



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**DETECTORES GASOSOS DE ELETRODO RESISTIVO:
REGIME ESTACIONÁRIO E TRANSITÓRIO DE
FUNCIONAMENTO**

CARMEN CECÍLIA BUENO TOBIAS

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

**Orientador:
Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos**

**São Paulo
2004**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**DETECTORES GASOSOS DE ELETRODO RESISTIVO:
REGIME ESTACIONÁRIO E TRANSITÓRIO DE FUNCIONAMENTO**

CARMEN CECÍLIA BUENO TOBIAS



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

**Orientador:
Prof. Dr. Marcello Damy de Souza
Santos**

**SÃO PAULO
2004**

Ao Luiz Antonio

A Camila

AGRADECIMENTOS

Desejo exprimir a minha gratidão a todos aqueles que de uma forma ou de outra contribuíram para a execução deste trabalho. Em particular, quero agradecer:

Ao Professor Doutor Marcello Damy de Souza Santos, cujas qualidades humanas e mérito científico estão bem além dos meus elogios, pelos muitos e preciosos ensinamentos e, em especial, pela sua incondicional disponibilidade na minha orientação e constante apoio.

À Professora Doutora Josemary A. C. Gonçalves pela sua amizade, pela permanente colaboração, pelas muitas discussões e pela preciosa ajuda na revisão desta tese.

Ao Professor Doutor Paulo Reginaldo Pascholati do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP pela sua amizade e constante apoio e pela orientação no desenvolvimento do sistema de aquisição das medidas do comportamento transitório do detector resistivo.

À Professora Doutora Maria Margarida F. R. Fraga do Departamento de Física da Universidade de Coimbra pela sua amizade, inestimável cooperação e discussões elucidativas sobre os detectores resistivos cilíndricos.

Ao Professor Doutor Paulo Fonte do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra pelas valiosas discussões, pela disponibilidade que manifestou em me ensinar a técnica e os segredos associados à montagem da câmara de placas paralelas e por ter me fornecido todo o material da RPC estudada neste trabalho.

Ao Professor Doutor Armando José P. de Leão Policarpo pela forma calorosa que me recebeu no Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra e pela colaboração atenta e constante.

Ao Professor Doutor Rui Ferreira Marques do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas da Universidade de Coimbra pelo seu encorajamento e auxílio e, em particular, pela sua amizade.

Ao meu orientando de mestrado, **Fábio de Camargo**, pelo auxílio prestado na confecção de parte dos gráficos e pelas fotografias deste trabalho.

Ao Gerente do Centro de Tecnologia das Radiações, **Doutor Wilson A. Parejo Calvo** e à Chefe de Divisão de Pesquisa e Desenvolvimento, **Doutora Maria Helena de O. Sampa**, pelo interesse e pelas facilidades proporcionadas durante a realização deste trabalho.

Ao **Engenheiro José Carlos Sabino** e à equipe técnica da Oficina Mecânica do IPEN por todo o apoio prestado na execução deste projeto.

A **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo**, pelo auxílio concedido na Bolsa Pesquisa Exterior e Auxílio Pesquisa (processos 01/09808-3 e 00/05856-0).

DETECTORES GASOSOS DE ELETRODO RESISTIVO: REGIME ESTACIONÁRIO E TRANSITÓRIO DE FUNCIONAMENTO

Carmen Cecília Bueno Tobias

RESUMO

Neste trabalho são apresentados os estudos das condições de resposta de dois detectores resistivos, um de geometria cilíndrica e outro de placas paralelas, operando em regime proporcional na detecção de radiação eletromagnética. A origem do efeito da taxa de contagem em detectores resistivos foi investigada na geometria cilíndrica mediante a medida da variação temporal da amplitude dos impulsos correspondentes aos raios-X de 22,1keV de uma fonte de ^{109}Cd . Os resultados obtidos permitiram associar o efeito de polarização do vidro com a redução do ganho em carga do detector através de duas constantes de tempo (rápida e lenta), cuja interpretação é uma contribuição deste trabalho para o esclarecimento de um dos fenômenos mais importantes em detectores resistivos. A seguir, foi estudada a condição operacional de uma câmara de placas paralelas (uma delas de vidro) com espaçamento de 300 μm , utilizando uma fonte de ^{60}Co . A influência da tensão no ganho do detector foi verificada através da análise do espectro de carga, tendo sido possível estabelecer os limites de operação desta câmara em regime de avalanche e o limiar de aparecimento de impulsos de *streamer* em diferentes misturas gasosas, seis das quais estudadas pela primeira vez. As alterações do ganho e da estabilidade de resposta do detector devidas à presença de pequenas concentrações de hexafluoreto de enxofre nos permitiram observar as excelentes propriedades inibidoras desse gás. Por outro lado, foi também possível determinar a eficiência intrínseca de detecção da radiação eletromagnética, visto que esse parâmetro será muito importante para a futura utilização dessas câmaras em aceleradores.

GAS-FILLED DETECTORS WITH RESISTIVE ELECTRODE: STATIONARY AND TRANSIENT OPERATION REGIMES

Carmen Cecilia Bueno Tobias

ABSTRACT

In this work are presented the studies of two resistive detectors performance, one with cylindrical and other with parallel plate geometries, which are operated in proportional regime for the detection of electromagnetic radiations. The origin of the rate effects in the cylindrical detector was investigated by measuring the time dependence of the charge pulse height due to the X-rays from a ^{109}Cd source. The results obtained allowed to associate the glass polarization effect with the detector charge gain loss through two time decay constants (fast and slow), whose interpretation is the contribution of this work to clarify one of the most important phenomena of resistive detectors. Afterward, it was studied the response of one thin gap (300 μm) parallel plate chamber using one ^{60}Co source. The applied voltage influence on the detector gain was verified by the spectra charge analyses what made possible to stablish the chamber operation limits in avalanche mode and the threshold of streamers production in different gases mixtures (six of them first studied). The chamber charge gain and response stability changes due to the presence of small concentrations of sulphur hexafluoride allowed us to observe the excellent quenching properties of this gas. On the other hand, it was also possible to measure the chamber intrinsic efficiency for gamma rays, since this parameter will be very important for the future application of these chambers in accelerator experiments.

SUMÁRIO

	Página
1 INTRODUÇÃO.....	8
1.1 Plano da tese.....	11
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA DO ASSUNTO.....	13
3 PARÂMETROS DE TRANSPORTE.....	19
3.1 Processos atômicos e moleculares relevantes em detectores gasosos.....	19
3.1.1 Excitação e ionização.....	20
3.1.2 Desexcitação e recombinação.....	22
3.1.3 Formação de íons negativos.....	24
3.2 Deriva e difusão de cargas em gases.....	25
3.2.1 Difusão de elétrons e íons em ausência de campo elétrico.....	25
3.2.2 Deriva de elétrons e íons em presença de campo elétrico.....	27
3.3 Coeficientes de descarga.....	33
3.3.1 Primeiro coeficiente <i>Townsend</i>	33
3.3.2 Segundo coeficiente <i>Townsend</i>	37
4 DETECTORES PROPORCIONAIS.....	40
4.1 Detectores metálicos.....	40
4.1.1 Princípio de operação.....	40
4.1.2 Efeito de carga espacial.....	47
4.1.3 Escolha da mistura gasosa.....	48
4.1.4 Formação do sinal.....	51
4.2 Detectores resistivos.....	55
4.2.1 Regime estacionário.....	55
4.2.2 Regime transitório.....	60
5 DETECTOR PROPORCIONAL DE GEOMETRIA CILÍNDRICA.....	64
5.1 Arranjo Experimental.....	64
5.1.1 Medidas de resistividade.....	64

5.1.1.1 Efeito da temperatura na resistividade.....	67
5.2 Detector cilíndrico e sistema de admissão de gases.....	69
5.3 Escolha da fonte radioativa.....	70
5.4 Sistema eletrônico.....	71
5.4.1 Medidas de carga e de ganho do detector.....	71
5.4.2 Patamares.....	73
5.5 Resultados experimentais e análise.....	74
5.5.1 Resposta dos detectores para baixa taxa de contagem.....	74
5.5.2 Resposta dos detectores para taxas de contagem elevadas.....	77
5.6 Conclusões parciais.....	82
6 DETECTOR PROPORCIONAL RESISTIVO EM REGIME TRANSITÓRIO.....	84
6.1 Arranjo experimental.....	84
6.2 Resultados experimentais.....	86
6.3 Interpretação dos resultados.....	98
6.4 Conclusões parciais.....	100
7 DETECTOR RESISTIVO DE PLACAS PARALELAS.....	102
7.1 Introdução.....	102
7.2 Arranjo experimental.....	104
7.3 Resultados Experimentais.....	107
7.3.1 Espectros de carga e patamares.....	107
7.3.1.1 Características gerais dos espectros de carga.....	107
7.3.1.2 Características gerais dos patamares.....	108
7.3.1.3 Resultados experimentais obtidos com diferentes misturas.....	109
7.3.1.3.1 Isobutano puro.....	109
7.3.1.3.2 Isobutano com argônio.....	112
7.3.1.3.3 Isobutano com argônio e hexafluoreto de enxofre.....	117
7.3.2 Eficiência intrínseca da RPC a raios gama.....	127
7.3.2.1 Resultados obtidos para as diferentes misturas.....	128
7.4 Conclusões parciais.....	129
8 CONCLUSÕES.....	132
APÊNDICE.....	134
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	137

1 INTRODUÇÃO

Nesta tese são descritos os estudos realizados no domínio dos detectores gasosos de eletrodos resistivos, de geometrias cilíndrica e plana, funcionando em regime de avalanche. Este trabalho insere-se num programa de pesquisa mais amplo em física de detectores que vem sendo realizado no Centro de Tecnologia das Radiações (CTR) com a colaboração do Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP) do Departamento de Física da Universidade de Coimbra, Portugal.

Resultados obtidos em nosso laboratório na década de oitenta na área de detectores gasosos constituídos por cilindros de vidro alcalino revestidos externamente por uma camada de grafite coloidal, operando em regime *Geiger-Muller* [1] e proporcional [2], evidenciaram a existência de um fenômeno de polarização do vidro responsável pela queda de eficiência de detecção com o aumento da taxa de irradiação desses contadores. Apesar da elevada estabilidade de resposta, principalmente no regime *Geiger*, dada à significativa redução de impulsos espúrios, a utilização desses detectores se mostrou adequada apenas nas aplicações com baixas taxas de contagem [3, 4].

Simultaneamente, pesquisas na área de detectores gasosos com elevadas resoluções temporais, como as câmaras de placas metálicas paralelas, indicavam que, apesar da rapidez de resposta e capacidade de detecção para taxas de contagem tão elevadas quanto 10^5 Hz/mm² [5, 6], o problema de instabilidades geradas por faíscas decorrentes da proximidade dos eletrodos ainda era um fator limitante para a aplicação em larga escala desses detectores, nomeadamente em experiências que exigiam grandes áreas de detecção.

Nessa linha de investigação, foi proposta por *Pestov e Fedotovitch* [7, 8] a construção de uma câmara de placas paralelas com espaçamento de 100 μ m, sendo uma delas de vidro com alta resistividade elétrica (da ordem de 10^{12} Ω .cm) responsável pela proteção do detector em relação ao aparecimento de faíscas. Para garantir uma eficiência razoável de detecção, a pressão da mistura gasosa

dessa câmara tinha que ser mantida o mais elevada possível (15 atm) o que exigia o emprego de tensões superiores a 12 kV.

As dificuldades de operação em alta pressão do gás e elevada tensão de polarização do anodo da câmara *Pestov*, associadas à exigência de perfeito paralelismo entre as placas devido ao pequeno espaçamento entre elas, motivaram o aparecimento de uma nova concepção de detectores planos resistivos, operando em pressão atmosférica e com eletrodos mais espaçados: as câmaras de placas resistivas (*resistive plate chambers* - RPCs) concebidas por *Santonico* e *Cardarelli* [9].

Pesquisas sobre as condições operacionais desses detectores indicavam que, apesar da possibilidade de obter resoluções temporais em torno de 1 ns, o seu uso estava limitado a taxas de contagens máximas de 100 Hz/cm² [10], conseqüência da significativa queda de sua eficiência com o aumento da taxa de contagem e da diferença de potencial entre os eletrodos. O fato desse fenômeno já ter sido observado em detectores resistivos de geometria cilíndrica, de forma totalmente independente pelo nosso grupo, nos motivou a investigar a sua origem a fim de esclarecer a importância relativa dos fenômenos físicos envolvidos na operação desses contadores.

A escolha da geometria cilíndrica foi baseada nas suas vantagens em relação à plana, nomeadamente a melhor resolução em energia, o que permite a detecção e medida de pequenas variações de ganho, carga e corrente, e melhor definição do regime de operação do detector, tornando mais fácil e precisa a identificação de novos fenômenos que venham surgir no funcionamento de contadores de eletrodos resistivos, sem haver perda de generalidade de informação em relação à geometria de placas paralelas.

Resultados experimentais obtidos pelo nosso grupo [11-13] com detectores resistivos operando em regime proporcional evidenciaram uma redução na eficiência de detecção de radiação, tendo sido possível relacionar esse efeito a uma quantidade de carga mínima liberada no detector. Este comportamento pode ser associado à recuperação da intensidade do campo elétrico no interior do detector, a qual possivelmente deve estar vinculada à evolução da corrente de descarga através do dielétrico com o tempo.

Como a importância e a correlação entre esses parâmetros experimentais não estavam bem estabelecidas de modo a servir de base a possíveis otimizações nas características operacionais de detectores resistivos, deu-se continuidade a essa linha de pesquisa nesse trabalho de doutorado através do estudo da evolução temporal da resposta de um detector cilíndrico operando em regime proporcional a fim de obter informações sobre os mecanismos subjacentes ao seu funcionamento com vistas à aplicação futura em altas taxas de contagem, como no caso de medidas de tempo de voo [14, 15] e da tomografia por emissão de pósitrons, recentemente proposta por Fonte e colaboradores [16]. No entanto, como nessas aplicações a geometria plana é mais apropriada do que a cilíndrica, devido à maior rapidez de resposta do detector, decidiu-se projetar e construir uma câmara resistiva de placas paralelas com pequeno espaçamento e estudar as suas características de operação priorizando os parâmetros de estabilidade de sua resposta no regime proporcional em diferentes misturas gasosas.

Nesse sentido, o plano de trabalho de doutorado foi desenvolvido em duas linhas principais com os seguintes objetivos:

1ª) Estudo das condições de resposta temporal de um detector resistivo em geometria cilíndrica operando em regime transitório e a influência da taxa de contagem nas constantes de tempo do material resistivo (vidro) empregado.

2ª) Desenvolvimento de uma câmara resistiva de placas paralelas de pequeno espaçamento e estudo das suas características operacionais com diferentes misturas gasosas.

Para atingir os objetivos acima mencionados, o presente trabalho compreendeu duas fases: na primeira, foram efetuadas medidas dinâmicas da variação da amplitude dos impulsos provenientes de um detector resistivo cilíndrico, preenchido com uma mistura de 90 % de argônio e 10 % de metano (mistura P10), em função da taxa de contagem. Como fonte radioativa foi empregada a de ^{109}Cd , cuja distância em relação ao detector foi variada para garantir diferentes taxas com a mesma área de irradiação. O parâmetro fundamental observado foi o da variação do centróide do pico do espectro de

carga em função do tempo e da taxa de contagem, utilizando um programa desenvolvido em colaboração com o Laboratório do Acelerador Linear (LAL) da Universidade de São Paulo. Os resultados obtidos permitiram associar o efeito de polarização do vidro com a redução do ganho em carga através de duas constantes de tempo (rápida e lenta), cuja interpretação é uma contribuição desse trabalho para o esclarecimento de um dos fenômenos mais importantes em detectores resistivos.

Na segunda fase foi estudada a condição operacional de uma câmara de placas paralelas (uma de vidro e a outra de Al) com espaçamento de 300 μm , utilizando uma fonte de ^{60}Co . A influência da tensão no ganho foi verificada através da análise do espectro de carga, tendo sido possível estabelecer os limites de operação dessa câmara em regime de avalanche e o limiar de aparecimento de impulsos de *streamer* em diferentes misturas gasosas. As alterações de ganho do detector devidas à presença de pequenas concentrações de hexafluoreto de enxofre nos permitiram observar as excelentes propriedades inibidoras de fotoionização desse gás. Por outro lado, foi também possível determinar a eficiência intrínseca deste detector para a radiação eletromagnética, visto que esse parâmetro será muito importante para a futura utilização dessas câmaras em aceleradores.

1.1 Plano da tese

No capítulo 2 é apresentada uma revisão da literatura sobre os detectores de eletrodos resistivos, onde são abordadas as dificuldades encontradas e as soluções propostas para o desenvolvimento das RPCs. A situação atual das pesquisas que vêm sendo realizadas nesta área também é abordada com o objetivo de situar o plano de doutorado em questão e salientar a atualidade do tema proposto.

No capítulo 3 são descritos os processos atômicos e moleculares mais relevantes para a operação dos detectores gasosos, as propriedades de transporte dos elétrons e íons nos gases e as suas distribuições de energia. A influência do campo elétrico nas velocidades de deriva e nos coeficientes de difusão, recombinação e captura eletrônica também é apresentada. Para finalizar este capítulo também é descrito um estudo dos processos de multiplicação

gasosa que ocorrem tanto em detectores de geometria cilíndrica quanto na plana, bem como a teoria de *Townsend* da geração de avalanches e suas propriedades.

No capítulo 4 é feito um estudo sobre o princípio de funcionamento de detectores proporcionais (metálicos e resistivos) e dos parâmetros mais importantes que determinam as suas condições de resposta. Também são apresentadas as diferenças entre os regimes estacionário e transitório de operação dos detectores resistivos, com a abordagem teórica baseada em um modelo anteriormente proposto pelo nosso grupo.

No capítulo 5 são apresentados os resultados referentes ao estudo das características de resposta do detector resistivo de geometria cilíndrica, em regime estacionário, priorizando-se a influência da taxa de contagem no ganho em carga. A comparação entre os resultados obtidos com este detector e um metálico é feita com base no nosso modelo teórico descrito no capítulo anterior.

No capítulo 6 são descritos os resultados experimentais obtidos com o detector resistivo de geometria cilíndrica operando em regime transitório, nomeadamente nas constantes de tempo que traduzem a queda da amplitude dos impulsos durante o processo de polarização do vidro. Também são apresentadas as conclusões pertinentes a esse assunto.

No capítulo 7 é efetuado um estudo experimental sistemático das condições de resposta de uma câmara de placas paralelas, estreitamente espaçadas, para diferentes misturas gasosas isentas de tetrafluoreto. As propriedades inibidoras do hexafluoreto de enxofre também são estudadas tendo como comparação o isobutano. Também são descritas as medidas da eficiência intrínseca desta RPC (operando em regime de elétron único) aos raios gama do ^{60}Co com a interpretação dos resultados obtidos e conclusões.

No capítulo 8 são sumariados os principais resultados descritos neste trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA DO ASSUNTO

As câmaras de placas resistivas (*Resistive Plate Chambers* – RPCs) são essencialmente câmaras de faces paralelas (*Parallel-Plate Chambers* - PPCs), protegidas em relação às descargas através da substituição dos eletrodos, convencionalmente metálicos, por placas de materiais de elevada resistividade (10^{10} a 10^{13} $\Omega\cdot\text{cm}$). Por partilharem das excelentes características das PPCs, como é o caso da boa resolução espacial (cerca de 100 μm) e temporal (poucos ns), além da possibilidade de construção, a um baixo custo, de grandes áreas de detecção, as RPCs têm sido escolhidas nas aplicações de medidas de tempo de voo [14, 15, 17-20], e como detectores em sistemas de disparo (*trigger*) nas experiências de física de altas energias [21-29].

Usualmente, as RPCs operam em regime saturado, de grande ganho em carga, onde as partículas ionizantes desencadeiam o desenvolvimento de uma avalanche *Townsend* com carga elevada que conduz ao aparecimento de uma faísca. A corrente gerada nesse processo é limitada pelo material resistivo através de uma redução do campo elétrico local, criando uma região temporariamente insensível e restringindo a operação desses detectores a baixas taxas de contagem (inferiores a 100 Hz/cm^2) [10]. Apesar dessa limitação, a elevada carga associada à faísca (da ordem de 100 pC) [30] permite uma significativa simplificação na eletrônica de aquisição de sinais, tornando o experimento economicamente viável.

Esforços importantes têm sido feitos no sentido de aumentar a capacidade de resposta das RPCs para alguns kHz/cm^2 , tendo sido sugerido inicialmente o uso de eletrodos de maior condutividade elétrica [31-36]. A desvantagem dessa proposta é a instabilidade de resposta das RPCs no tocante a variações da resistividade elétrica com a temperatura e a umidade do meio [37-40]. Além disso, não está totalmente esclarecida a importância da constante dielétrica e a espessura das placas no funcionamento destes detectores, bem como os valores adequados de resistividade para os quais se obteriam menor

ruído eletrônico e a possibilidade de operação com taxas de contagens mais elevadas [41]. Vários grupos de pesquisa têm se dedicado à escolha de novos materiais [42-46], principalmente plásticos e vidros, com propriedades elétricas estáveis e economicamente viáveis para a construção de grandes áreas de detecção (da ordem de algumas centenas de metros quadrados).

Efeitos de envelhecimento associados aos materiais, nomeadamente os relacionados ao decréscimo da capacidade de resposta das RPCs polarizadas a uma tensão constante e para uma dada carga integrada, têm sido estudados por G. Aielli e seus colaboradores [47]. Segundo esses autores, esse comportamento pode ser atribuído a reações químicas com os íons responsáveis pelo mecanismo de condução no interior dos eletrodos, resultando em um aumento da resistividade do material. Estudos para resolver tais problemas estão em andamento com relativo sucesso [48-51]. Grandes avanços também têm sido obtidos nos estudos de envelhecimento de câmaras de resina fenólica, revestidas internamente com óleo de linhaça para melhorar as características de polimento e uniformidade das placas [52].

Em função dos desafios tecnológicos envolvidos no desenvolvimento de novos materiais com propriedades adequadas ao seu emprego em RPCs, uma solução alternativa para o aumento da capacidade de resposta desses detectores foi sugerida [53] baseando-se na sua operação em modo de avalanche ou de descarga auto-limitada (*self-quenching streamer*). A redução da carga vinculada a cada impulso, característica dos regimes de menor ganho, deve minimizar os efeitos de insensibilidade temporária das RPCs, mesmo quando se empregam eletrodos de resistividade elevada [54-58]. No entanto, uma dificuldade adicional nesse regime de operação reside na escolha de misturas gasosas que garantam uma boa eficiência de detecção, aliada a uma pequena probabilidade de que as avalanches geradas evoluam para a formação de *streamers*.

Uma das formas de reduzir essa probabilidade de transição consiste em aumentar a distância entre as placas o que, simultaneamente, deve elevar a eficiência de detecção. De fato, esse comportamento foi observado por Crotty *et al.* [59, 60] onde RPCs com espaçamentos variáveis de 2.0 mm a 8.0 mm operaram genuinamente em regime de avalanche à medida que aumentava-se a distância entre as placas. A desvantagem das câmaras com grande espaçamento é que diferenças de potenciais muito elevadas (da ordem de 15 kV) são

necessárias para garantir a multiplicação de cargas no interior do detector [61, 62]. Paralelamente, tem-se nessas condições uma piora no desempenho do tempo de resposta das RPCs, como será visto posteriormente. Para evitar essas dificuldades, a redução da coexistência de sinais de avalanche e de *streamer* tem sido obtida através da inserção de pequenas concentrações de hexafluoreto de enxofre (SF_6) [63, 64] em misturas gasosas constituídas basicamente por argônio, isobutano ($\text{isoC}_4\text{H}_{10}$) e tetrafluoretano ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$). Esse último componente não é inflamável, o que aumenta a segurança no seu uso em grandes experiências, e, ao mesmo tempo, é menos prejudicial ao meio ambiente do que o freon 13 B1 (CF_3Br) empregado inicialmente como inibidor em RPCs [65-68].

Como se depreende do exposto, pesquisas sobre a escolha de misturas gasosas que garantam a operação eficiente das RPCs para sistemas de disparo e de tempo de voo e que, ao mesmo tempo, sejam seguras e viáveis economicamente representam atualmente outro desafio na área de detectores gasosos [69-71].

Por outro lado, a operação das RPCs em regime de menor multiplicação de carga requer o emprego de sistemas de amplificação de impulsos com baixo ruído eletrônico, elevado ganho e suficientemente rápidos para evitar perdas de desempenho na resposta em tempo [72-76]. O grande esforço da indústria eletrônica no desenvolvimento de tecnologia de alta frequência indica que num futuro bem próximo seja possível comercializar, com custo razoável, pré-amplificadores e amplificadores muito rápidos (largura de banda superior a 100 MHz) com elevado ganho. Esse fato tem incentivado majoritariamente as pesquisas para o aumento da capacidade de resposta das RPCs em regime de avalanche.

Uma outra importante aplicação das RPCs consiste na sua utilização em medidas de tempo de voo dada a sua excelente resolução temporal, mesmo operando em regime de *streamer* e com espaçamentos de alguns milímetros entre os eletrodos. Resoluções de 1 ns foram obtidas por *Cardarelli et al* [77], utilizando uma câmara de bakelite com 2,0 mm de espaçamento, preenchida com uma mistura de argônio (65 %), butano (22 %) e freon 13 B1 (13 %) e sujeita a taxas de contagens de 200 Hz/cm². No entanto, com o aumento da taxa de contagem, foram observadas variações na resposta da RPC (medida através da técnica usual de comparação com sinais provenientes de um cintilador plástico)

tendo sido significativo o alargamento bem como o deslocamento do pico da distribuição em tempo. O alargamento do pico, que se traduz experimentalmente em uma deterioração da resolução temporal (medida através da largura total à meia altura do pico - *FWHM*), é atribuído às flutuações estatísticas nos processos de multiplicação de cargas e também ao efeito de polarização dos eletrodos, este último sendo fortemente dependente da carga associada aos impulsos bem como da sua frequência. Este fato evidencia que, também para as medidas em tempo, a resposta da RPC deve ser otimizada no regime de avalanche. De fato, *Crotty* e seus colaboradores [53] demonstraram que, através da escolha adequada da mistura gasosa e do espaçamento entre as placas, é possível operar as RPCs em regime de avalanche para taxas de contagens de até 300 Hz/cm^2 , diminuindo sensivelmente o *time walk* em comparação com o regime de *streamer*. No entanto, ainda permanece o problema da deterioração da resolução temporal com o aumento da taxa de contagem, ainda que de uma forma menos acentuada do que a observada em regiões de grande ganho em carga como a de *streamer* [78].

Como a resolução temporal de um detector depende da distância entre os seus eletrodos bem como da velocidade de arrastamento dos elétrons, deve ser esperada uma melhor resposta em tempo para câmaras de menores espaçamentos. Apesar das dificuldades mecânicas decorrentes da maior exigência de paralelismo entre os eletrodos, RPCs com espaçamentos tão pequenos quanto $300 \mu\text{m}$ têm sido construídas, resultando em resoluções temporais mínimas de 55 ps [79]. A vantagem dessa geometria consiste em se obter campos elétricos elevados suficientes para garantir altas velocidades de arrastamento dos portadores de carga mediante diferenças de potencial relativamente baixas (da ordem de 3 kV). No entanto, como consequência imediata da pequena distância entre as placas, tem-se observado uma queda significativa na eficiência de detecção associada a um aumento de probabilidade de transição entre os regimes de avalanche e *streamer*. Para tornar a câmara mais eficiente, sem comprometer a resolução temporal, foram construídas RPCs com vários espaçamentos em série, cada um deles em torno de $200 \mu\text{m}$ [81-89]. A dificuldade fundamental nesse sistema reside na mecânica de precisão de posicionamento das placas, aliada a uma escolha rigorosa da mistura gasosa a ser utilizada. Tais misturas devem apresentar elevada velocidade de arrastamento dos portadores de carga e razoável secção de choque para absorção de fótons

responsáveis pelo aparecimento de impulsos de *streamer*. Esses sinais, pela sua própria origem, são defasados em tempo em relação aos de avalanche e, conseqüentemente, geram uma cauda na distribuição temporal que resulta em uma pior resolução temporal.

A partir dos resultados obtidos com câmaras de maiores espaçamentos, observou-se que a presença de gases eletronegativos, mesmo em pequenas porcentagens, é fundamental para garantir a operação do detector em regime de avalanche. No entanto, a velocidade de arrastamento em gases eletronegativos é freqüentemente reduzida devido à presença de íons negativos, os quais são mais lentos do que os elétrons para um mesmo valor de campo elétrico reduzido (campo elétrico por unidade de pressão do gás). Em sendo assim, a mistura gasosa ideal para aplicações em medidas de tempo deve atender a requisitos aparentemente contraditórios, de forma que a pesquisa nessa área tem demandado uma atenção especial, para não citar o problema de custo para grandes detectores, aspectos de segurança e proteção ao meio ambiente.

Como até o presente a maioria das aplicações com RPCs envolve a sua utilização em aceleradores de partículas, onde existe um *background* elevado de radiação eletromagnética e de nêutrons com energias de até 10 MeV [90], alguns estudos têm sido realizados para verificar a sensibilidade das câmaras resistivas a essas radiações [91-95]. Dependendo da mistura gasosa e do espaçamento entre as placas, essa sensibilidade pode ser significativa. De fato, *Altierni* e seus colaboradores [96] mostraram que para uma RPC com eletrodos de bakelite, separados por 2 mm e preenchida com uma mistura de argônio (90 %), e isobutano (10 %), a sensibilidade varia de 0,01 a 0,07 para raios gama de 0,1 a 100 MeV. A simulação das sensibilidades das RPCs para raios gama e nêutrons também têm sido objeto de estudos atualmente [97-98].

Como se depreende do exposto, os limites de operação das RPCs não estão ainda bem definidos, sendo de profundo interesse o estudo dos processos fundamentais relativos ao seu funcionamento, principalmente as probabilidades de transição entre os regimes de avalanche e saturado, o efeito da carga espacial na sua resposta em tempo e a queda de sua eficiência com o aumento da taxa de contagem e do campo elétrico entre as placas. Neste contexto, segundo *Santonico* [99] os desafios atuais para o desenvolvimento das RPCs são os seguintes:

- Desenvolver um modelo teórico do crescimento da avalanche que permita explicar a operação desses detectores mesmo em configurações complexas como as RPCs de vários estágios. Esse modelo deve incluir os possíveis efeitos de carga espacial nos espectros de carga total observados em RPCs.
- Obter um maior conhecimento do mecanismo de condução elétrica nas placas resistivas, em particular para os plásticos e vidros, os quais, na maioria das vezes, são condutores iônicos. A influência da temperatura e da umidade nesse mecanismo de condução também deve ser esclarecida.
- Reduzir o envelhecimento das RPCs através de um estudo detalhado dos mecanismos responsáveis por esse efeito, quer nas instabilidades de resposta desses detectores com a variação da temperatura e umidade, quer nas alterações provocadas nos materiais usados no revestimento dos eletrodos.

Apesar das dificuldades citadas anteriormente e da necessidade de um grande esforço de pesquisa em RPCs, esses detectores têm sido freqüentemente escolhidos como opções economicamente viáveis para grandes áreas de detecção com características adequadas em experiências de raios cósmicos, de astronomia e de reações em física de altas energias. Recentemente, também foi proposto uso de RPCs de vários espaçamentos para a tomografia de elétrons e pósitrons por *Blanco et al.* [16] e também para formação de imagens médicas [100].

3 PARÂMETROS DE TRANSPORTE

Quando uma partícula carregada ou radiação ionizante penetra em um detector gasoso, produz um certo número de pares de íons que derivam, sob a ação de um campo elétrico, em direção aos eletrodos do detector, sofrendo interações com os átomos e/ou moléculas do meio. A complexidade e natureza destas interações dependem da intensidade do campo elétrico, da composição do gás e da sua densidade.

Teoricamente, para uma mistura gasosa, a uma dada pressão e temperatura, são possíveis vários modos de funcionamento do detector, dependendo do valor da tensão aplicada. No entanto, na situação real, as condições operacionais de qualquer detector gasoso são fortemente influenciadas pela natureza dos processos atômicos e moleculares e das propriedades de transporte dos elétrons e íons nos gases bem como as suas distribuições em energia. Em sendo assim, neste capítulo é feita uma revisão dos parâmetros mais relevantes para a operação de detectores gasosos, em regime proporcional, independentemente da geometria utilizada.

3.1 Processos atômicos e moleculares relevantes em detectores gasosos

Quando o campo elétrico no interior de um detector supera alguns kV/cm, uma quantidade cada vez maior de elétrons adquire energia suficiente para produzir fenômenos inelásticos, excitação de várias espécies e ionização. Apesar de um estudo detalhado de cada um desses processos estar além dos objetivos desse trabalho, alguns aspectos fenomenológicos de processos atômicos e moleculares que são relevantes para a compreensão do funcionamento de detectores gasosos, principalmente em regime proporcional, serão tratados a seguir.

3.1.1 Excitação e Ionização

Na colisão de um elétron e com um átomo A ou molécula do gás pode-se ter como resultado o fenômeno de excitação ou de ionização, dependendo da energia transferida e da energia de transição para cada processo:

- **Excitação:** $A + e \Rightarrow A^* + e$
- **Ionização:** $A + e \Rightarrow A^+ + e + e$

A energia mínima de impacto necessária para dar origem a qualquer um desses processos, denominada energia de transição, depende da natureza do gás e, para os nobres, os correspondentes valores estão representados na FIG. 3.1 [101]. As secções de choque são nulas para a energia de transição, crescendo de forma aproximadamente linear até atingirem um valor máximo por volta de 100 eV, decrescendo depois lentamente. A eficiência quântica de ionização pode atingir valores significativos no pico, sendo a secção eficaz de ionização da mesma ordem de grandeza da secção eficaz elástica: 10^{-15} a 10^{-16} cm^2 . As secções eficazes de excitação são geralmente inferiores por uma ordem de grandeza [102].

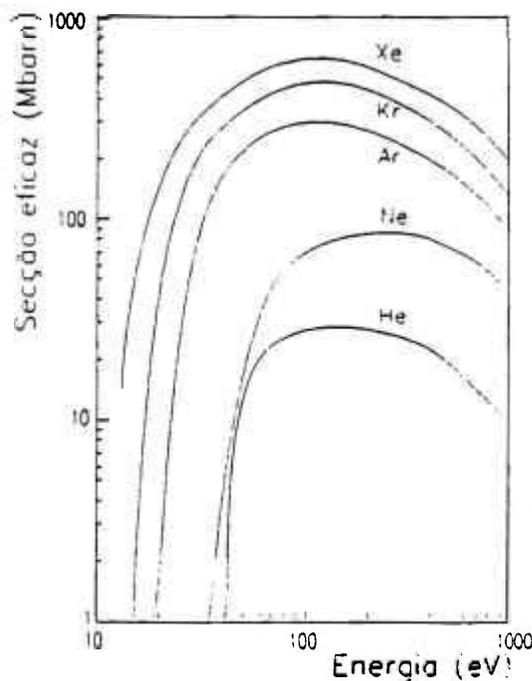


FIGURA 3.1 – Secção eficaz de ionização por impacto em função da energia do elétron incidente para diversos gases [101].

No processo de ionização, o elétron produzido, denominado secundário, é, em geral, emitido com energia reduzida, sendo possível considerar que a energia perdida pelo elétron incidente é bem próxima da energia de ionização.

Esse processo é fundamental para o mecanismo de crescimento de cargas livres no interior de um detector, que opera em vários regimes de multiplicação gasosa, desde o proporcional até o *Geiger-Muller*. Neste último, também é importante o processo de ionização através da colisão de fótons com átomos A ou moléculas neutras do gás, também chamado de fotoionização:

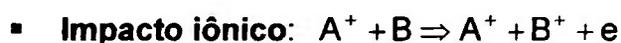


para ocorrer a fotoionização é necessário que o fóton incidente tenha energia superior à energia de ligação do elétron no átomo. Em moléculas XY existe, em competição com a fotoionização, um processo fotodissociativo:



nesse processo, os produtos da reação geralmente são formados em estados excitados e se desexcitam segundo vários processos como será visto a seguir.

Outro processo de ionização é decorrente do impacto de íons A^+ com átomos neutros B :



a ionização por impacto iônico é pouco importante a pressões atmosféricas e superior, uma vez que para estes processos serem eficientes são necessárias energias da ordem de 100 eV [102]. No entanto, como será visto na secção 3.2.2, à pressão atmosférica, os íons encontram-se essencialmente em equilíbrio térmico com o ambiente.

3.1.2 Desexcitação e Recombinação

Os processos de desexcitação e recombinação, inversos dos processos de excitação e ionização, são os responsáveis pela emissão de fótons em um meio gasoso através de diversos mecanismos que veremos a seguir.

Os átomos ou moléculas A^* excitadas podem libertar-se do excesso de energia e regressar ao estado fundamental através da emissão de um fóton (processo radiativo):

- **Processo radiativo:** $A^* \Rightarrow A + h\nu$

nesse caso, a energia do fóton emitido é igual à energia do estado excitado A^* e o espectro de emissão correspondente reflete a estrutura quântica da espécie envolvida na colisão. Em geral, os tempos de vida média dos estados excitados cuja desexcitação radiativa é permitida são relativamente curtos, inferiores a dezenas de nanosegundos.

Por outro lado, existem situações em que a desexcitação do átomo ou da molécula excitados ocorre por impacto eletrônico. Nesse caso, o elétron adquire uma energia cinética $E.C.$ correspondente à energia libertada pelo átomo ou molécula A ao regressar ao estado fundamental:

- **Desexcitação por impacto eletrônico:** $A^* + e \Rightarrow A + e + E.C.$

A desexcitação de átomos ou moléculas A também pode ocorrer por colisão com átomos neutros B que recebem a energia cinética $E.C.$:

- **Desexcitação por impacto atômico:** $A^* + B \Rightarrow A + B^* + E.C.$

esse processo é mais eficiente nos casos em que B tem níveis de energia muito inferiores a A . Um caso particularmente importante é aquele em que a energia de excitação de A excede a energia de ionização de B , levando à ionização desta espécie:

- **Efeito Penning:** $A^* + B \Rightarrow A + B^+ + e + E.C.$

essa reação denomina-se **efeito Penning** e ocorre com frequência em misturas gasosas empregadas em detectores.

Quando moléculas do gás são excitadas XY^* , pode ocorrer a formação de estados instáveis, de energia de ligação positiva, que resultam na dissociação da molécula nos seus átomos constituintes ou em diversos fragmentos moleculares:



os fragmentos são, em geral, criados em estados excitados, que por sua vez sofrem processos de desexcitação. Esse processo dissociativo é um dos maiores responsáveis pelo envelhecimento de detectores gasosos.

Os processos de recombinação são, com poucas exceções, análogos aos processos de desexcitação citados anteriormente. Nestes casos, a energia libertada não provém de um nível excitado do átomo ou molécula do gás, mas da recombinação de um íon com um elétron. A energia libertada, equivalente à soma da energia de ionização da espécie em causa com a energia cinética do elétron capturado, é partilhada entre as energias cinéticas e de excitação dos produtos da reação.

