AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**MEDIDAS DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND DE IONIZAÇÃO EM
GASES INIBIDORES DE DESCARGAS**

IARA BATISTA DE LIMA

**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 DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND DE IONIZAÇÃO EM
GASES INIBIDORES DE DESCARGAS**

IARA BATISTA DE LIMA

**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 confiança dedicada desde a graduação, pelos ensinamentos e formação que me deu ao longo desses anos.

À **Profa. Dra. Josemary Angélica Corrêa Gonçalves**, pela assistência no desenvolvimento deste trabalho, pelas valiosas discussões e ajuda na realização das medições.

Ao **Dr. Alessio Mangiarotti** do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, com quem tive o privilégio de trabalhar por três meses, e que foi fundamental para execução deste doutorado, pela dedicação e empenho, além das valiosas discussões e resultados das simulações Magboltz utilizadas no trabalho.

À **Profa. Dra. Maria Margarida F. R. Fraga**, do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, pela atenção dedicada e pelos ensinamentos na área de parâmetros de transporte de elétrons.

Ao **Dr. Francisco Neves**, do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra, que pacientemente ensinou-me e auxiliou-me na utilização de programas que exigiam programação.

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, que me receberam em Coimbra para que parte dos estudos desse doutorado fosse realizada.

Ao **Engenheiro Jair S. Do Nascimento-Singer** pelas contribuições e alteração do circuito eletrônico de aquisição de sinais, que foram imprescindíveis para o desenvolvimento do projeto.

Ao **Prof. Dr. Jiro Takahashi**, do Laboratório do Acelerador Linear e ao **Eng. José Carlos de Souza**, responsável pela Oficina Mecânica do Departamento de Física Experimental da Universidade de São Paulo, pela construção e montagem da câmara utilizada no trabalho.

À **Profa. Dra. Suzana Botelho**, que muito acrescentou com sua experiência científica e acreditou no meu potencial durante o primeiro ano do curso de Física, influenciando-me com sua dedicação à vida acadêmica e apresentando-me ao campo da pesquisa.

À **Dona Maria Teresa Alvim**, que me recebeu carinhosamente em sua casa em Coimbra durante este projeto, pela amizade e constante preocupação que manifestou comigo desde então.

Ao colega de trabalho **MSc. Túlio Cearamicoli Vivaldini** pelo apoio, companheirismo e auxílio durante todas as medições deste doutorado, além das contribuições com críticas e sugestões.

A todos os meus colegas de grupo, em especial, a **Dra. Thais Cavalheri dos Santos**, por todo auxílio, apoio e pela amizade dedicada ao longo desses quatro anos.

Ao **Dr. Wilson Aparecido Parejo Calvo** e a **Dra. Margarida Mizue Hamada**, diretores do Centro de Tecnologia das Radiações (CTR) do IPEN-CNEN/SP durante o período deste projeto, por ter permitido a utilização das instalações e da infraestrutura do Centro durante a realização deste projeto.

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

*“Je suis de ceux qui pensent que la
science est d’une grande beauté.”*

Marie Curie

MEDIDAS DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND DE IONIZAÇÃO EM GASES INIBIDORES DE DESCARGAS

Iara Batista de Lima

RESUMO

No presente trabalho são apresentados resultados referentes ao primeiro coeficiente Townsend de ionização (α) no isobutano puro, para a faixa de campo elétrico reduzido (E/N) de 145 até 194 Td. A configuração do aparato experimental consiste de uma configuração semelhante a uma RPC, com o anodo constituído por um vidro de elevada resistividade ($2 \times 10^{12} \Omega\text{cm}$) e um catodo metálico, ligado diretamente a um eletrômetro, onde fotoelétrons são produzidos pela incidência de um feixe de laser pulsado. O coeficiente α é determinado por meio da medição da corrente elétrica em regime de ionização primária e em regime de avalanche. Uma vez que, para o isobutano puro não há valores experimentais disponíveis na literatura, para a faixa de E/N analisada por este trabalho, os valores obtidos foram comparados com os resultados da simulação Magboltz 2. Os estudos incluíram a determinação do coeficiente α para diferentes taxas de repetição e intensidades do feixe de laser. Como a relação entre a carga rápida e a total relaciona-se com o primeiro coeficiente de Townsend, estudos relativos à contribuição iônica e eletrônica para a corrente média também foram realizados. Como existem poucos resultados disponíveis na literatura referentes às secções de choque de colisão e parâmetros de transporte para o isobutano é comum considerar os resultados de seu isômero estrutural: o n-butano. Assim, a fim de realizar uma análise comparativa, o coeficiente α foi determinado também para o n-butano.

MEASUREMENTS OF THE FIRST TOWNSEND IONIZATION COEFFICIENT IN QUENCHING GASES

Iara Batista de Lima

ABSTRACT

In the present work, results concerning the first Townsend ionization coefficient (α) in pure isobutane within the density-normalized electric field (E/N) range of 145 to 194 Td are presented. The experimental setup consists of RPC-like cell with the anode made of a high resistivity glass ($2 \times 10^{12} \Omega\text{cm}$) and a metallic cathode, directly connected to an electrometer, on which photoelectrons are produced by the incidence of a pulsed laser beam. The α coefficient is determined by measuring the current under primary ionization and avalanche regime. Since for the E/N range covered by this work, there are no experimental values for pure isobutane available in the literature, the obtained values were compared with Magboltz 2 results. Our studies included the determination of α coefficient for different repetition rates and laser beam intensity. The ratio of the fast charge to the total charge is related to the first Townsend coefficient, so studies concerning the ionic and the electronic contribution to the average current were also performed. Since there are few results available in the literature for isobutane, concerning collisional cross section and electron transport parameters, is common to consider results from its structural isomer: n-butane. Thus, in order to perform a comparative analysis, the coefficient α was also determined for n-butane.

SUMÁRIO

Página

1 INTRODUÇÃO	16
2 OBJETIVOS	20
3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	21
3.1 Primeiro coeficiente Townsend de ionização	21
3.2 Técnicas experimentais	24
3.2.1 Método de Townsend estacionário (<i>Steady State Townsend - SST</i>)	24
3.2.1.1 Crescimento espacial da corrente	24
3.2.1.2 Corrente em função da densidade do gás	26
3.2.1.3 Distribuição espacial de fótons	27
3.2.2 Distribuição estatística da avalanche	28
3.2.3 Método de Townsend pulsado (<i>Pulsed Townsend technique - PT</i>)	29
3.2.3.1 Modo integral	29
3.2.3.2 Modo diferencial	30
3.3 Cargas induzidas no processo de avalanche	32
3.4 Processos secundários em descargas gasosas	34
3.4.1 Recombinação	34
3.4.2 Difusão	35
3.4.3 Carga espacial	36
3.4.4 Queda ôhmica em câmaras de placas resistivas	37
3.4.5 Emissão secundária	39
3.5 Gases inibidores de descargas	40
3.5.1 N-Butano	41
3.5.2 Isobutano	41
3.6 Códigos computacionais	44
4 PARTE 1: ISOBUTANO	46
4.1 Aparato experimental	46
4.1.1 Câmara	46

4.1.2 Ajuste dos eletrodos e focalização do laser	47
4.1.3 Método para determinar o coeficiente α	49
4.2 Resultados	53
4.2.1 Magboltz.....	53
4.2.2 Processos secundários	57
4.2.3 Coeficiente α para diferentes taxas de repetição.....	58
4.2.4 Coeficiente α para diferentes intensidades do feixe de laser	61
4.2.5 Queda ôhmica no vidro	62
5. PARTE 2: ISOBUTANO E N-BUTANO.....	68
5.1 Aparato experimental.....	68
5.2 Resultados	70
5.2.1 Isobutano.....	70
5.2.2 N-butano	74
6. CONCLUSÕES	82
APÊNDICE A – ESTUDO DA DEPENDÊNCIA ESPACIAL DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND DE IONIZAÇÃO	84
APÊNDICE B – AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS ASSOCIADAS À DETERMINAÇÃO DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND	94
APÊNDICE C – COMPONENTES DO SINAL INDUZIDO EM RPCS.....	96
APÊNDICE D – PARÂMETROS DE TRANSPORTE OBTIDOS COM PROGRAMA MAGBOLTZ	101
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105

LISTA DE FIGURAS

Página

FIGURA 1: Valores de coeficiente de ionização α/N em função do campo elétrico reduzido E/N para o isobutano e n-butano disponíveis na literatura [8-13].....	18
FIGURA 2: Comportamento espacial da corrente (linha contínua) e comportamento espacial do coeficiente α (linha tracejada) [25].....	25
FIGURA 3: Curvas de Gosseries do crescimento espacial da corrente no N_2 [25].	26
FIGURA 4: Esquema do aparato experimental que emprega a técnica de medidas ópticas para determinar o coeficiente α [31].	28
FIGURA 5: Distribuição de cargas do processo de avalanche [33].....	29
FIGURA 6: (a) Aparato experimental empregado por S. R. Hunter <i>et al.</i> e (b) sinal induzido no resistor R. V_- é a queda de potencial induzida pelo movimento dos elétrons e V_+ é a tensão induzida pelo movimento dos íons positivos no modo integral de operação [35].	30
FIGURA 7: Sinal obtido para o nitrogênio (quadrado vermelho). A linha verde contínua corresponde ao ajuste da função $V(t)$ [38].....	31
FIGURA 8: (a) Representação da corrente devida ao movimento dos elétrons (I_-) e dos íons positivos (I_+) em uma avalanche. (b) Corrente induzida em modo integral [14].	32
FIGURA 9: Esquema da propagação de uma avalanche juntamente com as deformações do campo elétrico causadas pelos portadores de carga [46].	37
FIGURA 10: Eficiência em função da tensão aplicada a uma RPC para diferentes taxas de irradiação [62].....	38
FIGURA 11: Contribuições relativas dos possíveis processos de emissão secundária de elétrons para o argônio em duas condições do catodo: (a) limpo e (b) com impurezas e oxidado [63].	40
FIGURA 12: (a) Valores de W no n-butano e isobutano e (b) diferença percentual nos valores de W do isobutano, em relação ao n-butano [67].	42
FIGURA 13: (a) Secções de choque de ionização para o n-butano e o isobutano e (b) diferença percentual das secções de choque, em relação ao n-butano [68]. ...	43

FIGURA 14: (a) Secções de choque total de espalhamento para o n-butano e o isobutano e (b) diferença percentual das secções de choque, em relação ao n-butano [69].	43
FIGURA 15: Simulações do coeficiente α no nitrogênio com o código Bolsig+ e com o Magboltz 2 versão 8.6.	45
FIGURA 16: Interior da câmara com indicação do sistema que permite o ajuste da distância (A, B, C) entre os eletrodos (C, D, E), isolamento elétrico (F) e janela de quartzo (G), pela qual incide o feixe de laser.	46
FIGURA 17: Micrômetro que possibilita mover o catodo e parafusos micrométricos que são conectados ao anodo.	47
FIGURA 18: Esquema do circuito elétrico de extração dos sinais da câmara para as medições dos parâmetros de transporte de elétrons.	49
FIGURA 19: Resultados da simulação Magboltz (linhas contínuas), dados da literatura (símbolos abertos – losango [85], círculo [86], quadrado [87]) e três conjuntos de dados obtidos com a configuração empregada neste trabalho [6].	51
FIGURA 20: Coeficientes α para o isobutano obtidos com o Magboltz 2.	56
FIGURA 21: Coeficientes α para o n-butano obtidos com o Magboltz 2.	56
FIGURA 22: Dados obtidos de α/N em função de E/N no iC_4H_{10} para diferentes taxas de repetição do laser.	59
FIGURA 23: Contribuição eletrônica e iônica para a carga total considerando a taxa de repetição do laser de 20 Hz.	60
FIGURA 24: Dados obtidos de α/N em função de E/N no iC_4H_{10} para diferentes intensidades do feixe de laser.	62
FIGURA 25: Coeficiente α/N em função do campo elétrico efetivo entre os eletrodos (E_{efe}/N), para diferentes taxas de repetição do laser.	66
FIGURA 26: Coeficiente α/N em função do E_{efe}/N para diferentes intensidades do laser.	67
FIGURA 27: (a) Detalhes da contaminação por isobutano em uma das flanges da câmara e (b) da fita dupla face condutora de cobre, responsável pelo contato elétrico entre o latão e o vidro.	69
FIGURA 28: Valores de corrente elétrica em função do campo elétrico reduzido, adquiridos com 15 Hz de taxa de repetição do laser para o isobutano na Parte 1 e Parte 2 deste trabalho.	70

FIGURA 29: Coeficiente α/N em função do campo elétrico reduzido (E_{efe}/N) para o isobutano na Parte 1 e Parte 2 deste trabalho.	72
FIGURA 30: Coeficiente α/N em função do campo elétrico reduzido (E_{efe}/N) para o isobutano considerando o efeito da difusão na Parte 2 do trabalho.	73
FIGURA 31: Coeficiente α/N em função do campo elétrico efetivo E_{efe}/N para o n-butano.	75
FIGURA 32: Corrente elétrica em função do E_{efe}/N para o n-butano e o isobutano.	76
FIGURA 33: Coeficiente α/N em função do E_{efe}/N para o n-butano e isobutano.	76
FIGURA 34: Diferença percentual dos valores de α/N do isobutano em relação ao n-butano em função do E_{efe}/N	78
FIGURA 35: Coeficiente α/N em função de E_{efe}/N no n-butano e isobutano obtidos neste trabalho e valores da literatura até 900 Td.	80
FIGURA 36: Coeficiente α/N em função de E/N no n-butano e isobutano de 500 até 900 Td.	81
FIGURA 37: Função ajustada aos resultados de S. C. Haydon e O. M. Williams [25] de variação espacial do coeficiente α	86
FIGURA 38: Função da variação espacial da corrente com parâmetros obtidos por meio de ajuste aos dados experimentais de S. C. Haydon e O. M. Williams [25].	88
FIGURA 39: Curvas de Gosseries considerando a dependência espacial do α (quadrados pretos) e considerando α constante com a distância (círculos vermelhos).	90
FIGURA 40: Variação da corrente elétrica em função do produto Nx considerando a dependência espacial de α	92
FIGURA 41: Curvas de Gosseries obtidas por meio da variação de N considerando a dependência espacial do α (quadrados pretos) e considerando α constante (círculos vermelhos).	93
FIGURA 42: Valores de corrente elétrica medidos ao longo de um dia com a correspondente variação da energia do feixe de laser, para $E/N = 81$ Td, no qual se opera a câmara em regime de ionização primária. As barras de incerteza correspondem às flutuações na energia do feixe de laser registradas para cada medição.	95

FIGURA 43: Contribuição eletrônica e iônica para a carga total considerando a taxa de repetição do laser de 20 Hz e o modelo apresentado por R. Santonico [97], largamente empregado para RPCs.	100
FIGURA 44: Velocidades de arrastamento de elétrons obtidas com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.	101
FIGURA 45: Coeficientes de difusão transversal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.	102
FIGURA 46: Coeficientes de difusão longitudinal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.	102
FIGURA 47: Velocidades de arrastamento de elétrons obtidas com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano. .	103
FIGURA 48: Coeficientes de difusão transversal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano.	104
FIGURA 49: Coeficientes de difusão longitudinal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano.	104

LISTA DE TABELAS

Página

TABELA 1: Expressões clássicas para corrente devida aos portadores de carga (com carga elementar e) em um processo de multiplicação gasosa [14].	33
TABELA 2: Carga induzida por elétrons e íons positivos no processo de multiplicação gasosa. Q_{+1} refere-se à carga induzida por íons positivos no intervalo de tempo de trânsito dos elétrons (T_e). Q_{+2} refere-se à carga induzida por íons positivos entre o tempo de trânsito dos elétrons (T_e) e o tempo de coleta total das cargas (T_e e T_+).	33
TABELA 3: Potenciais de ionização do n-butano e isobutano obtidos por diferentes autores.	41
TABELA 4: Trabalhos nos quais o primeiro coeficiente Townsend foi determinado para o isobutano com o referido ano de publicação e faixa de E/N analisada.	44
TABELA 5: Opções de conjunto de seções de choque e distribuição angular de espalhamento para o isobutano e n-butano no programa Magboltz 2.7.1.	53
TABELA 6: Opções de conjunto de seções de choque e distribuição angular de espalhamento para o isobutano e n-butano no programa Magboltz 2.8.6.	54
TABELA 7: Diferenças percentuais dos parâmetros α , v_e , D_T e D_L considerando os formalismos de espalhamentos disponíveis no Magboltz 2.8.6 para o isobutano.	54
TABELA 8: Diferenças percentuais dos parâmetros α , v_e , D_T e D_L considerando as versões 2.7.1 e 2.8.6 do programa Magboltz.	55
TABELA 9: Diferenças percentuais dos parâmetros α , v_e , D_T e D_L considerando os conjuntos de seções de choque do isobutano – Gás 11 (2009) e Gás 11(1999) – disponíveis nas versões 2.8.6 e 2.7.1.	55
TABELA 10: Dependência dos efeitos secundários com o campo elétrico, intensidade do laser e taxa de repetição do feixe de laser [7].	58
TABELA 11: Valores do coeficiente α obtidos com diferentes taxas de repetição do feixe de laser.	59
TABELA 12: Valores do coeficiente α obtidos com diferentes intensidades do feixe de laser.	61
TABELA 13: Campo elétrico reduzido sem correção para queda ôhmica no vidro (E/N) e com correção (E_{efe}/N), para 10, 15 e 20 Hz de taxa de repetição do laser.	

