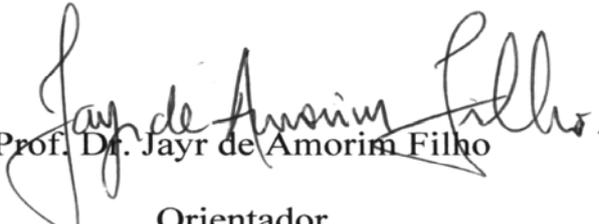


Tese apresentada à Divisão de Pós-Graduação do Instituto Tecnológico de Aeronáutica como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, do Programa de Estudos de Mestrado, no Curso de Física, Área de Física Atômica e Molecular.

BOGOS NUBAR SISMANOGLU

CARACTERIZAÇÃO DE MICROPLASMAS ANULARES E TUBULARES. APLICAÇÃO EM MICROJETOS DE PLASMA

Tese aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:


Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho
Orientador

Prof. Dr. Homero Santiago Maciel

Pró-Reitor de Pós-Graduação e Pesquisa

Campo Montenegro
São José dos Campos, SP – Brasil
2005

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

Divisão Biblioteca Central do ITA/CTA

Sismanoglu, Bogos Nubar

Caracterização de microplasmas anulares e tubulares. Aplicação em microjatos de plasma/ Bogos Nubar Sismanoglu.

São José dos Campos, 2005.

163f.

Tese de Mestrado – Curso de Física – Área de Física Atômica e Molecular – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2005. Orientador: Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho.

1. Microdescargas luminescentes. 2. Microcatodo oco. 3. Microjato de plasma. I. Centro Técnico Aeroespacial. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. Divisão de Ensino Fundamental.

II. Título.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SISMANOGLU, Bogos Nubar. **Caracterização de microplasmas anulares e tubulares. Aplicação em microjatos de plasma.** 2005. 163f. Tese de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Bogos Nubar Sismanoglu

TÍTULO DO TRABALHO: Caracterização de microplasmas anulares e tubulares. Aplicação em microjatos de plasma.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Tese / 2005

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta tese e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta tese pode ser reproduzida sem a autorização do autor.

Bogos Nubar Sismanoglu

Departamento de Física, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, CTA.

CEP: 12228-900 – São José dos Campos, São Paulo, Brasil.

CARACTERIZAÇÃO DE MICROPLASMAS ANULARES E TUBULARES. APLICAÇÃO EM MICROJETOS DE PLASMA

BOGOS NUBAR SISMANOGLU

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr.	Arnaldo Dal Pino Jr	Presidente	ITA
Prof. Dr.	Jayr de Amorim Filho	Orientador	ITA
Prof. Dr.	Tobias Frederico	Membro	ITA
Prof. Dra.	Lara Kühl Teles	Membro	ITA
Prof. Dr.	Iberê Luiz Caldas	Membro externo	USP
Prof. Dr.	Jucelino Mitsuhiro Nagai	Membro externo	São Judas e Bráz Cubas

ITA

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha esposa Monica, que se sacrificou e me apoiou durante todos estes meses de pesquisa e estudo e aos meus filhos Anny e Bogos.

Ofereço este trabalho

Aos meus pais, Agop Bedik e Thérèse.

Aos meus irmãos Melcon Parsegh, Berc Trtat, Garo Isahac, Hampartsum Bedik (in memoriam), Dr. Raffi Agop, Satenik Zabel e Yervant Edi.

À Marina Chaves e família.

À Luzia Chaves, que ascendeu aos céus em 2005, aos 99 anos.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Prof. Dr. Jayr de Amorim Filho, pela oportunidade oferecida a mim de poder trabalhar com um assunto novo no Brasil e na física de plasmas, as microdescargas luminescentes, em especial as descargas de microcatodo oco e o microjato de plasma, e também pelas aulas ministradas.

Ao Dr. Wouter Brok, da Universidade de Tecnologia de Eindhoven, Holanda, pela parceria com o nosso laboratório que resultou na simulação numérica do microplasma.

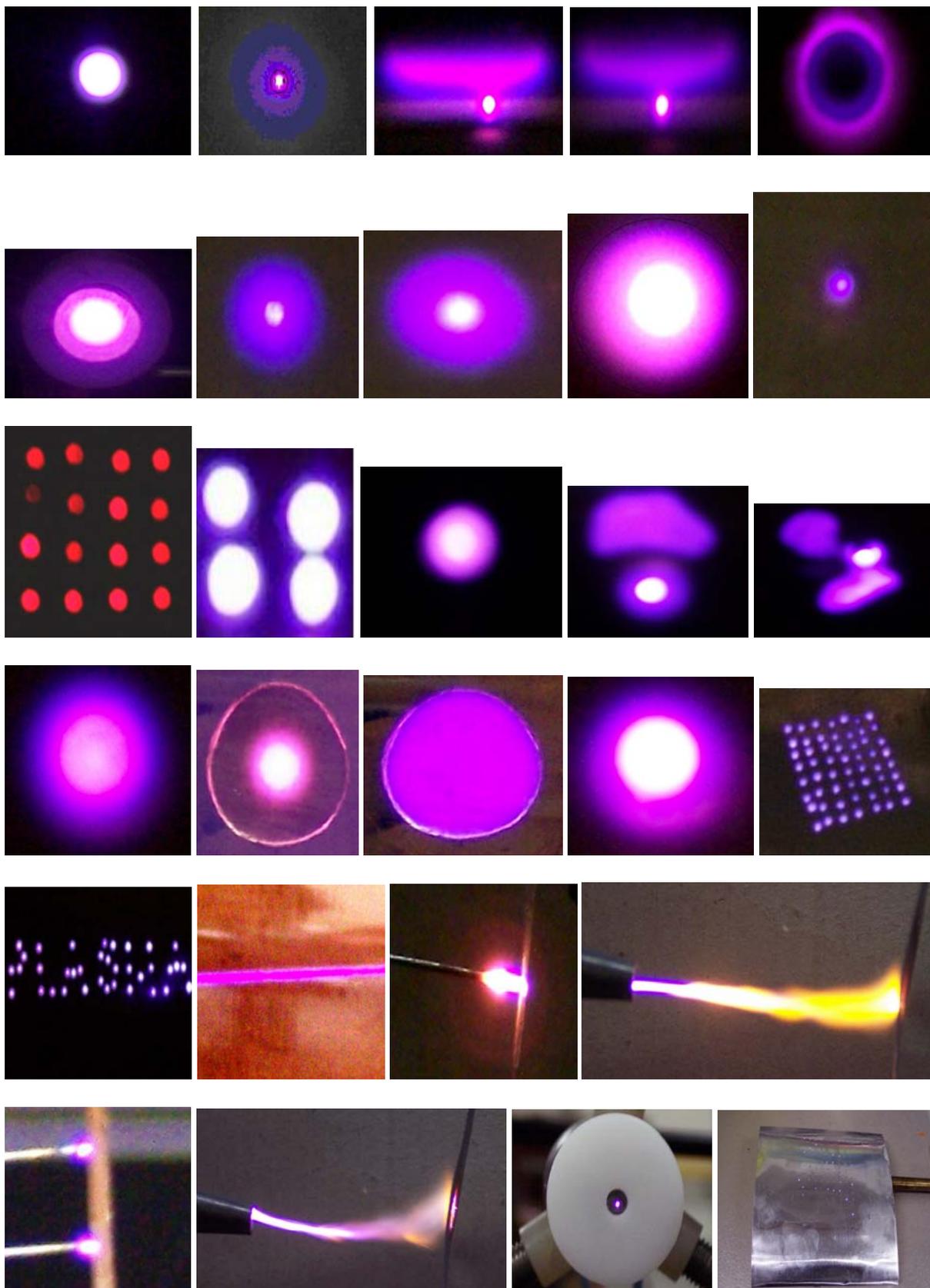
Ao Dr. K. H. Schoenbach, da Old Dominion University, E.U.A., pelo envio de alguns artigos recentes seus sobre microcatodos ocos e por estar a disposição para esclarecimentos.

Ao Dr. Richard Forbes, da University of Surrey, Inglaterra, por gentilmente e esclarecedoramente responder ao meu e-mail, onde solicitava informações acerca de field electron emission e equação de Fowler-Nordheim.

Ao Dr. K. Becker, diretor do Depto de Física da Stevens Institute of Technology, E.U.A., pelo envio de inúmeros manuscritos seus sobre microdescargas luminescentes.

Ao Dr. M. Sankaran, da Califórnia Institute of Technology, E.U.A., que esclareceu dúvida sobre microjato de plasma.

Como servidor do CTA, ITA, agradeço também pela autorização concedida a mim para a conclusão deste trabalho durante meus tempos livres e a todos aqueles que me apoiaram, em especial ao Yudji, Caetano, Rodrigo, Murakami, Dr. Yukio, Dr. Petraconi e o pessoal técnico da oficina mecânica e de vidro.



Seleção de algumas fotografias digitais de descargas brilhantes tiradas no Laboratório de Óptica e Espectroscopia do ITA – CTA – São José dos Campos, SP.

RESUMO

Este trabalho dedicou-se ao estudo e à compreensão dos processos de formação e manutenção de microplasmas, em especial as microdescargas em corrente contínua operando no regime luminescente. A microdescarga luminescente é uma extensão da já bastante conhecida descarga luminescente. As nossas pesquisas ficaram concentradas nas microdescargas luminescentes estáveis, em estado de não-equilíbrio térmico. Elas são baseadas principalmente no chamado efeito de catodo oco, sendo mantidas confinadas em cavidades ou aberturas cilíndricas, com diâmetros variando de 150 a $1000\mu\text{m}$.

Dispositivos de descargas elétricas brilhantes em formato de microestrias associadas em paralelo, com espessura da ordem de $50\mu\text{m}$, também foram desenvolvidas neste trabalho e implementadas em pressões elevadas, juntamente com as descargas de camada de contorno catódica.

Baseado também no efeito de catodo oco, microtubos de aço com diâmetro interno variando de 150 a $800\mu\text{m}$ foram usados para operarem como catodos microtubulares, com o objetivo principal de obter-se um microjato de plasma de argônio e oxigênio, este para fins de corrosão (etching), sustentados em ar atmosférico.

Foram levantadas curvas características de tensão-corrente e curvas de Paschen, para os mais diversos tipos de microdescargas, com o intuito de se estudar as regiões de operação dessas descargas e observar a eficiência de ionização nas descargas geradas sob o efeito de catodo oco.

Experimentos foram implementados no sentido de observar-se o efeito quântico de emissão de elétrons a frio, em microcatodos ocos e planos, pela ação de um intenso campo elétrico aplicado no catodo (electron field emission). Fêz-se uma descrição analítica da descarga de microcatodo oco cilíndrico com o objetivo de estimar a distribuição da taxa de

produção de íons e a densidade de íons. Esta oscilou entre 10^{13} e 10^{15} cm^{-3} , para uma pressão variando de 10 a 760 Torr , em descargas brilhantes de microcatodo oco concentradas num microfuro com diâmetro de $200 \mu\text{m}$. Através de uma simulação numérica pôde-se visualizar alguns parâmetros do plasma, como densidade de elétrons, energia média dos elétrons, intensidade de radiação, entre outros.

As descargas elétricas do tipo corona também foram estudadas. Este tipo de descarga foi gerada em corrente alternada em alta tensão.

Foram realizadas algumas investigações espectrais, através da espectroscopia de emissão, para atribuição das mais diversas linhas assim como dos estados excitados/iônicos presentes no plasma, nas microdescargas em argônio.

ABSTRACT

The aim of this work is the study and understanding of the formation processes and microplasmas maintenance, especially direct current (DC) microdischarges operating in the glow regime. The glow microdischarge is an extension of the well known glow discharge. Our researches were concentrated in the stable nonequilibrium glow microdischarge. They are mainly based on the hollow cathode effect and are confined in cavities or cylindrical openings, with diameters varying from 150 to $1000\ \mu\text{m}$.

Parallel associated microslots with thickness of the order of $50\ \mu\text{m}$ was also developed in this work and implemented in high pressures operation, together with cathode boundary layer type microdischarges.

Also based on the hollow cathode effect, steel microtubes with internal diameter varying from 150 to $800\ \mu\text{m}$ was used to operate as cathodes microtubes, with the main objective of obtaining an argon and oxygen plasma microjet in air, used for etching and DLC deposition.

Current-voltage characteristic curves and Paschen curves was raised for the most several microdischarges types, to study the modes of operation of those discharges and to observe the ionization efficiency in the discharges generated under the hollow cathode effect. Experiments were implemented in the sense of observing the quantum effect of electrons field emission, in hollow and plane microcathodes, for the action of an intense applied electric field in the cathode.

An analytical method of cylindrical microhollow cathode discharge was made with the objective of esteeming the ions rate production distribution and the ions density. This varied among 10^{13} to $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$, concentrated in the cathode hole with diameter of $200\ \mu\text{m}$, for a pressure varying from 10 to $760\ \text{Torr}$, in microhollow cathode glow discharges. Through a

numeric simulation it could be visualized some parameters of the plasma, as density of electrons, mean energy of the electrons, emitted radiation intensity, among others.

The corona type discharges were also studied. This discharge type was generated in high AC voltage.

Spectral investigations were performed, through the emission spectroscopy, for attribution of the most several lines in argon microdischarges.

Sumário

Lista de Figuras.....	XII
Lista de Tabelas.....	XX
Lista de Símbolos e Constantes.....	XXI
1 INTRODUÇÃO.....	24
2 DESCARGAS ELÉTRICAS LUMINESCENTES.....	30
2.1 Plasma físico.....	30
2.2 Descarga elétrica em gás.....	31
2.3 Regiões da curva característica de tensão-corrente.....	32
2.4 As regiões da descarga luminescente.....	34
2.5 Ruptura elétrica do gás (gas breakdown).....	36
2.6 Catodo oco: do macro ao microplasma.....	39
2.6.1 A descarga elétrica de catodo oco em baixa pressão.....	39
2.6.2 Descarga elétrica em pressões elevadas: as microdescargas.....	44
2.6.3 Formato dos eletrodos, materiais empregados e técnicas de fabricação de dispositivos de microdescarga.....	47
2.6.4 Arranjo de microdescargas.....	49
2.6.5 Modo de operação.....	51
2.6.6 Parâmetros do plasma.....	52
2.6.6.1 A temperatura de elétrons e a sua distribuição de energia.....	53
2.6.6.2 Densidade de elétrons.....	53
2.6.6.3 A temperatura do gás.....	54
2.6.7 A descarga de microcatodo plano com anodo oco (CBL).....	55
2.6.8 Aplicações de microdescargas.....	56
3 MODELAGEM DO MICROPLASMA.....	69

3.1	Descrição analítica das microdescargas.....	61
3.2	Simulação numérica do microplasma.....	70
4	AS MICRODESCARGAS EM OPERAÇÃO. DISPOSITIVOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	76
4.1	Aparato experimental.....	76
4.2	Dispositivos de microdescarga.....	78
4.3	Mecanismos de ruptura.....	79
4.3.1	Mecanismo de Townsend.....	80
4.3.2	Emissão de elétrons por ação de campo elétrico intenso (field emission).....	87
4.4	Visualização das microdescargas luminescentes.....	96
4.5	Caracterização do regime de descarga. Curva de tensão-corrente.....	100
4.5.1	Microcatodo oco aberto.....	100
4.5.1.1	Operação do microcatodo oco aberto com fluxo constante de gás.....	106
4.5.1.2	Operação em paralelo das descargas em dispositivos multifuros.....	109
4.5.2	Microcatodo oco fechado e microanodo oco fechado.....	112
4.5.3	Descargas e microdescargas corona.....	121
4.5.4	Microcatodo oco tubular: microjato de plasma.....	126
4.6	Efeitos térmicos.....	136
4.7	Efeitos do processo de “sputtering”.....	139
5	ESPECTROSCOPIA DE EMISSÃO ÓPTICA.....	142
5.1	Aparato experimental.....	142
5.2	Espectro emitido pela microdescarga em argônio.....	144
6	CONCLUSÕES.....	151
6.1	Sugestões para futuros trabalhos.....	154
	Referências bibliográficas.....	156

Lista de Figuras

2.1	A descarga luminescente num tubo e a distribuição de: (a) intensidade luminosa, (b) potencial, (c) campo elétrico longitudinal, (d) densidade iônicas e eletrônicas, (e) densidade de cargas, e (f) carga espacial.....	32
2.2	Curva típica de tensão-corrente característica da descarga.....	34
2.3	Catodo oco com geometria cilíndrica (esquerda) e com placas planas paralelas.....	40
2.4	Curva típica de tensão-corrente da descarga luminescente de catodo oco cilíndrico, com os respectivos modos de operação, para $P.D = 1Torr.cm$	41
2.5	Representação da evolução das regiões catódicas para descarga luminescente de catodo oco cilíndrico em função da pressão.....	44
2.6	Configuração de diversos eletrodos empregados como catodo oco.....	48
2.7	Dispositivo CBL, mostrando esquematicamente as regiões de luminescência negativa e queda catódica, com as componentes das densidades de corrente fluindo em ambas as camadas (representadas por setas).....	55
3.1	Seção transversal da configuração cilíndrica do microcatodo oco.....	62
3.2	Distribuição de potencial elétrico, energia dos elétrons e taxa de ionização, em função da distância intercatódica [93].....	64
3.3	Distribuição da taxa de produção radial de íons em função de ρ	65
3.4	Distribuição da densidade radial de íons para a descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5Torr$ e $P.D = 0,75Torr.cm$	68
3.5	Distribuição da taxa de produção radial de íons em função de ρ , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5Torr$ e $P.D = 0,75Torr.cm$	69
3.6	Distribuição da densidade de íons em função de ρ e z , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5Torr$ e $P.D = 0,75Torr.cm$	69

3.7	Distribuição da taxa de produção de íons em função de ρ e z , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5\text{Torr}$ e $P.D = 0,75\text{Torr.cm}$	70
3.8(a) a (e)	Simulação, através do código md2d.....	72
3.9(a) a (d)	Simulação da evolução temporal do campo elétrico no microcatodo oco nas condições : (a) $7,5\mu\text{s}$, (b) $8,5\mu\text{s}$, (c) $9,5\mu\text{s}$, (d) $12\mu\text{s}$	75
4.1	Vista geral da câmara de descarga.....	77
4.2	Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com apenas um furo, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu\text{m}$, mica com espessura de $300\mu\text{m}$, operada em argônio em CC, para diversos diâmetros de furos.....	81
4.3	Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, mica com espessura de $250\mu\text{m}$, operada em argônio no modo CC, para diversas espessuras dos eletrodos de cobre.....	82
4.4	Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu\text{m}$, operada em argônio no modo CC, para diversas espessuras do dielétrico.....	82
4.5	Curva da tensão de ruptura versus o produto $p.D$ em descarga de microcatodo oco aberto contendo um único furo, com eletrodos de Mo na espessura de $100\mu\text{m}$, dielétrico com espessura de $300\mu\text{m}$, operada em Ar no modo CC.....	84
4.6	Curva da tensão de sustentação da descarga versus a função trabalho.....	84
4.7	Curva de Paschen em descarga de microcatodo oco aberto, furo com diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, para diferentes tipos de eletrodos.....	85
4.8	Curva de Paschen para descarga de catodo oco cilíndrico e para catodo plano.....	86
4.9	Curvas de Paschen para eletrodos de cobre em ar atmosférico: curva teórica para catodo-anodo planos — [60]; curva para microcatodo oco aberto com espaçamento	

intereletrodos (mica) de $280\mu m$ e com espaçamento (mica) de $20\mu m$, ambos com furo de diâmetro $D = 200\mu m$	88
4.10 Curva de corrente-tensão para descarga de catodo-anodo plano de cobre, com espaçamento intereletrodos de $10\mu m$, em ar na pressão de $300Torr$	90
4.11 Emissão de elétrons de uma superfície metálica por tunelamento quântico.....	92
4.12 Curva de corrente-tensão para a descarga em ar de microcatodo oco aberto, com furo de diâmetro $D = 200\mu m$ e mica com espessura $d = 5\mu m$, na pressão de $20Torr$	94
4.13 Curva de Fowler-Nordheim para a situação da figura 4.12.....	95
4.14 Imagens digitais das microdescargas de catodo oco aberto.....	96
4.15 Fotografias digitais laterais de uma microdescarga de catodo oco, com furo de $400\mu m$, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu m$, dielétrico com espessura de $100\mu m$, operada em argônio no modo CC em pressões diferentes, mantida constante a corrente de operação ($3mA$). A posição da superfície catódica e do furo são vistos nas figuras.....	98
4.16 Fotografia digital ampliada da evolução da descarga dentro do furo catódico, inicialmente (esquerda) preenchendo quase todo o interior do furo e, com o aumento da pressão (direita), movendo-se do centro para a parede interna do catodo.....	98
4.17 Fotografia digital da evolução da descarga dentro do catodo oco tubular, com $1cm$ de diâmetro interno, inicialmente (esquerda) preenchendo o interior do tubo e, com o aumento da pressão (centro e direita), movendo-se para a parede interna do catodo.....	99
4.18 Curva de tensão-corrente de uma descarga de microcatodo oco aberto, com eletrodos de Mo, mica ($100\mu m$) e furo com diâmetro $D = 700\mu m$	101

4.19 (a) Curva de tensão-corrente para descarga em microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D=300\mu m$, eletrodos de Mo ($100\mu m$), mica ($d = 250\mu m$) em Ar no modo CC e (b), para furo de $400\mu m$	102
4.20 (a) Curva de tensão-corrente para descarga em microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D=500\mu m$, eletrodos de Mo ($100\mu m$), mica ($d = 250\mu m$) em Ar no modo CC e (b), para furo de $700\mu m$	103
4.21 Curva de tensão-corrente representativa da região de transição para a descarga auto-sustentada de microcatodo oco aberto.....	106
4.22 Microcatodo oco operado no modo estático , (sem fluxo de gás) e com fluxo de $200sccm$ ξ , com eletrodos de Mo, mica ($250\mu m$), furo com diâmetro $D = 400 \mu m$, na pressão de $350Torr$, no modo CC em argônio.....	107
4.23 Curva de tensão-corrente para uma associação de 16 descargas em paralelo em microcatodo oco aberto operada em Ar no modo CC, com eletrodos de Al ($100\mu m$), papel de mica com espessura $d = 250\mu m$, furos com diâmetro $D = 400 \mu m$ e fotografia tirada com filtro laranja mostrando essas descargas acesas.....	110
4.24 Dispositivo de descarga de microcatodo oco aberto com superfície catódica limitada por mica (esquerda) e fotografia de 4 descargas luminescentes neste dispositivo (direita).....	111
4.25 Operação em paralelo da descarga de microcatodo oco aberto, com a superfície catódica coberta com um filme de dielétrico, na pressão de $40Torr$, em Ar, mantendo apenas o furo ($D= 500\mu m$) exposto.....	112
4.26 Configuração de catodo oco fechado e anodo oco fechado, de acordo com a polarização elétrica dos terminais.....	113

4.27	Curva de tensão-corrente obtida nas descargas de microcatodo oco fechado (linha cheia) e CBL (linha tracejada), para várias pressões de operação. Os eletrodos são de Mo ($100\mu\text{m}$), o furo tem diâmetro $D = 600\mu\text{m}$ e o gás é Ar.....	114
4.28	Fotografias digitais comparando a emissão luminosa através da descarga de catodo oco operando no modo normal (esquerda) e da descarga de catodo plano (direita).....	116
4.29	Fotografias digitais comparando a emissão luminosa através da descarga de catodo oco operando no modo catodo oco (esquerda) e da descarga de catodo plano (direita).....	117
4.30	Curva característica de tensão-corrente da descarga CBL com diâmetro de furo anódico $D=1500\mu\text{m}$, para diversas pressões de operação.....	118
4.31	Associação em paralelo de microdescargas CBL, em níquel ($20\mu\text{m}$), furos com diâmetro $D = 200\mu\text{m}$, operada em Ar na pressão de 24Torr	118
4.32	Comparativo entre as curvas de Paschen nas descargas de microcatodo oco aberto e CBL para furo com diâmetro $D = 300\mu\text{m}$, em Ar no modo CC.....	119
4.33	Descarga CBL em formato de microestria com largura de $60\mu\text{m}$ e comprimento de 5cm , operando em CC em ar a 620Torr , num dispositivo de cobre.....	120
4.34	Descarga corona obtida entre um fio e uma placa metálica, polarizados sob alta tensão.....	122
4.35	Arranjo experimental para obtenção da descarga corona brilhante (coloração azulada, perceptível somente em ambiente escurecido) em ar atmosférico, entre um fio condutor e duas placas retangulares metálicas.....	123
4.36	Curva característica de corrente-tensão de uma descarga corona, operada em ar atmosférico, conforme arranjo da figura 4.35.....	124

4.37 (a) Formação de streamers com 8cm de comprimento entre dois eletrodos (ddp de 15KV em CA) e corrente de 40mA . (b): Microdescarga corona em microcatodo oco (furo central com diâmetro de $200\mu\text{m}$), em Mo ($100\mu\text{m}$), operado em ar atmosférico.....	125
4.38 (a) Protótipo de asa de aeronave com algumas microdescargas corona acesas. (b): Protótipo de asa de aeronave com circuito montado análogo ao da figura	126
4.39 Diagrama esquemático de um tubo capilar e a fotografia de um microjato.....	127
4.40 Fotografia digital de microjato de plasma de argônio operando em ar atmosférico: tubo capilar com diâmetro de $400\mu\text{m}$ (esquerda) e com diâmetro de $150\mu\text{m}$ (centro). À direita temos uma associação em paralelo de dois microjatos, tubos capilares com diâmetro interno de $150\mu\text{m}$, cada um acoplado a um resistor de $10\text{K}\Omega$	127
4.41 Curva característica de tensão-corrente de um microjato de plasma de argônio em ambiente atmosférico, tubo com diâmetro interno $D = 400\mu\text{m}$, fluxo de gás $\Phi = 200\text{sccm}$ e para várias distâncias de separação entre catodo e anodo (L).....	128
4.42 Curva da tensão de sustentação da descarga de microjato de plasma de argônio em ar atmosférico, em função da distância entre o catodo tubular e o anodo.....	129
4.43 Intensidade do campo elétrico em função da distância intereletrodos, para descarga de microjato de plasma com $D = 400\mu\text{m}$, $\Phi = 200\text{sccm}$ e para várias correntes elétricas de operação.....	130
4.44 Curva da densidade de potência elétrica em função da distância intereletrodos, para descarga de microjato de plasma com $D = 400\mu\text{m}$, $\Phi = 200\text{sccm}$ e corrente de descarga de 5mA	131

4.45	Densidade de elétrons em função da distância entre catodo e anodo no microjato de plasma de argônio operado em ar atmosférico, $D = 400\mu m$, $\Phi = 200sccm$ e corrente de descarga de $5mA$	132
4.46	Campo elétrico em função da corrente da descarga para vários comprimentos (L) do microjato de plasma de argônio operado em ar atmosférico, $D = 400\mu m$ e $\Phi = 200sccm$	133
4.47(a)	Descarga estendida mantida por fluxo de argônio em ar atmosférico. (b) e (c) Descargas brilhantes idênticas ao caso (a).....	134
4.48	Descarga de microcatodo oco operando em ar atmosférico, para furo com diâmetro $D = 250\mu m$, eletrodos de Mo com $100\mu m$, fluxo $\Phi = 200sccm$ e tensão de descarga de $191V$, para uma corrente elétrica de $2,5mA$	135
4.49	Associação de 5 microjatos de plasma de argônio em ar atmosférico. O diâmetro interno do tubo é de $150\mu m$ e cada tubo foi ligado a um resistor de $470K\Omega$	135
4.50	Fotografias digitais retratando os efeitos térmicos nas descargas de microcatodo oco com furo de diâmetro $D = 300\mu m$, operada com Ar no modo CC, nas correntes de (a) $0,5mA$, (b) $10mA$, (c) $18mA$ e (d) $25mA$. As figuras (e), (f) e (g) são correspondentes de (b), (c) e (d), respectivamente, em preto e branco.....	138
4.51	56 descargas em paralelo de microcatodo oco aberto na pressão de $24Torr$ e na corrente de $6,5mA$ (a) e $10,5mA$ (b). 117 descargas CBL em paralelo na pressão de $14Torr$ e na corrente de $7mA$ (c) e $12mA$ (d).....	139
4.52	Imagens obtidas por microscopia óptica: (a) Erosão do orifício catódico ($D = 200\mu m$) de Al e do isolante (mica) após $10min$ de operação em Ar na pressão de $20Torr$ e corrente de $0,5mA$; (b), (c) e (d), detalhes de furos de $200\mu m$ de Ní, mica natural e nylon, respectivamente, abertos mecanicamente; (e) furo catódico	

de Al ($D = 200\mu\text{m}$) e isolante (mica) erodidos após 25min de operação na pressão de 20Torr e corrente de $0,5\text{mA}$	141
5.1 Montagem experimental para a espectroscopia de emissão.....	143
5.2 Resposta em intensidade do sistema óptico + monocromador para rede de difração de 1800l/mm e 2400l/mm . ∇ - Resposta do sistema obtido com o uso da lâmpada de tungstênio-halogênio, . - Resposta obtida da descarga em N_2	144
5.3 Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$ e corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$	145
5.4 Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, no modo CC, de 4000 a 5000Å	145
5.5 Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, no modo CC, de 7000 a 8000Å	147
5.6 (a) e (b) Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, de 5000 a 6000Å (a) e de 6000 a 7000Å (b).....	148
5.7 Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, de 8000 a 9000Å	149
5.8 Diagrama de transição $4p \rightarrow 4s$ do átomo de argônio.....	150

Lista de Tabelas

5.1	Linhas de ArII e suas energias correspondentes dos níveis superiores.....	146
6.1	Dispositivos de microdescarga e seus respectivos modos de operação.....	152
6.2	Densidade de elétrons nas descargas de microcatodo oco aberto ($D = 200\mu\text{m}$) obtidas analiticamente em função da pressão de operação da descarga.....	153

Lista de Símbolos e Constantes

Lista de principais constantes

K_b	Constante de Boltzman	$1,38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
c	Velocidade da luz no vácuo	$2,99792 \times 10^8 \text{ m/s}$
e	Carga elementar	$1,60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$
h	Constante de Planck	$6,6260755 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
m_e	Massa do elétron	$9,1093897 \times 10^{-31} \text{ kg}$
$sccm$	Standard cubic centimeter per minute	$1sccm = 1,67 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$
$Torr$	Torr	$1Torr = 133,322 \text{ Pa}$
Å	Angstrom	$1\text{Å} = 10^{-10} \text{ m}$
eV	Elétron-volt	$1eV = 1,60217733 \times 10^{-19} \text{ J}$
rpm	Rotações por minuto	$1rpm = (1/60) \text{ Hz}$
e	Número de Euler	$exp(1) = 2,7182818285\dots$
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo	$8,85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{N.m}^2)$

Lista de símbolos frequentemente utilizados

I_d	Intensidade de corrente elétrica de descarga
J	Densidade de corrente elétrica total
J_e	Densidade de corrente de elétrons
J_+	Densidade de corrente de íons
V	Tensão da fonte de alimentação
V_d	Tensão aplicada na descarga (diferença de potencial entre catodo e anodo)
V_r	Tensão de ruptura da descarga
V_c	Queda de tensão na bainha catódica
R	Resistência elétrica
d_{De}	Comprimento de Debye
d_c	Espessura da bainha catódica
d	Distância de separação dos eletrodos (catodo-anodo)
D	Diâmetro do orifício catódico, do tubo catódico ou entre dois planos catódicos
P	Pressão do gás
N	Densidade de partículas
n_e	Densidade de elétrons
n_i	Densidade de íons
T	Temperatura do gás
T_e	Temperatura de elétrons
T_i	Temperatura de íons
σ	Densidade de carga espacial
I	Intensidade luminosa
E	Intensidade de campo elétrico (macroscópico)
F	Intensidade de campo elétrico local (microscópico)

β	Fator de amplificação do campo elétrico
λ e μ	Fatores de correção generalizadas na equação de Fowler-Nordheim
Φ	Função trabalho
Φ_{ef}	Função trabalho efetiva
$f(\varepsilon)$	Função distribuição de energia
R_{prod}	Taxa de produção de íons
ν_{ion}	Frequência de ionização
ε_F	Energia de Fermi
Y	Taxa de pulverização catódica (“sputtering”)
Γ	Fluxo de íons
D_a	Coeficiente de difusão ambipolar
D_e	Coeficiente de difusão de elétrons
μ_e	Mobilidade dos elétrons
μ_i	Mobilidade dos íons
α	Primeiro coeficiente de Townsend
γ	Coeficiente de emissão secundária de elétrons
γ_{ef}	Coeficiente efetivo de emissão secundária de elétrons
γ_i	Coeficiente de emissão secundária de elétrons por ação de íons
γ_m	Coeficiente de emissão secundária de elétrons por ação de metaestáveis
γ_f	Coeficiente de emissão secundária de elétrons por ação de fótons
η	Coeficiente de ionização ou eficiência de ionização
A, B e C	Constantes do gás de Townsend
$\bar{\lambda}$	Livre caminho médio dos elétrons para ionização

1 INTRODUÇÃO

Na última década houve um crescente interesse pela área de microplasmas [1]. Estas são previstas para terem aplicações nos mais diversos ramos do conhecimento científico e nas diferentes disciplinas, como óptica, sistemas microeletromecânicos, crescimento de materiais, fabricação de microchips, aeronáutica e algumas aplicações já implementadas, que se encontram nos artigos das principais revistas internacionais (a maioria nos últimos 5 anos, e citados no decorrer deste trabalho). Dentre as aplicações mais importantes temos os reatores de plasma para descontaminação química e bacteriológica [2-5], dispositivos cirúrgicos médicos e odontológicos baseados nas descargas de microplasma pulsado [6], microjato de plasma frio na pressão atmosférica [7-10], geração de radiação UV [11], processamento de superfícies [12], formação de exímeros [13-15], microoptoeletrônica [16], microreator de fluxo para decomposição molecular [2], deposição de filmes policristalinos de diamante por microjato de plasma [7], painel de tela plana [17-19], fotodeteção [20], microlasers [12, 21], para citar alguns.

O estudo que iniciamos acerca de descargas elétricas em plasmas, nas pressões moderadas e altas, confinadas em espaços pequenos, é um novo processo na área da física e da engenharia de plasmas. Além da facilidade de seu uso, já que não requer equipamento dispendioso de alto-vácuo, as descargas em pressão elevada geram partículas ativas em alta densidade, como radicais livres, elétrons energéticos e íons.

O crescente interesse na geração de plasmas em alta pressão, nos modos corrente contínua e pulsado, é devido ao fato de que para aplicações em escala industrial, é muito importante alcançar uma operação confiável dessas descargas em tensões moderadas.

Devido ao seu tamanho reduzido, pois o plasma se origina e é mantido confinado em uma região pequena (geralmente um orifício circular cujo diâmetro varia de $100\mu\text{m}$ a

$1000\mu\text{m}$), costuma-se referir essa descarga elétrica luminescente como microplasma ou simplesmente microdescarga e na modalidade que faz uso do efeito de catodo oco, chama-se de descarga de microcatodo oco [22]. Através da associação de microdescargas em paralelo [13, 15, 21, 23-29], obtém-se um plasma de alta densidade de elétrons, em pressão elevada, tensão de algumas centenas de Volts e baixa corrente elétrica.

Neste trabalho apresentamos o estudo de microdescargas elétricas luminescentes, em operação numa faixa de pressão que vai de aproximadamente $0,2\text{Torr}$ a 800Torr . Essas microdescargas foram investigadas do ponto de vista físico em relação aos parâmetros elétricos, resultantes da curva característica de tensão-corrente e da curva de Paschen, para podermos compreender os mecanismos que levam à sua formação e os diversos regimes de operação.

Para compreender melhor estes regimes de operação, centenas de fotografias digitais foram tiradas durante a operação das descargas, e as consideradas mais importantes e esclarecedoras dos fenômenos foram apresentadas neste trabalho. Diferentes configurações foram estudadas, envolvendo desde o desenho do dispositivo e material empregado na sua fabricação, do tipo de dielétrico empregado, do diâmetro do orifício onde se dá a microdescarga, do gás empregado, da operação no modo estático ou alimentado com fluxo constante de gás, até o uso concomitante de várias microdescargas.

A lei de similaridade de Allis-White [13, 30, 31], que relaciona a tensão de operação da descarga com a pressão, o diâmetro da abertura catódica e a corrente elétrica, preconiza que a eficiência de ionização nas descargas de catodo oco é devida principalmente aos elétrons pendulares e que operações de descarga com efeito de catodo oco são factíveis em alta pressão, nas descargas de microcatodo oco [14, 22, 28, 32-35]. Estudamos este regime de operação nas microdescargas em diversas configurações, estabelecendo um comparativo com as descargas convencionais de catodo oco. Nas nossas investigações demos bastante

ênfase à microdescarga em operação com efeito de catodo oco pois ela fornece espécies ativas importantes, como elétrons energéticos, íons, exímeros e partículas metaestáveis para futuras aplicações.

Baseado também na eficiência de ionização devido ao efeito de catodo oco, desenvolveu-se um dispositivo microtubular emissor de jato de plasma em corrente contínua [7]. A contribuição original deste trabalho foi estudar os parâmetros desta descarga, para implementar a sua associação em paralelo com vistas a algumas aplicações, já em andamento em nosso laboratório, como tratamento e modificação de superfícies de materiais, porosos ou não, por meio da aplicação de microjato de nitrogênio, argônio ou oxigênio, em ar atmosférico.

Analogamente, também produzimos descargas luminosas extensas sustentadas, expandidas a partir da extremidade de um tubo por onde fluía gás. No modo corrente alternada, plasmas deste tipo com até *10cm* de comprimento foram produzidos. Usando-se o princípio de funcionamento do microjato de plasma, gerou-se também um plasma estável no microcatodo oco (furo com diâmetro de *250μm*) em ar atmosférico, injetando-se gás argônio neste orifício no sentido do anodo para o catodo. Este plasma foi sustentado por uma tensão de apenas *191V*, em corrente contínua.

Diferentes tipos de arranjo de eletrodos microestruturados foram implementados em nossos experimentos, nas configurações plana e o tridimensional. O arranjo tridimensional [26] nada mais é do que a associação em série ou em paralelo de microcatodos ocos, abertos ou fechados (furos vazados ou furos cegos, respectivamente). Este arranjo também pode ser de uma matriz de microfendas ou microestrias [36], regularmente distribuídas num compósito feito de duas camadas de folhas metálicas separadas por um dielétrico. Nestes dispositivos observou-se a emissão de elétrons a frio (field emission) [2] para espaçamentos intereletrodos da ordem de algumas dezenas de micra.

Neste trabalho foi observado este fenômeno quântico também em dispositivos de microcatodo oco e sua curva de Paschen respectiva foi estudada. Esta mostrou uma região de grande eficiência de ionização ocasionada por este mecanismo de emissão de elétrons.

A descarga elétrica de microanodo oco com catodo plano ou descarga de camada de contorno catódica (cathode boundary layer – CBL) é uma outra modalidade de descarga que pode facilmente ser associada em paralelo pelo fato de ter um caráter resistivo positivo, além de possibilitar a sua operação também em aberturas anódicas extensas [37-40].

Obtivemos um arranjo de 225 descargas CBL num único dispositivo, em furos com diâmetros de $300\mu\text{m}$, operando com corrente total de $9,7\text{mA}$, na pressão de 12Torr e tensão de descarga de 520V . Estas descargas, por emitirem intensa radiação, inclusive de exímeros de Ar e Xe, analogamente às descargas de microcatodo oco, têm aplicações industriais em lâmpadas de exímeros e painéis luminosos de tela plana [11, 13-15, 22-24, 35, 38, 41-45]. Realizamos medidas espectrais, através da espectroscopia de emissão, para atribuição das linhas na região compreendida de 4000 a 9000Å assim como dos estados excitados/iônicos presentes nas microdescargas CBL em argônio pois, como dissemos anteriormente, estas descargas são bastante estáveis nas aplicações mais demoradas, em aberturas anódicas grandes, facilitando a tomada de dados.

Em seu artigo, White [46] faz uma descrição analítica da descarga de catodo oco esférico para estimar a densidade de íons. Empregando esta mesma metodologia, fizemos um estudo teórico para o caso das microdescargas em geometria cilíndrica. A densidade de íons obtida está entre 10^{13} a 10^{15}cm^{-3} , para uma pressão variando de 10Torr a 760Torr , em descargas brilhantes concentradas num microfuro com diâmetro $D = 200\mu\text{m}$. Esta alta densidade de íons é uma particularidade das microdescargas e também foi obtida experimentalmente ou através de simulações por diversos autores [44, 47-50].

Através de uma cooperação com o grupo de Plasmas (Dr. Wouter Brok) da Univer-

sidade de Eindhoven [51], que detêm um código que simula os parâmetros das microdescargas e que está em fase de aprimoramento, fêz-se uma simulação numérica da descarga de microcatodo oco por nós caracterizada. A partir desta simulação numérica pôde-se visualizar alguns parâmetros do plasma, como: densidade de elétrons, energia média dos elétrons, intensidade de radiação, entre outros. Recentemente (2005) [47, 52] foi feita uma simulação com descargas de microcatodo oco, usando-se gases raros, cujos resultados foram semelhantes aos obtidos por Brok.

Bastante esforço foi dedicado na prospecção de materiais condutores, com o objetivo de se produzir dispositivos que atendam às condições de empregabilidade das microdescargas. Materiais refratários, de alto ponto de fusão, alto limiar de “sputtering” (pulverização catódica) e baixa função trabalho, foram os indicados na construção dos eletrodos [46], para a obtenção de operações de microdescargas luminescentes baseadas no efeito de catodo oco. Ao todo pesquisamos dez diferentes metais, dentre eles o molibdênio, o titânio e o cobre. O molibdênio apresentou o melhor resultado, através da análise das condições da abertura catódica e anódica, feita por microscopia óptica, após um longo período de operação contínua.

A busca de material isolante levou ao uso da mica moscovita, do papel de mica, da folha de teflon e da alumina. O dispositivo de sistemas multicamadas, onde se alternou metal com dielétrico, foi unido com cola epóxi líquida e em alguns casos, com cianoacrilato.

No laboratório de espectroscopia molecular do ITA, liderado pelo Prof Dr Jayr de Amorim Filho, esforçamo-nos no sentido de se conseguir produzir extensas áreas de microdescargas em ar atmosférico, atualmente ainda inédito, para o uso no setor aeronáutico, uma vez que as espécies geradas podem vir a ser aplicadas, por exemplo, para modificar o perfil de escoamento em asas de aeronaves e objetos em vôo.

Com este objetivo e como outra contribuição original deste trabalho, estudos foram

feitos sobre descargas do tipo corona, rompida no ar atmosférico, em dezenas de microfuros vazados implementados sobre protótipos de asa de aeronave. Outras configurações já conhecidas [53] com áreas mais extensas de descarga corona também foram desenhadas nestes protótipos e operadas em tensões elétricas elevadas. Deste modo, o perfil de escoamento será investigado nestes protótipos, no laboratório Prof Cheng de túnel de vento do ITA.

Estas descargas, agora implementadas como microdescargas do tipo corona, assim como as microdescargas luminescentes citadas anteriormente, têm atualmente despertado bastante interesse da comunidade científica internacional devido, principalmente, à possibilidade de seu uso em larga escala no tratamento de emissões de poluentes (nas indústrias de papel, por exemplo) e provenientes da queima de combustíveis [54], o que vai ao encontro das expectativas lançadas pelo Protocolo de Kyoto (1997, Japão) com relação à redução da poluição global.

Finalizando, podemos nos referir ao artigo de Bogaerts, intitulado “The glow discharge: an exciting plasma!”[55], que nos convida a uma releitura das principais aplicações, já bastante conhecidas, das descargas luminescentes de baixa pressão (química analítica; tecnologia de materiais; indústria de microeletrônica: corrosão, deposição de filmes finos; lasers; lâmpadas (fluorescentes, neônio e xenônio); tela de plasma, para citar algumas), para dizer que este campo de pesquisa das microdescargas luminescentes, tema de nosso trabalho, ainda é muito recente mas promete contribuir de maneira compensadora nas aplicações onde se faz necessário o uso dessas descargas elétricas em estado de não-equilíbrio térmico à alta pressão.

2 DESCARGAS ELÉTRICAS LUMINESCENTES (GLOW)

Neste capítulo, inicialmente apresentaremos um resumo da teoria que envolve as descargas elétricas brilhantes em gases e a formação do plasma. Em seguida, embasaremos teoricamente a já bastante conhecida descarga de catodo oco, para que na sequência, se faça um estudo comparativo desta descarga de baixa pressão com a microdescarga, tema de nosso estudo, operada em pressões mais elevadas. Como nossa pesquisa sobre microdescargas está baseada mormente em algumas dezenas de artigos, a maioria publicados recentemente e nas teses de doutorado de Penache [25], Kurunczi [56] e Sankaran [57], consideramos que seja imperioso elencar primeiramente, neste capítulo, os diversos resultados já obtidos por estes pesquisadores, a fim de nortear nossas investigações experimentais através de seus preceitos e para que se estabeleça um comparativo com os resultados de nossas pesquisas. Deste modo, abordaremos a microdescarga neste capítulo nas seções 2.6.2 a 2.6.8.

2.1 Plasma físico

O termo plasma se aplica a um gás contendo espécies neutras e eletricamente carregadas como elétrons, íons positivos, íons negativos, átomos e moléculas [58]. Macroscopicamente, um plasma é eletricamente neutro, sendo que qualquer desbalanceamento de carga resultará em campos elétricos internos que tendem a mover as cargas de modo a restabelecer o equilíbrio. Como resultado disso, a densidade de íons positivos n_p deve ser neutralizada pelo conjunto formado pelas densidades de elétrons n_e e íons negativos n_i .

Um plasma geralmente é caracterizado pela densidade de partículas e energia cinética média, ou temperatura (eV), das várias espécies carregadas ou não. Para um plasma eletropositivo, por causa da quase-neutralidade, tem-se que a densidade de elétrons é igual à den-

sidade de íons, sendo esta conhecida como a densidade do plasma. A temperatura média de elétrons, íons e partículas neutras pode variar significativamente dependendo das condições do plasma. Num gás fracamente ionizado, os elétrons são preferencialmente aquecidos e não trocam energia com o resto do gás. Neste caso, a temperatura média de elétrons, T_e , é muito maior que a temperatura média de íons T_i e a temperatura do gás, T . Muitas das características físicas do plasma podem ser compreendidas em função destes parâmetros [59]. As descargas luminescentes de baixa pressão, por exemplo, operam entre 10^{-3} e 1Torr e são caracterizadas por $T_e = 1 - 10\text{eV}$, $T_e \gg T_i > T$, e $n_{e,p} = 10^8 - 10^{13}\text{ cm}^{-3}$.

As microdescargas, tema de nosso estudo, correspondem a uma nova classe de descargas cujas propriedades são bastante parecidas com às das descargas luminescentes, podendo operar em pressões elevadas. Mesmo nestas condições de operação as microdescargas apresentam-se como plasmas fora do equilíbrio térmico, sendo similares às descargas luminescentes. Por isso, elas são referidas comumente como descargas luminescentes em alta pressão.

2.2 Descarga elétrica em gás

A descarga elétrica em gases pode ser entendida através de um dispositivo simplificado representado na figura 2.1. Nela se vê dois eletrodos metálicos presos internamente nas extremidades de um tubo evacuado, que é alimentado por uma fonte de tensão externa. Uma resistência de carga limita a corrente no sistema. Preenche-se o tubo com um gás a uma dada pressão. Se a tensão elétrica é suficiente, os elétrons germes, acelerados pelo campo elétrico, realizam colisões ionizantes e ocorre a ruptura elétrica do gás. Observa-se a descarga elétrica no gás pelo estabelecimento da corrente elétrica de descarga no circuito. As quantidades medidas neste experimento são a tensão e a corrente de descarga, para uma dada distância intereletrodos, pressão do gás e tipo de metal usado nos eletrodos [60].

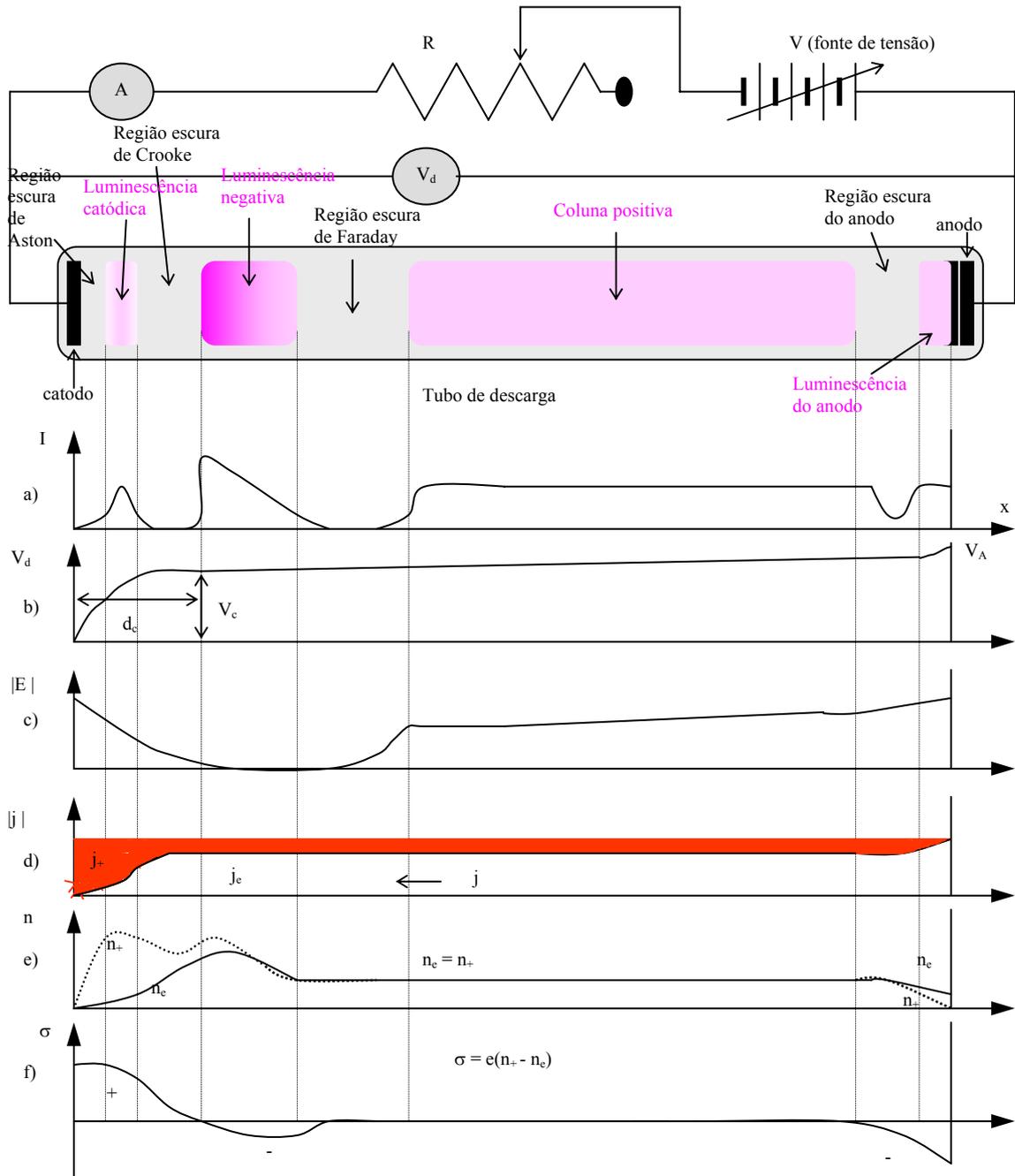


Figura 2.1: A descarga luminescente num tubo e a distribuição de: (a) intensidade luminosa, (b) potencial, (c) campo elétrico longitudinal, (d) densidade de correntes iônicas e eletrônicas, (e) densidade de cargas, e (f) carga espacial.