O processo de recombinação mais frequente é a radiativa, onde um elétron é capturado por um íon positivo A^+ com a emissão do excesso de energia sob a forma de um fóton:



Por outro lado, na recombinação não radiativa pode ocorrer uma colisão a três corpos, sendo o excesso de energia transportado, sob a forma de energia cinética *E.C.*, pelo elétron ejetado:



A colisão de um íon positivo A^+ com um átomo neutro B pode resultar em uma neutralização do primeiro e a ionização do segundo, ou seja, uma transferência de carga:



A secção eficaz para este processo se aproxima muito daquela para a colisão elástica nos casos em que B tem níveis de energia muito inferiores aos de A .

Em espécies moleculares a recombinação pode resultar na dissociação da molécula XY em seus átomos constituintes X e Y ou em diversos fragmentos moleculares:



Geralmente, os fragmentos são criados em estados excitados e sofrem processos de desexcitação.

3.1.3 Formação de íons negativos

A presença de gases eletronegativos em detectores de radiação aumenta a probabilidade de um elétron livre ligar-se às moléculas neutras XY do gás dando origem à formação de íons negativos:



essa configuração é estável para os gases em que as camadas eletrônicas mais externas estão quase preenchidas, como é o caso do oxigênio, por exemplo. A energia libertada nesse processo varia entre zero e cerca de 4 eV para as espécies que formam íons negativos. O processo inverso também é possível: o elétron em excesso pode ser libertado se for fornecida ao íon negativo uma energia superior à energia de ligação deste elétron.

A presença de gases eletronegativos em detectores de radiação degrada a resolução em energia e ao mesmo tempo aumenta a tensão de

operação em consequência da captura de elétrons primários e secundários gerados no gás.

3.2 Deriva e difusão de cargas em gases

3.2.1 Difusão de elétrons e íons em ausência de campo elétrico

A passagem de uma partícula carregada em um meio gasoso é caracterizada pela produção de um certo número de elétrons e íons positivos (denominada de ionização primária) ao longo da trajetória da partícula incidente. Em ausência de campo elétrico, esses íons perdem sua energia através de múltiplas colisões com os átomos e moléculas do gás até o limite em que se configura a condição de equilíbrio térmico. A distância média entre duas colisões sucessivas, definida como caminho livre médio λ , depende da natureza do gás e é inversamente proporcional à pressão. Além disso, o caminho livre médio do elétron, para um dado gás, a uma dada pressão, é da ordem de quatro vezes o correspondente ao íon positivo devido a sua menor massa e dimensão.

O estado do aglomerado de elétrons e íons é adequadamente descrito por distribuições estatísticas de posições e velocidades sendo possível fazer previsões sobre o comportamento dinâmico dessas partículas. Considerando uma distribuição isotrópica de velocidades, a distribuição de energia ε das partículas é expressa pela função probabilidade de *Maxwell-Boltzmann*:

$$F(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} \sqrt{\varepsilon} e^{-\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} \quad (3.1)$$

onde k é a constante de Boltzmann e T a temperatura do gás.

Algumas grandezas características da distribuição são, respectivamente, a velocidade mais provável v_m , a velocidade média $\langle v \rangle$, a velocidade quadrática média $\langle v^2 \rangle$ e a energia translacional média $\langle \varepsilon \rangle$:

$$v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad \langle v^2 \rangle = \frac{3kT}{m}, \quad \langle \varepsilon \rangle = \frac{m\langle v^2 \rangle}{2} = \frac{3kT}{2}$$

Por outro lado, em consequência das múltiplas colisões que ocorrem no gás, os íons primários adquirem um movimento desordenado (térmico) responsável pelo alargamento da dimensão espacial do aglomerado de partículas com o tempo. Esse fenômeno, denominado de difusão, é caracterizado por uma distribuição gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\left(\frac{x^2}{4Dt}\right)} dx \quad (3.2)$$

onde dN/N é a fração de partículas encontradas em um elemento dx a uma distância x da origem depois de um tempo t ; D representa o coeficiente de difusão. A distribuição é caracterizada por um desvio padrão:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad \text{e} \quad \sigma_v = \sqrt{6Dt}, \quad (3.3)$$

para uma difusão linear σ_x e volumétrica σ_v , respectivamente. Em ausência de campo elétrico, o fenômeno da difusão é mais importante para elétrons do que para os íons positivos, devido à diferença significativa entre as suas massas e velocidades médias (em equilíbrio térmico).

Assim, quando íons positivos e elétrons estão presentes em uma dada região, existe uma tendência de ocorrer, por efeito eletrostático, a recombinação entre eles, cuja importância é traduzida através de um parâmetro denominado de coeficiente de recombinação h . Admitindo-se que a ionização primária tenha uma distribuição uniforme no volume de gás, o número de recombinações por unidade de volume por unidade de tempo dn/dt será:

$$\left(\frac{dn_+}{dt}\right) = \left(\frac{dn_-}{dt}\right) = -hn_+n_- \quad (3.4)$$

onde n_+ e n_- são as densidades de cargas positivas e negativas, respectivamente. O valor do coeficiente de recombinação varia de $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ a $10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ para os diferentes gases, em condições normais de pressão, quando a carga negativa é composta fundamentalmente por elétrons, e de $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ a $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ para os

íons negativos [101]. Para densidade de ionização primária elevada, como a produzida por partículas alfa e caracterizada pela concentração dos pares de íons ao longo da sua trajetória, os valores do coeficiente de recombinação são bem maiores.

O aparecimento de íons negativos em um meio gasoso está vinculado à probabilidade de agregação de um elétron livre a um átomo (ou molécula) neutro após uma colisão. Essa probabilidade é expressa através do coeficiente de captura η que é praticamente nulo para os gases nobres e da ordem de 10^{-5} para gases eletronegativos, como o oxigênio, por exemplo. A condição de mínima formação de íons negativos exige que o número de colisões, dado por $1/\eta$, seja muito pequeno quando comparado ao necessário para garantir o equilíbrio térmico do sistema. O número de colisões por unidade de tempo, N , e o coeficiente de captura determinam o tempo médio de agregação $t = 1/\eta N$, que deve ser o maior possível em um bom sistema de detecção. Em presença de campos elétricos, as cargas geradas inicialmente adquirem uma velocidade ao longo das linhas de campo denominada velocidade de arrastamento ou de deriva W , responsável não só pela alteração dos mecanismos de colisão com os átomos e moléculas do gás, mas também dos valores dos coeficientes de recombinação e de captura.

3.2.2 Deriva de elétrons e íons em presença de campo elétrico

Quando em um detector gasoso, preenchido com um gás puro ou uma mistura gasosa, a uma pressão p , se estabelece um campo elétrico, os elétrons livres entram em equilíbrio energético com o meio, resultando em um transporte de elétrons na direção do campo, com velocidade de deriva W e energia média por elétron $\langle \varepsilon \rangle$, dependentes do valor do campo elétrico reduzido E/p .

Para valores moderados de E/p a maioria das colisões elétron-molécula são elásticas, mas devido à natureza estatística dos processos de transporte, alguns elétrons ganharão energia suficiente para excitar ou ionizar as moléculas do gás por impacto direto. As espécies excitadas e os íons assim formados participam por sua vez em processos secundários.

A fração de energia transferida em uma colisão elástica entre um elétron e um átomo neutro é da ordem da razão entre as suas massas: cerca de

10^{-5} para o argônio. Nessas condições, a energia média da distribuição eletrônica é geralmente superior à energia média do meio (de origem térmica). No caso iônico a perda fracional de energia por colisão é da ordem de 50 %, de modo que rapidamente os íons energéticos entram em equilíbrio térmico com o meio, mesmo sob a ação de campos elétricos intensos.

Conseqüentemente, os íons positivos adquirem um movimento ao longo das linhas de campo na direção do eletrodo de menor potencial (catodo) adquirindo uma velocidade de deriva W_+ que é diretamente proporcional ao campo elétrico reduzido, até valores bastante elevados deste parâmetro. Como conseqüência dessa proporcionalidade, a mobilidade do íon positivo μ_+ , definida como a velocidade de deriva por unidade de campo elétrico: $\mu_+ = W_+/E$, é específica para cada íon em movimento no gás, assumindo sempre um valor praticamente constante. Através de argumentos clássicos é possível estabelecer uma relação entre a mobilidade e o coeficiente de difusão para formar uma quantidade ε_k com dimensões de energia:

$$\varepsilon_k = kT = \frac{eD}{\mu_+} \quad (3.5)$$

onde ε_k é denominada energia característica que representa o valor mínimo possível para a energia média dos íons em equilíbrio térmico com o meio. Como freqüentemente a distribuição dos íons está completamente termalizada para valores de E/p normalmente utilizados em detectores, a sua difusão ocorre no limite térmico, sendo o alargamento espacial da avalanche independente da espécie iônica em causa. De fato, para íons migrando em um tempo t a uma distância x da origem, substituindo a equação 3.5 na equação $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$, o desvio padrão da distribuição é dado por:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{2kTW_+t}{eE}} = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_k x}{eE}} \quad (3.6)$$

Na TAB. 3.1 são representados alguns coeficientes de transporte de íons em gases freqüentemente empregados em detectores gasosos, em condições normais de temperatura e pressão [101].

TABELA 3.1 – Livre percurso médio, velocidade média e coeficiente de difusão para o transporte de íons em gases de mesma espécie em CNTP [101].

Gás	λ (cm)	$\langle v \rangle$ (cm/s)	D_i (cm ² /s)
He	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^5$	0,26
Ar	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^4$	0,04
O ₂	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^4$	0,06
H ₂	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^5$	0,34
H ₂ O	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$7,1 \cdot 10^4$	0,02

Ao contrário do que acontece com os íons positivos, o movimento dos elétrons em um meio gasoso não é caracterizado por uma mobilidade constante, exceto em situações de baixa intensidade de campo elétrico reduzido. De fato, como a secção de choque de espalhamento dos elétrons é bem menor do que a dos íons positivos, o seu caminho livre médio é mais longo podendo aumentar substancialmente sua energia entre duas colisões sucessivas com os átomos ou moléculas do gás. Em um tratamento simples devido a *Townsend* [103], pode-se estabelecer uma relação para a velocidade de deriva do elétron W e o tempo médio entre as colisões τ .

$$W = \frac{eE\tau}{2m} \quad (3.7)$$

Experimentalmente, tem sido observado que o valor de τ e, portanto, da secção de choque das colisões, é fortemente dependente do campo elétrico reduzido e da natureza do gás. Para certos gases e valores de energia dos elétrons, a secção de choque para a interação pode sofrer grandes variações devido a efeitos de ressonância (**efeito Ramsauer**) que ocorrem quando o comprimento de onda dos elétrons é da ordem das dimensões dos átomos do gás. Para exemplificar esse comportamento, a FIG. 3.2 mostra a variação da secção de choque no argônio em função da energia dos elétrons onde é

observado que o mínimo dessa função (da ordem de 2.10^{-17} cm^2), ocorre para elétrons de 0,3 eV de energia. No entanto, esses valores de secção de choque, bem como de outros parâmetros de transporte dos elétrons, como a velocidade de deriva e energia média da distribuição, são alterados drasticamente quando ocorre a adição de pequenas concentrações de outros gases ao argônio. Este comportamento é verificado na FIG. 3.3 através das curvas da velocidade de arrastamento de elétrons em misturas de argônio com diferentes concentrações de isobutano em função do campo elétrico, em condições normais de temperatura e pressão [104].

Uma teoria para o transporte de elétrons em gases sob valores de campos relativamente elevados, onde existe reduzida transferência de energia nas colisões elástica elétron-átomo, foi desenvolvida por *Mathieson* [105] e *Schultz* [106] através da expansão da função distribuição de *Boltzmann* em polinômios de *Legendre*, de onde se obtém um sistema de equações diferenciais acopladas. A solução deste sistema de equações pode ser calculada numericamente [107], ou analiticamente com a ajuda de algumas simplificações (considerando apenas excitações vibracionais e rotacionais). A solução analítica é dada por [106]:

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon} e^{-\left[\int \frac{3\Lambda(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon}{[eE\lambda(\varepsilon)]^2 + 3\varepsilon kT\Lambda(\varepsilon)} \right]} \quad (3.8)$$

onde o caminho livre médio entre as colisões, $\lambda(\varepsilon)$, é dado por:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{1}{N\sigma(\varepsilon)} \quad (3.9)$$

sendo N o número de moléculas por unidade de volume. A uma pressão p e temperatura T , N é dado por $N = 2,69 \times 10^{19} \frac{p}{760} \frac{273}{T}$ moléculas/cm³. A secção de choque $\sigma(\varepsilon)$ é deduzida da curva de *Ramsauer* para o gás ou mistura gasosa considerada. Por outro lado, $\Lambda(\varepsilon)$ representa a fração de energia perdida em cada

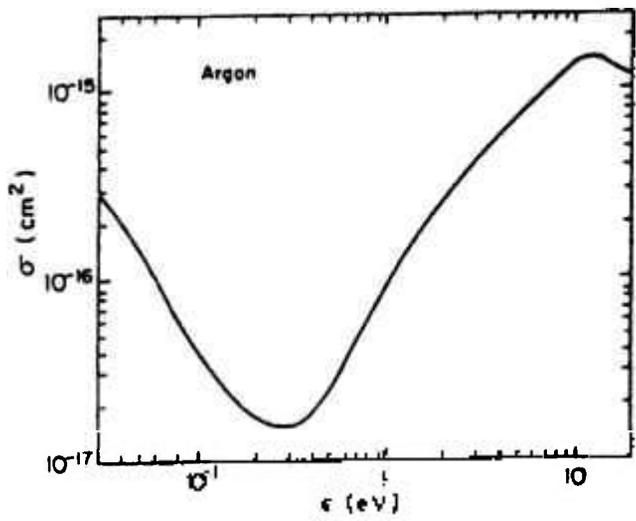


FIGURA 3.2 – Secção de choque para efeito *Ramsauer* no argônio em função da energia dos elétrons [101].

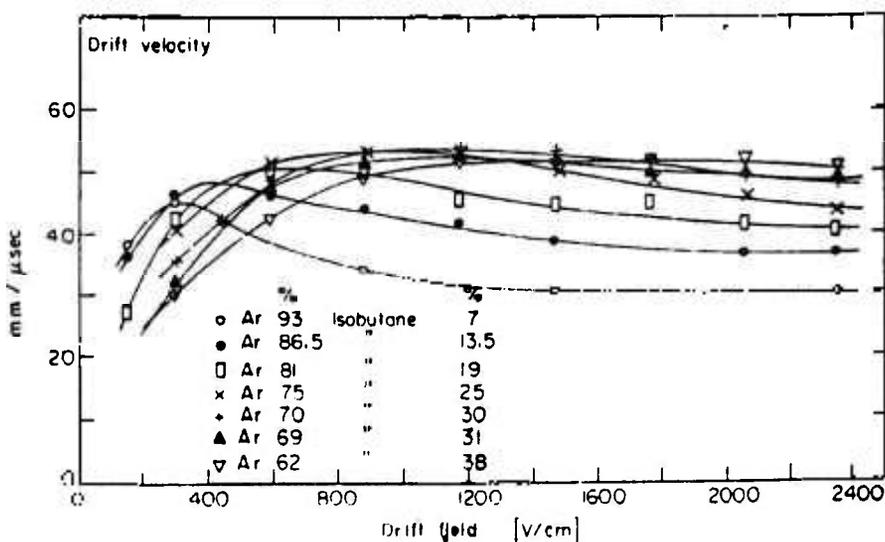


FIGURA 3.3 – Velocidade de deriva de elétrons em misturas de argônio-isobutano em CNTP [101].

colisão, ou em outras palavras, a quantidade de energia perdida em processos como excitações vibracionais e rotacionais. Se as secções de choque elástica e inelástica são conhecidas, $F(\varepsilon)$ pode ser calculada resultando no conhecimento da velocidade de deriva W_- e coeficiente de difusão D :

$$W_-(E) = -\frac{2eE}{3m} \int \varepsilon \lambda(\varepsilon) \frac{\partial [F(\varepsilon) u^{-1}]}{\partial \varepsilon} d\varepsilon \quad (3.10)$$

$$D(\varepsilon) = \int \frac{u \lambda(\varepsilon) F(\varepsilon) d\varepsilon}{3} \quad (3.11)$$

onde $u = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}$ é a velocidade instantânea do elétron de energia ε . A velocidade de deriva e o coeficiente de difusão determinam o valor mínimo possível da energia média dos elétrons, definida como energia característica:

$$\varepsilon_k = \frac{eED(E)}{W_-(E)} \quad (3.12)$$

A alteração da distribuição de energia dos elétrons sob a ação do campo elétrico é a responsável pela dependência do coeficiente de difusão e da velocidade de deriva com o campo elétrico.

Em certos gases, como o dióxido de carbono e algumas misturas de argônio e isobutano, por exemplo, como a energia característica é muito pequena, a energia dos elétrons, o coeficiente de difusão e a mobilidade são praticamente independentes do campo elétrico. Apenas para exemplificar, na mistura de 75 % Ar e 25 % isobutano, o coeficiente de difusão se mantém constante, resultando em um desvio padrão da distribuição σ_x de 200 μm , independentemente da intensidade do campo. Um pequeno coeficiente de difusão é fundamental em aplicações de detectores gasosos onde a resolução espacial é importante, visto que resulta em uma melhor precisão de resposta.

Apesar do dióxido de carbono ser o melhor gás, em termos de difusão, o seu emprego em detectores gasosos como gás puro está limitado pelas suas

deficientes propriedades de extinção de descargas. Em função disso, a mistura argônio-isobutano é freqüentemente preferida.

3.3 Coeficientes de descarga

3.3.1 Primeiro coeficiente *Townsend*

Um elétron que se desloca sob a ação de um campo elétrico terá, em um certo instante, adquirido uma energia cinética ε com uma probabilidade dada pela função distribuição de energia $F(\varepsilon)$. Caso essa energia adquirida seja superior ao potencial de ionização do gás, pode ocorrer uma colisão com um átomo ou molécula neutra gerando uma ionização. O inverso do caminho livre médio para a ionização, definido como a distância média que ele deve percorrer para se envolver em uma colisão ionizante, é traduzido por um parâmetro α , denominado de **primeiro coeficiente de *Townsend***. Em outras palavras, este coeficiente é definido pelo número de pares de íons produzidos pelo elétron incidente por unidade de trajetória ao longo da linha de campo. Como esses coeficientes dependem da intensidade do campo elétrico e também da pressão, é útil definir o parâmetro α/p como função do campo elétrico reduzido E/p . A FIG. 3.4 mostra a variação do primeiro coeficiente de *Townsend* em função do campo elétrico reduzido para diferentes gases nobres freqüentemente empregados em detectores. De forma geral, o crescimento desse parâmetro é mais rápido para campos reduzidos até aproximadamente 40 V/cm.mmHg, com coeficientes em torno de 1 par de íons/cm.mmHg.

Como o valor de α depende da intensidade do campo elétrico reduzido, o processo de ionização por colisão e, conseqüentemente, a multiplicação de cargas que ocorre no interior de um detector gasoso é fortemente dependente, além da pressão do gás, do campo elétrico entre os seus eletrodos. Desta forma, o ganho em carga ou fator de multiplicação gasosa, definido como a relação entre a carga inicialmente produzida pela incidência da radiação e a carga final, decorrente da multiplicação gerada por colisões dos elétrons com os átomos ou moléculas do gás, também será função da intensidade do campo elétrico entre os eletrodos do detector.

Para um campo elétrico uniforme, característico da geometria plana, o valor de α se mantém constante e o número de elétrons n_0 inicialmente produzidos no espaço entre os eletrodos do detector cresce exponencialmente

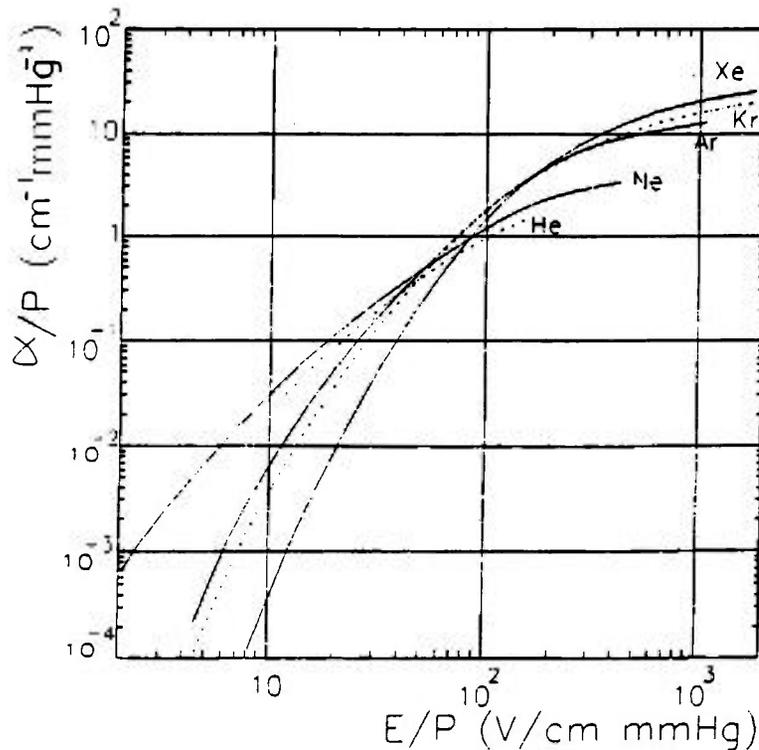


FIGURA 3.4 – Primeiro coeficiente de *Townsend* para os gases nobres [101].

com a distância x por eles percorrida até alcançarem o anodo. De fato, se n' for o número de elétrons produzidos em uma dada posição entre as placas paralelas, após percorrerem a distância dx sob a ação de um campo elétrico esse número sofrerá um acréscimo dado por:

$$dn' = n' \alpha dx \quad (3.13)$$

como α se mantém constante, o número total de elétrons n produzidos por ionização após o percurso x (medido a partir do ponto onde foram produzidos) será dado pela integração da equação:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.14)$$

sendo o ganho do detector G ou fator de multiplicação gasosa definido como a relação:

$$\frac{n}{n_0} = G = e^{\alpha x} \quad (3.15)$$

No caso da geometria cilíndrica, como o campo elétrico tem simetria radial, o primeiro coeficiente de *Townsend* não pode ser mais considerado constante ao longo da trajetória dos elétrons em direção ao anodo. Em uma boa aproximação, α é constante apenas nos elementos de trajetória dx , de forma que o ganho G , entre as posições x_1 e x_2 é dado por:

$$G = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (3.16)$$

Nessa situação, o cálculo do ganho do detector requer um conhecimento da dependência do primeiro coeficiente de *Townsend* com o campo elétrico, o que não é freqüente para a grande maioria das misturas gasosas. Existem várias expressões analíticas que relacionam esse parâmetro com a intensidade do campo elétrico reduzido, no entanto a mais conhecida é a aproximação de *Korff* [108, 109], válida para pequenos valores de α .

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{\left(\frac{Bp}{E} \right)} \quad (3.17)$$

onde A e B dependem apenas da natureza do gás. Na TAB. 3.2 estão representados os valores de A e B para diversos gases indicando-se os respectivos intervalos de validade de E/p da equação 3.17. Na verdade, não existem regras simples que permitam estimar o valor de α para diferentes gases ou misturas gasosas. No entanto, um comportamento sistemático que se observa quase como uma regra geral, está relacionado ao fato de que a adição de gases

poliatômicos aos gases nobres aumenta o valor do campo elétrico necessário para se obter o mesmo valor do coeficiente de *Townsend*.

O valor de α e, portanto, o ganho do detector não pode assumir valores arbitrariamente grandes devido à presença de processos secundários, tais como o da fotoionização do gás ou dos eletrodos do detector e efeitos de carga

TABELA 3.2 – Valores de *A* e *B* para diversos gases, indicando-se os respectivos intervalos de validade [109].

Gás	A (cm ⁻¹ Torr ⁻¹)	B (Vcm ⁻¹ Torr ⁻¹)	Validade (E/p) (Vcm ⁻¹ Torr ⁻¹)
He	3	34	20-150
Ne	4	100	100-400
Ar	14	180	100-600
Kr	17	240	100-1000
Xe	26	350	200-800
H ₂	5	130	150-600
N ₂	12	342	100-600
CO ₂	20	466	500-1000
ar	15	365	100-800
H ₂ O	13	290	150-1000

espacial que deformam o campo elétrico nas vizinhanças da avalanche. Tais efeitos, em campos elétricos uniformes, conduzem ao aparecimento de uma faísca que se mantém presente mesmo em ausência de radiação. Um estudo detalhado dos limites de ganho que asseguram uma multiplicação de cargas exclusivamente por colisões de elétrons com átomos ou moléculas neutras do gás, feito por *Raether* [110], define que o produto αx deve ser da ordem ou inferior a 20. Isso significa que o ganho está limitado a um valor máximo de 10^8 , conhecido como **condição de *Raether*** para a operação de detectores gasosos em regime exclusivo de avalanche. Na prática, raramente se consegue atingir valores de ganho superiores a 10^6 sem que haja a geração de faíscas.

3.3.2 Segundo coeficiente *Townsend*

A emissão de luz ultra-violeta pelas avalanches pode resultar na extração, por efeito fotoelétrico, de elétrons no meio gasoso ou nas paredes do detector, originando avalanches secundárias que se sucedem à avalanche inicial. A liberação dos elétrons secundários em qualquer um dos processos citados conduz a um aumento da carga inicialmente produzida, sendo, por isso, também conhecidos por processos de realimentação fotônica. Apesar de menos importante, também é provável a extração de elétrons do catodo pelos íons positivos quando aí são neutralizados. Este último processo, denominado de realimentação iônica, é possível sempre que o potencial de ionização do íon em causa seja superior ao dobro da função trabalho da superfície (da ordem de 3 eV para muitos metais). Vale a pena observar que a produção de elétrons por íons origina avalanches secundárias atrasadas em relação à avalanche primária, devido à menor velocidade de deriva dos íons em comparação à dos elétrons.

Quando a contribuição dos processos de realimentação é importante, as condições operacionais do detector são comprometidas, visto que a localização da avalanche inicial é dificultada, aumenta-se a duração temporal do sinal (o que compromete a sua capacidade de contagem), ocorre a degradação da resolução em energia do detector, etc.

Em qualquer um dos processos de realimentação, a produção de elétrons secundários pode ser descrita em termos de um coeficiente δ , denominado segundo coeficiente de *Townsend*, que representa o número de elétrons secundários liberados por elétron por unidade de comprimento. De forma semelhante ao tratamento desenvolvido para o coeficiente de descarga α (equação 3.13), obtemos a equação:

$$\frac{dn_{\gamma}(x)}{dx} = \delta n \quad (3.18)$$

onde $n_{\gamma}(x)$ representa o número de elétrons secundários produzidos até o momento em que a avalanche percorre a distância x , e n é o número de elétrons que constitui a avalanche. Vale a pena ressaltar que nesta equação não figura a densidade, mas o número de partículas, pois os elétrons secundários não são

produzidos no local do impacto eletrônico, em contraste com a situação da ionização direta.

O número total de elétrons secundários produzidos, n_γ , é:

$$n_\gamma = n_0 \frac{\delta}{\alpha} (G - 1) \quad (3.19)$$

Os n_γ elétrons secundários originam uma nova avalanche, que cria novos elétrons secundários, e assim sucessivamente. Em geral o número de elétrons secundários produzidos na i -ésima geração é dado por:

$$n_{i+1} = n_i \frac{\delta}{\alpha} (G - 1) \quad (3.20)$$

tendo a avalanche inicial índice zero. A quantidade total de carga recolhida no anodo é dada por:

$$n_t = G \sum_{i=0}^{\infty} n_i = G n_0 \sum_{i=0}^{\infty} \left(\frac{\delta}{\alpha} (G - 1) \right)^i = \frac{n_0 G}{1 - \frac{\delta}{\alpha} (G - 1)}$$

onde o termo $\delta/\alpha(G-1)$ é o ganho de realimentação. A análise da equação (de cima) mostra que quando δ/α é nulo, a carga total recolhida é devida somente aos elétrons secundários produzidos genuinamente por ionização e a razão n_t/n_0 é o ganho do detector (equação 3.15). No entanto, um valor finito de δ/α origina um crescimento adicional na carga total produzida devido ao aparecimento dos processos de realimentação da avalanche. Com o aumento do parâmetro δ/α , o ganho de realimentação tende para 1 de forma que o número de elétrons secundários por avalanche é igual ao número de elétrons primários, divergindo a carga total. Essa situação corresponde ao aparecimento de uma corrente automantida, sob a forma de uma descarga difusa que ocupa todo o espaço entre os eletrodos do detector. Então, a equação:

$$1 - \frac{\delta}{\alpha}(G - 1) = 0 \quad (3.22)$$

determina o limiar de disrupção e denomina-se **critério de disrupção de Townsend**.

É importante salientar que em um detector com eletrodos espaçados de uma distância d , e preenchido com uma dada mistura gasosa a uma pressão p , o aparecimento de descargas difusas, ou descargas *Townsend*, ocorre para tensões inferiores à de disrupção estática V_s do gás. Pela lei de *Paschen*, V_s é função apenas do produto da pressão do gás e do espaçamento entre os eletrodos, o que foi confirmado experimentalmente para uma grande faixa de valores de pd (0,1 e 1300 Torr.cm) e tensões até 500 kV [111]. No entanto, estes estudos foram efetuados em condições experimentais bastante distintas daquelas encontradas em detectores de radiação, de forma que a disrupção de *Townsend* não pode ser confundida com o processo bem conhecido de produção de faíscas em um meio gasoso submetido a um campo elétrico superior à rigidez dielétrica do gás em causa.

4 DETECTORES PROPORCIONAIS

4.1 Detectores metálicos

4.1.1 Princípio de operação

Detectores gasosos são constituídos basicamente por uma câmara metálica, de geometria plana ou cilíndrica, preenchidos com um gás ou mistura gasosa a uma dada pressão. No caso da geometria plana, os eletrodos são placas paralelas polarizadas de tal forma que um eletrodo se encontra em um potencial mais alto (anodo) do que o outro (catodo). O campo elétrico nessa geometria é uniforme e a intensidade máxima que se pode obter depende da distância entre as placas e da qualidade do sistema de isolamento elétrico empregado na construção do detector. Nessa configuração, quando uma radiação penetra no meio gasoso, produz um número n_0 de pares de íons que é proporcional à energia perdida entre as placas. Os elétrons primários (com carga e) são acelerados em direção ao anodo e os íons positivos ao catodo. Quando essas cargas são coletadas, observa-se uma variação no potencial do eletrodo escolhido para a obtenção do sinal elétrico (geralmente o anodo), cuja amplitude V depende da carga coletada e da capacitância C do detector:

$$V = \frac{n_0 e}{C} \quad (4.1)$$

Em geral, a ionização primária não excede 10^5 pares de íons e os valores de capacitância dos detectores variam em torno de algumas dezenas de pF. Em consequência, nos detectores onde a carga coletada é apenas a primária, tipicamente as câmaras de ionização, o impulso elétrico gerado pela passagem da radiação é de pequena amplitude o que demanda o emprego de um sistema de amplificação de sinais com baixo ruído eletrônico.

A quantidade de carga inicialmente gerada no volume sensível do detector pode ser aumentada através de colisões ionizantes dos elétrons primários ao longo de suas trajetórias em direção ao anodo. De fato, quando sujeito à ação de um campo elétrico, o elétron pode adquirir, no seu caminho livre médio, energia cinética suficiente para ionizar novos átomos ou moléculas neutras do gás, produzindo elétrons secundários, os quais por sua vez também podem gerar novas ionizações. A progressão desse processo, denominado de **avalanche Townsend**, depende da natureza do gás, da sua pressão e também da intensidade do campo elétrico entre as placas.

Dentro de certos limites, a produção de novas cargas no interior do detector está vinculada apenas aos fenômenos de ionização produzidos por impacto eletrônico, de forma que o ganho do detector (equação 3.15) cresce exponencialmente com a distância percorrida pelo elétron. O sinal elétrico correspondente terá uma amplitude proporcional à energia da radiação incidente e o detector operando nesse regime será um detector proporcional.

No entanto, a geometria plana apresenta duas grandes desvantagens: a primeira é que a amplitude do sinal é fortemente dependente da extensão da avalanche, ou seja, do ponto onde ocorreu a formação do elétron primário e a segunda é o emprego de tensões elevadas para garantir a multiplicação gasosa. Apenas para exemplificar, em uma mistura constituída por 90 % de Ar e 10 % de CH₄, em pressão normal, o limiar de campo elétrico para iniciar uma avalanche, ou seja, para se obter um coeficiente de *Townsend* não nulo, é da ordem de 5 kV/cm. Em conseqüência, para duas placas paralelas espaçadas de 1 cm, é necessário uma diferença de potencial mínima de 5 kV.

Além dessas dificuldades, a resolução em energia de detectores planos é severamente limitada pela trajetória da partícula incidente, uma vez que esta define o ponto de criação dos elétrons que participarão dos processos de avalanche. Também pela mesma razão, os elétrons produzidos em pontos mais distantes do anodo, por percorrerem uma distância maior no interior do detector, podem atingir com mais facilidade a condição de *Raether* ($G \cong 10^8$) e gerar uma faísca. Em conseqüência, para operar genuinamente em regime de avalanche, é necessário manter o ganho em patamares inferiores a 10^5 .

A geometria coaxial permite solucionar grande parte dessas dificuldades: o anodo passa a ser um fio metálico muito fino esticado sob tensão

ao longo do eixo de uma câmara cilíndrica. A alta tensão, de polaridade positiva, é aplicada ao fio anodo através de uma resistência elevada, mantendo-se as paredes do tubo ligadas a terra. Para esta geometria, a intensidade do campo elétrico é máxima na superfície do anodo e varia com o inverso da distância r ao eixo do cilindro:

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln \left(\frac{r_c}{r_a} \right)} \quad (4.2)$$

em que V_0 é a tensão aplicada e r_c e r_a são, respectivamente, os raios do cilindro e do fio anodo. Na FIG. 4.1 representa-se a variação da intensidade do campo elétrico com a distância ao eixo do cilindro para o detector cilíndrico utilizado neste trabalho.

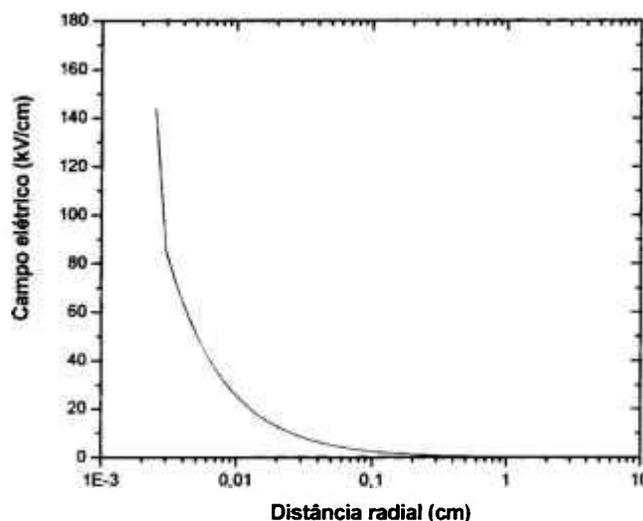


FIGURA 4.1 - Variação da intensidade do campo elétrico com a distância ao eixo do cilindro. $V = 2000 \text{ V}$, $r_c = 6,35 \text{ mm}$ e $r_a = 25 \mu\text{m}$.

Na geometria cilíndrica, grande parte da ionização primária é produzida em uma região onde o campo elétrico é suficiente apenas para promover a deriva dos elétrons e dos íons positivos em direção ao anodo e catodo respectivamente.

No caso dos elétrons, como nas vizinhanças do fio anodo o campo é mais elevado, eles adquirem energia suficiente para provocar novas ionizações gerando a avalanche. Dada a grande diferença entre as velocidades de arrastamento e o fato da avalanche de elétrons ser produzida a poucos livres caminhos médios do anodo, os elétrons são rapidamente coletados pelo fio enquanto os íons se deslocam lentamente em direção ao catodo.

Para uma dada mistura gasosa, a uma dada pressão, a amplitude da avalanche depende da intensidade do campo elétrico e, portanto, da diferença de potencial V_0 , existindo um valor mínimo de tensão V_t para a qual o processo de multiplicação gasosa começa a ocorrer. Teoricamente, o valor dessa tensão limiar corresponde, para um dado detector, à tensão de transição entre o regime de câmara de ionização e proporcional.

Para tensões superiores a V_t , a amplitude da avalanche aumenta e dentro de certos limites de ganho (em torno de 10^4) tem-se a carga coletada proporcional à energia da radiação incidente. Dependendo das dimensões dos eletrodos, é evidente pela equação 4.2 que, para a tensão limiar V_t , existe um campo elétrico mínimo e, portanto, uma distância radial mínima r_t , em relação ao fio anodo, a partir da qual a ionização do meio começa a ser importante. No entanto, como para uma dada mistura o início do processo de multiplicação em carga é função da razão E/N , isto é, da relação entre a intensidade do campo elétrico e a densidade da mistura, é conveniente representar r_t em termos de $(E/N)_t$:

$$r_t = \frac{V_0}{N \left(\frac{E}{N} \right)_t \ln \frac{r_c}{r_a}} \quad (4.3)$$

$(E/N)_t$ é da ordem dos 16 Td (sendo $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V.cm}^2$) para uma mistura de Ar+10 %CH₄ (designada correntemente por P10) e da ordem dos 60 Td para o metano puro [112].

Nas condições normais de funcionamento de um detector proporcional, r_t é muito menor que o raio r_c do detector e, portanto, a probabilidade da interação primária ocorrer na zona de multiplicação é desprezível. Em consequência, cada elétron primário produz em média o mesmo número de elétrons secundários e,

para uma ionização primária constituída por n_0 elétrons, o número total n de elétrons recolhidos no anodo do detector será $n = G.n_0$. Em concordância com a equação 3.15, a constante de proporcionalidade G , entre o número de cargas recolhidas pelos eletrodos e o número de pares de íons produzidos pela radiação incidente, é designada por ganho do detector. Qualquer fonte adicional de elétrons como, por exemplo, a fotoionização das moléculas do meio e a extração de elétrons do catodo por efeito fotoelétrico, ou perturbações do campo elétrico no interior do detector comprometem aquela proporcionalidade.

A determinação do ganho do detector cilíndrico (equação 3.16) depende do coeficiente de *Townsend* que, nesta geometria, não é constante. Segundo o tratamento de *Korff* [108], este coeficiente depende da densidade N do gás, sendo diretamente proporcional à energia ε adquirida pelos elétrons sob a ação do campo elétrico entre os eletrodos, e nulo para distâncias radiais maiores que r_t :

$$\alpha = kN\varepsilon \quad (4.4)$$

onde k é uma constante obtida experimentalmente.

