AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS EM GASES
INIBIDORES DE DESCARGAS PELO MÉTODO DE TOWNSEND PULSADO**

TÚLIO CEARAMICOLI VIVALDINI

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau
de Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear – Aplicações.**

**Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno**

**São Paulo
2014**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS EM GASES
INIBIDORES DE DESCARGAS PELO MÉTODO DE TOWNSEND PULSADO

TÚLIO CEARAMICOLI VIVALDINI

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau
de Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear – Aplicações.

Orientadora:
Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno

São Paulo
2014

Aos meus pais

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha orientadora **Profa. Dra. Carmen Cecília Bueno**, pela oportunidade de trabalhar neste projeto, pela dedicação, contínuo apoio e exemplo de pesquisadora e professora.

À **Profa. Dra. Josemary Angélica Corrêa Gonçalves**, pelas discussões e auxílio na aquisição e análise de dados e pelas sugestões durante a realização deste projeto.

Ao **Dr. Alessio Mangiarotti** do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, que foi fundamental para a conclusão deste doutorado em razão das discussões sobre a análise dos sinais obtidos, resultados da simulação computacional, ensinamentos sobre o programa ROOT e por toda sua atenção durante os três meses em que estive em Coimbra.

À **Profa. Dra. Maria Margarida F. R. Fraga** do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, por sua dedicação e ensinamentos durante minha estada em Coimbra.

Ao **Dr. Francisco Neves** do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, por toda paciência ao ensinar-me linguagem C/C++ em um curto período de tempo para que eu pudesse utilizar o programa ROOT neste trabalho.

Ao **Prof. Dr. Rui Ferreira Marques** e ao **Prof. Dr. Paulo Fonte**, diretores do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, pela oportunidade de desenvolver parte desse projeto.

À **Profa. Dra. Suzana Botelho** da Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, pela confiança durante a graduação, pela contribuição com minha formação acadêmica e importância para a conclusão deste trabalho em razão de seu exemplo e dedicação em todos os projetos nos quais tive a oportunidade de acompanhá-la.

À colega de projeto **Dra. Iara Batista de Lima**, pelos conselhos, sugestões e auxílio ao longo deste doutorado e que foram de extrema importância para conclusão deste trabalho.

À **Maria Teresa Alvim**, que durante minha estada em Coimbra recebeu-me carinhosamente em sua residência e pela constante preocupação durante este período.

Ao **Engenheiro Jair S. do Nascimento-Singer**, pela montagem do circuito de polarização do anodo e de extração do sinal, auxílio durante as alterações no aparato experimental e pelo desenvolvimento do novo circuito amplificador empregado na segunda etapa deste projeto.

À **Dra. Thaís Cavalheri dos Santos**, por todo auxílio e amizade desenvolvida durante esses anos.

Ao **Dr. Wilson Aparecido Parejo Calvo** e **Dra. Margarida Mizue Hamada**, diretores do Centro de Tecnologia das Radiações (CTR) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP), por terem disponibilizado as instalações e infraestrutura do Centro para a realização deste trabalho.

Ao **Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)**, pela concessão da bolsa de estudo.

“The greatest enemy of knowledge is not ignorance,
it is the illusion of knowledge.”

Stephen Hawking

MEDIDAS DE VELOCIDADE DE ARRASTAMENTO DE ELÉTRONS EM GASES INIBIDORES DE DESCARGAS PELO MÉTODO DE TOWNSEND PULSADO

Túlio Cearamicoli Vivaldini

RESUMO

O deslocamento de elétrons em gases pode ser caracterizado por grandezas macroscópicas tais como a velocidade de arrastamento, taxa de ionização, primeiro coeficiente de Townsend e os coeficientes de difusão longitudinal e transversal, que são denominados de parâmetros de transporte. Esses parâmetros são importantes já que permitem a validação das secções de choque de colisões de elétrons com as moléculas do gás, contribuem com informações para modelos de descargas automantidas e são importantes para o desenvolvimento de novos detectores gasosos. Neste trabalho são apresentados os resultados de velocidade de arrastamento (W), taxa de ionização (R_i) e do primeiro coeficiente Townsend de ionização (α), para o isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido efetivo no intervalo de 130 a 180 Td, obtidos utilizando a técnica de Townsend pulsada. Em nosso aparato, os elétrons primários são gerados a partir da incidência no catodo de um curto pulso de laser e são acelerados em direção ao anodo por meio de um campo elétrico uniforme. O sinal elétrico proveniente do deslocamento desses elétrons é digitalizado por um osciloscópio e a partir do ajuste de uma função modelo à forma do sinal elétrico, determinam-se os parâmetros de transporte. Os resultados obtidos para o isobutano e n-butano foram comparados com os valores da simulação Magboltz 2-versão 8.6 em razão da escassez de dados na literatura para esses gases na região de campo elétrico reduzido estudada.

MEASUREMENTS OF ELECTRON DRIFT VELOCITY IN QUENCHING GASES USING THE PULSED TOWNSEND TECHNIQUE

Túlio Cearamicoli Vivaldini

ABSTRACT

The electron swarm can be characterized by macroscopic quantities such as the drift velocity, ionization rate, first Townsend ionization coefficient and the longitudinal and transverse diffusion coefficients, so called transport parameters. These parameters are important since they allow the validation of electron collisional cross section with gas molecules, contribute for self-sustained discharge models and are important for gaseous detectors development. In the present work the results of electron drift velocity (W), ionization rate (R_i) and first Townsend coefficient (α) as a function of the reduced electric field for isobutane and n-butane by the means of pulsed Townsend technique are presented. In our experimental setup, the primary electrons are liberated by the irradiation of a short laser pulse at the cathode and are accelerated towards the anode through a uniform electric field. The electron movements induce signals that are digitalized and the fitting of a model function to their waveforms provides the transport parameters. The results obtained for isobutane and n-butane were compared with Magboltz 2-version 8.6 values, since there are few data in the literature for these gases for effective reduced electric field ranging from 130 to 180 Td.

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO	14
2 OBJETIVOS.....	18
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	19
3.1 Deslocamento de elétrons e íons.....	19
3.1.1 Na ausência de um campo elétrico	19
3.1.2 Na presença de um campo elétrico uniforme.....	21
3.1.2.1 Primeiro coeficiente Townsend de ionização	25
3.2 Transporte de elétrons em gases.....	28
3.2.1 Equação de transporte de Boltzmann	28
3.2.2 Regime hidrodinâmico.....	28
3.2.3 Resolução da equação de Boltzmann.....	29
3.2.4 Método analítico e numérico	32
3.3 Técnicas experimentais.....	34
3.3.1 Técnica de Townsend em regime estacionário	35
3.3.2 Técnica de Townsend Pulsada	36
3.3.2.1 Modo integral	39
3.3.2.2 Modo diferencial.....	41
3.3.3 Experimentos de tempo de voo.....	43
3.4 Fatores que afetam o deslocamento dos elétrons	45
3.5 Gases inibidores de descarga: isobutano e n-butano	46
4 MATERIAIS E MÉTODOS.....	49
4.1 Câmara de deriva de elétrons	49
4.2 Laser pulsado de nitrogênio	51
4.3 Amplificador e Osciloscópio	53
4.4 Determinação dos parâmetros de transporte	53

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	56
5.1 Resultados obtidos com o amplificador 1	57
5.1.1 Processos secundários em multiplicação de elétrons	65
5.1.2 Queda ôhmica no vidro	67
5.2 Resultados obtidos com o amplificador 2.....	69
5.2.1 Incidência perpendicular do feixe de laser no catodo	70
5.2.2 Análise dos sinais	73
5.2.3 Parâmetros de transporte de elétrons (média dos sinais e sinal médio).....	77
5.3 Determinação dos parâmetros de transporte para o isobutano e n-butano	82
5.3.1 Condensação do isobutano.....	83
6 CONCLUSÕES.....	91
APÊNDICE A – ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS AJUSTES.....	93
APÊNDICE B – INFLUÊNCIA DE UM ORIFÍCIO CENTRAL NO ANODO	95
APÊNDICE C– DIMINUIÇÃO DO SINAL INDUZIDO PELO LASER	100
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	104

LISTA DE FIGURAS

Página

Capítulo 3 – Fundamentos Teóricos

FIGURA 3.1: Distribuição espacial de íons gerados no ar em diferentes intervalos de tempo [42].	20
FIGURA 3.2: Secção de choque de colisão para o argônio em função da energia cinética dos elétrons [43].	22
FIGURA 3.3: Velocidade de arrastamento de elétrons em uma mistura de argônio e isobutano em função do campo elétrico, em condições normais de temperatura e pressão [41].	23
FIGURA 3.4: Fotografia de uma câmara de nuvens da avalanche Townsend [44] e a distribuição de elétrons e íons na avalanche [41].	25
FIGURA 3.5: Primeiro coeficiente de Townsend normalizado para a densidade do gás em função do campo elétrico reduzido, para alguns gases nobres e hidrocarbonetos [16].	26
FIGURA 3.6: Esquema do circuito usualmente empregado na Técnica de Townsend Pulsada.	37
FIGURA 3.7: Corrente dos portadores de carga em uma avalanche[36].	39
FIGURA 3.8: Desenho esquemático mostrando o sinal esperado para a técnica de Townsend pulsada operando em modo integral [16].	40
FIGURA 3.9: Curva experimental da componente eletrônica da corrente elétrica no dióxido de carbono (CO ₂) juntamente com o ajuste da função modelo [34].	42
FIGURA 3.10: Determinação do tempo de trânsito dos elétrons (T _e) em diferentes condições: a) $(\alpha - \eta) > 0$, b) $(\alpha - \eta) = 0$ e c) $(\alpha - \eta) < 0$ [36].	43
FIGURA 3.11: Espectro do tempo de chegada para o nitrogênio [39].	44
FIGURA 3.12: Dependência linear entre o tempo de chegada dos elétrons e a distância entre anodo-catodo [39].	44
FIGURA 3.13: Comportamento da velocidade de arrastamento de elétrons para: a) diferentes pressões e b) diferentes concentrações dos gases da mistura [42].	45
FIGURA 3.14: Probabilidade de um elétron ser capturado por centímetro de trajetória na direção do campo elétrico para 1 mmHg em função de E/P para oxigênio e vapor de água [45].	46
FIGURA 3.15: Fórmula estrutural dos dois isômeros do butano.	47
FIGURA 3.16: Secção de choque de espalhamento total [67].	47

Capítulo 4 – Materiais e Métodos

FIGURA 4.1: Interior da câmara e em destaque os eletrodos e a janela de quartzo que permite a passagem do feixe de laser.	49
FIGURA 4.2: Diagrama do circuito de polarização e extração do sinal do anodo (amplificador) e catodo (eletrômetro).	50
FIGURA 4.3: (a) detalhe das três cabeças micrométricas e (b) do parafuso micrométrico acoplado ao catodo.	51
FIGURA 4.4: Isolante de esteatite acoplado ao eletrodo de latão empregado na polarização do vidro	51
FIGURA 4.5: Sinal de <i>trigger</i> empregado para determinação do instante em que os elétrons primários são liberados do catodo.....	52

Capítulo 5 – Resultados e Discussões

FIGURA 5.1: Comparação da forma do sinal obtido com o arranjo atual (em preto) e o antigo (em vermelho) para uma intensidade de campo elétrico reduzido semelhante.....	58
FIGURA 5.2: Ajuste do sinal do nitrogênio para 171 Td.	59
FIGURA 5.3: Ajuste do sinal do isobutano para 197 Td.....	59
FIGURA 5.4: Velocidade de arrastamento dos elétrons no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.	61
FIGURA 5.5: Velocidade de arrastamento dos elétrons no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.	61
FIGURA 5.6: Taxa de ionização no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.	62
FIGURA 5.7: Taxa de ionização no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.	63
FIGURA 5.8: Primeiro coeficiente de Townsend no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtido com o amplificador 1.	63
FIGURA 5.9: Primeiro coeficiente de Townsend no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtido com o amplificador 1.	64
FIGURA 5.10: Velocidade de arrastamento dos elétrons no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica.	68
FIGURA 5.11: Taxa de ionização no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica.....	68
FIGURA 5.12: Primeiro coeficiente de Townsend no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica...69	69
FIGURA 5.13: Detalhes das modificações realizadas na câmara para incidência perpendicular do feixe de laser no catodo.	71
FIGURA 5.14: Amplificador acoplado à flange de extração do sinal.....	71

FIGURA 5.15: Comparação entre os sinais obtidos utilizando o vidro anterior e vidro Schott.	72
FIGURA 5.16: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser para diferentes valores de tensão de polarização para os gases n-butano e isobutano.	73
FIGURA 5.17: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser (M1), média aritmética do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons (F1) e sinal resultante ($F2 = F1 - M1$) para o isobutano e tensão de polarização do anodo de 4000 V...75	75
FIGURA 5.18: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser (M1), média aritmética do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons (F1) e sinal resultante ($F2 = F1 - M1$) para o isobutano e tensão de polarização do anodo de 7200 V...75	75
FIGURA 5.19: Comparação entre a média aritmética dos 30 sinais e a média fornecida pelo osciloscópio para 7000 V de tensão de polarização do anodo.	76
FIGURA 5.20: Comparação entre a média aritmética dos 30 sinais e a média fornecida pelo osciloscópio para 7650 V de tensão de polarização do anodo.	77
FIGURA 5.21: Histograma dos valores de velocidade de arrastamento de elétrons para a tensão de 7500 V no isobutano puro.	79
FIGURA 5.22: Histograma dos valores da taxa de ionização para a tensão de 7500 V no isobutano puro.	80
FIGURA 5.23: Histograma dos valores do primeiro coeficiente Townsend para a tensão de 7500 V no isobutano puro.	80
FIGURA 5.24: Comparação dos valores de velocidade de arrastamento em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise.....	81
FIGURA 5.25: Comparação dos valores da taxa de ionização em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise.	81
FIGURA 5.26: Comparação dos valores do primeiro coeficiente de Townsend em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise...82	82
FIGURA 5.27: Óleo proveniente da condensação do isobutano na flange de entrada da alta tensão.....	83
FIGURA 5.28: Fita dupla face de cobre responsável pelo contato elétrico do eletrodo de latão com a placa de vidro.	84
FIGURA 5.29: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 143,7 a 161,0 Td.	84
FIGURA 5.30: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 161,0 a 178,4 Td.	85
FIGURA 5.31: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 178,4 a 201,2 Td.	85
FIGURA 5.32: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 201,2 a 218,5 Td.	86
FIGURA 5.33: Comparação entre os sinais de n-butano e isobutano.....	87
FIGURA 5.34: Comparação da velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.....	88

FIGURA 5.35: Comparação da taxa de ionização no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.	89
FIGURA 5.36: Comparação do primeiro coeficiente de Townsend no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.	90

Apêndice A – Análise dos resultados dos ajustes

FIGURA A.1: Correlação entre os parâmetros ajustados (R_i e T_e) no isobutano com 7500 V de tensão de polarização do anodo.	94
--	----

Apêndice B – Influência de um orifício central no anodo

FIGURA B.1: Intensidade do campo elétrico e linhas de campo elétrico (em V/cm) simuladas a partir do programa <i>Comsol Multiphysics</i>	95
FIGURA B.2: Intensidade do campo elétrico ao longo do deslocamento dos elétrons, para cada linha de campo. A posição x , indicada na legenda refere-se ao ponto de partida dos elétrons no catodo (situação em que $y = 0$).	96
FIGURA B.3: Variação da integral de $\alpha(x)dx$ ao longo de cada linha de campo elétrico para o gás nitrogênio e $E/N = 240$ Td.	98
FIGURA B.4: Valores do coeficiente α para a configuração do anodo com um orifício central (alfa-calculado) e para uma configuração de eletrodos uniformes (alfa-parametrização) no nitrogênio.	98
FIGURA B.5: Desvio relativo percentual entre os valores do coeficiente α obtidos a partir do cálculo e determinado por meio da parametrização de S. A. Korff.	99

Apêndice C – Diminuição do sinal induzido pelo laser

FIGURA C.1: Comparação entre o sinal induzido pelo laser no amplificador antigo e no amplificador atual.	100
FIGURA C.2: Comparação entre os sinais induzidos pelo laser sem filtro e com o uso de dois filtros.	101
FIGURA C.3: Indicação dos locais onde foram realizadas alterações a fim de diminuir a amplitude do sinal induzido pelo laser.	102
FIGURA C.4: a) cabo de extração do sinal que foi substituído por um b) cabo coaxial cuja malha foi aterrada.	102
FIGURA C.5: Comparação entre os sinais induzidos pelo laser obtidos antes e depois da conclusão das alterações 1 e 2.	103

1 INTRODUÇÃO

Os detectores gasosos foram os primeiros dispositivos eletrônicos desenvolvidos para detecção da radiação. Contudo, a partir da década de 60, o interesse por esses detectores foi estimulado graças às aplicações na área da física de partículas e medicina nuclear, com o surgimento da Câmara Proporcional de Multifios (*Multiwire Proportional Chamber* - MWPC) por G. Charpak [1,2].

Nos últimos anos, com os avanços da Física de Altas Energias, os detectores gasosos começaram a apresentar limitações em virtude das elevadas taxas de partículas incidentes. Isso tem conduzido à miniaturização da área efetiva desses dispositivos e consequente operação em regiões de campo elétrico mais elevado. Nesse sentido, foram desenvolvidos novos detectores gasosos entre eles as Câmaras de Placas Resistivas (*Resistive Plate Chambers* - RPCs) por R. Santonico e R. Cardarelli [3,4], as Câmaras Gasosas de Microfitas (*Microstrip Gas Chambers* - MSGs) por A. Oed [5] e, mais recentemente os Multiplicadores Gasosos de Elétrons (*Gas Electron Multipliers* - GEMs) por F. Sauli [6,7].

No presente trabalho empregou-se uma configuração semelhante à de uma RPC para determinar a velocidade de arrastamento de elétrons. Essa escolha deve-se ao fato desse dispositivo ser auto protegido contra descargas elétricas, já que ao menos um de seus eletrodos é constituído por um material de elevada resistividade. Além disso, as RPCs são largamente empregadas em medições temporais, em razão de sua excelente resolução (da ordem de 50 ps [8]). Como exemplo, pode-se citar o uso das RPCs como detectores de *trigger* de múons nos experimentos ATLAS e CMS [9-11] do Grande Colisor de Hádrons (*Large Hadron Collider* – LHC) da Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (*European Organization for Nuclear Research* - CERN) e, mais recentemente, em tomografias por emissão de pósitrons (RPC-PET) [12] na área de medicina nuclear.

Como consequência da miniaturização da área efetiva dos detectores gasosos, a utilização de gases com estrutura molecular complexa, como o isobutano e n-butano, torna-se imperativa, uma vez que esses apresentam propriedades inibidoras de descarga. Esses gases são largamente empregados como componentes inibidores de descargas em misturas gasosas em detectores

que operam em regime de multiplicação de cargas. Nesse contexto, a determinação dos parâmetros de transporte de elétrons em gases, nomeadamente, velocidade de arrastamento, primeiro coeficiente Townsend de ionização e taxa de ionização, é relevante para o desenvolvimento de novos detectores gasosos, além da compreensão de fenômenos físicos envolvidos na propagação de avalanche de elétrons nesse regime e validação das secções de choque de colisões de elétrons.

A escolha do isobutano para o estudo nesse projeto foi motivada pelo crescente interesse da comunidade científica em contadores proporcionais de tecido equivalente (*tissue-equivalent proportional counters* – TEPC) [13–15], que empregam o isobutano como gás de enchimento, além da escassez de dados para esse gás na região de campo elétrico reduzido estudada (de 130 a 180 Td). Como o isobutano e o n-butano são isômeros estruturais é comum a utilização de dados do n-butano para o isobutano, já que teoricamente esses gases possuem secções de choque semelhantes [16]. Todavia, dados de parâmetros de transporte de elétrons para o isobutano e n-butano, para a região de campo elétrico reduzido abaixo de 500 Td, são escassos na literatura. Por essa razão, o presente trabalho contempla também medições dos parâmetros de transporte de elétrons no n-butano.