2.3 Regiões da curva característica de tensão-corrente

Uma curva característica de tensão-corrente, para descargas elétricas em corrente contínua (CC) de gases em baixa pressão, está representada na figura 2.2. Esta curva irá servir de referencial, neste trabalho, para o entendimento das descargas em pressões mais elevadas,

visto que os mecanismos responsáveis pela geração dessas descargas, e daquelas sob baixa pressão, são os mesmos. Observamos, nesta curva, várias regiões de operação da descarga. Um determinado ponto de operação é escolhido através da seleção correta da resistência externa de carga R . Isto significa obter o ponto de intersecção entre a chamada linha de carga e a curva característica : $V_d = V - R.I_d$ [60].

De acordo com a figura 2.2, aplicando-se uma pequena diferença de potencial (ddp) entre os eletrodos coleta-se os elétrons livres, produzidos no gás por radiação de fundo, (trecho AB) [61]. Aumentando-se o campo elétrico, através do aumento da ddp entre os eletrodos, a corrente aumenta (BC) até atingir a saturação. A medida que o campo elétrico aplicado aumenta, os elétrons ganham energia suficiente para ionizar o gás e a corrente aumenta exponencialmente com a tensão (região escura de Townsend – CD). Os íons energéticos gerados na descarga, após colidirem com o catodo, liberam elétrons secundários que se somam àqueles produzidos por fotoemissão no catodo. Quando a tensão atinge o valor crítico (tensão de ruptura, V_r), ocorre um aumento acentuado da corrente seguido de um colapso da tensão. Essa transição é chamada de ruptura (“breakdown”). Após sofrer a ruptura, a descarga torna-se independente da radiação externa, ficando auto-sustentável.

Com o aumento acentuado do processo de ionização, adentra-se a região DE, com início da emissão de luz pelo gás: inicia-se a região luminescente, com a luminescência subnormal, a luminescência normal (patamar com tensão quase constante – EF) e, quando a área do catodo fica completamente tomado pelo plasma, a corrente aumenta mais ainda com a tensão, que atua para suprir com mais elétrons a descarga. Observa-se, então, uma inclinação positiva na curva de tensão-corrente (FG) e esta região recebe o nome de luminescência anômala. A partir daí, com o aquecimento do catodo, ocorre a emissão termiônica de elétrons e observa-se a transição para o regime de arco, com a diminuição da tensão da descarga.

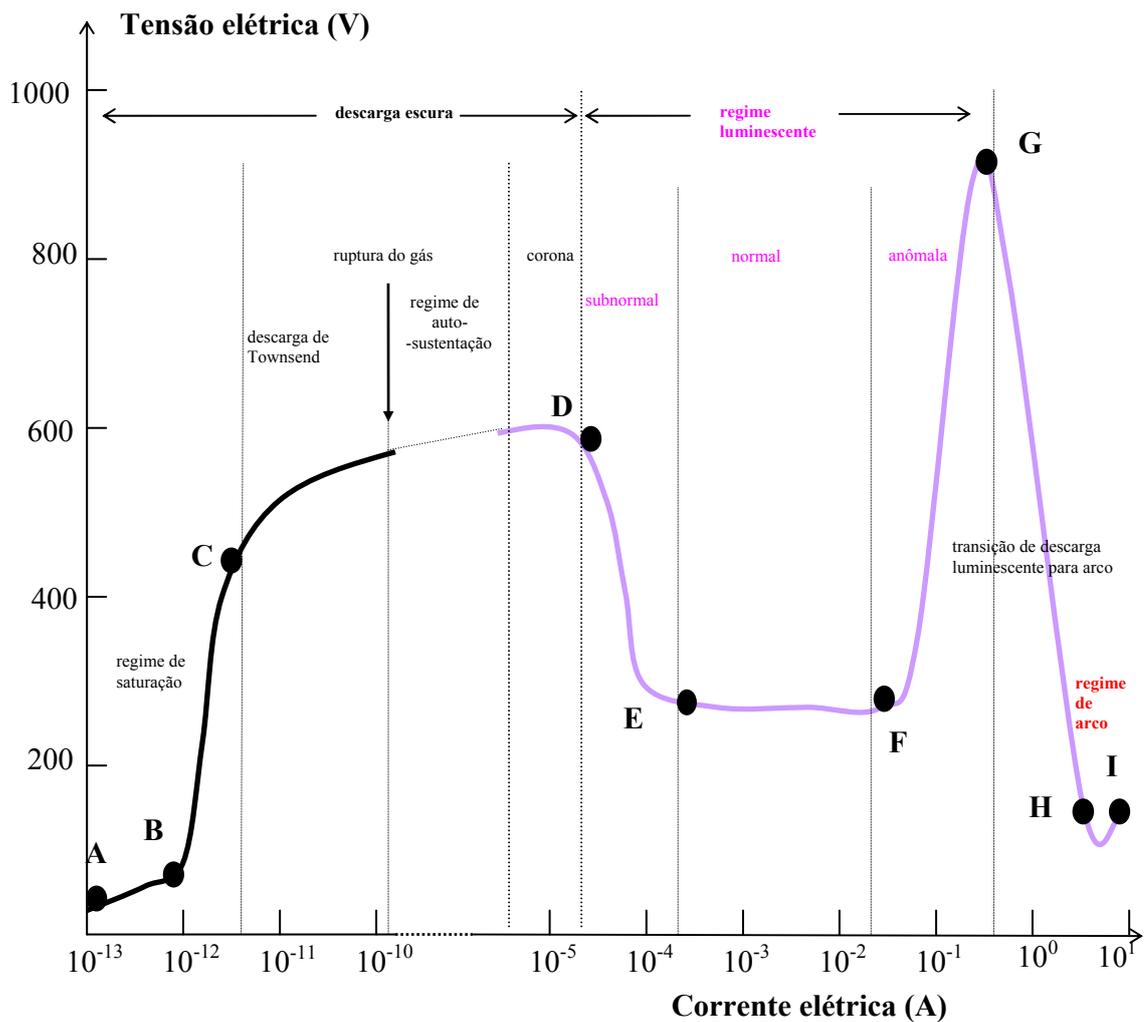


Figura 2.2: Curva típica de tensão-corrente característica da descarga.

2.4 As regiões da descarga luminescente

A descarga luminescente, diferentemente da Townsend ou descarga em arco, é caracterizada por diferentes regiões com grande variação no campo elétrico [60]. Esta descarga está mostrada na figura 2.1, onde se representou qualitativamente o comportamento genérico da intensidade luminosa, do potencial, do campo elétrico longitudinal, da densidade iônica e eletrônica, da densidade de cargas e da carga espacial [60, 61], ao longo do tubo de descarga de catodo-anodo planos.

A transição do regime de Townsend para o regime luminescente é resultante da distorção do campo elétrico externo, motivada pelo acúmulo de carga espacial próxima aos eletrodos. Como a mobilidade dos íons é muito menor que a dos elétrons, estas cargas positivas se acumulam próximo ao catodo, sendo que o efeito de carga espacial positiva impõe uma violenta queda de potencial (queda de tensão catódica normal, V_c), num pequeno espaço longitudinal (espessura da bainha catódica, d_c). Para catodos planos, por exemplo, d_c pode ser determinado aproximadamente pela fórmula [62]:

$$Pd_c = B^* + \frac{PB}{\sqrt{J}} \quad (2.1)$$

onde P é a pressão, B^* e B são parâmetros que dependem do tipo de gás e do material do catodo e J é a densidade de corrente. Para o gás argônio e catodo de alumínio, $V_c = 100 V$ e $P.d_c = 0,29cm.Torr$ (na temperatura ambiente [60]), o que para uma pressão de $40Torr$, por exemplo, resulta $d_c \cong 73\mu m$, e para uma pressão de $750Torr$, $4\mu m$.

Opticamente observa-se, próximo ao catodo, uma fina região escura (região escura de Aston) seguida de uma região brilhante (luminescência catódica), sendo que estas duas regiões são bem visíveis somente nas descargas em pressão baixa. Justaposta a estas regiões está a região escura catódica (Crookes), região luminescente negativa e a região escura de Faraday. A espessura d_c vai desde a superfície do catodo até um pouco além da fronteira inicial da região luminescente negativa. Devido à queda de tensão catódica os íons são acelerados com altas energias e produzem elétrons secundários pelo impacto com o catodo. Na região escura de Faraday estes elétrons perdem grande parte de sua energia devido às colisões.

Fazendo fronteira com a região de Faraday, temos a região de coluna positiva. Esta região brilhante é extensa (nas pressões baixas), apresenta campo elétrico longitudinal relativamente constante e geralmente emite luz uniformemente. Uma bainha de estrutura fina existe também próxima ao anodo (região escura anódica e região luminescente do anodo),

mas o crescimento do potencial na região não é tão significativo comparado com a região de queda de tensão catódica. Se a distância entre os eletrodos é grande o suficiente, estas regiões serão bem visíveis.

Se diminuirmos continuamente a distância intereletrodos, mantendo-se a pressão constante, observaremos que apenas a região catódica permanece inalterada [61]. Esta região é determinante na sustentação da descarga, porque é nela que a maioria das reações de ionização e excitação ocorrem. É por isso que a região de luminescência negativa é a mais brilhante. Se a distância entre os eletrodos é menor que d_c , a tensão de sustentação da descarga aumenta. Para distâncias ainda menores a descarga cessa porque os elétrons não ganharão energia o suficiente para produzir ionização, mesmo para campos elétricos altos.

2.5 Ruptura elétrica do gás (gas breakdown)

A formação de uma descarga elétrica em um gás ocorre quando os elétrons energéticos ionizam o gás através de impactos inelásticos. Uma simples configuração empregada para promover a ruptura de uma descarga no gás é através de uma geometria de eletrodos planos mostrada esquematicamente na figura 2.1. Vimos na seção 2.3 como é que o processo de avalanche de elétrons leva à ruptura do gás e formação da descarga elétrica. Todo este fenômeno é bastante conhecido na literatura e será descrito a seguir, onde abordaremos a teoria de Townsend e a lei de Paschen.

Na teoria de Townsend para a ruptura, a produção de partículas carregadas depende de processos que envolvem o gás (descrito pelo primeiro coeficiente de ionização de Townsend α) e também a superfície do catodo (caracterizado pelo coeficiente de emissão secundária de elétrons γ) [60]. Para um campo elétrico homogêneo, a condição para uma descarga auto-sustentada é dada por:

$$\alpha d = \ln(\gamma^l + 1) \quad (2.2)$$

onde d é a distância entre o catodo e o anodo.

O coeficiente de ionização α fornece o número de colisões ionizantes por unidade de comprimento do percurso de um elétron na direção do campo elétrico. Ele é função do campo elétrico reduzido E/N (N é a densidade das partículas), que caracteriza o efeito de multiplicação de elétrons, devido aos processos colisionais, durante o fenômeno da ruptura do gás. O número de eventos de ionização causados por um elétron passando em uma diferença de potencial de IV define o coeficiente de ionização η (ou eficiência de ionização), que pode ser obtido através da relação $\eta = \alpha/E$, e que depende somente do campo elétrico reduzido E/N .

O coeficiente γ descreve os processos que ocorrem na interface gás-catodo e representa a razão entre os elétrons secundários liberados por partícula incidente na superfície catódica. Ele depende do material do catodo, do gás e de E/N [60]. O coeficiente efetivo, γ_{ef} , leva em conta a ação dos íons (γ_i), das partículas neutras e em especial átomos metaestáveis (γ_m) e dos fótons (γ_f), e pode ser escrito como $\gamma_{ef} = \gamma_i + \gamma_m + \gamma_f$ [25]. Os átomos metaestáveis conseguem retirar elétrons do catodo através de impactos contra a parede catódica com energias superiores à função trabalho desta superfície. Apesar de possuírem tempo de vida superior às dos estados excitados, eles não conseguem atingir o catodo com a ajuda do campo elétrico, visto que não possuem carga elétrica, como os íons. Os átomos metaestáveis só conseguem atingir o catodo através da difusão térmica [61]. Portanto, γ_{ef} está relacionado com o coeficiente de ionização através da relação:

$$\gamma_{ef} = \frac{1}{e^{\eta V_r} - 1} \quad (2.3)$$

onde V_r é a tensão de ruptura de Townsend do gás, que será definida a seguir.

Em pressões baixas a produção de elétrons secundários é principalmente causada pelos íons que colidem com a superfície catódica, enquanto que em pressões elevadas, os átomos metaestáveis e os fótons também exercem papel importante na emissão secundária

[60, 63]. Adicionalmente a isto, a carga espacial (σ) pode aumentar a multiplicação de elétrons pela distorção do campo elétrico local.

Desde que α e γ dependem de E/P , a tensão de ruptura de Townsend, V_r , é dada por [60]:

$$V_r = \frac{B(Pd)}{C + \ln(Pd)} \quad (2.4)$$

onde B e C são constantes obtidas experimentalmente para um dado gás. Observa-se que V_r é função do produto $P.d$, e esta dependência plotada fornece a chamada curva de Paschen. Ela tem um valor mínimo $(V_r)_{min}$, localizado na abscissa $(P.d)_{min}$, dados por:

$$(V_r)_{min} = e \frac{B}{A} \ln(1 + \gamma^l) \quad (2.5)$$

$$(P.d)_{min} = (e/A) \ln(1 + \gamma^l) \quad (2.6)$$

onde e é o número de Euler e A é uma constante do gás. À direita de $(P.d)_{min}$ a tensão de ruptura aumenta quase que proporcionalmente com $P.d$. Isto ocorre porque para valores relativamente altos de $P.d$ (pressões elevadas e/ou distâncias maiores) a probabilidade de um elétron produzir ionização é muito alta, pois seu livre caminho médio é menor, mesmo para E/P moderados [25]. Por outro lado, as possibilidades de colisões são bastante limitadas no ramo esquerdo da curva, para valores baixos de $P.d$. Um valor muito alto de α/P , ou seja, um campo elétrico muito alto é necessário para que ocorra a ruptura. A tensão de ruptura cresce rapidamente quando $P.d$ diminui [25]. Portanto, a condição ótima de ruptura verifica-se nas adjacências do mínimo da curva de Paschen. Devemos salientar que na teoria de Townsend o efeito da temperatura do gás não é levado em conta no campo elétrico reduzido E/P . De outro modo, a dependência de α e γ deveria ser em função de E/N . Dados experimentais de $(V_r)_{min}$ e $(P.d)_{min}$ para descargas em gases nobres, com o uso de eletrodos de cobre, fornecem valores médios de $400V$ e $(P.d)_{min}$ variando de $0,5$ a $10 Torr.cm$ [60].

Nas operações em pressões elevadas, a ruptura pode ser alcançada de dois modos

distintos: ou aplicando-se altas tensões (opção não vantajosa), ou com a aproximação dos eletrodos. O uso de valores moderados de tensão oferece a vantagem com respeito ao seu potencial de aplicações. Supondo-se o mecanismo Townsend de ruptura, podemos então gerar a ruptura na pressão atmosférica, para tensões moderadas, usando-se os valores dados de $(P.d)_{\min}$ acima, e encontraremos a distância média de aproximadamente $50\mu\text{m}$ entre os eletrodos.

Estas observações são baseadas na descarga de catodo-anodo plano. No caso das descargas de catodo oco, e também nas de microcatodo oco, um estudo mais aprofundado deverá ser feito com relação aos mecanismos que levam à ruptura do gás.

2.6 Catodo oco: do macro ao microplasma

2.6.1 A descarga elétrica de catodo oco em baixa pressão

As descargas de catodo oco foram amplamente usadas no princípio do século XX, primariamente como dispositivos de descarga de baixa pressão e alta densidade de elétrons para uma grande variedade de aplicações [64]. Estes dispositivos consistem basicamente de um catodo com uma estrutura oca (furo, cavidade, abertura, etc.) e um anodo de forma arbitrária (figura 2.3). Comparando-se com a descarga luminescente convencional, a eficiência de ionização é maior nas descargas de catodo oco e a densidade de corrente pode ser bastante superior, para uma mesma tensão de sustentação, conforme veremos ao longo desta seção. O diâmetro da abertura catódica, além da pressão de operação, determina a espessura da bainha catódica [65] e é o parâmetro mais importante do catodo oco cilíndrico.

Dispositivos de catodo oco proporcionam tensão de ruptura menor e correntes elétricas bem mais intensas comparadas com as descargas luminescentes convencionais de dimensões e parâmetros de gás similares. Há vários mecanismos que podem ser responsáveis por estes efeitos de catodo oco. Dentre eles podemos citar a emissão secundária de elétrons

pelo catodo devido ao bombardeamento de fótons e partículas metaestáveis, o aumento da ionização devido ao processo de ionização por degraus (“stepwise”), a presença de partículas originárias da pulverização catódica (“sputtering”) e do movimento pendular dos elétrons energéticos. Sua importância relativa no processo ainda está sob estudos. Porém, estudos experimentais e numéricos indicam que o efeito pêndulo é o mais importante no processo de ruptura do gás e na sustentação da descarga de catodo oco [66].

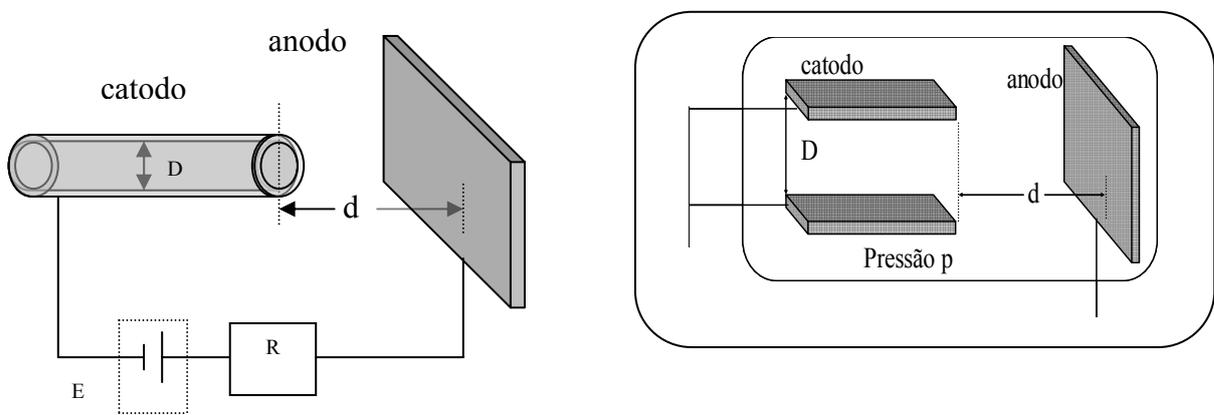


Figura 2.3: Catodo oco com geometria cilíndrica (esquerda) e com placas planas (direita).

Duas leis determinam as propriedades básicas de uma descarga. O produto $P.d$ (resultante do produto entre a pressão P e a separação anodo-catodo (d)) obedece à conhecida lei de ruptura de Paschen, já visto anteriormente, que se aplica a todas as descargas e determina a tensão de ruptura requerida para valores dados de P , d , e o tipo de gás em operação [46, 64].

A lei de similaridade de Allis-White, $V_d = V_d(P.D)$ [30] aplica-se unicamente a catodos ocos, e ela envolve o produto $P.D$ entre a pressão P e o diâmetro da abertura catódica D . Para uma operação estável da descarga de catodo oco, com o efetivo efeito catodo oco, o produto $P.D$ deverá estar compreendido entre aproximadamente $0,1 \text{ Torr.cm}$ e 10 Torr.cm (dependendo do gás usado, da constituição e da geometria dos eletrodos) [13]. Observa-se então que a redução da distância D nos permite operar a descarga de catodo oco em pressões

mais elevadas com uma tensão constante de descarga V_d . As microestruturas usadas em nossos experimentos têm uma geometria de catodo oco - com orifícios de diâmetros bastante reduzidos - e é esperado que isto influencie na eficiência das ionizações.

De acordo com a lei de Allis-White, e a partir de observações experimentais [13, 22, 23], a descarga brilhante na configuração de catodo oco pode ocorrer em estágios, confor-

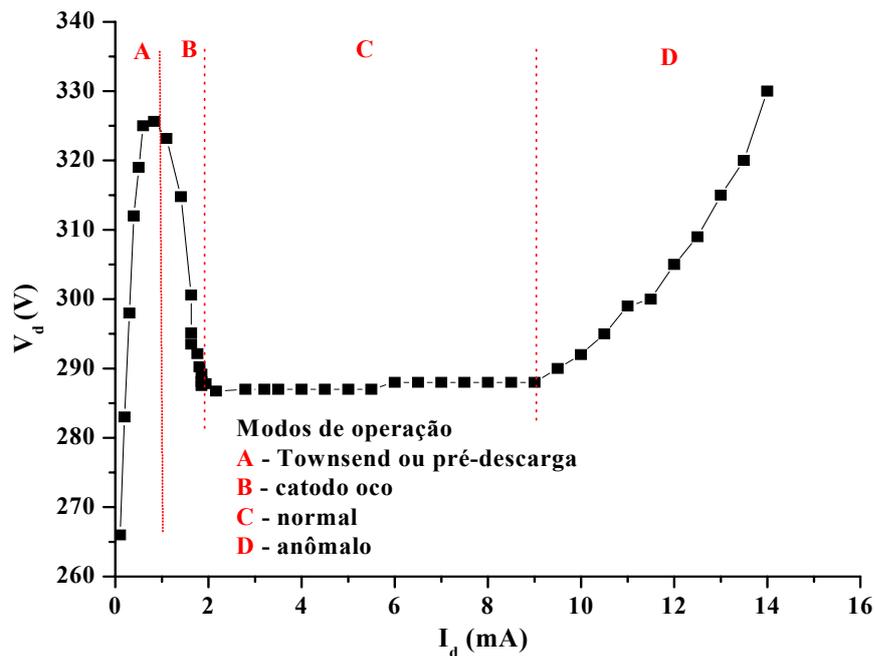


Figura 2.4: Curva típica de tensão-corrente da descarga luminescente de catodo oco cilíndrico, com os respectivos modos de operação, para $P.D = 1 \text{ Torr.cm}$.

me pode ser visto na figura 2.4. Medidas experimentais mostram que para descargas na configuração de catodo oco onde o produto $P.D$ é da ordem de 1 Torr.cm , os vários modos de operação ocorrem em função da corrente elétrica [67]. Para correntes baixas, observa-se a “pré-descarga” ou “modo Townsend de operação”, que é a descarga luminescente cuja região de queda de tensão catódica geralmente está fora da estrutura catódica (não devemos confundir este modo luminescente de operação do catodo oco com a região de pré-descarga e a região escura de Townsend, vistas na seção 2.3 para uma descarga convencional de catodo-anodo planos em baixa pressão, apesar da semelhança na nomenclatura). Nestas

circunstâncias, há uma fraca região de carga espacial positiva e os elétrons seguem um caminho que é essencialmente determinado pela direção do campo elétrico existente entre o catodo e o anodo na ausência da descarga. Com o aumento da corrente elétrica, a região de carga espacial positiva move-se para mais perto do catodo e eventualmente entra na estrutura do catodo oco. Agora, a coluna positiva, que serve como um anodo virtual, forma-se ao longo do eixo da cavidade catódica e entre as duas regiões de bainhas catódicas [13]. Disto resulta uma mudança da distribuição do campo elétrico dentro do catodo oco. O campo elétrico, que inicialmente era axial, agora se tornou radial, e um canal de potencial elétrico é criado dentro da cavidade. Este novo canal ocasiona numa forte aceleração dos elétrons em direção ao eixo longitudinal da cavidade catódica, o que leva a um movimento oscilatório desses elétrons (elétrons pendulares [66, 68]) quando estes são acelerados ao se deslocarem em direção ao anodo virtual e são freados ao se aproximarem das paredes dos catodos, onde se encontra a região da bainha catódica com uma intensa queda de potencial (queda de tensão catódica). Isto resulta num movimento oscilatório com amplitude decrescente entre as duas regiões opostas de queda catódica. Assim, o caminho percorrido pelos elétrons aumenta e estes são capazes de ionizar muito mais partículas do gás, se compararmos com a descarga convencional de catodo-anodo plano. Além disso, partículas energéticas que se encontram dentro do orifício catódico, como os fótons e as partículas metaestáveis, têm uma alta probabilidade de produzirem elétrons secundários na superfície catódica, que, por sua vez, podem levar a novos eventos de ionização e excitação [59].

Na configuração de catodo oco, a alta densidade de plasma no furo catódico torna provável a ocorrência das ionizações por degraus (“stepwise”) – importantes quando as duas regiões opostas luminescentes se fundem [31] - e da ionização “Penning” onde na operação da descarga com gases raros, os átomos metaestáveis do gás ionizam partículas catódicas ejetadas no processo de “sputtering” [46, 69]. A taxa de “sputtering”, ou número de átomos

ejetados do catodo por íon incidente, é alta por causa da grande densidade de corrente. Nas descargas convencionais de catodo plano é comum a perda de partículas não carregadas devido às colisões contra as paredes e o anodo. Na configuração de catodo oco, por outro lado, essas partículas têm maior probabilidade de colisão com o catodo, resultando numa maior emissão de elétrons secundários. Ao mesmo tempo, a configuração e a alta densidade de corrente leva a um aumento da taxa de “sputtering”, favorecendo a ocorrência da ionização “Penning”.

Na transição da pré-descarga axial para a descarga radial, a tensão de sustentação cai com o aumento gradual da corrente [70]. A descarga tem uma resistência diferencial negativa, ou resistividade negativa, sendo conhecida como descarga operando no “modo catodo oco” (embora as descargas aqui tratadas estão todas na configuração de catodo oco, o termo “descarga de catodo oco” é geralmente usado para este modo de operação [13] e nós o adotaremos neste trabalho). Se na seqüência a corrente é elevada, a camada brilhante catódica aflora pelo orifício e se expande pela superfície plana do catodo. A curva característica tensão-corrente da descarga será então representativa da descarga luminescente normal, com a tensão permanecendo constante com a elevação da corrente. Nesta ordem, quando a camada catódica atinge as extremidades da superfície do catodo, qualquer outra elevação da corrente necessita de um aumento da tensão da descarga e esta passa para o modo de “descarga luminescente anômala”. As descargas de catodo oco são conhecidas por terem função distribuição de energia dos elétrons fortemente não-Maxwelliana e conterem uma quantidade significativa de elétrons muito energéticos [25]. Estudos [71] já foram implementados para se determinar esta função distribuição para as descargas de catodo oco em gases raros quando operadas em baixas pressões. Estes estudos descobriram grande quantidade de elétrons com energias bem acima de $10eV$ e a cauda da função distribuição de energia sendo bastante populada. Além disso, elétrons altamente energéticos foram observados com energias

próximas à da tensão do plasma. Estes eram elétrons que foram acelerados pela diferença de potencial total da região de queda catódica.

Na configuração de catodo oco, a região escura catódica e a região de luminescência negativa, típicas para luminescências clássicas, ainda estão presentes. As regiões catódicas ficam confinadas na abertura catódica, enquanto que a região de Faraday e a coluna positiva se prolongam em direção ao anodo [25]. Com a elevação da pressão, as camadas catódicas se comportam da mesma maneira como nas descargas de catodo plano: elas se encolhem e se movem em direção ao catodo. Para a configuração cilíndrica, observa-se que para valores baixos de $P.D$, inferiores a 1Torr.cm , a região de luminescência negativa estende-se ao longo do eixo do cilindro. Para valores maiores de $P.D$, esta região brilhante desloca-se em direção à parede do catodo, formando uma camada adjacente a este [13]. Este comportamento das regiões catódicas é visto na figura 2.5 para o catodo oco cilíndrico.

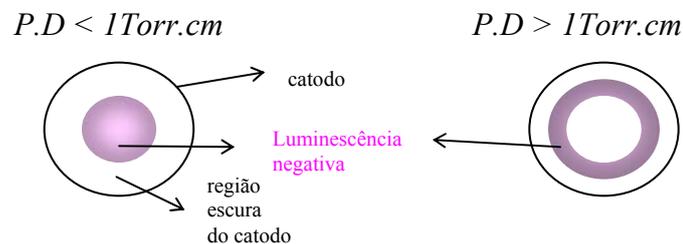


Figura 2.5: Representação da evolução das regiões catódicas para descarga luminescente de catodo oco cilíndrico em função da pressão.

2.6.2 Descarga elétrica em pressões elevadas: as microdescargas

A partir de 1950 [30, 46], experimentos foram implementados com o intuito de operar a descarga de catodo oco em pressões mais elevadas. A lei de similaridade de Allis-White, como já foi dito, relaciona a tensão de sustentação da descarga V_d com o produto $P.D$ e também com a razão I_d/D , onde I_d é a corrente da descarga [31]. Como consequência desta lei, a operação da descarga de catodo oco em pressões altas pode ser efetivada através da redução de D , o diâmetro do furo catódico. O menor valor para $P.D$ permitido pela lei é determinado

pela condição para o qual o livre caminho médio de ionização não exceda o diâmetro do furo. Para o gás argônio, este valor mínimo é $0,026 \text{ Torr.cm}$ [13]. Empiricamente, limites superiores para $P.D$ nas operações em gases nobres estão por volta de 10 Torr.cm e menor que isto para gases moleculares. Fisicamente, este limite superior é determinado pela condição onde D não pode exceder à distância entre a região luminescente negativa e as duas regiões de queda catódica, que de acordo com a equação 2.1 leva a escrever:

$$PD = 2B^* + \frac{2PB}{\sqrt{J}} + \ell_0 P. \quad (2.7)$$

onde ℓ_0 é uma estimativa da espessura da região luminescente negativa, na pressão P . Isto levaria [23, 67] a um valor de aproximadamente 1 Torr.cm para o argônio, o qual é 10 vezes menor que o valor máximo estabelecido empiricamente. Como resultado, a operação da descarga de catodo oco em pressões altas, próximas à atmosférica, em gases nobres, requereria furos com diâmetros de aproximadamente $10\mu\text{m}$ supondo-se que o gás está na temperatura ambiente. Empiricamente, porém, operações estáveis foram observadas [13] para gases nobres à pressão atmosférica para furos catódicos de aproximadamente $250\mu\text{m}$. Isto indica que além do processo de ionização, devido ao movimento pendular dos elétrons no seu confinamento eletrostático dentro do furo (entre catodos opostos), outros processos físicos estão presentes para explicar a estabilidade da descarga para altos valores de $P.D$ e a resistência diferencial negativa observada na curva característica de tensão-corrente.

Como dissemos anteriormente, as descargas de catodo oco em pressões elevadas têm sido estudadas por diversos centros de pesquisa e, dependendo da configuração desses dispositivos e da geometria empregada na confecção dos eletrodos, elas foram nomeadas diferentemente. Em alguns casos, elas foram simplesmente chamadas de microdescargas, como pelo grupo da Universidade de Illinois (EUA) [24] e do Caltech (EUA) [72]. Em outros casos, onde a configuração dos eletrodos objetivava a operação em paralelo das descargas,

estas foram nomeadas pelo grupo da Universidade de Frankfurt e da Universidade de Dortmund, Alemanha [25-27], como arranjo de eletrodos microestruturados. Para descargas de catodo oco cilíndrico, o termo descarga de microcatodo oco foi dado primeiramente pelo Dr K. H. Schoenbach, líder do grupo da Universidade de Old Dominion [22]. Este termo é usado por vários grupos que também trabalham com microdescargas baseadas no princípio do catodo oco, como o grupo do Instituto Tecnológico Steven (EUA) [32], da Universidade de Erlangen (RDA) [14], da Universidade da Califórnia, Berkeley (EUA) [33], da Universidade de Yonsai (Coréia) [34], da Universidade Nacional de Cheng Kung (Taiwan) [28] e do Instituto de Plasmas Físicos de Baixa Temperatura (RDA) [35].

O microcatodo plano com anodo oco e diversos tipos de microcatodos ocos foram sistematicamente por nós estudados no Laboratório de Espectroscopia Molecular do ITA e usados com êxito na geração e manutenção de microplasmas luminescentes (glow), numa região de pressão que varia da moderada para a alta, ou seja, de aproximadamente 1Torr a 10^3Torr . Comparações foram feitas entre estes microdispositivos e os clássicos catodos ocos e catodos planos, implementados na forma de cilindros e discos, respectivamente, com dimensões bastante superiores. Também implementamos esforços na fabricação de dispositivos multimicrofuros e eletrodos microestruturados com o objetivo de se obter extensas áreas de plasma. Outra modalidade destes dispositivos são os catodos microtubulares, que nos permitiu gerar um microjato de plasma sustentado de argônio em ar atmosférico.

A maioria dos estudos experimentais de descargas de catodo oco em alta pressão, implementados pelos centros de pesquisa já citados neste texto, foram realizadas em gases nobres e nas misturas destes com Cl_2 e F_2 , mas há uma crescente ênfase no uso de ar atmosférico ou mistura de gases contendo ar.

2.6.3 Formato dos eletrodos, materiais empregados e técnicas de fabricação de dispositivos de microdescarga

Toda fabricação de dispositivos de catodo oco funcional, ou seja, que leve à descarga luminescente com o efetivo efeito de catodo oco, deverá satisfazer à condição na qual a distância entre duas superfícies catódicas opostas seja tal que os elétrons altamente energéticos, emergentes de uma das regiões de queda catódica, consiga atingir a região oposta. Tais superfícies catódicas poderão ser plano-paralelas, conter orifícios, ou também fendas de qualquer formato [73]. Para descargas em microcatodo oco, furos esféricos [46] e cilíndricos [22, 24] foram usados pelos pesquisadores para gerar o efeito de catodo oco. Como extensão dessa geometria empregada, utilizou-se microtubo como catodo e com o anodo à frente do orifício [8], ou a microfenda [9, 36]. A vantagem da utilização do catodo microtubular está na ausência de um dielétrico, essencial no caso do microcatodo oco.

A associação em paralelo de microcatodos ocos resultou em arranjo de eletrodos microestruturados [5, 15, 21, 23, 26, 28, 29], com a vantagem de se obter uma área de plasma maior. Na associação de microdescargas em série verificou-se o aumento da emissão de luz [74, 75], com a possibilidade de ser empregado como meio ativo na obtenção da emissão de laser [21, 76]. Em comum a todas estas configurações está a dimensão do furo catódico, que está na ordem de $100\mu\text{m}$. Na figura 2.6 esquematizamos o formato dos eletrodos empregados pelos principais centros de pesquisa na atualidade.

O material empregado por estes pesquisadores na fabricação dos eletrodos vai desde metal refratário, que resiste à ação do calor, até semicondutor. Para descargas em corrente elétrica alta ($> 1\text{mA}$) geralmente empregou-se molibdênio [14, 23, 32], enquanto que para descargas em correntes elétricas inferiores a 1mA utilizou-se níquel, platina, prata e cobre [21, 26, 34]. O grupo da Universidade de Illinois [26] inicialmente utilizou-se do silício, pois este material facilita o emprego do processo de corrosão (etching) para microperfura-

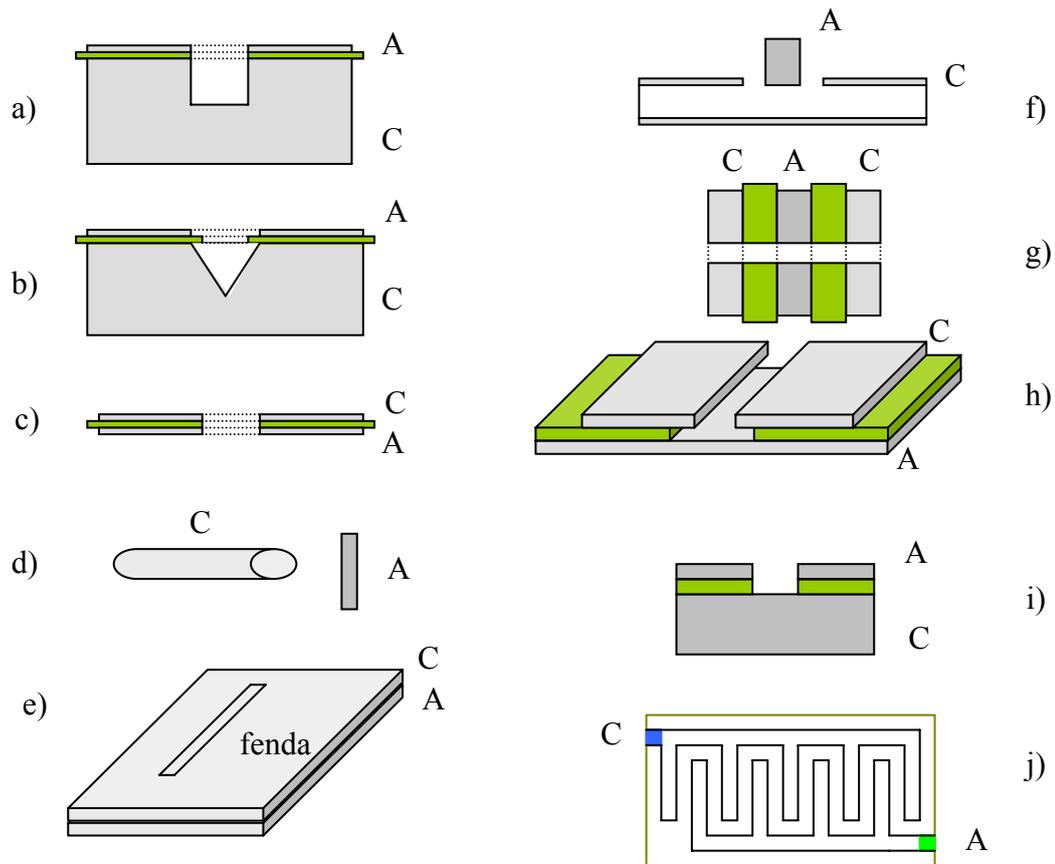


Figura 2.6: Configuração de diversos eletrodos empregados como catodo oco. (a) Universidade Old Dominion, EUA; Universidade de Illinois, Urbana-Champaign, EUA; Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Hyundai, Coréia. (b) Universidade de Illinois, Urbana-Champaign, EUA. (c) Universidade Old Dominion, EUA; Instituto de Tecnologia Stevens, EUA; Universidade de Illinois, EUA; Universidade de Erlangen, Alemanha; Universidade de Frankfurt, Alemanha; Universidade de Dortmund, Alemanha; Caltech, EUA; Universidade da Califórnia, EUA; Universidade Nacional de Cheng Kung, Taiwan. (d) Caltech, EUA. (e) Universidade Tecnológica Carolo Wilhelmina, Alemanha; Universidade do Estado de Colorado, EUA. (f) Instituto de Plasma Físico de Baixa Temperatura, Greifswald, Alemanha. (g) Caltech, EUA. (h) Universidade do Estado do Colorado, EUA. (i) Instituto de Tecnologia Stevens, EUA; Caltech, EUA. (j) Universidade Tecnológica de Braunschweig, Alemanha. (C=Catodo, A=Anodo).

ções. Para catodos microtubulares [77] usou-se aço inoxidável. Geralmente, a escolha do material empregado na confecção dos eletrodos recai na facilidade e disponibilidade das técnicas de fabricação, e na capacidade do material em suportar a temperatura de operação da descarga, ao invés de ser guiada pela física que comanda essas microdescargas, ainda pouco conhecida.

No início empregou-se a mica como material dielétrico, mas recentemente os pes-

quisadores empregaram alumina ou outras cerâmicas, pois estes suportam temperaturas mais altas. Em alguns casos foram usados polímeros para a fabricação de arranjos de microdescargas flexíveis [26, 29]. Estes dielétricos desempenham excelente papel como isolantes elétricos nas descargas em gases nobres, desde que a temperatura do gás seja relativamente baixa. Entretanto, para microdescargas em ar as escolhas de dielétricos são limitadas. A alta temperatura do gás ($\sim 2000\text{ K}$, para 10mA) nas descargas de microcatodo oco, em ar atmosférico [78], requer o uso de dielétrico e de material catódico com altos pontos de fusão, tais como alumina e molibdênio, respectivamente.

Os microfuros nestes microcatodos inicialmente foram feitos com o uso de furadeiras mecânicas de alta rotação ($\sim 30000\text{rpm}$ [22, 46]) ou obtidos ultrassonicamente [24], com diâmetros maiores que $200\mu\text{m}$. Para furos cilíndricos menores, o uso de laser foi o método empregado. Para a elaboração de matrizes de furos, a técnica de microfabricação com a utilização de sistemas microeletromecânicos em silício foi empregada com sucesso [79].

2.6.4 Arranjo de microdescargas

As aplicações de microdescargas geralmente requerem a disposição destes microplasmas em associações em paralelo ou em série, com vistas a processar grandes volumes. Posicionando-se estas microdescargas em paralelo, numa superfície catódica plana (uma matriz de furos), poderemos utilizar o dispositivo como uma fonte plana de plasma ou uma fonte plana de luz, objetivando a construção de displays planos. Se as microdescargas são operadas no modo onde a curva característica de tensão-corrente tem inclinação positiva, elas poderão ser associadas em paralelo sem o uso de resistência de carga para cada furo individualmente. Este tipo de operação ocorre no modo pré-descarga ou no modo luminescente anômalo, como já vimos anteriormente.

A operação em paralelo no modo pré-descarga, sem o uso individual de resistor de

carga nos furos, foi demonstrada pelo grupo da Universidade Old Dominion [22], da Universidade de Illinois [80, 81], da Universidade de Frankfurt e da Universidade de Dortmund [26] e da Universidade Nacional Cheng Kung [28]. Devido à relativamente baixa corrente necessária para a operação da descarga nesta fase, o dispositivo não necessita suportar alta carga termal e pode portanto ser fabricado de materiais semicondutores [26, 79].

A operação em paralelo, agora no modo de descarga luminescente anômalo, requer uma superfície catódica confinada. Isto foi realizado com o uso de uma segunda camada de dielétrico que cobria a superfície do catodo, e limitava o desenvolvimento da descarga apenas no interior dos microfuros [82]. Outra possibilidade de se produzir arranjos de microdescargas no modo luminescente anômalo está no uso do dispositivo mostrado na figura 2.6a, onde a superfície catódica está confinada no orifício. Um exemplo de produção de microdescargas em paralelo no modo anormal, com superfície catódica limitada, está no artigo [7], onde se usou o dispositivo da figura 2.6c um pouco modificado. Neste, alinhou-se 30 furos no catodo com diâmetros de $300\mu\text{m}$ distanciados de $350\mu\text{m}$ de centro a centro. A área externa da superfície catódica foi coberta com uma camada de $250\mu\text{m}$ de espessura de dielétrico (alumina), com exceção da faixa onde se encontravam os furos. O anodo foi colocado sobre a folha de dielétrico. Quando uma tensão de 190V foi aplicada, foram estabelecidas microdescargas uma após outra, até que todo o conjunto de 30 microdescargas estava aceso. Nesta situação, a curva característica de tensão-corrente era positiva e todas as descargas operavam no modo luminescente anômalo.

Na faixa de operação onde a curva característica de tensão-corrente tem inclinação negativa (modo catodo oco) ou nula (modo luminescente normal), é possível se conseguir arranjos de microdescargas numa única placa catódica desde que se faça uso de resistores de carga individuais para cada furo. Isto foi demonstrado com o uso de silício semi-isolante como material anódico [15]. O uso de estruturas multicamadas de cerâmica, onde cada

microdescarga foi individualmente associada a um resistor integrado na estrutura por um processo de filme fino, permitiu a geração de uma matriz de 169 microdescargas estáveis [21, 76].

O estudo de arranjo de microdescargas em série, por sua vez, é motivado pelo aumento da emitância de radiação de exímeros de Xe (dímeros). Os primeiros experimentos [74] com duas descargas em série demonstraram que duplicava a irradiância de exímeros do gás XeCl. A operação estável de três descargas de Ne em série foi demonstrada em dispositivos cerâmicos [75].

2.6.5 Modos de operação

As descargas de microcatodo oco são geralmente operadas em corrente contínua (CC), mas é comum vê-las operando com sucesso em microondas e rádiofrequência (RF). As tensões sustentadas variam de 150 a 500V, dependendo da corrente de descarga, do tipo de gás empregado e do material utilizado na construção dos eletrodos. Baixas tensões são obtidas com gases nobres, altas tensões são medidas para gases que são eficazes na captura eletrônica, como o ar atmosférico. A curva característica tensão-corrente da descarga de microcatodo oco na operação em corrente contínua mostra regiões distintas. Como vimos anteriormente, no modo de pré-descarga, a corrente é baixa, a inclinação da curva característica é positiva e o plasma fica confinado no furo. Com a elevação da corrente, o plasma aflora e se expande além do microfuro na transição do modo catodo oco para o modo luminescente normal. Ao atingir as extremidades da superfície catódica, a descarga entra no modo luminescente anômalo, o qual é visto na curva característica através do aumento da tensão com a corrente (resistividade positiva).

Com o objetivo de reduzir a carga termal dos eletrodos, com vistas às operações do microcatodo oco em correntes elevadas, utilizou-se o modo pulsado de operação. Os pulsos

eram monopulares e atuavam no intervalo de milisegundos a nanosegundos. Enquanto que na aplicação de pulsos em milisegundos as características da descarga não diferenciavam das do caso CC [13], para microssegundos [14, 35] e ainda mais para nanosegundos [37, 44], os parâmetros de plasma alteram-se bastante. O aumento da emissão de radiação de exímeros do gás xenônio e do gás argônio, quando pulsos de duração de nanosegundos são aplicados, é devido ao “aquecimento” da função distribuição de energia eletrônica no modo pulsado [41]. Embora a temperatura do elétron aumente durante a aplicação do pulso, a variação da temperatura do gás é pequena visto que a amplitude do pulso está na ordem de grandeza do tempo de relaxação do elétron. A mudança da função distribuição de energia do elétron para energias maiores acarreta num aumento na taxa de excitação e de ionização. Isto tem sido demonstrado em descargas pulsadas no ar, onde a densidade de elétrons aumentou bastante quando um pulso de $10ns$ foi aplicado na descarga.

Além das operações com pulsos monopulares e CC, operações em RF foram exploradas como um método adicional na geração de microplasmas em ar atmosférico [28, 83]. Usando-se um arranjo de microcatodo oco com um fluxo de hélio puro, conseguiu-se gerar uma descarga estável na pressão atmosférica na frequência de $13,56MHz$. Recentemente o grupo da Universidade do Estado do Colorado aplicou este conceito em arranjo com formato de microfenda [36, 41], esquematizada nas figuras 2e,h. Neste caso, microdescargas estáveis foram geradas em argônio, na mistura ar-argônio e em ar atmosférico quando operados em RF a $13,56MHz$ de 50 a $230V$.

2.6.6 Parâmetros do plasma

Vamos agora apresentar os resultados obtidos por diversos pesquisadores, representativos dos parâmetros do microplasma, como a temperatura de elétrons e do gás, a distribuição de energia e a densidade de elétrons.

2.6.6.1 A temperatura de elétrons e a sua distribuição de energia

A energias médias dos elétrons, íons e partículas neutras são geralmente expressas em termos da temperatura de elétrons, de íons e de partículas neutras. O uso desta nomenclatura está baseada na suposição de que elétrons, íons e partículas neutras têm distribuições de energia que podem ser descritas por uma função de Maxwell-Boltzmann, caracterizada por uma única temperatura. Este geralmente não é o caso, ao menos não para o elétron num plasma parcialmente ionizado onde sua distribuição é usualmente não-Maxwelliana. Assim, a noção de temperatura de elétrons refere-se apenas a uma aproximação de sua energia média.

Os pesquisadores usam a espectroscopia de emissão para obter medidas da temperatura de elétrons nas descargas de microcatodo oco, visto que estes geralmente trabalham em pressões de dezenas/ centenas de *Torr* e o emprego de sondas de Langmuir é impraticável. Baseado nas medidas da intensidade das linhas do argônio, através de uma análise criteriosa da cinética do plasma, obteve-se a temperatura de $1eV$ [84]. A temperatura em descargas pulsadas de argônio é mais que o dobro da medida em descarga de CC. Este aumento na temperatura do elétron está relacionado com o aumento do campo elétrico que atinge grandes valores durante o pulso [41].

Devido ao fato de que as descargas de microcatodo oco em gases raros são eficientes fontes de radiação de exímeros (será visto na seção 2.6.8) [13], grandes concentrações de elétrons possuindo alta energia (superior à energia de excitação de átomos de gases raros) devem estar presentes neste plasma. Isto significa que a distribuição de energia dos elétrons deve ser fortemente não-térmica [25, 85, 86].