Dentro dos limites da equação 3.17, segundo o tratamento de *Korff* [108], é possível determinar o ganho em carga na geometria cilíndrica admitindo que, como $1/\alpha$ é o caminho livre médio para ionização, a energia adquirida pelo elétron entre duas colisões é E/α . Assim, o primeiro coeficiente *Townsend* pode ser dado por:

$$\alpha = \sqrt{kNE} \quad (4.5)$$

Se considerarmos que o campo elétrico E na geometria cilíndrica é dado pela equação (4.2), a equação (4.5) pode ser re-escrita da seguinte forma:

$$\alpha = \sqrt{\frac{kNV_0}{r \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)}} \quad (4.6)$$

como o detector nessa geometria é equivalente a um condensador cilíndrico de capacitância por unidade de comprimento, C :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (4.7)$$

onde ϵ_0 é a constante dielétrica do gás ou da mistura gasosa e em geral $\epsilon_0 = 8,85$ pF/m. Substituindo a equação (4.7) na equação (4.6) resulta:

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\epsilon_0 r}} \quad (4.8)$$

Desta forma, o fator de multiplicação gasosa é obtido fixando-se os limites de integração da equação 3.15 desde o raio do anodo até uma distância radial r_t (raio crítico) do centro do cilindro, onde se inicia a avalanche e o campo elétrico excede o valor crítico E_t :

$$G = e^{\int_{r_a}^{r_t} \alpha(r) dr} = e^{\int_{r_a}^{r_t} \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\epsilon_0 r}} dr} \quad (4.9)$$

A equação 4.9 pode ser simplificada admitindo-se que para a tensão limiar V_t , a distância r_t seja muito próxima ao raio do anodo, de forma que para um dado gás, pode-se escrever: $r_t = \frac{V_0}{V_t} r_a$.

Assim, o ganho do detector é:

$$G = e^{\left\{ 2 \sqrt{\frac{kNCV_0 r_a}{2\pi\epsilon_0}} \left(\sqrt{\frac{V_0}{V_t} - 1} \right) \right\}} \quad (4.10)$$

Para $V_0 \gg V_t$, o ganho do detector cilíndrico, em uma boa aproximação, depende exponencialmente da carga gerada por unidade de comprimento do fio anodo, $Q = CV_0$:

$$G = Ke^{CV_0} \quad (4.11)$$

onde a constante K depende das dimensões do detector e da natureza da mistura gasosa.

O acordo entre os valores de ganhos em carga previstos por essa equação e os obtidos experimentalmente justifica a hipótese de que a secção de choque de ionização é proporcional à energia ε dos elétrons.

Para uma tensão muito maior que a limiar V_t , o ganho cresce exponencialmente com o excesso de tensão ($V_0 - V_t$), mas a proporcionalidade entre a ionização primária e a carga total produzida é comprometida pela deformação do campo elétrico ao redor do anodo devido à presença de uma carga espacial positiva próxima ao fio. Este efeito, acompanhado da criação de elétrons por outros mecanismos além do característico da multiplicação de *Townsend*, como a fotoionização do meio, faz com que o número de elétrons produzidos na avalanche deixe de ser proporcional à carga inicial depositada no detector, que entra, então, na região de proporcionalidade limitada.

São raros os detectores que operam na região de proporcionalidade limitada, uma vez que a emissão de fótons ultravioleta, capazes de fotoionizar as moléculas do meio ou extrair elétrons das paredes do tubo por efeito fotoelétrico começa a ser importante. Os fotoelétrons assim libertados produzem avalanches secundárias que se estendem ao longo de todo fio anodo, dando origem ao regime de descarga *Geiger-Muller* se o meio gasoso for transparente a estes fótons.

Se o meio gasoso contiver um composto com elevada secção eficaz de absorção para os referidos fótons, eles terão percursos da ordem de algumas dezenas de microns, produzindo fotoelétrons em torno do eixo da avalanche primária. Parte destes fotoelétrons multiplicam-se no vértice do cone dos íons positivos, onde o campo é mais forte, dando origem a novas avalanches. Em uma seqüência interativa, o processo de multiplicação desenvolve-se em direção ao

catodo, extinguindo-se na zona em que o campo elétrico é mais fraco. Esse processo resulta em uma descarga altamente localizada no espaço que se propaga perpendicularmente ao anodo, caracterizando o regime de descarga autolimitada.

É importante notar que estes dois últimos modos de operação de um detector são mutuamente exclusivos, pois nunca podem ocorrer simultaneamente. Aumentando-se ainda mais a tensão, esses dois regimes podem evoluir para a ruptura do gás gerando uma faísca.

4.1.2 Efeito de carga espacial

Devido à pequena mobilidade dos íons positivos, o crescimento da avalanche nas proximidades do anodo resulta em uma camada de carga espacial positiva ao redor do fio e, conseqüentemente, na redução do campo elétrico entre os eletrodos do detector. Como a recuperação desse campo só ocorre quando os íons positivos alcançam o catodo (em um tempo da ordem de algumas centenas de μs), durante um processo de multiplicação elevada de cargas, o ganho do detector é reduzido e não cresce mais exponencialmente com a tensão aplicada. Como a quantidade de carga gerada no interior do detector depende do ganho e da intensidade do feixe de radiação incidente, deve-se esperar que esse efeito se manifeste, para um mesmo ganho, para taxas de irradiação maiores. Um estudo da influência da intensidade de feixes de raios-X de 5,9 keV no ganho de um detector proporcional demonstrou que a amplitude do sinal correspondente à absorção total da energia do fóton reduz com o aumento tanto da tensão aplicada ao detector quanto da taxa de irradiação, segundo uma lei aproximadamente exponencial [104]. Essa redução na amplitude, que se traduz experimentalmente em uma diminuição do ganho, está associada à queda de potencial ΔV no anodo. Admitindo-se que cada fóton produz uma carga total igual a n_0 , e que a taxa de irradiação seja de R fótons por segundo por milímetro de fio anodo, a queda de potencial ΔV pode ser dada por:

$$\Delta V = \frac{n_0 R T_+}{4\pi^2 \epsilon_0} \quad (4.12)$$

onde T_+ é o tempo de trânsito dos íons positivos. Como geralmente o efeito de carga espacial se manifesta para ganhos superiores a 10^6 , a expressão do ganho dada na equação 4.11 indica o valor máximo dessa grandeza para uma dada tensão V_0 , ou seja, em ausência da carga espacial. No entanto, a presença de uma camada espacial de carga positiva ao redor do fio anodo tem o efeito de reduzir o campo elétrico na região e, portanto, diminuir o ganho do detector que passa a ser G' , dado por:

$$G' = Ge^{-\Delta V} \quad (4.13)$$

Uma consequência prática do decréscimo de ganho é a redução da eficiência de detecção da radiação incidente em um detector proporcional quando são mantidos constantes os níveis de discriminação do sistema eletrônico de aquisição. Nos detectores proporcionais convencionais, esse efeito passa a ser significativo para taxas de contagens superiores 10^4 Hz/mm de fio.

4.1.3 Escolha da mistura gasosa

Teoricamente, qualquer gás pode ser empregado no preenchimento de detectores gasosos. No entanto, a aplicação específica do detector introduz algumas exigências como: baixa tensão de operação, rápida recuperação, elevado ganho, boa resolução temporal, espacial e em energia, etc. Como não existe um gás ou mistura gasosa que atenda a todos esses requisitos, em geral é estabelecido um compromisso entre essas características e as fundamentais para a aplicação em causa.

Na grande maioria das aplicações de detectores proporcionais, a escolha do gás principal recai nos gases nobres devido ao menor potencial elétrico necessário para gerar a avalanche quando comparado com gases poliatômicos. Esse comportamento é devido ao grande número de processos não ionizantes que podem ter origem em moléculas complexas. No entanto, nos detectores proporcionais preenchidos com um gás nobre puro, como o argônio, por exemplo, os ganhos em carga devem ser inferiores a 10^4 para garantir a sua operação em ausência de faíscas. Essa instabilidade de resposta é atribuída ao mecanismo de desexcitação radiativa dos átomos de Ar que, ao retornarem ao

estado fundamental, emitem fótons de 11,6 eV. Como essa energia é superior ao potencial de ionização de qualquer metal usado na construção do detector (7,7 eV para o Cu, por exemplo), esses fótons podem arrancar elétrons do catodo, os quais iniciam uma nova avalanche que pode evoluir para uma descarga. Além disso, quando ocorre a recombinação de um íon de argônio no catodo, tem-se a possibilidade de ocorrer a emissão de um fóton com energia igual à diferença do potencial de ionização do Ar e do metal ou a emissão secundária de um elétron. Em ambos os casos, têm-se a formação de uma avalanche espúria e atrasada em relação à inicial, mesmo para moderados valores de ganho.

Para evitar esses fenômenos é conveniente adicionar ao gás nobre pequenas porcentagens de gases poliatômicos, principalmente aqueles que possuem um grande número de átomos (geralmente maior do que quatro). A variedade de estados excitados não radiativos (vibracionais e rotacionais) dessas moléculas lhes garante um espectro de absorção em uma larga faixa de frequências, atribuindo-lhes a função de inibir os processos de fotoionização mencionados anteriormente. Uma excelente escolha de inibidor para o argônio recai no metano (CH_4) que possui um espectro de absorção para fótons de 7,9 a 14,5 eV, portanto, praticamente coincidente com o espectro de emissão de fótons do gás nobre. Quando a absorção ocorre, as moléculas normalmente se desvencilham de suas energias de excitação através de colisões elásticas ou se fragmentam em radicais mais simples. Da mesma forma, quando ocorre a recombinação de uma molécula ionizada no catodo, a energia em excesso não é emitida sob a forma de um fóton, mas preferencialmente através de processos dissociativos. Essas propriedades são comuns em vários compostos orgânicos das famílias dos hidrocarbonetos e dos álcoois e também de compostos inorgânicos como os freons, dióxido de carbono, entre outros. Em geral, a eficiência desses gases como inibidores da descarga cresce com o número de átomos na molécula, sendo possível obter ganhos elevados em condições estáveis de operação. O isobutano (iC_4H_{10}) tem sido o escolhido quando a estabilidade de resposta é a característica fundamental exigida na aplicação do detector proporcional.

Uma outra consequência da adição de pequenas concentrações de gases poliatômicos em gases nobres é a variação da energia média necessária para se produzir um par de íons, ω , e, portanto, da ionização primária produzida

no detector para uma dada energia da radiação incidente. Um efeito interessante ocorre quando o potencial de ionização do gás poliatômico é menor que as energias dos estados excitados metaestáveis dos átomos ou moléculas do gás principal: as moléculas do gás inibidor são ionizadas por colisões com os estados metaestáveis do gás principal resultando em um aumento da ionização primária. Esse efeito, denominado *Penning*, é mais provável quanto menor a diferença entre a energia do estado metaestável e o potencial de ionização do inibidor. Este é o caso de misturas de argônio com etano, metano e dióxido de carbono. No entanto, para os dois últimos gases, o aumento da ionização primária só pode ser atribuído aos estados ressonantes do argônio, visto que são somente estes que possuem energia superior ao potencial de ionização das moléculas inibidoras [113].

Por outro lado, a adição de pequenas porcentagens de gases eletronegativos, como, por exemplo, o hexafluoreto de enxofre (SF_6), permite obter os maiores ganhos em carga (da ordem de 10^7) sem a geração de impulsos espúrios [63, 64]. Além das suas propriedades como inibidor, o SF_6 também captura elétrons livres transformando-se em íons negativos incapazes de gerar ionizações por colisão, pelo menos nos limites de campo elétrico usualmente empregados em detectores proporcionais.

Como o caminho livre médio para a captura de elétrons livres é freqüentemente menor do que a distância entre os eletrodos, os elétrons liberados no catodo por qualquer um dos processos citados anteriormente raramente atingirão as vizinhanças do fio anodo e, portanto, não provocarão novas avalanches. Apesar dessa vantagem, a porcentagem de gases eletronegativos deve ser muito pequena (sempre inferior a 10 %) para garantir tensões de operação no regime proporcional dentro dos limites adequados de segurança e praticidade de isolamento entre os eletrodos. Em conseqüência, para detectores selados, ocorre um comprometimento da sua vida útil dada a destruição das moléculas em cada avalanche. Para solucionar esse problema, freqüentemente são empregados detectores em fluxo contínuo de gás, de forma que a fragmentação das moléculas em radicais mais simples não comprometa a operação e eficiência de detecção do contador proporcional.

Os produtos da recombinação dos radicais oriundos da dissociação molecular (geralmente polímeros líquidos ou sólidos) se depositam nas paredes

do contador e/ou no anodo, dependendo das suas afinidades químicas, e modificam substancialmente a operação do contador. Tais efeitos geram o envelhecimento do detector, responsável pela deterioração das suas condições de resposta e tem sido objeto de estudo de muitos pesquisadores. O uso de moléculas inorgânicas relativamente simples como o dióxido de carbono tem sido sugerido para reduzir os fenômenos de envelhecimento. No entanto, as limitadas qualidades do CO_2 como inibidor comprometem a obtenção de ganhos elevados com a estabilidade exigida pelo regime proporcional. A solução encontrada tem sido o uso de misturas com três ou quatro gases diferentes, cada um dos quais com características adequadas para operar em baixas tensões, obter ganhos elevados, aumentar a estabilidade e a vida útil do detector, etc. Além disso, o custo e os possíveis danos ambientais também devem ser ponderados na escolha da mistura a ser utilizada.

4.1.4 Formação do sinal

O mecanismo de formação de um impulso elétrico como resposta à passagem de uma radiação ionizante em um meio gasoso é determinado pela indução de cargas nos eletrodos do detector pelos elétrons e íons positivos produzidos na avalanche. As cargas induzidas variam com o deslocamento desses portadores de carga dando origem a uma variação da tensão aplicada ao detector.

Como a intensidade do campo elétrico cresce rapidamente com a proximidade do fio anodo, a maior parte dos elétrons e íons positivos é produzida a apenas alguns microns da superfície deste e, portanto, os elétrons são recolhidos muito rapidamente pelo anodo, antes sequer dos íons positivos iniciarem o seu movimento, com velocidade decrescente, em direção às paredes do cilindro. Deste modo, pode-se desprezar a contribuição do movimento dos elétrons para a formação do impulso, uma vez que a carga dos elétrons é compensada pela carga induzida pelos íons positivos. A amplitude do sinal induzido pode ser calculada através de considerações eletrostáticas (Apêndice), admitindo-se o detector como sendo equivalente a um capacitor cilíndrico carregado com uma carga total igual a Q .

Um deslocamento elementar dr dessa carga ao longo das linhas radiais de campo elétrico do detector submetido a uma tensão V_0 deve conduzir a uma variação do potencial $,dv$, que corresponde à amplitude do sinal induzido:

$$dv = \frac{Q}{lCV_0} \frac{dV}{dr} dr \quad (4.14)$$

onde C e l são as capacitâncias por unidade de comprimento e o comprimento do fio anodo, respectivamente. Admitindo que todas as cargas são produzidas a uma mesma distância λ do fio, a contribuição dos elétrons V_- e dos íons positivos V_+ para a amplitude do sinal gerado no anodo será:

$$V_- = \frac{Q}{lCV_0} \int_{r_a}^{r_a+\lambda} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r_a + \lambda}{r_a} \quad (4.15)$$

$$V_+ = \frac{Q}{lCV_0} \int_{r_a+\lambda}^{r_c} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r_c}{r_a + \lambda} \quad (4.16)$$

A amplitude total do sinal induzido no anodo é a soma das duas contribuições devidas aos elétrons e aos íons positivos:

$$V = V_- + V_+ = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r_c}{r_a} = \frac{-Q}{lC} \quad (4.17)$$

A razão entre as contribuições dos elétrons e dos íons positivos é obtida por:

$$\frac{V_-}{V_+} = \frac{\ln(r_a + \lambda) - \ln r_a}{\ln r_c - \ln(r_a + \lambda)} \quad (4.18)$$

Considerando as dimensões do contador cilíndrico usado neste trabalho: $r_a = 25 \mu m$ e $r_c = 6,35 mm$ e admitindo-se $\lambda = 1 \mu m$, verifica-se que a

contribuição dos elétrons para a amplitude total do sinal é de apenas 0,7 % e, portanto, pode ser desprezada para fins práticos. O tempo de formação do sinal pode ser obtido através da integração da equação 4.14:

$$V(t) = - \int_0^t dv = - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{r_a} \quad (4.19)$$

Como a velocidade de deriva W_+ dos íons positivos cresce linearmente com a intensidade do campo elétrico, em consequência da mobilidade μ_+ ser constante, pode-se escrever que:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\mu_+ E}{\rho} = \frac{\mu_+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 \rho r} \quad (4.20)$$

e, portanto,

$$\int_{r_a}^r r dr = \frac{\mu_+ CV_0}{2\pi\epsilon_0 \rho} \int_0^t dt \Rightarrow r(t) = \left[r_a^2 + \frac{\mu_+ CV_0}{\pi\epsilon_0 \rho} t \right]^{1/2} \quad (4.21)$$

Substituindo o valor de $r(t)$ na equação 4.19 tem-se que:

$$V(t) = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln \left[1 + \frac{\mu_+ CV_0}{\pi\epsilon_0 \rho r_a^2} t \right] = - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln \left[1 + \frac{t}{t_0} \right] \quad (4.22)$$

o tempo t_0 é o da duração da avalanche que depende da tensão e da mobilidade dos íons positivos. O tempo total T_+ de deriva dos íons positivos é obtido quando $r(T_+) = r_c$ é, portanto:

$$T_+ = \frac{\pi\epsilon_0 \rho (r_c^2 - r_a^2)}{\mu_+ CV_0} \quad (4.23)$$

Deve-se notar que, conforme o esperado, ao final do tempo total de deriva, a amplitude do sinal induzido no anodo, $V(T_+)$, será:

$$V(T_+) = -\frac{Q}{IC} \quad (4.24)$$

Para o detector cilíndrico usado nesse trabalho, preenchido com a mistura de 90 % Ar + 10 % CH₄ em pressão atmosférica, tem-se que $T_+ = 330\mu\text{s}$. A formação do sinal é bastante rápida no início, sendo possível observar pela equação 4.22 que, para um tempo igual a $(r_a/r_c)T_+$ (1,3 μs , no nosso caso), a sua amplitude corresponde à metade da amplitude máxima.

$$V\left(\frac{r_a}{r_c}T_+\right) = \frac{Q}{2IC} \quad (4.25)$$

Em geral, a constante de tempo do sistema de detecção (resistência de carga e capacitância do detector) é menor do que o tempo total de deriva dos íons positivos a fim de aumentar a capacidade de resposta do detector. Em consequência, tem-se apenas uma parte da carga produzida contribuindo para a formação do sinal. Além disso, como as constantes temporais do circuito integrador e diferenciador do amplificador linear são iguais a 2 μs , a fração da carga recolhida é muito inferior à unidade.

Um cálculo da atenuação da amplitude do impulso por um circuito amplificador com constantes de integração e diferenciação iguais foi feito por *Mathieson e Charles* [114], sendo o resultado desse cálculo resumido na seguinte relação linear:

$$\frac{f_{\text{máx}}}{C} = 0,087 + 0,797 \log_{10}\left(\frac{T}{t_0}\right) \quad (4.26)$$

em que $f_{\text{máx}}$ é a atenuação do sinal pelo amplificador e T é a constante temporal dos circuitos diferenciador e integrador. Esta equação é universal, não dependendo nem do gás (ou mistura), nem da geometria do detector. Além do

efeito das constantes temporais dos circuitos integrador e diferenciador do amplificador linear, deve ser considerada também a constante de tempo do pré-amplificador, que se comporta também como um circuito diferenciador. No entanto, como o pré-amplificador empregado em nossas medidas tem uma constante de tempo de $100 \mu\text{s}$, o efeito de atenuação do sinal é desprezível diante das constantes de tempo do amplificador ($1\text{-}2 \mu\text{s}$).

4.2 Detectores resistivos

4.2.1 Regime estacionário

Os detectores resistivos diferem dos convencionais (metálicos) por possuírem pelo menos um eletrodo de alta resistividade (entre 10^{10} a $10^{13} \Omega\cdot\text{cm}$), revestido externamente por um material condutor de forma a permitir a sua polarização. Na geometria plana, freqüentemente uma das placas é resistiva e a outra metálica, independentemente da escolha de anodo ou catodo entre elas. Na geometria coaxial, o catodo é constituído por um cilindro de vidro e o anodo, um fio condutor fino esticado sob tensão ao longo do eixo do cilindro. Em qualquer geometria, a presença do eletrodo resistivo protege o detector em relação ao aparecimento de faíscas, apresentando, portanto, uma maior estabilidade de resposta em relação aos detectores metálicos.

A presença de uma camada resistiva, de espessura máxima de alguns milímetros, entre o eletrodo metálico e o revestimento condutor externo, geralmente aterrado, altera a configuração do campo elétrico no interior do detector e, conseqüentemente, da diferença de potencial disponível para a multiplicação de cargas, característica do regime proporcional. O estudo dessa alteração pode ser feito mediante aplicações das leis clássicas do eletromagnetismo, considerando-se independentemente os campos elétricos no interior do gás \vec{E}_0 e no material resistivo \vec{E}_1 . Na FIG. 4.2 é mostrada uma secção transversal do detector onde os raios do fio anodo, do cilindro externo e interno são representados por r_a , r_b e r_c , respectivamente. Considerando-se as constantes dielétricas do gás k_0 ($= 1$) e do material resistivo k_1 , o campo elétrico no meio gasoso quando o anodo é submetido a um potencial externo V_0 , é dado por:

$$E_0 = \frac{V_0}{\left(\ln \frac{r_c}{r_a} + \frac{1}{k_1} \ln \frac{r_b}{r_c} \right) r} \quad (4.27)$$

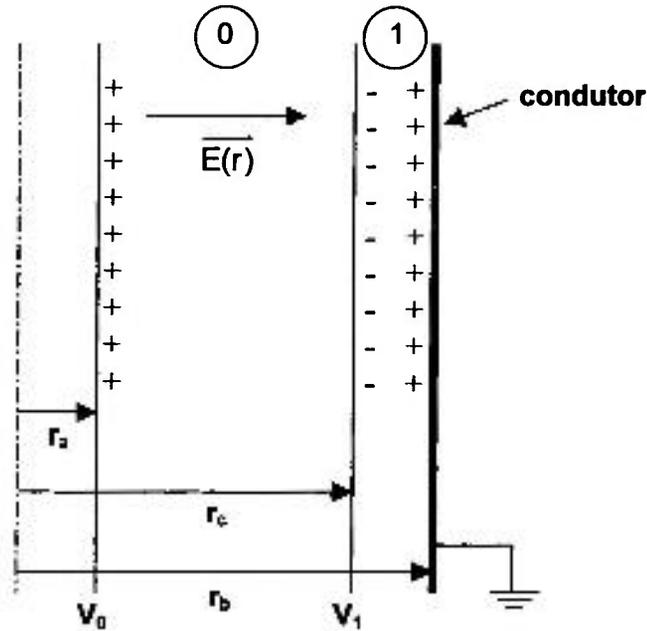


FIGURA 4.2 - Seção transversal do detector onde estão representados o raio do fio anodo (r_a), do cilindro externo (r_b) e interno (r_c).

Analogamente, o campo elétrico na região do dielétrico é:

$$E_1 = \frac{1}{k_1} \frac{V_0}{\left(\ln \frac{r_c}{r_a} + \frac{1}{k_1} \ln \frac{r_b}{r_c} \right) r} \quad (4.28)$$

Em ausência de radiação, ao estabelecermos uma diferença de potencial V_0 entre o anodo e o catodo, a presença do eletrodo resistivo conduz ao aparecimento de uma diferença de potencial V_1 entre as suas superfícies interna e externa devido à polarização do dielétrico:

$$V_1 = \frac{1}{k_1} \frac{V_0}{\left(\ln \frac{r_c}{r_a} + \frac{1}{k_1} \ln \frac{r_b}{r_c} \right)} \ln \frac{r_b}{r_c} \quad (4.29)$$

No entanto, como a resistividade do dielétrico é finita, uma corrente deverá fluir através do material resistivo até que se estabeleça uma situação de equilíbrio, onde os potenciais elétricos das superfícies interna e externa se igualam. Nesta situação a intensidade do campo elétrico E_1 se anula e o campo elétrico resultante, disponível para a geração da avalanche, é idêntico ao de um detector de mesmas dimensões com catodo interno convencional.

Quando o detector é irradiado, é gerada uma corrente I_0 no gás que depende da carga inicial vinculada à ionização primária eq_0 , do ganho G do detector e da taxa de irradiação ν , sendo dada por:

$$I_0 = eq_0 G \nu \quad (4.30)$$

Inicialmente, no instante $t = 0$, o campo E_1 é nulo, mas posteriormente a superfície interna do eletrodo resistivo começa a se carregar e, conseqüentemente, uma corrente elétrica flui através dela. O estudo desse fenômeno pode ser feito considerando que o detector resistivo seja equivalente ao sistema capacitivo mostrado na FIG. 4.3, onde se considera a superposição dos processos de carga de um circuito $R-C_1$ (sendo R a resistência e C_1 a capacitância do tubo de vidro), em série com o capacitor cilíndrico, preenchido com a mistura gasosa, de capacitância C_0 .

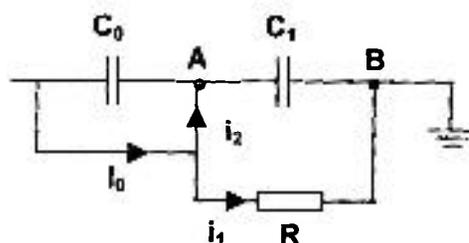


FIGURA 4.3 - Sistema capacitivo equivalente ao detector cilíndrico resistivo.

No sistema capacitivo acima, inicialmente nenhuma corrente atravessa o resistor ($i_1 = 0$) e a corrente de polarização é igual à gerada no interior do detector, isto é, $i_2 = I_0$. Com o passar do tempo o capacitor C_1 se carrega sendo alcançada uma situação de equilíbrio (regime estacionário) quando a corrente através do vidro i_1 se iguala à corrente no gás I_0 . Admitindo-se que o dielétrico tenha um comportamento ôhmico, uma diferença de potencial $V_{AB} = V_1$ se estabelece entre os pontos A e B (superfícies interna e externa do cilindro) no circuito representado na FIG 4.2:

$$V_{AB} = V_1 = I_0 R = \frac{Q_1}{C_1} \quad (4.31)$$

onde Q_1 é a carga armazenada no condensador C_1 . Admitindo-se desprezíveis as correntes superficiais ao longo do cilindro, a corrente no vidro, de resistividade ρ , é dada por;

$$i_0 = \int_{\rho} \vec{E}_1 \cdot \vec{ds} \quad (4.32)$$

Pela lei de *Gauss*, a intensidade do campo elétrico criado no interior do vidro por uma carga total livre Q , contida em uma superfície cilíndrica gaussiana de raio r e altura h (comprimento da zona irradiada), é:

$$E_1 = \frac{Q}{2\pi h k_1 \epsilon_0 r} \quad (4.33)$$

A substituição da equação (4.33) na (4.32) resulta em:

$$I_0 = \frac{Q}{\rho k_1 \epsilon_0} \quad (4.34)$$

A intensidade do campo elétrico na região entre os eletrodos, $E(r)$, originada por uma carga Q_0 contida na mesma superfície gaussiana considerada na determinação de E_1 , é:

$$E(r) = \frac{Q_0}{2\pi h \epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (4.35)$$

Na condição de equilíbrio, a diferença de potencial V_0 é:

$$V_0 = \frac{Q_0}{2\pi h \epsilon_0} \ln \frac{r_c}{r_a} + \frac{Q}{2\pi h k_1 \epsilon_0} \ln \frac{r_b}{r_c} \quad (4.36)$$

Substituindo-se a equação (4.34) na (4.36) tem-se:

$$Q_0 = \frac{2\pi h \epsilon_0}{\ln \frac{r_c}{r_a}} \left(V_0 - \frac{\rho l_0}{2\pi h} \ln \frac{r_b}{r_c} \right) \quad (4.37)$$

Portanto, $E(r)$ é dado por:

$$E(r) = \frac{1}{\ln \frac{r_c}{r_a}} \left(V_0 - \frac{\rho l_0}{2\pi h} \ln \frac{r_b}{r_c} \right) \frac{1}{r} \quad (4.38)$$

Quando as correntes superficiais no cilindro são desprezadas, a resistência R da parte irradiada do tubo (admitindo-se a resistividade constante) é:

$$R = \frac{\rho}{2\pi h} \ln \frac{r_b}{r_c} \quad (4.39)$$

Então, o campo elétrico no gás, responsável pela multiplicação de cargas, é representado por:

$$E(r) = \frac{V_0 - I_0 R}{\ln \frac{r_c}{r_a}} \frac{1}{r} \quad (4.40)$$

Na equação 4.40 é evidenciado que o detector resistivo se comporta de forma idêntica a de um contador proporcional, de raio r_c , submetido a uma tensão efetiva $V_{ef} = V_0 - I_0 R$, menor do que V_0 . É importante notar que esta queda de potencial gerada pela passagem da corrente I_0 através do vidro, por nós denominada de **contra-tensão**, não ocorre em um detector metálico (cujo catodo encontra-se ligado diretamente a terra), pois a sua resistência à passagem da corrente é praticamente nula.

Como o ganho em carga depende da intensidade do campo elétrico e, portanto, da diferença de potencial entre os eletrodos do detector, a redução de V_{ef} também produz uma diminuição no ganho gerando sinais de amplitudes menores. Essa queda no ganho em carga não depende isoladamente da taxa de irradiação do detector e da tensão V_0 , mas sim do produto dessas duas grandezas. De fato, quanto maior a diferença de potencial entre os eletrodos maior será a amplificação gasosa e, portanto, a carga gerada no interior do detector.

Da mesma forma, um aumento da taxa de contagem também conduz a um aumento da ionização primária e, portanto, da quantidade de carga produzida na região. A ação conjunta desses dois efeitos é a responsável pela queda da eficiência de detectores resistivos, independentemente da geometria utilizada.

Em conseqüência, esses resultados apontam para um compromisso entre a taxa de contagem e o ganho: para aplicações em elevadas taxas de irradiação, é necessário manter o ganho em carga o mais baixo possível. A generalidade dessa informação também é útil para detectores resistivos em geometria plana, onde a definição do regime de operação é bem mais difícil do que aquela para a geometria cilíndrica.

4.2.2 Regime transitório

No estudo das condições de resposta do detector resistivo em regime estacionário considerou-se o capacitor C_1 (FIG. 4.3) totalmente carregado. No entanto, no modelo adotado, durante o processo de carga ocorrem vários

fenômenos típicos de polarização de dielétricos que, além de dependerem das propriedades do material empregado como catodo do contador, também serão influenciados pelas alterações promovidas pela passagem da corrente através do vidro. Um estudo do comportamento do detector durante o intervalo de tempo que antecede a condição de equilíbrio, denominado daqui por diante de regime transitório, deve permitir a identificação de novos fenômenos, característicos de detectores resistivos independentemente da geometria utilizada.

Em ausência de radiação, ao estabelecermos um campo elétrico entre os eletrodos de um detector resistivo, o catodo torna-se polarizado, ou seja, há um deslocamento de cargas positivas e negativas no material isolante, prevalecendo uma condição na qual qualquer elemento de volume do catodo adquire um momento de dipolo elétrico e cargas superficiais aparecem nas suas extremidades de modo que a camada mais externa fica depletada de cargas positivas ou negativas.

Quando o material do catodo é o vidro, a irregularidade de sua estrutura, aliada à variedade de átomos e íons presentes, tornam praticamente impossível o cálculo da polarização e, portanto, da permissividade relativa do material, de modo que seu comportamento dielétrico é descrito apenas fenomenologicamente (ou, através da observação experimental de efeitos).

Os processos físicos que contribuem para a polarização de um dielétrico são essencialmente de dois tipos [115-118]. No primeiro, há um deslocamento das cargas de suas posições originais, como, por exemplo, a distorção das nuvens eletrônicas ao redor dos átomos, gerando dipolos elétricos induzidos. Esse processo ocorre rapidamente, sendo caracterizado por um vetor polarização \overline{P}_1 . O segundo tipo se refere aos processos de relaxação, onde a orientação de dipolos permanentes é alterada pelo campo externo, passando de uma posição aleatória para uma forma mais ordenada, segundo as linhas do campo aplicado. Esses processos, por exigirem energia extra do sistema, são naturalmente mais lentos que os de primeira espécie, e são representados por um vetor polarização \overline{P}_2 . Após a remoção do campo externo aplicado, as forças eletrostáticas restabelecem a configuração inicial das nuvens eletrônicas e a agitação térmica desordena novamente os dipolos até então orientados. Além desses processos de polarização, no caso do vidro alcalino (por nós utilizado) o

movimento de íons de sódio através das lacunas da rede estrutural também contribui para a polarização e a condutividade do vidro.

No caso do detector resistivo, quando o catodo está polarizado e ocorre a incidência de radiação, o aparecimento de cargas móveis positivas e negativas no gás altera a condição de polarização previamente estabelecida no dielétrico. Conseqüentemente, durante o intervalo de tempo necessário para que uma nova condição de equilíbrio seja alcançada, o campo elétrico e a diferença de potencial efetiva entre os eletrodos sofrem variações que se traduzem experimentalmente em mudanças no processo de multiplicação de cargas que ocorre no interior do contador. Em princípio, uma análise da variação temporal do ganho de um detector cilíndrico deve fornecer informações sobre os mecanismos responsáveis pela polarização do dielétrico, uma vez que os fenômenos estão intrinsecamente relacionados. Neste aspecto, a escolha da geometria cilíndrica é fundamental, pois a excelente definição da amplitude dos impulsos, que depende do ganho, permite uma observação direta da influência temporal da polarização na distribuição de amplitudes dos impulsos gerados enquanto a condição de equilíbrio não foi atingida. Essa influência se manifesta em um deslocamento da posição do centróide do pico da distribuição de amplitudes dos impulsos devidos à radiação incidente no detector.

Para estudar o comportamento transitório do detector resistivo em geometria cilíndrica, propõe-se um modelo de operação do detector onde são desprezados os efeitos de carga espacial na região de multiplicação e as correntes superficiais no vidro. A corrente $i(t)$ (menor do que I_0 no regime transitório) que atravessa as paredes do tubo traduz o efeito médio devido aos eventos consecutivos que ocorrem no interior do detector e corresponde, em semelhança ao estado estacionário, a um comportamento dependente do valor dessa corrente. Além disso, também se admite que a permitividade elétrica do vidro não depende do tempo.

A variação do potencial efetivo V_{ef} entre os eletrodos do detector cilíndrico de catodo resistivo, revestido externamente com grafite coloidal, calculada mediante a aplicação das equações de *Maxwell* ao circuito equivalente representado na FIG.4.3, é:

$$\frac{dV_{ef}}{dt} = -\frac{1}{C}i(t) + \frac{C_1}{C_0} \frac{1}{\tau} V_0 - \frac{C_1}{C} \frac{1}{\tau} V_{ef} \quad (4.41)$$

onde $C = C_1 + C_0$, $\tau = \rho\varepsilon$ e $i(t) = Q_0 \cdot \nu \cdot G(t)$, sendo ν a taxa de irradiação e $G(t)$ o ganho do detector, que varia com o tempo devido à variação da tensão através do gás.

De uma forma simplificada, a variação da tensão efetiva com o tempo deve ser semelhante àquela observada em um sistema R - C constituído por um capacitor, de capacitância C_1 , em paralelo com um resistor de resistência R . Neste caso, espera-se uma redução temporal do potencial efetivo segundo uma lei exponencial, sendo possível obter através dela a constante de tempo do circuito. O mesmo comportamento deve ser observado no ganho do detector.

Como será visto nos CAPs. 5 e 6, os resultados obtidos têm demonstrado que esse modelo teórico é razoavelmente adequado para baixas taxas de contagens, mas demasiadamente simples para as situações que envolvem elevadas taxas de irradiação.

5 DETECTOR PROPORCIONAL DE GEOMETRIA CILÍNDRICA

5.1 Arranjo Experimental

5.1.1 Medidas de resistividade

O critério de seleção de um material resistivo a ser usado como eletrodo de um detector baseia-se no seu valor de resistividade, o qual deve permitir a operação do detector com taxas de contagens moderadas (superiores a 100 Hz/cm^2) sem perda significativa da eficiência de detecção e com baixo ruído eletrônico. No entanto, essas exigências são contraditórias visto que, para redução do ruído, a resistividade deve ser a maior possível e nesse caso, a capacidade de resposta do detector fica extremamente prejudicada em relação à taxa de contagem. Em conseqüência, existe uma faixa de valores de resistividade adequados (10^{10} a $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$) à construção de detectores resistivos. Por outro lado, é também necessário conhecer o comportamento da resistividade do material com possíveis variações de temperatura e umidade do meio. Esse estudo é particularmente importante quando o detector não é selado em uma câmara onde circula o gás, como é o caso do detector cilíndrico empregado neste trabalho e na grande maioria das aplicações de RPCs.

Com a finalidade de selecionar os materiais com propriedades adequadas ao uso em detectores gasosos, inicialmente mediu-se a resistividade e a variação desse parâmetro com a temperatura e umidade do meio para quatro cilindros de vidro, de diferentes dimensões e procedências, disponíveis em nosso laboratório.

Os valores de resistividade dos vidros foram determinados indiretamente através da medida das correntes que atravessam os cilindros, quando submetidos a uma diferença de potencial elétrico de até 3 kV. O contacto elétrico que permitiu a polarização da amostra foi obtido através de uma deposição de grafite coloidal (*Eletrodag 114* [119]) em uma área conhecida de cada cilindro de vidro. Para obter um bom contacto elétrico, as peças de vidro

foram previamente limpas e submersas em álcool etílico em um banho de ultrassom, por cerca de uma hora. Após essa limpeza, os vidros foram mantidos em estufa a 80 °C, até o momento de receberem o depósito de grafite. Este por sua vez, foi feito de forma a obter uma camada bastante homogênea, nas duas superfícies (externa e interna) das amostras. Para evitar a presença de correntes superficiais, principalmente nas extremidades dos tubos, a região sem depósito de grafite foi recoberta por uma camada de cera de carnaúba ($\rho \cong 10^{17} \Omega.cm$).

Foram estudados vários tubos de vidro (identificados por tubo 1, tubo 2, tubo 3 e tubo 4) de diferentes composições e procedências, cujas características e dimensões são apresentadas nas TAB. 5.1.

TABELA 5.1 - Características dos diferentes tubos estudados.

Tubo	Diâmetro Interno (mm)	Espessura (mm)	Comprimento do depósito de Eletrodag (mm)	Comprimento do tubo (mm)	Composição (*)
1	36,12 ± 0,04	1,07 ± 0,04	170,0 ± 0,5	200,0 ± 0,5	Neutro
2	35,80 ± 0,04	1,05 ± 0,04	80,0 ± 0,5	200,0 ± 0,5	Alcalino
3	14,14 ± 0,04	0,72 ± 0,04	90,0 ± 0,5	200,0 ± 0,5	Borosilicato
4	12,70 ± 0,04	1,10 ± 0,04	70,0 ± 0,5	200,0 ± 0,5	Alcalino

(*) A denominação vulgar de vidro neutro refere-se à composição onde a quantidade de boro presente é intermediária entre os alcalinos e borosilicatos.

