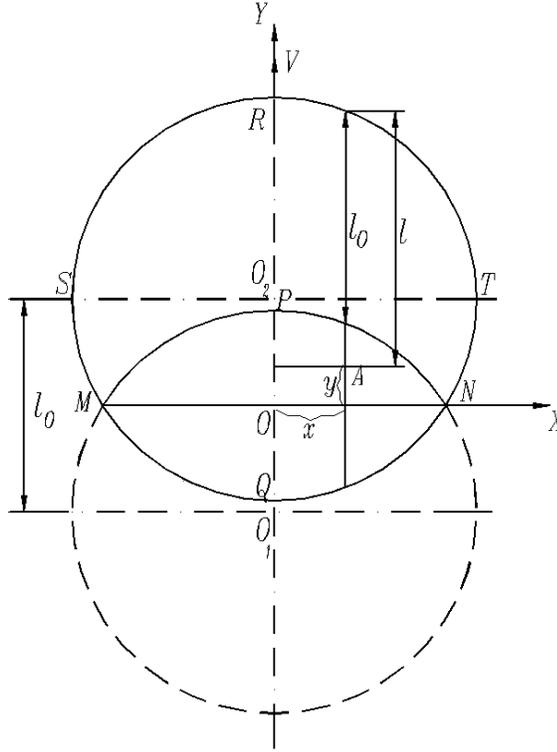


Figura 2.1: Esquema da mancha do arco em representação da teoria térmica.

No modelo térmico foi considerado que a diferença entre o calor total Q_0 que entra pela mancha do arco e o calor Q_r removido para o interior do corpo do eletrodo é o calor total de erosão Q_{er} , usado no processo de fusão do eletrodo, i.e. [17],

$$Q_{er} = Q_0 - Q_r. \quad (2.15)$$

Tomando-se a hipótese de que a erosão do eletrodo origina-se na zona de fusão e de que a taxa de erosão de massa do eletrodo G (kgs^{-1}) é proporcional ao calor de erosão Q_{er} , podemos escrever

$$Q_{er} = h_{ef}G = h_{ef}gI, \quad (2.16)$$

onde I é a corrente, h_{ef} é denominada entalpia efetiva de erosão e g é a taxa de erosão específica (kgC^{-1}). Calculando os valores Q_0 e Q_r a expressão para o calor de erosão Q_{er} pode ser escrita como:

$$Q_{er} = UWI, \quad (2.17)$$

onde W , uma função do parâmetro f , é dada pela seguinte expressão:

$$W = \frac{2}{\pi} \left[\sin^{-1} \beta + f \beta - \frac{4}{\pi} \beta \left(\sqrt{f} w_1 + w_2 \right) \right]. \quad (2.18)$$

Aqui, as funções w_1 , w_2 , e β são funções de f (veja [17]). A função W pode ser aproximada pela expressão

$$W \approx W' = 1 - f \left(\frac{7,13}{2,475 + f} + \frac{0,442}{0,04 + f} - 1,477 \right). \quad (2.19)$$

Utilizando-se as equações (2.16) e (2.17), obtem-se a expressão para a erosão específica na forma

$$g = g_0 + \frac{UW}{h_{ef}}, \quad (2.20)$$

onde foi introduzido o termo de microerosão $g_0 = Const$, necessário para a equação poder satisfazer os resultados experimentais. A expressão

$$U_{er} = UW, \quad (2.21)$$

em (2.20) foi denominada de volt-equivalente do calor de erosão e pode ser apresentada como

$$U_{er} = (g - g_0)h_{ef}, \quad (2.22)$$

isto é, U_{er} é uma função linear de g .

A análise da função W na equação (2.18) mostra que $1 \geq W \geq 0$ para $0 \leq f \leq 1$. Então, supondo que $W \equiv 0$ para $f > 1$ a erosão pode ser dividida em duas regiões em relação do valor de f : região da microerosão para $f > 1$ e a macroerosão para $0 \leq f \leq 1$.

2.3.2 Modelo termofísico da erosão (movimento descontínuo do arco)

Os pressupostos iniciais do modelo descontínuo são os mesmos do modelo contínuo. Supomos que a mancha desloca-se infinitamente rápido de um ponto a outro da superfície, distantes um do outro de um valor L , o passo. Nesse caso, o tempo de residência da mancha num ponto da superfície do eletrodo será dado por

$$\tau_r = L/v, \quad (2.23)$$

onde v é a velocidade média do deslocamento da mancha do arco (que pode ser obtido medindo a frequência da rotação do arco elétrico). Consideramos que após passado o tempo τ_0 , a fusão ocorre simultaneamente em toda a área da mancha. Conseqüentemente, a fim de calcular a remoção de calor por unidade de área da mancha (em Jm^{-2}), do momento do início da fusão τ_0 a um momento arbitrário de tempo τ_r , é necessário integrar (2.11) com respeito ao tempo, nos limites de τ_0 ao τ_r . Introduzimos a seguinte notação:

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} \equiv \frac{2q_0}{\pi} \int_{\tau_0}^{\tau_r} \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau - \tau_0}} d\tau.$$

Resolvendo esta integral vem

$$q_r|_{\tau_0}^{\tau_r} = \frac{2q_0}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} (\tau_r - \tau_0) + \sqrt{\tau_0 (\tau_r - \tau_0)} - \tau_r \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_r - \tau_0}{\tau_0}} \right]. \quad (2.24)$$

A densidade de calor removida (em Jm^{-2}) por unidade de área da mancha do arco do começo do aquecimento, durante o período τ_r , incluindo o período $\tau < \tau_0$ é dada por

$$q_r|_0^{\tau_r} = q_0\tau_0 + q_r|_{\tau_0}^{\tau_r}. \quad (2.25)$$

Substituindo (2.24) em (2.25) e dividindo o resultado por τ_r obtemos a média de remoção do calor no período τ_r por unidade de área da mancha do arco (em Wm^{-2}):

$$\bar{q}_r = q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{\sqrt{\tau_0 (\tau_r - \tau_0)}}{\tau_r} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{\tau_r - \tau_0}{\tau_0}} \right) \right]. \quad (2.26)$$

O calor total médio removido no tempo τ_r será $\bar{Q}_r = \bar{q}_r F$, onde F é a área da mancha. Então, usando a equação (2.26) e $Q_0 = q_0 F$, obtemos

$$\bar{Q}_r = Q_0 \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\sqrt{f_s (1 - f_s)} - \tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - f_s}{f_s}} \right) \right], \quad (2.27)$$

onde introduzimos o parâmetro não-dimensional

$$f_s = \frac{\tau_0}{\tau_r}. \quad (2.28)$$

Supondo que a diferença entre o calor total na mancha Q_0 e a remoção total de calor \bar{Q}_r dão o calor total gasto no processo da erosão Q_{er} , isto é, o calor gasto na fusão do material do eletrodo até sua transformação no estado do plasma, tem-se:

$$Q_{er} = Q_0 - \bar{Q}_r. \quad (2.29)$$

Usando a equação (2.27) em (2.29) obtemos que o calor médio da erosão Q_{er} pode ser expresso da seguinte maneira:

$$Q_{er} = Q_0 W_s = IUW_s, \quad (2.30)$$

onde a energia não-dimensional da erosão W_s pode ser escrita como

$$W_s = \frac{2}{\pi} \left(\tan^{-1} \sqrt{\frac{1 - f_s}{f_s}} - \sqrt{f_s (1 - f_s)} \right). \quad (2.31)$$

Das equações (2.16) e (2.30) obtém-se uma expressão simples para a erosão mássica específica:

$$g = g_0 + \frac{UW_s}{h_{ef}}, \quad (2.32)$$

onde o termo adicional g_0 (chamado microerosão) foi introduzido para atender ao fato experimental de que, mesmo na ausência de macroerosão, quando $W_s = 0$, um valor mínimo de erosão $g = g_0$ é observado. A expressão UW_s em (2.32) chamamos de volt-equivalente do calor de erosão:

$$U_{ers} = UW_s. \quad (2.33)$$

Observamos que

$$U_{ers} = (g - g_0)h_{ef}, \quad (2.34)$$

isto é, U_{ers} é uma função linear de g .

Substituindo na expressão (2.28) τ_0 por (2.10), $d = 2\sqrt{I/\pi j}$ e (2.5) obtemos a seguinte expressão para f_s

$$f_s = \frac{\pi}{4a\tau_r} \left[\frac{(T_f - T_0)\lambda}{jU} \right]^2. \quad (2.35)$$

Usando-se τ_r dado por (2.23) e introduzindo o comprimento não-dimensional do passo

$$n = \frac{L}{d}, \quad (2.36)$$

obtemos:

$$f_s = \frac{\pi^{1.5}v\lambda^2(T_f - T_0)^2}{8aj^{1.5}U^2I^{0.5}n}, \quad (2.37)$$

ou

$$f_s = \frac{\pi^{1.5}v\lambda^2(T_f - T_0)^2}{8aj_s^{1.5}U^2I^{0.5}}, \quad (2.38)$$

onde definimos j_s , a densidade eficaz (ou aparente) de corrente para o movimento descontínuo, pela expressão:

$$j_s = jn^{2/3}. \quad (2.39)$$

Comparando f com f_s temos

$$f_s = \frac{f}{n}. \quad (2.40)$$

Note que por j_s significamos a densidade eficaz da mancha do arco, que não é exatamente o mesmo que a densidade real de corrente.

O modelo térmico da erosão apresentado aqui é apropriado somente para a macroerosão com o parâmetro da macro-erosão W_s variando no intervalo $0 \leq W_s \leq 1$ (ou $1 \leq f_s \leq 0$). A situação intermediária de $f_s = 1$ é tomada como condição para o início da macroerosão, isto é, transição do regime da micro-erosão à macroerosão. Da condição $f_s = 1$ na fórmula (2.35), pode-se calcular a densidade de corrente na mancha do arco:

$$j = \frac{\pi^{0.5}\lambda(T_f - T_0)}{2a^{0.5}\tau_r^{0.5}U} \quad (2.41)$$

ou

$$j = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I n^2} \right]^{1/3}. \quad (2.42)$$

Destas equações vemos que para determinar o valor real de j para um movimento descontínuo, necessitamos saber τ_r ou n . Caso não se saiba n , ou fazemos $n = 1$ na equação (2.42) para obter j , ou usamos a fórmula (2.38) com $f_s = 1$ obtendo a densidade aparente de corrente na mancha

$$j_s = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^4 v^2 (T_f - T_0)^4}{a^2 U^4 I} \right]^{1/3}. \quad (2.43)$$

2.3.3 Teoria térmica da erosão baseada no problema de Stefan

Introdução

O modelo teórico da erosão, desenvolvido em [17], pressupõe a existência de uma certa entalpia efetiva de erosão h_{ef} que pode ser calculada da comparação dos dados experimentais com o modelo. O valor teórico de h_{ef} não pode ser determinado nos limites dessa teoria, pois a mesma não trata do problema de Stefan, que permite fazer os cálculos do movimento da superfície divisória entre o estado líquido e sólido do eletrodo. O parâmetro h_{ef} inclui todos os processos físicos que acompanham a transformação do material do eletrodo sob a mancha, do estado sólido ao estado de plasma. Esses processos são o aquecimento, fusão, evaporação, espargimento, ionização do vapor, reações químicas homogêneas e heterogêneas, etc.

Nesta seção vamos fazer uma tentativa de entender a erosão e obter h_{ef} a partir de uma solução simplificada do problema de Stefan, incluindo apenas a fusão, ao mesmo tempo que se mantêm os pressupostos básicos do modelo apresentado em [17]. Assim, surge a possibilidade de calcular a quantidade de material que se torna líquida na superfície do eletrodo, fazer os cálculos da erosão do eletrodo e também obter o valor da entalpia efetiva. Enquanto na teoria térmica [17] entra o parâmetro desconhecido h_{ef} , aqui tem-se outro tipo de dificuldade, i.e., não se consegue determinar qual a proporção do material do eletrodo em estado líquido que será removida pela erosão em relação ao volume total do líquido. E outra vez devemos recorrer aos dados experimentais para obter esse valor, comparando estes com a teoria.

Os pressupostos básicos utilizados em [17] serão usados aqui também, junto com a solução de Stefan. Esses pressupostos são os seguintes: a mancha do arco tem forma circular de raio $R = d/2$ com distribuição uniforme da densidade de calor $q_0 = Const$. Na Figura 2.1 mostramos, esquematicamente, uma mancha do arco que se move continuamente na direção y com velocidade constante v sobre a superfície do eletrodo, cuja temperatura inicial é T_0 . Deslocando-se sobre a superfície de um ponto O_1 ao ponto O_2 a mancha modifica a distribuição da temperatura abaixo da área ocupada pela mancha. Dependendo do tempo de exposição da mancha τ num

certo ponto da superfície do eletrodo, a temperatura do eletrodo nesse ponto aumenta conforme a expressão (veja (2.9) no caso $z = 0$)

$$T(\tau) = T_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a\tau}{\pi}}, \quad (2.44)$$

onde $q_0 = jU$ é a densidade de fluxo térmico na mancha do arco, λ e a são a condutividade e a difusividade térmicas do material do eletrodo, respectivamente. Dependendo dos parâmetros térmicos do eletrodo (λ e a) e dos parâmetros de operação (I , v , T_0) a temperatura superficial sob o fluxo térmico q_0 pode atingir ou superar o ponto de fusão T_f . Nestas condições na área da superfície do eletrodo sob a mancha do arco haverá transformação de fase (do estado sólido ao líquido). Devido a isso, a área do eletrodo sob a mancha pode ser dividida, em duas zonas: zona no estado sólido (área MRNPM na Figura 2.1) e zona no estado líquido (área MPNQM). Nessa aproximação supomos que o tempo de transformação do estado sólido ao estado líquido é desprezível.

Além disso, o tempo de residência da mancha do arco num certo ponto da superfície τ_r é muito pequeno [17] e, o número de Fourier $Fo = a\tau_r/d^2 \ll 1$ [71-73], assim, temos que a profundidade térmica $\delta_r = (4a\tau_r/\pi)^{1/2} \ll d$. Isso significa que podemos tratar o eletrodo como um corpo semi-infinito, com espessura pequena de camada de líquido e resolver o problema de transferência do calor em uma dimensão. Portanto na primeira aproximação podemos supor que a temperatura da zona líquida é constante, i.e., $T = T_f$. Esta é uma aproximação forte para se obter a solução simples do problema e, como podemos ver, mostra um bom resultado na condição de $\tau_r \geq \tau_0$, mas fica fora da realidade física. Na mancha do arco realizam-se condições de contorno de segunda ordem (i.e., a densidade de fluxo térmico na mancha do arco $q_0 = Const$). Tal condição exige que a temperatura na área MPNQM tem que aumentar com o tempo de exposição τ_r .

Resolvendo o problema unidimensional de propagação da zona de fusão ao interior do eletrodo com condições de contorno de primeira ordem ($T = T_f$) obtemos o perfil da zona fundida que a mancha deixa no eletrodo. Assim, podemos obter a quantidade de material do eletrodo que sofre a transformação de fase. Enquanto uma parte de material do eletrodo volta ao estado sólido a outra parte é removida da superfície. Comparando os resultados experimentais com os cálculos teóricos obteremos a relação entre a quantidade do material erodido (i.e. removido) e o derretido. Como será mostrado, a parte erodida representa somente 2% do quantidade total do material derretido. Apesar do fato de que foram usadas condições de contorno de primeira ordem, os resultados teóricos concordam com os resultados experimentais.

Usando a expressão teórica para a taxa de erosão específica, podemos obter a entalpia efetiva que excede em 20% o valor publicado em [19]. É claro que, para fazer cálculos mais rigorosos, é necessário levar em conta a estrutura complexa da mancha, a distribuição real do fluxo térmico (que pode ser não uniforme) e, também, os processos após a influência térmica.

O problema de Stefan

Um problema importante e difícil para resolver é o problema da transferência de calor na presença de transformação de fase com o processo de emissão ou absorção do calor. Problemas desse tipo aparecem, por exemplo, nos processos de fusão ou solidificação. Pela primeira vez tal problema foi discutido no trabalho publicado por Stefan sobre o estudo da espessura do gelo polar e, por isso, o problema de solidificação é referido sempre como “problema de Stefan” (veja [74] e referências).

A peculiaridade desse problema consiste na presença de uma superfície divisória entre as duas fases que está se movendo. O calor é liberado ou absorvido nessa superfície. Além disso as propriedades térmicas (λ , a) nas duas fases são diferentes. Por isso o problema apresenta dificuldades consideráveis.

Para grande parte dos problemas desse tipo não existe solução exata analítica e para resolvê-los é necessário usar métodos numéricos. Uma das soluções analíticas é a solução de Neumann para uma região $z > 0$ semi-infinita. A temperatura inicial da região é constante, superior ao ponto de fusão T_f . A superfície $z = 0$ satisfaz a condição de contorno $T = 0$ para $\tau > 0$.

Na superfície divisória dos estados líquido e sólido ($z = Z(\tau)$) deve ser satisfeita a condição de igualdade da temperatura de ambos os lados (na parte sólida e líquida), i.e.,

$$T_s = T_l = T_f, \quad (2.45)$$

onde T_l e T_s são a temperatura das fases líquida e sólida, respectivamente.

Outra condição de contorno refere-se aos processos de liberação (ou absorção) do calor latente na superfície divisória. Enquanto a superfície se desloca na distância dZ a quantidade de calor $L\rho dZ$ é liberada e removida por condução. Podemos escrever essa condição na forma

$$\lambda_s \frac{dT_s}{dz} - \lambda_l \frac{dT_l}{dz} = L\rho \frac{dZ}{d\tau}, \quad (2.46)$$

onde λ_s e λ_l são as condutividades térmicas na região sólida e líquida, respectivamente, dT_s/dz e dT_l/dz são gradientes de temperatura na superfície divisória dos lados sólido e líquido, respectivamente e ρ é a densidade da substância líquida.

As temperaturas nas fases líquida e sólida têm que satisfazer à equação de condução térmica. Para a fase líquida

$$\frac{\partial T_l}{\partial \tau} = a_l \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \quad (2.47)$$

e para a sólida

$$\frac{\partial T_s}{\partial \tau} = a_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2}, \quad (2.48)$$

aqui a_l e a_s são as difusividades térmicas da parte líquida e sólida, respectivamente.

Para obter a solução devemos fechar o sistema de equações apresentado acima utilizando as condições de contorno, i.e.,

$$T_l = T, \quad z \rightarrow \infty \quad (2.49)$$

$$T_s = 0 \quad z = 0 \quad (2.50)$$

A solução da equação (2.48) pode ser escrita na forma seguinte (veja [74, 75])

$$T_s = A \operatorname{erf} \frac{z}{2\sqrt{a_s\tau}}, \quad (2.51)$$

onde A é uma constante que deve satisfazer a equação (2.48) junto com a condição de contorno (2.50). Para a fase líquida podemos escrever a solução da equação (2.47) na mesma forma, i.e.,

$$T_l = T - B \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{a_l\tau}}. \quad (2.52)$$

Para obter o valor da constante B é necessário utilizar a equação (2.47) junto com a condição de contorno (2.49).

Utilizando as soluções (2.51) e (2.52), reescrevemos a equação (2.45) na forma

$$A \operatorname{erf} \frac{Z(\tau)}{2\sqrt{a_s\tau}} = T - B \operatorname{erfc} \frac{Z(\tau)}{2\sqrt{a_l\tau}} = T_f \quad (2.53)$$

de onde segue que a coordenada da superfície divisória $Z(\tau)$ varia com tempo como uma função de $\sqrt{\tau}$, pois a equação (2.53) deveria ser satisfeita em qualquer momento do tempo τ . Portanto podemos escrever a expressão para $Z(\tau)$ da maneira seguinte

$$Z(\tau) = 2\chi\sqrt{a_s\tau} \quad (2.54)$$

na qual χ é uma constante que pode ser determinada por métodos numéricos diretamente da condição (2.46). Substituindo as expressões (2.51), (2.52) e (2.54) em (2.46) obtemos

$$\lambda_s \left(A \frac{1}{\sqrt{\pi a_s \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_s\tau}\right) \right) - \lambda_l \left(B \frac{1}{\sqrt{\pi a_l \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_l\tau}\right) \right) = \frac{L\rho\chi\sqrt{a_s}}{\sqrt{\tau}}. \quad (2.55)$$

Levando em conta a relação $\chi = Z(\tau)/\sqrt{a_s\tau}$, e as constantes A e B ,

$$\begin{aligned} A &= \frac{T_f}{\operatorname{erf} \chi} \\ B &= \frac{T - T_f}{\operatorname{erfc} \chi}, \end{aligned} \quad (2.56)$$

obtidos da (2.53), a equação (2.55) transforma-se em

$$\frac{e^{-\chi^2}}{\operatorname{erf} \chi} - \frac{\lambda_l}{\lambda_s} \sqrt{\frac{a_s}{a_l}} \frac{T - T_f}{T_f} \frac{e^{-\frac{a_s}{a_l}\chi^2}}{\operatorname{erfc} \chi} = \frac{\chi L \pi^{1/2}}{c_s T_f}. \quad (2.57)$$

Obviamente que no caso da temperatura da substância líquida $T = T_f$ o segundo termo da equação característica (2.57) desaparece e no final das contas temos que

$$\chi e^{\chi^2} \operatorname{erf} \chi = \frac{c_s T_f}{L\pi^{1/2}} \quad (2.58)$$

Enquanto a (2.58) obtida para $T(x=0) = 0$ frequentemente se encontra outra situação quando na superfície $z = 0$ a temperatura é mantida fora de zero, i.e., $T_0 = T(z=0) \neq 0$. Portanto, nesse caso a equação (2.51) se transforma em

$$T_s = A \operatorname{erf} \frac{z}{2\sqrt{a_s \tau}} + T_0. \quad (2.59)$$

Isso transforma a condição na superfície divisória como

$$A \operatorname{erf} \frac{Z(\tau)}{2\sqrt{a_s \tau}} + T_0 = T - B \operatorname{erfc} \frac{Z(\tau)}{2\sqrt{a_l \tau}} = T_f, \quad (2.60)$$

de onde os coeficientes A e B são

$$A = \frac{T_f - T_0}{\operatorname{erf} \chi} \quad (2.61)$$

$$B = \frac{T - T_f}{\operatorname{erfc} \chi}. \quad (2.62)$$

Substituindo (2.52), (2.54), (2.59), (2.61) e (2.62) na equação principal (2.46) obtemos

$$\begin{aligned} \lambda_s \frac{dT_s}{dx} - \lambda_l \frac{dT_l}{dx} &= L\rho \frac{dZ}{d\tau} \\ \lambda_s \left(A \frac{1}{\sqrt{\pi a_s \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_s \tau}\right) \right) - \lambda_l \left(B \frac{1}{\sqrt{\pi a_l \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_l \tau}\right) \right) &= \frac{L\rho \chi \sqrt{a_s}}{\sqrt{\tau}} \\ \lambda_s \left(\frac{T_f - T_0}{\operatorname{erf} \chi} \frac{1}{\sqrt{\pi a_s \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_s \tau}\right) \right) - \lambda_l \left(\frac{T - T_f}{\operatorname{erfc} \chi} \frac{1}{\sqrt{\pi a_l \tau}} \exp\left(-\frac{Z^2(\tau)}{4a_l \tau}\right) \right) &= \frac{L\rho \chi \sqrt{a_s}}{\sqrt{\tau}} \\ \lambda_s \left(\frac{T_f - T_0}{\operatorname{erf} \chi} \exp(-\chi^2) \right) - \lambda_l \left(\frac{T - T_f}{\operatorname{erfc} \chi} \exp(-\chi^2) \right) &= L\rho \chi a_s \\ \frac{\exp(-\chi^2)}{\operatorname{erf} \chi} - \frac{\lambda_l}{\lambda_s} \frac{T - T_f}{T_f - T_0} \frac{\exp(-\chi^2)}{\operatorname{erfc} \chi} &= \frac{L\rho \chi a_s}{\lambda_s (T_f - T_0)} \end{aligned}$$

Levando-se em conta a condição $T = T_f$ a última expressão fica

$$\frac{\exp(-\chi^2)}{\operatorname{erf} \chi} = \frac{L\rho \chi a_s}{\lambda_s (T_f - T_0)} \quad (2.63)$$

e, no final, obtemos a equação característica na forma seguinte

$$\chi e^{\chi^2} \operatorname{erf} \chi = \frac{c_s (T_f - T_0)}{L\pi^{1/2}}, \quad (2.64)$$

que permite obter o valor do parâmetro χ .

Taxa de erosão específica

A mancha do arco que se move de modo contínuo sobre a superfície do eletrodo deixa no eletrodo uma trilha de material derretido. Mesmo que o arco se mova com altíssima velocidade v (centenas de metros por segundo) na superfície do eletrodo continua a estar presente a transformação de um estado para outro por causa de alta densidade de calor localizada na mancha. Nessa aproximação supomos que a mancha do arco tem forma circular de raio R com densidade térmica constante ($q_0 = Const$) e uniforme. Esquemáticamente, a mancha do arco está representada na Figura 2.1.

Neste modelo da erosão supomos que a quantidade do material derretido está relacionado com a taxa de erosão. Comparando, posteriormente, com os resultados experimentais, podemos obter o coeficiente de proporção entre a massa fundida e a erodida.

O perfil da área do eletrodo derretida no direção do eixo x é determinado pela profundidade máxima de propagação da superfície divisória. Esta começa a se formar na linha MPN, onde a temperatura da superfície sob a mancha atinge a temperatura de fusão T_f , e termina na linha MQN (vide Figura 2.1) quando termina a ação térmica da mancha. Os processos posteriores na superfície após a mancha são ignorados nesse modelo.

Por definição, a taxa de erosão G é definida como a massa m do material removido da superfície no tempo t , i.e.,

$$G = \frac{m}{t}. \quad (2.65)$$

Levando em conta que somente uma parte A do material derretido é removido da superfície podemos escrever a equação (2.65) na forma seguinte

$$G = A \frac{\rho V}{t}, \quad (2.66)$$

onde ρ é a densidade de material do eletrodo e V é o volume do material derretido.

Supondo que a velocidade da mancha $v = Const$, o volume V do material derretido pode ser calculado como produto da seção transversal produzida pela superfície divisória $F(x, z)$ (no plano x, z) e a distância $l = vt$ percorrida no tempo t , i.e., $V = F(x, z)vt$. Então, a equação (2.65) pode ser apresentada na forma que não depende explicitamente do tempo

$$G = A\rho F(x, z)v. \quad (2.67)$$

Para obter $F(x, z)$ é necessário calcular a profundidade de propagação da superfície divisória no interior do eletrodo. Na primeira aproximação podemos considerar que a temperatura do eletrodo no estado líquido $T = T_f$. Para justificar essa hipótese podemos argumentar com o fato de que a transformação de fase não é um processo instantâneo mas leva um certo tempo, dependendo da quantidade de material e da densidade de fluxo térmico. Imaginamos um corpo semi-infinito com a

superfície plana aquecida à temperatura de fusão (mas ainda no estado sólido) que é submetido à densidade de fluxo térmico $q = \text{const.}$ Para realizar a transformação de estado sólido ao estado líquido é necessário fornecer ao corpo uma quantidade de calor $Q = Lm = L\rho V = L\rho F dx$, onde L é o calor latente, ρ é a densidade, V é o volume do material sob transformação, F e dx são a área e a profundidade submetida ao processo de transformação de fase. Sendo q a densidade de calor, podemos calcular o tempo necessário para transformar o volume V ao estado líquido, como

$$dt = \frac{Q}{qF} = \frac{L\rho}{q} dx.$$

Por exemplo, para o corpo de cobre ($\rho = 9800 \text{ kgm}^{-3}$, $L = 1,72 \times 10^5 \text{ Jkg}^{-1}$) submetido à densidade de calor $q = 10^7 \text{ Jm}^{-2}$, temos que o tempo necessário para terminar a transformação é $dt = 168,56 dx$. Isto significa, que para transformar somente 1 mm de profundidade do corpo é necessário durante $dt = 0,17 \text{ s}$ submeter o corpo com a densidade de calor q . Quando a temperatura inicial do cobre for menor do que a temperatura de fusão, o tempo de transformação dt aumenta. Portanto, próximo da superfície divisória onde se realiza a transformação de fase, podemos considerar a temperatura constante $T = T_f$. No caso do arco elétrico que se move com alta velocidade, o tempo de exposição de um ponto sob a ação térmica da mancha é da ordem de 10^{-5} s ($\tau = d/v = 10^{-3}/10^2$). Portanto, a profundidade da área derretida é muito pequena e podemos supor, como primeira aproximação, que as condições de contorno de primeira ordem são satisfeitas para a zona líquida sob a mancha.

Obtemos a posição da superfície de separação entre dois estados da expressão (2.54) i.e.,

$$z = 2\chi\sqrt{a_s\tau_f}, \quad (2.68)$$

onde τ_f é o tempo de exposição. Supondo que o processo de solidificação e de fusão têm o mesmo comportamento em função do tempo obtemos o coeficiente χ da equação característica (2.64).

Devido à impossibilidade de resolver analiticamente a equação (2.64) em relação a χ usamos métodos numéricos. Utilizando o método de Newton (da tangente) obtemos os valores de χ em função da temperatura inicial do eletrodo T_0 . A dependência $\chi(T_0)$ (vide Figura 2.2) pode ser ajustada através de uma função não linear. Observa-se que o melhor ajuste do parâmetro χ em função da temperatura inicial do eletrodo T_0 pode ser escrita como

$$\chi = 0,83 + 3,6 \times 10^{-4}T_0 - 1,53 \times 10^{-6}T_0^2 + 1,69 \times 10^{-9}T_0^3 - 7,5 \times 10^{-13}T_0^4. \quad (2.69)$$

Nesse caso temos o coeficiente de correlação $R = 0,9994$.

Além do parâmetro χ na equação (2.68) entra o tempo de exposição τ_f que depende da velocidade v da mancha e da posição do ponto em relação ao eixo y (direção do movimento da mancha). Como podemos ver da Figura 2.1 o tempo de exposição $\tau_f = 0$ para os pontos M e N , enquanto que para o ponto Q o tempo de exposição é

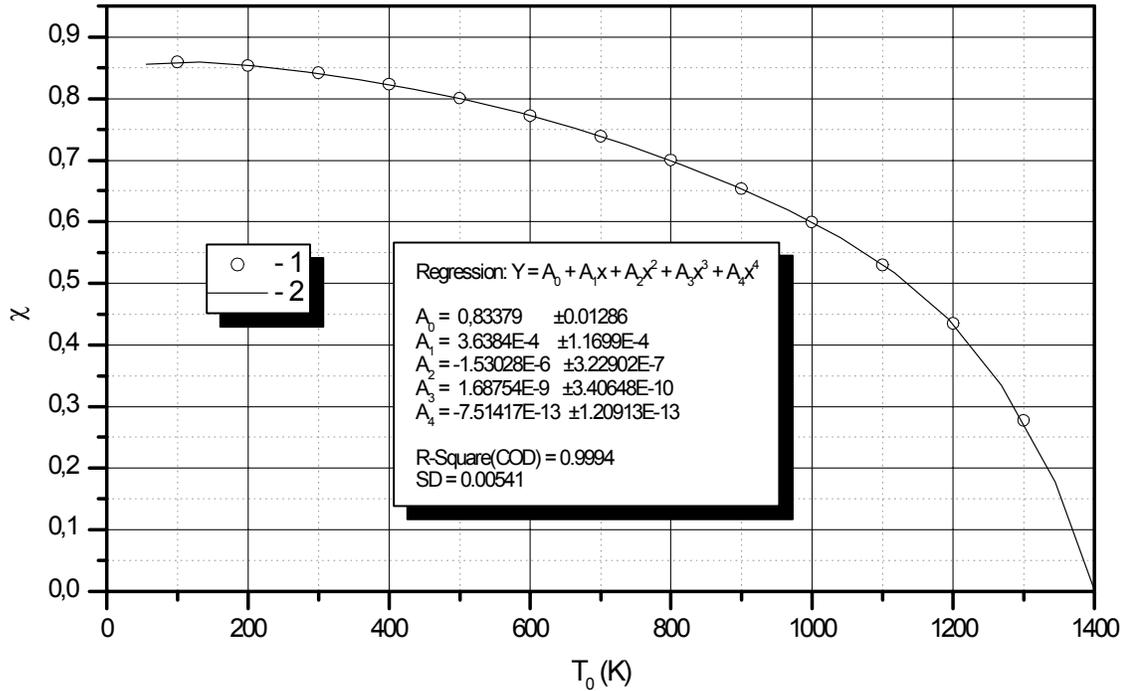


Figura 2.2: Parâmetro χ em função da temperatura. 1 - solução exata; 2 - aproximação polinomial.

máximo e depende da distância entre as linhas MPN (início da fusão) e MPQ (fim do influência térmica da mancha) que é uma função da coordenada x . Nesse caso, podemos escrever o tempo de exposição como

$$\tau_f(x) = \frac{y_0(x) - y_1(x)}{v},$$

onde y_0 e y_1 são as equações das curvas MPN e MQN, respectivamente. Levando em conta o fato de que as funções y_0 e y_1 são simétricas em relação ao eixo x , podemos simplificar a última equação,

$$\tau_f(x) = \frac{2y_0(x)}{v}.$$

A equação para y_0 pode ser obtida da equação do círculo $x^2 + y^2 = R^2$ levando em conta que o centro do círculo é deslocado à distância $OO_1 = OO_2 = v\tau_0/2$. Portanto, tendo-se a expressão $x^2 + \left(y - \frac{v\tau_0}{2}\right)^2 = R^2$, podemos escrever a equação da curva y_0 nas coordenadas adotadas na Figura 2.1, como

$$y_0 = \sqrt{R^2 - x^2} - Rf, \quad (2.70)$$

onde introduzimos o parâmetro $f = l_0/(2R) = \tau_0/\tau$, sendo τ_0 o tempo necessário para a temperatura da superfície alcançar a temperatura de fusão T_f (2.10), e $\tau = v/(2R)$ é o tempo de residência máximo.

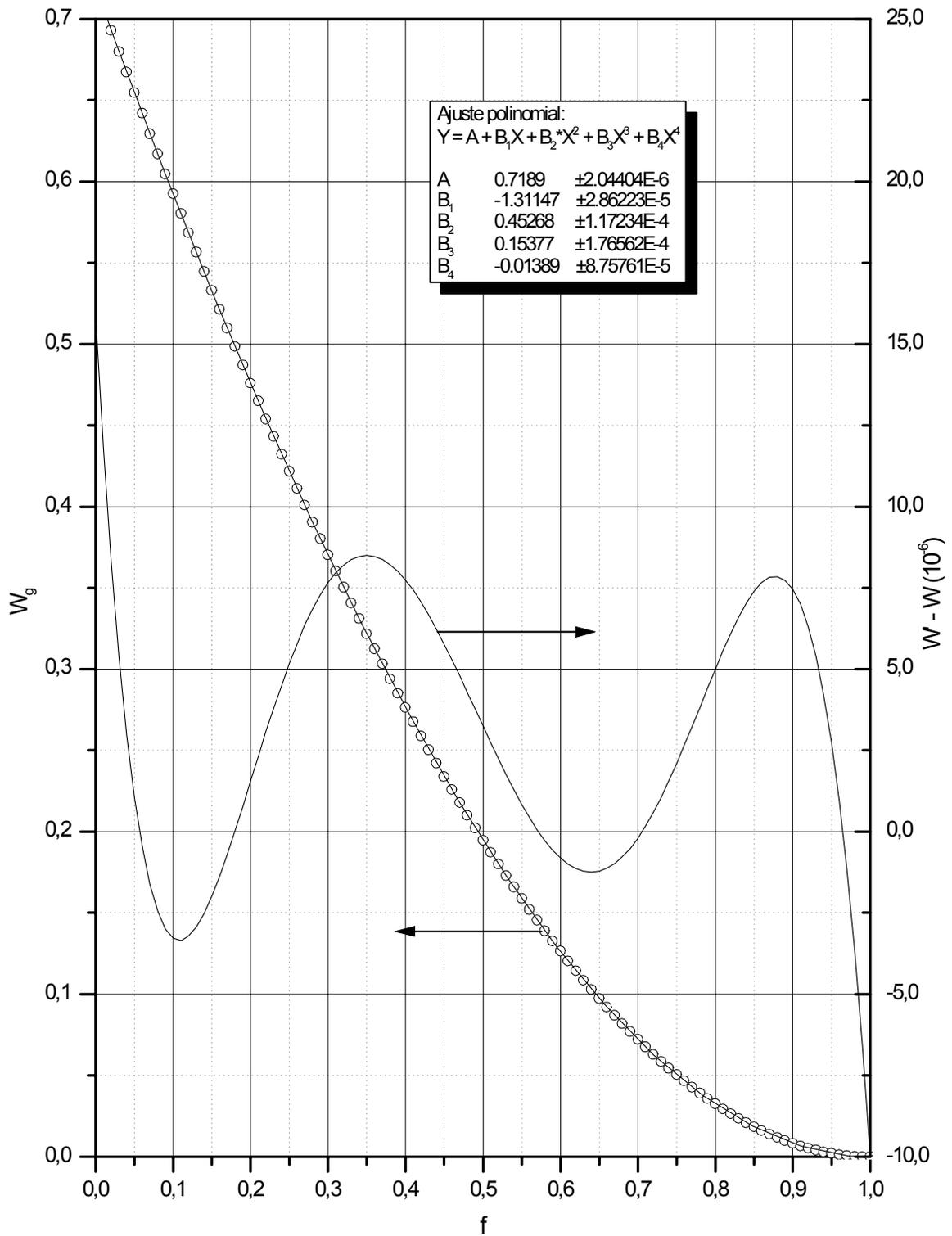


Figura 2.3: Comparação da solução exata W_g e a aproximação polinomial em função do parâmetro f (ordenada do lado esquerdo). Diferença $W' - W_g$ versus parâmetro f (ordenada do lado direito).

Obtemos a seção transversal da área fundida $F(x, z)$, integrando a profundidade z do material fundido nos limites de variação de x , i.e.,

$$F(x, z) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} z dx = 2 \int_0^{x_{\max}} z dx \quad (2.71)$$

onde x_{\max} e x_{\min} são as coordenadas dos pontos M e N, respectivamente. Nesses pontos

$$y_0 = \sqrt{R^2 - x^2} - Rf = 0,$$

de onde obtemos os valores de x_{\max} e x_{\min} como sendo função de f

$$x_{\min}^{\max} = \pm R\sqrt{1 - f^2}. \quad (2.72)$$

Utilizando as expressões (2.68) e (2.70) em (2.71), obtemos a expressão para $F(x, z)$:

$$F(x, z) = 2 \int_0^{x_{\max}} 2\chi\sqrt{a_s\tau_f} dx = 4\chi\sqrt{\frac{2a}{v}} \int_0^{x_{\max}} \sqrt{y_0} dx = 4\chi\sqrt{\frac{2a}{v}} \int_0^{x_{\max}} \left(\sqrt{R^2 - x^2} - Rf\right)^{1/2} dx.$$

Para se obter os limites de integração de 0 a 1 introduzimos uma nova variável de integração $x = R\sqrt{1 - f^2}\xi$ com a qual podemos escrever

$$\begin{aligned} F(x, z) &= 4\chi\sqrt{\frac{2a}{v}} \int_0^{R\sqrt{1-f^2}} \left(\sqrt{R^2 - x^2} - Rf\right)^{1/2} dx \\ &= 4\chi\sqrt{\frac{2a}{v}} R^{3/2} \sqrt{1 - f^2} \int_0^1 \left(\sqrt{1 - \xi^2(1 - f^2)} - f\right)^{1/2} d\xi, \end{aligned} \quad (2.73)$$

Usando esta expressão na equação da taxa de erosão (2.67), obtemos

$$G = A\chi\rho R^{3/2} \sqrt{32a_s v} W_g, \quad (2.74)$$

onde W_g é uma função normalizada

$$W_g = \sqrt{1 - f^2} \int_0^1 \left(\sqrt{1 - \xi^2(1 - f^2)} - f\right)^{1/2} d\xi. \quad (2.75)$$

Devido à impossibilidade de resolver analiticamente essa integral ajustamos a função (2.75) usando o seguinte polinômio

$$W_g' = 0,7198 - 1,31147f + 0,45268f^2 + 0,15377f^3 - 0,01389f^4. \quad (2.76)$$

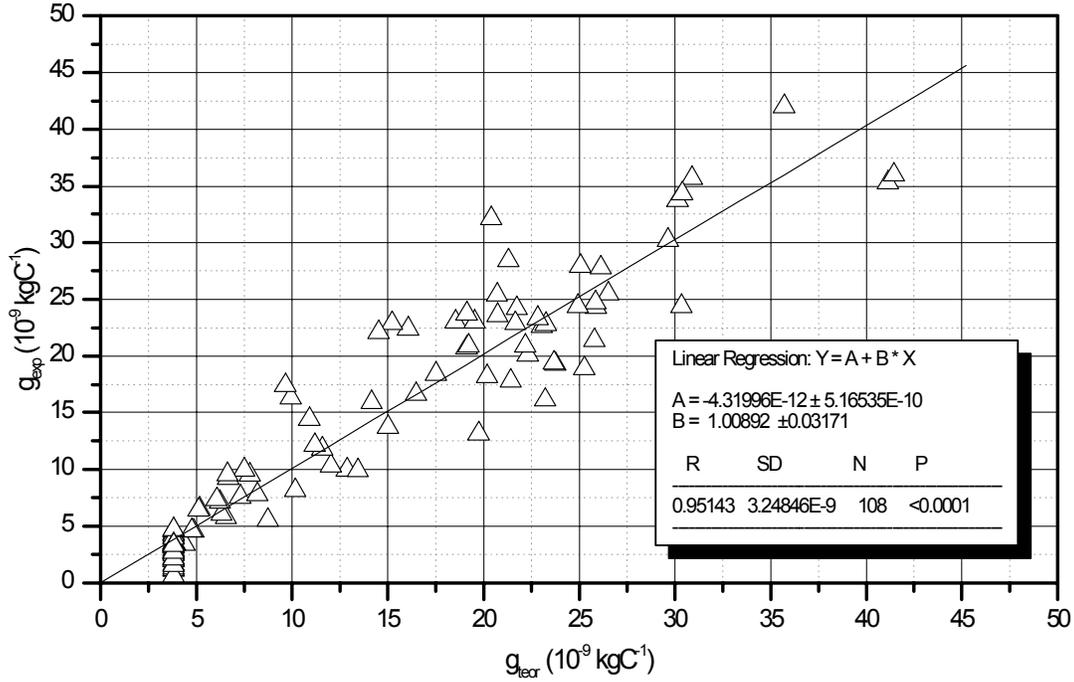


Figura 2.4: Taxa de erosão experimental g_{exp} ([19]) versus teórica g_{teor} com taxa de microerosão $g_0 = 3,8 \times 10^{-9} \text{ kgC}^{-1}$ e $A = 1,78 \times 10^{-3}$. Densidade de corrente $j = (1,283 + 2,6B) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$.

A Figura 2.3 mostra os valores exatos de W_g (círculos abertos) em função do parâmetro f e os ajustados em acordo com (2.76). Além disso a Figura 2.3 mostra a diferença entre W'_g (2.76) e a solução exata (2.75). Observa-se que o erro máximo do ajuste não excede, em unidades absolutas, $1,75 \times 10^{-5}$ o que corresponde a 0,0004%. Então, a taxa de erosão específica (em kgC^{-1}), levando em conta a taxa de microerosão g_0 , pode ser apresentada como

$$g = \frac{G}{I} = g_0 + \frac{A\chi\rho R^{3/2}\sqrt{32av}}{I}W_g. \quad (2.77)$$

Nas equações (2.67) e (2.77) entra um parâmetro A que não pode ser obtido diretamente usando a teoria. Para obter A comparamos os resultados de cálculo com os dados experimentais [19]. O melhor ajuste foi obtido com $A = 0,00178$ (veja Figura 2.4) que significa que somente 2% do material líquido é removido pela erosão.

Na Figura 2.5 mostramos a taxa de erosão específica em função da corrente. Os círculos pretos correspondem aos cálculos teóricos, enquanto os triângulos abertos aos dados experimentais de [19]. Como vemos na Figura 2.5, os cálculos teóricos estão bem próximos dos pontos experimentais para os pontos com baixa taxa de erosão.

Apesar de que foram usadas condições de contorno de primeira ordem, os resultados estão em concordância com a experiência. Isso confirma a validade do modelo

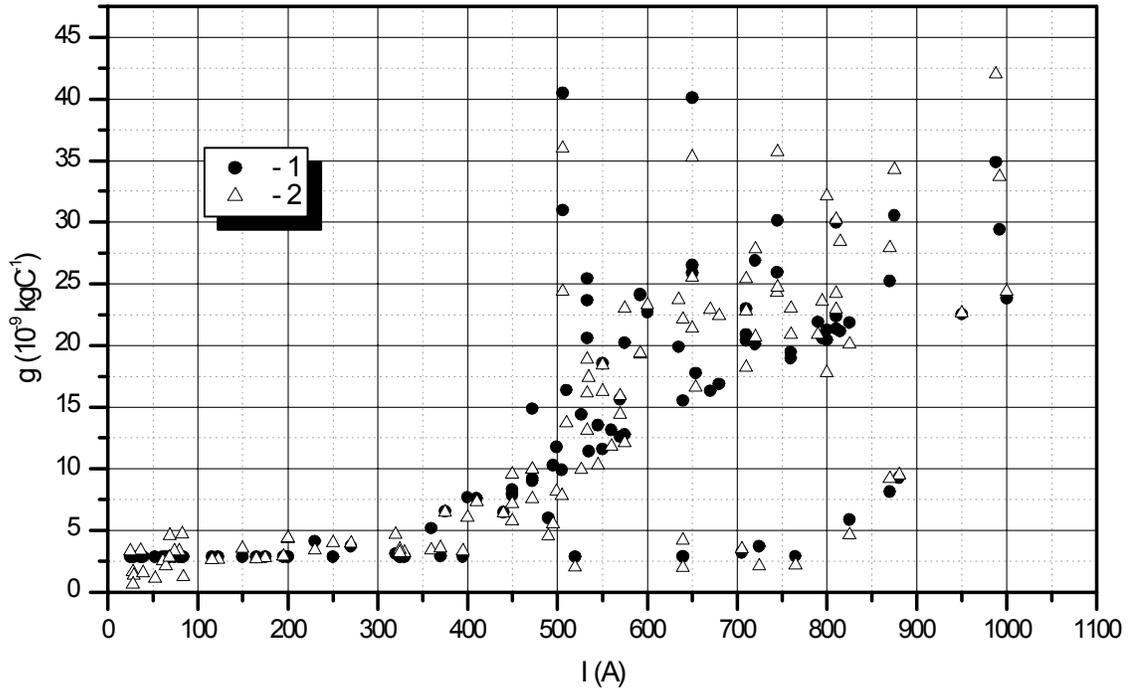


Figura 2.5: Taxa de erosão g em função da corrente I . 1 - resultados teóricos; 2 - dados experimentais [19].

térmico e revela que existe a possibilidade de fazer cálculos mais rigorosos baseados na teoria térmica, levando em conta condições reais de contorno ($q = Const$).

Calculando U_{er} de acordo com (2.21) e a taxa de erosão g de acordo com (2.77), i.e., juntando os resultados das duas teorias, podemos obter o valor da entalpia efetiva h_{ef} . O resultado é apresentado na Figura 2.6 de onde segue que $h_{ef} = (73 \pm 0, 1) \text{ MJkg}^{-1}$ com o coeficiente de correlação $R = 0, 98344$. Esse resultado está bem próximo ao valor $h_{eff} = 66 \text{ MJkg}^{-1}$ apresentado em [17].

Conclusão

A solução unidimensional de Neumann para o processo de solidificação com condições de contorno de primeira ordem ($T = T_f$) foi aplicada para calcular a quantidade de material no estado líquido na superfície do eletrodo. Isto permite calcular a taxa de erosão específica g . Além do que os resultados dos cálculos apresentam boa concordância com os dados experimentais, essa teoria, junto com a teoria [17], permite obter o valor da entalpia efetiva h_{ef} . A utilização das condições de contorno de primeiro grau não permite usar esse modelo para os valores altos da taxa de erosão, onde temos que usar os condições de contorno de segunda ordem ($q = Const$).

Utilizando métodos numéricos, B. Gellert e W. Egli [13] mostram a solução

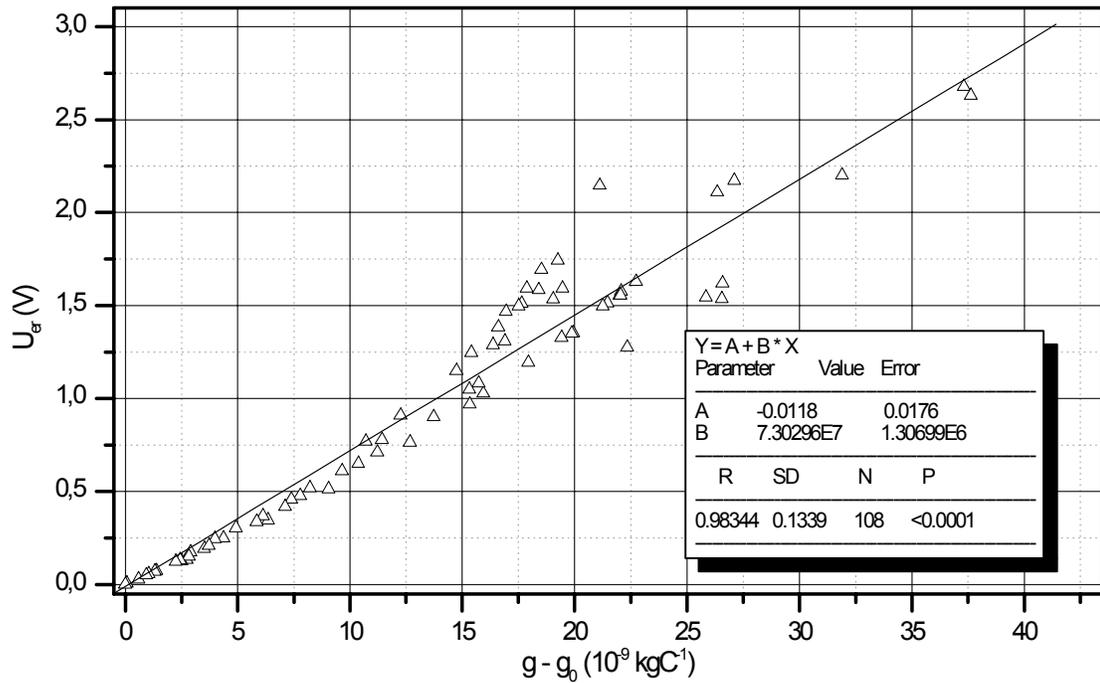


Figura 2.6: Equivalente em volts da erosão $U_{er} = UW$ versus $g - g_0$ utilizando as dependências $U(B)$ e $j(B)$ publicados em [19] .

unidimensional do problema do Stefan levando em conta o resfriamento superficial do eletrodo por evaporação. O problema foi resolvido para um caso específico, para o arco elétrico no vácuo. Nesse trabalho é mostrado que no início da fusão a superfície divisória entre a fase sólida e a líquida (S-L) se desloca como uma função de \sqrt{t} , que está em acordo com nossos cálculos (veja equação (2.68)). Além disso, quando a temperatura na superfície do líquido alcança a temperatura de evaporação aparece outra superfície divisória entre a parte líquida e a de vapor (L-V). Nesse instante o deslocamento da superfície (S-L) muda seu comportamento em função do tempo e começa a ser uma função linear do tempo.

Além disso, os autores em [13] mostram que o processo de expansão da superfície divisória não termina após a mancha deixar um certo ponto na superfície do eletrodo. A superfície (S-L) continua a se mover, com intensidade menor, por causa do calor armazenado na parte líquida do eletrodo, portanto, o processo da erosão também continua a estar presente.

Capítulo 3

Parte experimental: sistema não-estacionário.

3.1 Introdução

Um sistema experimental, totalmente coaxial, esquematicamente representado na Figura 3.1, foi construído para a medida dos parâmetros da mancha (spot) do arco em catodo de cobre. Os parâmetros a serem estudados são o equivalente em volts do fluxo térmico no catodo U e a densidade efetiva de corrente na mancha do arco j . A particularidade principal da instalação é a utilização de eletrodos sem refrigeração e o regime de funcionamento é, portanto, não-estacionário, com a temperatura do catodo $T(t)$ aumentando com o tempo. Como veremos mais adiante, existe uma região da curva $T(t)$ em que o regime de aquecimento é regular, i.e., a temperatura cresce linearmente com o tempo. Dessa linearidade consegue-se determinar o parâmetro U e da interrupção da linearidade, o parâmetro j .

O tempo de operação alcança somente 1-2 segundos, dependendo da corrente e do campo magnético. A fonte de corrente DC para o arco pode manter a corrente constante até 500 A. Usou-se uma fonte disponível, tiristorizada, de 90 kW, projetada no laboratório. Para a rotação do arco no gap entre os eletrodos usa-se campo magnético axial produzido por dois solenóides alimentados por outra fonte de potência de 15 kW, tiristorizada, também projetada no laboratório. O campo magnético máximo, que pode ser obtido no sistema experimental, é de 0,4 Tesla. Devido ao tempo de funcionamento pequeno do sistema experimental, para iniciar o arco foi usado um sistema de ignição mecânico baseado no acionamento de um terceiro eletrodo por um eletroímã. Devido à duração pequena da experiência, à ignição mecânica do arco e ao registro automático dos dados experimentais, a eficiência da instalação é alta pois permite alta taxa de repetição da experiência.

O sistema de eletrodos é o núcleo do sistema experimental (vide Figura 3.2) e apresenta um sistema de eletrodos coaxiais situado dentro dos solenóides (4). O gás passa no gap entre os eletrodos, entrando por uma das extremidades da instalação

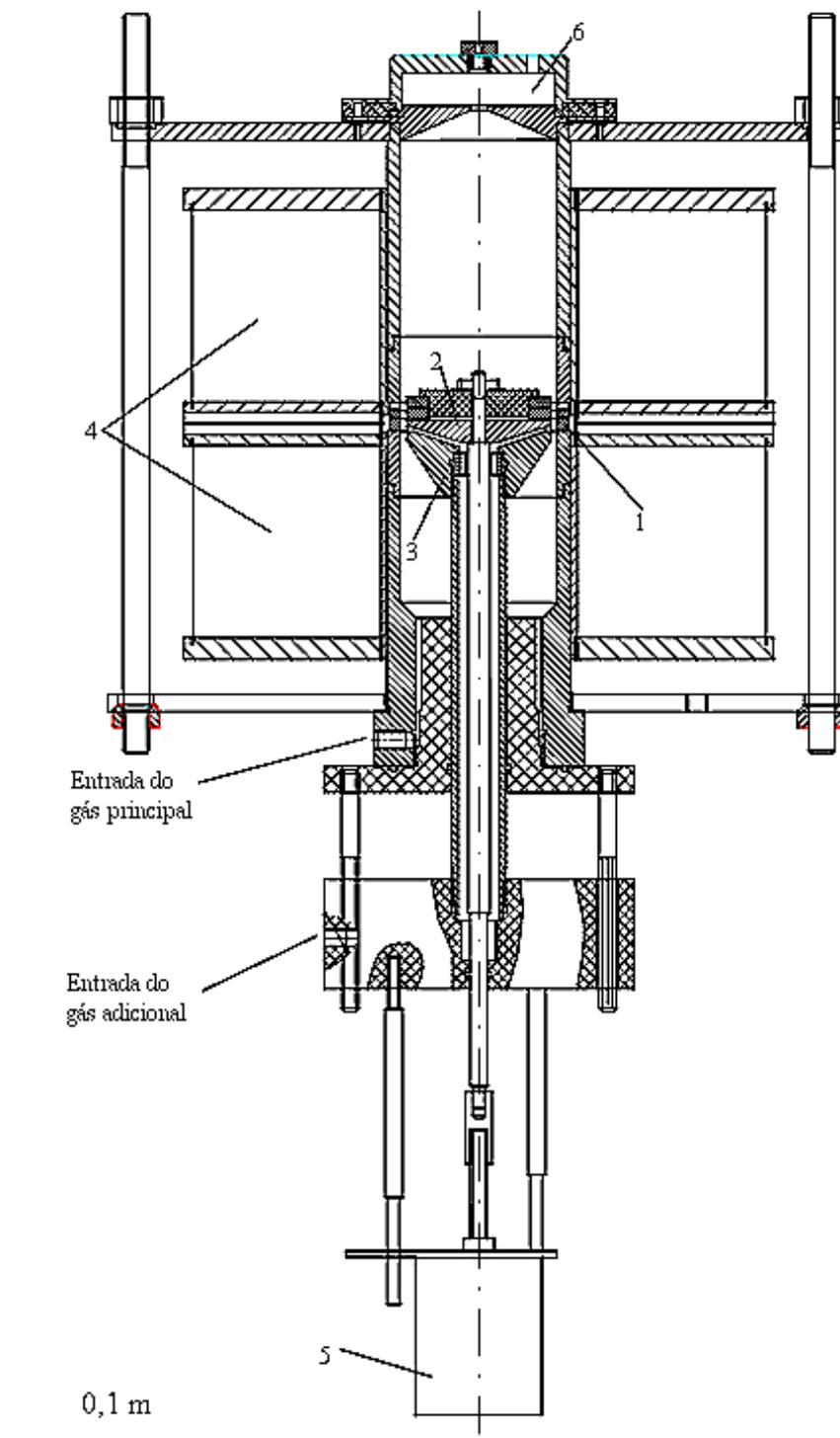


Figura 3.1: Núcleo do sistema experimental: sistema de eletrodos com ignição mecânica montada dentro do sistema magnético. 1 - catodo; 2 - anodo; 3 - catodo auxiliar, para iniciar o arco; 4 - sistema magnético; 5 - ignição magnético; 6 - câmara pára-choque.

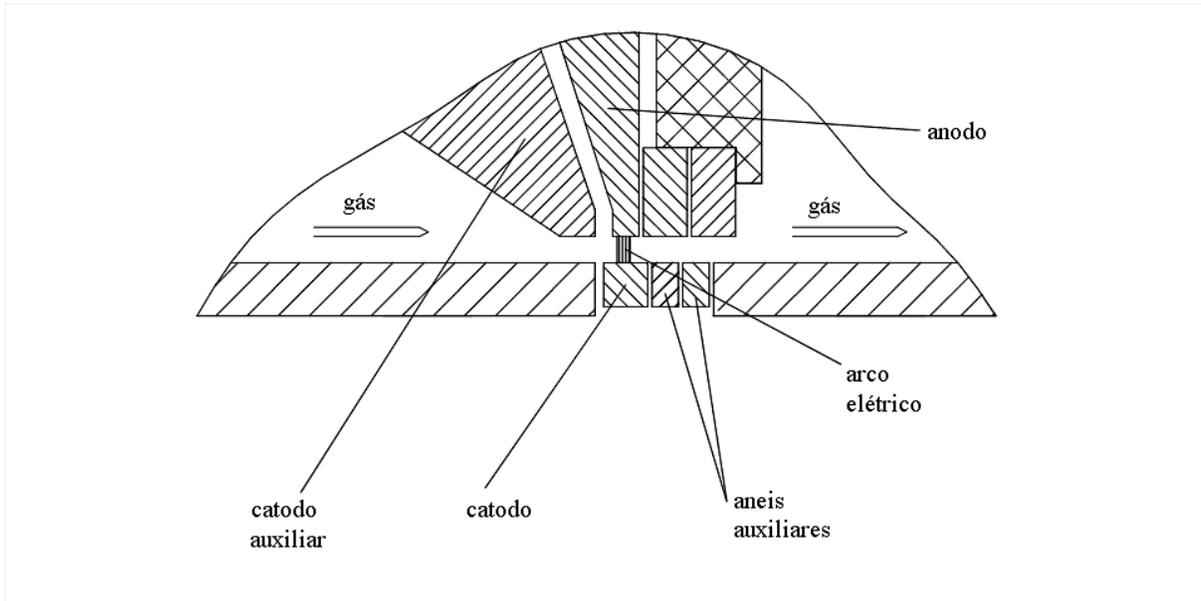


Figura 3.2: Sistema de eletrodos.

e saindo pela outra. O sistema de eletrodos tem três tipos de eletrodos: o catodo aterrado (1) é o eletrodo externo, principal da instalação; o anodo (2) - eletrodo interno e um eletrodo auxiliar (3), que assegura a formação do arco. Ao lado do catodo estão dispostos dois anéis separados entre si por isolantes térmicos e elétricos. Esses permitem separar o fluxo de calor que entra pela mancha do arco elétrico do fluxo de calor total entrando no catodo, desta maneira permitindo obter o valor do equivalente em volts U na mancha do arco.

O arco move-se no gap entre o catodo e o anodo devido à força do Lorentz produzida pela corrente do arco e o campo axial magnético uniforme no “gap” entre os eletrodos. O sistema magnético descrita em detalhe em Apêndice B. A pressão dentro da instalação é mantida no nível de aproximadamente 1,1 atm para prevenir a entrada de gás ambiental. Isto é necessário quando o gás plasmagênico é diferente do ar. Para garantir a mesma hidrodinâmica para o catodo principal e os anéis auxiliares, a jusante do anodo foram instalados anéis eletricamente isolados.

Em cada eletrodo externo são instalados termopares para a medida da temperatura da superfície do catodo. Os catodos foram feitos de cobre comercial (comum) na forma de anéis estreitos com espessuras de 2 – 5 mm. Tal espessura do eletrodo previne o deslocamento longitudinal excessivo do arco ao longo do eletrodo, o que normalmente acontece devido ao arraste do arco pelo fluxo axial de gás.

Na experiência, medem-se as temperaturas dos anéis com termopares (vide Apêndice C), a corrente da fonte principal ou do arco e dos solenoides (esta permitindo por calibração determinar o valor do campo magnético no gap) e a tensão entre os eletrodos. A velocidade de rotação do arco é obtida a partir dos próprios termopares, agora operando também como detetores da tensão induzida pela variação do fluxo

magnético na área subentendida pelos fios dos termopares (sonda magnética).

O gerenciamento e controle do funcionamento do sistema durante a experiência e aquisição dos dados experimentais foi feito através de um computador usando o programa LabView. Os dados da temperatura do catodo e dos anéis auxiliares, corrente, tensão total no arco elétrico e campo magnético foram gravados em tempo real diretamente no disco rígido do computador.

O sistema de extração (aquisição) de dados e controle do trabalho utiliza um computador (processador K-6, RAM 64M, frequência 233 MHz). O LabView é um software utilizado para implementar a comunicação entre o microcomputador e o sistema experimental. No modo programado, o LabView opera utilizando os diagramas em blocos (denominados VI - instrumento virtual) já existentes em sua biblioteca, ou então utilizando-se os novos diagramas em blocos definidos pelo usuário.

O programa para automatização da experiência é composto de duas partes principais que funcionam em tempos consecutivos, pois o tempo de extração de dados (e, também, controle do sistema experimental (veja Apêndice) é menor do que o tempo de tratamento dos dados). Devido à necessidade de medir a frequência de rotação do arco, o valor do Scan Rate (número dos dados experimentais adquiridos por um segundo) dos canais deve ser maior do que a frequência de rotação do arco. Para satisfazer a teorema do Nyquist o Scan Rate foi mantido de 10000 aquisições por segundo pois a frequência de rotação do arco não ultrapassou de 3000 Hz.

A aquisição dos dados começa no mesmo instante da ignição do arco elétrico. Os dados (tensão nos termopares, a tensão total e a corrente no arco elétrico, o campo magnético, etc.) são enviados à memória intermediária. Quando a temperatura da superfície do eletrodo ou o tempo de funcionamento do sistema atingem seus limites (definidos na configuração pelo usuário) o programa manda um comando para interromper o arco elétrico e terminar a aquisição dos dados. Na segunda parte do programa os dados experimentais adquiridos são gravados no disco rígido e são apresentados para tratamento (transformação dos números obtidos em unidades físicas, filtragem, transformada de Fourier (para obtenção da velocidade de rotação do arco), cálculo do equivalente em volts ou da densidade de corrente na mancha do arco. No final os resultados são apresentados graficamente. Os testes preliminares do sistema experimental descritos em Apêndice D.

3.2 Medida da temperatura do eletrodo

A medida da temperatura do eletrodo foi feita através de termopares, registrando-se a temperatura em função do tempo. Para isso, nas faces laterais dos anéis foram instalados termopares a pequena distância da superfície interna do eletrodo (1 – 3 mm), produzidos por fios de cromel-alumel (de 0,2 mm de diâmetro) soldados numa junção. Os termopares foram colocados em pequenos furos nos anéis e levemente prensados, para se ter um bom contato térmico com os anéis.

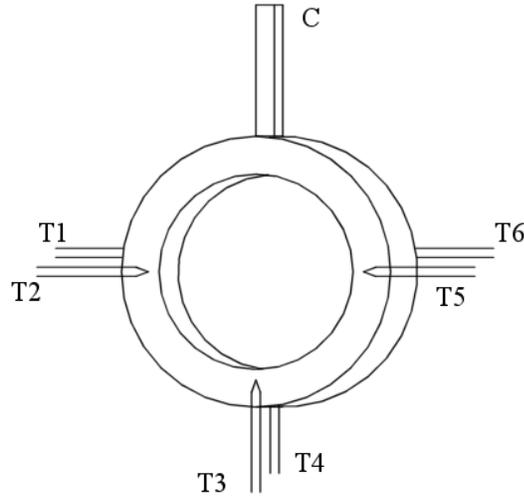


Figura 3.3: Instalação dos termopares no catodo. C - contato elétrico; T1-T6 - termopares.