2.6.6.2 Densidade de elétrons

As densidades de elétrons, nas descargas de microcatodo oco em argônio, foram

medidas usando-se o alargamento Stark e o deslocamento das linhas em $801,699$ e $800,838\text{nm}$ [48] e também através da análise da linha Balmer- β do hidrogênio em $486,1\text{nm}$ [44]. Em ambos os casos, a densidade dos elétrons medida foi da ordem de 10^{15}cm^{-3} para microdescargas em CC, mostrando um ligeiro aumento com a corrente. Quando operados no modo pulsado, com a aplicação de pulsos elétricos de 600V durante 10ns , a densidade dos elétrons aumenta para $5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ [44]. Na descarga de microcatodo oco com o diâmetro do furo de $200\mu\text{m}$, corrente de 12mA e tensão de descarga de 380V , a densidade dos elétrons foi de 10^{16}cm^{-3} [49].

2.6.6.3 A temperatura do gás

O plasma de microcatodo oco é não-térmico, significando que não podemos caracterizar o meio por uma única temperatura. Medições da temperatura do gás foram realizadas em microcatodos ocos, em gases nobres e no ar, através do uso da espectroscopia óptica de emissão [49, 81, 87] e também por espectroscopia de absorção [48]. A temperatura do gás, na descarga em ar atmosférico no microcatodo oco, varia entre 1700 e 2000K para correntes de descarga entre 4 e 12mA . Estas temperaturas foram obtidas através do sistema de bandas do Segundo Sistema Positivo do N_2 [49]. A temperatura da descarga em neônio, a 400Torr , obtida por Kurunczi [87], foi de 400K para uma corrente de 1mA . A espectroscopia de absorção (alargamento Doppler das linhas do argônio) foi usada para determinar a temperatura do gás em microdescargas de argônio empregando um diodo laser [48, 50]. Verificou-se que a temperatura desse gás aumenta com a pressão, de 380K a $37,5\text{Torr}$ para 1100K a 300Torr . Ela é maior para gases moleculares, como o ar (2000K) e menor para gases raros (Ar, Xe, Ne), indicando que a temperatura do gás depende do tipo do gás usado nos experimentos de microdescargas.

2.6.7 A descarga de microcatodo plano com anodo oco ou camada de contorno catódica (cathode boundary layer –CBL)

A descarga de microcatodo plano com anodo oco ou, como sugerida por Schoenbach, cathode boundary layer (CBL) –camada de contorno catódica- [39], é um novo tipo de microdescarga luminescente em alta pressão, que ocorre entre um catodo plano e um anodo com uma abertura circular, separados por um dielétrico, com uma espessura da ordem de $100\mu\text{m}$ e abertura idêntica à do anodo, conforme representado na figura 2.7. O diâmetro da abertura anódica (D) pode ir de poucos micrômetros até vários milímetros. A descarga está restrita às regiões de queda catódica e luminescência negativa, esta servindo como anodo virtual: o plasma da região de luminescência negativa de comprimento y representa o caminho para a corrente atingir o anodo de formato circular. Esta suposição é sustentada pela medição da tensão da descarga. Para operações em alta pressão em Xe e Ar, a tensão no modo luminescente normal foi de aproximadamente $200V$ [40], que está próxima das tensões de queda catódica medidas para os gases nobres [88].

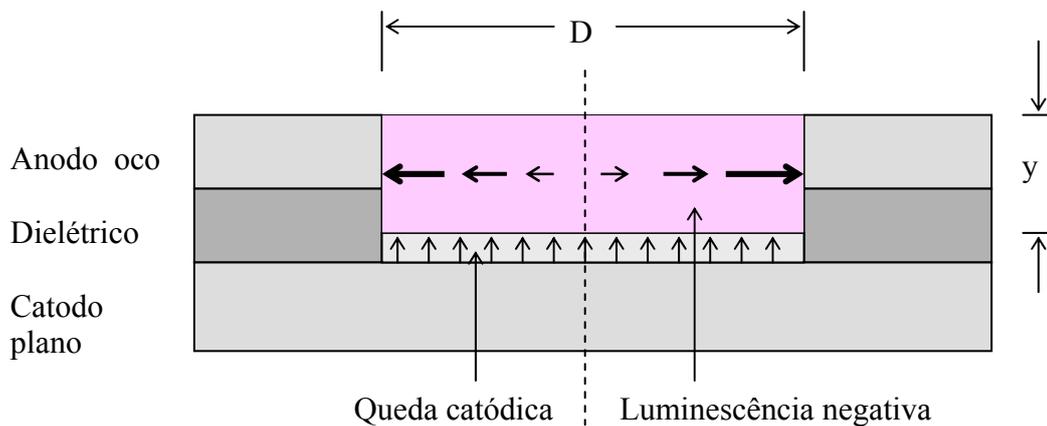


Figura 2.7: Dispositivo CBL, mostrando esquematicamente as regiões de luminescência negativa e queda catódica, com as componentes das densidades de corrente fluindo em ambas as camadas (representadas por setas).

A estabilidade observada nas descargas CBL, que permite a sua operação no modo CC, é devida a estabilidade térmica que é facilitada pela folha metálica catódica, um efeito, aliás, que explica a auto-organização observada nas imagens feitas das descargas em Xe [39].

A aparência óptica do plasma consiste de estruturas filamentosas arranjadas em círculos concêntricos. Estas estruturas auto-organizadas são mais pronunciadas em pressões abaixo de 200Torr e se tornam menos regulares com a elevação da pressão. Uma característica importante das descargas CBL é a inclinação positiva da curva característica de tensão-corrente em quase toda a faixa de corrente de descarga, exceto para valores de correntes baixas. Isto mostra a possibilidade de se operar microdescargas em paralelo, sem a necessidade do uso de resistores de carga para cada uma delas. A consequência deste comportamento de descarga resistiva é a possibilidade de se construir fontes de plasma extensas bidimensionais de espessura da ordem de $100\mu\text{m}$.

Os estudos experimentais têm focalizado operações de descarga em Xe e Ar, por causa da importância destas descargas como fontes planas de exímeros. As descargas nestes gases, em pressões médias e altas, têm apresentado emissão de radiação de exímeros com eficiência da ordem de 5% para o Xe, e 2,5% para o Ar [40]. Contudo, a operação em ar atmosférico é viável, e permite a geração de uma camada de plasma de ar não-térmico e ultrafino (da ordem de $100\mu\text{m}$) sobre uma área extensa.

2.6.8 Aplicações das microdescargas

As aplicações das descargas brilhantes convencionais já são bastante conhecidas nos diversos ramos do conhecimento científico, conforme citados no artigo de Bogaerts [55]. Ele dá exemplos na área de química aplicada, tecnologia de materiais, indústria de microeletrônica (corrosão, deposição de filmes finos), lasers, lâmpadas (fluorescentes, neônio e xenônio), tela de plasma, para citar alguns.

Nas microdescargas, o leque de aplicação é também bastante amplo, e nesta seção iremos elencar alguns exemplos. A primeira delas são as fontes de luz de exímeros.

A grande concentração de elétrons altamente energéticos na função distribuição de

energia, associado com a estabilidade verificada nas operações das descargas em alta pressão, favorece os processos de interação de três corpos, como na geração de ozônio (em nossos estudos, no laboratório de espectroscopia do ITA, observamos a produção de ozônio em microdescargas corona em ar atmosférico), e a formação de exímeros (dímeros). Este efeito foi extensamente estudado pelos pesquisadores para gases nobres como He [43], Ne [24], Ar [13, 14, 44], e Xe [14, 23, 35, 38, 42] e para algumas misturas entre gases raros e Cl₂ e F₂, como ArF e XeCl [13]. Neste estudo da formação da radiação de exímeros, eficiências internas acima de 8% foram verificadas para fontes de exímeros em Xe [38] e menores para gases raros de peso atômico superiores [13]. Para misturas com halogênios, a eficiência medida foi de 1%. Densidades de potência radiante UV e VUV de 1 a 8W/cm² é possível de se obter através da associação de microdescargas em paralelo. Para gases raros, a formação de exímeros geralmente ocorre através do seguinte processo:



onde M^* é o estado metaestável do átomo neutro do gás, M é o estado fundamental e M_2^* é o exímero. O estado metaestável M^* resulta da excitação do átomo de gás nobre de seu estado fundamental 1S_0 para um dos quatro possíveis estados P . Para o caso do argônio, o átomo deverá receber energia superior a 11,55eV para alcançar o estado metaestável. Observamos na reação 2.8 que a molécula de exímero é formada pela colisão de três-corpos, entre um átomo metaestável de gás raro e dois átomos no estado fundamental. Uma vez formada, a molécula de exímero não é muito estável e pode emitir um fóton ultravioleta e retornar ao estado atômico fundamental, dissociando-se:



Para uma geração eficiente de exímeros, deveremos ter uma grande concentração de elétrons com energias acima do limiar necessário para a formação de átomos metaestáveis de gases raros e operação da descarga em alta pressão, a fim de ter uma taxa de colisões de três-corpos

suficientemente alta e estas condições podem ser alcançadas em plasmas de não-equilíbrio térmico, como nas microdescargas [13].

Uma aplicação de fontes de luz de exímeros, baseada na matriz de microdescargas associadas em paralelo, seria a tela plana de fonte UV, ou painel de tela plana [17-19]. Entretanto, as aplicações de microdescargas vão mais além. Os primeiros experimentos no desenvolvimento de microlasers com a associação de microdescargas em série já foram implementados [21].

Além disso, as radiações de exímeros em descargas de microcatodo oco também são emitidas com alta eficiência nas linhas de radiação. Observou-se intensa emissão da linha Lyman- α ($121,6nm$) e Lyman- β ($102,5nm$) do átomo de hidrogênio nas descargas à alta pressão de Ne com uma pequena inserção de hidrogênio [32]. A emissão atômica é atribuída a processos de transferência de energia quase-ressonantes entre o exímero de Ne e o H_2 . Um efeito ressonante similar foi observado nas descargas de Ar com mistura de O_2 em pequena quantidade [11, 89]. As emissões das fortes linhas do oxigênio em $130,2$ e $130,5nm$ indicam transferência de energia ressonante dos dímeros de Ar para os átomos de oxigênio.

Os elétrons de alta energia nas microdescargas em alta pressão ajudam na produção de um plasma de alta densidade de elétrons. Isto é desejável, nas operações de descargas na pressão atmosférica, no processamento de materiais e nos processos de modificação de superfícies, onde as microdescargas servem como fontes de radicais e íons. Experimentos foram realizados, na configuração dos eletrodos da figura 2.6c, numa única descarga e também na associação em paralelo, em gases raros e na mistura destes com gases moleculares. Explorou-se o uso da microdescarga como reator de fluxo [33]. O fluxo de gases moleculares induzia modificações químicas, como a decomposição molecular. A corrosão (“etching”) do Si e a deposição de diamante num substrato de Mo, aquecido a $800^\circ C$, foi obtida com êxito [72, 77]. Foi implementada a modificação de superfícies de substrato de

filmes poliméricos, com o uso da mistura de Ar e 10% de ar [27] e a fabricação de filmes de carbono amorfo com gás He na pressão atmosférica, nas descargas em paralelo de microcatodo oco [28]. As microdescargas também foram usadas como detectores. Devido à alta densidade de elétrons presente nessas descargas ($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) e a temperatura do gás de aproximadamente 2000K para gases moleculares, estes plasmas gerados têm parâmetros similares aos usados em espectroscopia analítica. Baseado neste conceito, microplasmas de alta pressão foram usados como detectores de hidrocarbonetos halogenados. Fotodeteção também foi implementada [20], devido à fotossensibilidade da microdescarga que as leva a atuar como fotodetector e o microplasma serve como eletromultiplicador.

A instabilidade é um dos maiores obstáculos a ser vencido na obtenção de microdescargas luminescentes em gases na pressão atmosférica, particularmente a “transição da descarga luminescente para a descarga em arco” (TLA), o que leva à filamentação da descarga luminescente. Estas instabilidades geralmente se desenvolvem na região de queda catódica, de elevado campo elétrico, o qual nas descargas auto-sustentadas são requeridas para a emissão de elétrons através do impacto de íons. Então, se uma fonte externa suprir estes elétrons, necessários para manter a descarga, a instabilidade que leva à TLA será evitada. As descargas de microcatodo oco têm servido como emissores de elétrons, nas descargas em CC entre dois eletrodos plano-paralelos. O efeito estabilizador das descargas de microcatodo oco foi demonstrado para gases raros [12, 28, 34, 90, 91].

Este conceito foi usado na geração de descargas luminescentes em ar na pressão atmosférica, num volume de plasma maior que 1 cm^3 . Num sistema triodo (associação de microcatodo oco aberto, com furo de $200 \mu\text{m}$, com um eletrodo polarizado positivamente e posicionado paralelamente ao anodo do microcatodo, a aproximadamente 1 mm), os elétrons são extraídos da abertura anódica quando o microcatodo oco opera no modo de catodo oco. Estes elétrons mantêm um plasma estável entre o microanodo oco e o terceiro eletrodo. A

tensão de sustentação da descarga em ar do microcatodo oco vai de 200 a $400V$, dependendo da corrente de operação, da pressão do gás e da distância entre o microanodo oco e o eletrodo suplementar. A corrente foi mantida abaixo de $30mA$ para evitar o superaquecimento do dispositivo. Para correntes na ordem de $30mA$, a densidade de corrente foi de $4A/cm^2$ e a intensidade do campo elétrico de aproximadamente $1250V/cm$. A densidade e a temperatura de elétrons foi de $10^{13}cm^{-3}$ e $2000K$, respectivamente [92]. O plasma de ar foi expandido através da utilização de microcatodos ocos associados em paralelo [8].

Na área biomédica também se encontram algumas aplicações das microdescargas, substituindo processos bem mais onerosos com bastante eficiência. Uma delas é a desativação do vibrião colérico (E. Coli) através do uso de microjato de plasma de hélio em ar atmosférico no modo RF [4]. Uma outra aplicação é a confecção de dispositivos cirúrgicos baseados em descarga de microplasma pulsado [6]. Também se estudou a desativação bacteriológica através de microplasmas em RF [3].

3 MODELAGEM DO MICROPLASMA

Neste capítulo iremos fazer uma descrição analítica da microdescarga, especificamente da descarga de microcatodo oco operada em pressões elevadas, usando dados experimentais recentemente obtidos por pesquisadores deste tipo de plasma. Nosso objetivo será obter a distribuição de densidade de íons no orifício catódico, estimando a densidade de íons na configuração cilíndrica do microcatodo oco. Também faremos uma simulação numérica deste microplasma. Esta descarga de microcatodo oco foi caracterizada em nosso laboratório e a simulação numérica foi obtida através do modelo “md2d” em colaboração com a Universidade de Tecnologia de Eindhoven.

3.1 Descrição analítica das microdescargas

No artigo de White [46] foram feitas, em primeira mão, medidas elétricas em catodo oco de formato esférico, com diâmetro de $750\mu\text{m}$, possuindo uma abertura circular com diâmetro de $185\mu\text{m}$. Nesta configuração, um plasma brilhante de gás Ne foi obtido na pressão de 100Torr e corrente de 10mA . Com o uso da sonda de Langmuir, White verificou que este plasma continha no mínimo $2,0 \cdot 10^{13} \text{elétrons}/\text{cm}^3$ e alguns cálculos levaram a uma estimativa da densidade de íons, que concordava em ordem de grandeza com a densidade de elétrons.

Adotaremos aqui o mesmo procedimento feito por White, levando em conta que nosso arranjo experimental possui simetria cilíndrica e uma solução em coordenadas cilíndricas se faz necessária.

Fazendo algumas suposições simplificatórias com relação à distribuição espacial da geração de íons na cavidade, empregamos a equação da continuidade associada a dados recentes de mobilidade e coeficientes de difusão [46, 60], para descrever a descarga brilhante

no microcatodo oco cilíndrico operado em CC, na pressão atmosférica, com o objetivo de estimar a sua densidade de íons.

Vamos considerar um catodo oco cilíndrico de comprimento L e raio de base R . A taxa de produção de íons nesta configuração pode ser descrita em coordenadas cilíndricas por:

$$R_{prod}(\rho, z) = R_{prod}(\rho)R_{prod}(z) = v_{ion}n_i(\rho, z) \quad (3.1)$$

onde ρ e z são, respectivamente, o raio e a distância longitudinal, R_{prod} é a taxa de produção de íons, v_{ion} é a frequência de ionização e $n_i(\rho, z)$, a densidade de íons. Visto que o sistema apresenta simetria em θ , esta não foi considerada. O campo elétrico não é uniforme na cavidade e a componente radial do campo é mais intensa que a axial. Isto pode ser explicado pelo fato de praticamente toda a tensão da descarga, V_d , cair na região da bainha catódica (queda de tensão catódica, V_c), principalmente nas pressões elevadas [47, 93]. Mais explicitamente, demonstra-se que $V_c/V_d = -(P/P_0)\ln(1-P_0/P)$ [94], onde P_0 é a pressão crítica abaixo da qual não ocorre a descarga. Então, para $P \gg P_0$, tem-se que $V_c/V_d \cong -(P/P_0)(-P_0/P) \cong 1$.

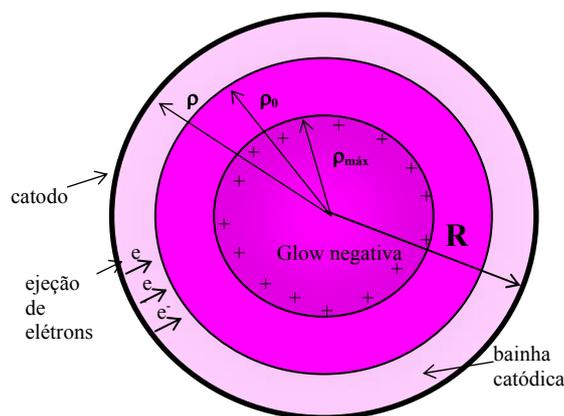


Figura 3.1: Seção transversal da configuração cilíndrica do microcatodo oco.

Usaremos, então, o modelo de descarga não uniforme com perfil de difusão ambipolar no sistema espacial cilíndrico. A equação da continuidade no regime estacionário para esta configuração, desprezando-se perdas, será:

$$D_a \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial n(\rho, z)}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 n(\rho, z)}{\partial z^2} \right] = -\nu_{ion} n_i(\rho, z) \quad (3.2)$$

onde D_a é o coeficiente de difusão ambipolar. Nesta descrição podemos supor que não há dependência ρ e z simultânea e, através da separação de variáveis, podemos escrever $n_i(\rho, z) = n_i(\rho)n_i(z)$. Temos então as soluções $n_i(z) = A \cos(z\pi/L)$, com as condições de contorno $n_i(z = \pm L/2) = 0$ e $n_i(z = 0) = A$, e $n_i(\rho) = BJ_0(2,405\rho/\rho_0)$. Esta é a solução de Bessel de ordem zero, com a condição de contorno assumida $n_i(\rho_0) = 0$, onde ρ_0 é o limite físico da bainha catódica, praticamente igual a R nas pressões elevadas (figura 3.1).

Por considerações físicas, além de observações experimentais, é plausível esperar que a produção de íons na cavidade catódica cresça rapidamente, até um valor máximo, próximo da fronteira da bainha catódica com a região de luminescência negativa e então caia lentamente, junto com a perda de energia dos elétrons [46, 93]. Estes elétrons foram emitidos do catodo pelo bombardeio de íons e são acelerados radialmente devido ao grande gradiente de potencial na bainha catódica.

Em trabalho recente, Hashiguchi [93] deduziu, a partir do cálculo da função distribuição de energia dos elétrons, a taxa de ionização e a energia média dos elétrons, conforme ilustrado na figura 3.2, para catodo oco plano. Segundo este gráfico, é na região de bainha catódica que a energia média dos elétrons é máxima, uma vez que nesta região ocorrem inúmeros processos responsáveis pela geração de elétrons secundários.

Na região limiar entre a bainha e o plasma, estes elétrons efetuam várias colisões ionizantes, ocasionando na diminuição da energia adquirida inicialmente. Pode-se observar, também, que a taxa de ionização na região entre os catodos tem um pico máximo próximo da interface entre a região de bainha e de luminescência negativa.

Assim, na descrição da nossa microdescarga, descreveremos a taxa de produção de íons em sua dependência radial da seguinte forma [46]:

$$R_{prod}(\rho) = K \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+1} \right] \quad 0 < \rho < \rho_0 \quad (3.3)$$

onde n é um número adimensional e que depende do livre caminho médio do elétron para ionização. Valores grandes de n são próprios de distribuições que crescem rapidamente a um máximo próximo do limite da bainha, ρ_0 , no ponto $\rho_{máx} = \rho_0 n / (n+1)$ (figura 3.1). Como veremos mais adiante, K na equação 3.3 é função de alguns parâmetros da descarga, como corrente elétrica, coeficiente de emissão secundária, dimensões do furo e, principalmente, de n . Pressões de operação altas resultam em valores grandes de n e, também, taxas de produ-

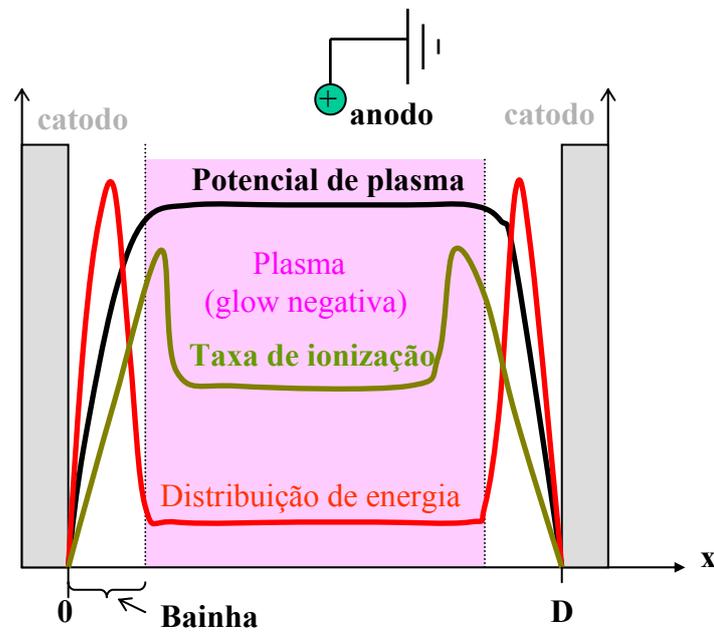


Figura 3.2: Distribuição de potencial elétrico, energia dos elétrons e taxa de ionização, em função da distância intercatódica [93].

ção maiores.

Na figura 3.3 podemos observar a variação da distribuição da taxa de produção de íons em função do raio ρ , para alguns valores de n . Neste gráfico, K e n foram calculados para uma descarga simulada de microcatodo oco cilíndrico de raio $R = 100\mu\text{m}$ e espessura $L = 100\mu\text{m}$, operando-se em ar na pressão atmosférica (os detalhes serão vistos depois).

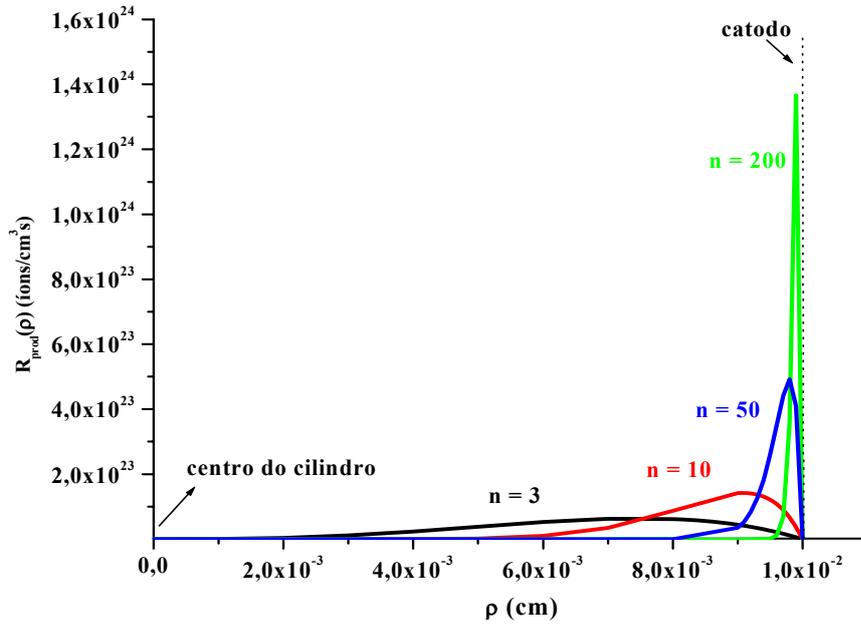


Figura 3.3: Distribuição da taxa de produção radial de íons em função de ρ para alguns valores de n , de acordo com a equação 3.3.

A solução geral $n_i(\rho, z)$, agora com o uso da equação 3.3, será:

$$n_i(\rho, z) = \frac{K\rho_0^2}{D_a} \left\{ \frac{1}{(n+3)^2} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+3} - 1 \right] - \frac{1}{(n+2)^2} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+2} - 1 \right] \right\} A \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad (3.4)$$

e a taxa de produção $R_{prod}(\rho, z)$,

$$R_{prod}(\rho, z) = KA \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+1} \right] + \frac{K\pi^2 \rho_0^2 A}{L^2} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \left\{ \frac{1}{(n+3)^2} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+3} - 1 \right] - \frac{1}{(n+2)^2} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n+2} - 1 \right] \right\} \quad (3.5)$$

A taxa de produção máxima $R_{prod}(\rho, z = 0)$ se dá num ponto bem próximo de $\rho_{m\acute{a}x} = \rho_0 n / (n + 1)$, pois verificamos que na equação 3.5 o segundo termo da direita é bem menor que o primeiro. Se a perda de íons por recombinação pode ser desprezada, a taxa com que os íons deixam o plasma, em direção ao catodo, é dada por:

$$\Gamma = \int_V R_{prod} dV = 2\pi \int_0^{\rho_0} \int_0^{L/2} R_{prod}(\rho, z) \rho d\rho dz \quad (3.6)$$

Para o caso onde todos os elétrons secundários são produzidos pelos íons que deixam o plasma, $\Gamma = I_d/(1 + \gamma)e$ [61] (I_d é a corrente da descarga, γ é o coeficiente de emissão secundária, e é a carga do elétron). Após manipulações algébricas, (3.6) resulta em:

$$\Gamma = \frac{2KAL\rho_0^2}{(n+2)(n+3)} + \frac{2K\pi^2\rho_0^4 A}{L} \left[\frac{3}{(n+1)(n+2)^2(n+4)} - \frac{4}{(n+1)(n+3)^2(n+5)} \right] \quad (3.7)$$

e, portanto, a densidade máxima de íons, $n_i(\rho = 0, z = 0)$, será

$$n_i(0,0) = \frac{(2n+5)I_d}{D_a(n+3)^2(n+2)^2(1+\gamma)e \left[\frac{2L}{(n+2)(n+3)} + \frac{2\pi^2\rho_0^2}{L}(C) \right]} \quad (3.8)$$

$$\text{onde } C = \frac{3}{(n+1)(n+2)^2(n+4)} - \frac{4}{(n+1)(n+3)^2(n+5)}$$

Vamos aplicar esta equação ao microcatodo oco operado em ar na pressão atmosférica, com $L = 100\mu m$ e $R = 100\mu m$. Vamos supor, de acordo com a distribuição radial dos livres caminhos [61], que o livre caminho médio ($\bar{\lambda}$) do elétron para ionização seja igual a $(\rho_0 - \rho_{máx})$, onde $\rho_{máx}$ é o raio de máxima ionização. A partir de $P\bar{\lambda} = 0,03cmTorr$ [60], obtemos $\bar{\lambda} = 3,95 \times 10^{-5}cm$ e $\rho_{máx} = 9,96 \times 10^{-3}cm$. Deste modo, $\rho_{máx}/\rho_0 = 0,996$ e, portanto, $n/(n+1) = 0,996$, fornecendo $n = 249$. Observamos que para pressões elevadas, n é grande e a bainha fica reduzida sensivelmente. O coeficiente de difusão para elétrons em argônio é dado por $(D_e)_{T_0} \cong 4 \times 10^5/P$ ($Torr cm^2/s$) na temperatura ambiente T_0 [60]. Para temperaturas superiores admitiremos que $D_e P$ (e $\mu_e P$) dependa linearmente da temperatura (os textos mostram que esta dependência é da forma \sqrt{T} [61], através de embasamentos teóricos, mas sem comparativos experimentais. Estes mostram a linearidade na dependência [91]):

$$(D_e P)_T = \frac{T}{T_0} (D_e P)_{T_0} \quad (3.9)$$

A temperatura do gás para $10mA$ é de $2000K$ [49]. Portanto, $D_e \cong 3509cm^2/s$ para esta corrente elétrica. De acordo com Raizer [60] a mobilidade dos elétrons (μ_e) e dos íons (μ_i), na temperatura ambiente, é dada por $(\mu_e P)_{T_0} = 0,45 \times 10^6 (cm^2 Torr/Vs)$ e $(\mu_i P)_{T_0} = 5 \times 10^3$, respectivamente. Logo, na temperatura de $2000K$, $\mu_e \cong 3,95 \times 10^3 cm^2/V.s$ e $\mu_i \cong 44 cm^2/V.s$. Como na nossa descarga a temperatura dos elétrons é bastante superior à dos íons (não equilíbrio térmico, $T_e \gg T_i$), então $D_a \cong D_e \mu_i / \mu_e$ [61] e, deste modo, $D_a \cong 39,1 cm^2/s$. Adotando-se $\gamma = 0,25$, obtemos, então, $n_i(0,0) = 5,1 \times 10^{14} cm^{-3}$. Apesar das simplificações feitas, este resultado tem a mesma ordem de grandeza daqueles obtidos experimentalmente.

A frequência máxima de ionização calculada foi de aproximadamente $10^{10} s^{-1}$. A grande variação observada na distribuição da densidade de íons, entre a superfície catódica e o centro do cilindro ($\rho = 0$), caracteriza a existência do plasma e a difusão ambipolar e, para isto, $\Delta n_i/n_i \cong (d_{De}/R)^2 \ll 1$ [60] deverá ser satisfeita, onde

$$d_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T_e}{e^2 n}} \quad (3.10)$$

é o comprimento de Debye, e K_B é a constante de Boltzmann. Portanto, para a nossa microdescarga, $d_{De} \cong 3,3 \times 10^{-5} cm$ e, deste modo, $(d_{De}/R)^2 \cong 10^{-5}$, satisfazendo a condição de existência do plasma.

Nos nossos experimentos com microdescarga, conforme será visto no capítulo 4, geralmente utilizamos o gás argônio em pressões mais baixas de operação. Deste modo, analogamente ao que foi feito até agora, repetiremos estes cálculos para uma descarga de microcatodo oco operada em argônio, com $L = 100\mu m$ e $R = 100\mu m$, na pressão de $37,5 Torr$, corrente elétrica de $0,1mA$ e temperatura do gás $T = 380K$ [48]. Segundo Raizer [60], $P\bar{\lambda} = 0,03 cm Torr$, o que resulta em $n = 12$ (valor bem menor do que o obtido no caso anterior, para uma descarga na pressão atmosférica). A partir do coeficiente de difusão para elétrons,

$(D_e)_{T_0} = 6,3 \times 10^5 / P$ ($Torr \text{cm}^2 / s$) e da mobilidade dos elétrons e dos íons [60], $(\mu_e P)_{T_0} = 0,33 \times 10^6$ ($\text{cm}^2 \text{Torr} / \text{Vs}$) e $(\mu_i P)_{T_0} = 5 \times 10^3$, respectivamente, obtemos $D_a \cong 322,6 \text{cm}^2 / s$ e, finalmente, $n_i(0,0) = 1,0 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$. A distribuição da densidade radial de íons $n_i(\rho, z = 0)$ está representada na figura 3.4.

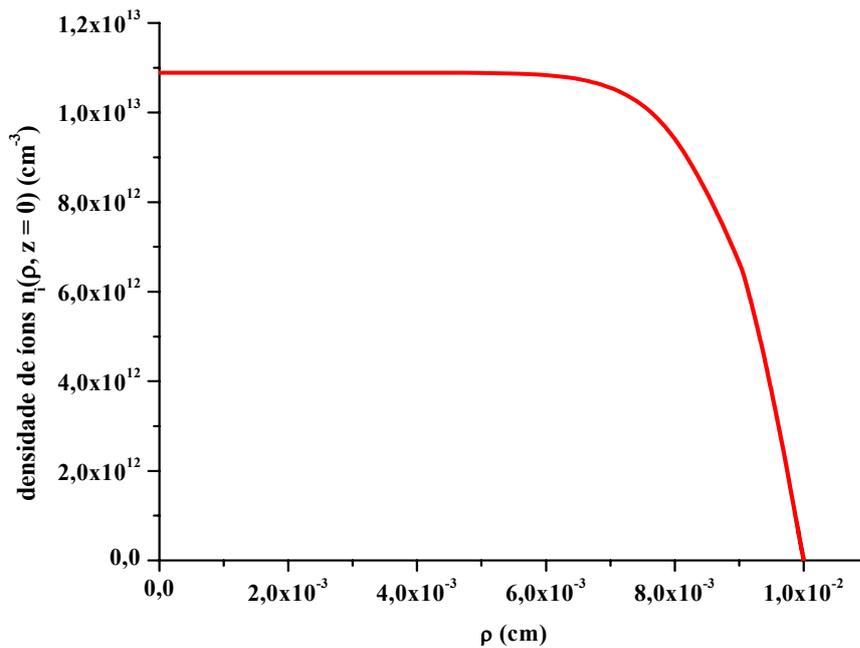


Figura 3.4: Distribuição da densidade radial de íons para a descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5 \text{Torr}$ e $P.D = 0,75 \text{Torr.cm}$.

A distribuição da taxa de produção radial de íons, de acordo com a equação 3.5, $R_{prod}(\rho, z = 0)$, pode ser observada na figura 3.5. Esta é bastante similar àquela obtida por Hashiguchi [93] (figura 3.2). Na figura 3.6 podemos visualizar a distribuição da densidade de íons em função de ρ e de z , para esta descarga em argônio. Verificamos que a densidade máxima ocorre no ponto $\rho = 0$ e $z = 0$, ou seja, no centro da configuração cilíndrica. A distribuição da taxa de produção de íons, agora em função de ρ e de z é mostrada na figura 3.7. Observamos que a taxa máxima ocorre próximo à parede do catodo.

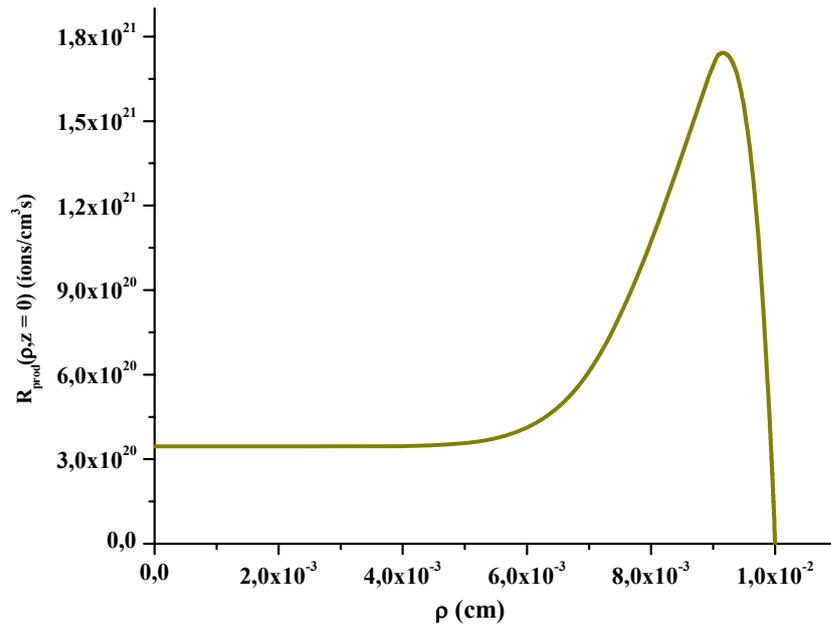


Figura 3.5: Distribuição da taxa de produção radial de íons em função de ρ , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5\text{Torr}$ e $P.D = 0,75\text{Torr.cm}$.

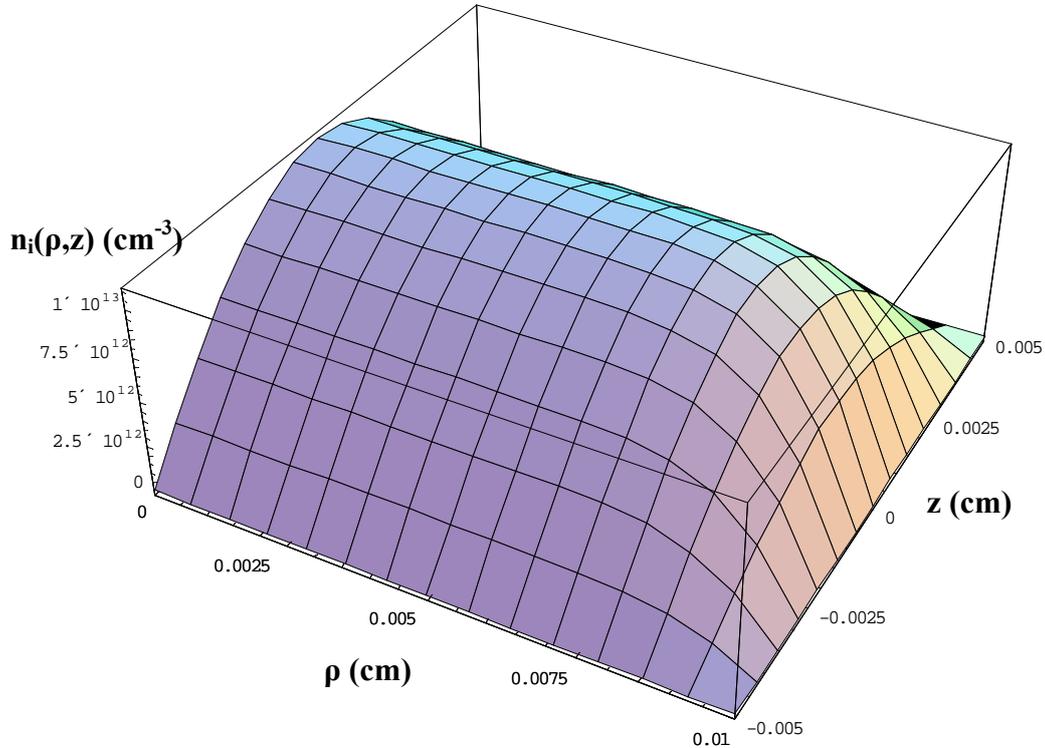


Figura 3.6: Distribuição da densidade de íons em função de ρ e z , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5\text{Torr}$ e $P.D = 0,75\text{Torr.cm}$.

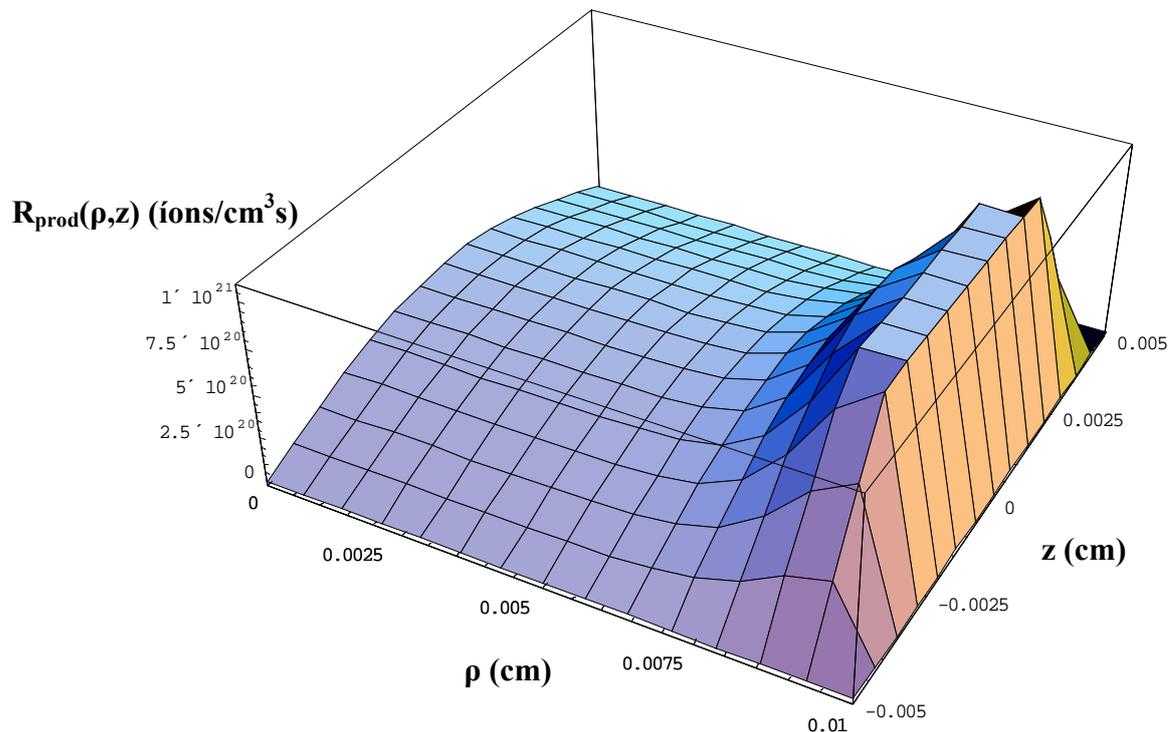


Figura 3.7: Distribuição da taxa de produção de íons em função de ρ e z , na descarga de microcatodo oco em argônio na pressão de $37,5\text{Torr}$ e $P.D = 0,75\text{Torr.cm}$.

3.2 Simulação numérica do microplasma

Podemos visualizar alguns dos parâmetros vistos anteriormente através do modelo de simulação de microplasma “md2d - microdischarge code”, desenvolvido por pesquisadores do Grupo de Processos Elementares em Descargas em Gases (EPG) do Departamento de Física Aplicada da Universidade de Tecnologia de Eindhoven. Este poderoso código simula com bastante eficiência os parâmetros de microdescargas, através do uso do modelo de fluido e do modelo de Monte Carlo. A simulação foi realizada pelo Dr Wouter Brok [51] da Universidade de Eindhoven, que colaborou com o nosso laboratório objetivando o aprimoramento de seu modelo. O modelo de fluido é um código que soluciona equações de transporte de partículas em conjunto com a equação de Poisson para o campo elétrico.

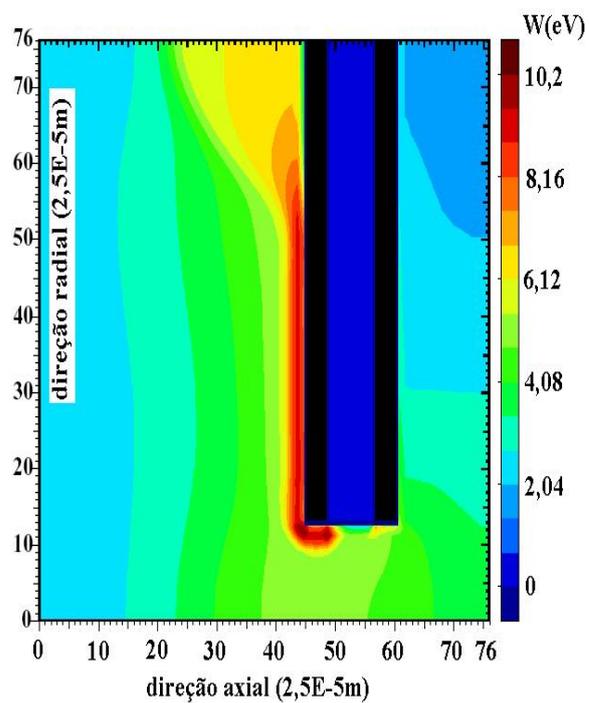


Figura 3.8(a)

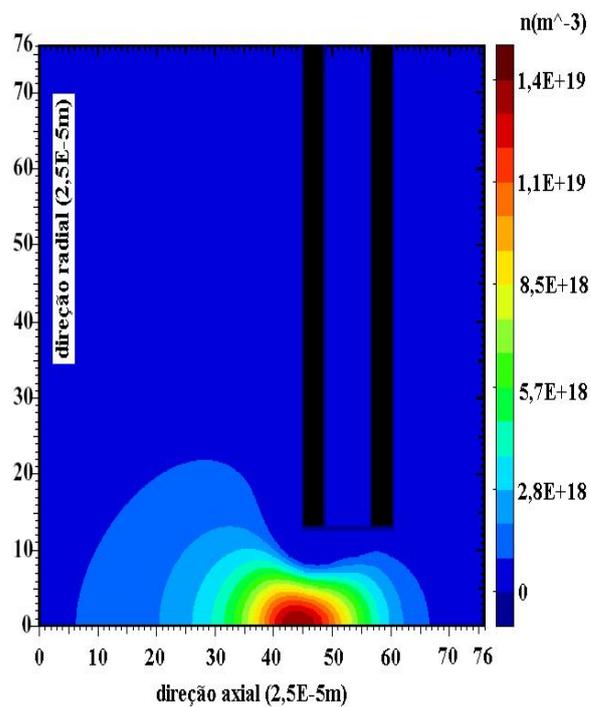


Figura 3.8(b)

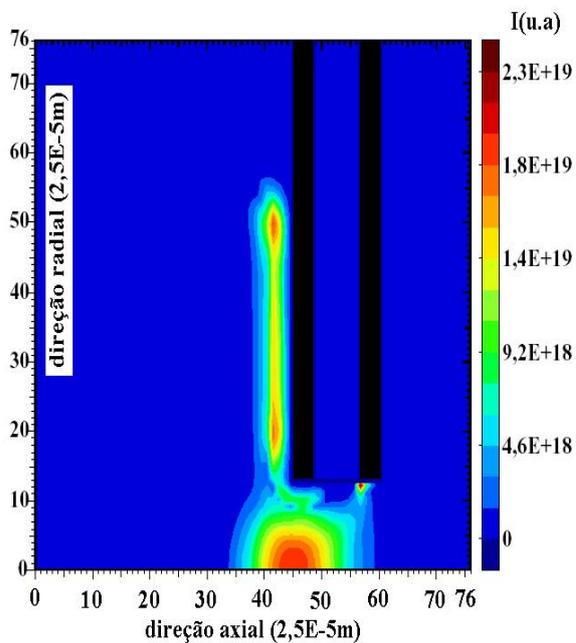


Figura 3.8(c)

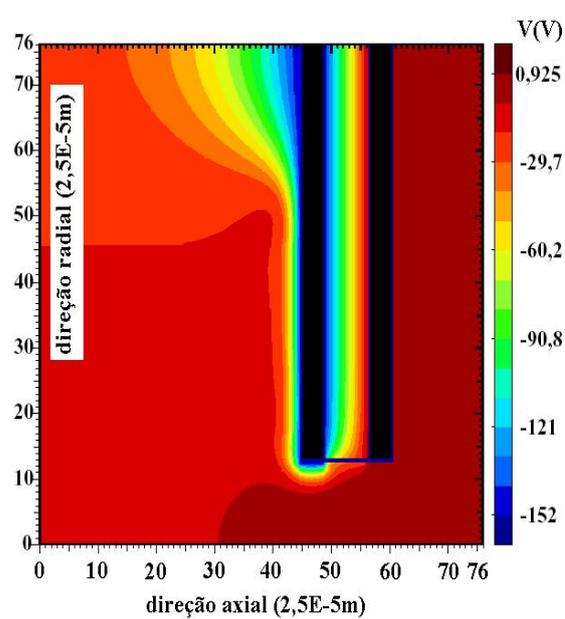


Figura 3.8(d)

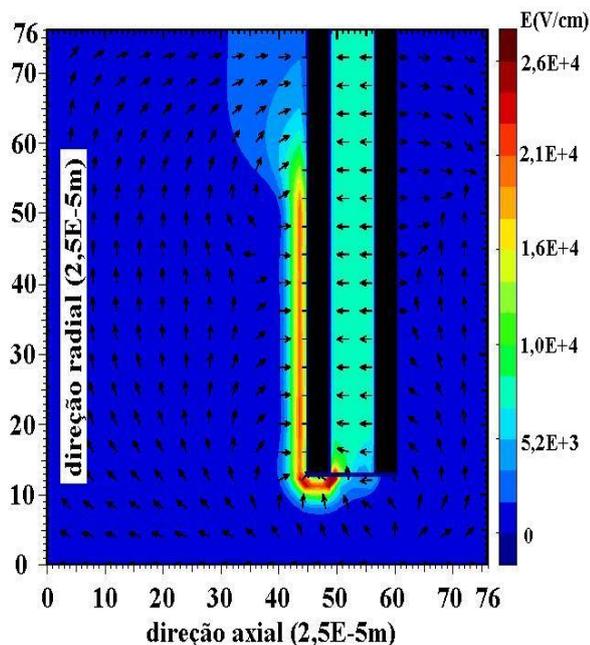


Figura 3.8(e): Simulação da energia média dos elétrons (a), da densidade de elétrons (b), da intensidade de radiação emitida (c), do potencial elétrico (d) e do campo elétrico (e), através do código md2d.

Neste modelo o formato da função distribuição de energia pode ser Maxwelliano ou não. As taxas de reação para a produção de cargas e excitação de estados atômicos dependem dessa função. O aquecimento do gás não é levado em conta neste modelo, já que o microplasma não está em equilíbrio térmico. Também a densidade do gás é considerada constante.

Com este código simulou-se a descarga de microcatodo oco (figura 2.6c) em argônio no modo CC. No laboratório levantamos as curvas de tensão-corrente para este dispositivo, com diâmetro de aproximadamente $500\mu\text{m}$, para pressões variando de 12 a 800Torr ($P.D$ variando de $0,6$ a 40Torr.cm), juntamente com a curva de Paschen (os detalhes serão vistos no capítulo 4), para que se desse prosseguimento nas simulações. Na curva característica de tensão-corrente, veremos que para uma dada corrente, a tensão de descarga diminui com a elevação da pressão (ou para um aumento de $P.D$). Como fora mencionado anteriormente, as microdescargas operam em diferentes regimes, onde a resistividade diferen-

cial pode ser positiva, nula ou negativa. Podemos estabelecer uma determinada corrente elétrica na descarga simplesmente alterando o valor da resistência de carga do circuito elétrico e/ou mudando a tensão da fonte.