As principais técnicas experimentais para a determinação dos parâmetros de transporte de elétrons em gases são: técnica de Townsend em regime estacionário, técnica de Townsend Pulsada e experimentos de tempo de voo. Os primeiros experimentos para a determinação dos parâmetros de transporte de elétrons empregavam o regime estacionário, amplamente descrito na literatura [17–28], que é caracterizado por uma produção contínua de elétrons. Em geral, o catodo de uma câmara de placas paralelas, preenchida com gás de interesse, é irradiado por uma fonte contínua de radiação ultravioleta. Nesta técnica, mede-se a variação espacial da corrente elétrica gerada pelo deslocamento dos elétrons entre os eletrodos, nesse caso, a corrente elétrica é independente do tempo.

Já na técnica de Townsend Pulsada [29-37] a produção de elétrons primários deve-se a incidência de uma fonte pulsada de radiação. Esses elétrons se deslocam com velocidade constante em direção ao anodo em virtude da presença de um campo elétrico uniforme. O movimento coletivo desses elétrons induz um sinal elétrico que é registrado por um osciloscópio de elevada largura de banda. Os experimentos que adotam essa técnica são divididos em dois grupos

baseados no ajuste da constante de tempo do circuito de extração do sinal (RC) em relação ao tempo de trânsito dos portadores de carga (T_i : tempo de trânsito dos íons e T_e : tempo de trânsito dos elétrons): técnica de Townsend em regime integral, $RC > T_i$ [29 – 30] e técnica de Townsend em regime diferencial, $T_e < RC < T_i$ [31 - 37]. As considerações teóricas sobre cada modo de operação podem ser encontradas no livro de H. Raether [38].

Já os experimentos de tempo de voo são semelhantes aos que utilizam a técnica de Townsend Pulsada, porém a determinação dos parâmetros de transporte nesses experimentos baseia-se no método do espectro do tempo de chegada (*arrival time spectrum* – ATS) [39]. Nesse caso, os elétrons são liberados do catodo em intervalos de tempo predefinidos pelo experimento. Uma vez que sabe-se a distância entre os eletrodos, é possível determinar a velocidade de arrastamento de elétrons a partir de uma correlação no tempo para dois pontos distintos no espaço.

Neste contexto, o presente projeto de doutorado visa contribuir com informações sobre os parâmetros de transporte de elétrons no isobutano e n-butano a partir da análise do sinal induzido pelo deslocamento dos elétrons. Os resultados obtidos neste trabalho fornecerão subsídios para o desenvolvimento de uma simulação de resposta da câmara a partir das características dos sinais elétricos gerados e dos valores esperados para os parâmetros de transporte de elétrons em gases.

Esta tese está dividida em seis capítulos. No capítulo 2 são apresentados os objetivos desse trabalho. No capítulo 3 são discutidos os fundamentos teóricos do comportamento de elétrons e íons na ausência e presença de um campo elétrico e o processo de multiplicação de cargas. Além disso, é apresentado um método para solução da equação de transporte de Boltzmann baseado no trabalho de M. J. G. Hagelaar e L. C. Pitchford [40], e a condição necessária para que os parâmetros de transporte sejam dependentes apenas da intensidade do campo elétrico reduzido, condição denominada de regime hidrodinâmico.

Ainda no capítulo 3, são apresentados alguns trabalhos desenvolvidos a partir dos anos 70 para solucionar a equação de Boltzmann utilizando métodos numéricos e são descritas as técnicas experimentais mais empregadas para determinação dos parâmetros de transporte de elétrons em gases. Além disso, são

apresentados os principais fatores que afetam o deslocamento dos elétrons em gases e as semelhanças entre o isobutano e n-butano.

No capítulo 4 são mostrados os materiais e métodos de análise empregados. Já o capítulo 5 é dedicado aos resultados obtidos dos parâmetros de transporte e à análise dos sinais provenientes do deslocamento de elétrons na região entre os eletrodos. Primeiramente, são apresentados os resultados para o gás nitrogênio, utilizado para validação da técnica proposta pelo grupo de Desenvolvimento de Detectores Gasosos do Centro de Tecnologia das Radiações do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (CTR - IPEN/CNEN), e em seguida os resultados para o gás isobutano. Além disso, são discutidos alguns processos secundários em descargas gasosas que durante a propagação da avalanche podem ocasionar uma diminuição da intensidade do campo elétrico e a perda dos portadores de carga.

O isobutano é um hidrocarboneto cujos efeitos de polimerização e envelhecimento de detectores gasosos são largamente conhecidos na literatura. Como a câmara empregada esteve preenchida com isobutano por mais de um ano, verificou-se que seu interior continha óleo proveniente da condensação do isobutano. Por essa razão, a câmara foi desmontada, suas peças limpas e o isolamento elétrico em alguns pontos na câmara foram melhorados. Com objetivo de estender a região de campo elétrico reduzido estudada (de 190 a 200 Td), o amplificador empregado na primeira fase desse projeto foi substituído, o que permitiu analisar os parâmetros de transporte de elétrons no isobutano para a região de 130 a 180 Td. Os resultados dos parâmetros de transporte para os gases isobutano e n-butano, após as alterações da câmara, e as comparações sobre as formas do sinal estão no capítulo 5. A discussão final dos resultados é apresentada no capítulo 6.

2 OBJETIVOS

Este projeto tem como objetivo aplicar o Método de Townsend Pulsado em regime diferencial para a obtenção de valores dos parâmetros de transporte de elétrons nomeadamente velocidade de arrastamento (W), taxa de ionização (R_i) e o primeiro coeficiente de Townsend (α) no isobutano e n-butano puros em regiões de campo elétrico elevado.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Deslocamento de elétrons e íons

3.1.1 Na ausência de um campo elétrico

A ionização de um gás por uma partícula ionizante consiste em remover um ou mais elétrons das moléculas do gás, processo conhecido como ionização primária. Uma vez formadas, o comportamento dessas partículas carregadas depende das condições no interior do detector, como o tipo de gás e a intensidade do campo elétrico aplicado.

Na ausência de um campo elétrico externo, os elétrons e íons gerados pela ionização primária possuem um movimento aleatório, cuja energia média de agitação é igual à energia translacional média, $(3/2)kT$ ($\approx 0,04$ eV, considerando 20°C), sendo k a constante de Boltzmann¹ e T a temperatura em kelvin. Já a distribuição de energia ε dos portadores de carga é expressa pela função probabilidade de Maxwell-Boltzmann:

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} e^{-\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} \quad (1)$$

Em virtude das múltiplas colisões aleatórias que os elétrons e íons realizam com as moléculas do gás ocorre um alargamento espacial do aglomerado de partículas com o tempo, fenômeno denominado de difusão, caracterizado por uma distribuição gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\left(\frac{x^2}{4Dt}\right)} dx \quad (2)$$

sendo dN/N a razão de cargas encontradas no elemento dx a uma distância x da origem, depois de um tempo t e D é o coeficiente de difusão. O desvio padrão da distribuição é dado por:

¹ Constante de Boltzmann, $k = 1,3806504(24) \times 10^{-23}$ J/K.

$$\sigma_x = \sqrt{2D \frac{x}{W}} \quad \text{ou} \quad \sigma_v = \sqrt{6D \frac{x}{W}} = \sqrt{3} \sigma_x \quad (3)$$

sendo σ_x o desvio padrão quando se considera a difusão em uma dimensão, σ_v quando se considera a difusão em um elemento de volume e W a velocidade de arrastamento dos elétrons. Em razão da diferença significativa entre as massas e as velocidades médias dos elétrons e íons positivos, na ausência de um campo elétrico, a difusão é mais significativa para elétrons do que para os íons [41]. Na FIG. 3.1 é mostrada a distribuição espacial dos íons gerados no ar em diferentes intervalos de tempo.

FIGURA 3.1: Distribuição espacial de íons gerados no ar em diferentes intervalos de tempo [42].

Contudo, após o processo de ionização, o íon positivo produzido pode ser neutralizado por meio da recombinação com um portador de carga negativo (elétron ou íon negativo). A transferência de carga também pode ocorrer com uma molécula do próprio gás ou com moléculas de outro gás (em misturas gasosas), dependendo do potencial de ionização do gás minoritário. Já os elétrons podem ser capturados por moléculas do gás, dependendo da afinidade eletrônica dessas, ou ainda serem absorvidos pelas paredes do detector.

3.1.2 Na presença de um campo elétrico uniforme

Quando um campo elétrico é aplicado, os elétrons e íons gerados pela ionização primária são acelerados em direção ao anodo e catodo, respectivamente. Esse movimento é interrompido pelas colisões com as moléculas do gás, onde os elétrons e íons mudam de direção, e após a colisão, as cargas são novamente aceleradas ao longo das linhas de campo elétrico. Em uma escala microscópica o movimento é caótico, porém em escala macroscópica as cargas se deslocam com uma velocidade constante em direção aos eletrodos.

A aceleração dos íons positivos em direção ao catodo é $a = eE/M$, sendo e a carga elementar, E a intensidade do campo elétrico e M a massa do íon. Assim, a velocidade de arrastamento média (v_d) dos íons na direção do campo elétrico é dada por [43]:

$$v_d = \frac{a}{2} \Delta t = \frac{eE}{2M} \frac{\lambda}{v_t} = \frac{eE}{2M} \lambda \sqrt{\frac{M}{3kT}} = \frac{e\lambda}{\sqrt{12kTM}} E \quad (4)$$

sendo λ o livre caminho médio e v_t a velocidade média de agitação térmica.

Portanto, a velocidade de arrastamento dos íons é proporcional à intensidade do campo elétrico e a constante de proporcionalidade entre essas duas grandezas é denominada mobilidade (μ) [44]:

$$v_d(E) = \mu E \quad (5)$$

Analogamente, pode-se estimar a velocidade de arrastamento dos elétrons (W), por meio da formulação desenvolvida por Townsend [41]:

$$W = \frac{eE}{2m} \frac{\lambda(\epsilon)}{v} = \frac{e}{2m} E \tau(\epsilon) \quad (6)$$

sendo v a velocidade média dos elétrons entre duas colisões sucessivas e τ o tempo médio entre duas colisões sucessivas. O livre caminho médio é inversamente proporcional à densidade de moléculas do gás (N) e à secção de choque de colisão (σ), ou seja, $\lambda = (N\sigma(\epsilon))^{-1}$, por essa razão τ depende da energia dos elétrons (ϵ) e, consequentemente, da intensidade do campo elétrico.

Como pode ser observado na EQ. 6, para elétrons a mobilidade é uma função da intensidade do campo elétrico. Esta diferença no comportamento deve-se às secções de choque de colisões de elétrons com as moléculas do gás, e $\tau(\epsilon)$, serem fortemente dependentes da energia cinética dos elétrons que pode sofrer grandes variações em razão de efeitos de ressonância, presentes em gases nobres. Este fenômeno ocorre quando o comprimento de onda dos elétrons é da ordem de grandeza das dimensões dos átomos do gás. Na FIG. 3.2 é apresentada a variação da secção de choque no argônio em função da energia cinética dos elétrons [43].

FIGURA 3.2: Secção de choque de colisão para o argônio em função da energia cinética dos elétrons [43].

Na FIG. 3.3 é mostrado o comportamento da velocidade de arrastamento dos elétrons em função do campo elétrico em uma mistura de argônio com diferentes concentrações de isobutano, em condições normais de temperatura e pressão [41].

FIGURA 3.3: Velocidade de arrastamento de elétrons em uma mistura de argônio e isobutano em função do campo elétrico, em condições normais de temperatura e pressão [41].

Estendendo a análise apresentada por B. B. Rossi e H. H. Staub [45] sobre o comportamento da velocidade de arrastamento de elétrons em misturas de argônio com dióxido de carbono para misturas de argônio com isobutano, a velocidade de arrastamento de elétrons na mistura pode ser explicada por meio das colisões inelásticas de elétrons com as moléculas do gás. O argônio é um gás nobre e o seu primeiro nível de excitação eletrônica é 11,5 eV [45]. Já o isobutano é um gás poliatômico e apresenta níveis de excitações rotacionais e vibracionais, cujas energias de ocorrência são menores do que para excitação eletrônica. Dessa forma, para misturas de argônio e isobutano, as colisões dos elétrons de baixas energias ocorrem em maior frequência com as moléculas de isobutano e a adição de pequenas quantidades de isobutano ao argônio acarreta uma redução da energia média dos elétrons e, conseqüentemente, em um aumento do livre caminho médio dos elétrons no argônio [45]. Esse fato resulta em um aumento na velocidade de arrastamento dos elétrons na mistura, em comparação com o argônio puro.

Em uma situação simplificada, a mobilidade dos elétrons é independente da intensidade do campo elétrico, e o tempo médio entre duas colisões sucessivas é constante. Assim, a velocidade de arrastamento aumenta linearmente com o campo elétrico, e a seguinte relação é válida:

$$eE \frac{D}{W} = kT \Rightarrow D = kT \frac{W}{eE} \quad (7)$$

Substituindo a EQ.7 na EQ. 3 tem-se [41]:

$$\sigma_x = \sqrt{2 \frac{kT}{eE}} x \quad (8)$$

A expressão anterior corresponde ao alargamento devido à difusão por efeitos térmicos. Em alguns gases, como o dióxido de carbono, a energia média dos elétrons livres sofre pequenas variações para uma ampla faixa de campo elétrico [42]. Já para o argônio, à medida que se eleva a intensidade do campo elétrico, a energia dos elétrons aumenta consideravelmente devido a sua secção de choque. Nessa situação, na qual a energia dos elétrons é função da intensidade do campo elétrico, pode-se reescrever a EQ. 7 como [41]:

$$eE \frac{D}{W} = kT = \varepsilon_k \quad (9)$$

onde ε_k é a energia característica dos elétrons no gás em função do campo elétrico reduzido (E/N , onde N é densidade de moléculas do gás). Assim, a largura da difusão pode ser determinada por [41]:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k}{eE}} x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k}{eE/N}} \sqrt{\frac{x}{N}} \quad (10)$$

Nesta equação pode-se observar a dependência de σ_x com o inverso da raiz quadrada de E/N , o que é válido para baixos valores de E/N . Para E/N mais elevados existem dois coeficientes de difusão: o coeficiente de difusão longitudinal (D_L) e o coeficiente de difusão transversal (D_T). O coeficiente de difusão longitudinal relaciona-se com a dispersão dos elétrons ao longo das linhas de campo elétrico. Já o coeficiente de difusão transversal refere-se à dispersão perpendicular dos elétrons em relação às linhas de campo elétrico.

3.1.2.1 Primeiro coeficiente Townsend de ionização

O primeiro coeficiente Townsend de ionização (α) é um parâmetro de transporte que representa o número de elétrons secundários produzidos por elétron primário percorrendo uma unidade de trajetória, na direção do campo elétrico, e é empregado para descrever o crescimento de cargas em regime de multiplicação gasosa (ou avalanche Townsend). No desenvolvimento da avalanche, em decorrência da mobilidade dos elétrons ser cerca de 1000 vezes maior em comparação à dos íons positivos, há uma concentração de elétrons na parte frontal da avalanche, o que confere a esse processo o formato ilustrado na FIG. 3.4.

FIGURA 3.4: Fotografia de uma câmara de nuvens da avalanche Townsend [44] e a distribuição de elétrons e íons na avalanche [41].

A distância média que um elétron percorre, na direção do campo elétrico, entre duas colisões ionizantes é denominada de livre caminho médio de ionização e o seu inverso, o número de ionizações por unidade de trajetória corresponde ao primeiro coeficiente Townsend de ionização (α). Este parâmetro é de suma importância para descrever o comportamento de detectores gasosos que operam em regime de multiplicação de cargas.

Na FIG. 3.5 são apresentados alguns resultados experimentais do primeiro coeficiente Townsend de ionização normalizado para a densidade do gás (α/N) em função do campo elétrico reduzido (E/N) para alguns gases nobres e hidrocarbonetos.

FIGURA 3.5: Primeiro coeficiente de Townsend normalizado para a densidade do gás em função do campo elétrico reduzido, para alguns gases nobres e hidrocarbonetos [16].

Sendo n o número de elétrons produzidos em uma dada posição, após um deslocamento dx , o número de elétrons criados, em regime de avalanche é dado por:

$$dn = n\alpha(x)dx \quad (11)$$

A expressão anterior é conhecida como Equação de Townsend, e como para regiões com campo elétrico uniforme o coeficiente α independe da posição $\alpha(x) = \alpha$, por integração tem-se o número de elétrons produzidos na avalanche:

$$n(x) = n_0 \exp(\alpha x) \quad (12)$$

onde n_0 é o número de elétrons primários e x a distância percorrida pelos elétrons.

Para casos nos quais os elétrons se deslocam sob a ação de campo elétrico não uniforme (por exemplo, em detectores gasosos de geometria cilíndrica)

o primeiro coeficiente de Townsend é função de x e, a partir da integração da EQ. 11, tem-se:

$$n(x) = n_0 \exp \left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right) \quad (13)$$

Para um dado gás, o coeficiente α/N depende apenas da intensidade do campo elétrico reduzido, e na literatura são propostos alguns modelos que permitem expressar tal dependência. Dentre esses modelos, destaca-se a parametrização semi-empírica proposta por S. A. Korff [46]:

$$\frac{\alpha}{N} = A \exp \left(-B \frac{N}{E} \right) \quad (14)$$

sendo A e B constantes relacionadas com o gás. A partir da teoria de descargas elétricas em gases [47] tem-se que a razão entre B e A corresponde ao potencial de ionização efetivo do gás (V_{ef}):

$$\frac{B}{A} = V_{ef} \quad (15)$$

Vale destacar, que o potencial de ionização efetivo calculado por meio da EQ. 15 é sempre maior que o potencial de ionização dos átomos e moléculas, pois inclui perdas por excitação [47], uma vez que apenas uma fração das colisões resulta em ionização.

O coeficiente α cresce com o campo elétrico, porém a partir de um determinado valor, a probabilidade de ocorrência de processos secundários aumenta, o que resulta na geração de avalanches por todo volume do detector por fótons de desexcitação. Esse fato acarreta em uma deformação do campo elétrico em razão de efeitos de cargas espaciais que podem resultar em uma ruptura gasosa. O limite para esse fenômeno ocorrer é dado pela condição de Raether [41]:

$$\alpha x < 20$$

O coeficiente α é um parâmetro de transporte de elétrons que tem sido motivo de estudo desde 1900 [48] e possui valores precisos na literatura para diversos gases de interesse para detectores gasosos. Porém, o desenvolvimento de dispositivos operando em regiões de elevado campo elétrico tem motivado a determinação dos parâmetros de transporte de elétrons em misturas gasosas que garantam elevado ganho em carga com estabilidade de operação. Na próxima seção será apresentada a teoria de transporte de elétrons em gases e juntamente com as técnicas experimentais mais empregadas para determinação desses parâmetros.

3.2 Transporte de elétrons em gases

3.2.1 Equação de transporte de Boltzmann

A teoria clássica de transporte de elétrons em gases é baseada na resolução da equação de transporte de Boltzmann, ou simplesmente, equação de Boltzmann, que expressa a taxa com que o número de elétrons aumenta, e é dada por [40]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = C[f] \quad (16)$$

sendo f a função distribuição de elétrons no espaço das fases em seis dimensões, $\mathbf{v}$ representa as coordenadas da velocidade, e a carga elementar, m a massa do elétron, $\mathbf{E}$ o campo elétrico, $\nabla_{\mathbf{v}}$ é o operador gradiente no espaço das velocidades e C o aumento líquido de elétrons por unidade de volume do espaço das fases por unidade de tempo em virtude das colisões.