Foram instalados termopares nas 2 faces do eletrodo. Como vemos na Figura 3.4, o sinal do termopar tem grandes oscilações por causa do “pick-up” (na área delimitada pelos fios do termopar) do fluxo magnético produzido pelo arco, pelo ruído da fonte, instabilidade do arco elétrico, movimento longitudinal do arco ao longo da superfície do eletrodo e outros processos, relacionados com o arco. A maior interferência induzida origina-se do movimento de rotação do arco, indicada pelos picos altos, com frequência igual a da rotação da mancha do arco, o que permite medir a velocidade de rotação do arco. O ruído da fonte é revelado nas oscilações do sinal de baixa frequência na faixa de 180 Hz e pode ser visto nas oscilações da amplitude dos picos.

Na Figura 3.5 a) e b) são mostrados os sinais típicos, sem tratamento, obtidos pelos termopares no catodo. O conjunto dos dois termopares, que pertencem ao mesmo anel, foi montado de tal maneira que as tensões induzidas pelo movimento do arco têm sinais opostos, cancelando-se mutuamente ou diminuindo bastante a intensidade dos picos. Usando o valor médio dos dois termopares obtemos o sinal, como está mostrado na Figura 3.5 c). Como as áreas dos “loops” formados pelos fios dos termopares são diferentes, e também por causa das oscilações longitudinais do arco no eletrodo, não podemos eliminar totalmente esse ruído induzido. Para alisar a curva da temperatura foi usado o filtro de transformada rápida de Fourier do software Origin. Dessa maneira foram removidas as componentes do sinal com frequência maior do que $1/(n\Delta\tau)$, onde n é o número de pontos considerados no tempo e $\Delta\tau$ é o tempo entre a aquisição de dois pontos experimentais subsequentes ($\Delta\tau = 1/\text{ScanRate}$). No tratamento dos dados experimentais foram usados $n = 100$ e $\Delta\tau = 10^{-4}$ s. O gráfico da temperatura depois do tratamento é mostrado no Figura 3.5 d).

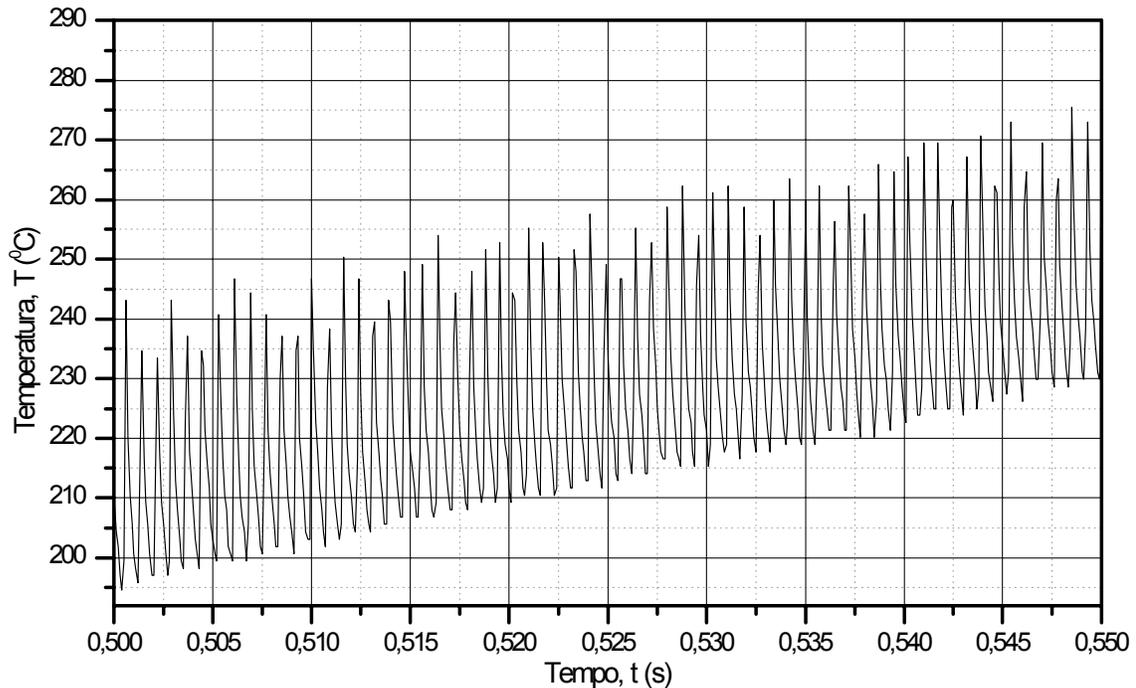


Figura 3.4: Sinal típico de temperatura do eletrodo. Os picos representam a interferência produzida pelo movimento do arco na superfície. A variação na amplitude do sinal é influência do ruído da fonte de corrente (frequência 180 Hz).

3.3 Velocidade de rotação do arco v

3.3.1 Medida da velocidade v de rotação do arco com detector magnético

Normalmente, a velocidade de rotação do arco é medida usando o método óptico, através de um foto-diodo. Nesse caso, é registrada a frequência com a qual surge intensa luz de radiação, emitida pelo arco de um certo ponto do espaço entre os eletrodos.

Neste trabalho a velocidade de rotação do arco foi medida de maneira diferente utilizando um sensor magnético, constituído pelos próprios fios do termopar, montado em contato direto com o eletrodo externo e afastado 1 – 2, 5 mm da superfície interna do eletrodo. No ponto de acoplamento da mancha do arco com o eletrodo externo, a corrente do arco se redistribui em dois fluxos (duas direções), como está mostrado na Figura 3.6. Cada corrente gera seu próprio campo magnético cujo sentido do vetor da intensidade depende do sentido da corrente. No ponto do acoplamento com o arco o vetor de B muda de sentido. Essa variação brusca do sentido de B (i.e., dB/dt) na

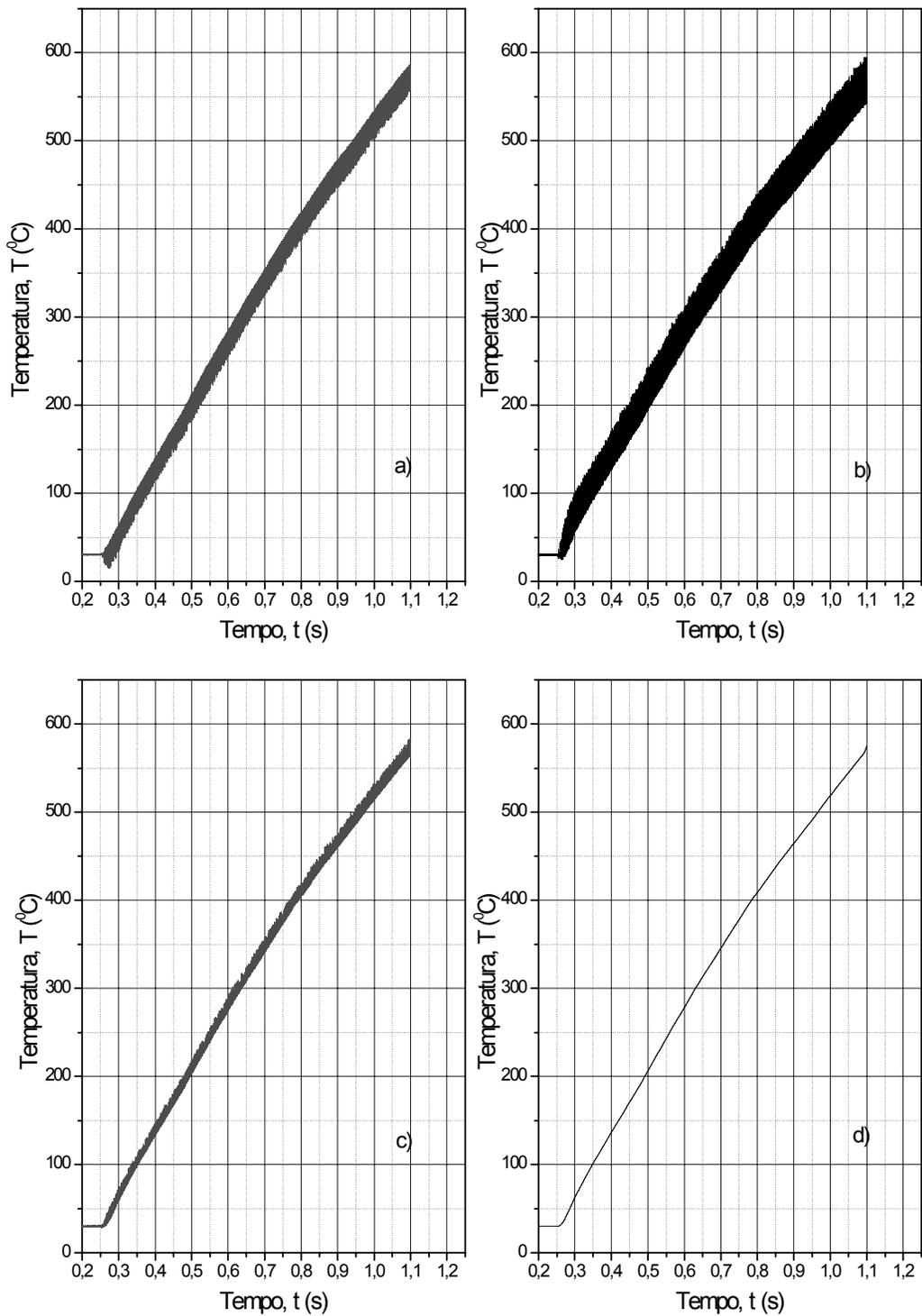


Figura 3.5: Exemplo de processamento do sinal de termopar. a, b - curvas da temperatura do eletrodo obtidas diretamente dos sinais de termopar instalados nas faces opostas do eletrodo junto com a interferência induzida pela rotação do arco (a direção da interferência é oposta); c - sinal médio dos dois termopares (a e b); d - temperatura do eletrodo após FFT filtragem.

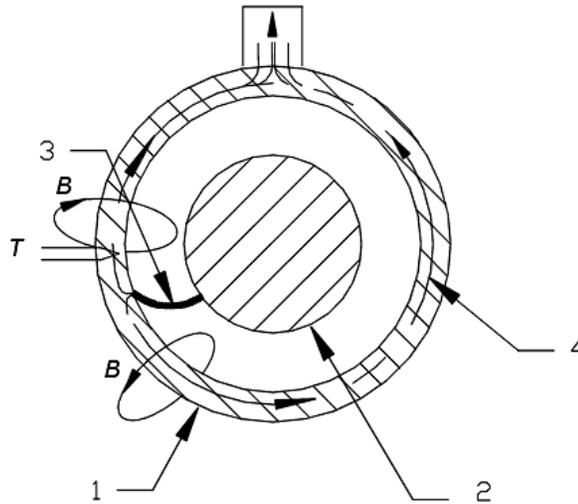


Figura 3.6: Princípio de funcionamento do detector magnético. Direção da corrente e do vetor da intensidade do campo magnético B . 1 - catodo; 2 - anodo; 3 - arco elétrico; 4- corrente; T - termopar.

área subentendida pelos fios do termopar induz uma ddp pulsada nos fios do termopar, cada vez que o arco passar nas proximidades do mesmo. Como a mancha do arco tem dimensão suficientemente pequena (da ordem de 1 mm) em comparação com a do eletrodo (diâmetro de 42 mm, em nosso caso), a velocidade da mudança do fluxo do campo magnético alcança valor alto, que é capaz de criar tensão induzida, suficiente para ser registrada.

Os resultados da medida da velocidade da mancha, usando os dois métodos diferentes (óptico e magnético) coincidem completamente. Na Figura 3.7 estão representadas as curvas típicas da temperatura do eletrodo para diferentes frequências de rotação do arco (i.e., 509, 576, 8 e 1641,06Hz). Sabendo a frequência f de rotação obtem-se a velocidade do arco $v = \pi D f$ onde D é o diâmetro da superfície interna do eletrodo. A amplitude do sinal registrado pelo detector magnético depende da derivada dB/dt que, por sua vez, depende da velocidade de rotação do arco. Isso pode ser notado nos gráficos da temperatura mostrados na Figura 3.7 obtidos usando Scan Rate de 100 kHz (i.e., foram registrados 100 000 pontos experimentais por segundo). Uma maior amplitude do sinal corresponde maior velocidade do arco.

A frequência de rotação do arco é obtida através da transformada de Fourier do sinal do detector magnético. Na Figura 3.8 a) mostramos o sinal do detector magnético obtido do sinal original do termopar (curva crescente) usando o filtro de cut-off de frequências baixas. Nesse exemplo, no sinal do detector, estão presentes somente as frequências $f > 200$ Hz. Tal procedimento permite remover o ruído de baixa frequência induzido pela fonte de energia e a variação lenta da temperatura da superfície do eletrodo. A transformada de Fourier do sinal obtido durante toda a experiência ($\sim 0,65$

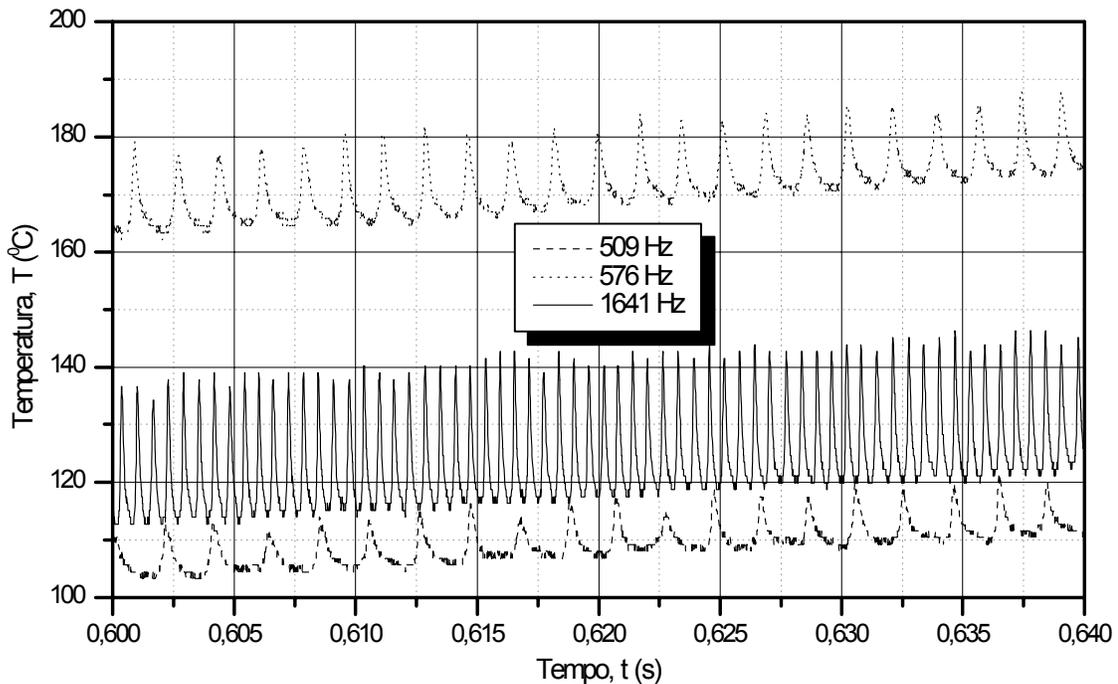


Figura 3.7: Sinal obtido pelo detetor magnético em função do tempo para frequências de rotação do arco de 509, 576,8 e 1641,06 Hz. Scan Rate 100kHz.

s) mostra a Figura 3.8 b). Podemos ver que existe larga faixa de variação das frequências de 1413 Hz até 1790 Hz, o que representa 25%. Isto mostra que a velocidade do arco não é constante mas varia dentro de pequeno intervalo do tempo. De fato, usando para a transformada intervalos de tempo menor que $\Delta\tau = 0,05$ s obtemos picos de frequência (veja Figura 3.8 c) e 3.8d) bem distintos, o que comprova a inconstância da velocidade do arco.

3.3.2 Velocidade de rotação do arco v em função do regime de operação

Foi mostrado em [17-19, 76] que a velocidade de rotação do arco é um dos parâmetros básicos que determinam a erosão dos eletrodos frios da tocha de plasma. Isto significa que para calcular e prever a erosão de eletrodos frios é necessário ter possibilidade de calcular a velocidade do arco na câmara de descarga da tocha v (objetivo desta seção) e medir os parâmetros da mancha U e j (objetivo da seção seguinte).

Campos magnéticos são extensamente aplicados na tecnologia para diminuir a erosão dos eletrodos em contactores, interruptores de circuito elétrico e tochas de plasma de arco elétrico. Com o auxílio do campo magnético são facilmente alcançadas altas velocidades de movimento do arco. Em contactores, interruptores de circuito e outros dispositivos, o arco se move retilineamente sob a ação de um campo magnético.

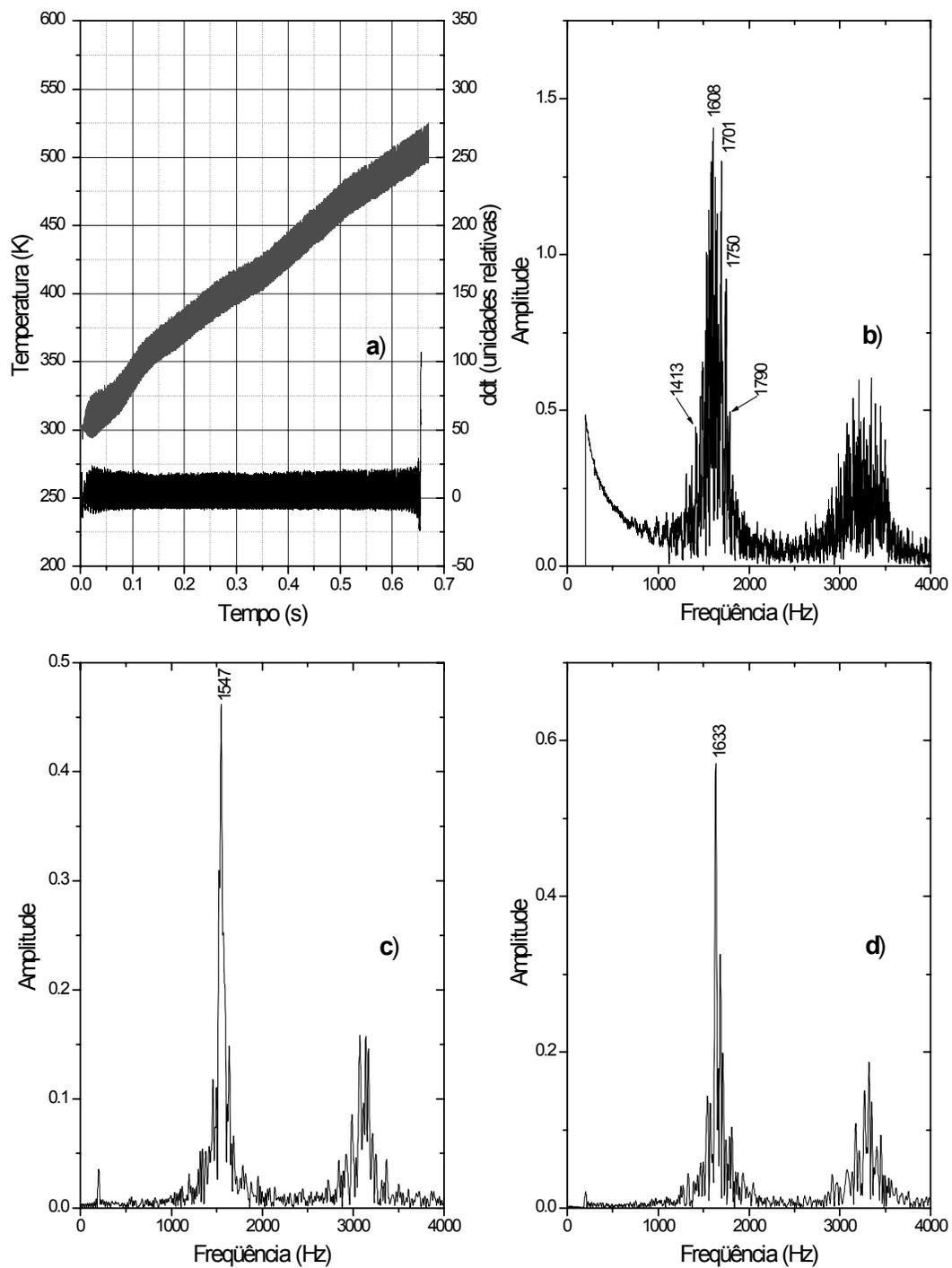


Figura 3.8: a) Sinal do detector magnético obtido após o filtro de cut-off das frequências baixas. A curva crescente é o sinal original do detector. b) FFT do sinal obtido no tempo $\Delta\tau = 0,65$ s; c) e d) FFT com $\Delta\tau = 0,05$ s no início e no fim da experiência.

Nesta seção será apresentada uma nova fórmula semi-empírica, mais precisa e mais simples, que serve para calcular a velocidade de rotação do arco elétrico, que se move sob a ação do campo magnético em sistemas de eletrodos coaxiais. Esse problema tem importância fundamental para a análise da transferência de calor nos eletrodos das tochas de plasma e para o estudo da erosão do eletrodo. A fórmula permite calcular a velocidade do arco v em função da corrente I , campo magnético B , velocidade axial do gás v_a e densidade do gás ρ . A fórmula satisfaz tanto os nossos dados experimentais com ar, quanto dados experimentais obtidos no Instituto de Transferência da Massa e do Calor da Academia de Ciência da Bielo-Rússia (Heat & Mass Transfer Institute, HMTI), pelo Dr. L. I. Sharakhovsky também com ar e no Canadá pelo Dr. R. N. Szente com nitrogênio. Nos estudos foram usados dados experimentais com larga faixa de variação dos parâmetros de trabalho: corrente 100 – 1760 A; indução magnética 0,005 – 3,9 T; velocidade axial do gás (ar) 0,5 – 33 ms⁻¹.

A velocidade do movimento do arco que se move entre dois eletrodos coaxiais é determinada pelo equilíbrio entre a força de Lorenz e a força de arraste aerodinâmico que age na coluna do arco. Assim, se considerarmos a coluna de arco como uma barra impenetrável (devido à maior viscosidade), a equação de equilíbrio entre as forças mencionadas acima pode ser escrita na forma (por unidade de comprimento da coluna de arco)

$$IB = \frac{1}{2}C_x d \rho v^2 \quad (3.1)$$

onde I é a corrente, B é a intensidade do campo magnético C_x é o coeficiente de arraste aerodinâmico, d é a dimensão da coluna de arco normal à direção do movimento, ρ é a densidade de gás e v é a velocidade do arco.

Para o coeficiente de arraste aerodinâmico de um arco em (3.1), foi proposto por Kukekov [77, 78] uma relação empírica:

$$C_x = 1 + 6,36B^{0,3}, \quad (3.2)$$

onde B em Tesla. Para eliminar o diâmetro desconhecido d do arco da equação (3.1), Kukekov aplicou uma dependência empírica da densidade de corrente do arco j [Am⁻²] durante seu movimento em ar com velocidade v_0 [ms⁻¹]:

$$j = 2v_0 \times 10^6. \quad (3.3)$$

Usando a relação $j = 4I/(\pi d^2)$, obtem-se o diâmetro do arco d [m]

$$d \approx 0,8 \sqrt{\frac{I}{v_0}} \times 10^{-3}. \quad (3.4)$$

Substituindo a equação (3.4) em (3.1), Kukekov obteve a fórmula para a velocidade do arco no campo magnético,

$$v_0 \approx 185 \left(\frac{IB^2}{C_x^2 \rho^2} \right)^{1/3}, \quad (3.5)$$

onde I em [A], B em [T] e ρ em [kgm⁻³]. Esta fórmula foi aplicada com sucesso ao movimento de arcos retilíneos (vide [34, 35, 77, 78]) e também serve para um arco elétrico equilibrado pelos campos aerodinâmico e magnético transversais [79]. Porém, aqui tem-se uma desvantagem séria que é derivada do uso da expressão empírica (3.2). Esta expressão está privada de sentido físico, pois dá valores do coeficiente de arraste aerodinâmico muito grandes, que contradizem o sentido físico desse conceito. Por exemplo, temos $C_x \approx 10$ para $B = 3$ T, quando deveríamos ter $C_x \approx 1,9$ (vide [79] e referências).

A razão para a determinação errônea do diâmetro d encontra-se no fato de que Kukekov fotografou o arco móvel na direção transversal ao movimento. É fato conhecido que a seção da coluna de um arco em movimento não tem forma circular, como foi considerado por Kukekov. O arco é fortemente deformado, de forma que visto de frente tem seção consideravelmente maior que visto de lado. Fotografias rápidas [79] mostraram que as variações na dimensão do arco não foram por causa das oscilações de alta frequência da coluna. A seção transversal real do arco não foi medida, mas supondo que o limite da coluna do arco é convexo e simétrico com respeito aos sentidos do fluxo de ar e do campo magnético, uma seção transversal elíptica parece ser uma conclusão razoável. A compressão do arco (relação entre o diâmetro longitudinal d_l e transversal d_t do arco) depende substancialmente da velocidade do fluxo de gás (ou, o que é o mesmo, da velocidade do arco). Usando os dados do trabalho [79], é possível mostrar, que essa relação é $d_t/d_l \approx 0,033v$ e também depende da velocidade do arco.

Kukekov compensou esse erro usando um valor exagerado para C_x , e usando valores diminuídos do diâmetro da coluna do arco. Em [79], usando o diâmetro do arco perpendicular ao fluxo do ar, os valores para C_x foram obtidos dentro dos limites $0,7 - 1,2$. Apesar desses problemas, a fórmula (3.5) dá resultados satisfatórios para o movimento retilíneo do arco, devido à compensação mútua dos erros em d e C_x .

O movimento do arco em rotação difere fortemente do movimento linear. O arco em rotação move-se numa trajetória fechada e, dependendo do regime, pode entrar no próprio rastro térmico, que consiste de gás quente, aquecido durante as passagens precedentes. Como resultado, a temperatura T e densidade ρ do gás em frente do arco depende da relação entre a velocidade de rotação do arco e a velocidade axial do gás no gap entre os eletrodos. A velocidade do arco pode, então, ser várias vezes maior em comparação com o movimento no fluxo não perturbado ou axial. Isto pode ser explicado pela diminuição do arraste aerodinâmico devido à diminuição da densidade ρ do rastro térmico (veja (3.1)).

Não existe na literatura nenhuma expressão simples e fidedigna para o cálculo da velocidade de rotação do arco. Há algumas generalizações em [5, 80], não suficientemente conferidas, e a fórmula semi-empírica proposta em [16]. A última fórmula foi conferida para larga faixa de variação dos parâmetros de trabalho, mas também tem as desvantagens que serão discutidas adiante.

Em [16] e, mais tarde, em [23] foi proposta a hipótese de que para o arco que se move entre os eletrodos, a densidade de gás ρ em frente do arco pode ser relacionada

à velocidade do arco v de acordo com a equação

$$\rho v^2 = \rho_0 v_0^2, \quad (3.6)$$

onde o índice 0 refere-se à qualquer condição de referência (por exemplo, para a condição do fluxo não perturbado). Com efeito, pode-se justificar a fórmula (3.6) com os seguintes argumentos. Consideremos dois regimes com mesmos valores de corrente I e de campo magnético B , porém um regime perturbado ou em movimento de rotação, caracterizado por ρ e v e o outro, não-perturbado, em movimento linear (eletrodos retilíneos), caracterizado por ρ_0 e v_0 . A partir da equação (3.1), sabe-se que nos dois regimes teremos a mesma força de Lorentz $I \times B$. Supondo que em ambos os casos d e C_x são invariáveis, obtém-se a fórmula (3.6).

Aplicando (3.6), em [16], o autor obteve uma expressão semi-empírica para a relação ρ/ρ_0 em função da velocidade de arco v [ms^{-1}] e da velocidade axial do gás v_a [ms^{-1}] no gap entre os eletrodos:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \sqrt{\frac{k(1/(1+v_a) + v_a)}{v}}, \quad (3.7)$$

onde $k \approx 10$. A Figura 3.9 mostra a dependência de $\rho/\rho_0 = (v/v_0)^2$ em função da relação v/φ entre a velocidade de rotação do arco v e a função $\varphi = 1/(1+v_a) + v_a$. Vemos que para $v/\varphi = 15 - 20$, o arco elétrico praticamente emerge do seu rastro térmico e a velocidade do arco praticamente não difere da velocidade no ar não-perturbado ($v/v_0 = 1$).

Combinando (3.1), (3.4), (3.6) e (3.7) o autor em [16] obteve a seguinte expressão:

$$v = 485 \left(\frac{IB^2}{C_x^2 \rho^2} \right)^{4/9} \left(\frac{1}{1+v_a} + v_a \right)^{-1/3}. \quad (3.8)$$

Esta equação é bastante simples e concorda bastante bem com uma grande quantidade de dados experimentais (vide Figura 3.10). Porém, também foi obtida, aplicando a mesma relação empírica de Kukekov para o coeficiente de arraste aerodinâmico C_x (3.2), tendo, portanto, a mesma deficiência - o valor irreal desse coeficiente.

Para se eliminar o coeficiente de arraste aerodinâmico C_x da fórmula, foram tratados 1349 pontos experimentais (353 pontos do autor e 996 pontos do HMTI), processados na forma de função complexa dos parâmetros $v\rho^{8/9}(1/(1+v_a) + v_a)^{1/3}/I^{4/9}$. Na Figura 3.11 a) estão representados os resultados da generalização. Como podemos ver, o termo exponencial de B é igual a 0,6. Esse resultado concorda com o valor apresentado no trabalho [35] (17 pontos experimentais, obtidos para campo magnético (0,005 - 0,2) T, corrente de 100 A e velocidade axial do gás 1 ms^{-1}). Szente et al [35] obtiveram o valor do expoente de B igual a 0,6. As nossas experiências foram feitas com uma variação mais ampla nos parâmetros básicos.

Como resultado do tratamento dos dados (vide Figura 3.12) foi obtida uma expressão para a velocidade do arco no campo magnético, a qual não envolve o coeficiente

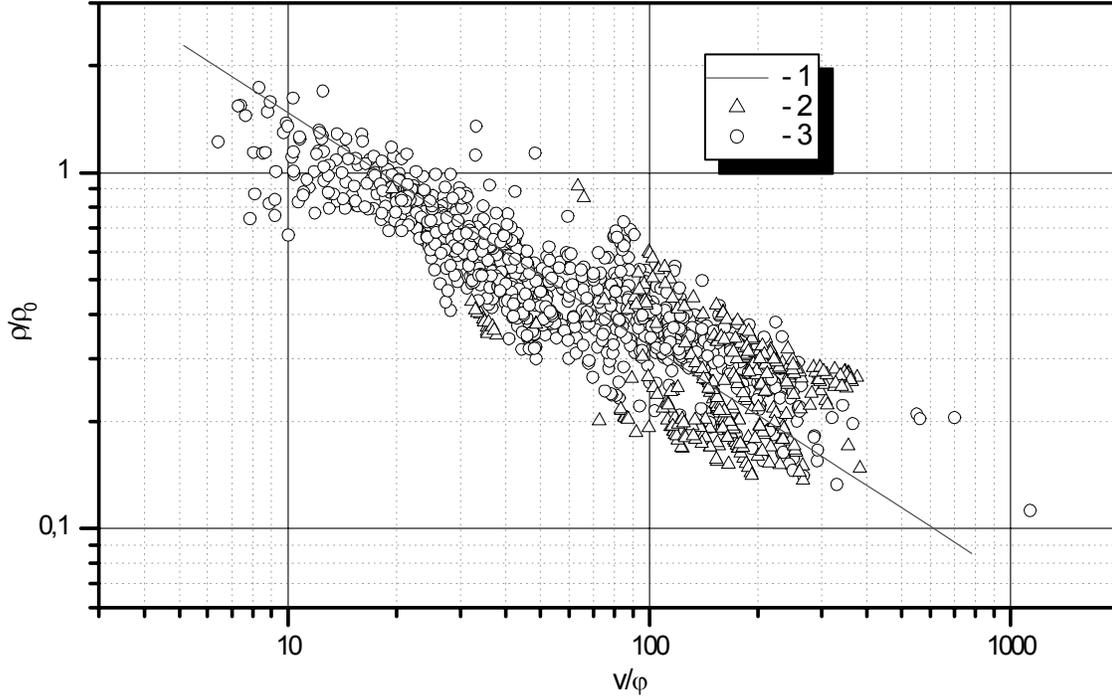


Figura 3.9: Relação $\rho/\rho_0 = (v/v_0)^2$ em função da relação v/φ . 1 - Melhor aproximação linear; 2 - 353 pontos experimentais obtidos neste trabalho; 3 - 915 pontos obtidos em [17].

desconhecido de resistência aerodinâmica:

$$v = 78I^{4/9}B^{0,6}\rho^{-8/9}\varphi^{-1/3}, \quad (3.9)$$

onde $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$.

A Figura 3.12 apresenta v como função do parâmetro $78I^{4/9}B^{0,6}\rho^{-8/9}\varphi^{-1/3}$. Também são mostrados os pontos experimentais de Szente et al [35], obtidos com nitrogênio e calculados de acordo com a nova expressão. É evidente a boa concordância dos resultados experimentais.

Como pode ser visto das Figuras 3.10 e 3.12, a nova expressão tem um erro sistemático consideravelmente baixo (o valor do parâmetro A na fórmula de regressão linear está perto do zero, i.e., $A = 0,01 \pm 0,02$, e o valor do parâmetro $B = 0,994 \pm 0,007$, também próximo do ideal ($A = 0, B = 1$), enquanto para a expressão de [16] esses valores são aproximadamente 0,29 e 0,89, respectivamente.

No modelo térmico macroscópico da erosão de eletrodos frios [17-19] um dos parâmetros principais é a velocidade do arco normalizada (2.14) $s = v/\sqrt{I}$. Como resultado do processamento dos dados experimentais foi obtido o valor do expoente de B igual a 0,6 (veja a Figura 3.11 b) e a fórmula para a velocidade do arco normalizada:

$$s = 54,8B^{0,6}\rho^{-8/9}\varphi^{-1/3}. \quad (3.10)$$

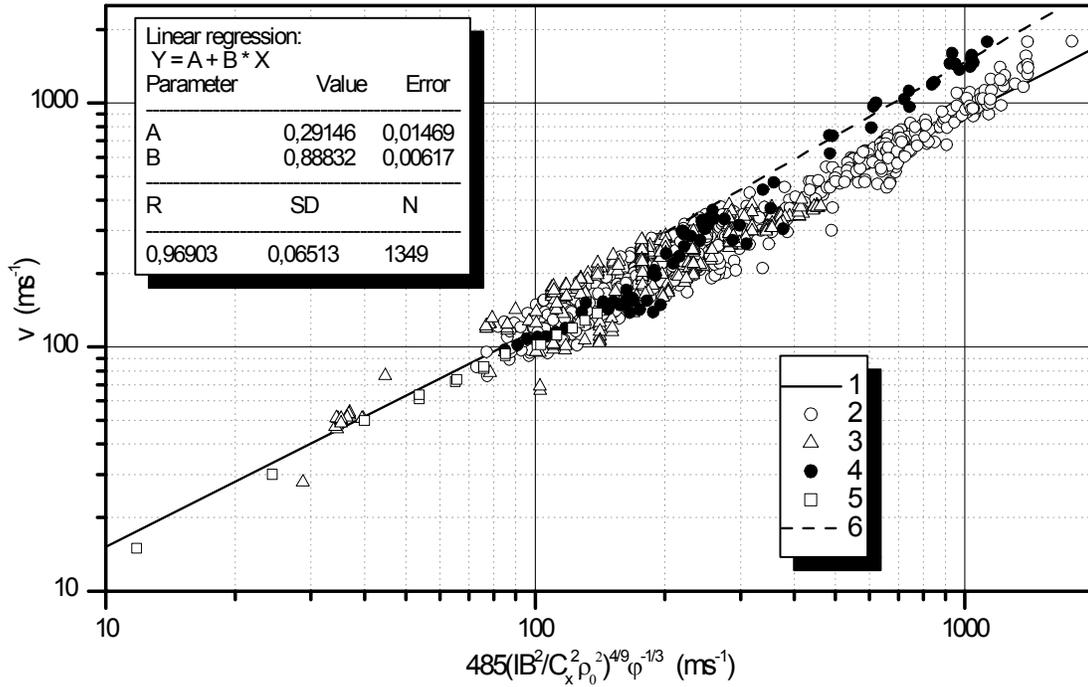


Figura 3.10: Velocidade real do arco versus parâmetro $485 (IB^2/C_x^2 \rho_0^2)^{4/9} \varphi^{-1/3}$, onde $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$. 1 - Melhor aproximação linear para pontos 2, 3 and 4; 2 - 915 pontos obtidos em ar nas experiências [17] ; 3 - 353 pontos experimentais obtidos neste tese; 4 - 81 pontos experimentais obtidos em [17] em ar para gap entre os eletrodos de 7 mm; 5 - 17 pontos experimentais obtidos em nitrogênio [35] ; 6 - aproximação linear 1 multiplicada por $2^{5/9}$. R - coeficiente de correlação, SD - desvio padrão, N - número de pontos em tratamento estatístico.

A Figura 3.13 representa o resultado da generalização dos pontos experimentais usando (3.10). Nesse caso temos também uma boa concordância entre a experiência e o cálculo teórico, como no caso da generalização da velocidade do arco.

Nas experiências foram usados gaps entre os eletrodos de 0,5 a 7 milímetros, que praticamente não influenciaram na velocidade do arco. Somente para o gap máximo (7 mm) foi possível notar algumas características especiais. Pode-se observar que em figuras 3.10, 3.12, 3.11 e 3.13 alguns dos pontos (22 pontos do conjunto de 81 pontos mostrados como círculos pretos), estão deslocados distintamente da maioria dos dados experimentais. Esses pontos correspondem aos campos magnéticos relativamente altos (acima de 0,4 T) e de um gap entre os eletrodos de 7 mm. Supomos que esse comportamento é resultado da estabilidade reduzida da coluna do arco no gap grande, que conduz a um processo dinâmico de divisão do arco em diversos canais condutivos pa-

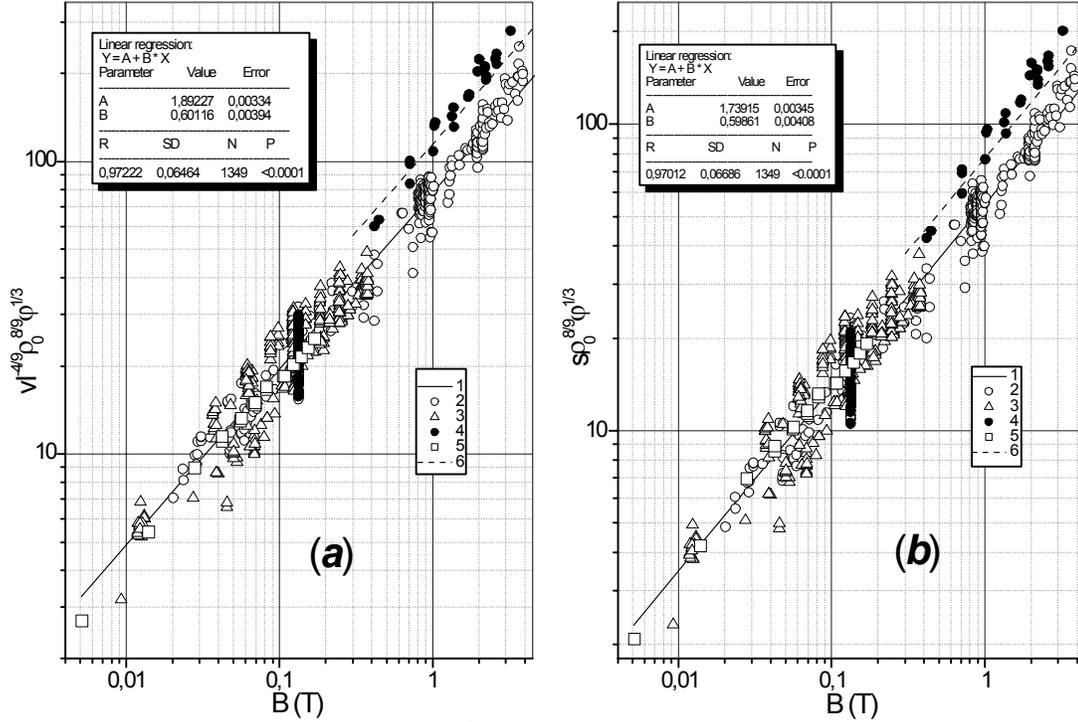


Figura 3.11: (a) Parâmetro $vI^{-4/9} \rho_0^{8/9} \varphi^{1/3}$ versus campo magnético B , onde $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$. (b) Parâmetro $s\rho_0^{8/9} \varphi^{1/3}$ versus campo magnético B . Para mais detalhes veja comentários da Figura 3.10.

ralelos. Fenômeno similar foi descrito em [81], usando métodos espectroscópicos, onde foi observada uma estabilidade menor da coluna do arco com aumento da distância entre o catodo e o anodo. Com gap entre os eletrodos de 5, 15 milímetros e campo magnético de 0, 1 T esses autores mostraram que o número estatístico médio de canais de arco aumentou para 1, 1 – 1, 3 [81]. A divisão da coluna do arco e diminuição da velocidade linear no caso de aumento na distância entre os eletrodos foi notado também, por exemplo, no movimento linear do arco (veja, por exemplo [5, 80] e referências).

Como a velocidade do arco nos campos magnéticos altos foi medida através da frequência de rotação, os dois arcos paralelos têm que registrar frequência dupla de rotação do arco. Porém, a divisão de uma coluna em duas, leva à diminuição da corrente num fator de dois. De acordo com a equação (3.9), a velocidade registrada do arco $v' = 2 \times 78(I/2)^{4/9} B^{0.6} \rho_0^{-8/9} \varphi^{-1/3} = 2^{5/9} v$ tem que ser aumentada em $2^{5/9}$. De acordo com esta suposição, nas Figuras 3.10, 3.12, 3.11 e 3.13 é mostrada a linha correspondente aos cálculos, linha pontilhada. Nessas figuras podemos ver uma boa concordância entre os pontos experimentais e a linha teórica, obtida com tal suposição. Esse grupo de pontos (22 pontos) praticamente não tem influência nos resultados da generalização do conjunto total dos pontos (1349 pontos).

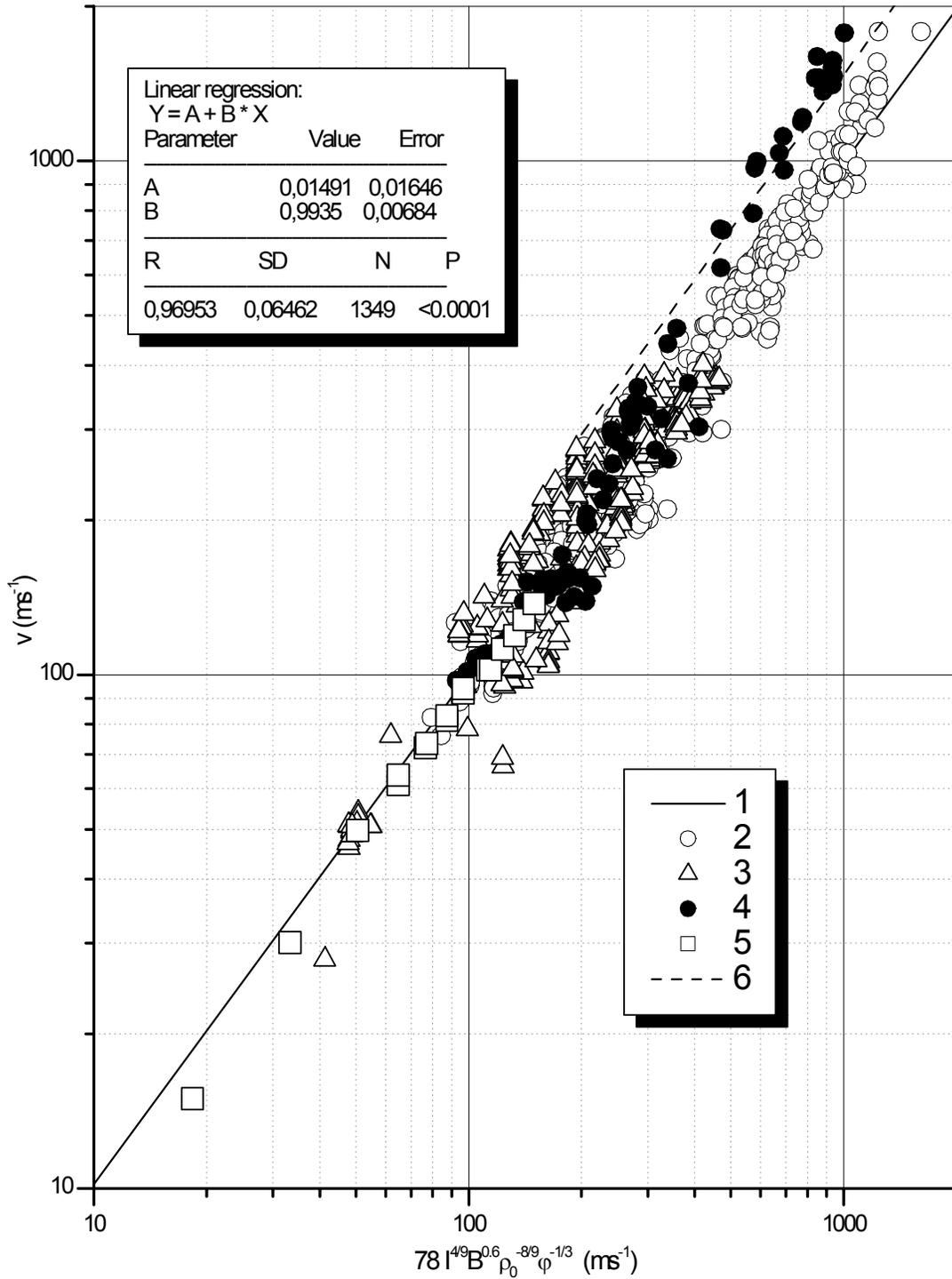


Figura 3.12: Velocidade experimental v versus parâmetro $78I^{4/9}B^{0.6}\rho_0^{-8/9}\varphi^{-1/3}$, onde $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$. Detalhes veja na Figura 3.10.

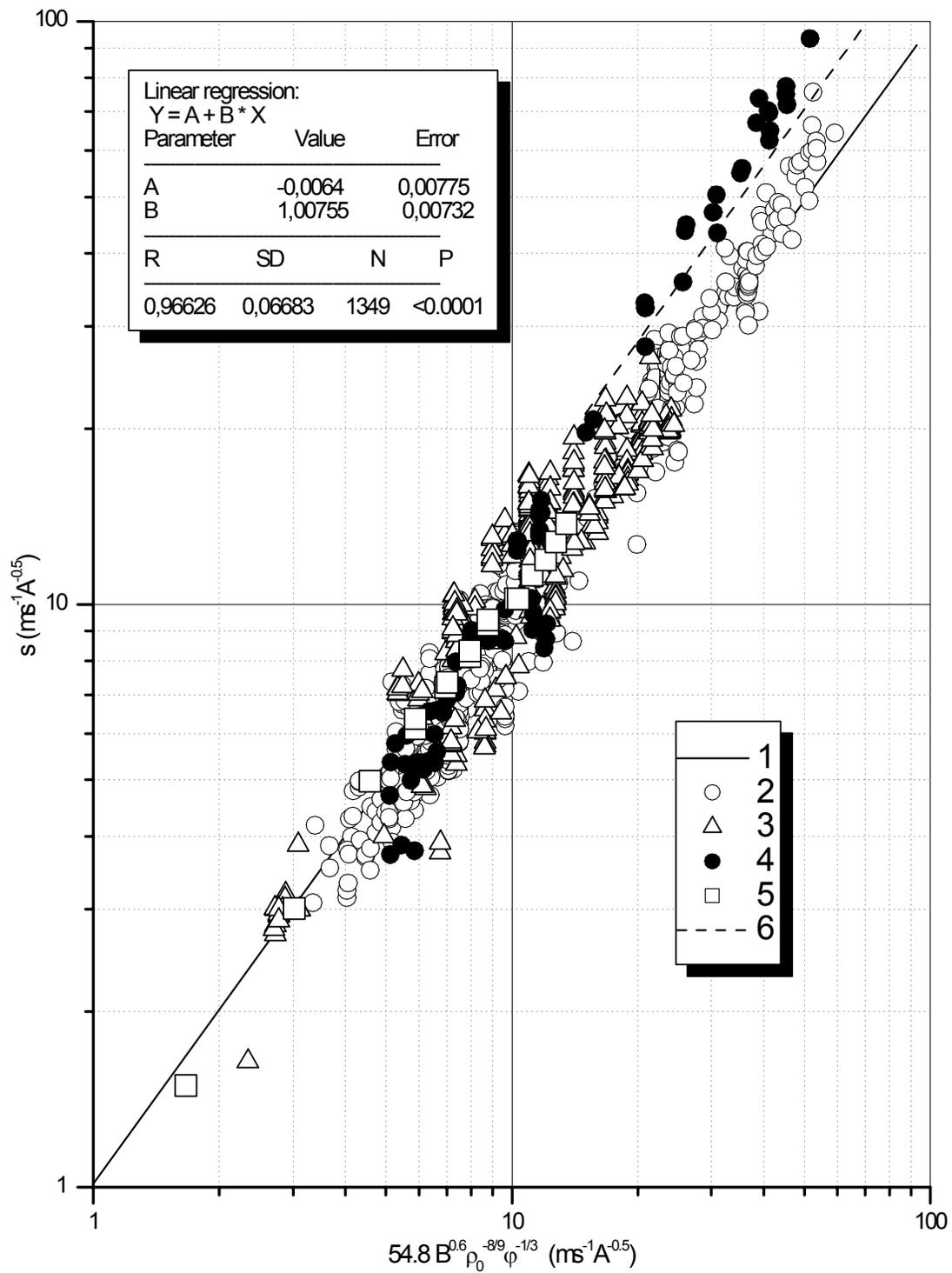


Figura 3.13: Velocidade normalizada do arco $s = vI^{-0.5}$, versus parâmetro $54.8B^{0.6}\rho_0^{-8/9}\varphi^{-1/3}$, onde $\varphi = 1/(1 + v_a) + v_a$. Detalhes veja na Figura 3.10.

Em conseqüência da generalização de um grande número de experiências em larga faixa de parâmetros foram obtidas fórmulas novas, mais exatas para o cálculo da velocidade de rotação de arcos elétricos sob a ação do campo magnético.

Estas fórmulas podem ser úteis para o estudo da erosão do eletrodo frio, para projeto de cálculos de tochas de plasma e para a análise teórica da transferência de calor na região próxima do eletrodo em arcos elétricos que se movem rápido.

3.4 Parâmetros da mancha

3.4.1 Equivalente em volts do fluxo térmico U

Medida do equivalente em volts U da mancha do arco

No caso de eletrodos frios, onde o arco se move rapidamente, não é possível fazer medidas diretas do calor que entra pela mancha. Para obter U , através da fórmula (2.2), é necessário medir Q_0 . Para entender a metodologia, devemos distinguir dois tipos de fluxos térmicos que incidem sobre o eletrodo: um deles é o fluxo térmico Q_0 , proveniente da bainha do arco elétrico, ou chamado de fluxo térmico da mancha do arco e o outro é o fluxo térmico externo à bainha $Q - Q_0$ (sendo Q o fluxo total), proveniente de regiões afastadas do eletrodo como a coluna do arco, as paredes, o gás, etc, e que incidem sobre o eletrodo por processos de radiação e convecção. Esse último fluxo dependente da geometria do sistema, enquanto Q_0 depende apenas do tipo de gás e material do eletrodo. O método térmico, apresentado em [18], permite separar indiretamente o fluxo de calor Q_0 do fluxo de calor total do arco Q . O método é baseado na suposição de que a densidade de fluxo térmico externo (de radiação e convecção) diminui linearmente ao longo da direção do fluxo de gás. Esta suposição funciona bem em distâncias próximas do arco, e foi conferida experimentalmente em trabalhos publicados (vide [7, 31, 71]. Mudando-se a geometria do eletrodo, ou instalando-se calorímetros em diferentes distâncias do arco, pode-se isolar a componente constante Q_0 do fluxo total Q .

Equivalente em volts U : Metodologia

Para se obter Q_0 utilizam-se um ou mais anéis coaxiais, isolados termicamente e eletricamente entre si, e um método não-estacionário de medida da temperatura dos anéis em função do tempo. Os fluxos de calor, que entram nos anéis, podem ser obtidos diretamente através das curvas de aquecimento térmico. Do ponto de vista térmico, os anéis podem ser tratados como se fossem termicamente isolados de todos os lados, excluindo a superfície interna deles, que tem contato com o arco elétrico e/ou com o jato de plasma. Desde que a resistência térmica do isolante seja bem maior do que a do cobre (material do eletrodo usado nas experiências), podemos desprezar aquela parte do calor que sai pelo isolante e também da superfície externa do anel por convecção livre. Como a densidade de fluxo de calor na mancha do arco é da ordem de 10^9 Wm^{-2} ,

esta aproximação tem muito boa concordância com os cálculos teóricos, pois o tempo de aquecimento é pequeno (~ 1 s). Nesse caso, a distribuição de temperatura dentro do anel pode ser calculada usando o modelo de um cilindro infinitamente longo. A solução básica desse problema não-estacionário pode ser apresentada na forma [75, 82]

$$\begin{aligned}
T(r, \tau) - T_0 = & \frac{q}{\lambda} R_1 \left\{ \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \left[2 \frac{a\tau}{R_1^2} - \frac{1}{4} \left(1 - 2 \frac{r^2}{R_1^2} \right) \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{R_2^2}{R_1^2} \left(\ln \frac{r}{R_2} + \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \ln \frac{R_1}{R_2} + \frac{3}{4} \right) \right] \right. \\
& + \pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sigma_n} \frac{J_1(\sigma_n) J_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right)}{J_1^2(\sigma_n) - J_1^2 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right)} \left[J_0 \left(\sigma_n \frac{r}{R_1} \right) Y_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right) \right. \\
& \left. \left. - Y_0 \left(\sigma_n \frac{r}{R_1} \right) J_1 \left(\sigma_n \frac{R_2}{R_1} \right) \right] \exp \left(-\sigma_n^2 \frac{a\tau}{R_1^2} \right) \right\}. \quad (3.11)
\end{aligned}$$

Aqui, o anel cilíndrico tem raio interno R_1 , raio externo R_2 , distribuição uniforme de temperatura inicial do cilindro $T(r, 0) = T_0 = Const$, e estamos supondo que a superfície interna está submetida a uma densidade de fluxo de calor constante, i.e. $q = -\lambda(dT/dr|_{r=R_1}) = Const$. Os parâmetros térmicos do material do anel λ e a são a condutividade e difusividade térmica, respectivamente. Na equação (3.11) J_i e Y_i são funções de Bessel de primeiro e segundo tipo, respectivamente, de ordem i . Os parâmetros $\sigma_n = \mu_n R_1$ são raízes da equação característica

$$J_1(\mu_n R_1) Y_1(\mu_n R_2) = Y_1(\mu_n R_1) J_1(\mu_n R_2).$$

A análise da equação (3.11) mostra (ver Figura 3.14) que no início do aquecimento a temperatura T do anel em função do tempo sobe não-linearmente, até um certo tempo $\tau = \tau_{ex}$. Esse comportamento da temperatura é típico para todos os pontos do anel, excluindo um ponto onde a segunda derivada da temperatura troca de sinal (ver variação da temperatura no raio $r = 27,16$ mm na Figura 3.14). Quando o tempo da experiência é suficientemente longo, maior do que τ_{ex} , podemos desprezar a soma na equação (3.11), pois o termo exponencial é próximo de zero. O regime de aquecimento quando a temperatura sobe linearmente, chama-se regime regular. A fim de diminuir a influência da parte não-linear nos cálculos de q , foram considerados pontos da curva $T(\tau)$ no regime regular para tempos $\tau > 0,2$ s.

Derivando a equação (3.11) em relação ao tempo τ , obtemos a expressão para o cálculo da densidade de fluxo de calor q na superfície do anel

$$q = \frac{\lambda R_2^2 - R_1^2}{a} \frac{dT}{d\tau} = K \frac{dT}{d\tau}. \quad (3.12)$$

Esta equação permite calcular o valor de q usando a taxa de crescimento da temperatura $dT/d\tau$ em vez de usar a temperatura absoluta. Como vemos, a equação (3.12) não

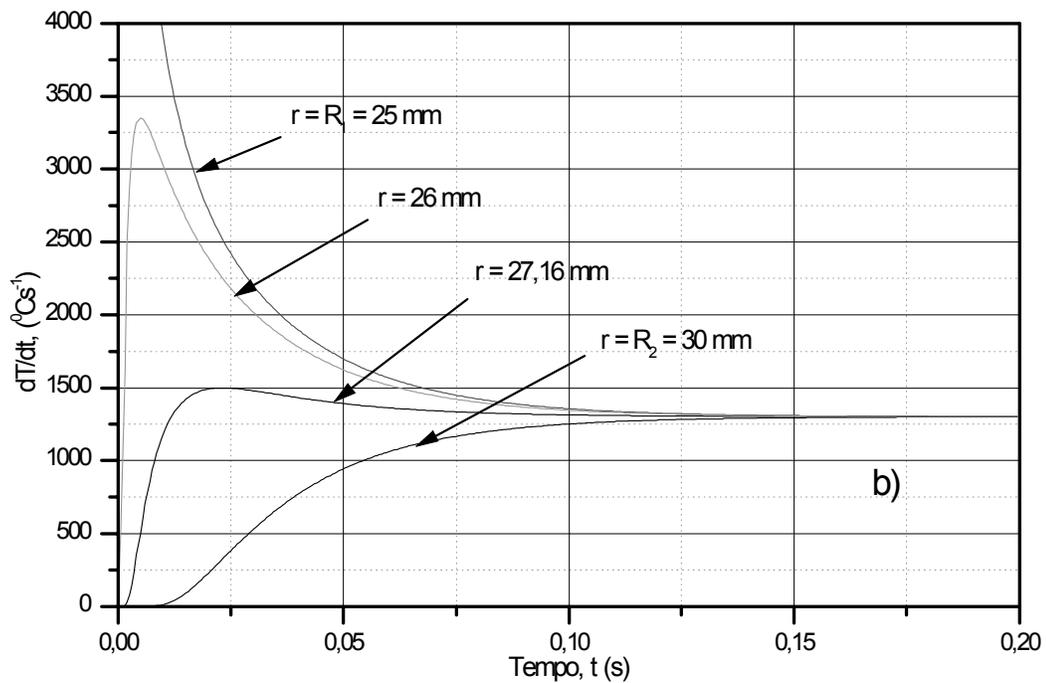
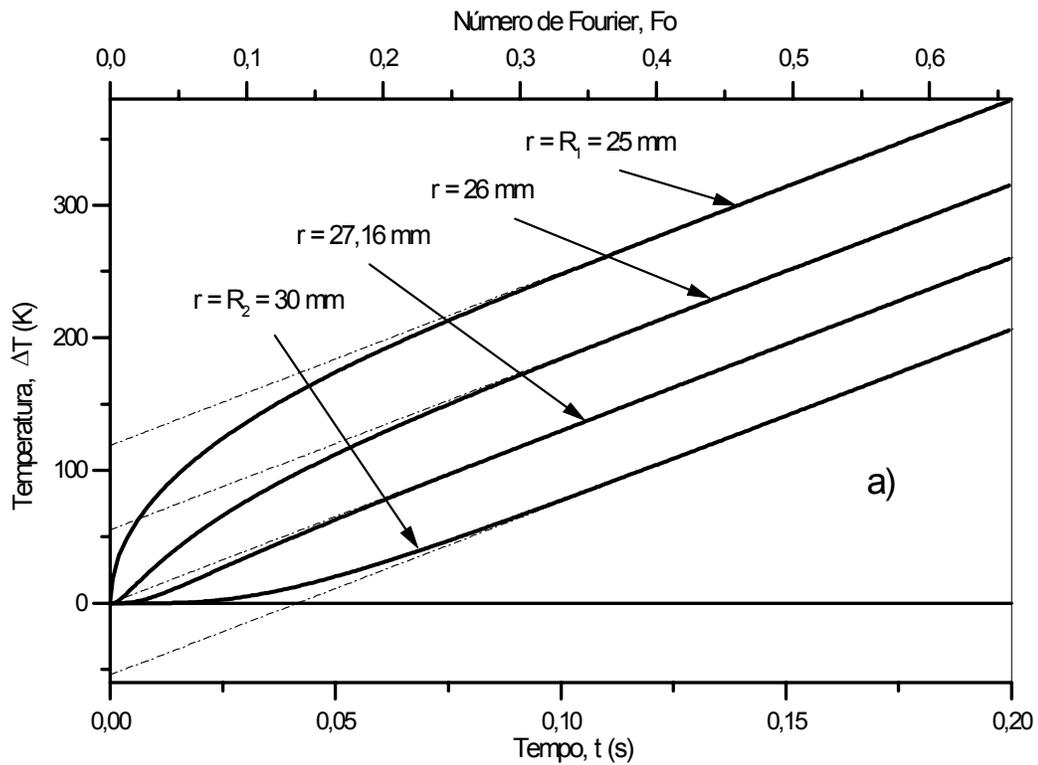


Figura 3.14: a) Curvas teóricas da temperatura do eletrodo ($\Delta T = T - T_0$, onde T_0 é temperatura inicial), de acordo com a equação (3.11), em função do tempo τ (o eixo de baixo) e do número de Fourier (o eixo de cima) para diferentes posições de termopares r ; b) Derivada temporal das mesmas curvas da temperatura.

depende da coordenada r da posição do termopar, o que permite instalar o termopar em qualquer ponto do anel.

Para se obter Q_0 , podemos utilizar o método de dois anéis-eletrodos com espessuras b_i diferentes. Vamos supor que o fluxo térmico incidente em um anel seja proporcional à área do anel e que num dado anel a densidade q seja constante. Desprezando a parte do calor de radiação e convecção que entra pela mancha (pois a área da mancha é bem menor do que a área total do eletrodo) e medindo-se os valores de q_i em 2 experimentos sucessivos onde se utilizam 2 anéis-eletrodos com espessuras b_i diferentes podemos obter Q_0 . Para isso escrevemos fluxos térmicos totais $Q_i = 2\pi R_1 b_i q_i$, incidentes nos anéis de espessuras b_i , na forma

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_0 + 2\pi R_1 b_1 q_{rc} \\ Q_2 &= Q_0 + 2\pi R_1 b_2 q_{rc} \end{aligned}$$

onde q_{rc} é a densidade de fluxo térmico de radiação e convecção. Eliminando q_{rc} obtemos formula para fluxo térmico que entra pela mancha do arco [18]

$$Q_0 = (Q_1 b_2 - Q_2 b_1) / (b_2 - b_1). \quad (3.13)$$

Um outro método, que permite obter o valor de Q_0 , num só experimento (e, portanto, U , simultaneamente, sem fazer experimentos sucessivos) consiste na medida dos fluxos térmicos que entram em três anéis adjacentes separados entre si por isolante térmico e elétrico. Vamos supor que por causa da pequena espessura do catodo a mancha do arco visitou todos os pontos da superfície do catodo com a mesma probabilidade. Portanto, a densidade de fluxo térmico total (incluindo o fluxo da mancha, da radiação e da convecção) é uniforme em toda a superfície. Ao longo do jato de plasma, formado pelo arco, a densidade de fluxo térmico q_{rc} (de radiação e convecção) varia linearmente com a distância ao arco. Esquemáticamente a distribuição de densidade de fluxo térmico q_{rc} ao longo do eixo da instalação é mostrada na Figura 3.15. A suposição sobre a diminuição linear de q_{rc} nas distâncias próximas do arco foi satisfeita nos experimentos: o afastamento máximo do arco foi de 8 mm para diâmetro do eletrodo de 42 mm e gap de 3 mm.