Na figura 3.8e é representado o campo elétrico em função da direção axial/radial. Pode-se ver a direção dos campos elétricos (indicados por setas) e sua magnitude (através das cores).

A densidade de carga espacial, que inicialmente estava próxima do anodo, alcança valores mais elevados o suficiente para modificar o campo e distorcê-lo em direção ao catodo (figura 3.8e). Observa-se que a região de campo intenso curva-se em volta do catodo (figuras 3.9a-d) e forma o começo da bainha catódica. Logo após, ela se expande sobre a superfície catódica, e se estabiliza na distribuição observada na figura 3.8e.

A figura de densidade de elétrons (3.8b) corrobora os nossos cálculos efetuados na seção anterior e resultados experimentais de pesquisadores já citados, que mostram a existência de uma alta densidade de elétrons em descargas de microcatodos ocos, em comparação com a densidade medida nas descargas de catodo oco convencionais. Esta figura mostra um pico de densidade de elétrons no centro da descarga no interior do orifício catódico, exatamente como fôra determinado na nossa descrição analítica. O pico de densidade foi de aproximadamente $10^{19} m^{-3}$ (figura 3.8b).

A região da bainha catódica se estende, a partir do interior do orifício, por toda a superfície catódica. Devido à grande queda de potencial na região da bainha (figura 3.8d), os elétrons secundários emitidos do catodo são acelerados em direção ao volume de plasma e obtêm alta energia neste processo (figura 3.8a).

A temperatura eletrônica é alta na região da bainha catódica, com um pico de $10eV$ na bainha do orifício catódico, conforme pode ser visto na figura 3.8a. Esta alta energia ganha

na região da bainha é cedida às partículas do plasma e por isso a intensidade da radiação emitida é maior no centro do orifício (figura 3.8c).

Uma possibilidade para podermos explicar a alta temperatura de elétrons é porque não foram levadas em consideração as colisões elétron-elétron na simulação. Esta reação é provável no corpo da descarga e isto aumenta o número de elétrons na cauda da função distribuição de energia dos elétrons, o que leva a um decréscimo da temperatura média dos elétrons.

Numa simulação feita recentemente [48] com microcatodo oco similar ao nosso, encontrou-se um pico de temperatura eletrônica de $10eV$ na abertura catódica na pressão de $1000Torr$ e corrente de $0,5mA$, na descarga em He. Esta temperatura aumentava com a corrente quando a pressão era mantida constante.

A evolução temporal do campo elétrico é representada nas figuras 3.9a-d. Observa-se que o campo elétrico, inicialmente axial, torna-se fortemente radial ao final de $12\mu s$.

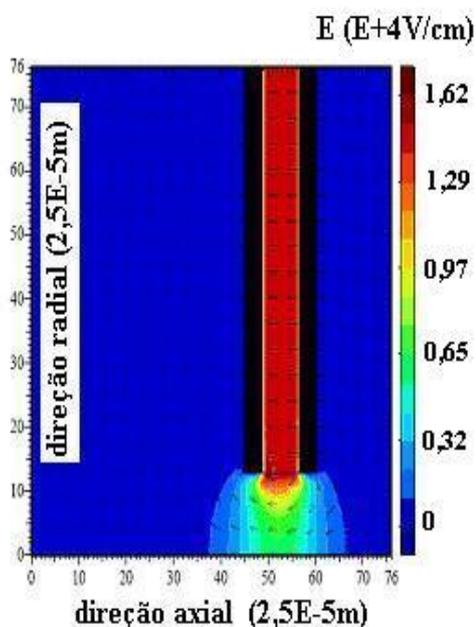


Figura 3.9(a)

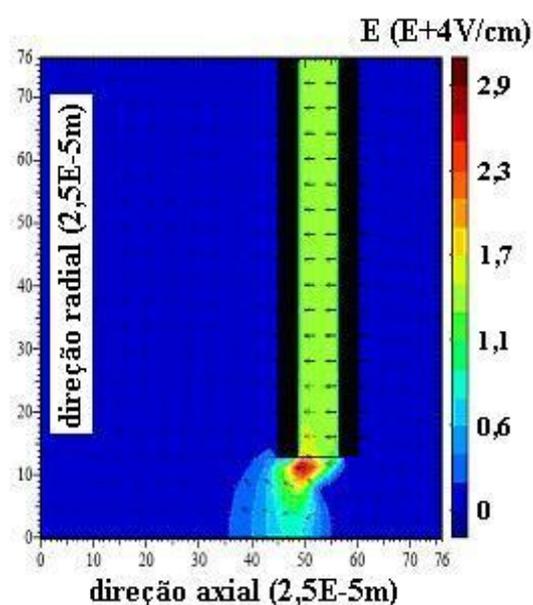


Figura 3.9(b)

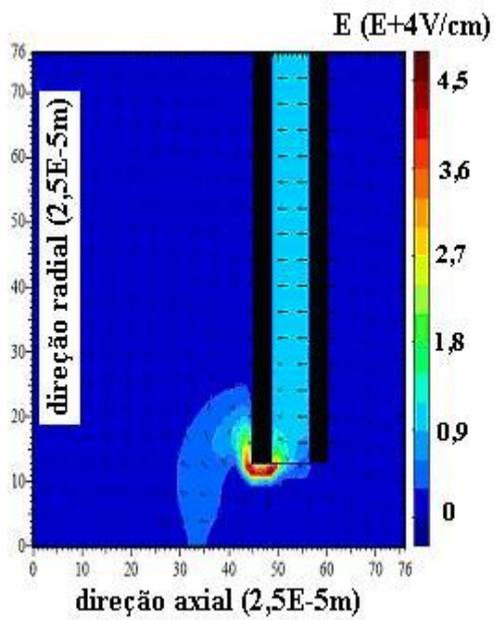


Figura 3.9(c)

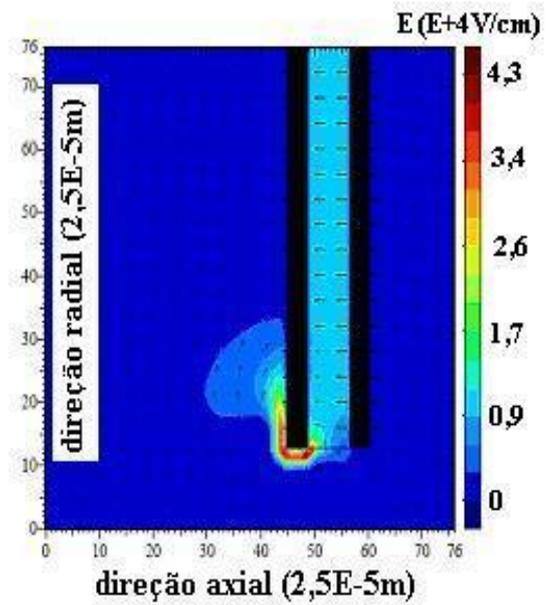


Figura 3.9(d)

Figuras 3.9(a) a (d): Simulação da evolução temporal do campo elétrico no microcatodo oco através do código md2d. Condições : (a) $7,5\mu s$, (b) $8,5\mu s$, (c) $9,5\mu s$, (d) $12\mu s$.

4 AS MICRODESCARGAS EM OPERAÇÃO DISPOSITIVOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo descreveremos a montagem e funcionamento do aparato experimental necessário para a geração das descargas elétricas e a fabricação dos dispositivos de microdescarga utilizados em nossos experimentos. Também apresentaremos os nossos resultados experimentais e a análise do comportamento das microdescargas com relação a diversos parâmetros. Algumas das geometrias mostradas na figura 2.6 foram por nós estudadas. Os dispositivos de microcatodo oco têm um orifício ou abertura no catodo e um anodo de forma arbitrária. Já o microanodo oco tem um orifício no anodo e o catodo é plano. As descargas/microdescargas corona e o microcatodo tubular também foram pesquisados.

4.1 Aparato experimental

O volume no qual as microdescargas são estudadas é composto de um tubo de vidro de quartzo com diâmetro interno de 10 cm e comprimento de 16 cm (figura 4.1). Ele é fechado por duas tampas de alumínio com entradas para: três eletrodos, sistema de gás, três barômetros, bomba de vácuo e válvula de entrada de ar. Os três eletrodos cilíndricos maciços de cobre são recobertos por um tubo de vidro para permitir sua movimentação na direção longitudinal sem comprometer o vácuo e para manter o isolamento elétrico. A fonte de tensão de CC foi construída no nosso laboratório e pode fornecer uma tensão máxima de 5 kV , operando uma corrente de descarga de até 200 mA . Há nela um conjunto de 8 resistores de $47\text{ k}\Omega$ cada, que podem ser associados em série e/ou em paralelo através de um sistema de chaveamento, para serem empregados como limitadores de corrente para as descargas.

Também foram utilizados em nossos experimentos: jogo de capacitores a óleo da Cornell Dubilier de 200 V de 1 a $20\mu\text{F}$; resistores de $47\text{ k}\Omega$; multímetro digital Minipa; micro-

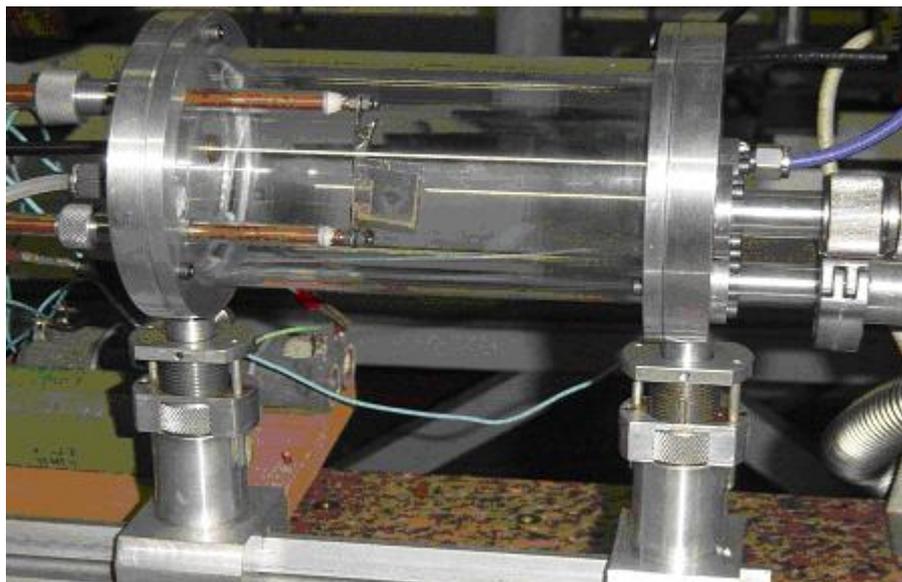


Figura 4.1: Vista geral da câmara de descarga

amperímetro analógico Engro com escala de 1 a $500\mu A$; picoamperímetro analógico Keithley; fonte DC HP de 0 a $70V$ com variação de $0,2V$; fonte DC HP de 0 a $1000V$ com variação de $1V$; transformador CA de $60Hz$ $115V-15000V$; osciloscópio digital HP $400MHz$ e analógico Minipa de $20MHz$; barômetro de membrana capacitiva MKS de $10mbar$ monitorado eletronicamente pelo controle MKS (PR4000); barômetro de diafragma Wallace & Tiernan de 0 a $200Torr$ com variação de $1Torr$; barômetro de diafragma Terbrasma de 0 a $1200mbar$; câmera digital Kodak 6.1 Megapixel modelo DX7630; microscópio óptico com câmera digital acoplada.

A injeção de argônio de pureza $99,995\%$ (White-Martins, Air Liquide) utilizado nos experimentos é controlada por um fluxímetro modelo MKS 247C, que possibilita um fluxo de 0 a $500 sccm$ ($1sccm = 1,667 \cdot 10^{-8} m^3/s$). Produziu-se vácuo na razão de $8m^3/h$ com o uso de uma bomba de vácuo mecânica Edwards que forneceu vácuo final de $1,2 \times 10^{-2} mbar$. Os desvios e os erros experimentais são de natureza estatística (desvio padrão) levando-se em consideração a reprodutividade dos experimentos em pelo menos 5 eventos de cada situação experimental. Nos gráficos presentes nesta tese, onde as barras de erro não aparecem,

subentende-se que estes erros são de natureza intrínseca do próprio aparelho de medição, geralmente inferior a 1%. Nos gráficos onde o fluxo de gás não aparece subentende-se que a operação de descarga ocorreu no modo estático, na ausência de fluxo.

4.2 Dispositivos de microdescarga

Diferentes tipos de dispositivos de microdescarga foram usados em nossas pesquisas. O dispositivo mostrado na figura 2.6c, desenvolvido primeiramente por Schoenbach et al [73], foi o mais utilizado em nossas investigações. Essa estrutura consiste de duas folhas finas metálicas planas separadas por uma camada de dielétrico de aproximadamente $200\mu\text{m}$. Para as folhas de metal empregou-se molibdênio, cobre, alumínio, níquel, tântalo, aço inox, zircônio, tungstênio, titânio, nióbio e latão.

A escolha destes metais foi guiada pela facilidade de seu uso, pois já estavam disponíveis em nosso laboratório, mas os metais refratários (Mo, W) e de alto ponto de fusão foram os indicados para os experimentos. Também nada pode-se afirmar com relação à pureza destes materiais empregados. Estes metais foram limpos e polidos em centrífuga (Struers-Dinamarca) com o uso de uma pasta à base de alumina (Struers).

Para o dielétrico, fez-se uso de mica natural moscovita, folha de papel de mica, folha de teflon e cerâmica usinável (alumina Al_2O_3). A mica moscovita (mica branca-Índia, Rússia) tem baixa condutividade elétrica e tem alta resistência à punctura. Ela apresenta maior perfeição de clivagem, nos proporcionando palhetas de dimensões ínfimas, da ordem de $2\mu\text{m}$ (estas, usadas nos experimentos de emissão por campo elétrico), além de ser flexível e maleável, operando em condições normais até 525°C . O papel de mica (Icomil, Brasil) é um laminado adquirido com espessura especificada. É produzido a partir de lascas de mica (90%) e tem praticamente as mesmas propriedades da mica natural. A sua rigidez dielétrica é menor, mas tem a vantagem de ser adquirido com um custo bem inferior ao da mica natural.

Furos cilíndricos com diâmetro variando entre 200 e $1000\mu\text{m}$ foram feitos, atravessando as três camadas do dispositivo de microdescarga, através de uma microretífica mecânica de precisão (Dremel-EUA, Fort-Brasil), de alta rotação (12000 a 32000rpm) e instalada num suporte de sustentação antivibração (*Dremel*), com o objetivo de reduzir ao máximo as imperfeições nas bordas dos furos. Assim, as microbrocas de aço rápido (Guhring-Alemanha, China) puderam ser empregadas de maneira segura e estável. A fim de direcionar a broca e evitar seu deslizamento na superfície a ser perfurada, uma microcavidade era aberta nesta superfície com o auxílio de um punção de cromo-vanádio. Os eletrodos foram inicialmente unidos ao dielétrico com cola epóxi pastosa (Pulvitec-Brasil). No final de 2004 a Alba (Brasil) produziu a cola epóxi líquida que proporciona uma ótima adesão, com uma ultra-fina camada de adesivo, inferior a $5\mu\text{m}$. Ela suporta uma temperatura de 150°C , suficiente para experimentos em correntes não muito elevadas. Para experimentos em correntes muito baixas, usamos a cola de cianoacrilato (Uhu[®]-Alemanha).

4.3 Mecanismos de ruptura

Como foi visto na seção 2.5, as condições ótimas de ruptura do gás encontram-se nas adjacências do mínimo da curva de Paschen. Assim, medimos diversos valores de tensão de modo a construirmos a curva de Paschen para cada dispositivo de microdescarga, variando a pressão, a distância intereletrodos (espessura do dielétrico), a espessura dos eletrodos, a abertura catódica (diâmetro do orifício catódico) e o metal usado como eletrodo, na presença do gás argônio ou, em alguns casos, do ar atmosférico. Para a medição da tensão de ruptura, inserimos um circuito RC (resistor-capacitor) em paralelo com o sistema a fim de possibilitar descargas contínuas em intervalos regulares de tempo. Estudamos o clássico mecanismo de Townsend e também o mecanismo de emissão de elétrons por ação de um intenso campo elétrico, decorrente de espaçamentos intereletrodos bastante reduzidos.

4.3.1 Mecanismo de Townsend

Supõe-se aqui o clássico mecanismo de ruptura de Townsend ($\alpha\text{-}\gamma$), pois na construção da curva de Paschen utilizou-se uma resistência de carga R (figura 2.1), bastante elevada, com o objetivo de limitar o crescimento da corrente de descarga. Este tipo de ruptura ocorre de maneira difusa, pois os efeitos da carga espacial são insignificantes. Por outro lado, quando a ruptura ocorre no microdispositivo, pode-se levar o sistema a operar diretamente em um modo de corrente elevada, pois estes efeitos já desempenharam papel importante no momento da ruptura e o mecanismo de Townsend controlado pela carga espacial ($\alpha\text{-}\gamma\text{-}\sigma$) pode ser considerado [25]. Tudo isto se verifica visualmente, e será apresentado posteriormente.

Agindo deste modo, pôde-se também construir a chamada curva característica de tensão-corrente da descarga, permitindo-nos observar as diversas regiões brilhantes que caracterizam a descarga luminescente e os respectivos modos de operação.

A figura 4.2 mostra a curva de Paschen obtida em descarga de microcatodo oco aberto, em argônio, operando em CC, para eletrodos de Cu. Esta curva foi obtida para dispositivos contendo um único furo central, variando-se os diâmetros.

Observa-se que o mecanismo de Townsend comanda o processo de ruptura nestas descargas, e a tensão de ruptura V_r depende do produto $P.d$ e de γ , característico da superfície dos eletrodos.

Nota-se que a variação do diâmetro do furo catódico, mantidas todas as outras dependências inalteradas, não modificou o posicionamento da curva de Paschen, ficando todas elas dentro do limite de erro experimental. A espessura dos eletrodos não influencia o processo de ruptura do gás, pois as curvas de Paschen obtidas para vários valores diferentes de espessura do metal, mostradas na figura 4.3, ficaram inalteradas para esta variável, mantidas todas as outras constantes. Para o microcatodo oco, assim como para o caso clássico de eletrodos plano-paralelos, o que importa no processo de ruptura é a distância entre

o catodo e o anodo, aqui representada pela espessura da mica e não pela espessura dos eletrodos, para uma dada pressão.

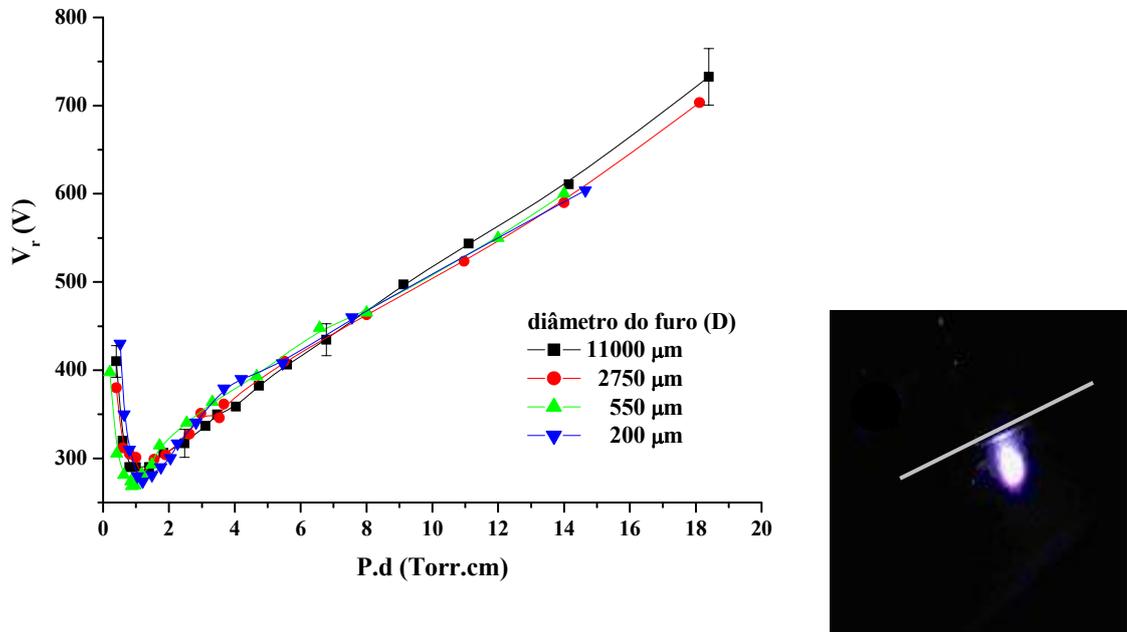


Figura 4.2: Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com apenas um furo, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu\text{m}$, mica com espessura de $300\mu\text{m}$, operada em argônio em CC, para diversos diâmetros de furos. A fotografia ao lado mostra o exato instante em que ocorre a ruptura do gás.

Por outro lado, eletrodos muito finos são inapropriados nas descargas de microcatodo oco pois a pulverização catódica devida ao bombardeamento contínuo dos íons desgastaria rapidamente o formato do orifício catódico.

A figura 4.4 mostra curvas de Paschen para vários valores de espessura do dielétrico, d , para um mesmo furo catódico. Vimos na seção 2.6.2 que a lei de similaridade de Allis-White estabelece valor máximo e mínimo de $P.D$ para as descargas de catodo oco, onde P é a pressão de operação e D é o diâmetro do furo.

No nosso caso, operou-se com furo de diâmetro $D=500\mu\text{m}$, o que já pré-estabelece uma pressão mínima específica de operação, de acordo com esta lei. Aumentando-se a espessura do dielétrico d aumenta-se também o menor valor do produto $P.d$ na ruptura do gás.

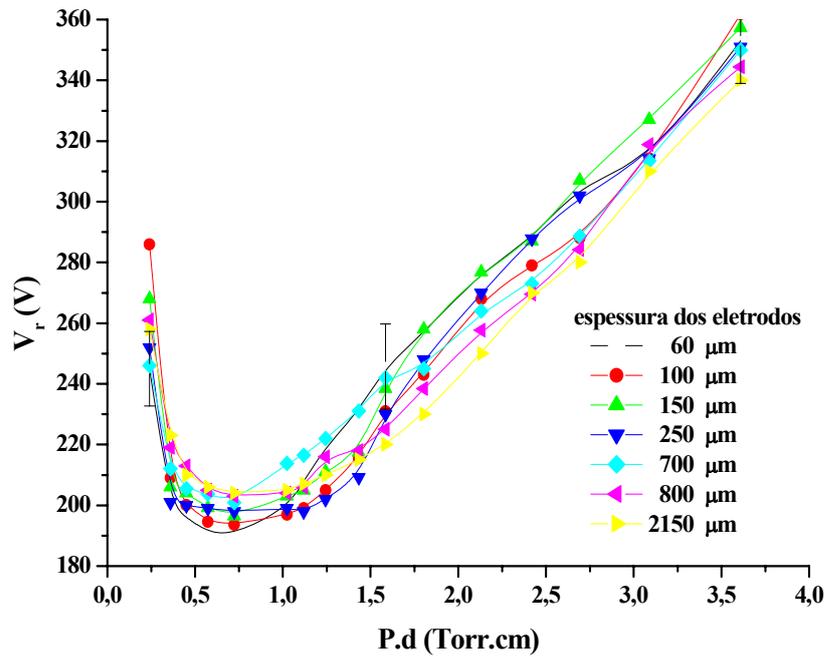


Figura 4.3: Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, mica com espessura de $250\mu\text{m}$, operada em argônio no modo CC, para diversas espessuras dos eletrodos de cobre.

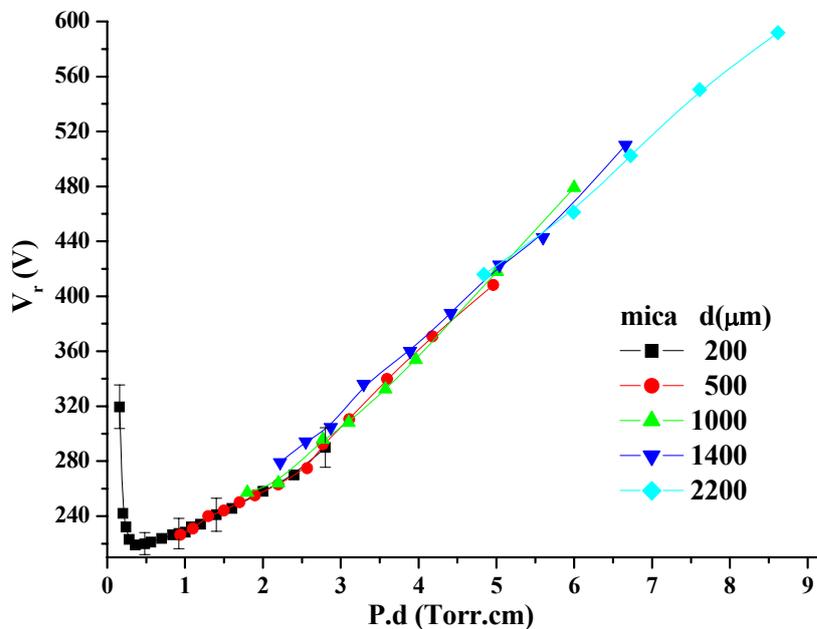


Figura 4.4: Curva de Paschen para descarga de microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu\text{m}$, operada em argônio no modo CC, para diversas espessuras do dielétrico.

Com isto, consegue-se traçar apenas o ramo direito da curva de Paschen, como pode ser observado na figura 4.4.

Deste modo, observamos nesta figura que o melhor valor para a espessura d do dielétrico está por volta de $200\mu\text{m}$, pois para este caso a curva de Paschen passa pelo seu mínimo. Os pesquisadores de microplasmas utilizam dielétrico com espessura menor que $250\mu\text{m}$, conforme seus artigos publicados e referenciados no final deste trabalho. Na figura 4.5 obteve-se a curva da tensão de ruptura em função do produto $P.D$, onde D representa o diâmetro do furo. Esta não é a curva de Paschen, mas mostra bem a limitação imposta pela lei de similaridade de Allis-White. Ela desloca-se para a direita para valores crescentes de D , o que mostra por exemplo, que para descargas na pressão atmosférica, onde $P = 760\text{Torr}$, $P.D$ torna-se muito grande, ultrapassando em muito o limite superior imposto pela lei de similaridade, e a descarga, geralmente bastante instável, é gerada na região de arco em correntes elevadas. Nota-se também que ocorre um ligeiro aumento da tensão de ruptura mínima à medida que aumentamos o diâmetro do furo catódico, traduzido pela redução da eficiência do confinamento eletrostático dos elétrons neste espaçamento.

Como fora mencionado anteriormente, vários materiais foram empregados na fabricação dos dispositivos de microdescarga, mas apenas os metais refratários com baixa função trabalho e alto limiar de “sputtering” resultaram em descargas mais estáveis, de boa reprodutibilidade e menos influenciáveis pelo aquecimento. Na figura 4.6 está representada a tensão de sustentação da descarga (V_d), no modo CC, versus a função trabalho [95], Φ , de alguns materiais empregados na confecção dos eletrodos. A função trabalho é a menor quantidade de energia requerida para remover um elétron da superfície de um material condutor.

Esta energia depende das características ópticas, elétricas e mecânicas da superfície e, portanto, a função trabalho é um bom indicador das condições dessa superfície sendo o seu

valor afetado por vários fatores, como a contaminação da superfície por partículas do gás e impurezas incrustadas nesta.

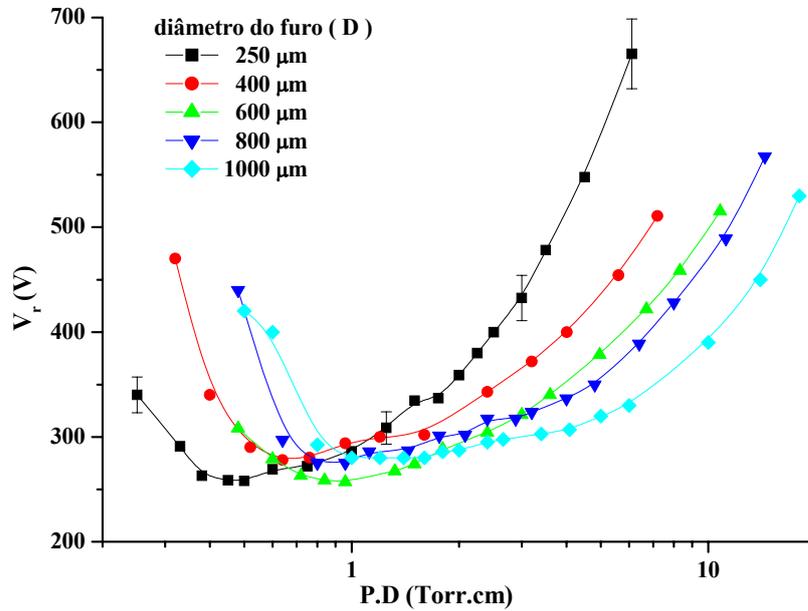


Figura 4.5: Curva da tensão de ruptura versus o produto $p.D$ em descarga de microcatodo oco aberto contendo um único furo, com eletrodos de Mo na espessura de $100\mu m$, dielétrico com espessura de $300\mu m$, operada em Ar no modo CC, para vários diâmetros do furo.

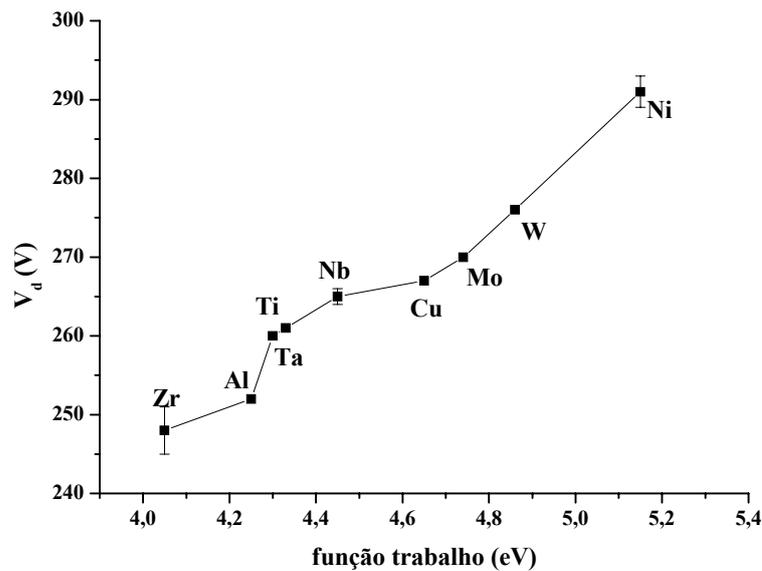


Figura 4.6: Curva da tensão de sustentação da descarga versus a função trabalho.

A figura 4.7 mostra a dependência da curva de Paschen com o metal empregado como catodo, na descarga de microcatodo oco. Observa-se que a tensão mínima de ruptura aumenta para metais com função trabalho maior e, inversamente, diminui para metais com função trabalho menor, como pode ser visto claramente para o Ni e Zr, que tem maior e menor função trabalho, respectivamente.

No estudo do efeito do bombardeio de superfícies metálicas limpas e de material puro com íons de gases raros, Hagstrom [96] verificou que a eficiência de ionização aumenta quando se usa metal com menor função trabalho. Deve-se salientar que os metais empregados em nosso trabalho têm grau de pureza desconhecido, e também alguns apresentam valores médios de função trabalho bem próximos, mas mesmo assim observa-se que a qualidade e o tipo de metal empregado nos dispositivos de microcatodo oco, assim como ocorre nas descargas planas e de catodo oco de baixa pressão, modifica a tensão mínima de ruptura do gás.

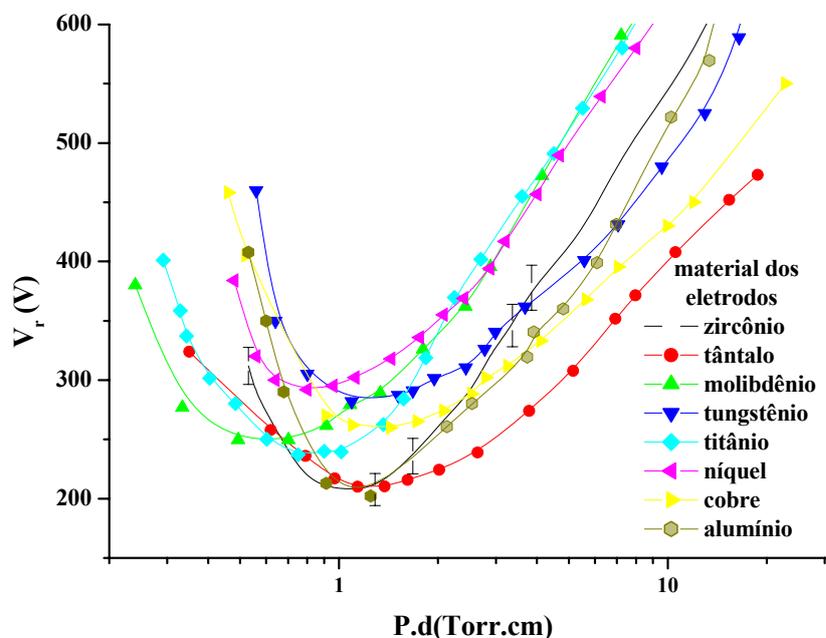


Figura 4.7: Curva de Paschen em descarga de microcatodo oco aberto, furo com diâmetro $D = 500\mu\text{m}$, eletrodos com espessura de $100\mu\text{m}$, dielétrico com espessura $d = 250\mu\text{m}$, operado em Ar no modo CC e para diferentes tipos de eletrodos.

A eficiência de ionização aumenta nas descargas de catodo oco devido a vários fatores. O confinamento eletrostático dos elétrons na cavidade catódica parece ser o principal, pois possibilita um incremento significativo no número de ionizações decorrentes das colisões entre estes elétrons e as partículas do gás. A figura 4.8 faz uma comparação ente as curvas de Paschen obtidas para o catodo oco cilíndrico e para o catodo plano. A descarga em catodo plano, operando em argônio, consiste de dois discos polidos de cobre com diâmetro de $1,2\text{cm}$, separados a uma certa distância. A uniformidade do campo elétrico é conseguida cobrindo-se com teflon as bordas e a parte traseira dos discos.

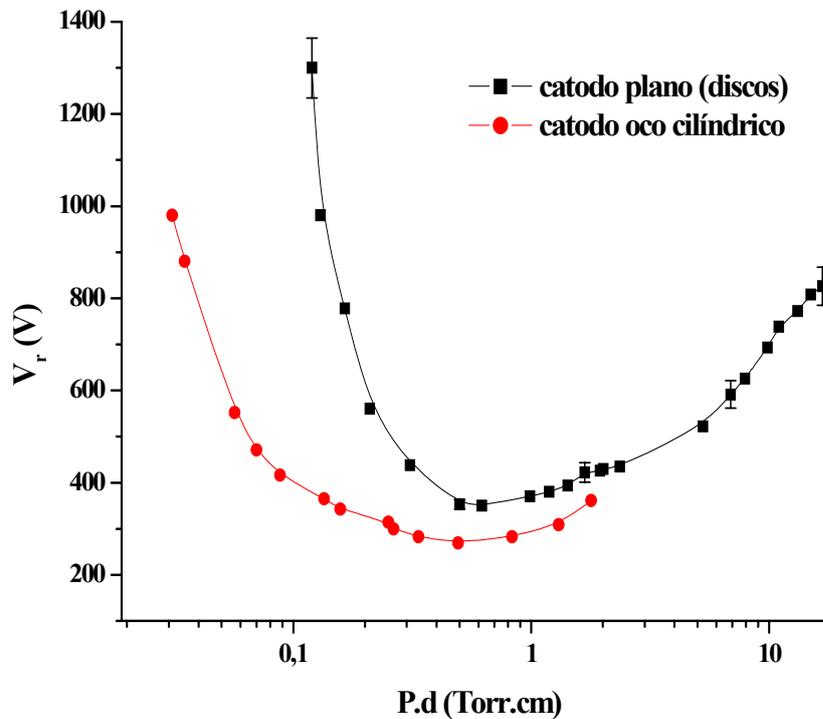


Figura 4.8: Curva de Paschen para descarga de catodo oco cilíndrico e para catodo plano.

Analogamente, a figura 4.8 mostra uma curva de Paschen traçada para o sistema catodo oco com anodo plano, também com diâmetro de $1,2\text{cm}$, mas agora substituindo-se o catodo plano por um tubo cilíndrico com $1,6\text{cm}$ de comprimento, externamente todo recoberto com teflon e fechado numa extremidade. A outra extremidade, aberta, mantém-se centralizada

com o anodo e separada deste a uma certa distância. Tomou-se o cuidado de se observar (visualmente) a ruptura do gás com a subsequente formação da descarga no modo catodo oco dentro do cilindro e, assim, a pressão máxima conseguida foi de 11Torr .

Como o diâmetro interno do tubo tem $1,2\text{cm}$, então, o produto $P.d$ neste caso foi de $13,2\text{Torr.cm}$, o que está próximo do limite superior imposto pela lei de Allis-White. Comparando-se as duas curvas observa-se uma maior eficiência de ionização do catodo oco para valores de $P.d$ baixos, para pressões baixas (já que d foi mantido fixo no experimento). Uma explicação plausível está na atenuação do movimento pendular dos elétrons com o aumento da pressão e, neste caso, a descarga de catodo oco se compara, gradativamente, com a descarga de catodo plano [97-99].

Também devemos salientar que o campo elétrico local (microscópico) na abertura catódica, nos dispositivos de microcatodo oco, tem a possibilidade de ser bastante intenso devido às microprotusões e irregularidades na superfície, geradas durante a perfuração mecânica e naturalmente presentes em superfícies metálicas [60, 100]. Com isto, diminui-se a tensão elétrica necessária para a ruptura do gás, aumentando-se a eficiência de ionização. Diminuindo-se o espaçamento entre os eletrodos (a espessura d da mica), aumenta-se ainda mais o campo elétrico, a tal ponto de se verificar a emissão a frio de elétrons. Esta emissão pode ser a responsável pela ruptura do gás, num processo diferente do mecanismo de avalanche de elétrons de Townsend para a ionização do gás. Isto será visto na próxima seção.

4.3.2 Emissão de elétrons por ação de campo elétrico intenso (electron field emission)

Como foi dito no final da seção anterior, com a redução da distância entre o catodo e o anodo, nas descargas de microcatodo oco, têm-se como resultado um campo elétrico interno bastante intenso. Para certos valores de campo elétrico, como veremos depois, há a

possibilidade de se obter a emissão de elétrons a frio (field emission), ou seja, pode-se extrair elétrons da superfície do catodo através de tunelamento quântico.

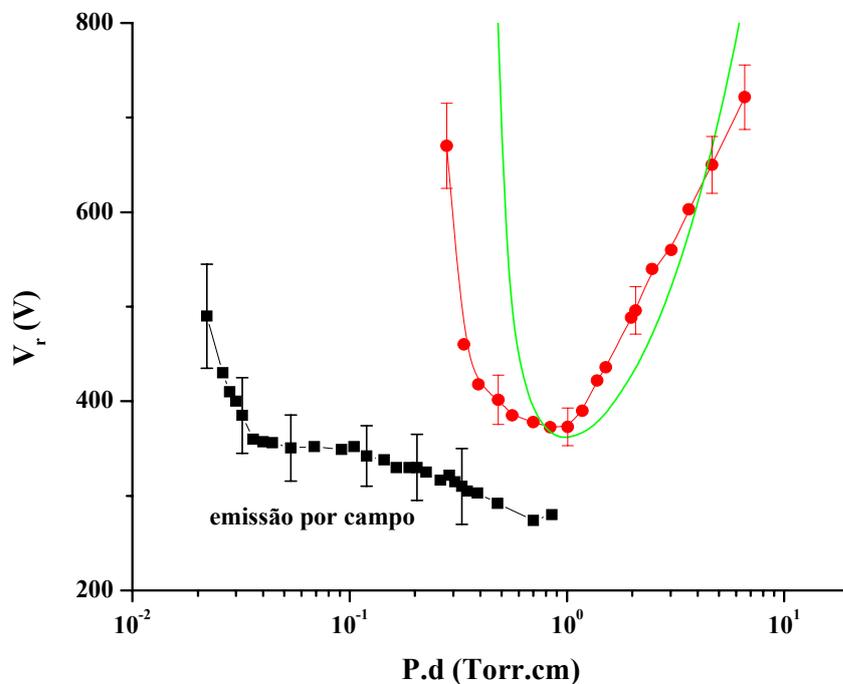


Figura 4.9: Curvas de Paschen para eletrodos de cobre em ar atmosférico: curva teórica para catodo-anodo planos — [60]; curva para microcatodo oco aberto com espaçamento intereletrodos (mica) de $280\mu\text{m}$ - Δ - e com espaçamento (mica) de $20\mu\text{m}$ - \blacksquare -, ambos com furo de diâmetro $D = 200\mu\text{m}$.

Podemos observar na figura 4.9 o aumento da eficiência de ionização nas descargas de microcatodo oco, assim como ocorre nas descargas convencionais de catodo oco, através das curvas de Paschen obtidas para as descargas elétricas em ar atmosférico, quando comparamos a curva teórica resultante da teoria de Townsend [60] e as curvas obtidas para microcatodo oco. Utilizamos microcatodos ocos com eletrodos de cobre e furo com diâmetro $D = 200\mu\text{m}$. Notamos claramente que para o microcatodo oco com dielétrico de espessura $d = 20\mu\text{m}$ há uma eficiência muito grande de ionização, pois a ruptura do gás ocorre para valores bem inferiores comparados aos da descarga convencional de catodo-anodo plano, ou mesmo da descarga de microcatodo oco com espaçamento intereletrodos maior ($d = 280\mu\text{m}$).

Vimos anteriormente que na configuração de catodo oco o movimento pendular dos elétrons permite obter uma maior eficiência de ionização. Esta geometria requer, portanto, um menor valor de tensão aplicada para romper o gás, quando comparamos com a geometria convencional.

Vimos também que a lei de similaridade de Allis-White regula os limites de operação da descarga sob o efeito de catodo oco. Empiricamente, estes limites são impostos pelo produto $P.D$, sendo $(P.D)_{min} = 0,026 Torr.cm$ e $(P.D)_{max} = 10 Torr.cm$, para o gás argônio, e valores próximos a estes, para gases moleculares. Isto limita a pressão de operação, para o microcatodo oco cujo furo tem diâmetro $D = 200\mu m$, entre $P_{min} = 1,3 Torr$ e $P_{max} = 500 Torr$. Portanto, para o microcatodo oco com espessura $d = 20\mu m$, os limites da curva de Paschen estariam entre $P.d = 2,6 \times 10^{-3} Torr.cm$ e $P.d = 1,0 Torr.cm$. Para estes valores de $P.d$ há a ocorrência do efeito de catodo oco neste dispositivo. Podemos observar na figura 4.9 que os pontos da curva de Paschen para este dispositivo estão dentro destes limites.

Deste modo, podemos supor que os elétrons pendulares tiveram sua origem também por emissão de campo elétrico, além do clássico modelo de emissão secundária de elétrons da descarga de Townsend pois, de acordo com a figura 4.9, a tensão de ruptura para a descarga de microcatodo oco com $d = 20\mu m$, para uma ampla faixa de $P.d$, é muito inferior àquela observada para descarga com $d = 280\mu m$.

Poder-se-á argumentar que esta acentuada redução na tensão de ruptura, observada na curva de Paschen para a descarga de microcatodo oco com espaçamento intereletrodos muito pequeno, seja devida exclusivamente à geometria oca do dispositivo, que eleva a eficiência de ionização. Para verificar esta hipótese e mostrar que há também a participação do intenso campo elétrico na emissão de elétrons pelo catodo, montamos um dispositivo de descarga elétrica convencional, constituído de catodo e anodo planos. Para se observar a emissão a frio de elétrons, colocamos espaçadores de mica natural, com apenas $10\mu m$ de es-

pessura, entre dois eletrodos planos de cobre e levantamos a curva de corrente-tensão até o

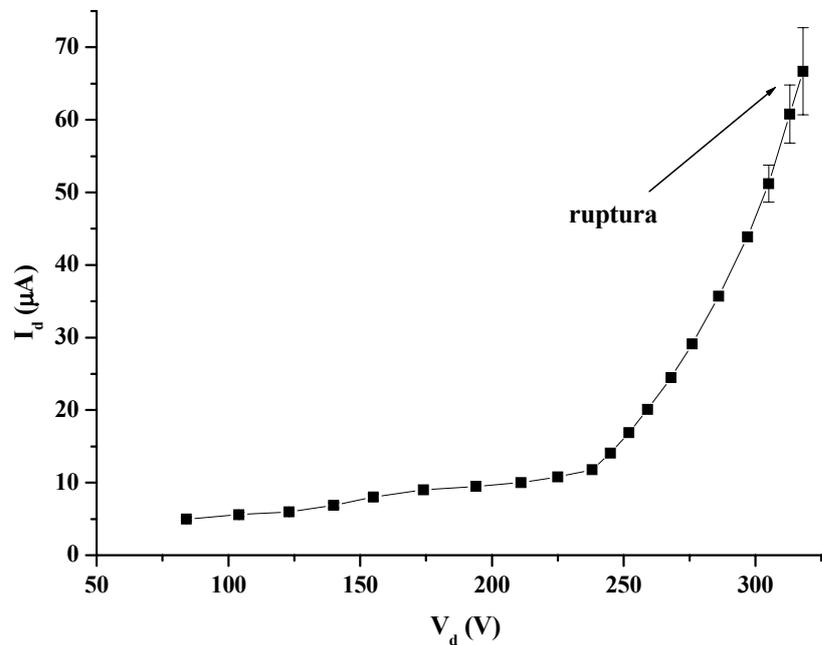


Figura 4.10: Curva de corrente-tensão para descarga de catodo-anodo plano de cobre, com espaçamento intereletrodos de $10\mu m$, em ar na pressão de $300Torr$.

ponto de ruptura do gás, conforme apresentado na figura 4.10. A pressão de operação foi de $300Torr$. A tensão de ruptura do gás foi de $318V$, para $P.d = 0,3Torr.cm$. Esta tensão é muito inferior àquela observada na descarga de Townsend convencional de catodo-anodo planos, conforme visto na figura 4.9, e próximo da tensão de ruptura medida na descarga de microcatodo oco com espaçamento de $20\mu m$. Como não há a possibilidade de ocorrer o efeito de catodo oco neste dispositivo, nota-se que a eficiência de ionização é aumentada e que há participação de outro fenômeno agindo. Neste trabalho iremos investigar a participação da emissão por campo que pode estar presente devido ao espaçamento reduzido entre os eletrodos.

A primeira descrição do processo de emissão a frio de elétrons foi feita por Wood em 1897. Mais tarde, Fowler e Nordheim [101] propuseram uma teoria de emissão dos elétrons por efeito de campo elétrico, a partir de superfícies metálicas planas, através da

hipótese de elétrons livres proposta por Sommerfeld. Estes pesquisadores deduziram uma equação, que relaciona a densidade de corrente emitida pelo catodo com o campo elétrico aplicado. Esta teoria da mecânica quântica de emissão de elétrons se baseia no fato dos elétrons, da banda de condução, se comportarem como partículas livres.

A teoria de Fowler-Nordheim trata esta emissão de elétrons, a partir de uma superfície metálica livre de impurezas, como uma passagem dos elétrons através de uma barreira de potencial triangular, encurvada no topo, atravessando uma região classicamente proibida e escapando do metal. A figura 4.11 mostra este tunelamento dos elétrons através da barreira de potencial da superfície metálica (E é a intensidade do campo elétrico externo que surge devido à diferença de potencial aplicada nos eletrodos, Φ é a função trabalho do metal, e ε_F é a energia de Fermi). Esta é a máxima energia associada ao elétron em equilíbrio térmico com o metal. Ela pode ser calculada através da equação [102]:

$$\varepsilon_F = \frac{h^2}{8m_e} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} \quad (4.1)$$

onde h é a constante de Planck, m_e é a massa do elétron e n é a densidade de elétrons livres na superfície do metal. Para o cobre, $n = 8,7 \cdot 10^{28} m^{-3}$, resultando em $\varepsilon_F = 7,1 eV$.

