

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

TAXAS DE REAÇÃO DE GERAÇÃO DE OZÔNIO OBTIDAS A PARTIR DE DESCARGAS
PARCIAIS AGULHA-PRATO ATRAVÉS DE DADOS EXPERIMENTAIS E MODELAGEM
FLUIDODINÂMICA POR ELEMENTOS FINITOS

CAIO BRUNO OLIVEIRA DE OLIVEIRA

DM 29/2025

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil
2025

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

CAIO BRUNO OLIVEIRA DE OLIVEIRA

TAXAS DE REAÇÃO DE GERAÇÃO DE OZÔNIO OBTIDAS A PARTIR DE DESCARGAS
PARCIAIS AGULHA-PRATO ATRAVÉS DE DADOS EXPERIMENTAIS E MODELAGEM
FLUIDODINÂMICA POR ELEMENTOS FINITOS

Dissertação submetida à
Banca Examinadora do Programa
de Pós-Graduação em Engenha-
ria Elétrica da UFPA para a
obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Elétrica na área de Teleco-
municações.

UFPA / ITEC / PPGEE
Belém-Pará-Brasil - 2025



UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

**“TAXAS DE REAÇÃO DE GERAÇÃO DE OZÔNIO OBTIDAS A PARTIR DE
DESCARGAS PARCIAIS AGULHA-PRATO ATRAVÉS DE DADOS
EXPERIMENTAIS E MODELAGEM FLUIDO DINÂMICA POR ELEMENTOS
FINITOS”**

AUTOR: CAIO BRUNO OLIVEIRA E OLIVEIRA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À BANCA EXAMINADORA APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA, SENDO JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM: 26/09/2025

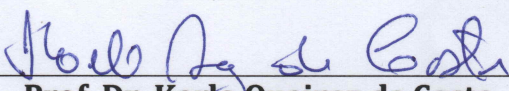
BANCA EXAMINADORA:



Prof. Dr. Victor Alexandrovich Dmitriev
(Orientador - PPGEE/ITEC/UFPA)



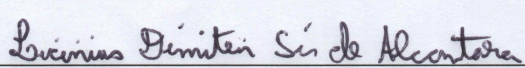
Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira
(Coorientador - PPGEE/ITEC/UFPA)



Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa
(Avaliador Interno - PPGEE/ITEC/UFPA)



Prof. Dr. Ronaldo de Freitas Zampolo
(Avaliador Externo ao Programa - FEEB/UFPA)



Prof. Dr. Licínio Dimitri Sá de Alcântara
(Avaliador Externo - UFRA)

VISTO:

Prof. Dr. Diego Lisboa Cardoso
(Coordenador do PPGEE/ITEC/UFPA)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ - INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

TAXAS DE REAÇÃO DE GERAÇÃO DE OZÔNIO OBTIDAS A PARTIR DE DESCARGAS
PARCIAIS AGULHA-PRATO ATRAVÉS DE DADOS EXPERIMENTAIS E MODELAGEM
FLUIDODINÂMICA POR ELEMENTOS FINITOS

DM 29/2025 - AUTOR: CAIO BRUNO OLIVEIRA DE OLIVEIRA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À AVALIAÇÃO DA BANCA EXAMINADORA APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ E JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM ____/____/____

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Victor Dmitriev
Orientador - UFPA (PPGEE)

Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira
Coorientador - UFPA (PPGEE)

Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa
Membro Avaliador - UFPA (PPGEE)

Prof. Dr. Ronaldo de Freitas Zampolo
Membro Avaliador - UFPA (FCT)

Prof. Dr. Licinius Dimitri Sá de Alcantara
Membro Avaliador - UFPA (ICIBE).

*Dedico este trabalho à memória do meu padrinho Manoel Lozo, cuja presença continua viva em
minhas lembranças.*

Agradecimentos

A Deus, por me conceder força, saúde e sabedoria ao longo de toda esta jornada. Sem Sua presença constante, nada disso seria possível.

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Victor Dmitriev e Prof. Dr. Rodrigo de Oliveira, por suas orientações firmes, além de paciência, dedicação e rigor científico. Suas exigências e comprometimentos foram fundamentais para a construção deste trabalho. Aos professores Licinius Alcantara e Ronaldo Zampolo por todo o apoio científico.

Aos meus pais, Ana Evelise e Mauro Silva, por todo amor, apoio incondicional e sacrifícios feitos ao longo da minha formação.

Ao meu irmão Iann Lucas por ser o melhor irmão do mundo.

Aos meus colegas e amigos de laboratório, especialmente Nathan Lopes, pelo companheirismo, pelas discussões produtivas e pela ajuda nas dificuldades do dia a dia acadêmico.

Agradecemos ao Dr. Júlio Salheb (Eletronorte), por ter nos cedido as agulhas de referência para geração de DPs e o transformador de alta tensão. Agradecemos também ao Laboratório de Alta e Extra Alta Tensão da UFPA, em especial ao Dr. André Moraes, pelo empréstimo do VARIC usado neste trabalho.

À UFPA, pela estrutura fornecida, pelo corpo técnico e docente, e pelo ambiente propício ao crescimento intelectual e pessoal. Aos professores, técnicos e funcionários da instituição, que contribuíram direta ou indiretamente para a realização dos experimentos e atividades necessárias ao desenvolvimento deste trabalho.

À CPFL e à CAPES por me concederem bolsas de estudos: CPFL até o mês de julho de 2023 e CAPES a partir de agosto de 2024.

Aos amigos que estiveram presentes em momentos decisivos, oferecendo não apenas apoio acadêmico, mas também amizade sincera e encorajamento nos momentos difíceis.

E, finalmente, a todos que, de alguma forma, contribuíram para a concretização desta etapa da minha vida. A cada um, minha eterna gratidão.

*“O Senhor te guardará em todo o teu caminho, desde agora e para sempre.”
(Salmo 121:8)*

Resumo

Neste trabalho, uma câmara de reação para ozônio foi utilizada para fornecer dados experimentais destinados à avaliação numérica da taxa de reação de geração de ozônio em uma configuração prato-agulha com barreira dielétrica operando em alta tensão a 60Hz. O ozônio é, portanto, produzido por descargas parciais. As concentrações de ozônio foram medidas sob condições ambientais controladas, com experimentos realizados em quatro níveis de tensão na faixa de $5,0kV_{RMS}$ a $6,5kV_{RMS}$ e sob quatro níveis de umidade relativa no intervalo de 30% a 70%. Os resultados demonstram que o aumento da umidade relativa dentro dessa faixa causa uma redução de até 73% na taxa de reação de produção de ozônio e uma diminuição de 67% na concentração de ozônio em $6,5kV_{RMS}$. Além da concentração de ozônio, a energia média dos pulsos de descarga parcial também foi registrada para cada condição de teste. Um modelo de fluidodinâmica por elementos finitos foi desenvolvido e utilizado, fornecendo uma estrutura e uma fórmula para o cálculo das taxas de reação de produção de ozônio com base nos resultados experimentais das concentrações de ozônio.

Palavras-chave: Descargas parciais; Configuração experimental prato-agulha com barreira dielétrica; Taxa de reação de produção de ozônio; Umidade; Fluido-dinâmica computacional.

Abstract

In this work, an ozone reaction chamber was used to provide experimental data to numerically evaluate the ozone generation reaction rate in a high-voltage dielectric-barrier needle-plate setup operating at 60 Hz. Ozone is thus produced by partial discharges. Ozone concentrations were measured under controlled environmental conditions, with experiments conducted at four voltage levels in the range from 5.0 kV_{RMS} to 6.5 kV_{RMS} and under four relative humidity levels in the interval from 30% to 70%. The results demonstrate that increasing relative humidity along this range causes a reduction of up to 73% in the ozone production reaction rate and a 67% decrease in ozone concentration at 6.5 kV_{RMS} . In addition to ozone concentration, the average energy of partial discharge pulses was also recorded for each test condition. A finite element fluid dynamics model was developed and employed, providing a framework and a formula for calculating ozone production reaction rates based on experimental results of ozone concentrations.

Keywords: Partial discharges; Dielectric barrier needle-plate experimental setup; Computational fluid dynamics (CFD); Ozone production reaction rate; Humidity.

Lista de ilustrações

Figura 1	–	Átomo de um dielétrico: (a) sem campo aplicado; (b) polarização sob ação de \vec{E} . Adaptado de [37].	27
Figura 2	–	(a) Colisão de elétron com átomo neutro, gerando novo elétron; (b) Reassociação entre íon e elétron com emissão de fóton. Adaptado de [39].	27
Figura 3	–	Representação do processo de avalanche de elétrons. Adaptado de [40].	28
Figura 4	–	Representação das etapas de desenvolvimento progressivo dos <i>streamers</i> . Os círculos pretos indicam elétrons livres, enquanto os brancos representam íons positivos. Adaptado de [43].	30
Figura 5	–	Representação da estrutura interna da avalanche eletrônica associada à propagação do <i>streamer</i> . Adaptado de [44].	30
Figura 6	–	Configurações básicas de descarga por barreira dielétrica. Adaptado de [49].	31
Figura 7	–	Vista frontal das microdescargas em ar atmosférico. Tamanho original: 6 cm × 6 cm, tempo de exposição: 20 ms. Adaptado de [49].	32
Figura 8	–	Configurações fundamentais de DBDs segundo [46]: (a) descarga de volume (VD); (b) descarga de superfície (SD); (c) descarga coplanar (CD).	33
Figura 9	–	Padrões de descarga observados na superfície dielétrica em um arranjo assimétrico metal–vidro, operando em ar seco a 1 bar, com distância de 2 mm entre eletrodos e tensão de pulso próxima à tensão de ruptura [46]. (a) Mostra a estrutura de descarga sobre o ânodo dielétrico, com dois microcanais resultando em uma região de descarga difusa, com bordas bem definidas. (b) Exibe a figura de Lichtenberg formada na superfície do cátodo dielétrico, evidenciando a propagação radial de canais de descarga ramificados.	33
Figura 10	–	Padrões de descarga de superfície sobre dielétricos com diferentes permissividades relativas: (a) $\epsilon_r = 9,8$; (b) $\epsilon_r = 4,8$; (c) $\epsilon_r = 2,4$. Adaptado de [46].	34
Figura 11	–	Vista superior de descargas coplanares no ar. As linhas tracejadas indicam as posições dos eletrodos. Adaptado de [46].	35
Figura 12	–	Modos de operação da DBD com espaçamento $d = 1$ mm. (a) Descarga <i>filamentar</i> estocástica com solução PBS; (b) descarga <i>homogênea</i> com vidro. Tempo de exposição: 2 ms. Adaptado de [52].	36
Figura 13	–	Campos de velocidade em escoamento sob degrau, em regime estacionário, para diferentes números de Reynolds. Adaptado de [69].	46

Figura 14 – Regiões de estabilidade absoluta no plano complexo para os métodos BDF de ordem $k = 1, 2, \dots, 6$. Adaptado de [77].	51
Figura 15 – Geometria da câmara de polietileno com destaques para as portas de entrada e saída de gás.	54
Figura 16 – Esquema do interior da câmara com os equipamentos experimentais destacados em azul e suas dimensões.	55
Figura 17 – Componentes internos da câmara e suas dimensões: (a) cilindro de polietileno (duas unidades), (b) sensor de umidade e temperatura em invólucro de polietileno e (c) suporte plástico para o arranjo prato-agulha com barreira de vidro.	55
Figura 18 – Fotografia geral da configuração experimental de aquisição de ozônio.	56
Figura 19 – Esquema do circuito de alta tensão utilizado no experimento.	56
Figura 20 – Fotografia do sistema de alta tensão, incluindo o variac, transformador de potência e conexões com a agulha.	57
Figura 21 – Fotografia da descarga parcial entre a ponta da agulha e a barreira de vidro, registrada em ambiente escuro.	58
Figura 22 – Configuração experimental: (a) esquema superior do interior da câmara, destacando em azul os elementos utilizados, com suas dimensões e posicionamentos; (b) fotografia dos elementos posicionados no experimento real.	58
Figura 23 – Concentração de ozônio ao longo do tempo para $V_{RMS} = 6,0$ kV com umidades relativas de: (a) 30%, (b) 45% e (c) 55%.	60
Figura 24 – Pulsos de corrente de DP sob umidade relativa de 30% para: (a) 5,0kV e (b) 6,5kV. Em azul, o sinal de corrente; os triângulos verdes indicam os picos detectados e os círculos vermelhos os vales. Linhas tracejadas representam os limiares de detecção.	61
Figura 25 – Concentração média de ozônio em função da umidade relativa para diferentes tensões RMS aplicadas.	62
Figura 26 – Energia média por pulso de descarga parcial em função da umidade para diferentes tensões aplicadas.	63
Figura 27 – Malha de elementos finitos utilizada nas simulações numéricas de transporte de ozônio: (a) visão geral do domínio computacional e (b) detalhe da representação discreta da configuração prato-agulha.	64

Figura 28 – Evolução temporal da taxa de reação de produção de ozônio $R_i^A(t)$ no gap de descarga para cada condição de umidade relativa, simulada para 5.5 kV _{RMS} . (a) Evolução completa ao longo do tempo. (b) Detalhe na rampa linear de crescimento das taxas, entre 5 s e 5.5 s.	66
Figura 29 – Resultados numéricos da evolução temporal da concentração de ozônio no centro da saída da câmara para diferentes níveis de umidade relativa (simulado para 5.5 kV _{RMS}). (a) Evolução completa da concentração ao longo do tempo. (b) Detalhe no período de crescimento das concentrações.	67
Figura 30 – Distribuição de ozônio simulada na abertura circular da saída da câmara para 30% de umidade relativa e (a) 5.5 kV _{RMS} , (b) 6.0 kV _{RMS} , (c) 6.5 kV _{RMS}	68
Figura 31 – Fluxograma que define o procedimento para obtenção da taxa de reação experimental R_i a partir da concentração experimental C_e e da concentração numérica C_n . Nota-se que C_n é ajustada por algumas iterações de um método de busca de raízes aplicado à função $C_e - C_n$	69
Figura 32 – Taxas de reação de produção de ozônio, calculadas com base em dados experimentais e simulações CFD (símbolos), e por regressão polinomial com duas variáveis (linhas tracejadas), em função da umidade relativa h (%) e da tensão eficaz aplicada v (kV).	70
Figura 33 – Câmara de reação de ozônio projetada em [34].	73
Figura 34 – Distribuição da concentração de ozônio (ppmv) na região de ar da câmara sob tensão aplicada de 14 kV.	74
Figura 35 – Concentração máxima de ozônio em função do número de elementos da malha, obtida com $R_i = 1$. Os resultados indicam convergência numérica para malhas com mais de 0,7 milhão de elementos.	75
Figura 36 – Discretização espacial realizada com a malha grosseira (417.000 elementos) utilizada na análise de convergência discutida nesta sessão. A região ao redor da fonte de ozônio (gap da descarga) é mostrada no detalhe.	76
Figura 37 – Discretização espacial realizada com a malha fina (731.000 elementos) utilizada em todas as simulações numéricas finais deste trabalho. As regiões em azul indicam zonas de maior densidade de pontos. A malha ao redor da fonte de ozônio (gap da descarga) é mostrada no detalhe.	76

Lista de tabelas

Tabela 1 – Valores de γ para os diferentes materiais utilizados no modelo computacional	45
Tabela 2 – Coeficientes dos métodos BDF até ordem 6. Adaptado de [76].	50
Tabela 3 – Condições de contorno aplicadas no modelo CFD.	65
Tabela 4 – Outros fenômenos específicos do domínio.	65
Tabela 5 – Taxas de destruição de ozônio utilizadas no modelo numérico.	67
Tabela 6 – Parâmetros ajustados para o modelo polinomial de $R_i(h, v)$	71

Lista de Siglas

AC	<i>Alternating Current</i>
DBD	<i>Dielectric Barrier Discharge</i>
DP	Descarga Parcial
DC	<i>Direct Current</i>
RONS	<i>Reactive Oxygen and Nitrogen Species</i>
UV	Ultravioleta
PDMS	<i>Polydimethylsiloxane</i>
VD	Descarga de Volume
SD	Descarga de Superfície
FEM	<i>Finite Element Method</i>
COMSOL	<i>COMSOL Multiphysics</i>
BDF	<i>Backward Differentiation Formula</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier–Stokes</i>
EVM	<i>Eddy Viscosity Model</i>
RSM	<i>Reynolds Stress Model</i>
ASM	<i>Algebraic Stress Model</i>
SIE	Energia específica injetada (J/m^3)

Lista de símbolos

E (V/m)	Campo elétrico
J (A/m ²)	Densidade de corrente
ϵ_r	Permissividade relativa
σ (S/m)	Condutividade elétrica
P (W)	Potência dissipada
c_i (mol/m ³)	Concentração molar de ozônio
\vec{J} (mol/(m ² ·s))	Fluxo difusivo molar de ozônio
D (m ² /s)	Coefficiente de difusão do ozônio
\vec{u}_m (m/s)	Velocidade média de massa
R_i^A (mol/(m ³ s))	Taxa de reação de produção de ozônio
η	Rendimento de ozônio
m (g/mol)	Massa molar do ozônio
V_{O_3} (m ³)	Volume da região onde o ozônio é gerado
J_s (g/(m ² s))	Fluxo de deposição líquida de ozônio
γ	Coefficiente de acomodação em massa
$\langle v \rangle$ (m/s)	Velocidade de Boltzmann
C (g/m ³)	Concentração de ozônio
ζ (m)	Coordenada normal à superfície
l (m)	Caminho livre médio molecular
R_G (J/(K·mol))	Constante universal dos gases
T (K)	Temperatura absoluta

u_d (m/s)	Velocidade de deposição superficial
v_t (m/s)	Taxa de deposição limitada por transporte em massa
Re	Número de Reynolds
ρ (kg/m ³)	Densidade do fluido
V (m/s)	Velocidade característica do escoamento
L (m)	Dimensão geométrica característica
μ (Pa·s)	Viscosidade dinâmica
\vec{u} (m/s)	Vetor velocidade média do escoamento
p (Pa)	Pressão
μ_t (Pa·s)	Viscosidade turbulenta
k (m ² /s ²)	Energia cinética turbulenta
ε (m ² /s ³)	Taxa de dissipação da energia turbulenta
σ_k	Coefficiente de difusão turbulenta de k
σ_ε	Coefficiente de difusão turbulenta de ε
C_μ	Constante empírica do modelo $k-\varepsilon$
$C_{1\varepsilon}$	Constante empírica de produção de ε
$C_{2\varepsilon}$	Constante empírica de dissipação de ε
P_k	Taxa de produção de energia cinética turbulenta
α_j	Coefficientes do método BDF
β_0	Coefficiente do lado direito no método BDF
h (s)	Passo de tempo no método BDF

Sumário

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	Introdução Geral	19
1.2	Trabalhos Correlatos e Fundamentação Teórica	21
1.3	Objetivos e Propostas	23
1.4	Organização do trabalho	24
2	DESCARGAS PARCIAIS, DESCARGAS DE BARREIRA DIELÉTRICA E PRODUÇÃO DE OZÔNIO	25
2.1	Conteúdo do Capítulo	25
2.2	Introdução	25
2.3	Fundamentos Teóricos das Descargas Parciais	26
2.3.1	Ionização de materiais dielétricos	26
2.3.2	Avalanche de Townsend	27
2.4	O Mecanismo de Formação e Evolução dos Streamers	28
2.5	Descargas por Barreira Dielétrica (DBD)	31
2.5.1	Princípios Gerais e Geometrias Fundamentais	31
2.5.2	Tipos físicos de DBDs	32
2.5.2.1	Descarga de Volume (VD)	32
2.5.2.2	Descarga de Superfície (SD)	34
2.5.2.3	Descargas Coplanares (CD)	34
2.5.3	Regimes de Operação da DBD	35
2.5.3.0.1	Regime Filamentar e Homogêneo	35
2.5.4	Descargas por Barreira Dielétrica em Configuração Prato-Agulha	36
2.6	Produção de Ozônio por Descargas Elétricas	37
2.6.1	Efeitos da Temperatura e Umidade nas Descargas e na Geração de Ozônio	40
2.6.1.0.1	Efeitos da Temperatura	40
2.6.1.0.2	Efeitos da Umidade	41
3	MODELO COMPUTACIONAL	43
3.1	Conteúdo do Capítulo	43
3.2	Introdução	43
3.3	Fluidodinâmica Computacional	44

3.3.1	Transporte de Espécies Diluídas	44
3.3.2	Modelo de Escoamento Turbulento ($k-\varepsilon$)	47
3.3.2.1	Classificação dos Modelos de Turbulência	47
3.3.2.2	Modelo $k-\varepsilon$	49
3.3.3	Formulação Numérica no Domínio do Tempo	49
4	EXPERIMENTO, MODELAGEM COMPUTACIONAL E RESULTADOS	53
4.1	Conteúdo do Capítulo	53
4.2	Introdução	53
4.3	Configuração Laboratorial do Experimento	54
4.4	Realização do Experimento	57
4.5	Resultados Experimentais	59
4.6	Modelagem Numérica	63
4.7	Resultados Numéricos e Cálculo das Taxas de Reação de Produção de Ozônio	66
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	72
A	VALIDAÇÃO NUMÉRICA DO MODELO EM FEM	73
B	ESTUDO DE CONVERGÊNCIA NUMÉRICA	75
	REFERÊNCIAS	77

1 Introdução

1.1 Introdução Geral

Descarga parcial (DP) é um tipo de descarga elétrica que ocorre devido à presença de vazios, imperfeições, danos causados por estresse mecânico ou térmico, ou contaminantes no isolamento elétrico durante a operação de máquinas elétricas. Pode ocorrer em diversos equipamentos elétricos, incluindo geradores, transformadores e motores. A DP pode gerar ozônio, que é prejudicial à saúde humana, além de danificar materiais elétricos e afetar o desempenho e a segurança das máquinas elétricas ao longo do tempo [1].

As descargas parciais em corrente alternada (DP-CA), em particular, têm sido amplamente estudadas e documentadas há décadas, refletindo sua grande importância nas aplicações de potência. Sua relevância está na capacidade de revelar problemas no isolamento de forma precoce, permitindo manutenção preventiva e reduzindo a probabilidade de colapso do isolamento. Uma pesquisa internacional com 1.199 hidrogeradores apresentada em [2] examinou os componentes responsáveis por falhas e suas causas. Os resultados mostraram que danos no isolamento foram encontrados em 56% dos casos, sendo que descargas parciais internas foram a causa raiz em 22% dessas ocorrências. Como resultado, diversas técnicas de diagnóstico e sistemas de monitoramento foram desenvolvidos para detectar e analisar DP-CA [1, 3, 4], garantindo a confiabilidade e longevidade dos hidrogeradores.

A maioria das técnicas elétricas [5, 6] baseia-se no monitoramento dos pulsos de corrente ou tensão gerados pelas descargas parciais, permitindo também o registro detalhado das descargas detectadas para posterior análise e classificação. Essas técnicas podem ser desenvolvidas para detectar sinais (tensões, correntes ou campos) nas faixas de VHF (frequência muito alta) ou UHF (frequência ultra-alta). Partyka et al. [5] analisaram o uso de técnicas UHF baseadas em antenas para medição online de DP, utilizando antenas microfita retangulares sintonizadas em frequências de 900, 1500 e 2450 MHz. As antenas foram usadas para detectar e classificar DPs em barras de estator isoladas em laboratório e no enrolamento do estator de um hidrogerador em operação, gerando padrões de descarga parcial resolvidos em fase (PRPD) e gráficos tempo-frequência dos pulsos adquiridos. Outro exemplo é o trabalho de Lopes et al. [6], que utilizou redes neurais convolucionais (CNN) para identificar e classificar melhor os tipos de DP com base em seus padrões PRPD, explorando seu uso para monitoramento online real de hidrogeradores. Embora geralmente eficaz, esse método apresenta dificuldades em localizar precisamente os pontos de

descarga e pode gerar falsos positivos devido à sua alta sensibilidade e à dificuldade de distinguir ruídos elétricos operacionais das DPs reais.

Por outro lado, a detecção por emissão acústica [7–9] localiza o ponto de ocorrência da descarga parcial analisando a atenuação de amplitude ou o atraso de fase das ondas acústicas emitidas pelas descargas. Bozzo et al. [8] desenvolveram um sistema utilizando dois transdutores piezelétricos posicionados na superfície de uma barra de estator de hidrogerador, permitindo detectar e localizar os locais de descarga com erro inferior a 2 cm. No trabalho de Yang et al. [9], gravações ultrassônicas de diferentes tipos de DPs revelaram que as características no domínio do tempo e da frequência dos sinais ultrassônicos são distintamente diferentes, permitindo a detecção e identificação precoce de falhas. Apesar do seu potencial, o método acústico é limitado pelo ambiente ruidoso de geradores em operação, dificultando a localização e identificação precisas devido à degradação da onda mecânica.