Inicialmente, foram medidas as resistências elétricas das amostras de vidro a uma temperatura de 26 °C e umidade relativa do ar de 65 %, submetendo-as a diferenças de potencial de até 3 kV (fonte de tensão ORTEC 456). As correntes volumétricas correspondentes foram medidas com um eletrômetro de elevada sensibilidade (KEITHLEY 610c). O diagrama esquemático do sistema utilizado nestas medidas está representado na FIG. 5.1. As curvas características (corrente x tensão) obtidas para os quatro tubos, estão representadas na FIG. 5.2 e confirmam o comportamento ôhmico do vidro, dentro do intervalo de tensão estudado. A partir destas curvas, as resistividades foram calculadas, mediante a segunda Lei de Ohm, considerando-se as espessuras dos vidros e as áreas do depósito condutor em cada uma das amostras.

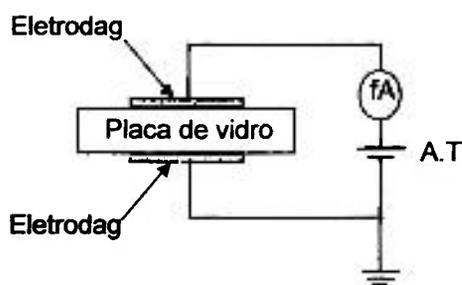


FIGURA 5.1 - Desenho esquemático do circuito utilizado para medida da resistividade das amostras de vidro.

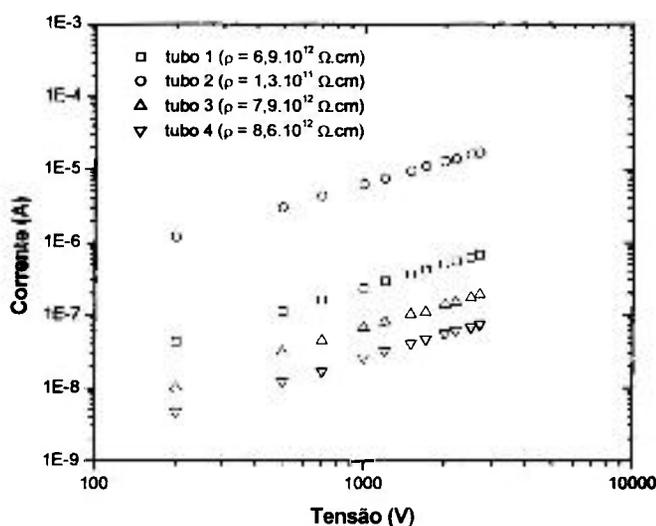


FIGURA 5.2 - Valores de corrente em função da tensão aplicada para os quatro tubos estudados.

Os resultados mostram que os valores de resistividade de todas as amostras analisadas são adequados para a utilização desses cilindros de vidro como eletrodos de detectores resistivos. No entanto, como um dos objetivos deste trabalho é o estudo das condições de resposta de detectores em regime transitório de funcionamento, é preferível escolher o material de maior resistividade para se obter um efeito mais intenso da redução da amplitude dos impulsos em função do tempo de irradiação do detector. Como o tubo 4 possui maior resistividade, este deve ser o mais adequado para a montagem do detector. Entretanto, antes de ser feita a escolha definitiva desse tubo, procedeu-se um

estudo da variação da sua resistividade com a temperatura e umidade do meio. Estas medidas, descritas a seguir, são necessárias para que possíveis alterações desses parâmetros durante a operação do detector possam ser usadas para a normalização dos resultados obtidos.

5.1.1.1 Efeito da temperatura na resistividade

Com a finalidade de verificar a influência da temperatura na resistividade da amostra de vidro do tubo 4, projetou-se e construiu-se uma câmara em lucite onde introduzia-se ar quente ou frio, em regime de fluxo contínuo. A temperatura e a umidade no interior da câmara foram monitoradas através de um termo-higrômetro (*Haar-SYNTH*).

Utilizando o mesmo procedimento experimental descrito na seção 5.1.1, foram realizadas as medidas de resistividade da amostra em diferentes temperaturas estando os resultados representados na FIG. 5.3. Como era esperado, o aumento da temperatura diminuiu a resistividade da amostra o que resultou, para uma dada tensão, em uma maior corrente volumétrica atravessando a parede do cilindro de vidro. Entretanto, o comportamento ôhmico foi preservado, o que permitiu a aplicação do nosso modelo de operação de detector resistivo em qualquer temperatura dentro da faixa estudada.

Os valores da resistividade do tubo 4 em função da temperatura estão representados na FIG. 5.4 que evidencia uma redução significativa da resistividade com o aumento da temperatura, o que é esperado para a maioria dos dielétricos. Teoricamente, para um dielétrico ideal espera-se que essa variação obedeça a uma lei exponencial do tipo [115]:

$$\rho = Ae^{\left(\frac{B}{kT}\right)} \quad (5.1)$$

onde A e B são constantes características do material, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta.

Em geral, a constante A depende do número de íons móveis no vidro, da distância entre as lacunas responsáveis pela migração desses íons e do número de lacunas disponíveis. Por outro lado, B é uma medida da facilidade com

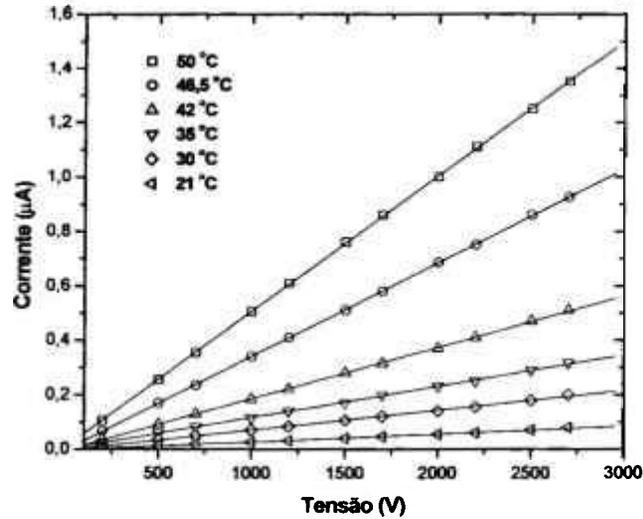


FIGURA 5.3 - Variação da corrente em função da tensão aplicada no tubo 4 em diferentes temperaturas.

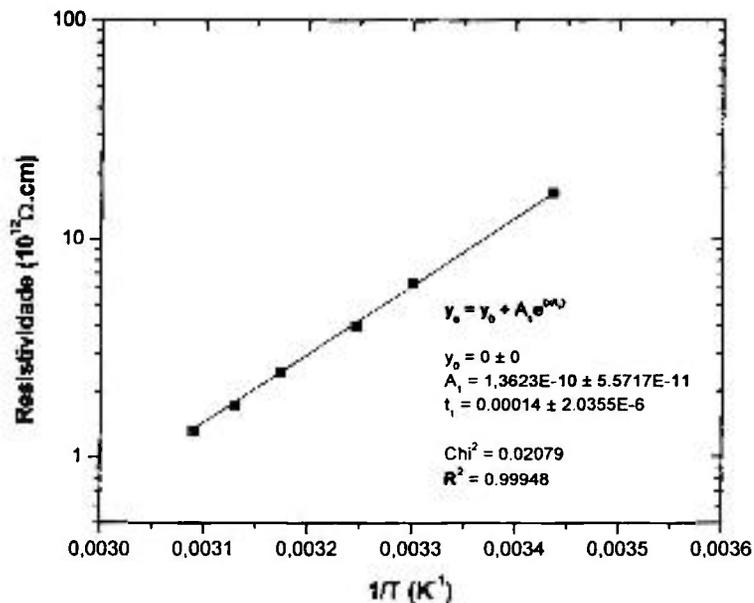


FIGURA 5.4 - Variação da resistividade do tubo 4 em função do inverso da temperatura.

a qual se processa o deslocamento de um íon entre uma lacuna e outra. Em nossas medidas, o parâmetro A se aproxima de $1,3 \Omega \cdot m$, enquanto B assume o

valor de 0,64 eV, os quais encontram-se dentro do intervalo de valores esperados para uma amostra comercial de vidro alcalino [114].

5.2 Detector cilíndrico e sistema de admissão de gases

Como detector utilizou-se um cilindro de vidro (denominado anteriormente de tubo 4) de diâmetro interno $\phi = 12,7 \text{ mm}$, 1,1 mm de espessura, 200 mm de comprimento e resistividade $\rho \simeq 8.6.10^{12} \Omega \text{ cm}$. As extremidades do cilindro foram terminadas com tampas em lucite, que além de isolar eletricamente os eletrodos do detector também permitiam a colocação, sob pressão, dos passadores metálicos do fio anodo de aço-inox, de 50 μm de diâmetro. Por possuírem diâmetros maiores do que o fio, tais passadores também desempenharam a função de tubos de guarda, de forma a evitar a presença de pontas nas bordas do detector. O cilindro de vidro foi dividido em duas partes (FIG. 5.5) de modo a termos uma metade do tubo pintada externamente por uma fina camada de *Eletrodaq 114* ligada à terra, correspondendo a um detector de catodo resistivo (representado por RD); a outra metade era pintada internamente com a mesma tinta condutora, que quando ligada ao terra constituía então um detector metálico (MD). Além disso, uma região de 60 mm de comprimento foi pintada externamente no lado onde se tinha a camada condutora interna. Desta forma, ao mantermos a camada interna em um potencial flutuante e, ao mesmo tempo, ligando a parte externa à terra, tínhamos uma outra configuração a que denominamos detector resistivo de eletrodo flutuante (FERD).

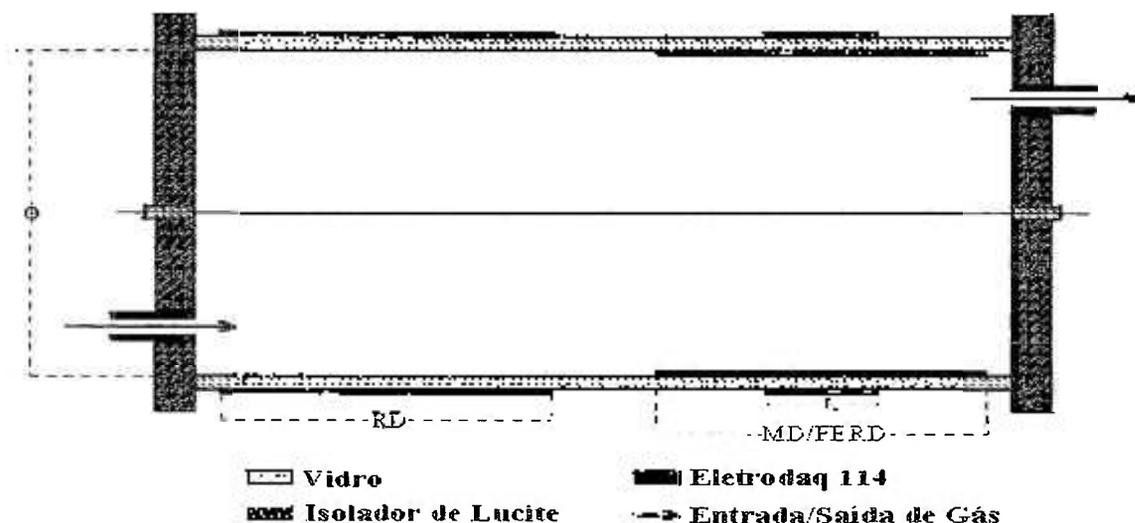


FIGURA 5.5 – Secção transversal do detector proporcional resistivo.

A grande vantagem desse sistema é a de permitir a comparação entre os resultados obtidos com o detector resistivo e àqueles correspondentes a um detector metálico, sem a introdução de possíveis erros sistemáticos devidos à uniformidade do fio anodo, pureza da mistura gasosa, ruídos na fonte de alimentação, etc.

A mistura gasosa estudada foi a P10 (90 % Ar + 10 % CH₄), convencionalmente usada em detectores proporcionais. Os gases foram obtidos diretamente dos cilindros e circularam em regime de fluxo contínuo, à pressão atmosférica, através de tubos de aço inoxidável de elevado grau de limpeza com 0,3 mm de diâmetro interno. O fluxo de cada um dos gases individuais foi obtido por meio de um fluxímetro de massa (*EDWARDS 865*) ligados a uma unidade controladora com quatro canais independentes (*EDWARDS 1605*) cujas saídas eram conectadas diretamente a um tubo de aço inox (misturador) de saída única. Após percorrer aproximadamente 2 m, a mistura homogênea atravessava o detector e era lançada, através de um borbulhador que continha silicone *DOW CORNING 704*, na atmosfera.

5.3 Escolha da fonte radioativa

Como radiação incidente utilizou-se os raios-X de 22,1 keV provenientes de uma fonte de ¹⁰⁹Cd acoplada a um colimador de Pb com 2 mm de diâmetro. A escolha da natureza e energia da radiação a ser utilizada nas medidas baseou-se, além da disponibilidade de uma fonte radioativa com atividade razoavelmente elevada (37 MBq), na necessidade de obtenção de um feixe monoenergético no interior do contador e que sofresse pequena atenuação ao atravessar a camada de vidro de 1,1 mm, visto que a construção de uma janela fina no tubo aumentaria consideravelmente as dificuldades de construção do detector.

O estudo da influência da taxa de contagem na resposta estacionária do detector resistivo foi efetuado através da variação da distância entre a fonte e o contador mediante o emprego de um sistema mecânico que permitia o posicionamento da amostra com uma precisão de 0,5 mm. Para manter constante a zona irradiada do detector recobriu-se o cilindro de vidro com uma folha de Pb

de 3 mm de espessura, dotada de uma fenda retangular de 10 mm x 5 mm. A FIG. 5.6 mostra o detector resistivo utilizado bem como o sistema mecânico de ajuste da posição da fonte radioativa.



FIGURA 5.6 – Sistema mecânico de ajuste da posição da fonte radioativa.

5.4 Sistema eletrônico

Um dos aspectos que tornam o modo proporcional em detectores de geometria cilíndrica particularmente atrativo é a simplicidade do sistema eletrônico associado à detecção e medida dos sinais. Este fato deriva de ser relativamente elevada a carga desenvolvida nas avalanches, podendo ser da ordem de algumas dezenas de pC, o que conseqüentemente acarreta a formação de impulsos com amplitudes facilmente observáveis, mesmo em sistemas de amplificação com ganhos moderados (da ordem de 100).

5.4.1 Medidas de carga e de ganho do detector

O anodo do contador foi polarizado positivamente em relação ao catodo (aterrado) através de uma resistência de carga de 1,0 M Ω . As medidas da carga associada aos impulsos, assim como da resolução em energia do detector,

foram feitas acoplando-se à saída deste um pré-amplificador sensível à carga (*ORTEC 142PC*) ligado a um amplificador linear de constante de tempo de integração ajustável independentemente (*ORTEC 572*); em seguida, os espectros eram registrados em um analisador multicanal (*ORTEC SPECTRUM ACE 8K*). Na FIG. 5.7 é representado o sistema eletrônico usado nas medidas de cargas associadas às avalanches.

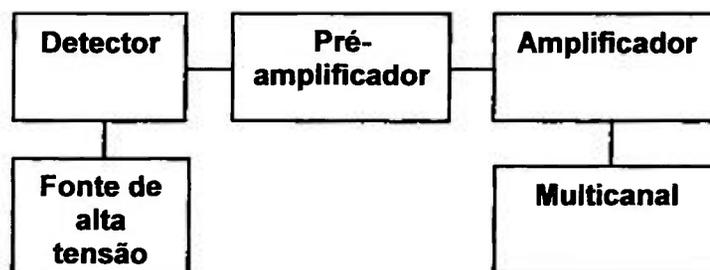


FIGURA 5.7 – Sistema eletrônico usado nas medidas de cargas associadas às avalanches.

Para converter o espectro de amplitudes registrado no multicanal em espectro de carga, foi feita uma calibração de todo o sistema eletrônico, sem o detector, utilizando-se um gerador de impulsos de precisão (*ORTEC 448*). Os impulsos provenientes desse gerador eram injetados à entrada do pré-amplificador, através de um condensador padrão de capacitância C_p , de forma que a carga recolhida Q_p pelo pré-amplificador é dada por:

$$Q_p = C_p V_p \quad (5.2)$$

onde V_p é a amplitude do sinal fornecido pelo gerador de impulsos. À saída do amplificador tem-se um sinal com uma amplitude V_c a que corresponde uma carga Q_p . Uma amplitude V_i medida no multicanal corresponderá, então, a uma carga recolhida igual a:

$$Q_i = \frac{V_i C_p V_p}{V_c} \quad (5.3)$$

A fim de relacionar a carga medida com a carga da avalanche, é necessário considerar que os sinais do detector e do gerador de impulsos têm formas e tempos de subida diferentes e, portanto, são atenuados pelos circuitos diferenciador e integrador de modo diferente. A equação 4.26 do CAP. 4 foi utilizada para os cálculos da quantidade de carga associada às avalanches.

A relação entre a carga total e a carga da ionização primária (esta correspondente a 864 elétrons primários) medida em diferentes condições experimentais indica o comportamento do ganho em carga do detector (CAP. 3, equação 3.15), além de permitir a definição do seu regime de operação.

5.4.2 Patamares

Ao pretender-se utilizar o regime proporcional em detectores resistivos, é importante saber até que ponto, para um certo fluxo de radiação incidente, um processo desta natureza é estável, ou seja, até quando o número de avalanches observadas por unidade de tempo é independente da tensão aplicada. Curvas deste tipo, do número de contagens em função da tensão, são denominadas de patamares, sendo fundamental que determinado processo tenha um patamar o mais extenso possível para que se possa aproveitá-lo na operação de um sistema de detecção qualquer.

O sistema eletrônico utilizado nas medidas do número de contagens em função da tensão está representado na FIG. 5.8. Os sinais provenientes do amplificador linear eram enviados ao analisador monocal (CANBERRA 2030),

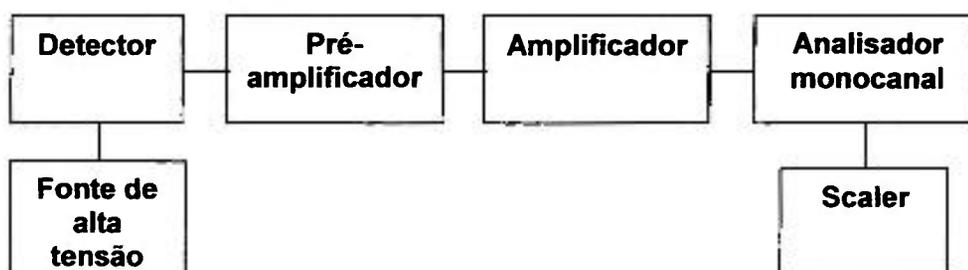


FIGURA 5.8 – Sistema eletrônico utilizado nas medidas do número de contagens em função da tensão aplicada ao detector.

operando no modo discriminador integral, a fim de selecionar apenas impulsos cujas amplitudes fossem superiores ao nível de discriminação previamente selecionado. Como no detector resistivo espera-se uma redução na amplitude dos impulsos para taxas de contagens elevadas, o ajuste do nível de discriminação foi feito a partir de um limiar definido pelo ruído eletrônico (da ordem de 100 mV, para um ganho total de amplificação de 500) a fim de evitar a possível queda na eficiência de detecção com o aumento da taxa de irradiação do detector. Um contador de impulsos (*ORTEC 994*), recebia os sinais selecionados no analisador monocanal e os registrava durante um intervalo de tempo pré-determinado.

5.5 Resultados experimentais e análise

5.5.1 Resposta dos detectores para baixa taxa de contagem

Com o objetivo de definir a faixa de tensão para a qual as três configurações do detector (RD, MD e FERD) operam em regime proporcional, foram realizadas as medidas do ganho em carga em função da diferença de potencial entre os eletrodos do contador mediante o registro dos espectros de amplitude dos impulsos correspondentes aos raios-X provenientes de uma fonte de ^{109}Cd . A taxa de irradiação foi limitada a 20 Hz (ou 20 contagens por segundo) para minimizar a possível influência da taxa de contagem no ganho do detector resistivo, e, portanto permitir a comparação entre as respostas dos detectores RD, MD e FERD, em ausência do fenômeno de contra-tensão.

Para a normalização dos resultados, os valores dos ganhos em carga foram representados em função da intensidade do campo elétrico na superfície do anodo (FIG 5.9), pois devido à diferença de 1,1 mm entre os raios dos catodos dos detectores metálico e resistivo, para uma mesma tensão externa o campo elétrico no interior dos contadores é ligeiramente diferente. O nítido crescimento da carga coletada no anodo para campos elétricos mais elevados, comportamento característico do regime proporcional, é observado nos três detectores, sendo evidente que os ganhos do RD e FERD são iguais aos do detector metálico.

É importante notar que para campos elétricos entre 70 e 130 kV/cm, foi possível atingir um ganho máximo de $2 \cdot 10^4$ com as condições de estabilidade de resposta ainda preservadas nos três detectores. De fato, na FIG. 5.10 mostram-se

as curvas características dos detectores metálico, resistivo e de catodo flutuante, que revelam a existência de patamares praticamente idênticos, com extensões mínimas de 500 V e inclinações de 0,002 %/V, para uma taxa de 20 Hz. Esse resultado comprova a excelente estabilidade de resposta dos detectores, sendo inexistente qualquer manifestação do efeito de contra tensão, fato perfeitamente justificável pela baixa taxa de irradiação nos detectores.

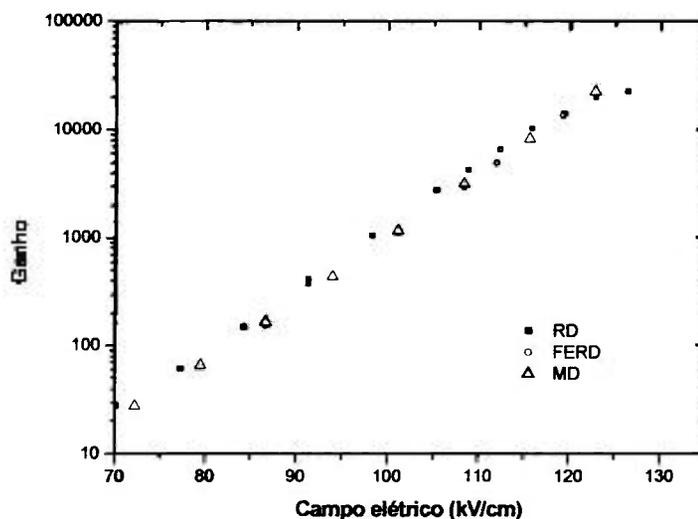


FIGURA 5.9 - Ganho dos detectores metálico (MD), resistivo (RD) e de catodo flutuante (FERD) em função do campo elétrico na superfície do anodo. Taxa de irradiação igual a 20 Hz.

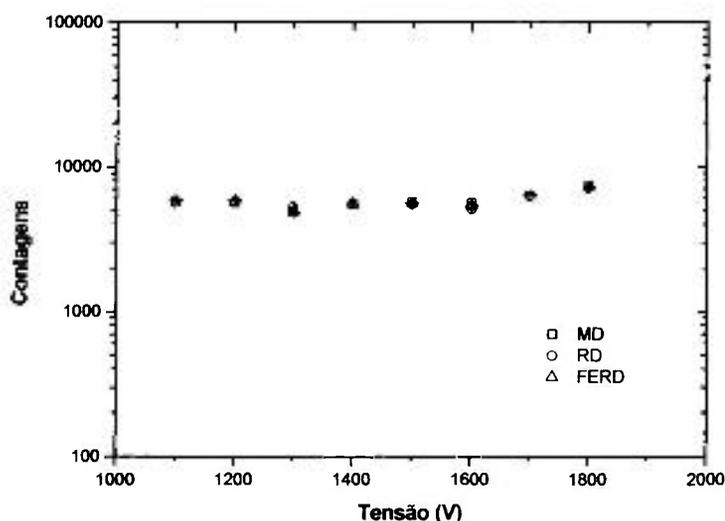


FIGURA 5.10 - Curvas do número de contagens em função do campo elétrico para as três configurações do detector (RD, MD e FERD). Taxa de irradiação igual a 20 Hz.

Embora os objetivos deste trabalho não contemplem a aplicação dos detectores na espectrometria de raios-X, o estudo das condições de resposta do contador resistivo, em regime transitório, que será descrito no CAP. 6, baseou-se no pressuposto de que este sistema fosse capaz de definir a amplitude dos impulsos de forma a permitir a relação deste parâmetro com o ganho em carga no detector. Para verificar as condições de resposta do contador resistivo, no tocante à sua resolução em energia, registrou-se os espectros de amplitudes dos impulsos correspondentes aos raios-X de 22,1 keV em diferentes tensões de polarização.

Os resultados obtidos demonstraram que, para baixos valores de tensão (pequenos ganhos em carga), as resoluções são deterioradas em virtude da menor relação entre a amplitude do sinal e do ruído, e, para tensões elevadas (ganhos máximos da ordem de 10^4), a resolução também sofre uma degradação em consequência da participação de fenômenos de fotoionização nos processos de multiplicação gasosa. O melhor espectro foi obtido a uma tensão de 1800 V (FIG.5.11), com uma resolução em energia de 4,5 keV (*FWHM*).

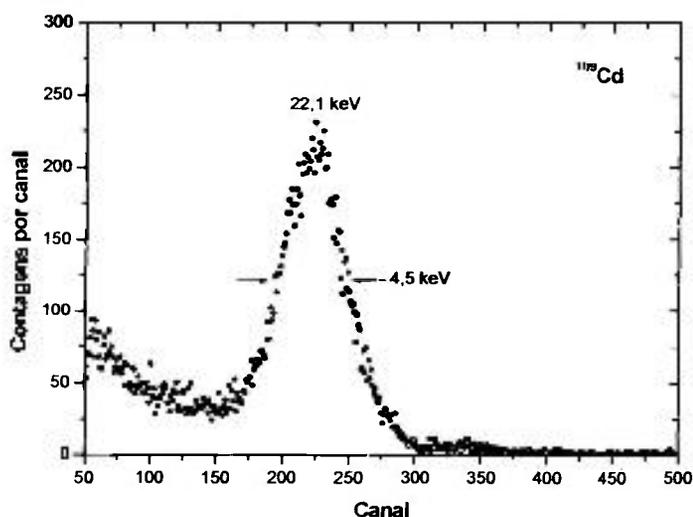


FIGURA 5.11 - Espectro de energia do ^{109}Cd obtido com o detector resistivo submetido a uma tensão de 1800 V. Taxa de irradiação igual a 20 Hz.

Por se tratar de um detector gasoso, aliado ao fato da mistura não ser a mais adequada para a absorção dos raios-X de 22,1 keV, este é um bom resultado, visto que para um sistema ideal (sem ruído eletrônico e com absorção

total da radiação) a mínima resolução em energia para mistura P10 e energia de 22,1 keV está limitada a 1 keV. Resultados idênticos foram obtidos com as configurações metálica e de catodo flutuante.

A análise das condições operacionais dos três detectores, no tocante à variação do ganho em função do campo elétrico na superfície do anodo, das curvas características e resoluções em energia evidencia que para baixas taxas de contagem e, portanto, em ausência do efeito de contra-tensão, não existem diferenças de resposta do RD em relação ao MD e FERD.

5.5.2 Resposta dos detectores para taxas de contagem elevadas

O estudo da influência da taxa de contagem nas características operacionais dos detectores resistivo e de catodo flutuante baseou-se na comparação dos resultados obtidos com relação àqueles correspondentes ao detector metálico. Esse método partiu da premissa que, dentro de certos limites de taxas de irradiação, o detector metálico preserva as suas condições de resposta e deve servir como elemento comparativo no processo de identificação de possíveis fenômenos que venham a surgir na operação do detector resistivo submetido a crescentes taxas de irradiação.

As medidas da variação do ganho com a intensidade do campo elétrico na superfície do anodo foram realizadas para as taxas de contagens de 220 Hz a 1232 Hz, mantendo-se constante a zona de irradiação dos detectores MD, RD e FERD. Como esperado, para um dado valor de campo elétrico, o ganho do detector metálico se manteve constante dentro da faixa de frequência estudada o que comprovou a total ausência de efeitos de cargas espaciais no seu interior. Este comportamento permitiu o estudo da influência da taxa de contagem no fator de multiplicação gasosa dos detectores resistivo e de catodo flutuante através da relação entre os ganhos de cada um destes detectores e o correspondente ao detector metálico (considerado como padrão), em função do campo elétrico na superfície do anodo. Os resultados obtidos para o detector resistivo estão representados na FIG. 5.12, onde é evidenciado um decréscimo do ganho normalizado (razão entre o ganho do detector RD e o do MD) com o aumento da taxa de contagem e da carga total associada aos impulsos. Para campos inferiores a 80 kV/cm, os ganhos dos dois detectores são praticamente iguais, apresentando, entretanto, uma queda significativa no ganho normalizado à

medida que o campo aumenta, mesmo para uma taxa de contagem idêntica. Além disso, o efeito da redução do ganho é muito mais evidente na condição de irradiação de 1232 Hz, o que já era esperado pelo nosso modelo de funcionamento do detector resistivo em regime estacionário. De fato, considerando-se que a corrente que atravessa o catodo de vidro é dada pelo produto da taxa de contagem e da carga total associada a cada impulso, acredita-se que, sendo mantida constante a zona irradiada, e, portanto a resistência do vidro, deve existir um valor limiar de corrente, para a qual a queda de potencial no interior do detector resulte em uma redução significativa do ganho.

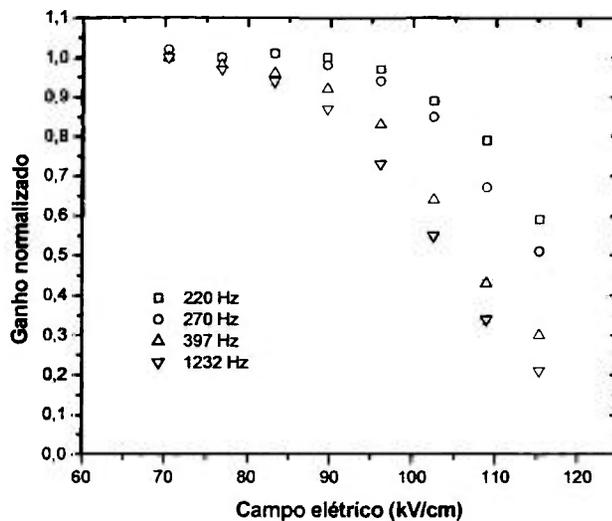


FIGURA 5.12 - Ganho normalizado do detector resistivo (RD) em função do campo elétrico na superfície do anodo para taxas de irradiação de 220, 270, 397 e 1232 Hz.

Na curva do ganho normalizado do detector RD em função da corrente que atravessa o catodo (FIG. 5.13) é mostrado que, para correntes inferiores a 100 pA, o ganho do detector resistivo é praticamente igual ao do metálico em todas as taxas de irradiação. No entanto, para correntes maiores, a queda no ganho do RD aumenta em consequência da redução da diferença de potencial efetiva entre os eletrodos do detector. Segundo o nosso modelo, este efeito (contra-tensão) deve ser independente da taxa de contagem, pois, considerando o comportamento ôhmico do vidro, o potencial efetivo $V_{ef} = V_0 - RI_0$ entre os eletrodos deve ser o mesmo para um dado valor de corrente, visto que a

resistência da zona irradiada é mantida constante. Este comportamento é observado na FIG. 5.13 onde as curvas do ganho normalizado do detector resistivo em função da corrente, nas diferentes taxas de irradiação, são coincidentes dentro dos erros experimentais, mesmo nas situações de elevadas correntes (ordem de nA).

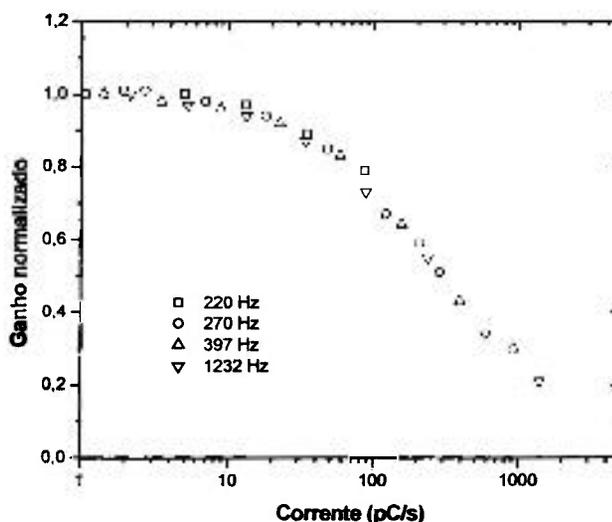


FIGURA 5.13 - Ganho normalizado do detector resistivo (RD) em função da corrente que atravessa o vidro. Taxas de irradiação de 220, 270, 397 e 1232 Hz.

Resultados semelhantes foram observados no detector resistivo de catodo flutuante. No entanto, a presença do revestimento condutor interno na parede de vidro reduz o efeito de contra-tensão e conseqüentemente a diminuição do ganho do detector submetido a diferentes taxas de irradiação. A comparação do ganho normalizado dos detectores RD e FERD, para um campo elétrico na superfície do anodo de 126,4 kV/cm, em diferentes condições de irradiação (FIG. 5.14) mostra o decréscimo do ganho normalizado com o aumento da taxa de contagem, efeito este mais pronunciado para o detector resistivo. Esse fato confirma nossos resultados anteriores que demonstraram que o contador FERD representa uma alternativa de operação entre o MD e o RD, onde a proteção contra as faíscas é melhor do que a obtida com o metálico, mas sem os efeitos de queda significativa da amplitude dos impulsos com a taxa de contagem observada no resistivo.

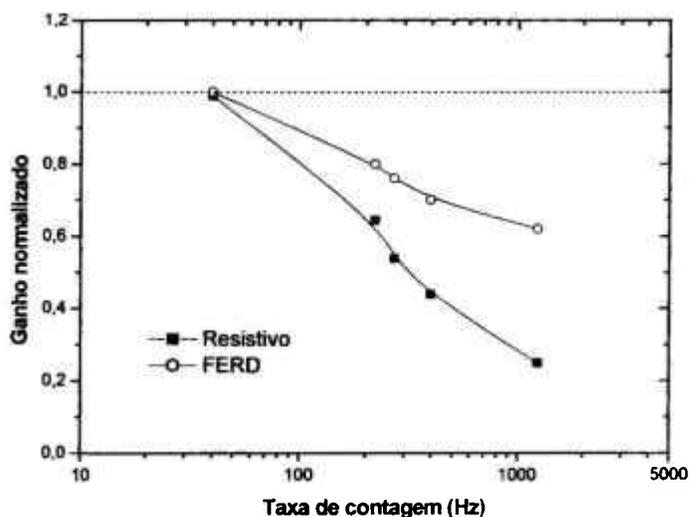


FIGURA 5.14 – Ganhos normalizados dos detectores resistivo (RD) e de catodo flutuante (FERD), obtidos em um campo de 126,4 kV/cm, em função da taxa de contagem.

Como a redução no ganho do detector resistivo foi bastante pronunciada para taxas de contagens mais elevadas (da ordem de 80 % para 1232 Hz, em um campo elétrico de 115 kV/cm), verificou-se a possível influência deste efeito na eficiência de detecção dos raios-X mediante a construção da curva característica do detector RD. O nível de discriminação do analisador monocanal foi mantido constante em relação ao empregado na construção da curva característica representada na FIG. 5.10. Os resultados obtidos, para uma taxa de 1232 Hz, estão representados na FIG. 5.15, onde a existência de um longo patamar (também superior a 500 V) demonstra que é possível utilizar o detector RD em aplicações que envolvam taxas de contagens de até 1 kHz sem que seja observada qualquer limitação relativa à queda da eficiência de detecção da radiação.

Apesar da resolução em energia não ser um dos parâmetros mais importantes de detectores resistivos, no nosso caso, como o estudo das condições de resposta do RD em regime transitório envolveu a construção de espectros de amplitudes dos raios-X incidentes no detector, tornou-se necessário verificar se a elevação da taxa de irradiação degradaria a resolução encontrada

em 20 Hz (FIG. 5.11). Com este objetivo, construiu-se o espectro de energia dos raios-X provenientes do ^{109}Cd (1800 V) para uma taxa de contagem de 1232 Hz, cujo resultado obtido está representado na FIG. 5.16.

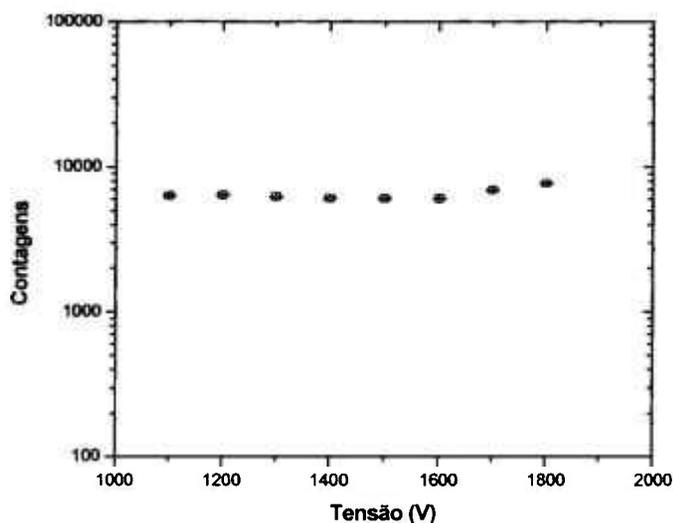


FIGURA 5.15 - Curva do número de contagens em função do campo elétrico para o detector resistivo. Taxa de irradiação igual a 1232 Hz.

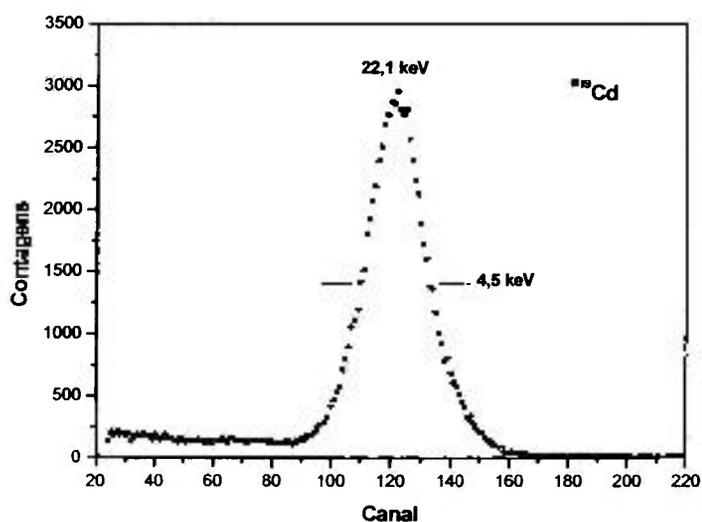


FIGURA 5.16 - Espectro de energia do ^{109}Cd obtido com o detector resistivo submetido a uma tensão de 1800 V. Taxa de irradiação igual a 1232 Hz.