A energia potencial efetiva dentro do metal é $E_P = \varepsilon_F + \Phi$. Na presença do campo elétrico externo, a função trabalho é reduzida para:

$$\Phi_{ef} = \Phi - e \sqrt{\frac{eE}{4\pi\varepsilon_0}} \quad (4.2)$$

onde ε_0 é a permissividade do vácuo e Φ_{ef} é a função trabalho efetiva. A redução na função trabalho ocorre devido à distorção da função energia potencial elétrica. Na ausência do campo elétrico externo, a energia potencial elétrica pode ser calculada através do método da carga imagem, e seu valor é dado por $W_e = -e^2/16\pi\varepsilon_0 x$, onde e é a carga do elétron e x é a distância medida a partir da superfície do catodo. Com a aplicação do campo elétrico, surge uma ener-

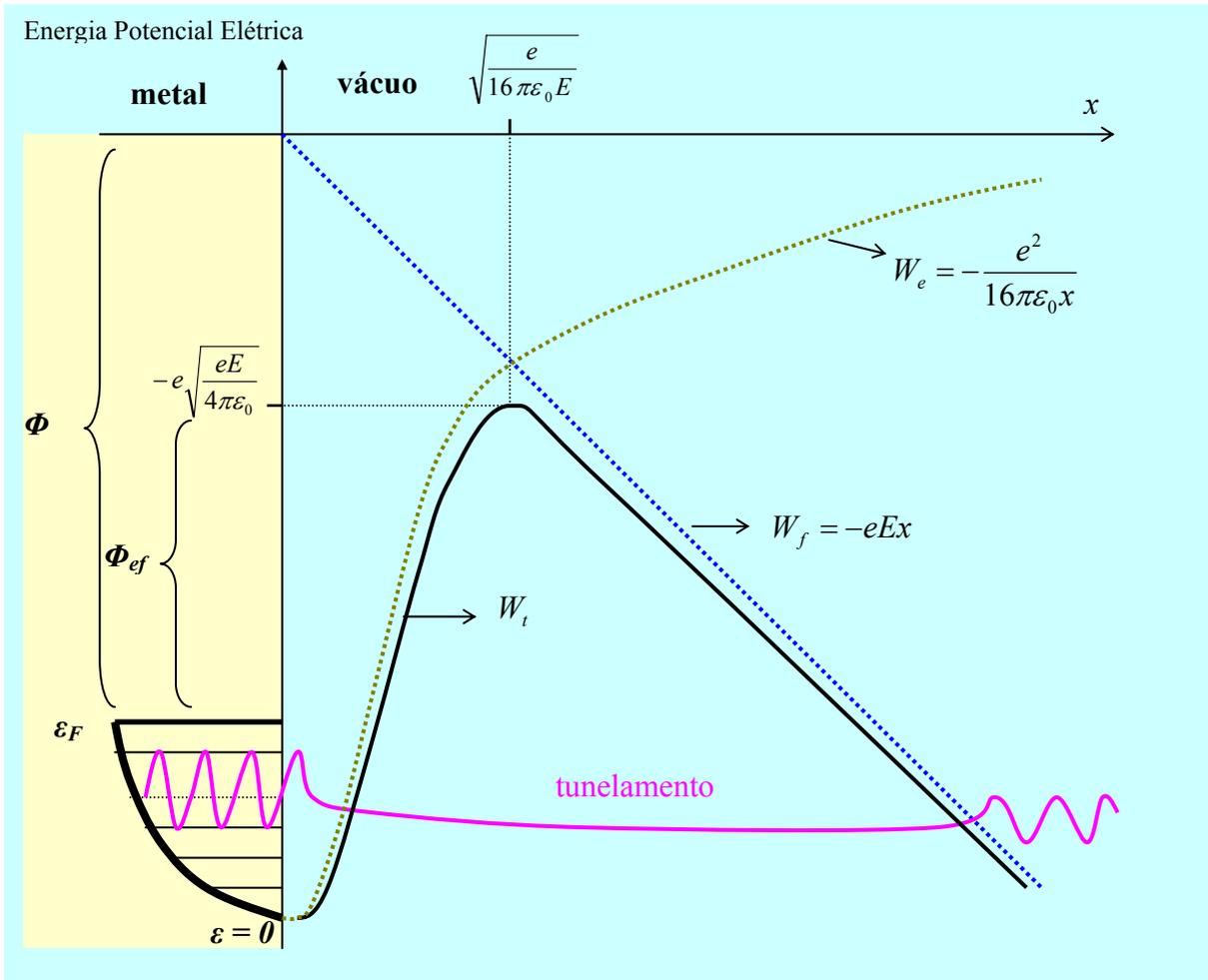


Figura 4.11: Emissão de elétrons de uma superfície metálica por tunelamento quântico.

gia potencial elétrica $W_f = -eEx$, função linear que, adicionada à anterior, resulta na energia potencial elétrica resultante do sistema, W_t . Observa-se na figura 4.11 que esta função se aproxima de uma barreira de potencial triangular. Este tipo de barreira possibilita o tunelamento do elétron e , através do estudo desta barreira, Fowler e Nordheim propuseram a sua teoria.

Murphy e Good [103] revisaram, em 1956, a equação proposta por Fowler e Nordheim e, nesta nova versão, ela é conhecida como equação generalizada de Fowler-Nordheim (F-N). A equação F-N para a densidade de corrente J , como função do campo elétrico local (microscópico) da superfície emissora é dada por:

$$J = \frac{\lambda a F^2}{\Phi} \exp\left(\frac{-\mu b \Phi^{3/2}}{F}\right) \quad (4.3)$$

onde F é o campo elétrico local (microscópico), λ e μ são fatores de correção generalizadas e a e b são constantes universais (usando valores de 2002 [100] das constantes físicas fundamentais) dadas por:

$$a = \frac{e^3}{8\pi h} = 1,541434 \times 10^{-6} \text{ A.eV.V}^{-2}$$

$$b = \left(\frac{8\pi}{3}\right) \frac{\sqrt{2m_e}}{eh} = 6,830890 \times 10^9 (\text{eV})^{-3/2} \text{ V.m}^{-1}$$

F é usualmente dada por $F = \beta E = \beta V/d$ (para catodo-anodo plano), onde β é o fator de amplificação do campo elétrico, e E é a intensidade do campo elétrico macroscópico. A intensidade de corrente I , para uma área de emissão S , será:

$$I = \frac{\lambda a S \beta^2 V^2}{d^2 \Phi} \exp\left(\frac{-\mu b d \Phi^{3/2}}{\beta V}\right) \quad (4.4)$$

o que resulta em:

$$\ln\left(\frac{I}{V^2}\right) = \ln\left(\frac{\lambda a S \beta^2}{d^2 \Phi}\right) - \frac{\mu b d \Phi^{3/2}}{\beta} \left(\frac{1}{V}\right) \quad (4.5)$$

Quando $\ln(I/V^2)$ é plotada em função de $1/V$ (chamada de curva F-N), obtemos uma reta com inclinação negativa.

Esta inclinação depende de Φ, β e d . A grandeza Φ , na verdade, é a função trabalho para o ponto relevante da superfície emissora, não perturbada pelo campo, e $0 < \mu < 1$ é o fator de correção para sua redução que, como vimos, pode ser calculada através da relação $\mu = \Phi_{ef}/\Phi$.

Segundo Raizer [60], uma apreciável corrente elétrica é emitida para campos macroscópicos da ordem de 10^6 V/cm e recentemente foi verificado experimentalmente

emissão em dispositivos de microdescarga luminescente, do formato mostrado na figura 2.6j, com espaçamento intereletrodos de $70\mu\text{m}$, para campos uma ordem de grandeza menor que este [2].

Isto é possível pelo fato de ocorrer um dramático aumento da intensidade do campo elétrico local devido à presença de microprotrusões, que sempre existem nas superfícies metálicas. Para o microcatodo oco, devido à sua geometria cilíndrica, o campo elétrico é amplificado se comparado com eletrodos planos paralelos, além de ser bem mais intenso na superfície do catodo e nas proximidades do orifício, conforme representado na figura 3.8e.

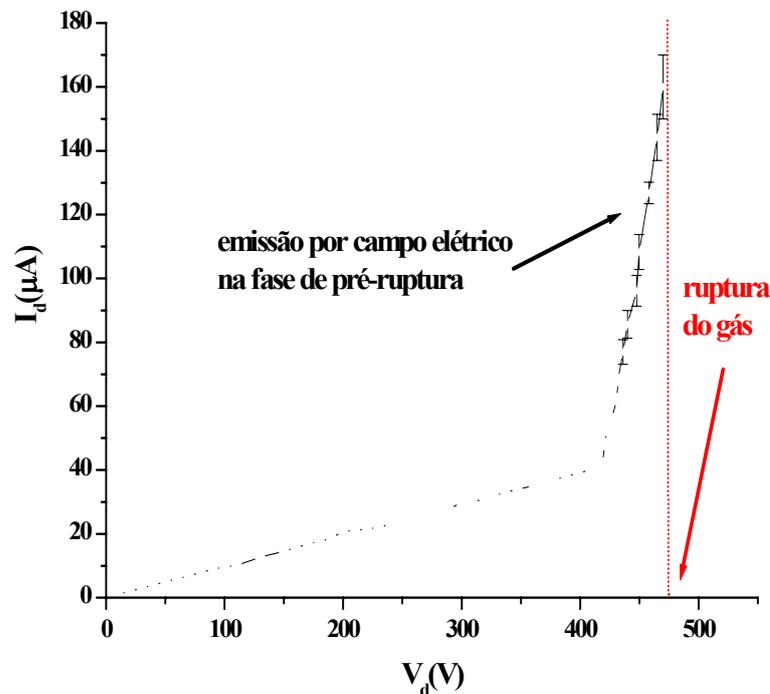


Figura 4.12: Curva de corrente-tensão para a descarga em ar de microcatodo oco aberto, com furo de diâmetro $D = 200\mu\text{m}$ e mica com espessura $d = 5\mu\text{m}$, na pressão de 20Torr .

Na figura 4.12 apresentamos a curva de corrente-tensão de uma configuração de microcatodo oco. Este dispositivo tem eletrodos de cobre, furo central com diâmetro de $200\mu\text{m}$, mica com espessura de $5\mu\text{m}$ e foi operada em CC , em ar, na pressão de 20Torr . A

ruptura do gás ocorreu na tensão de $470V$ e observamos que a partir de $416V$ a corrente elétrica aumentou consideravelmente, para pequenas variações de tensão.

A curva de Fowler-Nordheim foi obtida para este trecho (figura 4.13) e sua inclinação negativa mostra a presença da emissão por campo.

Usando-se a função trabalho do cobre, $\Phi = 4,65eV$, $d = 5 \times 10^{-6}m$ e a equação 4.5, determinamos o fator de redução $\mu = 0,92$ e obtivemos $\beta \cong 84$. Este é um valor razoável para o fator de amplificação do campo elétrico [100], resultando num campo elétrico local $F \cong 8V/nm$, que corresponde bem àquele necessário para iniciar a emissão por campo através de um microelemento emissor.

Na verdade, muitas simplificações foram feitas nestes cálculos. O campo elétrico local F é mais complicado e não corresponde ao simples campo de catodo-anodo plano. A função trabalho Φ , segundo Forbes [100, 104], deve ser cuidadosamente medida em outro experimento como, por exemplo, de emissão térmica (lei de Richardson), para se determinar corretamente o fator β . Segundo este mesmo autor, é incorreto obter-se a função trabalho através da curva F-N, erro comumente encontrado em diversos artigos.

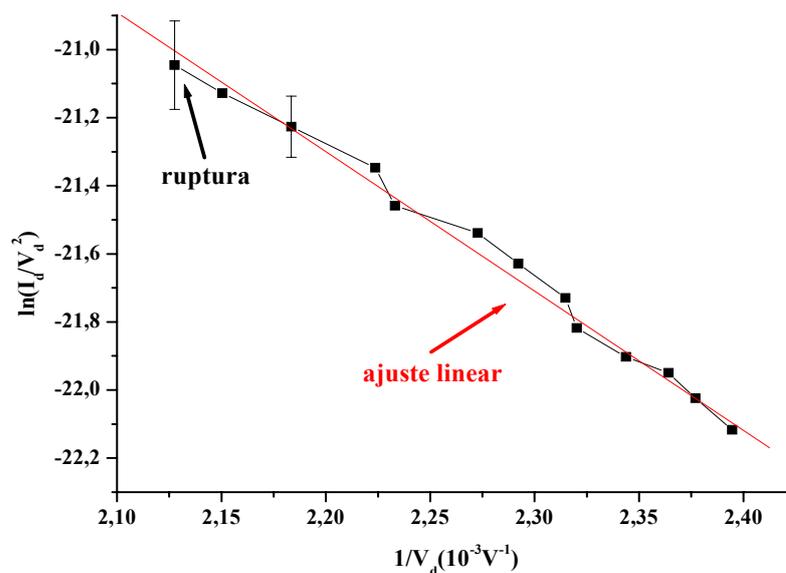


Figura 4.13: Curva de Fowler-Nordheim para a situação da figura 4.12.

4.4 Visualização das microdescargas luminescentes

Na figura 4.14 podemos visualizar a evolução da descarga brilhante através de fotografias digitais obtidas da superfície catódica de um dispositivo de microcatodo oco aberto, com um único furo central, e a curva característica correspondente. As fotografias, tiradas da superfície do catodo, dão uma idéia do comportamento do plasma, dentro e fora do orifício catódico, durante sua evolução através do aumento da corrente elétrica. Na obtenção

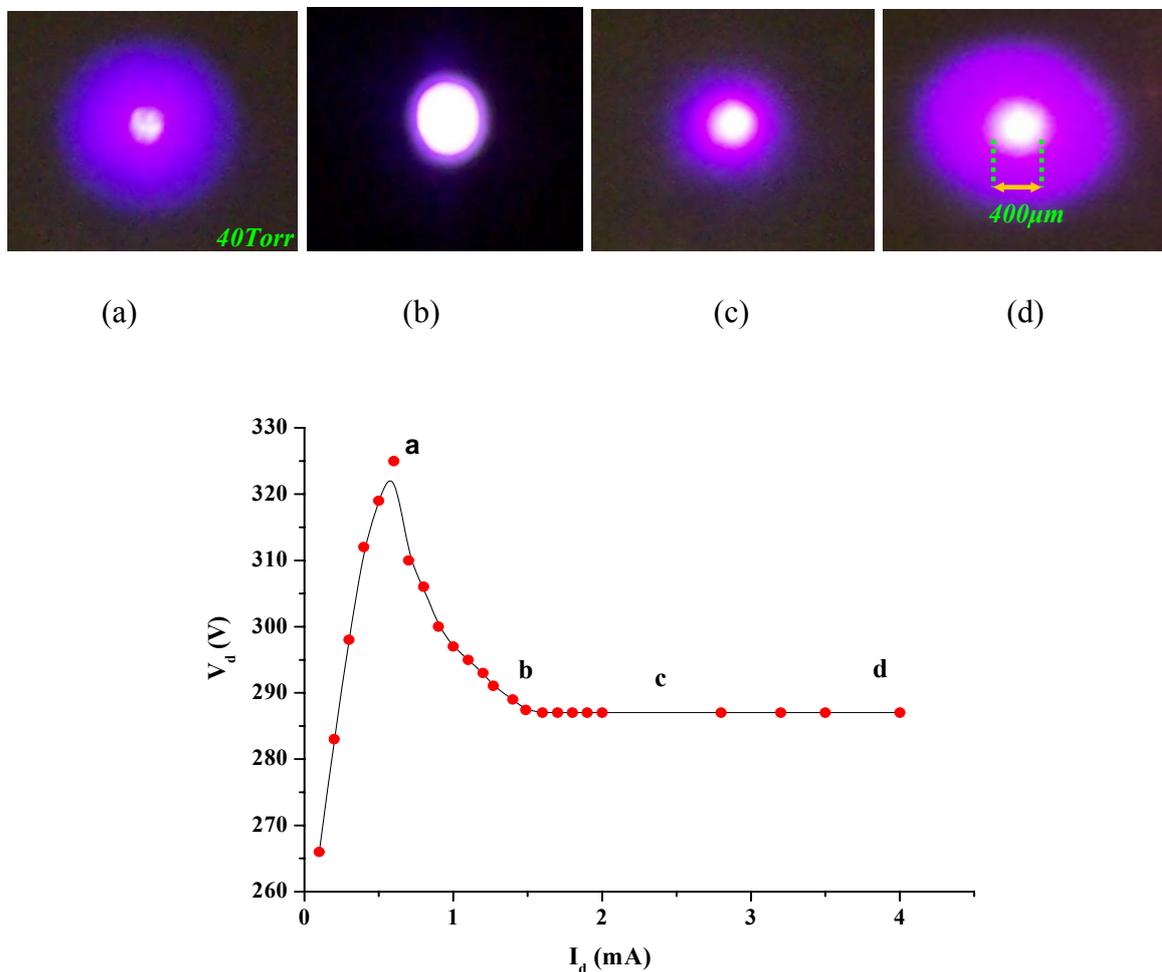


Figura 4.14: Imagens digitais das microdescargas de catodo oco aberto, com eletrodos de Mo com espessura de $100\mu m$, dielétrico de mica com espessura $d = 250\mu m$, furo com diâmetro $D = 400\mu m$, operado em argônio em CC, nos diversos modos de operação. Apresentamos também a correspondente curva característica de tensão-corrente. As figuras (a), (b), (c) e (d) correspondem aos pontos a, b, c, d no gráfico. Na imagem (a), o disco branco juntamente com um halo delgado vermelho que o circunda, indica o furo catódico.

desta curva característica a pressão de operação foi de 40Torr mas curvas semelhantes podem ser obtidas para pressões mais elevadas, como veremos depois.

Podemos observar na figura 4.14 o modo Townsend de operação, para correntes elétricas baixas, e a transição posterior para o modo de catodo oco, onde o aumento de corrente é acompanhado pelo decréscimo da tensão de sustentação da descarga. Na seqüência, temos o modo normal de operação, onde a tensão praticamente não varia para um incremento da corrente. No modo catodo oco, a descarga brilhante se concentra dentro da cavidade (figura 4.14b) e a emissão da intensidade de luz a partir do furo se intensifica mais. Nesta figura verifica-se a presença de uma região central bastante brilhante (região luminescente negativa), circundada por uma região menos brilhante nas adjascências das bordas do furo.

Após a operação no modo catodo oco, com a subsequente elevação da corrente, adentra-se na região brilhante normal (figura 4.14c) e observa-se a evolução do plasma para fora do orifício catódico (figura 4.14c, d). Assim, com o aumento da área catódica ativa, ocorre um aumento na emissão de elétrons secundários e a elevação da intensidade de corrente é possível sem a necessidade de aumento da tensão [25]. A densidade de corrente no catodo permanece, então, constante. Aumentando-se ainda mais a corrente e após o plasma ter ocupado toda a superfície catódica, adentra-se na região anômala brilhante (não mostrada nesta figura), onde observa-se um aumento significativo na densidade de corrente, e na densidade de potência elétrica no volume de plasma [6].

Na figura 4.15, observa-se que na operação do microcatodo oco no modo normal, o plasma tem a forma de um disco logo acima da superfície catódica, pericêntrico, centrado no orifício catódico. À medida que a pressão aumenta, o raio do disco diminui. Aumentando-se a pressão e mantendo-se a corrente constante, observa-se que o volume de plasma logo acima do catodo diminui e a luz emitida fica menos intensa, conforme se vê nesta figura. Isto signi-

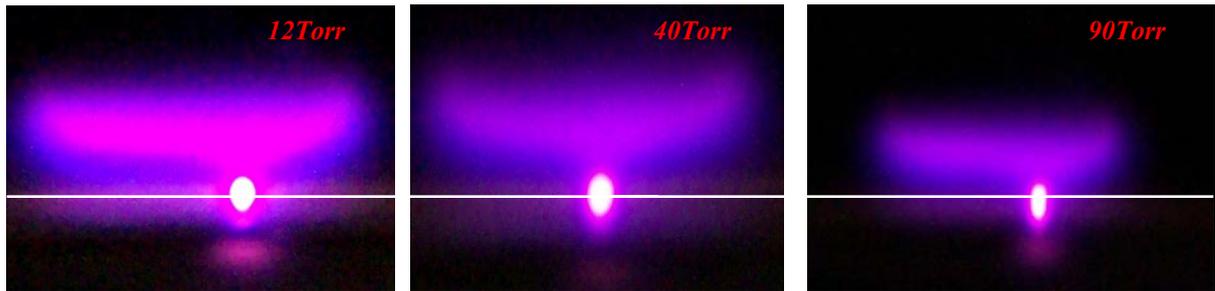


Figura 4.15: Fotografias digitais laterais de uma microdescarga de catodo oco, com furo de $400\mu m$, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu m$, dielétrico com espessura de $100\mu m$, operada em argônio no modo CC em pressões diferentes, mantida constante a corrente de operação ($3mA$). A posição da superfície catódica e do furo são vistos nas figuras.

fica que os átomos excitados concentram-se no interior do furo, com a elevação da pressão, levando a uma diminuição da emissão de luz através da superfície catódica. Isto também indica que a região de luminescência negativa se contrai e se dirige ao interior do furo.

Como se observa na figura 4.15 existe uma região de bainha catódica menos brilhante e delgada separando a região brilhante da superfície catódica. Esta bainha tem sua espessura diminuída com a elevação da pressão.

Na figura 4.16 podemos observar o surgimento de uma região escura (região escura de Faraday) no centro do furo catódico devido ao aumento da pressão, mostrando a separação das duas regiões luminescentes adjacentes à superfície catódica. O furo tem diâmetro $D = 6mm$, feito num dispositivo constituído de 3 camadas Mo-mica-Mo, o metal com uma es-

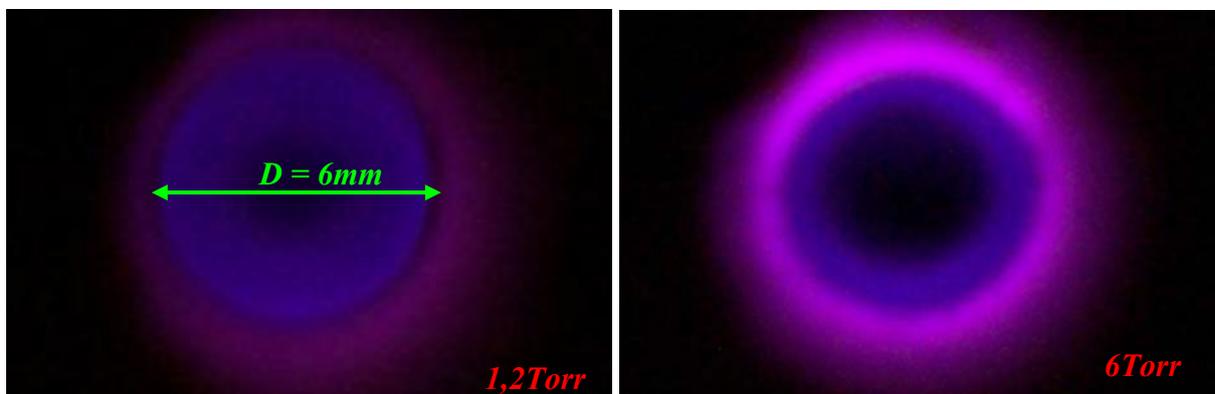


Figura 4.16: Fotografia digital ampliada da evolução da descarga dentro do furo catódico, inicialmente (esquerda) preenchendo quase todo o interior do furo e, com o aumento da pressão (direita), movendo-se do centro para a parede interna do catodo.

pequena de $100\mu\text{m}$ e a mica com espessura $d = 250\mu\text{m}$. Neste dispositivo de catodo oco observamos que com a elevação da pressão, as camadas catódicas se comportam da mesma maneira como nas descargas de catodo plano [61]: elas se encolhem e se movem em direção ao catodo. Observamos que para valores baixos de $P.D$, inferiores a 1Torr.cm , a região de luminescência negativa preenche todo o interior do furo e para valores de $P.D$ maiores, esta região desloca-se em direção às bordas internas do orifício.

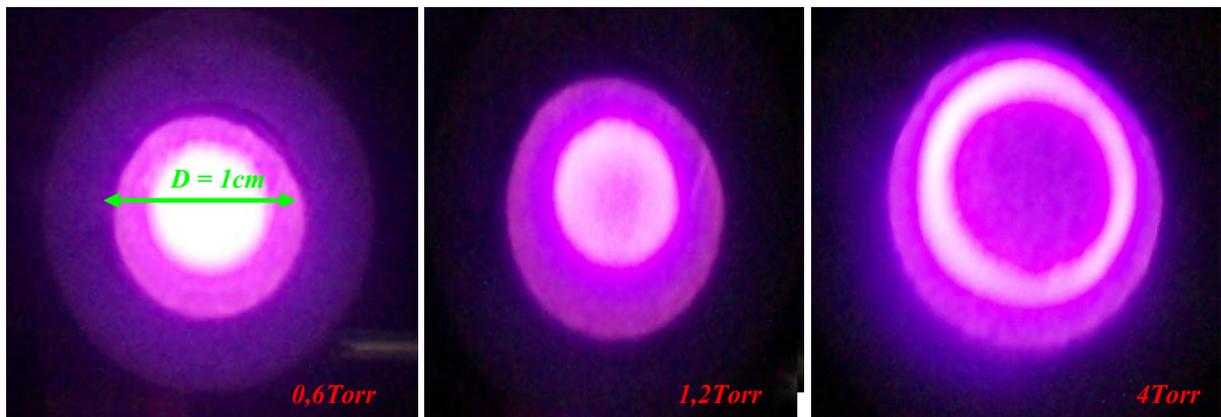


Figura 4.17: Fotografia digital da evolução da descarga dentro do catodo oco tubular, com 1cm de diâmetro interno, inicialmente (esquerda) preenchendo axialmente o interior do tubo e, com o aumento da pressão (centro e direita), movendo-se do centro para a parede interna do catodo.

Na figura 4.17 este mesmo fenômeno foi registrado em um tubo catódico cilíndrico com $1,0\text{cm}$ de diâmetro interno e $5,0\text{cm}$ de comprimento. O tubo foi coberto com teflon para garantir que a descarga rompesse internamente e o anodo ficou bem afastado. Usou-se gás argônio em CC. Observa-se neste dispositivo uma emissão de luz bem mais intensa (cor branca), favorecida pela configuração cilíndrica, comparada com a descarga no dispositivo da figura 4.16.

4.5 Caracterização do regime de descarga. Curva de tensão-corrente

Várias configurações de microdescargas foram construídas e estudadas sob o ponto de vista elétrico para operar no modo de descarga brilhante auto-sustentável em gás argônio e ar atmosférico. Nestes estudos a pressão foi variada de aproximadamente 10Torr a 800Torr . Os experimentos com as microdescargas foram realizados em dispositivos com um único furo e também em operações de descargas associadas em paralelo, em sistemas multifuros. Estudamos o microcatodo oco aberto e fechado, o microcatodo plano com anodo oco ou CBL, a microdescarga corona e o microjato de plasma obtido através de microtubos. A seguir, vamos expor os resultados, observações e pesquisas no que tange em relação às características elétricas das operações de microdescargas nas suas diversas modalidades.

4.5.1 Microcatodo oco aberto

Na figura 4.18 é apresentada a curva característica de tensão-corrente evoluindo desde a descarga escura, com correntes muito baixas, passando do ponto de ruptura do gás e atingindo a descarga brilhante, esta com corrente elétrica da ordem de mA . Esta curva foi obtida na descarga de microcatodo oco aberto com eletrodos de molibdênio (espessura de $100\mu\text{m}$), furo com diâmetro de $700\mu\text{m}$, folha de mica com espessura de $100\mu\text{m}$, e operada no modo CC com gás argônio (fluxo de 200sccm).

Como vimos anteriormente, o microcatodo oco aberto consiste de duas folhas finas de metal separadas por um filme de dielétrico, todas unidas com adesivo à base de epóxi, e atravessados por um furo vazante, com diâmetro pequeno, da ordem de centenas de micra. Esta é a geometria de eletrodos de um típico dispositivo de microdescarga de catodo oco mais utilizada em nossos experimentos.

Nas próximas seções faremos também o estudo da curva de tensão-corrente para outros tipos de configurações.

Para observarmos a dependência dessa curva característica com a pressão e com o diâmetro do furo catódico, utilizamos estes dispositivos de microcatodo oco com furos de

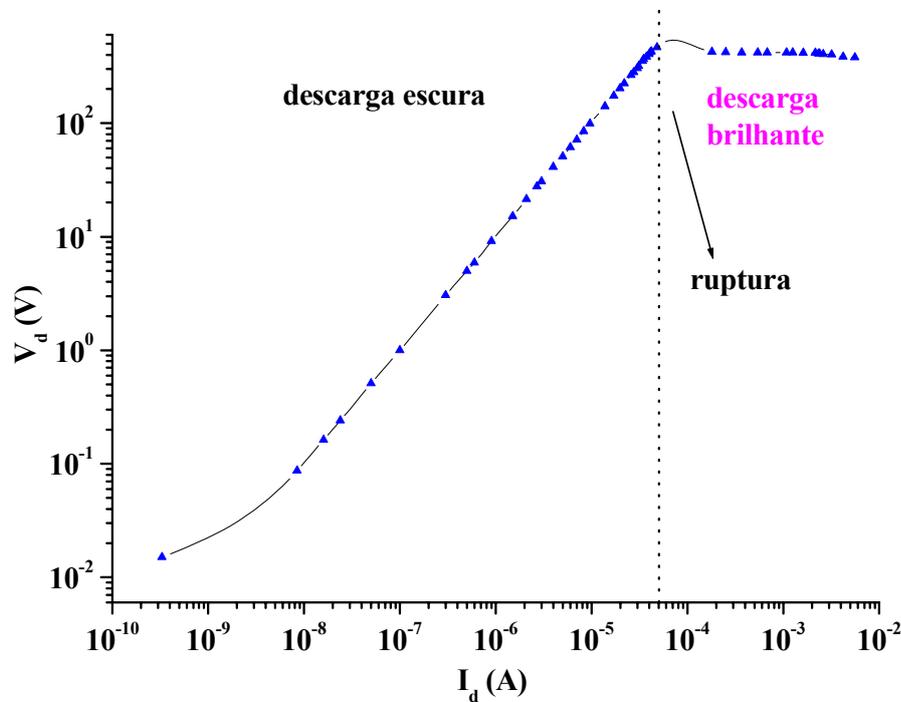


Figura 4.18: Curva de tensão-corrente de uma descarga de microcatodo oco aberto, com eletrodos de Mo ($100\mu\text{m}$), mica ($100\mu\text{m}$), furo com diâmetro $D = 700\mu\text{m}$, operada em Ar no modo CC.

$300\mu\text{m}$, $400\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ e $700\mu\text{m}$ e traçamos a curva de tensão de sustentação da descarga brilhante em função da corrente elétrica para cada furo, no modo CC para o gás argônio (sem fluxo), variando a pressão de operação da descarga de 12Torr a 800Torr . Para obter-se correntes elétricas de operação da descarga no modo luminescente a partir de $0,1\text{mA}$, utilizou-se de um conjunto de resistores de $47\text{K}\Omega$ cada. As figuras 4.19 e 4.20 mostram essas curvas. As diferenças entre as tensões de descarga são relativamente pequenas mostrando que estes dispositivos são apropriados para a geração de plasmas nesta faixa de pressão. Observa-se que algumas curvas apresentam o modo Townsend de pré-descarga, o modo catodo oco e o modo normal de operação, todas luminescentes e outras curvas só apresentam o modo normal.

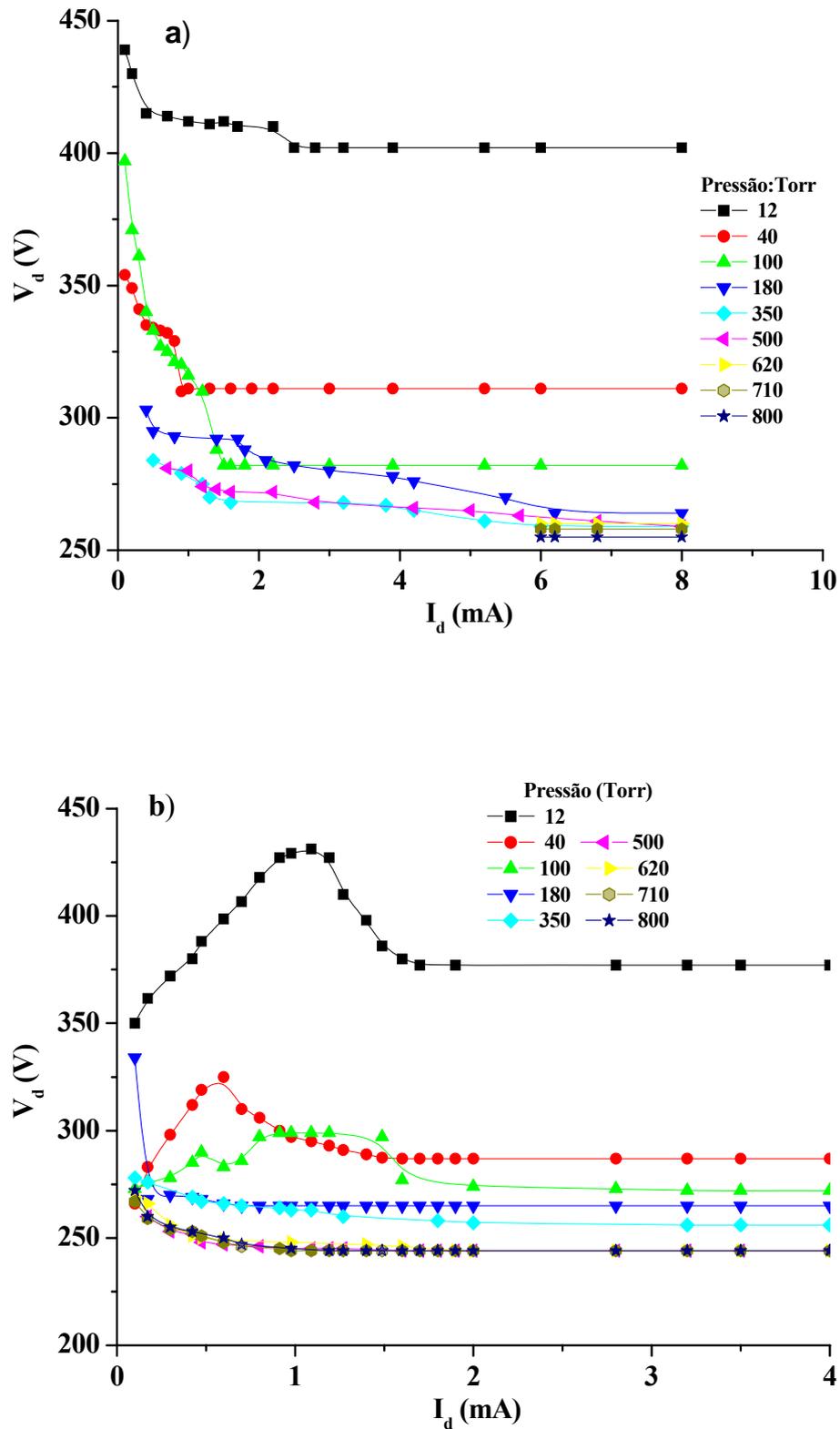


Figura 4.19 (a): Curva de tensão-corrente para descarga em microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D=300\mu\text{m}$, eletrodos de Mo ($100\mu\text{m}$), mica ($d = 250\mu\text{m}$) em Ar no modo CC e (b), para furo de $400\mu\text{m}$.

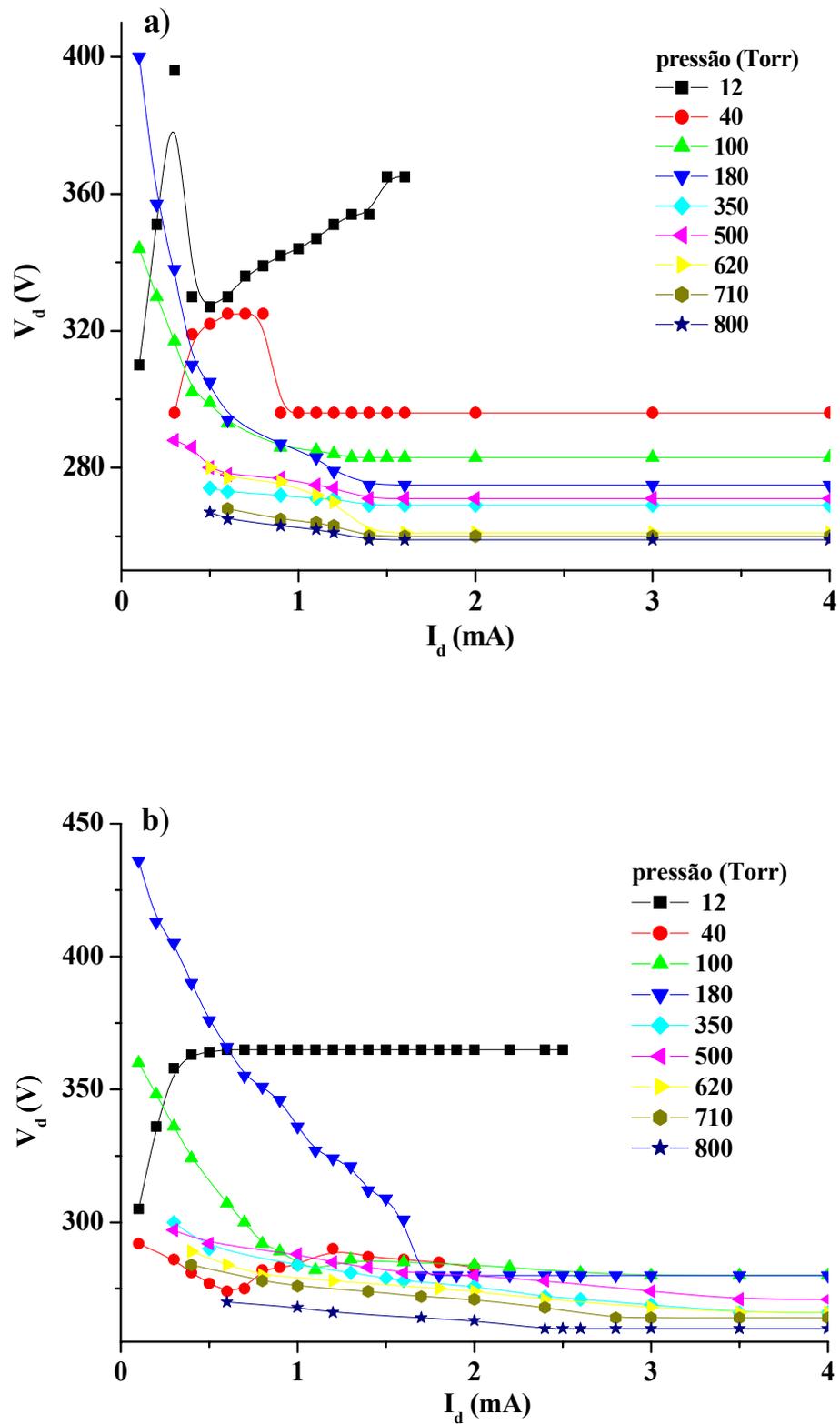


Figura 4.20 (a): Curva de tensão-corrente para descarga em microcatodo oco aberto com furo de diâmetro $D=500\mu\text{m}$, eletrodos de Mo ($100\mu\text{m}$), mica ($d = 250\mu\text{m}$) em Ar no modo CC e (b), para furo de $700\mu\text{m}$.

Evitamos adentrar no modo anômalo da descarga para não superaquecer o dispositivo. Nas pressões baixas, o modo de pré-descarga é observado, onde a curva tem inclinação positiva. Neste tipo de operação, o plasma se comporta como um resistor possibilitando, portanto, a associação de descargas em paralelo. Observamos também que a tensão de sustentação da descarga diminui para pressões maiores, pois as colisões ionizantes aumentam com a elevação da pressão, requerendo então uma intensidade de campo elétrico menor para manter a descarga.

Verificou-se experimentalmente [67] que nas descargas onde $P.D \cong 1 Torr.cm$, os modos de pré-descarga, descarga de catodo oco e normal eram alcançados em função da corrente de descarga. Nos nossos experimentos observamos a presença destes três modos de operação, na mesma curva, nas descargas para $P.D$ variando de $0,72$ a $2,8 Torr.cm$.

Nas operações em pressões elevadas cargas espaciais são formadas pela acumulação de íons positivos lentos (têm baixa mobilidade, comparada aos elétrons). Esta nuvem positivamente carregada tende a distorcer as linhas de campo elétrico, podendo ocasionar a ruptura através da formação de centelhas (“streamers”) [61].

Durante nossos experimentos observamos uma instabilidade nas descargas, nas pressões elevadas, principalmente para furos com diâmetros maiores. Nestas operações observou-se o superaquecimento dos dispositivos e, conseqüentemente, a formação de faíscas no interior do orifício.

Usualmente as descargas sustentadas de microcatodos ocos são operadas no modo luminescente normal, caracterizado pela independência da corrente elétrica com relação à tensão da descarga. Na seção que tratou da ruptura do gás, fez-se a comparação entre as descargas obtidas em várias situações distintas, como para furos diferentes, espessuras diferentes de eletrodos e dielétricos e materiais metálicos diversos.

Para uma dada pressão observou-se que a tensão da ruptura do gás dependia da dis-

tância intereletrodos. De fato, para espaçamentos menores entre catodo e anodo, a intensidade do campo elétrico necessária para induzir a ruptura do gás é conseguida sob tensões elétricas menores. Concluiu-se que o parâmetro importante para a ruptura do gás era o produto $P.d$, onde d é a distância ânodo-catodo. Para $d < 250\mu\text{m}$ observou-se que a descarga pode ocorrer nos vários modos de operação. Para espaçamentos maiores, a descarga se dá preferencialmente no modo luminescente normal.

Observamos também, nos nossos experimentos, que a tensão de sustentação da descarga no modo luminescente normal, numa dada pressão, tem o mesmo valor para eletrodos com espessuras diferentes, para a mesma abertura catódica. Por outro lado deve-se considerar neste tipo de operação, como já visto anteriormente, o produto $P.D$, onde D é o diâmetro do furo catódico, pois este influencia diretamente nos processos de ionização e excitação e, portanto, na operação da descarga.

Durante as investigações sobre o comportamento elétrico das descargas de microcatodo oco aberto, obtivemos a interessante curva de “histerese” de tensão-corrente (figura 4.21), que mostra o salto na intensidade da corrente elétrica com o conseqüente decréscimo na tensão de sustentação da descarga, no momento da ruptura elétrica do gás. Podemos observar nesta figura que, após a ruptura do gás (A), adentrou-se na região de descarga brilhante, no modo Townsend de operação, com baixa corrente elétrica.

Esta descarga foi realizada em ar no modo CC, na pressão de 50Torr , em microcatodo oco aberto, furo com diâmetro de $200\mu\text{m}$, eletrodos de cobre com espessura de $60\mu\text{m}$ e mica com uma espessura de $60\mu\text{m}$. Curvas semelhantes foram obtidas para o argônio em diversas pressões. Nesta região brilhante (B), elevando-se a corrente observou-se a inclinação positiva da curva tensão-corrente. Após ter sido alcançado um certo valor de corrente fez-se o caminho inverso, ou seja, diminuiu-se a corrente até a extinção total da descarga (C e D). Neste caminho de volta obteve-se valores de tensão e corrente de transição

abaixo dos obtidos anteriormente. A partir daí, repetiu-se novamente o experimento e obteve-se a mesma curva. Esta curva mostra que correntes de descarga mais baixas podem ser alcan-

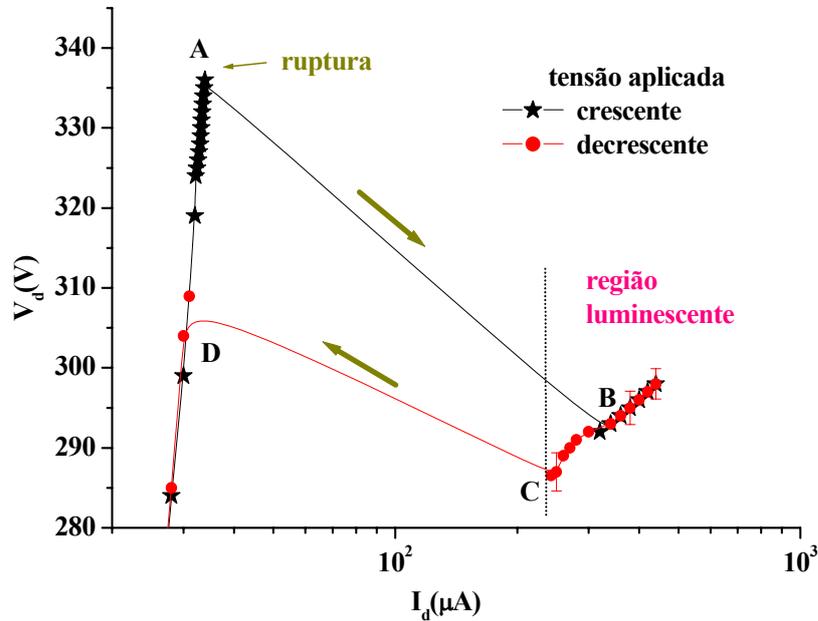


Figura 4.21: Curva de tensão-corrente representativa da região de transição para a descarga auto-sustentada de microcatodo oco aberto, com eletrodos de cobre ($60\mu\text{m}$), mica com espessura $d = 60\mu\text{m}$, furo com diâmetro $D = 200\mu\text{m}$, na pressão de 50Torr. Usou-se o ar como gás e a descarga foi de CC.

çadas, além daquela corrente obtida logo após a ruptura do gás, desde que esta já tenha ocorrido.

Neste experimento mostramos também que a utilização de dispositivos de microdescarga constituídos de dielétricos muito finos, ou seja, com uma distância catodo-anodo muito pequena (inferior a $100\mu\text{m}$), propicia a ruptura do gás na região de pré-descarga brilhante com intensidade de corrente muito baixa, enquanto que dielétricos muito espessos levam à descarga brilhante normal, como dissemos anteriormente.

4.5.1.1 Operação do microcatodo oco aberto com fluxo constante de gás

Embora tenhamos operado as microdescargas no modo estático (sem fluxo de gás)

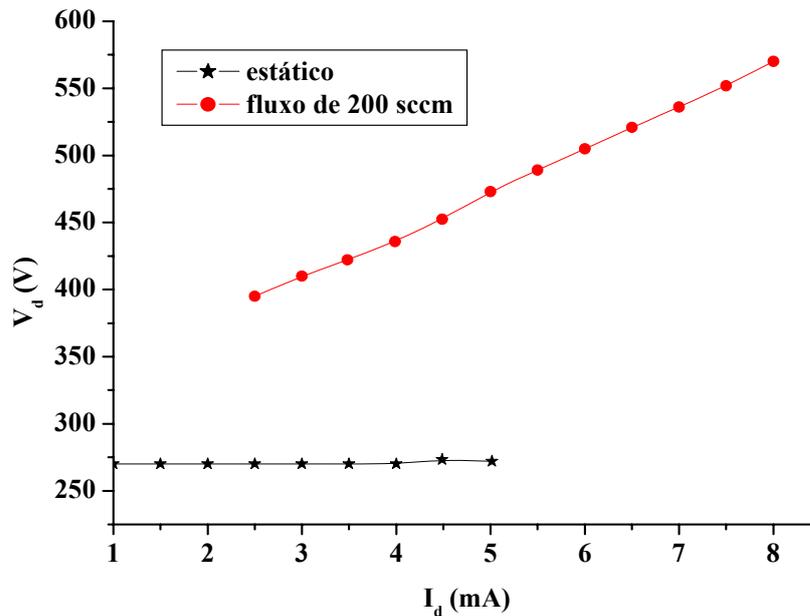


Figura 4.22: Microcatodo oco operado no modo estático ξ (sem fluxo de gás) e com fluxo de 200sccm, com eletrodos de Mo, mica ($250\mu m$), furo com diâmetro $D = 400\mu m$, na pressão de 350Torr, no modo CC em argônio.

na maioria de nossas investigações acerca do comportamento elétrico destas descargas, em alguns experimentos ou aplicações, como no microjato de plasma, a adição de um fluxo constante de gás torna-se importante. Na figura 4.22 observamos o comportamento da curva característica de tensão-corrente, na operação da descarga brilhante com fluxo de gás argônio de 200sccm, injetado diretamente na câmara de descarga.

A primeira observação está na inclinação da curva, que agora mostra um comportamento resistivo do plasma. Isto é uma consequência do fato de que o fluxo de gás reduz os efeitos termais, que levariam a adicionais emissões secundárias de elétrons [25, 60]. O gás não será necessariamente resfriado, mas removido da região da descarga e substituído por gás resfriado.

Observa-se também que a tensão da descarga é significativamente maior quando se opera em fluxo. Penache [25] explica que devido ao fato de que portadores de carga são removidos da região da descarga pelo fluxo de gás, um campo elétrico mais intenso e, por

consequente, uma tensão elétrica maior, são necessários para manter o nível de ionização constante no orifício.

A curva de tensão-corrente, na descarga com fluxo de gás, inicia-se numa corrente maior, comparada com a descarga no modo estático. Isto ocorre porque a intensidade do campo elétrico requerida para solicitar a ruptura do gás, na operação com fluxo, é maior, aumentando a multiplicação de elétrons no efeito avalanche e a descarga, portanto, se inicia diretamente em correntes mais elevadas, em comparação com a mesma descarga operada no modo estático [25].

Portanto, devido à redução da fadiga térmica, a descarga com fluxo pode ser operada com densidade de corrente mais alta. Observamos, também, que na operação com fluxo, a operação da descarga ocorreu no modo anômalo. Verificamos que para correntes mais elevadas ocorriam instabilidades, talvez motivadas pelo aquecimento excessivo devido ao reduzido fluxo de gás, de apenas 200sccm , insuficiente para manter o nível térmico do dispositivo.

Conseguimos operar uma descarga de microcatodo oco em ar atmosférico, como veremos depois, simplesmente injetando gás argônio no sentido do anodo para o catodo, o que estabilizou a descarga (figura 4.48). O diâmetro do furo foi de $250\mu\text{m}$ e a tensão de operação de 191V . No modo estático não há possibilidade de operação estável neste nível de pressão para este diâmetro.

A presença de vapor d'água e poeira também diminuem a tensão de sustentação da descarga, pois abaixam a tensão de ruptura do gás [60]. Deste modo, para que se possa reproduzir um experimento de microdescarga com eficácia, devem-se observar estes fatores de interferência comumente encontrados numa operação em laboratório, além de outros já relacionados anteriormente.

4.5.1.2 Operação em paralelo das descargas de microcatodo oco aberto em dispositivos multifuros

Até agora nos referimos à descarga de microcatodo oco aberto com um único microfuro central, que gerava um plasma luminescente estável de pequena dimensão. Para a maioria das aplicações práticas, plasmas de áreas mais extensas deverão ser gerados. A solução está em se produzir microdescargas associadas paralelamente num dispositivo multifuros. Como vimos anteriormente, na região brilhante de pré-descarga ou descarga de Townsend, caracterizada por correntes baixas, a curva característica de tensão-corrente apresenta variação de resistividade positiva e o plasma comporta-se como um resistor.

A figura 4.23 mostra a curva característica de tensão-corrente de um dispositivo de microcatodo oco aberto contendo 16 furos. O diâmetro dos furos é de $400\mu\text{m}$ e a pressão de operação, de 40Torr . Vimos anteriormente que para esta pressão de operação, o modo de pré-descarga ocorre, o que possibilita a associação em paralelo das descargas, desde que estes microfuros sejam implementados no dispositivo com relativamente boa precisão.

