



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Centro de Tecnologia e Ciências

Faculdade de Engenharia

Maybi Fálker Sampaio

**DESENVOLVIMENTO E FABRICAÇÃO DE UM
PROTÓTIPO DE UM DISPOSITIVO MULTIPLICADOR DE
ELÉTRONS À GÁS MICROMEGAS COM SUBSTRATO DE
SILÍCIO E ISOLANTE SU-8**

Rio de Janeiro

2020

Maybi Fálker Sampaio

**DESENVOLVIMENTO E FABRICAÇÃO DE UM PROTÓTIPO DE UM
DISPOSITIVO MULTIPLICADOR DE ELÉTRONS À GÁS
MICROMEGAS COM SUBSTRATO DE SILÍCIO E ISOLANTE SU-8**



Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Ciências, ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração: Mecânica dos Sólidos.

Orientador: Prof. José Brant de Campos, DSc

Coorientador: Prof. DSc Herman Pessoa Lima Junior

Rio de Janeiro

2020

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ / REDE SIRIUS / BIBLIOTECA CTC/B

S192 Sampaio, Maybi Fálker.
Desenvolvimento e fabricação de um protótipo de um dispositivo multiplicador de elétrons à gás micromegas com substrato de silício e isolante SU-8 / Maybi Fálker Sampaio. – 2020.
140f.

Orientadores: José Brant de Campos, Herman Pessoa Lima Junior.
Tese (Doutorado) – Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Faculdade de Engenharia.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Elétrons - Teses. 3. Radiação - Teses. 4. Materiais isolantes - Teses. 5. Detectores - Teses. I. Campos, José Brant de. II. Lima Junior, Herman Pessoa. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Faculdade de Engenharia. IV. Título.

CDU 544.173

Bibliotecária: Júlia Vieira – CRB7/6022

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta tese, desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Maybi Fálker Sampaio

**DESENVOLVIMENTO E FABRICAÇÃO DE UM PROTÓTIPO DE UM
DISPOSITIVO MULTIPLICADOR DE ELÉTRONS À GÁS
MICROMEGAS COM SUBSTRATO DE SILÍCIO E ISOLANTE SU-8**

Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Ciências, ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração: Mecânica dos Sólidos.

Aprovada em 18 de Dezembro de 2020.

Banca Examinadora:

Prof. José Brant de Campos, DSc (Orientador)
PPG-EM UERJ

Prof. DSc Herman Pessoa Lima Junior (Coorientador)
Laboratório de Sistemas de Detecção - CBPF

Prof. Enric Cabruja, PhD
IMB-CNM

Prof. Paulo Renato Barbosa Marinho, PhD
CNEN

Prof. João Paulo Sinnecker, PhD
CBPF

Prof^a. Suzana Bottega Peripolli, PhD
PPG-EM UERJ

Prof. Jorge Luís Machado do Amaral, PhD
FEN-UERJ

Rio de Janeiro

2020

DEDICATÓRIA

Eu dedico esta tese à minha família.

AGRADECIMENTOS

À minha mãe Vera, e minha avó, Elza, pelo apoio incondicional.

À meu orientador José Brant de Campos pela orientação dada durante a realização deste trabalho, amizade, e disponibilidade.

À meu coorientador Herman Pessoa Lima Junior, pela orientação, conhecimentos compartilhados, e captação dos recursos necessários.

À meu coorientador Enric Cabruja, pela orientação, pela atenção e boa vontade ao me receber no CNM.

Ao professor Paulo Renato Barbosa Marinho, pela orientação, disponibilidade, e importantes discussões sobre o presente trabalho.

Ao pesquisador Thorsten Lux pela inestimável ajuda nos programas de simulação.

Ao pesquisador José Antonio Plaza pela ajuda com as simulações no Ansys.

À todo pessoal do CNM, pelo suporte técnico e cooperação, em especial ao diretor Manuel Lozano; à Javier Sánchez pela inestimável ajuda nos procedimentos da sala limpa, e aos amigos David Quirion e Maria Manna.