As incertezas nos valores do campo elétrico efetivo são decorrentes das estimativas de variação da resistividade do vidro.	64
TABELA 14: Campo elétrico reduzido sem correção para queda ôhmica no vidro (E/N) e com correção (E_{efe}/N), para 100, 87, 76 e 66% de intensidade do laser. As incertezas nos valores do campo elétrico efetivo são decorrentes das estimativas de variação da resistividade do vidro.....	64
TABELA 15: Dados de resistividade a 20 °C e variação de temperatura (ΔT) necessária para uma variação de uma ordem de grandeza na resistividade para alguns vidros comerciais empregados como eletrodos em RPCs [90]......	65
TABELA 16: Energias de dissociação térmica e por impacto eletrônico [18] e potencial de ionização do isobutano [65].	68
TABELA 17: Valores de coeficiente α/N obtidos na Parte 1 e Parte 2 do projeto para o isobutano.....	71
TABELA 18: Diferenças entre o presente trabalho e o de A. E. D Heylen [13] para o n-butano.....	74
TABELA 19: Valores do coeficiente α/N obtidos para o n-butano e para o isobutano com os respectivos valores de campo elétrico efetivo.	77
TABELA 20: Resultado das integrais da equação de Townsend considerando a dependência do primeiro coeficiente de ionização com a distância x. A função F corresponde a uma função hipergeométrica.	88
TABELA 21: Valores dos coeficientes de ionização determinados a partir do ajuste à curva de Gosseries, considerando o não equilíbrio de α , juntamente com os valores esperados [5] e os respectivos desvios percentuais.	90
TABELA 22: Valores dos coeficientes de ionização determinados a partir do ajuste à curva de Gosseries, considerando o não equilíbrio de α , juntamente com os valores esperados [25] e os respectivos desvios percentuais.....	93
TABELA 23: Fatores que contribuem para as incertezas dos valores de coeficiente α e tipo de avaliação segundo o guia ISO GUM [96].	94
TABELA 24: Valores de campo elétrico efetivo e produto entre coeficiente α e espaçamento entre eletrodos, obtidos neste trabalho. A partir desses dados, foram determinadas as componentes eletrônica e iônica para a carga total e razão entre carga rápida e a total, a partir do modelo apresentado por R. Santonico [97].	99

1 INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de detectores gasosos que operam com estabilidade em regime de elevado ganho em carga tem motivado o estudo e a utilização de misturas gasosas que contemplem tais características. Entre esses detectores estão as Câmaras de Placas Resistivas (RPCs), empregadas em experimentos de tempo de voo para identificação de partículas [1-2]. Nesses dispositivos ao menos um dos eletrodos é constituído por um material de elevada resistividade (10^9 - 10^{13} Ωcm) como resina fenol-formaldeído (baquelite), vidro ou laminado melamínico. O regime de operação desses detectores baseia-se na multiplicação de cargas em gases e para prevenir o surgimento de faíscas utilizam-se misturas gasosas com diferentes concentrações de gases inibidores de descargas. Para tal função, empregam-se gases poliatômicos como isobutano e n-butano.

Neste contexto, o conhecimento dos parâmetros de transporte de elétrons em gases é relevante para identificação dos fenômenos físicos envolvidos no processo de formação de avalanches em pequenos espaçamentos. Além disso, este conhecimento contribui com informações para modelos de descargas automantidas em plasmas, uma vez que permitem a validação de secções de choque de colisões de elétrons. Entre estes parâmetros, está o primeiro coeficiente Townsend de ionização (α), que representa o número de elétrons secundários criados por elétron primário ao longo de uma unidade de trajetória, na direção do campo elétrico.

Neste trabalho emprega-se uma nova versão da técnica de Townsend pulsada, recentemente implantada pelo grupo de desenvolvimento de detectores gasosos do CTR/IPEN [3-7], para obter o primeiro coeficiente Townsend de ionização no isobutano e n-butano. Esta técnica baseia-se na liberação de elétrons de um catodo metálico por meio da incidência de um feixe de laser pulsado. Os elétrons liberados são acelerados em direção a um anodo de vidro e este movimento induz uma corrente elétrica que é medida diretamente no catodo.

Assim, conhecido o espaçamento entre os eletrodos, o coeficiente α é determinado medindo-se a corrente elétrica em regime de ionização e de avalanche por meio da relação de Townsend. Apesar de esta equação ser derivada de experimentos em regime estacionário, para a qual o coeficiente α é definido de fato, neste projeto considera-se que ela é uma boa aproximação, desde que a constante de tempo RC do sistema de medida seja suficiente para este servir como um integrador, em comparação com as taxas de repetição empregadas. Em um trabalho anterior do grupo de desenvolvimento de detectores gasosos do CTR/IPEN, validou-se essa técnica utilizando-se o nitrogênio, cujas secções de choque e os parâmetros de transporte são bem estabelecidos na literatura [6].

O isobutano é largamente empregado como gás inibidor de descargas em misturas, contudo, não existem dados experimentais das secções de choque e dos parâmetros de transporte até 200 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ Vm}^2$) para esse gás (FIG. 1). Devido ao fato de n-butano e isobutano serem isômeros estruturais, ou seja, possuem mesma forma molecular, porém diferem em suas formas estruturais, é comum a utilização de dados do n-butano como referência para o isobutano. Por essa razão, foram efetuadas medidas com esses dois gases a fim de analisar a influência do isomerismo no primeiro Townsend coeficiente de ionização.

Esta tese divide-se em seis capítulos. No Capítulo 3 são discutidos os fundamentos teóricos do processo de ionização em gases, com ênfase no processo de multiplicação gasosa sob a ação de campo elétrico uniforme, para o qual se define o primeiro coeficiente Townsend de ionização. São abordadas, também, as técnicas experimentais para determinação do coeficiente de ionização e os processos secundários mais relevantes em descargas elétricas. Além disso, são sumarizados os principais resultados para o isobutano e para o n-butano, referente às secções de choque de colisão e ao primeiro coeficiente de ionização.

FIGURA 1: Valores de coeficiente de ionização α/N em função do campo elétrico reduzido E/N para o isobutano e n-butano disponíveis na literatura [8-13].

No Capítulo 4 são descritos os procedimentos experimentais e os resultados obtidos na primeira parte deste trabalho (Parte 1). Essa parte foi dedicada à investigação de efeitos de não equilíbrio, que em RPCs estão normalmente associados à utilização de elevadas taxas de repetição e intensidades. A teoria clássica de descargas em gases relaciona as componentes eletrônica e iônica da corrente com o coeficiente α [14]. Por essa razão, os resultados preliminares foram aplicados de forma a analisar o comportamento dessas componentes em função do campo elétrico reduzido. Por se utilizar um material de elevada resistividade como eletrodo, nessa parte contemplam-se estudos relativos à queda de potencial no vidro. Além disso, também, são analisadas as diferenças entre os parâmetros de transporte de elétrons fornecidos pelo programa Magboltz [15], que é largamente utilizado na área dos detectores gasosos.

No Capítulo 5 é apresentada a Parte 2 desta tese. As consequências da utilização de hidrocarbonetos e gases com estruturas complexas em detectores por longos períodos de tempo são largamente descritas na literatura [16-20]. Esses gases favorecem o envelhecimento dos eletrodos e a contaminação do interior de detectores em decorrência da dissociação molecular e consequente formação de polímeros. Durante o decorrer deste trabalho esses efeitos foram verificados e motivaram a realização de um processo de limpeza e alteração do isolamento da câmara empregada. Tais modificações e os resultados obtidos com isobutano e n-butano são mostrados na Parte 2 desta tese. Os resultados inéditos obtidos para o isobutano e o estudo da influência do isomerismo no primeiro coeficiente de ionização embasaram as análises e conclusões que são apresentadas no Capítulo 6.

2 OBJETIVOS

Determinar o primeiro coeficiente Townsend de ionização em gases inibidores de descargas por meio da Técnica de Townsend Pulsada em uma configuração semelhante à de uma câmara de placas resistivas e estudar a influência de efeitos de não equilíbrio eletrônico associados à taxa de repetição e à intensidade de elétrons primários. Os resultados inéditos deste trabalho fornecerão subsídios para uma análise comparativa entre os coeficientes de ionização de dois isômeros estruturais do butano: isobutano e n-butano.

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Primeiro coeficiente Townsend de ionização

O primeiro coeficiente Townsend de ionização (α) é um parâmetro de transporte empregado para descrever o crescimento de cargas em regime de multiplicação gasosa (ou avalanche) e que representa o número de elétrons secundários produzidos por elétron primário percorrendo uma unidade de trajetória, na direção do campo elétrico. A equação de Townsend de crescimento da corrente elétrica (I) em regime de avalanche, com considerações sobre a dependência espacial do primeiro coeficiente de ionização $\alpha(x)$, é dada por [21,22]:

$$I = \frac{I_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)}{1 - \int_0^d \omega(x) \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx} \quad (1)$$

onde I_0 é a corrente de ionização primária, d corresponde ao espaçamento entre os eletrodos e $\omega(x)$ é definido como número de elétrons produzidos por processos secundários, por elétron e por unidade de trajetória, na direção do campo elétrico. O parâmetro $\omega(x)$ relaciona-se com o segundo coeficiente Townsend de ionização (γ) uma vez que $\omega/\alpha = \gamma$. O coeficiente γ representa o número de elétrons produzidos devido a processos secundários – usualmente, interação de fótons da avalanche primária - por elétron da avalanche e será descrito com mais detalhe na seção 3.4.5.

Como o coeficiente $\omega(x)$ não pode ser interpretado facilmente em termos de parâmetros físicos, usualmente emprega-se a sua média ao longo do espaçamento entre os eletrodos ($\bar{\omega}(d)$). Assim, a EQ. (1) fica:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)}{1 - \bar{\omega}(d) \int_0^d \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx} \quad (2)$$

Considerando uma configuração de campo elétrico uniforme, atinge-se uma condição de equilíbrio, na qual o coeficiente α é constante ($\alpha(x) = \alpha$). Desta forma, a EQ. (2) reduz-se a:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (3)$$

Desprezando possíveis efeitos secundários de geração de cargas, a EQ. (3) fica:

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (4)$$

O livre caminho médio (λ) dos elétrons em um gás depende da temperatura (T) e da pressão (P) segundo a relação abaixo:

$$\lambda \propto \frac{T}{P} \quad (5)$$

Considerando a distribuição estatística de livres caminhos médios, a probabilidade de ocorrer um livre caminho médio maior que λ por unidade de trajetória na direção do campo elétrico, ou seja, o número total de eventos ionizantes por unidade de trajetória (α) é dado por:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{L}{\lambda}} \quad (6)$$

onde L é a distância mínima que um elétron deve percorrer para adquirir energia suficiente para ionizar o gás e equivale a razão entre o potencial de ionização (V_i) e a intensidade do campo elétrico (E).

Com $\lambda = \lambda_1 p_1 / P$, sendo $\lambda_1 p_1$ constante, e fazendo $A = 1 / \lambda_1 p_1$ e $B = V_i / \lambda_1 p_1$, a EQ. (6) pode ser reescrita como:

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-B \frac{P}{E}} \quad (7)$$

A lei geral dos gases relaciona a pressão e a densidade de moléculas do gás (N) por meio da relação:

$$N = N_0 \cdot \frac{P}{760} \cdot \frac{273,15}{T} \quad (8)$$

onde N_0 é o número de Loschmidt ($2,687 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$), P é a pressão (em Torr) e T é a temperatura (em kelvin). Dessa forma, a EQ. (7) pode ser reescrita como:

$$\frac{\alpha}{N} = A e^{-B \frac{N}{E}} \quad (9)$$

A expressão anterior é conhecida na literatura como parametrização semi-empírica de Korff [23]. A razão E/N é chamada de campo elétrico reduzido e sua unidade é o townsend (Td), onde $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V.m}^2$. As constantes A e B relacionam-se com o gás e a razão entre elas corresponde, teoricamente, ao potencial de ionização V_i :

$$\frac{B}{A} = V_i \quad (10)$$

Contudo, em condições experimentais, a razão entre B e A fornece um valor maior do que o de ionização do gás, já que somente uma fração das colisões resulta em ionização e parte da energia é perdida em colisões inelásticas de excitação [24]. Por essa razão, denomina-se de potencial de ionização efetivo (V_{ef}) a razão entre valores experimentais de B e A.

3.2 Técnicas experimentais

Essencialmente, as medidas do coeficiente α baseiam-se em três métodos experimentais: método de Townsend estacionário (SST), método da distribuição estatística da avalanche e método de Townsend pulsado (PT).

3.2.1 Método de Townsend estacionário (*Steady State Townsend - SST*)

O método de Townsend estacionário caracteriza-se por uma produção contínua de elétrons primários e possui três principais variações.

3.2.1.1 Crescimento espacial da corrente

Os primeiros experimentos de Townsend realizados no início do século 20 baseiam-se nessa técnica, na qual se analisa a variação da corrente em função do espaçamento entre os eletrodos. Com essa técnica é possível estudar regiões de não equilíbrio entre os eletrodos [25] e determinar os coeficientes de ionização (α e γ) a partir da equação de Townsend (Eq. (1)):

$$I = \frac{I_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)}{1 - \int_0^d \omega(x) \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx}$$

Em condições experimentais onde o segundo coeficiente de ionização ($\gamma = \omega/\alpha$) é desprezível e para regiões de equilíbrio, onde α independe da distância entre os eletrodos, a análise gráfica do logaritmo de (I/I_0) em função do espaçamento entre os eletrodos permite determinar o coeficiente α uma vez que a EQ.(1) se reduz a:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \alpha \cdot d \quad (11)$$

Na FIG.2 é apresentado um gráfico obtido por S. C. Haydon e O. M. Williams [25] para o nitrogênio, no qual se verifica o comportamento linear da curva de $\ln(I/I_0)$ a partir de uma distância de equilíbrio d_0 (escala da esquerda).

Nessa condição, o coeficiente angular da reta fornece o coeficiente α . Na FIG. 2 também é representado o comportamento do coeficiente α em função do espaçamento (escala da direita).

FIGURA 2: Comportamento espacial da corrente (linha contínua) e comportamento espacial do coeficiente α (linha tracejada) [25].

Devido a limitações dessa análise, e com os dados de corrente em função do espaçamento, é comum que a determinação do coeficiente α seja realizada por meio das curvas de Gosseries [26], que permitem que os efeitos de ionização primária e secundária sejam analisados separadamente.

As curvas de Gosseries baseiam-se na análise gráfica do inverso da corrente medida a um espaçamento d entre os eletrodos (Y_d) em função do inverso da corrente medida a $d+\Delta d$ ($Y_{d+\Delta d}$). Se os coeficientes α e ω forem espacialmente independentes para a região de interesse, essas correntes seguem a relação:

$$Y_d = \exp(\alpha \Delta d) Y_{d+\Delta d} + \frac{\omega}{\alpha \cdot I_0} [\exp(\alpha \Delta d) - 1] \quad (12)$$

Assim, com o coeficiente angular da curva de Y_d em função de $Y_{d+\Delta d}$ tem-se o valor de α e, sabendo-se a corrente de ionização primária (I_0), tem-se o valor de γ (equivalente à ω/α) com o coeficiente linear da curva. Na FIG. 3 são apresentadas as curvas de Gosseries para dois intervalos de espaçamento (Δd) no nitrogênio.

FIGURA 3: Curvas de Gosseries do crescimento espacial da corrente no N₂ [25].

3.2.1.2 Corrente em função da densidade do gás

Além da técnica de variação da distância, os estudos do crescimento da corrente em SST podem ser realizados em termos da variação do número de moléculas do gás N (ou da variação da pressão) [27]. Para isso, a Eq. (2) tem que ser reescrita como:

$$\frac{I(d)}{I_0} = \frac{\exp\left(\int_0^{Nd} \frac{\alpha(x)}{N} dNx\right)}{1 - \frac{\omega(d)}{N} \int_0^{Nd} \exp\left(\int_0^{Nx} \frac{\alpha(x)}{N} dNx\right) dNx} \quad (13)$$

Para este caso, mantendo o espaçamento entre os eletrodos fixo (d), as curvas de Gosseries seguem a relação:

$$Y_N = \exp\left(\frac{\alpha}{N} \times d\Delta N\right) Y_{N+\Delta N} + \frac{\omega}{\alpha I_0} \left[\exp\left(\frac{\alpha}{N} \times d\Delta N\right) - 1 \right] \quad (14)$$

No APÊNDICE A é mostrado um estudo sobre a determinação do coeficiente α , com considerações sobre a dependência espacial desse parâmetro, por meio das curvas de Gosseries obtidas variando-se o espaçamento entre os eletrodos e variando-se a densidade do gás.

3.2.1.3 Distribuição espacial de fótons

O método de análise da distribuição espacial de fótons permite determinar o coeficiente α por meio de medidas do fluxo luminoso ao longo da distância entre os eletrodos sem interferência de emissão secundária. Além disso, essa técnica possibilita discriminar regiões de não equilíbrio, nas quais o coeficiente α é dependente da distância, como discutido na seção 3.2.1.1 [28-30].

Medidas por meios ópticos fundamentam-se no fato que, partindo do catodo, a densidade de elétrons (n^-) aumenta com a distância x segundo a equação:

$$n^- = n_0^- e^{\alpha x} \quad (15)$$

sendo que x representa a distância na direção perpendicular aos eletrodos e n_0^- é a densidade de elétrons iniciais a partir da distância de equilíbrio d_0 . Em determinadas condições, a quantidade de fótons emitidos de um elemento de volume na posição x é proporcional à densidade de elétrons nessa posição. Dessa forma, obtendo-se a distribuição espacial de luz em uma descarga é possível determinar o coeficiente α . Um esquema de aparato experimental que emprega essa técnica é apresentado na FIG. 4.

No entanto, essa proporcionalidade entre os fótons emitidos e a densidade de elétrons é válida somente se: a meia vida dos estados excitados for curta em comparação com o tempo de difusão desses átomos, se a absorção de

fótons no elemento de volume considerado e efeitos em cascata por níveis ressonantes de energias elevadas forem desprezíveis. A análise desses efeitos deve ser realizada para cada gás em estudo.

FIGURA 4: Esquema do aparato experimental que emprega a técnica de medidas ópticas para determinar o coeficiente α [31].

3.2.2 Distribuição estatística da avalanche

O método de análise da distribuição estatística da avalanche baseia-se na análise da distribuição de cargas do processo de multiplicação gasosa uma vez que a probabilidade $q(n,d)\delta n$ de que um elétron liberado do catodo resulte em n e $n + \delta n$ elétrons é dada pela relação de Furry [14,32]:

$$q(n,d) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-\left(\frac{n}{\bar{n}}\right)} \quad (16)$$

onde $\bar{n}$ é o número médio de elétrons e é dado por:

$$\bar{n} = e^{\alpha d} \quad (17)$$

Adquirindo-se uma quantidade suficientemente grande de cargas com um analisador de altura de pulsos é possível determinar experimentalmente a

função distribuição $q(n,d)$. Na FIG. 5 é mostrado o comportamento de $q(n,d)$ em função do número de elétrons (n). A partir dessa distribuição, o coeficiente α pode ser obtido das seguintes maneiras:

- a) Com o coeficiente angular ($e^{-\alpha d}$) do gráfico ($\ln q, n$);
- b) Extrapolando para $n = 0$, onde $q(0,d) = e^{-\alpha d}$, e
- c) A partir do valor médio da distribuição, $e^{\alpha d}$.

FIGURA 5: Distribuição de cargas do processo de avalanche [33].

3.2.3 Método de Townsend pulsado (*Pulsed Townsend technique - PT*)

No método de Townsend pulsado emprega-se uma fonte pulsada para gerar os elétrons primários e a análise temporal do sinal gerado pelo movimento dos portadores de carga no gás permite a determinação dos parâmetros de transporte do gás. Além disso, essa técnica pode ser classificada segundo o modo de operação (integral ou diferencial).