Métodos de detecção química são bem adequados para detectar descargas superficiais; no entanto, são ineficazes para detectar descargas internas [10, 11]. Esse tipo de método baseia-se na detecção de produtos de decomposição das descargas por meio da coleta e análise dos gases produzidos durante o processo. Em [11], testes diagnósticos foram realizados em barras de estator com defeitos simulados artificialmente. O estudo correlacionou índices de isolamento com o ozônio registrado, examinando a eficácia do ozônio como indicador da degradação do isolamento em laboratório. Testes adicionais realizados em um hidrogerador antes e depois da operação concluíram que a medição de ozônio pode ser um indicador relevante para diagnóstico de isolamento em condições reais de operação. No estudo de caso de [12], foi encontrada alta concentração de ozônio em diversas regiões de uma usina com seis hidrogeradores, ultrapassando o limite de exposição diária e representando risco à saúde dos trabalhadores. As DPs foram localizadas em vários pontos dos geradores, inclusive na carcaça. De forma semelhante, em [13], a identificação de padrões de DP em três usinas de grande capacidade envolveu a medição de ozônio juntamente com análise PRPD e vibrações da estrutura do estator. Os resultados elétricos foram correlacionados com as medições de ozônio e com a análise de vibração. No entanto, esse método também apresenta limitações, pois requer a coleta de quantidade suficiente de subprodutos antes da análise, o que pode introduzir atrasos entre o início das descargas e sua detecção. Entre os subprodutos mais comuns usados na detecção de DP estão o ozônio e óxidos de nitrogênio.

1.2 Trabalhos Correlatos e Fundamentação Teórica

O ozônio é um gás reativo que começa a se decompor em oxigênio assim que é formado. Seu tempo de meia-vida, ou seja, o tempo necessário para metade das moléculas de ozônio se decompor, pode variar de poucos segundos a várias horas. No entanto, fatores como umidade, altas temperaturas e a presença de certos metais, como cobre, prata e ferro, podem reduzir significativamente esse tempo [14]. Quando o ozônio se decompõe, produz oxigênio, não gerando subprodutos nocivos nesse caso. No entanto, por ser altamente reativo, o ozônio pode se combinar com o nitrogênio e a umidade do ar para formar ácido nítrico (HNO_3) [10]. O ácido nítrico ataca o revestimento semiconductor adjacente, ampliando a área danificada em um efeito cascata. O ozônio pode ser produzido em aplicações laboratoriais ou de campo por geradores de ozônio baseados em luz ultravioleta, estruturas de descarga com barreira dielétrica ou sistemas de descarga tipo corona.

Diversos trabalhos na literatura científica analisaram a geração de ozônio por descargas corona utilizando configuração eletrodo prato-agulha [15–26]. De forma geral, observa-se que as reações de geração de ozônio são influenciadas pelas características da descarga, que por sua vez dependem da configuração da agulha. Por exemplo, Pekárek e Rosenkranz [15] realizaram experimentos para estudar a produção de ozônio e óxidos de nitrogênio por descarga elétrica em ar usando uma única configuração de agulha oca-prato, com ar forçado através da agulha. A fonte DC forneceu até 50 kV. Eles variaram a polaridade da agulha, o fluxo de ar e a corrente aplicada, correlacionando essas variáveis com as espécies medidas no fluxo de ar. Ueno et al. [17] estudaram a relação entre descarga sob tensão CA de 60 Hz, variando de 4 a 6 kV, e a geração de ozônio para múltiplas configurações prato-agulha, analisando a densidade de agulhas (número por unidade de área) e o efeito de agulhas adjacentes na eficiência de produção de ozônio. Pekárek et al. [18] desenvolveram configuração semelhante com estrutura de agulha oca para malha metálica, utilizando um tubo dielétrico ajustável ao redor da agulha. O estudo focou no efeito da posição do tubo dielétrico na produção de ozônio por descarga. Zhang et al. [19] conduziram estudo detalhado com tanque de descarga prato-agulha sob tensão de 60 Hz variando de 6,0 kV a 7,5 kV para investigar a geração de produtos de decomposição (NO_2 e CO) sob condições de descarga parcial e disruptiva, analisando o efeito da umidade relativa e da tensão aplicada.

Li et al. [21] testaram quatro configurações de eletrodos sob tensão de 50 Hz variando de 4,75 a 19,2 kV, incluindo prato-agulha, para reproduzir defeitos laboratoriais em equipamentos elétricos. O objetivo foi comparar os gases subprodutos medidos para cada tipo de defeito. Em [22], uma configuração com matriz de agulhas foi usada para investigar as características

de descarga e geração de ozônio. Khoury et al. [23] utilizaram uma configuração prato-agulha sob 60 Hz variando de 3,5 a 6 kV para simular falhas de isolamento em sistemas de alta tensão usando descarga com barreira dielétrica (DBD), medindo O_3 , NO e NO_2 e correlacionando com duração da DP, potência e umidade. Tan et al. [26] realizaram experimentos comparativos usando prato-agulha sob tensão de até 50 kV a 50 Hz, analisando como tensão, umidade e grau de protrusão influenciam a produção de gases característicos das DPs (O_3 , NO_2 e CO).

Modelos de fluidodinâmica computacional (Computational fluid dynamics CFD) [27, 28] permitem prever o escoamento de fluidos, transferência de massa, reações químicas e fenômenos relacionados resolvendo numericamente as equações matemáticas que regem esses processos [29]. Modelos computacionais detalhados, que representam com precisão configurações geométricas e fenômenos físico-químicos da dinâmica dos fluidos, tornaram-se ferramentas importantes para apoiar experimentos com resultados tridimensionais detalhados [30]. No trabalho de Oliveira et al. [31], um modelo completo de CFD foi desenvolvido para um hidrogerador em operação, com alto nível de detalhamento geométrico e físico, a fim de analisar os mecanismos de transporte de ozônio gerado por falhas localizadas no interior do equipamento. O estudo concluiu, por meio de simulações, que o perfil de distribuição de ozônio depende da localização da falha na barra do estator, tornando possível localizar e identificar DPs superficiais por meio de medições de ozônio com pós-processamento adequado.

Em ambientes reais de DP, a temperatura pode desempenhar papel importante na geração e decomposição do ozônio. Conforme relatado em [32] e [33], a taxa de produção de ozônio tende a diminuir com o aumento da temperatura devido a efeitos concorrentes nas taxas de reação e densidade do gás. A elevação da temperatura aumenta os coeficientes de reação por impacto eletrônico, essenciais para a formação de ozônio, mas também reduz a densidade do gás, limitando a produção. Além disso, a difusividade do ozônio cresce com a temperatura, fazendo com que se disperse mais rapidamente e reduza sua concentração local. No entanto, esses estudos mostraram que, para variações moderadas de temperatura, como na faixa de $\pm 10K$ [33], o impacto na produção de ozônio é pequeno em comparação com outros fatores, como tensão aplicada e configuração dos eletrodos. Assim, em cenários práticos de monitoramento, variações térmicas dentro dessa faixa não afetam significativamente a confiabilidade da detecção de DP baseada em ozônio.

Uma contribuição importante deste trabalho é o desenvolvimento de uma metodologia combinada experimental e numérica capaz de estimar a taxa de reação de produção de ozônio R_i sob condições de descarga em barreira dielétrica (DBD) alimentada por tensão alternada de 60 Hz. Diferentemente da maioria dos estudos existentes, que investigam a produção de ozônio em

regimes de descarga contínua (DC), pulsada ou de alta frequência [18, 33, 34], nossa abordagem é direcionada a descargas parciais ocorrendo em uma configuração prato-agulha energizada por tensão alternada de 60 Hz, a qual se assemelha fortemente às condições operacionais de sistemas elétricos reais.

O objetivo principal deste trabalho é estimar a taxa de reação de produção de ozônio R_i , a qual não pode ser medida diretamente por métodos experimentais. Para isso, foi desenvolvido um método que integra simulações numéricas e medições experimentais, sendo utilizado para obter os valores de R_i .

Assim, uma inovação central deste estudo é a estimativa da taxa de reação de produção de ozônio R_i como função da tensão eficaz aplicada e da umidade relativa do ar. Até onde sabemos, não há estudos anteriores que obtenham quantitativamente R_i no contexto de descargas parciais em corrente alternada utilizando um modelo de fluidodinâmica computacional (CFD) calibrado por medições experimentais da concentração de ozônio. A metodologia desenvolvida permite a determinação de R_i a partir de parâmetros facilmente mensuráveis (tensão e umidade), viabilizando a modelagem precisa de fontes de ozônio para simulações CFD futuras ou para estudos relacionados à análise e diagnóstico de descargas parciais. Além disso, a metodologia proposta oferece uma ferramenta valiosa tanto para a pesquisa acadêmica quanto para aplicações práticas, apoiando a análise do transporte de ozônio em ambientes sujeitos a descargas parciais, como em máquinas elétricas, transformadores e equipamentos de alta tensão operando em frequências da rede elétrica.

1.3 Objetivos e Propostas

Diante do contexto apresentado, observa-se que a produção de ozônio por descargas parciais em configurações do tipo prato-agulha representa um fenômeno relevante tanto do ponto de vista científico quanto aplicado. A possibilidade de correlacionar variáveis ambientais e operacionais com a geração e monitoramento de ozônio fornece uma base para o desenvolvimento de métodos de diagnóstico de defeitos não invasivos para sistemas de alta tensão. Esta pesquisa visa aprofundar a compreensão das taxas de reação envolvidas na formação de ozônio a partir de descargas parciais, considerando condições controladas de umidade e tensão elétrica.

Para isso, foram combinadas abordagens experimentais e numéricas. O experimento foi realizado em uma câmara com controle de temperatura e umidade, utilizando uma configuração prato-agulha com barreira dielétrica e espaçamento fixo de 1 mm entre os eletrodos, submetida a tensões de 5,0 a 6,5 kV RMS. A concentração de ozônio foi monitorada sob diferentes níveis de

umidade relativa, enquanto a energia média dos pulsos de descarga parcial também foi registrada. Em paralelo, desenvolveu-se um modelo numérico baseado em fluidodinâmica computacional (Computational fluid dynamics CFD) para estimar as taxas de reação de produção de ozônio na região de descarga. Assim, os objetivos específicos deste trabalho são:

- Realizar experimentos com uma configuração prato-agulha de 1 mm de espaçamento, operando em 60 Hz, sob diferentes níveis de umidade relativa e tensão elétrica, a fim de registrar a concentração de ozônio gerada por descargas parciais;
- Desenvolver um modelo numérico tridimensional utilizando fluidodinâmica computacional (Computational fluid dynamics CFD), que represente a geometria e as condições físicas do experimento;
- Estimar, por meio de simulações, as taxas de reação de produção de ozônio R_i com base nos dados experimentais obtidos;

1.4 Organização do trabalho

O trabalho está organizado da seguinte maneira:

- Capítulo 1 – Introdução geral do trabalho;
- Capítulo 2 – Conceituação física das descargas parciais, seus tipos e sua relação com a geração de ozônio;
- Capítulo 3 – Conceitos de modelagens computacional do problema fluidodinâmico;
- Capítulo 4 – Contém a descrição do experimento, os resultados experimentais e numéricos das simulações realizadas e a análise qualitativa e quantitativa dos resultados obtidos;
- Capítulo 5 – São feitas as considerações finais;
- Apêndice A – Validação numérica do modelo em elementos finitos (FEM) com comparação a dados experimentais;
- Apêndice B – Estudo de convergência numérica das simulações, incluindo análises de malha e estabilidade dos resultados.

2 Descargas Parciais, Descargas de Barreira Dielétrica e Produção de Ozônio

2.1 Conteúdo do Capítulo

Este capítulo tem como objetivo apresentar os fundamentos físicos e os principais aspectos técnicos relacionados às descargas elétricas em gases, com ênfase nas descargas parciais (DPs), descargas por barreira dielétrica (DBDs) e sua aplicação na geração de ozônio. Inicialmente, são abordados os mecanismos de ionização em materiais dielétricos e a formação de streamers, que constituem a base das DPs. Em seguida, é discutido o funcionamento das DBDs, suas geometrias características, tipos físicos e regimes operacionais, detalhando as particularidades da configuração prato-agulha, frequentemente adotada em sistemas compactos.

Na sequência, é abordado o processo de geração de ozônio por descargas não térmicas, destacando as reações químicas fundamentais, os modelos cinéticos propostos na literatura e os principais parâmetros elétricos e físicos que afetam a eficiência do processo. Por fim, são discutidos os efeitos da temperatura e da umidade relativa sobre a formação e decomposição do O_3 , considerando tanto os impactos físico-elétricos quanto as vias químicas de interação no plasma.

2.2 Introdução

A crescente demanda por tecnologias sustentáveis de tratamento de água, ar e superfícies impulsionou o desenvolvimento de fontes compactas e eficientes de plasma não térmico. Nesse contexto, as descargas elétricas atmosféricas — particularmente as descargas por barreira dielétrica (DBD) — têm se destacado pela capacidade de operar em condições ambientais, com alto rendimento na produção de espécies reativas, como o ozônio (O_3).

Para tanto, este capítulo apresenta uma análise detalhada dos fundamentos envolvidos nas descargas parciais, incluindo os mecanismos de ionização, crescimento de avalanches e formação de streamers. Em seguida, introduz-se a arquitetura e os regimes de operação das DBDs, com ênfase na geometria prato-agulha. Por fim, discute-se a cinética da geração de ozônio, à luz de modelos reacionais reconhecidos na literatura, e os efeitos críticos de temperatura e umidade relativa, que influenciam diretamente a eficiência do processo.

2.3 Fundamentos Teóricos das Descargas Parciais

2.3.1 Ionização de materiais dielétricos

As descargas parciais (DPs) podem ser compreendidas como manifestações localizadas do processo de **avalanche eletrônica**, que ocorre quando a *ionização dos átomos* de um dielétrico é induzida pela aplicação de um campo elétrico suficientemente elevado. Para entender adequadamente esse fenômeno, é necessário analisar os mecanismos físicos fundamentais que regem a ionização de gases dielétricos submetidos a campos intensos [35].

Ao considerar um sistema dielétrico linear, homogêneo e isotrópico, submetido a uma diferença de potencial V_{ab} entre dois pontos a e b [36], o campo elétrico \vec{E} pode ser descrito a partir do gradiente do potencial escalar elétrico V

$$\nabla V = -\vec{E}. \quad (2.1)$$

Assim, a diferença de potencial V_{ab} entre os pontos pode ser expressa como a integral de linha

$$V_{ab} = \int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{l}. \quad (2.2)$$

Quando o campo aplicado $|\vec{E}| = E$ excede o valor do *campo elétrico crítico* E_c do meio, ocorre a ionização de moléculas ou átomos do dielétrico, iniciando o processo de descarga parcial. Este fenômeno envolve interações em nível atômico e molecular, as quais serão abordadas a seguir [37].

Sob a ação do campo elétrico, os átomos do dielétrico sofrem polarização: os elétrons de valência (negativos) tendem a se deslocar no sentido oposto ao do campo, enquanto o núcleo (positivo) tende a se deslocar no sentido do campo. Essa separação de cargas induz uma **polarização elétrica** (Figura 1), que se intensifica à medida que E aumenta.

Quando $E > E_c$, a força elétrica supera a força de ligação dos elétrons à camada de valência, permitindo a sua ejeção. A molécula torna-se um íon positivo, enquanto o elétron liberado é acelerado pelo campo elétrico, podendo colidir com outras moléculas do meio e ionizá-las. Esse processo dá origem ao chamado **efeito de avalanche**, em que um único elétron inicial pode desencadear uma multiplicação exponencial de portadores de carga [38].

O íon positivo gerado pela colisão se desloca lentamente (devido à sua maior massa) em direção ao eletrodo negativo, enquanto atrai elétrons livres, promovendo recombinação ou **reassociação**, que libera energia na forma de fótons (radiação visível e ultravioleta), como mostrado na Figura 2b.

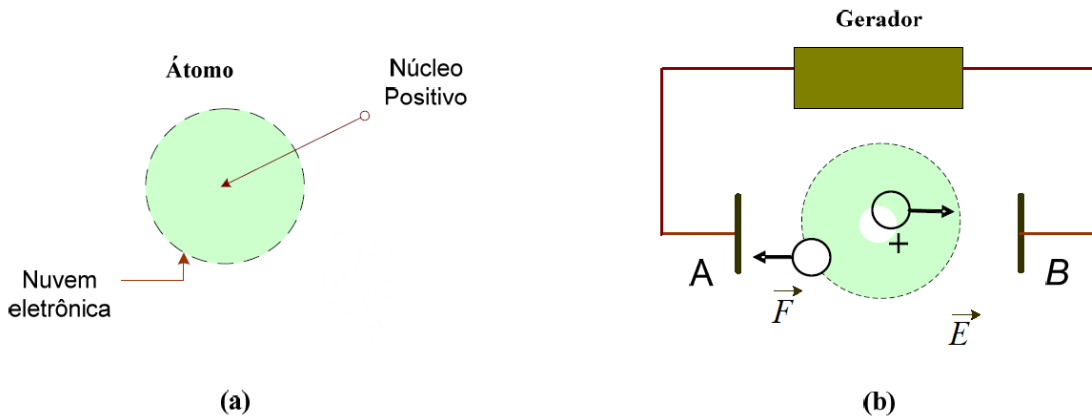


Figura 1 – Átomo de um dielétrico: (a) sem campo aplicado; (b) polarização sob ação de \vec{E} . Adaptado de [37].

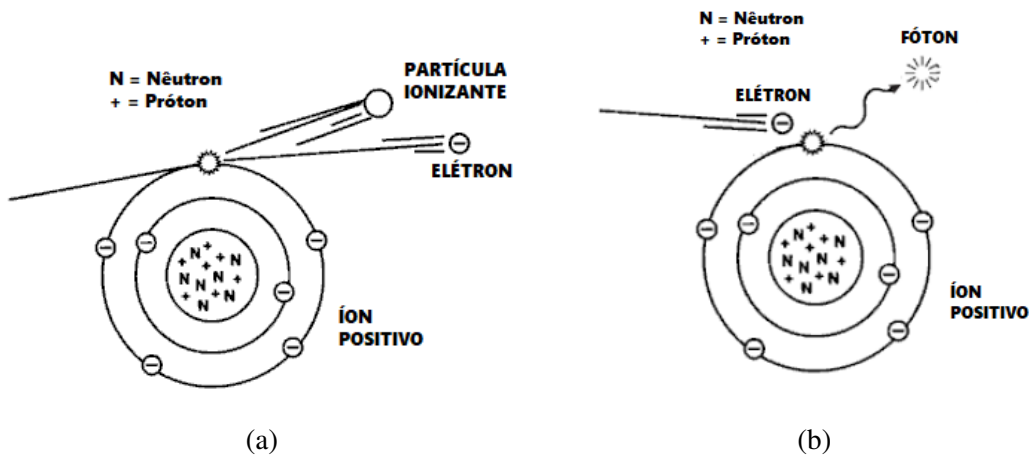


Figura 2 – (a) Colisão de elétron com átomo neutro, gerando novo elétron; (b) Reassociação entre íon e elétron com emissão de fóton. Adaptado de [39].

2.3.2 Avalanche de Townsend

A multiplicação de elétrons durante o processo de ionização é descrita pela teoria de Townsend. A taxa de crescimento da densidade de elétrons $N(x)$ com a distância x é dada por

$$\frac{dN}{dx} = \alpha \cdot N \cdot E, \tag{2.3}$$

onde α é o **coeficiente de Townsend**, uma função do campo elétrico e das características do gás. Resolvendo a equação diferencial (2.3), obtém-se sua solução na forma exponencial, e admitindo que E tem fraca dependência com x , temos a solução aproximada

$$N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot E \cdot x}, \tag{2.4}$$

onde N_0 é o número inicial de elétrons. Esse crescimento exponencial é limitado pela **recombinação** entre íons e elétrons, que reduz a densidade de carga livre quando atinge um equilíbrio com a taxa de ionização.

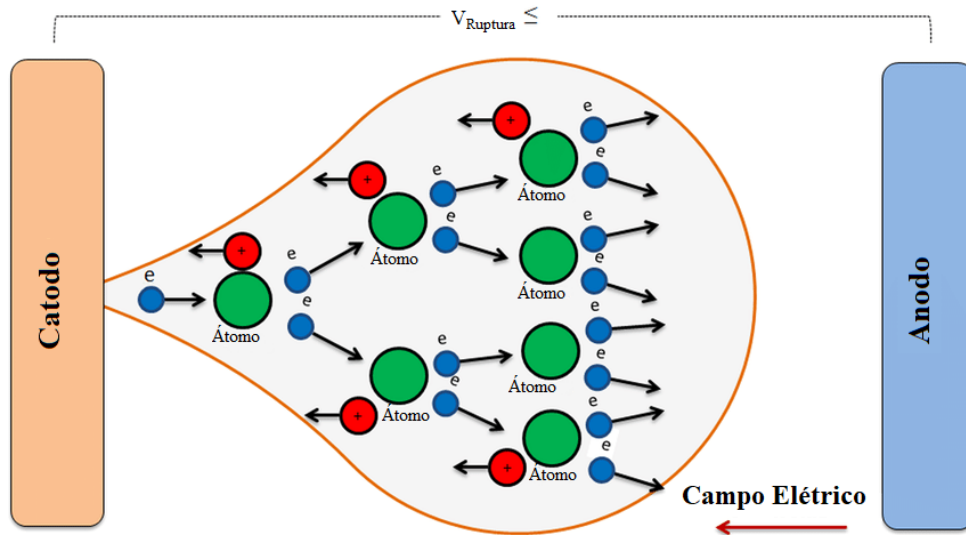


Figura 3 – Representação do processo de avalanche de elétrons. Adaptado de [40].

Esse processo constitui o estágio inicial da maioria das descargas, incluindo as DBDs. Quando a densidade de carga se torna suficientemente alta, a distorção do campo elétrico local leva à formação de **streamers**, como será discutido na próxima seção. A transição avalanche → streamer é um fenômeno essencial para a propagação da descarga em geometrias como prato-agulha.

2.4 O Mecanismo de Formação e Evolução dos Streamers

O fenômeno de geração de plasma em descargas elétricas não térmicas está fortemente relacionado à formação e propagação de estruturas denominadas *streamers*. Estas são frentes de ionização autorreforçadas, que se propagam por meio de campos elétricos locais intensificados, formando canais condutivos temporários entre os eletrodos [41, 42].

Durante o desenvolvimento da descarga, a região do gás ionizado atinge uma condutividade elétrica σ , a qual pode ser expressa por

$$\sigma = q_e \cdot n_e \cdot \mu_e, \tag{2.5}$$

onde q_e representa a carga elementar do elétron, n_e a densidade de elétrons livres e μ_e a

mobilidade eletrônica, definida como

$$\mu_e = \frac{v_d}{E}, \quad (2.6)$$

sendo v_d a velocidade de deriva dos elétrons e E a intensidade do campo elétrico local. Essa relação demonstra que μ_e é inversamente proporcional à intensidade do campo, pois em campos mais intensos, os elétrons ganham energia mais rapidamente, mas colidem com maior frequência, o que reduz sua mobilidade efetiva.

No estágio inicial da descarga, elétrons termicamente presentes ou gerados por processos de ionização de fundo são acelerados pelo campo elétrico, adquirindo energia suficiente para ionizar moléculas neutras do gás. A Equação (2.5) expressa como o aumento da densidade de portadores (n_e) contribui para o crescimento exponencial da condutividade do canal, mesmo que a mobilidade μ_e diminua levemente com o aumento de E [41, 43].

Esse processo culmina na formação de uma frente ionizante altamente localizada, conhecida como cabeça do *streamer*, que emerge da região de forte concentração de campo elétrico — geralmente a ponta do ânodo. A sequência de formação de um *streamer* positivo pode ser representada pelas fases mostradas na Figura 4. Inicialmente, uma distribuição de íons positivos se acumula ao redor do ânodo (a), seguida pela formação da cabeça do *streamer* (b), que se propaga em direção ao cátodo ionizando o caminho à frente (c), até eventualmente estabelecer um canal condutor parcial (d). Após essa etapa, a recomposição do campo elétrico local favorece o surgimento de um *streamer* secundário (e), que se propaga e expande à medida que a densidade do gás é reduzida (f). Esse novo *streamer* continua a preencher o espaço entre os eletrodos (g), até que o canal ionizado se torna suficientemente condutivo para permitir a passagem de uma descarga elétrica completa (h).

Durante a propagação do *streamer*, a ionização de impacto gera novos elétrons, que alimentam o crescimento da frente de ionização. Esse fenômeno resulta em um aumento local da densidade de corrente e na expansão lateral do canal de plasma, formando o que se denomina *corpo da avalanche*, como representado na Figura 5 [44].