3.2.2 Regime hidrodinâmico

A solução da equação de Boltzmann em situações em que o campo elétrico não é uniforme é muito complexa e, para essas situações normalmente empregam-se simulações computacionais de Monte Carlo. No entanto, se os elétrons estão sujeitos à ação de um campo elétrico uniforme a equação de Boltzmann pode ser solucionada por métodos determinísticos, a partir de algumas simplificações.

Durante o deslocamento dos elétrons até o anodo, após um intervalo de tempo, atinge-se uma condição de equilíbrio, na qual a energia cedida pelo campo elétrico é totalmente perdida por processos colisionais, situação denominada de regime hidrodinâmico. Nesse regime, o deslocamento de elétrons é caracterizado por grandezas macroscópicas tais como a velocidade de arrastamento (W), coeficientes de difusão (longitudinal e transversal), taxa de ionização (R_i), primeiro coeficiente Townsend de ionização (α), entre outros, cujos valores são constantes e independentes do tempo, da posição e do estado inicial dos elétrons. Dessa forma, tais grandezas dependem apenas da intensidade do campo elétrico reduzido (E/N) e da densidade de moléculas do gás (N). A densidade de moléculas do gás pode ser obtida por meio da teoria cinética dos gases, assim:

$$N = N_0 \frac{P}{760 \text{ mmHg}} \frac{273,15 \text{ K}}{T} \text{ moléculas/m}^3 \quad (17)$$

sendo N_0 o número de Loschmidt ($N_0 = 2,687 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$), P a pressão em milímetros de mercúrio (mmHg) e T a temperatura em kelvin (K). A unidade para E/N é o townsend (Td), em homenagem ao precursor dos estudos de transporte de elétrons em gases, e 1 Td equivale à 10^{-21} Vm^2 .

3.2.3 Resolução da equação de Boltzmann

Considerando que o campo elétrico e a probabilidade de colisão dos elétrons são uniformes, então a função distribuição de elétrons f é simétrica no espaço das velocidades na direção do campo elétrico. Já no espaço das configurações, f pode variar apenas na direção do campo elétrico. Em outras palavras, a função f que anteriormente possuía seis coordenadas: v , θ , x , y , z e t , se reduz a apenas quatro variáveis, uma vez que as dimensões laterais x e y podem ser desprezadas, já que a variação da nuvem de elétrons só pode ocorrer na direção do campo elétrico, ou seja, ao longo do eixo z . Empregando-se as coordenadas esféricas no espaço das velocidades [40], a EQ. 16 pode ser reescrita como sendo:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m} E \left(\cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \right) = C[f]$$

sendo v a intensidade da velocidade, θ o ângulo entre a velocidade v e o campo elétrico E e z é a coordenada na direção do campo elétrico.

Se a função distribuição apresentar uma baixa anisotropia, a dependência angular de f pode ser expandida em termos dos polinômios de Legendre, em virtude de suas propriedades de ortogonalidade, e considerando apenas os dois primeiros termos dessa expansão (aproximação de Lorentz) [40]:

$$f(v, z, t, \cos \theta) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t) \cos \theta \quad (18)$$

sendo f_0 a componente isotrópica da função distribuição e f_1 uma perturbação anisotrópica.

Os erros nos cálculos dos parâmetros de transporte dependem da aproximação empregada, e a diferença nos valores desses parâmetros não é a mesma para todos eles. Esse fato pode ser observado no trabalho de L. C. Pitchford e A. V. Phelps [49], no qual os autores resolvem a equação de Boltzmann expandindo a função distribuição em dois e seis termos para o nitrogênio em campo elétrico reduzido de 70 Td. Em seus resultados, os autores verificaram uma diferença nos valores dos parâmetros de transporte obtidos com a expansão em seis termos, em relação à de dois termos, de 5% para o coeficiente de difusão transversal e 1% para velocidade de arrastamento.

Se processos colisionais como captura eletrônica e ionização não forem desprezíveis, a função distribuição dos elétrons f não é constante no tempo e no espaço, já que nesses processos o número total de elétrons não é conservado. Dessa forma, a função distribuição de elétrons depende da posição e do tempo, por meio da densidade do número de elétrons $n(z, t)$, além de apresentar uma dependência com a velocidade. É possível representar tais condições separando-se essas variáveis na componente isotrópica f_0 da função distribuição [40]:

$$f_0(v, z, t) = n(z, t) F_0(v) \quad \text{com} \quad \int F_0(v) dv = 1$$

sendo $F_0(v)$ a função distribuição das velocidades normalizada, e é idêntica em qualquer ponto da nuvem de elétrons. Pode-se relacionar uma função distribuição de energia $F_0(\varepsilon)$ com a função distribuição de velocidade [40] por meio da relação:

$$F_0(v) = \left(\frac{m}{2e} \right)^{3/2} \frac{F_0(\varepsilon)}{2\pi} \quad \text{com} \quad \int F_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1$$

A aproximação anterior resulta no regime hidrodinâmico, já que a função distribuição de energia dos elétrons $F_0(\varepsilon)$ é independente da posição e do tempo. Já a densidade de elétrons $n(z,t)$, em virtude de sua dependência temporal e espacial, representa a taxa de produção de elétrons. Com isso, para cada modelo de desenvolvimento da nuvem de elétrons (regime estacionário – independente do tempo - ou regime pulsado - independente do espaço) há uma função distribuição de energia dos elétrons $F_0(\varepsilon)$ característica.

As expressões dos parâmetros de transporte dos elétrons são obtidas a partir da equação da continuidade da densidade do número de elétrons [50]. Este desenvolvimento só é válido se a nuvem de elétrons se desloca longe dos eletrodos e das paredes do detector, que são regiões de não equilíbrio. Nesta condição, pode-se escrever a função distribuição de elétrons f como uma série de potências dos gradientes da densidade do número de elétrons $n(z,t)$. Dessa forma, por meio da equação da continuidade, tem-se a expressão a seguir, cujos coeficientes de cada parcela são independentes do tempo [50]:

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} = R_i n(z,t) - W \frac{\partial n(z,t)}{\partial z} + D_L \frac{\partial^2 n(z,t)}{\partial z^2} \quad (19)$$

sendo R_i , W e D_L a taxa de ionização, velocidade de arrastamento da nuvem de elétrons e o coeficiente de difusão longitudinal, respectivamente, definidos por:

- Frequência de ionização: $R_i = \sqrt{\frac{2}{m}} N \int \sigma_i \sqrt{\varepsilon} F_0(\varepsilon) d\varepsilon$
- Velocidade de arrastamento: $W = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{eE}{N} \int \frac{\varepsilon}{\sigma_m} \frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{F_0(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} \right) d\varepsilon$

com a energia dos elétrons dada por $\varepsilon = (1/2)mv^2$, e expressa em elétron-volt. σ_m é a secção de choque de transferência de momento e σ_i é a secção de choque de ionização. As considerações teóricas dessas soluções são mostradas nos

trabalhos de H. Tagashira *et al.* [50], Y. Sakai *et al.* [51], K. Kitamori [52], W. R. L. Thomas [53] e T. Makabe e Z. Petrović [54].

A determinação teórica dos parâmetros de transporte não é usual, uma vez que é necessário conhecer a função distribuição de energia dos elétrons e os valores das secções de choque de colisões de elétrons no gás de interesse. Conhecidos esses valores, pode-se calcular os parâmetros de transporte com excelente acordo com os determinados experimentalmente. Neste sentido, S. Pancheshnyi e colaboradores [55 e 56], desenvolveram uma base dados com valores de secções de choque e parâmetros de transporte, denominada LXCat. Na próxima seção é apresentada uma breve descrição dos métodos analíticos e numéricos mais empregados para o estudo dos parâmetros de transporte de elétrons em gases.

3.2.4 Método analítico e numérico

O desenvolvimento das câmaras de multifios (MWPC) motivou uma revisão da teoria de transporte de elétrons em gases. Neste contexto, destaca-se o trabalho de V. Palladino e B. Sadoulet [57], que desenvolveram um programa computacional, que permite obter a velocidade de arrastamento de elétrons sob a ação de campo elétrico com, ou sem, a influência de campo magnético, a partir da solução da equação de Boltzmann, empregando a aproximação de Lorentz.

Outro trabalho de destaque nessa área deve-se à G. Schultz e J. Gresser [58], que desenvolveram um código no qual o deslocamento dos elétrons é estudado em função do campo elétrico para cinco gases de interesse para as MWPCs: argônio, isobutano, dióxido de carbono, metano e metilal (dimetoximetano)². O programa desenvolvido por eles emprega a solução analítica da equação de Boltzmann, utilizando a aproximação de Lorentz. Além disso, os autores consideram que os processos de excitação eletrônica e ionização são desprezíveis, e somente as excitações vibracionais e rotacionais são relevantes. Em virtude dessa consideração, esse programa teve seu uso mais restrito [42] para o cálculo dos parâmetros de transporte, uma vez que sua utilização se restringe para elétrons de baixas energias.

² Substância empregada em alguns detectores gasosos com o objetivo de diminuir os efeitos de polimerização do isobutano [58].

Em 1988 S. F. Biagi escreveu o código Magboltz 1 [59 e 60] para solucionar a equação de Boltzmann utilizando os três primeiros termos da expansão em série de polinômios de Legendre da função distribuição de elétrons, um termo a mais que os códigos anteriores. O Magboltz 1 foi muito empregado em razão de possibilitar a obtenção dos parâmetros de transporte sob o efeito de campos elétrico e magnético, aplicados simultaneamente, condição encontrada nas Câmaras de Projeção Temporal (*time projection chambers* - TPC). Para esses cálculos, o código Magboltz 1 emprega o algoritmo apresentado no livro de L. G. H. Huxley e R. W. Crompton [48], com adição das secções de choque de ionização e captura eletrônica [61].

A aproximação de Lorentz para solucionar a equação de Boltzmann também é empregada pelo código desenvolvido em 1990 por W. L. Morgan e B. M. Penetrante [62], o Elendif [63]. Nesse código, a evolução temporal da função distribuição de energia dos elétrons é calculada em uma mistura de gases parcialmente ionizados na presença ou ausência de campo elétrico uniforme. Esse programa permite ainda considerar processos de colisões superelásticas e inelásticas, colisões elétron-elétron e elétron-íon, captura eletrônica, recombinação e processos secundários de geração de elétrons.

Desenvolvido em 2005 por G. J. M. Hagelaar e L. C. Pitchford, o aplicativo gratuito Bolsig+ [64] possui uma interface de fácil compreensão para os usuários, o que favoreceu a sua larga aplicação pela comunidade de física de plasmas. A proposta do Bolsig+ é solucionar a equação de Boltzmann utilizando a aproximação de Lorentz, como apresentado na seção 3.2.3. Para isso a função distribuição de elétrons é escrita como o produto da densidade de elétrons pela função distribuição de velocidades, $f_0(v, z, t) = n(z, t)F_0(v)$, onde a dependência temporal ou espacial da densidade de elétrons relaciona-se com a taxa de produção de elétrons. O Bolsig+ possibilita determinar os parâmetros de transporte em duas condições experimentais [40]:

1. Experimentos de Townsend pulsado → assume-se que o crescimento temporal da densidade de elétrons é igual à taxa de ionização R_i , ou seja:

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial t} = R_i$$

2. Experimentos de Townsend em regime estacionário → à medida que os elétrons se deslocam ao longo das linhas de campo elétrico a densidade de elétrons cresce exponencialmente com uma taxa α (primeiro coeficiente Townsend de ionização):

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = \alpha$$

Com essas considerações, a função distribuição pode ser determinada numericamente e conseqüentemente os valores dos parâmetros de transporte dos elétrons em gases. A aproximação adotada pelo Bolsig+ falha apenas para valores elevados de campo elétrico reduzido, quando a maioria das colisões é inelástica e a função distribuição de elétrons torna-se fortemente anisotrópica [40].

S. F. Biagi desenvolveu outro código para obtenção dos parâmetros de transporte, denominado Magboltz 2, já que a primeira versão apresentou algumas imprecisões [65], especialmente para gases com o mínimo de Ramsauer e sujeitos à ação de elevado campo magnético. Essa nova versão [66], diferente dos códigos já apresentados, emprega a técnica de integração numérica por Monte Carlo para solucionar diretamente a equação de Boltzmann. Esta metodologia é independente do tipo de aproximação da expansão em série adotada, condição relevante para as soluções analíticas da equação de Boltzmann, porém exige um tempo computacional maior [65], uma vez que o código efetua uma simulação detalhada de cada colisão. Como nos demais códigos, é necessário o conhecimento das secções de choque de colisões de elétrons no gás de interesse.

Como na literatura é comum a comparação dos valores determinados por meio de simulações computacionais com aqueles obtidos experimentalmente, na próxima seção as principais técnicas experimentais para o estudo dos parâmetros de transporte são descritas.

3.3 Técnicas experimentais

Diferentes métodos experimentais foram desenvolvidos para o estudo do deslocamento de elétrons no interior de detectores gasosos, uma vez que esses estudos auxiliam na escolha do gás ideal para um determinado regime de operação desses dispositivos. Os primeiros experimentos com essa finalidade empregavam

câmaras de nuvens, que permitiam visualizar o desenvolvimento da avalanche. Porém, com o avanço da eletrônica este método foi gradativamente substituído pelos métodos óptico e elétrico.

Com o método óptico, a partir dos fótons emitidos devido às colisões inelásticas de elétrons com as moléculas do gás, em regime de avalanche, é possível relacionar a distribuição espacial de luz na descarga com os parâmetros de transporte. A descrição completa desse método, incluindo o tratamento matemático necessário para a compreensão dos resultados experimentais, é encontrada no livro de H. Raether [38].

Já o método elétrico, que é empregado no presente trabalho, de forma geral, baseia-se na medição da corrente elétrica induzida pelo deslocamento de elétrons e íons entre os eletrodos do detector. Nessa técnica é possível estudar a evolução temporal da avalanche, diferente das câmaras de nuvens, onde é possível visualizar a evolução espacial da avalanche. Contudo, esse método possui algumas variações que serão descritas a seguir.

3.3.1 Técnica de Townsend em regime estacionário

A técnica de Townsend em regime estacionário (*steady state Townsend* - SST) é caracterizada pela utilização de uma fonte contínua para a produção dos elétrons primários. Townsend [48] foi o pioneiro dessa técnica, e em seus experimentos, utilizando uma lâmpada ultravioleta para produção de elétrons primários na superfície de um catodo metálico, observou que para um valor fixo de campo elétrico a corrente elétrica aumentava em função do espaçamento entre os eletrodos. Nesses experimentos, Townsend observou que as correntes i_1 e i_2 medidas para as distâncias d_1 e d_2 , respectivamente, para um dado valor de campo elétrico reduzido, seguem a seguinte relação:

$$\frac{i_2}{i_1} = \exp[(d_2 - d_1)\alpha] \quad (20)$$

sendo α o primeiro coeficiente Townsend de ionização, como já mencionado na seção 3.1.2.1. Os parâmetros de transporte obtidos por meio dessa técnica são o primeiro coeficiente Townsend de ionização e o coeficiente de difusão transversal (desde que seja utilizado um anodo segmentado). Já a velocidade de arrastamento

dos elétrons e o coeficiente de difusão longitudinal não podem ser obtidos em virtude da corrente elétrica ser independente do tempo.

3.3.2 Técnica de Townsend Pulsada

A técnica de Townsend Pulsada (*Pulsed Townsend technique* – PT) é caracterizada pela utilização de uma fonte pulsada para gerar os elétrons primários, em uma posição conhecida entre os eletrodos. Esses elétrons deslocam-se sob a ação de um campo elétrico uniforme, em direção ao anodo e o sinal elétrico induzido por esse deslocamento é empregado para determinação dos parâmetros de transporte. Essa técnica possibilita obter o primeiro coeficiente Townsend de ionização, o coeficiente de difusão transversal, a velocidade de arrastamento e o coeficiente de difusão longitudinal, além de permitir o estudo desses parâmetros para uma ampla faixa de campo elétrico reduzido.

Na FIG. 3.6 é mostrado um esquema do circuito empregado para determinar os parâmetros de transporte em regime pulsado. Uma fonte de tensão constante (V_0) é conectada aos eletrodos do detector (com capacitância C). Quando o catodo é irradiado por uma fonte de luz ultravioleta de curta duração, elétrons primários são liberados e iniciam o processo de multiplicação gasosa, desde que a tensão V_0 seja suficientemente elevada. Durante o desenvolvimento da avalanche os elétrons deslocam-se em direção ao anodo e os íons positivos em direção ao catodo. Esse processo termina quando o último íon é coletado pelo catodo. Assim, a corrente elétrica proveniente do deslocamento dos portadores de carga na região entre os eletrodos (*gap*) gera uma corrente elétrica $I(t)$ e a queda de potencial na resistência de carga R é função do tempo t , ou seja, $V_R(t)$. Desta forma, $V_R(t)$ pode ser amplificada e o sinal resultante injetado em um osciloscópio. O sinal obtido fornece informação sobre o desenvolvimento da avalanche.

FIGURA 3.6: Esquema do circuito usualmente empregado na Técnica de Townsend Pulsada.

Em uma câmara de placas paralelas com espaçamento entre os eletrodos d , os n_0 elétrons primários liberados do catodo deslocam-se em razão do campo elétrico $E_0 = V_0/d$, com velocidade constante W , durante o tempo de trânsito $T_e = d/W$. Desse modo, a corrente elétrica induzida por esse movimento é dada por:

$$I_e(t) = \frac{en_0}{T_e} = en_0 \frac{W}{d} \quad \text{para } 0 \leq t \leq T_e \quad (21)$$

Caso a intensidade do campo elétrico seja suficientemente elevada para que o processo de avalanche ocorra, o número de elétrons aumenta à medida que os elétrons primários se distanciam do catodo, assim, o número de elétrons entre os eletrodos, n_e , torna-se uma função do tempo:

$$I_e(t) = en_e(t) \frac{W}{d} \quad \text{para } 0 \leq t \leq T_e \quad (22)$$

Com base nos experimentos realizados por Townsend em regime de avalanche, reescrevendo a EQ. 20 em termos do número de elétrons, tem-se que ao longo da distância z ($z = Wt$) entre os eletrodos o número de elétrons em função do tempo é:

$$n_e(t) = n_0 \exp[(\alpha - \eta)z] = n_0 \exp[(\alpha - \eta)Wt] \quad (23)$$

onde η é o número de íons negativos produzidos por unidade de trajetória devido ao efeito de captura eletrônica. Desta forma, a componente eletrônica da corrente é:

$$I_e(t) = en_0 \frac{W}{d} \exp[(\alpha - \eta)Wt] \quad \text{para } 0 \leq t \leq T_e$$

$$I_e(t) = 0 \quad \text{para } T_e < t$$
(24)

Já os íons positivos deslocam-se em direção ao catodo e induzem a componente iônica da corrente elétrica. Se o processo de recombinação e a formação de íons negativos não forem desprezíveis [38], as equações para a componente da corrente elétrica devida aos íons positivos (I_p) e negativos (I_n) são respectivamente:

$$I_p(t) = \frac{en_0}{T_p} \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left\{ \exp[(\alpha - \eta)d] - \exp[(\alpha - \eta)v_p t] \right\} \quad \text{para } T_e \leq t \leq T_p + T_e \quad (25)$$

$$I_n(t) = \frac{en_0}{T_n} \frac{\eta}{\alpha - \eta} \left\{ \exp[(\alpha - \eta)(d - v_n t)] - 1 \right\} \quad \text{para } T_e \leq t \leq T_n + T_e \quad (26)$$

sendo T_p , T_n , v_p e v_n o tempo de trânsito e a velocidade de arrastamento dos íons positivos e negativos respectivamente.

Na FIG. 3.7 é apresentado o comportamento da corrente elétrica para cada portador de carga. A corrente proveniente do movimento dos elétrons é nula após o tempo de trânsito T_e . Já a componente dos íons positivos é praticamente constante e é nula para intervalos de tempo superiores à T_p ; a componente dos íons negativos possui um comportamento semelhante e é nula para intervalos de tempo superiores à T_n ($T_p \approx T_n$). Vale a pena salientar que, para facilitar a visualização, na FIG. 3.7 as correntes iônicas foram ampliadas por três ordens de grandeza.