Para podermos separar Q_0 do fluxo térmico total Q que entra no catodo foram medidas as densidades de fluxo térmico total q_i ($i = 1, 2, 3$) que entram nos três anéis adjacentes. Baseado-se na Figura 3.15 podemos escrever a seguinte expressão para a densidade de fluxo térmico (convectivo e radiativo) q_{1rc} no catodo

$$q_{1rc} = q_2 + (q_2 - q_3) \frac{x_2}{x_3 - x_2}, \quad (3.14)$$

onde x_i é a coordenada da secção central do i -anel. A origem do sistema de coordenadas foi tomado no secção central do catodo. Como os diâmetros internos do catodo e dos anéis auxiliares foram os mesmos ($R_1 = R_2 = R_3$) e que o fluxo de calor no i -anel é

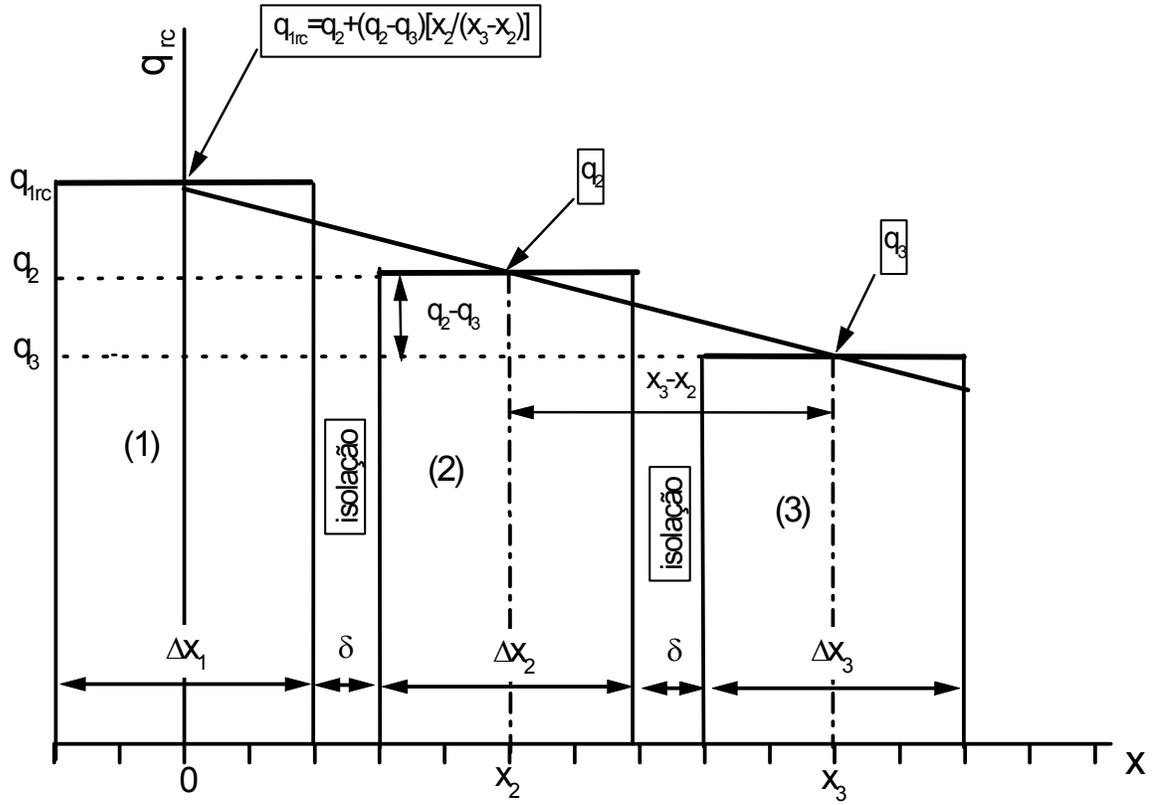


Figura 3.15: Esquema de cálculo para obtenção do valor do fluxo térmico entrando pela mancha do arco. 1 - catodo, 2 e 3 - anéis auxiliares.

$Q_i = q_i F_i = 2\pi R_i \Delta x_i$, podemos obter a seguinte equação que permite calcular o fluxo térmico na mancha:

$$Q_0 = Q_1 - Q_{1rc} = 2\pi R_1 \Delta x_1 (q_1 - q_{1rc}) = 2\pi R_1 \Delta x_1 \left(q_1 - q_2 - (q_2 - q_3) \frac{x_2}{x_3 - x_2} \right) \quad (3.15)$$

onde R_i é o raio interno do i -anel, F_i é a área da superfície interna do i -anel com espessura Δx_i . Esta equação pode ser escrita através das espessuras dos anéis Δx_i e isolamento δ

$$Q_0 = Q_1 - Q_2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} \right) - \left(\frac{\Delta x_1 + \delta}{\Delta x_2 + \delta} \right) \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} \right) (Q_2 - Q_3) \quad (3.16)$$

No caso de se ter todos os anéis metálicos de mesma espessura ($\Delta x_1 = \Delta x_2 = \Delta x_3 = \Delta x$) a equação acima reduz-se a

$$Q_0 = Q_1 - Q_2 - (Q_2 - Q_3) \frac{x_2}{x_3 - x_2} = Q_1 - 2Q_2 + Q_3. \quad (3.17)$$

onde $x_2 = \Delta x + \delta$ e $x_3 = x_2 + \Delta x + \delta = 2(\Delta x + \delta)$.

O equivalente em volts U do fluxo térmico na mancha pode então ser determinado pela equação

$$U = \frac{Q_0}{I} = \frac{K}{I} \left\{ \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_1 - \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_2 - \left[\left(\frac{dT}{d\tau} \right)_2 - \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_3 \right] \frac{x_2}{x_3 - x_2} \right\} 2\pi R_1 \Delta x_1, \quad (3.18)$$

ou, no caso de a espessura dos anéis a mesma,

$$U = \frac{K}{I} \left\{ \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_1 - 2 \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_2 + \left(\frac{dT}{d\tau} \right)_3 \right\} 2\pi R_1 \Delta x_1, \quad (3.19)$$

onde $(dT/d\tau)_i$ é a taxa de crescimento da temperatura para o i -anel.

Ao invés de se usar as fórmulas (3.18) ou (3.19), uma outra metodologia de cálculo de U , que, entretanto, não foi por nós utilizada, e que poderia dar uma dispersão bem menor dos dados experimentais finais (vide Figura 3.19), consiste no que vamos denominar de “média em corrente” dos fluxos de calor nos anéis Q_i . Considera-se que todos os Q_i dependem linearmente da corrente, i.e.,

$$Q_i = c_i I. \quad (3.20)$$

Por exemplo, $Q_1 = Q_0 + Q_{1rc} = UI + c_{1rc}I = c_1 I$, $Q_2 = c_2 I$ e $Q_3 = c_3 I$. No caso de anéis de mesma espessura, ao invés da fórmula (3.19), substituindo na equação (3.17) as expressões dadas por (3.20), teríamos a seguinte fórmula para o cálculo de U :

$$U = c_1 - c_2 - (c_2 - c_3) \frac{x_2}{x_3 - x_2} \quad (3.21)$$

A vantagem disso é a utilização de informação adicional (dependência $Q_i(I)$), não utilizada no método precedente) e que poderia ter diminuído bastante a dispersão de $U(B)$.

Pode-se demonstrar que, com efeito, a relação $Q_i = c_i I$ deve ser satisfeita para todos os anéis, se as densidades de fluxos de calor variam linearmente com a distância x ($q_i = kx_i$) do arco e se $Q_{1rc} = c_{1rc}I$, pressuposições que já foram utilizadas acima. Partindo, portanto, dessa linearidade, i.e., de $q_{1rc} = kx_1 = Q_{1rc}/\Delta x$, vem que $Q_{1rc} = q_{1rc}/\Delta x = kx_1/\Delta x = c_{1rc}I$, de onde se obtém que $k = c_{1rc}\Delta x I/x_1$. Substituindo k em $Q_2 = kx_2/\Delta x$, obtém-se finalmente que $Q_2 = c_{1rc}\Delta x x_2 I/x_1 \Delta x = c_2 I$. Similar resultado pode-se obter para Q_3 . Conclui-se, então que, realmente, os fluxos de calor de convecção e radiação nos anéis devem variar linearmente com a corrente. Isso também poderia ser testado experimentalmente.

Esse método da “média em corrente”, utilizando experimentos sequenciais, em anéis-eletrodo de espessuras b_i diferentes, foi empregado em [18], para a determinação de U . Os autores usaram $Q_i(I)$ e a suposição de que o equivalente em volts U não depende da corrente no arco. Com efeito, a Figura 3.16 mostra os resultados da aproximação linear do equivalente em volts U em função da corrente, de acordo com os

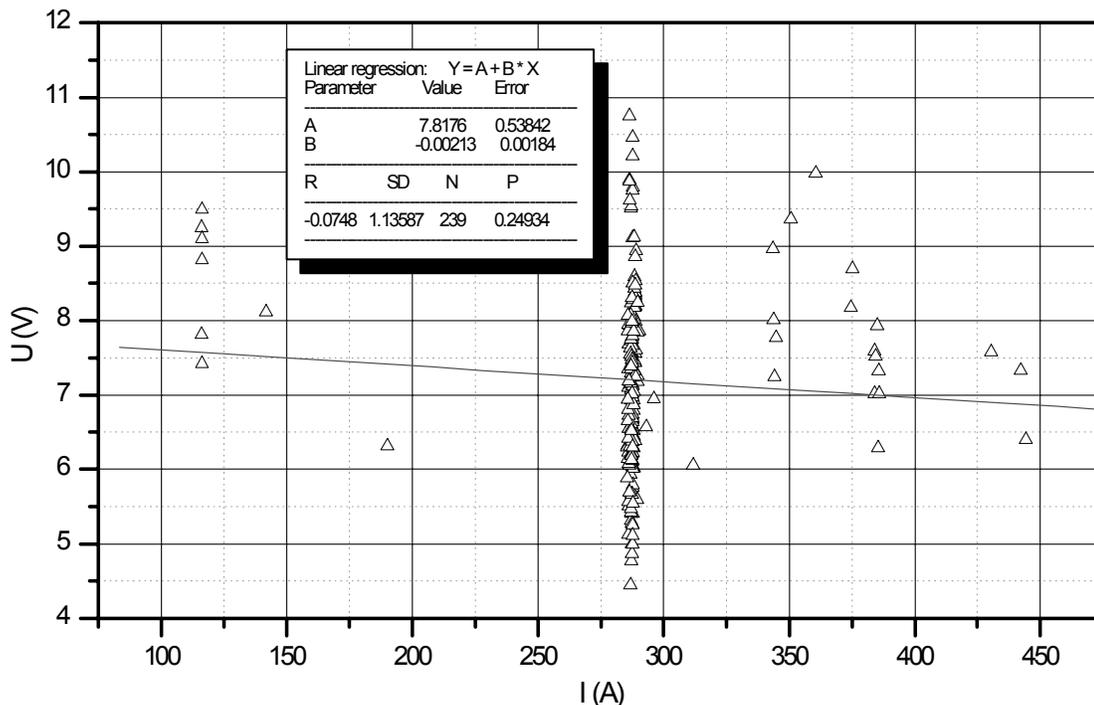


Figura 3.16: Equivalente em volts U versus corrente no arco I .

dados experimentais. Nota-se que o coeficiente angular $B = -0,002$ e o coeficiente de correlação $R = -0,0748$ estão próximos de zero. Isto está em acordo com a suposição mencionada acima de independência de U de I , utilizada em [18]. Devido à independência de U de I a maioria parte das nossas experiências foi conduzida numa corrente $I \approx 280$ A, o que tornou impossível a utilização do método das “médias em corrente”.

U : Resultados Experimentais

Para medir U em função dos parâmetros de trabalho foram usados anéis de cobre comercial com diâmetro interno de 42 mm e externo de 52 mm. Os catodos foram feitos estreitos de espessuras 2 e 3 mm. Esses foram escolhidos para se obter um resultado mais estável. Se usarmos espessura do eletrodo fora desta faixa os resultados divergem muito. No caso de menor espessura, a isolação destroi-se muito rápido aumentando o fluxo térmico por processos de radiação e convecção. Uma espessura maior que 2 – 3 mm mostra oscilações axiais do arco, o que influi muito no sinal dos termopares. Os anéis auxiliares tinham espessura constante de 3 mm. O “gap” entre os eletrodos, também permaneceu invariável de 3 mm em todas as experiências. A espessura da isolação variou pouco, dependendo do material usado. No maioria dos casos foi usado papel amianto PV-J3 de 1,1 mm e em algumas experiências foi usado papel-mica de 0,8 mm. Essa configuração geométrica (os diâmetros e as espessuras dos anéis e do isolante)

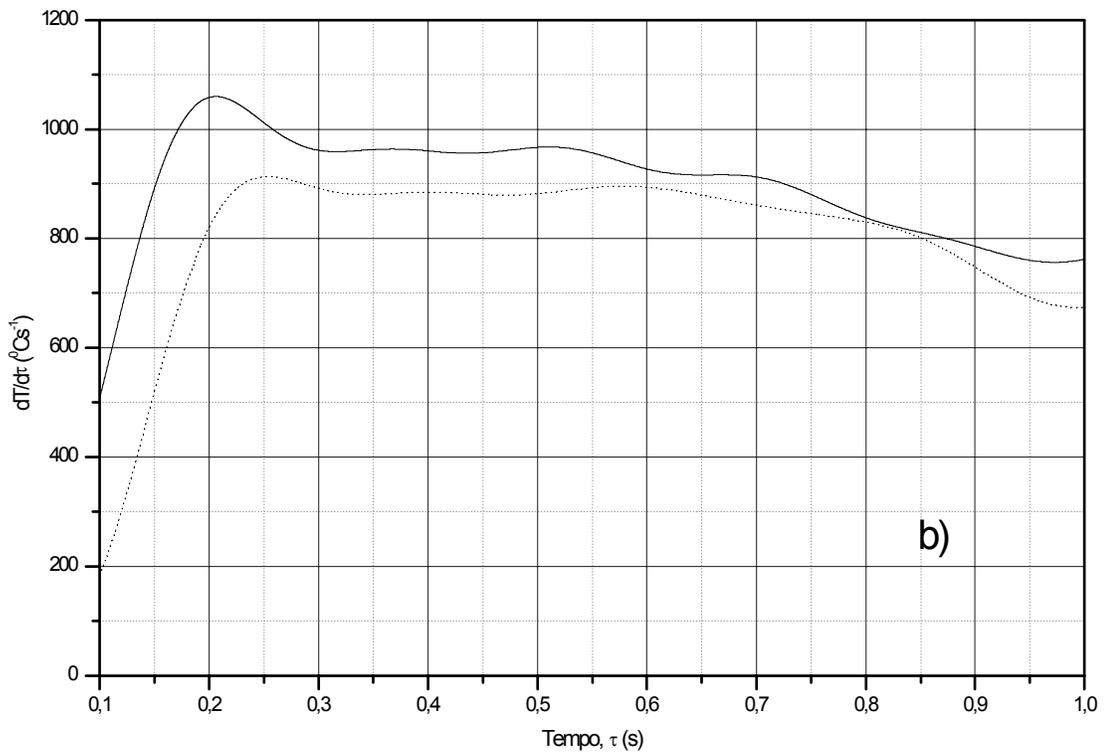
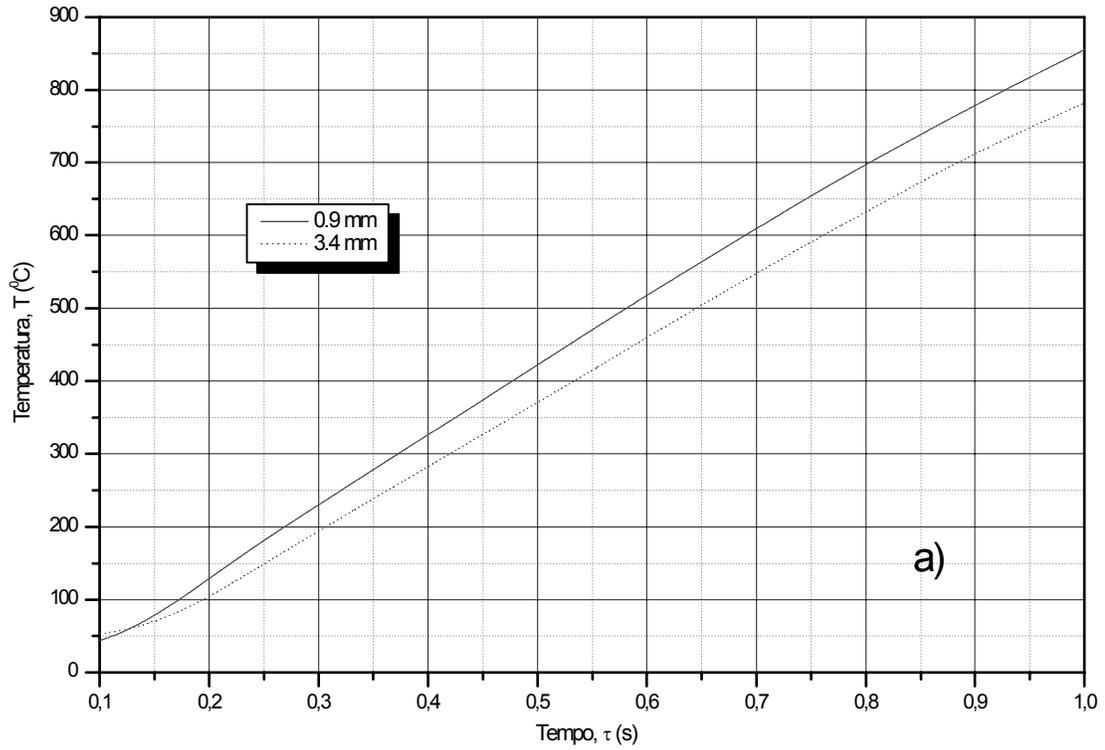


Figura 3.17: a) - aquecimento do eletrodo. As linhas correspondem aos termopares instalados nas distâncias 0,9 e 3,4 mm da superfície aquecida; b) - derivada temporal dos sinais.

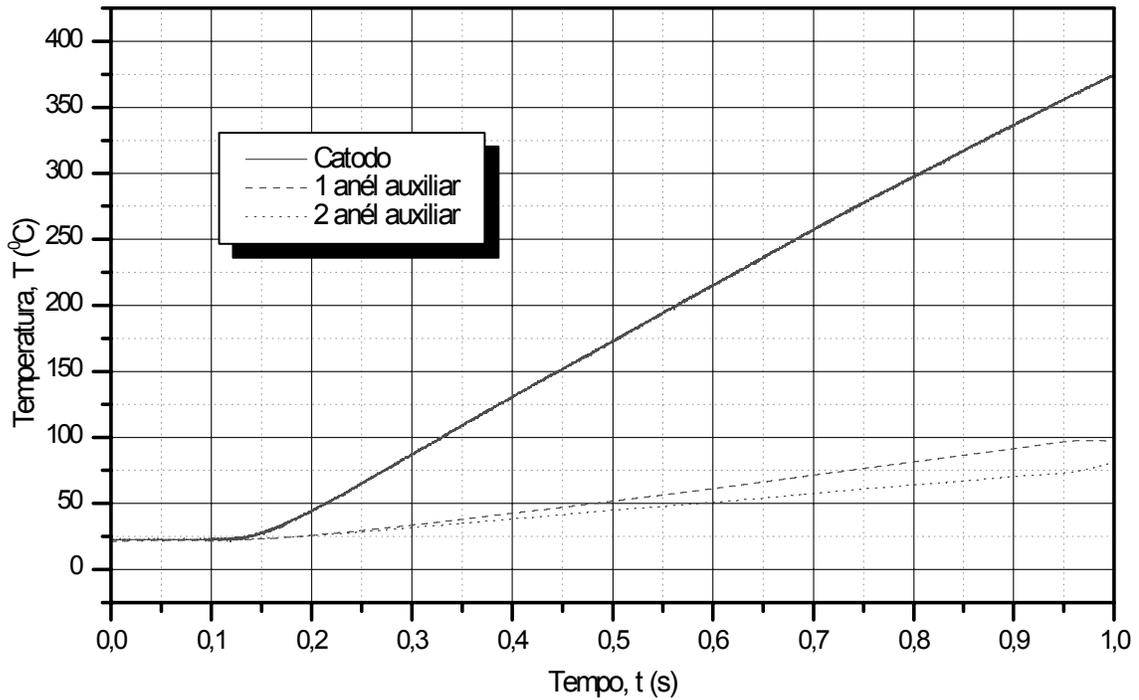


Figura 3.18: Comparação do aquecimento do catodo e dos anéis auxiliares. A inclinação das curvas no regime regular (a parte reta) é proporcional à densidade de fluxo térmico entrando nas anéis.

permite ficar dentro dos limites de suposição sobre o decaimento linear na densidade do fluxo, mencionado anteriormente. O fluxo de radiação e convecção, que entra no catodo, foi obtido abaixo do limite de 30% do fluxo de calor total. Nas experiências foi usado ar comprimido sem purificação, com pressão constante mantida ao nível de 0,1 MPa. Os parâmetros básicos de funcionamento foram: campo magnético 0,009 – 0,38 T, corrente elétrica 110 – 450 A e velocidade axial do ar 0,1 – 1 ms⁻¹. Esse intervalo de parâmetros tornou possível obter uma faixa de velocidades do arco suficientemente larga, de 28 até 401 ms⁻¹. As experiências foram feitas em séries de 5 descargas sem trocar a isolação. Para evitar a influência de contaminação da superfície, a superfície foi limpa mecanicamente dentro de uma série, e limpa quimicamente (lavagem em sulfocrômica com secagem pelo ar comprimido) após a série.

Na Figura 3.17 a) mostramos as curvas da temperatura do catodo em função do tempo $T(\tau)$ e na Figura 3.17 b) a sua derivada $dT/d\tau$. A linha pontilhada mostra a temperatura de um ponto distante de 3,4 mm da superfície aquecida e a linha sólida representa a temperatura do outro lado do catodo, distante de 0,9 mm da superfície. Nesse exemplo vemos uma parte transitória inicial, durante os primeiros 0,2 segundos, depois da ignição do arco, o que corresponde à parte não-linear (exponencial) da equação (3.11). O início da primeira parte linear da curva foi determinada usando o gráfico da derivada (Figura 3.17 b)). Nesse gráfico podemos ver que à partir do tempo

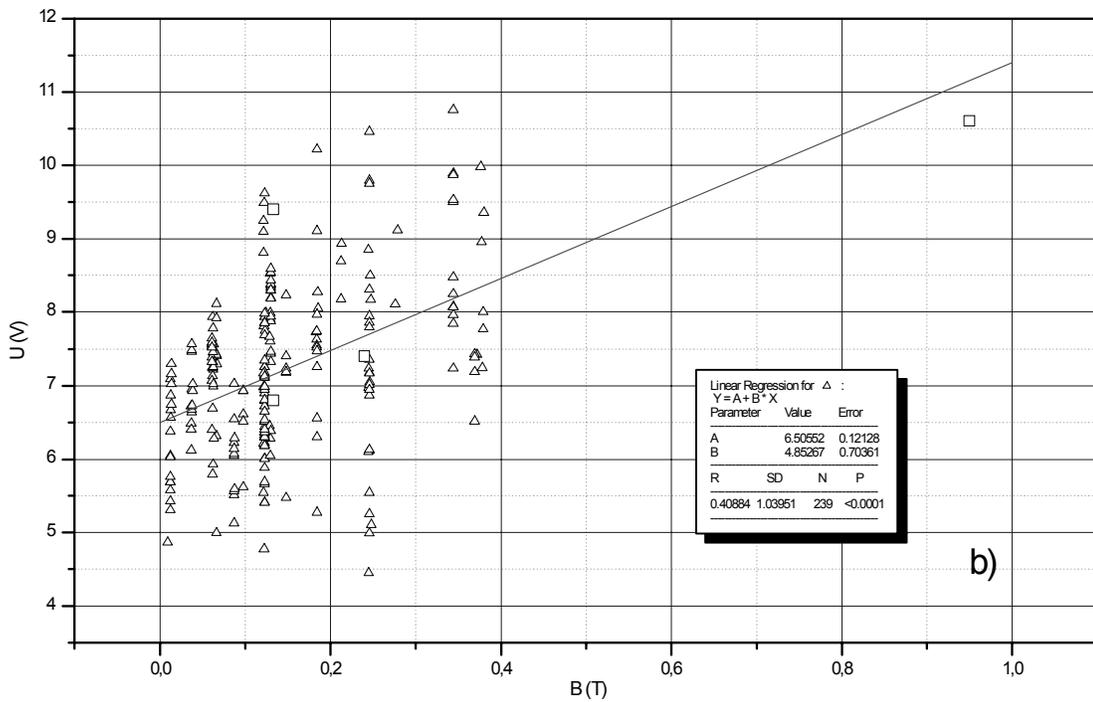
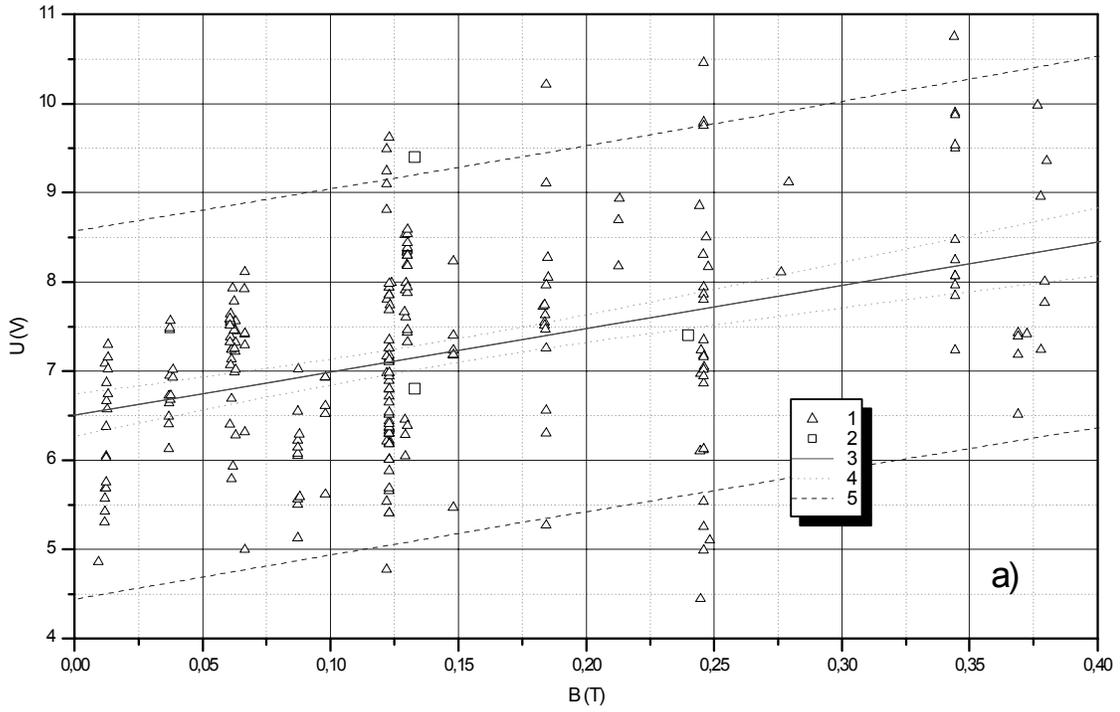


Figura 3.19: a) Equivalente em volts do fluxo térmico na mancha do arco U versus campo magnético B . b) comparação com dados do paper [18]. 1 - pontos experimentais; 2 - pontos experimentais do paper [18]; 3 - aproximação linear dos dados 1; 4 - 95% limites de confiabilidade; 5 - 95% de limites de previsão.

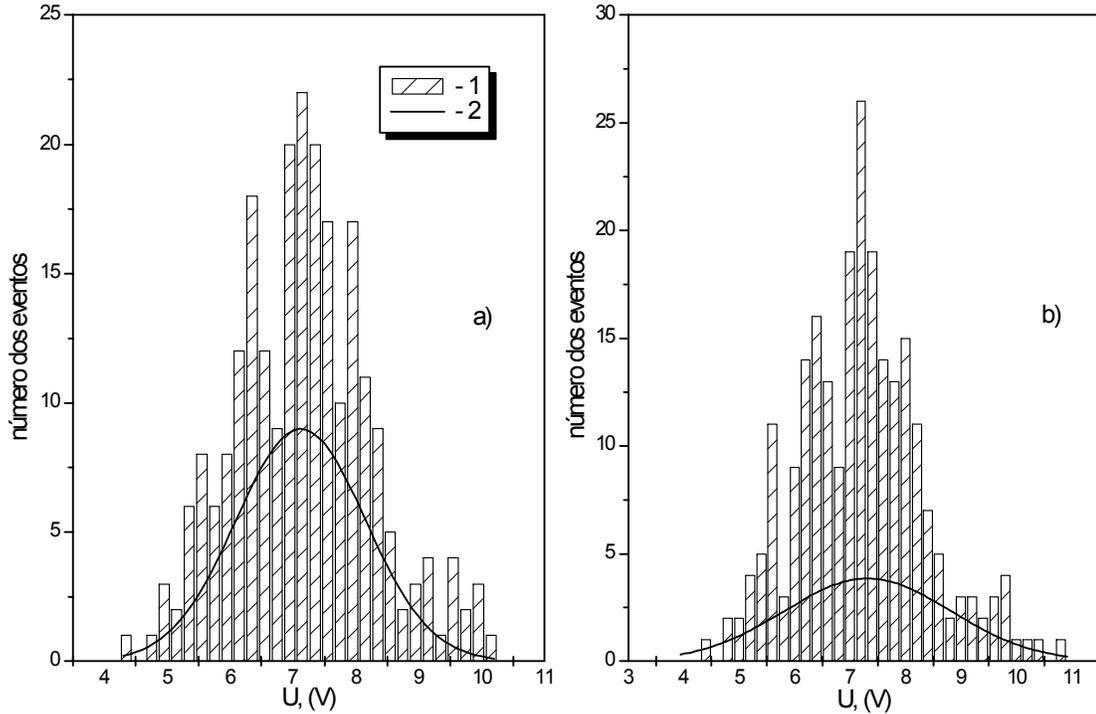


Figura 3.20: Distribuição dos resultados experimentais de U no campo magnético constante: a) $B = 0,123$ T; b) $B = 0,246$ T. 1 - número dos pontos, 2 - Gaussiana.

$\tau = 0,3$ e até $\tau = 0,55$ s o valor da derivada $dT/d\tau$ é aproximadamente constante para cada termopar. No gráfico da derivada são melhor vistos todos os desvios da linearidade da temperatura que ficam escondidos na gráfico da temperatura $T(\tau)$. A diferença nos valores médios de $dT/d\tau$ para os dois termopares pode ser explicada por meio da destruição da isolamento, pois um dos termopares, nesse exemplo, foi colocado bem próximo à superfície e também estava sob ação do jato de plasma. Nas outras experiências os termopares estavam colocados em distâncias mais ou menos iguais em relação a superfície.

Na Figura 3.18 mostramos a temperatura do catodo e dos anéis auxiliares em uma experiência típica. A temperatura do catodo é bem mais alta do que a dos anéis auxiliares. Isso significa, que a taxa de calor de radiação e de convecção é menor do que o calor entrando pela mancha do arco.

Para obter a dependência de U em função dos parâmetros de trabalho foram feitos 239 experiências, variando o campo magnético, corrente e velocidade axial do gás. Os termopares foram colocados a uma distância de 1,5 mm da superfície. Usando valores das derivadas $dT/d\tau$ do catodo e anéis auxiliares e as equações (3.18) ou (3.19) podemos obter o valor de U . A dependência de U em relação ao campo magnético

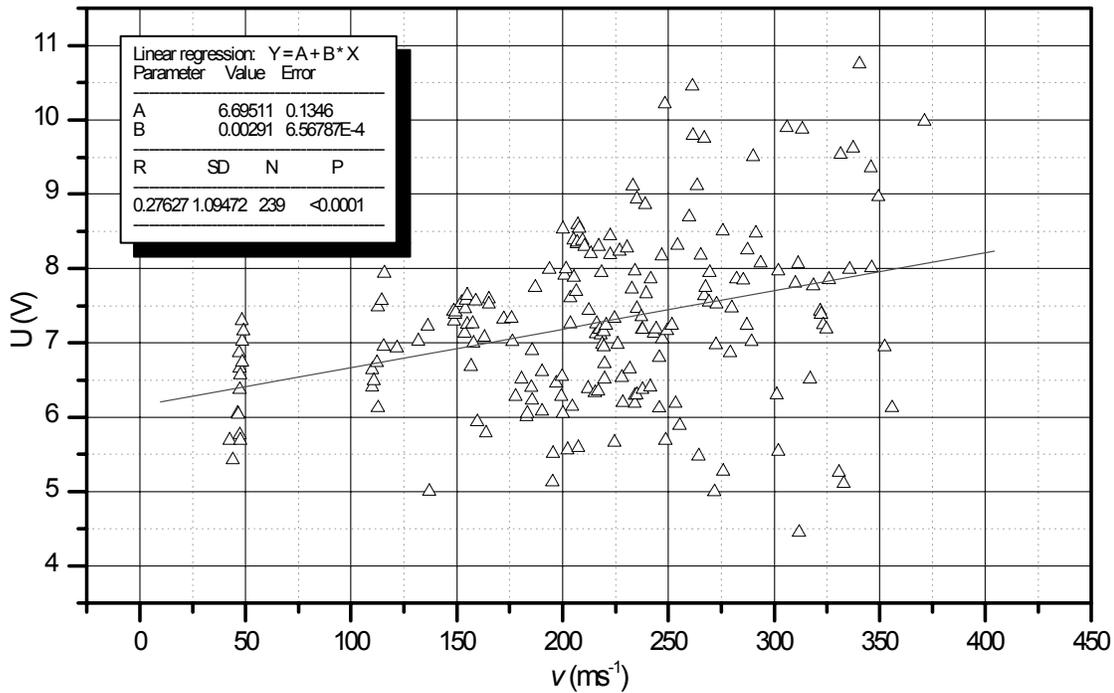


Figura 3.21: Equivalente em volts U versus velocidade do arco v .

está representada na Figura 3.19 e pode ser descrita através de uma função linear da seguinte forma

$$U = a + bB \quad (3.22)$$

onde $a = (6,5 \pm 0,1)$ V (erro de 2%), $b = (4,9 \pm 0,7)$ V/T (erro de 14%) e B é a intensidade de campo magnético (em Tesla). Como vemos, os resultados têm dispersão muito grande. Para 239 pontos experimentais o desvio padrão é 1,0395, com coeficiente de correlação $R = 0,40884$. Na Figura 3.19 também são mostrados os limites de confiabilidade (confidence limits) e previsão (predicted limits).

Entretanto, esse resultado está em suficiente concordância com o resultado obtido a partir de medidas estacionárias (experiência da erosão), apresentado em [18], na forma da expressão

$$U = 6,52 + 4,28B.$$

A alta dispersão dos resultados experimentais na medida de U para pontos com campo magnético constante $B = Const$, parece ser devido ao deslocamento longitudinal da mancha na superfície do eletrodo e metodologia não totalmente satisfatória quanto ao tratamento dos dados experimentais, como discutido acima.

Na Figura 3.19 estão incluídos todos os pontos experimentais, entre eles, os obtidos com espessuras do catodo de 2, 3 e 5 mm. As experiências com a espessura do eletrodo de 5 mm foram realizadas nos campos magnéticos de 0,123 T e 0,246 T e apresentam maior dispersão em comparação com os outros. A distribuição dos valores de U obtidos para esses campos (veja Figura 3.20) obedece a uma distribuição normal

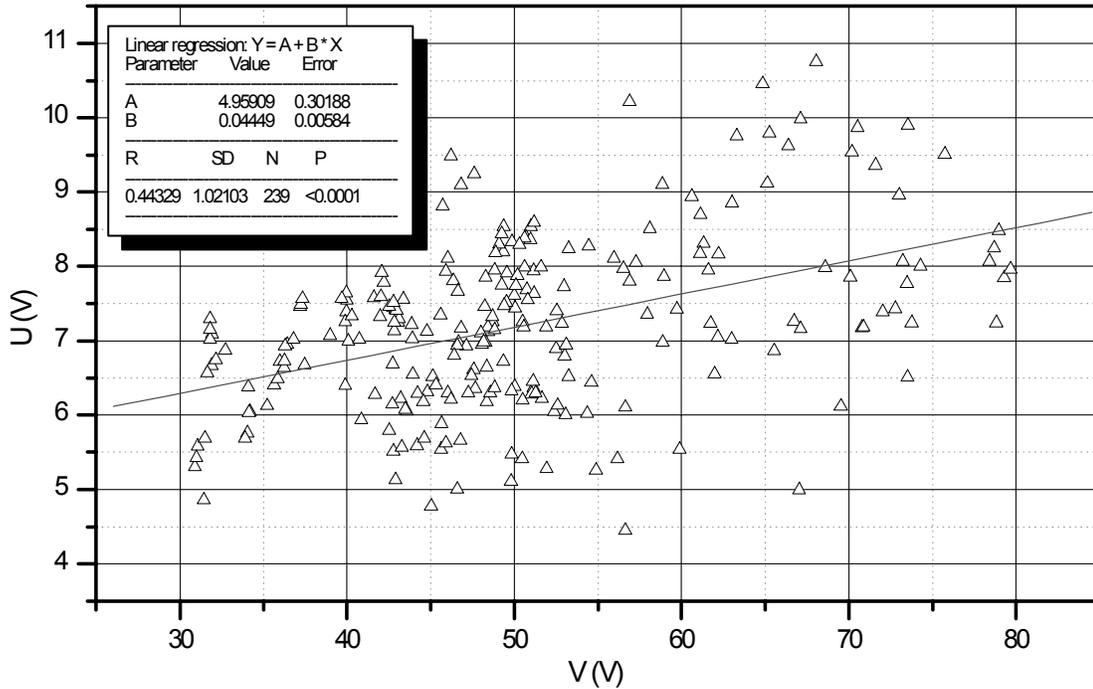


Figura 3.22: Equivalente em volts U versus tensão total no arco V .

(gaussiana), o que permite utilizar os métodos estatísticos para obter a dependência $U(B)$, como foi obtida a dependência (3.22).

A velocidade do arco, em seu movimento no campo magnético ao longo de uma trajetória fechada em torno dos eletrodos, não depende somente do campo magnético, mas também da velocidade axial do gás no gap entre os eletrodos [16, 24]. Nas experiências, a velocidade do arco variou de 28 à 400 ms^{-1} , através de variação tanto campo magnético quanto velocidade axial v_a do gás. Portanto é interessante distinguir o que tem maior influência no equivalente em volts U : a velocidade de movimento do arco ou o campo magnético externo? A Figura 3.21 mostra os resultados da aproximação linear do equivalente em volts U versus a velocidade do arco v . Enquanto em $U(B)$ o coeficiente de correlação foi de $R = 0,40884$, no caso de $U(v)$ obteve-se $R = 0,27627$, o que mostra que U não é uma função da velocidade do arco.

A dependência de U da tensão total no arco V é mostrada na Figura 3.22. Nesse caso, o coeficiente de correlação é alto ($R = 0,44329$). Isto pode ser explicado pela influência que o campo magnético exerce sobre a tensão no arco (distorção e distensão do arco, veja Seção 3.5) e, em consequência, resultando numa dependência indireta de V sobre U (veja [83]).

3.4.2 Medida não-estacionária da densidade de corrente j na mancha do arco

Introdução

Uma das grandes vantagens do modelo térmico da erosão para eletrodos frios, desenvolvido em [17], é de permitir a determinação da densidade de corrente na mancha do arco j . Embora seja um método indireto de medida, esse método deve ser comparado com as tremendas dificuldades de medidas diretas, baseadas na medida do diâmetro da mancha (veja [41]) Por outro lado, o método térmico tem também a vantagem de levar em conta apenas as características integrais da mancha, do ponto de vista de seu efeito térmico sobre o eletrodo. Como a erosão é um efeito térmico, a medida de j por método térmico permite grande simplificação no estudo da erosão do eletrodo. Na medida de j , o método térmico tem certa semelhança com o método de autógrafos, pois ambos têm relação com a erosão do eletrodo. A diferença entre esses métodos é que um se baseia numa certa teoria da erosão (o modelo térmico), enquanto o outro (o método dos autógrafos), não é suportado por nenhuma concepção teórica mais elaborada do que consiste a erosão. Pelo método térmico, elimina-se o problema da incerteza na dimensão da mancha, e, também, não é necessário equipamento muito sensível.

Entretanto, a densidade de corrente, obtida dessa maneira, deve ser tratada como uma densidade térmica efetiva (e não real, relacionada diretamente com o diâmetro do arco), relacionada a todos os processos térmicos na superfície do eletrodo. A insuficiência desse método reside na impossibilidade de revelar a estrutura interna da mancha, a relação entre j_e e j_i e, também, a distribuição espacial de j . O diâmetro da mancha do arco também será efetivo, pois o modelo térmico considera a mancha circular com distribuição de calor uniforme, sem levar em conta a sua complexa microestrutura. Como já foi mostrado por vários autores, a mancha do arco tem estrutura bastante complexa. Ela pode ser composta de micromanchas (microspots) com densidade de corrente, num micro-spot elementar, bem maior do que a média. Mas, do ponto de vista da erosão do eletrodo, é mais importante saber quando começa a erosão macroscópica, em vez da microscópica, pois a primeira causa maior destruição do eletrodo, bem superior ao da micro-erosão nas manchas elementares.

Metodologia

A base do método térmico não-estacionário de medida de j consiste no registro de $T(\tau)$ em eletrodo não refrigerado (ver Figura 3.23). Como se vê dessa figura, durante um certo tempo a temperatura varia linearmente até que num certo ponto $dT/d\tau$ deixa de ser constante, e inflexiona para baixo no ponto T_c (marcado na Figura 3.23). Esse ponto é utilizado para calcular j . O ponto T_c é identificado como o ponto em que se inicia a macrofusão que provoca a macroerosão. Até o ponto T_c observa-se que a mancha do arco não deixa nenhuma pista da área fundida (pelo menos macroscópica, que pode ser identificada a olho nú). A ausência de pistas visíveis da macroerosão, de

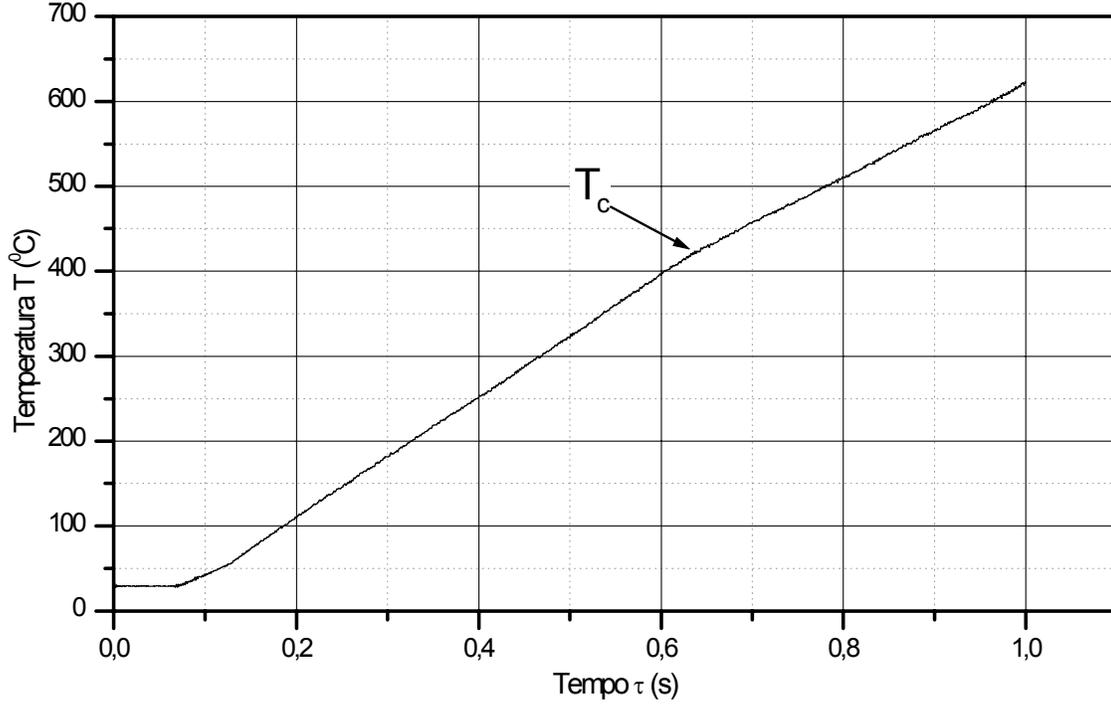


Figura 3.23: Temperatura da superfície do eletrodo T em função do tempo da experiência τ . T_c - temperatura crítica do início da fusão local da superfície do eletrodo.

acordo com a teoria térmica da erosão, significa que o tempo de aquecimento do eletrodo sob a mancha do arco (o tempo de residência) $\tau_r < \tau_0$, onde τ_0 é o tempo necessário para a temperatura da superfície alcançar a temperatura de fusão (vide (2.10)). Nos anéis, sujeitos a aquecimento durante maior tempo, quando a temperatura da superfície ultrapassa o valor crítico T_c , foram observadas trilhas de erosão na superfície. No caso de aquecimento bem maior (com tempo até 2 s, dependendo da corrente, campo magnético, etc) foram observadas imensas áreas fundidas na superfície. Portanto, o ponto em que ocorre uma queda perceptível (inflexão para baixo) da inclinação da parte linear de $T(\tau)$ corresponde ao instante de tempo $\tau_r = \tau_0$.

Então a densidade de corrente j pode ser obtida através da medida da velocidade da mancha v , da corrente I , da temperatura da superfície do eletrodo T_c no início da macrofusão, do equivalente em Volts U , e dos parâmetros térmicos do material do eletrodo, utilizando a fórmula (2.42).

É necessário notar que para registrar a temperatura da superfície com segurança, o termopar deve ser afastado da superfície interna do eletrodo e colocado na distância 1,5 – 2 mm. Também, os anéis devem ter espessura tal que permita diminuir a influência dos deslocamentos axiais do arco de baixa frequência. Nesse caso, a temperatura da superfície deve ser recalculada usando a equação seguinte:

$$T(R_1) = T(r) + \frac{q}{2\lambda} \frac{R_1}{R_2^2 - R_1^2} \left(2R_2^2 \ln \frac{r}{R_1} - r^2 + R_1^2 \right), \quad (3.23)$$

onde R_1 e R_2 são raios das superfícies interna e externa do eletrodo, respectivamente, e r é a posição do termopar. Esta equação pode ser obtida da equação (3.11) no caso de regime regular do aquecimento do cilindro.

***j*: Resultados experimentais**

Para medir a densidade efetiva de corrente foi usada a mesma instalação das experiências para o equivalente em Volts: sistema de eletrodos sem refrigeração ou regime não-estacionário. Uma única mudança feita foi o tempo de funcionamento maior, suficiente para se obter o ponto do início da macroerosão. Os parâmetros de trabalho foram: campo magnético 0,01 – 0,38 T, corrente 191 – 434 A, velocidade axial do ar 0,2 – 0,9 ms⁻¹ (para boa estabilidade no arco elétrico). Com tais características operacionais a velocidade da mancha do arco variou dentro dos limites 76 – 407 ms⁻¹ e a densidade de fluxo de calor entrando no catodo de cobre foi de 0,5 a 1,8 × 10⁷ Wm⁻².

A temperatura da superfície T , quando $dT/d\tau$ deixa de ser constante, foi obtida através da derivada da curva de temperatura (ver Figura 3.24). Nos cálculos da densidade de corrente foram usados valores dos parâmetros térmicos correspondentes à temperatura no meio do intervalo de aquecimento (temperatura ambiente T_0 – ponto de fusão T_f). Para 700 K, o coeficiente de condutividade térmica foi $\lambda = 377$ Wm⁻¹K⁻¹ e o coeficiente da difusividade térmica foi $a = 10^{-4}$ m²s⁻¹. A velocidade da mancha foi obtida usando o detector magnético (o princípio de funcionamento é descrito acima, em Seção 3.3.1), através da Transformada Rápida de Fourier do sinal adquirido durante tempo de aquecimento. O valor do equivalente em Volts foi calculado, usando a equação (3.22). Para a temperatura do ponto de fusão do cobre comercial foi usado $T_f = 1356$ K.

Um exemplo de aquecimento do catodo é mostrado na Figura 3.24. Podemos ver na Figura que a partir do instante $\tau = 0,2$ s e até $\tau = 0,55$ s a temperatura da superfície cresce linearmente e a derivada $dT/d\tau$ é aproximadamente constante. Nos cálculos da derivada sempre existem algumas flutuações, devido às oscilações de temperatura do anél e os filtros utilizados na experiência. Partindo do momento $\tau = 0,55$ s observa-se redução de $dT/d\tau$. Simultaneamente no registro da tensão total do arco também se observa queda sincrônica (3 – 4 Volts) que evidencia a ejeção de vapor metálico ao plasma, devido à menor energia de ionização do cobre em comparação com o ar. Em concordância com a metodologia para cálculo de j pela fórmula (2.42) foram usados os valores da temperatura superficial T , velocidade do arco v e corrente I registrados nesse instante.

A Figura 3.25 mostra os pontos (número total 114) obtidos de j em experiências não-estacionárias. Como se vê a densidade de corrente cresce rapidamente em campos magnéticos relativamente pequenos (até 0,1 T). Com o aumento do campo, a velocidade de crescimento de j diminui, tendendo para uma certa saturação. Tal comportamento

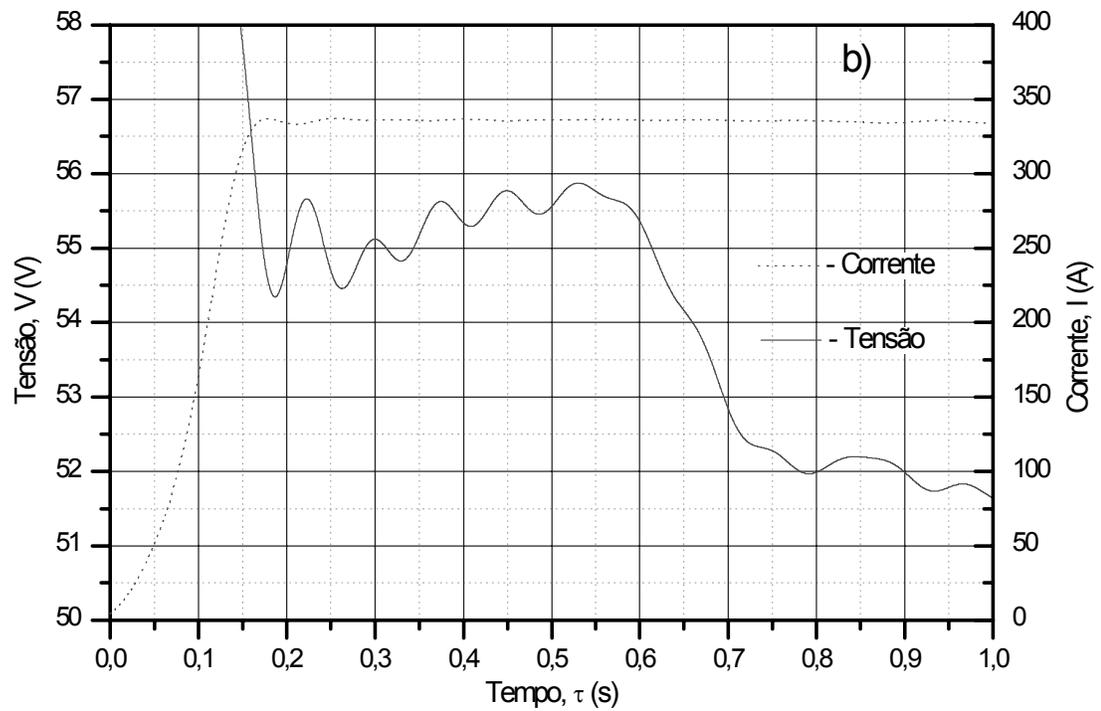
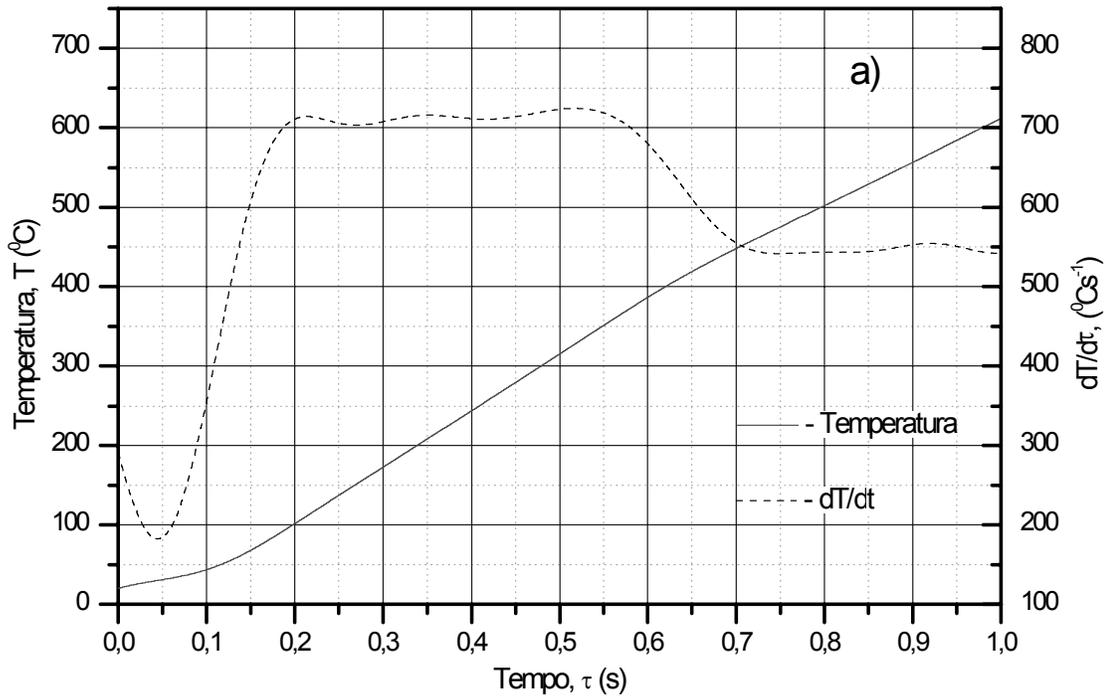


Figura 3.24: Curvas típicas de uma experiência em função do tempo de funcionamento: a) temperatura do eletrodo T e a derivada $dT/d\tau$; b) tensão no arco V e corrente I .

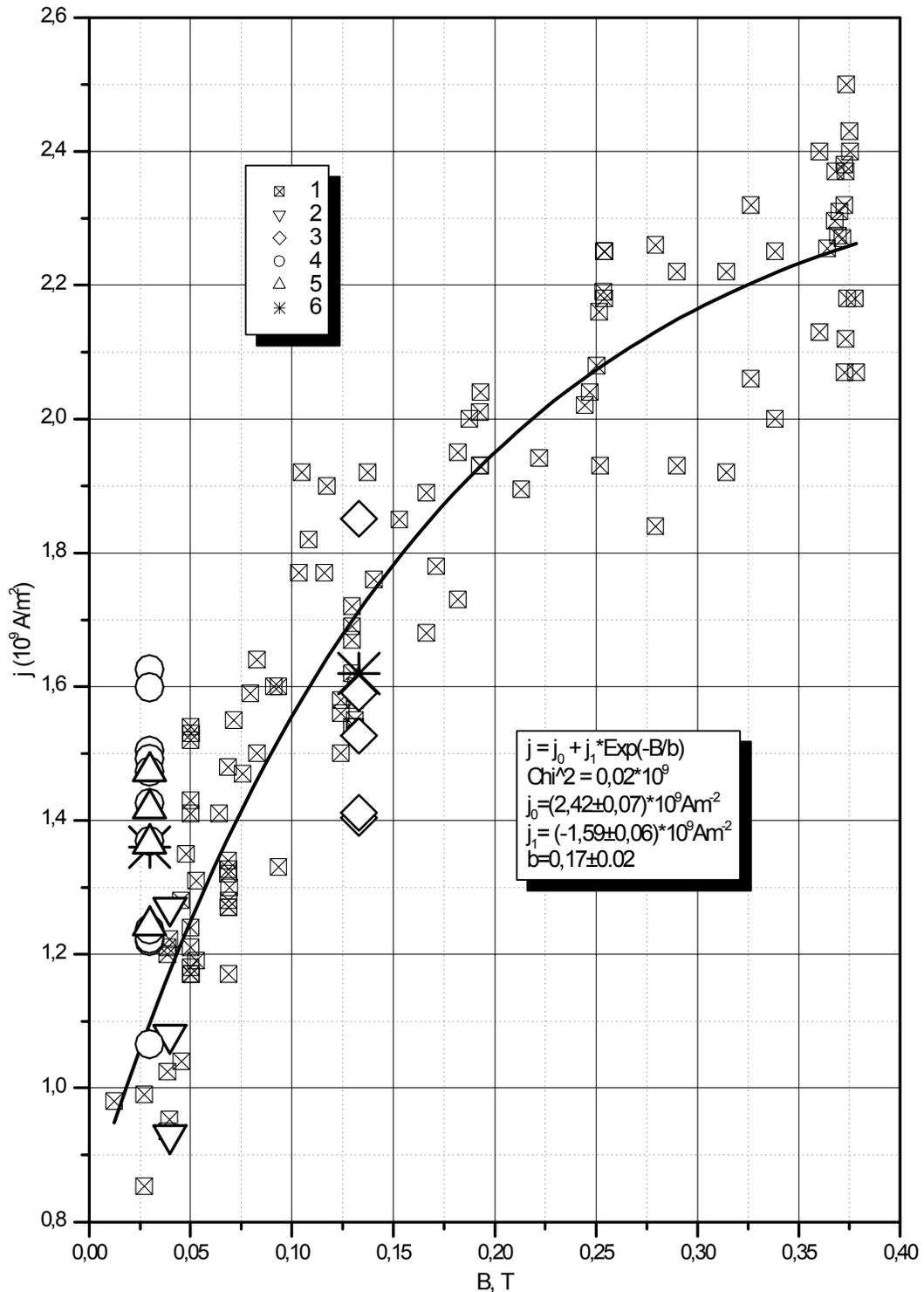


Figura 3.25: Densidade de corrente na mancha do arco j versus campo magnético B . Resultados experimentais do autor - 1. Comparação com os resultados [19]: 2 - $B = 0,04$ T, método não estacionário; 3 - $B = 0,133$ T, método estacionário; 4 - $B = 0,03$ T, método não estacionário; 5 - $B = 0,03$ T, método não estacionário; 6 - valor médio do método estacionário; curva - melhor aproximação exponencial.

pode ser aproximado pela função seguinte:

$$j = j_0 - j_1 \exp\left(-\frac{B}{b}\right) \quad (3.24)$$

onde $j_0 = (2,42 \pm 0,07) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$, $j_1 = (1,59 \pm 0,06) \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ e $b = (0,17 \pm 0,02) \text{ T}$, com erros percentuais, respectivamente, de 3%, 4% e 14%.

Dos resultados experimentais e da equação (3.24) conclui-se que a densidade de corrente da mancha de um arco não é constante mas varia dentro dos limites $j_{min} = 0,83 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para $B = 0$ e $j_{max} = 2,42 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ para campos muito grandes ($B \rightarrow \infty$).

Na equação de Richardson-Dushman (2.3) vemos a presença da função exponencial, que aparece na nossa equação empírica de j (3.24). A semelhança induz a se propor a hipótese de que o termo exponencial seja uma função de B . Com efeito, das experiências sabemos que o aumento de B resulta em aumento de T_0 . Por essa equação, vemos que o aumento de T_0 conduz ao aumento de j . Portanto, o aumento de B resulta no aumento de j , o que é confirmado por nossas experiências. Assim, a razão do aumento de j , que se ve na nossa experiência poderia ter uma explicação simples, baseada na lei de Richardson-Dushman. É claro que na nossa fórmula empírica a lei não é exatamente exponencial, mas apresenta saturação para valores altos de B . Assim, teríamos explicado apenas o crescimento exponencial de j , mas não a fase de saturação de j com B . Portanto, essa explicação ainda não é suficiente, mas mostra um caminho possível de explicação.

Na Figura 3.25, para comparar, estão presentes os resultados obtidos em [19] para $j(B)$ a partir de experimentos parecidos (não-estacionários nas condições $B = 0,04 \text{ T}$ e $I = 1 \text{ kA}$) e estacionários (veja metodologia na Seção 4.6) de medida da erosão em catodo de cobre comercial, utilizando apenas dois valores de campo magnético (0,133 T e 0,03 T). No campo magnético $B = 0,03 \text{ T}$ foi usado catodo com diâmetro interno 90 mm e no diâmetro 50 mm foram conduzidas experiências em ambos os campos (0,133 e 0,03 T). Para esses resultados os autores obtiveram a dependência linear $j(B)$ na forma:

$$j = (1,283 + 2,6B) \times 10^9. \quad (3.25)$$

Como mostra a Figura 3.25, no campo magnético 0,133 T os dois resultados têm dispersão aproximadamente igual. Em campo pequeno (0,03 T) a densidade de corrente obtida da experiência estacionária tem valores maiores do que no resultado não-estacionário.

A Tabela 3.1 apresenta o coeficiente de correlação R (valores localizados no cruzamento de uma linha com uma coluna) entre a densidade de corrente j , a corrente I , a velocidade do arco v , o campo magnético B , o fluxo térmico no catodo q , a velocidade do arco normalizada $s = v/\sqrt{I}$ e o diâmetro efetivo da mancha $d = 2\sqrt{I/\pi j}$. Como podemos ver, o coeficiente de correlação $R(j, s) = 0,94$ é maior entre a densidade efetiva de corrente j e a velocidade normalizada s , e tem valor pouco maior do que no caso da

| | j | I | v | B | V | q | s | d |
|-----|------|-------|-------|-------|-------|------|-------|-------|
| j | 1,00 | -0,21 | 0,93 | 0,91 | 0,90 | 0,22 | 0,94 | -0,89 |
| I | | 1,00 | -0,07 | -0,17 | -0,31 | 0,38 | -0,21 | 0,60 |
| v | | | 1,00 | 0,98 | 0,92 | 0,22 | 0,99 | -0,76 |
| B | | | | 1,00 | 0,94 | 0,15 | 0,98 | -0,78 |
| V | | | | | 1,00 | 0,27 | 0,94 | -0,85 |
| q | | | | | | 1,00 | 0,15 | -0,05 |
| s | | | | | | | 1,00 | -0,82 |
| d | | | | | | | | 1,00 |

Tabela 3.1: Correlação entre os mais importantes parâmetros

velocidade v onde temos $R(j, v) = 0,93$ (veja Figura 3.26). Também a tabela mostra que a tensão no arco V (e respectivamente o campo elétrico no arco E) depende muito do campo magnético, $R(V, B) = 0,94$.

Devido à dependência entre velocidade do arco e o campo magnético (veja Seção 3.3.2) é impossível dizer qual é causa primeira da variação de j . Para definir a influência do campo magnético é necessário fazer uma instalação com estabilização do arco por vórtice de gás, sem campo magnético. Isso também pode servir para confirmar a presença (ou ausência) do limite j_{min} . Nesse caso j deverá ficar num nível constante, se não houver outros fatores (por exemplo v ou s) que influam em j .

3.5 Tensão total no arco e a erosão

A Figura 3.24 b) mostra uma curva típica da tensão total no arco $V(\tau)$ em função do tempo. Comparando a tensão no arco com o comportamento da temperatura do eletrodo $T(\tau)$ (ou de sua derivada $dT/d\tau$, vide Figura 3.24 a), observa-se que a tensão no arco permanece constante, enquanto $dT/d\tau$ for também constante. Isso ocorre até um certo tempo $\tau = \tau_0$, a partir do qual tanto a voltagem como a derivada $dT/d\tau$ começam simultaneamente a cair. O tempo $\tau = \tau_0$, como se sabe do modelo termofísico da erosão, assinala o início da erosão. Como vemos, existe boa correlação entre todas as curvas da Figura 3.24.

Como todos os parâmetros básicos (corrente, campo magnético, velocidade axial do gás, comprimento do arco, etc) permaneceram constantes ao longo do tempo, essa diminuição da tensão no arco poderia ser explicada pelo aumento da condutividade elétrica da coluna do arco, devido à erosão do cobre do eletrodo.

No regime de funcionamento não estacionário, a temperatura da superfície do eletrodo aumenta continuamente. A partir do momento do início da macro-erosão, quando na superfície aparece a área fundida, os processos de evaporação e ionização começam a ser mais intensos. A densidade de partículas do material do eletrodo aumenta na região próxima ao eletrodo, aumentando a densidade de elétrons. Por essa

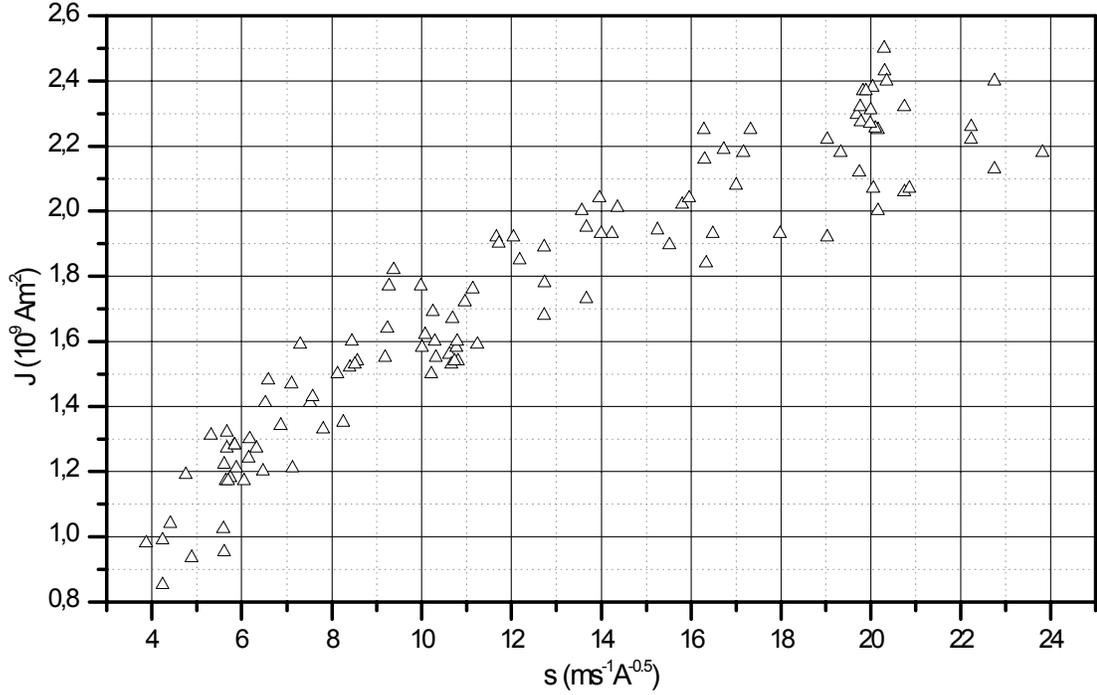


Figura 3.26: Densidade de corrente efetiva j versus velocidade normalizada s .

razão, a condutividade do plasma do arco aumenta, e a resistência diminui. Como a fonte de energia do arco mantém $I = Const$, a tensão total no arco deve mudar com a mudança na condutividade.