Caso o campo elétrico aplicado seja suficientemente intenso, o canal formado pela cabeça do *streamer* poderá atravessar todo o *gap* entre os eletrodos, estabelecendo uma descarga completa — processo denominado ruptura ou *breakdown*. Isso acarreta um aumento súbito e intenso da corrente elétrica, com liberação massiva de elétrons e possível transição para regimes de arco ou descarga térmica, dependendo das condições do meio e da impedância externa [42].

Entretanto, quando a condutividade σ se eleva abruptamente, a Lei de Ohm para meios

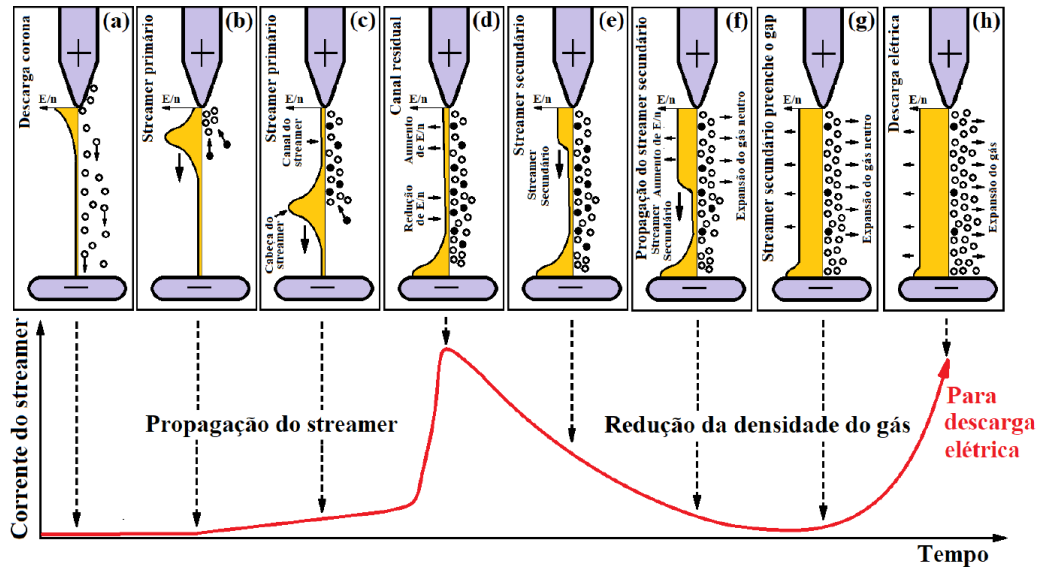


Figura 4 – Representação das etapas de desenvolvimento progressivo dos *streamers*. Os círculos pretos indicam elétrons livres, enquanto os brancos representam íons positivos. Adaptado de [43].

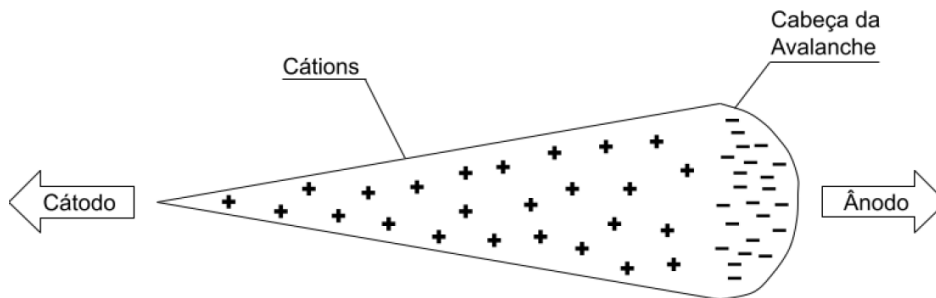


Figura 5 – Representação da estrutura interna da avalanche eletrônica associada à propagação do *streamer*. Adaptado de [44].

contínuos impõe uma redução proporcional do campo elétrico \vec{E} no volume de plasma

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \tag{2.7}$$

como \vec{J} permanece limitado pela impedância da fonte, um aumento de σ leva à queda de \vec{E} no canal ionizado [45]. Se o campo local for reduzido a valores abaixo do limiar crítico ($|\vec{E}| < E_c$), os elétrons deixam de ter energia suficiente para ionizar novas moléculas, favorecendo os processos de recombinação e, por consequência, a neutralização do canal ionizado. O sistema retorna então a um estado pré-descarga, encerrando o evento do *streamer*.

A compreensão precisa do mecanismo de formação, propagação e extinção dos *streamers* é essencial para o desenvolvimento de aplicações baseadas em descargas não térmicas, como

tratamento de superfícies, desinfecção, e síntese química, além de ser crucial para a modelagem de descargas parciais em sistemas de isolamento elétrico.

2.5 Descargas por Barreira Dielétrica (DBD)

2.5.1 Princípios Gerais e Geometrias Fundamentais

As descargas por barreira dielétrica (DBD, do inglês *Dielectric Barrier Discharge*) são um tipo de descarga não térmica caracterizada pela presença de ao menos uma barreira isolante entre os eletrodos [46]. Essa configuração promove a ocorrência de microdescargas autoextinguíveis, permitindo a geração de plasma frio sob condições atmosféricas. As DBDs são amplamente utilizadas tanto em aplicações médicas como desinfecção quanto em aplicações ambientais, como a produção de ozônio e a decomposição de poluentes [47–49]. Essa configuração básica é mostrada na Figura 6, onde diferentes arranjos com barreiras dielétricas são alimentados por tensões alternadas [49].

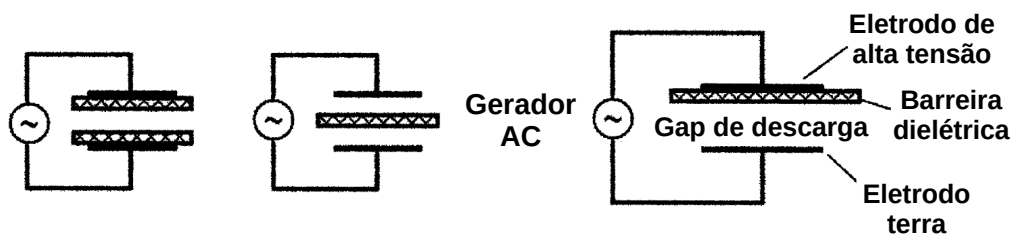


Figura 6 – Configurações básicas de descarga por barreira dielétrica. Adaptado de [49].

Por ser um isolante, o dielétrico se opõe a passagem de corrente contínua. A densidade de corrente que pode fluir no espaço da descarga está limitada pela permissividade dielétrica e pela espessura do material isolante, em conjunto com a taxa de variação da tensão aplicada (dU/dt). Assim, a barreira atua como um balastro capacitivo, que, idealmente, não consome energia [49].

Sob tensões suficientemente elevadas, o campo elétrico excede o valor de ruptura do gás, e múltiplas microdescargas são iniciadas, como ilustrado na Figura 7. Essas microdescargas ocorrem de forma filamentar e restrita a canais condutivos localizados. O gás entre os filamentos permanece essencialmente não ionizado, funcionando como meio de transporte e dissipação térmica dos produtos gerados [49].

Diversas geometrias podem ser adotadas em reatores baseados em descargas por barreira dielétrica, sendo que a escolha da configuração influencia diretamente o comportamento da descarga. Em [48], foram analisadas descargas DBD em um arranjo plano-plano, no qual

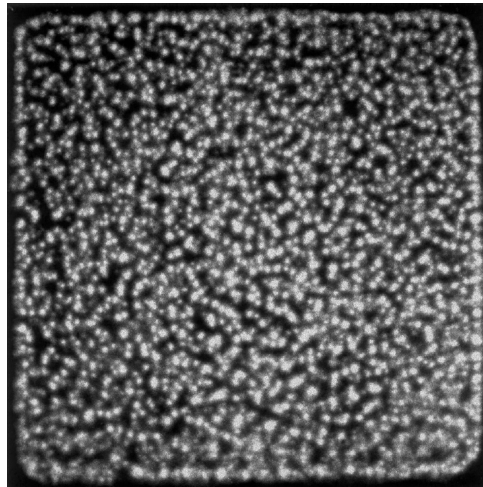


Figura 7 – Vista frontal das microdescargas em ar atmosférico. Tamanho original: 6 cm × 6 cm, tempo de exposição: 20 ms. Adaptado de [49].

os eletrodos são dispostos paralelamente, separados por uma barreira dielétrica e um espaço preenchido com gás. Já Yang et al. [50] utilizaram uma configuração do tipo prato-agulha, também conhecida como ponto-plano, na qual um eletrodo em forma de agulha concentra o campo elétrico em direção a uma superfície plana recoberta por dielétrico. Além dessas, Yulianto et al. [51] estudaram a produção de ozônio em reatores com eletrodos cilíndricos de malha metálica, caracterizando a configuração cilindro-cilindro. Essas geometrias, embora não sejam as únicas possíveis, têm sido frequentemente adotadas na literatura devido à sua simplicidade de construção e à facilidade de controle dos parâmetros experimentais.

2.5.2 Tipos físicos de DBDs

As descargas por barreira dielétrica (DBDs) podem ser classificadas em três tipos físicos principais, de acordo com a geometria dos eletrodos e a região onde a descarga efetivamente se desenvolve [46]: descarga de volume (VD), descarga de superfície (SD) e descarga coplanar (CD). Esses diferentes arranjos são ilustrados na Figura 8. Embora compartilhem princípios fundamentais semelhantes, cada uma apresenta características específicas quanto à formação e propagação dos microcanais, interação com superfícies dielétricas e padrões de emissão.

2.5.2.1 Descarga de Volume (VD)

A descarga de volume ocorre entre dois eletrodos planos e paralelos, separados por um espaço gasoso. Pelo menos um dos eletrodos é recoberto por uma camada dielétrica. Nessa configuração, microdescargas atravessam completamente o vão, formando colunas de plasma

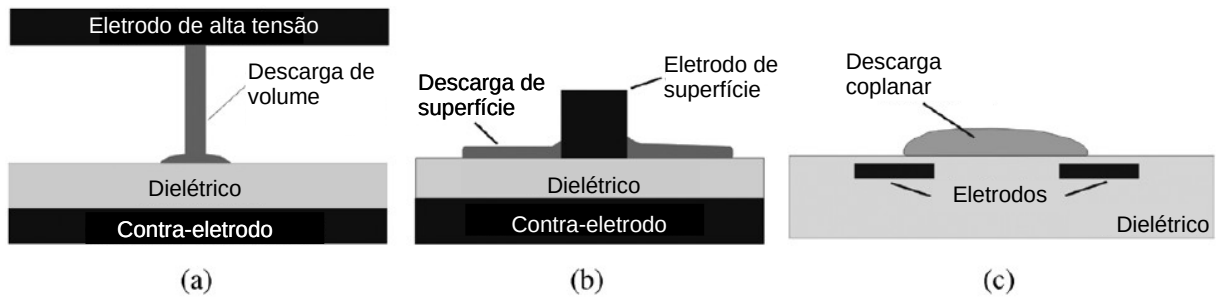


Figura 8 – Configurações fundamentais de DBDs segundo [46]: (a) descarga de volume (VD); (b) descarga de superfície (SD); (c) descarga coplanar (CD).

que conectam o cátodo ao ânodo. As estruturas resultantes podem apresentar comportamento filamentar ou homogêneo, dependendo da polaridade, do tipo de gás e da permissividade do dielétrico [46].

O processo se inicia com a formação de um streamer dirigido ao cátodo, que antecede a formação do canal condutivo. A emissão luminosa ocorre predominantemente próxima ao ânodo. Quando o eletrodo dielétrico atua como ânodo, figuras de Lichtenberg são frequentemente observadas [46]. A Figura 9 ilustra esse comportamento.

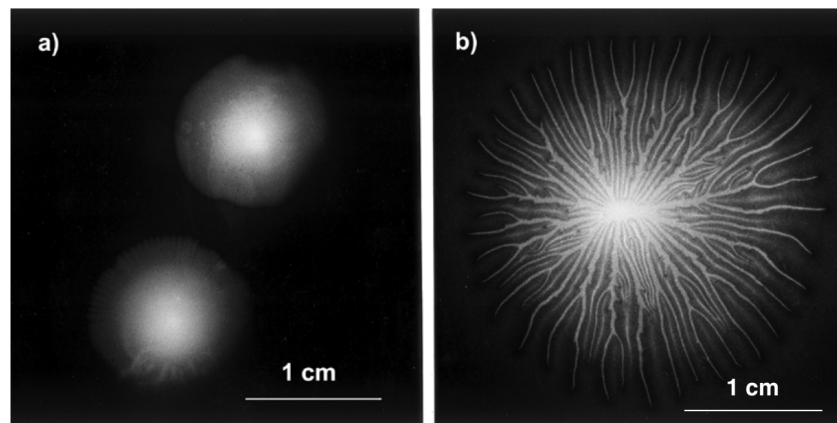


Figura 9 – Padrões de descarga observados na superfície dielétrica em um arranjo assimétrico metal-vidro, operando em ar seco a 1 bar, com distância de 2 mm entre eletrodos e tensão de pulso próxima à tensão de ruptura [46]. (a) Mostra a estrutura de descarga sobre o ânodo dielétrico, com dois microcanais resultando em uma região de descarga difusa, com bordas bem definidas. (b) Exibe a figura de Lichtenberg formada na superfície do cátodo dielétrico, evidenciando a propagação radial de canais de descarga ramificados.

2.5.2.2 Descarga de Superfície (SD)

Na descarga de superfície, o campo elétrico é configurado de modo que a descarga se desenvolve ao longo da superfície de um dielétrico. Um eletrodo (tipicamente um fio metálico) é posicionado sobre a superfície superior do dielétrico, enquanto o contraeletrodo fica na face oposta. Nesse arranjo assimétrico, microcanais se propagam lateralmente, em geral perpendiculares ao eletrodo condutivo, formando padrões paralelos sobre a superfície [46].

A SD se distingue da VD por não haver um vão de descarga bem definido, o que permite o aparecimento de fenômenos como descargas de retorno (backward discharges) e distribuição não uniforme de campo [46]. Além disso, a permissividade relativa do dielétrico influencia diretamente a formação e extensão dos canais de descarga. A Figura 10 apresenta registros experimentais de padrões de descarga sobre dielétricos com diferentes permissividades relativas, destacando como o material dielétrico afeta a estrutura e o alcance lateral das microdescargas.

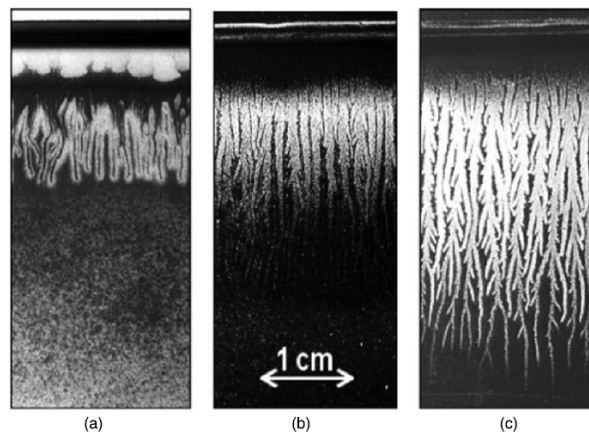


Figura 10 – Padrões de descarga de superfície sobre dielétricos com diferentes permissividades relativas: (a) $\epsilon_r = 9,8$; (b) $\epsilon_r = 4,8$; (c) $\epsilon_r = 2,4$. Adaptado de [46].

2.5.2.3 Descargas Coplanares (CD)

As descargas coplanares são formadas por pares de eletrodos embutidos lateralmente no interior de um dielétrico, geralmente em uma placa plana. Os eletrodos estão dispostos em paralelo, próximos à superfície onde se desenvolve a descarga. A propagação ocorre diretamente sobre a superfície do dielétrico, entre os terminais dos eletrodos, formando canais estreitos e paralelos [46].

Esse tipo é amplamente utilizado em painéis de plasma e sensores, devido à precisão no controle da geometria do campo elétrico e à alta repetibilidade dos padrões de descarga. A Figura 11 mostra uma visão superior de uma CD operando em ar sob condições ambientes.

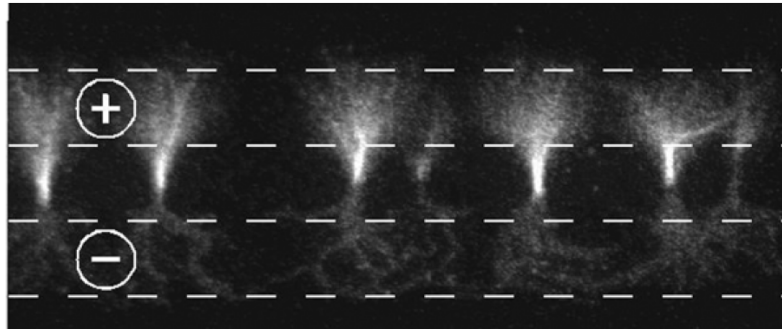


Figura 11 – Vista superior de descargas coplanares no ar. As linhas tracejadas indicam as posições dos eletrodos. Adaptado de [46].

2.5.3 Regimes de Operação da DBD

Os modos de operação de descargas por barreira dielétrica (DBD) resultam de interações complexas entre múltiplos parâmetros físicos e geométricos, tais como: tipo de gás, pressão, geometria dos eletrodos, propriedades dielétricas da barreira e forma de onda da tensão aplicada. De acordo com Rajasekaran et al. [52], podem ser observados experimentalmente pelo menos dois regimes principais: o **filamentar** e o **homogêneo** (ou **difuso**). Além disso, é possível a ocorrência de um regime intermediário, conhecido como **twin discharge**, caracterizado pela coexistência parcial desses dois comportamentos.

2.5.3.0.1 Regime Filamentar e Homogêneo

O regime **filamentar** é caracterizado pela formação de microfilamentos de plasma — chamados de *streamers* — que se manifestam estocasticamente a cada ciclo da tensão alternada. Essas estruturas correspondem a microdescargas transientes, com durações típicas entre 10 e 20ns, como observado por [52]. Os streamers são iniciados por processos de ionização por avalanche em gases eletronegativos como o ar, propagando-se rapidamente entre os eletrodos até interagir com a superfície dielétrica [46]. Esse comportamento se manifesta visualmente como nos filamentos distribuídos irregularmente entre os eletrodos, como mostrado experimentalmente na Figura 12a, onde filamentos individuais surgem de forma estocástica com solução de PBS.

Já no regime **homogêneo** (ou **difuso**), a emissão de luz aparece de forma contínua ao longo da região de descarga, sem a formação de canais visíveis. Esse comportamento pode ser favorecido por condições experimentais que promovem uma distribuição uniforme do campo elétrico, como o uso de barreiras dielétricas não condutivas. No estudo [52], a descarga homogênea foi observada em ar ambiente e pressão atmosférica, quando se utilizou vidro como eletrodo oposto. A Figura 12(b) ilustra esse regime, evidenciando uma emissão difusa e espacialmente

uniforme obtida com vidro como barreira dielétrica, sob espaçamento de 1 mm e tempo de exposição de 2 ms.

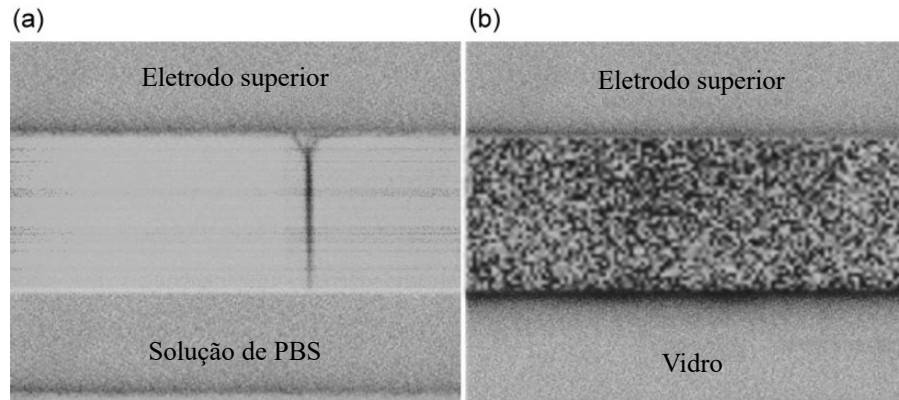


Figura 12 – Modos de operação da DBD com espaçamento $d = 1$ mm. (a) Descarga *filamentar* estocástica com solução PBS; (b) descarga *homogênea* com vidro. Tempo de exposição: 2 ms. Adaptado de [52].

2.5.4 Descargas por Barreira Dielétrica em Configuração Prato-Agulha

As descargas por barreira dielétrica (DBDs) em configuração agulha-plano apresentam características fortemente dependentes da polaridade do eletrodo pontiagudo e da largura do gap. Emelyanov e Shemet [53] estudaram descargas em ar atmosférico com gaps entre 0,1 e 1,0 mm, utilizando uma configuração do tipo “agulha–gap de ar–barreira polimérica–plano”. Verificou-se que a tensão de ruptura (UBD) é sistematicamente maior quando a agulha está polarizada positivamente, tanto em termos do valor da tensão como da carga superficial acumulada no dielétrico. A corrente de descarga observada apresenta pulsos de alta intensidade — com amplitudes de até dezenas de miliampères — fortemente associados à fase superficial do processo de descarga, sendo esta responsável pela maior parte da carga transferida.

O desenvolvimento temporal da DBD ao longo de uma tensão em forma de rampa triangular revela um comportamento típico de “efeito memória”, em que a descarga subsequente é influenciada pelas cargas remanescentes da descarga anterior. Além disso, a dinâmica dos streamers é condicionada pela distribuição de cargas na superfície dielétrica, conforme mapeado por técnicas de sonda capacitiva rotativa [53].

A configuração prato-agulha (ou multiagulha-plano) oferece vantagens práticas em diversas aplicações, especialmente no tratamento localizado de superfícies. Segundo Yu et al. [47], o uso de múltiplas agulhas em combinação com barreiras dielétricas rotativas permite intensificar a energia de descarga, estender a duração dos pulsos e aumentar a luminosidade dos

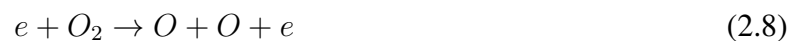
streamers. A movimentação da barreira dielétrica induz transporte de cargas superficiais, o que por sua vez influencia a direção de propagação dos streamers e amplia a área de plasma gerado.

A autolimitação da descarga é um fator essencial para manter o regime não térmico, especialmente em gaps curtos e com campos não uniformes. Kogelschatz [49] destaca que o uso de barreiras com alta permissividade relativa e baixa condutividade superficial contribui para esse controle, limitando a energia e duração dos microfilamentos de plasma. A barreira atua como elemento limitante da corrente e promove a dispersão espacial das microdescargas, impedindo a formação de arcos térmicos, mesmo sob altas tensões e frequências operacionais.

2.6 Produção de Ozônio por Descargas Elétricas

A geração de ozônio (O_3) por meio de descargas elétricas tem sido um campo de estudo contínuo desde as primeiras observações realizadas por Siemens em 1857 [49]. Entre as diversas abordagens, a descarga com barreira dielétrica tem se mostrado particularmente eficiente e amplamente adotada por sua capacidade de operar em temperatura ambiente e pressão atmosférica, utilizando ar como gás de processo. Nesse processo, a dissociação das moléculas de oxigênio ocorre por impacto eletrônico, gerando átomos de oxigênio altamente reativos, os quais posteriormente reagem com moléculas de oxigênio ou outras espécies neutras presentes no ar, resultando na formação de ozônio [34, 49].

De forma simplificada, conforme apontado por Buntat et al. [34], o mecanismo básico de formação de ozônio ocorre em duas etapas principais. Primeiro, a dissociação do oxigênio molecular em átomos de oxigênio ativado por elétrons energéticos, descrita por



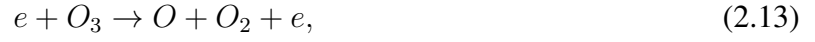
e



A seguir, forma-se o ozônio pela recombinação ternária envolvendo uma terceira partícula estabilizadora M (geralmente O_2 , N_2 ou O_3 em ar seco):



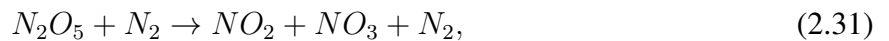
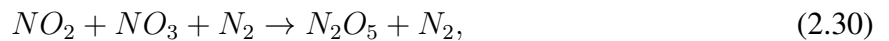
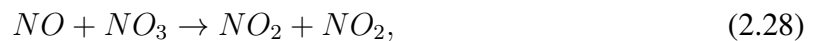
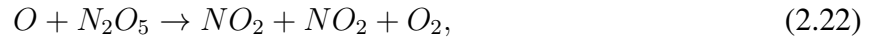
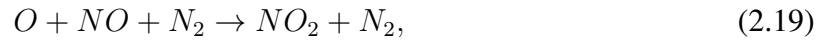
O modelo reacional proposto por Chen et al. [33] e também apoiado por Kogelschatz [49] vai além das reações básicas e inclui um conjunto complexo de 24 reações químicas entre 12 espécies neutras, envolvendo reações de **dissociação por impacto eletrônico** descritas por



e



e reações neutras com espécies excitadas descritas por



e



As reações (2.16), (2.17) e (2.32) descrevem a formação de ozônio. Por outro lado, as reações (2.13), (2.18), (2.24), (2.27) e (2.29) estão associadas à decomposição do O_3 .