Observa-se nesta figura que, para uma densidade de corrente maior do que àquela correspondente à região de Townsend (A), a transição para a descarga brilhante normal ocorre em um dos furos, acompanhada por uma queda na tensão da descarga. As outras descargas serão sustentadas em corrente baixa, enquanto que a descarga correspondente ao modo normal expande para fora do furo e se alastra na superfície catódica à medida que a corrente aumenta. Quando todas as descargas do dispositivo operam no modo Townsend, o valor da corrente elétrica por furo pode ser estimado simplesmente dividindo a corrente total pelo número de furos que apresentam a descarga.

Quando um ou mais furos começa a operar no regime normal, após elevação da corrente, pode-se dizer que nestes furos a densidade de corrente é maior, isto porque se forma um encadeamento similar ao desenvolvimento das instabilidades térmicas [25, 60] (será visto

posteriormente). Aumentando-se mais a corrente, observa-se que as descargas vão se extinguindo uma após outra ou, em certos casos, a descarga se concentra em apenas um fu-

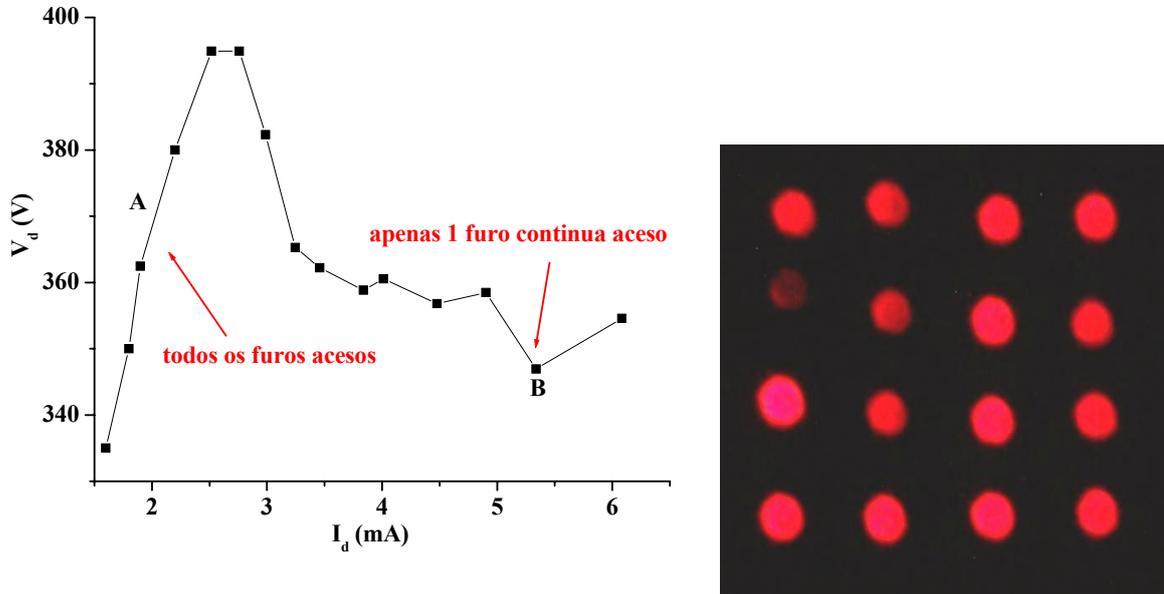


Figura 4.23: Curva de tensão-corrente para uma associação de 16 descargas em paralelo em microcatodo oco aberto operada em Ar no modo CC, com eletrodos de Al ($100\mu\text{m}$), papel de mica com espessura $d = 250\mu\text{m}$, furos com diâmetro $D = 400\mu\text{m}$ e fotografia tirada com filtro laranja mostrando essas descargas acesas.

ro, situação indicada na figura 4.23 pelo ponto B. Isto ocorre por causa do aquecimento que leva à instabilidade térmica.

Uma outra maneira de se obter microdescargas em vários furos simultaneamente em dispositivos de microcatodo oco foi citada no artigo [13]. Neste dispositivo impede-se o alastramento do plasma pela superfície catódica, no modo brilhante normal de operação, simplesmente cobrindo o catodo com uma folha de dielétrico, deixando apenas a abertura catódica exposta, conforme mostra a figura 4.24.

Assim, após a passagem pela região de operação no modo catodo oco, isto se a resistência de carga externa do circuito permitir a ocorrência deste modo de operação, o plasma evolui diretamente para o modo anômalo brilhante, caracterizado pela resistência diferencial positiva, permitindo deste modo a associação em paralelo de outras

microdescargas. Na figura 4.25 obtivemos a curva tensão-corrente para este tipo de microdescarga, para 1, 2 e 4 furos, em folha de cobre e dielétrico de papel de mica com $250\mu\text{m}$ de espessura, furo com diâmetro de $500\mu\text{m}$ e operando no modo CC em argônio, na pressão de 40Torr .

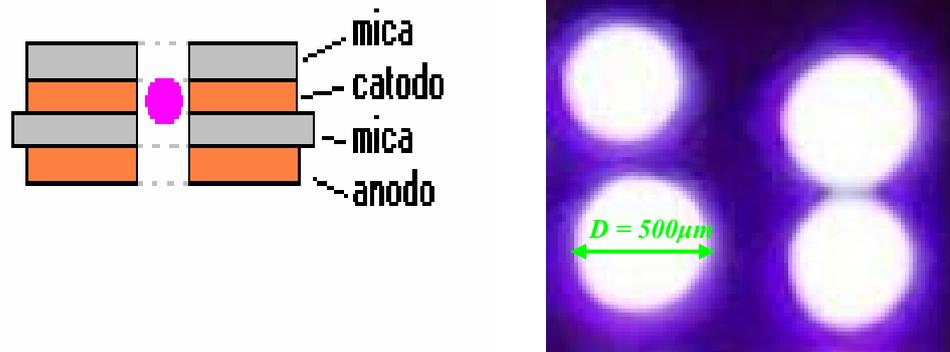


Figura 4.24: Dispositivo de descarga de microcatodo oco aberto com superfície catódica limitada por dielétrico (esquerda) e fotografia de 4 descargas luminescentes neste dispositivo (direita).

Pode-se observar nesta figura a inclinação positiva da curva tensão-corrente e, a partir dela, podemos obter a resistência elétrica de cada associação, para 1, 2 e 4 furos e então, respectivamente, encontramos os valores $R_1=32k\Omega$, $R_2=15k\Omega$ e $R_4=7k\Omega$, aproximadamente. A relação aproximada $R_1= 2R_2= 4R_4$ mostra que, para um determinado valor da tensão de operação da descarga V_d , a intensidade da corrente elétrica total será $I_4=2I_2=4I_1$, respectivamente, para a operação em 4, 2 e 1 furos, e a intensidade da corrente elétrica que flui pelo plasma de um determinado furo será sempre I_1 , com resistência elétrica R_1 .

Para um certo valor de V_d , a intensidade da corrente elétrica para o sistema com 1 furo será dada por $V_d=R_1I_1$ e para um sistema com n furos, a corrente será obtida por $V_d=R_n nI_1$, o que resulta em $R_1=nR_n$.

Assim, cada furo da associação terá características elétricas e ópticas (emissão de luz) similares às da microdescarga gerada num único furo, para um mesmo valor de V_d . A vantagem deste tipo de descarga está na possibilidade de operá-la no regime luminescente

anômalo com valores baixos de intensidade de corrente elétrica, desde que se tome o cuidado para que a transição ao regime de arco não se estabeleça.

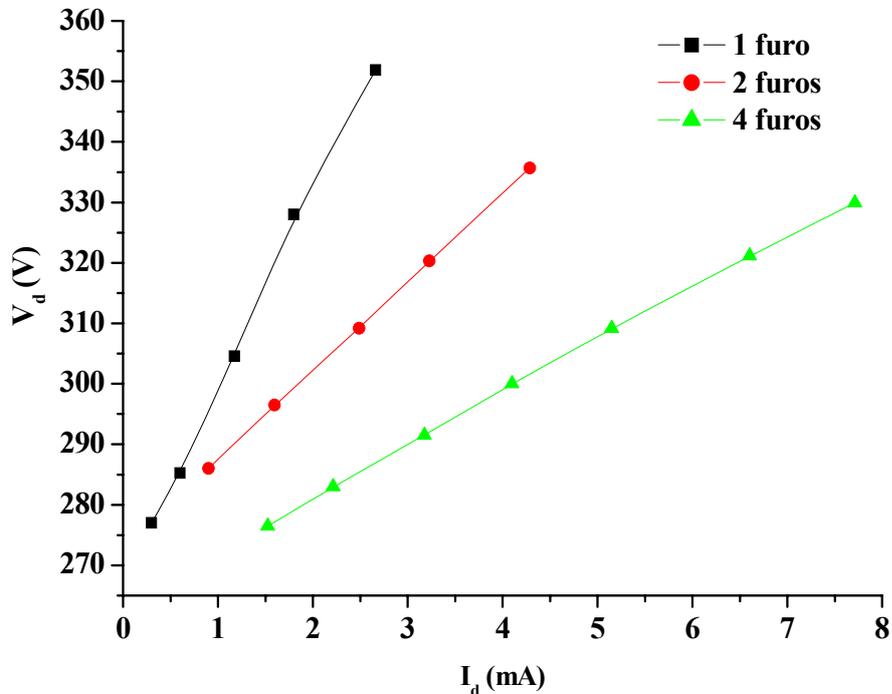


Figura 4.25: Operação em paralelo da descarga de microcatodo oco aberto, com a superfície catódica coberta com um filme de dielétrico, na pressão de 40Torr , em gás argônio, mantendo apenas os furos ($D=500\mu\text{m}$) expostos.

4.5.2 Microcatodo oco fechado e microanodo oco fechado

Nas seções anteriores obtivemos a curva característica de tensão-corrente das descargas de catodo oco aberto. Abordaremos agora outra modalidade de microdescarga, cuja configuração está esquematizada na figura 4.26. Aqui também há duas folhas metálicas separadas por um filme de dielétrico, mas a diferença está no furo, que agora não atravessa todo o conjunto. Este furo cego atravessa uma das folhas de metal e o dielétrico. Para a construção de tal dispositivo, primeiramente perfuramos uma das folhas de metal e o dielétrico, separadamente. Se a folha tem uma espessura maior que $100\mu\text{m}$ ou se o diâmetro

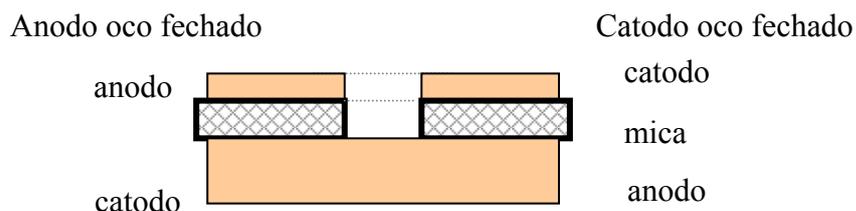


Figura 4.26: Configuração de catodo oco fechado e anodo oco fechado, de acordo com a polarização elétrica dos terminais.

do furo é maior que $400\mu\text{m}$, há a necessidade de se corrigir pequenas imperfeições que surgem na borda do furo durante a perfuração, pois a chapa metálica deverá estar perfeitamente plana. Em seguida, colamos este metal ao dielétrico, tomando-se o cuidado de alinhar os furos e, após a completa secagem, juntamos ao conjunto a outra folha de metal. Garantimos, deste modo, a presença de uma cavidade cilíndrica bem construída, que abrigará a descarga brilhante.

Do ponto de vista da curva de tensão-corrente e da emissão de luz pelos furos, que serão discutidos a seguir, duas descargas distintas podem ser obtidas deste dispositivo: a descarga de microcatodo oco fechado, quando o orifício está no metal polarizado negativamente (orifício catódico) e a descarga de microanodo oco fechado ou descarga de catodo plano com anodo aberto ou também, como é mais conhecida e já fora mencionado anteriormente, descarga de camada de contorno catódico (cathode boundary layer – CBL), quando o furo está no anodo. Basicamente, devemos lembrar que no primeiro tipo mencionado a descarga opera como catodo oco e, no caso da CBL, a operação da descarga é como catodo plano.

A figura 4.27 compara a curva de tensão-corrente de uma descarga luminescente nestas duas configurações, para algumas pressões de operação. Utilizou-se, neste caso, um dispositivo construído com folhas de molibdênio, com espessura de $100\mu\text{m}$, furo de $600\mu\text{m}$, para gerar microplasma de argônio com a utilização de uma fonte de tensão de CC. O

experimento foi implementado para uma pressão reduzida ($P.D$) de $1,2$ a 30Torr.cm , e observa-se que no modo de operação CBL a resistividade do plasma é positiva, enquanto que na operação do microcatodo oco fechado, o modo normal luminescente é mais presente na descarga.

No microcatodo oco fechado, assim como ocorre no microcatodo oco aberto, pode-se dizer que o volume de plasma é reduzido devido ao pequeno livre caminho médio dos elétrons observado nas operações de média e alta pressão, as mais comuns nestes tipos de descarga, e a área do catodo coberta pelo plasma é pequena. Ao elevarmos a corrente elétrica observamos um aumento nesta área, mantendo-se constante a tensão da descarga. Esta região é conhecida como descarga luminescente normal [105]. Comparado com o CBL, o micro-

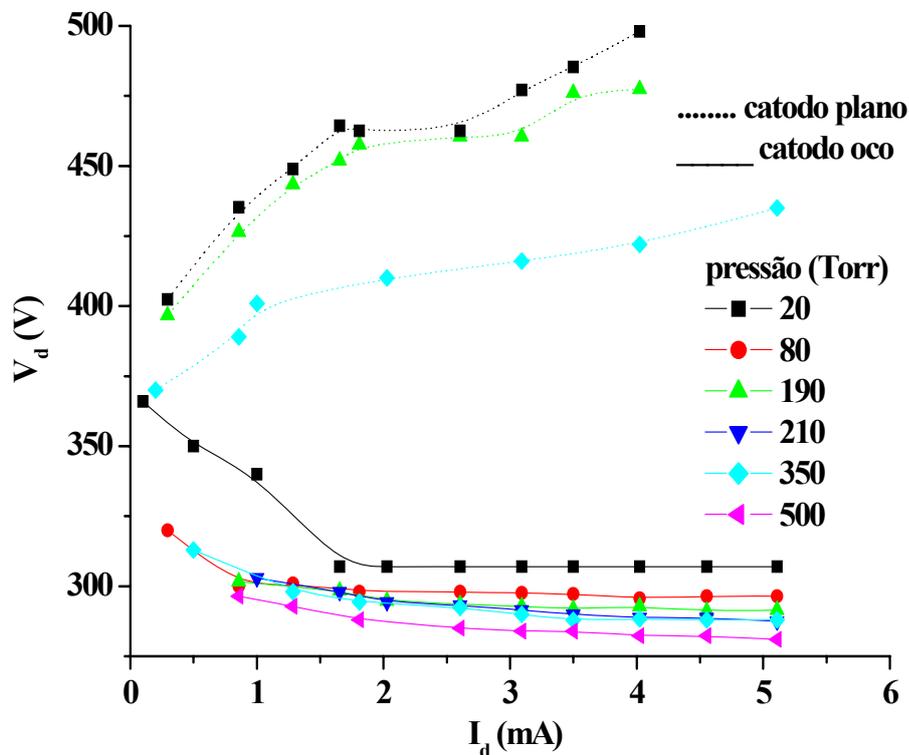


Figura 4.27: Curva de tensão-corrente obtida nas descargas de microcatodo oco fechado (linha cheia) e CBL (linha tracejada), para várias pressões de operação. Os eletrodos são de Mo ($100\mu\text{m}$), a mica tem espessura $d = 250\mu\text{m}$, o furo tem diâmetro $D = 600\mu\text{m}$ e o gás é Ar.

catodo oco possui uma área catódica maior, possibilitando uma maior expansão do plasma.

Na descarga CBL observa-se a inclinação positiva da curva de tensão-corrente, para uma ampla faixa de pressão. A inclinação diminui com a elevação da pressão, o que mostra uma elevação da ionização.

Devido à pequena área catódica, a descarga ocupa praticamente todo o volume do furo e, ao elevarmos a tensão da fonte, elevamos a intensidade da corrente que flui pelo plasma, sem aumentarmos a área de atuação do plasma, elevando portanto a tensão da descarga.

A inclinação positiva resultante na curva de tensão-corrente da descarga CBL mostra que ela tem resistividade positiva, possibilitando a associação em paralelo de diversas descargas.

As operações de CBL são bastante estáveis, e operam por grandes intervalos de tempo em correntes baixas, o que diminui o “sputtering” da região que circunvizinha o furo, inclusive em pressões mais elevadas, reduzindo o transporte do material ejetado do catodo. Se o furo é muito pequeno, este material pode se alojar nas paredes deste furo e curto-circuitar a descarga.

Observa-se também na figura 4.27 que, para uma mesma corrente de descarga, a tensão de sustentação da descarga é maior para a operação de catodo plano (CBL). Este comportamento é bastante conhecido em descargas em baixa pressão de catodo plano e catodo oco convencional.

A figura 4.28 mostra a fotografia obtida destas microdescargas de catodo oco e de catodo plano, nas mesmas condições de operação, para uma corrente elétrica de $4mA$. Os eletrodos são de molibdênio (espessura de $100\mu m$), a mica tem espessura $d = 250\mu m$, o furo tem diâmetro $D = 600 \mu m$ e o gás é argônio. A pressão de operação das descargas foi de $350Torr$ (ver figura 4.27).



Figura 4.28: Fotografias digitais comparando a emissão luminosa através da descarga de catodo oco operando no modo normal (esquerda) e da descarga de catodo plano (direita).

Nesta corrente, a descarga de microcatodo oco está no modo normal de operação. Verificamos que a intensidade luminosa emitida está correlacionada com a potência elétrica da descarga, visto que a luz emitida pela descarga CBL é mais intensa e homogênea para toda a área do orifício, em comparação com a luz mais tênue emitida pela descarga de catodo oco.

Isto mostra, portanto, que a potência elétrica maior verificada na descarga CBL está atuando diretamente no corpo do plasma. Já a figura 4.29 mostra a fotografia digital para dispositivo com furo de diâmetro $D = 1,1\text{cm}$. Aqui, a descarga é operada na configuração de catodo oco (está no modo de catodo oco) e, deste modo, o plasma se concentra no centro do furo e afastado de suas bordas, com intensidade luminosa emitida superior ao da observada na configuração de catodo plano.

Outra característica importante das microdescargas, confinadas em furos com volume bastante reduzido, é a densidade de potência bastante elevada destes microplasmas. Se considerarmos uma descarga cuja tensão de sustentação seja de 300V , para uma intensidade de corrente elétrica de 1mA , quando operada em CC no modo de catodo oco, por exemplo, teremos como resultado uma potência elétrica de $0,3\text{W}$ para uma única descarga acesa.

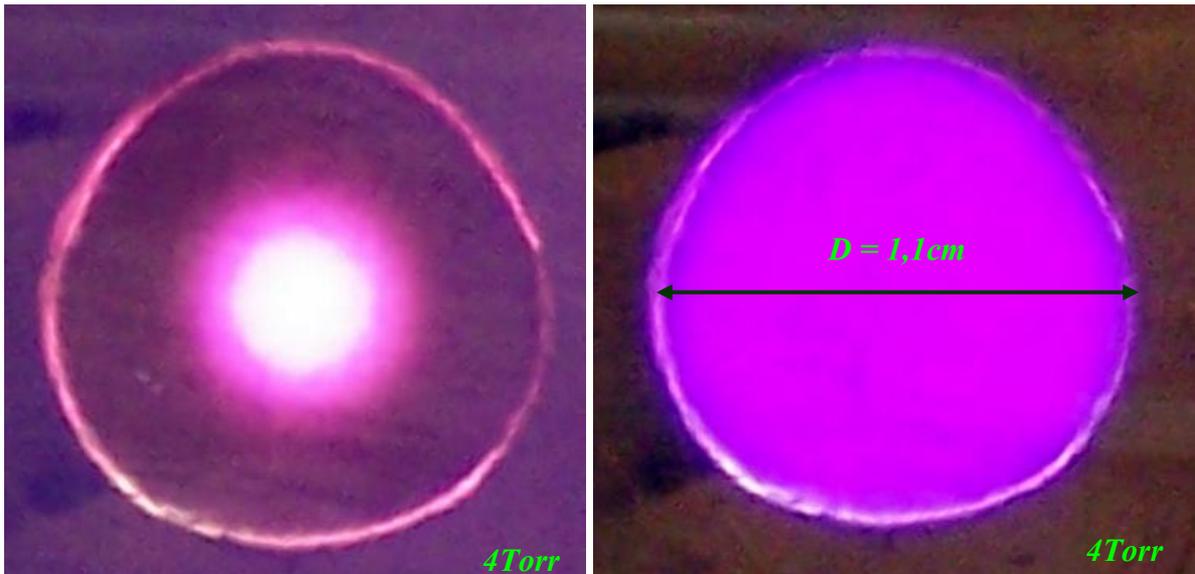


Figura 4.29: Fotografias digitais comparando a emissão luminosa através da descarga de catodo oco operando no modo catodo oco (esquerda) e da descarga de catodo plano (direita). O dispositivo é como o da figura 4.26, o furo tem diâmetro $D = 1,1\text{cm}$ e a pressão de operação é de 4Torr em CC com gás Ar.

Se considerarmos que o volume ocupado pelas regiões de luminescência negativa e de queda catódica é determinado pelo volume da abertura catódica (a região da coluna positiva brilhante não se desenvolve neste processo de descarga de catodo oco) então, para um dispositivo operando esta descarga, cujo furo catódico tenha diâmetro de $200\mu\text{m}$ e a folha metálica com espessura de $100\mu\text{m}$, a densidade de potência elétrica será de $10^5\text{W}/\text{cm}^3$.

A figura 4.30 mostra a curva característica de tensão-corrente de uma descarga em CBL para uma abertura anódica maior, com diâmetro de $1500\mu\text{m}$ ($1,5\text{mm}$), em folha de cobre ($100\mu\text{m}$), para diversos valores de pressão. Pelo fato de se utilizar furo maior, consegue-se atingir maiores correntes elétricas de operação. Uma possível explicação disto está na dissipação de calor através da superfície catódica plana que está em contato com o plasma, possibilitando alcançar correntes maiores no modo anômalo de operação, sem adentrar na região de arco.

A figura 4.31 mostra que qualquer configuração assimétrica associativa de furos é possível para obtenção de descargas CBL num único dispositivo de microdescargas.

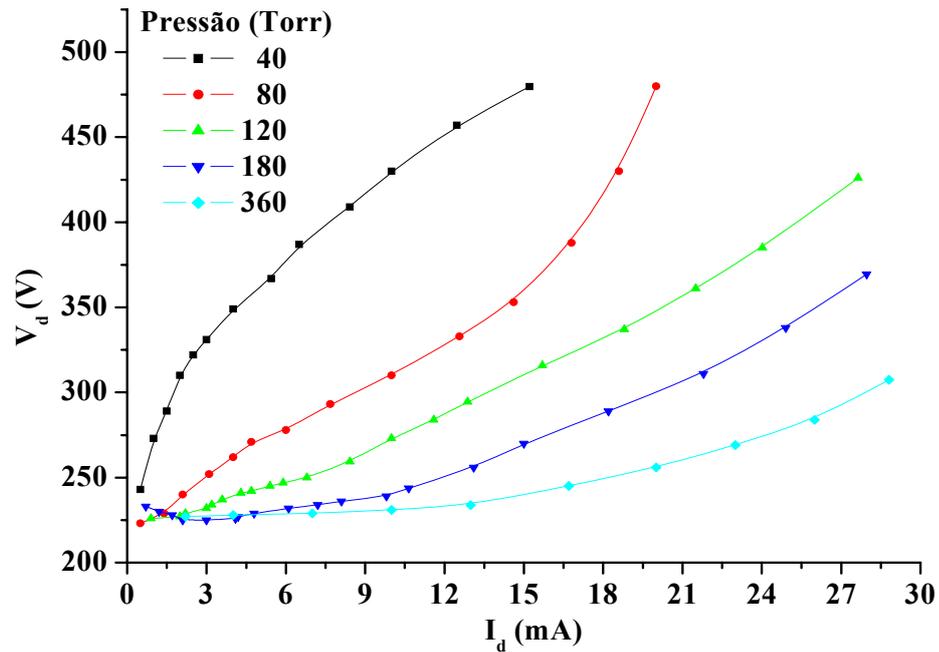


Figura 4.30: Curva característica de tensão-corrente da descarga CBL com diâmetro de furo anódico $D=1500\mu m$, para diversas pressões de operação.



Figura 4.31: Associação em paralelo de microdescargas CBL, em níquel ($20\mu m$), furos com diâmetro $D = 200\mu m$, operada em Ar na pressão de $24Torr$.

Na figura 4.32 compara-se as curvas de Paschen das descargas de catodo oco e plano (CBL), para furo com diâmetro de $300\mu m$, em argônio. O que se fez foi usar o mesmo dispositivo, uma vez polarizado como catodo oco e, na outra vez, como catodo plano. Analogamente aos casos já conhecidos de descargas de catodo plano e oco convencionais à baixa pressão, aqui também podemos observar a eficiência maior de ionização na descarga de catodo oco para valores de $P.d$ menores que $1Torr.cm$. Nestas situações, a geometria de catodo oco requer um menor valor de tensão aplicada para a ruptura do gás. Porém, para pro-

dutos $P.d$ mais elevados (pressões maiores), o efeito de pêndulo é inibido e a descarga na configuração de catodo oco começa a se comportar como uma descarga luminescente convencional. Por outro lado, a descarga de anodo plano (CBL) ocorre com tensões de ruptura menores, para valores de $P.d$ maiores que 2Torr.cm , quando comparamos com a descarga convencional de catodo-anodo planos (figura 4.8). Observamos que de aproximadamente 2 a 20Torr.cm (67 a 670Torr), a tensão de ruptura na descarga CBL praticamente permaneceu inalterada (figura 4.32), o que não ocorre na descarga convencional.

No anseio de se conseguir obter microdescargas em pressões mais elevadas, esbarramos no intrincado e custoso processo de fabricação de dispositivos contendo microfuros com diâmetros inferiores a $100\mu\text{m}$. A dificuldade reside na obtenção de um esmerado furo cilíndrico em dispositivos de multicamadas, mas decerto este empecilho será transposto incontínenti. Furos destas dimensões devem ser realizados com auxílio de lasers.

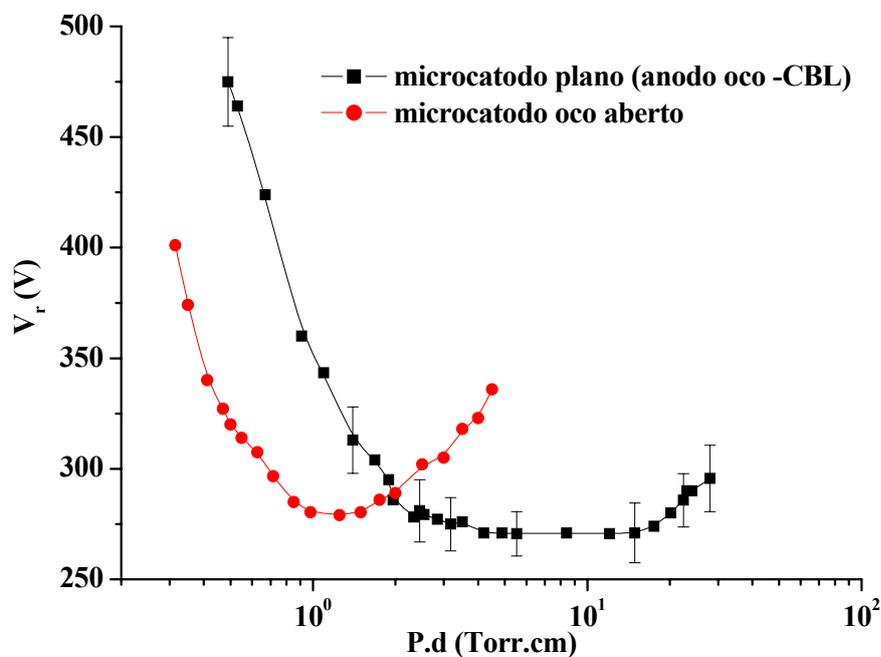


Figura 4.32: Comparativo entre as curvas de Paschen nas descargas de microcatodo oco aberto e CBL para furo com diâmetro $D = 300\mu\text{m}$, em Ar no modo CC.

Uma maneira de contornar esta situação está na construção de dispositivos CBL, como ilustrado na figura 4.33, onde se substitui o furo por uma fenda bastante delgada e comprida [9, 36]. Para a fabricação de tal dispositivo, abre-se uma fenda numa folha de cobre

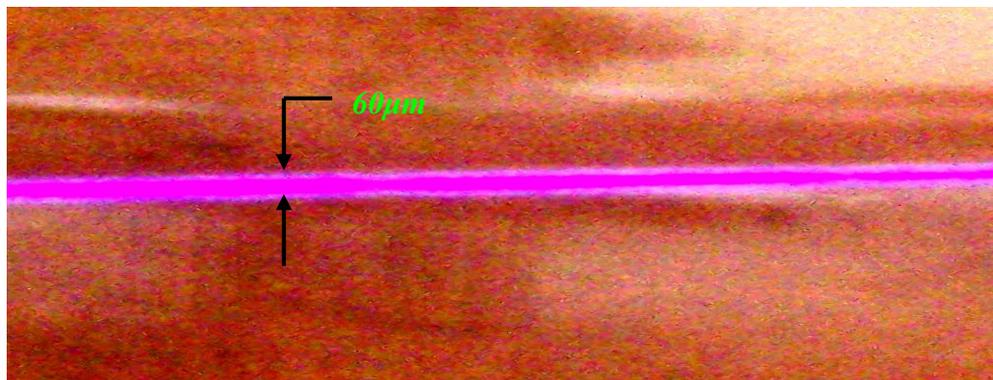


Figura 4.33: Descarga CBL em formato de microestria com largura de $60\mu\text{m}$ e comprimento de 5cm , operando em CC em ar a 620Torr , num dispositivo de cobre.

e igualmente numa folha de mica, com o uso de um dispositivo perfurocortante. A largura da fenda é controlada visualmente com a utilização de um microscópio com uma câmera CCD acoplada. Consegue-se, assim, uma área extensa de plasma em alta pressão, já que se consegue facilmente operá-las em paralelo num mesmo dispositivo.

A descarga CBL é um tipo de descarga luminescente que opera facilmente em alta pressão. Como foi exposto na seção 2.6.7, ela fica restrita às regiões de queda catódica e luminescência negativa, esta servindo como anodo virtual. O plasma da região de luminescência negativa representa o caminho para a corrente atingir o anodo de formato circular (figura 2.7). Estas suposições foram comprovadas [37] através da medida da espessura da camada de plasma. Nós podemos inferir da curva de tensão-corrente da figura 4.30, que a tensão de sustentação da descarga luminescente no modo normal para altas pressões é de aproximadamente 250V e, através de um cálculo simples, verificaremos que esta tensão corresponde àquela da região de queda catódica. A diferença de potencial (ddp) na região de queda de tensão catódica, V_c , é dada por [88]:

$$V_c = \frac{14,5B}{2A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (4.6)$$

onde $A=13,6(\text{cm.Torr})^{-1}$ e $B=235V/(\text{cm.Torr})$ para o gás argônio. O coeficiente de emissão secundário γ , depende do gás, do metal empregado e de sua pureza, e do formato dos eletrodos. De acordo com Chapman [105], valores típicos de γ para bombardeio de átomos Ar^+ em superfície de cobre estão entre 0,03 e 0,7. Para estes valores de γ e usando a equação 4.6, obtemos valores para V_c entre 102V e 443V, fornecendo na média 273V, valor próximo do obtido no gráfico da figura 4.30. Logo, a tensão calculada está próxima da tensão de sustentação medida, se desconsiderarmos a ddp na região de luminescência negativa.

4.5.3 Descarga e microdescarga corona

As descargas elétricas coronas são descargas auto-sustentadas caracterizadas por uma intensa não-homogeneidade da configuração do campo elétrico [54]. Devido à não-uniformidade do campo elétrico, observam-se manifestações de ordem visual de ionização localmente confinada e processos de ionização e excitação ocorrem antes da completa ruptura do gás [61]. Estas descargas ocorrem entre eletrodos com grande diferença de potencial entre si e sua característica principal é a baixa corrente elétrica, além da emissão de um ruído característico.

Na natureza ela é amiúde observada durante as tempestades e, outrora, era conhecida também como Fogo de Sant'Elmo, quando surgia nos cumes dos mastros dos navios e também há registros mais antigos de sua manifestação, quando reluzia nas pontas das lanças erguidas pelos soldados romanos, durante suas marchas pelas regiões montanhosas da Itália. Atribuía-se como uma manifestação Divina o surgimento de tão pitoresco fenômeno, mas essa explicação mágica foge do escôpo de nossa tese.

As configurações que favorecem esse tipo de descarga incluem no mínimo um ele-

trodo que gere um campo elétrico altamente não-uniforme e localmente bastante intenso, como é o caso da configuração da figura 4.34, onde uma alta ddp é aplicada entre um fio e uma placa de alumínio de formato retangular. Observa-se experimentalmente [53] que a intensidade de corrente, da ordem de μA , aumenta com a ddp aplicada. Com a elevação do campo elétrico, a descarga, inicialmente escura e ruidosa, passa para a região de descarga luminescente. Essa luminescência, de coloração azulada (no ar) e de baixa intensidade luminosa, preenche todo o espaço intereletrodos. Devido ao alto campo elétrico, e alta pressão (atmosférica), a reação de três corpos é favorecida e sente-se o intenso odor caracte-

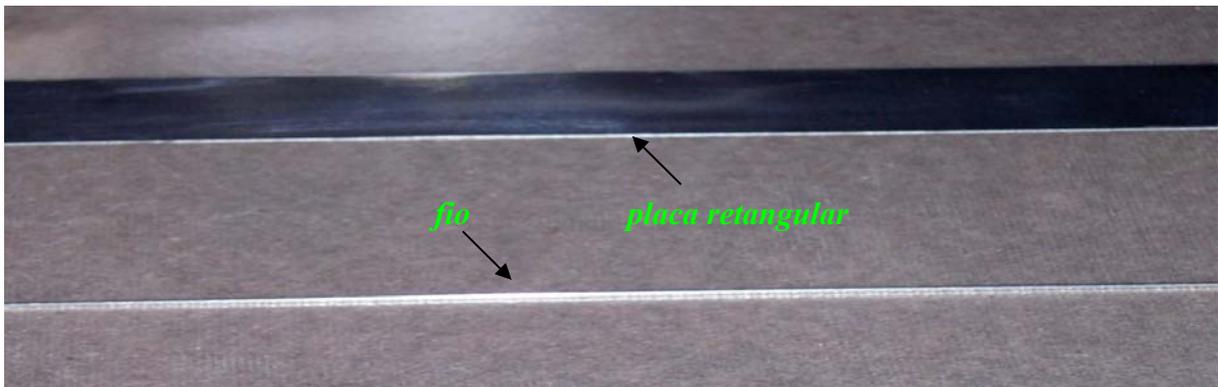


Figura 4.34: Descarga corona obtida entre um fio e uma placa retangular metálica, polarizados sob alta tensão.

rístico da produção de ozônio durante a descarga, que é resultado de tal processo. Aqui, a ionização primária e os processos de excitação ficam restritos à região de intenso campo elétrico, próximo ao fio. Se a ddp entre os eletrodos é aumentada na sequência, a tensão para a ruptura de centelhamento é alcançada, e a descarga corona é agora caracterizada pela propagação de centelhas (“streamers”) em direção ao eletrodo contíguo ao fio. Colocamos em série no circuito um conjunto de resistores para limitar a corrente elétrica e como prevenção para uma possível instabilidade que leve à formação de arco.

Para levantar a curva de tensão-corrente da descarga corona, montamos a configuração elétrica esquematizada na figura 4.35, onde duas placas metálicas igualmente

polarizadas estão simetricamente dispostas em torno de um fio condutor. As placas metálicas são de alumínio com dimensões iguais ($2\text{cm} \times 25\text{cm}$) e espessura de $100\mu\text{m}$. O afastamento entre as placas é de 5cm e, portanto, a descarga corona brilhante ocorrerá entre as placas, numa área extensa de $5\text{cm} \times 25\text{cm}$.

Uma resistência de carga de $275\text{k}\Omega$ foi colocada em série com o fio condutor de Ni-Cr (com diâmetro de $800\mu\text{m}$). Um transformador de tensão de $110\text{-}15000\text{V}$ de corrente alternada (CA) forneceu a ddp necessária, entre o fio e as placas, para o estudo da variação da intensidade de corrente em função da tensão.

Na figura 4.36 é apresentada a curva característica de corrente-tensão da descarga corona efetuada em ar atmosférico e seus modos de operação. A descarga inicialmente não apresenta luminosidade. A partir de 3000V o ruído emitido pela descarga torna-se gradativamente mais intenso. A descarga torna-se brilhante para tensões superiores a 7500V e para uma corrente de 1mA .

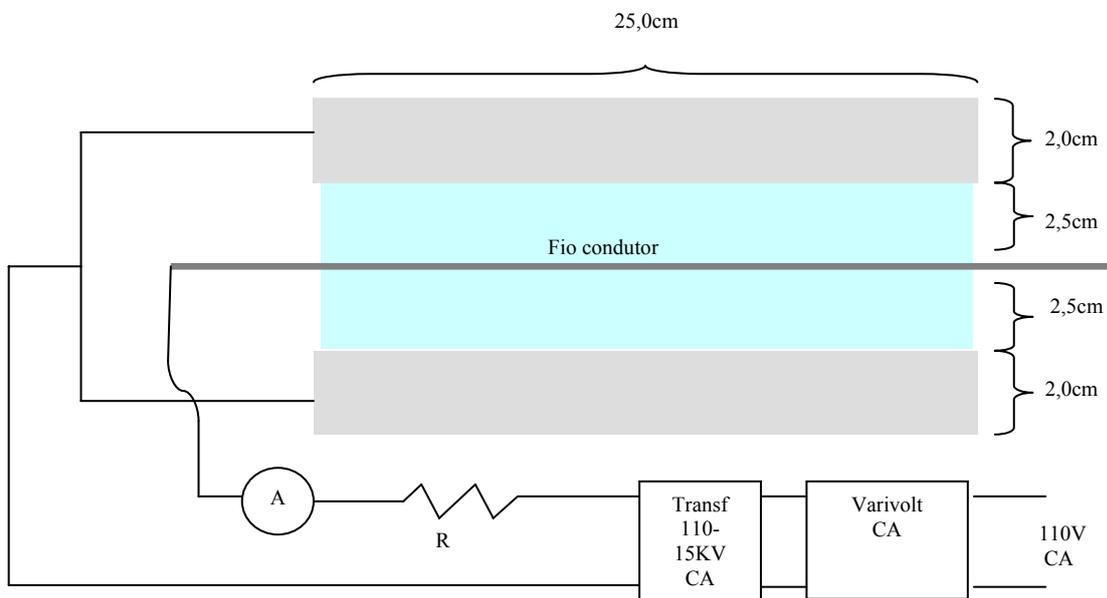


Figura 4.35: Arranjo experimental para obtenção da descarga corona brilhante (coloração azulada, perceptível somente em ambiente escurecido) em ar atmosférico, entre um fio condutor e duas placas retangulares metálicas.

A partir de $9000V$ observa-se a emissão de grupamentos de “streamers” e por volta de $20mA$, esta emissão é concentrada num único arco. Isto é comumente visto entre dois fios postados paralelamente. Colocando-se os dois fios eletrizados na vertical, e afastando-se ligeiramente as pontas da parte de cima (figura 4.37a), verifica-se a formação de um arco na parte inferior e, devido ao calor produzido, vê-se a ascensão deste arco.

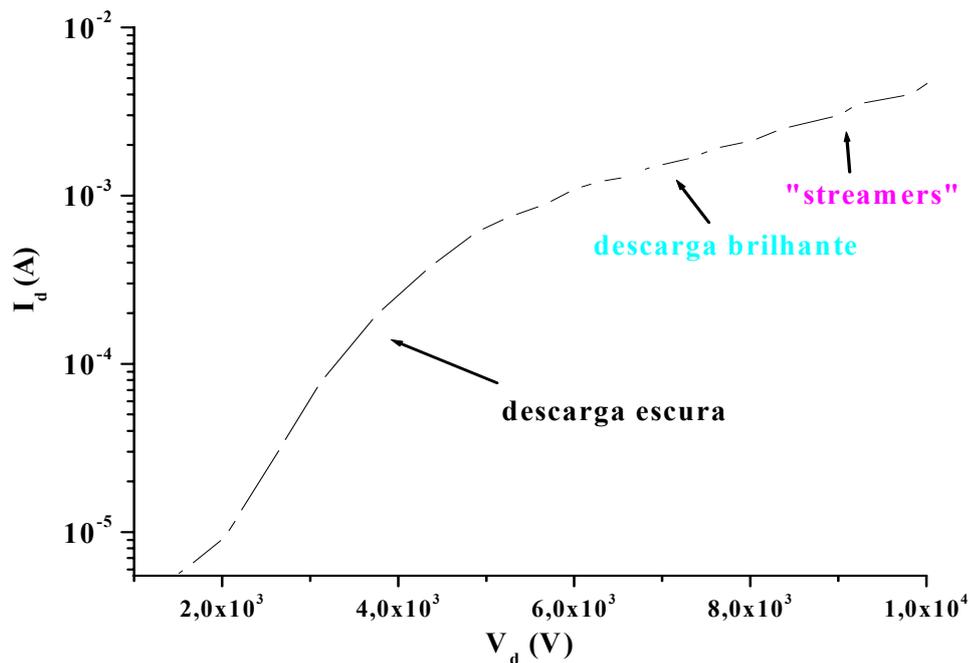


Figura 4.36: Curva característica corrente-tensão de uma descarga corona, operada em ar atmosférico, conforme arranjo da figura 4.35.

Durante o experimento de descarga corona do arranjo representado na figura 4.35, observou-se que há a necessidade do perfeito paralelismo entre as placas metálicas e destes com o fio metálico, para que a descarga corona ocorra em toda a extensão do fio e não fique confinado num único ponto (efeito de ponta). Observa-se que a curva de tensão-corrente tem declividade positiva, mostrando que a descarga brilhante tem resistividade positiva e que o plasma corona funciona como um resistor.

Com isto em mente, montamos dispositivos de microfuros vazados análogos aos

microcatodos ocos abertos e verificamos que todos os furos exibem descargas coronas luminescentes, com baixa corrente de operação. A figura 4.37b mostra um dispositivo de microcatodo oco, com um único furo com diâmetro de $200\mu\text{m}$ e operado em ar atmosférico no modo CA. Para muito baixas correntes, observa-se a descarga corona e o dispositivo não sofre aquecimento. Uma primeira aplicação, por nós proposta, está no emprego das microdescargas como atuadores eletrohidrodinâmicos. Estes atuadores podem mudar o perfil de escoamento em uma asa de avião, alterando o mesmo e reduzindo o arrasto. A figura 4.38a mostra microdescargas acesas na superfície de um protótipo de asa de aeronave. Foram feitos 140 furos com diâmetro de $200\mu\text{m}$ num sistema Al-mica-Al.

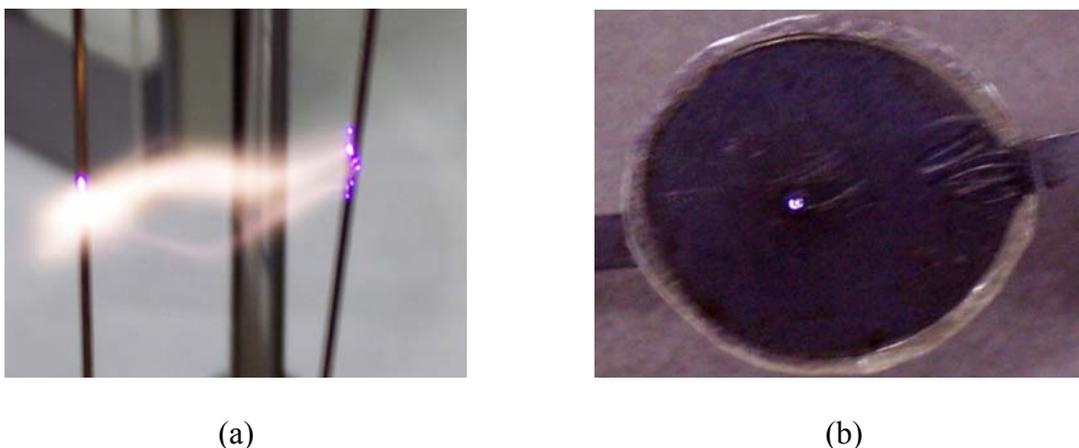


Figura 4.37 (a): Formação de streamers com 8cm de comprimento entre dois eletrodos (ddp de 15kV em CA) e corrente de 40mA . (b): Microdescarga corona em microcatodo oco (furo central com diâmetro de $200\mu\text{m}$), em Mo ($100\mu\text{m}$), operado em ar atmosférico.

Neste tipo de configuração, observa-se que as microdescargas coronas luzentes pululam uma após outra, ruidosamente, nas microperfurações abertas sobre a superfície metálica que constitui o protótipo da asa de um avião. Este e outros protótipos serão usados futuramente para o estudo do perfil de escoamento no laboratório Prof Cheng de túnel de vento do ITA, como uma das aplicações das microdescargas. Na figura 4.38b temos o arranjo experimental da figura 4.35 montado sobre um protótipo de asa, com dois fios condutores dispostos paralelamente a duas placas metálicas, alternadamente.

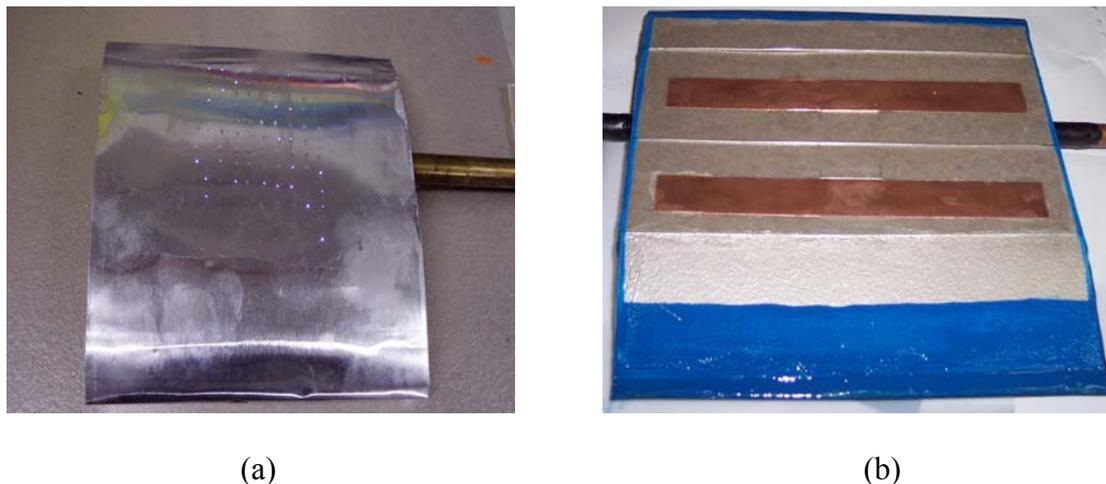


Figura 4.38 (a): Protótipo de asa de aeronave com algumas microdescargas corona acesas. (b): Protótipo de asa de aeronave com circuito montado análogo ao da figura 4.35.

4.5.4 Microcatodo oco tubular: microjato de plasma

Ao invés de utilizar furos na superfície de um metal a fim de gerar microplasmas de catodo oco, podemos utilizar microtubos para este fim [7, 9]. A vantagem na utilização de microtubos está na produção de microdescargas que se estendem na forma de microjatos, alimentados pelo fluxo de gás que atravessa este tubo. O tubo capilar deverá ter um diâmetro interno que propicie a operação do jato no modo catodo oco em pressões elevadas. Para a geração de microjatos de argônio em ar atmosférico nós utilizamos tubos capilares de aço inoxidável, com diâmetro interno (D) de $150\mu\text{m}$ e outro de $400\mu\text{m}$ e aproximadamente 4cm de comprimento.

A figura 4.39 mostra o diagrama esquemático de um tubo capilar em operação e a fotografia digital ampliada de um microjato de plasma de argônio em ar atmosférico. A figura 4.40 mostra as fotografias digitais de diversas descargas em operação. A descarga foi gerada usando-se um gerador de tensão de CC e uma resistência de carga R múltiplo de $47\text{k}\Omega$ necessária para limitar a corrente elétrica até no máximo 10mA . O tubo foi polarizado negativamente e uma chapa metálica (ou tela) de molibdênio serviu como anodo. A distância

(L) entre a abertura do tubo e este anodo pôde ser variada através de dois micrômetros independentes, um atuando no catodo e o outro no anodo. Deste modo, estudou-se as caracte-

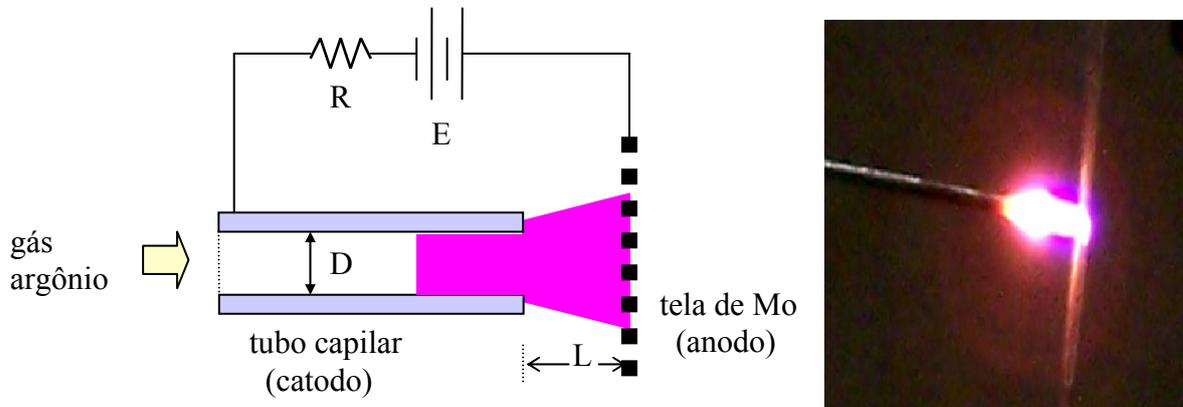


Figura 4.39: Diagrama esquemático de um tubo capilar e a fotografia digital de um microjato.