FIGURA 3.7: Corrente dos portadores de carga em uma avalanche[36].

A queda de potencial $V_R(t)$ pode, ainda, ser determinada por dois modos diferentes. O primeiro conhecido como modo integral, cuja constante de tempo (RC) do circuito de extração deve satisfazer a condição em que $RC > T_p$ (da ordem de 0,1 ms a 10 ms). Já o segundo, conhecido como modo diferencial, a condição $T_e < RC < T_p$ deve ser satisfeita.

A velocidade de arrastamento dos elétrons é determinada a partir da razão entre a distância percorrida e o tempo de trânsito, ou seja, $W = d/T_e$, independentemente do modo de operação. No entanto, a maneira com que esse tempo de trânsito é determinado, varia em cada modo, o que será mostrado nas seções a seguir.

3.3.2.1 Modo integral

Neste modo de operação a corrente proveniente do deslocamento dos elétrons aumenta rapidamente e durante o tempo de trânsito dos elétrons as contribuições dos íons positivos e negativos podem ser desprezadas, em razão da diferença de mobilidade entre os elétrons e íons. Na FIG. 3.8 é mostrada a forma do sinal correspondente ao modo integral. Pode-se observar uma descontinuidade

no sinal no instante T_e , assim, a velocidade de arrastamento dos elétrons é determinada pela definição: $W = d/T_e$.

FIGURA 3.8: Desenho esquemático mostrando o sinal esperado para a técnica de Townsend pulsada operando em modo integral [16].

Nos trabalhos de H. A. Blevin *et al.* [29] e S. R. Hunter *et al.* [30] são mostradas as considerações para obtenção da expressão que descreve o comportamento da tensão elétrica na resistência de carga nesse modo de operação. Essas considerações resultam em:

$$V_R(T_e) = -\frac{en_0}{C(p - \lambda_L)} \frac{1}{d} \left[1 - \left(\frac{2p}{p + \lambda_L} \right) \exp(\lambda_L - p)d \right] \quad (27)$$

com

$$\rho^2 = \lambda_L^2 + 2\lambda_L(\eta - \alpha) \quad \text{e} \quad \lambda_L = W/2D_L$$

sendo D_L o coeficiente de difusão longitudinal.

Quando a difusão dos elétrons pode ser desprezada, isto é $\lambda_L d \gg 1$, a queda de potencial em R devido ao movimento dos elétrons no instante $t = T_e$ se reduz à:

$$V_R(T_e) = -\frac{en_0}{C(\eta - \alpha)} \frac{1}{d} [1 - \exp(\alpha - \eta)d] \quad (28)$$

Expressões semelhantes para as componentes dos íons positivos e íons negativos podem ser encontradas no trabalho de H. A. Blevin [29].

3.3.2.2 Modo diferencial

O modo diferencial é caracterizado por $T_e < RC < T_p$. Nessa condição, a contribuição dos íons positivos e negativos é desprezível para o sinal induzido [34] e o desenvolvimento temporal da corrente de elétrons entre os eletrodos é descrito pela expressão:

$$I_e(t) = P(Q + R) \quad (29)$$

com

$$P = \frac{1}{2} \frac{n_0 e}{T_e} \exp(\alpha W t)$$

$$Q = \left[1 - \Phi \left(\frac{(W + \alpha D_L)t - d}{\sqrt{4D_L t}} \right) \right]$$

$$R = \exp \left(\frac{W + \alpha D_L}{D_L} d \right) \left[\Phi \left(\frac{(W + \alpha D_L)t + d}{\sqrt{4D_L t}} \right) - 1 \right]$$

sendo n_0 o número de elétrons primários, e a carga elementar, d o espaçamento entre os eletrodos, $T_e = d/W$ o tempo de trânsito dos elétrons e Φ é a função erro de Gauss.

Essa expressão considera que os elétrons são liberados do catodo simultaneamente no instante $t = 0$. Na FIG. 3.9 é mostrado um sinal obtido por

Hernandez-Ávila *et al.* [34] para o dióxido de carbono (CO₂) juntamente com a curva ajustada utilizando a EQ. 29. Em virtude das condições experimentais, o tempo de subida do sinal é influenciado pela duração finita do pulso de laser e largura de banda dos instrumentos utilizados. Já a queda do sinal é afetada pela difusão longitudinal e, para uma mesma intensidade de campo elétrico reduzido, torna-se mais evidente para pressões menores.

Se o efeito de difusão longitudinal for desprezível, a EQ. 29 se reduz à:

$$I_e(t) = \begin{cases} \frac{n_0 q_0}{T_e} \exp(\alpha W t) & \text{para } 0 \leq t \leq T_e \\ 0 & \text{para } t > T_e \end{cases}$$

que é o resultado para a componente eletrônica da corrente, EQ. 24.

O tempo de trânsito dos elétrons é determinado a partir da diferença temporal entre os pontos médio do tempo de subida e descida do sinal, como mostrado na FIG. 3.10. Desta forma, determina-se a velocidade de arrastamento a partir da razão do *gap* pelo tempo de trânsito dos elétrons.

FIGURA 3.9: Curva experimental da componente eletrônica da corrente elétrica no dióxido de carbono (CO₂) juntamente com o ajuste da função modelo [34].

FIGURA 3.10: Determinação do tempo de trânsito dos elétrons (T_e) em diferentes condições: a) $(\alpha - \eta) > 0$, b) $(\alpha - \eta) = 0$ e c) $(\alpha - \eta) < 0$ [36].

3.3.3 Experimentos de tempo de voo

Os experimentos de tempo de voo (*Time-of-Flight* – TOF) assemelham-se aos que empregam a técnica Pulsada de Townsend e consistem na liberação de elétrons do catodo de uma câmara de placas paralelas pela incidência de um feixe pulsado de luz ultravioleta. Estes elétrons deslocam-se em direção a uma grelha em razão da presença de um campo elétrico uniforme e o intervalo de tempo entre a incidência do feixe de luz e o tempo de chegada dos elétrons no anodo é empregado para determinação da velocidade de arrastamento.

Os experimentos mais recentes empregam uma variação dessa técnica. Se a distância entre o anodo e o catodo puder ser variada e o instante em que os elétrons são liberados do catodo é conhecido, pode-se construir um espectro do tempo de chegada dos elétrons no anodo (*arrival time spectrum* – ATS) para a mesma intensidade de campo elétrico reduzido. Desta forma, é possível determinar a velocidade de arrastamento dos elétrons e o coeficiente de difusão longitudinal. Um exemplo dessa técnica é mostrado no trabalho Y. Nakamura [39]. Na FIG. 3.11 é apresentado um espectro do tempo de chegada obtido Y. Nakamura [39], para o nitrogênio com $E/N = 14$ Td para diferentes espaçamentos entre anodo-catodo (L).

FIGURA 3.11: Espectro do tempo de chegada para o nitrogênio [39].

A partir do espectro do tempo de chegada, pode-se construir a curva do tempo de chegada dos elétrons (t_p) em função da distância entre anodo-catodo (FIG. 3.12).

FIGURA 3.12: Dependência linear entre o tempo de chegada dos elétrons e a distância entre anodo-catodo [39].

Desta forma é possível obter a velocidade de arrastamento (W) e o coeficiente de difusão longitudinal (D_L) a partir da seguinte relação:

$$t_p = \frac{1}{W}L - \frac{D_L}{W^2} \quad (30)$$

3.4 Fatores que afetam o deslocamento dos elétrons

Como discutido na seção anterior, os parâmetros de transporte de elétrons dependem do gás e da intensidade do campo elétrico reduzido. Na FIG. 3.13_a, é apresentado o comportamento da velocidade de arrastamento em uma mistura de gases, cujas proporções entre os gases foram mantidas constantes, e apenas a pressão e o campo elétrico foram variados. Já na FIG. 3.13_b, a pressão é a grandeza mantida constante e variou-se a concentração dos gases e a intensidade do campo elétrico.

FIGURA 3.13: Comportamento da velocidade de arrastamento de elétrons para: a) diferentes pressões e b) diferentes concentrações dos gases da mistura [42].

No entanto, alguns fatores podem afetar o comportamento dos elétrons durante o deslocamento até o anodo, entre eles destacam-se:

- A presença de impurezas eletronegativas, como o oxigênio e água, o que acarreta em uma perda de elétrons livres por conta da captura eletrônica. Após esse processo, o íon negativo apresenta comportamento semelhante ao dos íons positivos e;
- Elétrons e íons positivos podem se recombinar gerando, assim, uma molécula neutra.

Na FIG. 3.14 são mostrados resultados experimentais para a probabilidade de captura de eletrônica (em $\text{cm}^{-1}\text{mmHg}^{-1}$) nos gases que são considerados as impurezas mais comuns nos experimentos de parâmetros de transporte, oxigênio e vapor de água, em função do campo elétrico normalizado para pressão P [45].

FIGURA 3.14: Probabilidade de um elétron ser capturado por centímetro de trajetória na direção do campo elétrico para 1 mmHg em função de E/P para oxigênio e vapor de água [45].

3.5 Gases inibidores de descarga: isobutano e n-butano

O butano (isobutano - iC_4H_{10} e n-butano - $\text{n-C}_4\text{H}_{10}$) é um gás amplamente empregado em misturas gasosas de contadores proporcionais, contadores Geiger, detectores de placas resistiva, câmara proporcional de multifios entre outros [44]. Quando adicionado, em pequenas proporções, a um gás nobre, atua como inibidor de descargas, absorvendo fótons na região do ultravioleta que são emitidos por colisões dos elétrons com as moléculas do gás majoritário.

O n-butano e o isobutano são isômeros estruturais, ou seja, possuem a mesma fórmula molecular (C_4H_{10}), porém com átomos de carbono organizados de maneira distinta, o primeiro apresenta uma cadeia linear enquanto o segundo possui uma cadeia ramificada (FIG. 3.15). Na TAB. 3.1 são mostrados os valores do potencial de ionização e de dissociação molecular para esses isômeros.

G. G. Raju [67] publicou recentemente uma compilação dos principais resultados experimentais dos parâmetros de transporte e secções de choque de

colisões de elétrons. Os resultados referentes à secção de choque total para o n-butano e isobutano são mostrados na FIG. 3.16.

FIGURA 3.15: Fórmula estrutural dos dois isômeros do butano.

TABELA 3.1: Potencial de ionização e de dissociação molecular para o isobutano e n-butano [67].

Parâmetro	isobutano	n-butano
Potencial de ionização (eV)	10,63	10,57
Potencial de dissociação (eV)	3,823	3,854

FIGURA 3.16: Secção de choque de espalhamento total [67].

Apesar da larga utilização do isobutano como gás inibidor de descarga, na literatura não há resultados experimentais de parâmetros de transporte de elétrons na região de 100 a 200 Td (intervalo de interesse para detectores gasosos

operando em pressão atmosférica). Em virtude da semelhança entre esses isômeros, é comum a utilização de resultados de parâmetros de transporte do n-butano como referência para o isobutano.

Com relação à velocidade de arrastamento, D. L. McCorkle *et al.* [68] determinaram esse parâmetro no n-butano para uma região limitada de E/N (de 0,06 Td a 21 Td). Já M. A. Floriano [69] determinou a velocidade de arrastamento em uma região de campo elétrico reduzido de 0,03 a 27 Td no isobutano. Já para o primeiro coeficiente Townsend de ionização (α), é comum a utilização dos resultados de A. E. D. Heylen [70] como referência, uma vez que esse autor determinou esse parâmetro para E/N de 125 a 700 Td no n-butano.

A semelhança entre as secções de choque do isobutano e n-butano, associada ao interesse da comunidade científica nesses gases e a falta de dados, para a região de campo elétrico reduzido estudada, motivou a comparação entre os parâmetros de transporte de elétrons desses gases, o que será apresentado nas próximas seções.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 Câmara de deriva de elétrons

Neste projeto emprega-se uma configuração semelhante à de uma câmara de placas resistivas, onde um dos eletrodos é constituído por um material de elevada resistividade [3, 4]. O catodo é de alumínio, com 40 mm de diâmetro, enquanto o anodo consiste em um vidro de 32,5 x 32,5 mm² de área, 3,5 mm de espessura e resistividade de $2 \times 10^{12} \Omega\text{cm}$. Os circuitos de polarização do anodo e de extração do sinal estão montados no interior de uma câmara de aço inox. Essa câmara possui duas janelas de quartzo, diametralmente opostas, para permitir a passagem de um feixe de laser que incide diretamente no catodo. A disposição dos eletrodos é apresentada na FIG. 4.1.

FIGURA 4.1: Interior da câmara e em destaque os eletrodos e a janela de quartzo que permite a passagem do feixe de laser.

Na FIG. 4.2 é mostrado o esquema do aparato experimental com o circuito de polarização do vidro. O sinal proveniente do deslocamento dos elétrons

é extraído do anodo (em modo diferencial), enquanto que a corrente elétrica gerada pelo movimento dos elétrons e íons entre os eletrodos é medida diretamente no catodo por meio de um eletrômetro. Vale ressaltar que as medidas de corrente elétrica integram o trabalho de doutorado da aluna Iara Lima, no qual determina-se o primeiro coeficiente de Townsend [71,72].

FIGURA 4.2: Diagrama do circuito de polarização e extração do sinal do anodo (amplificador) e catodo (eletrômetro).

O espaçamento entre o anodo e o catodo é alterado por meio de um parafuso micrométrico (L2241-2, Huntington®), com precisão de 0,002 mm, que está acoplado ao catodo (FIG. 4.3_a). Já o anodo está fixado a três cabeças micrométricas (150 - 189, Mitutoyo®), angularmente espaçadas em 120°, que permitem ajustar o paralelismo entre os eletrodos (FIG. 4.3_b).

Para acelerar os elétrons em direção ao anodo, polariza-se o vidro positivamente por meio de uma placa de latão com 14 mm de diâmetro, FIG. 4.4. O vidro foi fixado ao latão mediante uma fita dupla-face de cobre. A fonte de alta tensão empregada, Bertan 225-30R da Spellman®, permite ajustar tensões de até 30 kV, com 1 V de resolução [73]. Esse equipamento possui proteção contra descarga elétrica, onde o usuário pode limitar a corrente e tensão máxima, acima dos quais o equipamento interrompe a saída de tensão. Nesse trabalho a corrente máxima foi limitada a 0,1 mA e a tensão a 9 kV. O limite para a tensão elétrica

deve-se as características dos capacitores empregados que suportam até 9 kV, em tensão contínua.

FIGURA 4.3: (a) detalhe das três cabeças micrométricas e (b) do parafuso micrométrico acoplado ao catodo.

FIGURA 4.4: Isolante de esteatite acoplado ao eletrodo de latão empregado na polarização do vidro

4.2 Laser pulsado de nitrogênio

Neste trabalho os elétrons primários foram gerados no catodo de alumínio por meio da incidência de um feixe de laser pulsado de nitrogênio (MNL200-LD da Lasertechnik Berlin®). O feixe de laser possui comprimento de onda na região do UV com 337,1 nm ($\approx 3,7$ eV), e como essa energia é menor do que o trabalho de extração fotoelétrica do alumínio, os elétrons primários são produzidos por meio de um complexo processo de dupla absorção de fótons [74]. Na TAB. 4.1 são apresentados os principais parâmetros do equipamento, segundo dados do fabricante [75].

TABELA 4.1: Principais parâmetros do laser.

Taxa de repetição	10 Hz, 15 Hz e 20 Hz
Energia do pulso (15 Hz)	100 μ J
Duração do pulso (FWHM)	700 ps
Divergência do feixe	1,2 x 1,7 mrad
Dimensões do feixe³	2 mm ²

O equipamento é operado em fluxo contínuo de nitrogênio (99,999 % de pureza) e a pressão do gás é mantida em 2300 mbar (230 kPa). O laser é conectado a um computador via porta RS232 e controlado mediante um software fornecido pelo fabricante, que permite monitorar a energia do feixe, pressão do gás e temperatura do equipamento. Além disso, é possível ajustar a taxa de repetição do feixe e controlar a abertura e fechamento do obturador do equipamento.

Uma das principais características desse dispositivo, de grande importância para a sua aplicação neste projeto, é que parte do feixe de laser incide em um fotodiodo interno, gerando um sinal rápido (FIG. 4.5), empregado como sinal de *trigger*, indicando o instante em que os elétrons primários são gerados no catodo.

FIGURA 4.5: Sinal de *trigger* empregado para determinação do instante em que os elétrons primários são liberados do catodo.

³ Dimensões do feixe de laser na saída do equipamento.

4.3 Amplificador e Osciloscópio

Como a evolução temporal dos elétrons entre os eletrodos, observada por meio do sinal induzido no anodo, é significativa nesta aplicação, o amplificador utilizado, durante a primeira fase deste doutorado, foi especialmente desenvolvido para preservar a forma do sinal. Esse amplificador (denominado amplificador 1) foi projetado e construído no Laboratório de Instrumentação e Física de Partículas da Universidade de Coimbra em Portugal (LIP) [76] e baseia-se no circuito integrado BGM1013 da Philips®, com ganho total de 20 dB e 2,1 GHz de largura de banda. Os resultados obtidos com esse amplificador serão apresentados na seção 5.1.

Em virtude de limitações experimentais, associadas à tensão máxima de saída do amplificador (≈ 300 mV), foi necessária a substituição desse durante o projeto. Assim, com o objetivo de aumentar a região de campo elétrico estudada, foram empregados dois amplificadores ZX60-33LN+ [77], da Mini-Circuits®, conectados em série (denominados amplificador 2). Esse amplificador é adequado para a nossa aplicação, pois possui 3 GHz de largura de banda e ganho total de 40 dB. Os estudos realizados com este amplificador estão nas seções 5.2 e 5.3.

Os sinais induzidos nos eletrodos pelo deslocamento dos elétrons após a amplificação são digitalizados por um osciloscópio WavePro 7000, da Lecroy®, que possui 1 GHz de largura de banda e até 10 GS/s de taxa de amostragem. Os sinais são armazenados em formatos convenientes para análise posterior. Além disso, é possível inserir algumas funções no osciloscópio com o objetivo de se obter a média aritmética do ruído, média aritmética do sinal, a subtração do ruído da média do sinal e a interpolação desejada entre os pontos da forma de onda. Vale ressaltar que nesse trabalho adotou-se a interpolação de $\sin(x)/x$.

4.4 Determinação dos parâmetros de transporte

Os parâmetros de transporte foram determinados a partir do ajuste de uma função modelo, que expressa o sinal induzido pelo movimento dos elétrons entre eletrodos em função do tempo. Essa função foi proposta pelo grupo de pesquisa em 2010 no artigo “*A dedicated setup for the measurement of electron transport parameters in gases*” de P. Fonte *et al.* [78] e é definida por:

$$V(t) = C \exp(R_i t) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{t}{\sigma \sqrt{2}} + \frac{\sigma R_i}{\sqrt{2}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{t - T_e}{\sigma \sqrt{2}} + \frac{\sigma R_i}{\sqrt{2}} \right) \right] \quad (31)$$

sendo C uma constante de normalização, R_i a taxa de ionização (s^{-1}), σ a largura do sinal (s) e T_e o tempo de trânsito dos elétrons (s).

Dos parâmetros ajustados apenas R_i e T_e são de interesse para o presente trabalho. Com base nesses parâmetros, a velocidade de arrastamento e o primeiro coeficiente Townsend de ionização são obtidos por meio das relações:

$$W = \frac{d}{T_e} \quad (32)$$

$$\alpha = \frac{R_i}{W} = \frac{R_i T_e}{d} \quad (33)$$

sendo d o espaçamento entre os eletrodos. Para a região de campo elétrico reduzido, E/N até 200 Td, as diferenças entre R_i e αW não são significativas. Como o parâmetro α é uma grandeza definida na técnica de Townsend em regime estacionário e R_i um parâmetro definido para o regime pulsado, o coeficiente α pode ser determinado por meio da EQ. 33, uma vez que a correlação entre W e R_i é fraca para essa região de campo elétrico reduzido [79]. A correlação entre os parâmetros W e R_i foram monitoradas em todas as análises de dados a partir das curvas de correlação obtidas com o programa ROOT, APÊNDICE A.