É sabido que a eficiência da produção de ozônio por descargas é substancialmente afetada por variáveis parâmetros físicos e elétricos do sistema. Buntat et al. [34] classificam esses parâmetros em dois grupos principais: parâmetros elétricos (como tensão de entrada, frequência, duração e polaridade dos pulsos) e parâmetros físicos (como espaçamento entre eletrodos, características do dielétrico, geometria da câmara e taxa de fluxo de gás).

No que diz respeito aos parâmetros elétricos, diversos estudos evidenciam que a tensão aplicada exerce papel central na ativação do plasma e na eficiência da geração de radicais atômicos de oxigênio. Enquanto tensões crescentes intensificam o campo elétrico local e promovem a dissociação do O_2 , valores excessivos elevam a energia específica injetada (SIE), o que eleva a temperatura do gás e favorece a decomposição do O_3 por vias térmicas e catalíticas [54]. Frequências mais elevadas promovem um aumento na taxa de microdescargas e na densidade de potência dissipada por ciclo, o que pode intensificar a geração de espécies reativas de oxigênio e, conseqüentemente, a formação de ozônio. No entanto, à medida que a frequência cresce, há também aumento da temperatura do gás, o que pode favorecer a decomposição do O_3 gerado, exigindo um equilíbrio operacional cuidadoso [34]. No mesmo trabalho [34] foi demonstrado que a operação em modos pulsados curtos afeta positivamente a taxa e a eficiência na geração de ozônio, uma vez que o tempo de exposição do ozônio às zonas de alta energia é limitado, controlando o compromisso físico-químico entre a criação e destruição de ozônio.

A polaridade do pulso também é um fator crítico na análise da produção de ozônio. Em um estudo experimental recente, Yuan et al. [54] investigaram os efeitos da polaridade do pulso em reatores DBD alimentados com ar e observaram que pulsos positivos apresentaram a maior eficiência na geração de ozônio, seguidos pelas configurações bipolares positivo-negativo e negativo-positivo, enquanto a operação com pulsos negativos foi a menos eficiente no intervalo de energias específicas avaliadas. No estudo de Hegeler et al. [55] verificaram que pulsos de polaridade positiva promovem maior propagação axial do canal de descarga do tipo streamer, além de favorecerem uma maior concentração de elétrons livres na direção do eletrodo positivo. Esse comportamento resulta em uma maior ativação do volume de gás e, portanto, em um aumento na densidade de oxigênio atômico, essencial para a formação de O_3 .

Quanto à configuração física, o espaçamento entre os eletrodos tem impacto direto sobre a intensidade do campo elétrico: gaps menores reduzem a tensão de ignição e promovem a formação de microdescargas densas, elevando a eficiência de dissociação molecular [34]. As propriedades do material dielétrico exercem papel crucial na eficiência da geração de ozônio em

sistemas DBD. O aumento da espessura do dielétrico tende a reduzir a intensidade da corrente de descarga, o que pode limitar a produção de espécies reativas e, conseqüentemente, de ozônio [34]. Por outro lado, materiais com constante dielétrica elevada promovem maior acúmulo de carga superficial e intensificação do campo elétrico local, favorecendo a formação de microdescargas e aumentando o rendimento de ozônio. Além disso, a escolha do material influencia características como a distribuição espacial da descarga e a estabilidade operacional, podendo também afetar indiretamente a interação com os eletrodos e a oxidação superficial induzida pelo plasma [34].

Aspectos geométricos da câmara de descarga e dos eletrodos exercem influência significativa na taxa de geração de ozônio, ao afetarem tanto o tempo de residência do gás quanto a extensão da zona ativa do plasma. Em [34], o comprimento do reator influencia diretamente a quantidade de energia transferida à descarga e a área efetiva de interação entre o plasma e o gás. Reatores mais longos podem favorecer concentrações mais elevadas de O_3 ao aumentar o tempo de exposição do gás ao plasma. No entanto, esse benefício só é efetivo se houver controle térmico adequado, pois temperaturas elevadas podem acelerar a decomposição do ozônio e comprometer sua estabilidade.

Por fim, a taxa de fluxo de gás e o tempo de residência também estão interligados à eficiência final do processo. Fluxos elevados reduzem o tempo de permanência do ozônio na zona de descarga, minimizando sua destruição por colisões e calor; fluxos baixos, por outro lado, aumentam a conversão por volume, mas também a taxa de decomposição do produto [34]. A otimização desses parâmetros requer equilíbrio entre produção, estabilidade e custo energético.

2.6.1 Efeitos da Temperatura e Umidade nas Descargas e na Geração de Ozônio

A eficiência de geração de ozônio em sistemas baseados em descargas por barreira dielétrica (DBD) é fortemente influenciada por parâmetros ambientais, especialmente a temperatura e a umidade relativa do gás de processo. Esses fatores afetam tanto as características físicas da descarga quanto as vias químicas de formação e decomposição do ozônio no plasma.

2.6.1.0.1 Efeitos da Temperatura

A temperatura do gás exerce influência significativa sobre a dinâmica do plasma e a estabilidade das espécies reativas formadas durante a descarga. Sob temperaturas elevadas, observa-se uma redução na densidade eletrônica e na eficiência de excitação e ionização do oxigênio, o que compromete a geração de espécies atômicas necessárias à formação de ozônio [33]. Além disso,

o aumento da temperatura promove reações endotérmicas de decomposição do ozônio, como



onde M representa uma terceira partícula estabilizadora. Esse mecanismo é particularmente relevante acima de 400 K, conforme demonstrado por Bang et al. [56], que identificaram três regimes distintos de comportamento térmico: um regime dominado pela descarga ($T < 350$ K), um regime de transição (350–450 K), e um regime dominado pela decomposição térmica ($T > 450$ K).

Entretanto, vale ressaltar que, no presente trabalho, o efeito da temperatura não foi investigado de forma direta. Isso se justifica pela manutenção de condições quase-isotérmicas no ambiente experimental, com variações inferiores a ± 10 K. Segundo o estudo clássico de Chen e Davidson [33], tal variação não produz efeitos significativos sobre a concentração final de ozônio, permitindo que a influência térmica seja considerada desprezível neste contexto.

2.6.1.0.2 Efeitos da Umidade

Diferentemente da temperatura, a umidade relativa (UR) apresenta efeitos marcadamente pronunciados tanto sobre o comportamento da descarga quanto sobre as reações químicas no plasma. Do ponto de vista físico, a presença de vapor d'água afeta a permissividade do meio e altera a distribuição do campo elétrico local. Isso resulta em variações na intensidade e na frequência das microdescargas, podendo modificar o regime de operação da DBD [57].

Sob o aspecto químico, o impacto da umidade está fortemente relacionado à geração de radicais hidroxila (OH) e peroxila (HO_2), que atuam como espécies destrutivas do ozônio. A água interage com elétrons e átomos de oxigênio excitados por meio de reações como



Esses mecanismos promovem a decomposição do ozônio formado, reduzindo sua concentração efetiva no efluente gasoso. Zhang et al. [58] demonstraram experimentalmente que a presença de 100% de umidade relativa no fluxo gasoso reduziu a concentração de ozônio em até três vezes, em comparação com condições secas. Tal comportamento foi corroborado por Nouri et al. [59], que observaram perdas significativas de rendimento em atmosferas úmidas, e por Valunaité et al. [60], que relataram intensificação da deposição e degradação superficial do O_3 em altas umidades.

Adicionalmente, a configuração elétrica influencia a sensibilidade à umidade: sistemas alimentados por pulsos curtos de alta tensão mostraram-se mais resistentes aos efeitos deletérios da umidade do que sistemas com tensão alternada contínua. Isso se deve à menor exposição das espécies formadas às zonas de alta energia, o que limita as reações secundárias de destruição do ozônio [58].

Em síntese, tanto a temperatura quanto a umidade exercem papel crucial na eficiência de geração de ozônio em sistemas DBD. A temperatura afeta primariamente os equilíbrios termodinâmicos e a taxa de recombinação das espécies, enquanto a umidade impacta principalmente as vias reacionais de formação e destruição do O_3 por meio de interações com espécies hidroxiladas. Esses efeitos se manifestam de forma conjunta nos aspectos elétricos (modulação do regime de descarga) e químicos (alteração das taxas reacionais), sendo fundamentais para o projeto, controle e otimização de reatores DBD voltados à geração de ozônio.

3 Modelo Computacional

3.1 Conteúdo do Capítulo

Este capítulo descreve o modelo computacional desenvolvido para simular o escoamento de gás e o transporte de ozônio em uma câmara com configuração prato-agulha submetida a descargas de barreira dielétrica. Inicialmente, são apresentadas as formulações físicas e numéricas utilizadas nos módulos do COMSOL Multiphysics, com foco no transporte de espécies diluídas e na modelagem do escoamento turbulento via modelo $k-\varepsilon$. Em seguida, detalha-se a formulação numérica no domínio do tempo, com ênfase na discretização temporal do sistema acoplado por meio do método das fórmulas de diferenciação retroativa (*Backward Differentiation Formula*, BDF). Também são discutidas as características de estabilidade e adaptatividade do método, bem como os critérios que justificam sua adoção para problemas acoplados e potencialmente rígidos. A seção encerra com a apresentação das equações discretizadas aplicadas no modelo, com destaque para a abordagem monolítica utilizada na resolução do sistema não linear completo.

3.2 Introdução

A simulação numérica de fenômenos envolvendo transporte de massa e escoamento turbulento em presença de reações químicas complexas requer a integração de modelos físicos robustos e métodos numéricos estáveis. No contexto da geração de ozônio por descargas elétricas em configuração prato-agulha, o escoamento do gás ambiente e a dinâmica da espécie oxidante devem ser representados de forma acoplada, respeitando as interações entre convecção, difusão, reações volumétricas e deposição superficial.

Para isso, este capítulo apresenta o modelo computacional construído com base nos módulos *Transport of Diluted Species* e *Turbulent Flow, $k-\varepsilon$* do COMSOL Multiphysics, formulado no domínio do tempo e resolvido via Método dos Elementos Finitos (FEM). A abordagem adotada considera discretização temporal por métodos implícitos multistep (BDF) e resolução monolítica do sistema não linear, permitindo alta estabilidade numérica e captura adequada das não linearidades locais associadas às regiões de descarga. Essa estrutura é essencial para avaliar o comportamento transiente do transporte de ozônio nas condições específicas estudadas neste trabalho.

3.3 Fluidodinâmica Computacional

Neste trabalho, foram utilizados dois módulos principais do COMSOL Multiphysics para modelar o escoamento do gás e o transporte de ozônio: o módulo *Turbulent Flow, k-ε* e o módulo *Transport of Diluted Species*. A seguir, apresentam-se as formulações físicas e numéricas adotadas por cada módulo, bem como a discretização temporal aplicada ao sistema acoplado.

3.3.1 Transporte de Espécies Diluídas

No módulo de transporte de espécies diluídas a evolução espacial e temporal da concentração molar de ozônio c_i (mol/m³) foi descrita pela equação de conservação de massa para espécies diluídas, que de acordo com [28] é dada por

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} + \vec{u}_m \cdot \nabla c_i = R_i^A, \quad (3.1)$$

a qual descreve como a concentração molar de ozônio c_i , dada em mol/m³, varia ao longo do tempo e do espaço. O termo $\partial c_i / \partial t$ representa a derivada temporal da concentração, dada em mol/(m³s). O termo $\nabla \cdot \vec{J}$ representa a divergência do campo vetorial de fluxo difusivo \vec{J} , dado em mol/(m²·s), que é determinado por

$$\vec{J} = -D \nabla c_i, \quad (3.2)$$

onde D é o coeficiente de difusão do ozônio ($1,82 \times 10^{-5}$ m²/s).

Na equação (3.1), $\vec{u}_m \cdot \nabla c_i$ representa a projeção escalar do vetor de velocidade média de massa \vec{u}_m (m/s) sobre o gradiente ∇c_i , e R_i^A é a taxa molar de produção de ozônio por unidade de volume (ou taxa de reação de produção de ozônio), dada em mol/(m³s). Neste trabalho, as equações acopladas (3.1) e (3.2) são resolvidas numericamente por meio do Método dos Elementos Finitos (FEM) tridimensional no domínio do tempo [61].

A taxa de reação de produção de ozônio em regime permanente R_i pode ser calculada dividindo-se o produto entre a potência das descargas P e o rendimento de ozônio η pelo produto entre a massa molar do ozônio m (47,997 g/mol) e o volume V_{O_3} da região onde o ozônio é gerado [34, 62], ou seja,

$$R_i = \frac{\eta \cdot P}{m \cdot V_{O_3}}. \quad (3.3)$$

O fluxo de deposição líquida de ozônio sobre uma superfície S , conforme detalhado em [63], é expresso por

$$J_s = -\gamma \frac{\langle v \rangle}{4} C \Big|_{\zeta=\frac{2}{3}l}, \quad (3.4)$$

em que γ é o coeficiente de acomodação em massa do ozônio na superfície de deposição, $\langle v \rangle$ é a velocidade de Boltzmann do ozônio, C é a concentração de ozônio (g/m^3), ζ é a coordenada ao longo do eixo normal à superfície S , que aumenta com a distância a partir da superfície, e l é o caminho livre médio molecular ($6,5 \times 10^{-8}$ m, a 293 K e 1 atm).

A velocidade de Boltzmann em (3.4) é calculada por

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8R_G T}{\pi m}}, \quad (3.5)$$

onde R_G é a constante universal dos gases ($8,31446261815324 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$), T é a temperatura em kelvin, e m é a massa molar do ozônio.

O coeficiente de acomodação em massa γ depende do material da superfície que interage com as partículas de ozônio. Segundo [64], ele é calculado por:

$$\gamma = \left[\frac{\langle v \rangle}{4} \left(\frac{1}{u_d} - \frac{1}{v_t} \right) \right]^{-1}, \quad (3.6)$$

onde u_d é a velocidade de deposição superficial e v_t é a taxa de deposição limitada por transporte em massa, ambas em m/s.

Neste trabalho as reações de superfície foram implementadas em condições de contorno do tipo *Surface Reactions* considerando diferentes materiais. Os valores de γ utilizados foram obtidos a partir de dados experimentais da literatura para diferentes materiais. Eles são apresentados na Tabela 1, juntamente com suas respectivas referências.

Tabela 1 – Valores de γ para os diferentes materiais utilizados no modelo computacional

Material	γ	Referência
Plástico (Polietileno)	$2,35 \times 10^{-6}$	[63, 65]
Aço Inoxidável	$1,30 \times 10^{-6}$	[63, 66]
FR-4 (Epóxi)	$2,00 \times 10^{-6}$	[64, 67]
Vidro	$8,25 \times 10^{-8}$	[63, 65]
Cobre	$5,50 \times 10^{-7}$	[68]

Um parâmetro fundamental na análise de escoamentos fluidos é o número de Reynolds (Re), que permite caracterizar o regime do escoamento — laminar ou turbulento — a partir da razão entre forças inerciais e viscosas. Essa grandeza adimensional é definida como:

$$Re = \frac{\rho \cdot V \cdot L}{\mu}, \quad (3.7)$$

em que ρ representa a densidade do fluido (kg/m^3), V é a velocidade característica do escoamento (m/s), L é uma dimensão geométrica característica do sistema (m), como o diâmetro hidráulico de um canal ou tubo, e μ é a viscosidade dinâmica do fluido ($\text{Pa}\cdot\text{s}$ ou $\text{N}\cdot\text{s/m}^2$).

De acordo com Griebel et al. [69], o valor de Re exerce papel determinante na natureza do escoamento. Para valores baixos de Re , as forças viscosas predominam, resultando em um escoamento laminar, caracterizado por linhas de corrente suaves e paralelas, com transporte predominantemente advectivo e baixa mistura entre camadas. À medida que o número de Reynolds aumenta, as forças inerciais tornam-se mais relevantes, levando à instabilidade do escoamento e à transição para o regime turbulento. Nesse regime, observam-se estruturas caóticas como vórtices, zonas de recirculação e elevada difusão de momento, energia e massa — características essenciais em diversos processos de engenharia.

A Figura 13 ilustra o comportamento do campo de velocidades em regime estacionário sob diferentes números de Reynolds, em uma geometria típica de escoamento com descontinuidade geométrica (degrau). Observa-se que, à medida que o Re aumenta, surgem regiões de separação e recirculação, evidenciando a transição para o regime turbulento.

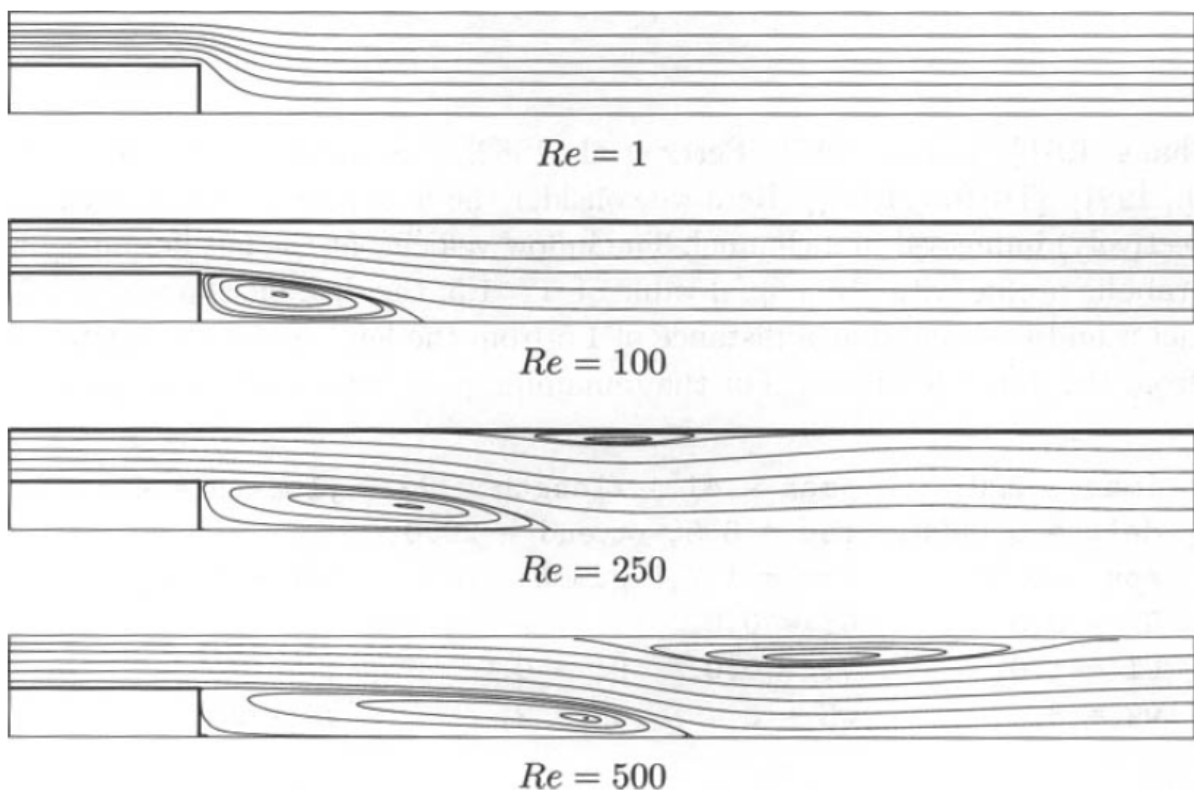


Figura 13 – Campos de velocidade em escoamento sob degrau, em regime estacionário, para diferentes números de Reynolds. Adaptado de [69].

3.3.2 Modelo de Escoamento Turbulento ($k-\varepsilon$)

A modelagem do escoamento de gás no interior da câmara foi realizada utilizando o módulo *Turbulent Flow, $k-\varepsilon$* do COMSOL Multiphysics [70]. A escolha deste módulo se justifica pela natureza turbulenta do escoamento envolvido em regiões onde ocorrem gradientes acentuados de velocidade, recirculações e instabilidades associadas à interação entre jatos de gás e superfícies sólidas. Em tais condições, modelos de escoamento laminar tornam-se inadequados para descrever a complexidade do movimento do fluido, sendo necessário empregar um modelo de turbulência que incorpore os efeitos médios das flutuações turbulentas na solução das equações de Navier–Stokes [70].

O ponto de partida da modelagem é a formulação das equações de Navier–Stokes médias de Reynolds (RANS — Reynolds-Averaged Navier–Stokes) [70] [71] [72], obtidas ao decompor as variáveis de interesse em componentes médias e flutuantes. As equações governantes utilizadas nessa abordagem são as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, médias no tempo segundo a decomposição de Reynolds. A equação da continuidade para um fluido incompressível permanece como [71]

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0, \quad (3.8)$$

enquanto a equação da quantidade de movimento assume a forma

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot [(\mu + \mu_t) (\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)] + \vec{F}, \quad (3.9)$$

em que ρ é a densidade do gás (kg/m^3), \vec{u} é o vetor velocidade (m/s), p é a pressão (Pa), μ é a viscosidade dinâmica do fluido, e μ_t é a viscosidade turbulenta. Essa última é introduzida como forma de representar, de maneira média, os efeitos das flutuações turbulentas do escoamento sobre o transporte de quantidade de movimento.

3.3.2.1 Classificação dos Modelos de Turbulência

A classificação dos modelos de turbulência pode ser feita com base em diversos critérios estruturais, como a abordagem utilizada para o fechamento das equações de Reynolds, o número de equações de transporte resolvidas e o tratamento das condições na parede. A forma mais comum de classificação divide os modelos em três grandes categorias: (1) os Modelos de Viscosidade Turbulenta (Eddy Viscosity Models — EVM), (2) os Modelos de Tensão de Reynolds (Reynolds Stress Models — RSM) e (3) os Modelos de Tensão Algébrica (Algebraic Stress Models — ASM) [71].

Os modelos de viscosidade turbulenta, conhecidos como *Eddy Viscosity Models* (EVM), assumem que as tensões de Reynolds são proporcionais aos gradientes médios de velocidade, utilizando uma viscosidade turbulenta efetiva. Essa abordagem é análoga à lei de Newton para fluidos viscosos e resulta em modelos computacionalmente eficientes, embora limitados na representação de anisotropias da turbulência. Os EVM podem ser classificados, ainda, de acordo com o número de equações de transporte resolvidas: modelos de uma equação, como o *Spalart–Allmaras* [73], resolvem diretamente a viscosidade turbulenta; já o modelos de duas equações, como o $k-\varepsilon$ [74], resolvem equações para a energia cinética turbulenta k e uma variável complementar. Por outro lado, os modelos de tensão de Reynolds (*Reynolds Stress Models* — RSM) resolvem equações de transporte para cada componente do tensor de tensões turbulentas, sendo mais precisos fisicamente, porém significativamente mais custosos [72]. Já os modelos de tensão algébrica (*Algebraic Stress Models* — ASM) utilizam relações algébricas derivadas dos RSM sob hipóteses simplificadoras, oferecendo um equilíbrio entre fidelidade física e simplicidade computacional [72].

Além dessa divisão conceitual, uma codificação numérica sistemática pode ser usada para descrever as principais características de um modelo [71]. Nessa codificação, o primeiro dígito indica a classe do modelo (por exemplo, 3 para modelos de viscosidade turbulenta), o segundo representa o número de equações diferenciais parciais resolvidas (como 2 para o modelo $k-\varepsilon$), o terceiro dígito corresponde ao número de equações diferenciais ordinárias (normalmente 0), o quarto especifica a aplicabilidade a escoamentos compressíveis ou incompressíveis (sendo 1 para ambos), e o quinto indica o tratamento da região próxima à parede (1 para integração total até a parede, 2 para uso de funções de parede). Assim, o modelo $k-\varepsilon$ padrão recebe o código 32011 [71].

Do ponto de vista histórico e conceitual, conforme discutido por Wilcox [72], os modelos de turbulência foram desenvolvidos com o objetivo de representar os efeitos médios da turbulência sem a necessidade de resolver todas as escalas do escoamento (como ocorre na simulação direta, DNS). O ponto de partida para muitos desses modelos foi a hipótese de Boussinesq [75], que introduz a viscosidade turbulenta como análogo ao esforço viscoso molecular. Posteriormente, modelos baseados na energia cinética turbulenta k e sua taxa de dissipação ε ou frequência específica ω se consolidaram como alternativas robustas para aplicações práticas. Nesse contexto, o modelo $k-\varepsilon$ é amplamente utilizado por apresentar bom desempenho para escoamentos incompressíveis com condições de contorno complexas, conciliando precisão e custo computacional razoável [70]. Essa combinação de características justifica a sua adoção no presente trabalho.