Vale a pena observar que apesar da redução significativa da amplitude dos impulsos, que se traduziu experimentalmente em um deslocamento da posição do centróide do pico da distribuição de energia, a resolução (medida na largura total do pico à sua meia altura) de 4,5 keV obtida para uma taxa de 20 Hz foi preservada nesta condição de irradiação do detector. Este fato confirma a possibilidade de estudo da origem do fenômeno de contra-tensão em detectores de geometria cilíndrica, como será visto no CAP.6.

5.6 Conclusões parciais

De uma forma geral, os resultados obtidos com o detector cilíndrico em regime estacionário confirmam a influência da taxa de contagem no ganho em carga e estão em acordo com o nosso modelo de queda de potencial efetivo entre os eletrodos do contador devido à resistência finita do cilindro de vidro. Vale a pena ressaltar que este modelo foi objeto de publicações anteriores ao projeto de doutoramento em questão.

A possibilidade de comparar as condições de resposta do detector resistivo com aquelas correspondentes a um detector metálico convencional, rigorosamente nas mesmas condições experimentais (mesmo anodo, pureza e pressão da mistura gasosa, sistemas eletrônicos, etc), foi fundamental para a identificação e quantificação dos fenômenos responsáveis pelo aparecimento do efeito de contra-tensão em detectores resistivos. Este efeito, que se manifesta por meio da redução do potencial efetivo entre os eletrodos e, portanto, do ganho, é consequência da ação conjunta da taxa de contagem e da quantidade de carga associada a cada impulso. Conseqüentemente, o parâmetro que determina a diminuição da amplitude dos impulsos é fundamentalmente a corrente que atravessa o vidro, para uma dada área de irradiação. Em nossas medidas, para correntes inferiores a 100 pA são praticamente desprezíveis os efeitos de contra-tensão de forma que os ganhos das configurações RD, MD e FERD coincidem dentro do erro experimental. Em condições de correntes mais elevadas, é observada uma redução significativa na amplitude dos impulsos (em comparação com àquela do detector metálico) chegando a atingir cerca de 80 % para correntes em torno de 10 nA.

Apesar da diminuição na amplitude dos impulsos com a taxa de contagem, as condições de estabilidade de resposta do detector resistivo são

excelentes, tendo sido possível obter patamares com extensão mínima de 500 V e inclinação de 0,002 %/V, mesmo para taxas de contagens tão elevadas quanto 1232 Hz. Resultados semelhantes foram obtidos com os detectores MD e FERD, o que corrobora a qualidade do detector resistivo.

As características operacionais do detector RD no tocante às suas potencialidades em aplicações que envolvam espectrometria de raios-X indicaram resoluções em energia ($FWHM = 4,5 \text{ keV}$, para a linha de 22,1 keV do ^{109}Cd) comparáveis às dos detectores metálico e de catodo flutuante, o que viabilizou o estudo das condições de resposta do detector resistivo em regime transitório.

6 DETECTOR PROPORCIONAL RESISTIVO EM REGIME TRANSITÓRIO

6.1 Arranjo experimental

A irradiação de um detector resistivo, previamente submetido a uma diferença de potencial V_0 , produz cargas elétricas no seu interior que promovem o aparecimento dos fenômenos de polarização do vidro. Conseqüentemente, tem-se uma redução do potencial efetivo V_{ef} entre os eletrodos que se traduz em uma diminuição no fator de multiplicação gasosa e, portanto, na amplitude dos impulsos.

Quando o estudo das condições de resposta do detector resistivo cilíndrico é feito durante o tempo em que ocorrem os fenômenos de polarização do vidro (regime transitório), é possível observar indiretamente a variação da tensão efetiva no detector através da variação da amplitude dos impulsos. Dessa forma, a aquisição do espectro de cargas correspondente a uma certa taxa de irradiação com o detector em regime transitório, para uma dada tensão externa V_0 , deve indicar uma variação da posição do centróide do pico da distribuição, que traz informações temporais relativas ao funcionamento desse detector.

Para a realização dessas medidas, utilizou-se o detector cilíndrico descrito na secção 5.1 (cujas características operacionais já foram estudadas em regime estacionário) preenchido com a mistura P10 em fluxo contínuo e tendo como fonte de irradiação os raios-X de 22,1 keV provenientes de uma fonte de ^{109}Cd . A variação da taxa de contagem e a delimitação da área irradiada do detector foram efetuadas mediante o uso da técnica já descrita na secção 5.3. Como para o estudo do comportamento transitório do detector resistivo é necessária a manifestação do efeito de contra-tensão, foram utilizadas taxas de contagens de 220, 270, 397 e 1232 Hz.

Os impulsos correspondentes aos raios-X incidentes no detector e coletados no anodo através de uma resistência de 1 M Ω , foram enviados a um pré-amplificador (*ORTEC 142PC*), sensível à carga, e posteriormente, injetados diretamente em um amplificador linear (*ORTEC 572*) com constante de tempo

ajustada em 2 μ s. Os sinais analógicos, formatados e amplificados, foram em seguida enviados a um conversor analógico-digital (*ADC- ND582*).

Para a aquisição e análise dos sinais analógicos foi desenvolvido, no Laboratório do Acelerador Linear (LAL) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, um sistema que permitiu o registro simultâneo da amplitude h do impulso digitalizado e o intervalo de tempo t transcorrido entre o início da irradiação e aquele em que ocorreu o registro. Para tanto, os sinais provenientes do ADC foram enviados a uma placa *IO* de entrada/saída (*ATDIO 32F - NATIONAL INSTRUMENTS*) inserida em um microcomputador industrial (*ADVANTEC*) com sistema operacional *GNU/Linux* [120].

Nesse sistema, quando o sinal digital era transmitido à entrada da placa *IO* esta gerava uma interrupção no microcomputador, que armazenava em modo fila a informação sobre a amplitude h do impulso digitalizado e do tempo t em que ocorreu o registro através da placa *Timer* no seu interior. A vantagem da escolha de aquisição em modo fila reside na possibilidade de escolher posteriormente as condições mais adequadas para análise dos dados obtidos, o que não ocorre com a aquisição automática de espectros no modo multicanal. A figura 6.1 representa o diagrama esquemático do sistema usado nas medidas das condições de resposta do detector resistivo em regime transitório.

Para a obtenção e visualização em tempo real dos espectros que possuem uma variação temporal em sua estrutura, foi empregado o programa *GONK* [121], também desenvolvido no LAL para o sistema *Linux*. Esse programa permite, através de uma janela, a visualização de uma matriz bi-dimensional da posição do canal (equivalente à amplitude dos impulsos) em função do tempo de aquisição. A partir desses dados, é gerado um gráfico tridimensional de contagens em função da altura do pulso e do tempo, o qual auxilia a escolha dos intervalos de tempo (com valor mínimo de 1 μ s) dos histogramas a serem construídos.

A determinação da posição do centróide do pico correspondente à absorção total de energia dos raios-X nos diferentes histogramas, bem como o ajuste das curvas da posição do centróide em função do tempo foram efetuadas através do programa *Least* [122].

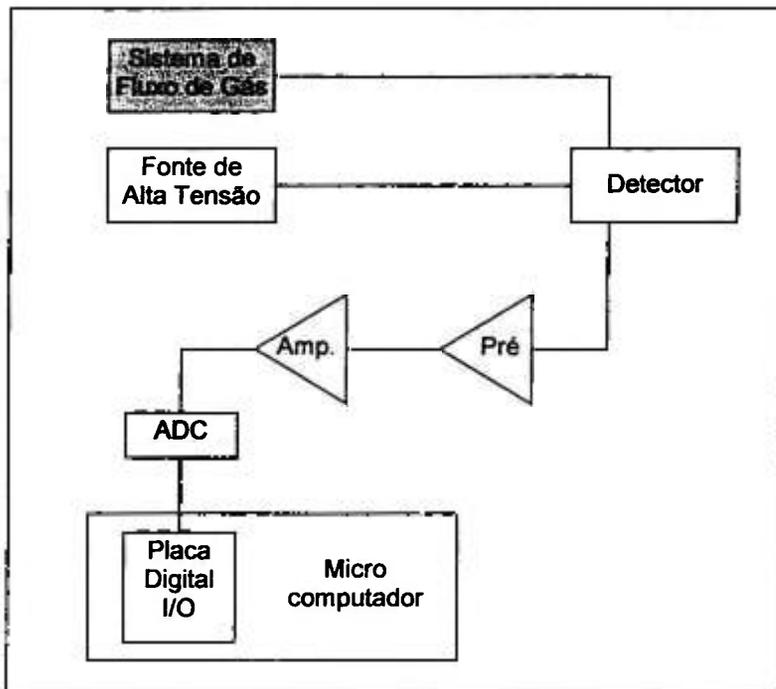


FIGURA 6.1 - Sistema de aquisição das medidas com detector resistivo em regime transitório.

6.2 Resultados experimentais

As medidas da variação temporal da amplitude dos impulsos dos detectores resistivo (RD) e metálico (MD), ambos operando em regime proporcional, foram realizadas a uma tensão fixa de 2000 V. Com esse valor de tensão pode-se garantir o maior ganho em carga possível, mantendo-se ainda uma resolução em energia adequada para a determinação das posições dos centróides dos picos das distribuições de amplitude dos impulsos em função do tempo. As medidas relativas ao detector metálico, obtidas nas mesmas condições experimentais que as do resistivo, são apresentadas para efeito de comparação e também para comprovar que a possível redução da amplitude dos impulsos com a taxa de contagem não é uma consequência do efeito de carga espacial, tipicamente observado em detectores proporcionais metálicos.

O estudo da variação temporal da amplitude dos impulsos foi feito mediante o registro das matrizes do tempo de aquisição em função da posição do canal (equivalente à amplitude dos impulsos) através do programa GONK. As FIG. 6.2 e 6.3 representam duas dessas matrizes para taxas de irradiação de 220

e 1232 Hz, tanto no detector metálico quanto no resistivo. A representação da matriz é tal que o eixo dos tempos (escala vertical) é crescente de cima para baixo e do canal (escala horizontal) aumenta da esquerda para a direita. Vale a pena salientar que a intensidade de irradiação do contador está relacionada com os diferentes tons de cinza das curvas representadas nas matrizes, sendo mais escuros para as taxas maiores. Por outro lado, a largura da faixa de amplitudes está relacionada à resolução em energia do sistema constituído pelo detector e equipamento eletrônico de amplificação dos sinais.

A análise destas figuras evidencia que, enquanto a amplitude dos sinais provenientes do detector metálico permanece constante com o tempo para as duas taxas de irradiação, há uma significativa redução na amplitude dos impulsos oriundos do detector resistivo. Este efeito, já esperado pelas características do fenômeno de contra-tensão, é mais pronunciado para taxas de irradiação mais elevadas, como pode ser observado na FIG. 6.3.

Uma vez obtida a matriz bidimensional (tempo em função do canal) é sempre possível construir o histograma de amplitude dos sinais em diferentes tempos de aquisição e intervalos de tempo. No caso ideal, a duração do intervalo de tempo deve ser a menor possível para obter quase que instantaneamente a informação temporal da variação da amplitude dos impulsos. No entanto, nessa situação a contagem acumulada é tão baixa que se torna difícil a construção do histograma com pequena flutuação estatística para a determinação da posição do centróide com precisão adequada para a análise. Conseqüentemente, a escolha do intervalo de tempo para a construção dos histogramas deve atender aos compromissos de informação temporal suficientemente rápida e pequena flutuação estatística das contagens. A fim de exemplificar essa possibilidade de análise posterior dos espectros registrados mediante a seleção do intervalo de tempo de aquisição, na parte inferior das matrizes (FIG. 6.2 e 6.3) são representados alguns histogramas construídos no início e no término da irradiação (220 e 1232 Hz) dos contadores metálico e resistivo. Estes espectros mostram a diminuição das amplitudes dos impulsos provenientes do detector RD com o aumento do tempo de irradiação, que se traduz experimentalmente no deslocamento dos canais correspondentes aos centróides dos picos dos histogramas. Este comportamento é observado nas duas taxas de contagens, sendo mais acentuado para 1232 Hz, conforme os resultados obtidos com o

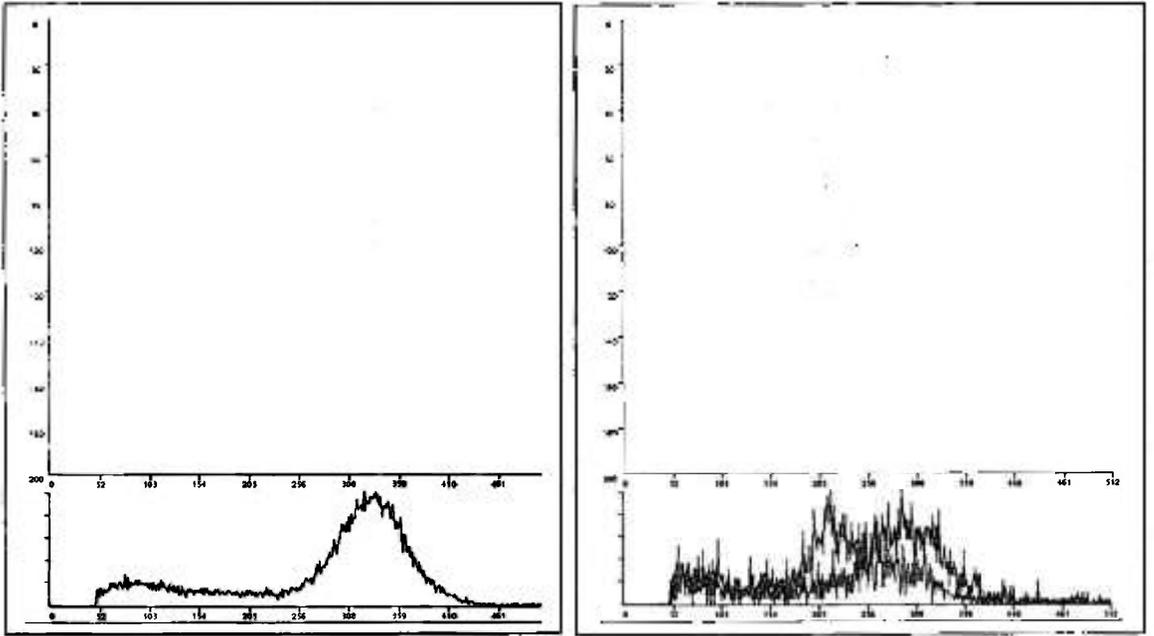


FIGURA 6.2 - Matrizes do tempo de aquisição x canal para os detectores: metálico (matriz à esquerda) e resistivo (matriz à direita). Taxa de irradiação de 220 Hz.

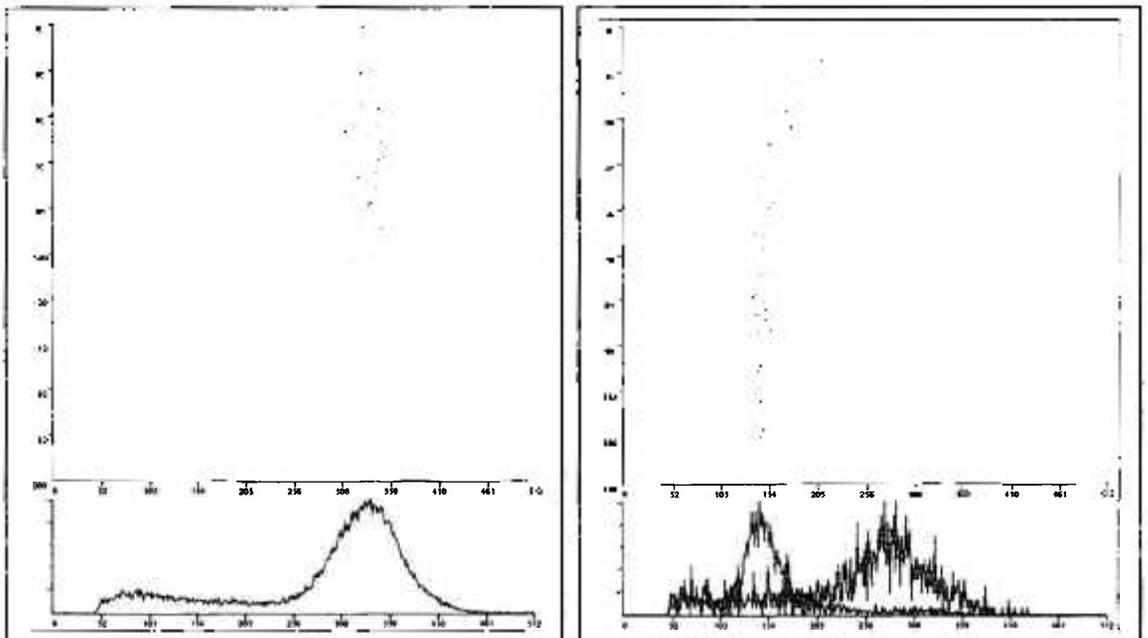


FIGURA 6.3 - Matrizes do tempo de aquisição x canal para os detectores: metálico (matriz à esquerda) e resistivo (matriz à direita). Taxa de irradiação de 1232 Hz.

detector resistivo operando em regime estacionário. Por outro lado, as restrições impostas pela flutuação estatística das contagens na escolha do intervalo de tempo para a construção dos espectros são nítidas (FIG. 6.2), principalmente na taxa de 220 Hz.

Além da variação da posição do centróide da distribuição com o tempo de aquisição, é importante notar que a largura total do pico à sua meia altura (*FWHM*) é menor no final da aquisição onde os processos de polarização do vidro foram praticamente concluídos. Conseqüentemente, a resolução em energia obtida com o detector resistivo é melhor quando se garante a sua operação em regime estacionário. Para comparação, também é representado o histograma correspondente ao detector metálico, evidenciando, como esperado, a constância na posição e largura do pico da distribuição independentemente da taxa de irradiação.

Uma vez registradas as matrizes do tempo em função da posição do canal para as taxas de irradiação de 220, 270, 397 e 1232 Hz, foram construídos os gráficos tridimensionais de contagens em função da altura do impulso e do tempo. As FIG. 6.4, 6.5, 6.6 e 6.7 mostram esses resultados e confirmam a presença do efeito de contra-tensão mais significativa nas situações em que o detector resistivo é submetido a taxas de irradiação mais elevadas. Além disso, a queda rápida na posição do canal no início da irradiação seguida de uma região onde esta grandeza permanece praticamente constante indica, pelo menos qualitativamente, o tempo de transição entre os regimes transitório e estacionário de funcionamento do detector.

Teoricamente, segundo o nosso modelo equivalente de um capacitor em paralelo com uma resistência, seria esperada uma queda praticamente exponencial do canal em função do tempo, independentemente da taxa de contagem. No entanto, claramente se observa que para a taxa de 1232 Hz, o tempo transcorrido entre o início da irradiação e o regime estacionário (região onde o centróide se mantém constante) é muito menor do que os observados para as taxas mais baixas. Para quantificar esse fenômeno e também verificar a melhor função para o ajuste das curvas tridimensionais, construiu-se vários histogramas de amplitudes em função do tempo de aquisição, em intervalos iguais a 1,3 s, para a taxa de 1232 Hz. Uma vez que idealmente este intervalo deve ser o menor possível para garantir a análise praticamente instantânea dos

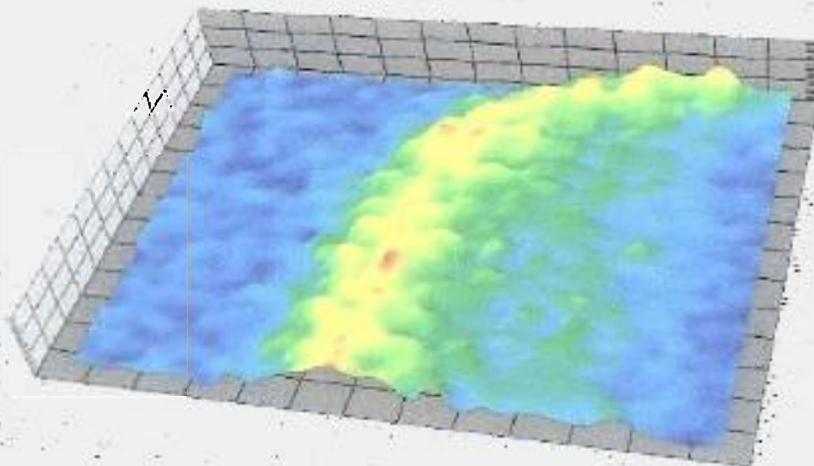


FIGURA 6.4 – Gráfico da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para o detector resistivo sujeito a uma taxa de irradiação de 220 Hz.

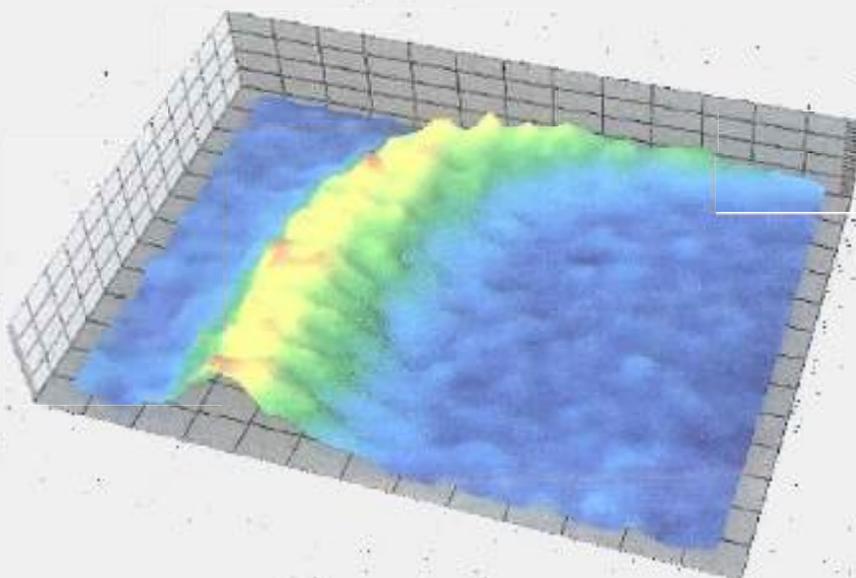


FIGURA 6.5 – Gráfico da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para o detector resistivo sujeito a uma taxa de irradiação de 270 Hz.

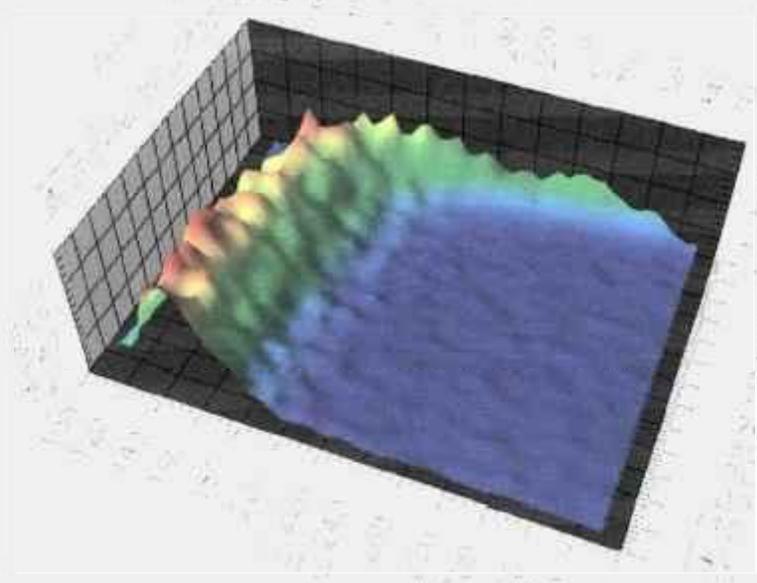


FIGURA 6.6 – Gráfico da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para o detector resistivo sujeito a uma taxa de irradiação de 397 Hz.

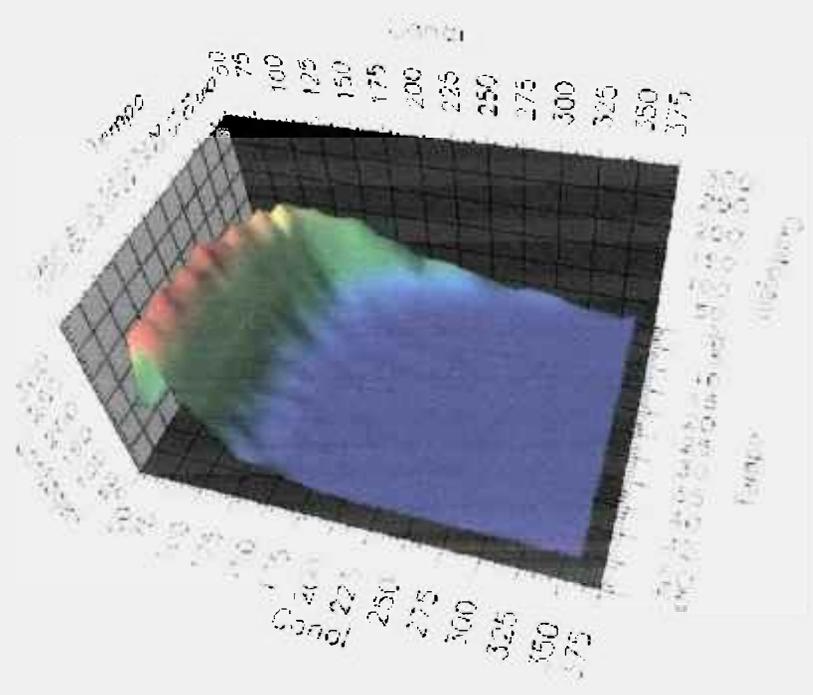


FIGURA 6.7 – Gráfico da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para o detector resistivo sujeito a uma taxa de irradiação de 1232 Hz.

fenômenos físicos que medeiam a formação do sinal correspondente à incidência da radiação, a escolha de 1,3 s foi baseada fundamentalmente na obtenção de uma estatística mínima de contagens que não comprometesse seriamente a precisão dos resultados.

A análise dos histogramas de amplitudes construídos em diferentes tempos de aquisição (medidos a partir do início da irradiação, com a duração de 1,3 s) foi feita admitindo-se uma distribuição gaussiana para o fotopico, em analogia ao comportamento observado no regime estacionário. Os parâmetros dessa distribuição, nomeadamente, o canal x_c correspondente à posição do centróide do pico, o desvio padrão σ e o número total de impulsos A (área do pico) estão representados na função gaussiana dada por:

$$F(x, t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_c}{\sigma}\right)^2} + d \quad (6.1)$$

onde x é um canal qualquer da distribuição e d uma constante associada ao fundo (*background*). Como uma peculiaridade da resposta transitória do detector resistivo foi manifestada no tocante à variação da largura à meia altura (*FWHM*) do fotopico nos histogramas registrados em diferentes tempos de aquisição (FIG. 6.2 e 6.3), é esperado um comportamento semelhante no desvio padrão da distribuição da gaussiana, dada a relação existente entre estas grandezas ($FWHM = 2,35\sigma$). A fim de verificar essa variação do desvio padrão com o tempo, foram analisados os histogramas obtidos para a taxa de 1232 Hz em diferentes instantes (com duração de 1,3 s), sendo que para cada um deles foi determinado o parâmetro experimental *FWHM*. Os resultados obtidos estão representados na FIG. 6.8 onde é observada uma queda exponencial dos valores de σ com o tempo. Conseqüentemente, como os desvios padrão das distribuições não se mantêm constantes ao longo do tempo de aquisição, mas decrescem à medida que são atingidas as condições estacionárias de resposta do detector resistivo, torna-se imperativo introduzir no ajuste da distribuição gaussiana (equação 6.1) uma função exponencial do tipo:

$$\sigma(t) = \sigma_0 + s_1 e^{-s_2 t} \quad (6.2)$$

onde $\sigma(t)$ representa a variação temporal do desvio padrão, σ_0 o desvio padrão da distribuição na condição estacionária de resposta do detector e s_1 e s_2 constantes obtidas através do ajuste.

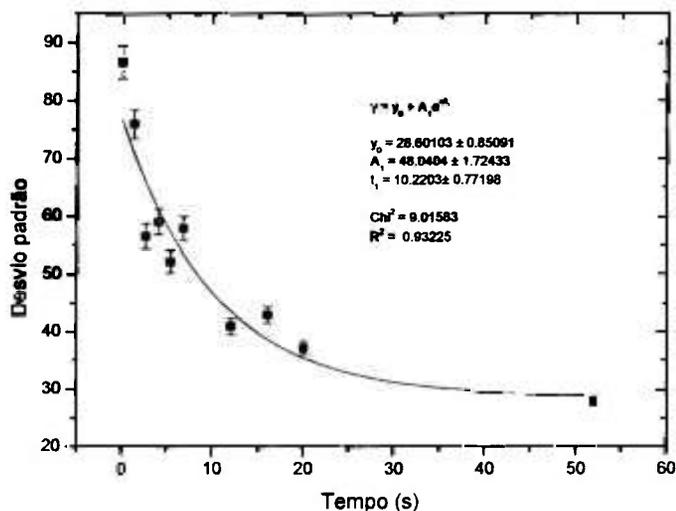


FIGURA 6.8 – Variação do desvio padrão das distribuições de amplitudes dos impulsos em função do tempo para a taxa de 1232 Hz.

Por outro lado, as áreas dos picos dos histogramas, construídos durante intervalos de tempo iguais a 1,3 s para a taxa de 1232 Hz, também foram determinadas e os resultados obtidos estão mostrados na FIG. 6.9. Assim como foi observado no regime estacionário, a queda na amplitude dos impulsos não resultou em uma redução na eficiência de detecção, de forma que este parâmetro foi considerado constante no ajuste dos histogramas pela função gaussiana dada na equação 6.1. Como resultado desses ajustes, foram determinados os canais correspondentes aos centróides dos picos das distribuições em função do tempo, que estão representados na FIG. 6.10.

Ao contrário do esperado, a variação temporal da posição do centróide da gaussiana foi descrita através da soma de duas exponenciais, cujas contribuições relativas eram ajustadas através de algumas constantes:

$$x_c = x_c(t) = x_{c0} + a_1 e^{-b_1 t} + a_2 e^{-b_2 t} \quad (6.3)$$

onde x_{c0} é a posição do centróide no final da irradiação (condição estacionária), a_1 e a_2 são as constantes determinadas através do ajuste dos dados e b_1 e b_2 são os parâmetros relacionados às constantes de tempo τ_1 e τ_2 :

$$\tau_1 = \frac{1}{b_1} \text{ e } \tau_2 = \frac{1}{b_2} \quad (6.4)$$

deve-se notar que no início da irradiação, a posição do centróide deve ser igual à soma de x_{c0} , a_1 e a_2 .

As FIG. 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14 representam os ajustes das curvas da contagem em função do tempo e da amplitude dos impulsos para as taxas de irradiação de 220, 270, 397 e 1232 Hz, respectivamente.

Os valores das constantes τ_1 e τ_2 , representados na TAB. 6.1, indicam uma dependência com a taxa de irradiação do detector, decrescendo para as taxas maiores. A imprecisão nos valores obtidos para as constantes temporais é

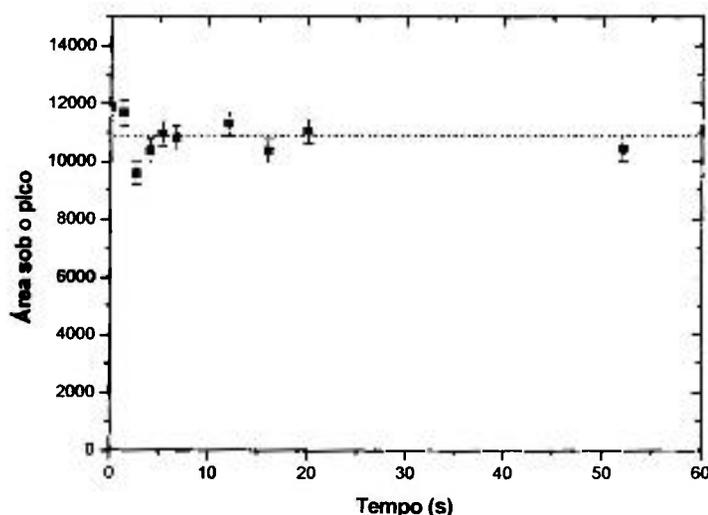


FIGURA 6.9 – Variação da área do pico das distribuições de amplitudes dos impulsos em função do tempo para a taxa de 1232 Hz.

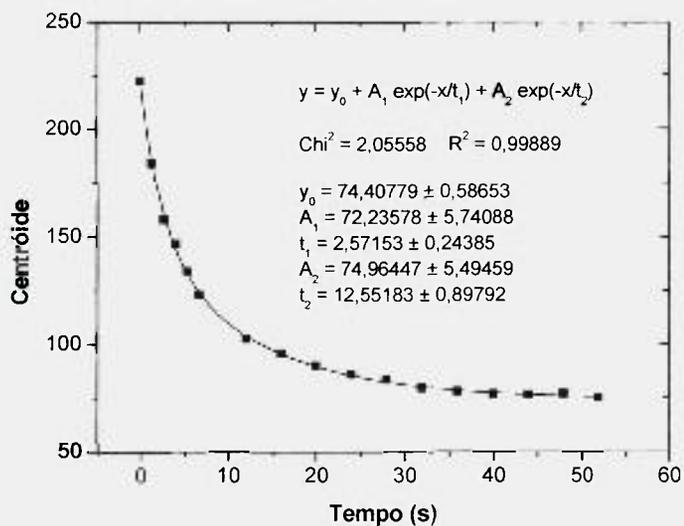


FIGURA 6.10 – Variação do canal correspondente ao centróide do pico das distribuições de amplitudes dos impulsos em função do tempo para a taxa de 1232 Hz.

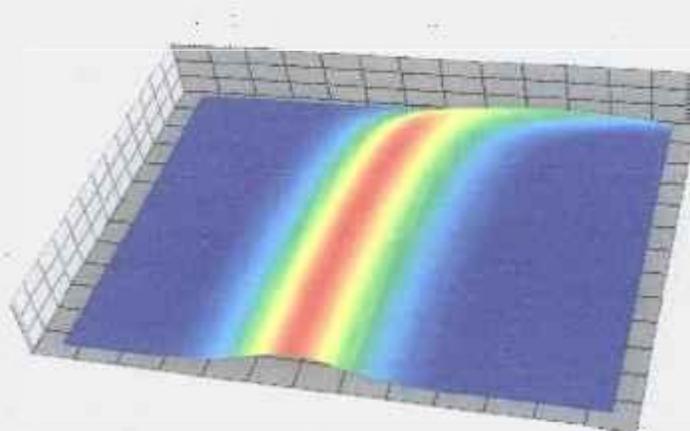


FIGURA 6.11 – Ajuste da curva da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para a taxa de irradiação de 220 Hz.

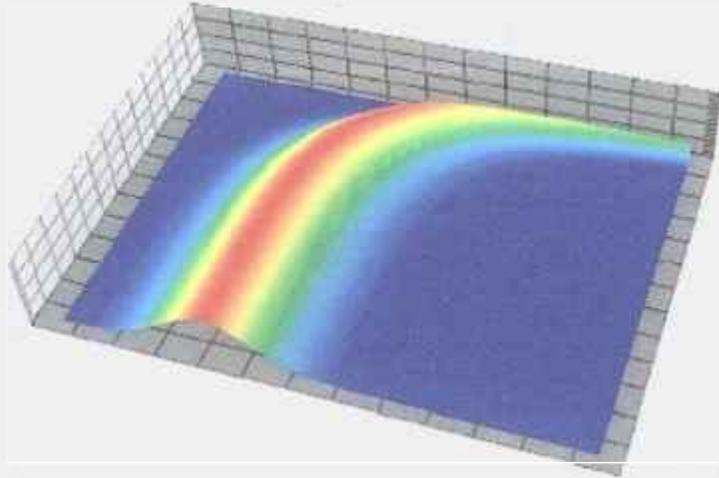


FIGURA 6.12 – Ajuste da curva da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para a taxa de irradiação de 270 Hz.

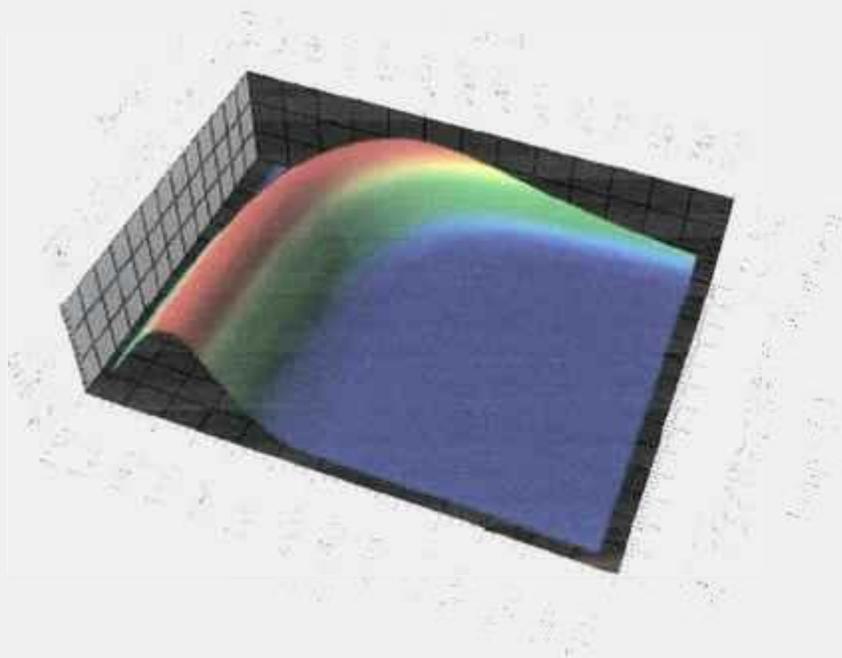


FIGURA 6.13 – Ajuste da curva da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para a taxa de irradiação de 397 Hz.

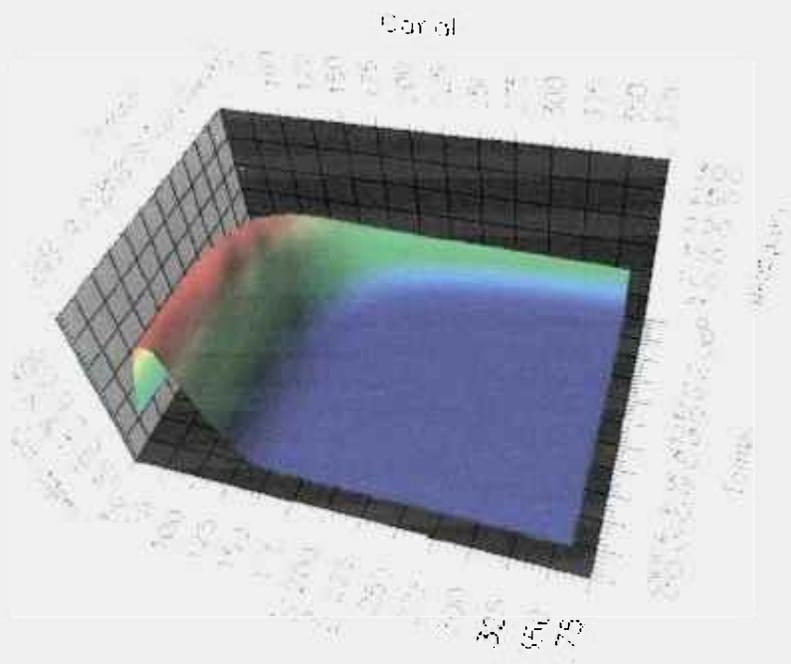


FIGURA 6.14 – Ajuste da curva da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo para a taxa de irradiação de 1232 Hz.