3.2.3.1 Modo integral

No modo integral de operação a constante de tempo (RC) do sistema é escolhida de forma que seu valor seja maior do que o tempo de trânsito dos íons

positivos T_+ (10^{-4} a 10^{-2} s) [34,35]. O esquema do aparato experimental de S. R. Hunter *et al.* [35] é apresentado na FIG. 6 (a). Para elevados valores de densidade das moléculas do gás (N), ou seja, baixos valores de E/N , os sinais induzidos no resistor R apresentam uma descontinuidade para o instante de tempo equivalente ao tempo de trânsito dos elétrons (T_-), como mostrado na FIG. 6 (b). Nessas condições, desprezando efeitos de difusão longitudinal e de captura eletrônica, a razão (r) entre a componente eletrônica (V_-) e componente total ($V_+ + V_-$) do sinal induzido corresponde a:

$$r = \frac{1}{\alpha d} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (18)$$

FIGURA 6: (a) Aparato experimental empregado por S. R. Hunter *et al.* e (b) sinal induzido no resistor R. V_- é a queda de potencial induzida pelo movimento dos elétrons e V_+ é a tensão induzida pelo movimento dos íons positivos no modo integral de operação [35].

3.2.3.2 Modo diferencial

No modo diferencial de operação a constante de tempo do sistema está no intervalo entre o tempo de trânsito dos elétrons e o dos íons positivos. Com o sinal induzido pelo movimento dos elétrons, ajusta-se uma função modelo, que depende da configuração experimental empregada. Esse método é largamente empregado para determinar os parâmetros de transporte de elétrons

em gases, pois dependendo da função modelo utilizada, além do coeficiente α , é possível obter a velocidade de arrastamento, o coeficiente de difusão longitudinal, a taxa de ionização e o coeficiente de captura de elétrons [36,37].

Recentemente, uma função de ajuste $V(t)$ aos sinais induzidos pelos elétrons foi proposta pelo grupo de desenvolvimento de detectores gasosos do CTR/IPEN [38]. Essa função é definida como:

$$V(t) = C \exp(R_i t) \left[\operatorname{erf} \left(\frac{t}{\sigma\sqrt{2}} + \frac{\sigma R_i}{\sqrt{2}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{t - w}{\sigma\sqrt{2}} + \frac{\sigma R_i}{\sqrt{2}} \right) \right] \quad (19)$$

onde C é um parâmetro de normalização, R_i é a taxa de ionização, σ é a largura do sinal e w é o tempo de trânsito dos elétrons. A partir dos valores do ajuste, e sabendo o espaçamento entre os eletrodos (d), o coeficiente α é determinado por meio da relação:

$$\alpha = R_i \frac{w}{d} \quad (20)$$

Na FIG. 7 é mostrado um sinal obtido para o nitrogênio, empregando o modo diferencial de operação, juntamente com o ajuste da função $V(t)$.

FIGURA 7: Sinal obtido para o nitrogênio (quadrado vermelho). A linha verde contínua corresponde ao ajuste da função $V(t)$ [38].

3.3 Cargas induzidas no processo de avalanche

O sinal em um detector é gerado pelo movimento das cargas no espaçamento entre os eletrodos (d). No modo integral de medida, descrito anteriormente, a corrente elétrica devida ao movimento dos elétrons (I_e) aumenta durante o tempo de trânsito T_e e a contribuição de íons positivos (I_+) para a corrente total é pequena. Para intervalos de tempo superiores ao tempo de trânsito dos elétrons, somente a corrente devida ao movimento dos íons positivos com velocidade v_+ contribui para o sinal (FIG. 8), uma vez que todos os elétrons já foram coletados.

FIGURA 8: (a) Representação da corrente devida ao movimento dos elétrons (I_e) e dos íons positivos (I_+) em uma avalanche. (b) Corrente induzida em modo integral [14].

Na TAB. 1 são apresentadas as expressões clássicas para a componente iônica e eletrônica da corrente elétrica desde um tempo inicial ($t = 0$) até o tempo de coleta total das cargas ($T_e + T_+$). Vale destacar, que nessas expressões considera-se somente o processo de multiplicação de cargas iniciado por n_0 elétrons. Efeitos como difusão, emissão secundária no catodo e captura eletrônica não são considerados nas expressões.

TABELA 1: Expressões clássicas para corrente devida aos portadores de carga (com carga elementar e) em um processo de multiplicação gasosa [14].

Corrente	Intervalo de tempo
$I_{-}(t) = \frac{en_0}{T_{-}} \exp(\alpha v_{-} t)$	$0 \leq t \leq T_{-}$
$I_{-}(t) = 0$	$t > T_{-}$
$I_{+}(t) = \frac{en_0}{T_{+}} [\exp(\alpha v_{-} t) - \exp(\alpha v_{+} t)]$	$0 \leq t \leq T_{-}$
$I_{+}(t) = \frac{en_0}{T_{+}} [\exp(\alpha d) - \exp(\alpha v_{+} t)]$	$T_{-} \leq t \leq T_{+} + T_{-}$

Como a corrente elétrica relaciona-se com a carga, com base nas expressões anteriores determinou-se a carga induzida por elétrons e íons positivos para cada intervalo de tempo (TAB. 2). Neste projeto mede-se a corrente elétrica devida a coleta total das cargas na câmara. Por essa razão, na TAB. 2 também é apresentada a expressão para carga total (Q_{Total}).

TABELA 2: Carga induzida por elétrons e íons positivos no processo de multiplicação gasosa. Q_{+1} refere-se à carga induzida por íons positivos no intervalo de tempo de trânsito dos elétrons (T_{-}). Q_{+2} refere-se à carga induzida por íons positivos entre o tempo de trânsito dos elétrons (T_{-}) e o tempo de coleta total das cargas (T_{-} e T_{+}).

Carga	Intervalo de tempo
$Q_{-} = \frac{en_0}{\alpha d} [\exp(\alpha d) - 1]$	$0 \leq t \leq T_{-}$
$Q_{+1} = \frac{en_0}{\alpha d} \left\{ \frac{T_{-}}{T_{+}} [\exp(\alpha d) - 1] - \exp(\alpha d T_{-} / T_{+}) + 1 \right\}$	$0 \leq t \leq T_{-}$
$Q_{+2} = \frac{en_0}{\alpha d} [\alpha d \exp(\alpha d) - \exp(\alpha d) + \exp(\alpha d T_{-} / T_{+})]$	$T_{-} \leq t \leq T_{+} + T_{-}$
$Q_{+} = Q_{+1} + Q_{+2} = \frac{en_0}{\alpha d} [(\alpha d - 1) \exp(\alpha d) + 1]$	$0 \leq t \leq T_{+} + T_{-}$
$Q_{\text{Total}} = Q_{+} + Q_{-} = en_0 \exp(\alpha d)$	$0 \leq t \leq T_{+} + T_{-}$

Com as expressões da TAB. 2 é possível determinar a contribuição iônica e eletrônica para a carga total coletada na câmara:

$$\frac{Q_-}{Q_{\text{Total}}} = \frac{[\exp(\alpha d) - 1]}{\alpha d \exp(\alpha d)} \quad (21)$$

$$\frac{Q_+}{Q_{\text{Total}}} = \frac{[(\alpha d - 1) \exp(\alpha d) + 1]}{\alpha d \exp(\alpha d)} \quad (22)$$

3.4 Processos secundários em descargas gasosas

Durante o processo de descarga elétrica em um meio gasoso, elétrons primários movimentam-se em direção ao anodo devido ao campo elétrico e nesse percurso podem ionizar as moléculas do gás. O movimento das cargas (íons e elétrons) induz uma corrente elétrica que pode ser medida nos eletrodos. Contudo, durante a propagação da descarga podem existir processos secundários que ocasionam a diminuição do campo elétrico e a perda dos portadores de cargas. Alguns desses processos são descritos a seguir.

3.4.1 Recombinação

A recombinação é um dos fatores que causam perda de cargas e ocorre devido à atração coulombiana entre íons positivos e elétrons (ou íons negativos) de modo que o par de íons inicialmente formado não contribui para o sinal elétrico gerado. Essa perda pode ser causada por alta densidade local de pares de íons, baixa intensidade de campo elétrico coletor ou trajetória longa e tortuosa das cargas através do campo elétrico.

O número de recombinações por unidade de volume e unidade de tempo é dado pela expressão:

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = -\beta n_+ n_- \quad (23)$$

onde n_+ e n_- são as densidades de íons positivos e negativos (ou elétrons), respectivamente, e β é a chamada constante de recombinação. Esta relação

considera que a ionização produzida ao longo da trajetória da partícula ionizante esteja distribuída uniformemente.

A recombinação devida à atração coulombiana, que ocorre entre íons de antes da difusão das cargas ao longo da coluna formada pela passagem da partícula, é conhecida como recombinação *colunar* (ou *inicial*). Esse tipo de recombinação independe da taxa de irradiação do gás, a menos que a densidade de carga espacial seja elevada. Já a recombinação devida ao encontro de íons e elétrons de diferentes eventos ionizantes é conhecida como recombinação *volumétrica* e depende da taxa de irradiação. Os dois tipos de recombinação podem ser minimizados com o aumento do campo elétrico aplicado [21,39].

3.4.2 Difusão

Após um evento ionizante, os portadores de carga irão se difundir do ponto em que foram criados. Na ausência de campo elétrico externo, os portadores de carga perdem energia por múltiplas colisões com as moléculas do meio até atingirem equilíbrio térmico com o gás, o que é descrito pela função distribuição de energia de Maxwell. A partir da teoria cinética dos gases tem-se que a distribuição linear de cargas, após um tempo t de difusão, pode ser descrita por uma função gaussiana:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)} \quad (24)$$

onde n_0 é o número total de cargas, x é a distância do ponto de criação do par de íons e D é o coeficiente de difusão. Assim, a dispersão em x (σ_x) pode ser calculada a partir de:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2Dx}{v}} \quad (25)$$

sendo que v corresponde à velocidade de deriva dos portadores de carga.

Sob a ação de um campo elétrico externo, os portadores de carga continuam a difundir no gás, contudo, a esse movimento acrescenta-se o

movimento ao longo das linhas de campo elétrico. Nesta condição, o coeficiente de difusão é composto por duas componentes: uma ao longo das linhas de campo (D_L) e outra transversal (D_T). Devido à massa dos elétrons ser bem menor que a de íons positivos, a função distribuição de energia ($f(\epsilon)$) para elétrons depende do campo elétrico aplicado e, conseqüentemente, o coeficiente de difusão também exibe tal dependência.

A partir da teoria do movimento de elétrons em gases [40-42], tem-se que o coeficiente de difusão transversal é dado por:

$$D_T = \frac{1}{3N} \sqrt{\frac{2}{m}} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon}{\sigma(\epsilon)} f(\epsilon) d\epsilon \quad (26)$$

onde N é a densidade de moléculas do gás, m é a massa do elétron e $\sigma(\epsilon)$ é a secção de choque de colisão.

3.4.3 Carga espacial

Para detectores gasosos que operam em regime de multiplicação de cargas os efeitos de cargas espaciais manifestam-se em decorrência da alta densidade de portadores de cargas no volume sensível no detector, o que acarreta em uma diminuição do campo elétrico efetivo entre os eletrodos. Esses efeitos podem estar associados à:

- (a) Íons positivos: durante o processo de multiplicação gasosa os elétrons e íons positivos criados movimentam-se em direção aos respectivos eletrodos coletores. Porém, devido à mobilidade dos elétrons ser aproximadamente 1000 vezes maior do que a dos íons, os elétrons são coletados mais rapidamente. Assim, durante o tempo de trânsito dos íons em direção ao catodo, essa concentração de cargas positivas pode diminuir significativamente o campo elétrico.
- (b) Avalanche: neste caso as distorções no campo elétrico são causadas pelas cargas da própria avalanche como representado na FIG.9. Esses efeitos manifestam-se em dispositivos com pequenos espaçamentos entre os eletrodos, em especial, nos detectores gasosos desenvolvidos recentemente como: Contadores Gasosos de *Micro-Strip* (MSGCs), *Gas Electron Multipliers*

(GEMs) e Câmaras de Placas Resistivas (RPCs). Para esse último dispositivo, vale ressaltar que na literatura são propostos alguns modelos para descrever os efeitos de cargas espaciais [14, 43-45].

FIGURA 9: Esquema da propagação de uma avalanche juntamente com as deformações do campo elétrico causadas pelos portadores de carga [46].

3.4.4 Queda ôhmica em câmaras de placas resistivas

Desenvolvidas na década de 80 por R. Santonico e R. Cardarelli [47,48], em continuação aos estudos de Yu. N. Pestov [49,50], as Câmaras de Placas Resistivas (RPCs) possuem eletrodos paralelos com espaçamento da ordem de poucos milímetros, onde ao menos um dos eletrodos é constituído por um material de elevada resistividade ($10^9 - 10^{13} \Omega\text{cm}$) como resina fenol-formaldeído (baquelite), vidro ou laminado melamínico.

A princípio, as RPCs eram constituídas por um conjunto de eletrodos e operavam em regime de *streamer*, no qual os sinais gerados possuem elevada amplitude. Porém, como esse modo de operação ocorre para uma região limitada de tensão aplicada, logo surgiram RPCs com múltiplas camadas de eletrodos operando em regime de avalanche, o que melhorava a eficiência de detecção e capacidade de contagem desses detectores [51-53].

A grande vantagem de dispositivos com eletrodos resistivos reside no fato de que, quando o gás é ionizado, ocorre uma queda de potencial localizada na região da descarga devido à elevada resistividade dos eletrodos. Esse fato previne que a descarga se propague por todo o gás e mantém o restante de área sensível do dispositivo preservado.

Inicialmente desenvolvidas para substituir os cintiladores plásticos como detectores de radiação, as favoráveis características temporais das RPCs (resoluções temporais da ordem de 50 ps) permitiram a aplicação desses dispositivos em experimentos de tempo de voo [1-2] e, mais recentemente, na possibilidade de utilização em exames de tomografia por emissão de pósitrons (PET) [54-55].

No entanto, estudos na literatura indicam que as características resistivas dos eletrodos e a existência da queda de potencial (ΔV) localizada na região da avalanche são fatores que limitam a eficiência de resposta desses detectores quando se opera em regime de elevado ganho em carga e elevadas taxas de contagem [56-61], como mostrado na FIG. 10. Essa queda de potencial local implica em uma tensão efetiva (V_{efe}) menor do que a aplicada ($V_{aplicada}$) entre os eletrodos, dessa forma:

$$V_{efe} = V_{aplicada} - \Delta V = V_{aplicada} - RI \quad (27)$$

onde R é a resistência elétrica do material e I a corrente medida. Por essa razão, essa queda de potencial é influenciada por fatores associados ao material do eletrodo resistivo e à ionização do gás tais como:

- (a) Material do eletrodo $\rightarrow$ resistividade e espessura.
- (b) Ionização do gás $\rightarrow$ tipo de gás, área afetada pela multiplicação gasosa, taxa e intensidade da irradiação que causa a ionização primária.

FIGURA 10: Eficiência em função da tensão aplicada a uma RPC para diferentes taxas de irradiação [62].

3.4.5 Emissão secundária

Durante o processo de avalanche os elétrons sofrem colisões do tipo inelásticas, que resultam na ionização das moléculas do gás. Contudo, outras colisões inelásticas podem ocorrer como: excitações de moléculas, que se desexcitam emitindo fótons, ou ainda, excitações de moléculas para estados metaestáveis. Caso isso ocorra, íons positivos, fótons e átomos metaestáveis podem produzir cargas no gás, ou no catodo, e dar início a novas avalanches.

Esses processos secundários de geração de cargas são responsáveis por um aumento da corrente elétrica. Se os elétrons primários forem liberados do catodo, o comportamento desse aumento da corrente é descrito pela EQ. (3):

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Nestas condições, o coeficiente γ (segundo coeficiente Townsend de ionização) é introduzido para representar o número de elétrons produzidos devido a processos secundários por elétron da avalanche. Conhecido por ser um parâmetro difícil de reproduzir, o coeficiente γ depende do gás e de variáveis relacionadas com o catodo como:

- ✓ Material de fabricação;
- ✓ Uniformidade da superfície;
- ✓ Possíveis camadas de oxidação e
- ✓ Ocorrência prévia de faíscas.

Na FIG. 11 são mostradas as contribuições relativas dos possíveis processos de emissão secundária de elétrons (por colisão de átomos, íons positivos, átomos metaestáveis, fótons UV e fótons de ressonância) para o argônio em duas condições do catodo: (a) limpo e (b) com impurezas e oxidado.

Além disso, com o valor do coeficiente γ e dos coeficientes A e B da parametrização semi-empírica de Korff é possível calcular a tensão de ruptura do gás (V_s), uma vez que:

$$V_s = \frac{BNd}{\ln\left(\frac{ANd}{\ln(1 + 1/\gamma)}\right)} \quad (28)$$

FIGURA 11: Contribuições relativas dos possíveis processos de emissão secundária de elétrons para o argônio em duas condições do catodo: (a) limpo e (b) com impurezas e oxidado [63].

3.5 Gases inibidores de descargas

A introdução de pequenas porcentagens (usualmente 10%) de gases inibidores de descargas em misturas gasosas tem como objetivo aumentar a estabilidade de operação de detectores em regime de multiplicação. Para tal função, empregam-se gases poliatômicos com estrutura complexa como CO_2 , BF_3 , fréons e hidrocarbonetos, uma vez que esses favorecem a absorção de fótons UV por níveis rotacionais e vibracionais.

Entre esses gases destaca-se o isobutano (iC_4H_{10}), que é largamente empregado como inibidor de descargas, mas cujos valores de seções de choque e parâmetros de transporte são pouco conhecidos. No entanto, o isobutano é um isômero estrutural do n-butano (nC_4H_{10}), ou seja, os dois gases possuem mesma fórmula molecular, porém diferem em suas formas estruturais. Por essa razão, é comum a utilização de dados do n-butano como referência para o isobutano.

Por se tratarem dos gases de interesse para este trabalho, a seguir é apresentada uma breve descrição dos dados de seções de choque e dos parâmetros relevantes para ionização publicados na literatura para o n-butano e o isobutano.

3.5.1 N-Butano

Para este gás existem valores experimentais bem estabelecidos na literatura para as secções de choque total de espalhamento, de ionização, de captura eletrônica e de transferência de momento. Uma compilação dos principais resultados é apresentada em G. G. Raju [64].