3.3.2.2 Modelo $k-\varepsilon$

O modelo $k-\varepsilon$ é uma das abordagens mais amplamente utilizadas na modelagem de escoamentos turbulentos devido ao seu equilíbrio entre robustez, precisão razoável e baixo custo computacional. Esse modelo, originalmente proposto por Launder e Spalding [74], pertence à classe dos modelos de viscosidade turbulenta com duas equações de transporte que relaciona as tensões de Reynolds ao gradiente de velocidade média por meio de uma viscosidade turbulenta efetiva.

A formulação do modelo envolve a resolução de duas equações diferenciais parciais adicionais: uma para a energia cinética turbulenta k e outra para a taxa de dissipação dessa energia, ε . A equação de transporte para a energia cinética turbulenta k pode ser escrita como

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla k \right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon, \quad (3.10)$$

enquanto a equação para a taxa de dissipação ε é dada por

$$\rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \varepsilon \right) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (3.11)$$

O termo P_k representa a taxa de produção da energia cinética turbulenta e é definido como:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (3.12)$$

A viscosidade turbulenta μ_t é calculada a partir das variáveis k e ε pela relação [70]:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (3.13)$$

sendo $C_\mu = 0,09$ uma constante empírica ajustada para diversos tipos de escoamento. Já os parâmetros $\sigma_k = 1,0$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$ são coeficientes de difusão turbulenta que modulam o transporte difusivo das quantidades turbulentas. As constantes $C_{1\varepsilon} = 1,44$ e $C_{2\varepsilon} = 1,92$ são determinadas empiricamente com base em dados experimentais e calibradas para garantir estabilidade numérica e fidelidade física do modelo [70] [74]. No COMSOL Multiphysics, a implementação padrão do modelo $k-\varepsilon$ segue essas equações e constantes, conforme documentado em [70].

3.3.3 Formulação Numérica no Domínio do Tempo

A simulação computacional do sistema acoplado de transporte de espécies e escoamento turbulento foi realizada no domínio do tempo, utilizando discretização espacial via Método dos

Elementos Finitos (FEM) e discretização temporal baseada em métodos multistep implícitos. Em particular, foi adotada a família de métodos conhecida como *Backward Differentiation Formulae* (BDF), amplamente empregada para problemas rígidos devido à sua robustez e estabilidade numérica [70].

As fórmulas de diferenciação retroativa (BDF) constituem uma classe de métodos multistep implícitos, nos quais a derivada da função no tempo atual é aproximada por uma combinação linear de valores passados da própria função. A forma geral do método BDF de ordem k aplicado a uma equação do tipo $y'(t) = f(y(t), t)$ é dada por [76]:

$$\sum_{j=0}^k \alpha_j y^{n+1-j} = h\beta_0 f(y^{n+1}, t_{n+1}), \quad (3.14)$$

onde os coeficientes α_j e β_0 são tabelados para cada ordem k , como mostrado na Tabela 2 [76]. O BDF de primeira ordem $k = 1$, corresponde ao método de Euler Implícito (*Backward Euler*), sendo o mais simples e mais amplamente utilizado devido à sua estabilidade absoluta em toda a metade esquerda do plano complexo [76, 77].

Tabela 2 – Coeficientes dos métodos BDF até ordem 6. Adaptado de [76].

p	k	β_0	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6
1	1	1	1	-1					
2	2	$\frac{2}{3}$	1	$-\frac{4}{3}$	$\frac{1}{3}$				
3	3	$\frac{6}{11}$	1	$-\frac{18}{11}$	$\frac{9}{11}$	$-\frac{2}{11}$			
4	4	$\frac{12}{25}$	1	$-\frac{48}{25}$	$\frac{36}{25}$	$-\frac{16}{25}$	$\frac{3}{25}$		
5	5	$\frac{60}{137}$	1	$-\frac{300}{137}$	$\frac{300}{137}$	$-\frac{200}{137}$	$\frac{75}{137}$	$-\frac{12}{137}$	
6	6	$\frac{60}{147}$	1	$-\frac{360}{147}$	$\frac{450}{147}$	$-\frac{400}{147}$	$\frac{225}{147}$	$-\frac{72}{147}$	$\frac{10}{147}$

A escolha da ordem do método BDF influencia diretamente sua região de estabilidade. A Figura 14 mostra as regiões de estabilidade absoluta para ordens $k = 1$ a $k = 6$. Observa-se que apenas os métodos de ordem 1 (BDF1) e 2 (BDF2) são absolutamente estáveis para todos os autovalores com parte real negativa, uma propriedade conhecida como *A-estabilidade* [77].

Isso justifica o uso preferencial dessas ordens em simuladores comerciais como o COMSOL Multiphysics, especialmente para problemas com forte rigidez, como aqueles envolvendo reações químicas acopladas a campos de escoamento [70].

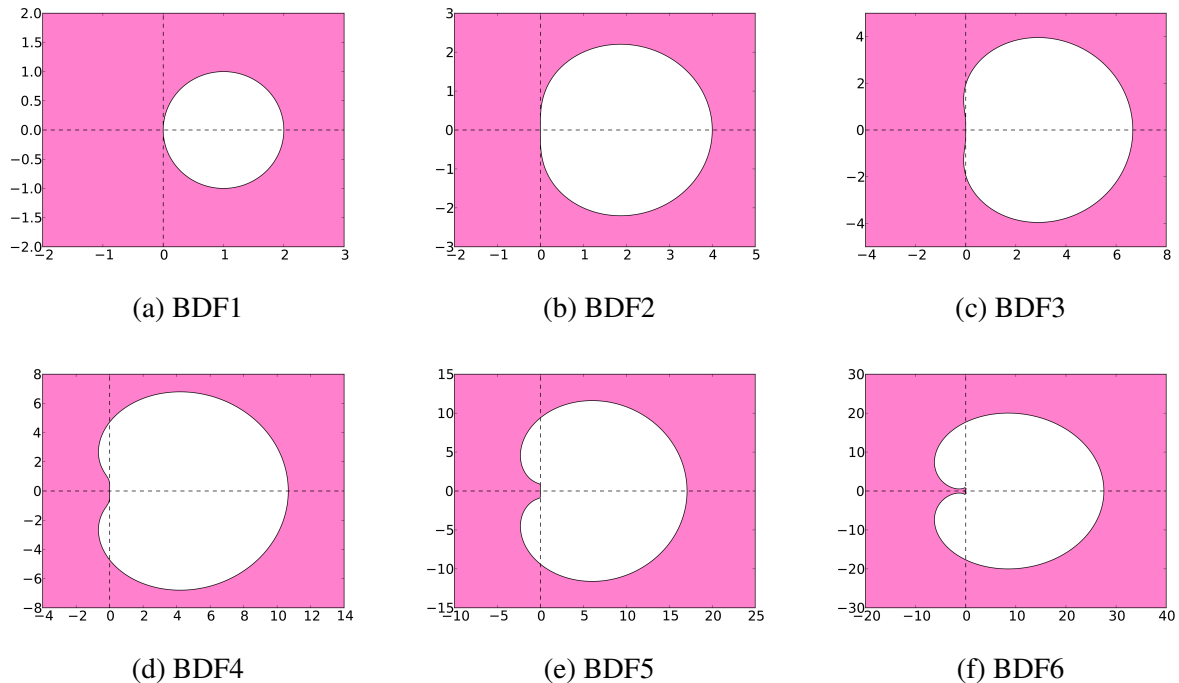


Figura 14 – Regiões de estabilidade absoluta no plano complexo para os métodos BDF de ordem $k = 1, 2, \dots, 6$. Adaptado de [77].

No contexto deste trabalho, as equações do sistema acoplado — incluindo a equação de transporte de espécies diluídas (3.1), as equações de Navier–Stokes médias incompressíveis, e as equações auxiliares do modelo de turbulência k – ε — foram discretizadas no tempo utilizando o método *Backward Differentiation Formula* (BDF), conforme implementado no COMSOL Multiphysics [70].

O BDF é um método para resolução de equações diferenciais ordinárias (EDOs), cuja ordem de acurácia pode ser ajustada adaptativamente. Durante a simulação, o solver do *software* foi configurado por padrão para fazer o controle adaptativo de ordens de BDF, podendo alternar entre BDF1 (primeira ordem) ou BDF2 (segunda ordem) — com base em critérios de estabilidade e tolerância ao erro [70].

Abaixo, apresentam-se as expressões para as duas primeiras ordens do método BDF, respectivamente [76]:

$$\left. \frac{\partial c_i}{\partial t} \right|^{n+1} \approx \frac{c_i^{n+1} - c_i^n}{\Delta t} \quad (3.15)$$

e

$$\left. \frac{\partial c_i}{\partial t} \right|^{n+1} \approx \frac{3c_i^{n+1} - 4c_i^n + c_i^{n-1}}{2\Delta t}. \quad (3.16)$$

Dessa forma, essa combinação permite resolver o sistema não linear acoplado por meio de um esquema monolítico, em que todas as variáveis (velocidade, pressão, concentração, k , ε) são resolvidas simultaneamente a cada passo de tempo, assegurando consistência numérica global.

4 Experimento, Modelagem Computacional e Resultados

4.1 Conteúdo do Capítulo

Neste capítulo, é apresentado o estudo da produção de ozônio a partir de descargas parciais (DP) utilizando uma configuração prato-agulha com barreira dielétrica (DBD) em uma câmara experimental com controle de temperatura e umidade. Descreve-se o conjunto experimental empregado, incluindo os componentes eletrônicos e sensores utilizados, bem como os procedimentos de controle ambiental aplicados. Em seguida, são apresentados os resultados experimentais obtidos para diferentes níveis de umidade relativa do ar e tensão RMS aplicada, e discutida sua relação com a taxa de geração de ozônio e a energia média das descargas parciais. Por fim, são descritos o modelo computacional desenvolvido em software de elementos finitos (COMSOL Multiphysics), a metodologia de ajuste da taxa de reação R_i com base nos dados experimentais, e os resultados obtidos por simulação, incluindo a distribuição espacial de ozônio e a regressão polinomial da taxa R_i como função da umidade e da tensão aplicada.

4.2 Introdução

O presente trabalho investiga a produção de ozônio em uma configuração de descarga com barreira dielétrica do tipo prato-agulha, com espaçamento de 1 mm entre os eletrodos. O experimento foi realizado em uma câmara plástica translúcida, dentro da qual foram instalados os componentes necessários para viabilizar o controle das condições ambientais de umidade e temperatura durante as medições. A motivação principal foi avaliar como a umidade relativa do ar e a tensão aplicada afetam a produção de ozônio, com ênfase na estimativa da taxa de reação R_i associada às descargas parciais.

A configuração experimental foi cuidadosamente projetada para garantir simetria em relação às aberturas de entrada e saída de ar da câmara, assegurando que o centro do espaço de descarga coincidissem com o eixo do escoamento de ar. Foram estabelecidos quatro regimes de operação com umidades relativas controladas de 30%, 45%, 55% e 70%. Para cada valor de umidade, foram aplicadas tensões de 5,0kV, 5,5kV, 6,0kV e 6,5kV (valores RMS, 60 Hz), com cada ensaio tendo duração de aproximadamente 15 a 30 minutos e sendo repetido diversas vezes para garantir a reprodutibilidade dos resultados.

A concentração de ozônio foi monitorada com o auxílio de um analisador ultravioleta 2BTech modelo 106-L, cuja entrada de amostragem foi posicionada alinhadamente ao centro da zona de descarga, na porta de saída da câmara. Paralelamente, foi desenvolvido um modelo numérico tridimensional baseado no método dos elementos finitos, implementado no software COMSOL Multiphysics, a fim de simular o comportamento do transporte de ozônio na câmara e calcular as distribuições de concentração em função da umidade e da tensão aplicada.

4.3 Configuração Laboratorial do Experimento

A configuração experimental foi montada em uma câmara cúbica de polietileno transparente com dimensões internas de 18cm×18cm ×18cm, conforme mostrado na Figura 15. As entradas e saídas de ar foram posicionadas de forma simétrica para garantir o alinhamento do centro do espaçamento prato-agulha com o fluxo de ar. Um ventilador de 40mm foi instalado na entrada da câmara, promovendo um escoamento de ar com velocidade média de 1,0m/s. O interior da câmara continha dois cilindros plásticos utilizados para canalizar o fluxo de ozônio em direção à saída, além de um sensor de umidade e temperatura (dentro de um invólucro plástico) e o suporte plástico para os eletrodos prato-agulha com barreira dielétrica. A Figura 16 ilustra o arranjo interno da câmara e os componentes utilizados no experimento, enquanto a Figura 17 apresenta os objetos individualmente, com suas respectivas dimensões.

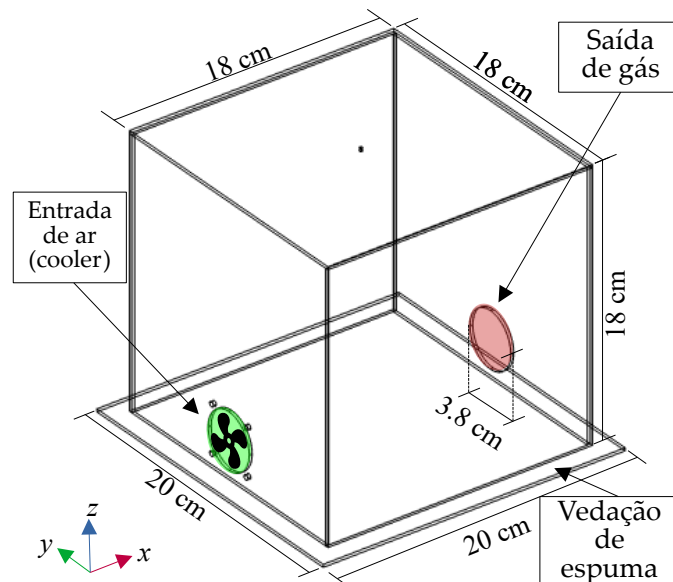


Figura 15 – Geometria da câmara de polietileno com destaques para as portas de entrada e saída de gás.

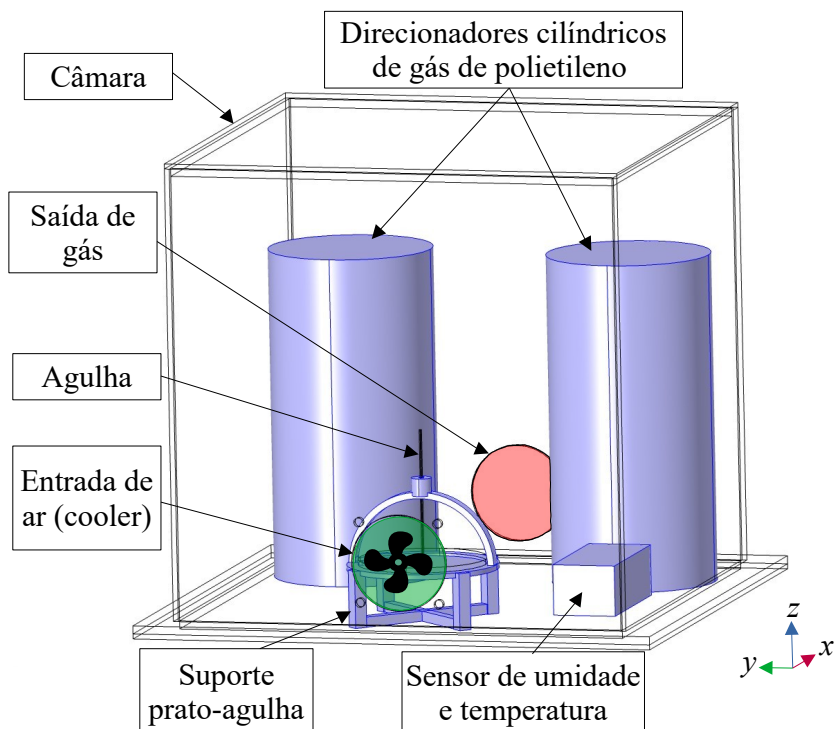


Figura 16 – Esquema do interior da câmara com os equipamentos experimentais destacados em azul e suas dimensões.

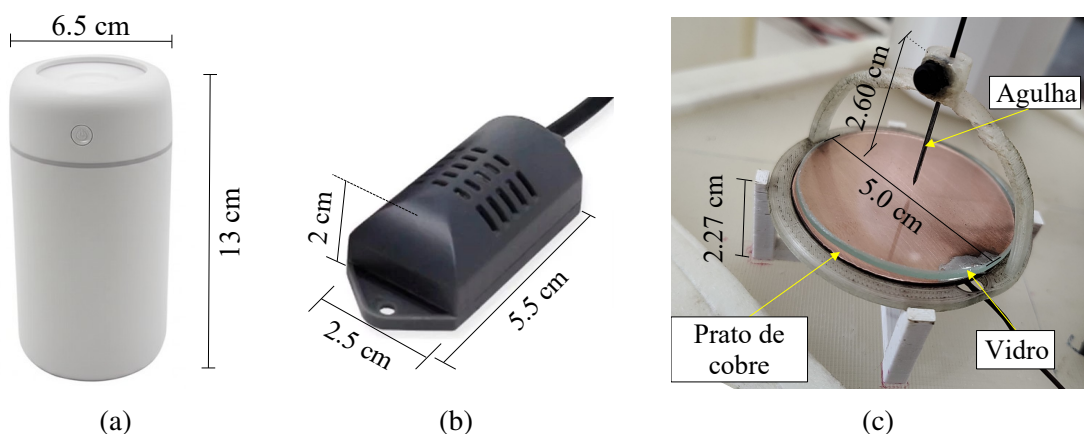


Figura 17 – Componentes internos da câmara e suas dimensões: (a) cilindro de polietileno (duas unidades), (b) sensor de umidade e temperatura em invólucro de polietileno e (c) suporte plástico para o arranjo prato-agulha com barreira de vidro.

Do lado externo da câmara, uma lâmpada infravermelha de 250W com soquete cerâmico e bulbo de vidro foi posicionada a 13cm da parte externa do ventilador de entrada, sendo utilizada para controle da temperatura local. A medição da concentração de ozônio foi realizada com o analisador ultravioleta modelo 106-L da 2B Technologies, mostrado na Figura 18.

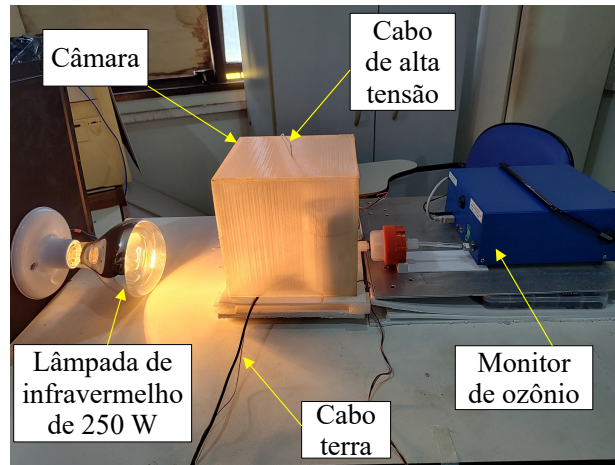


Figura 18 – Fotografia geral da configuração experimental de aquisição de ozônio.

O circuito de alta tensão foi desenvolvido especificamente para o experimento. Um autotransformador variável (variac) de 0–220V foi conectado ao lado de baixa tensão de um transformador de potência de 13,2 kV/220V. Um dos terminais da saída de alta tensão foi conectado à agulha (eletrodo de alta tensão), enquanto o outro foi conectado ao prato de cobre (eletrodo de referência/terra), como mostrado no diagrama esquemático do circuito completo de alta tensão da Figura 19

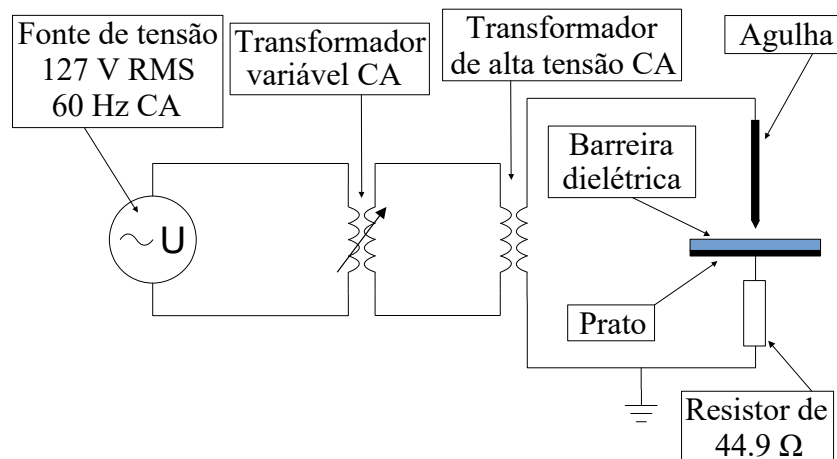


Figura 19 – Esquema do circuito de alta tensão utilizado no experimento.

Para monitoramento indireto da corrente de descarga, um resistor de $44,9 \Omega$ foi conectado em série com o prato de cobre. A tensão aplicada foi monitorada utilizando duas sondas de osciloscópio: uma sonda TEKTRONIX P6015A de alta tensão (até $20 \text{ kV}_{\text{RMS}}$, $1000 \text{ M}\Omega$ de impedância) conectada aos terminais de saída do transformador, e uma sonda TEKTRONIX P6139B de baixa tensão ($300 \text{ V}_{\text{RMS}}$, $10 \text{ M}\Omega$) conectada em paralelo ao resistor de $44,9 \Omega$ para

captar a queda de tensão devido às correntes de descarga. A aquisição dos sinais foi realizada com um osciloscópio digital TEKTRONIX DPO 3034 de quatro canais, 300MHz de largura de banda e taxa de amostragem de 2,5GSa/s. O arranjo físico desse sistema de alimentação de alta tensão é mostrada na Figura. 6, destacando as conexões do transformador variável até o transformador de potência e até o eletrodo de agulha.

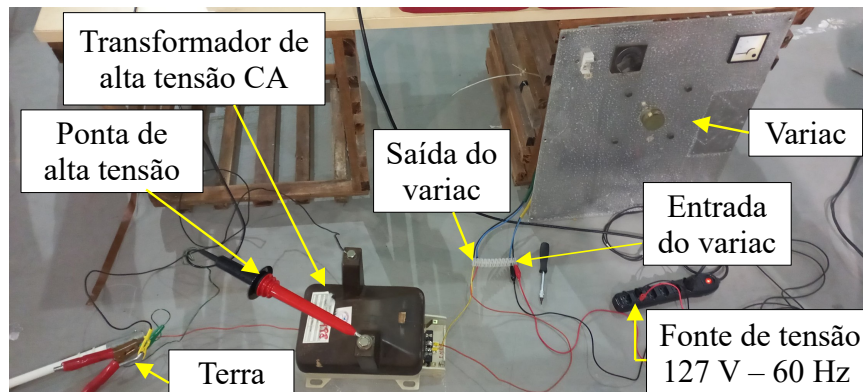


Figura 20 – Fotografia do sistema de alta tensão, incluindo o variac, transformador de potência e conexões com a agulha.

4.4 Realização do Experimento

O experimento foi realizado utilizando uma configuração de eletrodos prato-agulha com barreira dielétrica (DBD), atuando como fonte de descargas parciais. A agulha utilizada foi do tipo Ogura (modelo X-253-7), fabricada em aço inoxidável, com comprimento de 5cm e diâmetro de ponta de aproximadamente 40 μ m. O prato foi construído a partir de um disco de cobre com 5cm de diâmetro, sobre o qual foi colocada uma lâmina de vidro com 2mm de espessura, atuando como barreira dielétrica. O suporte para a estrutura prato-agulha foi confeccionado em polietileno e permitia o ajuste preciso da posição da agulha, mantendo um espaçamento fixo de 1mm entre sua ponta e a superfície da barreira dielétrica (vidro), conforme mostrado na Figura17(c).

O arranjo prato-agulha foi posicionado de forma simétrica no interior da câmara em relação ao eixo y , de modo que o centro do gap coincidisse com os centros das portas de entrada e saída de ar. Uma fotografia da descarga parcial entre a ponta da agulha e a barreira de vidro, obtida em ambiente escuro, é apresentada na Figura 21. A Figura 22 mostra o posicionamento do suporte e dos demais elementos em relação às paredes internas da câmara.

O controle da umidade relativa no interior da câmara foi realizado por meio do monitoramento das condições ambientais do laboratório. Para isso, foi utilizada uma lâmpada



Figura 21 – Fotografia da descarga parcial entre a ponta da agulha e a barreira de vidro, registrada em ambiente escuro.