TABELA 6.1 – Valores das constantes de tempo do detector resistivo.

Taxa (Hz)	τ_1 (s)	τ_2 (s)
220	$4,2 \pm 1,0$	34 ± 13
270	$3,2 \pm 0,4$	20 ± 2
397	$2,7 \pm 0,2$	19 ± 1
1232	$1,73 \pm 0,04$	$10,9 \pm 0,5$

fundamentalmente determinada pela estatística de contagens, que no caso de 220 Hz, fica seriamente comprometida, como pode ser evidenciado na FIG. 6.2.

Nas FIG. 6.15 e 6.16 são mostradas as variações das constantes de tempo τ_1 e τ_2 com a taxa de contagem indicando que para as duas ocorre a redução com o aumento da taxa de irradiação.

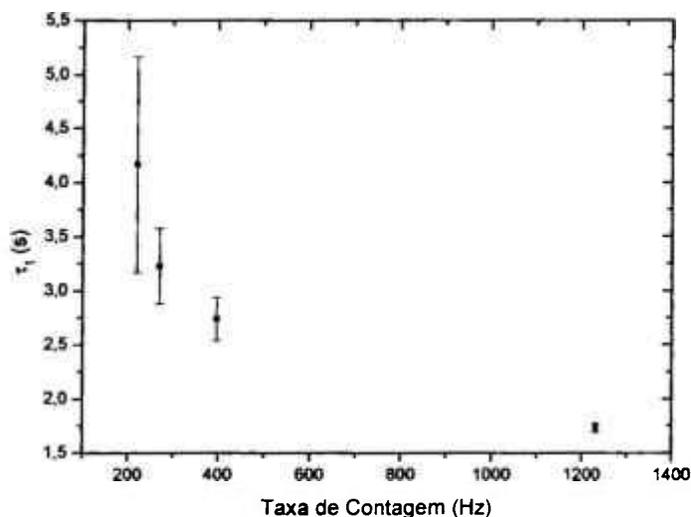


FIGURA 6.15 – Variação da constante de tempo τ_1 com a taxa de contagem.

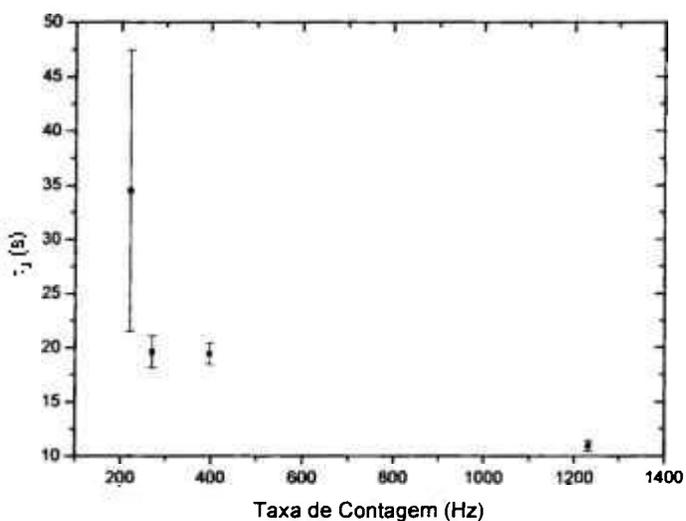


FIGURA 6.16 – Variação da constante de tempo τ_2 com a taxa de contagem.

6.3 Interpretação dos resultados

As curvas da taxa de contagem em função da amplitude dos impulsos e do tempo, bem como os valores das constantes τ_1 e τ_2 , indicam que no início da irradiação tem-se uma queda rápida na amplitude dos impulsos seguida de uma redução mais lenta até que seja alcançada a condição de equilíbrio (resposta estacionária do detector). Como a redução da amplitude dos impulsos está sendo

atribuída ao fenômeno de contra-tensão originado pela polarização do vidro, esse efeito pode ser compreendido pelo fato de que, quando sujeito a um campo elétrico, o vetor polarização $P(t)$ tem uma contribuição praticamente instantânea, P_1 , seguida de uma outra $P_2(t)$ que depende do tempo e aumenta desde o tempo zero até um valor de saturação que depende do campo elétrico aplicado [115]. Portanto:

$$\vec{P}(t) = \vec{P}_1 + \vec{P}_2(t) \quad (6.5)$$

A polarização instantânea, P_1 , está relacionada aos processos rápidos de polarização do vidro, como a distorção das nuvens eletrônicas ao redor dos átomos, gerando dipolos elétricos induzidos e a lenta, P_2 , relativa ao processo de alinhamento dos dipolos permanentes que passam de uma posição aleatória para uma forma mais ordenada, segundo as linhas do campo aplicado. Além desses processos de polarização, no caso do vidro alcalino (por nós utilizado), o movimento de íons de sódio através das lacunas da rede estrutural contribui de forma complexa para a polarização do material, não estando completamente esclarecida a sua contribuição para os valores de P_1 e P_2 .

Em nossas medidas admitimos que as constantes de tempo τ_1 e τ_2 estão associadas às polarizações rápida e lenta, respectivamente. No entanto, os resultados obtidos demonstraram a dependência dos valores dessas constantes com a taxa de irradiação indicando que os fenômenos de separação de cargas e alinhamento de dipolos ocorrem mais rapidamente quando se aumenta a carga gerada no interior do detector. Esse comportamento não era esperado inicialmente, considerando o modelo simples de um capacitor em paralelo com uma resistência, visto que neste caso a única constante de tempo deve depender apenas da resistividade e constante dielétrica do vidro. Nas condições experimentais os valores encontrados para a resistividade e para a constante dielétrica conduzem a uma constante de tempo de 3,8 s, portanto dentro dos valores de τ_1 .

Esse resultado nos leva a concluir que, apesar do modelo de um capacitor em paralelo com um resistor ser adequado para a interpretação do

comportamento do detector resistivo em regime estacionário, o mesmo não acontece no regime transitório.

Por outro lado, acredita-se que a diminuição de τ_1 e τ_2 com o aumento da taxa de irradiação seja resultado de uma maior indução de cargas no vidro, o que equivale a um aumento do campo elétrico responsável pelos fenômenos de polarização. De fato, quando se analisa individualmente a contribuição dos diferentes mecanismos nesse processo observa-se que em todos eles o aumento do campo elétrico deve reduzir o tempo de ocorrência do fenômeno. Em particular, para o alinhamento dos dipolos no vidro, é necessário que seja vencida a viscosidade do meio o que é favorecido com campos mais intensos. Superposto a isso, apesar de não ser conhecida com precisão a influência do deslocamento de íons de sódio no valor da constante de tempo atrasada, é bem provável que o conseqüente aumento da velocidade destes portadores devido a campos elétricos crescentes deva resultar em uma maior rapidez no processo de polarização atrasada. O estudo detalhado desses fenômenos está além dos objetivos deste trabalho, mas será objeto de investigação futura.

6.4 Conclusões parciais

O estudo das condições de resposta do detector resistivo em regime transitório evidenciou que a redução da amplitude dos impulsos, sempre observada no regime estacionário, está fisicamente relacionada aos processos de polarização do vidro. Esse estudo constitui uma contribuição original deste trabalho para a compreensão dos fenômenos físicos responsáveis pela restrição ao uso deste tipo de detector em altas taxas de contagens.

A observação, em tempo real, da variação da tensão efetiva entre os eletrodos do detector por meio de um método direto só foi possível pela escolha da geometria cilíndrica que permitiu, além da definição da amplitude do impulso para uma dada energia da radiação incidente, a determinação de pequenas variações do ganho em carga que se traduzem em mudanças na posição do centróide do pico da distribuição de amplitudes. Além disso, o desenvolvimento do programa que permitiu a visualização dos espectros e a seleção posterior dos intervalos de tempo de aquisição foi de fundamental importância para o estudo da resposta temporal do detector.

Segundo o nosso modelo de funcionamento de detectores resistivos, proposto para o regime estacionário, era esperado um decaimento na amplitude dos impulsos segundo uma lei exponencial, em acordo com a teoria clássica de carga de um sistema R-C, onde no nosso caso, C seria a capacitância e R a resistência do cilindro de vidro. A única constante de tempo esperada deveria depender apenas da resistividade e da permitividade elétrica do meio. No entanto, os resultados obtidos revelaram uma queda na amplitude dos impulsos segundo uma lei dada pela soma de duas exponenciais.

O valor obtido para a primeira constante de tempo é da ordem de $\rho\varepsilon$, enquanto a segunda constante é superior ao esperado. Como ambas estão relacionadas aos processos de polarização que ocorrem no vidro, confirmam a teoria dos dielétricos referente à existência de polarizações rápida e lenta. No entanto, é evidente que o sistema equivalente de uma resistência em paralelo com um capacitor não é adequado para explicar o comportamento transitório do detector. Uma das possíveis causas dessa discrepância se refere à competição dos mecanismos de carga do vidro promovido pela fonte de tensão externa e àqueles correspondentes às cargas induzidas devido à geração dos impulsos no interior do detector. O tratamento teórico deste processo dinâmico de polarização é complexo não estando dentro do âmbito desta tese.

Um outro resultado não esperado foi o da redução dos valores das constantes de tempo nas situações em que o detector foi irradiado com taxas de contagens maiores. Em que pese a complexidade do mecanismo dinâmico de polarização do vidro citada anteriormente, segundo a nossa interpretação, esse comportamento pode ser atribuído às diferenças nos processos de polarização, principalmente no alinhamento dos dipolos permanentes que devem vencer com maior facilidade a viscosidade do meio (vidro) quando sujeitos a um campo (gerado pelas cargas produzidas no interior do detector) mais intenso. A contribuição do deslocamento de íons nos processos de polarização não foi esclarecida com essas medidas e, apesar de estar além dos objetivos desse trabalho, deverá ser objeto de investigação futura.

7 DETECTOR RESISTIVO DE PLACAS PARALELAS

7.1 Introdução

As câmaras de placas resistivas paralelas consideradas padrão são constituídas por eletrodos de bakelite, com espaçamento de 2 mm e preenchidas com uma mistura de tetrafluoretano, isobutano e argônio. Nessa configuração, esses detectores operam em regime de *streamer* e/ou de avalanche sendo o parâmetro mais importante a eficiência de detecção. Para aplicações onde se exige maior rapidez de resposta, tem-se optado pelo emprego das RPCs de pequeno espaçamento (inferior a 500 μm) operando em regime proporcional, uma vez que essas duas condições garantem uma melhor resolução temporal desse tipo de detector.

A principal diferença entre os modos de operação de avalanche e de *streamer* é que neste último a quantidade de carga associada ao impulso é muito maior do que a correspondente ao regime de avalanche, o que resulta em uma menor capacidade de resposta em relação à taxa de contagem. Como foi citada anteriormente, essa limitação está vinculada à máxima corrente que pode fluir através do eletrodo de alta resistividade e também à quantidade de energia liberada na camada de gás entre as placas.

A quantidade de energia depositada no gás é importante não só pela potência total dissipada no meio, que para altas taxas de contagens pode exceder o limite aceitável para as condições experimentais, mas também pelo efeito que essa potência liberada pode causar no próprio funcionamento do detector. De fato, como pelo menos um dos eletrodos das RPCs é de material de elevada resistividade e esta decresce com o aumento da temperatura, pode ocorrer, em caso de grande liberação de energia no gás, uma variação das propriedades elétricas do eletrodo resistivo gerando instabilidades na resposta da câmara. Tais instabilidades estão particularmente associadas ao aumento da taxa de ruído induzida por defeitos na superfície do eletrodo e, em casos extremos, ao aparecimento de descargas automantidas.

A redução da quantidade de carga associada aos impulsos pode ser obtida através de algumas misturas gasosas que, além do gás nobre, empregam majoritariamente gases eletronegativos. A presença de tais gases eleva a tensão de operação da câmara de forma que a escolha da concentração de compostos eletronegativos exige um compromisso entre a quantidade de carga por impulso e a simplificação do sistema de isolamento elétrico e de polarização dos eletrodos.

As misturas comumente utilizadas nas RPCs possuem elevada concentração (cerca de 50 % ou mais) de tetrafluoretano ($C_2H_2F_4$), argônio (cerca de 40 %) e cerca de 10 % de isobutano (para não exceder o limite de inflamabilidade desse gás). Os problemas decorrentes do uso desta mistura em larga escala, freqüentemente em fluxo contínuo, são fundamentalmente a elevação da tensão de operação e o dano ao meio ambiente, uma vez que o tetrafluoretano é um dos responsáveis pelo aquecimento da atmosfera terrestre. Desta forma, surgiu a motivação para nesse trabalho efetuar-se um estudo de misturas gasosas alternativas, em ausência do $C_2H_2F_4$ e pequenas concentrações de hexafluoreto de enxofre (SF_6) que garantissem uma condição de resposta estável de RPCs em regime de avalanche.

Como um dos objetivos deste trabalho é o desenvolvimento de uma RPC para aplicação futura em sistemas que envolvem medidas de tempo de voo, optou-se pela construção de uma câmara resistiva de vidro, com espaçamento de 300 μm entre as placas, para operar em regime puro de avalanche. A escolha do material resistivo empregado baseou-se, além no valor da resistividade elétrica, na possibilidade de obter-se placas finas, com espessuras uniformes e baixo custo, de forma a tornar economicamente viável a construção futura de grandes áreas de detecção.

A grande dificuldade encontrada no estudo das condições de resposta de detectores planos de pequeno espaçamento reside no fato de que o espectro de cargas correspondente a uma radiação incidente monoenergética possui um comportamento exponencial, dificultando a determinação do ganho em carga de forma análoga ao empregado em detectores de geometria cilíndrica. Esse comportamento é consequência do fato de que a multiplicação de cargas que ocorre no interior do detector depende, para cada elétron primário, da posição em que ele foi gerado. Além disso, dada a pequena distância entre as placas, nunca ocorre a absorção total da energia da radiação incidente, o que também dificulta a

determinação da ionização primária produzida no detector e, conseqüentemente, da determinação do seu ganho em carga.

Em considerando a característica de resposta inerente à geometria plana, utilizou-se uma fonte de raios gama de elevada energia de forma que a probabilidade de se produzir mais do que um elétron primário no espaço de 300 μm de gás seja desprezível. Assim, pode-se admitir que a câmara esteja operando na condição de elétron único, o que permite a determinação da sua faixa de ganho em carga. Além disso, essa técnica torna possível o estudo da estabilidade de resposta da RPC em regime puro de multiplicação gasosa através da determinação da probabilidade de transição desse regime ao de *streamer*.

Neste trabalho, o estudo das condições operacionais de uma RPC de pequeno espaçamento envolveu uma análise detalhada dos espectros de carga obtidos em diversas misturas gasosas, priorizando a investigação de alterações na forma desses espectros em diferentes ganhos em carga, regiões de coexistência de sinais característicos de avalanche e de *streamer*, tensões de transição entre esses dois regimes e possíveis instabilidades de operação evidenciadas através das extensões e inclinações dos diferentes patamares.

No domínio de estabilidade de resposta da RPC, um estudo da redução da probabilidade de aparecimento de *streamers* através da inserção de gases eletronegativos como o SF_6 , em concentrações inferiores a 2 % em misturas com isobutano e argônio, também foi efetuado pela primeira vez, sem o uso do tetrafluoretano (considerado até o presente como essencial nessa geometria).

7.2 Arranjo experimental

O detector utilizado neste trabalho foi construído a partir de uma placa de vidro chumbo de 3 mm de espessura, 9 cm^2 de área e resistividade igual a $2 \cdot 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$, disposta paralelamente a uma placa de alumínio de 2 mm de espessura. Essas placas foram colocadas no interior de uma caixa de polietileno de 10,2 cm^2 de área e 12,5 mm de altura, dotada de vários orifícios que permitiam tanto a circulação de gás no interior do detector, a passagem dos fios de polarização dos eletrodos quanto a inserção de espaçadores constituídos por pequenos pedaços de fibras de vidro de 300 μm de diâmetro (FIG. 7.1). O

posicionamento dessas fibras nos quatro cantos da caixa garantiu o paralelismo entre as placas exigido na operação estável desse tipo de detector e providenciou o isolamento elétrico entre elas.

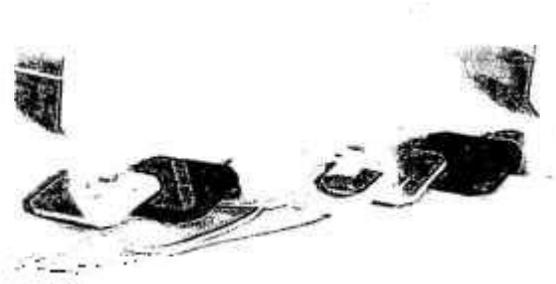


FIGURA 7.1 – Componentes da câmara resistiva de placas paralelas usada neste trabalho.

A placa de vidro (catodo) foi mantida no potencial de terra e a de alumínio (anodo) foi polarizada positivamente através de uma resistência de carga de $6,8 \text{ M}\Omega$ (FIG. 7.2). Todo esse conjunto foi inserido em uma câmara de aço inoxidável, que além de permitir a circulação dos gases no seu interior possuía uma janela de mica de 3 mg/cm^2 posicionada no centro da sua tampa para a entrada da radiação gama proveniente de uma fonte de ^{60}Co . A FIG. 7.3 mostra a RPC e o sistema de obtenção do sinal do anodo desse arranjo experimental.

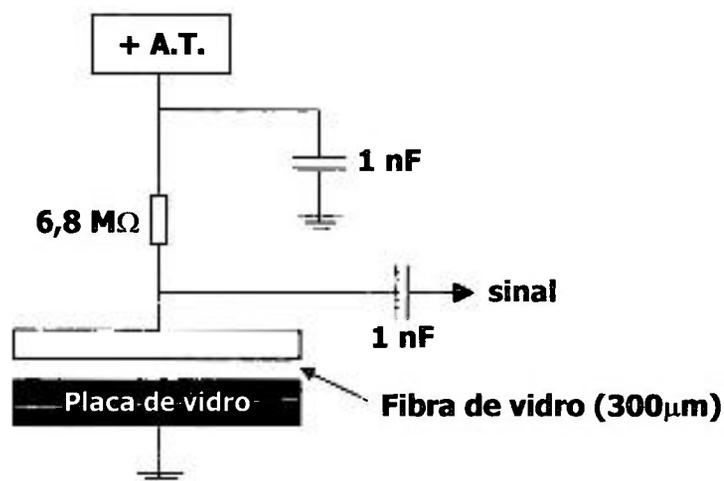


FIGURA 7.2 - Esquema do circuito de polarização da RPC e de obtenção do sinal do anodo.



FIGURA 7.3 - Montagem da RPC e do circuito de polarização e obtenção do sinal do anodo na tampa da câmara de aço-inox.

Os sinais elétricos provenientes do anodo da RPC eram enviados, através de um capacitor de 1 nF, a um pré-amplificador sensível à carga (CANBERRA 2006) e deste a um amplificador linear (ORTEC 572) com constante de tempo ajustável. Os impulsos na saída do amplificador eram enviados a um analisador multicanal (ORTEC SPECTRUM ACE 8K) para a construção dos espectros de energia. O diagrama de blocos do sistema experimental utilizado nas medidas dos espectros de carga, com exceção do modelo do pré-amplificador, é idêntico ao representado na FIG. 5.7, utilizado no registro dos espectros do detector cilíndrico. A calibração em carga de todo o sistema de detecção foi efetuada de forma análoga à descrita na seção 5.1.1.

As misturas gasosas utilizadas, representadas na TAB. 7.1, tiveram como base o isobutano com concentrações variáveis de argônio e hexafluoreto de enxofre (SF_6) e foram obtidas por meio do sistema descrito na seção 5.1.1.

TABELA 7.1- Composição das misturas gasosas utilizadas.

Mistura	Ar (%)	Iso C_4H_{10} (%)	SF_6 (%)
1	-	100	-
2	20	80	-
3	30	70	-
4	30	69	1
5	30	68	2
6	90	9	1
7	90	8	2

Das misturas acima mencionadas, o isobutano puro foi utilizado apenas para fins comparativos, visto que durante algum tempo esse gás foi classicamente utilizado nesse tipo de detector. A inflamabilidade do isobutano associada à grande participação de íons negativos na formação do sinal elétrico, levaram a redução da sua concentração em outras misturas gasosas baseadas no tetrafluoretano e no argônio. Tanto quanto é do conhecimento da autora, as outras seis misturas estudadas neste trabalho, nunca foram investigadas por outros grupos.

7.3 Resultados Experimentais

7.3.1 Espectros de carga e patamares

7.3.1.1 Características gerais dos espectros de carga

As observações dos espectros de carga para cada mistura foram realizadas para zonas de tensão que foram desde o início do regime de avalanche até a transição total ao de *streamer*. Em geral, com o aumento da tensão entre os eletrodos foi observado um crescimento da carga associada aos impulsos em consequência dos processos de multiplicação gasosa que ocorrem no interior do detector.

A distribuição das amplitudes dos sinais segue uma lei exponencial já prevista pela teoria de *Townsend*, atribuída às diferenças de ionização produzida pelo elétron primário que pode penetrar na região entre os eletrodos em qualquer direção. Essa dispersão na trajetória do elétron conduz a variações no ganho em carga ($G = e^{\alpha d}$) visto que o primeiro coeficiente de *Townsend* (α) é constante para uma dada mistura gasosa e tensão de polarização. Também pela mesma razão, para tensões mais elevadas é sempre possível observar alguns impulsos característicos de *streamer* juntamente com os de avalanche.

A transição entre os dois regimes ocorre em todas as misturas estudadas, diferenciando a gama de tensões entre elas. A presença de gases eletronegativos atua sempre como um redutor de ganho em carga resultando em um aumento da faixa de tensão em que os impulsos de *streamer* aparecem.

7.3.1.2 Características gerais dos patamares

O estudo das condições operacionais da RPC preenchida com diferentes misturas gasosas, em total ausência do tetrafluoretano ($C_2H_2F_4$), exigiu uma atenção especial no tocante à estabilidade de sua resposta, visto que a presença deste gás é tida como fundamental para a inibição de faíscas.

As curvas do número de contagens em função da tensão, em geral denominadas de patamares (muito embora o termo patamar em um sentido mais restrito designe apenas a zona de tensões onde se observa uma taxa de contagem aproximadamente constante) foram construídas para todas as misturas gasosas a partir da integral dos correspondentes espectros de carga registrados em diferentes tensões de polarização.

A escolha deste método foi fundamentada na dificuldade de definição do nível de discriminação do sistema eletrônico, dado o comportamento exponencial dos espectros. Além disso, a coexistência de sinais de avalanche e de *streamer* com diferenças apreciáveis de amplitudes não permite a contagem independente de ambos, necessária para a determinação da tensão de transição entre estes regimes. A tensão em que a transição ocorre não é bem definida, sendo convencional tomar-se como **tensão de transição** aquela em que se observa uma taxa de contagem igual à metade da do patamar.

Para a determinação das contagens totais correspondentes aos impulsos de avalanche e de *streamer* (quando presentes), adotou-se um nível mínimo de discriminação de 5 fC, para os primeiros e de 80 fC para os últimos. A escolha destes níveis de corte foi auxiliada pela observação dos espectros de carga (já subtraído o ruído) uma vez que, para as mesmas condições de tensão e de ganho total do sistema eletrônico, os impulsos de *streamer*, por serem muito maiores do que os de avalanche, aparecem saturados.

Para todas as misturas gasosas estudadas foi observado um crescimento do número de contagens com o aumento da tensão e para algumas delas foi possível definir a região do patamar. Nas misturas com grande concentração de argônio a estabilidade de resposta foi bastante comprometida sendo este problema minimizado com a introdução do hexafluoreto de enxofre em porcentagens menores que 2 %. O isobutano também desempenhou um papel de estabilizador de resposta sendo, juntamente com o SF_6 , uma agente redutor de carga e inibidor de *streamers*.

Em todos os patamares construídos ficou evidente a influência da concentração dos gases eletronegativos no aumento da tensão de início de operação, bem como naquela correspondente à transição entre os modos de avalanche e *streamer*.

7.3.1.3 Resultados experimentais obtidos com diferentes misturas

7.3.1.3.1 Isobutano puro

Na FIG. 7.4 representam-se os espectros de carga em função da tensão obtidos com o isobutano puro. Para as tensões de 2000 V e 2100 V são observados os impulsos característicos do regime de avalanche, sendo evidenciado que a forma exponencial dos espectros se preserva mesmo na região de coexistência com os sinais de *streamer*. Este comportamento é comprovado na FIG. 7.5 onde se representa o espectro do ^{60}Co obtido para a tensão de 2400 V.

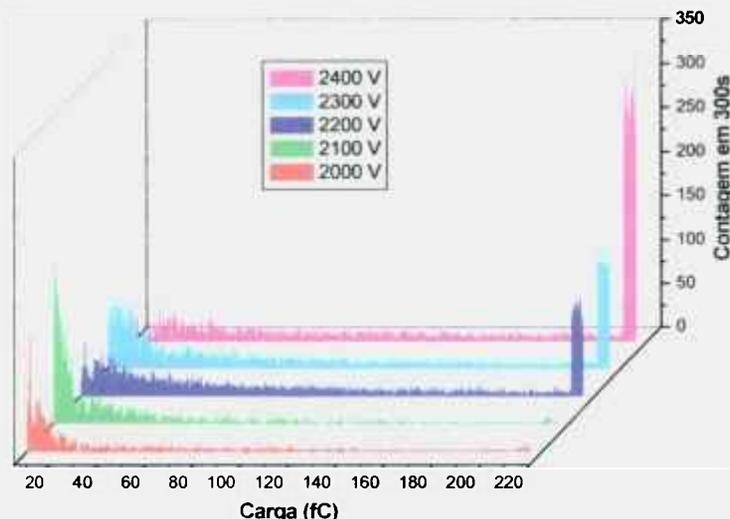


FIGURA 7.4 - Espectros de carga do ^{60}Co em função da tensão obtidos no isobutano puro.

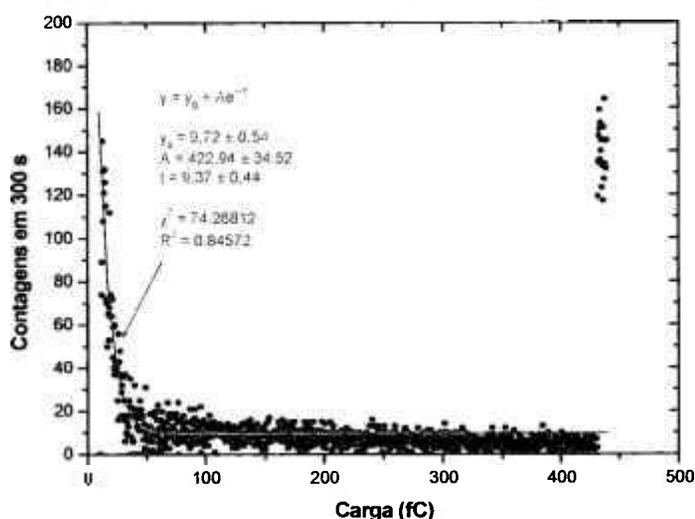


FIGURA 7.5 – Espectro de carga do ^{60}Co com isobutano puro em uma tensão de 2400 V.

Para tensões mais elevadas, tem-se um crescimento da carga associada aos impulsos com a conseqüente geração dos sinais saturados, indicando a coexistência destes dois regimes em uma faixa de tensão que supera os 300 V. Nas tensões mais elevadas (acima de 2400 V) a geração de *streamers* é predominante, como pode ser comprovado na curva do número total de contagens em função da tensão mostrada na FIG. 7.6. A estabilidade de resposta da RPC com o isobutano puro é comprovada pela presença de um patamar de extensão mínima de 300 V e inclinação de 0,02 %/V. As curvas independentes das variações dos números de contagens dos impulsos dos dois regimes, em função da tensão, também são representadas para demonstrar o comportamento destes processos. Estas curvas permitiram a determinação da eficiência de transição, dada pela razão entre as contagens de cada modo de operação e a contagem total registrada, representada na FIG. 7.7. Os resultados mostram que existe uma faixa de tensões (entre 1800 V e 2100 V) em que a RPC opera em regime puro de avalanche e outra, de coexistência dos dois modos de operação, onde a partir de 2298 V o de *streamer* passa a ser preponderante, chegando a atingir uma eficiência de transição de 90 %.

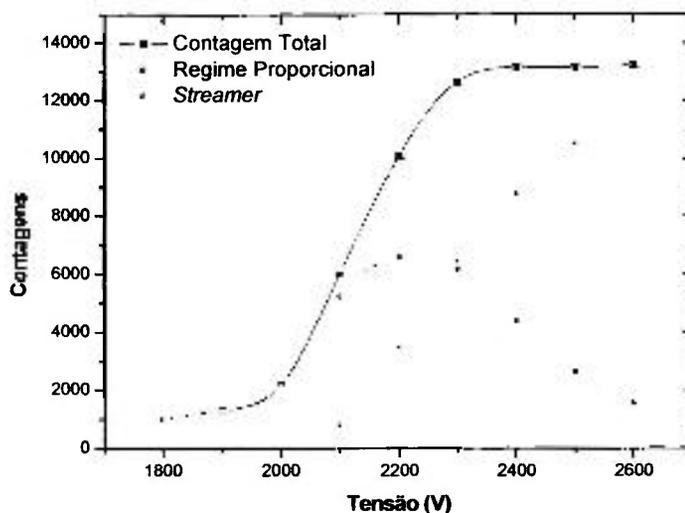


FIGURA 7.6 - Curva do número total de contagens em função da tensão para o isobutano puro. Também são indicadas as curvas independentes dos números de contagens de impulsos proporcionais e de *streamer* em função da tensão. Curvas ajustadas com *spline*.

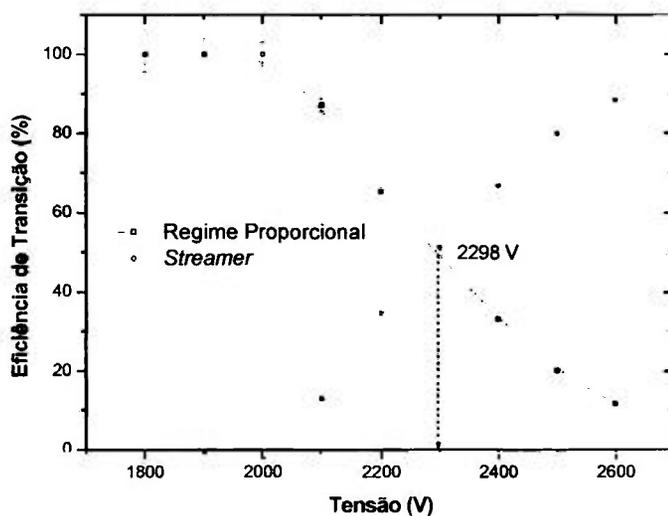


FIGURA 7.7 - Eficiência de transição entre os regimes proporcional e de *streamer* em função da tensão para o isobutano puro. Curvas ajustadas com *spline*.

Os resultados obtidos com o isobutano puro, relativos à estabilidade de resposta, forma dos espectros de carga e eficiência de transição nos dois modos de operação das RPC confirmam as suas boas características operacionais e estão de acordo com as observações de outros autores [123-125]. No entanto, a

limitação do uso deste gás puro no preenchimento das RPCs está restrito pelas suas características de inflamabilidade e potência dissipada no gás, visto que, por ser eletronegativo a corrente gerada é, em grande parte, formada por íons negativos.

7.3.1.3.2 Isobutano com argônio

A presença de um gás nobre nas misturas usadas em detectores de radiação envolve um aumento da participação de elétrons livres nos processos de multiplicação de cargas, o que, ao contrário do que ocorre com íons negativos, conduz a obtenção de altos ganhos com tensões relativamente baixas. No entanto, na geometria plana o uso de gases nobres exige um compromisso entre o ganho e a estabilidade de resposta. Este último parâmetro pode ser comprometido pela contribuição dos fenômenos de fotoionização gerados no gás e também nos eletrodos pelos fótons de energia elevada que são emitidos pelos átomos do gás nobre nos processos de desexcitação. Na região do ultravioleta, o espectro de emissão dos átomos de argônio se estende de 100 nm a 140 nm, com um pico de emissão em torno de 125 nm [126]. No entanto, em pressão atmosférica, não podem ser desprezados os mecanismos de desexcitação dos átomos de argônio por colisões com as moléculas complexas de gases eletronegativos, resultando na formação de moléculas ionizadas ou excitadas destes últimos. No caso do isobutano, que absorve fortemente fótons com comprimentos de onda menores que 140 nm, é mais provável que ocorra a ionização da molécula [127]. De qualquer modo, as propriedades do isobutano garantem a sua atuação eficaz como inibidor da propagação de avalanches pelos mecanismos de realimentação fotônica em misturas com o argônio.

Motivados pela necessidade de reduzir a concentração de isobutano e, ao mesmo, garantir a estabilidade de resposta da RPC aliada à comodidade de redução da tensão de operação, estudou-se as misturas de isobutano com 20 e 30 % de argônio.

Alguns dos espectros de carga obtidos com 20 % de Ar em função da tensão no anodo estão representados na FIG. 7.8 e mostram claramente a atuação do gás nobre no aumento da carga gerada.

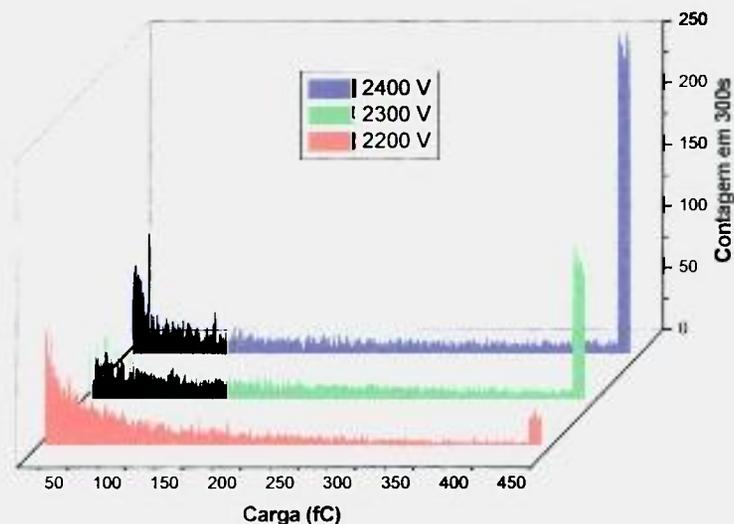


FIGURA 7.8 – Espectros de carga do ^{60}Co em função da tensão do anodo, para mistura de isobutano com 20 % de Ar.

O comportamento exponencial, característico do regime de avalanche está presente em todos os espectros registrados, assim como os impulsos com amplitudes saturadas. O número destes últimos cresce com a tensão, como pode ser visto na FIG. 7.9, onde também é evidenciada uma piora na estabilidade de resposta do detector manifestada por meio de um patamar de extensão máxima de 200 V com inclinação de 0,07 %/V.

A eficiência de transição entre os dois regimes para esta mistura está mostrada na FIG. 7.10, onde neste caso a tensão de transição é cerca de 100 V menor do que a correspondente ao isobutano puro. Vale a pena observar que, mesmo para o valor máximo de 2400 V, não foi possível obter uma eficiência de 100 % de conversão entre os dois modos de operação da RPC devido às instabilidades observadas na curva de contagem em função da tensão.

Estes efeitos atribuídos à presença do argônio foram reforçados com o aumento da concentração (30 %) de Ar na mistura como pode ser confirmado pelas FIG. 7.11, 7.12 e 7.13. Na primeira são mostrados os espectros de carga obtidos para a mesma faixa de tensão estudada na mistura com 20% de Ar, não sendo observadas diferenças significativas entre ambos. No entanto, com a

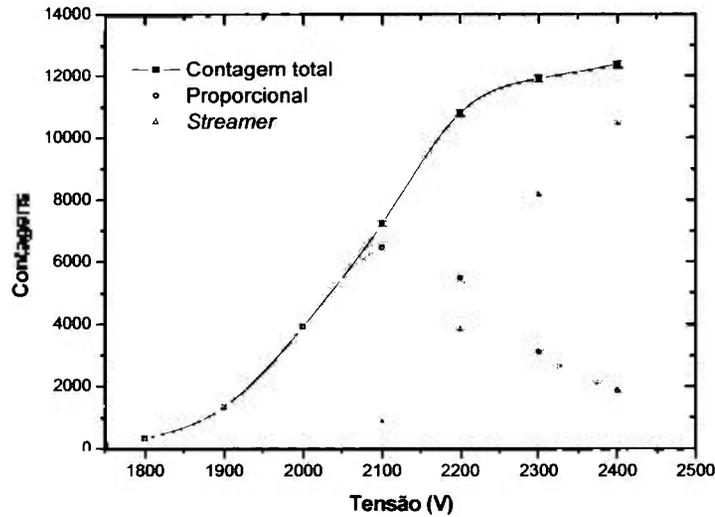


FIGURA 7.9 – Curva do número de contagens em função da tensão para mistura de isobutano com 20 % de Ar. Curvas ajustadas com *spline*.

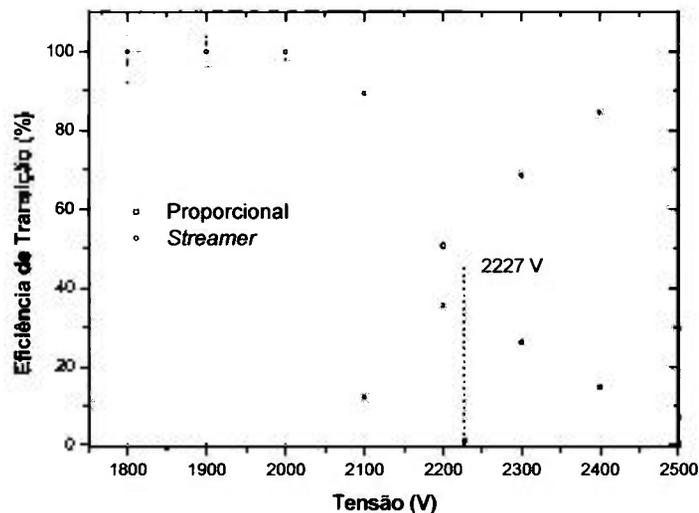


FIGURA 7.10 – Eficiência de transição entre os regimes de avalanche e de *streamer* em função da tensão para mistura de isobutano com 20 % de Ar. Curvas ajustadas com *spline*.

adição de 30 % de Ar, a mistura se mostrou totalmente instável (FIG. 7.12) com a inexistência de um patamar mínimo.