A condutividade elétrica do plasma térmico de um gás puro pode ser escrita como (veja [57])

$$\sigma = \frac{A_{\sigma}(kT)^{1/4}}{n_a^{1/2} s_{ea}^*} \exp\left(-\frac{E_i}{2kT}\right), \quad (3.26)$$

onde E_i é o primeiro potencial de ionização do átomo, T é a temperatura dos elétrons, k é a constante de Boltzmann, n_a é a densidade de átomos neutros, s_{ea}^* é a seção média de interação entre elétrons e átomos relativa ao processo de condução elétrica e A_{σ} é o coeficiente que leva em conta a relação entre frequências de colisões elétron-átomo, elétron-íons e elétron-elétron.

Para o átomo de nitrogênio o potencial de ionização é $E_N = 14,6$ eV e para o cobre $E_{Cu} = 7,72$ eV. Supondo a situação extrema de dois gases puros, um de vapores de cobre e outro de nitrogênio, e considerando que todos os demais parâmetros na equação sejam os mesmos, a relação entre as condutividades elétricas no plasma de cobre e de nitrogênio será

$$\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_N} \sim \exp\left(\frac{E_N - E_{Cu}}{2kT}\right) = 973, \quad (3.27)$$

i.e., o plasma de cobre é quase 3 ordens de grandeza mais condutor que o de nitrogênio

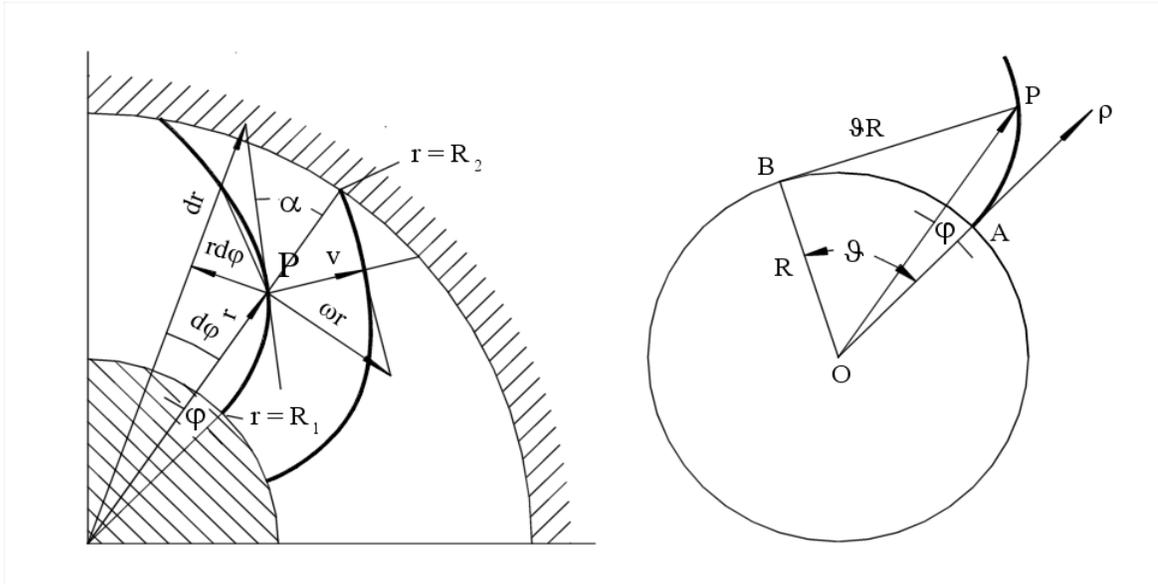


Figura 3.27: a) Esquema para calcular a forma do arco que se move em campo magnético entre eletrodos coaxiais, b) Propriedades de evolvente.

no caso da temperatura do plasma de 1 eV. Quando no plasma de nitrogênio entram partículas do cobre, mesmo em quantidades pequenas, a densidade de elétrons aumenta com o aumento da concentração da espécie de ionização mais fácil, como se vê da equação para a condutividade elétrica da mistura [57]

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} K_{\sigma} \frac{e_0^2 n_e}{p_0 s_e^*} \left(\frac{kT}{m_e} \right)^{1/2} \quad (3.28)$$

onde $s_e^* = (1/n_0) \sum n_k s_{ek}^*$ é a seção equivalente da condutividade elétrica, n_0 e p_0 são a densidade de átomos do componente básico e sua pressão parcial, n_k é a densidade da espécie k no plasma, n_e e m_e são a densidade e a massa do elétron e K_{σ} é coeficiente que leva em conta as interações entre os componentes do plasma.

Devido ao fato de que a tensão no arco é sensível em relação à temperatura do eletrodo, então a tensão poderia ser usada para definir o início da macro-erosão. O tempo de início da erosão não é o único parâmetro que pode ser obtido a partir da curva da tensão total no arco em função do tempo. Também, a partir do valor da queda de tensão, provavelmente, poderia ser obtida a densidade de íons de cobre (ou a densidade eletrônica) e, posteriormente - o valor da própria taxa de erosão.

3.6 Campo elétrico e tensão no arco

Como vimos na Seção 3.2, é o equilíbrio entre a força de Lorentz e a força de arraste aerodinâmico que determina a velocidade do arco em movimento entre dois

eletrodos coaxiais. Se tomarmos um pequeno elemento $d\mathbf{l}$ de coluna do arco no ponto P , de raio vetor $d\mathbf{r}$ (vide Figura 3.27 a), a força de Lorentz $d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}$ será perpendicular a esse elemento. Sob a ação dessa força, em equilíbrio com a força de arraste, cada elemento do arco se moverá perpendicularmente ao elemento do arco com velocidade \mathbf{v} . Como I e B , na força de Lorentz, são constantes ao longo do arco, $|\mathbf{v}|$ terá também um valor constante para todos os pontos do arco. Entretanto, o resultado final é o movimento do ponto P (e de todos os demais pontos do arco) com velocidade angular ω constante ao redor do eletrodo central. Assim, a velocidade tangencial e resultante final do ponto P será $v_0 = \omega r$, tal que satisfaz a relação

$$v = \omega r \cos \alpha, \quad (3.29)$$

onde α é o ângulo formado entre a direção do raio vetor $d\mathbf{r}$ do ponto P e a direção do elemento de arco $d\mathbf{l}$ (vide Figura 3.27 a). Substituindo v , dado pela equação (3.29), na equação (3.1), obtém-se:

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{2IB}{C_x d \rho \omega^2} \frac{1}{r}} = \frac{A}{r}, \quad (3.30)$$

onde A é um valor constante.

Para se obter a forma do arco, considerando o ponto P em coordenadas polares r e φ (vide Figura 3.27 a), podemos escrever:

$$r d\varphi = \tan \alpha dr \quad (3.31)$$

Da equação (3.29) obtém-se $r = v/\omega \cos \alpha$ e $dr = (v \sin \alpha / \omega \cos^2 \alpha) d\alpha$. Substituindo em (3.31) e integrando $d\varphi$, obtém-se

$$\varphi = \int \tan^2 \alpha d\alpha = \tan \alpha - \alpha. \quad (3.32)$$

Substituindo $\alpha = \arccos v/\omega r$ (da equação (3.29)) em (3.32), obtemos a equação da forma do arco em coordenadas polares:

$$\varphi = \tan \left(\arccos \frac{v}{\omega r} \right) - \arccos \frac{v}{\omega r} \quad (3.33)$$

ou

$$\varphi = \sqrt{\left(\frac{\omega r}{v} \right)^2 - 1} - \arccos \frac{v}{\omega r}, \quad (3.34)$$

que representa a curva conhecida como evolvente.

A evolvente pode ser gerada mecanicamente (definição de evolvente) pela ponta de um fio esticado ao se desenrolar de um carretel (vide Figura 3.27 b). Portanto, uma dada evolvente refere-se sempre ao círculo central (ou o eletrodo central de raio $r = R_1$) da qual foi gerada. Na Figura 3.27 b), utilizando a definição de evolvente, temos que

| | | | | | | | |
|------------------|----|----|----|----|----|----|----|
| δ (mm) | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| α (graus) | 16 | 23 | 28 | 32 | 36 | 40 | 43 |

Tabela 3.2: Ângulo de inclinação α da evolvente com o eletrodo externo para cada valor do gap δ

$BC = BA = \theta R_1$, $\cos(\theta - \varphi) = R_1/r$, $r^2 = R_1^2(1 + \theta^2)$ e $\theta - \varphi = \arccos R_1/r$. Desta última equação obtém-se a expressão para a evolvente

$$\varphi = \sqrt{\left(\frac{r}{R_1}\right)^2 - 1} - \arccos \frac{R_1}{r} \quad (3.35)$$

Essa mesma equação poderia também ser obtida a partir da equação (3.34), levando-se em conta que a velocidade do arco na superfície do eletrodo interno (de raio R_1) pode ser expressa como

$$v = \omega R_1. \quad (3.36)$$

A equação (3.35) satisfaz as condições de que todos os pontos da coluna estão se movendo com mesma velocidade v ao longo da normal local, e o arco se move com a mesma velocidade angular ω ao redor do eletrodo interno. Isso corresponde à conservação da forma da coluna do arco no gap entre os eletrodos no processo de rotação.

Das equações (3.30) e (3.36) conclui-se que $\cos \alpha = 1$, ou $\alpha = 0$, na superfície do eletrodo interno. Portanto, a parte do arco junto à superfície do eletrodo interno é perpendicular a esse eletrodo. O mesmo não ocorre com a parte do arco junto à superfície do eletrodo externo. Com efeito, das equações (3.30) e (3.36) obtém-se para o ângulo α na superfície do eletrodo externo a expressão

$$\cos \alpha = \frac{R_1}{R_2} = 1 - \frac{\delta}{R_2}, \quad (3.37)$$

onde $\delta = R_2 - R_1$ é a distância entre eletrodos, ou largura do gap. Quanto menor o gap, mais próximo da perpendicular estará o arco com a superfície do eletrodo externo. Para a nossa instalação experimental, onde os diâmetros dos eletrodos são 42 mm e 52 mm (nas experiências não estacionárias) ou $R_1 = 21$ mm e $R_2 = 26$ mm temos a Tabela 3.2 que dá o ângulo α em função da largura do gap δ .

Uma consequência da inclinação do arco em relação ao eletrodo externo é que a mancha no eletrodo não tem forma circular, mas elíptica, ao contrário do que supõe o modelo termofísico da erosão. Uma forte inclinação do arco deve facilitar a ruptura do arco para a parede do eletrodo alterando o estado de movimento do arco.

O comprimento do arco pode ser calculado, integrando a equação da evolvente nos limites do gap, i.e.,

$$l = \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{dr^2 + r^2 d\varphi^2} \quad (3.38)$$

Usando (3.30) e (3.31), o comprimento do arco pode ser escrito na forma

$$l = \int_{R_1}^{R_2} \sqrt{1 + \tan^2(\alpha)} dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{R_1} r dr = \frac{R_2^2 - R_1^2}{2R_1} = \delta + \frac{\delta^2}{2R_1}. \quad (3.39)$$

A dependência não-linear do comprimento do arco em função da largura do gap concorda com os dados experimentais de [83], onde foi notada dependência não-linear entre a tensão no arco e a largura do gap. A tensão no arco elétrico pode ser representada como soma da queda de tensão no catodo V_c , queda de tensão no anodo V_a e a tensão própria da coluna do arco V_{arc}

$$V = V_a + V_c + V_{arc} = V_a + V_c + E_{arc} l_{arc}, \quad (3.40)$$

onde E_{arc} é a intensidade do campo elétrico no arco e l_{arc} é o comprimento da coluna do arco. A extensão das regiões perto dos eletrodos é desprezível em comparação com o comprimento do arco. Por isso, em (3.40) podemos considerar l_{arc} como igual ao comprimento total do arco l . Introduzindo uma intensidade efetiva de campo elétrico, ou intensidade média no arco, incluindo regiões perto dos eletrodos, podemos escrever a equação (3.40) na forma mais simples

$$V = E_{ef} l \quad (3.41)$$

No trabalho [83], é apresentada uma expressão para a intensidade do campo elétrico na coluna do arco que se move entre eletrodos retos, da forma seguinte

$$E_{arc} = 19 \frac{v_0^{2/3}}{\sqrt[3]{I}}, [\text{Vm}^{-1}] \quad (3.42)$$

onde I é a corrente e v_0 é a velocidade do arco no fluxo não-perturbado. Essa equação poderia ser escrita em função do parâmetro s , i.e., $E_{arc} = 19s^{2/3}$, onde $s = vI^{-0.5}$. Isso sugere a possibilidade de se buscar para E_{ef} uma expressão na forma de função de $s^{2/3}$, i.e., $E_{ef} = f(s^{2/3})$.

Na Figura 3.28 apresentamos o gráfico de $E_{ef} = V/l$, com valores de V e l , obtidos por nós experimentalmente (para l foi usada a fórmula (3.39)) em função de $s^{2/3}$, onde o gap foi 3 mm e a intensidade do campo magnético variou de 0,001 a 0,38 T. O gráfico mostra uma tendência linear de comportamento de E_{ef} em relação a $s^{2/3}$. Na Figura 3.29 apresentamos o gráfico de $E_{ef} = V/l$, com valores de V e l , obtidos por outros autores, em função de $s^{2/3}$, onde o gap variou de 0,56 até 7,0 mm e o campo magnético de 0,001 a 3,8972 T. Foram feitas regressões lineares para cada valor do gap. Como podemos ver existe uma clara dependência linear entre E_{ef} e $s^{2/3}$, i.e.,

$$E_{eff} = a + bs^{2/3}, \quad (3.43)$$

para cada valor do gap. A Tabela 3.3 apresenta os valores de a , b , do coeficiente de correlação R e do número de pontos. É notável (vide Figura 3.29) que para os gaps

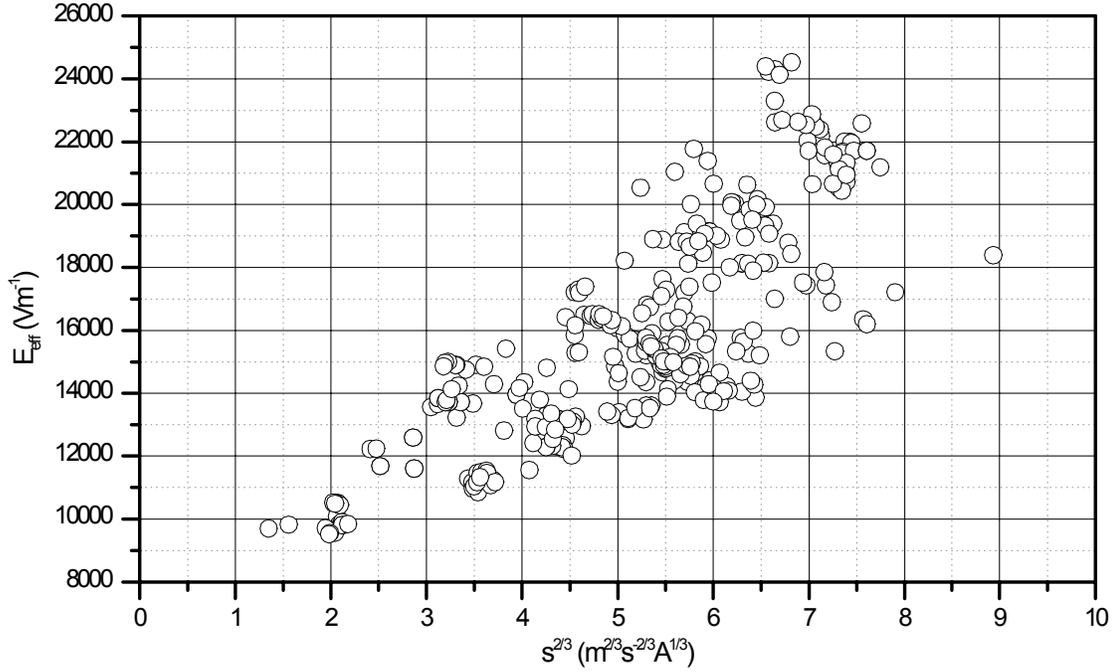


Figura 3.28: Intensidade efetiva do campo elétrico no arco em função do parâmetro $s^{2/3}$. Dados experimentais obtidos no gap de 3 mm.

pequenos a intensidade do campo elétrico em função de $s^{2/3}$ cresce mais rápido do que para os grandes. A partir das espessuras de $\delta \approx 4-5$ mm, a intensidade do campo elétrico fica quase invariável no nível de 10^4 Vm^{-1} .

Na Figura 3.30 apresentamos o coeficiente angular b em função do comprimento do arco l . Com o ajuste à uma exponencial obtivemos a equação seguinte:

$$b = b_0 + b_1 \exp[-(l - l_0)/l_1] \quad (3.44)$$

onde $b_0 = 25,77$, $b_1 = 7051,5$, $l_0 = 6,1 \times 10^{-4}$ e $l_1 = 1,77 \times 10^{-3}$.

Para se obter o melhor ajuste entre os valores experimentais $E_{\text{exp}} = V/l$ e a equação teórica $E_{ef} = E_{teor}$ usamos o método das aproximações sucessivas. Na primeira aproximação usamos a função na forma simples de $E_{ef} = E_{teor}^{(1)} = bs^{2/3}$. Fazendo uma regressão linear entre E_{exp} e $E_{teor}^{(1)}$ obtemos os coeficientes $a_0^{(1)}$ e $a_1^{(1)}$ da expressão $E_{\text{exp}} = E_{teor}^{(2)} = a_0^{(1)} + a_1^{(1)}E_{teor}^{(1)}$. Em seguida repetimos o processo, fazendo uma regressão linear entre E_{exp} e $E_{teor}^{(2)}$ obtendo-se os coeficientes $a_0^{(2)}$ e $a_1^{(2)}$ para a segunda aproximação $E_{\text{exp}} = E_{teor}^{(3)} = a_0^{(2)} + a_1^{(2)}E_{teor}^{(2)}$ e assim por diante até se chegar ao melhor ajuste com os coeficientes $a_0^{(i)} \approx 0$ e $a_1^{(i)} \approx 1$. No final desse processo obtemos a intensidade do campo elétrico na forma (vide Figura 3.31)

$$E_{ef} = 7649 + (25,3 + 9773e^{-564,97l})s^{2/3}. \quad (3.45)$$

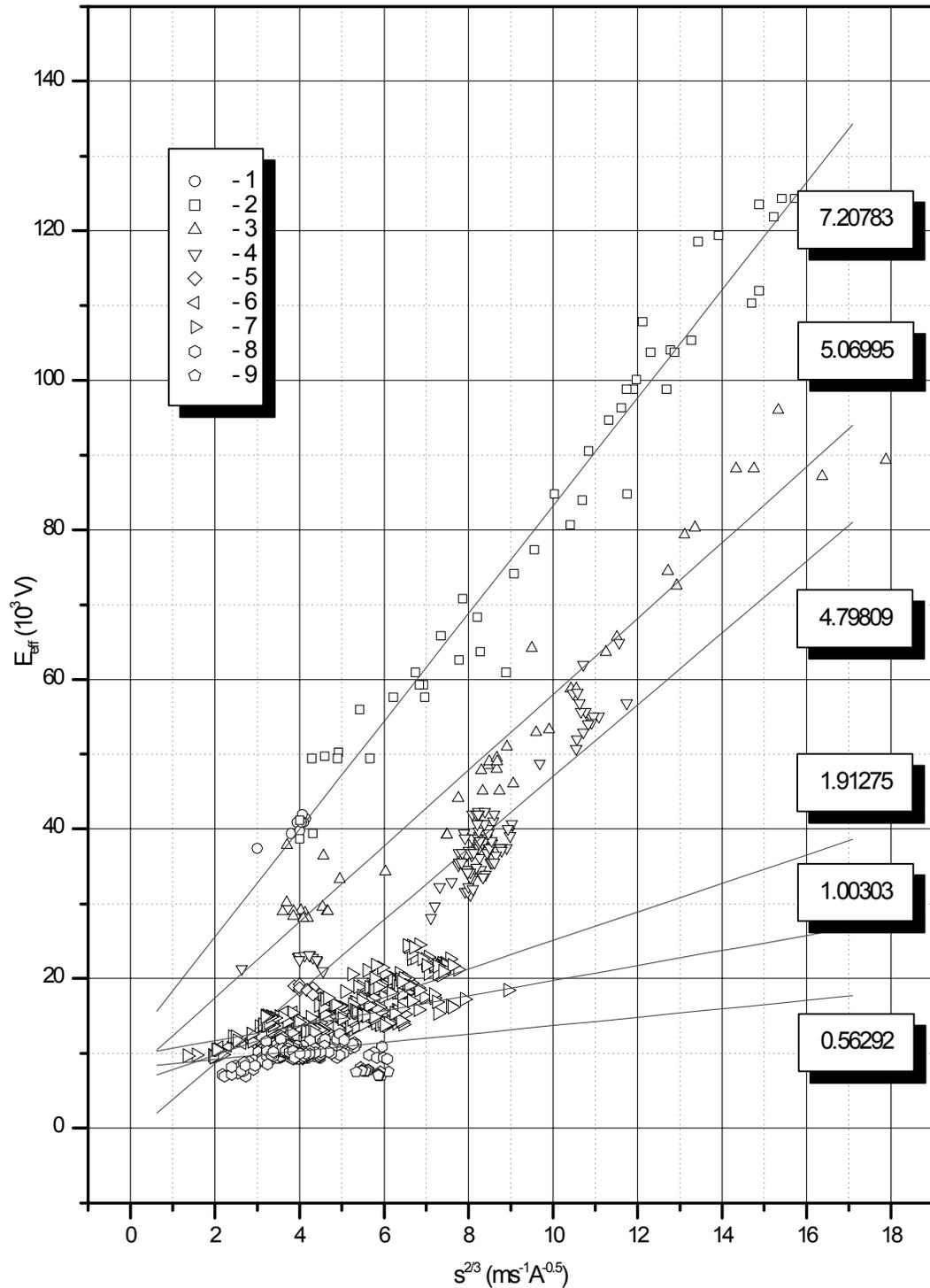


Figura 3.29: Intensidade do campo elétrico no arco E_{eff} versus velocidade normalizada $s^{3/2}$. É evidente a separação por diferentes distâncias entre os eletrodos: 1 - 0,54 mm; 2 - 0,6 mm; 3 - 1,0 mm; 4 - 1,5 mm; 5 - 2,0 mm; 6 - 3,0 mm, 7 - 3,0 mm (IFGW); 8 - 5,0 mm; 9 - 7,0 mm. Ao lado das linhas estão mostrados os coeficientes angulares da aproximação linear.

| δ , mm | a ($\times 10^3$) | b ($\times 10^3$) | R | l (mm) | N |
|---------------|---------------------|---------------------|---------|---------|-----|
| 0,6 | 11 ± 2 | $7,2 \pm 0,2$ | 0,98236 | 0,60738 | 46 |
| 1,0 | 7 ± 2 | $5,1 \pm 0,2$ | 0,9731 | 1,02083 | 44 |
| 1,5 | -1 ± 2 | $4,8 \pm 0,2$ | 0,91131 | 1,54787 | 118 |
| 3,0 | $9,7 \pm 0,7$ | $1,0 \pm 0,2$ | 0,57521 | 3,20455 | 59 |
| 3,0(†) | $6,0 \pm 0,4$ | $1,91 \pm 0,07$ | 0,80965 | 3,25 | 353 |
| 5,0 | $8,1 \pm 0,3$ | $0,56 \pm 0,09$ | 0,36598 | 5,625 | 284 |

Tabela 3.3: Aproximação linear $E_{eff} = a + bs^{2/3}$ para cada gap δ . Os parâmetros a e b são os coeficientes linear e angular da reta para cada gap, l é o comprimento do arco, levando em conta a forma da evolvente, R é o coeficiente de correlação e N é o número de pontos experimentais. (†) - nossos dados experimentais

Como podemos ver da Figura 3.31 os resultados teóricos têm boa concordância com os dados experimentais. Para os 937 pontos experimentais o coeficiente de correlação é 0,9864 e o erro padrão 3211.

Para a tensão total no arco podemos proceder de forma semelhante, usando o valor obtido de E_{ef} , i.e.,

$$V_{teor} = E_{ef}l = [7649 + (25,3 + 9773e^{-564,97l})s^{2/3}]l. \quad (3.46)$$

A Figura 3.32 mostra a relação entre a tensão no arco calculado pela equação (3.46) com os valores de V experimentais. O coeficiente de correlação é um pouco menor do que no caso da intensidade de campo elétrico e é 0,8306 com erro padrão 6,67.

3.7 Os dois patamares de $dT/dt = Const$

Nas experiências mais prolongadas, depois do início da macrofusão, foi observado um interessante fenômeno de comportamento da curva $T(t)$ de aquecimento do eletrodo. Como se sabe, a temperatura do eletrodo sobe linearmente (primeira fase de $(dT/dt)_1 = Const_1$ ou primeiro patamar) até um certo tempo $t = t_0$, em que se dá o início de transição de fase ou erosão na superfície do eletrodo. Depois desse tempo, a taxa de crescimento da temperatura diminui, o que significa que parte do fluxo térmico incidente no eletrodo foi consumida no processo de transição de fase. Durante um pequeno período Δt , após $t = t_0$, dT/dt deixa de ser constante. Entretanto, foi observado que, terminada essa fase, inicia-se o segundo patamar ou segunda fase com $(dT/dt)_2 = Const_2$, sendo $(dT/dt)_2 < (dT/dt)_1$ (vide Figura 3.24 a) com $(dT/dt)_1 = 700 \text{ Ks}^{-1}$, para $t < 0,55 \text{ s}$ e $(dT/dt)_2 = 550 \text{ Ks}^{-1}$, para $t > 0,7 \text{ s}$, uma diferença de $(dT/dt)_1 - (dT/dt)_2 = 150 \text{ Ks}^{-1}$. Essa experiência foi conduzida no seguinte regime de funcionamento: corrente $I = 336 \text{ A}$, campo magnético $B = 0,1574 \text{ T}$ e a velocidade do arco $v = 221 \text{ ms}^{-1}$.

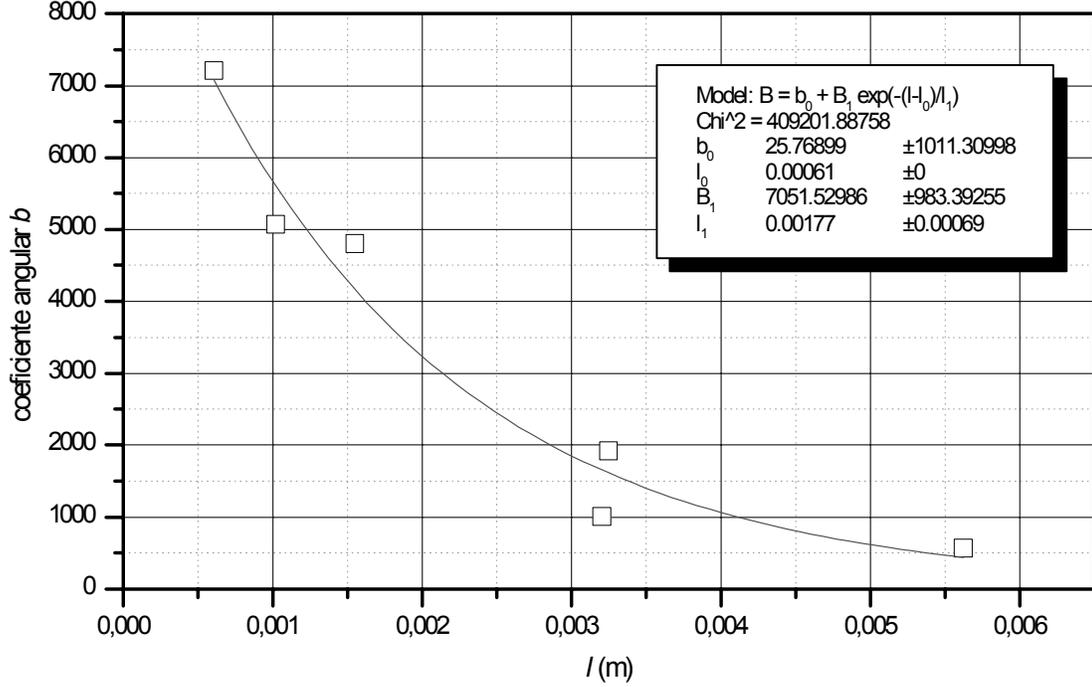


Figura 3.30: Coeficiente angular b em função do comprimento do arco, calculado usando a equação de evolvente. A linha - é a melhor aproximação exponencial.

No início do aquecimento, ou na fase do primeiro patamar, a densidade do fluxo térmico no catodo, de acordo com (3.12), é

$$q_1 = K \left(\frac{dT}{dt} \right)_1 = \frac{Q_1}{F} = \frac{Q'_1 + Q_0}{F}, \quad (3.47)$$

onde Q_1 , Q'_1 e Q_0 são o fluxo térmico total que entra no catodo, o fluxo térmico dos processos de radiação-convecção e o fluxo térmico na mancha do arco, respectivamente, e F é a área da superfície interna do eletrodo. De forma análoga, na fase do segundo patamar, supondo que os fluxos externos de calor que incidem no eletrodo sejam os mesmos que na fase 1, i.e., $Q'_2 + Q_0 = Q'_1 + Q_0$, e, supondo que a menor taxa de aquecimento do eletrodo na segunda fase seja devido ao calor de erosão (2.15), podemos escrever:

$$q_2 = K \left(\frac{dT}{dt} \right)_2 = \frac{Q_2}{F} = \frac{Q'_1 + Q_0}{F} - \frac{Q_{er}}{F}. \quad (3.48)$$

Subtraindo (3.48) de (3.47) obtém-se

$$q_1 - q_2 = K \left[\left(\frac{dT}{dt} \right)_1 - \left(\frac{dT}{dt} \right)_2 \right] = \frac{Q_{er}}{F} \quad (3.49)$$

Esta equação mostra que a diminuição em dT/dt se deve ao calor de erosão Q_{er} . Além disso, somos forçados a concluir que Q_{er} é constante, apesar de a temperatura do eletrodo estar aumentando com o tempo. Esse resultado é absolutamente

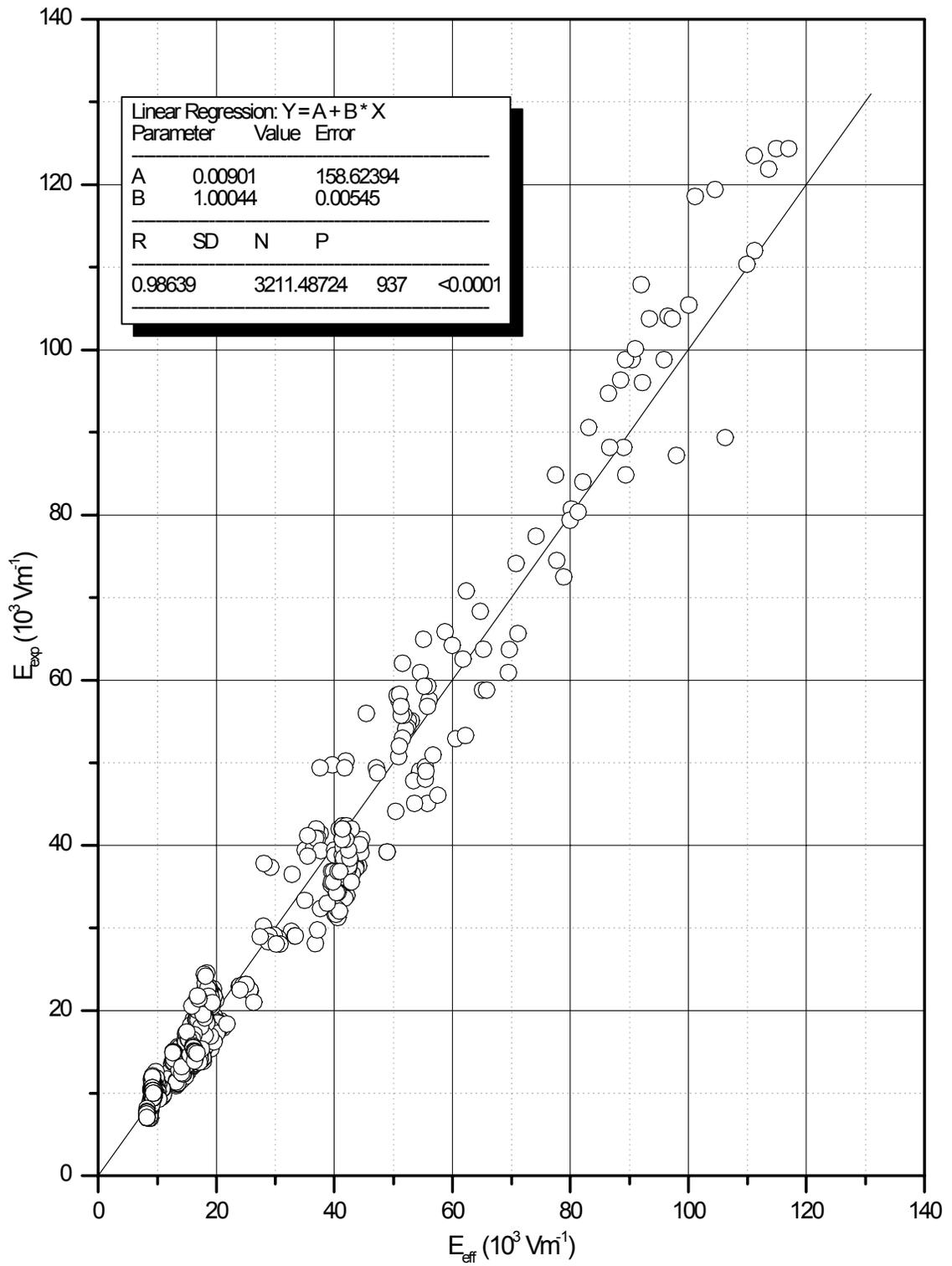


Figura 3.31: Intensidade do campo elétrico medido $E_{exp} = V/l$ versus teórico E_{ef} . A reta é o melhor ajuste linear (vide equação (3.45)).

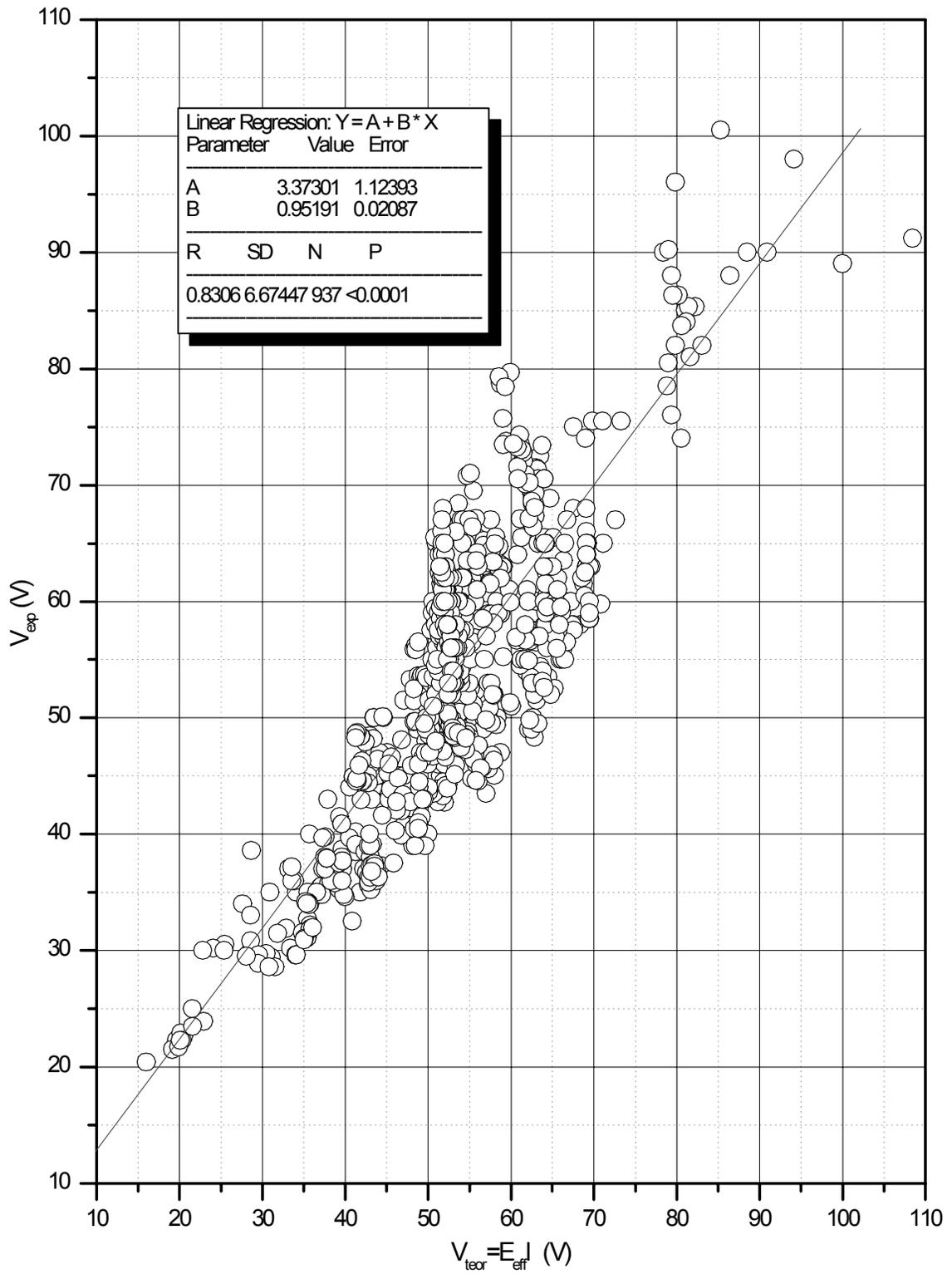


Figura 3.32: Tensão no arco medido experimentalmente V_{exp} versus tensão no arco obtido teoricamente V_{teor} .

inesperado, não tendo sido possível ainda ser explicado. Embora aqui seja necessário o desenvolvimento de um modelo termofísico não-estacionário da erosão, em analogia com a equação (2.16), sugerida no modelo estacionário da erosão, entretanto, podemos também escrever que $Q_{er} = UIW = h_{ef}G = h_{ef}gI = Const$, i.e., $h_{ef}g = Const$, ou $W = Const'$ (ou $f = Const''$). No modelo estacionário h_{ef} é uma constante que caracteriza a erosão para o mesmo gás e material do eletrodo. Entretanto, no caso não-estacionário, como a temperatura do eletrodo está sempre aumentando de forma linear (para o mesmo valor de corrente), seremos obrigados a concluir que entre h_{ef} e g deve ser válida a relação recíproca $h_{ef} = Const/g$. Além disso, como a temperatura está aumentando, deveremos ter $g(t)$ como função crescente com T e t , ao mesmo tempo que h_{ef} seria uma função decrescente, isto é, a entalpia de erosão h_{ef} diminuiria à medida que a temperatura aumenta (ficaria mais fácil haver erosão a temperaturas mais altas do eletrodo, se mantidos constantes todos os demais parâmetros, I , B , etc). Da equação (3.49) obtém-se, para a situação da Figura 3.24, que $q_1 - q_2 = Q_{er}/F = 150 K$, o que permite calcular $Q_{er} = UIW = h_{ef}gI = 150 KF$. Como a corrente foi de $I = 336 A$, $K = 21094 \text{ WsK}^{-1}\text{m}^{-2}$ e $F = 2,64 \times 10^{-4} \text{ m}^2$, obtém-se que $h_{ef}g = 2,484$ ou $W = W_s = 0,346$ e $f = 0,243$ e $f_s = 0,297$. Para esses valores de f obtém-se que $T_0 = 1032,62 K$ para o modo contínuo e $T_0 = 998 K$ para modo descontínuo do movimento da mancha, enquanto a Figura 3.24 mostra a temperatura média da superfície, no início do segundo patamar, de $T_0 = 784 K$, i.e., $200 K$ a menos!

Essa contradição pode ser explicada supondo que na superfície do eletrodo na secção de rotação do arco, após t_0 começa a se desenvolver uma trilha de material fundido. Devido à mudança de fase o termopar afastado da superfície monitora a diminuição da densidade de fluxo térmico que ocorre devido as mudanças nas condições de contorno. Na ausência de transição de fase está presente a condição de contorno de segundo tipo ($q = Const$), enquanto que com a presença da parte do eletrodo no estado líquido a densidade de fluxo térmico ao interior do eletrodo é administrada pela condições de contorno de primeira ordem ($T = Const$) que se realiza na superfície divisória entre diferentes estados. O termopar mede a temperatura média que depende da relação entre o fluxo térmico que entra no eletrodo no estado sólido e através da superfície divisória.

Baseando-se nos valores de f obtidos acima podemos calcular a temperatura máxima da superfície do eletrodo sob a mancha do arco levando em conta a mudança de fase. Desse modo podemos apresentar o parâmetro f como

$$f = \frac{\tau_0}{\tau_r} = \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_1}, \quad (3.50)$$

onde τ_0 é o tempo necessário para a superfície (aquecida até temperatura T_0) alcançar a temperatura de fusão T_f , τ_r é o tempo de residência da mancha num ponto do eletrodo, τ_1 é o tempo de aquecimento do material do eletrodo no estado líquido partindo da temperatura T_f .

Da equação (3.50) e dos valores de f obtemos $\tau_1 = \tau_0(1 - f)/f$ de onde segue que no caso de movimento contínuo temos $\tau_1 = 3,115\tau_0$ e $\tau_1 = 2,367\tau_0$ no

caso de descontínuo. O tempo $\tau_0 = 1,548 \times 10^{-6}$ s obtemos da equação (2.10) para os parâmetros termofísicos do material do eletrodo no estado sólido (i.e. $\lambda = 377 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $a = 1,0 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) e a densidade de fluxo térmico na mancha do arco $q_0 = jU$, onde usamos $j = 2,11 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ (que segue da Figura 3.24) e $U = 7,27 \text{ V}$ calculamos em acordo com a equação (3.22) para o campo magnético $B = 0,1574 \text{ T}$. Então obtemos o tempo de “superaquecimento” acima da temperatura de fusão de $4,823 \times 10^{-6}$ s e $3,665 \times 10^{-6}$ s para modos contínuo e descontínuo, respectivamente.

Supondo que a densidade de fluxo térmico na mancha do arco q_0 continua a ser a mesma independentemente do estado da superfície do eletrodo podemos calcular a temperatura máxima na superfície líquida como

$$T = T_f + \frac{2q_0}{\lambda_1} \sqrt{\frac{a_1 \tau_1}{\pi}},$$

onde $\lambda_1 = 174 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ e $a_1 = 4,4 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ são a condutividade térmica e difusividade do cobre no estado líquido, respectivamente. Desta equação segue que no caso do modo descontínuo a temperatura sob a mancha do arco alcança $T = 2621 \text{ K}$ enquanto no modo contínuo $T = 2807 \text{ K}$. Tais temperaturas são comparáveis com a temperatura de evaporação do cobre $T_B = 2868 \text{ K}$.

Esse resultado mostra que o início do segundo patamar corresponderia ao início do processo de evaporação. Quanto ao segundo patamar, i.e., $(dT/dt)_2 = \text{Const}_2$ podemos supor que partindo desse momento intensifica-se o processo de resfriamento da superfície do eletrodo devido ao processo de erosão e intensa evaporação. Além disso, em [13] os autores mostraram que após a superfície alcançar a temperatura de evaporação as duas superfícies divisórias entre estados diferentes (i.e., vapor-líquido e líquido-sólido) começam a se mover com a mesma velocidade para o interior da parte sólida. Portanto, a espessura da camada de material líquido limitada por superfícies divisórias fica constante. Isto apresenta um regime estacionário quando do ponto de vista da transferência de calor podemos escrever que

$$q_{in} = q_{out} = \text{Const},$$

onde q_{in} é a quantidade de calor que entra pela superfície vapor-líquido e q_{out} é a quantidade de calor que passa pela superfície líquido-sólido. Em tais circunstâncias o termopar tem que mostrar crescimento linear da temperatura em função do tempo quando se realiza a condição $q = \text{Const}$.

Capítulo 4

Parte experimental: sistema estacionário

4.1 Sistema experimental para a medida da erosão e testes de funcionamento

Para estudo e medida da taxa de erosão do eletrodo foi projetada uma nova instalação experimental, representada no Apêndice D na Figura E.1. Para se obter a taxa de erosão é necessário um sistema experimental com longo tempo de operação de até 30 – 60 minutos, regime esse que denominamos estacionário. Isso permite obter com certa precisão o valor da taxa de erosão através da pesagem do eletrodo. Para aumentar o tempo de funcionamento do sistema, foi projetado um sistema adicional de refrigeração dos eletrodos (catodo, anodo e catodo auxiliar).

A espessura do eletrodo (catodo) foi de 5 mm, o que permite garantir regime térmico uniforme na superfície do eletrodo e, também, medir a temperatura somente numa seção transversal do eletrodo. A temperatura na superfície do eletrodo foi medida por dois termopares dispostos nas superfícies laterais nos raios R_1 e R_2 . Normalmente, $R_1 = 21,5$ mm e $R_2 = 23,5$ mm com raio interno do eletrodo de $R = 20,0$ mm. A posição dos termopares foi obtida com precisão de 0,1 mm.

Para medir a velocidade do arco elétrico em seu movimento azimutal entre os eletrodos coaxiais (com gap de 3 mm) foi utilizado um micro-sensor magnético formado pelo próprio “loop” de corrente dos fios do termopar. Esse sensor permite monitorar e medir a velocidade do arco (através da transformada rápida de Fourier, realizada pelo programa LabView) durante todo o tempo da experiência (veja Seção 3.3.1).

A taxa de erosão foi medida através da diferença no peso do catodo antes e depois do experimento. Para aumentar a precisão da medida é desejável diminuir o peso total do eletrodo. A pesagem do catodo foi realizada sem a camisa de refrigeração, com a utilização de balança de alta precisão.

A fim de obter resultados corretos da taxa de erosão o tempo da experiência

foi escolhido de 10 min, assim limitando a influência da dependência temporal da taxa de erosão.

Nos testes preliminares foi estudado o comportamento do sistema experimental com a variação dos parâmetros de funcionamento principais tais como a corrente I , o campo magnético B , a vazão do gás (ar) G_{air} e da água de refrigeração G_w . Por outro lado os testes deveriam revelar todos os possíveis e seguros regimes de funcionamento do sistema. Por exemplo, qual a vazão mínima da água de refrigeração do eletrodo que pode ser utilizada nas experiências sem atingir o ponto de ebulição, que é um regime crítico quando as condições de transferência de calor do eletrodo para a água sofrem grande queda, o que geralmente acarreta destruição catastrófica do eletrodo. Também foi estudado o problema da estabilidade do arco em seu movimento. Os testes do sistema mostraram que nas velocidades pequenas de gás o arco é atraído para as extremidades do catodo onde ocorre maior erosão. Com o aumento de G_{ar} os traços do arco marcaram a superfície inteira do catodo e maior erosão acontecia no centro do eletrodo. Observando, nesse regime, a frequência de rotação do arco, foi possível concluir que o movimento do arco fica mais estável com maior velocidade axial do gás.

Nesse modo pode ser utilizada a hipótese de distribuição do calor uniforme na superfície interna o que permite fazer cálculos da temperatura superficial do eletrodo. Como nas superfícies laterais do eletrodo foram colocados isolantes de alta resistência térmica podemos desprezar o fluxo de calor removido pelos isolantes e utilizar nos cálculos uma aproximação de cavidade cilíndrica infinita com densidade de calor distribuída uniformemente na superfície interna.

Portanto, para um cilindro de raio interno R_{in} e externo R_{out} ($R_{out} > R_{in}$) no regime regular (i.e., $dT/d\tau = Const$) a equação de condução de calor em coordenadas cilíndricas pode ser escrita na forma [74, 75]

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0, \quad R_{in} < r < R_{out}. \quad (4.1)$$

A solução geral desta equação pode ser apresentada na forma seguinte

$$T = A + B \ln r, \quad (4.2)$$

onde A e B são as constantes que se determinam através das condições de contorno. Sendo conhecidas as temperaturas T_1 e T_2 em pontos aleatórios do cilindro, respectivamente, em R_1 e R_2 , podemos obter a temperatura da superfície pela fórmula seguinte:

$$T_0 = \frac{T_1 \ln \frac{R_2}{R_{in}} + T_2 \ln \frac{R_{in}}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}} = T_1 + (T_1 - T_2) \frac{\ln \frac{R_1}{R_0}}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (4.3)$$

onde R_0 é o raio interno do eletrodo-anel (catodo) ($R_{in} = R_0$).

Utilizando-se a expressão para o fluxo de calor por unidade de comprimento

$$-2\pi r \lambda \frac{dT}{dr} = \frac{2\pi \lambda (T_1 - T_2)}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (4.4)$$

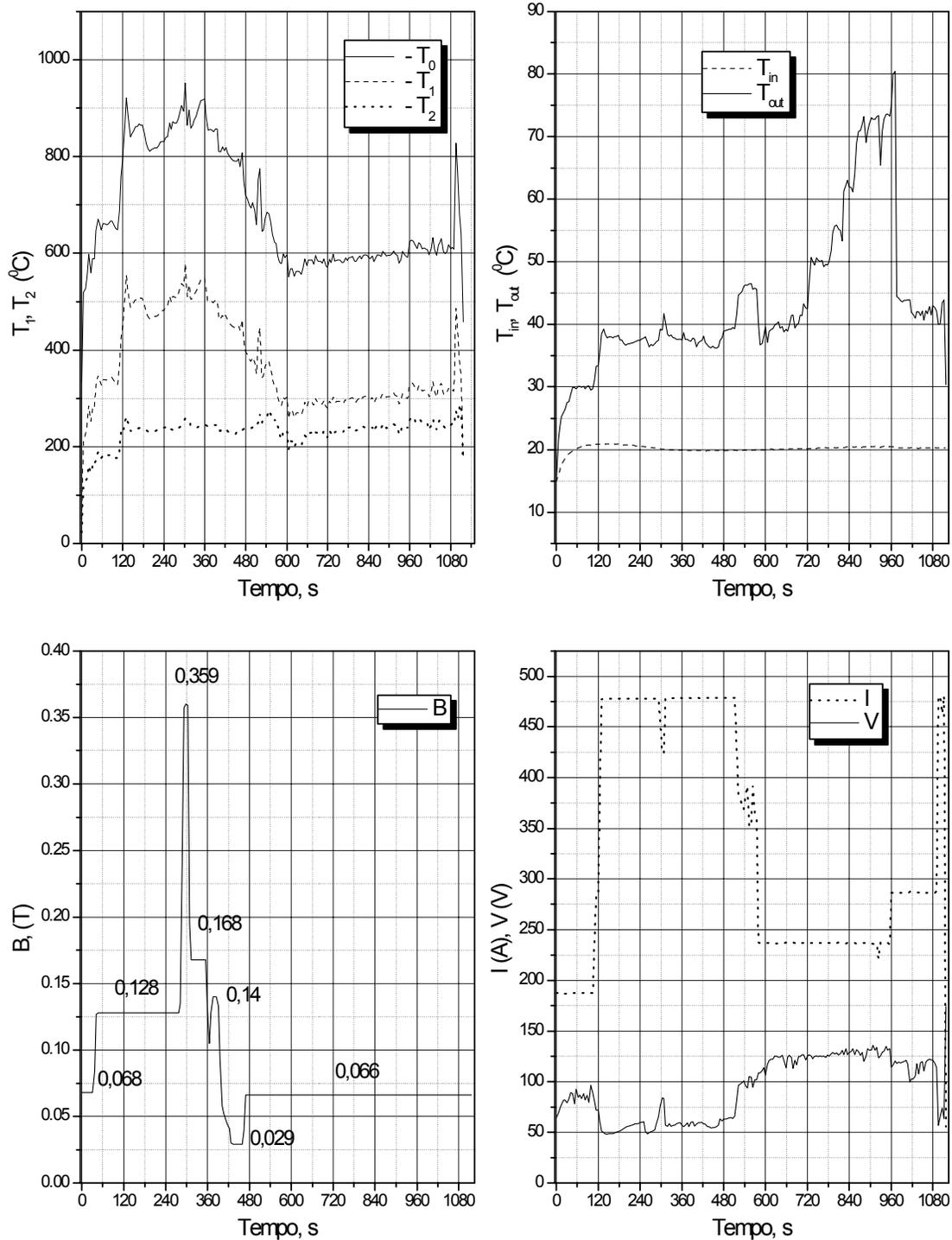


Figura 4.1: Resultados do teste do sistema experimental. a) T_0 , T_1 e T_2 , temperatura do eletrodo na superfície ($R = 20$ mm), nas distâncias $R_1 = 21$ mm e $R_2 = 24,5$ mm, respectivamente; b) Temperatura da água de refrigeração na entrada T_{in} e saída T_{out} do eletrodo; c) o campo magnético B ; d) corrente I e tensão total no arco V .

podemos obter a densidade de fluxo térmico na superfície do eletrodo como

$$q = \lambda \frac{T_1 - T_2}{R_0 \ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (4.5)$$

Alem disso q pode ser comprovado através da medida a temperatura da água de refrigeração na entrada e saída do eletrodo como

$$q = G_w c (T_{in} - T_{out}), \quad (4.6)$$

onde G_w é vazão da água, c é capacidade térmica da água, T_{in} e T_{out} são a temperatura da água na entrada e saída do eletrodo, respectivamente.

A Figura 4.1 mostra os resultados de um teste do sistema experimental com duração de tempo de funcionamento 21 min. Durante os primeiros 10 min variamos o campo magnético B de 0,029 T até 0,359 T (vide Figura 4.1c), mantendo a vazão da água em $G_w = 4.4 \text{ Lmin}^{-1}$ e do gás em $G_{air} = 160 \text{ Lmin}^{-1}$ (o que corresponde à velocidade axial do ar de $7,6 \text{ ms}^{-1}$). Nesse tempo a corrente I foi variada na faixa de 190 à 480 A.

Após 10 min de funcionamento a corrente foi ajustada no nível constante de $I = 237 \text{ A}$ e o campo magnético $B = 0,066 \text{ T}$. A vazão da água de refrigeração foi gradualmente reduzida até $2,2 \text{ Lmin}^{-1}$. Com isso a temperatura da água de refrigeração na saída do eletrodo significativamente aumentou atingindo $80 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figura 4.1 b). Nesse regime observam-se as oscilações na temperatura T_{out} . Ao mesmo tempo a temperatura na superfície do eletrodo T_0 aumentou somente $50 \text{ }^\circ\text{C}$ (Figura 4.1 a). Nos últimos 5 minutos a vazão do gás foi reduzida a $G_{air} = 4,4 \text{ Lmin}^{-1}$. Com diminuição G_{air} até 4 Lmin^{-1} e aumento na corrente ($I = 481 \text{ A}$) o arco sofreu uma transição à condição instável e se apagou.

Para completar a experiência descrita acima foi realizado um teste no qual foram variados somente G_w e G_{air} , mantendo a corrente ($I = 239 \text{ A}$) e o campo magnético ($B = 0,374 \text{ T}$) (vide Figura 4.2) e monitorando a temperatura da água de refrigeração T_{out} na saída do eletrodo. Esse teste foi planejado para o estudo dos limites de variação do G_w e G_{air} nos quais o sistema experimental não sofre o risco de ser destruído e funciona de forma segura e controlada. Nos primeiros 5 min de funcionamento foi variada somente a vazão da água de refrigeração G_w (os números acima dos patamares no gráfico $T_{out}(\tau)$ apresentam o valor do G_w em Lmin^{-1}) e nos últimos 5 min foi variada a vazão do gás G_{air} (os números na Figura 4.2 após a linha de separação são valores do G_{air} em Lmin^{-1}).

4.2 Taxa de erosão e tempo de funcionamento

É importante ressaltar aqui que, durante uma determinada experiência de 10 min de duração, onde se esperaria a manutenção de todos os parâmetros constantes

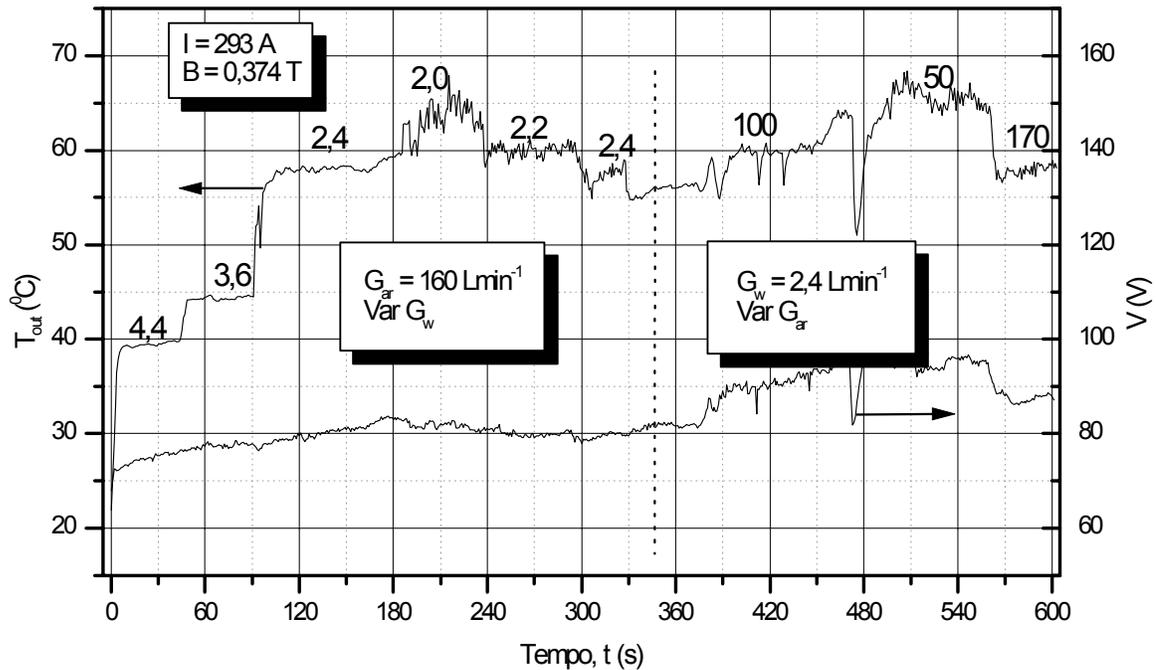


Figura 4.2: Temperatura da água de refrigeração do catodo T_{out} e tensão total no arco V . Os números acima dos patamares na curva $T(t)$ representam (antes da linha de separação) a vazão da água de refrigeração e (após a linha) a vazão do ar.

dentro dos limites de flutuação estatística, na verdade, observa-se uma variação sistemática e contínua dos parâmetros. Por exemplo, os resultados mostram que, numa experiência, a velocidade do arco varia com o tempo. Isto pode ser explicado pela variação das condições na superfície durante a experiência. No início, quando a superfície do eletrodo está limpa, o arco se move com maior velocidade e o movimento da mancha pode ser tratado como contínuo. Com o tempo, na superfície começam a aparecer óxidos que perturbam o movimento e exigem que o arco procure outro lugar na superfície do eletrodo onde ainda não existe a camada dos óxidos. Assim continua até quando a superfície toda (no caso de espessura do eletrodo relativamente pequena) seja coberta por uma camada dielétrica. A presença dos óxidos perturba o movimento do arco e diminui a velocidade [25, 38]. Esse fenômeno revela-se mais claro nos regimes de macroerosão quando, além da presença dos óxidos, existe alta erosão.

A Figura 4.3 mostra claramente que nos primeiros 80 – 90 segundos e durante um certo tempo de funcionamento a frequência de rotação do arco é mais alta e aproximadamente constante. A partir de um momento a frequência de repente diminui e permanece nesse nível. O pequeno aumento que se observa na velocidade do arco (no tempo maior do que 150 s) é causado pela presença da erosão que começa a se revelar nesse momento. Como a vazão do gás foi mantida no nível constante, a variação dos

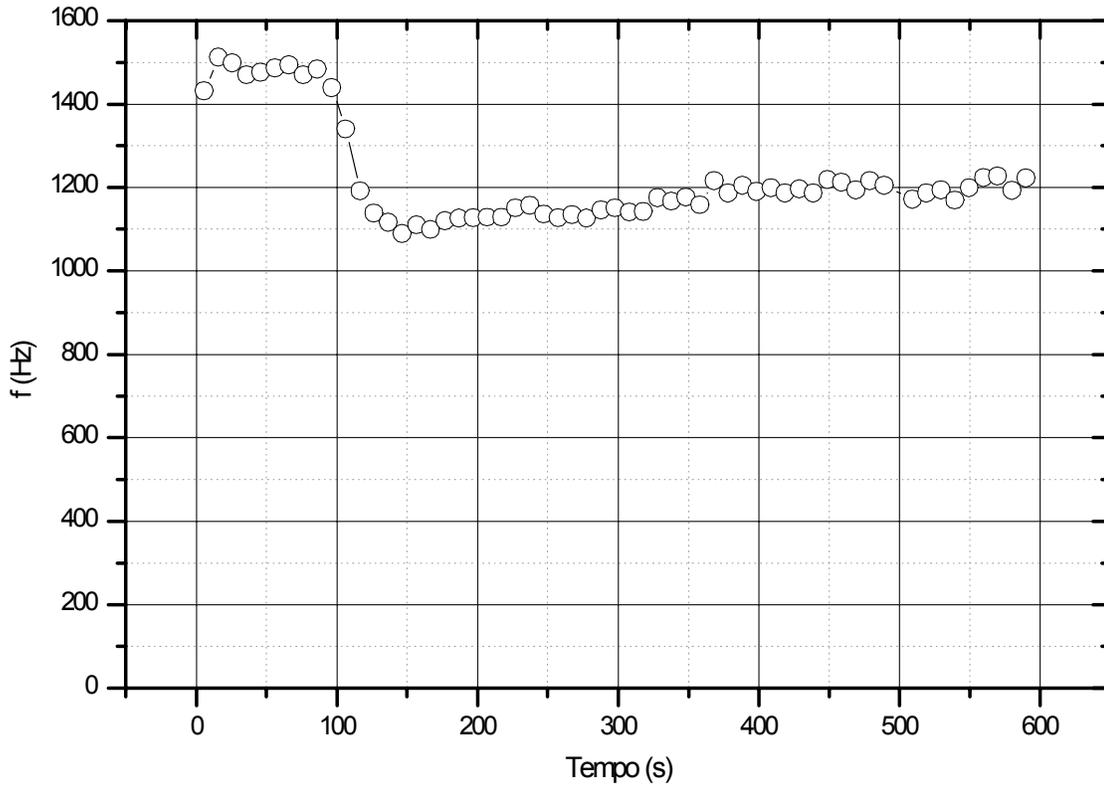


Figura 4.3: Variação da frequência de rotação do arco em função do tempo da experiência.

diâmetros dos eletrodos por causa da erosão (aumento do gap) diminui a velocidade axial do gás v_a no gap e provoca aumento na velocidade do arco v . Nos cálculos da velocidade foram utilizados os valores médios da frequência de rotação do arco obtida durante a experiência.

Devido às variações na velocidade do arco, a composição química e envelhecimento da superfície é interessante verificar a influencia destas variações na taxa de erosão do eletrodo. A taxa de erosão específica g ($kg/Coulomb = kg/C$) é definida como sendo a massa erodida do eletrodo Δm por unidade de carga elétrica q ou a redução da massa do eletrodo durante o tempo da experiência, normalizada pela corrente, i.e.,

$$g \equiv \frac{m_1 - m_2}{I \Delta \tau} = \frac{G}{I},$$

onde m_1 e m_2 são a massa inicial e final do eletrodo, respectivamente, I é a corrente, $\Delta \tau$ é o tempo da experiência e G é a taxa de erosão mássica (kgs^{-1}). Como na definição entra a característica temporal, também é interessante verificar se o valor da taxa de erosão depende do tempo. Em outras palavras, será que valor de g vai ser o mesmo

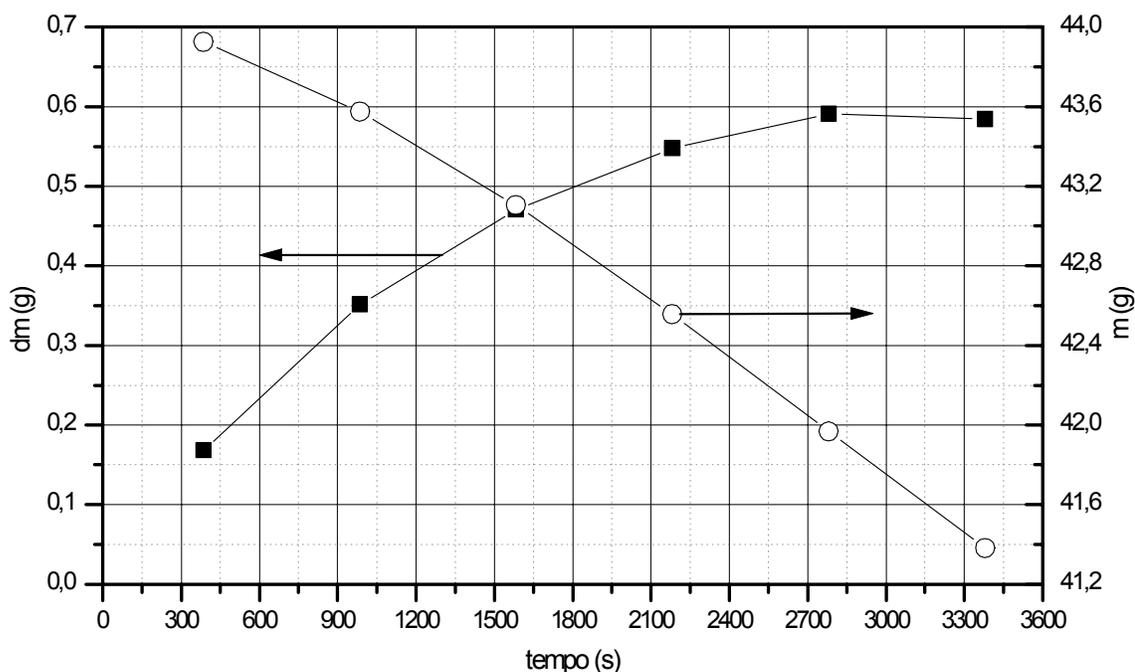


Figura 4.4: Variação da massa do eletrodo ($dm = m_i - m_{i-1}$) e variação da massa total m do eletrodo em função do tempo.

quando utilizamos na experiência um eletrodo novo ou o usado que já funcionou algum tempo?