As incertezas estatísticas nos valores de velocidade de arrastamento foram calculadas diretamente a partir dos parâmetros do ajuste. Para a velocidade de arrastamento empregou-se a relação:

$$\frac{\sigma_W}{W} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{T_e}}{T_e} \right)^2}$$

Por se tratar de um parâmetro de ajuste, o valor da taxa de ionização é fornecido com a sua respectiva incerteza estatística (σ_{R_i}). Já para o coeficiente α ,

que é função de T_e e R_i (EQ. 33), utilizou-se a covariância entre estes parâmetros para o cálculo da incerteza:

$$\frac{\sigma_\alpha}{\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{T_e}}{T_e}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_i}}{R_i}\right)^2 + 2 \frac{\text{cov}(T_e, R_i)}{T_e \cdot R_i}}$$

A incerteza no espaçamento entre os eletrodos refere-se a uma diferença entre duas posições do parafuso micrométrico acoplado ao catodo, cuja resolução é de 0,002 mm, como mencionado anteriormente. Para ajustar o *gap*, inicialmente encosta-se o catodo no anodo e anota o valor do parafuso micrométrico. Em seguida, afasta-se o catodo para obter o *gap* desejado. Para a realização desse trabalho, o *gap* e a respectiva incerteza empregada foi $d = 1,5000$ (14) mm.

Os parâmetros de transporte foram estudados em função da intensidade do campo elétrico reduzido (E/N), admitindo-se a condição de equilíbrio hidrodinâmico, sendo N a densidade de moléculas do gás, que é determinada a partir da lei geral dos gases, como mostrado na EQ. 17.

Como a densidade de moléculas do gás é função da temperatura e da pressão, estas grandezas foram monitoradas durante a coleta de dados e as respectivas incertezas correspondem à precisão instrumental dos equipamentos empregados, já que as flutuações dessas grandezas ao longo das coletas de dados foram menores do que as precisões instrumentais. Para as medições de temperatura a precisão instrumental foi de 1 °C e para a pressão foi de 4 mmHg.

Para o ajuste da função modelo aos sinais provenientes do deslocamento dos elétrons utilizou-se o programa ROOT, versão 5.34, desenvolvido pelo CERN [80]. Este programa é largamente empregado em diversos laboratórios de Física de Partículas em razão da sua flexibilidade de operação. Com o ROOT pode-se realizar a aquisição e análise de dados, simulações computacionais entre outras aplicações. Para isso, o usuário deve escrever uma rotina utilizando a linguagem de programação C/C++. Para análise de dados o programa ROOT possui uma ferramenta de análise para a minimização numérica de uma função definida pelo usuário, o MINUIT [81].

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos dos parâmetros de transporte de elétrons no nitrogênio (99,999 % de pureza), isobutano (99,9 % de pureza) e n-butano (99,5 % de pureza) a partir do ajuste da função modelo (EQ. 31) aos sinais induzidos pelo deslocamento dos elétrons, em função da intensidade do campo elétrico reduzido.

Este capítulo está dividido em três seções. Para validar a técnica experimental e a função modelo proposta, os parâmetros de transporte foram determinados para o nitrogênio, na região de 150 a 175 Td, em razão de existirem dados consolidados na literatura para esse gás. Em seguida, a metodologia foi estendida para o isobutano e investigou-se a influência de efeitos secundários nas medições. Esses resultados foram obtidos com o amplificador 1 e são mostrados na seção 5.1.

Com o intuito de estudar regiões de campo elétrico reduzido mais intenso e diminuir a contribuição de efeitos de não uniformidade de campo, a câmara foi modificada e o amplificador 1 foi substituído pelo amplificador 2. Os resultados obtidos com o isobutano nessa configuração são mostrados na seção 5.2.

O isobutano é um hidrocarboneto com estrutura molecular complexa, cujos efeitos de envelhecimento e polimerização em detectores gasosos são amplamente descritos na literatura. A câmara empregada neste projeto esteve preenchida com esse gás por um longo período de tempo e verificou-se que seus componentes continham contaminação proveniente da condensação do gás. Por essa razão, a câmara teve que ser desmontada e passar por um processo específico de limpeza. Aproveitando esse procedimento, foram realizadas alterações do isolamento elétrico da câmara e a área da fita dupla face de cobre, que mantém o contato elétrico do vidro, foi aumentada. Após a remontagem da câmara os parâmetros de transporte foram determinados para o isobutano e n-butano, na região de 130 a 180 Td. Esses resultados são apresentados na seção 5.3.

5.1 Resultados obtidos com o amplificador 1

Os parâmetros de transporte de elétrons para o nitrogênio e isobutano foram determinados anteriormente pelo grupo, porém utilizando-se um aparato distinto [78]. As principais diferenças entre os arranjos estão nas dimensões do anodo de vidro, energia e taxa de repetição do laser e o *gap* empregado. Estas diferenças estão sumarizadas na TAB. 5.1.

TABELA 5.1: Comparação entre o arranjo experimental utilizado anteriormente e o atual. Sendo A área do anodo de vidro, E a energia do feixe de laser e R a taxa de repetição do laser pulsado de nitrogênio.

	anterior	atual
Anodo	A = 5 x 5 mm ²	A = 32,5 x 32,5 mm ²
Laser	E = 1450 μJ/pulso R = 5 Hz	E = 100 μJ/pulso R = 15 Hz
Gap	0,50 e 1,00 mm	1,50 mm

Como a função modelo foi definida para os sinais obtidos com o aparato anterior, realizou-se uma comparação entre os sinais dos dois aparatos, para um valor próximo de E/N , a fim de verificar a semelhança de comportamento dos sinais obtidos com os dois arranjos e se o ajuste da função modelo é apropriado para os sinais do presente trabalho. Na FIG. 5.1 é mostrada uma comparação entre os sinais obtidos no isobutano com o arranjo antigo (*gap* de 1,00 mm) e o atual (*gap* de 1,50 mm). Vale a pena salientar que esta comparação tem como objetivo comparar as formas dos sinais obtidos e, por essa razão, as amplitudes foram normalizadas e os sinais posicionados no instante $t = 0$ s.

FIGURA 5.1: Comparação da forma do sinal obtido com o arranjo atual (em preto) e o antigo (em vermelho) para uma intensidade de campo elétrico reduzido semelhante.

Verifica-se que os sinais de ambos os aparatos experimentais possuem comportamento semelhante quanto à forma, o que nos permitiu a utilização da função modelo $V(t)$ aos sinais provenientes do aparato atual para determinação dos parâmetros de transporte de elétrons no nitrogênio e isobutano. A pequena diferença no tempo de descida dos sinais não é significativa para nossa aplicação.

Os sinais digitalizados consistem em uma média aritmética de 300 formas de onda obtidas independentemente. Os parâmetros de transporte de elétrons foram determinados, inicialmente, para o nitrogênio para validar o método de análise dos dados da presente configuração experimental e posteriormente os estudos foram estendidos para o isobutano.

O ajuste da função modelo $V(t)$ aos sinais induzidos pelo deslocamento dos elétrons na região entre os eletrodos pode ser visualizado na FIG. 5.2 para o nitrogênio, $E/N = 171$ Td, e na FIG. 5.3 para o isobutano, $E/N = 197$ Td. Os sinais foram obtidos para o *gap* de 1,5000 (14) mm com 20 (1) °C de temperatura e pressão atmosférica de 702 (4) mmHg.

FIGURA 5.2: Ajuste do sinal do nitrogênio para 171 Td.

FIGURA 5.3: Ajuste do sinal do isobutano para 197 Td.

Em razão de o isobutano ser um gás com estrutura molecular complexa, é necessário um campo elétrico reduzido mais intenso, para se obter a mesma amplitude de sinal que no nitrogênio. Esse fato pode ser observado nas FIG.5.2 e 5.3, nas quais, apesar da intensidade do campo elétrico reduzido ser maior para o isobutano, a amplitude do sinal obtido é cerca de 30 % menor em comparação ao sinal do nitrogênio. Esse comportamento deve-se ao número de elétrons

secundários gerados ao longo da trajetória do elétron primário (coeficiente α) no isobutano ser menor em comparação ao nitrogênio. Já o tempo de trânsito dos elétrons é praticamente o dobro em relação ao do nitrogênio e, conseqüentemente, o valor da velocidade de arrastamento no isobutano é a metade do nitrogênio. Essa diferença, já discutida na seção 3.1.2, deve-se às secções de choque de colisões inelásticas do isobutano, em especial as de excitações vibracionais e rotacionais, que acarretam em uma diminuição na velocidade de arrastamento para esse gás. Essas afirmações podem ser visualizadas a partir dos resultados experimentais, obtidos para esses dois gases, de velocidade de arrastamento (W), taxa de ionização (R_i) e o primeiro coeficiente de Townsend (α), FIG. 5.4 a 5.9.

As incertezas estatísticas nos parâmetros de transporte são menores do que os pontos nos gráficos, já as incertezas sistemáticas foram estimadas com base na contribuição de efeitos de campo elétrico não uniforme entre os eletrodos. Para isso, para cada série de medição, tanto no nitrogênio como no isobutano, o laser foi afastado e focalizado novamente. Desta forma, calculou-se o desvio máximo para cada parâmetro de transporte. Para a velocidade de arrastamento e taxa de ionização o desvio máximo observado foi de 15 %, o que resultou em uma dispersão de 30 % no coeficiente α .

Na FIG. 5.4 são mostrados os resultados obtidos de velocidade de arrastamento dos elétrons no nitrogênio juntamente com os resultados bem estabelecidos na literatura de Y. Nakamura [39], H. Hasegawa *et al.* [82] e W. Roznerski e K. Leja [83]. Além disso, são apresentados os dados obtidos anteriormente pelo grupo [78] e os resultados da simulação Magboltz 2-versão 8.6.

Vale ressaltar que, para o intervalo de campo elétrico reduzido analisado, existem apenas os dados obtidos anteriormente pelo grupo [78] para o isobutano. Por essa razão, os resultados deste trabalho mostrados na FIG. 5.5, foram comparados somente com dados anteriores do grupo [78] e valores da simulação Magboltz 2-versão 8.6.

A determinação da velocidade de arrastamento no nitrogênio é mais difícil, pois a liberação de elétrons em regiões de campo elétrico não uniforme afeta significativamente o tempo de trânsito dos elétrons. Já para o isobutano, em razão da região de saturação da velocidade de arrastamento para as intensidades de campo elétrico reduzido estudadas, a variação no tempo de trânsito dos elétrons é

menor, o que justifica a proximidade dos valores de velocidade de arrastamento obtidos no isobutano com os resultados da simulação Magboltz 2.

FIGURA 5.4: Velocidade de arrastamento dos elétrons no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.

FIGURA 5.5: Velocidade de arrastamento dos elétrons no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.

O segundo parâmetro de transporte analisado foi a taxa de ionização (R_i) que, como mencionado anteriormente, é um parâmetro de ajuste da função modelo $V(t)$ e representa a quantidade efetiva de novos elétrons que são gerados por um elétron primário por unidade de tempo em virtude das colisões ionizantes.

O parâmetro R_i é normalmente normalizado para a densidade do gás e seus resultados são apresentados nas FIG. 5.6 e 5.7. Para o nitrogênio, os resultados foram comparados com os valores obtidos L. Frommhold [84].

FIGURA 5.6: Taxa de ionização no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.

Como discutido anteriormente, o parâmetro R_i é uma grandeza física definida na técnica de Townsend Pulsada, porém para a região de campo elétrico reduzido analisada nesse trabalho, as diferenças entre o R_i e o αW não são significativas, desta forma o terceiro parâmetro obtido foi o coeficiente α , utilizando a EQ. 33. Assim como o parâmetro R_i , o primeiro coeficiente de Townsend é normalizado para a densidade do gás (α/N), uma vez que R_i e α são funções do livre caminho médio dos elétrons. Nas FIG. 5.8 e 5.9, são apresentados os resultados de α/N para o nitrogênio e isobutano, respectivamente. Vale a pena salientar que estes dados foram apresentados no trabalho “*Experimental investigations on the first Townsend coefficient in pure isobutane*” de I. B. Lima [79].

FIGURA 5.7: Taxa de ionização no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtida com o amplificador 1.

FIGURA 5.8: Primeiro coeficiente de Townsend no nitrogênio em função do campo elétrico reduzido obtido com o amplificador 1.

FIGURA 5.9: Primeiro coeficiente de Townsend no isobutano em função do campo elétrico reduzido obtido com o amplificador 1.

Para o nitrogênio, os resultados de α/N foram comparados com os valores de S. C. Haydon e O. M. Williams [24], Y. Yousfi e J. de Urquijo [85]. Assim como para os parâmetros anteriores, os resultados do isobutano e nitrogênio foram comparados com os valores obtidos anteriormente pelo grupo [78] e com a simulação computacional Magboltz 2 – versão 8.6. Além disso, como durante a aquisição dos sinais, também foram adquiridos valores de corrente elétrica e os resultados de α/N determinados com o ajuste foram comparados com os obtidos por meio das medições de corrente para os dois gases analisados.

Uma das vantagens do aparato experimental empregado neste trabalho é que as medições de corrente elétrica podem ser realizadas simultaneamente, e de maneira independente, com as aquisições dos sinais induzidos pelo deslocamento dos elétrons [79]. A determinação do coeficiente α a partir da análise da corrente baseia-se na definição do primeiro coeficiente Townsend (EQ. 20). Assim, medindo-se a corrente elétrica média em regime de ionização primária (I_0) e a corrente elétrica média em regime de avalanche (I)⁴ calcula-se o parâmetro α por meio da relação:

⁴ A corrente elétrica média no regime de ionização I_0 corresponde à média aritmética das correntes elétricas para as tensões de 2500 V, 3000 V, 3500 V e 4000 V.

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right)$$

onde d é a distância entre o ponto em que a ionização primária foi produzida e o anodo coletor. Se os elétrons forem gerados no catodo, essa distância corresponde ao espaçamento entre os eletrodos ($d = 1,5000$ (14) mm).

Os resultados obtidos dos parâmetros de transporte no nitrogênio e no isobutano apresentaram boa concordância com os valores presentes na literatura, com resultados anteriores do grupo e com os valores da simulação Magboltz 2. No caso do coeficiente α , os valores determinados pela análise dos sinais estão em região mais elevada de campo elétrico reduzido em comparação aos valores obtidos pela análise da corrente elétrica. Isso se deve ao fato dos sinais elétricos serem mais afetados pelo ruído eletrônico do que as medições de corrente elétrica pelo eletrômetro, para baixos valores de campo elétrico. Dessa forma, a baixa relação sinal-ruído prejudica o ajuste da função modelo para esses sinais.

O deslocamento dos elétrons em direção ao anodo pode ser afetado por processos que ocasionam a perda dos portadores de carga, ou por condições de não equilíbrio, que interferem na determinação dos parâmetros de transporte. Entre esses processos destacam-se a recombinação, carga espacial e queda de potencial na região afetada pela descarga. Uma investigação detalhada sobre os possíveis efeitos que interferem as medições com o presente aparato experimental é apresentada em “*Secondary effects on electron multiplication in pure isobutane*” [86] de A. Mangiarotti *et al.* No entanto, nesse trabalho analisou-se somente a influência desses efeitos sobre as medições de corrente elétrica. Por essa razão a seguir é mostrado um resumo sobre esses processos secundários juntamente com estudos sobre suas influências nos sinais induzidos.

5.1.1 Processos secundários em multiplicação de elétrons

Como descrito na seção 4, em uma câmara de geometria de placas paralelas, os elétrons primários são liberados do catodo de alumínio pela incidência de um curto pulso de laser de nitrogênio e são acelerados em direção ao anodo (vidro de elevada resistividade) por meio de um campo elétrico uniforme e nesse percurso podem ionizar as moléculas do gás por colisão. O movimento coletivo desses elétrons induz um sinal elétrico no anodo, que é digitalizado por um

osciloscópio. Já o movimento dos elétrons e íons induz uma corrente elétrica que é medida diretamente no catodo. No entanto, alguns processos secundários da avalanche podem afetar, e de maneira significativa, a determinação dos parâmetros de transporte em virtude da alteração da intensidade do campo elétrico ou recombinação dos portadores de carga. Desta forma, em nosso aparato experimental cinco processos físicos podem estar presentes:

- a) carga espacial gerada pela elevada concentração de íons de pulsos anteriores;
- b) carga espacial proveniente da elevada concentração de portadores de carga da própria avalanche;
- c) queda ôhmica no material resistivo empregado como anodo;
- d) recombinação de elétrons e íons ao longo da propagação da avalanche e;
- e) recombinação de elétrons e íons provenientes de diferentes eventos ionizantes.

Por meio da análise dos sinais rápidos gerados pelo deslocamento dos elétrons na região entre os eletrodos, tem-se que, em nosso aparato, o tempo de trânsito típico dos elétrons no isobutano é da ordem de 20 ns. Em razão da mobilidade dos íons ser aproximadamente 1000 vezes menor do que a dos elétrons, o tempo de trânsito típicos dos íons é da ordem de 20 μ s. Considerando a taxa de repetição do feixe de laser adotada nesse trabalho de 15 Hz, obtemos que os elétrons são liberados do catodo em um intervalo de tempo de, aproximadamente, 70 ms. Assim, quando um pulso de laser incide no catodo, todas as cargas de eventos ionizantes anteriores foram coletadas e os efeitos dos itens a) e e) não interferem nas medições.

Já os efeitos b) e d) associam-se a utilização de elevadas taxas ionizantes e intensidades do feixe de laser. Por essa razão, a partir de medições de corrente elétrica, para três taxas de repetição do laser (10 Hz, 15 Hz e 20 Hz) e quatro intensidades do feixe incidente (100 %, 87 %, 76 % e 66 %) determinou-se o coeficiente α e verificou-se que os valores do parâmetro α/N são compatíveis em todas as condições apresentadas anteriormente [86], o que elimina os processos dos itens b) e d).

Como se emprega um material de elevada resistividade como anodo, estudos na literatura indicam a presença de uma queda de potencial localizada na região da descarga elétrica [87 – 89], que acarreta em uma diminuição da

intensidade do campo elétrico entre os eletrodos e em alguns casos não pode ser totalmente desprezada [86]. O modelo empregado para considerar esse efeito neste trabalho é apresentado a seguir.

5.1.2 Queda ôhmica no vidro

Para determinar o campo elétrico efetivo entre os eletrodos (E_{efe}) calculou-se a tensão elétrica efetiva (V_{efe}) como sendo a diferença entre a tensão elétrica aplicada (V) à câmara e a queda de potencial no material resistivo (ΔV):

$$\Delta V = V - V_{efe} \Rightarrow V_{efe} = V - \Delta V$$

A queda de potencial no vidro é influenciada pela resistividade do material (ρ), espessura do vidro (L), área do catodo irradiada com maior intensidade (A) e a corrente elétrica total produzida pela avalanche e medida diretamente no eletrômetro (I), e é obtida a partir da relação:

$$\Delta V = \rho \frac{L}{A} I$$

com $\rho = 2 \times 10^{12} \Omega \text{cm}$, $L = 3,5 \text{ mm}$, $A = 3 \times 5 \text{ mm}^2$.

Para o estudo da queda de potencial no vidro não foi considerada a dependência da resistividade do material com a temperatura, uma vez que se verificou que para as variações de temperatura ao longo das medições ($\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$) esse efeito é desprezível. Nas FIG. 5.10 a 5.12 são apresentados os resultados dos parâmetros de transporte de elétrons, para o isobutano, em função do campo elétrico efetivo. Para a região estudada, observou-se uma corrente elétrica máxima de 20 pA, o que resultou em uma diminuição na intensidade do campo elétrico reduzido de 2,5 Td.