À UERJ pela oportunidade de desenvolver este trabalho, e pela infraestrutura disponibilizada.

Ao pessoal do NANOFAB, pela ajuda no laboratório e orientação.

Aos professores e funcionários do PPGEM, pelos conhecimentos compartilhados e boa vontade ao longo destes anos de doutorado.

Ao CBPF, pelos recursos e infraestrutura necessários à realização deste trabalho.

Ao pessoal do Labnano, pela ajuda nos procedimentos na sala limpa.

Aos técnicos do LITMEC, pelo suporte na fabricação da caixa do detector.

Aos amigos do CBPF e da UERJ: Rauni, Sérgio, Vitor, Guilherme, Washington, Gabriela, Juciane, Gil, Lucas, Ricardo, Cilene, Krystal, Roberta.

À minhas amigas do PDSE: Edneide, Maristela, Andréa, Érica, Priscila e Nádia.

À meus amigos, pela amizade dispensada ao longo de todos os anos de convivência. Um agradecimento especial à amiga Aline Ribeiro, por todo suporte e incentivo.

À meu namorado, Nicolás, pelo companheirismo, compreensão e carinho.

À minha família, por toda confiança e suporte.

À FAPERJ, pela bolsa de estudos.

À CAPES, pela bolsa de estudos durante o período do doutorado sanduíche.

”Sinto menos curiosidade pelas pessoas e mais curiosidade pelas ideias.”

Marie Curie

RESUMO

FÁLKER SAMPAIO, Maybi. *Desenvolvimento e fabricação de um protótipo de um dispositivo multiplicador de elétrons à gás Micromegas com substrato de Silício e isolante SU-8*. 2020. 140 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

Esta tese relata de forma detalhada a metodologia para o desenvolvimento e fabricação de um protótipo de um dispositivo multiplicador de elétrons Micromegas, integrado em um anodo de leitura de *pads*, utilizando um *wafers* de Silício de 4" como substrato. O dispositivo foi empregado para a montagem de um detector de radiação à gás. São apresentadas e discutidas as técnicas para a formação das camadas micrométricas do *wafers*, como deposição de filmes finos, fotolitografia, *wet etching*, metalização e revelação. É descrita a melhora no processamento do material isolante SU-8, bem como na geometria dos orifícios da malha de Alumínio do dispositivo. Micrografias obtidas por Microscópio Óptico e Microscópio Eletrônico de Varredura são apresentadas para a análise da estrutura fabricada. Simulações com os *softwares* Ansys, Garfield++ e Magboltz são realizadas, a fim de prever a resposta do detector para diferentes misturas de gases. É relatado o projeto de concepção e montagem da caixa, e também apresentados todos os componentes do sistema de detecção e suas principais características. Por fim, são realizados testes elétricos com o dispositivo, para verificar seu desempenho, em relação ao ganho de elétrons, e espectros de energia da fonte de radiação utilizada. Os resultados indicam ganhos na ordem de 3×10^2 para as fontes radioativas de ^{241}Am e ^{55}Fe , e a detecção de eventos devido à irradiação da fonte de ^{241}Am à 13,9 KeV, sua principal linha de emissão de energia.

Palavras-chave: Micromegas; Microfabricação; SU-8; Detector à gás.

ABSTRACT

FÁLKER SAMPAIO, Maybi. *Development and manufacturing of a Micromegas gas electron multiplier prototype with Silicon substrate and SU-8 insulator*. 2020. 140 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2020.