Para o primeiro coeficiente Townsend de ionização, os dados de A. E. D. Heylen [13] são largamente empregados como referência. Nesse trabalho o coeficiente α foi determinado para uma região de campo elétrico reduzido de 125 até 5500 Td por meio da técnica experimental de variação do espaçamento entre os eletrodos (curvas de Gosseries).

3.5.2 Isobutano

O isobutano é um gás para o qual existem poucas informações referentes aos processos colisionais e aos parâmetros de transporte de elétrons. Dentre os trabalhos existentes na literatura, vale destacar os que analisaram comparativamente isobutano e n-butano [65-69].

G. D. Flesch e H. J. Svec [65] e K. Watanabe *et al.* [66] determinaram os potenciais de ionização desses dois gases por meio de técnicas experimentais distintas. Os resultados desses trabalhos são apresentados na TAB.3 e verifica-se que em ambos o potencial de ionização do isobutano é menor do que o n-butano.

TABELA 3: Potenciais de ionização do n-butano e isobutano obtidos por diferentes autores.

Autor	Potencial de ionização (eV)	
	N-butano	Isobutano
G. D. Flesch e H. J. Svec [65]	10,87 (5)	10,74 (5)
K. Watanabe <i>et al.</i> [66]	10,63 (5)	10,57 ¹

Já a energia média para produzir um par de íons (W), que é a razão entre a energia das partículas incidentes e o número médio de pares de íons produzidos, foi medida por D. Combercher [67]. Na FIG.12 (a) é mostrado o comportamento de W em função da energia de elétrons incidentes na faixa de 12

¹ O autor não conseguiu avaliar a incerteza desta medição.

até 200 eV. Segundo o autor, as incertezas dos resultados são menores do que 2%. Como D. Combercher [67] fornece os dados em forma de tabela, e as diferenças entre esses isômeros é de interesse para este trabalho, na FIG.12 (b) é mostrada a diferença percentual nos valores de W do isobutano, em relação ao n -butano, em função da energia dos elétrons incidentes. Para energias entre 13 e 80 eV o valor de W do isobutano é maior do que o do n -butano.

FIGURA 12: (a) Valores de W no n -butano e isobutano e (b) diferença percentual nos valores de W do isobutano, em relação ao n -butano [67].

Com relação às secções de choque, B. L. Schram *et al.* [68] determinaram a secção de choque de ionização (σ_i) para uma região de 0,6 a 12,0 keV de energia, FIG.13 (a). Segundo os autores, a incerteza total dos valores é de 9%. A diferença percentual entre os conjuntos de secções de choque de ionização do isobutano, em relação ao n -butano, é mostrada na FIG. 13 (b). Verifica-se que essa diferença está dentro da barra de incerteza apresentada pelos autores.

FIGURA 13: (a) Secções de choque de ionização para o n-butano e o isobutano e (b) diferença percentual das secções de choque, em relação ao n-butano [68].

K. Floeder *et al.* [69] determinaram a secção de choque total de espalhamento de elétrons para energias de 5 a 400 eV, FIG.14 (a). A diferença percentual do isobutano, em relação ao n-butano, é mostrada na FIG. 14 (b). Para energias entre 5 e 175 eV, a secção de choque total do isobutano é menor do que a o n-butano e, a partir de 175 eV a secção de choque do isobutano é sistematicamente maior. No entanto, vale ressaltar que K. Floeder *et al.* [69] não apresentam as incertezas das medições.

FIGURA 14: (a) Secções de choque total de espalhamento para o n-butano e o isobutano e (b) diferença percentual das secções de choque, em relação ao n-butano [69].

Os trabalhos publicados até o momento sobre o primeiro coeficiente de ionização do isobutano [8-12] referem-se apenas a valores obtidos para regiões de elevado campo elétrico reduzido ($E/N > 500$ Td) como mostrado na TAB.4. Um resumo sobre as técnicas empregadas nesses trabalhos e uma comparação entre os conjuntos de dados serão apresentados na seção 5.2.2.

TABELA 4: Trabalhos nos quais o primeiro coeficiente Townsend foi determinado para o isobutano com o referido ano de publicação e faixa de E/N analisada.

Autor	Ano	Faixa de E/N (Td)
K. Tsumaki [8]	1988	566 - 1261
C. Lu <i>et al.</i> [9]	1993	566 - 1173
I. K. Bronic e B. Grosswendt [10]	1998	715 - 910
M. Nakhostin <i>et al.</i> [11]	2007	546 - 1296
M. Nakhostin e P. M. Walker [12]	2010	742 - 867

3.6 Códigos computacionais

Os parâmetros de transporte de elétrons em gases podem ser obtidos por meio de códigos computacionais a partir dos conjuntos de seções de choque de colisão. Entre os códigos disponíveis gratuitamente estão o Bolsig+ [70], que soluciona a equação de Boltzmann para gases fracamente ionizados em regiões de campos elétricos uniformes e o Magboltz 2 [15], que utiliza o método de integração por Monte Carlo.

Desenvolvido por G. J. M. Hagelaar e L. C. Pitchford [71], o código Bolsig+ soluciona a equação de transporte de Boltzmann por meio da aproximação em dois termos da função distribuição de elétrons, empregando a expansão em polinômios de Legendre. Contudo, essa aproximação falha para elevados valores de E/N , uma vez que a fração de colisões inelásticas é elevada e a função distribuição de elétrons se torna anisotrópica [72].

O código Magboltz 2 foi escrito por S. F. Biagi [73] e emprega o método de integração por Monte Carlo para solucionar a equação de transporte de Boltzmann, sem a necessidade da expansão em polinômios de Legendre ou em esféricos harmônicos (como na versão Magboltz 1 [74,75]). Amplamente utilizado para simular o comportamento de elétrons em detectores gasosos, este código permite determinar os parâmetros de transporte sob a ação de campo elétrico e

magnético. Para determinar a distribuição de energia dos elétrons liberados pelo processo de ionização esse programa faz uso da parametrização proposta por C. B. Opal, *et al.* [76]. Na FIG. 15 é mostrado o comportamento do coeficiente α no nitrogênio obtido com o código Bolsig+ e com o Magboltz 2 (versão 8.6) para região de campo elétrico reduzido de 50 até 800 Td.

FIGURA 15: Simulações do coeficiente α no nitrogênio com o código Bolsig+ e com o Magboltz 2 versão 8.6.

4.1.2 Ajuste dos eletrodos e focalização do laser

O espaçamento entre os eletrodos é ajustado por meio de um parafuso micrômetro (Huntington® L-2241-2) conectado ao catodo, que possui precisão de 0,002 mm, enquanto que o paralelismo dos eletrodos é obtido por intermédio de três micrômetros (Mitutoyo® 189) fixados ao anodo (FIG. 17). O espaçamento entre os eletrodos foi de 1,50 mm. Esse valor foi escolhido por se tratar de um espaçamento que possibilitava a focalização completa do feixe de laser no catodo e cuja tensão máxima aplicada ao anodo permitia estudar o regime de multiplicação gasosa do isobutano dentro dos limites de isolamento elétrico da câmara.

FIGURA 17: Micrômetro que possibilita mover o catodo e parafusos micrométricos que são conectados ao anodo.

Nesta configuração os elétrons primários são emitidos do catodo pela incidência de um feixe pulsado de laser de nitrogênio (MNL200LD da LTB®) com comprimento de onda de 337,1 nm (3,7 eV) através de uma janela de quartzo da câmara. O feixe de laser emergente possui área de $2 \times 1 \text{ mm}^2$, duração de 700 ps e energia de 100 μJ em 15 Hz. A taxa de repetição do feixe pode ser ajustada em até 20 Hz, mediante uma interface com um computador. Como a energia dos fótons incidentes é menor do que a energia necessária para liberar um elétron do alumínio (4,54 eV [79]), a emissão de elétrons do catodo ocorre por meio de um complexo processo de dupla absorção de fótons [80, 81]. Após os ajustes dos eletrodos era necessário focalizar o feixe de laser na região

central do catodo, para a qual o campo elétrico é efetivamente uniforme. Vale ressaltar que o coeficiente α é um parâmetro cuja dependência com o campo elétrico é exponencial, segundo a parametrização de Korff (Eq.(9)). Estudos sobre a influência de regiões de campo elétrico não uniforme para a determinação do coeficiente α são discutidos em detalhe por J. S. Pearson e J. A. Harrison [82-83].

O aparato experimental utilizado permite determinar o primeiro coeficiente Townsend de ionização (α), a velocidade de arrastamento de elétrons (v_e) e a taxa de ionização do gás (R_i). Esses últimos dois parâmetros de transporte são medidos por meio da análise temporal dos sinais induzidos no anodo pelo movimento dos elétrons e integram o trabalho de doutorado do aluno Túlio Vivaldini [84]. Esses sinais passam por um amplificador (ZX60-33LN+ da Mini-Circuits[®]) e são analisados em um osciloscópio (WavePro 7000 da Lecroy[®]). O esquema do circuito de extração dos sinais da câmara é mostrado na FIG. 18.

Uma vez focalizado visualmente o feixe de laser a câmara é fechada e preenchida com o gás de interesse. Fixa-se um valor de tensão de operação da câmara em regime de avalanche e o ajuste fino da focalização é efetuado movendo-se levemente o laser de modo a obter a maior relação sinal-ruído no osciloscópio. Passada a etapa de focalização, a fim de prevenir a influência de impurezas nas medições, a câmara é mantida em fluxo contínuo de gás até que pelo menos três volumes da câmara tenham sido trocados. Como as condições de temperatura e pressão são relevantes, esses parâmetros são monitorados ao longo da aquisição de dados.

FIGURA 18: Esquema do circuito elétrico de extração dos sinais da câmara para as medições dos parâmetros de transporte de elétrons.

4.1.3 Método para determinar o coeficiente α

O coeficiente α é determinado a partir de medições de corrente elétrica em função da tensão aplicada à câmara. O movimento dos elétrons no gás produz uma corrente elétrica média, medida com um eletrômetro Keithley® 6517B ligado diretamente ao catodo. Para baixos valores de tensão os elétrons liberados do catodo não possuem energia suficiente para ionizar as moléculas do gás e a corrente medida corresponde a corrente de ionização primária (I_0). A partir de um valor limiar de tensão, a corrente elétrica cresce exponencialmente e corresponde a corrente em regime de avalanche (I).

Vale ressaltar que cada valor de corrente corresponde à subtração entre o valor medido, em regime de avalanche ou ionização primária, e a corrente de fundo, que é adquirida nas mesmas condições de medida, porém com o obturador do feixe de laser fechado. Além disso, cada valor de corrente obtido com o laser incidindo no catodo corresponde à média aritmética de 300 valores e cada valor de corrente de fundo corresponde à média de 200 valores. Essas medidas de corrente elétrica são adquiridas a cada 0,5 s pelo eletrômetro e transferidas para um computador por meio de uma interface GPIB.

Como para os gases de interesse deste trabalho os efeitos de captura eletrônica são desprezíveis, assumindo que processos secundários de geração

de carga não influenciam as medições, e que o campo elétrico é uniforme, o coeficiente α pode ser determinado utilizando a EQ. (4):

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

Apesar de esta equação ser derivada de experimentos em regime estacionário, para a qual o coeficiente α é de fato definido, considera-se que essa é uma boa aproximação, desde que a constante de tempo RC do sistema de medida seja suficiente para este servir como um integrador, em comparação com as taxas de repetição utilizadas.

Em trabalhos anteriores do grupo de desenvolvimento de detectores gasosos do CTR/IPEN [3-6], validou-se essa técnica utilizando-se o nitrogênio, por se tratar de um gás cujas secções de choque e os parâmetros de transporte são bem estabelecidos na literatura. O bom acordo dos resultados para o nitrogênio com os dados de outros autores e os resultados obtidos com a simulação Magboltz permitiu estender a técnica para outros gases (FIG.19). Vale destacar que na figura são mostrados três resultados da simulação Magboltz que se referem a diferentes versões do programa, conjuntos de secções de choque adotados e formalismos de espalhamento de elétrons. Essas opções do código serão discutidas com maiores detalhes na próxima seção.

Como as máximas incertezas instrumentais nos valores de corrente e de tensão foram de 1%, as incertezas nos coeficientes α foram estimadas em 15%, comparando-se valores de diferentes conjuntos de dados, para o mesmo campo elétrico reduzido E/N. Os fatores que contribuem para essas incertezas são apresentados no APÊNDICE B.

FIGURA 19: Resultados da simulação Magboltz (linhas contínuas), dados da literatura (símbolos abertos – losango [85], círculo [86], quadrado [87]) e três conjuntos de dados obtidos com a configuração empregada neste trabalho [6].

Esta parte de trabalho foi dedicada à determinação do coeficiente α no isobutano (gás da Praxair[®] com 99,9% de pureza). Como a configuração dos eletrodos assemelha-se à de uma RPC, investigou-se a influência da queda de potencial no vidro e efeitos de não equilíbrio que, como discutido na seção 3.4, estão normalmente associados à utilização de elevadas taxas de repetição e intensidades. Por essa razão, o coeficiente α foi determinado empregando-se 10, 15 e 20 Hz de taxa de repetição do laser e com diferentes intensidades do feixe de laser. Para esse último estudo, lamínulas de vidro com 1,003 (5) mm de espessura e coeficiente de atenuação de $0,139 \text{ mm}^{-1}$ (para o comprimento de onda do laser) foram inseridas entre a câmara e o laser.

Como a teoria clássica de descargas em gases relaciona as componentes eletrônica e iônica da corrente elétrica com o coeficiente α , os resultados preliminares foram aplicados de forma a analisar o comportamento dessas componentes em função do campo elétrico reduzido. Especificamente

para RPCs são propostos alguns modelos na literatura para descrever o comportamento da componente rápida e lenta do sinal. Esses modelos são mostrados no APÊNDICE C e comparados com os resultados da teoria clássica.

Além disso, uma parte do trabalho foi dedicada ao estudo das diferenças percentuais dos parâmetros de transporte fornecidos pelas diferentes versões e formalismos de distribuição angular de espalhamento de elétrons da simulação computacional Magboltz 2 para os gases de interesse desse trabalho: isobutano e n-butano. Essa análise e os resultados dessa primeira etapa de trabalho são mostrados na seção a seguir.

4.2 Resultados

4.2.1 Magboltz

É comum encontrarmos comparações entre valores de α obtidos experimentalmente e valores obtidos por meio de simulações computacionais. Entre as simulações mais empregadas para a obtenção de parâmetros de transporte em misturas gasosas está a simulação Magboltz. Desenvolvida por S. F. Biagi, a versão 2 desse programa calcula os parâmetros de transporte de elétrons em gases pelo método de Monte Carlo [73], em regime estacionário (SST) e em regime pulsado (PT).

Os dados da simulação foram obtidos pelo Dr. Alessio Mangiarotti, professor do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, que colabora com o grupo. Para os gases de interesse no trabalho, segundo informações disponibilizadas na página do programa [15], as versões mais relevantes a serem utilizadas são as versões 7.1 e a 8.6, que incluem diferentes conjuntos de secções de choque para o isobutano. Além disso, a versão 8.6 do programa permite escolher entre três parametrizações referentes à distribuição angular de espalhamento:

- (a) Isotrópico (iso);
- (b) Anisotrópico 1 (aniso1): formalismo proposto por S. Longo e M. Capitelli [88] e
- (c) Anisotrópico 2 (aniso2): formalismo proposto por A. Okhrimovskyy, A. Bogaerts e R. Gijbels [89].

Nas TAB. 5 e 6 a seguir são sumarizadas as opções de parametrizações de cada versão do programa Magboltz 2, com o ano em que cada conjunto de secções de choque foi incluído na base de dados, para o isobutano e n-butano.

TABELA 5: Opções de conjunto de secções de choque e distribuição angular de espalhamento para o isobutano e n-butano no programa Magboltz 2.7.1.

Magboltz 2.7.1	
Isobutano	N-Butano
Gás 11 (1999) → iso	Gás 56 (2003) → iso

TABELA 6: Opções de conjunto de secções de choque e distribuição angular de espalhamento para o isobutano e n-butano no programa Magboltz 2.8.6.

Magboltz 2.8.6	
Isobutano	N-Butano
Gás 11 (2009) → iso, aniso 1, aniso 2	Gás 56 (2003) → iso

Vale destacar que o programa considera como padrão o espalhamento anisotrópico 2. Por essa razão, analisou-se o módulo da diferença percentual dos parâmetros de transporte (coeficiente α , velocidade de arrastamento de elétrons $v_{\perp}$, coeficiente de difusão transversal D_T e coeficiente de difusão longitudinal D_L) obtidos com as diferentes parametrizações até 800 Td. Em especial, para o isobutano foi possível comparar os dois conjuntos de secção de choque:

- (a) “Gás 11” de 1999 e
- (b) “Gás 11” de 2009 → segundo informações disponíveis no código do programa [15], a atualização da sub-rotina em relação à de 1999 inclui, além da possibilidade de considerar o espalhamento anisotrópico, um melhor tratamento para o processo de vibração torcional, excitação e dissociação. Essas alterações melhoraram o acordo dos resultados de velocidade de arrastamento, obtidos por simulação, com os dados experimentais para misturas de hélio e isobutano.

Ainda, analisou-se a diferença entre as versões 2.7.1 e 2.8.6 do Magboltz para um mesmo conjunto de secções de choque do n-butano. Os resultados dessas comparações são apresentados nas TAB 7-9.

TABELA 7: Diferenças percentuais dos parâmetros α , $v_{\perp}$, D_T e D_L considerando os formalismos de espalhamentos disponíveis no Magboltz 2.8.6 para o isobutano.

Isobutano		
	(aniso1 – aniso2) / aniso 2	(iso – aniso2) / aniso 2
	(%)	(%)
α	5	5
$v_{\perp}$	0,4	0,3
D_T	5	6
D_L	18	10

TABELA 8: Diferenças percentuais dos parâmetros α , v_{-} , D_T e D_L considerando as versões 2.7.1 e 2.8.6 do programa Magboltz.

N-Butano	
(Magboltz 2.8.6 – Magboltz 2.7.1) / Magboltz 2.8.6	
(%)	
α	1
v_{-}	0,6
D_T	1
D_L	2

TABELA 9: Diferenças percentuais dos parâmetros α , v_{-} , D_T e D_L considerando os conjuntos de secções de choque do isobutano – Gás 11 (2009) e Gás 11(1999) – disponíveis nas versões 2.8.6 e 2.7.1.