Para verificar o comportamento da taxa de erosão específica g em função do tempo foi realizada uma série de experiências utilizando o mesmo eletrodo, mantendo os parâmetros (I , B , G_{ar} , G_w) e pesando o eletrodo depois de um tempo de funcionamento. A Figura 4.4 mostra redução em massa do eletrodo $\Delta m = m_{i-1} - m_i$ em função do tempo e a variação temporal da massa m do eletrodo (m_{i-1} e m_i são a massa do eletrodo antes e após a i - experiência, respectivamente). O primeiro ponto na Figura 4.4 foi obtido após 386 s de funcionamento, enquanto a duração dos outros experiências foi constante $\Delta\tau = 600$ s. O tempo total da experiência foi quase uma hora (3381 s). Como podemos ver a variação da massa do eletrodo Δm não é uma função linear do tempo. Isso influi na taxa de erosão (vide Figura 4.5) que aumenta com o tempo, tendendo a se estabilizar num valor constante. Durante uma hora de funcionamento a taxa de erosão específica aumentou em duas vezes e, parece, atingiu um nível constante. Infelizmente tais experiências levam muito tempo e são bastante complicadas. Enquanto o tempo total da experiência leva somente uma hora, a preparação desta leva muito mais tempo. Entretanto, valores de erosão independentes do tempo (regime estacionário) têm muito mais significado para a utilização tecnológica de eletrodos do que valores que dependem do tempo.

O comportamento temporal da taxa de erosão específica do eletrodo é um fenômeno importante. Mas, devido à insuficiência de tempo para a finalização da tese,

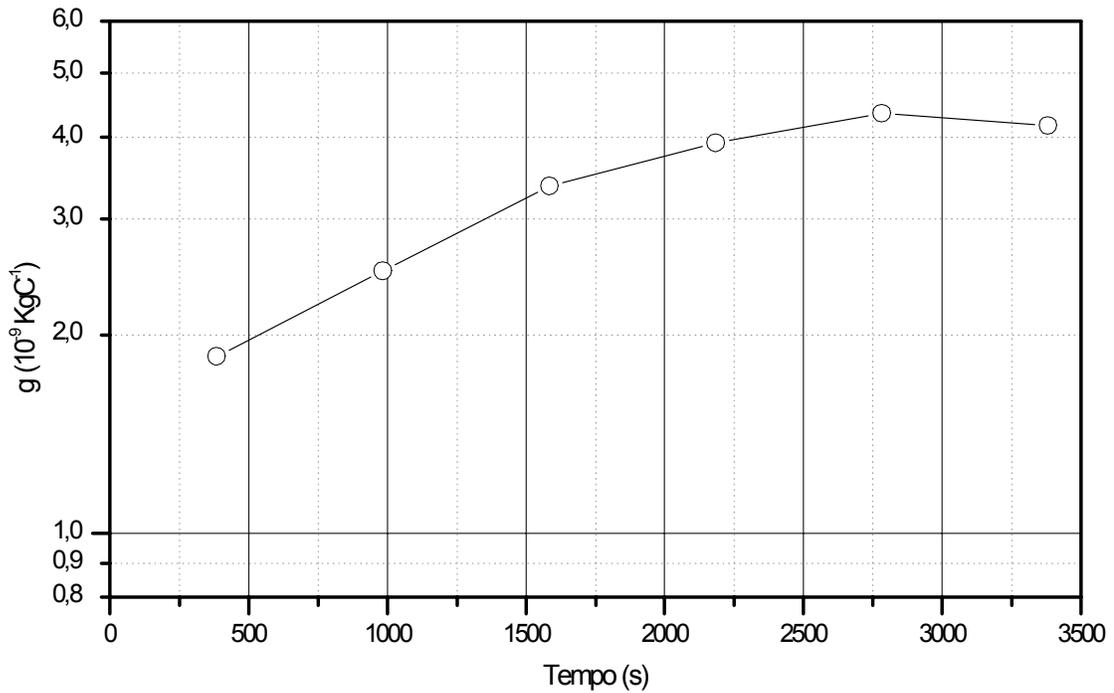


Figura 4.5: Taxa de erosão específica g em função do tempo de funcionamento.

não foi possível fazer esse estudo profundamente.

Podemos tentar uma explicação para essa variação temporal da erosão em função do tempo. Tomando a hipótese de que a mancha do arco é uma fonte térmica superficial podemos imaginar o comportamento de g em função do tempo como sendo um processo térmico. Enquanto a mancha do arco está se deslocando sobre a superfície, um certo ponto na superfície do eletrodo está submetido à carga térmica cíclica de alta densidade do fluxo de calor. Os choques térmicos cíclicos (aquecimento e refrigeração rápido num ponto) podem gerar mudanças na estrutura interna do eletrodo. Os processos de relaxação na superfície ocorrem mais rápido do que no interior do eletrodo por causa de sua maior temperatura. Portanto, as tensões mecânicas no interior do eletrodo provocam defeitos (rachaduras) na estrutura do eletrodo e redução na condutividade térmica e elétrica. Também é necessário levar em conta a difusão do gás do plasma para o interior do eletrodo que, nas altas temperaturas, ocorre mais rápido. Esse processo modifica a composição química tanto na superfície quanto no interior do eletrodo.

Segundo o modelo termofísico para explicar a erosão [17], quanto menor a condutividade térmica λ maior a erosão g . Com efeito, quanto menor a condutividade térmica λ menor o tempo τ_0 necessário para a superfície do eletrodo sob a mancha do arco atingir a temperatura de fusão (veja equação (2.10)). Junto com τ_0 diminui, também, o parâmetro $f = \tau_0 v/d$ (onde v é velocidade e d é o diâmetro da mancha) e, conseqüentemente, W (ou W_s) e a taxa de erosão g , como segue diretamente da equação (2.20) ou (2.32).

O equivalente em volts do fluxo térmico na mancha do arco U que entra na equação (2.20) e (2.32) não depende da estrutura interna do eletrodo. A entalpia efetiva da erosão h_{ef} apresenta-se como uma quantidade de energia necessária para remover 1 kg do material do eletrodo. Portanto, a presença das rachaduras no interior do eletrodo tem que diminuir o valor da h_{ef} e com isso aumentar a taxa de erosão. Portanto, devemos esperar que com o tempo (e diminuição na condutividade térmica λ por causa da deterioração mecânica da superfície) a erosão aumente.

4.3 Taxa de erosão específica em função da corrente

No estudo da taxa de erosão em função da corrente, as experiências foram realizadas para quatro campos magnéticos $B_1 = 0,01$ T, $B_2 = 0,1366$ T, $B_3 = 0,2$ T, e $B_4 = 0,35$ T. A velocidade axial do gás no gap entre os eletrodos foi de $7,6$ ms⁻¹ e a vazão da água de refrigeração do eletrodo de $4,4$ Lmin⁻¹. No que diz a respeito à corrente, a variação foi na faixa de 95 A a 480 A. Para cada ponto experimental foi usado um eletrodo novo sem qualquer tratamento antecipado. O tempo de duração de cada experiência foi de 10 min. Desse modo foram obtidos os conjuntos de pontos experimentais com todos os parâmetros de funcionamento fixos à exceção da corrente.

A aplicação de campo magnético muito pequeno $B = 0,01$ T ou grande $B = 0,35$ T, mantendo as mesmas condições de funcionamento tais como vazão de ar G_{ar} e de água de refrigeração G_w , encontrou problemas sérios. Nesses campos foi limitada a variação da corrente devido à dificuldade de manter o arco aceso. Ele apagava rapidamente, ou por causa da força aerodinâmica ou eletromagnética.

A Figura 4.6 mostra a taxa de erosão específica g versus a corrente I obtida experimentalmente para os campos magnéticos mencionados acima. Foram feitos ajustes lineares aos pontos experimentais, como descrito abaixo. Observa-se claramente que existem dois regimes de erosão totalmente diferentes para cada valor de B . Num deles a taxa de erosão cresce lentamente com a corrente. Esse regime é identificado como regime de microerosão que pode ser observado até uma corrente crítica I_{cr} , que é função de B . Com corrente maior do que I_{cr} a erosão começa a subir muito rapidamente. Tal regime foi identificado como regime de macroerosão. Nesse regime, na superfície do eletrodo podem ser observadas visualmente áreas grandes de material fundido ao contrário do regime de microerosão quando na superfície podem ser encontradas somente algumas pequenas trilhas deixadas pela mancha do arco. Em correntes muito pequenas ($I < 150$ A) tais áreas praticamente são ausentes e não foram observadas visualmente. Isto comprova que o mecanismo principal da macroerosão é o térmico.

A análise do comportamento da taxa de erosão g em função da corrente revela que g cresce linearmente com a corrente I . Além de nossos dados obtidos nas correntes $I < 500$ A, também examinamos o comportamento dos “highlighted points” de [19] obtidos na faixa de corrente até 1500 A. A Figura 4.7 mostra os resultados de ajuste dos dados experimentais obtidos nos campos magnéticos $B = 0,2$ T e $B = 0,1366$ T. Esses campos foram escolhidos devido ao maior número de pontos experimentais

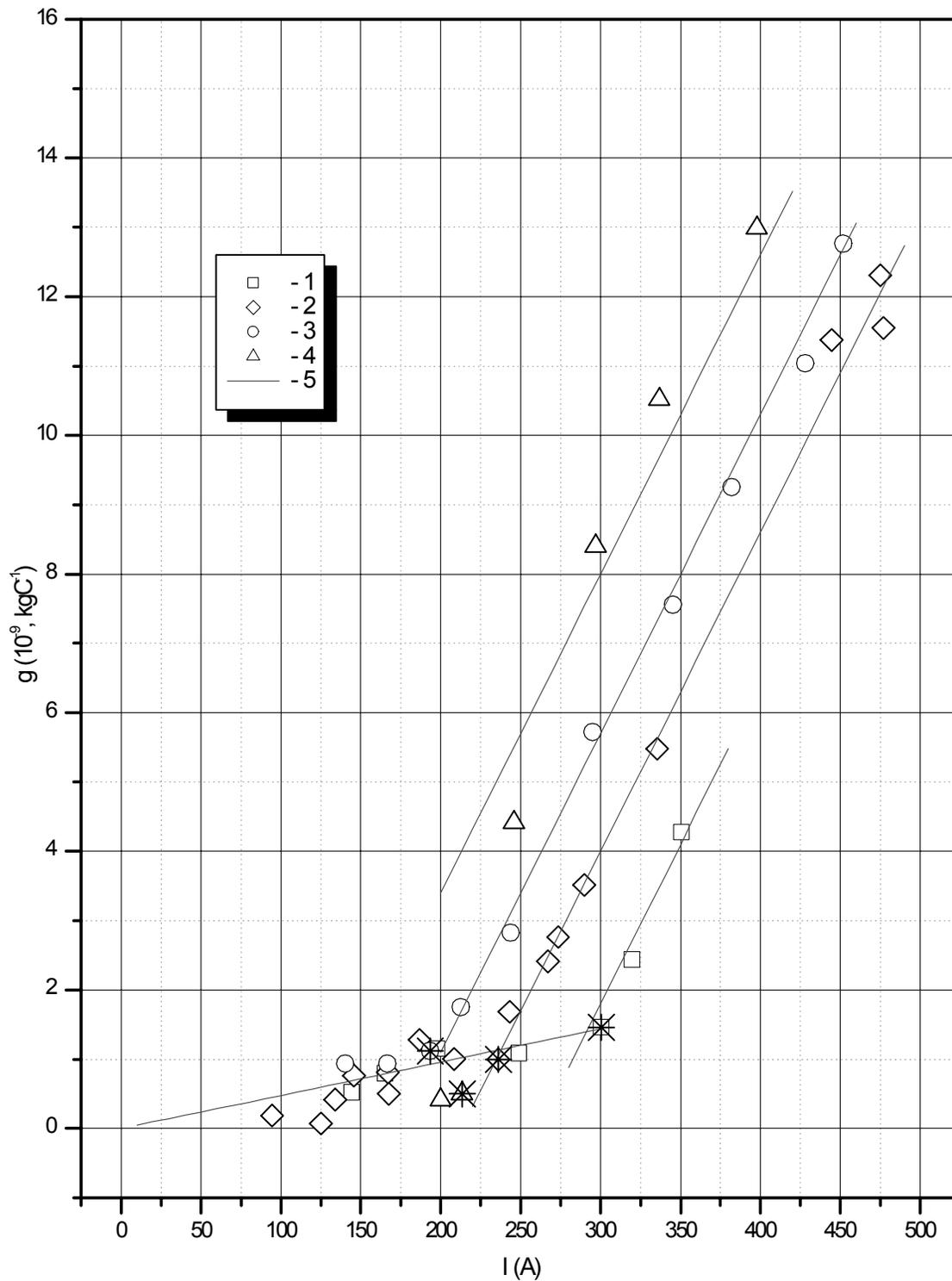


Figura 4.6: Taxa de erosão g em função da corrente I . 1 - $B = 0,01 \text{ T}$; 2 - $B = 0,1366 \text{ T}$; 3 - $B = 0,2 \text{ T}$; 4 - $B = 0,35 \text{ T}$;

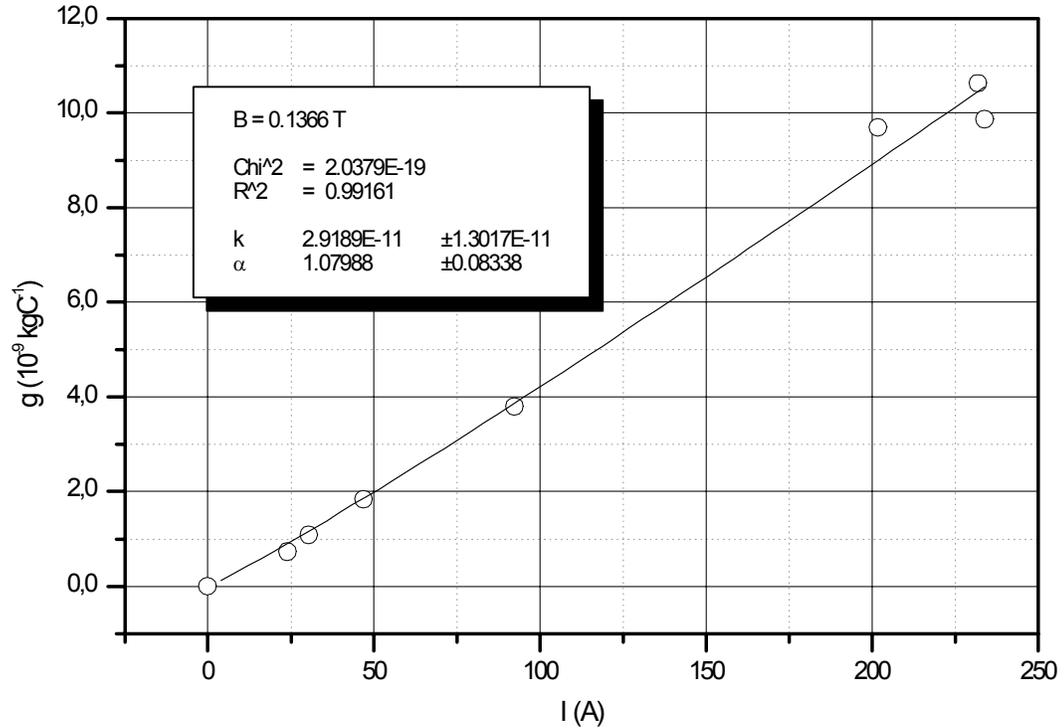
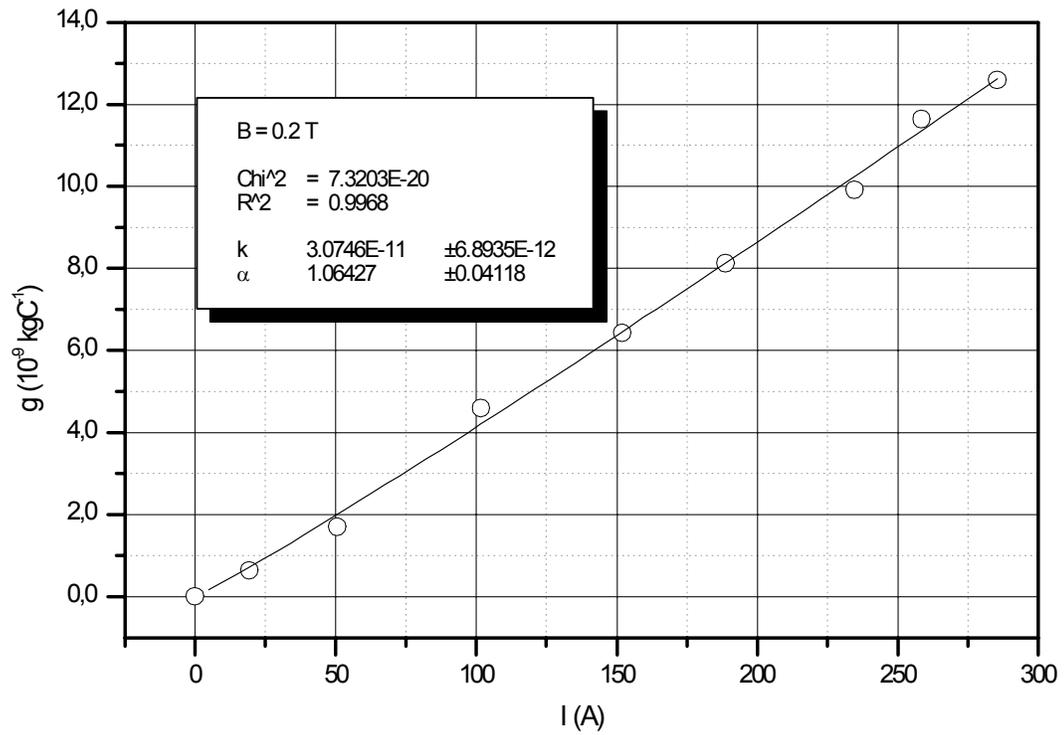


Figura 4.7: Taxa de macroerosão $g - g_0$ em função da corrente para diferentes campos magnéticos. Ajuste utilizado a função potência $g - g_0 = k(I - I_{cr})^\alpha$.

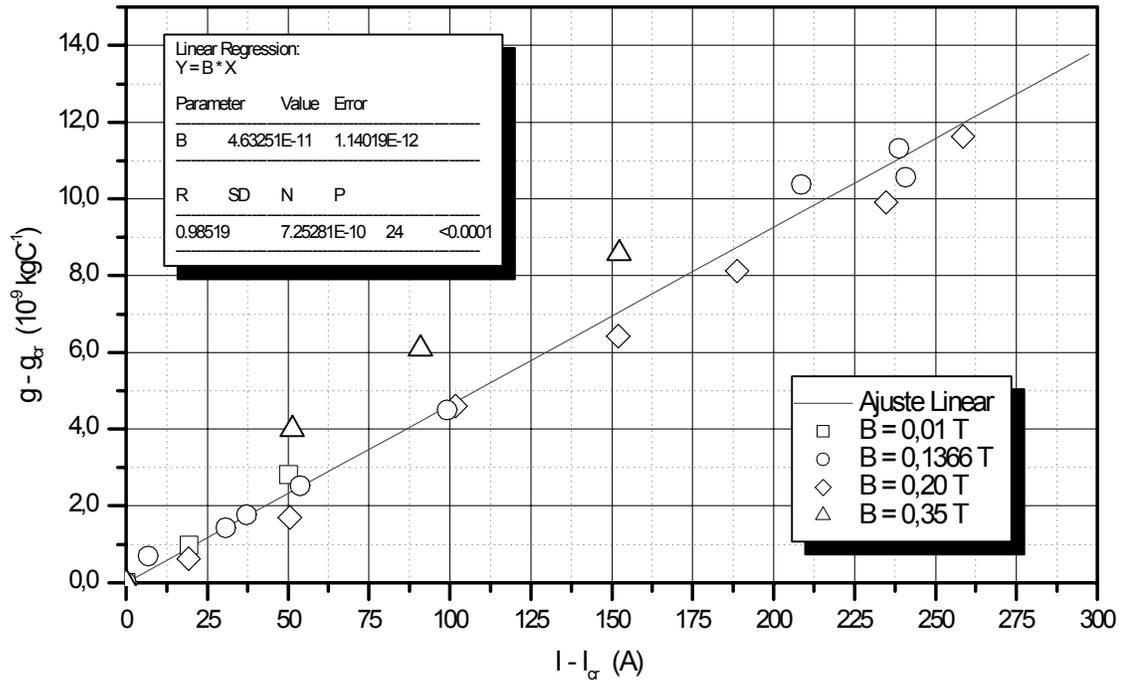


Figura 4.8: Ajuste linear da macroerosão em função da corrente para todos os campos magnéticos.

obtidos. A fim de unificar as dependências $g(I)$ para macroerosão escolhemos o ponto de transição de microerosão para macroerosão como a origem das coordenadas. Para cada campo magnético o ponto de transição tem seu valor da erosão g_{cr} e da corrente I_{cr} (veja os pontos cruzados na Figura 4.6). Na Figura 4.7 mostramos os resultados do ajuste na forma de uma função potência $y = ax^b$, onde $y = g - g_{cr}$ e $x = I - I_{cr}$. Como podemos ver o coeficiente $b \approx 1$ para ambos os casos (para $B = 0,2$ T temos $b = 1,06 \pm 0,04$ e para $B = 0,1366$ T $b = 1,08 \pm 0,08$). Portanto a taxa de macroerosão pode ser apresentada como uma função linear da corrente.

Da análise dos coeficientes a de ajuste da função potência ($a = (3,1 \pm 0,7) \times 10^{-11}$ para $B = 0,2$ T e $a = (3,0 \pm 1,0) \times 10^{-11}$ para $B = 0,1366$ T) segue que para campos magnéticos diferentes podemos usar o mesmo coeficiente angular no ajuste linear de macroerosão $g(I)$. Para obter o coeficiente angular fazemos o mesmo tratamento como descrito acima para todos os campos magnéticos. A Figura 4.8 mostra o ajuste linear $g - g_{cr} = b(I - I_{cr})$, onde $b = (4,6 \pm 0,1) \times 10^{-11}$ kgsC⁻² e o coeficiente de correlação $R = 0,98519$.

Na Figura 4.6 são mostrados os ajustes lineares da taxa de macroerosão em função de corrente com coeficiente angular constante, i.e., $g = a + bI$, sendo $b = Const$ para todos os campos magnéticos e $a = (-12,2 \pm 0,2) \times 10^{-9}$ kgC⁻¹ para $B = 0,01$ T, $a = (-9,8 \pm 0,1) \times 10^{-9}$ kgC⁻¹ para $B = 0,1366$ T, $a = (-8,2 \pm 0,1) \times 10^{-9}$ kgC⁻¹

para $B = 0,2$ T e $a = (-5,6 \pm 0,4) \times 10^{-9}$ kgC⁻¹ para $B = 0,35$ T.

Supondo que a velocidade de crescimento da microerosão em função de corrente é a mesma para diferentes campos magnéticos (nas mesmas condições de funcionamento, i.e., $G_{ar} = Const$ e $G_w = Const$) obtemos o ajuste linear de microerosão para todos os campos magnéticos como $g_0 = cI$, onde $c = (4,3 \pm 0,4) \times 10^{-12}$ kgsC⁻² e $g_0 = 0$ para $I = 0$. Comparando os resultados do ajuste podemos concluir que a macroerosão cresce com a corrente em uma ordem mais rápido do que a microerosão.

Levando em conta a estrutura interna da mancha do arco, que é composta de um número de micromanchas, podemos explicar o comportamento diferente de micro- e macroerosão. Como foi mostrado em [52] o número das micromanchas N depende da corrente total do arco. Além disso, o corrente por uma micromancha $I_0 = Const$. Supondo que uma micromancha produz a taxa de erosão g_{00} obtemos

$$g_0 = g_{00}N = g_{00} \frac{I}{I_0} = 4,3 \times 10^{-12} I.$$

De acordo com as investigações de [53], conduzidas na pressão atmosférica do ar para o eletrodo de cobre, a corrente por uma micromancha é de $I_0 < 1$ A. Desse resultado podemos obter a taxa de microerosão mínima, produzida por uma micromancha, $g_{00} < 4,3 \times 10^{-12}$ kgC⁻¹. Assim, a crescimento da microerosão g com a corrente I poderia ser explicada por meio do número crescente de micromanchas N .

Enquanto a taxa da microerosão é determinada por processos elementares nas micromanchas e depende de ação individual de cada micromancha, a taxa de macroerosão poderia ser tratada como um fenômeno de ação coletiva. Isso ocorre quando os campos térmicos induzidos no eletrodo pelas micromanchas individuais começam a interagir entre sí. Nestas circunstâncias podemos substituir a mancha real por uma fonte térmica, como foi feito em [17].

No ponto de interseção entre a macro- e microerosão temos a corrente crítica, que depende do campo magnético pela formula (veja Figura 4.9)

$$I_{cr} = I_{cr0} - kB, \quad (4.7)$$

onde $I_{cr0} = 285 \pm 3$ A e $k = 430 \pm 16$. Consideramos apenas valores de B no intervalo de 0,01 T até 0,35 Tesla. Devido à limitação na variação do campo magnético não foi possível obter o comportamento de $I_{cr}(B)$ tanto para campos grandes quanto pequenos. Por exemplo, para $B > 0,663$ T da ajuste (4.7) segue que a corrente crítica tem que ser negativa o que é irreal. É razoável supor que a corrente crítica I_{cr} tem o comportamento mais complicado com saturação num valor mínimo.

O aumento da corrente crítica com a diminuição do campo magnético pode ser explicado do ponto de vista da teoria térmica da erosão [17]. Com o aumento do campo magnético aumenta o equivalente em volts U e a densidade de corrente j , logo a intensidade de fluxo de calor q_0 . Com B também aumenta a velocidade de movimento do arco v , que intensifica a transferência do calor a toda a superfície do catodo pelo aumento da turbulização do fluxo. Por isso, nos campos magnéticos

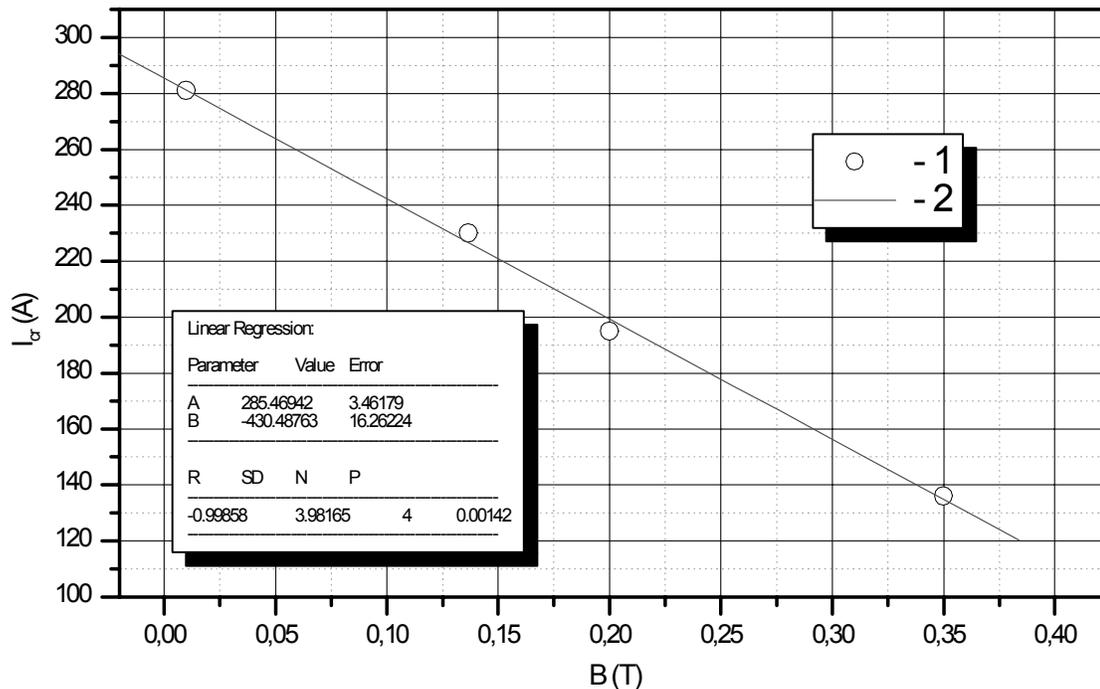


Figura 4.9: Corrente crítica I_{cr} de transição da microerosão à macroerosão em função do campo magnético B .

grandes a temperatura da superfície cresce mais rápido com a corrente e atinge o ponto de fusão em correntes menores, provocando o início da macroerosão.

É preciso notar que os ajustes lineares obtidos para macro e microerosão servem somente para esse regime particular de funcionamento da instalação. Os coeficientes de ajuste mudam drasticamente, por exemplo, com mudança da eficiência de refrigeração. Na Figura 4.12a estão incluídos os pontos experimentais ($B = 0, 2$ T) obtidos na mesma instalação com mesmas condições de funcionamento, mas com eficiência de refrigeração menor. Para atingir isso os canais de refrigeração do catodo foram afastados em dobro da superfície interna do eletrodo. Nesse caso a taxa de macroerosão pode ser ajustada como $g = (-38 + 0,21I) \times 10^{-9} \text{ kgC}^{-1}$ de onde segue que a diminuição na eficiência de refrigeração provoca aumento na taxa de erosão.

As Figuras 4.10-4.13 mostram a relação entre os mais importantes parâmetros (g, I, v, T_0) para cada campo magnético usado na experiência. Como foi dito antes, os dois regimes de erosão totalmente diferentes podem ser vistos nos gráficos $g(I)$. Os pontos dentro dos retângulos no grafico a) nas Figuras apresentam os pontos que pertencem à região de transição entre microerosão e macroerosão. O valor médio desses pontos pode servir para obter o valor crítico da transição. Além disso, esses pontos contribuem para a determinação da densidade de corrente na mancha do arco, pois pertencem a um grupo de pontos no qual temos $f = 1$ (veja adiante).

Nos campos magnéticos pequenos ($B = 0,01$ e $B = 0,1366$ T) a tempera-

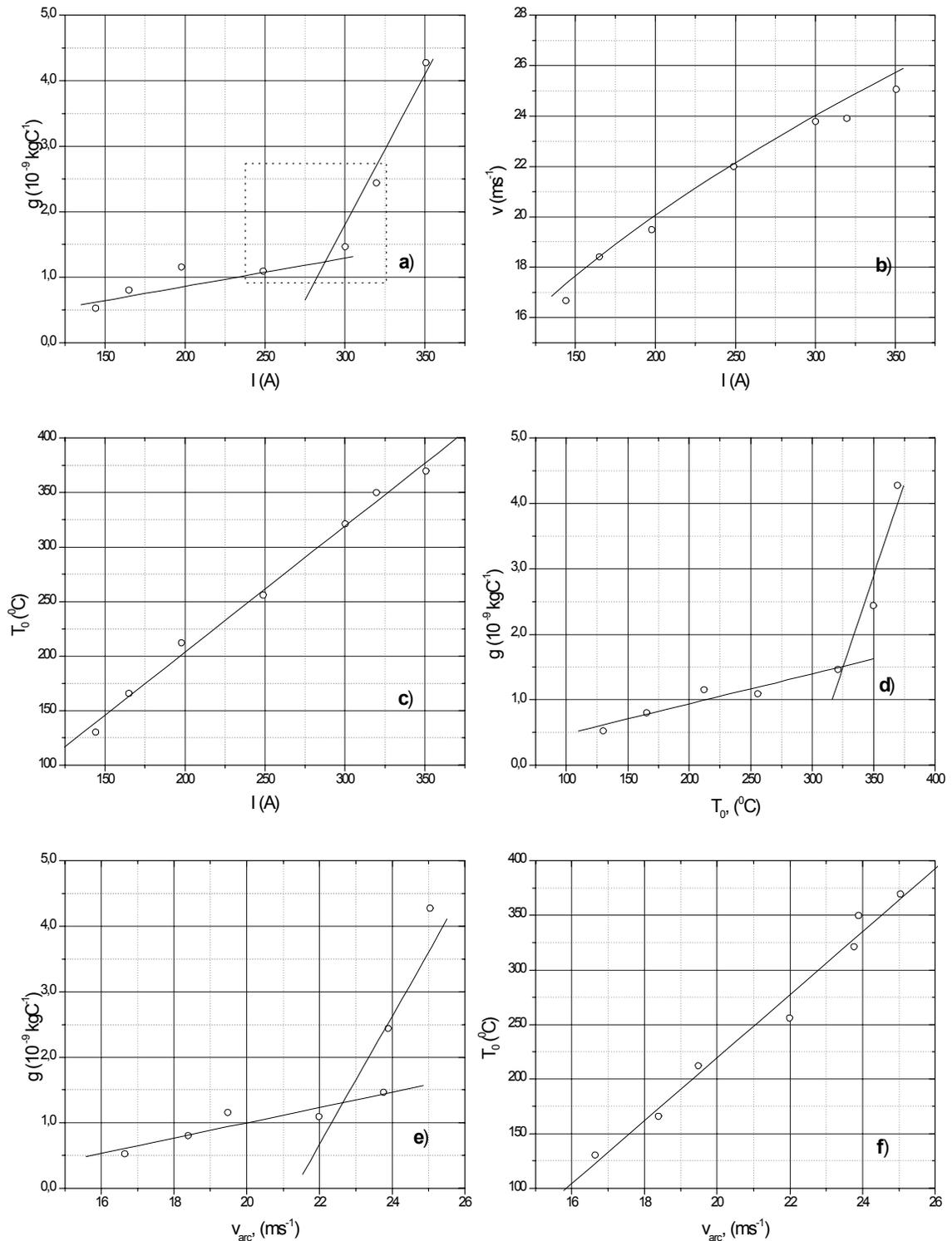


Figura 4.10: Resultados experimentais, $B=0,01$ T: a) taxa de erosão em função da corrente; b) velocidade de rotação do arco em função da corrente; c) temperatura da superfície do catodo em função da corrente; d) taxa de erosão em função da temperatura superficial do catodo; e) taxa de erosão em função da velocidade do arco; f) temperatura da superfície do catodo em função da velocidade do arco.

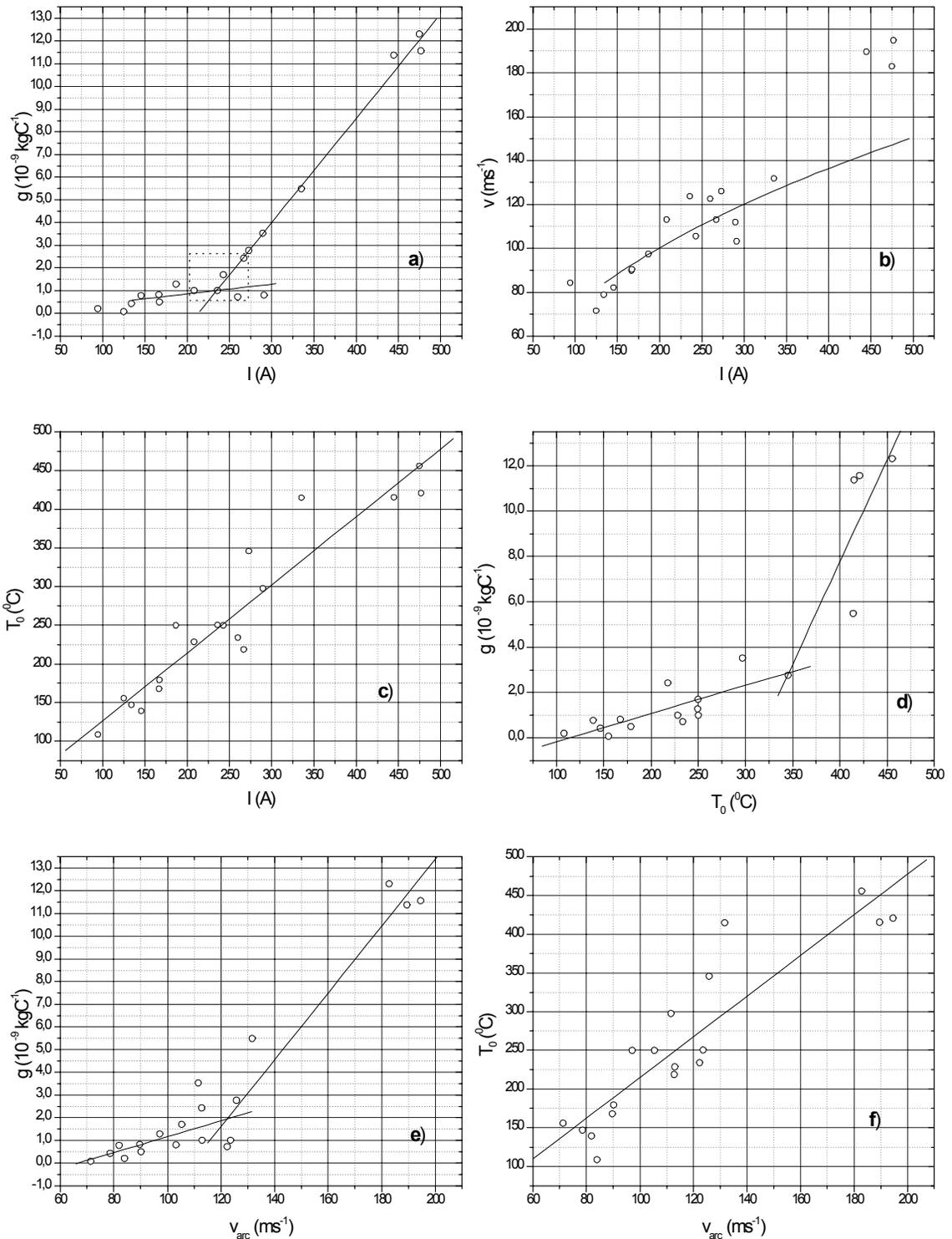


Figura 4.11: Resultados experimentais, $B=0,1366$ T: a) taxa de erosão em função da corrente; b) velocidade de rotação do arco em função da corrente; c) temperatura da superfície do catodo em função da corrente; d) taxa de erosão em função da temperatura superficial do catodo; e) taxa de erosão em função da velocidade do arco; f) temperatura da superfície do catodo em função da velocidade do arco.

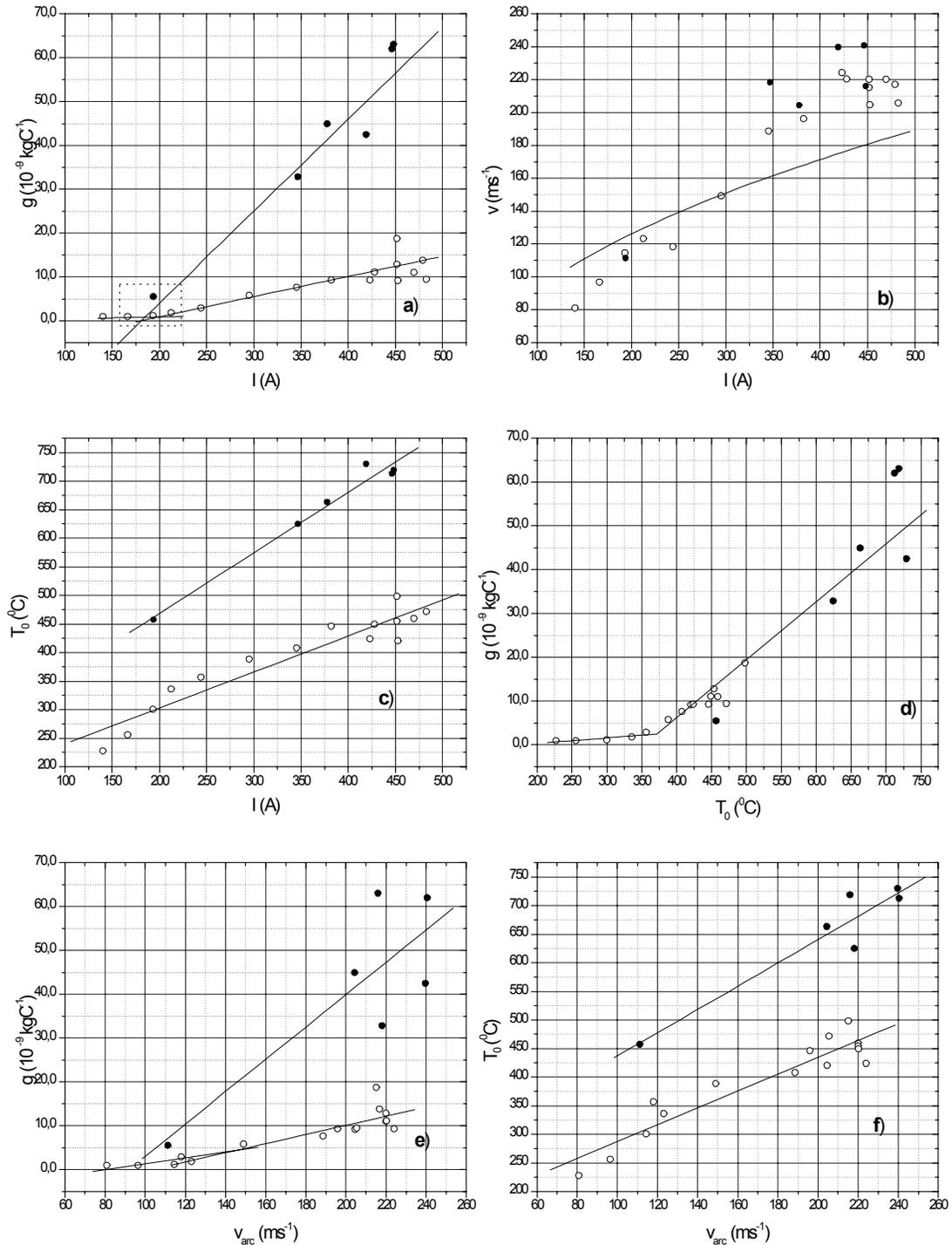


Figura 4.12: Resultados experimentais, $B=0,2$ T: a) taxa de erosão em função da corrente; b) velocidade de rotação do arco em função da corrente; c) temperatura da superfície do catodo em função da corrente; d) taxa de erosão em função da temperatura superficial do catodo; e) taxa de erosão em função da velocidade do arco; f) temperatura da superfície do catodo em função da velocidade do arco. Pontos pretos - dados obtidos com menor eficiência de refrigeração.

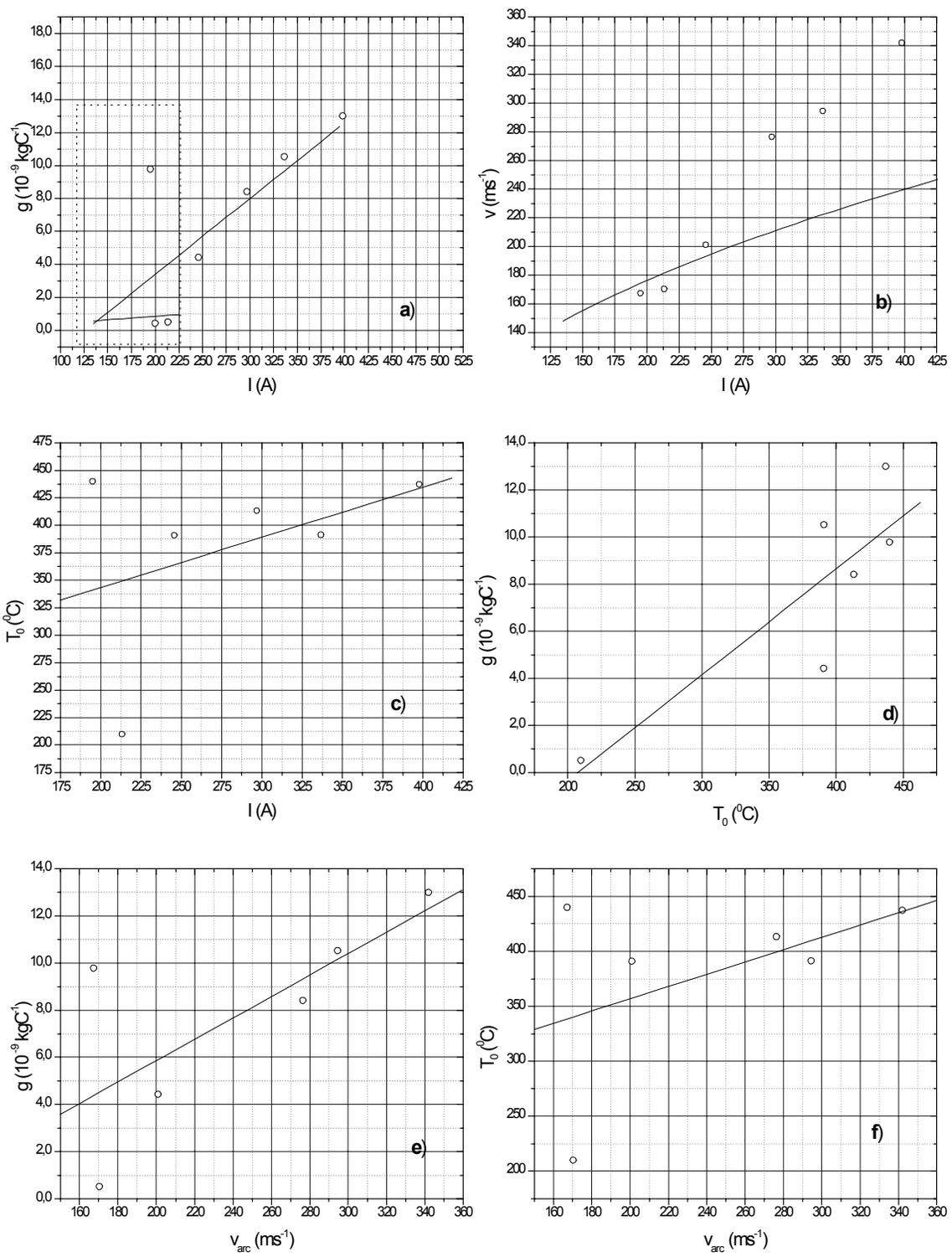


Figura 4.13: Resultados experimentais, $B=0,35 \text{ T}$: a) taxa de erosão em função da corrente; b) velocidade de rotação do arco em função da corrente; c) temperatura da superfície do catodo em função da corrente; d) taxa de erosão em função da temperatura superficial do catodo; e) taxa de erosão em função da velocidade do arco; f) temperatura da superfície do catodo em função da velocidade do arco.

tura da superfície do eletrodo aumenta linearmente com a corrente (veja gráficos b nas Figuras 4.10 - 4.11). Esse fenômeno pode ser explicado por aumento do fluxo total $Q_0 = IU$ que entra ao eletrodo pela mancha do arco, enquanto a densidade de fluxo térmico na mancha permanece constante $q_0 = Const$ (com $B = Const$) o que significa aumento do diâmetro da mancha com a corrente. Além disso com o aumento da corrente aumenta o fluxo térmico devido à radiação e convecção. A velocidade e o modo de movimento do arco (veja os gráficos f nas Figuras 4.10 - 4.11), também, contribuem para a temperatura do eletrodo.

Nos campos magnéticos relativamente grandes ($B = 0,2$ e $B = 0,35$ T) o comportamento de $T(I)$ desvia-se da forma linear. Nesse caso podemos distinguir o ponto crítico da temperatura (veja Figura 4.12c) enquanto nos campos pequenos esse ponto está ausente. Podemos supor que esse ponto pode estar ligado com a transição de modo contínuo de movimento do arco ao modo descontínuo.

Para cada campo magnético o comportamento da taxa de erosão g versus a temperatura da superfície do eletrodo T_0 é parecido ao comportamento $g(I)$. É bem notável o ponto crítico de transição de microerosão à macroerosão em todos os campos magnéticos. É interessante notar que o comportamento de $g(T)$ mostra uma forte ligação entre a taxa de erosão e a temperatura do catodo que não depende do modo de refrigeração. Para o campo magnético $B = 0,2$ T foram usadas duas construções da camisa de refrigeração. Uma é a camisa normal usada para todos os campos e a outra - com a intensidade de refrigeração menor. Como podemos ver em todos os gráficos da Figura 4.12 existem dois conjuntos separados de pontos experimentais, à exceção do gráfico $g(T_0)$, onde ambos parecem apresentar um só conjunto. Esse fenômeno será discutido em detalhe adiante.

Nos gráficos b) das Figuras 4.10-4.13 apresentamos o comportamento da velocidade do arco medida durante a experiência em função da corrente. Nesses gráficos também mostramos as linhas teóricas da velocidade que são calculadas de acordo com a fórmula (3.9) (veja Seção 3.3.2). É notável a existência nas correntes altas de um desvio nos pontos experimentais da linha teórica. Isto não significa insuficiência da fórmula semiempírica, mas mostra os problemas da instalação experimental. Devido à erosão elevada nas correntes grandes e a espessura do eletrodo pequeno a distância entre os eletrodos durante a experiência aumenta. Portanto a velocidade axial do gás diminui (pois $G_{ar} = Const$) e a velocidade do arco tem que aumentar de acordo com equação teórica.

A velocidade de movimento do arco influi muito na erosão do eletrodo. O comportamento da taxa de erosão em função da velocidade do arco será discutido adiante onde é descrito outro tipo de experiência. A fim de variar a velocidade do arco foi variado o campo magnético mantendo a corrente constante.

4.4 Taxa de erosão específica em função da velocidade

Nas tochas de plasma dois métodos de rotação da mancha do arco são geralmente aplicados com o objetivo de diminuir a erosão do eletrodo: o gasdinâmico (com aplicação de fluxo em vórtice) e o eletromagnético (com aplicação de campo magnético externo). Para um arco que se move em vórtice de gás, sua velocidade não difere notavelmente da velocidade do gás. Aumentando a velocidade do arco, com a aplicação de uma maior velocidade tangencial do gás, não só diminui o tempo de exposição da mancha num ponto fixo do eletrodo, mas também diminui o fluxo de calor ao eletrodo devido ao fluxo convectivo. Isto acontece por causa da redistribuição radial do fluxo de gás devido à força centrífuga num fluxo com vórtice, pois o gás mais frio flui perto da superfície do eletrodo diminuindo a temperatura do eletrodo. Nesse caso, o nível de erosão diminui com o aumento da velocidade do arco.

A influência do campo magnético na erosão é mais complicada. Para um arco deslocando-se devido ao campo magnético, a sua velocidade em relação ao gás é limitada pela força aerodinâmica (veja equação 3.1). Nas baixas velocidades do arco (até $10 - 20 \text{ ms}^{-1}$), a taxa de erosão reduz-se com a velocidade; porém nas altas velocidades do arco ($> 50 \text{ ms}^{-1}$) aumenta a diferença entre a velocidade do arco e do gás. Uma rotação rápida do arco em relação ao gás produz fortes perturbações no gás e, portanto, aumenta a transferência de calor à superfície do eletrodo, aumentando a temperatura da superfície do eletrodo. Nesse caso, o nível de erosão tem que aumentar com a velocidade do arco, como previsto na teoria térmica [19].

Para se ter uma comprovação disso foi realizado outro tipo de experiência na qual foi estudada a taxa de erosão g em função da velocidade do arco v . Nessa experiência a corrente é constante, mantida no nível de 292 A e o campo magnético varia na faixa de 0,005 até 0,417 T. Como nas experiências anteriores, a vazão da água de refrigeração foi de $4,4 \text{ Lmin}^{-1}$ e a velocidade axial do gás de $7,65 \text{ ms}^{-1}$. Também o tempo da experiência - 10 min - foi o mesmo. Algumas experiências foram realizadas com vazão de água reduzida - até $2,4 \text{ Lmin}^{-1}$. A Figura 4.14 mostra o comportamento da taxa de erosão específica em função da velocidade da mancha do arco. Podemos observar que com o aumento da velocidade do arco a taxa de erosão inicialmente diminui até um valor mínimo constante (microerosão) e após um certo valor crítico da velocidade começa a subir novamente. Tal comportamento da taxa de erosão foi previsto teoricamente pela teoria térmica da erosão [19], mas nunca foi comprovado experimentalmente.

Para comparar os resultados obtidos nesse trabalho (os círculos abertos) com dados publicados, na Figura 4.14 estão incluídos os resultados (os círculos pretos) obtidos em [34], com corrente de $I = 100 \text{ A}$ e campo magnético de $5 \times 10^{-3} \text{ T}$, movendo-se numa mistura argônio-nitrogênio (para os pontos com $g > 8 \times 10^{-9} \text{ kgC}^{-1}$ e 10^{-1} T para os restantes. Nesse trabalho, a velocidade do arco foi variada através da variação na concentração do nitrogênio em argônio. Com o aumento na concentração dos átomos

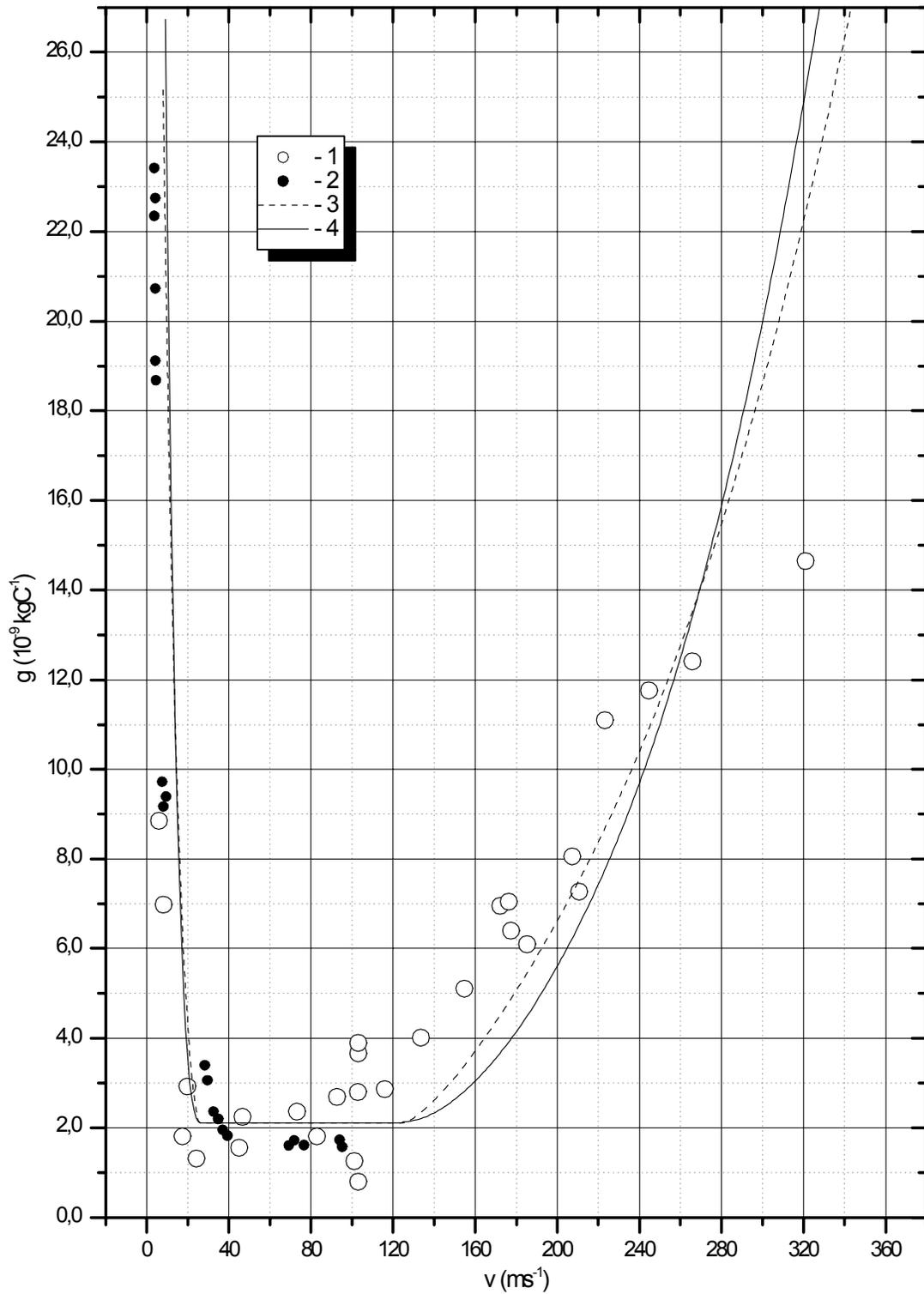


Figura 4.14: Taxa de erosão específica g em função da velocidade do arco v . 1 - dados experimentais para ar; 2 - dados experimentais para nitrogênio [34]. Curvas teóricas para modo de movimento do arco descontínuo (3) e contínuo (4).

moleculares (nitrogênio) no plasma a velocidade do arco aumenta.

As curvas 3 e 4 na Figura 4.14 foram calculadas em acordo com a teoria térmica para diferentes modos de movimento (descontínuo e contínuo, respectivamente). Para fazer os cálculos fazemos o ajuste entre a temperatura da superfície do eletrodo T e a velocidade do arco v na forma

$$T = \frac{615}{v} + 1,07v + 463, \quad (4.8)$$

onde T em K, (veja Figura 4.15f). Nesses cálculos foram usadas a densidade de corrente de acordo com (4.16), a taxa de erosão mínima $g_0 = 2,1 \times 10^{-9} \text{ Am}^{-2}$, entalpia efetiva $h_{ef} = 80 \text{ MJkg}^{-1}$ e $h_{ef} = 50 \text{ MJkg}^{-1}$ para o movimento descontínuo e contínuo, respectivamente.

Supondo, que o trecho com valor da taxa de erosão mínima corresponde ao regime de microerosão podemos obter os valores críticos da velocidade, que separam os dois regimes (de microerosão e o macroerosão), usando os ajustes lineares dos três trechos como mostrado na Figura 4.15a. Para o trecho de redução em taxa de erosão g_1 ($dg/dv < 0$), de microerosão g_0 ($dg/dv \approx 0$) e de aumento da erosão g_2 ($dg/dv > 0$), respectivamente, foram obtidos os seguintes ajustes lineares

$$\begin{aligned} g_1(v) &= (1,06 - 0,04v) \times 10^{-8} \\ g_0(v) &= (1,7 + 0,007v) \times 10^{-9} \\ g_2(v) &= (-4,17 + 0,06v) \times 10^{-8} \end{aligned}$$

A intersecção entre $g_1(v)$ e $g_0(v)$ revela o valor crítico da velocidade, i.e., a velocidade mínima $v_{min} = 21,2 \text{ ms}^{-1}$ do início da microerosão enquanto a intersecção $g_2(v)$ e $g_0(v)$ a velocidade máxima $v_{max} = 109,3 \text{ ms}^{-1}$ do início de macroerosão. Na faixa de velocidades $v_{min} \leq v \leq v_{max}$ temos a taxa de erosão mínima que levemente aumenta com a velocidade do arco. Esse aumento pode ser explicado pelo aumento na temperatura do eletrodo devido ao aumento na densidade de fluxo térmico $q_0(B) = j(B)U(B)$ e na velocidade do arco que depende do campo magnético (veja as Figuras 4.15d e 4.15f).

Nesse tipo de experiência a velocidade do arco variou significativamente, o que permite obter ambos os comportamentos $g(v)$ como foi previsto na teoria térmica [17]. Como podemos ver na Figura 4.15d o comportamento $v(B)$ segue a curva teórica calculada pela equação (3.9). Podemos observar o desvio dos cálculos teóricos somente nos campos grandes, devido à influência do processo da erosão discutida acima.

Aumentando a velocidade do arco, com a aplicação de um campo magnético maior, diminui o tempo de exposição da mancha num ponto fixo do eletrodo, mas também aumenta o fluxo de calor ao eletrodo. Nos campos pequenos o tempo de exposição influi mais na temperatura do eletrodo (veja Figuras 4.15e e 4.15f), causando redução da temperatura T_0 , enquanto nos campos grandes a temperatura T_0 está relacionada com aumento do fluxo de calor q_0 . Nas Figuras 4.15e e 4.15f claramente podem ser observados dois regimes de temperatura (diminuição e aumento). Como segue da

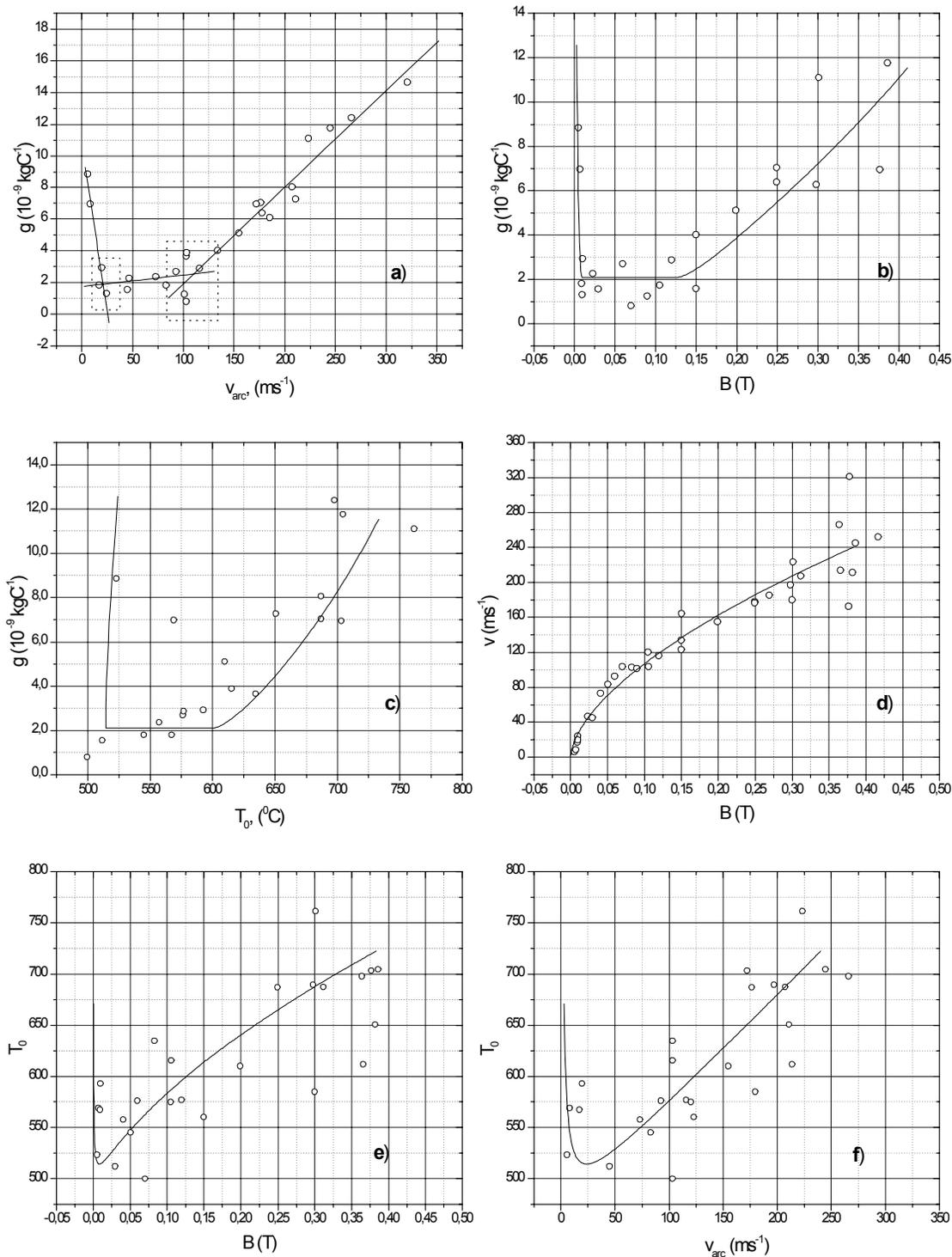


Figura 4.15: Resultados experimentais, $I = 293$ A: a) taxa de erosão em função da velocidade do arco; b) taxa de erosão em função do campo magnético; c) taxa de erosão em função da temperatura superficial do catodo; d) velocidade de rotação do arco em função do campo magnético; e) temperatura da superfície do catodo em função do campo magnético; f) temperatura da superfície do catodo em função da velocidade do arco.

Figura 4.15c a taxa de erosão tem forte ligação com a temperatura da superfície do eletrodo. Esse fenômeno sera discutido na seção seguinte.