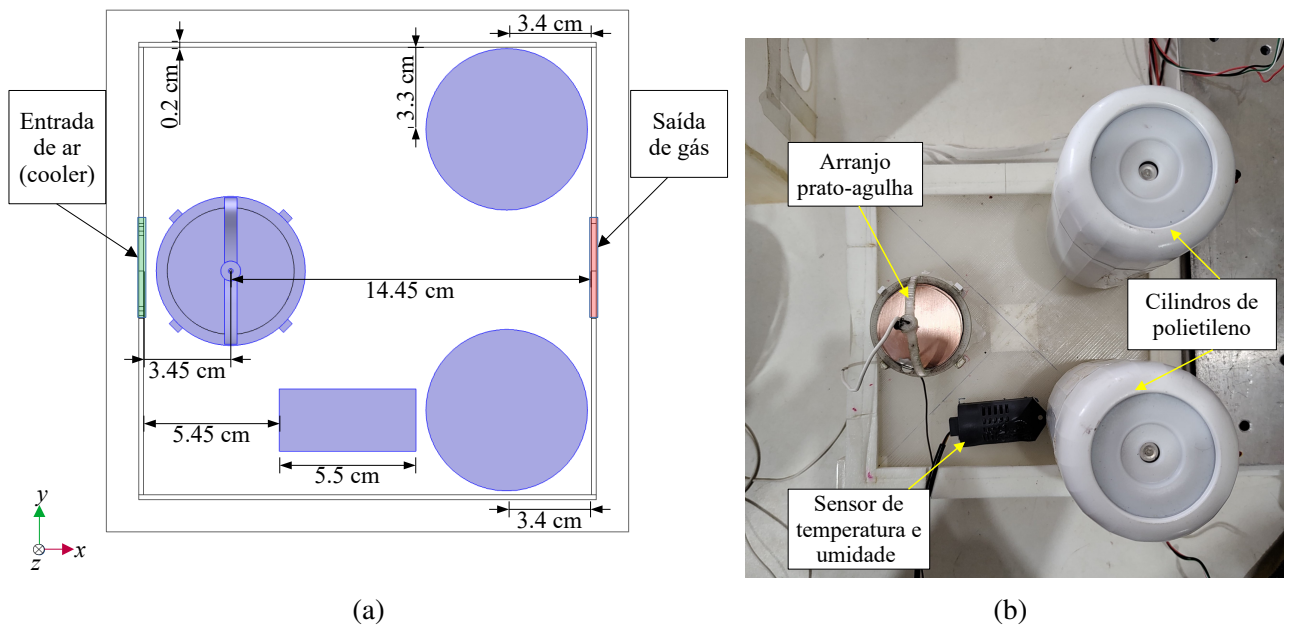


Figura 22 – Configuração experimental: (a) esquema superior do interior da câmara, destacando em azul os elementos utilizados, com suas dimensões e posicionamentos; (b) fotografia dos elementos posicionados no experimento real.

infravermelha de 250W conectada a um controlador de temperatura, posicionada a 13cm da entrada de ar da câmara (Figura 18). O controle de umidade foi complementado com o uso do ar-condicionado e o ajuste das taxas de renovação de ar com o ambiente externo.

Após diversos testes preliminares, foi verificado que o controle da umidade relativa exigia diferentes estratégias conforme o regime desejado. Para condições de baixa umidade (30% e

45%), a lâmpada infravermelha foi mantida ligada com controle de temperatura em torno de 32°C e 24°C, respectivamente, enquanto o ar-condicionado funcionava em capacidade máxima. Para os casos de maior umidade (55% e 70%), o ar-condicionado era desligado e algumas janelas do laboratório eram abertas para aumentar a umidade ambiente.

Durante todos os experimentos, a temperatura interna da câmara variou entre 24°C e 36°C, correspondendo a uma variação de 12 K. Essa faixa foi controlada conforme os parâmetros de operação estabelecidos para cada regime de umidade relativa.

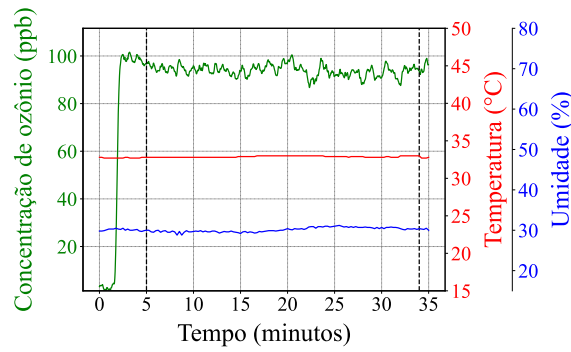
4.5 Resultados Experimentais

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos nos experimentos realizados com a configuração prato-agulha com barreira dielétrica e espaçamento de 1 mm. Os ensaios foram conduzidos para investigar a influência da umidade relativa e da tensão RMS aplicada sobre a concentração de ozônio e sobre as características das descargas parciais. Para isso, foram considerados quatro níveis fixos de umidade relativa: 30%, 45%, 55% e 70%. Para cada uma dessas condições, foram aplicadas tensões de 5,0kV, 5,5kV, 6,0kV e 6,5kV (valores RMS em 60Hz).

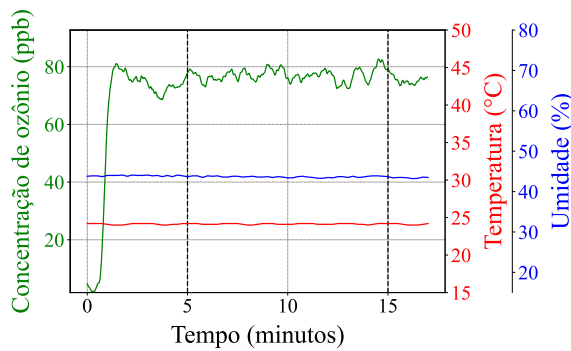
Em cada ensaio experimental, a entrada do monitor de ozônio foi posicionada centralmente na porta de saída da câmara de testes para medir a concentração de ozônio ao longo do tempo, enquanto a ponta de prova de tensão do osciloscópio foi conectada aos terminais do resistor de 44,9 Ω para registrar sinais transitórios de tensão. Esse resistor foi conectado em série com o eletrodo de placa de cobre da montagem prato-agulha, permitindo o monitoramento indireto da corrente de descarga.

Um transformador variável foi utilizado para aumentar gradualmente a tensão aplicada, atingindo o valor desejado em cerca de 5 segundos. Esse procedimento foi repetido para todas as combinações dos parâmetros de umidade e tensão. A Figura 23 apresenta a concentração de ozônio, a umidade e a temperatura ao longo do tempo para uma tensão aplicada de 6,0 kV_{RMS} sob níveis médios de umidade relativa de 30%, 45% e 55%.

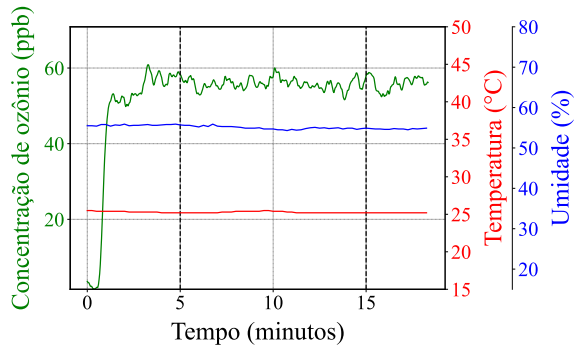
Além das medições temporais da concentração, os sinais de tensão no resistor em série também foram registrados utilizando o modo de aquisição por envoltória do osciloscópio. Essa função foi configurada para acumular os valores de pico das formas de onda durante um intervalo de 2 minutos, com intervalo de amostragem de 4×10^{-10} s, resultando em aproximadamente 2,5 milhões de pontos registrados. Os dados acumulados foram então utilizados para gerar um perfil estatístico das amplitudes das descargas parciais ao longo de uma janela temporal de 1 ms.



(a)



(b)

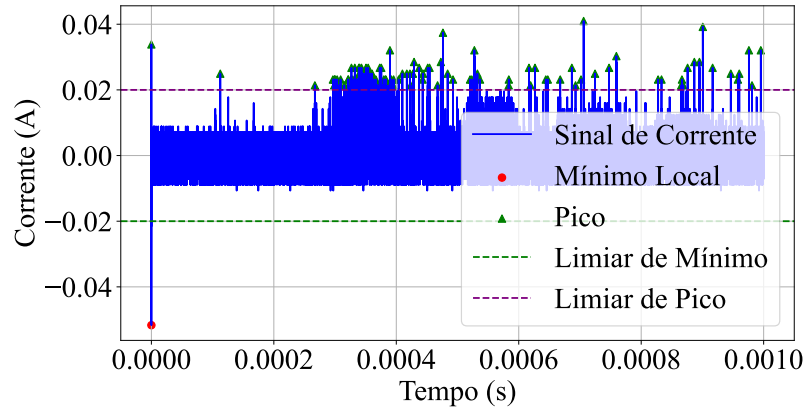


(c)

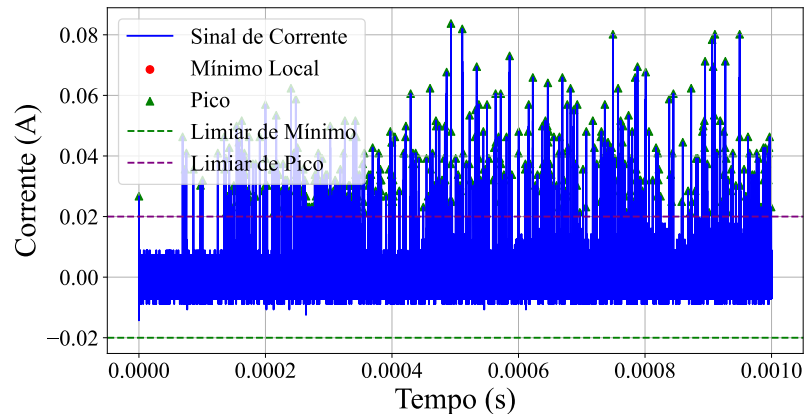
Figura 23 – Concentração de ozônio ao longo do tempo para $V_{RMS} = 6,0$ kV com umidades relativas de: (a) 30%, (b) 45% e (c) 55%.

Embora o osciloscópio tenha medido a tensão sobre o resistor, os resultados mostrados na Fig. 24 representam as respectivas formas de onda da corrente. Isso foi feito convertendo-se a tensão em corrente por meio da Lei de Ohm $I(t) = V(t)/R$, onde $V(t)$ é a tensão instantânea medida no resistor e $R = 44,9 \Omega$ é a resistência. As formas de onda da corrente fornecem informações transitórias das descargas parciais sob diferentes condições experimentais. A Fig. 24 mostra os sinais acumulados em modo de envoltória para os experimentos conduzidos com

5,0 kV_{RMS} e 6,5 kV_{RMS}, ambos com 30% de umidade relativa.



(a)



(b)

Figura 24 – Pulsos de corrente de DP sob umidade relativa de 30% para: (a) 5,0kV e (b) 6,5kV. Em azul, o sinal de corrente; os triângulos verdes indicam os picos detectados e os círculos vermelhos os vales. Linhas tracejadas representam os limiares de detecção.

Após a coleta dos dados, foram calculadas as concentrações médias de ozônio e os valores médios de umidade para cada experimento. O gráfico da Fig. 25 apresenta a concentração média de ozônio em função da umidade média para cada nível de tensão RMS aplicado. Os dados experimentais demonstram que, para uma tensão aplicada fixa, o aumento da umidade resulta em uma redução significativa da concentração média de ozônio. A variação mais acentuada ocorreu em 6.5 kV_{RMS}, onde a concentração de ozônio caiu de 122,29 ppb (30% de umidade) para 40,43 ppb (70% de umidade) — uma redução de aproximadamente 67%. Para 6,0 kV, observou-se comportamento semelhante, com a concentração caindo de 94,26 ppb para 31,14 ppb (também uma redução de 67%). Em tensões menores, como 5,0 kV, a concentração caiu de 43,92 ppb (30%) para 19,1 ppb (70%), o que representa uma redução de 56,5%.

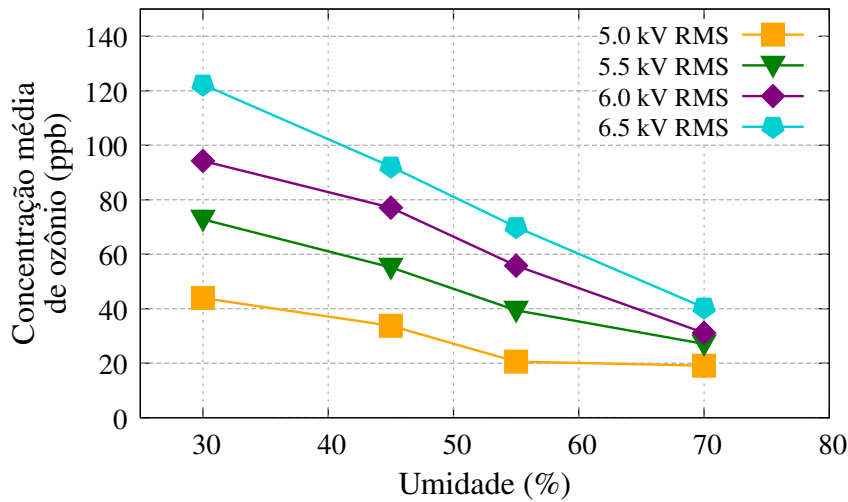


Figura 25 – Concentração média de ozônio em função da umidade relativa para diferentes tensões RMS aplicadas.

Uma análise mais detalhada dos dados para pequenos intervalos de umidade também revela variações relativas significativas. Em 5,5 kV, por exemplo, a concentração de ozônio caiu de 72,82 ppb a 30% de umidade para 55,19 ppb a 45%, o que representa uma redução de 24,2%. Entre 45% e 55%, a concentração caiu ainda mais para 39,43 ppb — uma redução de 28,6% em relação à umidade de 45%.

Para obter a energia associada a cada evento de descarga, os pulsos de corrente extraídos das formas de onda no domínio do tempo foram integrados para calcular a carga total por pulso. A partir da tensão RMS V_{RMS} , a energia do pulso e_p foi aproximada por:

$$e_p \approx V_{\text{RMS}} \left| \int_{t_{bp}}^{t_{ep}} I(t) dt \right|, \quad (4.1)$$

onde $I(t)$ é a forma de onda da corrente, e os limites de integração t_{bp} e t_{ep} correspondem ao início e fim do pulso p considerado. A energia média por pulso foi então calculada pela média de e_p ao longo de todos os pulsos detectados durante o intervalo de aquisição.

Os valores experimentais da energia média por pulso de descarga parcial em função da umidade relativa do ar, para diversos níveis de tensão de 60 Hz, são apresentados na Fig. 26. As medições revelam um comportamento similar ao observado para a concentração de ozônio em função da umidade (ver Fig. 25), indicando uma forte correlação experimental entre a energia média das DPs e a produção média de ozônio. Para cada nível de tensão, o aumento da umidade relativa resultou na redução da energia das descargas. Em 6,5 kV_{RMS}, por exemplo, a energia média caiu de 1.39×10^{-5} J, obtida a 30 % de umidade relativa, para 8.29×10^{-6} J, a 70 %

de umidade relativa, o que representa uma diminuição de aproximadamente 40 % no valor da energia. Já em 5,5 kV, a redução foi ainda mais acentuada, chegando a cerca de 50 % de decréscimo energético entre 30 % e 70 % de umidade relativa.

Esse comportamento pode ser explicado pela interação das moléculas de vapor d'água com o plasma gerado na descarga. Em atmosferas mais úmidas, os elétrons de alta energia produzidos no campo elétrico do DBD (descarga por barreira dielétrica) colidem com moléculas de H_2O , promovendo a formação de radicais hidroxila (OH). Esses radicais, altamente reativos, participam de reações de destruição do ozônio, o que reduz a concentração final de O_3 no efluente. Além disso, a presença de água sobre a superfície do dielétrico altera suas propriedades elétricas — especialmente a condutividade superficial — o que reduz a intensidade local do campo elétrico e, conseqüentemente, a energia liberada em cada pulso de descarga parcial [78].

Em outras palavras, o aumento da umidade também eleva a densidade de espécies neutras e a frequência de colisões inelásticas, limitando a energia média dos elétrons no plasma e dificultando a ionização do oxigênio. Assim, a redução conjunta da energia das DPs e da densidade de elétrons energeticamente ativos explica a queda observada na concentração de ozônio em atmosferas úmidas.

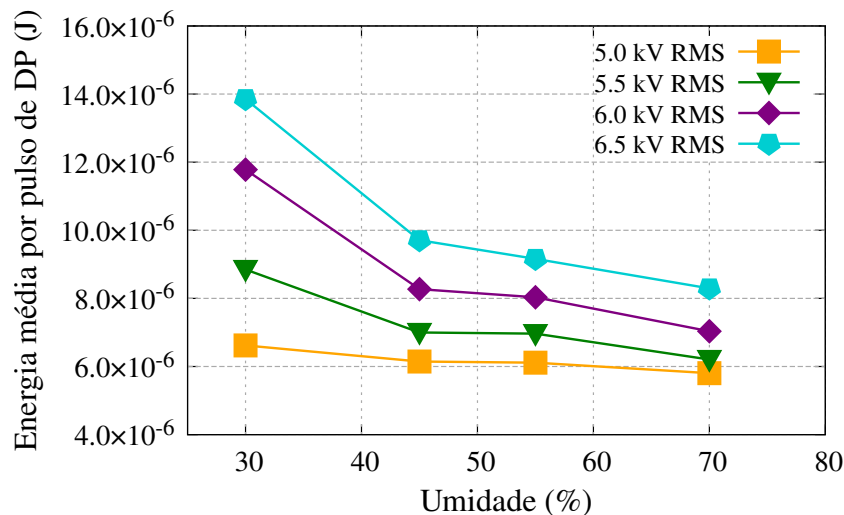


Figura 26 – Energia média por pulso de descarga parcial em função da umidade para diferentes tensões aplicadas.

4.6 Modelagem Numérica

Com o objetivo de obter a taxa de reação de produção de ozônio R_i a partir dos dados experimentais, foram realizadas simulações numéricas utilizando o método dos elementos finitos

no domínio do tempo, por meio do software COMSOL Multiphysics. No modelo numérico desenvolvido neste trabalho, foi considerado um volume cilíndrico gasoso representando o *gap* entre a agulha e a barreira dielétrica, que atua como a principal região de ocorrência das descargas parciais (*gap* de descarga) e, conseqüentemente, como fonte primária de ozônio. Esse espaçamento foi definido explicitamente como a zona de geração de ozônio no domínio de simulação, onde se assume $R_i > 0$ durante a produção de O_3 .

A malha de elementos finitos utilizada nas simulações é mostrada na Fig. 27. A Fig. 27(a) fornece uma visão geral do domínio computacional, incluindo a câmara, os componentes cilíndricos e as estruturas internas principais. A Fig. 27(b) mostra uma visão detalhada da configuração prato-agulha, que é a região de interesse para a geração de ozônio. A malha foi gerada com atenção especial às regiões de altos gradientes de campo próximas à ponta da agulha e ao *gap* de descarga. A malha final consiste em 731,672 elementos tetraédricos, oferecendo resolução adequada para a análise transitória dos processos de transporte e reação do ozônio. A densidade e o refinamento da malha foram escolhidos visando o equilíbrio entre custo computacional e precisão. Testes de convergência foram realizados para garantir a robustez dos resultados.

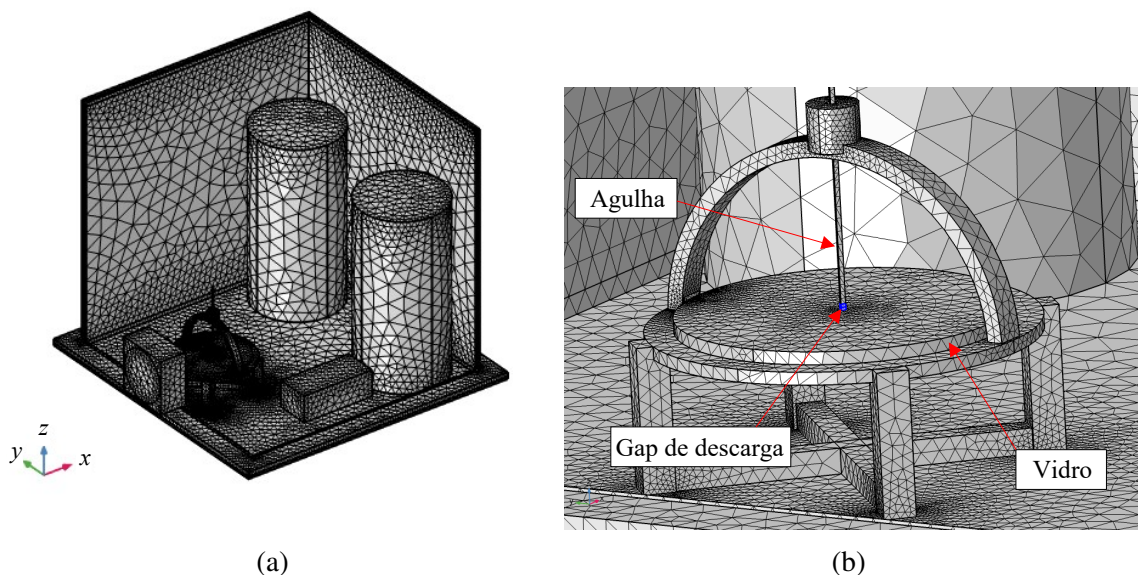


Figura 27 – Malha de elementos finitos utilizada nas simulações numéricas de transporte de ozônio: (a) visão geral do domínio computacional e (b) detalhe da representação discreta da configuração prato-agulha.

Cada caso experimental foi simulado de forma transiente, com tempo total de simulação de 19 segundos e passo temporal de 0,25 segundos, garantindo resolução suficiente para capturar o comportamento transitório da geração e distribuição de ozônio. As simulações foram execu-

tadas em um sistema com Slackware Linux 15, processador Ryzen 9 5950X de 16 núcleos e aproximadamente 10,4 GB de RAM, levando cerca de 2 horas e 40 minutos por caso.

As Tabelas 3 e 4 apresentam as condições de contorno aplicadas ao modelo numérico da câmara experimental, incluindo especificações para as velocidades do escoamento de ar, tipos de contorno nas fronteiras de entrada e saída, condições nas paredes (incluindo parâmetros de deposição de ozônio) e definições da região fonte de O_3 e do domínio gasoso.

Tabela 3 – Condições de contorno aplicadas no modelo CFD.

Região	Condição	Descrição
Entrada (Inlet)	Velocidade (1,0 m/s)	Entrada de ar
Saída (Outlet)	Pressão (0 Pa)	Saída de ar
Paredes (Walls)	Equação (3.4)	Fluxo de deposição de ozônio

Tabela 4 – Outros fenômenos específicos do domínio.

Região	Tipo	Descrição
Gap da descarga (PD Gap)	Fonte volumétrica R_i	Zona de geração de O_3
Domínio gasoso (Gas Domain)	Escoamento + Transporte	Convecção, difusão

O número de elementos da malha foi escolhido de modo a equilibrar o custo computacional e a precisão numérica. Testes de convergência foram realizados para garantir a correção dos resultados, conforme detalhado na sessão B.

Para reproduzir numericamente o comportamento físico transitório da produção de ozônio, a taxa de reação de produção foi aumentada gradualmente ao longo do tempo no modelo, utilizando uma função linear. A taxa de reação aplicada $R_i^A(t)$ ao longo do tempo t foi definida como

$$R_i^A(t) = \begin{cases} 0, & \text{se } t < 5 \text{ s} \\ (2t - 10)R_i, & \text{se } 5 \text{ s} \leq t \leq 5,5 \text{ s} \\ R_i, & \text{se } t > 5,5 \text{ s} \end{cases} \quad (4.2)$$

em que R_i representa a taxa de reação em regime permanente, obtida a partir das concentrações de O_3 nos experimentos. Essa abordagem garante que a taxa de reação inicie em zero e atinja R_i de forma linear ao longo de 0,5 segundo, iniciando-se 5 segundos após o início da simulação. Isso permite simular de forma realista a rampa de tensão aplicada nos experimentos e evita instabilidades numéricas oriundas de ativações abruptas da fonte.

4.7 Resultados Numéricos e Cálculo das Taxas de Reação de Produção de Ozônio

As Figs. 28 e 29 apresentam os resultados das simulações para o caso de uma tensão aplicada de $5,5 \text{ kV}_{RMS}$. A Fig. 28 ilustra a evolução temporal da taxa de reação aplicada para o caso referido, enquanto a Fig. 29 mostra a correspondente concentração de ozônio calculada no centro da saída da câmara ao longo do tempo para diferentes níveis de umidade.