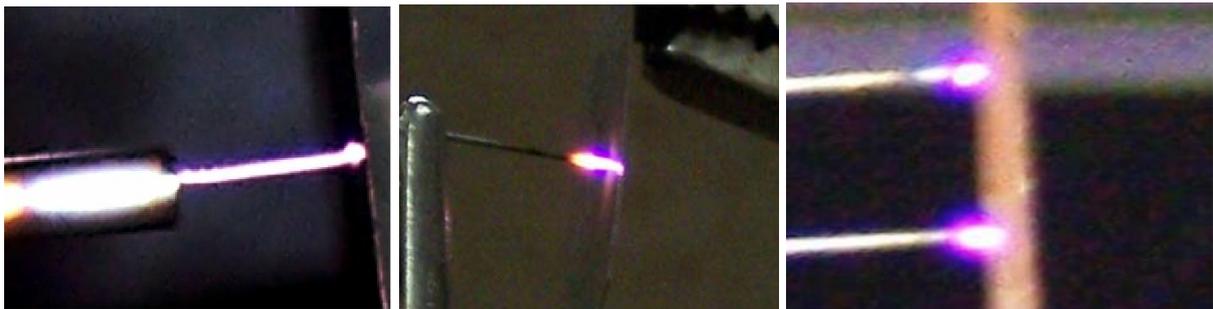


Figura 4.40: Fotografia digital de microjato de plasma de argônio operando em ar atmosférico: tubo capilar com diâmetro de $400\mu\text{m}$ (esquerda) e com diâmetro de $150\mu\text{m}$ (centro). À direita temos uma associação em paralelo de dois microjatos, tubos capilares com diâmetro interno de $150\mu\text{m}$, cada um acoplado a um resistor de $10\text{k}\Omega$.

rísticas desta microdescarga em função dos seguintes parâmetros: tensão de sustentação do plasma, corrente elétrica da descarga, distância L e fluxo do gás.

A figura 4.41 mostra a curva de tensão-corrente de um microjato de argônio exposto em ar atmosférico. O diâmetro interno do tubo é de $400\mu\text{m}$ e o fluxo de argônio, de 200sccm . Esta curva foi obtida para vários valores de L . Inicialmente, induziu-se a formação da descarga através de um faiscador, para um valor de $L < 0,2\text{mm}$ e, a partir daí, variou-se L lentamente, até o seu valor desejado. Para este tubo especificamente com diâmetro interno de $400\mu\text{m}$ observou-se o seu superaquecimento, e até mesmo a sua fusão, para operações com

fluxo menor que 200sccm . Nesta curva, inicialmente observa-se uma ligeira queda na tensão de sustentação da descarga à medida que a corrente se eleva.

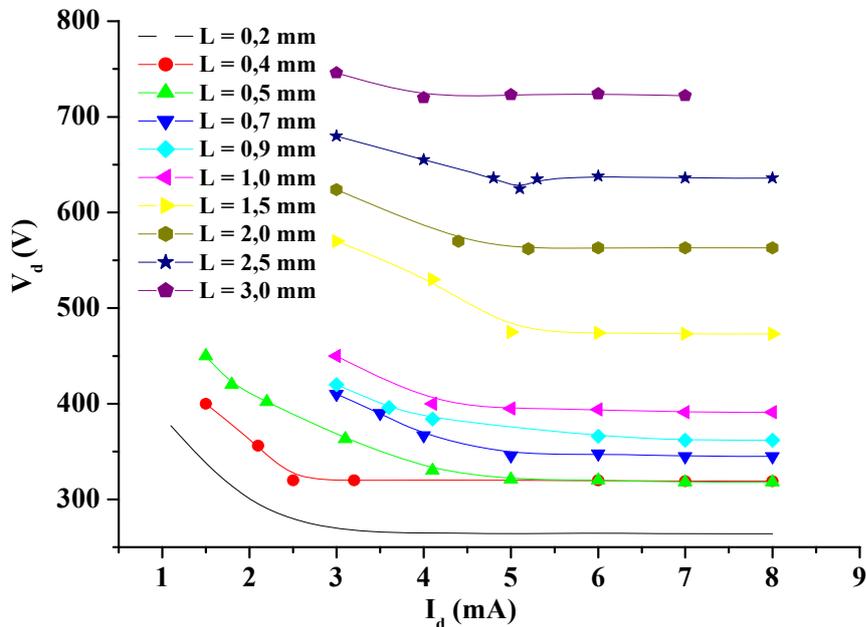


Figura 4.41: Curva característica de tensão-corrente de um microjato de plasma de argônio em ambiente atmosférico, tubo com diâmetro interno $D = 400\mu\text{m}$, fluxo de gás $\Phi = 200\text{sccm}$ e para várias distâncias de separação entre catodo e anodo (L).

Isto pode ser explicado pelo aquecimento da extremidade do tubo, acarretando a emissão termiônica de elétrons [7]. Um fluxo mais elevado de gás refrigera a extremidade do tubo e evita seu superaquecimento. Aumentando-se L , aumenta-se a tensão da descarga, e esta dependência torna-se linear para grandes valores de L , superiores a 1mm . Na operação do microjato de plasma para grandes valores de L necessita-se de intensidades maiores de corrente elétrica. Estes comportamentos podem ser vistos na figura 4.42, para várias correntes elétricas de operação. A linearidade observada entre V_d e L (para grandes valores de L) sugere uma interessante comparação entre este tipo de descarga e a descarga luminescente de catodo-anodo planos clássica. Neste, o campo elétrico é praticamente constante na região da coluna positiva, para grandes valores da distância intereletrodos. Esta comparação foi

observada por Sankaran [7] e nós iremos explorar mais este fato, inclusive obtendo um cálculo aproximado da densidade de elétrons e sua variação em função de L .

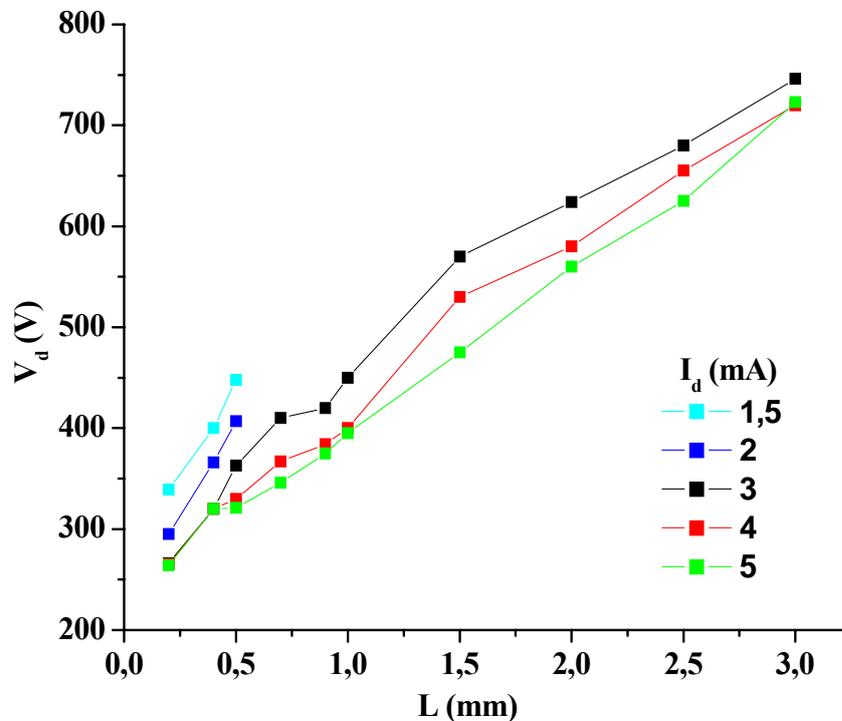


Figura 4.42: Curva da tensão de sustentação da descarga de microjato de plasma de argônio em ar atmosférico, em função da distância entre o catodo tubular e o anodo.

A figura 4.43 mostra a variação da intensidade do campo elétrico em função da distância L entre o catodo tubular e o anodo, para algumas correntes elétricas de operação da descarga. Observa-se que a intensidade deste campo diminui quando se aumenta a distância L entre catodo e anodo até aproximadamente 2mm . Para $L > 2\text{mm}$ a intensidade do campo elétrico E é praticamente constante.

Nesta região para o qual E é constante, a densidade de elétrons n_e pode ser estimada, numa primeira aproximação, a partir dos parâmetros elétricos da descarga, do campo elétrico E , da densidade de corrente elétrica j e da mobilidade do elétron μ_e [61]: $j = n_e e \mu_e E$, onde e é a carga elementar. Mantendo-se a temperatura T do gás constante, a mobilidade torna-se inversamente proporcional à pressão P . A mobilidade reduzida para o

argônio na temperatura ambiente é dada por $(\mu_e p)_{T_0} = 0,33 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ Torr/V.s}$ [60]. Em artigos recentes obtêve-se a temperatura do gás argônio $T \cong 1100\text{K}$, numa descarga luminescente na pressão atmosférica, para uma corrente de aproximadamente 5mA [48].

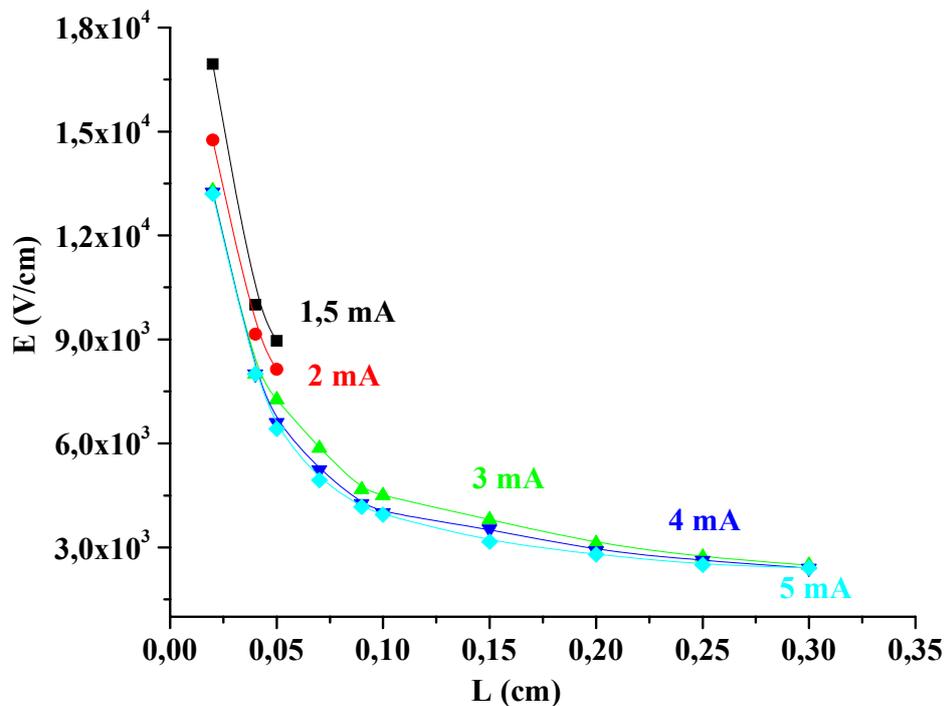


Figura 4.43: Intensidade do campo elétrico em função da distância intereletrodos, para descarga de microjato de plasma com $D = 400\mu\text{m}$, $\Phi = 200\text{sccm}$ e para várias correntes elétricas de operação.

Levando-se esta elevada temperatura do gás em consideração, iremos supor que a mobilidade reduzida dependa linearmente de T , visto que o livre caminho médio do elétron é diretamente proporcional a T e a mobilidade é diretamente proporcional ao livre caminho médio (na referência [61] demonstra-se que $\mu.P$ é diretamente proporcional a $T^{1/2}$, mas observa-se também que esta relação não concorda com os resultados experimentais disponíveis). Portanto, para $T = 1100\text{K}$, obtemos $\mu_e = 1,59.10^3 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Para grandes valores de L , a intensidade do campo elétrico é de aproximadamente 2400V/cm , segundo valores observados na figura 4.43. Para uma corrente elétrica de 5mA , a densidade de corrente elétrica

no microjato será de $4A/cm^2$ e, finalmente, encontramos $n_e=6,55.10^{12}cm^{-3}$. A densidade de potência $P = jE$ para este caso pode ser calculada a partir destes dados experimentais, resultando em $P = 9,6kW/cm^3$.

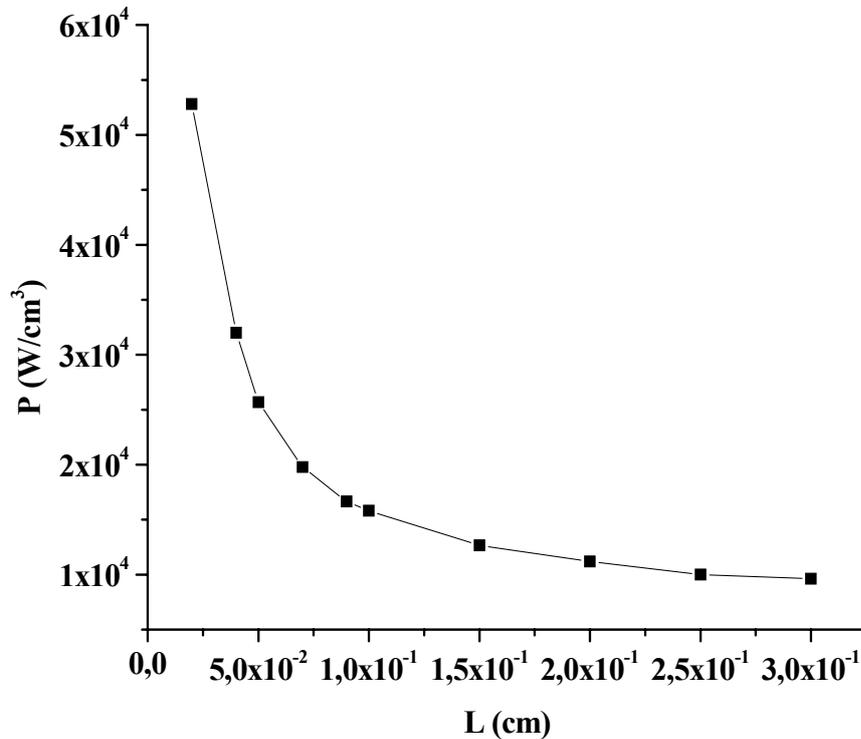


Figura 4.44: Curva da densidade de potência elétrica em função da distância intereletrodos, para descarga de microjato de plasma com $D = 400\mu m$, $\Phi = 200sccm$ e corrente de descarga de $5mA$.

A figura 4.44 mostra a variação da densidade de potência elétrica com a distância entre o catodo oco tubular e o anodo L , para uma corrente elétrica de operação de $5mA$. Também para esta corrente construiu-se a curva da variação da densidade de elétrons em função de L (figura 4.45).

Observa-se que a densidade de elétrons aumenta com L , para uma corrente elétrica mantida constante. Uma possível explicação está no aumento da tensão elétrica de sustentação de uma descarga mais longa.

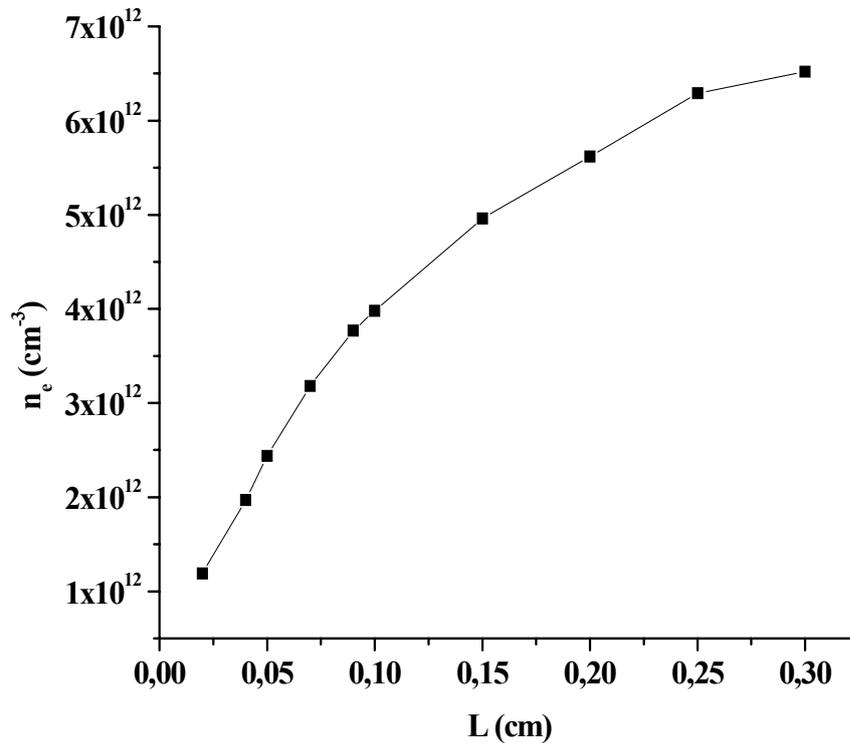


Figura 4.45: Densidade de elétrons em função da distância entre cátodo e ânodo no microjato de plasma de argônio operado em ar atmosférico, $D = 400\mu\text{m}$, $\Phi = 200\text{sccm}$ e corrente de descarga de 5mA .

A figura 4.46 mostra a variação do campo elétrico em função da corrente elétrica da descarga, de acordo com dados obtidos do gráfico da figura 4.41, para vários comprimentos do microjato de plasma, operado em ar atmosférico. Para todos os microjatos estudados, curtos e longos, verifica-se na figura 4.46 que para operações com correntes elevadas o campo elétrico permanece inalterado, levando a uma saturação deste. Para distâncias cátodo-ânodo (L) menores (jatos curtos), a intensidade do campo elétrico é maior. Jatos mais longos ($L > 2\text{mm}$) operam sob campos elétricos com intensidades comparáveis entre si.

A figura 4.47a mostra um outro tipo de microdescarga extensa sustentada, brilhante e ruidosa, expandida através do uso do fluxo intenso de argônio que flui por um tubo com diâmetro interno de 3mm . O tubo foi polarizado negativamente e uma folha de metal posicio-

nada na frente do tubo foi usada como anodo. Pela abertura do tubo liberou-se um intenso fluxo de gás argônio, em ambiente atmosférico. Aproximando-se bastante o tubo do anodo, e fornecendo-se uma ddp de mais de $1000V$ entre eles, rompeu-se uma descarga com o auxílio de um faiscador. A partir daí, afastou-se lentamente o anodo do tubo, através de um micrôme-

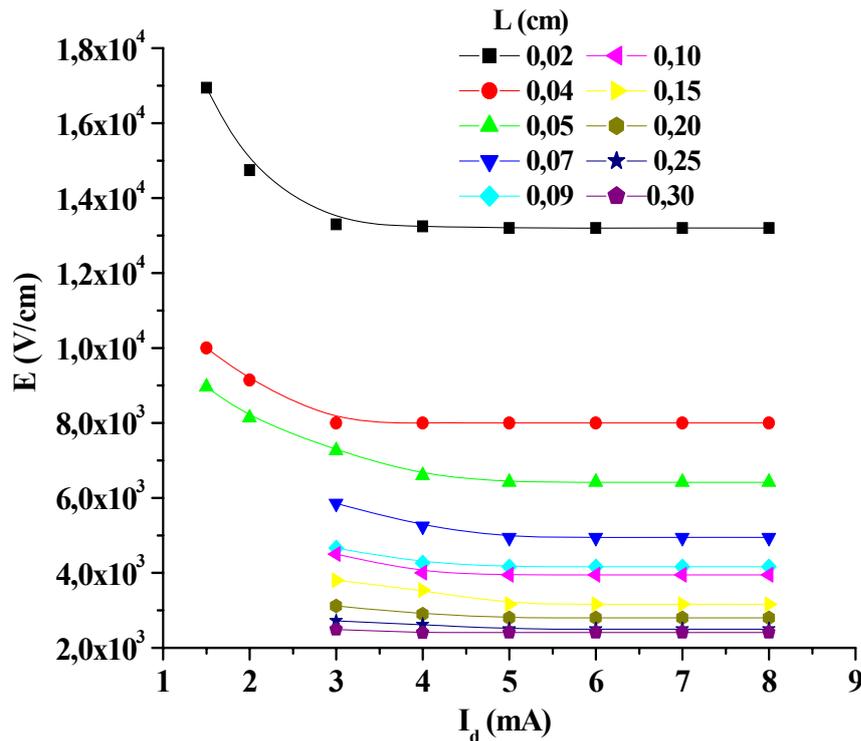


Figura 4.46: Campo elétrico em função da corrente da descarga para vários comprimentos (L) do microjato de plasma de argônio operado em ar atmosférico, $D = 400\mu m$ e $\Phi = 200sccm$.

tro acoplado a este, e aumentou-se lentamente a corrente da descarga, para mantê-la continuamente acesa. Agindo desta maneira, conseguiu-se estender a descarga brilhante, inicialmente com aproximadamente $100\mu m$ de comprimento, até $3,5cm$ de comprimento, conforme mostra a figura 4.47a. Observou-se que devido ao diâmetro muito grande do tubo não havia descarga dentro do tubo e que, portanto, o efeito catodo oco não ocorria. O tubo servia apenas como elemento direcionador do fluxo de gás.

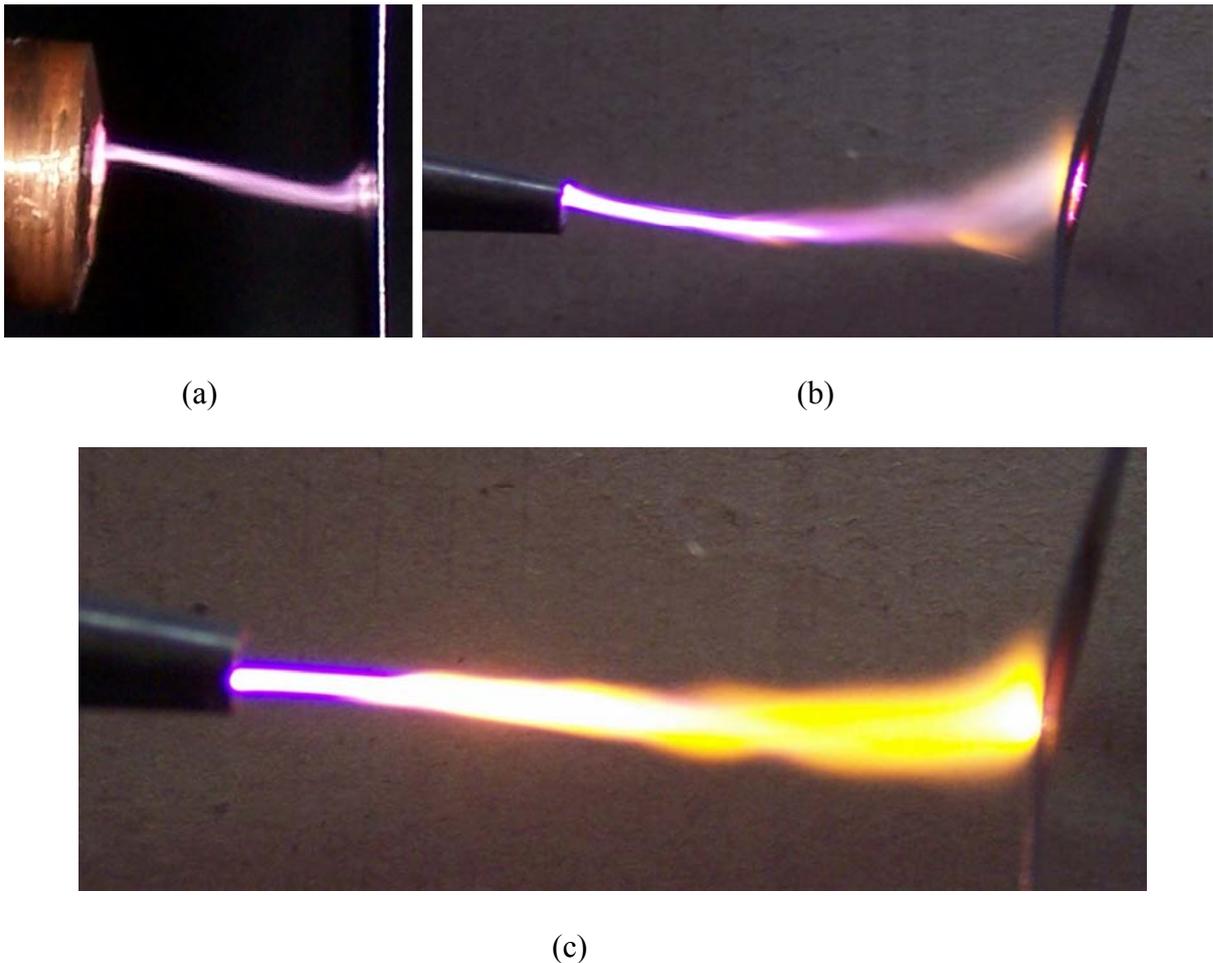


Figura 4.47(a): Descarga estendida no modo CC mantida por fluxo de argônio em ar atmosférico. (b) e (c) Descargas brilhantes idênticas ao caso (a), mas agora operando em CA, variando de 5000 a $15000V$, respectivamente, com $10cm$ de comprimento.

Operando-se no modo corrente alternada (CA), obteve-se um plasma sustentado estendido de $10cm$ de extensão, na tensão de aproximadamente $12000V$, e verificou-se o aquecimento e fusão da grade metálica de aço (figura 4.47b, c). Devido ao fluxo de gás, neste caso, a extremidade do tubo não sofreu aquecimento.

Usando-se o princípio de funcionamento do microjato de plasma, substituiu-se o microtubo pelo dispositivo de microcatodo oco. Fixou-se o dispositivo dentro de um tubo de poliacetal (isolante elétrico) e introduziu-se gás argônio no sentido do anodo para o catodo (figura 4.48). O diâmetro do furo foi de $250\mu m$, com eletrodos de Mo (espessura de $100\mu m$) e mica como dielétrico ($250\mu m$ de espessura).

Esta descarga não ocorre em ar na pressão atmosférica, no modo estático (sem fluxo de gás), para este diâmetro. Contudo, observou-se a formação de um plasma estável, no modo catodo oco e normal, quando se operou com um fluxo de 200sccm , ou mais.



Figura 4.48: Descarga de microcatodo oco operando em ar atmosférico, para furo com diâmetro $D = 250\mu\text{m}$, eletrodos de Mo com $100\mu\text{m}$, fluxo de gás argônio $\Phi = 200\text{sccm}$ e tensão de descarga de 191V , para uma corrente elétrica de $2,5\text{mA}$.

Quando o fluxo de gás flui no sentido oposto, ou seja, do catodo para o anodo, não se observa uma descarga estável. Isto se explica, talvez, pelo fato do fluxo de gás, neste caso, dificultar a aproximação dos íons à região catódica, dificultando a colisão íons-catodo e subsequente emissão de elétrons secundários. Então, não se estabelece a descarga no modo catodo oco, não se observando o efeito de catodo oco.

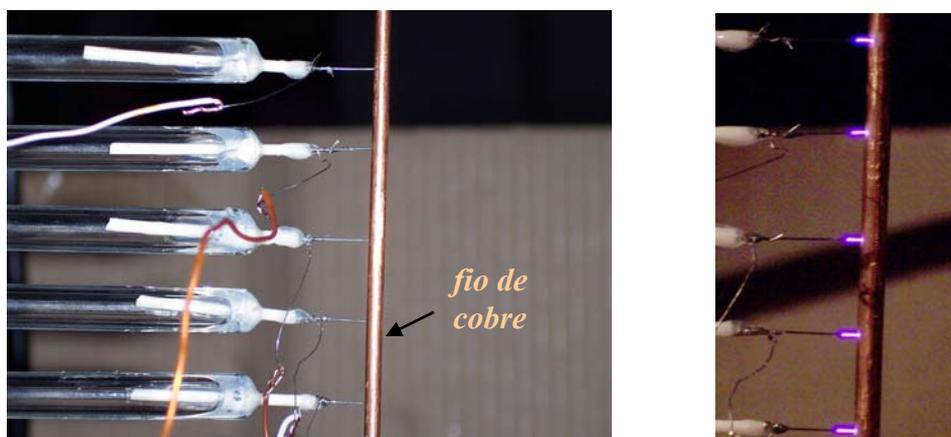


Figura 4.49: Associação de 5 microjatos de plasma de argônio em ar atmosférico. O diâmetro interno do tubo é de $150\mu\text{m}$ e cada um foi ligado a um resistor de $470\text{K}\Omega$. A figura da direita mostra as descargas acesas.

Em trabalhos posteriores pretendemos explorar os microjatos de plasma em diversas aplicações como, por exemplo, a deposição de DLC (diamond like carbon) em substratos aquecidos, com o uso de microjatos de gás composto por metano e hidrogênio [7] e a produção de gás ozônio através da mistura O_2/Ar .

Para aumentar a área útil do plasma nestes microjatos, com vistas a essas futuras aplicações, deveremos associá-los em paralelo, utilizando resistor em cada microtubo, já que a curva de tensão-corrente não apresenta comportamento resistivo positivo. Na figura 4.49 apresentamos um conjunto de 5 microjatos associados em paralelo com resistores individuais idênticos e de valor igual a $470k\Omega$. O tubo de aço que serviu como catodo tem diâmetro interno de $150\mu m$, o fluxo de gás argônio foi de $200sccm$ e o microjato foi gerado em ar atmosférico em CC. Um fio condutor de cobre serviu como anodo.

Estas associações bastante estáveis são operadas em correntes baixas, de poucos miliampéres. Neste processo, o próprio fluxo de gás refrigera o tubo, podendo-se assim operá-lo por longos intervalos de tempo.

4.6 Efeitos térmicos

Nas descargas de CC em alta pressão um dos problemas que devemos evitar, a fim de não inutilizar permanentemente o dispositivo experimental, é a contração da descarga (filamentação) seguida pela transição da região brilhante para o regime de operação em arco, se a corrente elétrica é aumentada [25]. Esta transição é a razão principal da instabilidade térmica que ocorre em correntes elevadas. A instabilidade térmica perturba as descargas homogêneas em pressões elevadas podendo dar origem a correntes suficientemente altas, independente da geometria da descarga [60]. O mecanismo de instabilidade é explicado pela elevação da temperatura T do gás no ponto de operação, seguido pela redução da densidade N

de partículas neutras do gás ($P = NK_B T$) e por conseguinte pelo aumento do campo elétrico reduzido E/N . Assim, a energia do elétron aumenta, tornando mais eficiente a ionização e elevando, portanto, a densidade de corrente, que leva a um novo aumento da temperatura [25]. O mecanismo para a geração e desenvolvimento da instabilidade térmica é uma cadeia fechada de elementos causais, $T \uparrow N \downarrow E/N \uparrow J \uparrow n_e \uparrow T \uparrow$, que poderá dar início em qualquer um destes passos [60] e cuja taxa de crescimento é determinada pelo aquecimento do gás.

A contração da descarga pode ser evitada usando-se gás com alta condutividade térmica, ou misturando-se pequena quantidade de gás molecular com gás nobre [25]. Pode-se usar um fluxo alto de gás ou ainda resfriar os eletrodos com fluxo de água, mas esta última não pode ser aplicada nestes microdispositivos. Efetivamente, pode-se evitar o efeito térmico simplesmente com o uso de correntes elétricas de baixa intensidade e tempos não muito longos de operação.

Na figura 4.50b é mostrada uma contração incipiente da microdescarga de catodo oco, com furo de diâmetro $D = 300\mu m$, eletrodos de cobre com espessura de $100\mu m$ e mica como isolante, operada em argônio na pressão de $620Torr$, na corrente de $10mA$. Observa-se a contração inicial do volume de plasma, que na situação de corrente mais baixa (figura 4.50a) se posicionava circularmente em torno do orifício catódico. Se aumentarmos ainda mais a corrente, observaremos o aparecimento da descarga filamentária na superfície catódica (Figura 4.50c). Para correntes ainda maiores, por volta de $25 mA$, faíscas são vistas dentro do furo (Fig. 4.50d) e a descarga torna-se altamente instável.

A densidade de potência no canal de descarga varia, influenciando nos processos de excitação e ionização, como indicado na figura pela diferença da cor da luz emitida [25]. Nas descargas com catodo de cobre observamos uma coloração esverdeada na luz emitida na situação de corrente elevada, indicando que uma possível emissão de vapor do material catódico esteja ocorrendo.

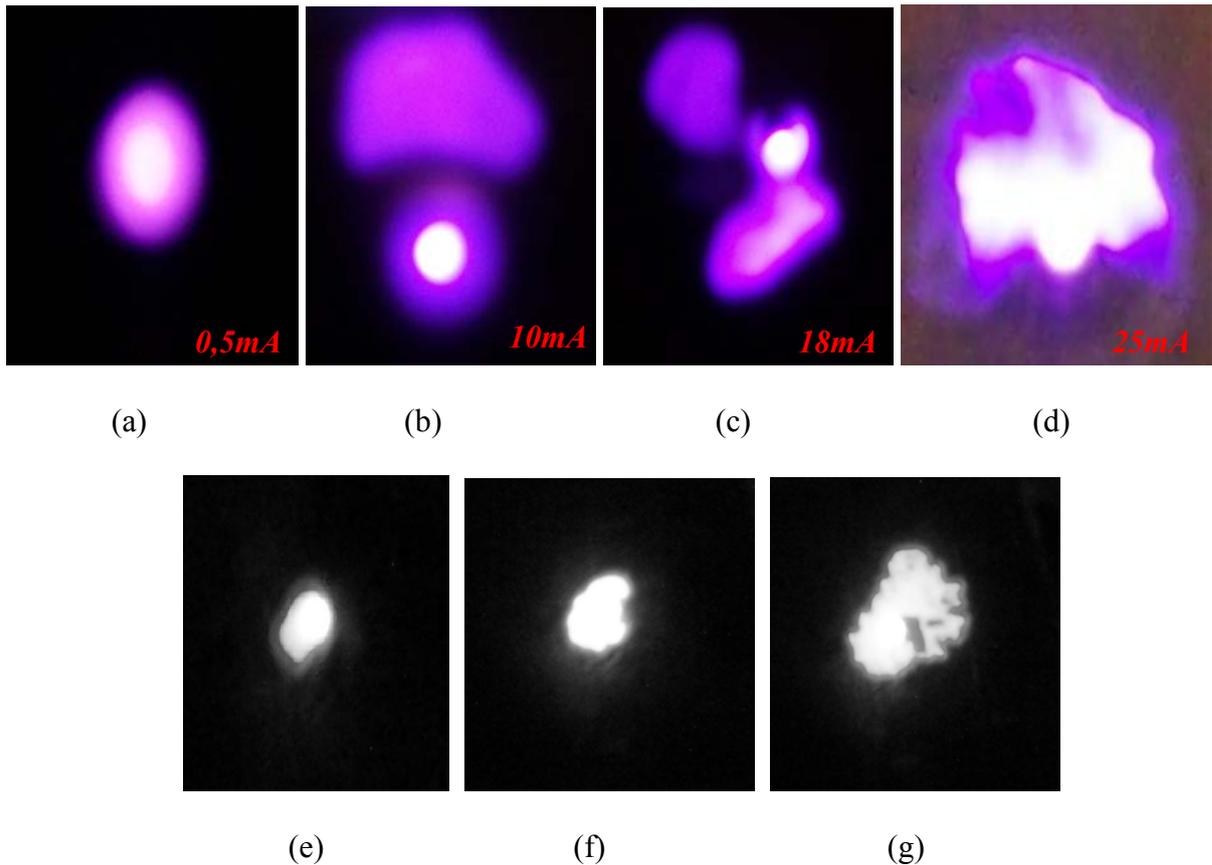


Figura 4.50: Fotografias digitais retratando os efeitos térmicos nas descargas de microcatodo oco com furo de diâmetro $D = 300\mu\text{m}$, operada com Ar no modo CC, nas correntes de (a) $0,5\text{mA}$, (b) 10mA , (c) 18mA e (d) 25mA . As figuras (e), (f) e (g) são correspondentes de (b), (c) e (d), respectivamente, em preto e branco.

Quando os efeitos térmicos começam a se manifestar, a corrente cresce para um correspondente decréscimo da tensão da descarga. Isto é equivalente com a produção de mais portadores de carga sem a necessidade de um campo elétrico mais elevado. À medida que a temperatura do catodo se eleva, a barreira de potencial diminui e um número maior de elétrons secundários são liberados da superfície catódica [25]. Este processo é chamado de aumento de emissão de elétrons secundários por efeito térmico [60].

A partir daí, com a elevação da intensidade de corrente elétrica a descarga contrai num filamento altamente condutivo. O grau de ionização e a temperatura do gás no filamento são muito maiores do que na descarga brilhante homogênea. Quando a temperatura da superfície catódica torna-se localmente superior, o bastante para permitir a emissão térmica de

elétrons, ocorre a transição para o regime de arco. Porém, as microestruturas por nós utilizadas não suportam este regime de operação e por isso deve ser evitado.

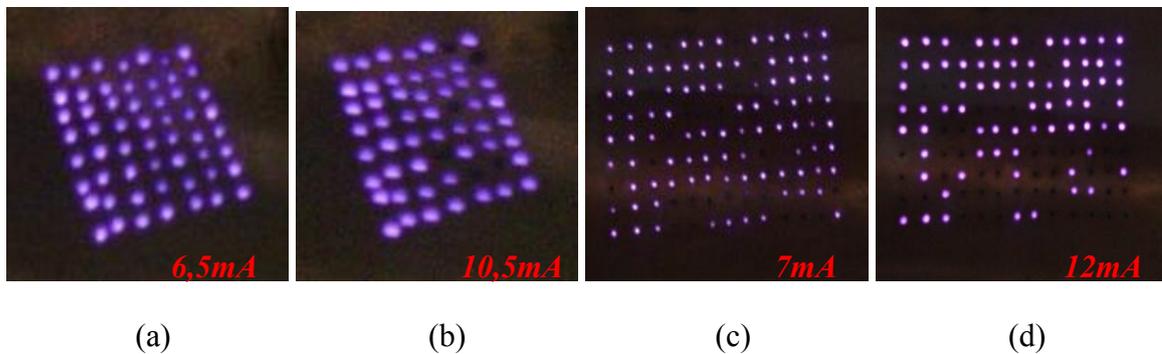


Figura 4.51: 56 descargas em paralelo de microcatodo oco aberto na pressão de $24Torr$ e na corrente de $6,5mA$ (a) e $10,5mA$ (b). 117 descargas CBL em paralelo na pressão de $14Torr$ e na corrente de $7mA$ (c) e $12mA$ (d).

A instabilidade térmica ocasionada pelo aumento da intensidade de corrente nas microdescargas associadas em paralelo, como pode ser visto na figura 4.51, leva à extinção de algumas descargas (alguns furos vão se apagando). Nesta figura vemos uma associação em paralelo de 56 descargas de argônio de microcatodo oco aberto operada no modo Townsend na pressão de $24Torr$ (a), na corrente de $6,5mA$, em CC. Com a elevação da corrente para $10,5mA$, observa-se que algumas descargas apagam (b).

O mesmo pode ser visto nas figuras (c) e (d), agora para descargas CBL com 117 furos de $200\mu m$. Observa-se que quando a corrente elétrica passa de 7 para $12mA$, alguns furos acesos extinguem-se. Vemos na figura (d) um aumento da intensidade luminosa emitida pelos furos, acompanhada da diminuição do número de descargas acesas, alguns furos brilhando mais que outros.

4.7 Efeitos do processo de “sputtering”

Analogamente à descarga luminescente de baixa pressão em CC, nas microdescargas os íons acelerados na região de queda de tensão catódica podem induzir com

bastante eficácia elétrons secundários por “sputtering”. Neste processo partículas também são ejetadas da superfície catódica, devido às trocas de momentum associado com o bombardeamento dessa superfície por partículas energéticas, que são então repelidas em direção ao gás devido ao potencial assimétrico local. Este material ejetado pode se difundir na descarga ou ainda ser ionizado e retornar à superfície catódica como íons positivos, contribuindo para futuros processos de “sputtering”.

O número de partículas ejetadas por íon incidente é definido como “taxa de sputtering” Y . Esta taxa aumenta linearmente com a massa e a energia do íon incidente [60, 105], e pode ser dada por

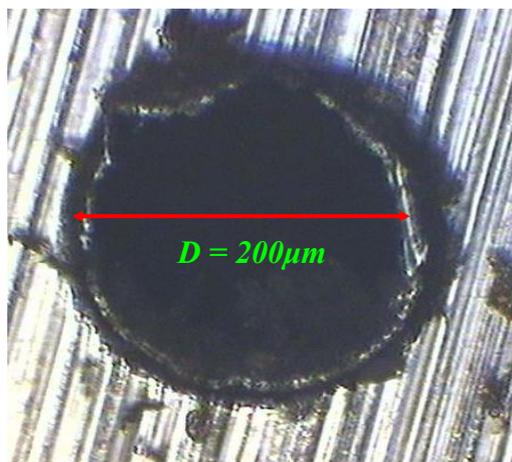
$$Y(E) = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} \frac{W}{U_0} \quad (4.7)$$

onde m_i é a massa do íon incidente, m_t é a massa do átomo do alvo, W é a energia do íon incidente (até $1keV$), U_0 é a energia de ligação dos átomos da superfície e α é a constante de proporcionalidade: $\alpha = 0,17$ para $m_t/m_i = 0,1$ e $\alpha = 1,4$ para $m_t/m_i = 10$ [105].

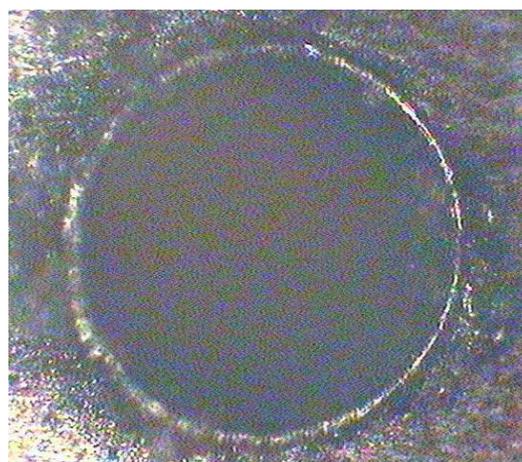
Nos nossos dispositivos de microdescarga, não só o orifício catódico é erodido neste processo como também o dielétrico, conforme pode ser visualizado nas figuras 4.52. Estas figuras foram obtidas com o auxílio de um microscópio óptico. Por outro lado, a abertura anódica praticamente não se altera. Devemos salientar também que, além dos íons, partículas metaestáveis e neutras energéticas também podem participar deste processo de “sputtering”.

Esta erosão observada no pertuito catódico pode ser entendida como um processo de pulverização catódica onde uma grande quantidade de material é removido. Portanto, ao usarmos metais com baixa taxa de “sputtering”, como Mo e Ti, esta erosão pode ser reduzida para que se faça uso dos dispositivos por um tempo mais prolongado. Verificamos em nossos experimentos que o Al e Cu são fortemente erodidos nas operações de microdescargas, princi-

palmente nas operações com correntes mais elevadas. Por outro lado estes materiais são de fácil manuseio e de custo baixo, e por isso foram muito usados em nossas investigações sobre o funcionamento e operação dessas microdescargas.



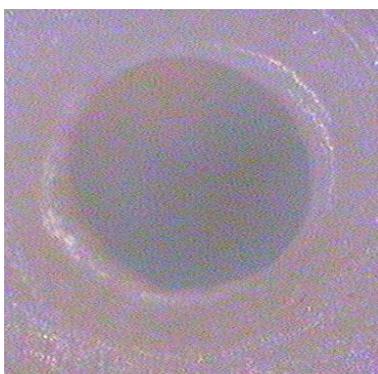
(a)



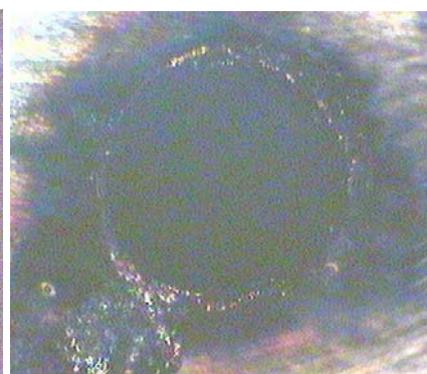
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 4.52: Imagens obtidas por microscopia óptica: (a) Erosão do orifício catódico ($D = 200\mu m$) de Al e do isolante (mica) após $10min$ de operação em argônio na pressão de $20Torr$ e corrente de $0,5mA$; (b), (c) e (d), detalhes de furos de $200\mu m$ de Ní, mica natural e nylon, respectivamente, abertos mecanicamente; (e) furo catódico de Al ($D = 200\mu m$) e isolante (mica) erodidos após $25min$ de operação na pressão de $20Torr$ e corrente de $0,5mA$.

5 ESPECTROSCOPIA DE EMISSÃO ÓPTICA

Através da análise do espectro de emissão óptica podemos desenvolver o estudo do microplasma. Neste trabalho nós simplesmente obteremos o espectro de emissão do microplasma de gás argônio e faremos a atribuição das mais diversas linhas, assim como a identificação dos estados excitados/iônicos presentes neste plasma.

Futuramente, far-se-á um estudo mais completo para se determinar certas características do microplasma em altas pressão, como a temperatura de elétrons e do próprio gás, além de suas densidades, parâmetros estes importantes para a compreensão dos mecanismos que levam à ionização ou excitação das partículas do gás. Este processo de estimativa dos parâmetros do microplasma é apropriado visto que nas microdescargas seu tamanho reduzido inviabiliza a utilização de métodos tradicionalmente empregados em plasmas brilhantes, como por exemplo as sondas de Langmuir.

5.1 Aparato experimental

Para a análise do espectro emitido pelo dispositivo de microdescarga, utilizamos um monocromador de alta resolução (Jobin-Yvon modelo THR-1000M) e, devido ao fato de se ter um elemento emissor de luz muito pequeno, com área da ordem de $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$, fez-se uso de uma fibra óptica para captar essa luz e levar até a fenda de entrada do monocromador e assim aumentar a sua intensidade.

Este monocromador, de montagem Czerny-Turner, tem correção de aberração (coma) a 4600Å , 1m de distância focal e abertura numérica $f/7,5$. A fenda de entrada e saída tem ajuste micrométrico manual que varia de 0 a 3mm na horizontal e 0 a 20mm na vertical e o controle de passo digital viabiliza um ajuste mínimo de $0,005\text{Å}$. Utilizou-se uma rede de difração de dimensão $110\text{mm} \times 110\text{mm}$, holográfica plana de 1800linhas/mm para uma região

ITA – Lab. Óptica e Espectroscopia de Plasmas

espectral de 4500Å a 8500Å . Na figura 5.1 podemos visualizar o esboço do experimento.

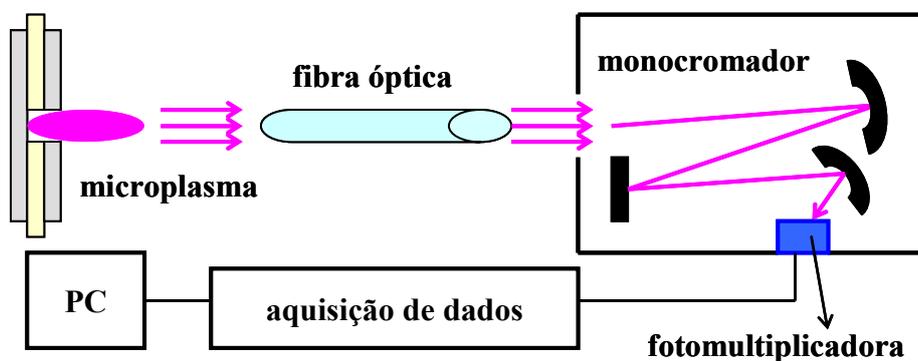


Figura 5.1: Montagem experimental para a espectroscopia de emissão.

Uma fotomultiplicadora (Hamamatsu modelo R928) acoplada na fenda de saída do monocromador foi utilizada na análise do espectro. Ela tem resposta espectral na região de 1800Å a 9000Å , com máxima resposta em 4000Å . A aquisição de dados e o controle de passo do monocromador são feitos pelo Spectralink e a análise do espectro pelo programa Spectramax.

A calibração em comprimento de onda do monocromador, da fotomultiplicadora e do sistema de aquisição de dados foi realizada com auxílio da descarga em argônio e tomando o seu espectro como padrão em comprimento de onda. A calibração da resposta em intensidade do conjunto monocromador com rede de 1800l/mm , de todo o sistema óptico e aquisição de dados foi realizada com o auxílio da lâmpada de calibração de tungstênio-halogênio. Estes minuciosos trabalhos de calibração foram realizados por Nagai e mais detalhes poderão ser encontrados no Apêndice de sua tese de doutorado [106]. O resultado da resposta em intensidade do sistema óptico é mostrado na figura 5.2 para a rede de 1800l/mm utilizando a lâmpada de tungstênio-halogênio e para a rede de 2400l/mm , utilizando a lâmpada e o espectro de emissão de N_2 . Desta forma, após a aquisição do espectro de emissão procedeu-se na correção deste em comprimento de onda e intensidade.