This thesis reports in detail the manufacturing methodology to produce a gas radiation detector which uses a Micromegas electron multiplier, integrated onto a pad readout anode, using a 4" Silicon wafer as a holder. The techniques used to form the wafer micrometric layers are presented and discussed, such as spin coating, photolithography, wet etching, metallization, and development. It describes the improvement in the processing of the insulating material SU-8, as well as in the geometry of the Aluminium mesh holes. Micrographs obtained by Optical Microscope and SEM are presented to analyze the fabricated structure. Simulations with Ansys, Garfield++, and Magboltz software are carried out, to predict the detector response for different gas mixtures. The box assembly and construction projects are reported, and all the components of the detection system and its main properties are presented. Finally, electrical tests are performed with the device, to verify its performance, related to the gain of electrons and energy spectra of the radiation source. The results indicate gains in the order of 3×10^2 for the ^{241}Am and ^{55}Fe radioactive sources, and the detection of events due to the irradiation of the ^{241}Am at 13.9 KeV, its main line of energy emission.

Keywords: Micromegas; Microfabrication; SU-8; Gas detector.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Força de parada dE/dx como função da perda de energia para diferentes partículas.	22
Figura 2 - Colisões de ionização primária por cm em função do número atômico dos gases.	23
Figura 3 - Perda de radiação versus perda de colisão para elétrons em Cobre. . . .	24
Figura 4 - Coeficiente de absorção em função da energia do fóton incidente.	26
Figura 5 - Velocidade de arrasto para vários íons no seu próprio gás em função do campo.	30
Figura 6 - Velocidades de arrasto para elétrons em várias misturas gasosas à 1 atm em função do campo elétrico.	32
Figura 7 - Princípio de funcionamento de um detector à gás (a) e esquema da multiplicação de elétrons devido ao forte campo elétrico no interior dos furos de um detector GEM (b).	33
Figura 8 - Número de íons coletados versus tensão aplicada.	34
Figura 9 - Seções de choque de foto-absorção para diferentes misturas gasosas com Argônio.	37
Figura 10 - Esquemático da construção do Micromegas, com espaçadores isolantes no <i>gap</i> de multiplicação.	40
Figura 11 - Campo elétrico (a) e sinal rápido (b) detectado nos anodos do primeiro dispositivo Micromegas fabricado.	40
Figura 12 - Esquema (a) e Micrografia MEV (b) de um dispositivo Micromegas padrão.	41
Figura 13 - Comparação do comportamento das linhas de campo entre as geometrias GEM (a) e Micromegas (b).	42
Figura 14 - Imagem MEV de um dispositivo do tipo Microbulk Micromegas. O diâmetro do furo do isolante é de $46 \mu m$, enquanto os furos de metal têm $30 \mu m$ de diâmetro.	42
Figura 15 - Um dos detectores Micromegas no experimento COMPASS com uma área ativa de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ cercado por eletrônicos de leitura.	43
Figura 16 - Ganhos em função do campo de amplificação em $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (95/5) à 1 atm para Microbulks com <i>gaps</i> de $25 \mu m$ e $50 \mu m$	45
Figura 17 - Ganhos de dispositivos Micromegas para diferentes gases (a) e Microbulk para uma mistura à base de Ar em várias concentrações de C_2H_6 (b).	46
Figura 18 - Definição de resolução em energia a partir de dois picos adjacentes em um espectro.	47