Isobutano	
(Gás 11 (1999) – Gás 11 (2009)) / Gás 11 (2009)	
(%)	
α	20
v_{-}	6
D_T	8
D_L	17

A escolha da distribuição de espalhamento implica em uma diferença percentual máxima de 5% para o coeficiente α no isobutano. Já para um mesmo conjunto de secções de choque, a diferença máxima entre as versões 2.7.1 e 2.8.6 da simulação é de 1% para o n-butano. Por essas versões não resultarem em valores significativamente divergentes, analisou-se a diferença percentual dos dois conjuntos de secções de choque do isobutano Gás 11(1999) e Gás 11(2009), disponíveis nas versões 2.7.1 e 2.8.6, respectivamente, e verificou-se que esses conjuntos acarretam uma diferença de até 20% no coeficiente α . Os resultados obtidos para o isobutano e o n-butano referentes ao coeficiente α são mostrados nas FIG. 20 e 21. Os resultados para os parâmetros v_{-} , D_T e D_L no isobutano e n-butano são apresentados no APÊNDICE D.

FIGURA 20: Coeficientes α para o isobutano obtidos com o Magboltz 2.

FIGURA 21: Coeficientes α para o n-butano obtidos com o Magboltz 2.

4.2.2 Processos secundários

Durante a propagação da avalanche podem existir processos secundários que ocasionam a diminuição do campo elétrico e a perda dos portadores de cargas. Uma discussão detalhada desses processos é apresentada em “*Secondary effects on electron multiplication in pure isobutane*” de A. Mangiarotti *et al.* [7] e entre esses se destacam:

- (a) Carga espacial decorrente da elevada concentração de íons provenientes de pulsos anteriores;
- (b) Carga espacial devida a uma única nuvem de elétrons;
- (c) Queda ôhmica no material resistivo;
- (d) Recombinação inicial dos portadores de carga, que ocorre antes da difusão das cargas ao longo da propagação da avalanche e
- (e) Recombinação volumétrica devida ao encontro de íons e elétrons de diferentes eventos ionizantes.

Na TAB. 10 são mostrados os processos secundários descritos anteriormente e a dependência desses com o campo elétrico, intensidade e taxa de repetição do laser. Na presente configuração experimental, os sinais rápidos gerados pelo movimento dos elétrons são medidos com um osciloscópio [38] e, para os gases de interesse, a duração do sinal dos elétrons é da ordem de 10 ns. Como a velocidade dos íons positivos é cerca de 1000 vezes menor do que a dos elétrons, o tempo de trânsito dos íons será aproximadamente 10 μ s. Os elétrons são emitidos do catodo com uma taxa máxima de 20 Hz (50 ms) do feixe de laser, e portanto, ao se iniciar um pulso, as cargas dos eventos ionizantes anteriores já foram completamente coletadas. Dessa forma, dos efeitos descritos acima, aqueles dos itens (a) e (e) não influenciam as medições.

TABELA 10: Dependência dos efeitos secundários com o campo elétrico, intensidade do laser e taxa de repetição do feixe de laser [7].

Efeitos Secundários	Campo elétrico	Intensidade	Taxa de rep.
Carga espacial (íons)	Aumenta	Linear	Linear
Carga espacial (elétrons)	Aumenta	Independente	Independente
Queda ôhmica	Aumenta	Linear	Linear
Recombinação na avalanche	Diminui	Quadrática	Independente
Recombinação volumétrica	Diminui	Quadrática	Quadrática

Dadas essas dependências, investigou-se a influência desses efeitos secundários na presente configuração experimental por meio de medições de corrente elétrica empregando-se diferentes intensidades e taxas de repetição do feixe de laser. Esses estudos são apresentados nas seções 4.2.3, 4.2.4 e 4.2.5.

4.2.3 Coeficiente α para diferentes taxas de repetição

O laser empregado permite ajustar até 20 Hz de taxa de repetição. Contudo, para valores menores do que 10 Hz verificou-se que o laser operava de maneira instável e a variação da energia do feixe de laser ultrapassava os limites estabelecidos pelo fabricante de $(100 \pm 20) \mu\text{J}$.

Como discutido na seção anterior, para analisar possíveis limitações da técnica de medição e a influência de efeitos associados à quantidade de carga produzida por unidade tempo, estudou-se o comportamento do coeficiente α no isobutano em função do campo elétrico reduzido (E/N), para taxas de repetição do laser de 10, 15 e 20 Hz (TAB.11). Na FIG. 22 os resultados obtidos são comparados com valores da simulação Magboltz versões 2.7.1 e 2.8.6. Para essa última versão são apresentados dois resultados relativos aos formalismos de espalhamento de elétrons em gases: isotrópico e anisotrópico.

TABELA 11: Valores do coeficiente α obtidos com diferentes taxas de repetição do feixe de laser.

	10 Hz	15 Hz	20 Hz
E/N (Td)	α/N (10^{-24} m²)	α/N (10^{-24} m²)	α/N (10^{-24} m²)
143	13,0 (19)	13,1 (20)	15,8 (24)
158	29 (4)	27 (4)	32 (5)
172	66 (10)	63 (9)	67 (10)
178	85 (13)	81 (12)	85 (13)
184	108 (16)	104 (16)	108 (16)
189	131 (20)	126 (19)	128 (19)
195	152 (23)	143 (21)	146 (22)

FIGURA 22: Dados obtidos de α/N em função de E/N no iC_4H_{10} para diferentes taxas de repetição do laser.

Verifica-se que, para as três taxas de repetição do laser analisadas, os resultados são compatíveis dentro das barras de incertezas de 15%. Vale ressaltar que para mesma região de E/N analisada neste trabalho não existem dados experimentais na literatura para o coeficiente α no isobutano. Além disso, os resultados deste trabalho apresentam um melhor acordo com os valores da simulação Magboltz 2.7.1, cuja principal diferença em relação às outras simulações mostradas na FIG. 22 é o conjunto de secções de choque considerado (conjunto de 1999).

As contribuições iônica (EQ. (21)) e eletrônica (EQ. (22)) para a carga total foram determinadas a partir dos valores de coeficiente α para taxa de repetição de 20 Hz. Na FIG. 23 estas contribuições são mostradas em função do campo elétrico reduzido. As linhas contínua e tracejada da referida figura servem apenas de guias para os olhos. De acordo com a teoria de descargas elétricas em gases, estas contribuições descrevem o desenvolvimento da avalanche entre os eletrodos. Assim, os resultados evidenciam que para E/N maiores que 165 Td os sinais obtidos são majoritariamente induzidos por íons positivos.

FIGURA 23: Contribuição eletrônica e iônica para a carga total considerando a taxa de repetição do laser de 20 Hz.

4.2.4 Coeficiente α para diferentes intensidades do feixe de laser

Para estudar possíveis influências da intensidade do laser na determinação do coeficiente α , utilizou-se uma taxa de repetição fixa (20 Hz) e a intensidade do laser foi alterada posicionando entre a câmara e o laser até 3 lamínulas de vidro de 1,003(5) mm de espessura. Para o comprimento de onda do laser ($\lambda = 337,1$ nm) cada lamínula atenua o feixe em 13% ($\mu = 0,139 \text{ mm}^{-1}$). A quantidade máxima de lamínulas era limitada pela distância entre a janela da câmara e o laser.

Foram analisadas quatro intensidades do feixe: 100%, 87%, 76% e 66%. Os resultados obtidos são apresentados na TAB.12. A variação da intensidade do feixe de laser altera o número de elétrons primários produzidos no catodo e consequentemente a carga total produzida na câmara. Como o coeficiente α/N depende apenas do gás e do campo elétrico reduzido (E/N), em condições de equilíbrio, o coeficiente α/N não depende da quantidade de carga produzida entre os eletrodos, o que se verifica na FIG. 24.

TABELA 12: Valores do coeficiente α obtidos com diferentes intensidades do feixe de laser.

	100%	87%	76%	66%
E/N (Td)	$\alpha/N (10^{-24} \text{ m}^2)$	$\alpha/N (10^{-24} \text{ m}^2)$	$\alpha/N (10^{-24} \text{ m}^2)$	$\alpha/N (10^{-24} \text{ m}^2)$
143	10,0 (15)	8,4 (13)	9,6 (14)	11,4 (17)
150	17 (3)	18 (3)	18 (3)	-
158	25 (4)	27 (4)	28 (4)	29 (4)
165	42 (6)	44 (7)	42 (6)	46 (7)
172	66 (10)	62 (9)	65 (10)	64 (10)
178	84 (13)	85 (13)	84 (13)	85 (13)
183	103 (15)	103 (16)	106 (16)	110 (16)
189	116 (17)	122 (18)	115 (17)	129 (19)
195	136 (20)	136 (20)	142 (21)	145 (22)

FIGURA 24: Dados obtidos de α/N em função de E/N no iC_4H_{10} para diferentes intensidades do feixe de laser.

4.2.5 Queda ôhmica no vidro

Como discutido anteriormente, por se tratar de um material resistivo, estudos indicam a influência na resposta de RPCs devido à existência de uma queda de potencial na região da descarga elétrica. Essa queda de potencial implica em um campo elétrico efetivo menor do que o aplicado entre os eletrodos e limita o crescimento exponencial da corrente elétrica em regime de avalanche. Além disso, esse efeito está associado à carga produzida entre os eletrodos, ou seja, na nossa configuração, à taxa de ionização do gás e à intensidade do feixe de laser que produz a emissão dos elétrons primários.

Para estudar o efeito dessa queda de potencial na determinação do parâmetro α , calculou-se a tensão efetiva (V_{efe}), a partir da EQ. (27), como sendo a diferença entre a tensão aplicada ($V_{aplicada}$) e a queda de potencial no vidro empregado (ΔV). Desse modo:

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

Considera-se que, uma vez polarizado, o vidro atua como um material ôhmico e nessa condição o comportamento da queda de potencial pode ser descrito por meio de um modelo simples para corrente contínua, no qual a corrente que flui no material resistivo corresponde à corrente medida diretamente no catodo. Assim, a queda de potencial no vidro (ΔV) pode ser calculada a partir da seguinte relação:

$$\Delta V = \frac{\rho L}{A} \times I \quad (29)$$

onde:

ρ → resistividade do vidro;

L → espessura do vidro ($L = 3,5 \text{ mm}$);

A → área do catodo irradiada com maior intensidade ($A = 5 \times 3 \text{ mm}^2$) e

I → corrente elétrica medida diretamente no catodo.

Vale destacar que, como a incidência do feixe no catodo é oblíqua, a área do catodo irradiada com maior intensidade é maior do que as dimensões do feixe de $2 \times 1 \text{ mm}^2$ na saída do equipamento. Para essas medições a área A foi determinada experimentalmente, posicionando um papel milimetrado no catodo após as tomadas de dados, uma vez que o ajuste fino da focalização do feixe é efetuado com a câmara fechada, como descrito anteriormente. Considera-se que a área do catodo irradiada pelo laser é uma boa aproximação para a área do vidro afetada pela avalanche. Nas TAB. 13 e 14 são mostrados os valores de campo elétrico reduzido sem correção (E/N) e com correção (E_{efe}/N) para as diferentes taxas de repetição e intensidade do laser. Verifica-se que considerar os efeitos da queda ôhmica acarreta em uma diferença de até 4% para o campo de 195 Td.

TABELA 13: Campo elétrico reduzido sem correção para queda ôhmica no vidro (E/N) e com correção (E_{efe}/N), para 10, 15 e 20 Hz de taxa de repetição do laser. As incertezas nos valores do campo elétrico efetivo são decorrentes das estimativas de variação da resistividade do vidro.

	10 Hz	15 Hz	20 Hz
E/N (Td)	E_{efe}/N (Td)	E_{efe}/N (Td)	E_{efe}/N (Td)
143	143,256 (6)	143,485 (9)	143,324 (11)
158	157,562 (11)	157,810 (15)	157,621 (19)
172	171,75 (4)	171,97 (5)	171,73 (6)
178	177,30 (7)	177,48 (10)	177,19 (12)
184	182,56 (17)	182,60 (22)	182,2 (3)
189	187,3 (4)	187,1 (5)	186,6 (5)
195	191,0 (8)	190,9 (9)	190,0 (10)

TABELA 14: Campo elétrico reduzido sem correção para queda ôhmica no vidro (E/N) e com correção (E_{efe}/N), para 100, 87, 76 e 66% de intensidade do laser. As incertezas nos valores do campo elétrico efetivo são decorrentes das estimativas de variação da resistividade do vidro.

	100%	87%	76%	66%
E/N (Td)	E_{efe}/N (Td)	E_{efe}/N (Td)	E_{efe}/N (Td)	E_{efe}/N (Td)
143	143,446 (17)	142,851 (14)	143,479 (11)	143,339 (8)
150	150,499 (22)	149,970 (19)	150,638 (14)	-
158	178,74 (3)	157,081 (26)	157,784 (20)	157,644 (14)
165	164,80 (5)	164,11 (5)	164,90 (3)	164,754 (27)
172	172,62 (12)	171,04 (9)	171,87 (7)	171,81 (5)
178	176,82 (23)	176,20 (20)	177,26 (14)	177,28 (10)
183	181,4 (5)	182,0 (4)	182,2 (3)	182,31 (24)
189	185,8 (7)	184,9 (8)	187,4 (4)	186,9 (5)
195	188,1 (14)	188,8 (12)	189,8 (11)	190,8 (8)

A resistividade dos materiais é uma grandeza elétrica fortemente influenciada pela temperatura. Em metais a resistividade aumenta com o aumento da temperatura. No entanto, para condutores não metálicos, como vidros, essa dependência segue a relação [90]:

$$\rho \approx \rho_{T_0} 10^{(T_0 - T) / \Delta T} \quad (30)$$

onde ρ_{T_0} é a resistividade para temperatura de referência T_0 e ΔT é a variação de temperatura necessária para que haja uma variação de uma ordem de grandeza na resistividade. D. González-Díaz [90] apresenta os valores de ΔT para alguns vidros comerciais empregados em RPCs. Esses valores são mostrados na TAB.15 a seguir:

TABELA 15: Dados de resistividade a 20 °C e variação de temperatura (ΔT) necessária para uma variação de uma ordem de grandeza na resistividade para alguns vidros comerciais empregados como eletrodos em RPCs [90].

Fabricante	$\rho_{20} (10^{12} \Omega\text{cm})$	$\Delta T (^\circ\text{C})$
Guardian-clear	9,55	24,6
Glaverbel-clear	10,5	24,3
Glaverbel-clear	7,03	23,5
Saint Gobain-clear	6,69	24,9
Schott-D263T	49,4	23,9

O comportamento de RPCs, nomeadamente, eficiência de resposta e corrente de fundo, é fortemente influenciado pela resistividade, e consequentemente, pela temperatura [91-93]. Ao longo das medições a temperatura média do laboratório foi de $(20,0 \pm 2,0) ^\circ\text{C}$. Assim, como o valor de ΔT para o vidro empregado neste trabalho não é conhecido, considerou-se um valor médio para ΔT a partir da TAB. 15. Dessa forma, uma variação de $\pm 2,0 ^\circ\text{C}$ resulta em $\approx 20\%$ de variação na resistividade do vidro. Como as incertezas instrumentais nos valores estudados de corrente e tensão elétrica foram de no máximo 1%, considerou-se que as incertezas nos valores de campo elétrico

efetivo são majoritariamente influenciadas pela variação da resistividade. Essas incertezas também são mostradas nas TAB. 13 e 14.

Nas FIG. 25 e 26 são apresentados os resultados para diferentes taxas de repetição e intensidades do feixe de laser, corrigidos para queda de potencial no vidro². As incertezas nos valores de campo elétrico efetivo são indicadas como barras horizontais e a diferença percentual entre os valores de E_{efe}/N e E/N é de no máximo 4% para 195 Td. Verifica-se que a correção para queda de potencial no vidro diminui a tendência à saturação, perceptível para os últimos pontos experimentais das FIG. 25 e 26.

FIGURA 25: Coeficiente α/N em função do campo elétrico efetivo entre os eletrodos (E_{efe}/N), para diferentes taxas de repetição do laser.

² A notação E_{efe} nos eixos dos gráficos indica apenas que os dados experimentais deste trabalho foram corrigidos para a queda de potencial no vidro.

FIGURA 26: Coeficiente α/N em função do E_{efe}/N para diferentes intensidades do laser.

5. PARTE 2: ISOBUTANO E N-BUTANO

5.1 Aparato experimental

O isobutano é um gás poliatômico cujos efeitos de envelhecimento e de contaminação de detectores preenchidos com esse gás são amplamente conhecidos [16-20]. Esses efeitos são causados pela polimerização de fragmentos moleculares nos eletrodos, uma vez que a energia para que ocorra a dissociação molecular (por agitação térmica ou impacto eletrônico) é menor do que o potencial de ionização do gás. Para o isobutano esses valores são mostrados na TAB. 16.

Basicamente, o processo de polimerização de hidrocarbonetos é constituído pela produção de radicais de CH_2 , que é um precursor para produção de polietileno (material isolante) e adere facilmente aos eletrodos [18]. Por essa razão, em detectores gasosos que operam com elevadas taxas de ionização evita-se a utilização de hidrocarbonetos.

TABELA 16: Energias de dissociação térmica e por impacto eletrônico [18] e potencial de ionização do isobutano [65].

Energia de dissociação térmica (eV)	Energia de dissociação por impacto eletrônico (eV)	Potencial de ionização (eV)
3,2	7	10,74 (5)

A câmara empregada neste trabalho esteve preenchida com isobutano puro por mais de um ano e verificou-se que partes internas da câmara continham óleo proveniente da condensação do isobutano (FIG. 27 (a)). Por essa razão, a câmara foi completamente desmontada e todas as suas peças passaram por um processo de limpeza para descontaminação.

FIGURA 27: (a) Detalhes da contaminação por isobutano em uma das flanges da câmara e (b) da fita dupla face condutora de cobre, responsável pelo contato elétrico entre o latão e o vidro.

Além disso, na remontagem o isolamento elétrico foi melhorado, o catodo de alumínio passou por um processo de polimento e aumentou-se a área da fita condutora dupla face de cobre que mantém o contato elétrico entre o disco de latão e o vidro, para garantir uma maior região com campo elétrico uniforme (FIG. 27 (b)). Na Parte 1 deste trabalho a fita de cobre recobria somente a área do latão de 154 mm^2 e nesta Parte 2 passou para 480 mm^2 .

Após essas modificações, foi necessário verificar a resposta da câmara com um gás de referência antes de dar continuidade ao trabalho. O gás empregado foi o nitrogênio (N_2), uma vez que esse gás possui parâmetros de transportes bem estabelecidos na literatura e por se tratar de um gás estudado previamente pelo grupo de desenvolvimento de detectores gasosos do CTR/IPEN. Passada essa etapa, como os resultados para o N_2 foram reprodutíveis, as medidas com os gases de interesse deste trabalho (isobutano e n-butano) foram retomadas.