FIGURA 5.10: Velocidade de arrastamento dos elétrons no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica.

FIGURA 5.11: Taxa de ionização no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica.

FIGURA 5.12: Primeiro coeficiente de Townsend no isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido após a correção para a queda ôhmica.

Como descrito anteriormente, o amplificador 1 foi substituído durante a etapa experimental deste trabalho. A substituição pelo amplificador 2 baseou-se no interesse de se trabalhar em uma região mais ampla de campo elétrico reduzido, em comparação com amplificador 1. Os estudos realizados com o amplificador 2 são apresentados a seguir.

5.2 Resultados obtidos com o amplificador 2

Inicialmente, os testes com o amplificador 2 foram realizados com o isobutano, e verificou-se que com esse novo amplificador a região de campo elétrico reduzido analisada foi estendida de 185 a 200 Td para 205 a 225 Td. Esse dispositivo projetado e construído pelo Eng. Jair do Nascimento-Singer consiste em uma associação em série de dois amplificadores ZX60-33LN+, da Mini-Circuits®. Na TAB. 5.2 são apresentadas as principais diferenças entre os dois amplificadores empregados neste trabalho.

TABELA 5.2: Comparação entre as características principais dos amplificadores empregados neste trabalho.

	Amplificador 1 [75]	Amplificador 2 [76]
Ganho	20 dB	40 dB
Largura de banda	2,1 GHz	3 GHz

Durante a alteração dos amplificadores a câmara empregada passou por modificações de forma a permitir a incidência perpendicular do feixe de laser no catodo, o que diminuiriam os efeitos de não uniformidade de campo elétrico associados à focalização, que contribuem com as incertezas sistemáticas nos parâmetros de transporte.

5.2.1 Incidência perpendicular do feixe de laser no catodo

A geração de elétrons em uma região de campo elétrico uniforme é imprescindível para a determinação dos parâmetros de transporte de elétrons, uma vez que esses dependem apenas da intensidade do campo elétrico reduzido no regime hidrodinâmico. Por essa razão, com o objetivo de diminuir as incertezas relacionadas com a focalização do laser, algumas modificações foram realizadas na câmara a fim de permitir a incidência do feixe de laser na região central do catodo, para a qual o campo elétrico é uniforme. Para isso, empregou-se uma janela na flange do anodo (entre os parafusos micrométricos) e um eletrodo de polarização com um orifício central de 2 mm de diâmetro. Além disso, o eletrodo de vidro anterior foi substituído por um vidro Schott D263T com 1,10 mm de espessura, $0,5 \times 10^{14} \Omega\text{cm}$ de resistividade [90] e transmitância de 90 % para o comprimento de onda do laser utilizado. Essas alterações são mostradas na FIG. 5.13.

A escolha do diâmetro do orifício central no eletrodo de polarização foi baseada em estudos de não uniformidade de campo elétrico, em configurações sem eletrodo de vidro acoplado, para as quais é possível simular a configuração das linhas de campo e estimar a influência no coeficiente α . Esses estudos são mostrados no APÊNDICE B.

FIGURA 5.13: Detalhes das modificações realizadas na câmara para incidência perpendicular do feixe de laser no catodo.

Além das modificações realizadas na flange do anodo, o amplificador 2 foi acoplado diretamente à flange de extração de sinal (FIG. 5.14) a fim de diminuir as perdas provenientes da transmissão do sinal elétrico do interior da câmara até o amplificador.

Após estas alterações, e com o laser incidindo perpendicularmente no catodo, foram realizados testes para verificar a resposta da câmara. Durante esses testes, foram observados sinais de amplitudes menores, o que motivou a focalização lateral do feixe de laser no catodo, ou seja, a mesma situação experimental dos resultados apresentados na seção 5.1.

FIGURA 5.14: Amplificador acoplado à flange de extração do sinal.

Uma vez definida a focalização do laser, uma nova série de testes foi realizada e verificou-se que com o vidro Schott as amplitudes dos sinais, para a

mesma intensidade de campo elétrico, eram menores em comparação aos sinais obtidos com o vidro anterior. Na FIG. 5.15 é apresentada uma comparação entre os sinais obtidos com o vidro anterior e o vidro Schott. Ambos os sinais foram obtidos para o isobutano com uma tensão de polarização do anodo de 7500 V e *gap* de 1,50 mm.

FIGURA 5.15: Comparação entre os sinais obtidos utilizando o vidro anterior e vidro Schott.

A diferença nas amplitudes dos sinais observados deve-se a resistividade do vidro Schott ser uma ordem de grandeza maior do que a do vidro anterior, o que acarreta em uma queda de potencial maior localizada na região da descarga, como discutido na seção 5.1.2.1. Desta forma, para o vidro Schott, para um mesmo valor de campo elétrico reduzido, a relação sinal-ruído não foi suficiente para se observar sinais dentro dos limites de tensão elétrica da câmara. Por essa razão, o vidro Schott foi substituído pelo vidro empregado anteriormente, cujos resultados são mostrados na seção 5.1.

Antes de determinar os parâmetros de transporte de elétrons para isobutano e n-butano, foram realizados estudos sobre o comportamento do ruído eletrônico (que corresponde ao sinal induzido diretamente na câmara pelos disparos do feixe de laser), o sinal elétrico proveniente do deslocamento dos elétrons e realizou-se um estudo comparativo de três métodos para se determinar

os parâmetros de transporte a partir do ajuste da função modelo $V(t)$. Esses estudos são apresentados na seção a seguir.

5.2.2 Análise dos sinais

Para o estudo sobre o ruído eletrônico e o sinal induzido pelo deslocamento dos elétrons no *gap* utilizou-se o isobutano e n-butano, enquanto que para a comparação entre os três diferentes métodos de se determinar os parâmetros de transporte empregou-se apenas o isobutano.

Durante as séries de medidas, para cada valor de campo elétrico adquiria-se uma média do ruído eletrônico. Esse ruído é obtido nas mesmas condições das medições, ou seja, com o laser disparando o feixe, porém com o obturador do equipamento fechado, isto é, sem incidência do feixe no catodo. A média do ruído corresponde a uma média aritmética de 300 sinais obtidos independentemente, para cada valor de tensão elétrica aplicada entre os eletrodos. Essa média aritmética é realizada pelo próprio osciloscópio durante a coleta de dados. Uma comparação entre as médias dos ruídos obtidas para diferentes tensões de polarização do anodo nos gases isobutano e n-butano é mostrado na FIG. 5.16. Vale a pena salientar que as medições para cada gás foram realizadas em dias diferentes.

FIGURA 5.16: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser para diferentes valores de tensão de polarização para os gases n-butano e isobutano.

Observa-se que a amplitude e forma do ruído eletrônico assemelham-se para os seis casos apresentados. Essa característica deve-se ao fato do ruído eletrônico ser induzido diretamente na câmara durante os disparos do feixe de laser. Desta forma, pode-se afirmar que o ruído eletrônico é um sinal induzido pelo disparo do feixe de laser. Algumas alterações experimentais realizadas no aparato para diminuir a amplitude destes sinais induzidos são apresentadas no APÊNDICE C.

Determinada a média do sinal induzido pelo laser, abre-se o obturador do equipamento e adquirem-se 300 sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no *gap*. Como no caso anterior, para cada valor de tensão de polarização do anodo, o osciloscópio realiza a média aritmética desses 300 sinais. Todavia, a média aritmética dos sinais não é utilizada diretamente para o estudo dos parâmetros de transporte dos elétrons em virtude da relação sinal-ruído ser baixa para as menores intensidades de campo elétrico. Essa condição dificulta a convergência do ajuste da função modelo à forma do sinal e, por essa razão emprega-se a subtração entre a média do sinal induzido pelo laser e a média dos sinais.

A subtração da média do sinal induzido pelo laser da média do sinal diminui significativamente a deformação do sinal causada pelo sinal induzido pelo laser. Nas FIG. 5.17 e 5.18 são apresentadas a média do sinal induzido pelo laser (M1), a média dos sinais proveniente do deslocamento dos elétrons (F1) e o sinal resultante da subtração (F2) para as tensões de 4000 V e 7200 V no isobutano, respectivamente.

Verifica-se que a subtração da média do sinal induzido pelo laser da média do sinal dos elétrons diminui significativamente a deformação do sinal resultante e, conseqüentemente, é possível obter o sinal proveniente do deslocamento dos elétrons, mesmo para intensidades de campo elétrico cuja relação sinal-ruído é baixa, FIG. 5.17. Além disso, para os sinais de maiores amplitudes a subtração do sinal induzido pelo laser facilita a convergência da função modelo. Por essa razão, todos os estudos a seguir foram realizados com o sinal resultante (F2).

FIGURA 5.17: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser (M1), média aritmética do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons (F1) e sinal resultante ($F2 = F1 - M1$) para o isobutano e tensão de polarização do anodo de 4000 V.

FIGURA 5.18: Comparação entre a média do sinal induzido pelo laser (M1), média aritmética do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons (F1) e sinal resultante ($F2 = F1 - M1$) para o isobutano e tensão de polarização do anodo de 7200 V.

Para determinação do sinal resultante (F2), o osciloscópio realiza algumas operações matemáticas (média e subtração) durante a aquisição dos sinais e, por essa razão, algumas distorções podem ser introduzidas nos sinais resultantes em virtude do tempo de processamento do equipamento. Para verificar

tal hipótese, foram adquiridos 30 sinais individuais provenientes do deslocamento dos elétrons juntamente com a média resultante destes sinais. Desta forma, foi possível comparar a média aritmética calculada a partir dos 30 sinais com o sinal médio fornecido pelo osciloscópio. Esta comparação foi realizada para o isobutano considerando as tensões de polarização de 7000 V, 7250 V, 7500 V, 7600 V e 7650 V, para as quais a relação sinal-ruído é satisfatória. A comparação entre as médias foi realizada para todas as tensões estudadas, porém nas FIG. 5.19 e 5.20 são apresentados apenas os resultados para o menor valor de tensão (7000 V) e para o maior (7650 V).

FIGURA 5.19: Comparação entre a média aritmética dos 30 sinais e a média fornecida pelo osciloscópio para 7000 V de tensão de polarização do anodo.

FIGURA 5.20: Comparação entre a média aritmética dos 30 sinais e a média fornecida pelo osciloscópio para 7650 V de tensão de polarização do anodo.

A partir dessas comparações, pode-se concluir que a média aritmética dos 30 sinais e o sinal médio determinado pelo osciloscópio são equivalentes, uma vez que na comparação ponto a ponto em ambos os sinais não foram observadas diferenças significativas entre o sinal médio e a média aritmética dos sinais. Em razão dessa semelhança, o estudo comparativo foi estendido para os valores dos parâmetros de transporte determinados pelo ajuste da função modelo e será discutido na seção a seguir.

5.2.3 Parâmetros de transporte de elétrons (média dos sinais e sinal médio)

A comparação entre os valores dos parâmetros de transporte, W (σ_W), R_i (σ_{R_i}) e α (σ_α), obtidos a partir do ajuste da função modelo ao sinal médio, (determinado pelo osciloscópio) e à média aritmética dos 30 sinais foi realizada de duas maneiras:

- 1) a média aritmética dos parâmetros de transporte foi comparada com os resultados obtidos a partir do sinal médio e;
- 2) com base no diagrama de frequências, para cada um dos parâmetros de transporte, ajustou-se uma função gaussiana e o valor do centroide foi comparado com os resultados dos parâmetros de transporte provenientes do sinal médio.

Os resultados obtidos dos parâmetros de transporte estão sumarizados nas TAB. 5.3 a 5.5. As incertezas nos parâmetros de transporte foram obtidas de maneiras distintas nessa etapa. Para o sinal médio a incerteza resulta do ajuste da função modelo. Já para a média dos 30 sinais, a incerteza representa a flutuação estatística dos parâmetros já que corresponde à incerteza no centroide da gaussiana.

Como descrito anteriormente, os parâmetros de transporte são dependentes da densidade de moléculas do gás. Por essa razão, a temperatura e pressão foram monitoradas ao longo da série de medições. Para esse conjunto de dados, a temperatura média foi de 19,5 (1) °C e pressão média de 691 (4) mmHg.

TABELA 5.3: Valores de velocidade de arrastamento dos elétrons obtidos por diferentes métodos de análise.

Tensão V	E/N Td	Velocidade de arrastamento – W(cm/μs)		
		Sinal médio	Média dos 30 sinais	Histograma
7000	204,8 (17)	7,228 (7)	7,227 (12)	7,226 (12)
7250	212,1 (18)	7,304 (7)	7,310 (11)	7,308 (10)
7500	219,4 (18)	7,387 (7)	7,390 (8)	7,390 (10)
7600	222,3 (18)	7,430 (7)	7,428 (9)	7,428 (7)
7650	223,8 (18)	7,479 (8)	7,468 (10)	7,465 (6)

TABELA 5.4: Valores da taxa de ionização dos elétrons (R_i) obtidos por diferentes métodos de análise.

Tensão V	E/N Td	Taxa de ionização – R_i ($\times 10^{-12}$ cm³/s)		
		Sinal médio	Média dos 30 sinais	Histograma
7000	204,8 (17)	9,26 (7)	9,52 (20)	9,48 (23)
7250	212,1 (18)	10,31 (7)	10,61 (20)	10,61 (21)
7500	219,4 (18)	11,57 (8)	11,74 (17)	11,75 (16)
7600	222,3 (18)	12,25 (8)	12,45 (19)	12,41 (17)
7650	223,8 (18)	12,66 (8)	12,84 (20)	12,85 (33)

TABELA 5.5: Valores do primeiro coeficiente de Townsend (α) obtidos por diferentes métodos de análise.

Tensão V	E/N Td	Primeiro coeficiente Townsend – α ($\times 10^{-22} \text{ m}^2$)		
		Sinal médio	Média dos 30 sinais	Histograma
7000	204,8 (17)	1,281 (9)	1,316 (27)	1,32 (3)
7250	212,1 (18)	1,412 (10)	1,451 (26)	1,45 (3)
7500	219,4 (18)	1,566 (11)	1,589 (22)	1,587 (21)
7600	222,3 (18)	1,649 (11)	1,676 (24)	1,681 (25)
7650	223,8 (18)	1,693 (11)	1,719 (26)	1,70 (3)

Na FIG. 5.21 a 5.23 são apresentados os histogramas para a velocidade de arrastamento dos elétrons, taxa de ionização e primeiro coeficiente Townsend de ionização no isobutano para 7500 V de tensão de polarização no anodo, respectivamente.

FIGURA 5.21: Histograma dos valores de velocidade de arrastamento de elétrons para a tensão de 7500 V no isobutano puro.

FIGURA 5.22: Histograma dos valores da taxa de ionização para a tensão de 7500 V no isobutano puro.

FIGURA 5.23: Histograma dos valores do primeiro coeficiente Townsend para a tensão de 7500 V no isobutano puro.

Nas FIG. 5.24 a 5.26 são apresentadas as comparações entre os valores de parâmetros de transporte obtidos pelos diferentes métodos de análise para o gás isobutano.

FIGURA 5.24: Comparação dos valores de velocidade de arrastamento em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise.

FIGURA 5.25: Comparação dos valores da taxa de ionização em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise.

FIGURA 5.26: Comparação dos valores do primeiro coeficiente de Townsend em função do campo elétrico reduzido para os três diferentes métodos de análise.

Observa-se que os resultados obtidos com os diferentes métodos são concordantes dentro das incertezas estatísticas, porém cada método apresenta determinada vantagem em relação aos demais. O estudo com os 30 sinais permite analisar cada pulso separadamente e, dessa forma, quantificar a flutuação estatística de cada parâmetro de transporte, por meio do desvio padrão da média. Já quando se trabalha com o sinal médio, a coleta e análise dos dados são mais rápidas, o que permite adotar uma maior amostragem dos sinais. Por essa razão, para o estudo a seguir, empregou-se o sinal resultante proveniente da subtração da média do sinal induzido pelo laser do sinal médio de 300 sinais fornecido pelo osciloscópio, uma vez que os sinais e os valores dos parâmetros de transporte são equivalentes.

5.3 Determinação dos parâmetros de transporte para o isobutano e n-butano

A semelhança entre as secções de choque teóricas do isobutano e n-butano, associada ao interesse da comunidade científica nesses gases e a falta de dados experimentais, para a região de E/N estudada, motivaram a determinação e a comparação entre os parâmetros de transportes desses gases, o que será discutido nessa seção.

5.3.1 Condensação do isobutano

Com o objetivo de melhorar o isolamento elétrico no interior da câmara, ao abri-la verificou-se que as suas partes internas continham um óleo proveniente da condensação do isobutano, FIG. 5.27. O isobutano é um gás poliatômico e os efeitos de envelhecimento de detectores gasosos que operam por um longo período de tempo preenchido com esse gás, ou em elevadas taxas de detecção, são amplamente descritos na literatura [91 e 92]. Como a câmara deste trabalho esteve um longo período de tempo preenchida com esse gás, verificou-se que as suas partes internas continham um óleo proveniente da condensação do isobutano. Por essa razão a câmara foi totalmente desmontada e suas peças limpas. Além disso, o catodo de alumínio passou por um processo de polimento.

FIGURA 5.27: Óleo proveniente da condensação do isobutano na flange de entrada da alta tensão.

Na remontagem da câmara, a área de fita dupla face de cobre, responsável pelo contato elétrico entre o eletrodo de latão e o vidro, foi aumentada de 154 mm² para 480 mm², a fim de garantir uma maior região de campo elétrico uniforme entre os eletrodos, FIG. 5.28.

FIGURA 5.28: Fita dupla face de cobre responsável pelo contato elétrico do eletrodo de latão com a placa de vidro.

Após a remontagem da câmara, os parâmetros de transporte foram obtidos para o n-butano e isobutano. Nas FIG. 5.29 a 5.32 são apresentadas as evoluções dos sinais para o n-butano em função do campo elétrico reduzido.

FIGURA 5.29: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 143,7 a 161,0 Td.

FIGURA 5.30: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 161,0 a 178,4 Td.

FIGURA 5.31: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 178,4 a 201,2 Td.

FIGURA 5.32: Sinais provenientes do deslocamento dos elétrons no n-butano para a região de campo elétrico reduzido de 201,2 a 218,5 Td.

Vale destacar que a forma do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons é retangular para a região de campo elétrico reduzido de 143,7 a 161 Td. Nessa condição, não se verifica o crescimento exponencial do sinal em razão da intensidade do campo elétrico não ser elevado o suficiente para produzir multiplicação gasosa com relação sinal-ruído satisfatória. Como consequência, para essa região de campo elétrico reduzido não é possível determinar a taxa de ionização (R_i) e o parâmetro α .

Como discutido anteriormente, o isobutano e n-butano são isômeros estruturais e para analisar o efeito do isomerismo nos sinais, na FIG. 5.33 é mostrada uma comparação entre os sinais obtidos para as tensões de polarização de 7200 V, 7400 V e 7600 V para ambos os gases. Vale ressaltar que as diferenças na intensidade do campo elétrico reduzido devem-se às condições ambientais nos dias das medidas serem ligeiramente diferentes. Observa-se que os sinais para o isobutano possuem amplitudes maiores, porém são cerca de 1 ns mais lentos do que os sinais do n-butano.

FIGURA 5.33: Comparação entre os sinais de n-butano e isobutano.

Com as alterações realizadas na câmara verificou-se que os valores da corrente elétrica aumentaram, para a mesma tensão de polarização do anodo, em comparação a primeira fase desse projeto. Esse fato ocasionou uma maior queda de potencial no vidro e consequentemente a região de campo elétrico analisada diminui, passando de 143,7 a 218,5 Td para 134 a 175 Td, uma redução máxima de 20 % na intensidade do campo elétrico reduzido.