A curva da eficiência de transição em função da tensão, FIG. 7.13, tem um comportamento semelhante à obtida com 20 % de Ar, o que já era

esperado pelo fato de não ter sido observada uma variação significativa na carga total gerada, para uma dada tensão, em ambas misturas. Também pela mesma razão, são praticamente iguais as tensões de transição entre os modos proporcional e de *streamer*.

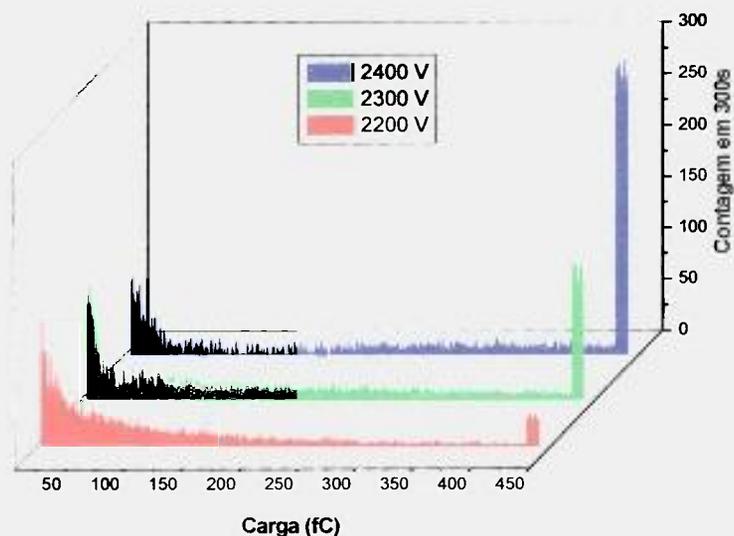


FIGURA 7.11 – Espectros de carga do ^{60}Co em função da tensão do anodo para mistura de isobutano com 30 % de Ar.

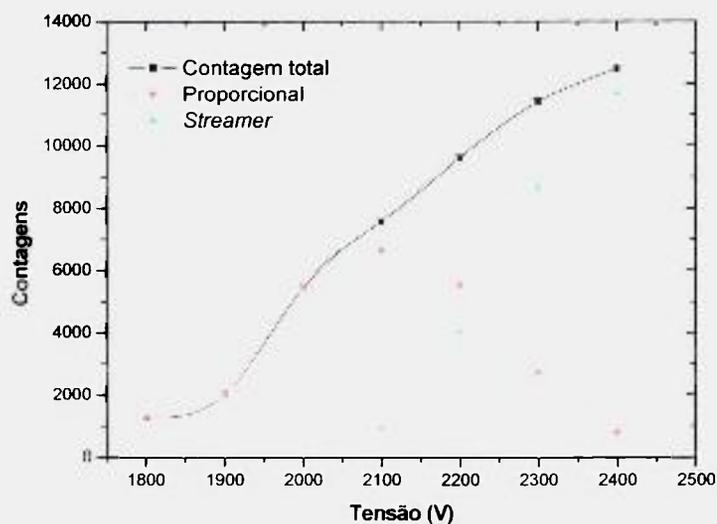


FIGURA 7.12 – Curva do número de contagens em função da tensão para a mistura de isobutano com 30 % de Ar. Curvas ajustadas com *spline*.

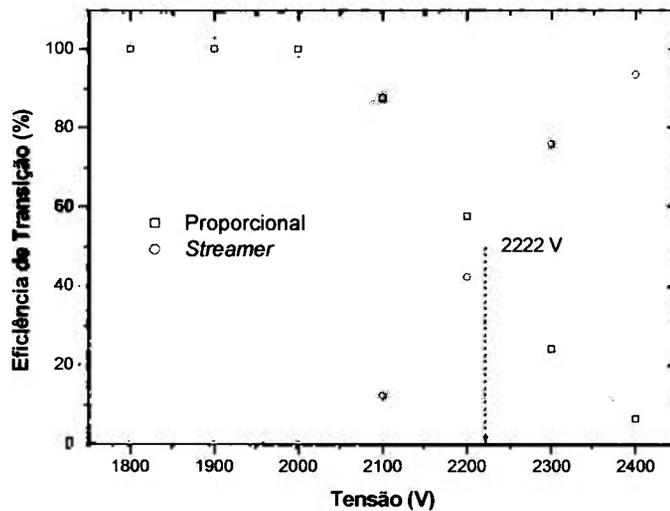


FIGURA 7.13 – Eficiência de transição entre os regimes de avalanche e de *streamer* em função da tensão para a mistura de isobutano com 30 % de Ar. Curvas ajustadas com *spline*.

Uma análise comparativa entre os espectros de carga, patamares e eficiências de transição obtidos com o isobutano puro e os correspondentes às misturas com argônio, indica que a inserção de concentrações deste gás nobre resulta em um aumento da carga do sinal (para uma dada tensão) com um comprometimento da estabilidade de resposta da RPC no tocante ao aparecimento de *streamers*. Esse comportamento pode ser evidenciado na FIG. 7.14 onde são mostrados os espectros de carga do ^{60}Co obtidos, a uma tensão de 2400 V, no iC_4H_{10} puro e nas misturas com concentrações de 20 % e 30 % de Ar.

É evidente que a geração de impulsos saturados, pequena para o isobutano puro, cresce com a concentração de argônio. Este comportamento, responsável pela maior instabilidade da mistura com 30 % de argônio, pode, em princípio, ser atenuado com a inserção de um outro gás eletronegativo, nomeadamente o hexafluoreto de enxofre (SF_6) que apresenta um espectro de absorção de fótons quase coincidente com o de emissão do argônio [63, 64]. Como a geração de impulsos de *streamer* é atribuída aos fenômenos de fotoionização no gás e nos eletrodos da RPC, a presença do SF_6 deve aumentar a estabilidade de resposta do detector mesmo na mistura de 70 % de iC_4H_{10} e 30 % de Ar. Os estudos com esta nova mistura serão descritos a seguir.

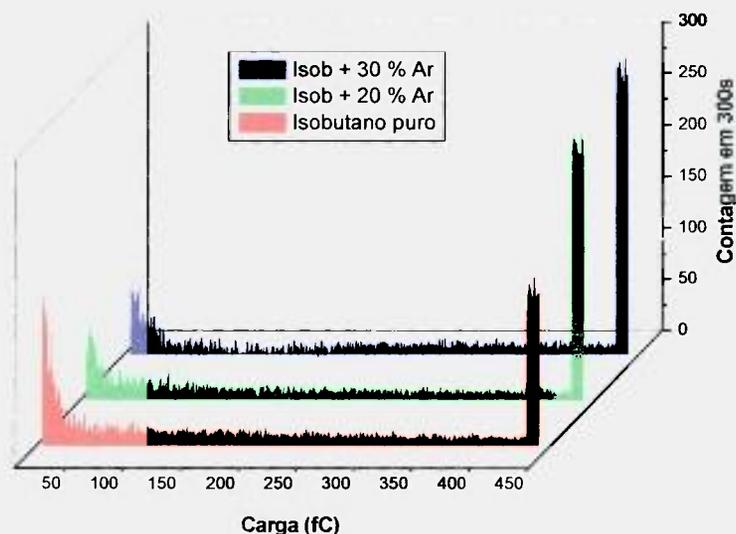


FIGURA 7.14 – Espectros de carga do ^{60}Co obtidos no isobutano puro e nas misturas com 20 % e 30 % de argônio, para uma tensão de 2400 V.

7. 3.1.3.3 Isobutano com argônio e hexafluoreto de enxofre

Com a finalidade de verificar as propriedades de inibição de *streamers* do hexafluoreto de enxofre, pequenas concentrações (1 e 2 %) deste gás eletronegativo foram adicionadas à mistura de isobutano com 30 % de argônio, que se mostrou instável e com grande número de impulsos saturados. Os resultados apresentados nas FIG. 7.15, 7.16 e 7.17., correspondentes aos espectros de carga do ^{60}Co , curva do número de contagens e eficiência de transição em função da tensão, respectivamente, obtidos na mistura de 69 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 1 % SF_6 , evidenciam a influência do hexafluoreto de enxofre, tanto na elevação da tensão de operação, quanto na estabilidade de resposta. De fato, a presença deste gás, mesmo em uma concentração de 1 %, melhora ligeiramente a região do patamar de contagens (FIG. 7.16), inexistente na mistura de isobutano com 30 % de argônio, e eleva a tensão de transição para 2272 V. Por outro lado, os espectros de carga obtidos nesta mistura apresentam as mesmas características gerais, no tocante ao comportamento exponencial e região de coexistência dos modos proporcional e saturado, já observadas nas três misturas anteriormente estudadas.

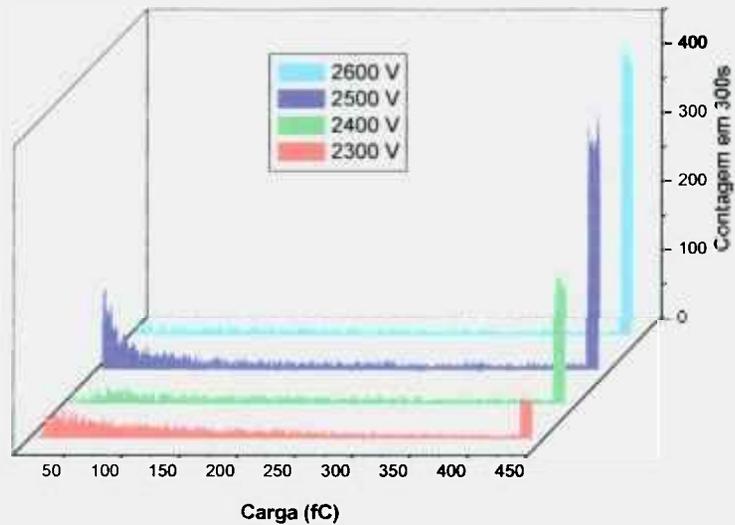


FIGURA 7.15 - Espectros de carga do ^{60}Co em função da tensão do anodo para mistura de 69 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 30 % Ar + 1 % SF_6 .

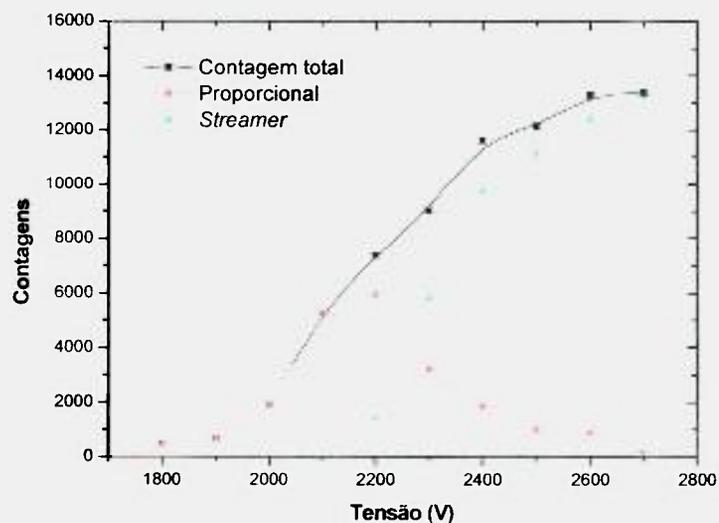


FIGURA 7.16 – Curva do número de contagens em função da tensão para a mistura de 69 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 30 % Ar + 1 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

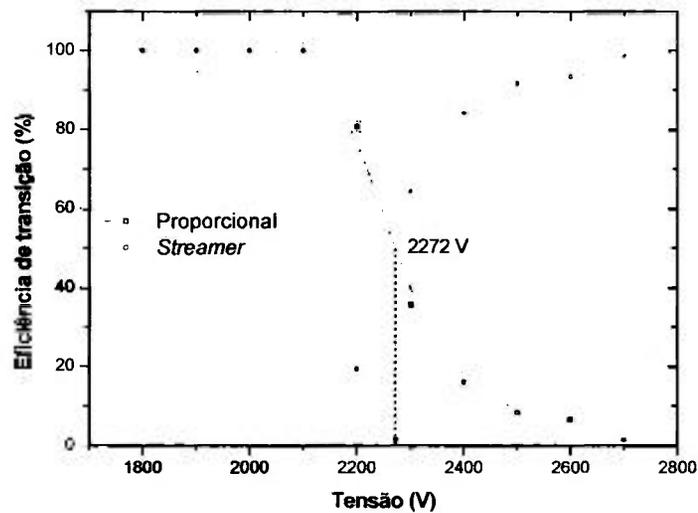


FIGURA 7.17 – Eficiência de transição entre os regimes de avalanche e de *streamer* em função da tensão para a mistura de 69 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 1 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

O aumento da concentração de SF_6 para 2 % elevou ainda mais a tensão de operação, mas, em contrapartida, melhorou significativamente a estabilidade de resposta da RPC. De uma forma geral, os resultados obtidos com a mistura de 68 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 2 % SF_6 , (FIG. 7.18, 7.19 e 7.20) traduziram a relevante participação do hexafluoreto de enxofre na estabilização do processo de multiplicação de cargas. Este comportamento é confirmado na FIG. 7.19, onde a região do patamar, inexistente na mistura com 30 % de Ar e ligeiramente alcançada com a inserção de 2 % de SF_6 , se estende por aproximadamente 400 V com uma inclinação de 0,03 %/V.

Teoricamente, a presença do hexafluoreto de enxofre em misturas gasosas com concentrações de argônio superiores a 20 % deve resultar em uma melhora nas condições operacionais da RPC devido à ocorrência de dois mecanismos fundamentais a ele associados: o da redução da probabilidade de ocorrer a fotoionização (responsável pela geração de *streamers*) e a diminuição do ganho em carga devido à participação dos íons negativos nos processos de multiplicação gasosa. A confirmação desta teoria é obtida mediante a análise da FIG. 7.21 onde é representada a comparação entre os espectros de carga do ^{60}Co obtidos nas misturas com 30 % de Ar e com concentrações de 1 e 2 % de

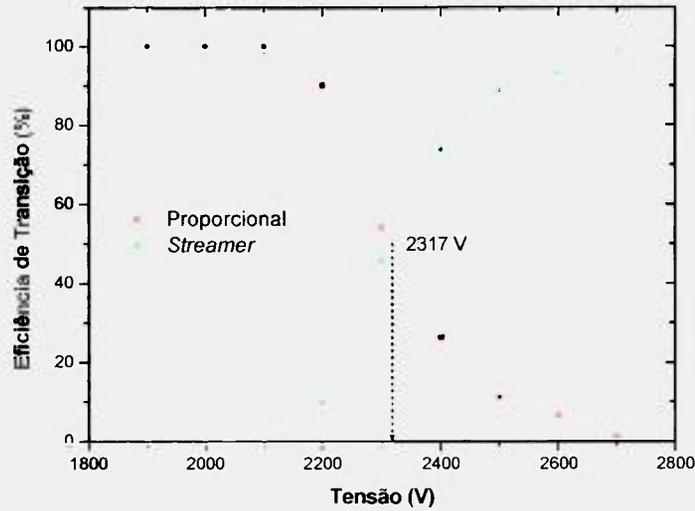


FIGURA 7.20 – Eficiência de transição entre os regimes de avalanche e de *streamer* em função da tensão para a mistura de 68 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 2 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

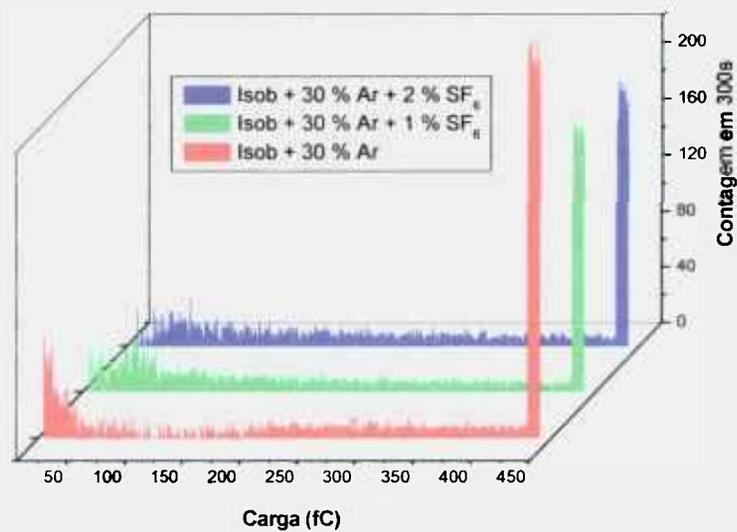


FIGURA 7.21 – Comparação entre os espectros de carga do ^{60}Co obtidos nas misturas de 70 % iC_4H_{10} + 30 % Ar, 69 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 1 % SF_6 e 68 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 2 % SF_6 . Tensão no anodo de 2500 V.

com a tensão, essa perda só pode ser atribuída ao tempo morto do sistema eletrônico de registro dos sinais. Este argumento baseou-se no fato de que a largura em tempo dos sinais saturados, medidos diretamente em um osciloscópio, era muito maior do que os observados nas misturas anteriores indicando que as cargas a eles associadas são maiores. Por outro lado, reduziu-se significativamente a tensão de transição nesta mistura, sendo que para valores superiores a 1844 V prioritariamente são formados os impulsos saturados (FIG. 7.24). Este fato confirma a perda de contagens observada na curva de patamar justamente para tensões superiores a 1800 V.

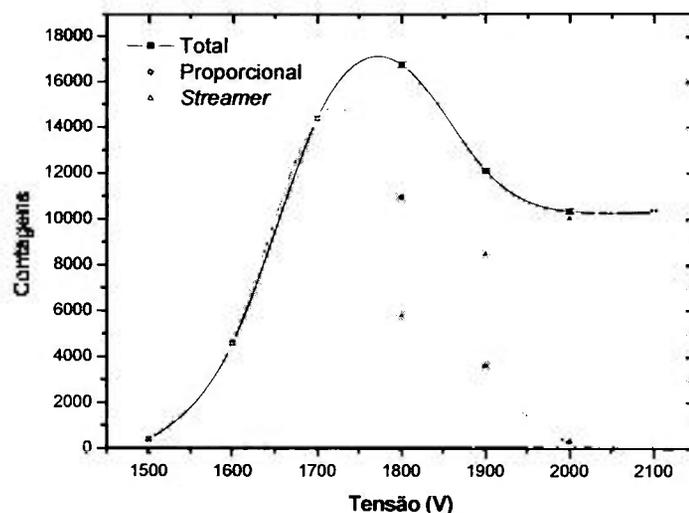


FIGURA 7.23 –Curva do número de contagens em função da tensão para a mistura de 90 % Ar + 9 % iC_4H_{10} + 1 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

A quantidade de carga associada aos impulsos gerados na mistura composta prioritariamente pelo argônio foi reduzida aumentando-se a porcentagem de SF_6 para 2 %. A nova mistura agora constituída por 90 % Ar + 8 % iC_4H_{10} + 2 % SF_6 mostrou-se mais estável do que a anterior como pode ser comprovado nos resultados mostrados nas FIG. 7.25, 7.26 e 7.27. Os espectros de carga (FIG.7.25) evidenciam que para a tensão de 1600 V a RPC opera em regime puro de avalanche sendo crescente o número de *streamers* com o aumento da tensão. No entanto, além da redução da carga associada aos impulsos com o aumento da concentração de hexafluoreto de enxofre, é evidente

a melhora na estabilidade de resposta nesta mistura. A perda de contagens é menos significativa na região do patamar, mas ainda indica que para tensões superiores à da transição (1957 V) ainda persiste o problema de alargamento dos impulsos saturados.

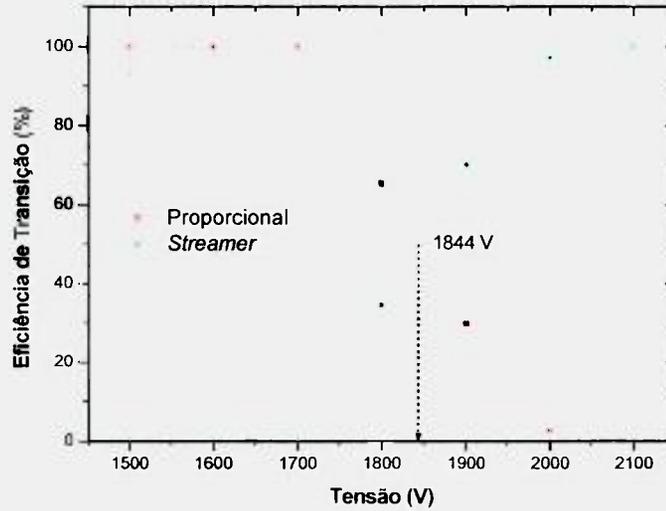


FIGURA 7.24 – Eficiência de transição entre os regimes de avalanche e de *streamer* em função da tensão para a mistura de 90 % Ar + 9 % iC_4H_{10} + 1 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

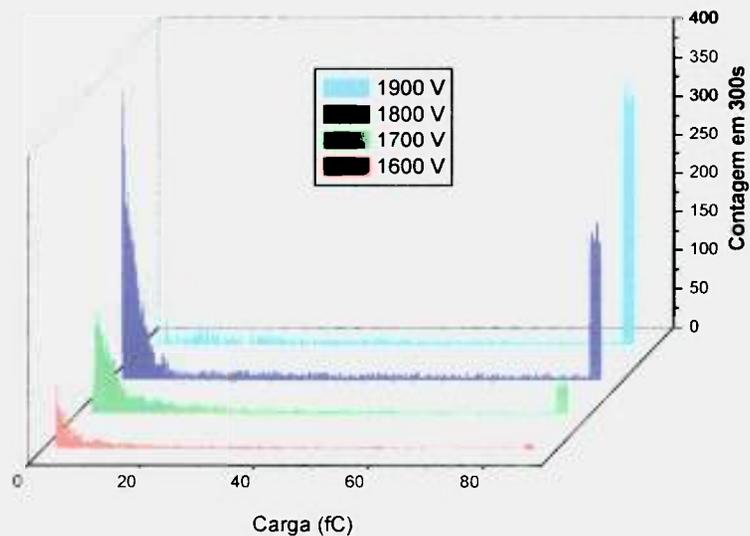


FIGURA 7.25 - Espectros de carga do ^{60}Co em função da tensão do anodo para a mistura de 90 % Ar + 8 % iC_4H_{10} + 2 % SF_6 .

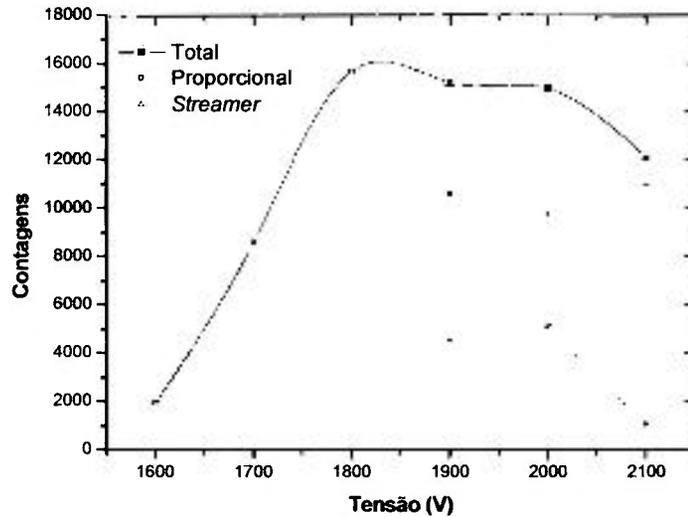


FIGURA 7.26 – Curva do número de contagens em função da tensão para a mistura de 90 % Ar + 8 % iC_4H_{10} + 2 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

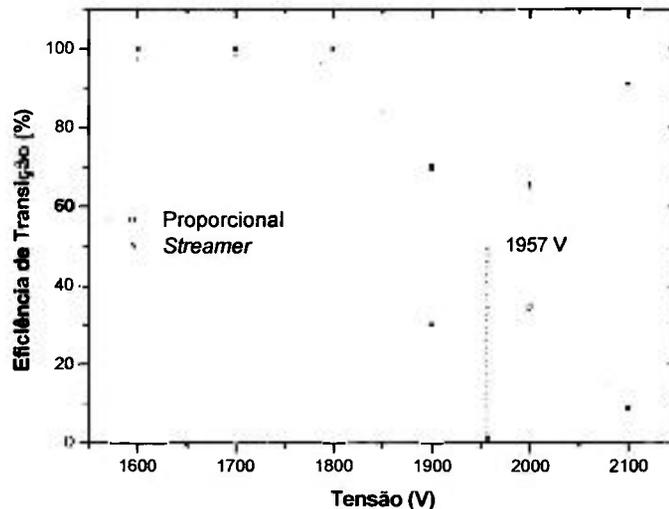


FIGURA 7.27 – Eficiência de transição em função da tensão do anodo para a mistura de 90 % Ar + 8 % iC_4H_{10} + 2 % SF_6 . Curvas ajustadas com *spline*.

A comparação dos resultados obtidos com as duas últimas misturas, onde a concentração de argônio (90 %) e as porcentagens totais de inibidores (10 %) foram mantidas constantes, nos leva a crer que o hexafluoreto de enxofre desempenha um papel mais significativo na estabilidade de resposta da RPC do

que o isobutano. De fato, nas duas misturas as alterações nas concentrações destes gases foram feitas de forma que o aumento de SF₆ correspondeu a uma diminuição do iC₄H₁₀. Uma vez que a atuação de qualquer um deles está baseada na inibição da fotoionização mediante a absorção dos fótons UV emitidos pelo argônio e também na redução da carga associada aos impulsos pela grande probabilidade de formação de íons negativos, é natural que seja observada uma elevação da tensão de operação tanto maior quanto mais eficiente for o inibidor.

Este comportamento é mais evidenciado na mistura com 2 % de SF₆, que se mostrou mais estável e com tensão de transição mais elevada do que a correspondente a 1 % deste gás. Apesar destas verificações terem sido efetuadas em condições de intensa geração de fótons, dada a elevada concentração de argônio, os espectros de absorção de fótons UV do isobutano e do hexafluoreto de enxofre são praticamente coincidentes e, portanto, não justificariam as diferenças observadas. Desta forma, acredita-se que a formação de íons negativos é o processo dominante no mecanismo de inibição de *streamers* e na redução da carga associada aos impulsos. Neste aspecto, tem sido sugerido por alguns autores [124] que a relação entre o ganho em carga e o primeiro coeficiente de *Townsend* ($G = e^{\alpha d}$) deve também traduzir a contribuição da formação de íons negativos na redução do ganho mediante a definição de um coeficiente de multiplicação efetivo α^* dado pela diferença entre o primeiro coeficiente de *Townsend* e o coeficiente de captura (definido como η na seção 3).

Neste caso, o aumento da concentração de inibidor deve resultar em uma significativa redução do ganho em carga, com elevação da tensão de operação, visto que a formação de íons negativos atua duplamente no mecanismo da multiplicação gasosa, pois além de remover elétrons livres do gás que potencialmente promoveriam novas ionizações por colisão, eles também por si não conseguem ionizar as moléculas ou átomos do meio. A comprovação deste comportamento é dada na FIG. 7.28, onde são representados os espectros de carga obtidos com as misturas de 90 % Ar + 8 % iC₄H₁₀ + 2 % SF₆ e 68 % iC₄H₁₀ + 30 % Ar + 2 % SF₆.

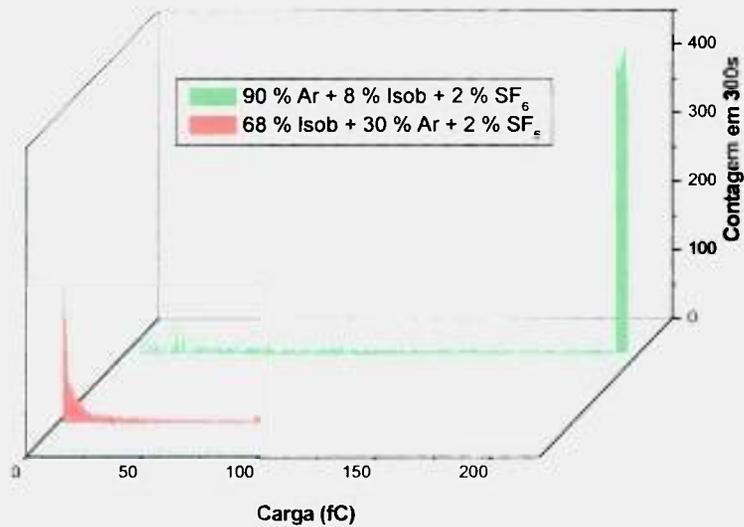


FIGURA 7.28 – Comparação entre os espectros de carga do ^{60}Co obtidos nas misturas de 90 % Ar + 8 % iC_4H_{10} + 2 % SF_6 e 68 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 2 % SF_6 . Tensão no anodo de 2100 V.

A grande diferença na quantidade total de inibidor nas duas misturas é a responsável pela enorme redução da carga associada aos impulsos, bem como na probabilidade de geração de *streamers*. Enquanto na mistura com 70 % de inibidores a RPC opera em regime puro de avalanche para a tensão de 2100 V, na outra, para a mesma tensão, são observados impulsos com cargas máximas triplicadas coexistentes com os saturados.

7.3.2 Eficiência intrínseca da RPC a raios gama

A relação entre o número de raios gama que atingem a placa de vidro da RPC pelo número de contagens líquidas observadas na região do patamar, definida como eficiência intrínseca, foi medida em todas as misturas gasosas estudadas. O número de raios gama que atingem a placa de vidro foi calculado a partir da atividade da fonte de ^{60}Co empregada, $(95,0 \pm 3,3)$ kBq, e corrigido pelos fatores geométrico de detecção e atenuação do feixe na janela de mica e na camada de 2,0 cm de ar.

Uma análise dos coeficientes de atenuação dos raios gama de 1,17 e 1,33 MeV, evidenciou que a probabilidade total dos raios gamas interagirem por

efeito fotoelétrico e *Compton* é, na camada de 300 μm de gás, praticamente desprezível ($5 \cdot 10^{-4} \%$) enquanto que no vidro chumbo de 3 mm de espessura ela aumenta para 11 %. Este fato nos leva a crer que a carga inicialmente gerada no gás, responsável pela formação do impulso, tem a sua origem na placa de vidro pelos elétrons produzidos por efeito fotoelétrico e Compton. Admitindo-se as energias destes elétrons em torno de 1 MeV, é possível verificar por meio dos valores tabelados de alcance [128] que estes elétrons têm um comprimento de trajetória máximo em torno de 1,1 mm no vidro. Conseqüentemente, somente aqueles efeitos que ocorrem no último milímetro da placa é que terão possibilidade de gerar sinais no interior da RPC. Estes sinais serão iniciados, em cada caso, por um elétron primário, caracterizando o regime de elétron único, freqüentemente escolhido em estudos de fenômenos físicos em detectores (independentemente de serem gasosos).

Dadas as características próprias deste detector e do mecanismo de detecção, espera-se uma eficiência intrínseca muito pequena para estes raios gama e praticamente independente da mistura gasosa (quando operando na faixa de tensão do patamar).

7.3.2.1 Resultados obtidos para as diferentes misturas

A eficiência intrínseca da RPC para os raios gama do ^{60}Co foi determinada para as sete misturas gasosas estudadas. No caso das misturas com 90 % de Ar, onde a partir de uma tensão, que corresponderia à região do patamar, as contagens sofriam uma queda, adotou-se o valor de contagem máxima imediatamente anterior a este comportamento. O mesmo critério foi adotado para as misturas em que não foram obtidos patamares, ou seja, considerou-se o valor máximo da contagem medida.

Os resultados obtidos estão representados na TAB. 7.2, onde os desvios representados se referem apenas à imprecisão na atividade da fonte radioativa utilizada e à estatística das contagens.

Uma análise da TAB. 7.2 demonstra que os valores das eficiências intrínsecas da RPC na detecção dos raios gama de 1,17 e 1,33 MeV, são praticamente coincidentes dentro do erro experimental, com exceção das duas últimas misturas. É importante ressaltar que a natureza exponencial dos espectros de carga, a partir dos quais foram geradas as informações de contagem

TABELA 7.2 – Eficiência intrínseca da RPC aos raios gama do ^{60}Co

Mistura	Eficiência intrínseca (%)
100% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$	$0,32 \pm 0,01$
80% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 20% Ar	$0,30 \pm 0,01$
70% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 30% Ar	$0,30 \pm 0,01$
69 % $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 30% Ar + 1% SF_6	$0,32 \pm 0,01$
68% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 30% Ar + 2% SF_6	$0,33 \pm 0,01$
9% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 90% Ar + 1% SF_6	$0,41 \pm 0,01$
8% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ + 90% Ar + 2% SF_6	$0,38 \pm 0,01$

líquida, torna difícil a determinação do nível de discriminação de amplitudes dos sinais a serem registrados. Para as misturas que conduziram a um maior ganho em carga, como as duas com 90 % de argônio, aparentemente tem-se uma eficiência de detecção maior, pois se perde menos impulsos comparativamente às outras misturas que geram cargas menores na região de baixas amplitudes (início da curva exponencial).

A independência da mistura gasosa no valor da eficiência de detecção confirma a nossa hipótese de que além de estarmos operando em regime de elétron único, a geração desta carga inicial ocorre na placa de vidro onde a probabilidade de interação do raio gama é cerca de 10^4 vezes maior do que a correspondente na camada de 300 μm de gás.

Vale a pena salientar que não existem dados experimentais deste parâmetro para câmaras de placas paralelas de pequeno espaçamento. No entanto, uma simulação por Monte Carlo feita por *Altieri* e colaboradores [96], para RPCs com duplos espaçamentos (cada um de 2 mm) indicou uma sensibilidade máxima em torno de 2 % para raios gama de 1 MeV. Todavia, as características das RPCs utilizadas nesta simulação são bastante diferentes das nossas.

7.4 Conclusões parciais

Os estudos realizados com a câmara resistiva de pequeno espaçamento indicaram, para todas as misturas gasosas utilizadas, uma condição

de operação em regime de elétron único tanto no modo de avalanche quanto no de *streamer*. Vale a pena ressaltar que, com exceção do isobutano puro, as outras seis misturas isentas de tetrafluoretano foram estudadas pela primeira vez no domínio de detectores gasosos. A demonstração da possibilidade de se obter misturas com pequeno dano ao meio ambiente e com características tais que permitem a operação estável de RPCs em regime de elétron único (onde exige-se um elevado ganho em carga), representa uma contribuição importante deste trabalho no desenvolvimento de detectores de geometria plana.

De uma forma geral, os espectros de carga obtidos no regime de proporcional apresentaram um comportamento exponencial como previsto pela teoria de *Townsend*. A coexistência de sinais característicos de *streamer* e de avalanche foi observada em todas as misturas gasosas, sendo mais evidenciada nas condições de maiores ganhos em carga. Conseqüentemente, nas misturas com elevada concentração de argônio, esse fenômeno foi observado para valores menores de campo elétrico. Também para estas misturas, a estabilidade de resposta foi comprometida tendo-se observado regiões de patamares extremamente curtos (ou até mesmo inexistentes) com elevada inclinação.

O estudo das tensões de transição entre os modos de avalanche e de *streamer* evidenciou um aumento dos valores obtidos nas misturas com maior concentração de inibidor tendo, em algumas delas, sido alcançada a eficiência de 100 % de transição. Desta forma, para uma dada mistura é possível, mediante a escolha da faixa de tensão de operação, utilizar a RPC em regime puro de avalanche ou de *streamer*.

A adição de hexafluoreto de enxofre em concentrações inferiores a 2 % elevou bastante a estabilidade de resposta das RPCs, fundamentalmente pela sua atuação como agente redutor do ganho em carga. Com exceção do isobutano puro, a mistura que conduziu à maior estabilidade de resposta foi a de 68 % iC_4H_{10} + 30 % Ar + 2 % SF_6 .

Medidas comparativas das propriedades de inibição do SF_6 e do iC_4H_{10} mostraram que o primeiro é mais eficiente do que o segundo e que para misturas com o argônio, a diferença encontrada entre os dois é fundamentalmente determinada pela formação de íons negativos.

No tocante à eficiência intrínseca desta RPC aos raios gama de 1,17 e 1,33 MeV, os resultados obtidos, em torno de 0,3 %, são praticamente

independentes da composição da mistura gasosa, o que corrobora a nossa hipótese de que a detecção destas radiações é determinada fundamentalmente pelos efeitos fotoelétrico e *Compton* que ocorrem na placa de vidro, ou catodo da RPC. É importante salientar que não existem dados experimentais sobre este parâmetro em RPCs de pequeno espaçamento e as simulações existentes, efetuadas por Monte Carlo, correspondem a câmaras resistivas de geometrias muito diferentes da nossa.

8 CONCLUSÕES

Tendo sido já discutidas em detalhe no final de cada capítulo as conclusões referentes aos assuntos neles tratados, serão aqui referidos apenas os resultados mais importantes que emergem do presente trabalho.

O estudo da resposta transitória do detector resistivo em geometria cilíndrica permitiu a identificação dos fenômenos físicos responsáveis pela restrição ao uso deste tipo de detector em altas taxas de contagens. Os resultados obtidos evidenciaram que a redução observada na amplitude dos impulsos está fisicamente relacionada aos processos de polarização do vidro.

A existência de duas constantes temporais confirma a teoria de dielétricos que estabelece a existência de dois mecanismos de polarização (rápido e lento). No entanto, o valor obtido para a segunda constante de tempo é diferente do esperado ($\rho\varepsilon$) pelo nosso modelo de funcionamento de detectores resistivos em regime estacionário, indicando que este não é adequado para explicar o comportamento transitório do detector. Atribuiu-se a origem deste fenômeno à competição dos mecanismos de carga do vidro promovido pela fonte de tensão externa e àqueles correspondentes às cargas induzidas devido à geração dos impulsos no interior do detector. O tratamento teórico deste mecanismo dinâmico de polarização é complexo não estando dentro do âmbito desta tese.

Por outro lado, os estudos realizados com a câmara resistiva de pequeno espaçamento com diferentes misturas gasosas, seis das quais estudadas pela primeira vez, indicaram que é possível obter misturas isentas de tetrafluoreto, com pequeno dano ao meio ambiente e com características tais que garantem a operação estável de RPCs em regime de elétron único (onde exige-se um elevado ganho em carga).

A influência do hexafluoreto de enxofre na inibição da produção de sinais saturados e, portanto, na estabilidade de resposta da RPC, foi investigada tendo como comparação o isobutano, freqüentemente empregado em detectores

gasosos. Os resultados obtidos demonstraram que o SF₆ é mais eficiente que o iC₄H₁₀ e que o processo preponderante de inibição de *streamers* é o da formação de íons negativos na mistura.

Além disso, as medidas da eficiência intrínseca da RPC para raios gama de 1,17 MeV e 1,33 MeV demonstraram que o mecanismo de detecção independe da natureza da mistura gasosa, sendo fortemente influenciado pela natureza e espessura do eletrodo resistivo. Do que consta na literatura, esta é a primeira medida deste parâmetro em RPC de pequeno espaçamento.