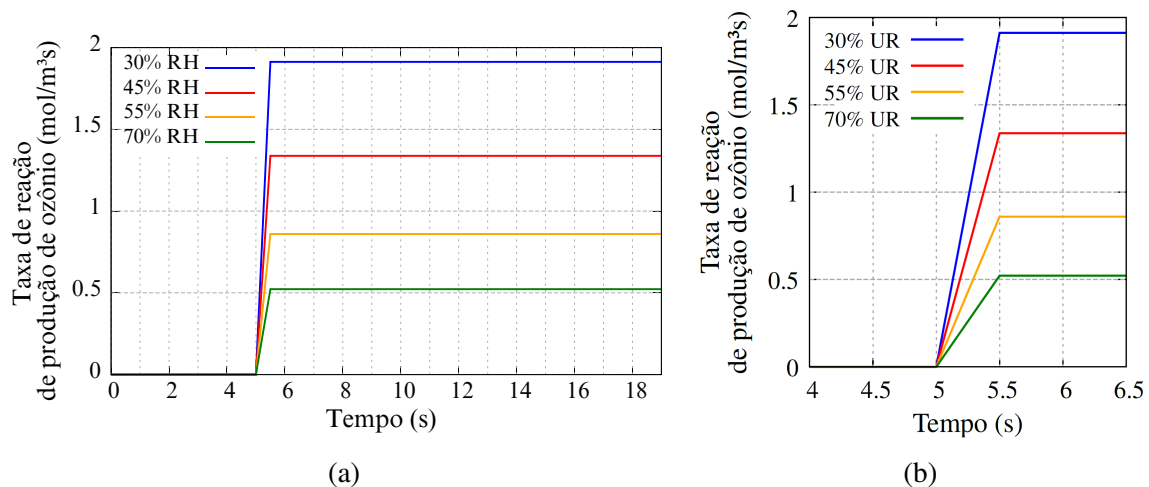


Figura 28 – Evolução temporal da taxa de reação de produção de ozônio $R_i^A(t)$ no gap de descarga para cada condição de umidade relativa, simulada para 5.5 kV_{RMS} . (a) Evolução completa ao longo do tempo. (b) Detalhe na rampa linear de crescimento das taxas, entre 5 s e 5.5 s.

A taxa de reação de produção de O_3 em regime permanente R_i [34, 62], a qual rege a produção contínua de ozônio dentro do vão, foi calculada em cada simulação com base nos valores médios, ao longo do tempo, da concentração de ozônio medidos no centro da saída da câmara após as oscilações transitórias iniciais. Esse cálculo teve como objetivo determinar um valor estacionário de R_i tal que, uma vez plenamente aplicado no modelo (ou seja, após 6 segundos de simulação), a concentração de ozônio computada numericamente na saída da câmara coincidissem com as medições experimentais obtidas pelo monitor de ozônio. Esse processo foi projetado de forma a obter R_i de modo que a concentração de ozônio calculada numericamente no centro da saída da câmara — local onde o analisador registrou as concentrações de O_3 durante os experimentos correspondesse aos dados experimentais.

Um aspecto importante considerado durante o desenvolvimento do modelo numérico foi a influência da destruição do ozônio por mecanismos naturais de decaimento dentro da câmara. Seguindo a metodologia apresentada por Valuntaitė et al. [60], o decaimento foi modelado por

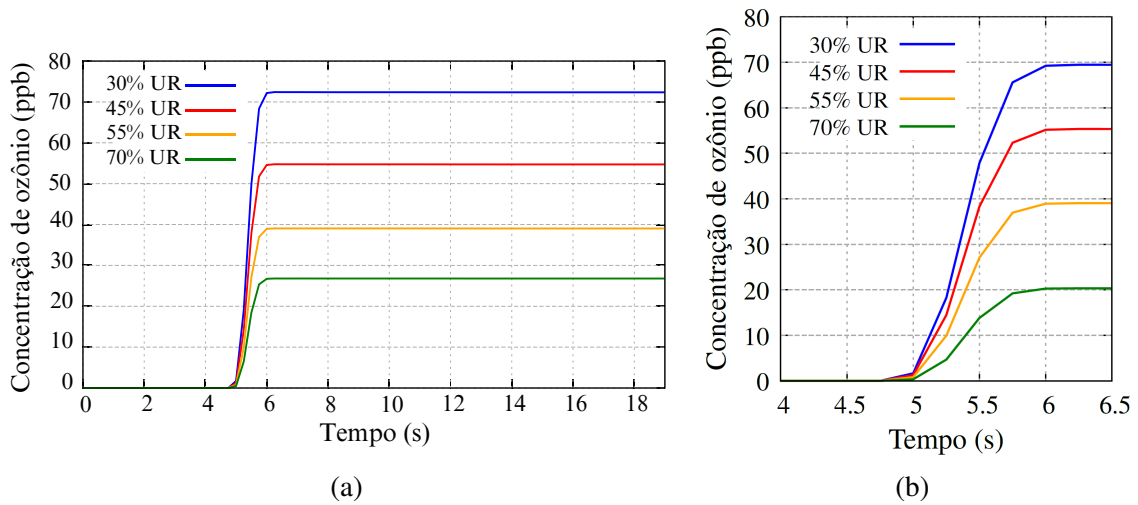


Figura 29 – Resultados numéricos da evolução temporal da concentração de ozônio no centro da saída da câmara para diferentes níveis de umidade relativa (simulado para 5.5 kV_{RMS}). (a) Evolução completa da concentração ao longo do tempo. (b) Detalhe no período de crescimento das concentrações.

uma função exponencial de primeira ordem da forma

$$C(t) = C_0 \exp(-kt), \tag{4.3}$$

em que k é a constante de destruição do ozônio.

O estudo reporta taxas de destruição de $k = 0,0002174 \text{ s}^{-1}$ para 24% de umidade relativa e $k = 0,0004410 \text{ s}^{-1}$ para 80%. Como os níveis de umidade simulados neste estudo (30%, 45%, 55% e 70%) estão entre esses dois valores, utilizou-se interpolação linear para estimar os valores apropriados de k para cada caso. As taxas calculadas foram implementadas como um termo uniforme de consumo de ozônio ao longo de todo o domínio simulado. A Tabela 5 resume os valores utilizados.

Tabela 5 – Taxas de destruição de ozônio utilizadas no modelo numérico.

Umidade Relativa (%)	Taxa de Destruição de Ozônio k (s^{-1})
30	$2,414 \times 10^{-4}$
45	$3,012 \times 10^{-4}$
55	$3,411 \times 10^{-4}$
70	$4,041 \times 10^{-4}$

A partir dos resultados das simulações, foram gerados gráficos da distribuição de ozônio na abertura circular de saída da câmara sob diferentes condições de operação. A Fig. 30 ilustra as

distribuições de O_3 para os casos com umidade relativa de 30% e tensões aplicadas de $5,5 \text{ kV}_{RMS}$, $6,0 \text{ kV}_{RMS}$ e $6,5 \text{ kV}_{RMS}$. Como esperado, o aumento da tensão aplicada resulta em perfis de concentração de ozônio mais amplos e intensos. Na Fig. 30a ($5,5 \text{ kV}_{RMS}$), o ozônio está concentrado próximo ao centro da abertura de saída, com menor intensidade em comparação aos demais casos. Já na Fig. 30b ($6,0 \text{ kV}_{RMS}$), observa-se uma expansão radial evidente e concentrações mais elevadas no centro, enquanto na Fig. 30c ($6,5 \text{ kV}_{RMS}$), a distribuição se torna mais intensa em toda a área da abertura. As concentrações máximas de ozônio calculadas nas simulações foram de 72,98 ppb, 94,29 ppb e 122,20 ppb para 5,5, 6,0 e 6,5 kV_{RMS} , respectivamente, correspondendo de forma bastante próxima aos valores experimentais de 72,82 ppb, 94,26 ppb e 122,29 ppb medidos no centro da abertura de saída.

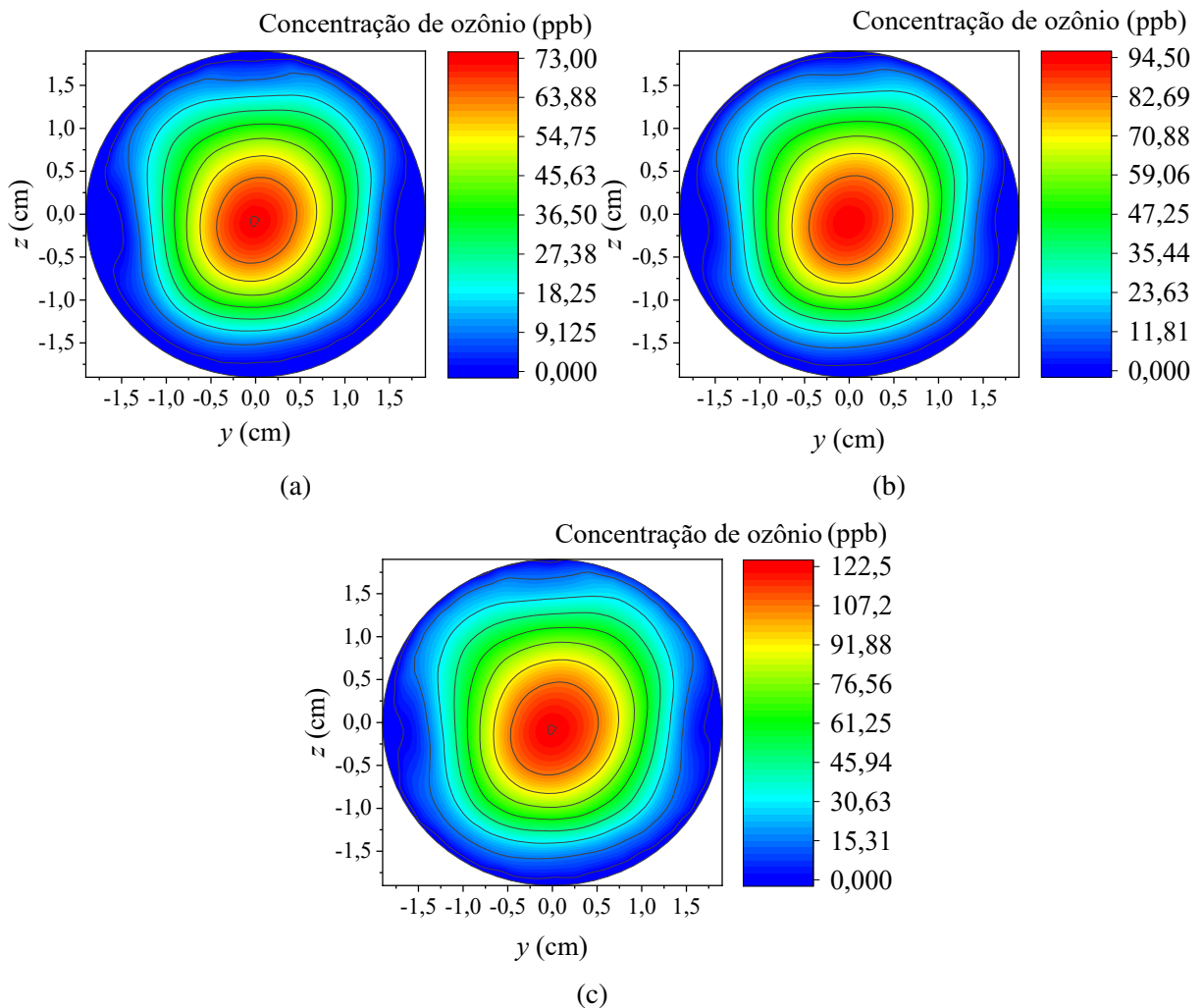


Figura 30 – Distribuição de ozônio simulada na abertura circular da saída da câmara para 30% de umidade relativa e (a) 5.5 kV_{RMS} , (b) 6.0 kV_{RMS} , (c) 6.5 kV_{RMS} .

A adoção do plano y - z na Fig. 30 corresponde à seção transversal da abertura de saída,

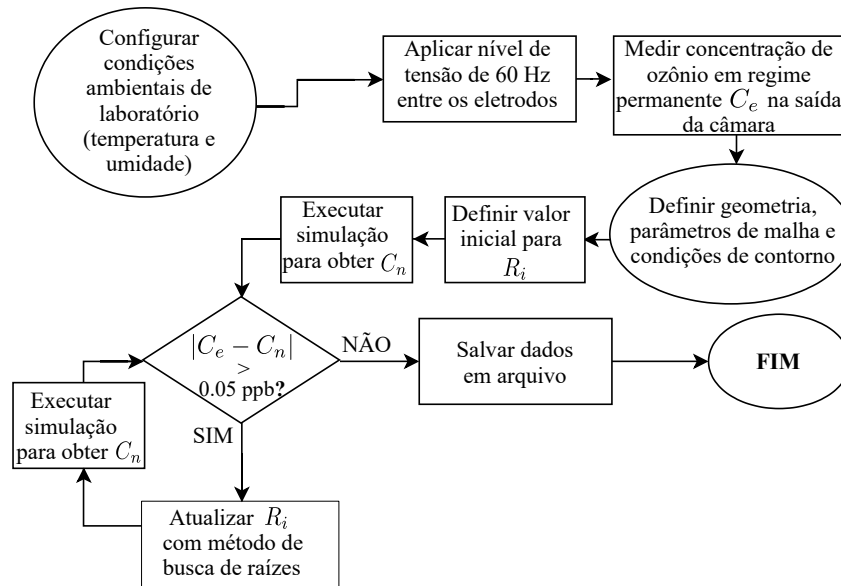


Figura 31 – Fluxograma que define o procedimento para obtenção da taxa de reação experimental R_i a partir da concentração experimental C_e e da concentração numérica C_n . Nota-se que C_n é ajustada por algumas iterações de um método de busca de raízes aplicado à função $C_e - C_n$.

que é perpendicular à direção do escoamento do ar (eixo x). Esse plano representa a posição da saída da câmara no modelo computacional (ver Fig. 22a), sendo, portanto, a área mais relevante para avaliar e comparar as concentrações de ozônio entre as simulações e as medições experimentais.

Vale ressaltar que o principal objetivo das simulações neste trabalho é estimar a taxa de reação de produção de ozônio R_i , a qual não pode ser medida diretamente de forma experimental. O modelo numérico é calibrado e validado garantindo que a concentração de ozônio simulada na saída da câmara corresponda às medições experimentais para todas as condições de teste. Para fins de clareza, um fluxograma é apresentado na Fig. 31, mostrando como as simulações numéricas são acopladas aos experimentos para obter R_i . Além disso, o modelo numérico permite a extrapolação para diferentes condições operacionais e geometrias, servindo como uma ferramenta preditiva valiosa para o transporte de ozônio e a distribuição da concentração de O_3 em cenários mais complexos, incluindo sistemas industriais ou compartimentos de máquinas elétricas.

Os resultados numéricos para a taxa de reação R_i , apresentados na Fig. 32, exibem tendências que refletem de forma próxima os dados experimentais de concentração de ozônio mostrados na Fig. 25. Para cada nível fixo de tensão, o aumento da umidade relativa leva a uma redução progressiva e não linear na taxa de reação de produção de ozônio. A maior

redução foi observada em $6,5 \text{ kV}_{RMS}$, onde a taxa de reação caiu de $3,6058 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$ a 30% de umidade para $0,88821 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$ a 70% — uma redução de aproximadamente 75,4%. Em $6,0 \text{ kV}_{RMS}$, a taxa caiu de $2,6385$ para $0,62854 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$, uma redução de 76,2%. Níveis de tensão mais baixos apresentaram comportamentos semelhantes: em $5,5 \text{ kV}_{RMS}$, a taxa diminuiu de $1,9126$ para $0,52246 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$ (redução de 72,7%) e, em $5,0 \text{ kV}_{RMS}$, de $0,99328$ para $0,32799 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$ (queda de 67,0%).

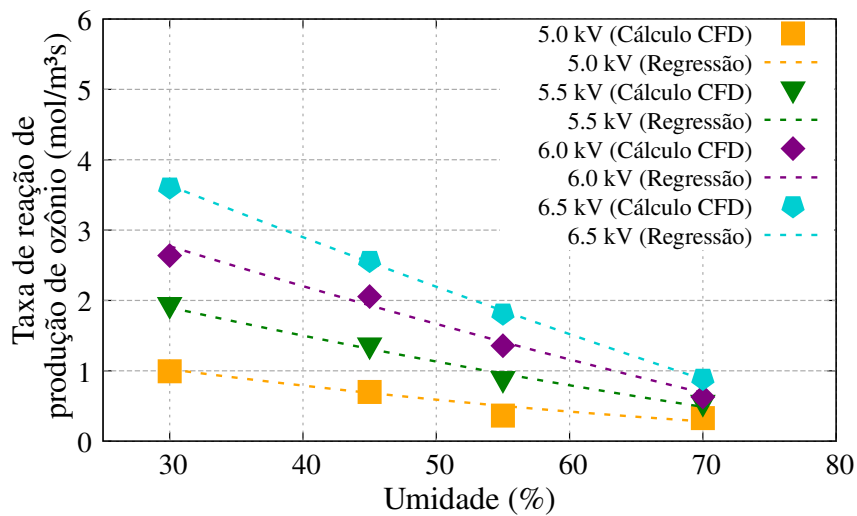


Figura 32 – Taxas de reação de produção de ozônio, calculadas com base em dados experimentais e simulações CFD (símbolos), e por regressão polinomial com duas variáveis (linhas tracejadas), em função da umidade relativa h (%) e da tensão eficaz aplicada v (kV).

Adicionalmente, como também observado nos dados experimentais de concentração, pequenos incrementos na umidade podem causar reduções significativas na taxa de reação. Por exemplo, em $5,5 \text{ kV}_{RMS}$, um aumento da umidade de 45% para 55% resultou em uma queda de 35,7% na taxa de reação (de $1,3379$ para $0,85996 \text{ mol}/(\text{m}^3\text{s})$). Esses resultados reforçam a forte correlação entre o comportamento da concentração de ozônio e da taxa de reação, validando a capacidade do modelo numérico em replicar os mecanismos físicos observados experimentalmente.

Para obter uma representação contínua da taxa de reação R_i em função da umidade relativa h e da tensão RMS aplicada v , foi realizado um ajuste por regressão polinomial de segundo grau com interação entre as variáveis. O modelo obtido tem a forma:

$$R_i(h, v) = \beta_0 + \beta_1 h + \beta_2 v + \beta_3 h^2 + \beta_4 hv + \beta_5 v^2, \quad (4.4)$$

em que os coeficientes ajustados são apresentados na Tabela 6.

Tabela 6 – Parâmetros ajustados para o modelo polinomial de $R_i(h, v)$.

Coeficiente	Valor
β_0	-1.23×10^1
β_1	1.34×10^{-1}
β_2	2.91×10^0
β_3	1.55×10^{-4}
β_4	-3.36×10^{-2}
β_5	-1.39×10^{-2}

Esse modelo se mostrou eficaz para reproduzir os valores de R_i obtidos numericamente, conforme mostra a Fig. 32, e permite a estimação contínua da taxa de reação para qualquer par (h, v) no intervalo $30\% \leq h \leq 70\%$ e $5,0 \leq v \leq 6,5$ kV.

5 Considerações Finais

Neste trabalho, investigou-se a relação entre umidade, tensão aplicada e a taxa de reação de produção de ozônio em uma configuração de descarga com barreira dielétrica do tipo prato-agulha com espaçamento de 1 mm, instalada em uma câmara experimental com condições controladas. Por meio de procedimentos experimentais rigorosos e análise de dados, foi demonstrado que a concentração de ozônio é significativamente influenciada tanto pela tensão RMS aplicada v quanto pelos níveis de umidade relativa h . Especificamente, conforme esperado, tensões mais altas resultaram consistentemente em maior produção de ozônio para todos os níveis de umidade testados.

Entretanto, o efeito da umidade na geração de ozônio apresentou um comportamento mais complexo. Em níveis mais baixos de umidade (30%–55%), a concentração de ozônio aumentou de forma mais clara com a tensão, mas, para umidade mais elevada (70%), essa tendência foi menos acentuada. Verificou-se que os níveis de ozônio dependem de v e h , em estreita concordância com a dependência da energia média dos pulsos de descarga parcial em relação aos mesmos parâmetros, o que reforça a consistência dos experimentos, uma vez que a energia da DP governa a produção de ozônio. Dessa forma, o estudo destaca a importância do controle preciso da umidade e da tensão em processos de geração de ozônio.

Os resultados experimentais foram então utilizados para obter equações que permitem calcular a taxa de reação de produção de ozônio em regime permanente R_i como função de v e h , por meio de simulações numéricas baseadas no Método dos Elementos Finitos (FEM). Nessas simulações, o valor de R_i foi ajustado de modo a reproduzir fielmente os resultados experimentais obtidos em laboratório.

A partir disso, foram obtidas equações de ajuste polinomial que permitem prever R_i dentro dos intervalos estudados dos parâmetros v e h . A aproximação fornecida para R_i pode ser utilizada em estudos futuros da área para definir a fonte de ozônio em modelos numéricos de outros problemas envolvendo transporte de ozônio gerado por descargas de alta tensão a 60 Hz entre uma ponta metálica e uma barreira dielétrica. Mais importante ainda, os resultados podem servir de base para o desenvolvimento de modelos mais gerais que permitam calcular R_i a partir de primeiros princípios da física.

A Validação Numérica do Modelo em FEM

A metodologia numérica empregada neste estudo, detalhada na Seção 4.6, foi previamente validada por meio da comparação de seus resultados com os dados experimentais obtidos por Buntat et al. [34], os quais fornecem medições da concentração de ozônio na saída de uma câmara de reação, produzidas por descargas elétricas em uma estrutura interna com barreira dielétrica (DBD), conforme mostrado na Fig. 33. A câmara em questão possui 220 mm de comprimento e 16 mm de largura. Buntat et al. investigaram a geração de ozônio utilizando descarga do tipo *pulsed streamer* em ar, com foco nos efeitos da variação da tensão aplicada, da vazão de ar, da distância entre eletrodos e do comprimento da câmara na produção de ozônio.

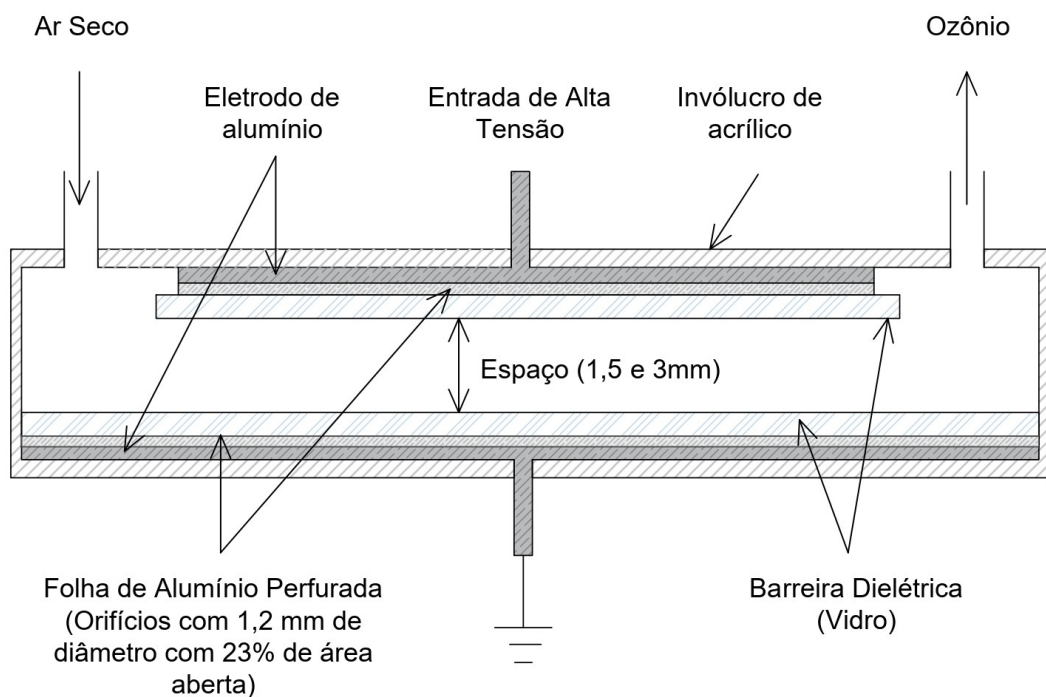


Figura 33 – Câmara de reação de ozônio projetada em [34].

O modelo numérico desenvolvido no presente trabalho foi capaz de reproduzir com sucesso as concentrações de ozônio observadas nos experimentos de Buntat et al. [34]. Especificamente, o modelo previu com precisão a concentração de ozônio de 461,82 ppmv na saída da câmara para uma tensão de entrada de 14 kV e uma vazão de ar de 1,0 L/min. A distribuição da concentração de ozônio no interior da câmara, em regime permanente, é mostrada na Fig. 34.

Esse valor encontra-se em excelente concordância com os resultados experimentais relatados por Buntat sob condições similares, validando, assim, a acurácia da metodologia numérica adotada neste trabalho. Por fim, cabe destacar que validações adicionais também foram realizadas pelos autores com base em experimentos laboratoriais próprios utilizando a câmara de reação de ozônio descrita em [62].