5.2 Resultados

5.2.1 Isobutano

Na FIG.28 é mostrado o comportamento da corrente em função do campo elétrico reduzido para conjuntos de dados obtidos com 15 Hz de taxa de repetição do laser na Parte 1 e Parte 2 deste trabalho. Com as alterações descritas anteriormente verificou-se que os valores da corrente elétrica medidos na saída do catodo aumentaram, em comparação com aqueles da Parte 1, adquiridos sob as mesmas condições experimentais. Para região de ionização primária, com as alterações a corrente aumentou 23 vezes em relação à Parte 1, enquanto que para o regime de avalanche o aumento da corrente foi de 6 vezes, para o maior valor de campo elétrico reduzido. Vale ressaltar que as linhas contínuas unindo os pontos da FIG.28 servem apenas como guias para os olhos.

FIGURA 28: Valores de corrente elétrica em função do campo elétrico reduzido, adquiridos com 15 Hz de taxa de repetição do laser para o isobutano na Parte 1 e Parte 2 deste trabalho.

Contudo, segundo o modelo empregado, o aumento de corrente elétrica acarreta em uma maior queda de potencial no vidro, e conseqüentemente, os valores de campo elétrico diminuem em comparação com os da Parte 1. Por essa razão, a região de campo elétrico efetivo passou de (143 - 190) Td para (133 – 174) Td, como apresentado na TAB.17.

TABELA 17: Valores de coeficiente α/N obtidos na Parte 1 e Parte 2 do projeto para o isobutano.

Parte 1		Parte 2	
E_{efe}/N (Td)	α/N (10^{-24} m ²)	E_{efe}/N (Td)	α/N (10^{-24} m ²)
143	13,1 (20)	133	7,9 (12)
158	27 (4)	136	9,0 (14)
172	63 (9)	139	10,5 (16)
177	81 (12)	141	11,5 (17)
183	104 (16)	144	15,1 (23)
187	126 (19)	147	18,4 (28)
191	143 (21)	149	23 (3)
		151	27 (4)
		154	30 (5)
		156	32 (5)
		159	37 (6)
		163	45 (7)
		167	56 (8)
		170	66 (10)
		172	75 (11)
		174	83 (12)

Na FIG. 29 é mostrada uma comparação entre os coeficientes de ionização obtidos na Parte 1 e Parte 2 do trabalho. Verifica-se que o comportamento dos resultados obtidos na Parte 2 é análogo ao da Parte 1, e ambos os conjuntos concordam dentro das barras de incertezas.

FIGURA 29: Coeficiente α/N em função do campo elétrico reduzido (E_{efe}/N) para o isobutano na Parte 1 e Parte 2 deste trabalho.

Com o objetivo de analisar a possível relação dessa maior queda de potencial no vidro com a elevada concentração de cargas, estudou-se a influência do efeito da difusão dos portadores de cargas para os dados da Parte 2. A difusão transversal dos elétrons nas proximidades do vidro ocasiona um aumento da área sob a ação da queda de potencial considerada. Portanto, a partir da EQ. (25) é possível estimar a contribuição do efeito da difusão nas medições:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2D_T x}{v_-}}$$

sendo que D_T representa o coeficiente de difusão transversal, x a distância do ponto de criação do par de íons (que corresponde ao espaçamento entre os eletrodos), v_- a velocidade de arrastamento dos elétrons e σ_x a dispersão em x .

Como discutido anteriormente, para elétrons, os parâmetros D_T e v são fortemente influenciados pela função distribuição de energia e como, para o isobutano não existem dados experimentais disponíveis na literatura, foram utilizados os valores fornecidos pela simulação Magboltz 2.8.6 (formalismo aniso 2) na condição da técnica pulsada de Townsend (PT), que são apresentados no APÊNDICE D. Na FIG. 30 são mostrados os resultados experimentais considerando-se a difusão transversal para o cálculo do campo elétrico efetivo. Observa-se que a consideração do efeito da difusão não altera significativamente os resultados obtidos na Parte 2, sendo a diferença percentual máxima em relação aos dados sem correção de 0,6%.

FIGURA 30: Coeficiente α/N em função do campo elétrico reduzido (E_{efe}/N) para o isobutano considerando o efeito da difusão na Parte 2 do trabalho.

5.2.2 N-butano

O butano (C_4H_{10}) é um gás que possui dois isômeros estruturais: o n-butano (nC_4H_{10}) e o isobutano (iC_4H_{10}). O primeiro possui uma cadeia linear enquanto o segundo possui uma cadeia ramificada, o que confere a esses gases propriedades físico-químicas distintas. Do ponto de vista da utilização como gás de enchimento em detectores de radiação, o isobutano é largamente empregado como gás inibidor de descargas em misturas.

Contudo, como discutido anteriormente, na literatura não existem dados experimentais bem estabelecidos das secções de choque de colisões e dos parâmetros de transporte até 200 Td para o isobutano. Dada a semelhança estrutural entre os isômeros, é comum a utilização de dados do n-butano como referência para o isobutano. Assim, nesta seção é apresentada uma comparação entre o primeiro coeficiente de ionização para esses dois gases.

Na FIG. 31 são mostrados os dados do n-butano, corrigidos para a queda ôhmica, com os valores experimentais de A. E. D. Heylen [13], que são largamente utilizados como referência, e os valores da simulação, que emprega um conjunto secções de choque atualizado em 2003 e distribuição de espalhamento angular isotrópico (Magboltz 2.8.6 - nC_4H_{10} 2003 iso).

Em seu trabalho para determinar o primeiro coeficiente de ionização A. E. D. Heylen [13] utilizou a técnica de variação do espaçamento entre os eletrodos, na qual o parâmetro α corresponde ao coeficiente angular da curva do logaritmo da corrente em função do espaçamento para um determinado campo elétrico. Na TAB. 18 é mostrado um breve resumo das principais diferenças entre este trabalho e de A. E. D Heylen [13].

TABELA 18: Diferenças entre o presente trabalho e o de A. E. D Heylen [13] para o n-butano.

	Pressão (hPa)	Pureza do n-butano (%)	Intervalo de E/N (Td)
Presente trabalho	937	99,5	133 - 170
A. E. D. Heylen	533, 133, 27, 7 e 1	99,9 ³	133 - 5650

³ O autor afirma que a impureza mais provável do seu gás é isobutano.

FIGURA 31: Coeficiente α/N em função do campo elétrico efetivo E_{efe}/N para o n-butano.

Para E_{efe}/N maiores que 141 Td os dados obtidos concordam, dentro das barras de incerteza, com os resultados de A. E. D. Heylen [13] para o n-butano. Esse acordo permitiu a realização de uma análise comparativa entre os isômeros, n-butano e isobutano, em termos das correntes elétricas (FIG.32) e dos coeficientes de ionização (FIG.33). Vale ressaltar que as linhas contínuas unindo os pontos da FIG.32 servem apenas como guias para os olhos. Os resultados obtidos para o n-butano são apresentados na TAB.19. Para efeito comparativo, também são mostrados os resultados do isobutano, anteriormente apresentados na TAB.17.

FIGURA 32: Corrente elétrica em função do E_{efe}/N para o n-butano e o isobutano.

FIGURA 33: Coeficiente α/N em função do E_{efe}/N para o n-butano e isobutano.

TABELA 19: Valores do coeficiente α/N obtidos para o n-butano e para o isobutano com os respectivos valores de campo elétrico efetivo.

N-Butano		Isobutano	
E_{efe}/N (Td)	α/N (10^{-24} m ²)	E_{efe}/N (Td)	α/N (10^{-24} m ²)
133	10,5 (16)	133	7,9 (12)
136	12,5 (19)	136	9,0 (14)
139	13,5 (20)	139	10,5 (16)
141	15,6 (23)	141	11,5 (17)
144	19,2 (29)	144	15,1 (23)
146	22 (3)	147	18,4 (28)
149	25 (4)	149	23 (3)
151	29 (4)	151	27 (4)
153	34 (5)	154	30 (5)
156	38 (6)	156	32 (5)
158	43 (6)	159	37 (6)
162	52 (8)	163	45 (7)
165	63 (9)	167	56 (8)
167	72 (11)	170	66 (10)
169	80 (12)	172	75 (11)
170	87 (13)	174	83 (12)

A diferença percentual dos resultados de isobutano em relação aos de n-butano é mostrada na FIG. 34. Vale ressaltar que essa diferença foi calculada apenas para medidas com mesmo valor de E_{efe}/N . Verifica-se que os resultados para isobutano e n-butano são concordantes dentro das barras de incerteza de 15%. Com relação aos valores das simulações, para a região de campo elétrico reduzido estudada, os resultados para o isobutano são 44% maiores do que os do n-butano (considerando os valores obtidos com a mesma versão do programa e mesmo formalismo de espalhamento – Magboltz 2.8.6 - iso).

FIGURA 34: Diferença percentual dos valores de α/N do isobutano em relação ao n-butano em função do E_{efe}/N .

Os resultados para o isobutano são inéditos para a região de E/N analisada, já que na literatura somente existem dados para o isobutano em uma região de campo elétrico reduzido mais elevado [8-12], como mostrado na FIG.35. Para atingir regiões de E/N mais elevado, os autores utilizam configurações que operam com baixas pressões do gás em estudo. Como os parâmetros de transporte de elétrons diferem com o método observacional empregado (SST ou PT) [94,95], um resumo das técnicas experimentais utilizadas pelos autores para determinar o coeficiente α no isobutano é mostrado a seguir:

(a) K. Tsumaki [8]:

A configuração empregada por K. Tsumaki [8] consiste em eletrodos paralelos constituídos por filmes orgânicos com uma fina camada de alumínio depositado e $0,16 \mu m$ de espaçamento entre eles. A ionização primária é originada pela incidência de partículas alfa, de uma fonte colimada de ^{241}Am , através dos eletrodos. Os sinais extraídos do anodo passam por um sistema de

amplificação e em seguida por um analisador de altura de pulsos. O autor determina o coeficiente α com base em uma expressão na qual a altura de pulso gerado é função do coeficiente α e de parâmetros conhecidos previamente do sistema. O intervalo de pressão analisado é de 13 a 40 hPa.

(b) C. Lu, T. K. McDonald e Y. Zhu [9]:

Neste trabalho o primeiro coeficiente de ionização do isobutano foi determinado utilizando uma câmara com eletrodos paralelos, sendo o catodo de alumínio e o anodo constituído por uma tela de aço inox. Os elétrons primários são emitidos do catodo por meio da incidência de fótons na região UV. O sinal do anodo induzido pelo movimento das cargas passa por um pré-amplificador e em seguida por um analisador multicanal. Então, uma função é ajustada ao espectro obtido e um dos parâmetros de ajuste fornece o coeficiente α . As pressões analisadas são de 13 e 27 hPa

(c) I. K. Bronic e B. Grosswendt [10]:

Em seu trabalho K. Bronic e B. Grosswendt [10] empregaram um contador proporcional com geometria cilíndrica e a partir de resultados de ganho para uma configuração de campo não uniforme determinam o coeficiente α em condição de não equilíbrio. Os valores de pressão utilizados foram 100, 200, 300 e 600 hPa. Vale ressaltar que para geometrias com campo elétrico não uniforme o coeficiente α não é constante e depende da pressão do gás. Por essa razão, a partir dos resultados, os autores determinaram os coeficientes da parametrização de Korff e o potencial de ionização efetivo do isobutano para cada valor de pressão analisado.

(d) M. Nakhostin, M. Baba, T. Ohtsuki, T. Oishi e T. Itoga [11]:

Empregou-se uma câmara de placas paralelas operando em regime de avalanche. Os eletrodos eram constituídos por folhas de Mylar[®] aluminizado com espaçamento de 2,27 mm entre elas. A incidência perpendicular de partículas alfa de uma fonte de ^{241}Am nos eletrodos produzia a ionização do gás e os sinais gerados passavam por um sistema amplificador e em seguida por um analisador multicanal. Os autores ajustaram uma função ao espectro e um dos parâmetros de ajuste fornecia o coeficiente α . As pressões analisadas foram de 5, 8 e 11 hPa.

(e) M. Nakhostin e P. M. Walker [12]:

Empregou-se o mesmo aparato experimental de M. Nakhostin *et al.* [11], contudo, em vez de utilizar um analisador multicanal, os sinais do amplificador são enviados diretamente para um osciloscópio. A análise dos dados consiste em determinar a contribuição do movimento dos íons positivos e a contribuição do movimento dos elétrons para o sinal total. Por meio da razão entre essas contribuições o coeficiente α é calculado. A pressão utilizada é de 9 hPa.

FIGURA 35: Coeficiente α/N em função de E_{efe}/N no n-butano e isobutano obtidos neste trabalho e valores da literatura até 900 Td.

Na FIG.36 a região de 500 a 900 Td, para a qual existem dados para o coeficiente α no isobutano, é mostrada com maior detalhe. Apesar de se tratar de uma região para a qual existem dados tanto para o n-butano quanto para o isobutano, não é possível realizar uma análise comparativa entre os isômeros, uma vez que os resultados dos diferentes autores para o isobutano não são compatíveis. Vale destacar que apenas M. Nakhostin e P. M. Walker [12] apresentam os resultados com barras de incerteza.

FIGURA 36: Coeficiente α/N em função de E/N no n-butano e isobutano de 500 até 900 Td.

6. CONCLUSÕES

Na primeira parte do presente trabalho são apresentados resultados do primeiro coeficiente Townsend de ionização no isobutano puro para E/N de 145 a 194 Td, obtidos em regime pulsado, com uma configuração semelhante a uma RPC. Os dados experimentais apresentam um bom acordo com os resultados da simulação Magboltz 2.7.1, que emprega um conjunto de secções de choque atualizado em 1999. A fim de analisar a influência de processos secundários nos resultados, as medições foram realizadas em condições distintas de ionização do gás. Dentro do intervalo de campo elétrico reduzido analisado (145 a 194 Td), o comportamento de dados não é afetado pela taxa de repetição e pela intensidade do feixe de laser. Além disso, os valores obtidos permitiram a determinação da contribuição iônica e eletrônica para a corrente total. Os resultados desse estudo evidenciaram a maior contribuição de íons positivos para a carga total para campos elétricos reduzidos superiores a 165 Td.

As investigações das possíveis limitações do presente método de determinação do primeiro coeficiente Townsend de ionização incluíram estudos sobre a queda de potencial no vidro, que é empregado como anodo, e a influência da difusão dos elétrons nas proximidades do vidro, que altera a área sob efeito da multiplicação gasosa. A partir dos resultados verificou-se que a queda de potencial é relevante somente para E/N mais intensos, para os quais a corrente elétrica medida é maior. Além disso, verificou-se que a difusão dos elétrons não influencia expressivamente o comportamento dos dados.

Como para o isobutano não existem dados experimentais de coeficiente de ionização para a faixa de E/N estudada, é comum na literatura a utilização de resultados referentes ao seu isômero estrutural, o n-butano. Esse fato motivou as medições no n-butano e a análise comparativa entre os isômeros, que foram mostradas na Parte 2 deste trabalho. Os resultados obtidos para o n-butano apresentaram um bom acordo com os de A. E. D. Heylen [13], cujos dados são referência para esse gás, o que contribui para a confiabilidade da técnica experimental empregada. Com relação ao processo de multiplicação

gasosa dos isômeros, verificou-se que o n-butano apresenta valores de primeiro coeficiente Townsend de ionização superiores aos do isobutano, para a região de campo elétrico reduzido compreendida entre 133 e 170 Td. Contudo, como esses resultados estão dentro das barras de incerteza de 15% das medições, não é possível afirmar sobre diferenças entre os coeficientes de ionização dos isômeros.

APÊNDICE A – ESTUDO DA DEPENDÊNCIA ESPACIAL DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND DE IONIZAÇÃO

Neste apêndice é apresentado um estudo da dependência espacial do primeiro coeficiente Townsend de ionização no nitrogênio. As considerações dessa dependência foram aplicadas as curvas de Gosseries para duas variações do método de Townsend estacionário, nas quais se analisa: crescimento espacial da corrente elétrica e corrente em função da densidade do gás.

Crescimento espacial da corrente

Como descrito anteriormente, a equação de Townsend de crescimento de corrente em regime de avalanche $I(d)$, com considerações da dependência espacial do primeiro $\alpha(x)$ e do segundo coeficiente de ionização $\gamma(x)$, é dada pela EQ. (1):

$$I(d) = \frac{I_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)}{1 - \int_0^d \omega(x) \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx}$$

onde:

$I_0 \rightarrow$ corrente de ionização primária e

$\omega(x) \rightarrow$ definido como número de elétrons secundários produzidos, por elétron e por unidade de trajetória, na direção do campo elétrico. Algumas vezes referido como segundo coeficiente de ionização já que $\omega/\alpha = \gamma$.

Como o coeficiente $\omega(x)$ não pode ser interpretado facilmente em termos de parâmetros físicos, é mais usual o emprego de sua média ao longo do espaçamento entre os eletrodos $\bar{\omega}(d)$. Assim, tem-se a EQ.(2):

$$\frac{I(d)}{I_0} = \frac{\exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)}{1 - \bar{\omega}(d) \int_0^d \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx}$$

Na condição de equilíbrio, na qual o coeficiente α é constante ($\alpha(x) = \alpha$), a EQ (2) reduz-se a EQ. (3):

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Em “*Secondary ionization by metastable particles in nitrogen*”, S. C. Haydon e O. M. Williams [25] apresentam uma curva da dependência espacial do coeficiente $\alpha(x)$, obtida a partir de estudos do crescimento espacial de corrente no nitrogênio (FIG. 2). Como essa curva é relevante para os estudos deste apêndice, essa será mostrada novamente a seguir.

FIGURA 2: Variação da corrente com a distância no nitrogênio obtida com $p = 5,02$ Torr, 0°C , $E/N = 282,8$ Td e catodo de cobre. — Reta com coeficiente angular $\alpha = 2,24\text{cm}^{-1}$; - - - - - Variação espacial de $\alpha(x)/\rho$ [25].

A partir da FIG.2 ajustou-se uma função à curva da variação espacial de $\alpha(x)/p$. A função ajustada foi do tipo

$$\frac{\alpha(x)}{p} = \frac{\alpha_0 / p}{1 + \exp\left(\frac{d_0 - x}{a}\right)} \quad (31)$$

sendo:

$\alpha_0 \rightarrow$ valor do primeiro coeficiente de ionização em condição de equilíbrio;

$d_0 \rightarrow$ distância teórica para atingir equilíbrio e

$a \rightarrow$ parâmetro de ajuste.

A função ajustada à curva de S. C. Haydon e O. M. Williams [25] é mostrada na FIG.37 a seguir. Os valores dos parâmetros d_0 e a obtidos com o ajuste foram: $d_0 = 0,036$ cm; $a = 0,0068$ cm.