4.5 Taxa de erosão em função da temperatura da superfície do eletrodo.

Como vimos nos capítulos anteriores a temperatura do eletrodo é um parametro muito importante na erosão dos eletrodos frios. Na Figura 4.16 são apresentados todos os pontos obtidos nas experiências com os valores de B fixos, e a corrente I variável, e também obtidos em outro tipo de experiência com corrente fixa e igual a $I = 292$ A e campo magnético variável $B = Var$. No mesmo gráfico estão incluídos os pontos denominados “highlighted”, obtidos em instalação semelhante em [19] com diâmetro do catodo igual a 50 mm. Os pontos [19] foram obtidos para campo magnético $B = 0, 133$ T e $I = Var$. Apesar de os pontos terem sido obtidos nas condições as mais variadas possíveis, como se vê na figura, a macroerosão se inicia aproximadamente num ponto único T_{0crit} e não depende do regime (i.e., o comportamento de $g(T_0)$ é o mesmo para as experiências onde tivemos $B = Var$ ou $I = Var$ ou quando foi utilizada outra instalação com condição de refrigeração diferente, etc). Também observa-se que a microerosão também tem uma dependência suave com a temperatura. Isso mostra a importância da temperatura da superfície no processo de erosão e mais uma vez corrobora para o modelo térmico da erosão. Na mesma figura, fizemos um ajuste linear para a região de macroerosão

$$g = (-89 + 0,14T_0) \times 10^{-9}, \quad (4.9)$$

com coeficiente de correlação $R = 0,94672$. Para a região de microerosão

$$g_0 = (-5,2 + 0,013T) \times 10^{-9} \quad (4.10)$$

com $R = 0,77538$. Dos ajustes lineares acima podemos obter a temperatura crítica $T_{cr} = 660$ K. Devido à transição suave da microerosão para a macroerosão, T_{cr} é maior do que $T_{0crit} = 575$ K obtida como média das temperaturas críticas obtidas para cada experiência separadamente.

A existência de T_{0cr} é fato surpreendente e totalmente inesperado, não se tendo uma explicação para isso.

Como vimos o coeficiente de correlação para o ajuste linear da macroerosão (4.9) é bem grande. Esse resultado permite obter o valor máximo da erosão g_{max} supondo que o comportamento $g(T)$ continua a ser o mesmo (linear) até a temperatura da superfície atingir a temperatura de fusão do material do eletrodo T_f . O valor máximo da taxa de erosão que se obtém é $g_{max}(T = T_f) = 1,1 \times 10^{-7}$ kgC⁻¹.

Esses resultados (i.e., existência de uma única temperatura crítica T_{cr} e a taxa de erosão máxima g_{max}) são pela primeira vez obtidos nesse trabalho.

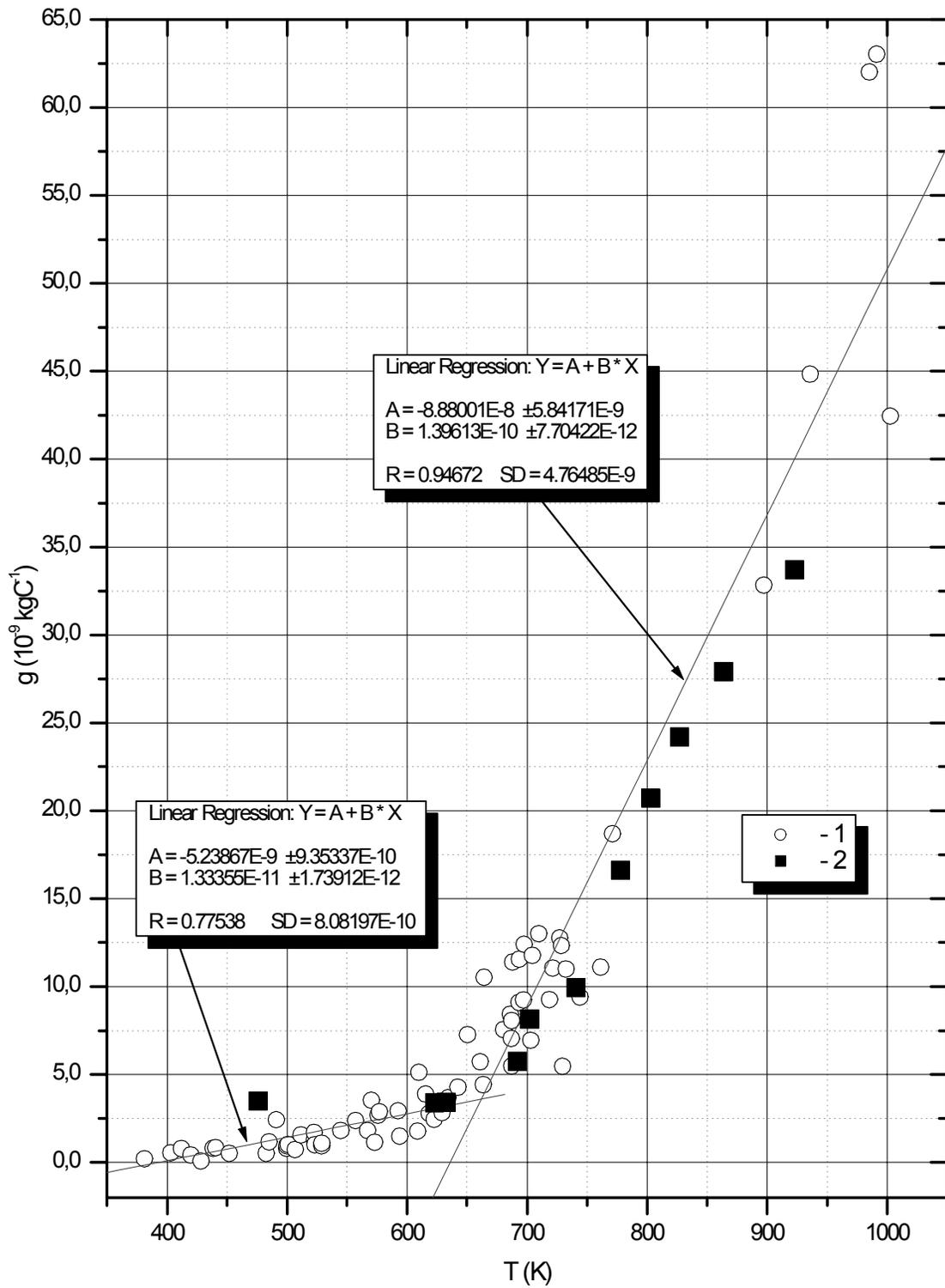


Figura 4.16: Taxa de erosão específica g em função da temperatura de superfície do eletrodo. 1 - dados experimentais; 2 - dados [19].

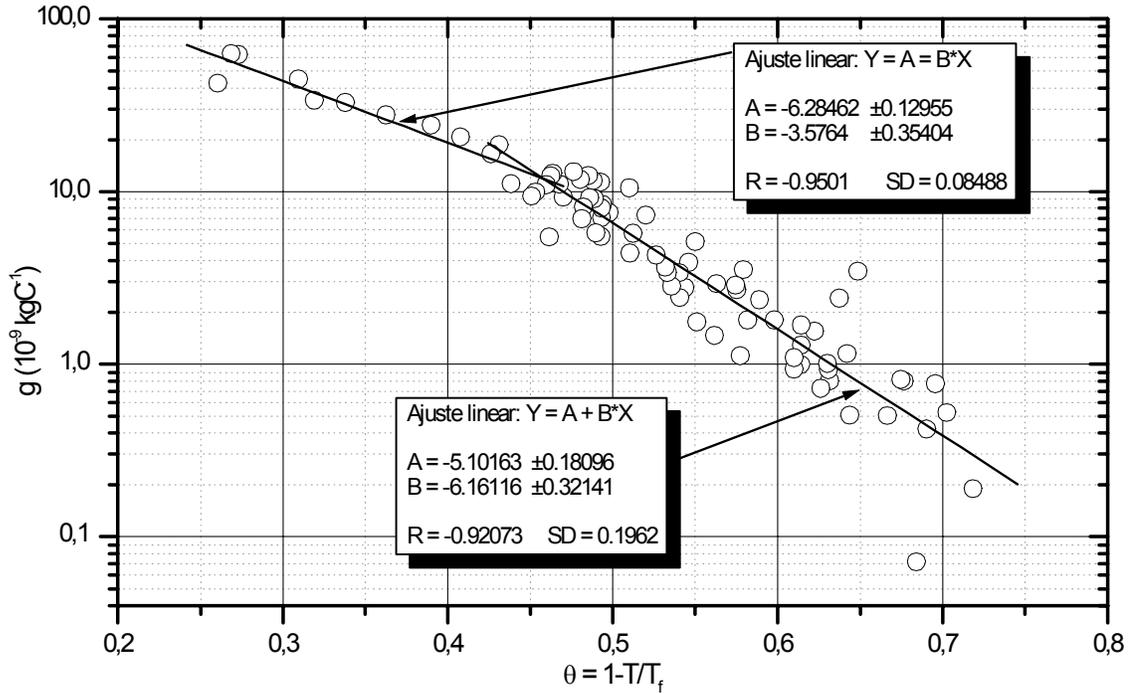


Figura 4.17: Taxa de erosão em função a temperatura normalizada Θ .

Devido à importância da temperatura da superfície do eletrodo no processo de erosão vamos introduzir a temperatura normalizada (à temperatura de fusão do material do eletrodo)

$$\theta = 1 - \frac{T}{T_f}.$$

A temperatura normalizada varia no intervalo $0 \leq \theta \leq 0,78$ quando $T_f \leq T_0 \leq 300$ K (para o cobre $T_f = 1356$ K). Observa-se que a temperatura normalizada entra no parâmetro f na forma de θ^2 (veja equação (2.12)).

A Figura 4.17 apresenta a taxa de erosão em função da temperatura normalizada. Nessas coordenadas os pontos experimentais parecem pertencer a duas linhas retas, uma para $\theta < 0,45$ (relacionada com a macroerosão) e a outra para $\theta > 0,5$ (relacionada com a microerosão). O grupo de pontos $0,45 < \theta < 0,5$ apresenta a transição de um tipo da erosão para outro, i.e., de microerosão para macroerosão. A existência das duas regiões onde a taxa de erosão depende da temperatura normalizada na forma linear significa que o mecanismo da erosão tem que ser semelhante.

De acordo com [41, 42] as manchas do catodo no cobre se dividem em dois tipos diferentes: do primeiro tipo (caracterizado por ocorrer para baixos valores de correntes e baixas temperaturas) e do segundo tipo (caracterizado por ocorrer para altos valores de correntes e altas temperaturas). Então podemos ligar a microerosão com as circunstâncias quando na superfície do catodo dominam as manchas do primeiro tipo. Como foi mostrado no Capítulo 4.3, a taxa de microerosão cresce levemente com a

corrente. Ao contrário, as manchas de segundo tipo dominam na região da macroerosão causando erosão intensa. A transição de um tipo para outro depende da corrente crítica, cujo valor está relacionado com o campo magnético aplicado (veja equação (4.7)).

Alem disso podemos supor que os processos térmicos na superfície do eletrodo apresentam o mecanismo principal da erosão como no caso de macroerosão tanto e no caso da microerosão. A prova indireta é mostrada na Figura 4.18 onde mostramos a taxa de erosão na escala logarítmica em função do θ^2 . O tempo τ_0 de aquecimento da superfície do eletrodo até a temperatura de fusão T_f é proporcional ao quadrado da temperatura normalizada θ^2 , i.e.,

$$\tau_0 = \frac{\pi}{4a} \left[\frac{\lambda(T_f - T_0)}{q_0} \right]^2 = K\theta^2$$

onde o parâmetro K é dado por

$$K = \frac{\pi\lambda^2 T_f^2}{4aq_0^2}$$

e depende somente dos parâmetros térmicos do material do eletrodo (a , λ , T_f) e do campo magnético aplicado ($q_0(B) = j(B)U(B)$).

Como podemos ver da Figura 4.18, os pontos experimentais (de número total igual a 80) podem ser ajustados de forma linear com alto coeficiente de correlação $R = -0,95119$. Esse resultado mais uma vez mostra que a temperatura tem um papel importante no processo da erosão e que o fenômeno da microerosão também pode ser explicado de ponto de vista do processo térmico.

Alem dos nossos pontos na Figura 4.18 são incluídos os pontos experimentais de [19] obtidos numa larga faixa de variação da corrente de 80 a 1000 A e nos campos magnéticos $B = 0,03$ e $0,133$ T. esses pontos, em sua maioria, foram obtidos com variação aleatória dos parâmetros de funcionamento. Devido a isso o coeficiente de correlação de ajuste linear nesse caso diminuiu pouco, mas continua a ser alto ($R = -0,91715$ para 108 pontos experimentais).

Ainda não podemos explicar o fenômeno óbvio de separação dos dois conjuntos dos dados experimentais. Uma das tentativas de explicar é a diferença nas propriedades físicas dos materiais do eletrodo usados nas diferentes instalações e também variação do tempo da experiência de 3 até 20 min.

Um resultado interessante que pode ser visto na Figura 4.18 é a existência de valor máximo e mínimo da taxa de erosão. Usando o ajuste linear obtemos $g_{\max} = 1,413 \times 10^{-7} \text{ kgC}^{-1}$ para a temperatura da superfície do eletrodo $T_0 = T_f$ e $g_{\min} = 6,33 \times 10^{-13} \text{ kgC}^{-1}$ no caso $T_0 = 0$. Nas condições reais, supondo que o eletrodo tem sistema de refrigeração perfeita que pode manter a temperatura do eletrodo igual à temperatura, digamos, ambiental, i.e., $T_0 = 300 \text{ K}$, obtemos o valor mínimo da erosão $g_{\min} = 8,23 \times 10^{-11} \text{ kgC}^{-1}$.

Seria necessário provar a existência do valor máxima e mínima da erosão conduzindo experiências mais complicadas e mais sofisticadas aumentando a temperatura do eletrodo até a temperatura de fusão.

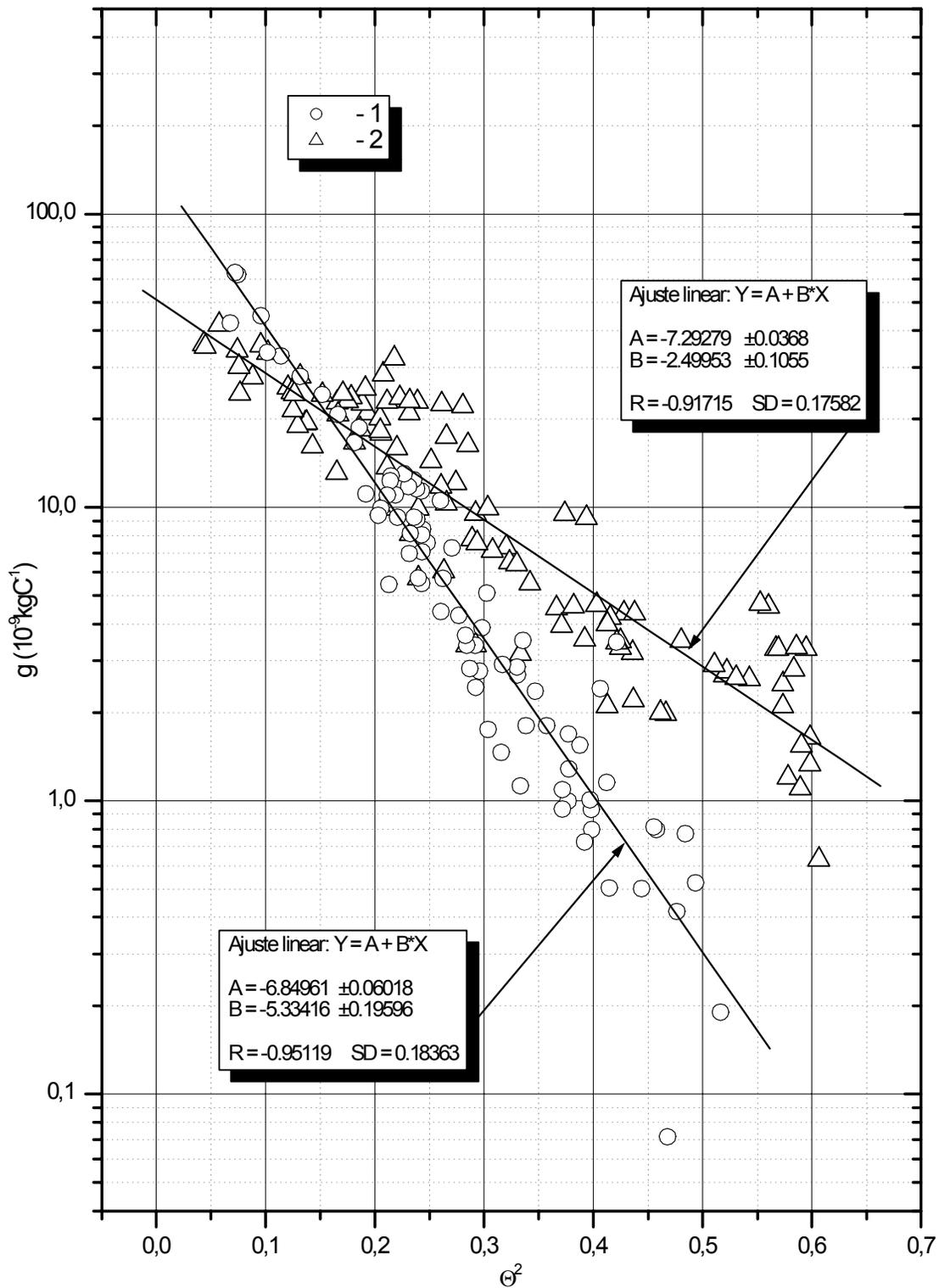


Figura 4.18: Taxa de erosão em função da Θ^2 , onde $\Theta = 1 - T/T_f$. 1 - dados experimentais do autor; 2 - dados experimentais [19].

De acordo com a teoria térmica da erosão, no caso $T_0 = T_f$ temos que $f = 0$ e $W = 1$. Com isso, a expressão para a taxa de erosão fica na forma mais simples

$$g_{\max} = g_0(I_B) + \frac{U(B)}{h_{ef}} \quad (4.11)$$

onde I_B é a corrente para a qual a temperatura da superfície do eletrodo atinge a temperatura de fusão no campo magnético B . Como foi mostrado na Seção 4.3 o primeiro termo da expressão (4.11) depende linearmente da corrente. O aumento do campo magnético aumenta a densidade de fluxo térmico q_0 na mancha e, também, a velocidade do arco. Com isso aumenta o fluxo de calor total que entra no eletrodo provocando o crescimento mais rápido da temperatura do eletrodo, i.e.,

$$\left. \frac{dT}{dI} \right|_{B_1=Const} > \left. \frac{dT}{dI} \right|_{B_2=Const}$$

para $B_1 > B_2$. Assim, nos campos magnéticos altos a temperatura da superfície do eletrodo atinge a temperatura de fusão em correntes menores. Supondo que a taxa de microerosão $g_0(I)$ continua a estar presente nas correntes $I > I_{cr}$ (veja Seção 4.3) e continua a crescer da mesma maneira que $g_0(I) = kI$ como na região de microerosão, podemos afirmar que

$$g_0(I_{B_1}) < g_0(I_{B_2}).$$

Supondo que a entalpia efetiva da erosão $h_{ef} = Const$, o segundo termo da expressão (4.11) aumenta com o campo magnético B , assim mantendo $g_{\max} = Const$.

Infelizmente a instalação experimental existente não permite provar ou negar a existência dos limites da erosão. Mesmo, devido à relativamente alta dispersão nos dados experimentais, ainda não podemos confirmar que g_{\min} e g_{\max} realmente são constantes e não variam, por exemplo, com o campo magnético.

4.6 Densidade de corrente na mancha (regime estacionário)

Na Seção 3.4.2 foram apresentados dados experimentais de $T(\tau)$ que nos permitiram determinar a densidade de corrente na mancha do arco j , através da utilização das fórmulas do modelo termofísico. A possibilidade que a teoria termofísica nos dá de poder determinar j é um dos mais importantes resultados dessa teoria.

Como resulta do modelo térmico da erosão com movimento de mancha contínuo [17] ou descontínuo (veja [32] ou Seção 2.3), no ponto crítico onde a taxa de erosão sofre uma transição da microerosão para a macroerosão, temos que o parâmetro f assume o valor $f = 1$ (distinguindo $f < 1$ como valendo para o regime de macroerosão e $f > 1$ para o de microerosão). Portanto, existe a possibilidade de se obter o valor da densidade

de corrente j para cada campo magnético no regime estacionário e comparar com os resultados não-estacionários, mostrados na Seção 3.4.2.

Utilizando os parâmetros da mancha no ponto de intersecção da microerosão com a macroerosão (parâmetros críticos, tais como I_{cr} , T_{0cr} , v_{cr}) podemos obter j através da expressão (2.42). Como não conhecemos o caráter do movimento da mancha supomos $n = 1$. Nesse caso podemos obter somente a densidade efetiva (aparente) $j_s = jn^{2/3}$ em vez de a real (veja Capítulo 2.3). Para obter j usamos 4 diferentes métodos. Um deles foi usado em [17], enquanto os demais apresentam metodologia nova.

Como primeira aproximação, obtemos a densidade de corrente na mancha do arco j usando o método descrito em [17]. De acordo com esse método, supondo que a condição $f = 1$ se realize no grupo de pontos próximos do ponto de transição (os pontos dentro do retângulo nas Figuras 4.10-4.13 e 4.15) obtemos os valores médios críticos da taxa de erosão g_{0crit} , da temperatura T_{cr} , da corrente I_{cr} e da velocidade do arco v_{cr} para cada campo magnético. Esses valores permitem calcular a densidade de corrente j_1 através da expressão (2.42).

Podemos também calcular a densidade de corrente \bar{j}_1 como média sobre os j_n , para cada valor de B , usando os valores de T , I e v de cada ponto experimental dentro do retângulo. Os resultados são mostrados na Tabela 4.1. Os campos magnéticos $B = 0,0095$ T e $B = 0,097$ T são os valores médios obtidos nos pontos de transição na experiência de $I = Const$ e $B = Var$ que correspondem a v_{min} e v_{max} , respectivamente.

Esse método de calcular j funciona bem quando temos um grande número de pontos experimentais no ponto de transição. Em nosso caso temos somente 3-6 pontos e a precisão na determinação dos valores críticos influi muito no resultado final, i.e., na densidade de corrente. Podemos obter o erro no cálculo de j através da expressão (2.42)

$$\frac{\Delta j}{j} = \frac{2}{3j} \left\{ \frac{\Delta v_{cr}}{v_{cr}} + 2 \frac{\Delta T_{cr}}{T_f - T_{cr}} + \frac{1}{2} \frac{\Delta I_{cr}}{I_{cr}} \right\}.$$

Usando as dispersões típicas da experiência $\Delta v_{cr} = 20$ ms⁻¹, $\Delta T_{cr} = 100$ K, $\Delta I_{cr} = 70$ A e os valores médios $v_{cr} = 110$ ms⁻¹, $T_{cr} = 750$ K, $I_{cr} = 250$ A obtemos $\Delta j/j = 0,41$, i.e., um erro de 41%. Devido a isso é necessário usar uma metodologia que inclui o ajuste aos dados experimentais a fim de obter com maior precisão os valores críticos.

Enquanto em [19] foi usada a metodologia das aproximações sucessivas para obter j (i.e., variação consecutiva de j e h_{ef} para obter o melhor ajuste entre a teoria da erosão e os resultados experimentais), nesse trabalho pretendemos apresentar uma nova metodologia. Esta se baseia no ajuste linear dos pontos experimentais de microerosão e macroerosão em função dos parâmetros básicos de funcionamento tais como corrente, velocidade e temperatura do eletrodo.

Nesta metodologia, processamos os dados experimentais para cada conjunto de dados ($B_i = Const$, $I = Var$ e $I = Const$, $B = Var$) separadamente, da seguinte maneira. Construímos os gráficos $g(I)$, $g(T_0)$ e $g(v)$ (veja Figura 4.19, com um ex-

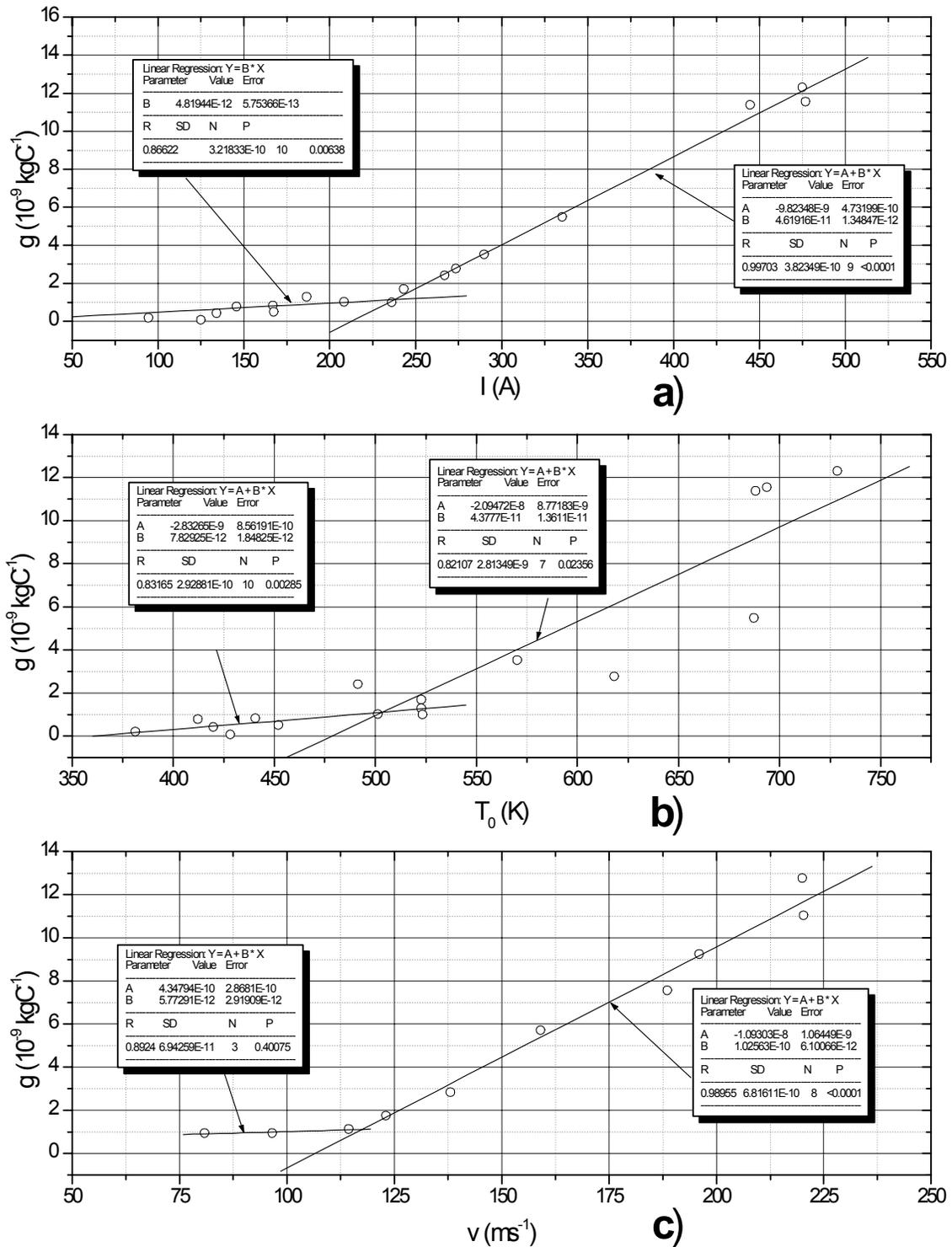


Figura 4.19: Aproximação linear $g(I)$, $g(T_0)$ e $g(v)$ das regiões de micro- e macroarção para obtenção da densidade de corrente j .

| B | g_{0crit} | I_{cr} | T_{cr} | v_{cr} | j_1 | \bar{j}_1 |
|--------|---------------------------|----------|----------|------------------|------------------------|------------------------|
| T | 10^{-9} Am^{-2} | A | K | ms^{-1} | 10^9 Am^{-2} | 10^9 Am^{-2} |
| 0,0095 | 2,0 | 292,0 | 579,9 | 20,5 | 0,61 | 0,68 |
| 0,01 | 1,662 | 289,7 | 581,9 | 23,22 | 0,77 | 0,71 |
| 0,097 | 2,13 | 292,0 | 563,5 | 112,9 | 1,81 | 1,91 |
| 0,1366 | 1,36 | 242,9 | 509,2 | 111,4 | 1,82 | 1,97 |
| 0,2 | 1,27 | 190,9 | 570,3 | 111,4 | 1,82 | 1,97 |
| 0,35 | 3,56 | 202,8 | 597,8 | 168,8 | 2,10 | 2,57 |

Tabela 4.1: Valores críticos da taxa de erosão g_{0crit} , da corrente I_{cr} , da temperatura da superfície do catodo T_{cr} , da velocidade do arco v_{cr} , a densidade de corrente na mancha do arco j_1 e \bar{j}_1 obtidos usando método [19] para diferentes campos magnéticos B .

emplo típico desse processamento, onde apresentamos os gráficos obtidos para campo magnético $B = 0,1366 \text{ T}$) e supondo que a microerosão g_0 e a macroerosão g crescem linearmente com I , T_0 e v . Então podemos obter os valores críticos da corrente I_{cr} , da temperatura T_{0cr} e da velocidade v_{cr} como pontos de intersecção do melhor ajuste linear da microerosão g_0 e da macroerosão g .

Processando dessa forma, o melhor ajuste linear de $g(I)$ e $g_0(I)$ para $B = 0,1366 \text{ T}$, é dado pelas equações (vide Figura 4.19a):

$$\begin{aligned} g_0(I) &= 4,8I \times 10^{-12} \\ g(I) &= (-98 + 0,46I) \times 10^{-10}, \end{aligned}$$

onde g_0 e g em $[\text{kgC}^{-1}]$ e I em $[\text{A}]$. Os resultados desse ajuste permitem obter da equação $g_0(I) = g(I)$ o valor crítico da corrente: $I_{cr} = 239 \text{ A}$.

Para a erosão em função da temperatura da superfície temos, respectivamente (veja a Figura 4.19b)

$$\begin{aligned} g_0(T) &= (-2,8 + 0,008T) \times 10^{-9} \\ g(T) &= (-21 + 0,04T) \times 10^{-9}, \end{aligned}$$

o que revela a temperatura da superfície no ponto crítico, isto é, no início da macrofusão $T_{cr} = 569 \text{ K}$.

Finalmente, para a velocidade (Figura 4.19c) temos

$$\begin{aligned} g_0(v) &= (-1,2 + 0,021v) \times 10^{-9} \\ g(v) &= (-11 + 0,12v) \times 10^{-9} \end{aligned}$$

de onde obtemos $v_{cr} = 99 \text{ ms}^{-1}$. Utilizando a equação (2.42) obtem-se $j_2 = 1,80 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$. Os resultados para outros campos magnéticos estão mostrados na Tabela 4.2. Para a experiência $I = \text{Const}$ e $B = \text{Var}$ usamos valores críticos v_{\min} e v_{\max} obtidos em Capítulo 4.3.

| B | I_{cr} | T_{cr} | v_{cr} | j_2 |
|--------|----------|----------|------------------|------------------------|
| T | A | K | ms^{-1} | 10^9 Am^{-2} |
| 0,0095 | 292 | 593 | 21,2 | 0,68 |
| 0,01 | 302 | 597 | 22,0 | 0,66 |
| 0,097 | 292 | 500 | 109,3 | 2,09 |
| 0,1366 | 239 | 569 | 99,0 | 1,80 |
| 0,2 | 200 | 613 | 121,0 | 1,91 |
| 0,35 | 165 | 600 | 182,0 | 2,41 |

Tabela 4.2: Valores críticos da corrente I_{cr} , da temperatura da superfície do eletrodo T_{cr} e da velocidade do arco v_{cr} . Densidade de corrente j_2 obtida pela aproximação linear dos pontos experimentais.

Com a intenção de melhorar os resultados de obtenção da densidade de corrente usamos o ajuste não linear da temperatura da superfície do eletrodo em função da corrente (para os pontos obtidos nas condições $B = Const$) e da velocidade (para os $I = Const$). Como segue da expressão (2.42) a temperatura tem maior influência no cálculo de j . Fisicamente a temperatura da superfície do eletrodo T_0 não pode crescer infinitamente com a corrente. Vamos supor que $T_{0max} = T_f = 1356$ K. Portanto a função de ajuste que devemos escolher tem que se limitar no nível T_f nas correntes grandes.

Alem disso, o comportamento da temperatura em função da corrente revela uma transição (especialmente no campo magnético $B = 0,2$ T veja Figura 4.12) que corresponde (I_{cr}, T_{cr}). Então temos que incluir também os pontos críticos na função de ajuste. Assim escolhemos a função na forma seguinte

$$T_0 = T_f - (T_f - T_{cr}) \exp\left(-\frac{I - I_{cr}}{\alpha(B)}\right) \quad (4.12)$$

A função dessa forma satisfaz todos as condições mencionadas acima, i.e.

$$\begin{aligned} T_0 &= T_f \quad \text{para } I \rightarrow \infty \\ T_0 &= T_{cr} \quad \text{para } I \rightarrow I_{cr}. \end{aligned}$$

Alem disso a introdução do coeficiente $\alpha(B)$ permite satisfazer o fato observado experimentalmente de diminuição I_{cr} com aumento em B .

Na Figura 4.20 mostramos os ajustes da temperatura usando a função (4.12). Para as experiências $B = Const$ foram obtidos os melhores ajustes de forma seguinte

$$\begin{aligned} B &= 0,01 \text{ T} \quad T_0 = 1356 - 759 \exp\left(-\frac{I - 300}{714}\right) \\ B &= 0,1366 \text{ T} \quad T_0 = 1356 - 822 \exp\left(-\frac{I - 245}{909}\right) \end{aligned} \quad (4.13)$$

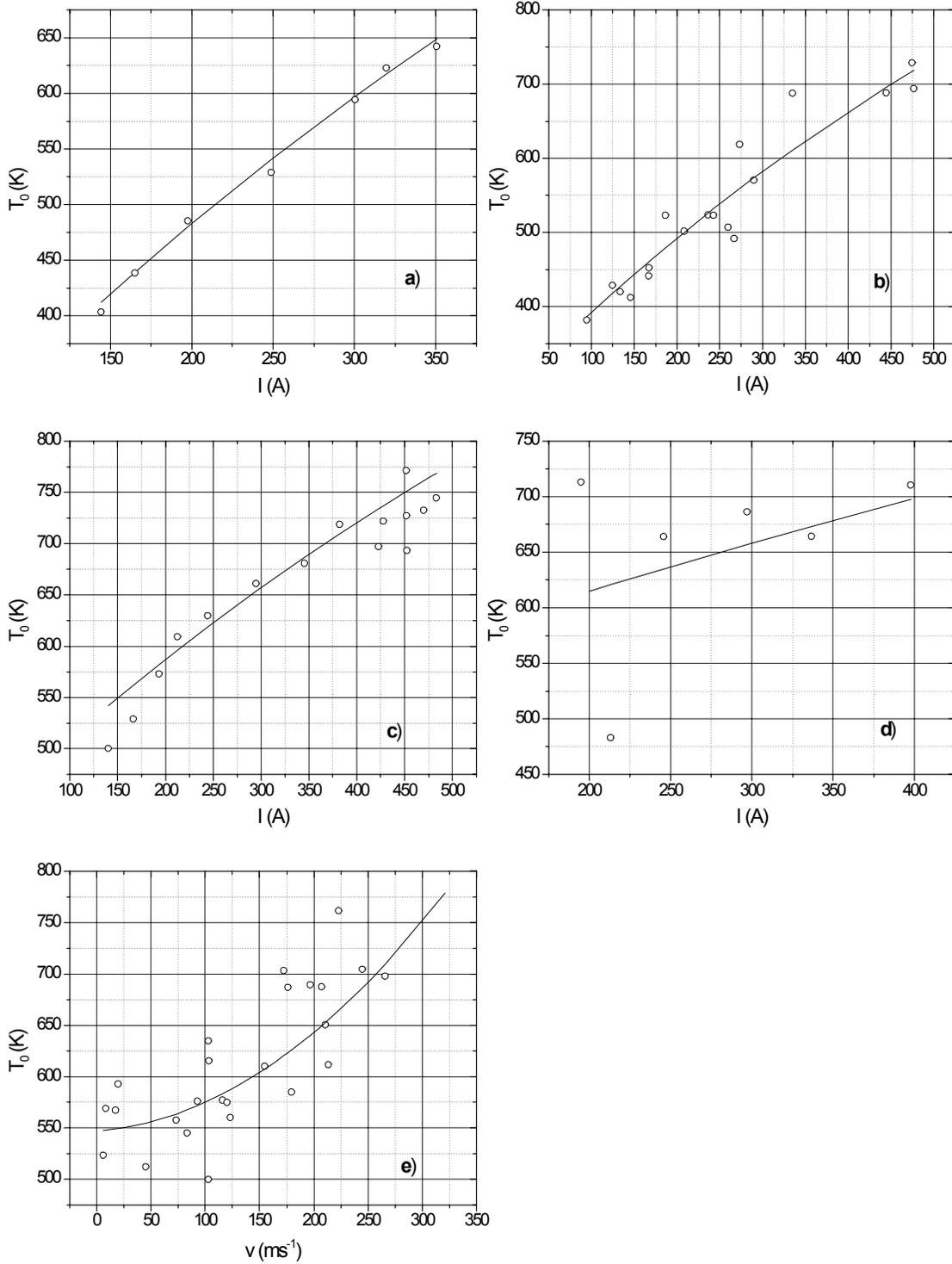


Figura 4.20: Ajuste não-linear da temperatura da superfície do eletrodo para diferentes experiências. a) $B = 0,01T$; b) $B = 0,1366T$; c) $B = 0,2T$; d) $B = 0,35T$; e) $I = 292A$;

| B | I_{cr} | T_{cr} | v_{cr} | R_1 | R_2 | j_3 |
|--------|----------|----------|------------------|---------|---------|------------------------|
| T | A | K | ms^{-1} | | | 10^9 Am^{-2} |
| 0,0095 | 292 | 577 | 21,2 | 0,77311 | 0,79750 | 0,67 |
| 0,01 | 300 | 597 | 22,0 | 0,99514 | 0,99751 | 0,66 |
| 0,097 | 292 | 607 | 109,3 | 0,77311 | 0,79750 | 1,75 |
| 0,1366 | 245 | 534 | 99,0 | 0,94779 | 0,95202 | 1,89 |
| 0,2 | 236 | 613 | 121,0 | 0,94766 | 0,95834 | 1,81 |
| 0,35 | 167 | 600 | 182,0 | 0,41203 | 0,41075 | 2,40 |

Tabela 4.3: Ajuste não linear da temperatura. Valores críticos da corrente I_{cr} , da temperatura da superfície do eletrodo T_{0cr} e da velocidade do arco v_{cr} . R_1 , R_2 são os coeficientes de correlação com ajuste linear e não linear, respectivamente, j_3 é a densidade de corrente.

$$B = 0,2 \text{ T} \quad T_0 = 1356 - 743 \exp\left(-\frac{I - 236}{1050}\right)$$

$$B = 0,35 \text{ T} \quad T_0 = 1356 - 756 \exp\left(-\frac{I - 167}{1667}\right).$$

O valor crítico da temperatura e corrente para cada experiência estão presentes na Tabela 4.3. A velocidade crítica v_{cr} continua a ser a mesma. Como podemos ver de ajustes (4.13) o parâmetro α (denominador no termo exponencial) aumenta com o campo magnético. Esse parâmetro é o responsável pelo crescimento da curva $T_0(I)$. Maior valor de α - mais rápido a temperatura atinge o valor crítico.

No caso de $I = \text{Const}$ é impossível obter o ajuste na forma (4.12), portanto nos limitamos por um polinômio do segundo grau:

$$T_0 = 547 + 0,08v + 0,002v^2,$$

que tem (na faixa de variação da velocidade presente na experiência) o coeficiente de correlação melhor do que no caso de aproximação pela função (4.8).

A última coluna da Tabela 4.3 mostra os resultados do cálculo da densidade de corrente j_3 . Além desse parâmetro, na Tabela são mostrados os coeficientes de correlação para diferentes métodos de ajuste: R_1 - corresponde a ajuste linear e R_2 - não linear. Podemos ver que a introdução da função não-linear da temperatura aumentou a coeficiente de correlação.

No método de ajuste linear foram tratados os dados experimentais para cada campo magnético separadamente. Como não sabemos o comportamento real da taxa de microerosão em função dos parâmetros de funcionamento, supomos que g_0 depende somente da corrente e não depende da intensidade do campo magnético. Então, usando os valores críticos da corrente obtidos em Seção 4.3 (veja Figura 4.9) e a dependência não linear da temperatura (4.13) podemos fazer mais uma aproximação j_4 . Os resultados são mostrados na Tabela 4.4.

| B | I_{cr} | T_{cr} | v_{cr} | j_4 |
|--------|----------|----------|------------------|------------------------|
| T | A | K | ms^{-1} | 10^9 Am^{-2} |
| 0,01 | 281 | 577 | 22,0 | 0,67 |
| 0,1366 | 230 | 520 | 99,0 | 1,97 |
| 0,2 | 195 | 583 | 121,0 | 2,03 |
| 0,35 | 136 | 586 | 182,0 | 2,64 |

Tabela 4.4: Densidade de corrente na mancha do arco j_4 obtida em suposição da dependência linear da microerosão $g_0 = 4,3 \times 10^{-12}I$ para todos os campos magnéticos.

| B | j_1 | j_1 | j_2 | j_3 | j_4 | j | se |
|--------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|---------|
| T | 10^9 Am^{-2} | |
| 0,0095 | 0,61 | 0,68 | 0,68 | 0,67 | — | 0,66 | 0,01683 |
| 0,01 | 0,77 | 0,71 | 0,66 | 0,66 | 0,67 | 0,694 | 0,02112 |
| 0,097 | 1,81 | 1,91 | 2,09 | 1,75 | — | 1,89 | 0,07439 |
| 0,1366 | 2,1 | 2,19 | 1,80 | 1,89 | 1,97 | 1,986 | 0,07298 |
| 0,2 | 1,82 | 1,97 | 1,91 | 1,81 | 2,03 | 1,908 | 0,04247 |
| 0,35 | 2,1 | 2,57 | 2,41 | 2,40 | 2,64 | 2,424 | 0,0932 |

Tabela 4.5: Tratamento estatístico da densidade de corrente obtida por diferentes métodos.

Dependendo da metodologia usada, obtem-se diferentes valores para j . Na Tabela 4.5 mostramos os resultados do tratamento estatístico dos valores de densidade da corrente obtidos nessa seção usando diferentes métodos. Aqui estão presentes todos os valores da densidade de corrente e o valor médio j . A última coluna mostra o desvio padrão se do cálculo.

Na Figura 4.21 são mostrados os resultados da densidade de corrente j em função do campo magnético B . Podemos ver que nos campos magnéticos pequenos a densidade de corrente sobe mais rápido ao contrário do que para campos magnéticos grandes. Foram usados dois ajustes para esses pontos. Um deles na forma exponencial

$$j = \left(2,3 - 1,8 \exp\left(-\frac{B}{0,08}\right) \right) \times 10^9 \quad (4.14)$$

com coeficiente de correlação $R = 0,96377$. Aqui j em $[\text{Am}^{-2}]$ e B em $[\text{T}]$. Como podemos ver da Figura nos campos magnéticos altos j parece ter dependência linear. Então usamos outra função de ajuste na forma exponencial com termos lineares

$$j = \left(1,6 + 2,1B - 1,72 \exp\left(-\frac{B}{0,018}\right) \right) \times 10^9. \quad (4.15)$$

Nesse caso o coeficiente de correlação, como podemos ver da Figura 4.21, aumentou

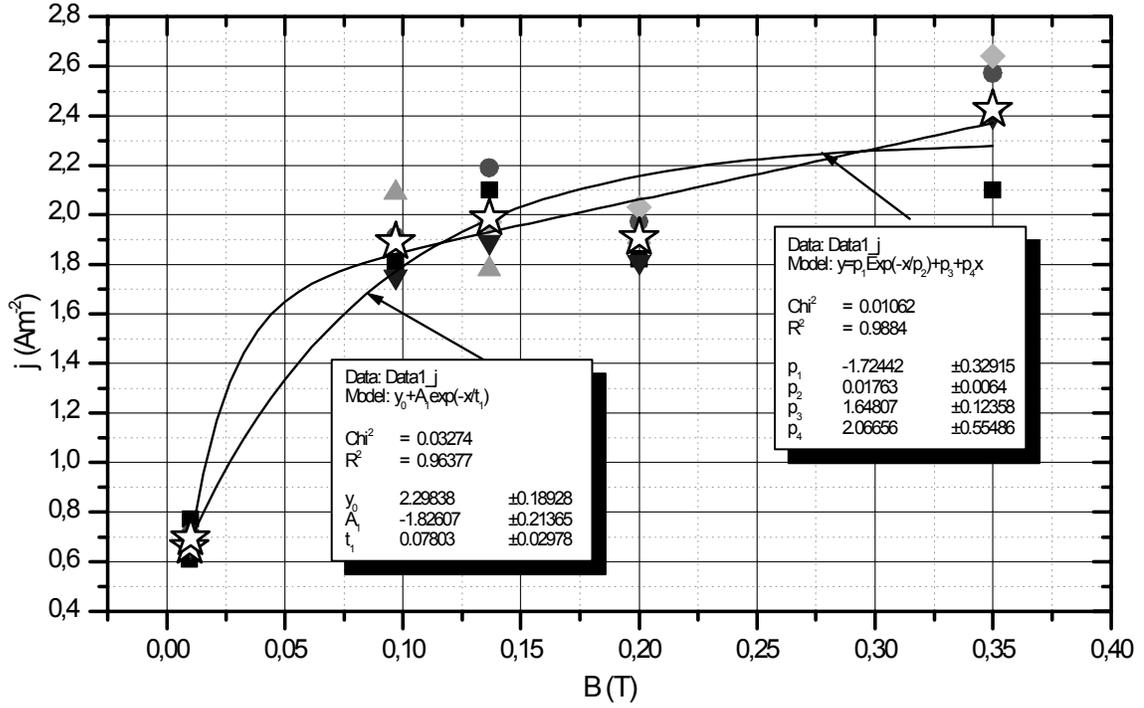


Figura 4.21: Densidade de corrente j em função do campo magnético B . Regime estacionário.

$R = 0,9884$. Apesar de alto R a forma de ajuste (4.15) mostra o valor de j irreal nos campos magnéticos $B < 0,001$ T.

Um dos resultados mais importantes obtidos nesse trabalho é a existência de único valor crítico da temperatura T_{cr} . Esse permite obter a expressão semi-empírica para densidade de corrente na mancha do arco j . Usando a expressão (3.9) para velocidade do arco v_t e a dependência linear da corrente crítico I_{cr} em função do campo magnético B (4.7) podemos escrever a expressão principal para j (2.42) na forma seguinte

$$j = \frac{\pi}{4} \left[\frac{\lambda^2 v_t}{a I_{cr}^{0.5}} \left(\frac{T_f - T_{cr}}{U} \right)^2 \right]^{2/3}$$

ou, no caso do cobre como material do eletrodo

$$j = 7,14 \left(\frac{v_t^2}{I_{cr} U^4} \right)^{1/3} \times 10^9, \quad (4.16)$$

onde foram usados $T_{cr} = 575$ K, $\lambda = 377$ Wm⁻¹K⁻¹ e $a = 10^{-4}$ m²s⁻¹. Notamos aqui novamente que a dependência $I_{cr}(B)$ somente poderia ser usada na faixa de variação do campo magnético $0,01 < B < 0,35$ (veja Seção 4.3).

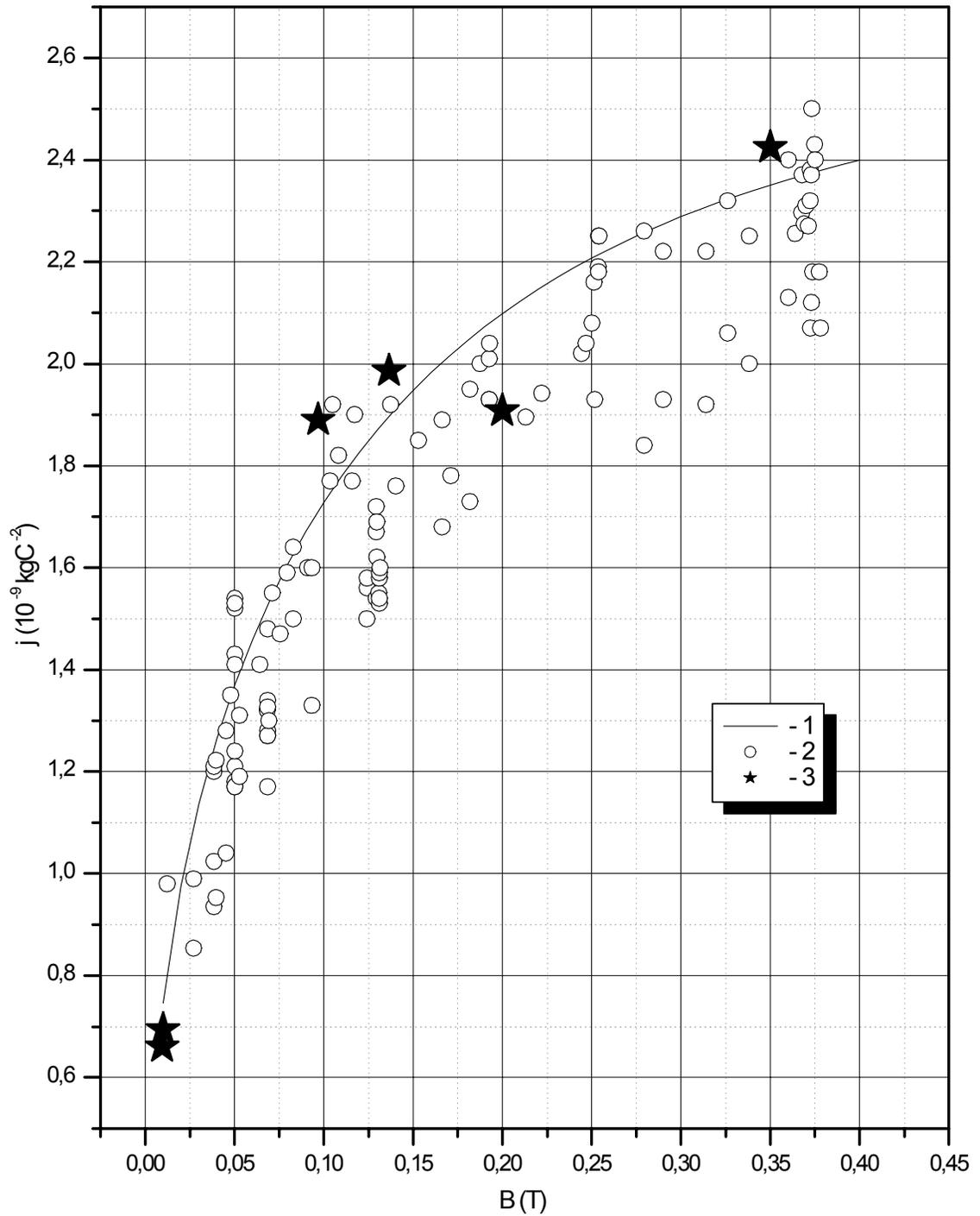


Figura 4.22: Densidade de corrente na mancha do arco obtida por diferentes métodos. 1 - ajuste exponencial dos pontos (3); 2 - regime não estacionário; 3 - regime estacionário.

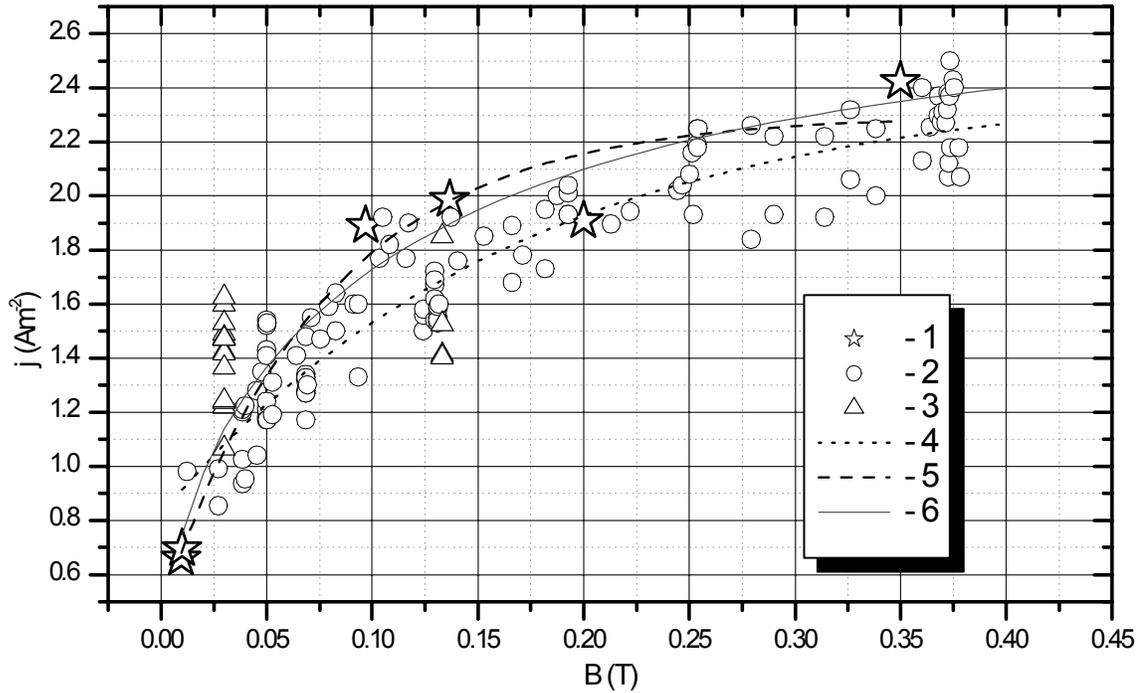


Figura 4.23: Diferentes ajustes da densidade de corrente j . Pontos experimentais: 1 - regime estacionário; 2 - regime não estacionário; 3 - [19]. Cálculos da j de acordo com: 4 - (3.24); 5 - (4.14); 6 - (4.16).

Na Figura 4.22 mostramos os cálculos da densidade de corrente j de acordo com (4.16). Podemos ver que a curva fica acima dos pontos experimentais de j obtidos nas experiências não-estacionárias (pontos 2 na Figura 4.22) e estacionárias (pontos 3). O coeficiente de correlação com os pontos 2 na Figura 4.22 tem o valor $R = 0,98444$ maior do que foi obtido no ajuste (4.14). A expressão (4.16) para j pode ser ajustada pela uma função exponencial

$$j = \left[2,41 - 1,7 \exp \left(-\frac{B}{0,112} \right) \right] \times 10^9.$$

Esse ajuste revela a existência do valor mínimo da densidade de corrente $j_{\min} = 0,71 \times 10^9 \text{ Am}^2$ (no caso $B = 0,0 \text{ T}$) e o valor máximo $j_{\max} = 2,41 \times 10^9 \text{ Am}^2$ (para $B \rightarrow \infty$).

Na Figura 4.23 fazemos a comparação dos resultados de cálculos da densidade de corrente obtidos no regime de funcionamento da instalação experimental estacionário e não-estacionário (veja Seção 3.4.2). Como podemos ver a densidade de corrente j obtida nos regimes estacionários é maior do que nos regimes não-estacionários. Esse

fenômeno pode ser explicado pelo modo de movimento do arco. Nos regimes não-estacionários durante o experimento (tempo de funcionamento ~ 1 s) a superfície do eletrodo normalmente é limpa, sem contaminação. Ao contrário, nas experiências de longa duração (10 min) a superfície está contaminada por óxidos e outras combinações químicas. A presença de camada dielétrica na superfície cria dificuldades para a emissão de elétrons. Além disso a contaminação por camada grossa dificulta o movimento do arco forçando o arco a se mover no modo descontínuo, pulando de um ponto para outro (veja [38]). Nestas experiências não foi possível medir o modo de movimento do arco e foi suposto o modo de movimento contínuo com $n = 1$ (veja expressão (2.42)). Portanto os valores obtidos nos regimes não estacionários podem ser relacionados com movimento contínuo enquanto os nos regimes estacionários - com movimento descontínuo.

Além de nossos pontos na Figura 4.23 estão presentes os pontos de [19] para campos magnéticos $B = 0,03$ T e $B = 0,133$ T. Como podemos ver no campo magnético $B = 0,03$ os resultados [19] superam os pontos obtidos nas experiências não-estacionárias, enquanto no campo magnético $B = 0,133$ existe somente pequena diferença.

Em relação a esse fenômeno, focalizamos a atenção no comportamento anômalo da velocidade do arco em função da corrente (veja Figura 4.24) para as experiências com campo magnético $B = 0,03$ T. Para maior campo magnético $B = 0,133$, como em [19] e em nossa experiência, essa anomalia é ausente. Como podemos ver da Figura 4.24 no campo magnético $B = 0,03$ T nas correntes maior do que o valor crítico (~ 500 A para diâmetro do catodo 50 mm e ~ 700 A para 90 mm) nas experiências estacionárias observa-se uma diminuição na velocidade do arco em vez de um aumento. Como segue da lei de Lorentz, a velocidade do arco que se move no campo magnético tem que aumentar devido a aumento em força motora. Tal anomalia está presente somente nos campos pequenos (veja Figura 4.24) na instalação dos autores [19]. Em nossa instalação esse fenômeno está ausente, veja as Figuras 4.10-4.13 e 4.15.

O comportamento anômalo da velocidade nas correntes superiores à corrente crítica, quando bruscamente aumenta a taxa de erosão (região de macroerosão), também foi notado pelos autores [15] sob condições pouco diferentes. Em [15] foi usado um catodo tubular onde o arco estava se movendo sob vórtice de gás e num campo magnético baixo $B = 0...0,02$ T. O comportamento da taxa de erosão nessa instalação é bem parecida com nossos resultados e, também, se caracteriza pela presença de corrente crítica após a qual a taxa de erosão começa a aumentar rápido. Além de medir a erosão dos eletrodos os autores [15] filmaram com alta velocidade o movimento do arco. Então foi notado que quando a corrente atinge um valor crítico, observam-se potentes jatos catódicos que surgem da mancha do arco. Com isso diminui não somente a velocidade do arco mas, também, a velocidade da rotação de fluxo do gás destruindo a estrutura de vórtice. Os autores [15] explicam que na corrente crítica começa a destruição do vórtice. Esse provoca o diminuição na velocidade do arco, o aparecimento do jato catódico e, conseqüentemente, o aumento abrupto na taxa de erosão.

Entretanto, ao contrário das explicações de [15], nossas experiências, conduzi-

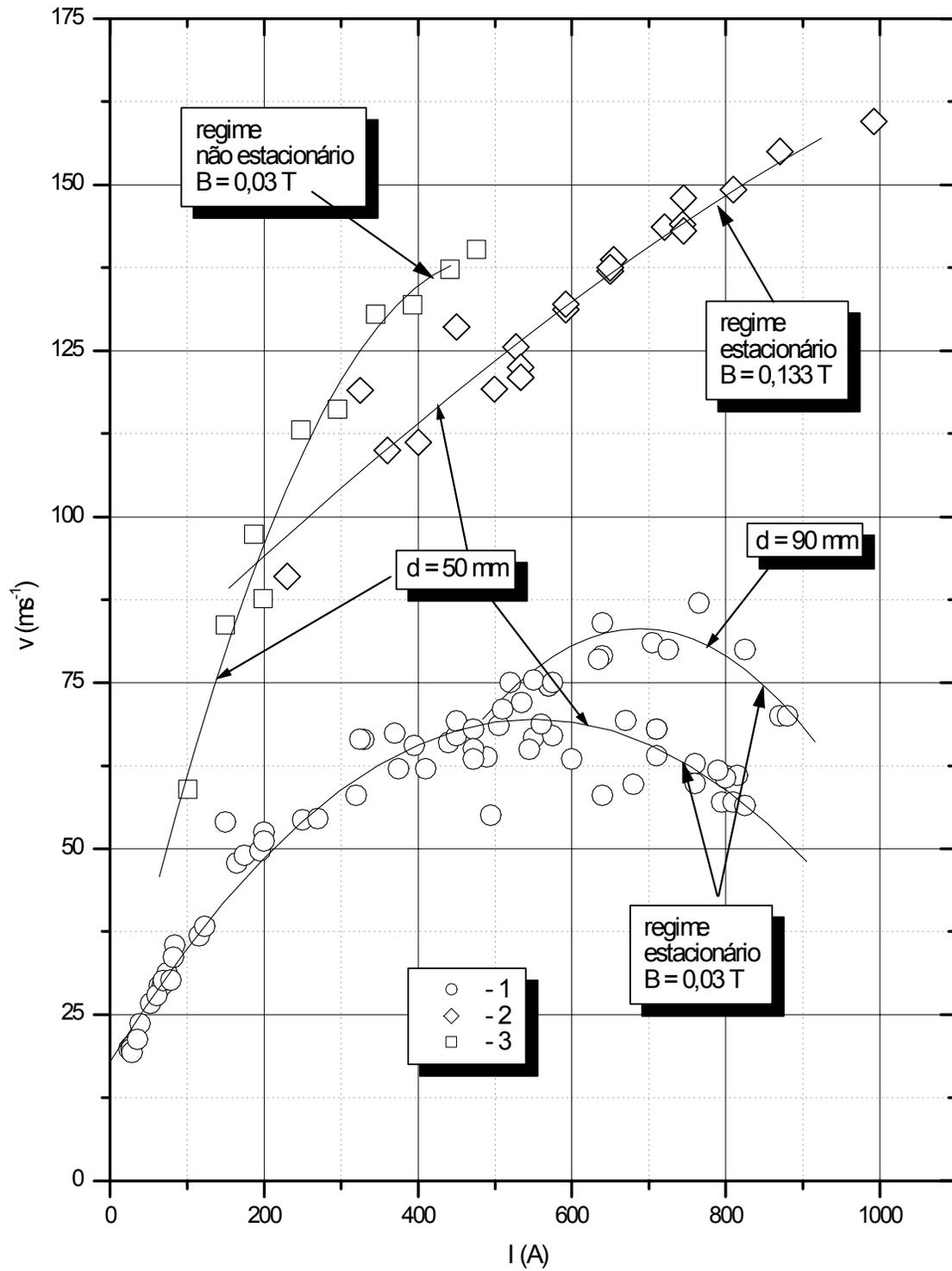


Figura 4.24: Comportamento anômalo da velocidade do arco em função da corrente.

das sem vórtice do gás, indicam que a causa principal da macroerosão e anomalia da velocidade, aparentemente, é o início da macrofusão que provoca potentes jatos catódicos. Esses destroem a estrutura do fluxo de gás provocando diminuição na velocidade do arco. E mais, em nossas experiências em todos os campos magnéticos foi observada macroerosão sem a presença de anomalia da velocidade. Isto significa que a causa da macroerosão é o início da macrofusão e não a anomalia na velocidade do arco.

A prova indireta do início de macrofusão é a diminuição da tensão no arco quando a temperatura da superfície do eletrodo atinge o valor crítico, o que foi observado nas experiências não-estacionárias (veja Seção 3.5). Esse fenômeno pode ser explicado como ejeção de partículas metálicas (vapores do material do eletrodo) à coluna do arco provocando diminuição na condução elétrica do plasma.

A anomalia da velocidade (com movimento do arco sob a força magnética) foi observada pelos autores em [19] somente nas experiências estacionárias prolongadas, isto é, quando na superfície do catodo se formou uma camada suficientemente grossa de óxido de cobre, que possui propriedades dielétricas.

De acordo com filmagem rápida [15], a anomalia da velocidade do arco que se move nas grossas camadas dos óxidos esta relacionada com a transição do modo de movimento contínuo para o modo descontínuo com paradas periódicas. Nestas condições, a aplicação da suposição $n = 1$ para a expressão (2.42) em vez de $n > 1$ naturalmente deve aumentar o valor real da densidade de corrente j . Por isso os valores de j obtidos nas experiências estacionárias são maiores do que j obtida nas experiências não-estacionárias. Isto significa que a fim de excluir a influência das condições da superfície nos resultados das medidas e obter os valores da densidade de corrente com maior precisão é necessário fazer o diagnóstico do modo de movimento do arco com a medida do passo L ou do tempo de residência τ_r .

Então, a diferença na densidade de corrente, obtida por diferentes métodos (estacionário e não-estacionário) pode ser explicada pela diferença no modo de movimento do arco nas superfícies contaminadas por camadas grossas e finas de óxido.

Então, experimentalmente, com a aplicação do método térmico, foi confirmado que a densidade de corrente na mancha do arco no catodo de cobre aumenta com o campo magnético. Essa dependência pode ser ajustada por uma função exponencial. Além disso, a comparação dos resultados obtidos nas regimes de aquecimento do eletrodo diferentes (estacionário e não-estacionário) mostrou a importância de fazer o diagnóstico do modo de movimento do arco para melhoramento da precisão das medidas.

4.7 Entalpia efetiva da erosão h_{ef}

O modelo termofísico da erosão de eletrodos frios (modelo contínuo em [17] ou descontínuo (stepwise) [32] ou Seção 2.3.2) permite fazer os cálculos da taxa de erosão específica através dos parâmetros de funcionamento tais como a corrente I , a velocidade de deslocamento da mancha do arco v e a temperatura da superfície do eletrodo T_0 .

| B | h_{ef} modelo contínuo MJkg ⁻¹ | h_{efs} modelo stepwise MJkg ⁻¹ |
|--------|---|--|
| 0,01 | 27 | 66 |
| 0,1366 | 39 | 65 |
| 0,2 | 51 | 80 |
| 0,35 | 39 | 68 |

Tabela 4.6: Entalpia efetiva para diferentes campos magnéticos B.