A partir dos sinais obtidos para o n-butano e isobutano os parâmetros de transporte de elétrons foram determinados pelo ajuste da função modelo $V(t)$. Contudo, nesta etapa do projeto as incertezas sistemáticas, que foram estimadas empregando-se a mesma metodologia descrita na seção 5.1, diminuíram em razão das melhorias efetuadas no aparato experimental. Desta maneira, para a velocidade de arrastamento e a taxa de ionização obteve-se uma variação máxima de 10 % entre diferentes condições de alinhamento do laser, enquanto que para o coeficiente α essa variação foi de 15 %.

Na FIG. 5.34 é mostrada uma comparação entre os resultados de velocidade de arrastamento no n-butano e isobutano em função da intensidade do campo elétrico reduzido, corrigida para a queda ôhmica no vidro. Para cada um dos gases estudados são apresentados dois conjuntos de dados que foram obtidos em dias diferentes. Os resultados obtidos de velocidade de arrastamento foram

comparados com os valores da simulação Magboltz 2 – versão 8.6 e dados anteriores do grupo, P. Fonte *et al.* [78], para o caso do isobutano.

FIGURA 5.34: Comparação da velocidade de arrastamento de elétrons no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.

Observa-se que para a região de campo elétrico reduzido estudada, com base nos valores da simulação Magboltz 2, a velocidade de arrastamento é praticamente igual para esses dois gases, apresentando uma diferença máxima, de 5 %, para 135 Td. Já os resultados experimentais para esses gases são equivalente e estão sistematicamente acima dos valores da simulação. Contudo, os conjuntos de dados, para cada um dos gases, são concordantes entre si, evidenciando a reprodutibilidade do presente método.

Os resultados obtidos de R_i/N são apresentados na FIG. 5.35 juntamente com os valores da simulação Magboltz 2 e resultados anteriores do grupo [78] para o isobutano. Assim como para a velocidade de arrastamento, as intensidades do campo elétrico reduzido foram corrigidas para a queda ôhmica. Para um mesmo gás, os resultados experimentais de ambos os conjuntos são concordantes entre si. Contudo, analisando comparativamente isobutano e n-butano, verifica-se que para $E/N = 170$ Td a taxa de ionização é 35 % maior para o isobutano do que para o n-butano.

FIGURA 5.35: Comparação da taxa de ionização no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.

Em seguida determinou-se o primeiro coeficiente de Townsend por meio da EQ. 33. Os resultados do coeficiente α para o n-butano e isobutano, mostrados na FIG. 5.36, foram comparados com os valores da simulação Magboltz 2 (n-butano e isobutano), resultados anteriores do grupo [78] (isobutano), valores experimentais de A. E. D. Heylen [70] que são largamente empregados como referência para o n-butano. Como na seção 5.1, os valores do coeficiente α obtidos por meio do ajuste foram comparados com aqueles determinados a partir da análise da corrente elétrica gerada pelos portadores de carga no *gap*. Como mencionado anteriormente, as medições de corrente elétrica são realizadas simultaneamente com a aquisição dos pulsos.

FIGURA 5.36: Comparação do primeiro coeficiente de Townsend no isobutano e n-butano em função do campo elétrico reduzido.

Pode-se observar que, para a região de campo elétrico estudada, os valores experimentais determinados a partir do ajuste da função modelo são equivalentes àqueles determinados pela análise da corrente elétrica. Além disso, como apresentado nas FIG. 5.35 e 5.36, o parâmetro R_i/N e α/N são determinados para E/N maiores que 160 Td, enquanto que a velocidade de arrastamento a partir de 134 Td. Essa diferença deve-se ao fato do sinal induzido pelo deslocamento dos elétrons ser retangular nessa região, como mostrado na FIG. 5.29. Nessa condição, não há crescimento exponencial do sinal, em decorrência da baixa relação sinal-ruído, o que impossibilita a determinação da taxa de ionização e, conseqüentemente, o coeficiente α .

Além disso, observa-se que por meio da análise da corrente elétrica, o coeficiente α/N é determinado a partir de 130 Td, enquanto que por meio da análise dos sinais esse parâmetro é determinado somente para valores de campo elétrico reduzido maiores do que 160 Td. Isso se deve ao fato das medições de corrente elétrica não serem influenciadas pelos disparos do feixe de laser, como os sinais.

6 CONCLUSÕES

Na primeira etapa deste projeto verificou-se que a semelhança, quanto à forma, dos sinais elétricos provenientes de duas configurações do aparato experimental empregado possibilitou a utilização da função modelo para determinar os parâmetros de transporte no presente trabalho. A técnica proposta foi validada para o nitrogênio e posteriormente estendida para o isobutano, com bom acordo com os dados já publicados pelo grupo de pesquisa [77]. Além disso, como evidenciado nos resultados apresentados na seção 5.1, as melhorias realizadas no aparato experimental, especialmente a alteração das dimensões do anodo, reduziu significativamente as incertezas sistemáticas da taxa de ionização (R_i/N) e do primeiro coeficiente Townsend (α/N). Com relação aos estudos sobre os processos secundários que afetam o desenvolvimento da descarga entre os eletrodos, verificou-se que dos cinco processos físicos mais prováveis em nosso aparato experimental, apenas o efeito de queda ôhmica no material resistivo é significativo [85]. Tal fato motivou o cálculo do campo elétrico efetivo entre os eletrodos a partir de um modelo proposto anteriormente pelo grupo. Essa correção não alterou o bom acordo dos resultados relativos aos parâmetros transporte no isobutano com resultados anteriores do grupo e valores da simulação Magboltz 2 – versão 8.6.

Durante a análise dos sinais observou-se que o laser, durante os disparos do feixe, induz um sinal no amplificador. Esse sinal, em razão de sua origem, é independente das condições ambientais, do gás empregado e da tensão de polarização. Desta forma, os sinais provenientes do deslocamento de elétrons no *gap* não são empregados para o ajuste da função modelo, já que para as menores intensidades de campo elétrico reduzido os sinais obtidos apresentam uma baixa relação sinal-ruído. Por essa razão, emprega-se a subtração do sinal induzido pelos disparos do laser do sinal proveniente do deslocamento dos elétrons. Essa metodologia mostrou-se mais apropriada, uma vez que a subtração do sinal induzido pelo laser contribui para a convergência do ajuste da função modelo.

Além disso, verificou-se que os resultados dos parâmetros de transporte obtidos a partir de diferentes métodos de coleta e análise dos sinais (armazenagem

individual de cada sinal para posterior cálculo da média e determinação do sinal médio pelo próprio osciloscópio) estão dentro das incertezas estatísticas para os casos estudados. Contudo, para os ajustes foram empregados os sinais médios determinados pelo osciloscópio, já que esses permitem empregar uma maior taxa de amostragem sem aumento do tempo de análise.

Na segunda parte deste trabalho foram efetuadas alterações no aparato experimental e observou-se que em razão do aumento da área efetiva do anodo, as correntes elétricas observadas foram maiores, o que resultou em uma maior queda de potencial no vidro e, conseqüentemente, em uma diminuição da região de campo elétrico reduzido analisada, de 143,7 a 218,5 Td para 134 a 175 Td. Todavia, o aumento da área efetiva do anodo reduziu as incertezas sistemáticas associadas aos parâmetros de transporte, como discutido na seção 5.3.

Os resultados de velocidade de arrastamento, taxa de ionização e o primeiro coeficiente Townsend do isobutano e n-butano apresentam boa concordância com os valores da simulação computacional Magboltz 2 – versão 8.6 e são reproduzíveis dentro das barras de incerteza. As maiores flutuações foram observadas para o coeficiente α , para os menores valores de campo elétrico reduzido, em virtude da baixa relação sinal-ruído dos sinais provenientes do deslocamento dos elétrons. Contudo, vale a pena salientar, que os resultados do coeficiente α apresentam bom acordo com os determinados a partir da análise da corrente elétrica, evidenciando que, para a região de campo elétrico reduzido estudada, a correlação entre a taxa de ionização e a velocidade de arrastamento é fraca e, desta forma, o coeficiente α pode ser obtido a partir da relação: $Ri = \alpha W$.

APÊNDICE A – ANÁLISE DOS RESULTADOS DOS AJUSTES

Neste apêndice é apresentada uma análise da correlação dos parâmetros R_i e T_e obtidos a partir do ajuste da função modelo, $V(t)$. Para isso empregou-se o programa ROOT e, por se tratar de uma função não linear nos parâmetros de interesse (R_i e T_e), o estudo analítico pelo método dos mínimos quadrados não pode ser empregado [93]. Nesse caso, calcula-se o χ^2 a partir dos parâmetros estimados pelo ajuste e mapeia-se a região com os parâmetros que minimizam o χ^2 . Assim, determina-se os valores dos a_j parâmetros da função $y(x)$ que minimizam o χ^2 , que é definido por:

$$\chi^2 = \sum \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y(x_i)]^2 \right\}$$

sendo x_i e y_i os valores experimentais, σ_i a incerteza em y_i e $y(x_i)$ são os valores calculados da função em x_i .

A determinação dos parâmetros que minimizam o valor do χ^2 depende da escolha do método e dos valores iniciais destes parâmetros. Para uma função arbitrária pode-se encontrar mais do que uma solução que minimiza o valor de χ^2 , e uma escolha equivocada dos parâmetros de inicialização pode migrar a solução para uma região cujo mínimo não corresponde ao mínimo absoluto.

Para análise da região de mínimo absoluto, mapeia-se o espaço dos parâmetros e procura-se por valores dos parâmetros que minimizam o χ^2 . Para isto, cada parâmetro a_j é dividido em p partes com Δa_j de incremento e o valor de χ^2 é então avaliado. Este procedimento fornece um mapa do comportamento do χ^2 como uma função do a_j parâmetros. Para um ajuste com dois parâmetros, este procedimento pode ser suficientemente preciso, de maneira que nenhuma outra pesquisa seja necessária.

Os resultados dos parâmetros ajustados, quando se emprega o ROOT, já são aqueles que minimizam o χ^2 simultaneamente e o programa fornece as melhores estimativas para as respectivas incertezas. Na FIG. A.1 é apresentado

um exemplo para o isobutano com 7500 V de tensão de polarização considerando até 4 desvios padrão (σ), onde a curva de nível em azul representa 1σ , em verde 2σ , em vermelho 3σ e em preto 4σ . Observa-se que para o intervalo de até quatro desvios padrão os valores ajustados são os únicos que minimizam o χ^2 simultaneamente.

FIGURA A.1: Correlação entre os parâmetros ajustados (R_i e T_e) no isobutano com 7500 V de tensão de polarização do anodo.

Por meio deste gráfico, pode-se observar a correlação entre os parâmetros ajustados. Neste caso, a correlação entre a taxa de ionização e o tempo de trânsito dos elétrons é negativa e fraca ($\text{cor}(R_i, T_e) = -0,208$). Este estudo foi realizado para todos os ajustes deste trabalho, uma vez que para a determinação do parâmetro α por meio da relação $R_i = \alpha W = \alpha d / T_e$, com sua respectiva incerteza estatística, é necessário conhecer a correlação entre os parâmetros R_i e T_e , já que não há correlação entre d e T_e .

APÊNDICE B – INFLUÊNCIA DE UM ORIFÍCIO CENTRAL NO ANODO

Este estudo baseou-se no artigo publicado em 1969 por J. S. Pearson e J. A. Harrison [94], em que os autores discutem o efeito de um buraco, em um dos eletrodos, nas linhas de campo elétrico, e consequentemente nas medições da corrente de ionização em uma câmara de simetria axial. As variáveis envolvidas para o cálculo do campo elétrico, foram: a profundidade do orifício (h), o espaçamento entre os eletrodos (g), o raio do orifício (r) e o raio do catodo ($r + R$). No artigo os autores empregam as seguintes razões: $h/r = 7$ e $R/g = 5$, que foram mantidas neste estudo. Vale ressaltar que, nesta configuração desconsiderou-se a presença do anodo de vidro e as bordas arredondadas dos eletrodos. Além disso, adotou-se a razão $g/r = 2$ que corresponde a pior situação apresentada por J. S. Pearson e J. A. Harrison.

Na FIG. B.1 é apresentado o resultado do cálculo com as linhas e intensidade do campo elétrico para a região entre os eletrodos.

FIGURA B.1: Intensidade do campo elétrico e linhas de campo elétrico (em V/cm) simuladas a partir do programa *Comsol Multiphysics*.

Realizado o cálculo da intensidade do campo elétrico, foram determinados os valores da intensidade do campo elétrico em função das coordenadas no plano cartesiano, ao longo de 14 linhas de campo elétrico. Com base nesses valores, foi desenvolvida uma rotina em C++ para estimar o desvio relativo máximo dos valores obtidos para o coeficiente α em comparação àqueles calculados a partir da parametrização de S. A. Korff.

Na FIG. B.2 é apresentada a variação da intensidade do campo elétrico a que um elétron estaria sujeito ao longo do deslocamento (d) entre o catodo e anodo, para cada linha de campo analisada. As irregularidades na intensidade do campo elétrico, apresentadas por algumas linhas de campo elétrico, são decorrentes da resolução da simulação empregada para o cálculo.

FIGURA B.2: Intensidade do campo elétrico ao longo do deslocamento dos elétrons, para cada linha de campo. A posição x , indicada na legenda refere-se ao ponto de partida dos elétrons no catodo (situação em que $y = 0$).

O orifício no anodo distorce o campo elétrico e, por essa razão, o coeficiente α é descrito por:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)$$

sendo $\alpha(x)$ o valor local do primeiro coeficiente Townsend de ionização e foi determinado a partir da parametrização de S. A. Korff, reescrevendo a EQ. 14:

$$\frac{\alpha(x)}{N} = A \exp\left(-B \frac{N}{E}\right)$$

onde A e B são constantes relacionadas ao gás. Os valores de A e B empregados nesse estudo, assim como intervalo de campo elétrico utilizado para determinação desses parâmetros são apresentados na TAB. C.1.

TABELA C.1: Constantes A e B empregadas no cálculo do primeiro coeficiente Townsend de ionização e intervalo de campo elétrico.

Gás	A (m ²)	B(Td)	Intervalo de E/N	Referência
Nitrogênio	1,55x10 ⁻²⁰	770	80 – 251 Td	Cookson ⁵ [19]

Na FIG. B.3 são apresentados os valores de $\int_0^d \alpha(x) dx$ em função do deslocamento dos elétrons ao longo das linhas de campo elétrico, para o nitrogênio. Vale destacar que o número de moléculas do gás (N) foi calculado para a pressão de 760 mmHg e temperatura de 20°C.

A partir dos valores de $\int_0^d \alpha(x) dx$, e ponderando a contribuição de cada linha de campo elétrico para o desenvolvimento da avalanche, por meio da relação entre as áreas, determinou-se o valor do coeficiente α para cada intensidade de campo elétrico. O fator de ponderação (f) foi calculado por meio da relação:

$$f = \frac{\pi(r_i^2 - r_{i-1}^2)}{\pi r^2}$$

sendo r_i o ponto inicial de cada linha de campo elétrico, r_{i-1} ponto inicial no catodo da linha precedente e r o raio do orifício central.

⁵ Em seu artigo A.H. Cookson determinou os parâmetros A e B entre 88 a 167 Td, mas para estender para a região de campo elétrico reduzido de interesse nesse trabalho, considerou-se que os parâmetros A e B são válidos em um intervalo maior de campo elétrico reduzido.

FIGURA B.3: Variação da integral de $\alpha(x)dx$ ao longo de cada linha de campo elétrico para o gás nitrogênio e $E/N = 240$ Td.

Na FIG. B.4 são mostrados os valores do coeficiente α obtidos pelo presente estudo e aqueles calculados com a parametrização de S. A. Korff, considerando uma configuração de campo elétrico uniforme para o nitrogênio.

FIGURA B.4: Valores do coeficiente α para a configuração do anodo com um orifício central (alfa-calculado) e para uma configuração de eletrodos uniformes (alfa-parametrização) no nitrogênio.

Com os valores do coeficiente α determinados, calculou-se o desvio em relação aos valores esperados da parametrização (FIG. B.5) com a expressão a seguir:

$$\Delta\alpha(\%) = \frac{\alpha_{\text{parametriz ação}} - \alpha_{\text{calculado}}}{\alpha_{\text{parametriz ação}}} \cdot 100$$

FIGURA B.5: Desvio relativo percentual entre os valores do coeficiente α obtidos a partir do cálculo e determinado por meio da parametrização de S. A. Korff.

O desvio relativo nos valores do coeficiente α diminui com o aumento do campo elétrico reduzido e este comportamento é resultante da combinação de dois efeitos: da dependência do coeficiente α com a intensidade do campo elétrico, como já discutido na seção 3.1.2.1 e da distância percorrida pelos elétrons. Para a região do orifício, em razão do campo elétrico diminuir com a distância, algumas linhas de campo podem não atingir o limiar necessário para que ocorra o processo de multiplicação gasosa. Neste caso, assume-se que o valor $\alpha_{\text{calculado}}$ seja nulo. Em contrapartida, para valores mais elevados de campo elétrico reduzido, ocorre um aumento da contribuição das linhas de campo na região mais interna do orifício para o processo de multiplicação de carga, acarretando em um aumento do $\alpha_{\text{calculado}}$ e consequente diminuição do desvio relativo, como pode ser visualizado na FIG B.5.

APÊNDICE C– DIMINUIÇÃO DO SINAL INDUZIDO PELO LASER

Após a alteração do amplificador observou-se, durante os primeiros testes de resposta, que a amplitude do sinal induzido pelo laser aumentou. Esses sinais obtidos com o amplificador antigo apresentavam no máximo 20 mV de pico-a-pico, e após as modificações passaram para 250 mV. Na FIG. C.1, são comparados os sinais induzidos no amplificador antigo e no amplificador atual.

FIGURA C.1: Comparação entre o sinal induzido pelo laser no amplificador antigo e no amplificador atual.

Com o objetivo de diminuir a amplitude desse sinal induzido pelo laser, foram empregados dois filtros passa-baixa da Mini-Circuits®, modelo VLFX-650+, na saída do amplificador. O sinal obtido com o uso dos dois filtros permaneceu, praticamente, inalterado em comparação ao sinal sem os filtros, FIG. C.2. Pode-se observar que os ruídos nas duas condições são semelhantes na forma e amplitude. Além disso, verificou-se que o uso do filtro acarreta um atraso no sinal de aproximadamente 1,40 ns, por filtro.

FIGURA C.2: Comparação entre os sinais induzidos pelo laser sem filtro e com o uso de dois filtros.

Com base nessa comparação, foram efetuadas novas alterações na câmara. Essas modificações concentraram-se no circuito de extração do sinal e polarização do anodo. Na FIG. C.3 são ilustrados os locais onde foram efetuadas tais alterações. Na alteração 1 substituiu-se o cabo de extração do sinal (FIG. C.4_a) por um cabo coaxial RG 174, cuja malha foi devidamente aterrada (FIG. C.4_b). Nessa condição, evita-se que o ruído seja induzido no cabo de extração do sinal, já que ele encontra-se blindado pela sua própria malha. Já na alteração 2, o cabo de polarização do anodo foi substituído por um cabo coaxial, indicado para tensões elevadas (até 30 kV). Após essas alterações, novos testes foram realizados e observou-se que a amplitude do sinal induzido pelo laser diminuiu aproximadamente 125 mV de pico-a-pico.

FIGURA C.3: Indicação dos locais onde foram realizadas alterações a fim de diminuir a amplitude do sinal induzido pelo laser.

FIGURA C.4: a) cabo de extração do sinal que foi substituído por um b) cabo coaxial cuja malha foi aterrada.

Em um novo teste realizado, verificou-se que ao envolver com folha comercial de alumínio a parte externa da janela de entrada do laser na câmara, com um pequeno orifício para a passagem total do feixe, a tensão de pico-a-pico diminuía significativamente. Uma comparação entre os sinais induzidos pelo laser antes e depois das alterações é apresentada na FIG. C.5. Nessa nova condição, a

forma do sinal induzido melhorou e a tensão de pico-a-pico foi para ordem de 40 mV. Essas alterações permitiram iniciar a aquisição de dados com o isobutano e em seguida para o n-butano.