FIGURA 37: Função ajustada aos resultados de S. C. Haydon e O. M. Williams [25] de variação espacial do coeficiente α .

Os estudos a seguir fundamentam-se na consideração que para se atingir a condição de equilíbrio é necessário que o elétron percorra um número F de livres caminhos médios (λ). Portanto:

$$F\lambda = d_0 \quad (32)$$

$$d_0 N = \text{constante} \quad (33)$$

Além disso, considerando que:

$$aN = \text{constante} \quad (34)$$

Assim, com os parâmetros do ajuste da FIG. 37 ($d_0 = 0,036 \text{ cm}^{-1}$; $a = 0,0068 \text{ cm}^{-1}$) e com as condições de temperatura e pressão do gás nas quais os dados de corrente foram obtidos S. C. Haydon e O. M. Williams [25] ($N = 1,775 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) tem-se que:

$$d_0 = \frac{6,39 \times 10^{19} (\text{m}^{-2})}{N} \quad (35)$$

$$a = \frac{1,21 \times 10^{19} (\text{m}^{-2})}{N} \quad (36)$$

Com $d_0/a = c$, a EQ.31 pode ser reescrita como:

$$\alpha(x) = \frac{\alpha_0}{1 + \exp\left(c - \frac{x}{a}\right)} \quad (37)$$

Substituindo a EQ.(37) na EQ.(2) é possível obter o comportamento da corrente em função do espaçamento entre os eletrodos, com as considerações de não equilíbrio. Para solucionar as integrais da EQ.(2) utilizou-se o programa

Wolfram Mathematica[®] versão 9.01.0. Os resultados dessas integrais são apresentados na TAB. 20.

TABELA 20: Resultado das integrais da equação de Townsend considerando a dependência do primeiro coeficiente de ionização com a distância x . A função F corresponde a uma função hipergeométrica.

Integral	Resultado
$\int_0^x \alpha(x) dx$	$\alpha_0 a (\ln(e^c + e^{x/a}) - \ln(1 + e^c))$
$\int_0^x \exp\left(\int_0^x \alpha(x) dx\right) dx$	$\frac{(1 + e^c)^{-a\alpha_0}}{\alpha_0} \times \left\{ e^{-\frac{x}{a}} (e^c + e^{x/a})^{1+a\alpha_0} F\left[1, 1, 1-a\alpha_0, -e^{c-\frac{x}{a}}\right] - \right. \\ \left. - (1 + e^c)^{1+a\alpha_0} F\left[1, 1, 1-a\alpha_0, -e^c\right] \right\}$

Substituindo os valores de α_0 e $\bar{\omega}(d)$ obtidos por S. C. Haydon e O. M. Williams [25] ($\alpha_0 = 224 \text{ m}^{-1}$; $\bar{\omega}(d) = 1,3 \text{ m}^{-1}$) e os parâmetros de ajuste da FIG. 37 ($a = 6,8 \times 10^{-5} \text{ m}$; $c = 5,281$) nos resultados mostrados na TAB. 20 foi possível estudar o comportamento da corrente elétrica em função da distância x por meio da EQ.(2). Esse comportamento é mostrado na FIG. 38 e verifica-se que esse é compatível com o dos dados experimentais obtidos por S. C. Haydon e O. M. Williams [25] (FIG.1).

FIGURA 38: Função da variação espacial da corrente com parâmetros obtidos por meio de ajuste aos dados experimentais de S. C. Haydon e O. M. Williams [25].

Considerando a equação de Townsend, na condição de equilíbrio (EQ.(3)), a partir do coeficiente angular da região linear da curva de $\ln I/I_0$ em função de x é possível determinar o coeficiente α . Todavia, com este método não é possível discriminar a influência do efeito de emissão secundária para baixos valores de campo elétrico. Tendo em vista essas limitações, com os dados experimentais de corrente elétrica em função da distância, S. C. Haydon e O. M. Williams [25] determinam os coeficientes de ionização por meio das curvas de Gosseries, que permitem analisar os efeitos de ionização primária e secundária separadamente.

Como mencionado anteriormente, as curvas Gosseries baseiam-se no estudo do inverso da corrente medida a um espaçamento d entre os eletrodos (Y_d) em função do inverso da corrente medida a $d+\Delta d$ ($Y_{d+\Delta d}$). Se os coeficientes α e ω forem espacialmente independentes para a região de interesse, essas correntes seguem a relação da EQ. (12):

$$Y_d = \exp(\alpha\Delta d)Y_{d+\Delta d} + \frac{\omega}{\alpha I_0} [\exp(\alpha\Delta d) - 1]$$

Assim, com o coeficiente angular da curva de Y_d em função de $Y_{d+\Delta d}$ tem-se o valor de α e, sabendo-se a corrente de ionização primária (I_0), com o coeficiente linear da curva tem-se o valor de γ (equivalente à ω/α).

Multiplicando a EQ. (12) por I_0 tem-se:

$$\frac{I_0}{I_d} = \exp(\alpha\Delta d) \frac{I_0}{I_{d+\Delta d}} + \frac{\omega}{\alpha} [\exp(\alpha\Delta d) - 1] \quad (38)$$

Dessa forma, com os valores de corrente mostrados na FIG. 38, para $\Delta d = 0,0001$ m, analisou-se a correspondente curva de Gosseries (FIG. 39). Na FIG. 39 também é apresentada a curva Gosseries obtida a partir da consideração de α constante com a distância (EQ. (3)) e com os valores de α_0 e $\bar{\omega}(d)$ obtidos por S. C. Haydon e O. M. Williams [25].

FIGURA 39: Curvas de Gosseries considerando a dependência espacial do α (quadrados pretos) e considerando α constante com a distância (círculos vermelhos).

Devido à condição de não equilíbrio, na FIG. 39 verifica-se uma não linearidade para os últimos pontos da curva de Gosseries considerando a dependência espacial de α . Portanto, para determinar os coeficientes de ionização α e γ , somente a região de comportamento linear deve ser considerada em um ajuste. Na TAB.21 a seguir são mostrados os valores de α_0 e γ obtidos com o ajuste aos pontos da FIG.39.

TABELA 21: Valores dos coeficientes de ionização determinados a partir do ajuste à curva de Gosseries, considerando o não equilíbrio de α , juntamente com os valores esperados [5] e os respectivos desvios percentuais.

Coeficiente de ionização	Ajuste	Esperado	Desvio (%)
α_0 (m ⁻¹)	224,3	224	0,2
γ	0,005	0,006	17

Crescimento da corrente em função da densidade do gás

Como mencionado anteriormente, além da técnica de variação da distância entre os eletrodos, os estudos do crescimento da corrente em SST podem ser realizados em termos da variação do número de moléculas do gás N (ou da variação da pressão).

Nesta parte do trabalho, com base na análise anterior sobre a dependência espacial do coeficiente α , os estudos foram estendidos para a técnica em que se analisa a variação da corrente em função da densidade do gás, a partir dos resultados de S. C. Haydon e O. M. Williams [25] para o nitrogênio. Para isso, considerou-se a equação de Townsend em termos da densidade do gás (EQ. (13)):

$$\frac{I(d)}{I_0} = \frac{\exp\left(\int_0^{Nd} \frac{\alpha(x)}{N} dNx\right)}{1 - \frac{\bar{\omega}(d)}{N} \int_0^{Nd} \exp\left(\int_0^{Nx} \frac{\alpha(x)}{N} dNx\right) dNx}$$

Substituindo a EQ (34) na EQ.(31) tem-se:

$$\frac{\alpha(x)}{N} = \frac{\alpha_0 / N}{1 + \exp\left(c - \frac{Nx}{k}\right)} \quad (39)$$

sendo que $c = d_0/a$ e $k = 1,21 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ (constante de ajuste determinada na seção anterior).

Com as EQ. (13) e EQ. (39) e utilizando o programa *Wolfram Mathematica*[®] versão 9.01.0 analisou-se o comportamento da razão entre as correntes elétricas (I/I_0) em função do produto entre a densidade de gás e a distância entre os eletrodos (Nx). Esse comportamento é mostrado na FIG.40.

FIGURA 40: Variação da corrente elétrica em função do produto Nx considerando a dependência espacial de α .

Analogamente aos estudos de crescimento espacial da corrente, a partir da função da variação de corrente em função de Nx analisou-se a curva de Gosseries correspondente (FIG. 41). Para este caso, mantendo o espaçamento entre os eletrodos fixo (d), a curva de Gosseries segue a relação mostrada na EQ. (14):

$$Y_N = \exp\left(\frac{\alpha}{N} \times d\Delta N\right) Y_{N+\Delta N} + \frac{\omega}{\alpha I_0} \left[\exp\left(\frac{\alpha}{N} \times d\Delta N\right) - 1 \right]$$

A partir dos valores empregados por S. C. Haydon e O. M. Williams [25] de espaçamento entre os eletrodos e densidade do gás, para as curvas de Gosseries da FIG. 41 empregou-se $d\Delta N = 0,0002 \times 10^{23} \text{ m}^{-2}$.

FIGURA 41: Curvas de Gosseries obtidas por meio da variação de N considerando a dependência espacial do α (quadrados pretos) e considerando α constante (círculos vermelhos).

Com a FIG. 41, para a curva de Gosseries com considerações da dependência espacial de α , os coeficientes de ionização α e γ foram determinados ajustando-se uma reta à região com comportamento linear (indicada na referida figura). Os valores obtidos são mostrados na TAB.22.

TABELA 22: Valores dos coeficientes de ionização determinados a partir do ajuste à curva de Gosseries, considerando o não equilíbrio de α , juntamente com os valores esperados [25] e os respectivos desvios percentuais.

Coeficiente de ionização	Ajuste	Esperado	Desvio (%)
α/N (10^{23} m^{-2})	126,3	126	0,2
γ	0,005	0,006	17

APÊNDICE B – AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS ASSOCIADAS À DETERMINAÇÃO DO PRIMEIRO COEFICIENTE TOWNSEND

O processo de multiplicação gasosa pode ser descrito por meio da análise estatística da distribuição das cargas, como discutido na seção 3.2.2. Além das flutuações inerentes deste processo de produção de cargas, existem incertezas associadas às medições e às condições experimentais. Alguns dos fatores que influenciam a determinação do coeficiente α neste trabalho são mostrados na TAB. 23, juntamente com a categoria baseada no seu método de avaliação, Tipo A ou Tipo B, conforme proposto pelo guia ISO GUM [96].

TABELA 23: Fatores que contribuem para as incertezas dos valores de coeficiente α e tipo de avaliação segundo o guia ISO GUM [96].

Fatores que contribuem para as incertezas	Tipo
Média aritmética das correntes	A
Não uniformidade do campo elétrico	B
Variação da resistividade do vidro	B
Difusão	B
Energia do feixe de laser	B

A energia do feixe do laser é um fator que influencia a corrente elétrica. A fim de verificar essa dependência, foram adquiridos valores de corrente ao longo do dia para um mesmo campo elétrico reduzido, na região de ionização primária, registrando-se a variação da energia do laser para cada medição (FIG.42). Como a emissão de elétrons do catodo segue o complexo processo de dupla absorção de fótons, mencionado anteriormente, e para o qual existem poucos trabalhos na literatura, não é possível analisar a dependência funcional dessas duas grandezas.

Contudo, verificou-se experimentalmente que uma variação da energia do feixe do laser de aproximadamente 14%, em relação à média, resultou em uma variação da corrente elétrica medida em regime de ionização primária de 14%, em relação ao valor médio.

FIGURA 42: Valores de corrente elétrica medidos ao longo de um dia com a correspondente variação da energia do feixe de laser, para $E/N = 81 \text{ Td}$, no qual se opera a câmara em regime de ionização primária. As barras de incerteza correspondem às flutuações na energia do feixe de laser registradas para cada medição.

APÊNDICE C – COMPONENTES DO SINAL INDUZIDO EM RPCs

Neste apêndice é apresentada uma comparação entre as expressões clássicas para as componentes do sinal elétrico induzido pelo movimento dos portadores de carga no interior de um detector de placas paralelas e as expressões largamente utilizadas para RPCs operando em regime de avalanche. As expressões clássicas para as componentes do sinal foram apresentadas na seção 3.3 deste trabalho. A contribuição eletrônica e iônica para a carga total coletada é obtida por meio da EQ.(21) e (22), respectivamente:

$$\frac{Q_-}{Q_{\text{Total}}} = \frac{[\exp(\alpha d) - 1]}{\alpha d \exp(\alpha d)}$$

$$\frac{Q_+}{Q_{\text{Total}}} = \frac{[(\alpha d - 1) \exp(\alpha d) + 1]}{\alpha d \exp(\alpha d)}$$

Para RPCs o modelo para descrever essas componentes baseia-se na teoria de Townsend para descargas elétricas e é detalhado no trabalho de R. Santonico, “*Topics in Resistive Plate Chambers*” [97]. A seguir será apresentada uma breve descrição das considerações desse modelo.

Modelo apresentado em “*Topics in Resistive Plate Chambers*” de R. Santonico [97]:

Basicamente, para esses cálculos o número de elétrons produzidos durante o processo de multiplicação gasosa em uma RPC é tratado como uma variável uniformemente distribuída ao longo do espaçamento entre os eletrodos e não como um inteiro. A vantagem desse método está em possibilitar a avaliação de valores médios ao invés de flutuações estatísticas dos valores.

Dessa forma, a ionização primária (Q_0) é dada por:

$$Q_0 = en d \quad (40)$$

onde e corresponde à carga elementar, n ao número de ionizações por unidade de comprimento e d ao espaçamento entre os eletrodos.

O número total de elétrons $N(t)$ produzido durante o processo de avalanche é:

$$N(t) = n(d - vt)e^{\alpha vt} \quad (41)$$

sendo que v é a velocidade de arrastamento de elétrons, t é o tempo e α é primeiro coeficiente de Townsend de ionização. Assim, o produto vt corresponde à distância para se iniciar o processo de avalanche.

A corrente induzida no eletrodo coletor $i(t)$ é obtida a partir da seguinte expressão:

$$i(t) = eN(t) \frac{v}{d} = evn \left(1 - \frac{vt}{d} \right) e^{\alpha vt} \quad (42)$$

A componente do sinal induzido pelo movimento das cargas rápidas (elétrons), normalmente representada por $q_{rápida}$ nos estudos de RPCs, é a integral da corrente elétrica de zero até o tempo máximo de deriva dos elétrons ($t_{\text{máx}} = d/v$). Desse modo:

$$q_{rápida} = \int_0^{d/v} i(t) dt = \int_0^{d/v} evn \left(1 - \frac{vt}{d} \right) e^{\alpha vt} dt = \frac{Q_0}{(\alpha d)^2} (e^{\alpha d} - \alpha d - 1) \quad (43)$$

Como em regime de avalanche, para campos elétricos intensos, e consequentemente, elevados valores do coeficiente α , $e^{\alpha d} \gg \alpha d + 1$, tem-se que a carga rápida $q_{rápida}$ pode ser obtida pela seguinte aproximação:

$$q_{rápida} \approx \frac{Q_0}{(\alpha d)^2} e^{\alpha d} \quad (44)$$

Neste modelo, a carga total (Q_{Total}) pode ser obtida por meio da integração a seguir:

$$Q_{\text{Total}} = en \int_0^d e^{\alpha x} dx = \frac{Q_0}{\alpha d} (e^{\alpha d} - 1) \quad (45)$$

Com $e^{\alpha d} \gg 1$, tem-se:

$$Q_{\text{Total}} \approx \frac{Q_0}{\alpha d} e^{\alpha d} \quad (46)$$

Portanto, a razão entre a carga rápida ($q_{\text{rápida}}$) e carga total (Q_{Total}), considerando elevados valores de coeficiente α , pode ser obtida pela razão entre a EQ. (44) e EQ. (46), o que resulta em:

$$\frac{q_{\text{rápida}}}{Q_{\text{Total}}} = \frac{1}{\alpha d} \quad (47)$$

A expressão anterior é largamente empregada para o estudo de RPCs que operam em regime de avalanche. Já a razão entre cargas rápida e total, sem aproximações para elevados valores de coeficiente α é dada pela razão entre a EQ. (43) e EQ. (45). Dessa forma:

$$\frac{q_{\text{rápida}}}{Q_{\text{Total}}} = \frac{1 - e^{-\alpha d} + \alpha d}{\alpha d - \alpha d e^{-\alpha d}} \quad (48)$$

Na TAB.24 são mostrados os valores da razão entre a carga rápida e a total, obtidos a partir da EQ. (47) e (48). Para esses cálculos foram utilizados os dados de coeficiente α obtidos neste trabalho para o isobutano com 20 Hz de taxa de repetição do laser e espaçamento entre os eletrodos $d = 1,50$ mm. Além disso, na tabela são apresentados os valores obtidos a partir da teoria clássica, e que foram mostrados na seção 4.2.3.

TABELA 24: Valores de campo elétrico efetivo e produto entre coeficiente α e espaçamento entre eletrodos, obtidos neste trabalho. A partir desses dados, foram determinadas as componentes eletrônica e iônica para a carga total e razão entre carga rápida e a total, a partir do modelo apresentado por R. Santonico [97].

E_{efe}/N (Td)	αd	Q_-/Q_{Total}	Q_+/Q_{Total}	$q_{rápida}/Q_{Total}$ (com aprox.)	$q_{rápida}/Q_{Total}$ (sem aprox.)
143	0,55	0,77	0,23	1,82	0,45
158	1,12	0,60	0,40	0,89	0,41
172	2,34	0,39	0,61	0,43	0,32
177	2,97	0,32	0,68	0,34	0,28
182	3,77	0,26	0,74	0,27	0,24
187	4,46	0,22	0,78	0,22	0,21
190	5,08	0,20	0,80	0,20	0,19

Na FIG. 43 é mostrado o comportamento dessas componentes em função do campo elétrico reduzido. Verifica-se que para elevados valores de campo elétrico ($E/N > 175$ Td) os resultados referentes à componente eletrônica do sinal induzido, obtidos por diferentes modelos, apresentam comportamento concordante. Isso se deve ao fato de que com aumento do campo elétrico a maioria dos elétrons do processo de avalanche ser produzida nas proximidades do anodo. Dessa forma, o deslocamento dos elétrons até o respectivo eletrodo coletor é menor do que o dos íons, o que acarreta em uma contribuição relativa para o sinal total menor do que a dos íons positivos.

FIGURA 43: Contribuição eletrônica e iônica para a carga total considerando a taxa de repetição do laser de 20 Hz e o modelo apresentado por R. Santonico [97], largamente empregado para RPCs.