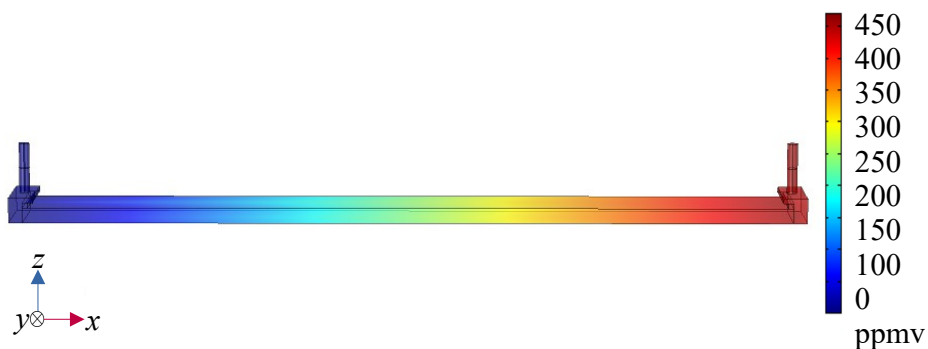


Figura 34 – Distribuição da concentração de ozônio (ppmv) na região de ar da câmara sob tensão aplicada de 14 kV.

B Estudo de Convergência Numérica

Para garantir a precisão do modelo computacional, foi realizado um estudo de convergência numérica por meio da execução de múltiplas simulações com malhas de elementos finitos progressivamente mais refinadas. O objetivo dessa análise foi identificar a resolução mínima da malha necessária para obter resultados estáveis e confiáveis no domínio do tempo para a concentração máxima de ozônio em regime permanente.

Todas as simulações deste estudo de convergência foram conduzidas utilizando uma taxa unitária de reação de produção de ozônio ($R_i = 1$), de modo a isolar o efeito da discretização espacial da influência das reações químicas. Foram testadas seis configurações distintas de malha, com o número de elementos variando de aproximadamente 0,4 milhões a 1,8 milhões. Para cada caso, foi registrada a concentração máxima de ozônio no centro da abertura de saída da câmara.

Como mostrado na Fig. 35, à medida que a malha se torna mais densa, a concentração inicialmente aumenta e, em seguida, se estabiliza para malhas com mais de aproximadamente 700 mil elementos. Esse platô indica que a solução atingiu sua região assintótica, e que o erro de discretização torna-se desprezível em relação aos fenômenos físicos modelados.

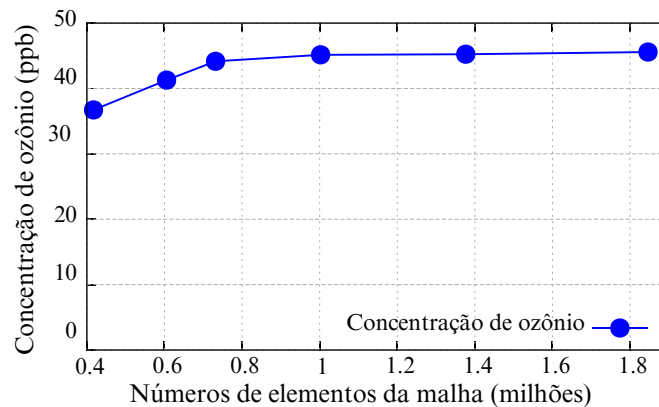


Figura 35 – Concentração máxima de ozônio em função do número de elementos da malha, obtida com $R_i = 1$. Os resultados indicam convergência numérica para malhas com mais de 0,7 milhão de elementos.

Esse procedimento segue práticas consolidadas na área de análise numérica. De acordo com Roache [79], o aumento sistemático da densidade da malha de discretização é essencial para verificar se a solução numérica encontra-se na região assintótica, garantindo, assim, que os resultados observados não são artefatos da discretização numérica, isto é, que os resultados são

fisicamente corretos e condizentes com a solução das equações diferenciais parciais que regem o problema.

Para ilustrar visualmente essa análise, as Figs. 36 e 37 mostram a discretização espacial para as malhas mais grosseira e mais refinada utilizadas no estudo de convergência, respectivamente. Essas visualizações destacam a distribuição do tamanho dos elementos ao longo do domínio. Em particular, as regiões em azul representam zonas de maior densidade de malha. Conforme evidenciado na Fig. 37, a malha fina fornece resolução significativamente superior em áreas críticas, como o vão de geração de ozônio, a região prato-agulha, os objetos em interação com o gás e a abertura de saída, em comparação com a malha grosseira ilustrada na Fig. 36.

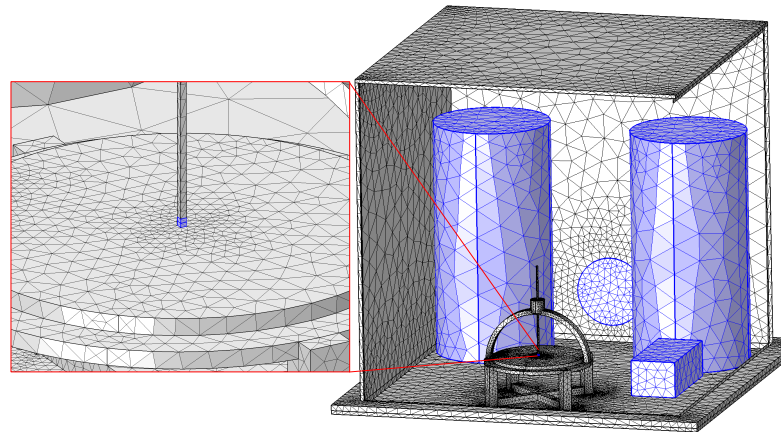


Figura 36 – Discretização espacial realizada com a malha grosseira (417.000 elementos) utilizada na análise de convergência discutida nesta sessão. A região ao redor da fonte de ozônio (gap da descarga) é mostrada no detalhe.

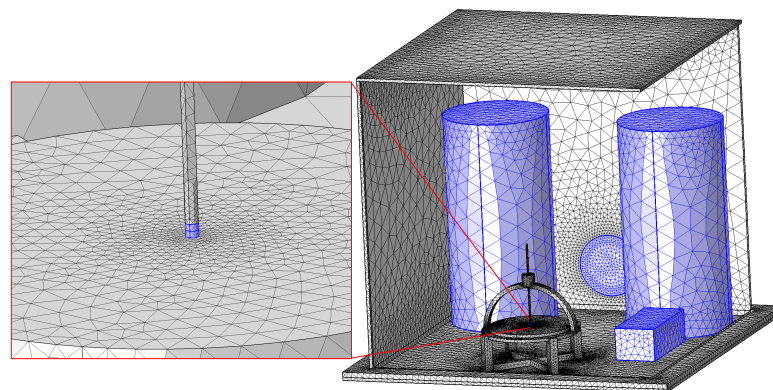


Figura 37 – Discretização espacial realizada com a malha fina (731.000 elementos) utilizada em todas as simulações numéricas finais deste trabalho. As regiões em azul indicam zonas de maior densidade de pontos. A malha ao redor da fonte de ozônio (gap da descarga) é mostrada no detalhe.

Referências

- [1] G. C. Stone, I. Culbert, E. A. Boulter, and H. Dhirani, *Electrical Insulation for Rotating Machines*, 2nd ed., ser. IEEE Press Series on Power Engineering. New York, NY: Wiley-IEEE Press, Jul. 2014.
- [2] R. Brüttsch, M. Tari, K. Fröhlich, T. Weiers, and R. Vogelsang, “Insulation Failure Mechanisms of Power Generators,” *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 24, no. 4, pp. 17–25, 2008.
- [3] W. McDermid, “IEEE Guide for the Measurement of Partial Discharges in AC Electric Machinery,” in *2012 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*. IEEE, 2012, pp. 659–660.
- [4] K. Thakor and P. Shah, “Partial Discharge Detection Techniques: A Review,” *International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET)*, vol. 7, pp. 885–890, 2020.
- [5] M. Partyka, G. E. Bridges, and B. Kordi, “Online Partial Discharge Measurements in an Operating Generator Stator Winding Using UHF Antennas,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 31, no. 3, pp. 1593–1602, 2024.
- [6] F. H. Lopes, R. F. Zampolo, R. M. S. Oliveira, and V. Dmitriev, “Evaluation of Transfer Learning Approaches for Partial Discharge Classification in Hydrogenerators,” in *2022 Workshop on Communication Networks and Power Systems (WCNPS)*. IEEE, 2022, pp. 1–6.
- [7] A. Dobrzycki, S. Mikulski, and W. Opydo, “Using ANN and SVM for the Detection of Acoustic Emission Signals Accompanying Epoxy Resin Electrical Treeing,” *Applied Sciences*, vol. 9, no. 8, p. 1523, 2019.
- [8] R. Bozzo and F. Guastavino, “PD Detection and Localization by Means of Acoustic Measurements on Hydrogenerator Stator Bars,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2, no. 4, pp. 660–666, 1995.
- [9] Y.-M. Yang and X.-J. Chen, “Partial Discharge Ultrasonic Analysis for Generator Stator Windings,” *Journal of Electrical Engineering and Technology*, vol. 9, no. 2, pp. 670–676, 2014.

- [10] N. Dehlinger and G. Stone, "Surface Partial Discharge in Hydrogenerator Stator Windings: Causes, Symptoms, and Remedies," *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 36, no. 3, pp. 7–18, 2020.
- [11] S.-H. Lee, T.-S. Kong, and H.-D. Kim, "Analysis of Insulation Diagnosis for Generator-Motor Stator Winding in Pumped Storage Power Plant," *Journal of Electrical Engineering & Technology*, vol. 15, no. 3, pp. 1269–1280, 2020.
- [12] C. Millet, D. N. Nguyen, L. Lepine, M. Belec, D. Lessard-Deziel, and C. Guddemi, "Case study-high ozone concentration in hydro generators," in *2009 IEEE Electrical Insulation Conference*. IEEE, 2009, pp. 178–182.
- [13] C. Azuaje and W. Torres, "Experiences in identification of partial discharge patterns in large hydrogenerators," in *2006 IEEE/PES Transmission & Distribution Conference and Exposition: Latin America*. IEEE, 2006, pp. 1–6.
- [14] S. Pekárek, "Non-Thermal Plasma Ozone Generation," *Acta Polytechnica*, vol. 43, no. 6, pp. 47–51, 2003.
- [15] S. Pekárek and J. Rosenkranz, "Ozone and Nitrogen Oxides Generation in Gas Flow Enhanced Hollow Needle to Plate Discharge in Air," *Ozone: Science & Engineering*, vol. 24, no. 3, pp. 221–226, 2002.
- [16] S. Pekárek, J. Rosenkranz, and J. Khun, "Ozone generation from two hollow needles to plate electrical discharges enhanced by an airflow," *Applied Physics*, vol. 37, pp. 1214–1220, 2004.
- [17] H. Ueno, S. Kawahara, and H. Nakayama, "Fundamental Study of Barrier Discharge and Ozone Generation Characteristics for Multiple Needles to Plane Configuration," *Ozone: Science & Engineering*, vol. 33, no. 2, pp. 98–105, 2011.
- [18] S. Pekárek, "Ozone Production of Hollow-Needle-to-Mesh Negative Corona Discharge Enhanced by Dielectric Tube on the Needle Electrode," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 23, no. 6, p. 062001, 2014.
- [19] X. Zhang, Y. Gui, Y. Zhang, Y. Qiu, and L. Chen, "Influence of Humidity and Voltage on Characteristic Decomposition Components Under Needle-Plate Discharge Model," *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 23, no. 5, pp. 2633–2640, 2016.

- [20] H. Javed, K. Li, G. Zhang, and A. T. Plesca, “Online monitoring of partial discharge initiated under metallic protrusion defect in high humidity by measuring air decomposition by-products,” in *2017 2nd International Conference on Power and Renewable Energy (ICPRE)*. IEEE, 2017, pp. 244–249.
- [21] K. Li, H. Javed, G. Zhang, and A. T. Plesca, “Analysis of Air Decomposition By-Products Under Four Kinds of Partial Discharge Defects,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 24, no. 6, pp. 3713–3721, 2017.
- [22] S. Okada, K. Nakamura, K. Sakamoto, and H. Ueno, “The Effect of Needle Tips Interval Distance in Ozone Generation Using Triple Needle-Plane Electrodes,” *IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, vol. 15, no. 5, pp. 646–651, 2020.
- [23] D. El Khoury, F. Gentils, O. Lesaint, and N. Bonifaci, “Analysis of Chemical By-Products from Partial Discharges in Air,” in *2020 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP)*. IEEE, 2020, pp. 275–278.
- [24] F. Ye, X. Zhang, Y. Li, Y. Yao, S. Xiao, C. Xie, X. Shao, and X. Sun, “Effect of O_2 on AC partial discharge and decomposition behavior of C 4 F 7 N/CO 2/O 2 gas mixture,” *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 28, no. 4, pp. 1440–1448, 2021.
- [25] E. Moreau and E. Defoort, “Effect of the high voltage waveform on the ionic wind produced by a needle-to-plate dielectric barrier discharge,” *Scientific Reports*, vol. 12, no. 1, p. 18699, 2022.
- [26] Q. Tan, B. Song, L. Wang, and S. Wu, “Study on Characteristics Gases of Metal Protrusions Partial Discharge in 10-kV Air-Insulated Switchgear,” *IET Science, Measurement & Technology*, vol. 17, no. 6, pp. 221–229, 2023.
- [27] M. Griebel, T. Dornseifer, and T. Neunhoeffler, *Numerical Simulation in Fluid Dynamics: A Practical Introduction*, ser. Mathematical Modeling and Computation. Philadelphia, Pa.: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998.
- [28] T. J. Chung, *Computational Fluid Dynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [29] H. Versteeg and W. Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*, 2nd ed. Harlow, UK: Pearson Prentice Hall, 2007.
- [30] A. C. Rai and Q. Chen, “Simulations of Ozone Distributions in an Aircraft Cabin Using Computational Fluid Dynamics,” *Atmospheric Environment*, vol. 54, pp. 348–357, 2012.

- [31] R. M. S. de Oliveira, G. G. Giroto, L. D. de Alcantara, N. M. Lopes, and V. Dmitriev, "Ozone Transport in 311 MVA Hydrogenerator: Computational Fluid Dynamics Modelling of Three-Dimensional Electric Machine," *Energies*, vol. 16, no. 24, p. 8072, 2023.
- [32] S. Bang, R. Snoeckx, and M. S. Cha, "Temperature-Dependent Kinetics of Ozone Production in Oxygen Discharges," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 43, no. 6, pp. 1453–1472, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11090-023-10370-7>
- [33] J. Chen and J. H. Davidson, "Ozone Production in the Positive DC Corona Discharge: Model and Comparison to Experiments," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 22, pp. 495–522, 2002.
- [34] Z. Buntat, "Ozone Generation Using Electrical Discharges: A Comparative Study Between Pulsed Streamer Discharge and Atmospheric Pressure Glow Discharge," Ph.D. dissertation, Loughborough University, Loughborough, UK, 2010.
- [35] R. Bartnikas and E. McMahon, *Engineering Dielectrics: Volume 1: Corona Measurement and Interpretation - STP 669*, ser. ASTM special technical publication. American Society for Testing and Materials, 1984.
- [36] P. K. John Kuffel, *High Voltage Engineering Fundamentals*, 2nd ed. Newnes, May 2014.
- [37] W. Huáman Cuenca, "Caracterização dos sinais de descargas parciais em equipamentos de alta tensão a partir dos modelos experimentais," Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), Rio de Janeiro, 2005.
- [38] F. H. Kreuger, *Partial discharge detection in high-voltage equipment*. Butterworth, 1989.
- [39] D. of the Army Field Manual and D. of the Air Force Joint Manual, *NATO Handbook on the Medical Aspects of NBC Defensive Operations AMedP-6 (B)*. Department of the Navy Publication, 1996.
- [40] S. Rahmanzadeh and M. S. Pishvaei, "Electron radar search algorithm: a novel developed meta-heuristic algorithm," *Soft Comput.*, vol. 24, no. 11, pp. 8443–8465, Jun. 2020.
- [41] U. Ebert, C. Montijn, T. Briels, W. Hundsdorfer, B. Meulenbroek, A. Rocco, and E. van Veldhuizen, "The multiscale nature of streamers," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 19, no. 3, p. 034001, 2010.
- [42] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Springer, 1991.

- [43] A. J. C. Sena, R. M. S. de Oliveira, and J. A. S. do Nascimento, “Frequency resolved partial discharges based on spectral pulse counting,” *Energies*, vol. 14, no. 21, p. 6864, 2021.
- [44] E. Dias Junior, “Caracterização da deflagração da descarga eletrocirúrgica,” Tese de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná/ CPGEI, 2009.
- [45] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, 2nd ed. John Wiley & Sons, 2012.
- [46] V. I. Gibalov and G. J. Pietsch, “Dynamics of dielectric barrier discharges in different arrangements,” *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 21, no. 2, p. 024010, 2012.
- [47] Y. Yu and et al., “Influence of rotating dielectric barrier on discharge characteristics in pin-to-plate dbd reactors,” *Plasma Processes and Polymers*, vol. 20, no. 3, p. 2200123, 2023.
- [48] R. Siliprandi, H. E. Roman, R. Barni, and C. Riccardi, “Characterization of the streamer regime in dielectric barrier discharges,” *Journal of Applied Physics*, vol. 104, no. 8, p. 083302, 2008.
- [49] U. Kogelschatz, “Dielectric-barrier discharges: Their history, discharge physics, and industrial applications,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 23, no. 1, pp. 1–46, 2003.
- [50] Q. Yang, X. Liu, Y. Li, D. Zhang, W. Zhao, S. Ma, Y. Yang, J. Zhang, and C. Ren, “Experimental study on the transient surface charge of dielectric barrier discharge under point-to-plane electrode structure,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 56, no. 46, p. 465202, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/acfe67>
- [51] E. Yulianto, I. Zahar, A. Z. Zain, E. Sasmita, M. Restiwijaya, A. W. Kinandana, F. Arianto, and M. Nur, “Comparison of ozone production by dbdp reactors: difference external electrodes,” in *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1153. IOP Publishing, 2019, p. 012088. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1153/1/012088>
- [52] P. Rajasekaran, P. Mertmann, N. Bibinov, D. Wandke, W. Viol, and P. Awakowicz, “Filamentary and homogeneous modes of dielectric barrier discharge in air: Investigation through plasma characterization and simulation,” *Plasma Processes and Polymers*, vol. 7, no. 8, pp. 665–675, 2010.

- [53] A. Emelyanov, A. Kuranov, and A. Frolov, “Investigation of a pin-to-plate dielectric barrier discharge in atmospheric-pressure air,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 47, no. 31, p. 315201, 2014.
- [54] D. Yuan, Z. Wang, Y. He, S. Xie, F. Lin, Y. Zhu, and K. C. and, “Ozone production with dielectric barrier discharge from air: The influence of pulse polarity,” *Ozone: Science & Engineering*, vol. 40, no. 6, pp. 494–502, 2018.
- [55] F. H. Frank Hegeler and H. A. Hidenori Akiyama, “Ozone generation by positive and negative wire-to-plate streamer discharges,” *Jpn. J. Appl. Phys. (2008)*, vol. 36, no. 8R, p. 5335, Aug. 1997.
- [56] S. Bang, R. Snoeckx, and M. S. Cha, “Temperature-dependent kinetics of ozone production in oxygen discharges,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 43, no. 6, pp. 1453–1472, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s11090-023-10370-7>
- [57] J. A. Salheb do Nascimento, “Modelo numérico de streamers de pré-ruptura de descargas elétricas baseado no método de diferenças finitas no domínio do tempo (fdtd) e procedimentos experimentais,” Tese de Doutorado, Universidade Federal do Pará, Belém, Brasil, 2023, programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica.
- [58] X. Zhang, B. J. Lee, H. G. Im, and M. S. Cha, “Ozone production with dielectric barrier discharge: Effects of power source and humidity,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 44, no. 11, pp. 1–8, 2016, to appear in future issue. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2601246>
- [59] H. Nouri, N. Zouzou, E. Moreau, L. Dascalescu, and Y. Zebboudj, “Effect of relative humidity on current-voltage characteristics of an electrostatic precipitator,” *Journal of Electrostatics*, vol. 70, no. 1, pp. 20–24, 2012. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2011.08.011>
- [60] V. Valuntaitė, V. Šerevičienė, R. Girgždienė, and D. Paliulis, “Relative Humidity and Temperature Impact to Ozone and Nitrogen Oxides Removal Rate in the Experimental Chamber,” *Journal of Environmental Engineering and Landscape Management*, vol. 20, no. 1, pp. 35–41, 2012.
- [61] O. Zienkiewicz, R. Taylor, and P. Nithiarasu, “Introduction to the Equations of Fluid Dynamics and the Finite Element Approximation,” *The Finite Element Method for Fluid Dynamics*, pp. 1–29, 2014.

- [62] R. M. S. de Oliveira, R. F. Zampolo, L. D. Alcantara, G. G. Giroto, F. H. Lopes, N. M. Lopes, F. S. Brasil, J. A. Nascimento, and V. Dmitriev, “Analysis of Ozone Production Reaction Rate and Partial Discharge Power in a Dielectric-Barrier Acrylic Chamber with 60 Hz High-Voltage Electrodes: CFD and Experimental Investigations,” *Energies*, vol. 16, no. 19, p. 6947, 2023.
- [63] J. Cano-Ruiz, D. Kong, R. Balas, and W. Nazaroff, “Removal of Reactive Gases at Indoor Surfaces: Combining Mass Transport and Surface Kinetics,” *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, vol. 27, no. 13, pp. 2039–2050, 1993.
- [64] G. C. Morrison, *Ozone-surface Interactions: Investigations of Mechanisms, Kinetics, Mass Transport, and Implications for Indoor Air Quality*. Berkeley, CA, USA: University of California, Berkeley, 1999.
- [65] R. H. Sabersky, D. A. Sinema, and F. H. Shair, “Concentrations, Decay Rates, and Removal of Ozone and Their Relation to Establishing Clean Indoor Air,” *Environmental Science & Technology*, vol. 7, no. 4, pp. 347–353, 1973.
- [66] F. X. Mueller, L. Loeb, and W. H. Mapes, “Decomposition Rates of Ozone in Living Areas,” *Environmental Science & Technology*, vol. 7, no. 4, pp. 342–346, 1973.
- [67] R. Reiss, P. B. Ryan, P. Koutrakis, and S. J. Tibbetts, “Ozone Reactive Chemistry on Interior Latex Paint,” *Environmental Science & Technology*, vol. 29, no. 8, pp. 1906–1912, 1995.
- [68] A. G. Gusakov, A. G. Voropayev, M. L. Zheludkevich, A. A. Vecher, and S. A. Raspopov, “Studies of the Interaction of Copper With Atomic and Molecular Oxygen,” *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 1, no. 23, pp. 5311–5314, 1999.
- [69] M. Griebel, T. Dornseifer, and T. Neunhoeffler, *Numerical simulation in fluid dynamics: A practical introduction*. SIAM, Jan. 1997.
- [70] COMSOL AB, *COMSOL Multiphysics Reference Manual, Version 5.5*, COMSOL AB, Stockholm, Sweden, 2019, available at: https://doc.comsol.com/5.5/doc/com.comsol.help.comsol/COMSOL_ReferenceManual.pdf.
- [71] J. E. Bardina, P. G. Huang, and T. J. Coakley, “Turbulence modeling validation, testing, and development,” NASA Ames Research Center, Moffett Field, California, NASA Technical Memorandum NASA TM-110446, April 1997.
- [72] D. C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*, 3rd ed. La Canada, California: DCW Industries, 2006.

- [73] P. R. Spalart and S. R. Allmaras, “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia, Technical Memorandum NASA-TM-112829, 1994, available at: https://turbmodels.larc.nasa.gov/Papers/RechAerosp_1994_SpalartAllmaras.pdf.
- [74] B. Launder and B. Sharma, “Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc,” *Letters in Heat and Mass Transfer*, vol. 1, pp. 131–138, 1974.
- [75] J. Boussinesq, *Essai sur la théorie des eaux courantes*, ser. Mémoires présentés par divers savants à l’Académie des Sciences de l’Institut National de France. Paris: Imprimerie Nationale, 1877, vol. 23, no. 1.
- [76] U. M. Ascher and L. R. Petzold, *Computer Methods for Ordinary Differential Equations and Differential-Algebraic Equations*. SIAM, 1998.
- [77] E. Süli and D. F. Mayers, *An Introduction to Numerical Analysis*. Cambridge University Press, 2003.
- [78] L. Cuong, N. Nghi, T. Dieu, D. Oanh, and D. D. Vuong, “Influence of oxygen concentration, feed gas flow rate and air humidity on the output of ozone produced by corona discharge: Frailty and Life Satisfaction in Elderly,” *Vietnam Journal of Chemistry*, vol. 57, pp. 604–608, 10 2019.
- [79] P. J. Roache, *Fundamentals of Verification and Validation*. Socorro, New Mexico: Hermosa Publishers, 2009.