FIGURA C.5: Comparação entre os sinais induzidos pelo laser obtidos antes e depois da conclusão das alterações 1 e 2.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 CHARPAK, G; BOUCLIER, R.; BRESSANI, T.; FAVIER, J.; ZUPANČIČ, Č. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 62, p. 262 – 268, 1968.
- 2 SAULI, F. Applications of gaseous detectors in astrophysics, medicine and biology. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 323, p. 1 – 11, 1992.
- 3 SANTONICO, R.; CARDARELLI, R. Development of resistive plate counters. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 187, p. 377 – 380, 1981.
- 4 CARDARELLI, R.; SANTONICO, R.; BIAGIO, A. LUCCHI, A. Progress in resistive plate counters. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 263, p. 20 – 25, 1988
- 5 OED, A. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 263, p. 351 - 359, 1988.
- 6 SAULI, F. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 386, p. 531 – 534, 1997.
- 7 SAULI, F. Development and applications of gas electron multiplier detectors. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 505, p. 195 – 198, 2003.
- 8 FONTE, P.; MARQUES, R. F.; PINHÃO, J.; CAROLINO, N.; POLICARPO, A. High-resolution RPCs for large TOF systems. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 449, p. 295 – 301, 2000.
- 9 COLUCCI, A.; GORINI, E.; GRANCAGNOLO, F.; PRIMAVERA, M. Measurement of drift velocity and amplification coefficient in C₂H₂F₄-isobutane mixture for avalanche operated resistive-plate counters. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 425, p. 84 – 91, 1999.
- 10 CHIODINI, G.; COLUCCIA, M.R.; GORINI, E.; PRIMAVERA, M.; STELLA, S. Measurement of drift velocity in the ATLAS RPC gas mixture. **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)**, v. 158, p. 133 – 136, 2006.
- 11 CHIODINI, G.; COLUCCIA, M. R.; GORINI, E.; GRANCAGNOLO, F.; PRIMAVERA, M. STELLA, S. Studies of electron drift velocity and charge spectra in RPC by UV laser source. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 602, p 757 – 760, 2009.

- 12 CRESPO, P.; BLANCO, A.; COUCEIRO, M.; FERREIRA, N. C.; LOPES, L.; MARTINS, P.; MARQUES, R. F. M.; FONTE, P. Resistive plate chamber in positron emission tomography. ***Eur. Phys. J. Plus***, v. 128, p. 1 – 35, 2013.
- 13 WAKER, A. J. Principals of Experimental Microdosimetry. ***Radiat. Prot. Dosimetry***, v. 61, p. 297 – 308, 1995.
- 14 ROLLET, S.; BECK, P.; FERRARI, A., PELLICIONI, M.; AUTISCHER, M. Dosimetric considerations on TEPC fluka-simulation and measurements. ***Radiat. Prot. Dosimetry***, v. 110, p. 833 – 837, 2004.
- 15 ROLLET, S.; AUTISCHER, M.; BECK, P.; LATOCHA, M. Measurement and simulation of lineal energy distribution at the CERN high-energy facility with a tissue equivalent proportional counter. ***Radiat. Prot. Dosimetry***, v. 125, p. 425 – 428, 2007.
- 16 RAJU, G. G. ***Gaseous electronics: Theory and practice***, 1 ed. Boca Raton, FL.: Taylor & Francis Group, 2006.
- 17 POSIN, D. Q. The Townsend coefficients and spark discharge. ***Phys. Rev.***, v. 50, p. 650 – 658, 1936.
- 18 DUTTON, J.; HAYDON, S. C.; JONES, F. L. Electrical breakdown of gases II Spark mechanism in nitrogen. ***Proc. Roy. Soc. A***, v. 213, p. 203 – 214, 1952.
- 19 COOKSON, A. H.; WARD, B. W.; LEWIS, T. J. Townsend's first ionization coefficient for methane and nitrogen. ***Br. J. Appl. Phys.***, v. 17, p. 891 – 903, 1966
- 20 DANIEL, T. N.; HARRIS, F. M. The spatial growth of ionization current in nitrogen at voltages up to 500 kV. ***J. Phys. B: At. Mol. Phys.***, v. 3, p. 363 – 368, 1970.
- 21 FOLKARD, M. A.; HAYDON, S. C. Experimental investigations of ionization growth in nitrogen I. ***J. Phys. B: At. Mol. Phys.***, v. 6, p. 214 – 226, 1973.
- 22 HAYDON, S. C.; WILLIAMS, O. M. Experimental investigations of ionization growth in nitrogen II. ***J. Phys. B: At. Mol. Phys.***, v. 6, p. 227 – 231, 1973.
- 23 MALLER, V. N.; NAIDU, M. S. Growth of ionization currents in nitrogen. ***J. Phys. D: Appl. Phys.***, v. 7, p. 1406 – 1411, 1974
- 24 HAYDON, S. C.; WILLIAMS, O. M. Combined spatial and temporal studies of ionization growth in nitrogen. ***J. Phys. D: Appl. Phys.***, v. 9, p. 523 – 536, 1976.

- 25 WEDDING, A. B. Electron swarm parameters in a CO₂:N₂:He:CO gas mixture. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 18, p. 2351 – 2359, 1985.
- 26 BLEVIN, H. A.; FLETCHER, J. Optical studies of pre-breakdown electron avalanches. **Aust. J. Phys.**, v. 45, p. 375 – 386, 1992.
- 27 STOJANOVIĆ, V. D.; PETROVIĆ, Z. Lj. Comparison of the results of Monte Carlo simulations with experimental data for electron swarms in N₂ from moderate to very high electric field to gas density ratios (E/N). **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 31, p. 834 – 846, 1998.
- 28 DUJKO, S.; WHITE, R. D.; RASPOPOVIĆ, Z. M.; PETROVIĆ, Z. Lj. Spatially resolved transport data for electrons in gases: Definition, interpretation and calculation. **Nucl. Instr. and Meth. B**, v. 279, p. 84 – 91, 2012.
- 29 BLEVIN, H. A.; NYGAARD, K. J.; SPRIGGS, K. R. Analysis of transient voltage measurement from electron swarm experiments including ionisation and attachment. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 14, p. 841 – 850, 1981.
- 30 HUNTER, S. R.; CARTER, J. G.; CHRISTOPHOUROU, L. G. Electron transport measurements in methane using an improved pulsed Townsend technique. **J. Appl. Phys.**, v. 60, p. 24 – 35, 1986.
- 31 DE URQUIJO, J.; ARRIAGA, C. A.; CISNEROS, C.; ALVAREZ, I. A time-resolved study of ionization, electron attachment and positive-ion drift methane. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 32, p. 41 - 45, 1999
- 32 DE URQUIJO, J.; ALVAREZ, I.; BASURTO, E.; CISNEROS, C. Measurement of ionization and electron transport in methane-argon mixture. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 32, p. 1646 – 1649, 1999.
- 33 DE URQUIJO, J.; BASURTO, E.; HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L.; Effective ionization, electron and ion transport in SF₆-He mixtures. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 34, p. 2151 – 2159, 2001.
- 34 HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L.; BASURTO, E.; DE URQUIJO, J. Electron transport and swarm parameters ion CO₂ and its mixtures with SF₆. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 35, 2264 – 2269, 2002.
- 35 HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L.; DE URQUIJO, J. Pulsed Townsend measurement of electron transport and ionization in SF₆-N₂ mixture. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 36, p. L51 – L54, 2003.
- 36 BEKSTEIN, A.; DE URQUIJO, J.; DUCASSE, O.; RODRÍGUEZ-LUNA, J. C.; JUÁRES, A. M. Determination of transport and reaction swarm coefficients from the analysis of complex transient pulses from the pulsed Townsend experiment. **J. Phys.: Conference. Series**, v. 370, p. 1 – 13, 2012.

- 37 DAHL, D. A.; TEICH, T. H.; FRANCK, C. M. Obtaining precise electron swarm parameters from pulsed Townsend setup. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 45, p. 1 – 9, 2012.
- 38 RAETHER, H. **Electron avalanches and breakdown in gases**. London: Butterworths, 1964.
- 39 NAKAMURA, Y. Drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electron in nitrogen and carbon monoxide. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 20, p. 933 – 938, 1987.
- 40 HAGELAAR, G. J. M.; PITCHFORD, L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. **Plasma Sources Sci. Technol.**, v. 14, p. 722 – 733, 2005.
- 41 SAULI, F. **Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers**. CERN 77 – 09. Geneva: CERN, 1977.
- 42 PEISERT, A.; SAULI, F. **Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation**. CERN 84 – 08. Geneva: CERN, 1984.
- 43 TAVERNIER, S. **Experimental techniques in nuclear and particle physics**. 1 ed. Springer Heidelberg Dordrecht, 2010.
- 44 GRUPEN, C.; SHWARTZ, B. **Particle detectors**. 2 ed. Cambridge University Press, 2008.
- 45 ROSSI, B. B.; STAUB, H. H. **Ionization chambers and counters: Experimental techniques**. 1 ed. McGraw-Hill Book Company Inc., 1949.
- 46 KORFF, S. A. **Electron and nuclear counters**. New York: Van Nostrand, 1946.
- 47 VON ENGEL, A. **Ionized gases**. 1 ed. NY: American Institute of Physics, 1997.
- 48 HUXLEY, L. G. H.; CROMPTON, R. W. **The diffusion and drift electrons in gases**. 1 ed. John Wiley & Sons Inc., 1974.
- 49 PITCHFORD, L. C.; PHELPS, A. V. Comparative calculations of electron-swarm properties in N₂ at moderate E/N values. **Phys. Rev. A**, v. 25, p. 540 – 554, 1982.
- 50 TAGASHIRA, H.; SAKAI, Y.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N values: II. Boltzmann equation analysis. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 10, p. 1051 – 1063, 1977.

- 51 SAKAI, Y.; TAGASHIRA, H.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N values: I. Monte Carlo simulation. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 10, p. 1035 – 1049, 1977
- 52 KITAMORI, K.; TAGASHIRA, H.; SAKAI, Y. Development of electron avalanches in argon – an exact Boltzmann equation analysis. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 13, p. 535 – 550, 1980.
- 53 THOMAS, W. R. L. The determination of the total excitation cross section in neon by comparison of theoretical and experimental values of Townsend's primary ionization coefficient. **J. Phys. B: At. Mol. Phys.**, v. 2, p. 551 – 561, 1969.
- 54 MAKABE, T.; PETROVIĆ, Z. Lj. **Plasma electronics: Applications in microelectronic device fabrication**. 1 ed. Boca Raton, FL.: Taylor & Francis Group, 2006.
- 55 PANCHESHNYI, S.; BIAGI, S.; BORDAGE, M. C.; HAGELAAR, G. J. M.; MORGAN, W. L.; PHELPS, A. V.; PITCHFORD, L.C. The LXCat project: Electron scattering cross section and swarm parameters for low temperature plasma modeling. **Chem. Phys.**, v. 398, p. 148 – 153, 2012.
- 56 LXCat project website: <<http://nl.lxcat.net/home/>>. Acesso em 16 jan. 2014.
- 57 PALLASINO, V.; SADOULET, B. Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 128, p. 323 – 335, 1975.
- 58 SCHULTZ, G.; GRESSER, J. A study of transport coefficients of electrons in some gases used in proportional and drift chambers. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 151, p. 413 – 431, 1978.
- 59 BIAGI, S. F. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 273, p. 533 – 535, 1988.
- 60 BIAGI, S. F. A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 283, p. 716 – 722, 1989.
- 61 VA'VRA, J.; COYLE, P.; KADYK, J.; WISE, J. **Measurement of electron drift parameters for helium and CF₄-based gases**. SLAC – PUB – 5728, 1992.
- 62 MORGAN, W. L.; PENETRANTE, B. M. ELENDIF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas. **Comput. Phys. Commun.**, v. 58, p. 127 – 152, 1990.

- 63 MORGAN, W. L.; PENETRANTE, B. M. Program title: ELENDIF77, 1990. Código disponível em: <http://cpc.cs.qub.ac.uk/summaries/ABLX_v1_0.html>. Acesso em 03 mar. 2014.
- 64 HAGELAAR, G. J.; PITCHFORD, L. C. Bolsig+: Electron Boltzmann Equation Solver, Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie. Aplicativo disponível em:<<http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/download.php>>. Acesso em 20 fev. 2014.
- 65 BIAGI, S. F. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 421, p. 234 – 240, 1999.
- 66 BIAGI, S. F. *Magboltz* – transport of electrons in gas mixture, 2013. Código disponível em: <<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>>. Acesso em 23 fev 2014.
- 67 RAJU, G. G. **Gaseous electronics: Tables, Atoms and Molecules**. 1 ed. Boca Raton, FL.: Taylor & Francis Group, 2012.
- 68 McCORKLE, D. L.; CHRISTOPHOROU, L. G.; MAXEY, D. V.; CARTER, J. G. Ramsauer-Townsend minima in the electron-scattering cross sections of polyatomic gases: methane, ethane, propane, butane and neopentane. **J. Phys. B: At. Mol. Phys.**, v. 11, p. 3067 – 3079, 1978.
- 69 FLORIANO, M. A.; GEE, N.; FREEMAN, G. R. Electron transport in low-density alkane gases: Effects of chain length and flexibility. **J. Chem. Phys.**, v. 84, p. 6799 – 6807, 1986.
- 70 HEYLEN, A. E. D. Ionization coefficients and sparking voltages from methane to butane. **Int. J. Electron.**, v. 39, p. 653 – 660, 1975.
- 71 LIMA, I. B.; VIVALDINI, T. C.; GONÇALVES, J. A. C.; BOTELHO, S.; RIDENTI, M. A.; FONTE, P.; MANGIAROTTI, A.; PASCHOLATI, P. R.; BUENO, C. C. Determination of the First Townsend Coefficient in pure isobutane. **AIP Conf. Proc.**, v. 1351, p. 207 – 211, 2011.
- 72 LIMA, I. B. **Medidas do coeficiente de multiplicação gasosa no isobutano puro**. 2010. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear – Aplicações) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2010. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/85/85131/tde-10082011-102711/>>. Acesso em: 01 mar. 2014.
- 73 Spellmann High Voltage Electronics Corporation, *225 Series User's Manual*. Disponível em: <<http://www.spellmanhv.com/~media/Files/Technical-Resources/Manuals/225MAN.ashx>>. Acesso em 27 jan. 2014.

- 74 BOUROTTE, J.; SADOULET, B. Ionization of multiwire proportional chamber gas by double photon absorption. **Nucl. Instr. and Meth.**, v. 173, p. 463 – 470, 1980.
- 75 Lasertechnik Berlin – LTB: *MNL 200: Midi-Nitrogen-Laser*, 2009. Disponível em: <http://www.ltb-berlin.de/fileadmin/ltb/style/gfx/pdf/products/mnl200_e.pdf>. Acesso em 25 jan. 2014.
- 76 BLANCO, A.; CAROLINO, N.; FONTE, P.; GOBBI, A. A new front-end electronics chain for timing RPCs. **IEEE Trans. Nucl. Sci.**, v. 48, p. 1249 – 1253, 2001.
- 77 Mini-Circuits, *Low Noise Amplifier ZX60-33LN+*. Disponível em: <<http://www.minicircuits.com/pdfs/ZX60-33LN+.pdf>>. Acesso em 27 jan. 2014.
- 78 FONTE, P.; MANGIAROTTI, A.; BOTELHO, S.; GONÇALVES, J. A. C.; RIDENTI, M.; BUENO, C. C. A dedicated setup for the measurement of the electron transport parameters in gases at large electric fields. **Nucl. Instr. Meth. A**, v. 613, p. 40 – 45, 2010.
- 79 LIMA, I. B.; MANGIAROTTI, A.; VIVALDINI, T. C.; GONÇALVES, J. A. C.; BOTELHO, S.; FONTE, P.; TAKAHASHI, J.; TARELHO, L. V.; BUENO, C. C. Experimental investigations on the first Townsend coefficient in pure isobutane. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 670, p. 55 – 60, 2012.
- 80 CERN, *ROOT – A Data Analysis Framework*. Programa disponível gratuitamente em: <<http://root.cern.ch/drupal/content/downloading-root>>. Acesso em 03 mar. 2014.
- 81 JAMES, F. MINUIT – Function Minimization and Error Analysis – Reference Manual, **CERN Program Library Long Writeup D506**, 1994. Disponível em: <<https://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>>. Acesso em 12 de fev. 2014.
- 82 HASEGAWA, H.; DATE, H.; SHIMOZUMA, M.; YOSHIDA, K.; TAGASHIRA, H. The drift velocity and longitudinal diffusion coefficient of electrons in nitrogen and carbon dioxide from 20 to 1000 Td. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 29, p. 2664 – 2667, 1996.
- 83 ROZNERSKI, W.; LEJA, K. Electron drift velocity in hydrogen, nitrogen, oxygen, carbon monoxide, carbon dioxide and air at moderate E/N. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 17, p. 279 – 285, 1984.
- 84 FROMMHOLD, L. Eine untersuchung der elektronenkomponente von elektronenlawinen im homogenen feld II. **Z. Phys.**, v. 160, p. 554 – 567, 1960.

- 85 YOUSFI, M.; DE URQUIJO, J.; JUÁREZ, A.; BASURTO, E.; HERNÁNDEZ-ÁVILA, J. L. Electron swarm coefficients in CO₂-N₂ and CO₂-O₂ mixtures. **IEEE Trans. Plasma Sci.**, v. 37, p. 764 – 772, 2009.
- 86 MANGIAROTTI, A.; LIMA, I. B.; VIVALDINI, T. C.; GONÇALVES, J. A. C.; PETRI, A. R.; BOTELHO, S.; FONTE, P. BUENO, C. C. Secondary effects on electron multiplication in pure isobutane. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 694, p. 162 – 166, 2012.
- 87 ZEBALLOS. E. C.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; VALVERDE, J. L.; NEUPANE, S.; SINGH, S.; WILLIAMS, M. C. S.; ZIACHICHI, A. High rate resistive plate chambers. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 367, p. 388 – 393, 1995.
- 88 BUENO, C. C.; FRAGA, M. M.; GONÇALVES, J. A. C.; MARQUES, R. F.; POLICARPO, A. J. P.; SANTOS, M. D. S. Rate effects in a proportional counter with resistive cathode. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 408, p. 496 – 502, 1998.
- 89 FRAGA, M. M.; MARQUES, R. F.; IVANIOUCHENKOV, Y.; LIMA, E. P.; NEVES, F.; POLICARPO, A. J. P. L.; BUENO, C. C., GONÇALVES, J. A. C.; SANTOS, M. D. S.; COSTA, L.; MENDIRATTA, S.; MONTEIRO, J. H. Transient behaviour and rate effects in resistive detectors. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 419, p. 485 – 489, 1998.
- 90 GONZÁLEZ-DÍAS, D.; BELVER, D.; BLANCO, A.; MARQUES, R. F.; FONTE, P.; GARZÓN, J. A.; LOPES, L.; MANGIAROTTI, A.; MARÍN, J. The effect of temperature on the rate capability of glass timing RPCs. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 555, p. 72 – 79, 2005.
- 91 VA'VRA, J. Physics and chemistry of ageing – early developments. **Nucl. Instr. and Meth A**, v. 515, p. 1 – 14, 2003.
- 92 LOPES, L.; MARQUES, R. F.; FONTE, P.; PIEDADE, A. P.; POLICARPO, A. J. P. A study of ageing in timing RPCs. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 533, p. 121 – 125, 2004.
- 93 BEVINGTON, P. R.; ROBINSON, D. K., **Data reduction and error analysis for the Physical Sciences**, 3rd ed., McGraw Hill (2003).
- 94 PEARSON, J. S.; HARRISON, J. A., A uniform field electrode for use in a discharge chamber of restricted size: design and performance. **Brit. J. Appl. Phys. D**, v. 2, p.77 – 84, 1969.