Nas equações do modelo entram também os parâmetros da mancha do arco, i.e., o equivalente em volts do fluxo térmico U , a densidade efetiva de corrente na mancha j (que são também funções do campo magnético, como foi mostrado nos capítulos anteriores) e as propriedades térmicas do material do eletrodo (a temperatura de fusão T_f , o coeficiente de condutividade térmica λ e a difusividade térmica do material do eletrodo a) e os parâmetros que caracterizam o processo da erosão: o valor mínimo da erosão g_0 e a entalpia efetiva da erosão h_{ef} .

A entalpia efetiva da erosão h_{ef} entra na teoria térmica como uma constante que depende somente do material do eletrodo e do gás plasmagênico e pode ser obtida através da relação (2.22) ou (2.34) entre a taxa de erosão (obtida experimentalmente) e o equivalente em volts da erosão $U_{er} = UW$ no modo de movimento contínuo ou $U_{ers} = UW_s$, no modo descontínuo.

Como vimos nos capítulos anteriores a taxa de microerosão g_0 não é mais uma constante, mas depende da corrente na região da microerosão. No que diz a respeito à região de macroerosão vamos supor que a microerosão continua a ser presente mas a intensidade de g_0 varia na forma da dependência do parâmetro f , i.e.

$$g_0 = cIf.$$

onde $c = 4,3 \times 10^{-12} \text{ kgA}^{-2}\text{s}^{-1}$ (veja Seção 4.3). Com isso, obtemos para o início da macroerosão $g_0 = cI_{cr}$ e $g_0 = 0$ no caso $f = 0$ ($T_0 = T_f$) quando em acordo com a teoria térmica todo o calor é gasto no processo de erosão.

Para obter a entalpia efetiva da erosão construímos os gráficos $U_{er}(g_1)$ onde $g_1 = g - g_0 = g - cIf$ é “pura” macroerosão. A Figura 4.25 mostra os valores U_{er} e U_{ers} (calculados em acordo com (2.21) e (2.33), respectivamente) versus a taxa de macroerosão g_1 . O coeficiente angular do ajuste linear (que passa pelo ponto $U_{er} = 0$ (ou $U_{ers} = 0$) e $g_1 = 0$) apresenta a entalpia efetiva h_{ef} no caso de movimento contínuo do arco e h_{efs} no modo descontínuo. A Tabela 4.6 mostra os valores da entalpia efetiva para diferentes campos magnéticos.

Supondo que a entalpia efetiva não depende do campo magnético podemos obter os valores h_{ef} e h_{efs} do ajuste linear de todos os pontos experimentais sem separar los por campos magnéticos. A Figura 4.26 mostra $h_{ef} = 46 \pm 2 \text{ MJkg}^{-1}$ e $h_{efs} = 75 \pm 3 \text{ MJkg}^{-1}$ enquanto em [19] foi obtido $h_{ef} = 66 \text{ MJkg}^{-1}$ e $h_{efs} = 81 \text{ MJkg}^{-1}$. Tal diferença

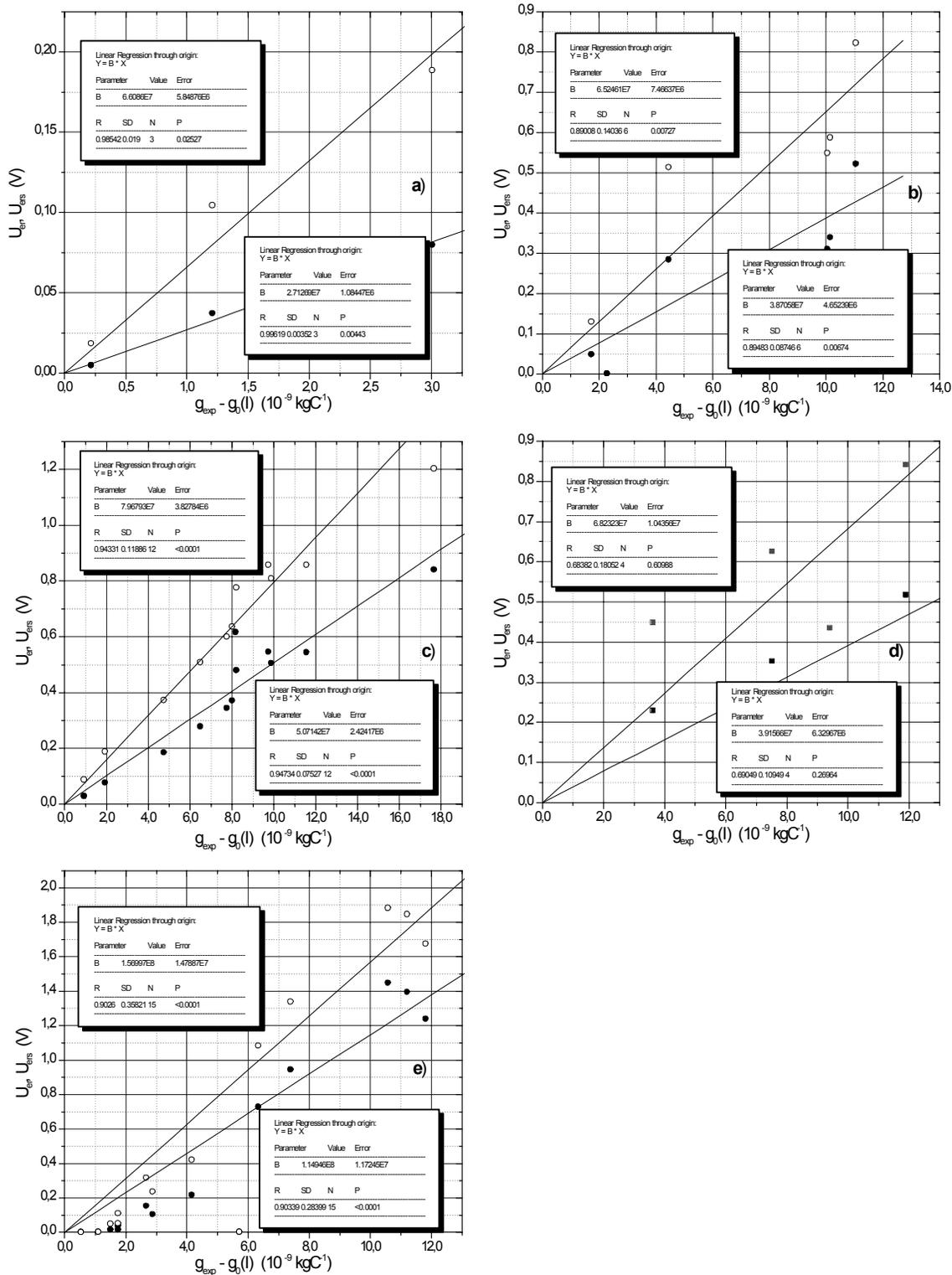


Figura 4.25: Cálculo da entalpia efetiva para cada experiência. a) - $B = 0,01$ T; b) - $B = 0,1366$ T; c) - $B = 0,2$ T; d) - $B = 0,35$ T; e) - $I = 293$ A;

nos resultados h_{ef} e h_{efs} tem explicação em utilização diferentes tipos de cobre, usados como material do eletrodo. Como podemos ver na Figura 4.27 os cálculos teóricos da taxa de erosão muito bem descrevem o comportamento tanto nas experiências com $B = Const$ e $I = var$ quanto na experiência $I = Const$ e $B = var$ (veja Figura 4.28).

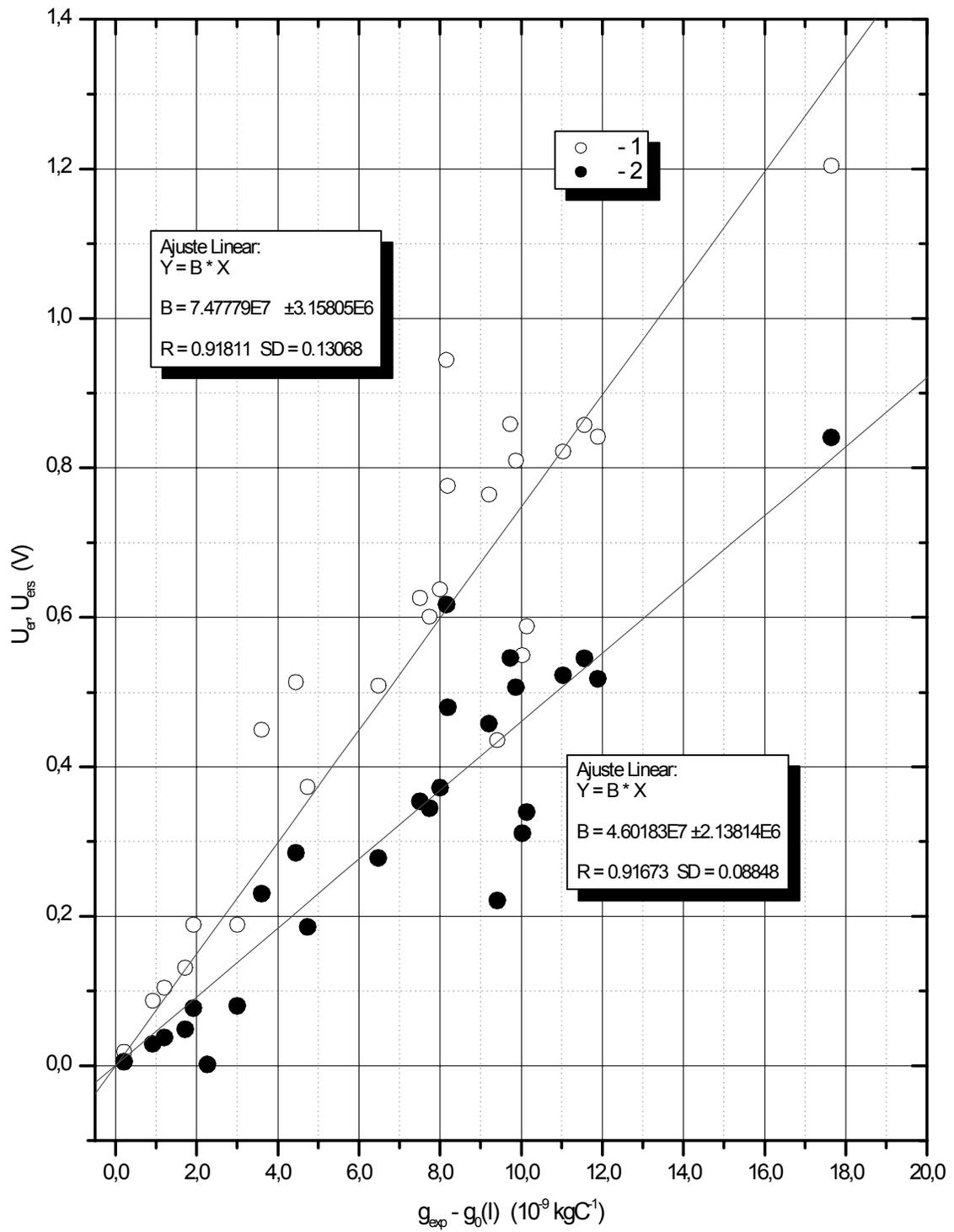


Figura 4.26: Cálculo da entalpia efetiva. 1 - modo step-wise de movimento da mancha; 2 - modo contínuo de movimento.

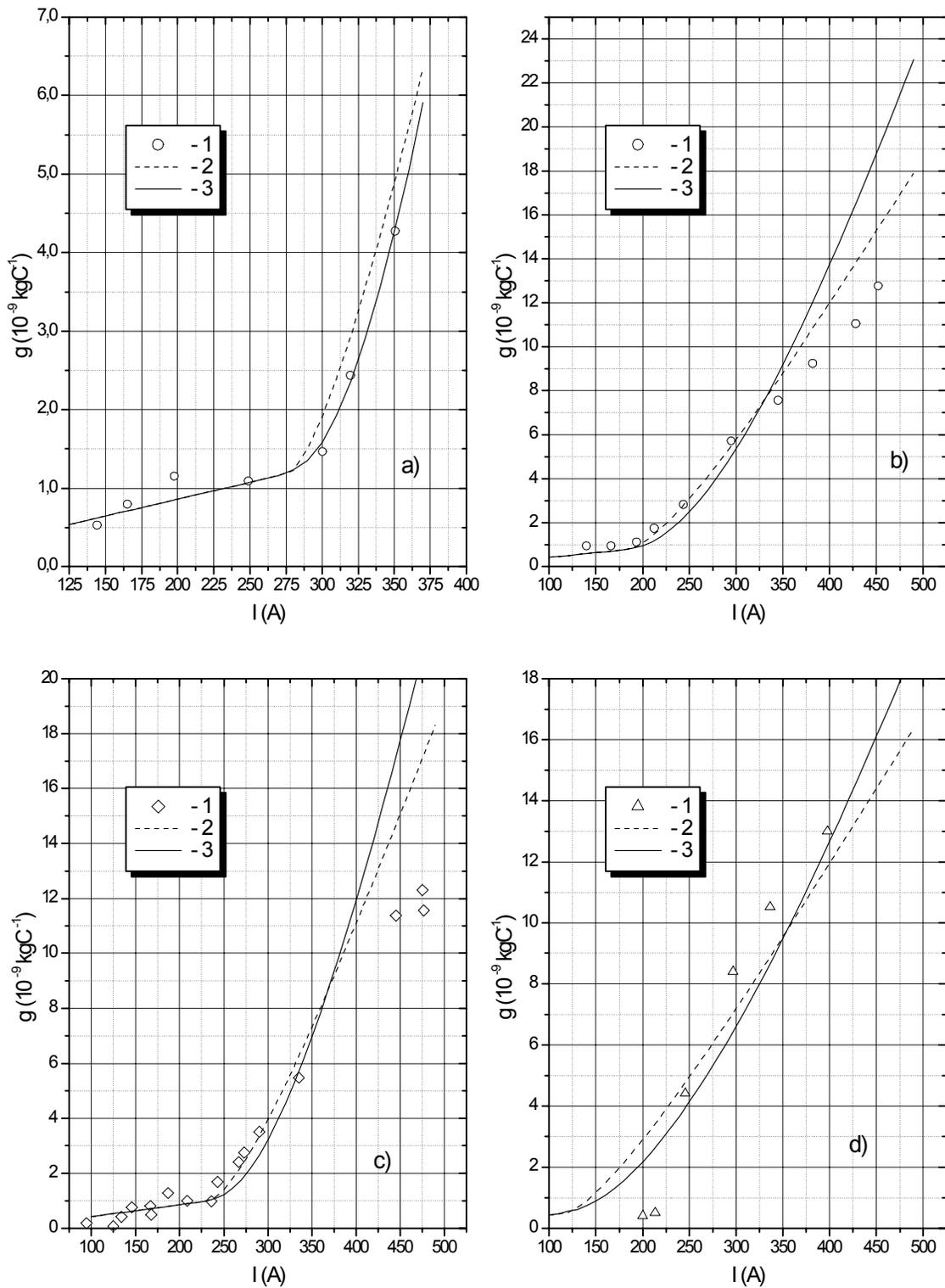


Figura 4.27: Comparação dos dados experimentais ($B = \text{Const}$, $I = \text{Var}$) com os cálculos teóricos. 1 - dados experimentais; 2 - modelo step-wise; 3 - modelo contínuo. a) $B = 0,01 \text{ T}$; b) $B = 0,2 \text{ T}$; c) $B = 0,1366 \text{ T}$; d) $B = 0,35 \text{ T}$.

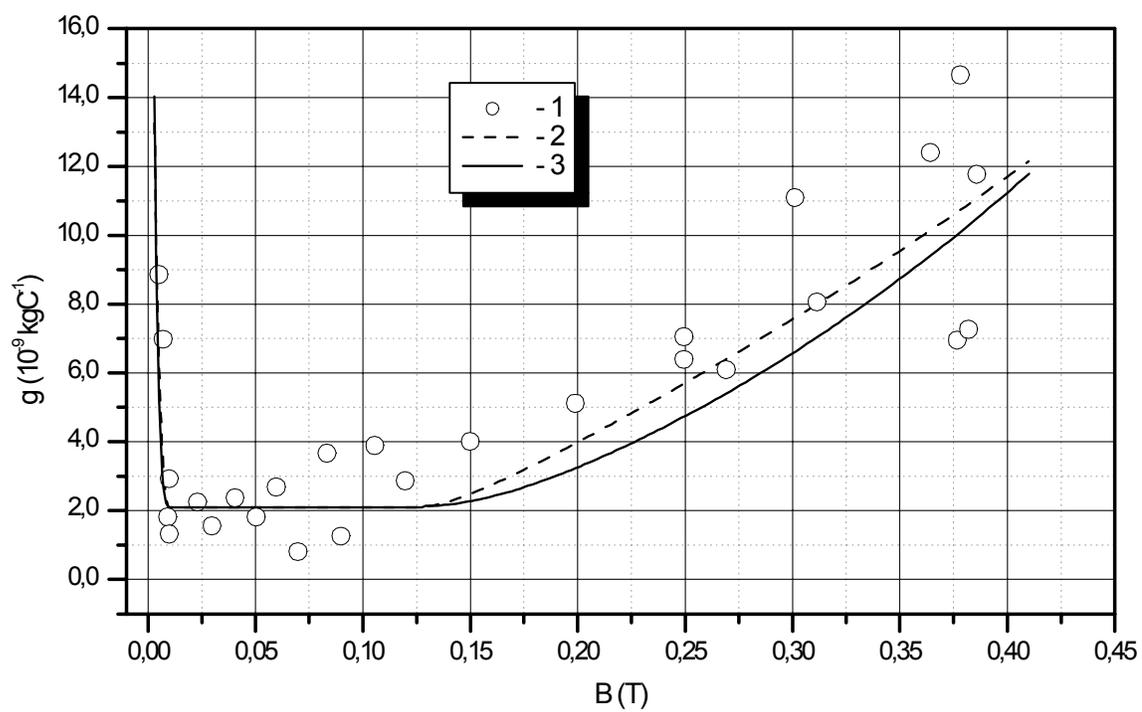


Figura 4.28: Comparação dos dados experimentais ($I = Const$, $B = Var$) com os cálculos teóricos. 1 - dados experimentais; 2 - modelo step-wise; 3 - modelo contínuo.

Capítulo 5

Conclusão

Na parte teórica desse trabalho, utilizando a solução unidimensional de Neumann ao problema do Stefan, calculamos a quantidade de material líquido da superfície do catodo de cobre que é transformada em líquido. O resultado permite calcular a taxa de erosão específica g . Mostramos que somente 2% do material líquido é removido da superfície devido à erosão. Essa solução é comparada com o modelo térmico da mancha, permitindo obter o valor da entalpia efetiva h_{ef} . Uma solução mais exata poderá ser obtida, no futuro, resolvendo o problema do Stefan em 2 ou 3 dimensões.

Para realizar esse trabalho, na parte experimental, foram construídas duas instalações. Uma, de regime de funcionamento não-estacionário (ou dependente do tempo, sem refrigeração dos eletrodos), utilizada para a pesquisa sobre os parâmetros do plasma na região da bainha do arco e a outra, de regime estacionário (independente do tempo, com refrigeração dos eletrodos) para a pesquisa da erosão do catodo.

Dos resultados experimentais, realizados na instalação não-estacionária, obtivemos uma nova fórmula semi-empírica, mais precisa e mais simples, que serve para calcular a velocidade de rotação do arco elétrico. Essa fórmula é importante não só para a erosão em si, mas também para a conexão futura dos parâmetros com a erosão, e para o conhecimento do comportamento da velocidade em função dos demais parâmetros operacionais da instalação experimental.

Para medir a velocidade do arco elétrico em seu movimento azimutal entre os eletrodos coaxiais, inicialmente, foi utilizado um sensor óptico (fotodiodo) com fibra-óptica. Esse sensor óptico foi substituído mais tarde por um micro-sensor magnético formado pelo próprio “loop” de corrente dos fios do termopar. Esse sensor mostrou-se ser mais prático no uso que o sensor óptico, pois permite detecção de 2 parâmetros, da medida de velocidade e da temperatura, simultaneamente, com o uso de menor número de canais analógico-digitais do sistema de extração de dados. Além disso, podemos monitorar e medir a velocidade do arco em todo o intervalo de variação da temperatura do eletrodo, o que era mais difícil de fazer com o osciloscópio digital acoplado aos sinais do fotodiodo. No futuro, a própria sonda magnética, usando uma maior resolução temporal e espacial e uma análise mais profunda do espectro de frequências (obtido

pela transformada rápida de Fourier) poderá permitir obter informação sobre o modo de movimentação do arco (contínuo ou descontínuo), do tempo da residência e até mesmo da densidade de corrente e forma da mancha do arco.

A densidade efetiva (térmica) de corrente na mancha do catodo j foi obtida na instalação não-estacionária, em função do campo magnético, utilizando equações do modelo termofísico. A medida da densidade efetiva de corrente j pelo método termofísico permite obter o valor da densidade de corrente, eliminando o problema da incerteza na medida do diâmetro da mancha do arco. O valor obtido ($\sim 10^9 \text{ Am}^{-2}$) coincide com a avaliação que realizamos baseada em dados da literatura onde foi observada a estrutura interna da mancha em vácuo. As experiências mostram que o comportamento de $j(B)$ é fortemente não-linear, ajustando-se a uma função que para valores pequenos de B é exponencial e para valores grandes de B tende para um valor limite (saturação). Sugere-se que a parte exponencial tenha relação com a fórmula de Richardson-Dushman da emissão termoiônica.

O método térmico foi utilizado para a medida do equivalente em volts do fluxo térmico na mancha U . Nesse caso, ao contrário da densidade de corrente j , não é necessária a utilização do modelo termofísico para a obtenção de U . Mostramos que o equivalente em volts U cresce com o campo magnético de forma linear.

Mostramos nesse trabalho que a voltagem total do arco no “gap” entre os eletrodos sofre uma queda de valor em sincronia com a queda do valor da derivada da temperatura da superfície do eletrodo em relação ao tempo (dT_0/dt). Esse resultado corrobora com a conclusão de que esse ponto de queda de dT_0/dt coincide com o início da macroerosão no eletrodo, quando ocorre um aumento na emissão de vapores de cobre do eletrodo tendo como consequência o aumento da condutividade do arco no gap e diminuição de voltagem. A variação da tensão total no arco poderá ser utilizada para se quantificar “on-line” a taxa de erosão do eletrodo.

Obtivemos uma expressão para a voltagem total no “gap” entre os eletrodos e a intensidade do campo elétrico em função dos parâmetros de funcionamento do sistema experimental, tais como o campo magnético, a distância entre os eletrodos, a velocidade axial do gás e a densidade do gás.

Um novo e inesperado resultado, para o qual não se tem ainda uma explicação nos moldes da teoria termofísica da erosão, foi obtido ao observarmos no regime não-estacionário o comportamento da derivada dT_0/dt após o momento $t = t_0$ do início de macrofusão. Essa derivada sofre uma queda de um valor constante para outro valor também constante após $t = t_0$. Foi realizada uma tentativa de análise desse resultado. Esse resultado no futuro poderá servir para obter a entalpia efetiva da erosão e, também, para estudar a erosão dos eletrodos sem necessidade de conduzir experiências prolongadas estacionárias de medida da erosão.

O estudo da erosão em função dos parâmetros do arco mostrou uma série de características nunca antes observadas. Confirmamos que a taxa de erosão apresenta duas regiões totalmente diferentes, uma região de microerosão e outra de macroerosão, com características marcadamente diferentes. Mostramos que a taxa de microerosão

g_0 é uma função linear da corrente que lentamente cresce com a corrente. Após uma certa corrente crítica I_{cr} a taxa de erosão começa a crescer numa ordem de grandeza mais rápido (regime de macroerosão). Obtivemos que a corrente crítica do início da macroerosão é uma função do campo magnético aplicado. Com o aumento do campo magnético, na faixa de 0,01 – 0,35 T, a corrente crítica diminui de forma linear.

No trabalho mostramos que a taxa de erosão cresce com o tempo, atingindo um nível constante após um certo tempo.

Um outro resultado inédito obtido foi que nos campos magnéticos pequenos a taxa de erosão diminui com o aumento da velocidade do arco e aumenta nos campos grandes. Esse fenômeno, previsto pela teoria térmica da erosão, foi pela primeira vez confirmado experimentalmente nesse trabalho.

Um outro resultado original obtido nesse trabalho foi a constatação de que existe uma temperatura crítica para o início da macroerosão, que é independente do campo magnético aplicado e da corrente. Mostramos também que a taxa de erosão, tanto na região de microerosão quanto de macroerosão, é uma função muito bem definida do parâmetro $\theta^2 = (1 - T_0/T_f)^2$. Esse fato tem uma explicação teórica simples baseada no modelo térmico da erosão. Esse fato indica que tanto a macroerosão quanto a microerosão têm a mesma origem térmica.

A densidade de corrente na mancha foi obtida também a partir da instalação estacionária de medida da erosão. Mostramos que existe boa concordância entre a densidade de corrente $j(B)$ obtida no regime não estacionário e $j(B)$ obtida no regime estacionário. Entretanto, a densidade de corrente j obtida no regime estacionário é um pouco maior do que no regime não-estacionário. Esse fenômeno pode ser explicado pelo modo de movimento do arco. No regime não-estacionário, com tempo curto de funcionamento, a superfície do eletrodo normalmente é limpa, sem contaminação. Ao contrário, nas experiências de longa duração do regime estacionário a superfície está contaminada por óxidos e outras combinações químicas. A presença de camada dielétrica na superfície cria dificuldades para a emissão de elétrons. Além disso a contaminação por camada grossa dificulta o movimento do arco forçando o arco a se mover de modo descontínuo, resultando uma densidade de corrente levemente maior.

Obtivemos para a entalpia efetiva h_{ef} valores como $h_{ef} = 46 \pm 2 \text{ MJkg}^{-1}$ para o modo de movimento contínuo e $h_{efs} = 75 \pm 3 \text{ MJkg}^{-1}$ para o descontínuo. Isto mostra que o modo de movimento contínuo é mais favorável do ponto de vista de menor erosão.

Os resultados deste trabalho permitem fazer previsões do comportamento da taxa de erosão que são de grande importância para a otimização das tochas de plasma. Uma pesquisa que poderia ser feita numa próxima etapa seria o estudo dos principais parâmetros da erosão para outros gases que não o ar e outros materiais do eletrodo que não o cobre.

Referências Bibliográficas

- [1] O. Solonenko, L. Polak, *Thermal Plasma and New Materials Technology*, vol. 2. England, Cambridge CBI 6AZ, Great Abington, 7 Meadow Walk: Cambridge Interscience Publishing, 1995.
- [2] L. S. Polak, G. B. Siniariov, *Low-temperature Plasma, Chemistry of Plasma*, vol. 3. Novosibirsk, Russia: Nauka, Siberian Department, 1991. in Russian.
- [3] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal plasmas, fundamentals and applications*, vol. 1. New York and London: Plenum Press, 1994.
- [4] “Proc. of 12th Intern. Symp. on Plasma Chemistry,” (Minneapolis, Minnesota, 55455, USA), Intern. Union of Pure and Appl. Chem, American Physical Society, University of Minnesota, August 21-25 1995.
- [5] A. S. Koroteev, V. M. Mironov, and J. S. Svirchuk, *Plasmotrons – design, characteristics, calculations*. Moscow: Mashinostroenie, 1993. in Russian.
- [6] O. P. Solonenko and M. F. Zhukov, eds., *Thermal plasma and new materials technology*, vol. 1. 7 Meadow Walk, Great Abington, Cambridge CBI 6AZ, England: Cambridge Interscience Publishing, 1994.
- [7] M. F. Zhukov, A. S. Koroteev, and B. A. Uriukov, *Applied dynamics of thermal plasma*. Novosibirsk: Nauka, Siberian Department, 1975. in Russian.
- [8] A. F. Zhukov, A. V. Pustogarov, G.-N. B. Dandaron, and A. N. Timoshevsky, *Thermochemical cathodes*. Novosibirsk: Nauka, 1980. in Russian.
- [9] M. S. Benilov and A. Marotta, “Theory of cathodic part of high-pressure arc discharges,” in *Proc. of 12th Int. Symp. on Plasma Chem.* (J. V. Heberline, D. W. Ernie, and J. T. Roberts, eds.), (University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA), pp. 1535–1540, 1995.
- [10] D. D. DiBitonto, P. T. Eubank, M. R. Patel, and M. A. Barrufet, “Theoretical models of the electrical discharge machining process. I. a simple cathode erosion model,” *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no. 9, pp. 4095–4103, 1989.

- [11] C. W. Kimblin, “A review of arcing phenomena in vacuum and in the transition to atmospheric pressure arcs,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-10, pp. 322–330, December 1982.
- [12] A. Marotta, “Zirconium cathode erosion rate in a vortex-stabilized air plasma torch,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 49–53, 1994.
- [13] B. Gellert and W. Egli, “Melting of copper by an intense and pulsed heat source,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 21, pp. 1721–1726, 1988.
- [14] R. Holm, *Electric Contacts*. Berlin, Heidelberg, New-York: Springer, 1967.
- [15] A. S. Anshakov, A. N. Timoshevsky, and E. K. Urbakh, “Erosion of copper cylindrical cathode in air,” *Izvestiya of Siberian Department of USSR Acad. of Sci., Techn. Sci.*, vol. 2, no. 7, pp. 65–68, 1988. in Russian.
- [16] L. I. Sharakhovsky, “Experimental investigation of an electric arc motion in annular ventilated gap under the action of electromagnetic force,” *J. of Eng. Phys.*, vol. 20, no. 2, pp. 306–313, 1971. in Russian.
- [17] A. Marotta and L. I. Sharakhovsky, “A theoretical and experimental investigation of copper electrode erosion in electric arc heaters. I: The thermophysical model,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 29, pp. 2395–2403, 1996.
- [18] L. I. Sharakhovsky, A. Marotta, and V. N. Borisyyuk, “A theoretical and experimental investigation of copper electrode erosion in electric arc heaters. II: Experimental determination of arc spot parameters,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 2018–2025, 1997.
- [19] L. I. Sharakhovsky, A. Marotta, and V. N. Borisyyuk, “A theoretical and experimental investigation of copper electrode erosion in electric arc heaters. III: Experimental validation and prediction of erosion,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 2421–2430, 1997.
- [20] L. Cheng and J. Xie, “Motion of magnetically driven arcs on oxidized electrodes,” *IEEE Trans. CHMT-5*, no. 1, pp. 86–89, 1982.
- [21] A. E. Guile and A. H. Hitchcock, “The effect of rotating arc velocity on copper cathode erosion,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 7, pp. 597–606, 1974.
- [22] A. H. Hitchcock and A. E. Guile, “Erosion of copper cathodes by moving arcs at currents of 45-800 A,” *Proc.IEE*, vol. 122, pp. 763–764, July 1975.
- [23] J. Kopainsky and E. Schade, “Rotating high current arc,” *Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 147–153, 1979.

- [24] A. M. Essiptchouk, L. I. Sharakhovsky, and A. Marotta, "A new formula for the rotational velocity of magnetically driven arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 2591–2597, 2000.
- [25] A. E. Guile and A. H. Hitchcock, "Oxide films on arc cathodes and their emission and erosion," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 8, pp. 663–669, 1975.
- [26] M. S. Rageh, A. E. Guile, D. V. Morgan, and A. H. Hitchcock, "Initiation of arc cathode emission in Cu_2O films," *Proc. IEE*, vol. 125, pp. 81–84, 1978.
- [27] A. E. Guile, "Joule heating in emitting sites on various nonrefractory arc cathodes," *Proc. IEE*, vol. 127, pp. 452–457, 1980.
- [28] A. E. Guile and B. Jüttner, "Basic erosion processes of oxidized and clean metal cathodes by electric arcs," *IEE Transactions on Plasma Science*, vol. 8, no. 3, pp. 259–269, 1980.
- [29] A. E. Guile and A. H. Hitchcock, "Effect of transverse magnetic field on erosion rate of cathodes of rotating arcs," *Proc. IEE*, vol. 128, no. 2, pp. 117–122, 1981.
- [30] A. E. Guile, A. H. Hitchcock, K. Dimoff, and A. K. Vijh, "Physical implications of an effective activation energy for arc erosion on oxidised cathodes," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, pp. 2341–2355, 1982.
- [31] A. P. Nevsky, L. I. Sharakhovsky, and O. I. Yas'ko, *Interaction of Electric Arc with Plasma Torch Electrodes*. Minsk, Belarus: Nauka i Tekhnika, 1982. in Russian.
- [32] L. I. Sharakhovsky, A. Marotta, and A. M. Essiptchouk, "A cold electrode erosion model for the step-wise arc motion in electric arc heaters," *J. of Phys. D: Appl. Phys.* in publishing
- [33] R. N. Szenté, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "The effect of low concentrations of a polyatomic gas in argon on erosion on copper cathodes in a magnetically rotated arc," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 7, no. 3, pp. 349–364, 1987.
- [34] R. N. Szenté, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "Effect of the arc velocity on the cathode erosion rate in argon-nitrogen mixtures," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 754–756, 1987.
- [35] R. N. Szenté, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "Arc velocity and cathode erosion rate in a magnetically driven arc burning in nitrogen," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 21, pp. 909–913, 1988.
- [36] R. N. Szenté, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "Cathode erosion in inert gases: The importance of electrode contamination," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 9, no. 1, pp. 121–132, 1989.

- [37] R. N. Szente, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "Effect of gas composition on electric arc movement and cathode work function," in *Proc. of 9th International Symposium on Plasma Chemistry* (R. d'Agostino, ed.), (Pignochiuso, Italy, September 4-8, 1989), International Union of Pure and Applied Chemistry, Universita' Degli Studi di Bari Dipartimento di Chimica, pp. 1539-1545, 1989.
- [38] R. N. Szente, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "The influence of the cathode surface on the movement of magnetically driven electric arc," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 23, pp. 1193-1200, 1990.
- [39] R. N. Szente, M. G. Drouet, and R. J. Munz, "Method to measure current distribution of an electric arc at tubular plasma torch electrodes," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 61, no. 4, pp. 1259-1262, 1990.
- [40] R. N. Szente, R. J. Munz, and M. G. Drouet, "Electrode erosion in plasma torches with gas vortex driven arcs," in *Proc. of 10th Int. Symp. on Plasma Chem.* (U. Ehlemann, H. G. Lergon, and K. Wiesemann, eds.), (Bochum, Germany), pp. 1.3-14 p.1 - 1.3-14 p.7, Int. Union of Pure and Appl. Chem., 1991.
- [41] V. I. Rakhovskii, "Experimental study of the dynamics of cathode spots development," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-4, no. 2, pp. 81-102, 1976.
- [42] V. I. Rakhovskii, "Electrode erosion in constricted discharge," *Proceedings of the Siberian Department of USSR Academy of Sciences, Ser. of Eng. Sci. (Izvestija Sibirskogo Otdelenija Akademii Nauk SSSR, Ser. Tekhn. Nauk)*, vol. 1, no. 3, pp. 11-27, 1975. In Russian.
- [43] Ph. Tesse, R. Andlauer, T. Leblanc, J. P. Chabrerie, and P. Pasquini, "Contribution to the study of cathode erosion of plasma torches," *High Temp. Chem. Processes*, pp. 399-407, August 1994.
- [44] Ph. Tesse, T. Leblanc, and J. P. Chabrerie, "Study of the arc root displacement and three-dimensional modelling of the phenomena occurring in a hollow cathode submitted to an electric moving arc," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 888-898, January 1995.
- [45] J. Rossignol, M. Abbaoui, and S. Clain, "Numerical modelling of thermal ablation phenomena due to a cathodic spot," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 2079-2086, 2000.
- [46] T. Klein, J. Paulini, and G. Simon, "Time-resolved description of cathode spot development in vacuum arcs," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 1914-1921, 1994.

- [47] A. G. Parfyonov, “Concerning the types of cathode spots,” *IEE Transactions on Plasma Science*, vol. PS-13, no. 5, pp. 277–280, 1985.
- [48] G. Mesyats, “Ecton or electron avalanche from metal,” *Uspekhi Phys. Nauk*, vol. 38, no. 6, pp. 567–951, 1995.
- [49] B. Djakov and R. Holms, “Cathode spot structure and dynamics in low current vacuum arc,” *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 7, no. 4, pp. 569–580, 1974.
- [50] S. Anders, B. Jüttner, H. Pursch, and P. Siemroth, “Investigation of the current density in the cathode spot of a vacuum arc,” *Contr. Plasma Phys.*, vol. 25, no. 5, pp. 467–473, 1985.
- [51] E. Hantzsche and B. Jüttner, “Current density in arc spots,” *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol. PS-13, no. 5, pp. 230–234, 1985.
- [52] P. Siemroth, T. Schulke, and T. Witke, “Microscopic high speed investigations of vacuum arc cathode spots,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 23, no. 6, pp. 919–925, 1995.
- [53] B. Jüttner, “Properties of arc cathode spots,” *J. Phys. IV*, Colloque C4, no. 7, pp. 31–45, 1997.
- [54] J. Meunier and S. Coulombe, “Cold cathode arc attachment: The importance of the high local pressure,” *Pure and Applied Chemistry*, vol. 70, no. 6, pp. 1175–1180, 1998.
- [55] S. Coulombe and J. Meunier, “Importance of high local cathode spot pressure on the attachment of thermal arcs on cold cathodes,” *IEEE Transaction on Plasma Science*, vol. 25, pp. 913–918, October 1997.
- [56] S. Coulombe and J. Meunier, “Arc-cold cathode interaction: parametric dependence on local pressure,” *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 6, pp. 508–517, November 1997.
- [57] V. L. Granovsky, *Electric Current in Gas*. Moscow: Nauka, 1971. in Russian
- [58] M. Zhukov, I. Zasiipkin, A. Timoshevsky, A. Mikhailov, and G. Desyatkov, *Low temperature plasma: Electric Arc Heaters*, vol. 17. Novosibirsk: Nauka, 1999. in Russian
- [59] K. Compton, “On the theory of the mercury arc,” *Physical Review*, vol. 37, pp. 1077–1090, 1931.
- [60] J. D. Cobine, *Gaseous Conductors*. New-York: Dover, 1958.

- [61] Y. Yokomizu, T. Matsumura, R. Henmi, and Y. Kito, "Total voltage drops in electrode fall regions of SF₆, argon and air arcs in current range from 10 to 20000 A," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 29, no. 5, pp. 1260–1267, 1996.
- [62] I. Kesaev, *Cathode process of an electric arc*. USSR, Moscow: Nauka Press, 1968. in Russian
- [63] Y. Yokomizu, "Electrode sheath voltages for helium arcs between non-thermoionic electrodes of iron, copper and titanium," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 31, no. 7, pp. 880–883, 1998.
- [64] H. T. Zayatuev, "Voltage-current characteristics of the metal-plasma contact. current densities on arc cathode discharge," in *Proc. III Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-3)*, Minsk, Belarus, 18-22 Sep., pp. 126–129, 2000. in Russian
- [65] H. T. Zayatuev, "Voltage-watt characteristics of the electrode-plasma contact. heat flows densities at electrodes and near-cathode potential drops," in *Proc. III Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-3)*, Minsk, Belarus, 18-22 Sep., pp. 130–133, 2000. in Russian
- [66] A. E. Guile, "Arc-electrode phenomena," *Proc. IEE, IEE Rev.*, vol. 118, p. 1131, 1971.
- [67] S. Coulombe and J. Meunier, "A comparison of electron-emission equations used in arc-cathode interaction calculations," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 30, pp. 2905–2910, 1997.
- [68] R. Beaudet and M. Drouet, "Technique applicable to circuit breaker, for measurement of the spatial distribution of the current in the arc," *IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems*, 1975.
- [69] M. Drouet, R. Beaudet, and R. Jutras, "Anode current distribution in a moving arc," *AIAA Journal*, vol. 13, no. 7, pp. 929–933, 1975.
- [70] R. N. Szente, M. G. Drouet, and R. J. Munz, "Current distribution of an electric arc at the surface of plasma torch electrodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 3, pp. 1263–1268, 1991.
- [71] A. V. Luikov, A. V. Borovchenko, V. I. Krylovich, V. V. Toropov, L. I. Shakhovskiy, and A. S. Shabol'tas, "Heat transfer in near-electrode region of the electric arc blown," in *Proc. of Int. Symp. JSME*, (Tokyo), pp. 113–119, 1967.
- [72] V. I. Krylovich and A. S. Shabol'tas, "Thermal regime of a near-electrode region of moving electric arc. Part i," *Izvestiya of BSSR Academy of Sciences, Ser. Phys.-Energet. Science*, vol. 4, pp. 84–90, 1972. in Russian.

- [73] V. I. Krylovich and A. S. Shabol'tas, "Thermal regime of a near-electrode region of moving electric arc. part ii," *Izvestiya of BSSR Academy of Sciences, Ser. Phys.-Energet. Science*, vol. 1, pp. 93–98, 1973. in Russian.
- [74] H. S. Carslaw and J. C. Jagger, *Conduction of Heat in Solids*. London: Oxford, 1959.
- [75] A. V. Luikov, *Analytical Heat Diffusion Theory*. New York and London: Academic Press, 1968.
- [76] A. Marotta and L. I. Sharakhovskiy, "Heat transfer and cold electrode erosion in electric arc heaters," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 25, pp. 905–912, October 1997.
- [77] G. A. Kukekov, "Investigations of direct current arc in magnetic field," *Journal of Engineering Physics (Journal Tekhnicheskoi Fiziki)*, vol. 11, no. 3, pp. 229–234, 1941. in Russian.
- [78] G. A. Kukekov, "Investigations of direct current arc in magnetic field," *Journal of Engineering Physics (Journal Tekhnicheskoi Fiziki)*, vol. 11, no. 10, pp. 972–978, 1941. in Russian.
- [79] W. C. Roman and T. W. Myers, "Experimental investigation of an electric arc in transverse aerodynamic and magnetic fields," *AIAA Journal*, vol. 5, no. 11, pp. 2011–2017, 1967.
- [80] O. I. Yas'ko, *Electric Arc in Plasma Torch*. Minsk: Nauka i Tekhnika, 1977. in Russian.
- [81] N. Desaulniers-Soucy and J. L. Meunier, "A study of magnetically rotating arc stability using fluctuations in voltage, velocity and emission line intensity," *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 28, pp. 2505–2513, 1995.
- [82] E. P. Trofimov, "Problem on unstationary temperature field of infinite hollow cylinder," *J. of Eng. Phys. (Inzhenerno-Fizicheskij Journal)*, vol. III, no. 10, pp. 47–53, 1960. in Russian.
- [83] L. Sharakhovskiy, V. Kulikov, A. Shashkov, and F. Yurevich, "Voltage drop on electric arc discharge between coaxial electrodes at magnetic fields up to 3×10^6 A/m," *Vesti AN BSSR*, 1972. in Russian.
- [84] J. E. Harry, "The measurement of the erosion rate at the electrodes of an arc rotated by a transverse magnetic field," *J. of Appl. Phys.*, vol. 40, no. 1, pp. 265–270, 1969.
- [85] M. G. Fey and J. McDonald, "Electrode erosion in electric arc heaters," in *Proc. of AIChE Plasma Chemical Processing Symposium*, pp. 1–31, 1976.

- [86] A. L. Hare, R. H. Peeling, and I. Johnson, "Factor affecting the reliable operation of arc heaters," *High Temp. Chem. Processes*, vol. 1, pp. 561–575, 1992.
- [87] E. Kranz, "Cathodic and anodic spot phenomena on rotating electrode disks and plasmatrons electrodes," *Beitr.Plasmaphys.*, vol. 28, no. 6, pp. 581–594, 1983.
- [88] V. Karasik, *Physics and technology of high magnetic fields*. USSR, Moscow: Nauka, 1964. in Russian.
- [89] I. Idelchik, *Handbook on hydraulic resistances*. Moscow, Mashinostroenie, 1975. in Russian.
- [90] M. Mikheev and I. Mikheeva, *Heat transfer*. Moscow, Energiya, 1973. in Russian.

Apêndice A

Construção do sistema experimental não-estacionário para medida de U e j

Um sistema experimental, esquematicamente representado na Figura A.1, foi construído para a medida dos parâmetros da mancha (spot) do arco em catodo de cobre. A particularidade especial da instalação é a utilização de eletrodos sem refrigeração e o regime de funcionamento é, portanto, não-estacionário, com tempo de funcionamento de 1 – 2 segundos, dependendo da corrente e do campo magnético. Os parâmetros a serem estudados são o equivalente em volts do fluxo térmico U , a densidade efetiva de corrente na mancha do arco j e a taxa de erosão mássica do eletrodo g . A instalação foi projetada basicamente levando em conta a experiência do HMTI (Heat & Mass Transfer Institute, Minsk, Belarus) que pela primeira vez realizou experiências desse tipo. Levamos em conta também a experiência de outros autores [21, 29, 33, 36, 84-87].

A fonte da energia para o arco pode manter a corrente constante até 500 A. Para mover o arco usa-se campo magnético axial produzido por dois solenóides que se alimentam por uma fonte da energia independente. O campo magnético máximo, que pode ser obtido na sistema experimental, é de 0,4 Tesla. Devido ao curto tempo de funcionamento do sistema experimental, para iniciar o arco foi usado um sistema de ignição mecânico baseado no acionamento de um terceiro eletrodo por um eletroímã. O gerenciamento e controle do funcionamento do sistema durante a experiência e aquisição dos dados experimentais foi feito através de um computador usando o programa Lab-View. Os dados da temperatura do catodo e dos anéis auxiliares, corrente, tensão total no arco elétrico e campo magnético foram gravados em tempo real diretamente no disco rígido do computador.

Os componentes fundamentais do sistema experimental são:

- sistema de eletrodos;
- fonte de energia para o arco elétrico;

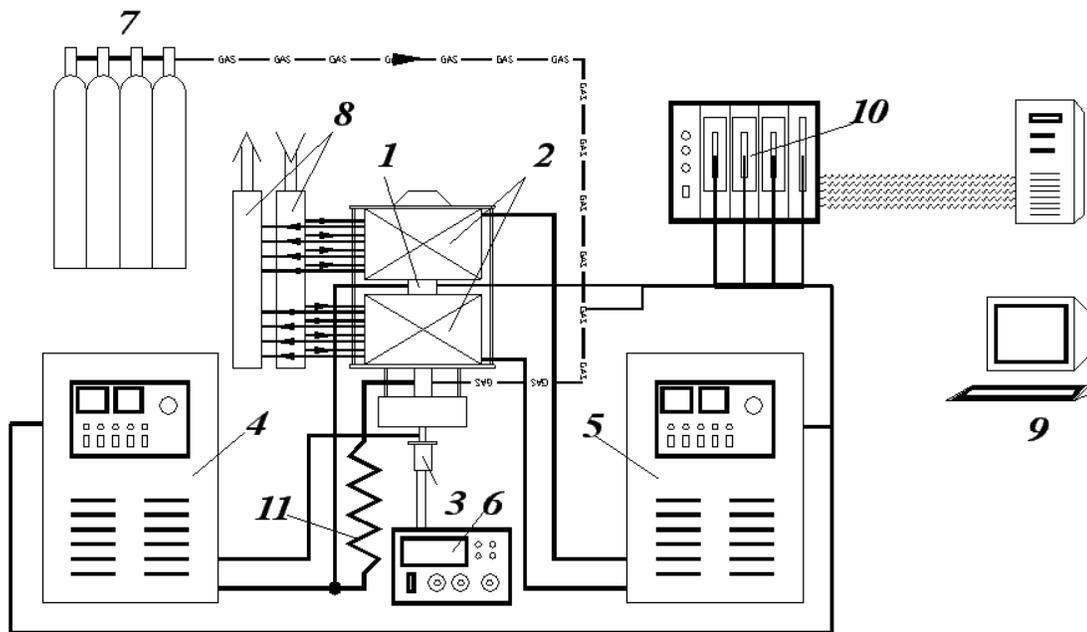


Figura A.1: Sistema experimental: 1 - sistema de eletrodos; 2 - sistema magnético; 3 - sistema de ignição do arco elétrico; 4 - fonte de energia para o arco elétrico; 5 - fonte de corrente para os solenóides; 6 - fonte de energia para o sistema de ignição; 7 - sistema de gás; 8 - sistema de refrigeração à água para os solenóides; 9 - sistema de controle do sistema experimental; 10 - sistema de comunicação; 11 - resistência.

- fonte de energia para os solenóides;
- sistema de gás;
- sistema magnético (os solenóides);
- sistema de refrigeração à água para os solenóides;
- sistema de ignição do arco elétrico;
- fonte de energia para o sistema de ignição;
- sistema de controle do sistema experimental;
- sistema de comunicação (SCXI-1000);
- sistema de extração de dados e controle.

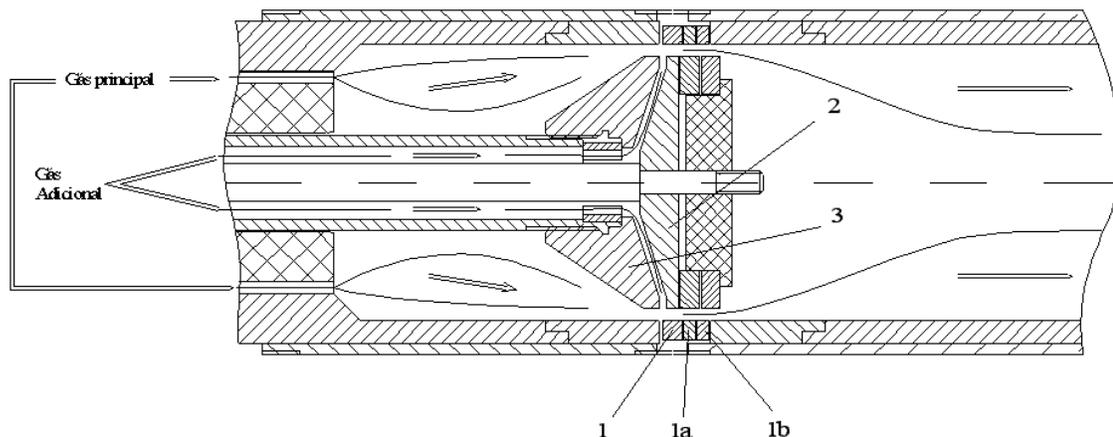


Figura A.2: Sistema de eletrodos. 1 - catodo principal; 2 - anodo; 3 - catodo auxiliar; 1a e 1b - anéis auxiliares.

A.1 Sistema de eletrodos

O sistema de eletrodos é o núcleo do sistema experimental (vide Figura 3.1 e Figura A.2) e apresenta um sistema de eletrodos coaxiais colocado dentro de solenóides. O sistema de eletrodos tem três tipos de eletrodos: o catodo aterrado (1) é o eletrodo externo, principal da instalação; o anodo (2) - eletrodo interno e um eletrodo auxiliar (3), que assegura a formação do arco. Ao lado do catodo estão dispostos dois anéis separados entre si por isolantes térmicos e elétricos. Esses permitem separar o fluxo de calor que entra pela mancha do arco elétrico do fluxo de calor total entrando no catodo, desta maneira permitindo obter o valor do equivalente em volts U na mancha do arco. O eletrodo auxiliar (3) serve para iniciar o arco mecanicamente, pois nessa experiência não se pode usar alta tensão e alta frequência para fazer a ignição, pois danificaria o sistema de medidas. Em cada eletrodo externo são instalados termopares para a medida da temperatura da superfície do catodo. Os catodos foram feitos de cobre comercial (comum) na forma de anéis estreitos com espessura 2 – 5 mm. Essa espessura previne o deslocamento longitudinal excessivo do arco ao longo do eletrodo, o que normalmente acontece devido ao arraste do arco pelo fluxo axial de gás.

Para iniciar o arco elétrico foi utilizado um sistema de ignição mecânico. No início da experiência os eletrodos auxiliar (3) e anodo (2) estão em contato. Por comando do computador os eletrodos se afastam, abrindo o circuito elétrico e é iniciado o arco auxiliar de corrente, limitada por uma resistência. O arco auxiliar automaticamente transfere-se ao arco principal no “gap” entre o catodo (1) e o anodo (2) devido ao efeito hidrodinâmico de um pequeno fluxo do gás ($\sim 10\%$ do fluxo total) entre o eletrodo auxiliar (3) e o anodo (2) e, também, pela diminuição brusca na resistência do circuito principal. O eletrodo auxiliar (3) serve para iniciar o arco mecanicamente, pois nessa experiência não se pode usar alta tensão para a ignição, pois poderia danificar o

| | |
|---------------------------------|-----------------------------------|
| Supply | 440 V (60 Hz) three-phase 110 kVA |
| Power | 90 kW DC |
| Ripple | 1,6 % |
| $\cos \varphi$ | 0.85 |
| Operation strips (of the exit): | 1) 500 V/180 A |
| | 2) 360 V/250 A |
| | 3) 250 V/360 A |
| | 4) 180 V/500 A |

Tabela A.1: Características técnicas do fonte de potência para tocha de plasma.

sistema de medidas.

O arco move-se no gap entre o catodo (1) e anodo (2) devido à força do Lorentz produzida pela corrente do arco e o campo magnético uniforme no “gap” entre os eletrodos. A pressão dentro da instalação é mantida no nível aproximadamente de aproximadamente 1,1 atm para prevenir a entrada de gás ambiental. Isto é necessário quando o gás plasmagênico é diferente do ar. Para garantir a mesma hidrodinâmica para o catodo principal e os aneis auxiliares, a justante do anodo foram instalados aneis eletricamente isolados.

A.2 Fonte de energia para o arco elétrico

Como fonte de energia para o arco elétrico (Figura A.3) foi usada uma fonte desenvolvida pelo engenheiro Heinz Hoppe de Souza para tochas de plasma (atualmente está sendo patenteada pois apresenta uma solução inédita em seu circuito). Essa fonte necessitou de ajustes para se adequar ao arco da experiência da erosão (na tocha, o arco tem 15 cm de comprimento, enquanto na erosão temos apenas alguns milímetros). As características técnicas da fonte estão representadas na Tabela A.1.

Uma conexão com o computador permite controlar a fonte em seu funcionamento. Por comando do programa, escrito no LabView, a corrente aumenta instantaneamente até o nível necessário e no fim de cada experiência diminui até zero, sem desligar a fonte para a experiência seguinte. Simultaneamente com o aumento da corrente o programa envia o comando para iniciar o arco elétrico auxiliar. A fonte pode operar em 4 faixas: 500 V/180 A; 360 V/250 A; 250 V/360 A; 180 V/500 A. A alimentação é em 440 V trifásica, 110 kVA. A potência de saída é de 90 kW DC, o ripple é de 1,6 % e o $\cos \varphi$ é de 0,85.

A.3 Fonte de energia para os solenóides

Para a criação do campo magnético no espaço entre os eletrodos foi projetada uma fonte pelo mesmo engenheiro que projetou a fonte para o arco, aproveitando a



Figura A.3: Fonte de potência para o arco elétrico.

experiência adquirida e parte dos circuitos e placas projetadas e construídas para a fonte de arco. A característica notável da fonte é que o ripple da fonte é baixo (0,1%) para não induzir tensões altas nos termopares pelo campo magnético variável.

A fonte de corrente DC400A/15kW para os solenóides está mostrada na Figura A.4 e se alimenta da linha trifásica 220 V(60 Hz)/18 kVA, com a potência 15 kW na carga. O gabarito do gabinete de fonte é de $1430 \times 800 \times 800$ mm. Estão disponíveis quatro faixas operacionais: 150V/100A; 8V/20A; 8V/100A; 33V/400A. O controle de funcionamento permite: realimentação em corrente; acionamento remoto e controle externo (sinal de 0 até 10V).

A medida de ondulação (ripple) foi feita por ligação da fonte diretamente na carga líquida (resistor “puro”). Nesse caso podemos considerar a ondulação atual de corrente igual à ondulação de voltagem medida. Para as faixas operacionais 2 – 4 foi obtido o ripple na faixa de 0,1%, que é um valor bem menor do que no caso da primeira faixa (3%). Na Figura A.5 representamos a característica $V - I$ (Tensão-Corrente) para cada faixa operacional. O esquema elétrico principal da fonte é apresentado na Figura A.6.



Figura A.4: Fonte de potência para os solenóides.

A.4 Sistema de gás

O gás para os experimentos (ar) foi fornecido por um compressor sem qualquer purificação prévia. Portanto, a qualidade do gás fica mais próxima das condições de funcionamento na indústria. Para a medida da vazão do gás foram usados rotâmetros de precisão e para a medida da pressão - manômetros.

A.5 Sistema magnético (solenóides)

O sistema magnético consiste de dois solenoides instalados coaxialmente no sistema de eletrodos e distantes um do outro de 15 mm (gap) na direção axial. A distância entre os solenóides pode variar até 22 mm sem modificação essencial da configuração geométrica com o campo magnético. Esse gap possibilita o acesso livre aos eletrodos para os fios de termopares, os cabos de alimentação de energia elétrica e para o sistema de refrigeração dos eletrodos (somente nas experiências da erosão do eletrodo). Cada solenoide consiste de 6 seções (cada seção de 2 camadas axiais, cada camada de 12 espiras radiais). As seções são conectadas em série ao circuito elétrico, e em paralelo ao

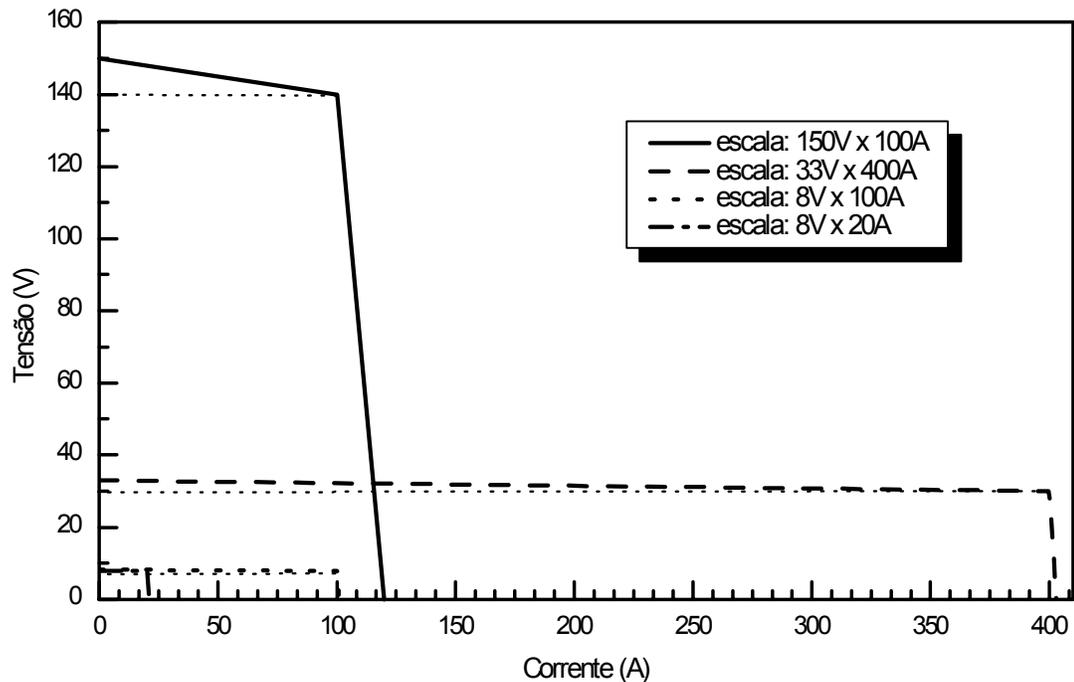


Figura A.5: Características $V - I$ da fonte de 15kW para os solenóides.

sistema hidráulico para refrigerar os solenóides. Na construção foram utilizados tubos de secção quadrada (de lado 1/4") feitos de cobre perfurado. Cada secção produz um campo magnético no eixo de $1,538 \times 10^{-4}$ Tesla por Ampere. O campo máximo que pode ser obtido na corrente 400 A é de 0,4 T. Para medir o campo magnético foi usado o gaussímetro MG-3D da "Walker Scientific Inc". A construção foi realizada no grupo de bobinagem do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron.

Os testes do sistema magnético mostram existência de um enfraquecimento do campo na secção média entre os solenóides para distância entre eles de 22 mm. A variação máxima do campo não excede 1,3%.

A.6 Sistema de refrigeração à água para os solenóides

Para resfriar os solenóides foram montadas linhas do sistema de distribuição de água (Figura A.7), consistindo de duas colunas distribuidoras (uma na entrada, outra na saída) ligadas com os solenóides. Cada seção dos solenóides (número total 12) tem sua própria entrada e saída. Essa ligação em paralelo foi feita a fim de diminuir a resistência hidráulica. O sistema de controle da refrigeração constitui-se de dois manômetros iguais. Também foi instalado um sistema de controle de temperatura da

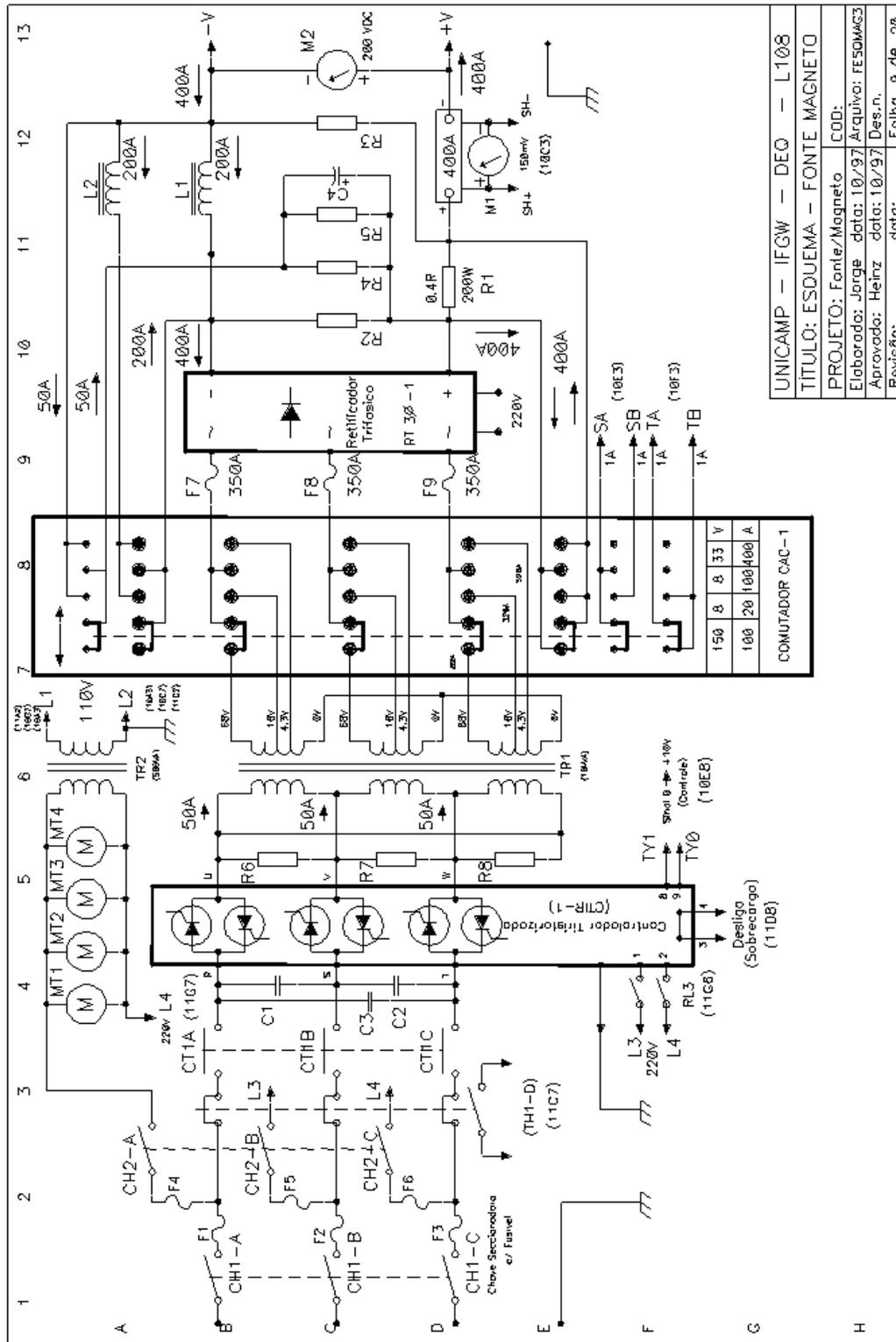


Figura A.6: Esquema elétrico principal da fonte de potência para os solenóides.