APÊNDICE D – PARÂMETROS DE TRANSPORTE OBTIDOS COM PROGRAMA MAGBOLTZ

Nas FIG.44-46 a seguir são mostrados os resultados para a velocidade de arrastamento (v_-), coeficiente de difusão transversal (D_T) e longitudinal (D_L) de elétrons no isobutano de 1 até 220 Td, obtidos com diferentes versões do programa Magboltz (2.7.1 e 2.8.6) e formalismos de espalhamento. Vale destacar que para o isobutano existem dois conjuntos de secções de choque disponíveis no programa. Esses conjuntos foram acrescentados à base de dados em 1999 e 2009.

FIGURA 44: Velocidades de arrastamento de elétrons obtidas com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.

FIGURA 45: Coeficientes de difusão transversal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.

FIGURA 46: Coeficientes de difusão longitudinal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no isobutano.

Nas FIG. 47-49 a seguir são mostrados os resultados para a velocidade de arrastamento (v_-), coeficiente de difusão transversal (D_T) e longitudinal (D_L) de elétrons no n-butano de 1 até 220 Td, obtidos com diferentes versões do programa Magboltz (2.7.1 e 2.8.6) e formalismo de espalhamento isotrópico. O conjunto de secções de choque do n-butano foi acrescentado à base de dados em 2003 e é o único disponível no programa.

FIGURA 47: Velocidades de arrastamento de elétrons obtidas com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano.

FIGURA 48: Coeficientes de difusão transversal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano.

FIGURA 49: Coeficientes de difusão longitudinal obtidos com diferentes versões da simulação Magboltz e formalismos de espalhamento no n-butano.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. FONTE, P.; FERREIRA MARQUES, R.; PINHÃO, J.; CAROLINO, N.; POLICARPO, A. High-resolution RPCs for large TOF systems. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 449, p.295-301, 2000.
2. FONTE, P.; PESKOV, V. High-resolution TOF with RPCs. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v.447, p. 17-22, 2002.
3. LIMA, I.B. **Medidas do coeficiente de multiplicação gasosa no isobutano puro**. 2010. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
4. 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 first Townsend coefficient in pure isobutane, **AIP Proceedings**, v. 1351, p. 207-211, 2011.
5. LIMA, I. B.; VIVALDINI, T. C.; GONCALVES, J. A. C; BOTELHO, S.; RIDENTI, M. A.; FONTE, P.; MANGIAROTTI, A.; PASCHOLATI, P. R.; BUENO, C. C. Studies of Gaseous Multiplication Coefficient in Isobutane. **AIP Conference Proceedings**, v. 1245, p. 149-152, 2010.
6. 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.
7. MANGIAROTTI, A.; LIMA, I.B.; VIVALDINI, T.C.; GONÇALVES, J.A.C.; 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.
8. TSUMAKI, K. Determination of the Townsend primary ionization coefficient using a parallel plate avalanche counter. **Jap. Jour. Appl. Phys.** v. 27, p. 393-396, 1988.
9. LU, C.; MCDONALD, K. T.; ZHU, Y. Helium gas mixtures for ring imaging Cherenkov detectors with CsI photocathodes. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 334, p. 328–338, 1993.

10. BRONIC, I. K.; GROSSWENDT, B. Gas amplification and ionization coefficients in isobutane and argon-isobutane mixtures at low gas pressures. **Nucl. Instr. and Meth. B.** v. 142, p. 219-244, 1998.
11. NAKHOSTIN, M.; BABA, M.; OHTSUKI, T.; OISHI, T.; ITOGA, T. Precise measurements of first Townsend coefficient, using parallel plate avalanche chamber. **Nucl. Instr. and Meth. A.** v. 572, p. 999 – 1003, 2007.
12. NAKHOSTIN, M.; WALKER, P. M. Determination of gas amplification factor by digital waveform analysis of avalanche counter signals. **Nucl. Instr. and Meth. A.** v. 615, p. 53-56, 2010.
13. HEYLEN, A. E. D. Ionization coefficients and sparking voltages from methane to butane. **Int. J. Electron.** v. 39, p. 653-660, 1975.
14. RAETHER, H. **Electron avalanches and breakdown in gases.** London: Butterworth, 1964.
15. BIAGI, S. F. Código em Fortran do programa Magboltz 2 disponível no site: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>. Acesso em 11 fev. 2014.
16. VA'VRA, J. Review of wire chamber aging. **Nucl. Instr. And Meth. A.** v.252, p. 547-563, 1986.
17. KADYK, J.; WISE, J. Wire aging studies: CF₄ / Isobutane and Helium-based gas mixtures, **Phys. Rev. B (Proc. Suppl.)**. v. 44, p. 567-576, 1995.
18. VA'VRA, J. Physics and chemistry of aging – early developments. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 515, p. 1-14, 2003.
19. SAULI, F. Fundamental understanding of aging processes: review of the workshop results. **Nucl. Instr. And Meth. A.** v.515, p. 358-363, 2003.
20. LOPES, L.; FERREIRA-MARQUES, R.; FONTE, P.; PIEDADE, A. P.; POLICARPO, A. A study of ageing in timing RPCs. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 533, p. 121-125, 2004.
21. LOEB, L. B. **Basic processes of gaseous electronics.** Berkeley: University of California Press, 1955.
22. LLEWELLYN-JONES, F. **Ionization avalanches and breakdown.** New York: Wiley, 1967.
23. KORFF, S. A. **Electron and Nuclear Counters.** New York: Van Nostrand, 1946.

24. VON ENGEL, A. **Ionized gases**. 1st ed. NY: American Institute of Physics, 1997.
25. HAYDON, S. C.; WILLIAMS, O. M. Secondary ionization by metastable particles in nitrogen. **J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.**, v. 6, p. 1866 – 1880, 1973.
26. GOSSERIES, A. La determination des coefficients d'ionisation α et γ dans les gaz. **Physica**, v. 6, p. 458 – 472, 1939.
27. MALLER, V. N.; NAIDU, M. S. Growth of ionization currents in nitrogen. **J. Phys. D: Appl. Phys.** v. 7. p. 1406-1411, 1974.
28. BUURSEN, C. G. J.; DE HOOG, F. J.; VAN MONTFORT, L. H. New values of α/p_0 in pure neon obtained with the luminous-flux method. **Physica**, v. 60, p. 244 – 256, 1972.
29. 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.
30. BLEVIN, H. A.; FLETCHER, J. Optical studies of pre-breakdown electron avalanches. **Aust. J. Phys.** v. 45, p. 375-386, 1992.
31. KELLY, L. J.; BRENNAN, M. J.; WEDDING, A. B. Cathode region of steady-state Townsend discharge in nitrogen. **Aust. J. Phys.** v. 42, p. 365 – 377, 1989.
32. COOKSON, A. H.; WARD, B. W.; LEWIS, T. J. Townsend's first ionization coefficient for methane and nitrogen. **Brit. J. Phys.** v. 17, p. 891-903, 1966.
33. LEGLER, W. Zur Statistik der Elektronenlawinen. **Z. Phys.** v. 140, p. 221 - 240, 1955.
34. BLEVIN, H. A.; NYGAARD, K. J; SPRIGGS, K. R. Analysis of transient voltage measurements from electron swarm experiments including ionization and attachment, **J. Phys. D: Appl. Phys.** v. 14, p. 841-850, 1981.
35. HUNTER, S. R.; CARTER, J. G.; CHRISTOPHOROU, L. G. Electron transport measurements in methane using an improved pulsed Townsend technique. **J. Appl. Phys.** v. 60, p. 24-35, 1986.
36. URQUIJO, J.; ARRIAGA, C. A.; CISNERO, C.; ALVAREZ, I. A time-resolved study of ionization electron attachment and positive-ion drift in methane. **J. Phys. D: Appl. Phys.** v. 32, p. 41-45, 1999.
37. DAHL, D. A.; TEICH, T. H.; FRANCK, C. M. Obtaining precise electron swarm parameters from a pulsed Townsend setup. **J. Phys. D: Appl. Phys.** v. 45 p. 1-9, 2012.

38. 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.
39. MEEK, J. M.; CRAGGS J. D. **Electrical breakdown of gases**. London: Oxford Press, 1953.
40. PALLADINO, V.; SADOULET, B. Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. **Nucl. Instr. Meth.** v. 128, p. 323-325, 1975.
41. SAULI, F. **Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers**. CERN 77-09. Geneva: CERN, 1977.
42. RAJU, G. G. **Gaseous electronics: theory and practice**. Boca Raton: Taylor and Francis Group, 2006.
43. FONTE, P. High-resolution timing of MIPs with RPCs – a model. **Nucl. Instr. Meth. A** v. 456, p. 6–10, 2000.
44. AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; SANTONICO, R. Saturated logistic avalanche model. . **Nucl. Instr. Meth. A** v. 508, p. 6–13, 2003.
45. MANGIAROTTI, A.; BUENO, C. C.; FONTE, P.; GOBBI, A.; GONZÁLEZ-DÍAZ, D.; LOPES, L. On the deterministic and stochastic solutions of space charge models and their impact on high resolution timing. **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)** v. 158, p. 118-122, 2006.
46. LIPPMANN, C.; RIEGLER, W. Simulation of space charge effects in resistive plate chamber. **IEEE Trans. Nucl. Sci.** v. 50, p. 797-802, 2003.
47. SANTONICO, R.; CARDARELLI, R. Development of resistive plate counters. **Nucl. Instr. and Meth**, v. 187, p. 377-380, 1981.
48. CARDARELLI, R.; SANTONICO, R.; DI BIAGIO, A.; LUCCI, A. Progress in resistive plate counters. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 263, p. 20-25, 1988.
49. PARCHOMCHUCK, V.V.; PESTOV, Yu. N.; PETROVYKH, N.V. A spark counter with large area. **Nucl. Instr. and Meth.**, vol. 93, p. 269-276, 1971.
50. PESTOV, Yu. N.; FEDOTOVICH, G.V. A picosecond time of flight spectrometer for the VEPP-2M based on local-discharge spark counter. **SLAC translation 184**. Preprint IYAF 77-78, p.1-18, 1978.

51. CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; SANTONICO, R. Performance of a resistive plate chamber operating with pure CF₃Br. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 333, p.399-403, 1993.
52. CARDARELLI, R.; MAKEEV, V.; SANTONICO, R. Avalanche and streamer mode operation of resistive plate chambers. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 382, p.470-474, 1996.
53. FONTE, P. Survey of physical modelling in Resistive Plate Chambers. **JINST** v.8, p. 1-67, 2013.
54. BLANCO, A.; CHEPEL, V.; FERREIRA-MARQUES, R.; FONTE, P.; LOPES, M. I.; PESKOV, V.; POLICARPO, A. Perspectives for positron emission tomography with RPCs. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 508, p.88-93, 2003.
55. CRESPO, P.; BLANCO, A.; COUCEIRO, M.; FERREIRA, N. C.; LOPES, L.; MARTINS, P.; FERREIRA-MARQUES, R.; FONTE, P. Resistive plate chambers in pósitron emission tomography. **Eur. Phys. J. Plus.** v. 128, p. 1-35, 2013.
56. CERRON ZEBALLOS, E.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE J.; 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.
57. BUENO, C. C.; FRAGA, M. M.; GONÇALVES, J. A. C.; FERREIRA MARQUES R.; POLICARPO A. J. P. L.; DAMY DE S. SANTOS, M. Rate effects in a proportional counter with resistive cathode. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 408, p. 496-502, 1998.
58. FRAGA, M. M.; FERREIRA MARQUES, R.; 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.
59. FRAGA, M. M.; FERREIRA MARQUES, R.; LIMA, E. P.; POLICARPO, A. J. P. L.; BUENO, C. C.; GONÇALVES, J. A. C.; SANTOS, M. D. S. Influence od resistive electrodes on detector performance. **Scientifica Acta** v. 13, p. 1-10, 1998.
60. AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; DI STANTE, L.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; SANTONICO, R. Na RPC y irradiation test. **Nucl. Instr. Meth. A** v. 456, p. 82–86, 2003.

61. GONZÁLEZ-DÍAZ, D.; FONTE, P.; GARZÓN, J. A.; MANGIAROTTI, A. An analytical description of rate effects in timing RPCs **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)** v. 158, p. 111-117, 2006.
62. CROTTY, I.; LAMAS VALVERDE, J.; LAURENTI, G.; WILLIAMS, M. C. S.; ZICHICHI, A. Investigation of resistive parallel plate chambers. **Nucl. Instr. and Meth. A** v. 329, p.133-139, 1993.
63. PHELPS, A. V.; PETROVIC, Z. LJ. Cold-cathod discharge and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. **Plasma Sources Sci. Technol.** v. 8, p. R21–R44, 1999.
64. RAJU, G. G. **Gaseous electronics: tables, atoms, and molecules**. Boca Raton: Taylor and Francis Group, 2012.
65. FLESCH, G. D.; SVEC, H. Fragmentation reactions in the mass spectrometer for C₂-C₅ alkanes. **J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2**, v. 69, p. 1187-1199, 1973.
66. WATANABE, K.; NAKAYAMA, T.; MOTT, J. Ionization potentials of some molecules. **J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer**. v. 2, p. 369-382, 1962.
67. COMBECHER, D. Measurements of W values of low-energy electrons in several gases. **Radiat. Res.** v. 84, p. 189-218, 1980.
68. SCHRAM, B. L.; VAN DER WIEL, M. J.; HEER, F. J.; MOUSTAFA, H. R. Absolute Gross Ionization Cross Sections for Electrons (0.6–12 keV) in Hydrocarbons. **J. Chem. Phys.** v. 44, p. 49-54, 1966.
69. FLOEDER, K.; FROMME, D.; RAITH W.; SCHWAB, A. SINAPIUS, G. Total cross section measurements for positron and electron scattering on hydrocarbons between 5 and 400 eV. **J. Phys. B: At. Mol. Phys.** v. 18, p. 3347-3359, 1985.
70. HAGELAAR, G. J. M.; PITCHFORD, L. C. Bolsig+, Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie. < <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/download.php>>. Acesso em 11 fev. 2014.
71. 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.
72. PITCHFORD, L. C.; O NEIL, S. V.; RUMBLE Jr., J. R. Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments. **Phys. Rev. A** v. 23, p. 294-304, 1981.

73. 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.
74. BIAGI, S. F. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. **Nucl. Instr. Meth. A**. v. 273, p. 533–535, 1988.
75. BIAGI, S. F. A multiterm Boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain and magnetic-field effects in argon-methane-water-vapour mixtures. **Nucl. Instr. Meth. A**. v. 283, p. 716–722, 1989.
76. OPAL, C. B.; PETERSON, W. K.; BEATY, E. C. Measurements os secondary-electron spectra produced by eléctron impact ionization of a number of simple gases. **J. Chem. Phys.** v. 55, p. 4100–4106, 1971.
77. HALE, A. H. The Townsend coefficient for ionization by collision in pure and contaminated hydrogen as a function of the cathode material. **Phys. Rev.** v. 55, p. 815-819, 1939.
78. BLEVIN, H. A.; HAYDON, S. C.; SOMERVILLE, J. M. Effects of gaseous impurities on the first Townsend coefficient in hydrogen. **Nature**. v. 179, p. 38-39, 1957.
79. SKRIVER, H. L.; ROSENGAARD, N. M. Surface energy and work function of elemental metals. **Phys. Rev. B (Proc. Suppl.)**. v. 46, p. 7157-7168, 1992.
80. BOUROTTE, J.; SADOULET; B. Ionization of multiwire proportional chamber gas by double photon absorption. **Nucl. Instr. and Meth.** v. 173, p. 463-470, 1980.
81. HILKE, H.J. Detector calibration with lasers – a review. **Nucl. Instr. and Meth. A**. v. 252, p. 169-179, 1986.
82. HARRISON, J. A. A computer study of uniform-field electrodes. **Brit. J. Appl. Phys.**, v. 18, p. 1617-1627, 1967.
83. PEARSON, J.J.; HARRISON, J.A. The effect of an anode hole on measurements of Townsend's α . **Brit. J. Appl. Phys.**, v. 2, p. 1583-1588, 1969.
84. VIVALDINI, T. C. **Medidas de velocidade de arrastamento de elétrons em gases inibidores de descargas pelo método de Townsend pulsado**. 2014. Tese (Doutorado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.

85. DANIEL. T. N.; HARRIS, F.M. The spatial growth of ionization current in nitrogen at voltages up to 500kV. **J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.** v.3, p.363-368, 1970.
86. 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.
87. YOUSFI, M.; URQUIJO, J.; JUARÉZ, 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.
88. LONGO, S.; CAPITELLI, M. A simple approach to treat anisotropic elastic collisions in Monte Carlo calculations of the electron energy distribution function in cold plasmas. **PLASMA CHEMISRY AND PLASMA PROCESSING**, v. 14, p. 1-13, 1994.
89. OKHRIMOVSKYY, A.; BOGAERTS, A.; GIJBELS, R. Electron anisotropic scattering in gases: A formula for Monte Carlo simulations. **Phys. Rev. E** v. 65, p. 1-4, 2002.
90. GONZÁLEZ-DÍAZ, D.; BELVER, D.; BLANCO, A.; FERRERA-MARQUES, R.; 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. AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; DI STANTE, L.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; PASTORI, E.; SANTONICO, R. RPC operation at high temperature, **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 508, p. 44-49, 2003.
92. GUSTAVINO, C.; CANDELA, A.; DE DEO, M.; D'INCECCO, M.; REDAELLI, N.; TONAZZO, A.; TRINCHERO, G. C. Performance of a glass RPC operated in avalanche mode. **Nucl. Instr. and Meth. A**, v. 527, p. 471-477, 2004.
93. LOPES, L.; FERREIRA MARQUES, R.; FONTE, P.; HENNETIER, L. PERREIRA, A.; SOUZA CORREIA, A. M. Ceramic high-rate timing RPCs. **Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)** v. 158, p. 66-70, 2006.
94. SAKAI, Y.; TAGASHIRA, H.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N: I. Monte Carlo simulation. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v.10, p.1035-1049, 1977.

95. TAGASHIRA, H.; SAKAI, Y.; SAKAMOTO, S. The development of electron avalanches in argon at high E/N: II. Boltzmann equation analysis. ***J. Phys. D: Appl. Phys.***, v.10, p.1051-1063, 1977.
96. INSTITUTO NACIONAL DE METROLOGIA, ***Avaliação de dados de medição - Guia para a expressão de incerteza de medição (ISO-GUM)***. Set., 2008. (JCGM 100:2008).
97. SANTONICO, R. Topics in resistive plate chambers, ***Proceedings on 3rd International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors (RPC95)***, Pavia, Italy, 1996.