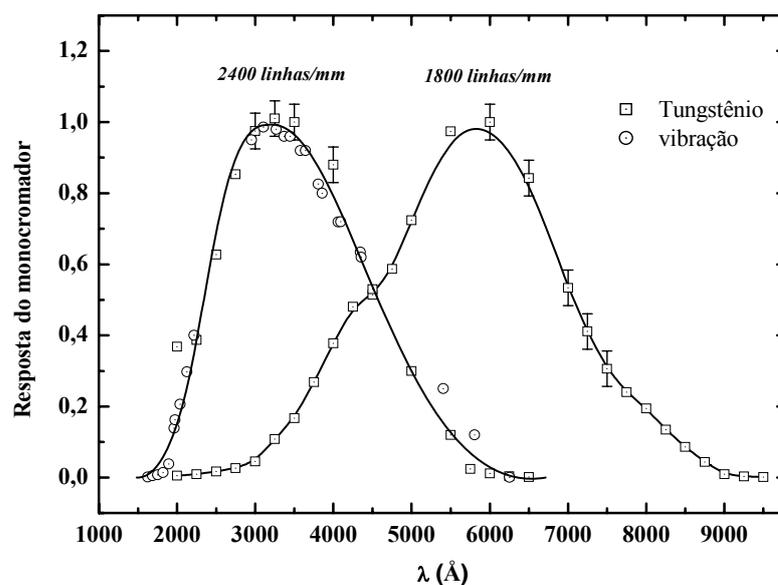


Figura 5.2: Resposta em intensidade do sistema óptico + monocromador para rede de difração de 1800l/mm e 2400l/mm. ∇ - Resposta do sistema obtido com o uso da lâmpada de tungstênio-halogênio, \circ - Resposta obtida com a emissão da descarga em N_2 [106].

5.2 Espectro emitido pela microdescarga em argônio

O átomo de argônio nos estados ArI excitado e ArII no plasma podem sofrer decaimento para estados com menores energias, através da emissão de fóton. Esta radiação é emitida na transição entre níveis eletrônicos de um mesmo estado eletrônico. A figura 5.3 mostra o espectro de emissão de uma microdescarga em argônio de um dispositivo de anodo oco com catodo plano (ou CBL), operada em CC na pressão de 40Torr, fluxo de 200scm, corrente de descarga de 8,5mA e para um furo anódico de 600 μ m. Este espectro de 3500 a 9000Å foi obtido numa rede de difração de 1800l/mm, e suas linhas atômicas e iônicas serão atribuídas posteriormente. Na figura 5.4 é mostrado este mesmo espectro na faixa de 4000 a 5000Å. Nela podemos observar as diversas linhas de ArII (linhas iônicas) que correspondem aos mais elevados estados excitados do argônio. A presença dessas linhas no espectro indica que a microdescarga contém uma população significativa de elétrons com energias entre 19 e

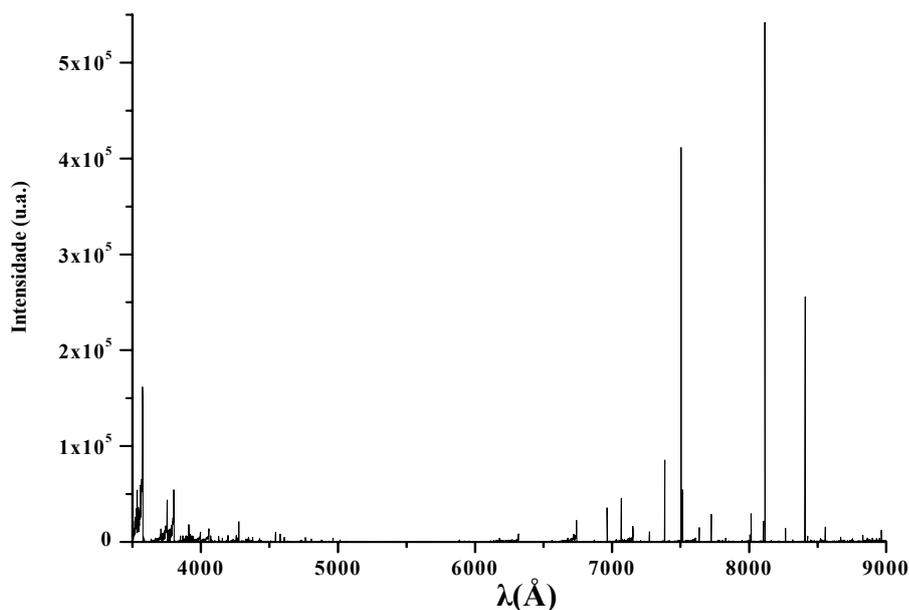


Figura 5.3: Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, no modo CC.

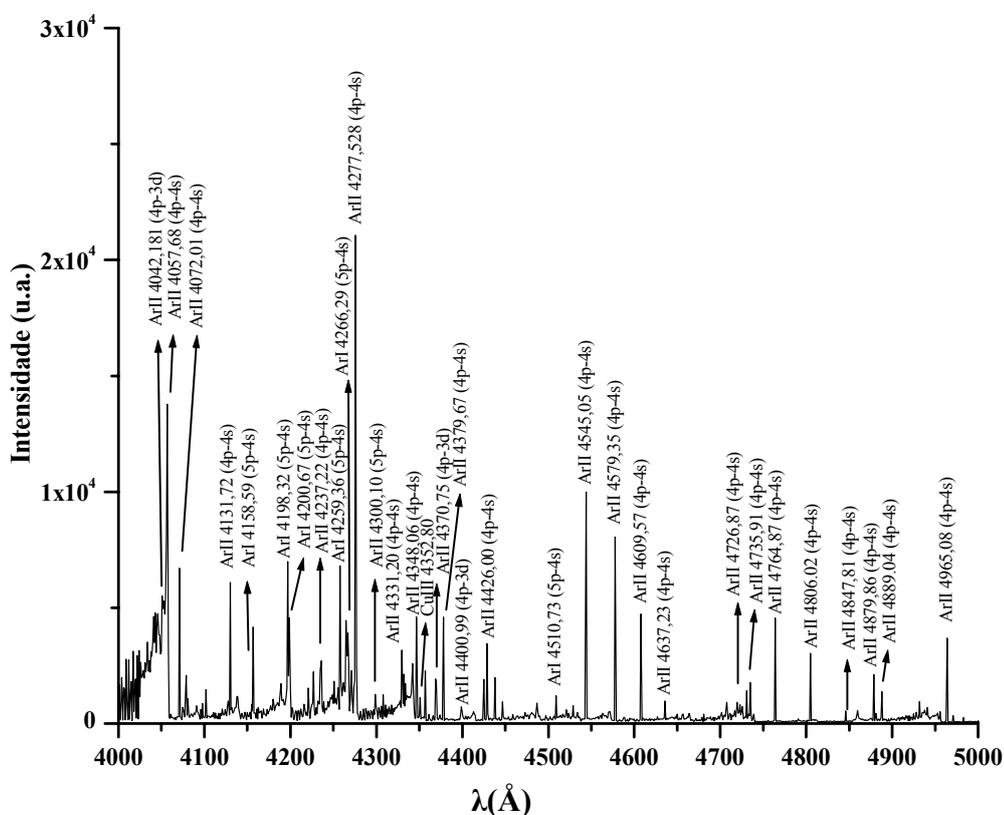


Figura 5.4: Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, no modo CC, de 4000 a 5000Å .

$22eV$, significando que o plasma não contém número grande de elétrons com energia superior a $22eV$, de acordo com os valores listados de energia na tabela 5.1 [57]. Estes elétrons não estão necessariamente na média da temperatura na função distribuição de energia dos elétrons. Elétrons mais energéticos normalmente são encontrados na cauda da função distribuição e os processos de ionização são possíveis por causa desta distribuição [59]. Considerando-se uma distribuição Maxwelliana na temperatura média dos elétrons T_e (em eV), a função distribuição de energia dos elétrons terá a forma:

$$f(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_e}\right) \quad (5.1)$$

onde ε é a energia do elétron. Esta distribuição possui um máximo em $T_e/2$ e uma cauda que se estende para as altas energias. Para plasmas não-Maxwellianos, a cauda da função distribuição diferencia-se desta anterior por causa dos elétrons altamente energéticos presentes (cauda maior). Portanto, pelas características espectrais das linhas de ArII obtidas na microdescarga de CBL, podemos dizer que a função distribuição de energia dos elétrons possui uma cauda mais prolongada, devido à presença de elétrons mais energéticos.

Comprimento de onda (Å)	Energia (eV)
4131,72	21,43
4370,75	19,26
4379,67	19,64
4400,99	19,22
4426,00	19,55
4545,05	19,87
4579,35	19,97
4609,57	21,14
4726,87	19,76
4735,91	19,26
4764,87	19,87
4806,02	19,22
4847,81	19,30
4965,08	19,76

Tabela 5.1: Linhas de ArII e suas energias correspondentes dos níveis superiores.

A figura 5.5 mostra o espectro em argônio de 7000 a 8000Å, mostrando a dominância das transições atômicas (ArI, $3s^23p^54s - 3s^23p^54p$) sobre as iônicas (ArII, $3s^23p^44s - 3s^23p^44p$) quando comparamos estas linhas com àquelas já vistas da figura 5.3.

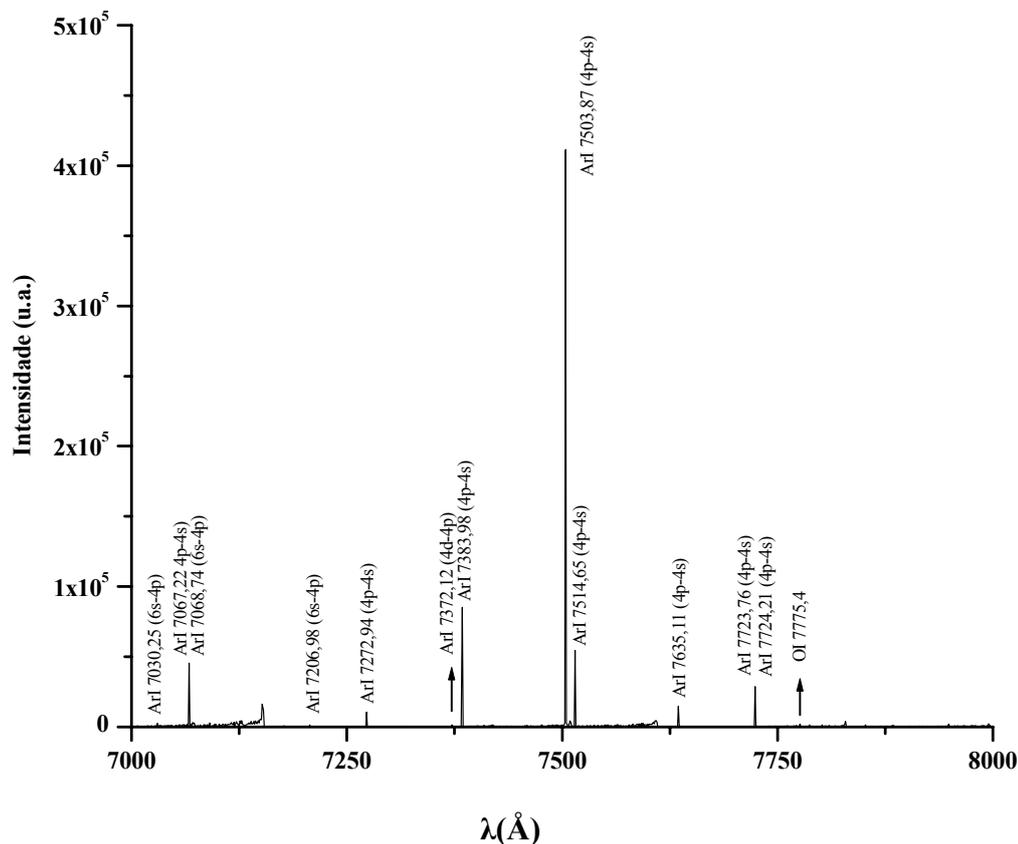


Figura 5.5: Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, no modo CC, de 7000 a 8000Å.

Registramos a presença das linhas de vapor de cobre (CuI) em 5153,24Å, 5218,20Å e 5782,13Å de baixa intensidade (figura 5.6a). Nas descargas de catodo oco, onde a taxa de “sputtering” é mais alta comparada com a descarga de catodo plano, a emissão de material do catodo é mais intensa [25]. Aqui, a microdescarga CBL não se realiza no modo catodo oco, mas mesmo assim observou-se que a erosão catódica também ocorre, porém de maneira não tão intensa. Mesmo após 2h de operação contínua na corrente elevada de 8,5mA o dispositivo continuava apto a ser usado novamente.

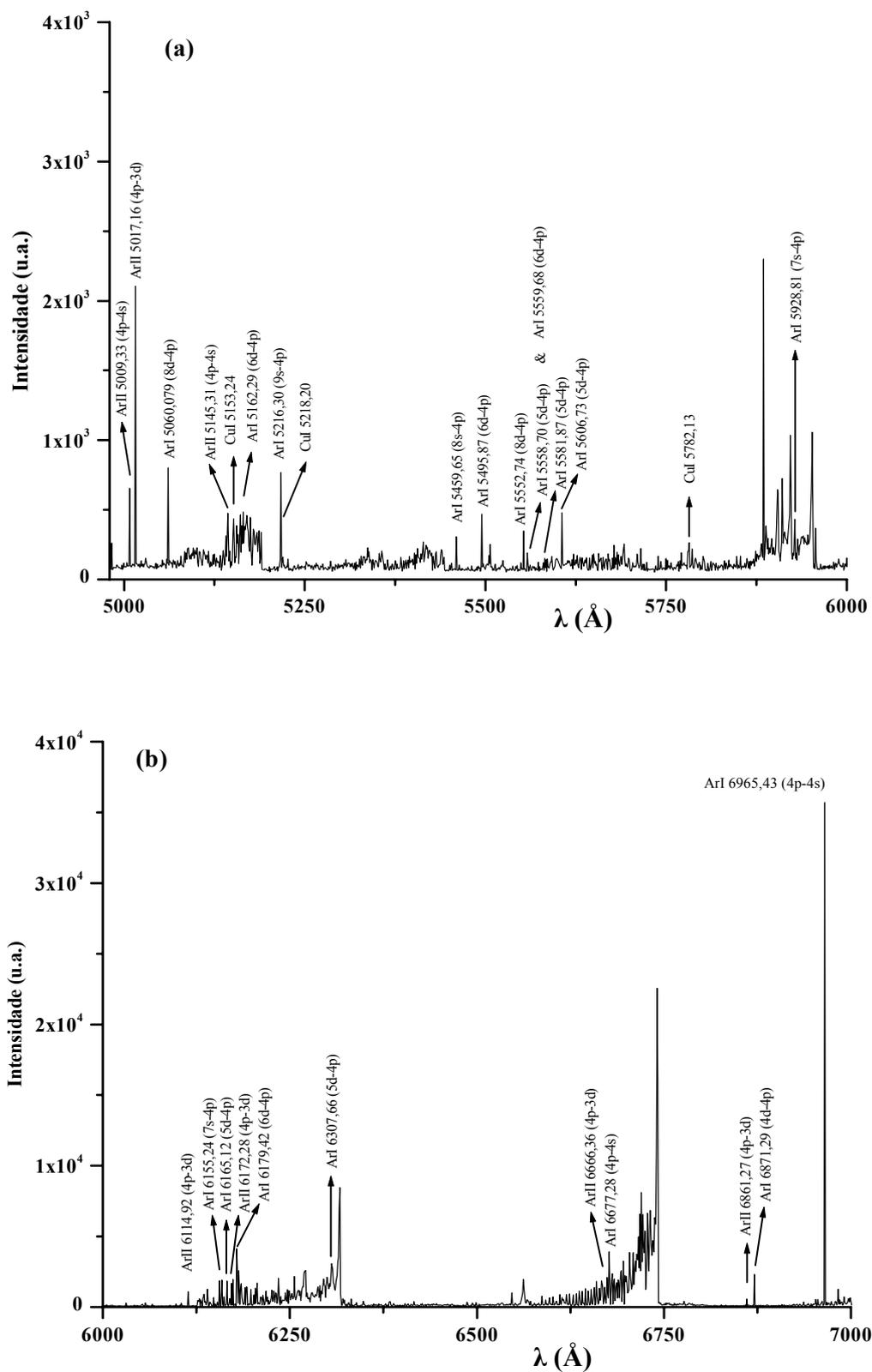


Figura 5.6 (a) e (b): Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, de 5000 a 6000Å (a) e de 6000 a 7000Å (b).

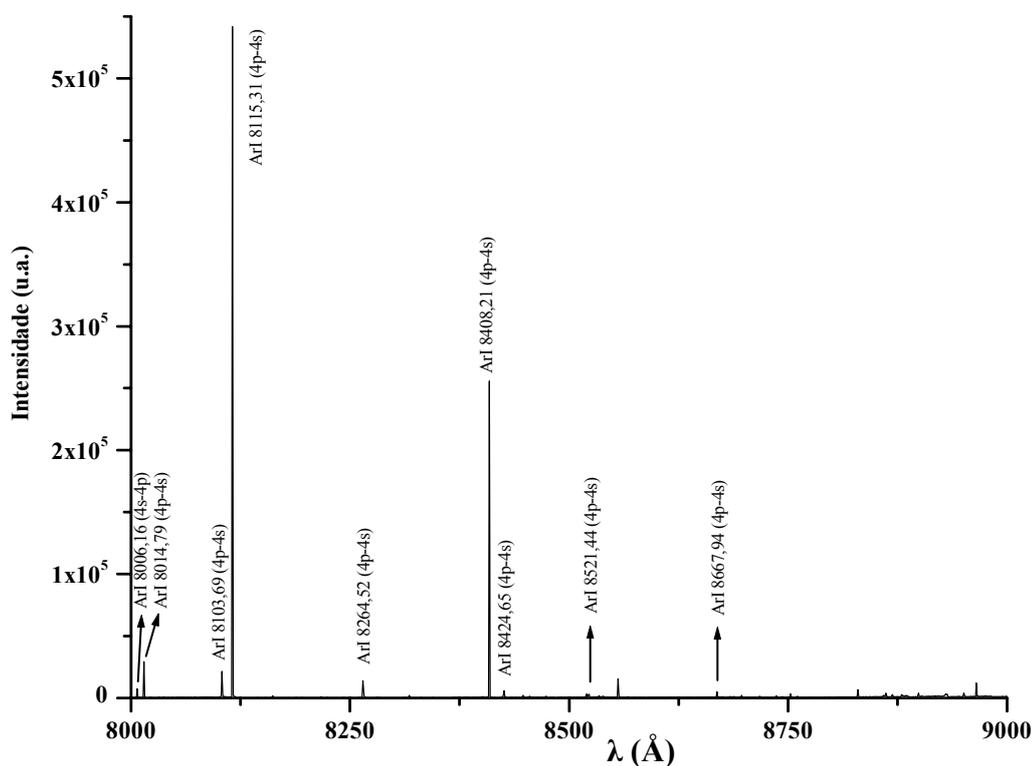


Figura 5.7: Espectro emitido pela microdescarga CBL em argônio, com furo de diâmetro $D = 600\mu\text{m}$, pressão $P = 40\text{Torr}$, corrente de descarga $I_d = 8,5\text{mA}$, de 8000 a 9000Å .

Penache [25] registrou a linha $4651,1\text{Å}$ do CuI , na descarga de microcatodo oco, quando operada em correntes elevadas (de alguns mA). Também registramos a linha atômica do OI em $7775,40\text{Å}$. Identificamos o Primeiro Sistema Positivo $\text{N}_2(\text{B}^3\Pi_g \rightarrow \text{A}^3\Sigma_u^+)$ do nitrogênio, porém de baixa intensidade. Este espectro abrange desde o infravermelho até o azul, e pode ser visto nas figuras 5.6a,b.

Todas estas impurezas encontradas podem advir do próprio dispositivo de microdescarga, pois na sua fabricação usou-se cola e mica, que são em parte evaporados durante a operação de descarga. O sistema de vácuo usado resultou numa pressão de fundo de operação de $1,5 \cdot 10^{-2}\text{Torr}$, o que permite a permanência de ar e vapor d'água, que podem gerar partículas ativas durante a operação de descarga.

Observamos também na figura 5.3 que as linhas mais intensas estão na região de

7000 a 8500Å, chamadas de linhas vermelhas do átomo de argônio. A predominância das transições $4p \rightarrow 4s$ levam a essas linhas. A figura 5.8 mostra os níveis de energia dos estados $4p$ e $4s$, as transições $4p \rightarrow 4s$ e os respectivos comprimentos de onda emitidos. As outras linhas menos intensas que compõem o espectro de emissão estão entre 5500 e 6500Å, a transição $5d \rightarrow 4p$ na região de laranja, e entre 4150 e 4300Å, a transição $5p \rightarrow 4s$ na região de azul.

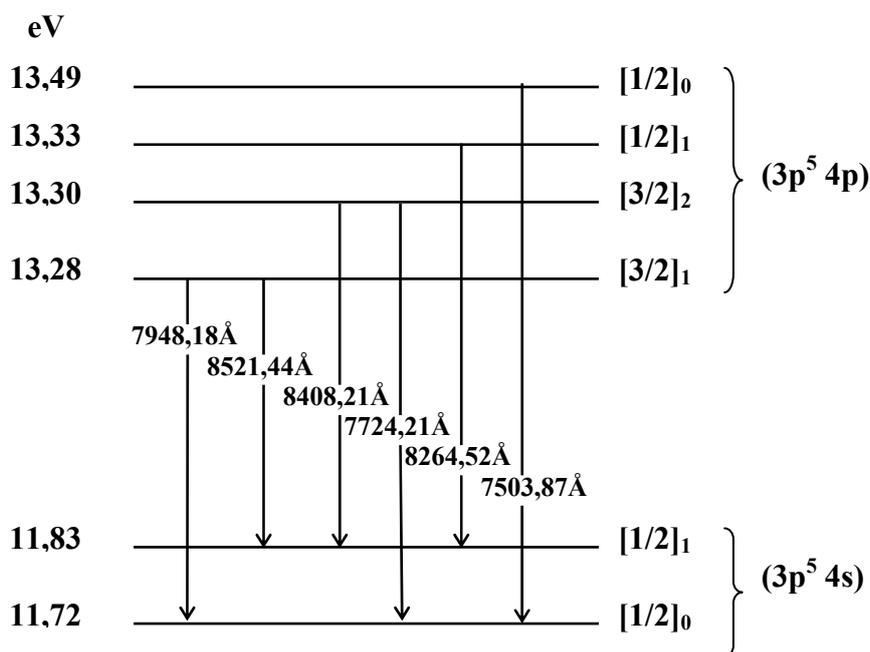


Figura 5.8: Diagrama de transição $4p \rightarrow 4s$ do átomo de argônio.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho dedicamo-nos ao estudo dos processos de formação de microplasmas, em especial as microdescargas em corrente contínua operando no regime luminescente. As nossas pesquisas ficaram concentradas nas microdescargas luminescentes.

As microdescargas foram operadas no modo corrente contínua em diversas configurações, como o microcatodo oco aberto (furo vazado) e fechado (furo cego), o microanodo oco com catodo plano ou “cathode boundary layer” CBL (camada de contorno catódica) e as descargas em microfendas. Todos estes dispositivos foram construídos no formato metal-isolante-metal e os furos foram implementados com uma furadeira mecânica de alta rotação. Estes furos variaram de 200 a $1000\mu\text{m}$ e as correntes de operação estiveram entre $0,1\text{mA}$ e 8mA . Nestas microdescargas a pressão de operação foi de 10^{-1} Torr a 10^3 Torr.

Baseado também no efeito de catodo oco, microtubos de aço com diâmetro interno D variando de $100\mu\text{m}$ a $800\mu\text{m}$ foram usados para operarem como catodos microtubulares. Microjatos de gás argônio foram produzidos em ar atmosférico, inclusive a associação em paralelo destes microjatos. Obteve-se microjatos de quase $5,0\text{mm}$ em tubos com diâmetro interno de $150\mu\text{m}$ em tensões moderadas de operação e corrente de até 10mA . Verificou-se que nas descargas mais compridas o campo elétrico permanece constante, fazendo-se uma analogia às descargas luminescentes em baixa pressão, onde se observa o mesmo na coluna positiva.

Foram levantadas curvas características de tensão-corrente e curvas de Paschen, para todas as microdescargas citadas anteriormente. O objetivo foi estudar as regiões de operação dessas descargas (tabela 6.1) e observar a eficiência de ionização nas descargas geradas sob o efeito de catodo oco. Verificou-se que para produtos $P.D$ próximos de 1Torr.cm as descargas de microcatodo oco operavam nos modos de “pré-descarga”, descarga

de catodo oco, normal e anômala, em função da corrente de operação. Nos modos brilhantes de pré-descarga, em correntes baixas e descarga anômala, em correntes altas, a curva de tensão-corrente apresentou declividade positiva, o que mostra a possibilidade de se poder operar descargas em paralelo no mesmo dispositivo.

Dispositivo	Modos de operação
Microcatodo oco aberto	Townsend, catodo oco, normal e anômalo
Microcatodo oco aberto com superfície catódica coberta com dielétrico	Anômalo
Microcatodo oco fechado	Townsend, catodo oco, normal e anômalo
Microanodo oco fechado	Normal e anômalo
Microjato de plasma	Catodo oco e normal
Corona (CA)	Townsend

Tabela 6.1: Dispositivos de microdescarga e seus respectivos modos de operação.

Implementamos associações de microdescargas em paralelo com dezenas de microfuros. Como exemplo, 56 descargas associadas em paralelo de microcatodo oco aberto ($D = 200\mu\text{m}$) na pressão de 24Torr ($P.D = 0,48\text{Torr.cm}$), corrente de $6,5\text{mA}$ e densidade de corrente de $0,37\text{A/cm}^2$ por furo e 117 descargas CBL associadas em paralelo na pressão de 14Torr , corrente de 7mA e densidade de corrente total de $22,3\text{A/cm}^2$. Com isto, objetiva-se produzir uma área maior de plasma para possibilitar futuras aplicações nas diversas áreas do conhecimento científico e tecnológico.

Verificou-se a limitação imposta pela lei de similaridade de Allis-White $V_d = f(P.D)$ nas operações de microdescargas no modo de catodo oco. Ela viabilizou a operação de descargas brilhantes em pressões elevadas simplesmente com a diminuição do diâmetro do furo catódico.

Fotografias digitais de diversas situações de operação dessas microdescargas foram registradas neste trabalho. Elas mostraram, por exemplo, que próximas ao catodo encontram-

se as camadas brilhantes. Estas se comportam em função da pressão do mesmo modo que as descargas luminescentes convencionais em baixa pressão: com a elevação da pressão a descarga se concentra no furo catódico, elevando a densidade de potência elétrica no volume da descarga.

Com a redução da distância intereletrodos (redução da espessura do dielétrico que separa as folhas de metal polarizadas) observou-se a “emissão a frio” de elétrons pelo efeito de tunelamento quântico. Experimentos foram implementados no sentido de observar-se este efeito em microcatodos ocos e planos, caracterizando-o através da teoria de Fowler-Nordheim. Numa descarga de microcatodo oco ($D=200\mu\text{m}$) com separação anodo-catodo de $5\mu\text{m}$ e na pressão de 20Torr , o campo elétrico microscópico foi da ordem de 10^{10}V/m . Verificou-se através da curva de Paschen uma grande eficiência de ionização nos dispositivos de microcatodo oco onde o efeito de emissão por campo se faz presente.

A distribuição da taxa de produção de íons e a densidade de íons nas descargas de microcatodo oco ($D=200\mu\text{m}$) para uma pressão moderada e também na pressão atmosférica, foi estimada através de uma descrição analítica. A densidade de elétrons encontrada nestes cálculos pode ser vista na tabela 6.2. Através de uma simulação numérica pôde-se visualizar alguns parâmetros do plasma, como densidade de elétrons, energia média dos elétrons, intensidade de radiação, entre outros e comparou-se com alguns resultados obtidos experimentalmente em nosso laboratório. Verificou-se por exemplo a presença de um pico de densidade de elétrons no centro da descarga no interior do orifício catódico, exatamente como fôra determinado na nossa descrição analítica.

gás	P (Torr)	n_e (cm^{-3})
ar, argônio	$10^2 \rightarrow 10^3$	$10^{13} \rightarrow 10^{15}$

Tabela 6.2: Densidade de elétrons nas descargas de microcatodo oco aberto ($D = 200\mu\text{m}$) obtidas analiticamente em função da pressão de operação da descarga.

As descargas e microdescargas elétricas do tipo corona foram estudadas em corrente alternada, em tensões elétricas que variaram de aproximadamente $1,0 \times 10^3$ a $1,5 \times 10^4 V$. Levantou-se sua curva característica de tensão-corrente. Estas microdescargas tiveram a possibilidade de poderem ser acesas nas associações em paralelo na pressão atmosférica, emitindo um ruído característico e gerando ozônio. Observou-se também que praticamente os furos não sofriam erosão, pois neste processo de descarga não há o efeito de catodo oco e o aquecimento local é quase imperceptível.

Através da espectroscopia de emissão foram feitas atribuições das mais diversas linhas do espectro de emissão do microplasma de Ar. Identificamos os estados excitados/iônicos presentes neste plasma. Observamos que as linhas mais intensas estão na região de 7000 a 8500Å (linhas vermelhas do átomo de argônio). A predominância das transições $4p \rightarrow 4s$ levam a essas linhas. As outras linhas menos intensas que compõem o espectro de emissão estão entre 5500 e 6500Å , a transição $5d \rightarrow 4p$ na região de laranja, e entre 4150 e 4300Å , a transição $5p \rightarrow 4s$ na região de azul.

6.1 Sugestões para futuros trabalhos

Neste trabalho nós caracterizamos os diversos tipos de microdescargas luminescentes, estudamos seus modos de operação e acenamos com a possibilidade de se obter maiores áreas ativas de plasmas simplesmente associando em paralelo estas microdescargas num mesmo dispositivo elétrico. Como sugestões, nós propomos:

- Aperfeiçoar as técnicas de fabricação dos dispositivos de microdescarga, empregando conhecimento da área de microeletrônica e laser (para produzir os microfuros).
- Desenvolver novos tipos de dispositivos de microdescarga que facilitem a sua implementação com associações em paralelo.

- Usar técnicas de espectroscopia de emissão como método para diagnosticar os parâmetros do microplasma, como a densidade de elétrons e a temperatura destes e do gás.
- Compreender os mecanismos de excitação e ionização nas microdescargas em alta pressão e dos processos de perda para o desenvolvimento de um modelo desta descarga.
- Utilizar o microjato de plasma de metano/hidrogênio para deposição de DLC em substratos aquecidos de molibdênio, para microcorrosões (plasma de oxigênio) e produção de ozônio (plasma de argônio/oxigênio).
- Usar as descargas de microcatodo oco operadas em paralelo para tratamento e modificação de superfícies.
- Operar as microdescargas no modo RF e CC pulsado.
- Estudar o perfil de escoamento no túnel de vento do ITA utilizando-se os protótipos de asas de aeronaves contendo microfuros de descargas luminescentes e ilustrados neste trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**Referências**

- [1] BECKER, K. H.; EDEN, J. G.; SCHOENBACH, K. H. **Institute of Physics Publishing, Editorial, Journal of Physics D: Applied Physics**, 2005.
- [2] BAARS-HIBBE, L.; SICHLER, P.; SCHRADER, C.; GEBNER, C.; GERICKE, K. H.; BUTTGENBACH, S. **Surface and Coating Technology**, p. 174, 2003.
- [3] RAHUL, R.; STAN, O.; RAHMAN, A.; LITTLEFIELD, E.; HOSHIMIYA, K.; YALIN, A. P.; SHARMA, A.; PRUDEN, A.; MOORE, C. A.; YU, Z.; COLLINS, G. J., **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1750, 2005.
- [4] SLADEK, R. E. J.; STOFFELS, E. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1716, 2005.
- [5] GERICKE, K. H.; GEBNER, C.; SCHEFFLER, P. **Vacuum**, v. 65, p. 291, 2002.
- [6] STALDER, K. R.; McMILLEN, D. F.; WOLOSZKO, J. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1728, 2005.
- [7] SANKARAN, R. M.; GIAPISIS, K. P. **J. Appl. Phys.**, v. 92, p. 2406, 2002.
- [8] MOHAMED, A. A.; BLOCK, R.; SCHOENBACH, K. H. **IEEE Trans. Plasma Science**, v. 30, p. 182, 2002.
- [9] TOKOYAMA, T.; HAMADA, S.; IBUKA, S.; YASUOKA, K.; ISHII, S. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, V. 38, p. 1684, 2005.
- [10] ICHIKI, T.; KOIDESAWA, T.; HORIIKE, Y. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 12, p. S16, 2003.
- [11] MOSELHY, M.; SHI, W.; STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **Appl. Phys. Lett.**, v. 79, p. 1240, 2001.
- [12] STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **J. Appl. Phys.**, v. 85, p. 2075, 1999.

- [13] SCHOENBACH, K. H.; EL-HABACHI, A.; MOSELHY, M. M.; SHI, W.; STARK, R. H. **Physics of Plasmas**, v. 7, p. 2186, 2000.
- [14] PETZENHAUSER, I.; BIBOROSH, L. D.; ERNST, U.; FRANK, K.; SCHOENBACH, K. H. **Appl. Phys. Lett.**, v. 83, p. 4297, 2003.
- [15] SHI, W.; STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **IEEE Trans. Plasma**, v. 27, p. 16, 1999.
- [16] PARK, S. J.; CHEN, J.; WAGNER, C. J.; OSTROM, N. P. **IEEE J. Select Topics Quantum Electron.**, v. 8, p. 387, 2002.
- [17] CHOI, K. C. **IEEE Trans. Electron Devices**, v. 46, p. 2256, 1999.
- [18] CHOI, K. C.; TAE, H. S. **IEEE Trans. Electron Devices**, v. 46, p. 2344, 1999.
- [19] TACHIBANA, K.; KAWAI, S.; ASAI, H.; NIKUCHI, N.; SAKAMOTO, S. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1739, 2005.
- [20] PARK, S. J.; EDEN, J. G.; EWING, J. J. **Appl. Phys. Lett.**, v. 81, p. 4529, 2002.
- [21] ALLMEN, P. Von; SADLER, D. J.; JENSEN, C.; OSTROM, N. P.; McCAIN, S. T.; VOJAK, B. A.; EDEN, L. G. **Appl. Phys. Lett.**, v. 82, p. 4447, 2003.
- [22] SCHOENBACH, K. H.; VERHAPPEN, R.; TESSNOW, T.; PETERKIN, P. F.; BYSZEWSKI, W. **Appl. Phys. Lett.**, v. 68, p. 13, 1996.
- [23] SCHOENBACH, K. H.; MOSELHY, M.; SHI, W.; BENTEY, R. **J. Vac. Sci. Technol. A**, v. 21, p. 1260, 2002.
- [24] FRAME, W.; WHEELER, D. J.; De TEMPLE, T. A.; EDEN, J. G. **Appl. Phys. Lett.**, v. 71, p. 1165, 1997.
- [25] PENACHE, C. **Study of high-pressure glow discharges generated by micro-structured electrode (MSE) arrays**. 2002. 137f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade de Frankfurt, Frankfurt am Main, RDA.

- [26] PENACHE, C.; BRAEUNING-DEMIAN, A.; SPIELBERGER, L.; SCHMIDT-BOECKING, H. **Proc. of Hakone VII**, Germany, v. 2, p. 501, 2000.
- [27] PENACHE, C.; DATTA, S.; MUKHOPADHYAY, S.; BRAEUNING-DEMIAN, A.; JOSHI, P.; HOHN, O.; SCHOESSLER, S.; JAHNKE, T.; SCHMIDT-BOECKING, H. **Proc. of Hakone VIII**, Estônia, v. 2, p. 390, 2002.
- [28] GUO, Y. B.; HONG, F. C. N. **Appl. Phys. Lett.**, v. 82, p. 337, 2003.
- [29] PARK, S. J.; WAGNER, C. J.; HERRING, C. M.; EDEN, J. G. **Appl. Phys. Lett.**, v. 77, p. 199, 2000.
- [30] STURGES, D. J.; OSKAN, H. **J. Appl. Phys.**, v. 35, p. 2887, 1964.
- [31] STURGES, D. J.; OSKAN, H. **Physica**, v. 37, p. 457, 1967.
- [32] KURUNCZI, P.; SHAH, H.; BECKER, K. **J. Phys. B.**, v. 32, p. 1651, 1999.
- [33] HSU, D. D.; GRAVES, D. B. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. 2898, 2003.
- [34] PARK, S. J.; LEE, T. I.; PARK, K. W.; BAIK, H. K. **Appl. Phys. Lett.**, v. 82, p. 3191, 2003.
- [35] ADLER, F.; KINDEL E.; DAVLIATCHINE E. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 45, p. 2291, 2002.
- [36] HOSHIMIYA, K.; WILLIAMS, J. D.; POLVINEN, S. F.; COLLINS, G. J. **Appl. Phys. Lett.**, v. 83, p. 854, 2003.
- [37] MOSELHY, M.; SHI, W.; STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **IEEE Trans. Plasma Sci.**, v. 30, p. 198, 2002.
- [38] EI-HABACHI, A.; SCHOENBACH, K. H. **Appl. Phys. Lett.**, v. 72, p. 22, 1998.
- [39] SCHOENBACH, K. H.; MOSELHY, M.; SHI, W. **Plasma Sources Science and Technology**, v. 13, p. 177, 2004.
- [40] MOSELHY, M.; SCHOENBACH, K. H. **J. Applied Physics**, v. 95, p. 1642, February, 2004.

- [41] STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **J. Appl. Phys.**, v. 89, p. 3568, 2001.
- [42] EI-HABACHI, A.; SCHOENBACH, K. H. **Appl. Phys. Lett.**, v. 73, p. 885, 1998.
- [43] KURUNCZI, P.; LOPEZ, J.; SHAH, H.; BECKER, K. **Int. J. Mass Spectrom.**, v. 205, p. 277, 2001.
- [44] MOSELHY, M.; PETZENHAUSER, K. F.; SCHOENBACH, K. H. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. 2922, 2003.
- [45] EI-HABACHI, A.; MOSELHY, M.; EI-DAKROURY, A.; SCHOENBACH, K. H. **30th Plasmadynamics and Lasers Conference**, 1999, Norfolk, VA.
- [46] WHITE, A. D. **J. Appl. Phys.**, v. 30, p. 711, 1959.
- [47] WANG, Q.; KOLEVA, I.; M DONELLY, V.; ECONOMOU, D. J. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1690, 2005.
- [48] PENACHE, C.; MICLEA, M.; BRAEUNING-DEMIAN, A.; HOHN, O.; SCHOESSLER, S.; JAHNKE, T.; NIEMAX, K.; SCHMIDT-BOECKING, H. **Plasma Sources Science and Technology**, v. 11, p. 476, 2003.
- [49] BLOCK, R.; LAROUCSI, M.; LEIPOLD, F.; SCHOENBACH, K. H. **Proc. 14th Intern. Symp. Plasma Chemistry**, Prague, Czech. Republic, v. II, p. 945, 1999.
- [50] MICLEA, M.; KUNZE, K.; HEITMANN, U.; FLOREK, S.; FRANZKE, J.; NIEMAX, K. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1709, 2005.
- [51] BROK, W. w.j.m.brok@tue.nl; www.stack.nl/~wjmb/, acessado em: 12 mar. 2005.
- [52] KOTHNUR, P. S.; RAJA, L. L. **Journal of Appl. Phys.**, v. 97, 043305, 2005.
- [53] LÉGER, L.; MOREAU, E.; ARTANA, G.; TOUCHAD, G. **Journal of Electrostatics**, v. 51-52, p. 300, 2001.
- [54] FRIDMAN, A.; CHIROKOV, A.; GUTSOL, A. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. R1-R24, 2005.
- [55] BOGAERTS, A. **J. Anal. At. Spectrometry**, v. 14, p. 1375, 1999.

- [56] KURUNCZI, P. F. **Radiative and collisional processes in a high pressure micro-hollow cathode discharge**. 2003. 120f. Tese (Doutorado em Física de Plasma) – Stevens Institute of Technology, Castle Point on Hudson, Hoboken, NJ, EUA.
- [57] SANKARAN, M. **High-pressure microdischarges as microreactores for material applications**. 2004. 144f. Tese (Doutorado em Física de Plasma) – California Institute of Technology, Pasadena, Califórnia, EUA.
- [58] ROSSNAGEL, S. M.; CUOMO, J. J.; WESTWOOD, W. D. **Handbook of Plasma Processing Technology – fundamentals, etching, deposition and surface Interactions**, New Jersey, 1989.
- [59] LIEBERMANN, M. A.; LICHTENBERG, A. J. **Principles of Plasma Discharges and Materials Processing**, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994.
- [60] RAIZER, Yu. P. **Gás Discharge Physics**, Springer-Verlag, N. Y., E.U.A., 1997.
- [61] NASSER, E. **Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics**, John Willey and Sons, 1970.
- [62] ASTON, F. W. **Proc. R. Soc. A**, v. 79, p.80, 1907.
- [63] Von ENGEL, A. **Electric plasmas: their nature and uses**, Taylor and Francis Ltd., New York, 1983.
- [64] PASCHEN, F. **Ann. Phys.**, v. 50, p. 901, 1916.
- [65] LITTLE, P. F.; von ENGEL, A. **Proc. Roy. Soc. A**, v. 224, p. 209, 1954.
- [66] HELM, H. **Z. Naturf.**, v. A27, p. 1812, 1972.
- [67] SCHOENBACH, K. H.; EL-HABACHI, A.; SHI, W.; CIOCCA, M. **Plasma Sources Sci. Techn.**, v. 6, p. 468, 1997.
- [68] STOCKHAUSEN, G.; KOCK, M. **J. Phys. D**, v. 34, p. 1683, 2001.
- [69] MUSHA, T. **J. Phys. Soc.**, Japan, v. 17, p. 1440. 1962

- [70] FIALA, A.; PITCHFORD, L. C.; BOEUF, J. P. **Proc. 22^o Conf. On Phenomena in Ionized Gases**, N.J., EUA, p. 191, 1995.
- [71] GILL, P.; WEBB, C. E. **J. Phys. D**, v. 10, p. 299, 1977.
- [72] SANKARAN, R. M.; GIAPSIS, K. P. **Appl. Phys. Lett.**, v. 79, p. 593, 2001.
- [73] SCHAEFER, G.; SCHOENBACH, K. H. **Physics and Applications of Pseudosparks**, New York, 1990.
- [74] EL-HABACHI, A.; SHI, W.; MOSELHY, M.; STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **J. Appl. Phys.**, v. 88, p. 3220, 2000.
- [75] VOJAK, B. A.; PARK, S. J.; WAGNER, C. J.; EDEN, J. G.; KORIPELLA, R.; BURDON, J.; ZENHAUSERN, F.; WILCOX, D. L. **Appl. Phys. Lett.**, v. 78, p. 1340, 2001.
- [76] ALLMEN, P. Von; McCAIN, S. T.; OSTRON, N. P.; VOJAK, B. A.; EDEN, J. G.; ZENHAUSERN, F.; JENSEN, C.; OLIVER, M. **Appl. Phys. Lett.**, v. 82, p. 2562, 2003.
- [77] SANKARAN, R. M.; GIAPSIS, K. P. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. 2914, 2003.
- [78] BLOCK, R.; TOEDTER, O.; SCHOENBACH, K. H. **30^o Plasmadynamics and Lasers Conference**, VA, Norfolk, 1999.
- [79] CHEN, J.; PARK, S. J.; FAN, Z.; EDEN, J. G.; LIU, C. J. **Microelectromechanical Systems**, v. 11, p. 536, 2002.
- [80] FRAME, W.; EDEN, J. G. **Electr. Lett.**, v. 34, p. 1529, 1998.
- [81] EDEN, J. G.; PARK, S. J.; OSTRON, N. P.; McCAIN, S. T.; WAGNER, C. J.; VOJAK, B. A.; CHEN, J.; LIU, C.; von ALLMEN, P.; ZENHAUSERN, F.; SADLER, D. J.; JENSEN, J.; WILCOX, D. L.; EWING, J. J. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. 2869, 2003.

- [82] MITAKE, M.; TAKAHASHI, H.; YASUOKA, K.; ISHII, S. **IEEE Intern. Conf. Plasma Science**, Monterey, p. 143, 1999.
- [83] HOPWOOD, J.; IZA, F.; COY, S.; FENNER, D. B. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 38, p. 1698, 2005.
- [84] FRANK, K.; ERNST, U.; PETZENHAUSER, I.; HARTMANN, W. **Conf. Record IEEE Intern. Conf. Plasma Science**, Las Vegas, EUA, p. 381, 2001.
- [85] BADAREU, E; POPESCU, I. **J. Electr. Contr.**, v. 4, p. 503, 1958.
- [86] BORODIN, V. S.; KAGAN, Yu M. **Sov. Phys. – Tech. Phys.**, v. 11, p. 131, 1966.
- [87] KURUNCZI, P.; MARTUS, K.; BECKER, K. **Int. J. Mass Spectrom.**, v. 223/224, p. 37, 2003.
- [88] COBINE, J. D. **Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications**, Dover Publications, 1958.
- [89] MOSELHY, M.; STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H.; KOGELSCHATZ, U. **Appl. Phys. Lett.**, v. 78, p. 880, 2001.
- [90] STARK, R. H.; ERNST, U.; EI-BANDRAWY, M.; O. LAUX, C.; SCHOENBACH, K. H. **30th Plasmadynamics and Lasers Conference**, Norfolk, VA, 1999.
- [91] STARK, R. H.; SCHOENBACH, K. H. **Appl. Phys. Lett.**, v. 74, p. 3770, 1999.
- [92] LEIPOLD, F.; STARK, R. H.; EI-HABACHI, A.; SCHOENBACH, K. H. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 33, p. 2268, 2000.
- [93] HASHIGUCHI, S. **IEEE Transact. On Plasma Science**, v. 19, n. 2, 1991.
- [94] NIKULIN, S. P. **Technical Physics**, v. 42, p. 495, 1997.
- [95] <http://environmentalchemistry.com>, acessado em: 20 fev. 2005.
- [96] HAGSTROM, H. D. **Phys. Rev.**, v. 104, p. 309, 1956.
- [97] EICHHORN, H.; SCHOENBACH, K. H.; TESSNOW, T. **Appl. Phys. Lett.**, v. 63, p. 2481, 1993.

- [98] CHOI, P.; CHUAQUI, H.; FAVRE, M. **IEEE Trans. Plasma Sci.**, v. 15, p. 428, 1987.
- [99] DUGDALE, R. A. **Glow Discharge Material Processing**, Mills & Boon Limited, London, 1971.
- [100] FORBES, R. G. **Solid-State Electronics**, v. 45, p. 779, 2001.
- [101] FOWLER, R. H.; NORDHEIM, L. W. **Proc. Roy. Soc.**, A119, p. 173, 1928.
- [102] EISBERG, R.; RESNICK, R. **Física Quântica**, Editora Campus Ltda, RJ, Brasil, 1979.
- [103] MURPHY, E. L.; GOOD, Jr., R. H. **Phys. Rev.**, v. 102, p. 1464, 1956.
- [104] FORBES, R. G. **Comunicação Particular**, r.forbes@eim.surrey.ac.uk, Universidade de Surrey, Inglaterra, 07/03/2005.
- [105] CHAPMAN, B. **Glow Discharge Processes**, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [106] NAGAI, J. M. **Estudo dos principais processos de ionização e dissociação numa descarga luminescente em N₂**. 2004. 216f. Tese (Doutorado em Física Atômica e Molecular) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO TM	2. DATA 13 de outubro de 2005	3. DOCUMENTO N° CTA/ITA-IEF/TM-009/2005	4. N° DE PÁGINAS 163
5. TÍTULO E SUBTÍTULO: Caracterização de microplasmas anulares e tubulares: aplicação em microjatos de plasma			
6. AUTOR(ES): Bogos Nubar Sismanoglu			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES): Instituto Tecnológico de Aeronáutica. Divisão de Ensino Fundamental – ITA/IEF			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR: Descarga luminescente; Microdescargas; Catodo oco; Espectroscopia de emissão; Física; Plasmas			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO: Microplasmas; Descargas luminescentes; Catodos ocos; Espectros de emissão; Plasmas (Física); Física			
10. APRESENTAÇÃO: X Nacional Internacional ITA, São José dos Campos, 2005, 163 páginas			
11. RESUMO: Este trabalho dedicou-se ao estudo e à compreensão dos processos de formação e manutenção de microplasmas, em especial as microdescargas em corrente contínua operando no regime luminescente. A microdescarga luminescente é uma extensão da já bastante conhecida descarga luminescente. As nossas pesquisas ficaram concentradas nas microdescargas luminescentes estáveis, em estado de não-equilíbrio térmico. Elas são baseadas principalmente no chamado efeito de catodo oco, sendo mantidas confinadas em cavidades ou aberturas cilíndricas, com diâmetros variando de 150 a $1000\mu m$. Dispositivos de descargas elétricas brilhantes em formato de microestrias associadas em paralelo, com espessura da ordem de $50\mu m$, também foram desenvolvidas neste trabalho e implemetadas em pressões elevadas, juntamente com as descargas de camada de contorno catódica. Baseado também no efeito de catodo oco, microtubos de aço com diâmetro interno variando de 150 a $800\mu m$ foram usados para operarem como catodos microtubulares, com o objetivo principal de obter-se um microjato de plasma de argônio e oxigênio, este para fins de corrosão (etching), sustentados em ar atmosférico. Foram levantadas curvas características de tensão-corrente e curvas de Paschen, para os mais diversos tipos de microdescargas, com o intuito de se estudar as regiões de operação dessas descargas e observar a eficiência de ionização nas descargas geradas sob o efeito de catodo oco. Experimentos foram implementados no sentido de observar-se o efeito quântico de emissão de elétrons a frio, em microcatodos ocos e planos, pela ação de um intenso campo elétrico aplicado no catodo (electron field emission). Fêz-se uma descrição analítica da descarga de microcatodo oco cilíndrico com o objetivo de estimar a distribuição da taxa de produção de íons e a densidade de íons. Esta oscilou entre 10^{13} e $10^{15} cm^{-3}$, para uma pressão variando de 10 a $760 Torr$, em descargas brilhantes de microcatodo oco concentradas num microfuro com diâmetro de $200\mu m$. Através de uma simulação numérica pôde-se visualizar alguns parâmetros do plasma, como densidade de elétrons, energia média dos elétrons, intensidade de radiação, entre outros. As descargas elétricas do tipo corona também foram estudadas. Este tipo de descarga foi gerada em corrente alternada em alta tensão. Foram realizadas algumas investigações espectrais, através da espectroscopia de emissão, para atribuição das mais diversas linhas assim como dos estados excitados/iônicos presentes no plasma, nas microdescargas em argônio.			
12. GRAU DE SIGILO: (X) OSTENSIVO () RESERVADO () CONFIDENCIAL () SECRETO			