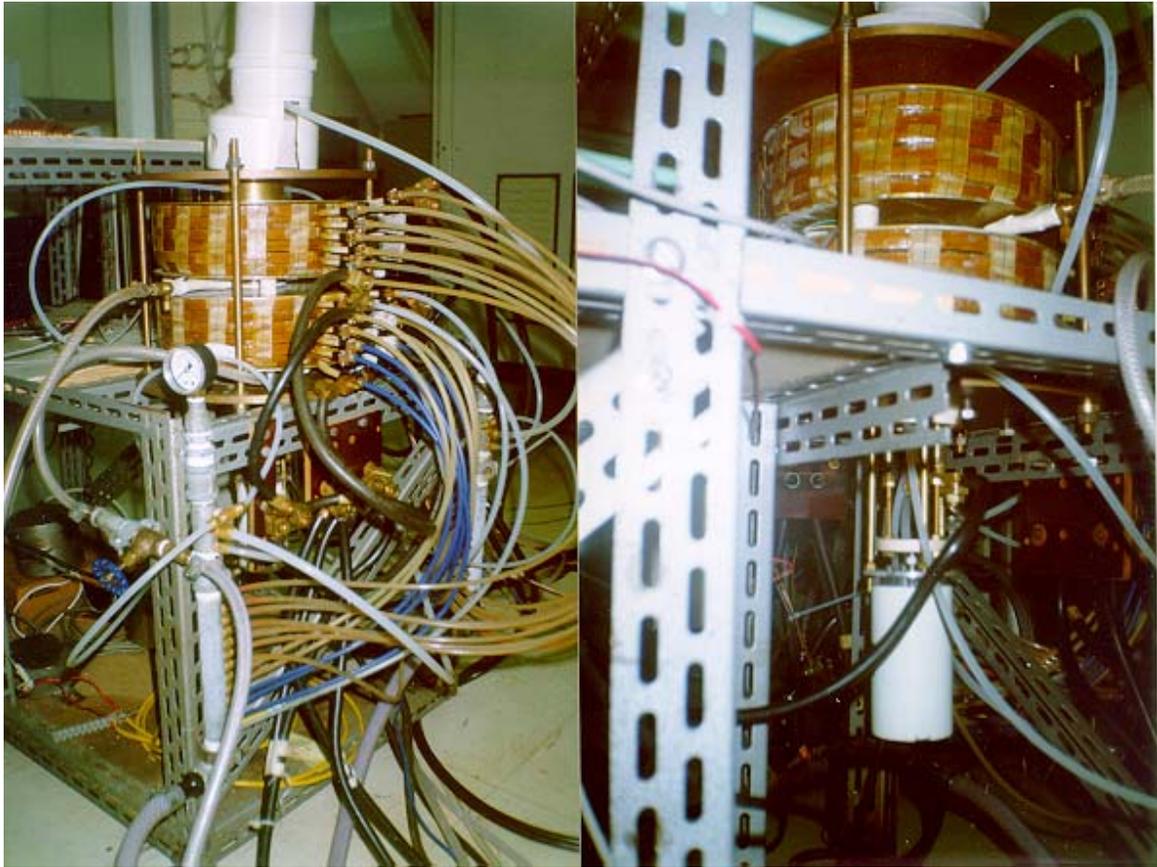


Figura A.7: Sistema de refrigeração (à esquerda) e eletroímã do sistema de ignição (à direita).

água, usando termopares, ligados diretamente ao sistema de extração (aquisição) de dados e controle. Através da diferença entre as temperaturas na saída e entrada o processo pode ser terminado automaticamente pelo comando do computador.

A.7 Sistema de ignição do arco elétrico

O sistema de ignição ou iniciação do arco elétrico consiste em um catodo auxiliar fixo, um eletroímã com núcleo móvel e um sistema de gás auxiliar. O núcleo do eletroímã é unido rigidamente com o eletrodo auxiliar. O catodo auxiliar é conectado com o catodo principal através de uma resistência para limitar a corrente do arco auxiliar na faixa de 20 – 30 A. Quando a tensão é fornecida ao eletroímã, o núcleo começa a mover-se (por 2 – 3 mm) junto com o anodo e abre o circuito elétrico auxiliar. Nesse momento o arco elétrico é iniciado entre o catodo auxiliar e o anodo. Uma pequena quantidade de fluxo de gás auxiliar (alguns porcentos do fluxo total) ajuda a

criar o fluxo do plasma no “gap” que facilita a transferência do arco elétrico ao catodo principal. Como o arco principal e o auxiliar têm as características volt-ampéricas descendentes e são conectados em circuito paralelo, o arco auxiliar apaga-se pois exige maior tensão (por causa da resistência auxiliar). Assim, somente o arco principal, conectado diretamente à fonte, continua a existir.

A.8 Fonte de energia para o sistema de ignição

Para alimentar o eletroímã usa-se a fonte de energia Tektronix PS-280 DC. Através de uma conexão com o microcomputador, a fonte é controlada pelo programa LabView.

A.9 Sistema de controle do sistema experimental

O sistema de extração (aquisição) de dados e controle do trabalho utiliza um computador (processador K-6, RAM 64M, frequência 233 MHz). O LabView é um software utilizado para implementar a comunicação entre o microcomputador e o sistema experimental. No modo programado o LabView opera, utilizando os diagramas em blocos (denominados VI - instrumento virtual) já existentes em sua biblioteca, ou então utilizando-se de novos diagramas em blocos definidos pelo usuário. O hardware é composto por uma placa plug-and-play de interface (DAQ - Data Acquisition) AT-MIO-16E-10 e de uma interface de comunicação SCXI-1000 Chassis (Signal Conditioning eXtention for Instrumentation). O sistema tem, também, a placa GPIB-PCIIA, para controle do funcionamento do osciloscópio digital Tektronix TDS 524A. O osciloscópio serve para obter a frequência da rotação do arco, tempo entre as passagens consecutivas do arco e fotografar o perfil do sinal recebido. Todas as partes do sistema de aquisição e controle foram conectadas como representado na Figura 3.1.

A.10 Sistema de comunicação (SCXI-1000)

O hardware SCXI-1000 tem quatro terminais: um para entrada analógica (AI - Analog Input), um para saída analógica (AO - Analog Output), e dois terminais para entrada e saída digital (DIO - Digital Input/Output). esses últimos possuem relés eletrônicos e mecânicos. Um terminal (com relé eletrônico) - serve para baixas correntes e o outro terminal (com relé mecânico) - para correntes altas. Todos os terminais têm 8 canais isolados. Os canais da entrada analógica AI têm amplificadores separados. Isso permite medir sinais baixos da ordem de mV com erro de alguns μV . A temperatura dentro dos terminais é controlada e pode ser medida através de termistores.

A.11 Sistema de extração de dados e controle.

O programa para automatização da experiência é composto de duas partes principais que funcionam em tempos consecutivos, pois o tempo de extração de dados (e, também, controle do sistema experimental (veja Figura A.8)) é menor do que o tempo de tratamento dos dados (Figura A.9). Devido à necessidade de medir a frequência de rotação do arco, o valor do Scan Rate (número dos dados experimentais adquiridos por um segundo) dos canais deve ser maior do que a frequência de rotação do arco. Para satisfazer a teorema do Nyquist o Scan Rate foi mantido de 10 000 aquisições por segundo pois a frequência de rotação do arco não ultrapassou de 3000 Hz. O tempo necessário para o aquecimento da superfície do eletrodo até a temperatura de fusão (o tempo de funcionamento da primeira parte do programa), tem ordem de 1 – 2 s e depende da corrente e do campo magnético. A segunda parte é o tratamento do dados e exige mais tempo e é da ordem de 1 min.

No início da primeira parte do programa são feitas as definições importantes para a aquisição de dados e controle do sistema. O programa define as operações para a entrada/saída analógica (Analog Input/Output) e a entrada/saída digital (DIO - Digital Input/Output), define a especificação de tarefa básica (i.e., que equipamentos são utilizados (devices), canais (channels), portos, tamanho da memória intermediária (buffer size), largura do porto (port width)), carrega as condições iniciais para a tarefa de aquisição de dados, aloca memória intermediária, e devolve os números de identificação (ID number) das tarefas para utilização em seguida nos instrumentos virtuais do DAQ.

Quando todas as configurações estão preparadas, o programa faz a iniciação do processo de aquisição dos dados e o controle de funcionamento do sistema experimental. O sistema de controle inclui o controle da fonte de energia do arco elétrico e da ignição (liga-desliga, determina a corrente necessária) e controle dos parâmetros de funcionamento do sistema experimental (o tempo de funcionamento do sistema, a temperatura do eletrodo, etc.).

A aquisição dos dados começa no mesmo instante com a ignição do arco elétrico. A tensão nos termopares, a tensão total e a corrente no arco elétrico, o campo magnético, etc. são enviados à memória intermediária. Quando a temperatura da superfície do eletrodo ou o tempo de funcionamento do sistema atingem seus limites (definidos na configuração pelo usuário) o programa manda um comando para interromper o arco elétrico e terminar a aquisição dos dados.

Na segunda parte do programa os dados experimentais adquiridos são gravados no disco rígido e estão dispostos para tratamento (transformação dos números obtidos em unidades físicas, filtragem, transformada de Fourier, calculo do equivalente em volts ou da densidade de corrente na mancha do arco. No final os resultados são apresentados graficamente.

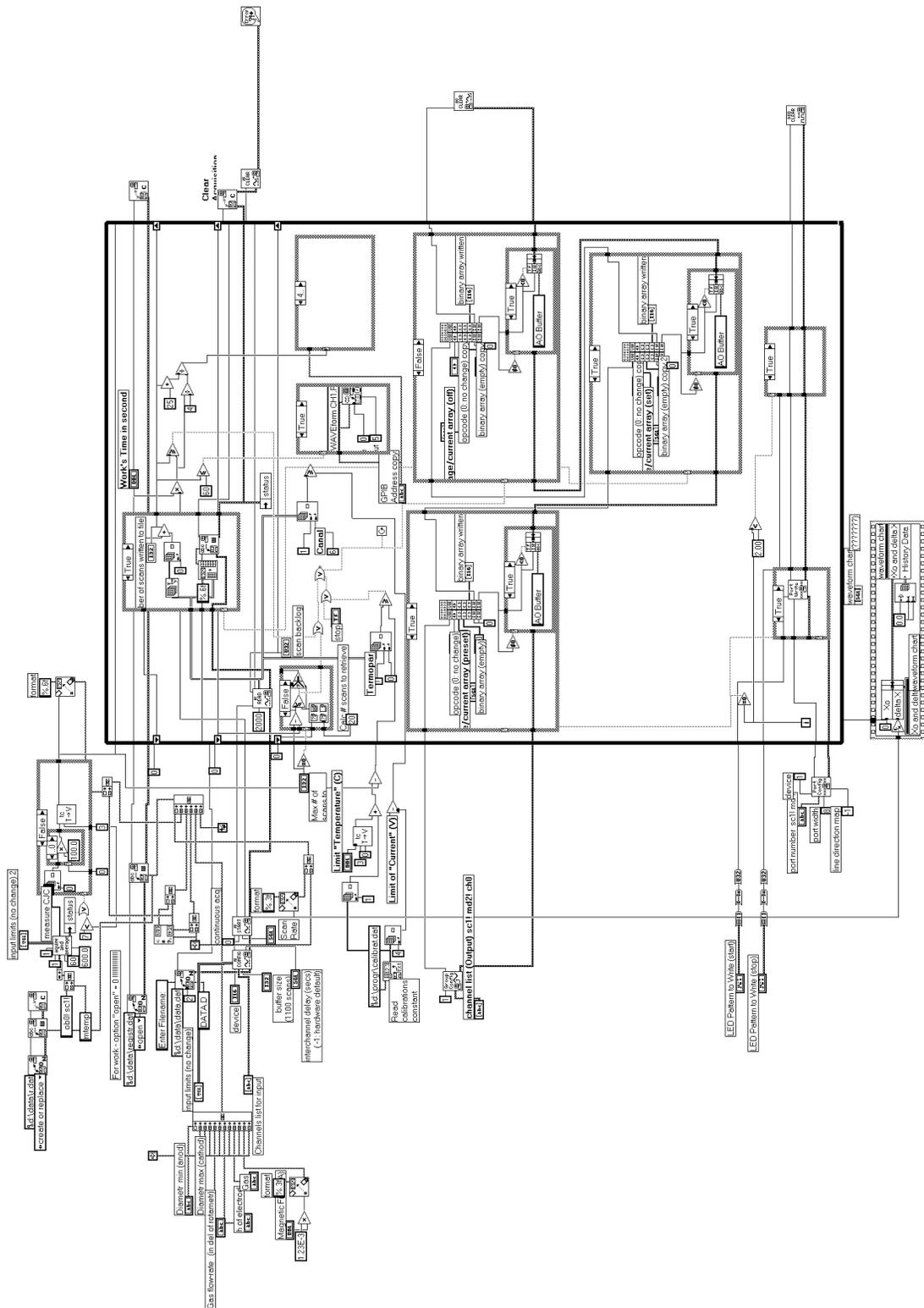


Figura A.8: Código da primeira parte do programa LabView. Aquisição dos dados experimentais.

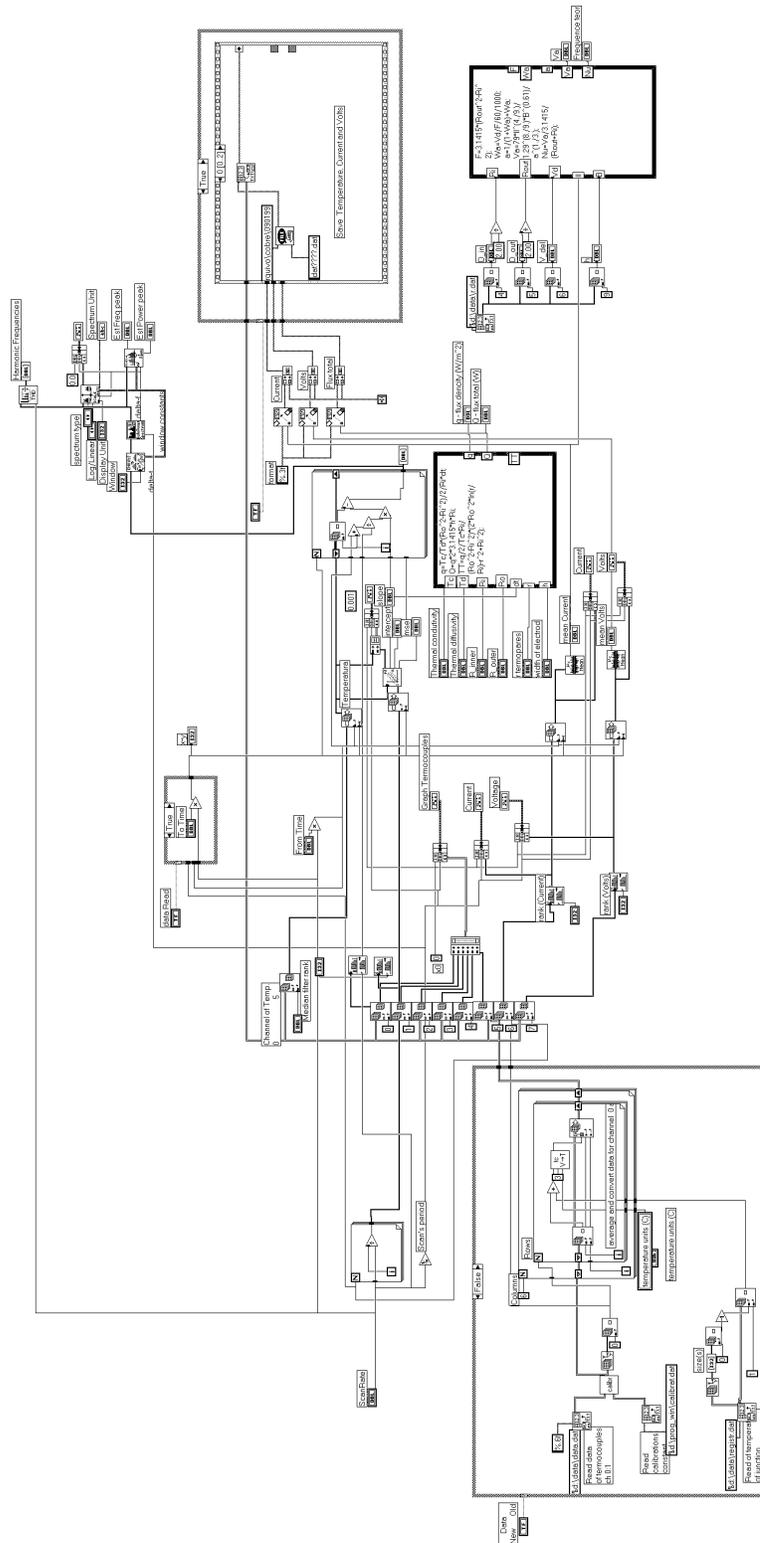


Figura A.9: Código da segunda parte do programa LabView. Tratamento dos dados experimentais.

Apêndice B

Optimização do campo magnético

B.1 Pré-requisitos básicos.

Um dos métodos de se atingir alta velocidade do movimento do arco elétrico consiste na imposição no arco de um campo magnético externo (invariável no tempo). Sob a ação da força do Lorentz $\mathbf{F} = \mathbf{I} \times \mathbf{B}$ o arco pode se mover com velocidade de algumas centenas de metros por segundo. Desta maneira pode ser diminuído o tempo de residência da mancha do arco na superfície do eletrodo, diminuindo assim o superaquecimento local da superfície, e, conseqüentemente, reduzindo a taxa de erosão do eletrodo, devido à distribuição mais uniforme do fluxo térmico da mancha do arco na parte maior da superfície do eletrodo.

Para iniciar o projeto do sistema magnético é necessário definir a faixa de variação do campo magnético na qual será feito o estudo efetivo da erosão. Resultados experimentais (onde foram usados deferentes gases: ar, argônio, nitrogênio, hidrogênio e hélio) mostram que nas pressões normais (~ 1 atm) dentro da câmara de descarga e nas correntes 200–1000 A a taxa da erosão será mínima se para mover o arco aplicarmos campo magnético de intensidade 0,04 – 0,08 T. No caso de pressões elevadas (50 – 100 atm) os melhores resultados, em relação da taxa de erosão, foram obtidos nos campos magnéticos 0,2 – 0,3 T.

Os campos magnéticos indicados acima podem ser obtidos através do solenóide, situado na superfície externa do eletrodo externo do sistema de eletrodos coaxiais, ou por um ímã permanente de forma circular, que é magnetizado longitudinalmente. Nesse caso é necessário lembrar que a aplicação de um ímã permanente faz possível obter campos magnéticos (sem possibilidade de variar a intensidade) até 0,05 T, e os solenóides abrangem a escala inteira de variação do campo. A independência do ímã permanente das circunstâncias ambientais é um argumento forte em favor de sua aplicação.

Como não há nenhum estudo quantitativo de que a topologia do campo magnético influi na erosão, o cálculo do solenóide pode ser reduzido determinando-se o campo somente no eixo do solenóide. Existem dois modos de fazer os calculos do

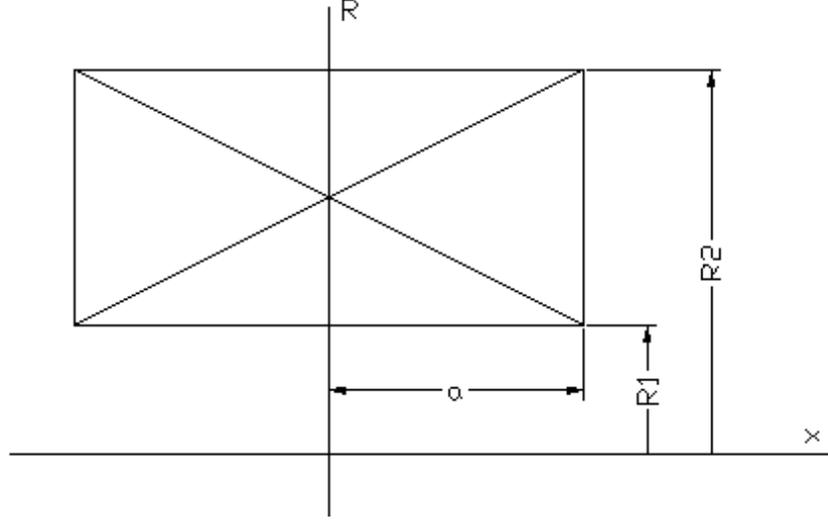


Figura B.1: Esquema para cálculo de intensidade do campo magnético para o solenóide.

solenóide partindo de determinado campo magnético: baseando-se nas dimensões do solenóide calcula-se a corrente necessária para criar o campo, ou tendo a corrente como base, calculam-se as dimensões. Também, deve ser feita otimização dos parâmetros para se diminuir o gabarito da construção e o custo.

A componente axial do campo magnético (em Oersted) no eixo do solenóide distante x do centro pode ser calculado como [88]

$$H = \frac{0.1\pi IN}{a(R_2 - R_1)} \left\{ (a - x) \ln \frac{R_2 + [R_2^2 + (a - x)^2]^{0.5}}{R_1 + [R_1^2 + (a - x)^2]^{0.5}} + (a + x) \ln \frac{R_2 + [R_2^2 + (a + x)^2]^{0.5}}{R_1 + [R_1^2 + (a + x)^2]^{0.5}} \right\} \quad (\text{B.1})$$

onde I - corrente, N - número das espiras, a - semi-espessura do solenóide, R_1 e R_2 - raio interno e externo do solenóide, respectivamente (vide Figura B.1).

No centro do solenóide, no eixo, o campo magnético atinge seu valor máximo que pode ser escrito na forma seguinte

$$H_0 = G \left(\frac{P\lambda}{\rho R_1} \right)^{0.5} \quad (\text{B.2})$$

onde P é a potencia consumida por solenóide para criar o campo magnético de intensidade H_0 no centro do solenóide; $\lambda = F_c/F_0$ é o fator do carregamento; F_c é a área (na seção axial do solenóide) ocupada somente pelo condutor e F_0 - área total (incluindo isolamento e refrigeração) ocupada por solenóide; G é o fator da forma

$$G = \frac{\sqrt{2\pi}}{5} \left(\frac{\beta}{\alpha^2 - 1} \right)^{0.5} \ln \left(\frac{\alpha + \sqrt{\beta^2 + \alpha^2}}{1 + \sqrt{\beta^2 + 1}} \right) \quad (\text{B.3})$$

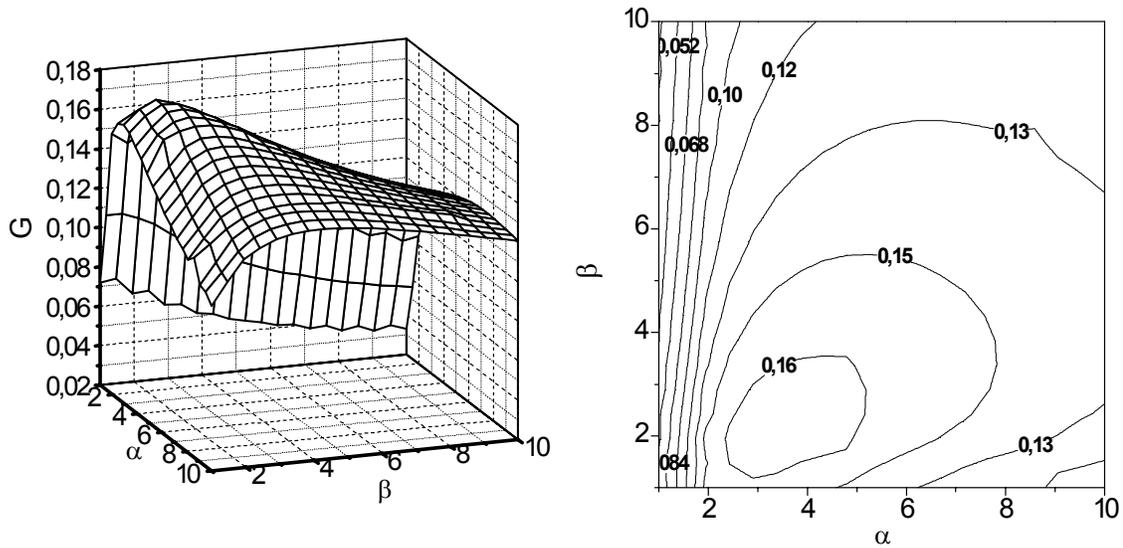


Figura B.2: Fator de forma G em função dos parâmetros α e β . a) visão expandida; b) $G = f(\alpha)$; c) $G = f(\beta)$.

que depende da configuração geométrica do solenoide através das variáveis $\alpha = R_2/R_1$ e $\beta = a/R_1$.

A Figura B.2 mostra o comportamento do fator de forma em função dos parâmetros geométricos α e β . Como podemos ver dos gráficos $G(\alpha, \beta)$ revela a existência de um máximo. Isto significa que existe uma configuração geométrica do solenóide quando a potência que a fonte gasta para alimentar o solenóide (a fim de ter o mesmo campo H_0) é mínima. Com isso surge a necessidade de se fazer a otimização da construção.

Fator de forma G em função dos parâmetros α e β . a) visão expandida; b) $G = f(\alpha)$; c) $G = f(\beta)$.

B.2 Otimização

Para se estudar a erosão do eletrodo numa faixa razoavelmente grande de variação do campo magnético e levando em conta o fato de que a erosão mínima (na pressão do ar de 1 atm) acontece num campo menor do que 0,1 T, foi determinado o valor máximo do campo magnético $B = 0,5$ T (isso corresponde $H = 4 \times 10^5$ Oersted, Oersted = $7,96 \times 10^{-5}$ T) que o solenóide deveria produzir. Mais uma limitação à construção do solenóide foi aceita que o diâmetro interno do solenóide não poderia ser menor do que 90 mm, por restrição da geometria do sistema dos eletrodos.

Por sua melhor condutividade tanto elétrica quanto térmica o cobre é o melhor material para fazer as espiras do solenóide. A indústria do Brasil produz uma barra de cobre de seção quadrada com $h_1 = 1/4'' = 6,35$ mm, com canal de refrigeração interno de $h_2 = 1/8'' = 3,175$ mm, também na forma quadrada. Tal configuração geométrica

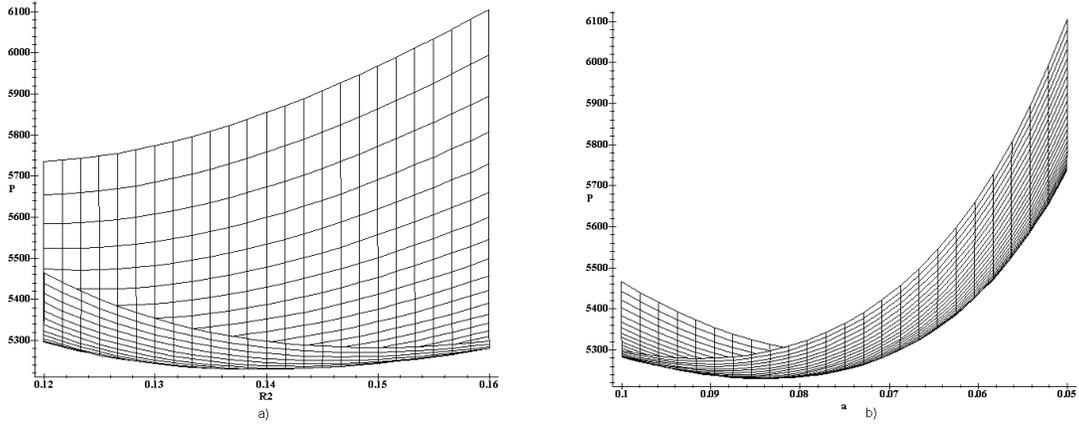


Figura B.3: Potência da fonte de energia P necessária para o solenóide poder criar campo magnético 0,5 T. a) P em função do raio externo do solenóide; b) P em função da semilargura do solenóide.

da barra possibilita aumentar significativamente o fator de carregamento λ . Levando em conta a isolamento externa da barra, temos a espessura da barra de 6,8 mm. Então a secção transversal total da barra (ou de uma espira) é de $f_0 = 6,8 \times 6,8 = 46,24 \text{ mm}^2$, quando a área ocupada pelo condutor é de $f_c = h_1^2 - h_2^2 = 30,242 \text{ mm}^2$. Nesse caso o fator do carregamento é de $\lambda = F_c/F_0 = f_c/f_0 = 0,654$.

A Figura B.3 mostra a potência P da fonte da energia, calculada pela equação (B.2), em função do raio externo R_2 e da semi-espessura a do solenóide. Como podemos ver que a potência P tem um valor mínimo quando o raio externo do solenóide está na faixa de $R_2 = 0,138 - 0,140 \text{ mm}$ e a semi-espessura $a = 0,084 - 0,086 \text{ mm}$. Nesse caso o fator de forma G atinge seu valor máximo.

Arredondando os valores obtidos de R_2 e a podemos obter o número de espiras do solenóide. Para se ter um campo magnético de 0,5 T, o solenóide tem que ser construído de tal modo que a espessura tenha

$$N_t = \left\langle \frac{2a}{h_{is}} \right\rangle = 25 \quad (\text{B.4})$$

espiras e radialmente deve ter

$$N_v = \left\langle \frac{R_2 - R_1}{h_{is}} \right\rangle = 14 \quad (\text{B.5})$$

camadas uma em cima da outra.

Tendo por base os parâmetros reais do solenóide podemos calcular a potência real da fonte de energia. Baseando-se nos números das espiras N_t e N_v a resistência do solenóide calcula-se como

$$R_s = \rho \frac{L}{f_c} \quad (\text{B.6})$$

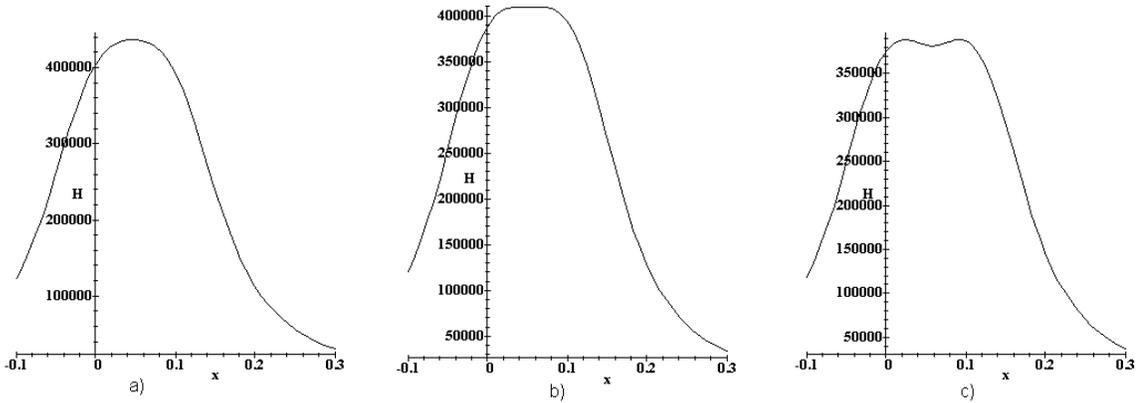


Figura B.4: Distribuição da componente axial da intensidade do campo magnético no caso dos dois solenóides para diferentes distâncias d entre eles. a) $d = 10$ mm; b) $d = 18$ mm; c) $d = 23$ mm.

onde ρ é a condutividade elétrica do material do condutor (para cobre temos $\rho = 0,0173 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$) e

$$L = 2\pi \sum_i R_i \quad (\text{B.7})$$

é o comprimento total do solenóide.

Finalmente, obtemos a corrente

$$I = \sqrt{\frac{P}{R_s}} \quad (\text{B.8})$$

que a fonte deveria manter para o solenóide produzir o campo magnético de 0,5 T no eixo.

Devido ao fato de que o eletrodo da instalação deve ter o acesso livre para a conexão elétrica e dos termopares, a construção do solenóide tem que ser dividida por duas partes iguais afastadas uma da outra. O campo magnético, nesse caso, pode ser calculado utilizando a mesma equação (B.1) como soma de dois campos produzidos por cada solenóide no ponto do eixo $x = a + \delta/2$, onde δ é a distância entre as partes do solenóide. A distribuição da componente axial do campo magnético ao longo do eixo do sistema dos solenóides para diferentes δ é mostrada na Figura B.4.

A massa do solénoide também é um fator importante. Ele tem que ter a massa mínima devido à necessidade de desmontar a instalação periodicamente para trocar o eletrodo. Voltando à Figura B.2 podemos ver que a região com o fator de forma alto permite variar o número das espiras (N_v e N_t) em limites razoáveis. Nesta etapa de otimização é necessário achar um compromisso entre a corrente necessária e a massa do solenóide. Diminuindo o número des espiras a corrente no solenóide aumenta para manter o campo magnético na mesmo nível. Isto provoca aumento da potência da fonte, aumento nas dimenções da fonte e, também, no preço.

Combinando diferentes números de espiras N_v e N_t foram obtidos os correspondentes valores da corrente I , da potência da fonte P e da massa do solenóide m .

Os resultados mostram que a variação ampla do número de espiras não influi significativamente na potência da fonte, mas a corrente e a massa variam significativamente.

A densidade de corrente nas espiras do solenóide está limitada pela quantidade de calor que pode ser retirada sem superaquecimento do solenóide. Para os solenóides sem refrigeração forçada a densidade de corrente não pode ultrapassar $5 \times 10^4 \text{ Am}^{-2}$, o que não é suficiente. Portanto o solenóide é obrigado a ter sistema de refrigeração e a próxima etapa dos cálculos é a otimização do sistema térmico e hidráulico do projeto do solenóide.

B.3 Refrigeração do solenóide

A utilização de água na refrigeração de um sistema é o método mais difundido de refrigeração por ser mais eficiente devido à sua acessibilidade e ao alto calor específico da água. Portanto, esta substância refrigerante é sempre usada para temperaturas das superfícies de refrigeração na faixa até 100° C . O problema do projeto térmico e hidráulico no cálculo da refrigeração de qualquer sistema consiste na determinação da quantidade de água necessária para a refrigeração, as condições térmicas do condutor e as perdas hidráulicas no sistema de refrigeração. Esse último é muito importante pois determina a pressão na entrada do sistema de refrigeração que está limitada pela pressão existente no laboratório.

Para fazer os cálculos corretos da refrigeração à água é necessário saber qual é o maior fluxo térmico que deve ser removido do sistema com o seu auxílio. No projeto assumimos que o solenóide é um tubo suficientemente longo, no qual faz-se passar corrente elétrica e dentro do qual circula água com uma certa vazão constante. Com isso assumimos, também, que o aquecimento do solenóide é uniforme ao longo do canal com fluxo térmico radial sem levar em conta o longitudinal. O calor produzido por efeito Joule no tubo é transferido para à água de refrigeração. A temperatura da água continua a crescer ao longo do tubo. Numa certa secção a água pode chegar à ebulição, dependendo da densidade de fluxo de calor, do comprimento do tubo e do fluxo da água. No início desse processo, quando as bolhas começam a aparecer, a extração de calor é maior. Crescendo ao longo do fluxo, as bolhas cobrem a parede com uma camada de vapor. Para esse regime, o coeficiente de transporte de entrega de calor é bastante menor do que o coeficiente anterior, o que conduz ao aumento da temperatura da parede. Tal regime é inadmissível, pois provoca, do ponto de vista da refrigeração, a crise da condução térmica.

O fluxo de calor que é liberado no tubo do solenóide pode ser calculado como

$$Q = I^2 R \tag{B.9}$$

onde

$$R = \rho \frac{l}{S} \tag{B.10}$$

é a resistência do solenóide que também depende da temperatura. No início do cálculo assumimos $T = 20^\circ \text{C}$ com a ajuste seguinte de acordo com os cálculos. Outras variáveis na equação acima são: l , S - comprimento e seção transversal do condutor, ρ - condutividade elétrica (para cobre $\rho = 0,0175 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$ para temperatura $T = 20^\circ\text{C}$).

O fluxo da água de refrigeração G_w necessária para remover o fluxo de calor Q pode ser calculada através da equação da equilíbrio da energia

$$G_w = \frac{Q}{c\Delta t} \quad (\text{B.11})$$

onde c é calor específico da água; $\Delta t = t_{in} - t_{out}$ é o valor do aquecimento da água; t_{in} e t_{out} temperatura na entrada e saída do tubo do solenóide, respetivamente. A velocidade da água dentro do tubo é

$$v = \frac{G_w}{\rho_l S_c} \quad (\text{B.12})$$

onde S_c é a seção transversal do tubo (em nosso caso $S_c = h_2^2$); ρ_l é a densidade da água.

A pressão ΔP necessária para se fazer a água passar pelo tubo de refrigeração com a vazão G_w e a velocidade v pode ser determinada através da equação Bernoulli escrita na forma seguinte

$$\Delta P = \left(\frac{\rho_l v^2}{2}\right)(1 + \xi_1 \varepsilon + \xi_2) \leq \Delta P_p \quad (\text{B.13})$$

onde $\xi_1 = \lambda_l l/d$ é o coeficiente de resistência ao atrito da secção por comprimento do tubo l , ξ_2 é o coeficiente da resistência hidráulica local, λ_l é o coeficiente linear de resistência ao atrito por comprimento $l = d$, $\varepsilon = \xi/\xi_1$ é o fator de correção, que leva em conta a curvatura das espiras do solenóide e ΔP_p a pressão disponível.

O coeficiente λ_l depende do regime de escoamento, do estado da superfície interna do tubo, etc. Para os cálculos aproximados num fluxo turbulento, podemos utilizar a dependência conhecida

$$\lambda_t = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}, \quad (\text{B.14})$$

e para o fluxo laminar

$$\lambda_t = \frac{64}{\text{Re}}, \quad (\text{B.15})$$

onde $\text{Re} = vd/\gamma$ é o número do Reynolds (γ é o viscosidade).

Valores mais detalhados sobre os coeficientes de atrito hidráulico e resistências locais podem ser encontrados no trabalho [89]. O coeficiente de resistência ao atrito depende também da curvatura do tubo. A correção na curvatura do tubo ε pode ser determinada da Tabela B.1. Se ocorre que $\Delta P > \Delta P_p$, então é necessário escolher um tubo com secção maior ou dividir o tubo hidráulicamente em vários ramos paralelos.

| Re | l/d | | | | | | | | |
|-----------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 1 | 2 | 5 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| 1×10^4 | 1,65 | 1,50 | 1,34 | 1,23 | 1,17 | 1,13 | 1,07 | 1,03 | 1,00 |
| 2×10^4 | 1,51 | 1,40 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,10 | 1,05 | 1,02 | 1,00 |
| 5×10^4 | 1,34 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,10 | 1,08 | 1,04 | 1,02 | 1,00 |
| 1×10^5 | 1,28 | 1,22 | 1,15 | 1,10 | 1,08 | 1,06 | 1,03 | 1,02 | 1,00 |
| 1×10^5 | 1,14 | 1,11 | 1,08 | 1,05 | 1,04 | 1,03 | 1,02 | 1,01 | 1,00 |

Tabela B.1: Correção na curvatura do tubo [89]

A temperatura da parede do tubo do solenóide é determinada da seguinte forma [90]. O coeficiente de transporte de calor α de transferência de calor da parede para o fluxo da água é calculado como

$$\alpha = \frac{Nu\lambda_a}{d_g}, \quad (\text{B.16})$$

onde para um fluxo turbulento bem desenvolvido ($8 \times 10^3 < \text{Re} < 10^6$) temos que

$$Nu = 0,023Re_l^{0,8}Pr_l^{0,4}(Pr_l/Pr_w)^{0,25}\varepsilon_l \quad (\text{B.17})$$

aqui $d_g = 4F_g/\Pi$ é o diâmetro hidráulico; F_g , Π são a área e o perímetro da secção reta do canal de refrigeração, respetivamente; $Pr = c\gamma/\lambda_a$; $Re_l = vd_g/\nu_l$; λ_a é a condutividade térmica do líquido; ε_l é o coeficiente que leva em conta a variação do coeficiente médio de troca de calor, em função do comprimento do tubo.

No caso quando $l/d_g \geq 50$, temos que $\varepsilon_l = 1$. Se $l/d_g < 50$ então o valor ε_l poderia ser escolhido da Tabela B.1.

Por outro lado para o regime laminar do fluxo (i.e., $10 < \text{Re} < 2000$) e sob as condições quando $0,06 < (Pr_l/Pr_w) < 10$ e $Re_l d_g Pr^{5/6}/l$, o valor α deveria ser determinado pela seguinte relação

$$Nu = 1,4(Re_l d_g/l)^{0,4}Pr_l^{0,33}(Pr_l/Pr_w)^{0,25}. \quad (\text{B.18})$$

Para os canais suficientemente longos, i.e., quando $(l/d_g) > 0,067(Re_l/Pr_l^{5/6})$ em vez de usar a relação anterior é possível utilizar uma aproximação

$$Nu \simeq 4(Pr_l/Pr_w)^{0,25}. \quad (\text{B.19})$$

Os índices l e w , nas relações acima, significam que as propriedades físicas do líquido são tomadas de acordo com a temperatura média em massa do líquido e pela temperatura da parede, respetivamente.

Nos cálculos aproximados para a determinação do coeficiente de transporte de calor α na faixa da temperatura $0 - 100$ °C, nas condições de transporte forçado, podemos utilizar a fórmula aproximada

$$\alpha = 430\varepsilon_l v^{0,8} d_g^{-2} (22 + t)^{0,4}. \quad (\text{B.20})$$

Nos tubos encurvados a troca de calor é mais alta do que nos tubos retos. Nesses tubos observa-se a transição para o regime turbulento, já para valores do número de Reynolds $Re \geq 3 \times 10^4$. Nesse caso o cálculo do coeficiente de transferência de calor é realizado pelas fórmulas para os tubos retos, mas introduzindo um fator de correção, o coeficiente ε_k

$$\varepsilon_k = 1 + 1,77d_g/R_z, \quad (\text{B.21})$$

onde R_z é o raio de curvatura. Baseado-se no valor obtido do α e na densidade de fluxo térmico

$$q = \frac{Q}{\pi l d_s}, \quad (\text{B.22})$$

onde l , d_s é o comprimento e o diâmetro interno do tubo do solenóide, respetivamente, pode ser calculada a diferença na temperatura da parede e da água

$$\Delta t' = q/\alpha \quad (\text{B.23})$$

e a temperatura máxima da parede na secção de saída da água

$$t_{w \max} = t + \Delta t'. \quad (\text{B.24})$$

Usando a metodologia acima, um programa de computador se encarregou dos cálculos. Com isso foi possível calcular a construção do solenóide e fazer a otimização. Os resultados dos cálculos mostraram que não há possibilidade de resfriar o solenóide sem dividi-lo hidráulicamente em vários ramos paralelos. A versão melhor veio quando o solenóide foi dividida por par de espiras $(6 \times 2) \times 12$. Desta maneira a pressão da água na entrada do solenóide satisfaz a condição $\Delta P \leq \Delta P_p$. Além disso, a separação hidráulica tornou possível diminuir a massa do solenóide significativamente.

Apêndice C

Metodologia da medição de temperatura por meio de termopares.

Nessa seção pretendemos descrever a metodologia da medição da temperatura por meio do sistema de controle baseada no placa AT-MIO-16E-10 (DAQ-board) e na interface de comunicação SCXI-1000. Os transdutores de temperatura mais usados são os termopares. A junção de referência se encontra dentro do terminal do modulo SCXI-1000. Cada junção tem seu próprio coeficiente de Seebeck e produz sua própria voltagem termoelétrica que é proporcional à temperatura. Usando a anotação $V_i(T_j)$, indicando a voltagem gerada pela junção i com temperatura T_j , o problema do termopar pode ser representado pela equação seguinte

$$V = V_i(T_e) + V_R(T_R)$$

onde V é a voltagem que o DAQ-board mede, T_e é a temperatura do eletrodo, e T_R é a temperatura de referência da junção. O método direto de adição de voltagem requer os seguintes passos:

1. Medição da temperatura da junção de referência T_R .
2. Transformação desta temperatura numa voltagem equivalente $V_R(T_R)$ para o termopar testado.
3. Subtração desta voltagem equivalente da voltagem medida V , obtenção da verdadeira voltagem de circuito aberto que o termopar produz numa junção de referência a $0^\circ C$.
4. Transformação da voltagem resultante numa temperatura.

Como as voltagens que os termopares produzem são altamente não-lineares, utiliza-se uma aproximação polinomial das funções voltagem-temperatura e temperatura-voltagem de acordo com o padrão do National Instrument (NIST). Os

polinômios têm a forma seguinte:

$$T = \sum_{i=0}^n a_i V^i$$

$$V = \sum_{j=0}^n b_j T^j$$

onde V é a voltagem em volts, T é a temperatura em graus Centígrados, e a_i, b_j são os coeficientes específicos para cada tipo de termopar.

Os baixos níveis de sinais dos termopares são muito susceptíveis para corrupção por ruído. Como a voltagem do termopar é pequena, um ruído elétrico de nível extremamente pequeno pode corromper seriamente a medida. Melhora-se o desempenho do termopar em relação ao ruído usando um amplificador próximo ao termopar.

A medição da temperatura atual depende da temperatura da junção de referência. O Bloco Terminal tem um termistor de alta-precisão para medir a temperatura de referência da junção com precisão de $0,5^\circ C$.

Apêndice D

Testes preliminares do sistema experimental

Antes de medir o equivalent em Volts U , foram testados isolantes elétricos e térmicos resistentes à alta temperatura e ao arco, usando materiais produzidos no País (à base de mica e de amianto). O propósito dessa parte do trabalho foi de determinar o material isolante ótimo, do ponto de vista da repetitibilidade dos resultados experimentais (qual deles tem a menor influência no valor do fluxo de calor q). O isolante não deve perder suas propriedades de isolação elétrica sob a ação de altas temperaturas. Isso pode acontecer com materiais de cerâmica.

Foi registrado o fluxo de calor total, entrando no eletrodo, em função do número de experiências sucessivas. Foram feitas séries de 12 até 16 experimentos sem trocar a isolação. Em todas as experiências, os parâmetros de trabalho foram mantidos constantes: campo magnético - 0,123 T, corrente - 260 A, largura do catodo - 5 mm, largura dos anéis auxiliares - 3 mm, velocidade axial do ar - $0,9 \text{ ms}^{-1}$ e tempo de descarga - 1 s. Com o aumento da corrente, a estabilidade melhora, mas o número de experiências diminui, por causa da destruição rápida do isolante.

A Figura D.1 representa alguns resultados mais relevantes dos testes da isolação. São mostrados os valores médios do fluxo de calor total que entra no catodo em função do número da experiência. esses resultados foram obtidos para isolantes de mica, amianto, papel amianto e klingerit. Como vemos, a partir de um certo número da experiência aparecem divergências nos valores médios do fluxo de calor. No caso de um dos materiais, com o aumento do número da experiência, o isolante destroi-se, abrindo uma área na superfície lateral do eletrodo, sem que haja contaminação da superfície do eletrodo. Nesse caso, o fluxo de calor de radiação e convecção aumenta. Outros materiais, na hora da destruição, sujam a superfície do eletrodo, através das produtos da decomposição, reduzindo (ou aumentando, depende da composição do material do isolante) a quantidade de calor transferida ao eletrodo. A contaminação pode ser de tipos diferentes: por filme fino ou por gotas do isolante fundido. Estas últimas, dependendo da dimensão, podem mudar o caminho do arco, o fluxo de gás e provocar

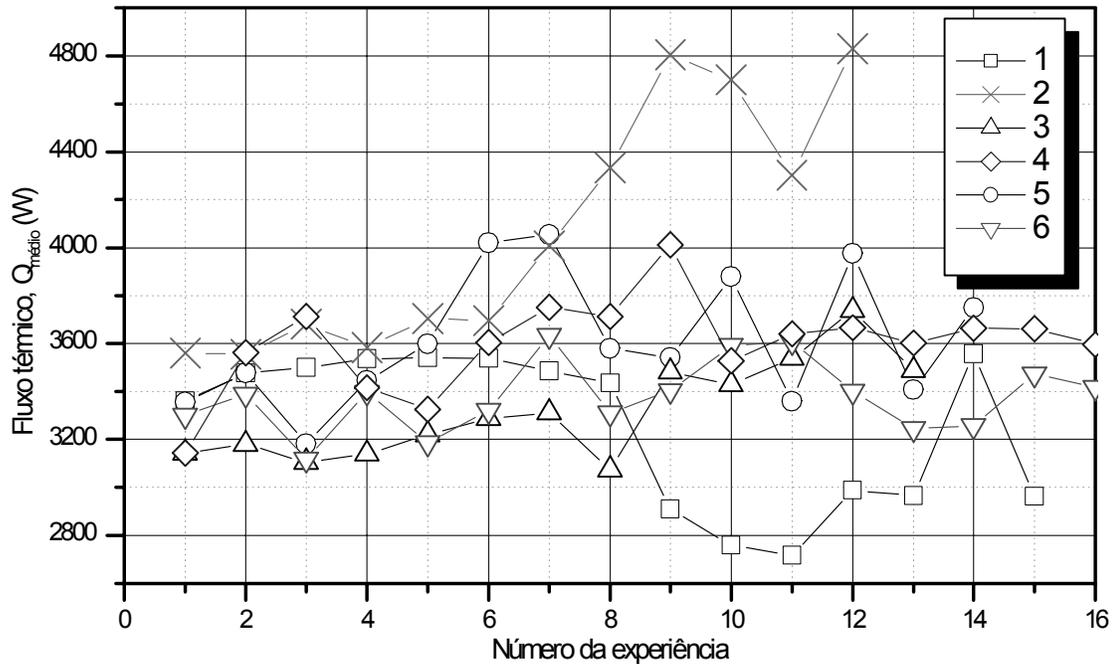


Figura D.1: Fluxo térmico médio que entra no eletrodo versus o número da experiência para diferentes isolantes laterais. 1 - amianto PV-J3 de espessura 1,1 mm; 2 - mica de 0,5 mm; 3 - klingerit de 0,5 mm; 4 - papel amianto de 1,0 mm; 5 - amianto de 2 mm; 6 - amianto 0,7 mm. Corrente 260 A.

diferença nos resultados.

Os resultados mais estáveis foram obtidos com a isolamento de mica e papel amianto PV-J3. A mica, durante as primeiras 5 – 6 descargas, resiste suficientemente bem ao efeito destrutivo do arco elétrico. Aumentando o número de experiências, a mica começa a sublimar notavelmente e aumenta o fluxo de calor registrado. Com o valor médio do fluxo $Q = 3631$ W, obtido durante as 6 primeiras experiências, o desvio padrão é de 71 W, o que representa somente 2% do valor médio do fluxo térmico. Por outro lado, o papel amianto PV-J3 tem resistência maior. A partir da primeira descarga, o fluxo de calor para o eletrodo aumenta um pouco (devido à irregularidades na superfície interna da isolamento, por causa da alta temperatura) e depois estabiliza-se num nível, praticamente constante, ao longo de 6 – 7 experiências seguintes. Com o aumento do número de experiências, o fluxo de calor começa a diminuir rapidamente devido ao início da contaminação intensa da superfície. Para as 8 primeiras experiências com isolante PV-J3, o valor médio do fluxo de calor foi de 3485 W, com desvio padrão um pouco menor que 63W, que também está dentro de 2% do valor total. A diferença nos valores médios do fluxo de calor para os isolantes de mica e papel amianto PV-J3 é de 4,2%. Isto representa um bom resultado nas experiências com arco elétrico. Normalmente, o erro de medidas menor do que 10%, especialmente para as experiências

com arco elétrico, é considerado bom.

Apêndice E

Sistema experimental estacionário: medida da erosão

Para aumentar o tempo de funcionamento do sistema de até 30 – 60 minutos foi projetada uma nova instalação experimental, representada na Figura E.1, com um sistema adicional de refrigeração dos eletrodos (catodo, anodo e catodo auxiliár). Isto permite manter condições estacionárias durante todo o tempo da operação. Na nova construção foram usadas algumas partes do sistema anterior tais como o solenóide principal, para criar o campo magnético. O sistema de ignição foi modificado (equipado com sistema de refrigeração) e o solenóide do sistema de ignição foi substituído por um novo mais potente. A presença dos sistemas de refrigeração e de ignição mecânica impõem altas exigências ao projeto. A ignição mecânica mostrou ser confiável no uso e permite evitar efeitos negativos das altas freqüências e altas tensões sobre o sistema de aquisição dos dados.

A ignição mecânica é baseada no princípio da excitação do arco elétrico por interrupção circuito elétrico. Uma resistência adicional para limitar a corrente do arco auxiliar na faixa de 30 A é instalada no circuito do catodo auxiliar (3). Desta maneira limitamos o nível da erosão no catodo auxiliar e no anodo. No início da experiência o eletrodo (3) está afastado do anodo (2). Pelo comando do computador, o catodo auxiliar (3) começa a mover-se rapidamente até chegar ao contato com o anodo (3), fechando o circuito elétrico auxiliar. Depois desse contato, quando no circuito começa a passar corrente, o eletrodo (2) volta à posição inicial. Nesse momento, entre os eletrodos (2) e (3) inicia-se o arco elétrico auxiliar. Por causa da presença de pequena quantidade de fluxo de gás entre os eletrodos, o gás ionizado se desloca para o gap entre o catodo principal (1) e o anodo (3) (área de funcionamento do arco principal). A presença no gap (1)–(3) de um gás-condutor e, também, a ausência da resistência adicional entre o catodo (1) e a fonte da energia no circuito principal, determina a excitação do arco principal.

Construtivamente, o sistema experimental é composto dos seguintes blocos separados: o bloco do catodo, bloco do anodo, bloco do catodo auxiliar, e dois blocos

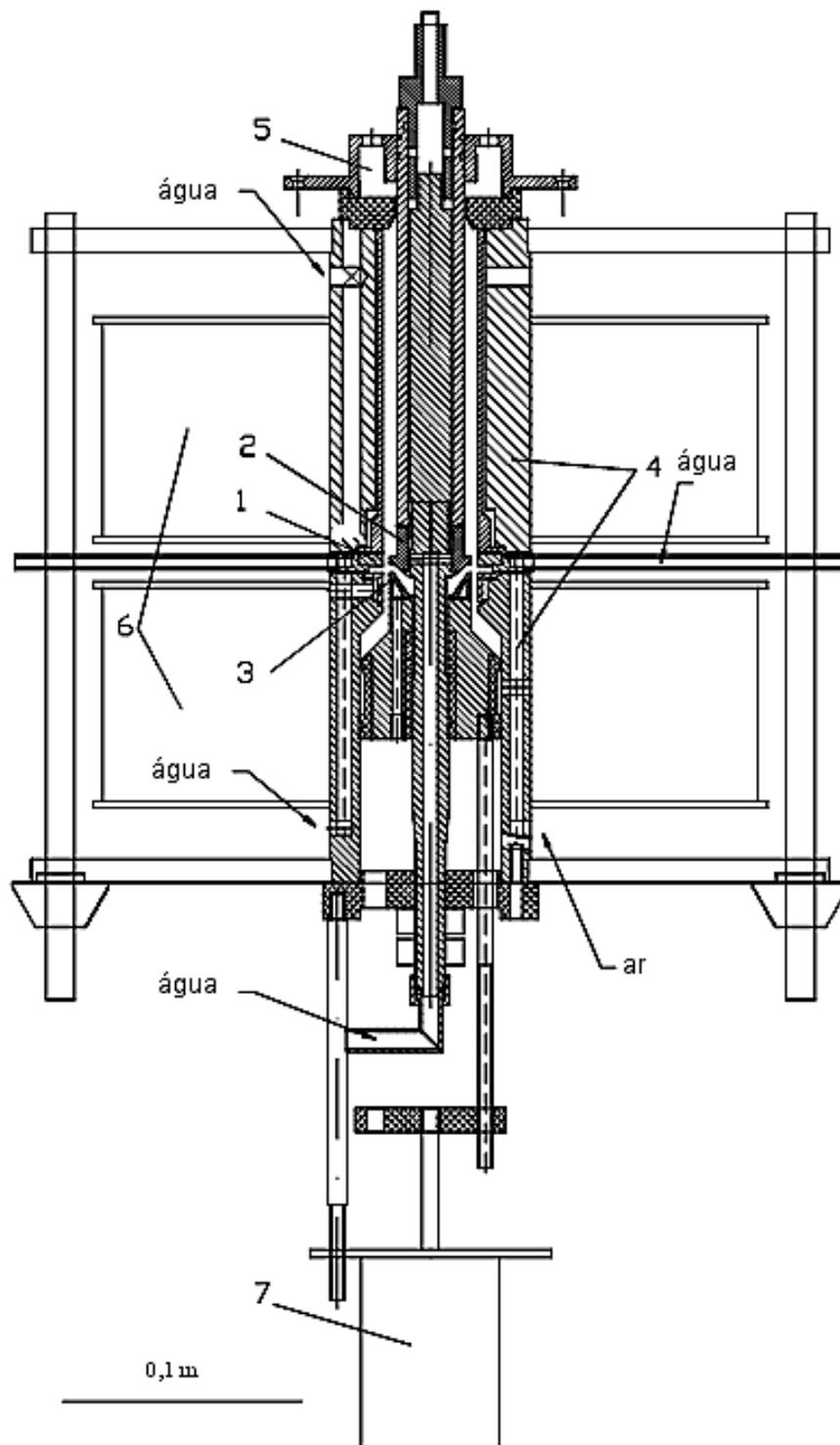


Figura E.1: Vista geral do sistema experimental para estudo da erosão. 1 - catodo principal; 2 - anodo; 3 - catodo auxiliar; 4 - blocos do corpo da instalação; 5 - câmara pára-choque; 6 - sistema magnético; 7 - solenóide para ignição do arco elétrico.

de corpos refrigerados. Tal construção permite fazer a troca rápida do eletrodo usado, verificar o bloco hermético (no caso do anodo), independente das outras partes da instalação. Cada bloco tem isolamento hermético, feita por solda ou usando o-rings (se possível).

O catodo principal é feito na forma de um cilindro com saliência no centro e pode ser instalado livremente na camisa de refrigeração. O diâmetro interno do catodo é de 40 mm. Esta dimensão foi escolhida com o fim de ter possibilidade de essender a área de funcionamento nos regimes da erosão (micro e macro-erosão). Para isso, foi levada em conta a potência da fonte de energia da qual dispomos.

O valor da taxa de erosão foi medido através da diferença no peso do catodo antes e depois da experimento. Para aumentar a precisão da medida é desejável diminuir o peso total do eletrodo. Além disso, no canal de refrigeração da camisa forma-se um depósito que também pode provocar erros na medida da taxa de erosão. Por isso o bloco do catodo foi feito de forma desmontável com o catodo facilmente removível. A pesagem do catodo foi realizada sem a camisa de refrigeração com a utilização de balança de alta precisão.

Para garantir a segurança do contato térmico entre o catodo e a camisa de refrigeração, a superfície do contato foi feita na forma cônica. O ângulo do vértice do cone ($\sim 3^\circ$) foi escolhido de tal maneira que permite autofreamento dos elementos na hora de montagem e o contato térmico seguro apoiado por tensão na superfície cônica. Esta tensão aumenta com a funcionamento da instalação por causa da dilatação do catodo. Ao mesmo tempo, a superfície cônica permite desmontagem rapida depois da experiência.

A distância entre o catodo principal e o anodo foi de 3 mm. Um gap pequeno permite diminuir a potência da instalação e também diminuir a carga térmica do gás aquecido nos elementos da construção. A refrigeração do anodo é feita através de canais internos no eixo central. Como o bloco do anodo funcionará no fluxo do plasma, a camisa de refrigeração do bloco é essendida a todo o resto desta parte do bloco. Com a mesma intenção, foi feita a camisa de refrigeração do bloco de corpo que fica no fluxo do plasma. Esta tem sistema de refrigeração onde a água entra pela câmara de vórtice, para eliminar superaquecimento local. O catodo auxiliar também está sob a ação do fluxo de calor, mas com intensidade menor, e por isso também tem um sistema de refrigeração.

A fim de obter resultados corretos da taxa de erosão o tempo da experiência foi escolhido de 10 min. Assim foi limitada a influência da dependência temporal da taxa de erosão.

E.1 Resistência de ballast do sistema experimental

Para diminuir o nível de ripple da fonte de corrente é necessário que a tensão de funcionamento da fonte esteja próxima (90 – 95%) à tensão máxima da fonte. Com tensão menor do que 50% o ripple da fonte aumenta e interfere nas medidas. A tensão

de funcionamento U_f da fonte de corrente consiste de duas partes

$$U_f = U_b + U_a, \quad (\text{E.1})$$

onde U_b é tensão nas resistências formadas por linhas de transferência da energia elétrica (cabos, conectores etc.) e U_a é tensão no arco elétrico que tem, normalmente, a característica descendente em função da corrente. Como é mostrado na Seção 3.6, a tensão no arco U_a , à exceção da corrente, depende também do campo magnético, que se usa para mover o arco, e pode atingir valores relativamente altos. Por exemplo, no caso do arco curto de 3 mm no campo magnético 0,4 T a tensão no arco eleva-se a 80 – 100 V, dependendo da velocidade axial do gás plasmagênico.

Para regular a tensão de funcionamento da fonte usa-se a resistência de ballast ligada em série com o arco. Variando o valor da resistência a tensão de funcionamento da fonte pode ser sempre ajustada no nível desejado, i.e., na faixa de 120 – 170 V com tensão máxima de 180 V.

Por essas razões foi construída a resistência de ballast composta de quatro resistências de $0,8 \Omega$ de 15 kW cada. Tal quantidade de resistências permite interligação em paralelo, em série, em série-paralelo. O conjunto das resistências, em princípio, pode discretamente variar a resistência total de 0,2 até $3,2 \Omega$. Nas experiências da erosão foram utilizados somente três tipos de ligação das resistências entre si:

1. para corrente menor do que 150 A foram usadas quatro resistências ligados em paralelo; resistência total $R = 0,2 \Omega$;
2. na faixa de corrente 150-300 A - duas resistências em paralelo, $R = 0,4 \Omega$;
3. para $I > 300$ A - dois blocos do tópico (2) ligados em série, $R = 0,8 \Omega$.

esses tipos de ligação servem para qualquer campo magnético até $B = 0,4$ T. Devido ao fluxo térmico alto que aparece sob a ação do efeito Joule cada resistência tem seu sistema de refrigeração de água. Ésta foi projetada de tal maneira que a temperatura da água na saída da resistência aumentasse menos que 10 graus centígrados. As resistências (veja Figura E.2) foram construídas na firma "HG Resistências Elétricas Ltda", Campinas, SP.

E.2 Teste de funcionamento do sistema experimental

O objetivo dos testes preliminares foi o estudo dos regimes de funcionamento, obtenção das principais características do sistema experimental e aperfeiçoamento do sistema de controle e aquisição de dados experimentais (i.e., o funcionamento do programa de controle e aquisição de dados experimentais desenvolvido no LabView). Gradualmente o tempo de funcionamento do sistema foi aumentado e passou a ser de 20

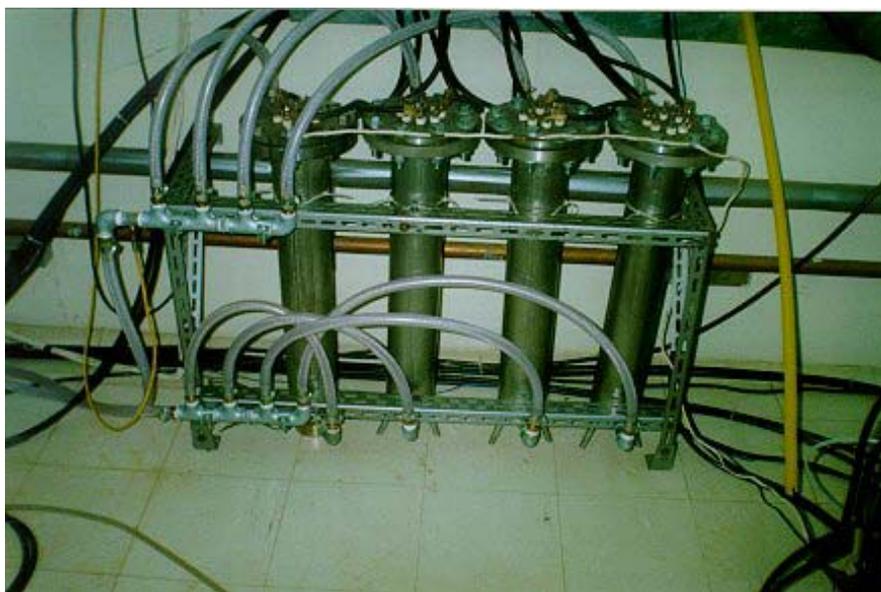


Figura E.2: Resistência de ballast do sistema experimental

min. Tal duração de tempo é suficiente para se obter os valores da taxa de erosão do eletrodo.

Com o fim de diminuir o efeito dos ruídos, produzidos pela fonte e rotação do arco, foi modificado o programa de aquisição de dados experimentais de tal maneira que permite registrar (gravar no disco rígido do computador) os valores médios dos sinais obtidos nos canais de leitura. Para isso, cada canal foi lido ininterruptamente durante 0,1 s com a frequência de aquisição (Scan Rate) de 10 kHz. Nesse modo, cada ponto experimental se apresenta como sendo uma média de 1000 pontos.

Além disso, foi programado no LabView um interruptor que permite gravar durante um certo tempo (definido pelo usuário) o sinal real (sem a média) de qualquer canal de leitura desejado com a frequência máxima de aquisição (100 kHz) permitida pela placa disponível AT-MIO-16E-10. Em princípio, sempre estivemos interessados no sinal real do detector magnético, que tem a vantagem de se poder obter o perfil de distribuição da densidade de corrente na mancha de arco.

Para se ter uma visão geral do funcionamento do sistema experimental os seguintes principais parâmetros foram medidos:

1. a tensão V e a corrente I no arco;
2. o campo magnético B ;
3. a frequência f de rotação do arco;
4. as temperaturas (T_1 e T_2) em dois pontos na superfície lateral do eletrodo em

distâncias diferentes da superfície interna do eletrodo (em nosso caso, o eletrodo sob estudo é o catodo - eletrodo externo no sistema dos eletrodos coaxiais);

5. a temperatura da água de refrigeração na entrada T_{in} e na saída T_{out} do eletrodo.

Para se ter uma marcação temporal foram registrados os instantes de tempo no início de aquisição de cada conjunto $\{T_{in}, T_{out}, T_1, T_2, I, V, f, B\}$. Conhecendo a frequência de leitura dos canais e o número de pontos medidos podemos obter o instante de aquisição de cada variável com erro $\pm 0,05$ s. Como a duração da experiência leva alguns minutos (nas experiências principais - 10 min) tal erro se torna desprezível.