APÊNDICE

O desenvolvimento de uma avalanche no interior de um detector gasoso conduz à formação de um impulso elétrico em resposta à passagem de uma radiação ionizante. A formação desse sinal em um detector de geometria cilíndrica pode ser analisada considerando que a carga total gerada nas proximidades do anodo se distribua em duas camadas cilíndricas, com cargas de mesma intensidade e de sinais contrários, coaxiais ao fio [129]. A camada de carga negativa $-Q$ devida aos elétrons é a mais próxima do fio e outra com carga $+Q$ é devida aos íons positivos.

Essa configuração, representada na FIG. A.1, é imprecisa pois não se atinge uma boa simetria cilíndrica uma vez que as cargas não circundam simetricamente o anodo devido às diferentes mobilidades e também não se estendem a grandes distâncias do fio. Apesar disso, essa aproximação fornece um método razoável para o estudo da formação do sinal elétrico em um contador proporcional.

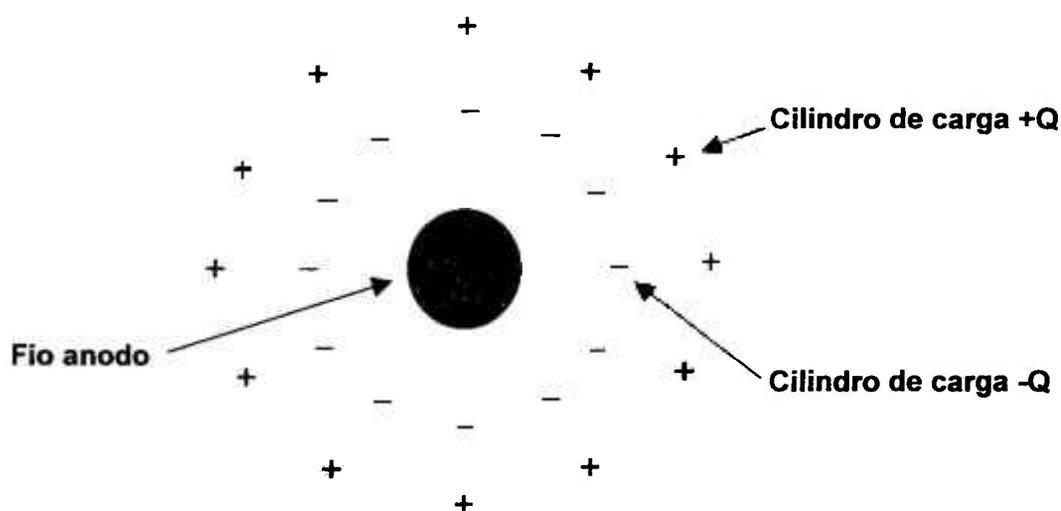


FIGURA A.1 – Distribuição aproximada de carga usada para calcular a formação de um sinal em uma câmara cilíndrica.

Inicialmente, as duas camadas são consideradas coincidentes na região onde foram criadas, mas a deriva de elétrons para o anodo e de íons positivos para o catodo promove uma separação entre essas cargas resultando em uma diferença de potencial no espaço entre elas. Se os raios das duas camadas, em um dado instante, forem r_+ e r_- para as camadas de íons positivos e elétrons, respectivamente, então a diferença de potencial ΔV será:

$$\Delta V = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r_+}{r_-} \quad (\text{A.1})$$

onde l é o comprimento do fio circundado pelas cargas da avalanche.

Se o catodo for mantido a um potencial constante e o anodo tem uma elevada resistência à terra, nenhuma corrente fluirá através do fio e a diferença de potencial no interior do detector será vista como um impulso de tensão no anodo. Em geral, a resistência do anodo não é muito elevada (para não comprometer a resposta em tempo do detector) de forma que pode-se admitir o oposto, isto é, a melhor aproximação é obtida quando se assume que o anodo tem resistência praticamente nula em relação a terra. Nesse caso, se o catodo é mantido a um potencial constante, uma corrente deve fluir para o anodo para manter a diferença de potencial através da câmara. Nessa aproximação existirá uma desprezível queda de potencial no anodo, mas uma significativa corrente fluirá através dele.

Devido à sua maior velocidade de deriva, os elétrons atingirão o anodo antes que ocorra qualquer deslocamento apreciável dos íons positivos da região onde foram formados. Nesse ponto, o raio da camada de elétrons será aproximadamente igual ao raio do anodo r_a , enquanto os íons positivos ainda permanecem sobre a camada de raio r_+ . Essa posição pode ser considerada como o raio médio para a ionização, muito mais próximo do anodo do que o raio crítico r_f onde começa a ocorrer a multiplicação gasosa. Se considerarmos a distância λ como sendo aquela onde realmente ocorre grande parte da ionização, na verdade a poucos caminhos livres médios do fio, a equação A.1 pode ser reescrita por:

$$\Delta V = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{(r_a + \lambda)}{r_a} \approx -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \frac{\lambda}{r_a} \quad (\text{A.2})$$

Como a maior parte da carga é produzida muito próximo ao fio, o valor de λ é muito pequeno e a contribuição dos elétrons ao impulso é praticamente desprezível. Em sendo assim, o sinal é produzido praticamente pelos íons positivos que se movem lentamente ao catodo. Como o campo elétrico intenso é limitado a uma região muito próxima ao fio, a maior parte do sinal é devida ao movimento dos íons positivos em uma região muito próxima ao fio com velocidade de deriva relativamente elevada, resultando em uma parte significativa do sinal dentro de 10^{-7} segundos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SEVEGNANI, F.X. **Técnicas de construção e princípios de funcionamento de contadores Geiger-Muller de catodo externo (tipo Maze)**. 1989. Tese (Doutorado) – Pontificia Universidade Católica de São Paulo. São Paulo.
- [2] BUENO, C.C.; SANTOS, M.D.S. A proportional counter with an external cathode. In: INTERNATIONAL NUCLEAR PHYSICS CONFERENCE, Aug. 20-26, 1989, São Paulo, SP. **Proceedings of the 1989 International Nuclear Physics Conference**, v.1, p. 266, São Paulo: IUPAP, 1989.
- [3] SEVEGNANI, F.X.; Técnicas de construção e princípios de funcionamento de contadores Geiger-Muller de catodo externo. **Rev. Fis. Apl. e Instrum.**, v. 11, n. 3, p. 105-113, 1996.
- [4] BUENO, C.C.; GONÇALVES, J. A. C.; FRAGA, M. M. F.; KHOURY, H. J.; SANTOS, M. D. S. Use of resistive detectors in environmental measurements. In: REGIONAL CONGRESS ON RADIATION PROTECTION AND SAFETY, 5th, REGIONAL IRPA CONGRESS, Apr. 29-May 4, 2001, Recife, PE. **Proceedings of Regional Congress on Radiation Protection and Safety, 5th**, p. 104. Recife: SBPR, 2001. 1 CD-ROM.
- [5] STELZER, H.; A large area parallel plate avalanche counter. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.**, v. 133, p. 409-413, 1976.
- [6] FONTE, P. **Realimentação e disrupção em detectores gasosos de faces paralelas**. 1993. Tese (Doutorado) – Universidade de Coimbra. Coimbra.
- [7] PARKHOMCHUCK, V. V.; PESTOV, Yu. N.; PETROVYKH, N. V. A spark counter with large area. **Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.**, v. 93, p. 269- 270, 1971.

- [8] PESTOV, Yu. N. Status and future developments of spark counters with a localized discharge. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 196, p. 45- 47, 1982.
- [9] SANTONICO, R.; CARDARELLI, R. Development of resistive plate counters. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 187, p. 377- 380, 1981.
- [10] BERTINO, M.; CARDARELLI, R.; IORI, M.; MASSA, F.; SANTONICO, R.; BERNARDINI, P.; GOTINI, E.; GRANCAGNOLLO, F.; PALAMARA, O.; PINTO, C.; BRESSI, G.; INTROZZI, G.; LANZA, A.; LIGUORI, G. Performance of resistive plate counters at beam flux up to 140Hz/cm^2 . *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 283, p. 654- 657, 1989. Section A.
- [11] BUENO, C.C.; FRAGA, M.M.; GONÇALVES, J.A.C.; FERREIRA MARQUES, R.; POLICARPO, A.; SANTOS, M.D.S. Rate effects in a proportional counter with a resistive cathode. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 408, p. 496- 502, 1998. Section A.
- [12] FRAGA, M.M.; FERREIRA MARQUES, R.; LIMA, E.P.; POLICARPO, A.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, M.D.S. Influence of resistive electrodes on detector performance. *Scient. Acta Quaderni Del Dottorato*, v. XIII, n. 2, p. 1-9, 1998.
- [13] FRAGA, M.M.; LIMA, E.P.; FERREIRA MARQUES, R.; POLICARPO, A.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C.; SANTOS, M.D.S. Rate effects in radiation detectors with resistive electrodes. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* v 45, n. 3, p.263-268, 1998.
- [14] FONTE, P.; SMIRNITSKI, A.; WILLIAMS, M.C.S. A new high-resolution TOF technology. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 443, p. 201- 204, 2000. Section A.
- [15] FONTE, P.; FERREIRA MARQUES, R.; PINHÃO, J.; CAROLINO, N.; POLICARPO, A. High-resolution RPCs for large TOF systems. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 449, p. 295-301, 2000. Section A.

[16] BLANCO, A.; CHERPEL, V.; FERREIRA MARQUES, R.; FONTE, P.; LOPES, M.I.; PESKOV, V.; POLICARPO, A. Perspectives for positron emission tomography with RPCs. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 88-93, 2003. Section A.

[17] WILLIAMS, M.C.S. A large time of flight array for the ALICE experiment based on the multigap resistive plate chamber. *Nuclear Phys.*, v. 661, p. 707c-711c, 1999. Section A.

[18] DEVISMES, A.; FINCK, Ch.; KRESS, T.; GOBBI, A.; ESCHKE, J.; HERRMANN, N.; HILDENBRAND, K.D.; KOCZON, P.; PETROVICI, M. Search for an optimum time response of spark counters. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 482, p. 179- 191, 2002. Section A.

[19] BOGOMILOV, M.; DEDOVICH, D.; DUMPS, R.; DYDAK, F.; GAPIENKO, V.; SEMAK, A.; SVIRIDOV, Y.; USENKO, E.; WOTSCHACK, J.; ZACTS, V. The HARP RPC time-of- flight system. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 152- 158, 2003. Section A.

[20] BONNER, B.; CHEN, H.; EPPLEY, G.; GEURTS, F.; LAMAS-VALVERDE, J.; LI, Ch.; LLOPE, W.J.; NUSSBAUM, T.; PLATNER, E.; ROBERTS, J. A single time-of-flight tray based on multigap resistive plate chambers for the STAR experiment at RHIC. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 181- 184, 2003. Section A.

[21] VIERNEL, G.M. The L3 forward muon detector. . *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 367, p. 115- 119, 1995. Section A.

[22] MARLOW, D.R. Status of the KEKB accelerator and the BELLE detector. *Nuclear Phys.*, v. 55A, p. 294-301, 1997. Section B.

[23] RIMOLDI, A. The ATLAS muon trigger chamber system. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 409, p. 669- 674, 1998. Section A.

[24] ABBRESCHIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; ALTIERI, S.; BRUNO, G.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VIOLA, L.; VITULO, P. A performance of resistive plate chambers for the muon detection at CMS. *Nuclear Phys.*, v. 78, p. 90-95, 1999. Section B.

[25] FOUZ, M.C. The CMS muon system. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 446, p. 366-372, 2000. Section A.

[26] ZALLO, A. The BaBar RPC system. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 117- 120, 2000. Section A.

[27] SANTOVETTI, E. The LHCb muon detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 462, p. 297- 300, 2001. Section A.

[28] PERRINO, R.; GRANCAGNOLO, F.; FIORE, G.; GERARDI, R.; MICCOLI, A. The facility for ATLAS resistive plate chambers assembly. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 116- 119, 2003. Section A.

[29] WANG, J.C. RPC performance at KLM BELLE. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 133- 136, 2003. Section A.

[30] FONTE, P. Applications and new developments in resistive plate chambers. . *IEEE Trans. On Nuclear Scienc.*, v 49, n. 4, p. 881-887, 2002.

[31] ANELLI, M.; BENCIVENNI, G.; FELICI, G.; MAGRO, L. Glass electrode spark counters. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 300, p. 572- 574, 1991. Section A.

[32] CROTTY, J.; LAMAS VALVERDE, J.; LAURENTI, G.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. Investigation of resistive parallel plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 329, p. 133- 139, 1993. Section A.

[33] BENCIVENNI, G.; BENFATTO, M.; FELICI, G.; GUSTAVINO, C.; LOCARDI, B. A glass spark counter for high rate environments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 332, p. 368- 372, 1993. Section A.

[34] BENCZE, Gy.L.; BÉNICHOU, J.L.; DELLA NEGRA, M.; EGGERT, K.; HERVÉ, A.; PEACH, D.; RADERMACHER, E.; SEEZ, C.; WAURIK, G.; WROCHNA, G.; BACCI, C.; CERADINI, F.; CIAPETTI, G.; LACAVALA, F.; MARGITTI, G.; NISATI, A.; PETROLO, E.; PONTECORVO, L.; TUSI, A.; VENEZIANO, S.; ZANELLO, L.; CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; SANTONICO, R.; ANDLINGER, M.; SZONCSO, F.; WALZEL, G.; WULZ, C.E. Study of resistive plate chambers for muon detection at hadron colliders. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 340, p. 466- 473, 1994. Section A.

[35] FONTE, P.; CAROLINO, N.; IVANIOUCHENKOV, I.; FERREIRA MARQUES, R.; POLICARPO, A. A new medium-resistivity material for resistive plate chambers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v 48, n. 4, p.1070-1074, 2001.

[36] FONTE, P.; PESKOV, V.; High resolution TOF with RPCs. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 477, p. 17-22, 2002. Section A.

[37] ABRESCCIA, M.; CARDARELLI, R.; IASELLI, G.; NATALI, S.; NUZZO, S.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; SANTONICO, R. Resistive plate chambers performance at cosmic rays fluxes. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 359, p. 603- 609, 1995. Section A.

[38] AHN, S.H.; AMIRIKAS, R.; BAHK, S.Y.; GAPIEKO, V.A.; HONG, B.; HONG, S.J.; JUNG, S.Y.; KIM, J.Y.; KIM, Y.J.; KIM, Y.U.; Koo, D.G.; LEE, K.S.; LEE, S.J.; LEE, Y.L.; LIM, I.T.; NAM, S.K.; PAC, M.Y.; PARK, S.K.; RA, Y.S.; RHEE, J.T.; SEO, S.W.; SIM, K.S. Temperature and humidity dependence of bulk resistivity of bakelite for resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 451, p. 582- 587, 2000. Section A.

[39] 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. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 508, p. 44- 49, 2003. Section A.

[40] De VINCENZI, M.; HULL, G.; MARI, S.M.; PELLIZZONI, G. Study of the performance of standard RPC chambers as a function of bakelite temperature. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 508, p. 94- 97, 2003. Section A.

[41] FONTE, P. CAROLINO, N.; COSTA, L.; FERREIRA MARQUES, R.; MENDIRATTA, S.; PESKOV, V.; POLICARPO, A. A spark –protected high-rate detector. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 431, p. 154- 159, 1999. Section A.

[42] CWIOK, M.; DOMINIK, W.; GÓRSKI, M.; KRÓLIKOWSKI, J. The performance of RPCs with bakelite electrodes of various resistivity under high radiation fluxes. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 456, p. 87- 90, 2000. Section A.

[43] ADINOLFI, M.; CARBONI, G.; MESSI, R.; PACCIANI, L.; PAOLUZI, L.; SANTOVETTI, E. Performance of low-resistivity single and dual-gap RPCs for LHCb. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 456, p. 95- 98, 2000. Section A.

[44] YING, J.; YE, Y.L.; BAN, Y.; LIU, H.T.; ZHU, Z.M.; ZHU, Z.Y.; CHEN, T.; MA, J.G.; QIAN, S.J. Beam test results of a resistive plate chamber made of Chinese bakelites. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 459, p. 513- 522, 2001. Section A.

[45] AMBROZIO, M.; CANDELA, A.; De DEO, M.; D'INCECCO, M.; GAMBA, D.; GIULIANO, A.; GUSTAVINO, C.; MORGANTI, S.; REDAELLI, N.; TONAZZO, A.; TRINCHERO, G.C. Performance of glass RPC with industrial silk-screen-printed electrodes. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 508, p. 98- 101, 2003. Section A.

[46] TRINCHERO, G.C.; GIULIANO, A.; PICCHI, P. A study of new techniques for large-scale glass RPC production. ***Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.***, v. 508, p. 102- 105, 2003. Section A.

[47] AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; de ASMUDIS, R.; Di CIACCIO, A.; Di STANTE, L.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; PASTORI, E.; SANTONICO, R. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 478, p. 271- 276, 2002. Section A.

[48] AMBROZIO, M. CANDELA, A.; De DEO, M.; D'INCECCO, M.; GAMBA, D.; GIULIANO, A.; GUSTAVINO, C.; LIDOZZI, M.; MORGANTI, S.; REDAELLI, N.; TONAZZO, A.; TRAPANI, P.; TRINCHERO, G.C. Aging measurements on glass RPCs. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v 50, n. 4, p.820-824, 2003.

[49] CWIOK, M.; DOMINIK, W.; GÓRSKI, M.; KRÓLIKOWSKI, J. Effect of temperature variation and gas composition on the stability of RPC operation. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 38- 43, 2003. Section A.

[50] ARNALDI, R.; BALDIT, A.; BARRET, V.; BASTID, N.; BLANCHARD, G.; CHIAVASSA, E.; CORTESE, E.; CROCHET, Ph.; DELLACASA, G.; De MARCO, N.; DRANCOURT, C.; DUPIEX, P.; ESPAGNON, B.; FERRETTI, A.; FORESTIER, B.; GALLIO, M.; GENOUX-LUBAIN, A.; INSA, C.; JOUVE, F.; LAMOINE, L.; LEFEVRE, F.; MANSO, F.; MEREU, P.; MUSSO, A.; OPPEDISANO, C.; PICCOTTI, A.; POGGIO, F.; ROYER, L.; ROSNET, Ph.; SATURNINI, P.; SCALAS, E.; SCOMPARIN, E.; SIGAUDO, F.; TRAVAGLIA, G.; VERCELLIN, E.; Ageing tests on the low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 106-109, 2003. Section A.

[51] BIZETTI, A.; CARBONI, G.; COLLAZUOL, G.; De CAPUA, S.; DOMENICI, D.; GANIS, G.; MESSI, R.; PASSALEVA, G.; SANTOVETTI, E.; VELTRI, M. Preliminary results of an aging test of RPC chambers for the LHCb muon system. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 166-169, 2003. Section A.

[52] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; ARENA, V.; BONOMI, G.; BRAJ, A.; GIANINI, G.; LIGUORI, G.; RATTI, S.P.; RICCARDI, C.; VIOLA, L.; VITULO, P. Effect of the linseed oil surface treatment on the performance of resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 394, p. 13-20, 1997. Section A.

[53] CROTTY, I.; LAMAS VALVERDE, J.; LAURENTI, G.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. The non-spark mode and high rate operation of resistive parallel plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 337, p. 370-381, 1994. Section A.

[54] ANDERSON, D.F.; KWAN, S.; PESKOV, V. High counting rate resistive-plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 348, p. 324-328, 1994. Section A.

[55] DUERDOTH, I.; CLOWES, S.; FREESTONE, J.; LOEBINGER, F.K.; LOMAS, J.; SNOW, S.; THOMPSON, R. The transition from proportional to streamer mode in a resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 348, p. 303-306, 1994. Section A.

[56] BACCI, C.; BENCZE, C.; CARDARELLI, R.; CERADINI, F.; CIAPETI, G.; DI CIACCIO, A.; LACAVA, F.; NISATI, A.; ORESTANO, D.; PETROLO, E.; PONTECORVO, L.; RADERMACHER, E.; SANTONICO, R.; SEEZ, C.; SZONCSO, F.; VENEZIANO, S.; VERZOCCHI, M.; WALZEL, G.; WRCHNA, G.; WULZ, C.E.; ZANELLO, L. Test of a resistive plate chamber operating with low gas amplification at high intensity beams. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 352, p. 552-556, 1995. Section A.

[57] CERRON ZEBALLOS, CROTTY, I.; HATZIOFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. Pure avalanche mode operation of a 2mm gap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 396, p. 93- 102, 1997. Section A.

[58] GOLOVATYUK, V.; GRANCAGNOLO, F.; PERRINO, R. Laser beam studies of RPC behaviour in avalanche mode. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 29-33, 2003. Section A.

[59] CROTTY, I.; LAMAS VALVERDE, J.; LAURENTI, G.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. Further studies of avalanche mode operation of resistive parallel

plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 346, p. 107-113, 1994. Section A.

[60] CROTTY, I.; CERRON ZEBALLOS, E.; LAMAS VALVERDE, J.; HATZIFOTIADOU, D.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. The wide gap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 360, p. 512-520, 1995. Section A.

[61] CERRON ZEBALLOS, E.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.; NEUPANE, S.; SINGH, S.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. High rate resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 367, p. 388-393, 1995. Section A.

[62] CERRON ZEBALLOS, E.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.; NEUPANE, S.; PESKOV, V.; SINGH, S.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. A comparison of the wide gap and narrow gap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 373, p. 35-42, 1996. Section A.

[63] CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; Di CIACCIO, A.; SANTONICO, R. Streamer suppression with SF₆ in RPCs operated in avalanche mode. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 414, p. 317-324, 1998. Section A.

[64] AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; Di CIACCIO, A.; Di STANTE, L.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; PASTORI, E.; SANTONICO, R. SF₆ quenched gas mixtures for streamer mode operation of RPCs at very low voltages. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 493, p. 137-145, 2002. Section A.

[65] CARDARELLI, R.; Di CIACCIO, A.; SANTONICO, R. Performance of a resistive plate chamber operating with pure CF₃Br. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 333, p. 399-403, 1993. Section A.

[66] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VITULO, P. Properties of C₂H₂F₄-based gas mixture for avalanche mode operation

of resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 398, p. 173-179, 1997. Section A.

[67] ABBRESCIA, M.; BISCEGLIE, E.; IASELLI, G.; NATALI, S.; PUGLIESE, G.; ROMANO, F. An environmental safe gas mixture for resistive plate chambers operated at low pressure. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 417, p. 16-23, 1998. Section A.

[68] KORESHEV, V.; AMMOSOV, V.; IVANILOV, A.; SVIRIDOV, Yu.; ZAETS, V.; SEMAK, A. Operation of narrow gap RPC with tetrafluorethane-based mixtures. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 46-49, 2000. Section A.

[69] SAKAI, H.; SAKAUE, H.; TERAMOTO, Y.; NAKANO, E.; TAKAHASHI, T. Study of the effect of water vapor on a resistive plate chamber with glass electrodes. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 484, p. 153-161, 2002. Section A.

[70] KUBO, T.; SAKAUE, H.; TERAMOTO, Y.; NAKANO, E.; TAKAHASHI, T. Study of the effect of water vapor on a glass RPC with and without freon. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 50-55, 2003. Section A.

[71] HOSHI, Y.; MIKAMI, Y.; NAGAMINE, T.; WATANABE, K.; YAMAGUCHI, A.; YUSA, Y. Freonless gas mixtures for glass RPC operated in streamer mode. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 56-62, 2003. Section A.

[72] AMBROSIO, M.; BARI, G.; BENCIVENNI, G.; CANDELA, A.; CHIARINI, A.; CHIGNOLI, F.; De DEO, M.; D'INCECCO, M.; GERLI, S.; GIUSTI, P.; GOMEZ, F.; GUSTAVINO, C.; LINDOZZI, M.; MANNOCCHI, G.; MENGHETTI, H.; MORELLO, C.; MURTAS, F.; PAOLUZZI, G.; PILASTRINI, R.; REDAELLI, N.; SANTONI, M.; SARTORELLI, G.; TERRANOVA, F.; TRINCHERO, G. The MONOLITH prototype. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 67-72, 2000. Section A.

[73] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.;

ROMANO, F.; ALTIERI, S.; BARNABA, A.; BELLI, G.; BRUNO, G.; MUSITELLI, G.; NARDO, R.; RATTI, S.P.; RICCARDI, C.; TORRE, P.; VITULO, P. New developments on front-end electronics for the CMS resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 143-149, 2000. Section A.

[74] BLANCO, A.; CAROLINO, N.; FONTE, P.; GOBBI, A. A new front-end electronics chain for timing RPCs. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v. 48, n. 4, p. 1249-1253, 2001.

[75] RIEGLER, W.; BURGARTH, D. Signal propagation, termination, crosstalk and losses in resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 481, p. 130-143, 2002. Section A.

[76] AIELLI, G.; CAMARRI, P.; CARDARELLI, R.; Di CIACCIO, A.; Di STANTE, L.; LIBERTI, B.; PAOLONI, A.; PASTORI, E.; SANTONICO, R. Test of ATLAS RPCs front-end electronics. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 189-193, 2003. Section A.

[77] CARDARELLI, S.; SANTONICO, R.; Di BIAGGIO, A.; LUCCI, A. Progress in resistive plate counters. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 263, p. 20-25, 1988. Section A.

[78] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VITULO, P. Recent results and developments on double-gap RPCs for CMS. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 409, p. 43-45, 1998. Section A.

[79] BLANCO, A.; FERREIRA MARQUES, R.; FINCK, Ch.; FONTE, P.; GOBBI, A.; POLICARPO, A. Single-gap timing RPCS with bidimensional position-sensitive readout for very accurate TOF systems. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 70-74, 2003. Section A.

[80] PONTECORVO, L. Study of the characteristics of single and double gap resistive plate chambers for a muon trigger at LHC. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 344, p. 105-109, 1994. Section A.

[81] MOERS, T.; TUCHSCHERER, H.; BENCZE, G.L.; RADERMACHER, E.; SEEZ, C.; WROCHNA, G.; BACCI, C.; CERADINI, F.; CIAPETTI, G.; LACAVA, F.; MARGUTTI, G.; NISATI, A.; ORESTANO, D.; PETROLO, E.; PONTECORVO, L.; TUSI, A.; VENEZIANO, S.; VERZOCCHI, M.; ZANELLO, L.; CARDARELLI, R.; DI CIACCIO, A.; SANTONICO, R.; SZONCSO, F.; WALZEL, G.; WULZ, C.E. Measurement of the efficiency and time resolution of double-gap resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 345, p. 474-481, 1994. Section A.

[82] CERRON ZEBALLOS, E.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.; WILLIAMS, M.C.S., ZICHICHI, A. Latest results from the multigap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 392, p. 145-149, 1997. Section A.

[83] CERRON ZEBALLOS, E.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.; PLATNER, E.; ROBERTS, J.; WILLIAMS, M.C.S., ZICHICHI, A. Micro-streamers and the micro-gap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 411, p. 51-62, 1998. Section A.

[84] ABBRESCIA, M.; BRUNO, G.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LAMANNA, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESE, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VITULO, P. Beam test results on double-gap resistive plate chambers proposed for CMS experiment. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 414, p. 135-148, 1998. Section A.

[85] CERRON ZEBALLOS, E.; CHOI, J.; HATZIFOTIADOU, D.; KIM, D.W.; LAMAS VALVERDE, J.; LEE, S.C.; PLATNER, E.; ROBERTS, J.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. A very large multigap resistive plate chamber. CERRON ZEBALLOS, E.; CROTTY, I.; HATZIFOTIADOU, D.; LAMAS VALVERDE, J.;

WILLIAMS, M.C.S., ZICHICHI, A. Latest results from the multigap resistive plate chamber. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 434, p. 362-372, 1999. Section A.

[86] AKINDINOV, A.; ANSELMO, F.; BASILE, M.; CERRON ZEBALLOS, E.; CIFARELLI, L.; CINDOLO, F.; CHOI, J.; COZZONI, B.; De CARO, A.; De PASQUALE, S.; KIM, D.W.; KIM, N.Y.; KLEMPT, W.; KLUGE, A.; LAURENTI, G.; LEE, S.C.; GOLOVINE, V.; HATZIFOTIADOU, D.; MARTEMIYANOV, A.; MARTINENGO, P.; PESCI, A.; PLATNER, E.; ROBERTS, J.; SEGANTI, A.; SEMAK, A.; SMIRNITSKI, A.; SPEGEL, M.; SZYMANSKI, P.; VALENTI, G.; VICINANZA, D.; WILLIAMS, M.C.S.; ZICHICHI, A. The multigap resistive plate chamber as a time-of-flight detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 16-22, 2000. Section A.

[87] AHN, S.H.; AMIRIKAS, R.; BAHK, S.Y.; BAIK, K.M.; GAPIENKO, V.A.; HONG, B.; Hong, S.J.; KIM, Y.J.; KIM, Y.U.; KOO, D.G.; LEE, K.S.; LEE, S.J.; LIM, I.T.; NAM, S.K.; PAC, M.Y.; PARK, S.; RHHE, J.T.; SEO, S.W.; SIM, K.S. Study of the operational conditions of a double-gap resistive plate chamber for the CMS. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 29-34, 2000. Section A.

[88] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESE, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; ALTIERI, S.; BELLI, G.; BRUNO, G.; GUIDA, R.; MERLO, M.; RATTI, S.P.; RICCARDI, C.; TORRE, P.; VITULO, P. The resistive plate chambers for CMS and their simulation. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 471, p. 55-59, 2001. Section A.

[89] AKINDINOV, A.; FONTE, P.; FORMENTI, F.; GOLOVINE, V.; KLEMPT, W.; KLUGE, A.; MARTEMIYANOV, A.; MARTINENGO, P.; PINHÃO, J.; SMIRNITSKI, A.; SPEGEL, M.; SZYMANNSKI, P.; ZALIPSKA, J. A four-gap glass-RPC time-of-flight array with 90ps time resolution. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, v. 48, n. 5, p. 1658-1663, 2001.

[90] ANGELONE, M.; PILLON, M.; LACAVALA, F.; PONTECORVO, L.; VENEZIANO, S.; ACITELLI, L.; Di CIACCIO, A.; CARDARELLI, R.; SANTONICO, R.; CERADINI, F. Test of a resistive plate chamber under irradiation of photons and neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 355, p. 399-405, 1995. Section A.

[91] ACITELLI, L.; ANGELONE, M.; BACCI, C.; CARDARELLI, R.; CERADINI, F.; CIAPETTI, G.; Di CIACCIO, A.; LACAVALA, F.; NISATI, A.; ORESTANO, D.; PETROLO, E.; PILLON, M.; PONTECORVO, L.; SANTONICO, R.; VENEZIANO, S.; VERZOCCHI, M.; ZANELLO, L. Study of the efficiency and time resolution of an RPC irradiated with photons and neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 360, p. 42-47, 1995. Section A.

[92] AREFIEV, A.; BENCZE, Gy. L.; BIZETTI, A.; CHOUMILOV, E.; CIVININI, C.; DAJKO, G.; D'ALESSANDRO, R.; FENYVESI, A.; FERRANDO, A.; FOUZ, M.C.; IGLESIAS, A.; IVOCHKIN, V.; JOSA, M.I.; MALININ, A.; MESCHINI, M.; MOLNAR, J.; POJIDAEV, V.; SALICIO, J.M.; TANKO, L.; VESZTERGOMBI, G. First results on irradiation of ceramic parallel plate chambers with gamma and neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 373, p. 43-46, 1996. Section A.

[93] Di CIACCIO, A. Resistive plate chambers in ATLAS. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 384, p. 222-224, 1996. Section A.

[94] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VITULO, P. Performance of a resistive plate chamber operated in avalanche mode under ^{137}Cs irradiation. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 392, p. 155-160, 1997. Section A.

[95] ABBRESCIA, M.; ALTIERI, S.; BARATTI, V.; BARNABÀ, O.; BELLI, G.; BRUNO, G.; COLALEO, A.; De VECCHI, C.; GUIDA, R.; IASELLI, G.; IMBRES, E.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; MUSITELLI, G.; NARDÒ, R.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; RATTI, S.; RICCARDI, C.;

ROMANO, F.; TORRE, P.; VICINI, A.; VITULO, P. Experimental results on RPC neutron sensitivity. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 79-82, 2003. Section A.

[96] ALTIERI, S.; BELLI, G.; BRUNO, G.; GIANINI, G.; MERLO, M.; RATTI, S.; RICCARDI, C.; TORRE, P.; VIOLA, L.; VITULO, P.; ; ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; SALVENINI, A. RPC γ sensitivity simulation. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 99-102, 2000. Section A.

[97] ALTIERI, S.; BELLI, G.; BRUNO, G.; MERLO, M.; RATTI, S.P.; RICCARDI, C.; TORRE, P.; VITULO, P.; ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F. Simulation of resistive plate chamber sensitivity to neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 461, p. 57-59, 2001. Section A.

[98] ALTIERI, S.; BELLI, G.; BRUNO, G.; GUIDA, R.; MERLO, M.; RATTI, S.P.; RICCARDI, C.; TORRE, P.; VITULO, P.; ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F. Results from a complete simulation study of the RPC based muon trigger system for the CMS experiment. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 461, p. 483-485, 2001. Section A.

[99] SANTONICO, R. RPCs: the challenges for the next two years. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 1-5, 2003. Section A.

[100] ABE, K.; HOSHI, Y.; KUMAGAI, K.; NAGAMINE, T.; NEICHI, K.; ONODERA, K.; TAKAHASHI, N.; TAKAHASHI, T.; YAMAGUCHI, A.; YUTA, H. Optical study of the features of the streamer images in RPC. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 508, p. 34-37, 2003. Section A.

[101] SAULI, F. *Principles of operation of multiwire, proportional and drift chambers*, CERN, 1997. (CERN 77-09)

- [102] MEEK, J.M.; CRAGGS, J.D. *Electrical breakdown of gases*. Oxford: Clarendon, 1953.
- [103] TOWNSEND, J. *Electrons in gases*. London: Hutchinson, 1947.
- [104] BRESKIN, A.; CHARPAK, G.; SAULI, F.; ATKINSON, M.; SCHULTZ, G. Recent observations and measurements with high-accuracy drift chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 124, p. 189-214, 1975.
- [105] MATHIESON, E.; EL HAKEEM, N. Calculation of electron transport coefficients in counting gas mixtures. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 159, p. 489-496, 1979.
- [106] SCHULTZ, G.; GRESSER, J. A study of transport coefficients of electrons in some gases used in proportional and drift chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 151, p. 413-431, 1978.
- [107] PALLADINO, V.; SADOULET, B. Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 128, p. 323-335, 1975.
- [108] KORFF, S.A. *Electrons and nuclear counters*. New York, N.Y.: Van Nostrand, 1946.
- [109] RICE-EVANS, P. *Spark, streamer, proportional and drift chambers*. Londres: The Richelieu, 1974.
- [110] RAETHER, H. *Electron Avalanches and breakdown in gases*. Londres: Butterworths, 1964.
- [111] DUTTON, J. Disruption tension in gases. In: NATO-ASI CONFERENCE ON ELECTRICAL BREAKDOWN AND DISCHARGES IN GASES, Aug. 6-9, 1981. Lès Arcs. *Proceedings of NATO-ISI Conference on Electrical breakdown and discharges in gases*. New York: PLENUM, 1981. p. 597-601.

[112] FRAGA, M.M.F.R. *Emissões luminosas e desenvolvimento de avalanches em detectores gasosos*. 1993. Tese (Doutorado) – Universidade de Coimbra, Coimbra.

[113] KUBOTA, S. Non-metastable Penning effect in the alpha particle ionization of inert gas mixtures. *J. Phys. Soc. Japan*, v. 29, p. 1017-1029, 1970.

[114] MATHIESON, E.; CHARLES, M.W. Attenuation of proportional counters pulses by equal integrating and differentiating time constants. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 72, p. 155-156, 1969.

[115] HARROP, P.J. *Dielectrics*, London, Butterworth, 1972.

[116] MASHIMO, S.; SHIOYA, Y.; NOZAKI, R.; YAGIHARA, S. Real-time dielectric relaxation in glassy polyvinylacetate. *Phys. Rev.*, v. 37, n. 14, p. 8471-8474, 1988. Section B.

[117] NGAI, K.L.; MUNDY, J.N.; JAIN, H. Correlation between the activation enthalpy and Kohlrausch exponent for ionic conductivity in alkali aluminogermanate glasses. *Phys. Rev.*, v. 39, n. 9, p. 6169-6179, 1989. Section B.

[118] MENDIRATTA, S.K.; COSTA, L.C. Dielectric relaxation in glasses containing different relaxing species. *J. Non-Cryst. Solids*, v.131-133, p. 990-993, 1991.

[119] ACHESON COLLOIDS COMPANY. *Product Data Sheet Electrodag 114*. Michigan, USA, 1997.

[120] PEIXOTO, T. P.; PASCHOLATI, P. R.; VANIN, V. R.; BUENO, C.C.; GONÇALVES, J.A.C. Data acquisition system for resistive cathode detectors. In: VI NATIONAL MEETING ON NUCLEAR APPLICATIONS, 2002, Rio de Janeiro, RJ. *Proceedings VI National Meeting on Nuclear Applications*, Rio de Janeiro: ABEN, 2002. 1 CD-ROM.

- [121] PEIXOTO, T. P. *Programa de aquisição GONK: guia do usuário*. Laboratório do Acelerador Linear, IFUSP, 2003.
- [122] FREE SOFTWARE FOUNDATION, GNU General Public License. Disponível em: <http://least.sourceforge.net>, 2003.
- [123] SEMAK, A.; AMMOISOV, V.; GAPIENKO, V.; IVANILOV, A.; KORESHEV, V.; KULEMZIN, A.; SVIRIDOV, Yu.; ZAETS, V.; GUSHIN, E.; SOMOV, S. Properties of discharge in the narrow gap glass RPC. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 456, p. 50-54, 2000. Section A.
- [124] RIEGLER, W.; LIPPMAN, C. The physics of resistive plate chambers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, v. 518, p. 86-90, 2004. Section A.
- [125] ABBRESCIA, M.; COLALEO, A.; IASELLI, G.; LODDO, F.; MAGGI, M.; MARANGUELLI, B.; NATALI, S.; NUZZO, S.; PUGLIESI, G.; RANIERI, A.; ROMANO, F.; ALTIERI, S.; BRUNO, G.; GIANINI, G.; RATTI, S.P.; VIOLA, L.; VITULO, P. Progress in the simulation of resistive plate chambers in avalanche. *Nucl. Phys.*, v. 78, p. 459-464, 1999. Section B.
- [126] LEITE, M. S. F.C. P. Radioluminescence of rare gases. *Portgal. Phys.*, v.11, n. 1-2, p. 53-100, 1980.
- [127] LIMA, E. P. *Descargas autolimitadas em detectors de radiação*. 1987. Tese (Doutorado) – Universidade de Coimbra. Coimbra.
- [128] BERGER, M. J., COURSEY, J. S. and ZUCKER, M. A. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions* (version 1.22). disponível em: <http://physics.nist.gov/Star> [08/2003], National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2003.
- [129] WILKINSON, D. H. *Ionization chambers and counters*. Cambridge University, 1950.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100