Figura 19 - Resolução de energia com uma fonte de ^{55}Fe (a); Resolução de energia obtida para 26 detectores Microbulk à 5,9 keV (b).	48
Figura 20 - Espectros de energia para fótons das fontes de ^{55}Fe e ^{241}Am em uma mistura gasosa Ar/CH_4 (90/10).	48
Figura 21 - Diagrama de bloco das principais etapas para microfabricação do dispositivo.	50
Figura 22 - Formação de padrão para resistes negativos e positivos.	51
Figura 23 - Espessuras de filme de SU-8 para diferentes velocidades de deposição.	52
Figura 24 - Micrografias MEV da espessura (a) e detalhe (b) do filme de Alumínio formado por <i>Sputtering</i>	56
Figura 25 - Taxa de gravação do Alumínio para gravadores com base em misturas de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HNO}_3$ em função da temperatura.	57
Figura 26 - Imagem MEV evidenciando artefatos de 10 μm de espessura; deposição com SU-8 2000 (50 μm).	58
Figura 27 - Imagens MEV e MO de grades de metal com orifícios obstruídos devido a uma camada de SU-8 reticulado.	59
Figura 28 - Medidas de dureza para amostras de filme de SU-8, Kapton e Mylar submetidas à radiação de nêutrons (10 MeV).	60
Figura 29 - Esquema das camadas do protótipo do dispositivo Micromegas desenvolvido no IMB-CNM.	62
Figura 30 - Retirada de umidade do <i>wafers</i> na estufa.	63
Figura 31 - Deposição em um equipamento <i>spinner</i> (a) e revelação do SU-8 (b).	64
Figura 32 - Aspecto do <i>wafers</i> de Silício após a etapa de evaporação de Alumínio.	64
Figura 33 - Deposição do resiste positivo sobre a camada de SU-8.	65
Figura 34 - Fotoalinhadora MicroTec (a), alinhamento com lentes de microscópio (b), e exposição com luz Ultravioleta (c).	66
Figura 35 - Banho químico realizado na etapa de <i>Wet Etching</i>	67
Figura 36 - Fluxograma das etapas de processamento do Micromegas.	68
Figura 37 - Primeiro <i>wafers</i> produzido. Delaminação da camada de SU-8 (a). Imagem MEV de topo mostrando alguns orifícios sem o anel de metal (b).	70
Figura 38 - Imagem de MO mostrando resíduos de SU-8 na superfície do <i>wafers</i> 2 observados após a revelação final; aumento de 10x.	71
Figura 39 - Micrografia MEV de topo mostrando o aspecto final do <i>wafers</i> 3 sem orifícios bloqueados; aumento de 404x.	71
Figura 40 - Micrografias de topo obtidas por MO comparando as geometrias dos furos para os quatro protótipos, aumentos de 10x.	72
Figura 41 - Comparação entre a aparência final dos <i>wafers</i> . (a) <i>Wafer</i> 1; superfície mais lisa no topo. (b) <i>Wafer</i> 3; ondulações observadas na camada de topo.	73

Figura 42 - Esquema de uma célula elementar do Micromegas para os cálculos de simulação.	77
Figura 43 - Distribuição do vetor campo elétrico plotado pelo <i>software</i> Ansys. . .	77
Figura 44 - Simulação 2D do campo elétrico no dispositivo Micromegas utilizando o <i>software</i> Garfield++.	78
Figura 45 - Simulações das avalanches eletrônicas em 3D do dispositivo Micromegas para diferentes gases, à uma tensão na malha de -460 V.	79
Figura 46 - Ganho efetivo simulado no Garfield++ para diferentes misturas gasosas à 1 atm e temperatura ambiente.	80
Figura 47 - Eficiência de detecção para os dois gases estudados (Ar/iC_4H_{10} (98/2)) e (Ar/C_2H_6 (75/25)) à uma tensão de -500 V aplicada no eletrodo da malha do Micromegas.	81
Figura 48 - Eficiência de detecção para os dois gases estudados (Ar/iC_4H_{10} (98/2)) e (Ar/C_2H_6 (75/25)) à uma tensão de -400 V aplicada no eletrodo da malha do Micromegas.	82
Figura 49 - Transparência elétrica em gás de preenchimento Ar/iC_4H_{10} (98/2) à uma tensão de -500V aplicada à malha.	83
Figura 50 - Transparência elétrica em gás de preenchimento Ar/C_2H_6 (75/25) à uma tensão de -500V aplicada à malha.	84
Figura 51 - Fração de Refluxo de Íons em Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25) à uma tensão de -500V aplicada à malha.	85
Figura 52 - Larguras longitudinal (a) e transversal (b) de uma nuvem eletrônica após 1 cm de deslocamento nas misturas Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25) em função do campo elétrico.	87
Figura 53 - Visão espacial da caixa do detector Micromegas.	90
Figura 54 - Suporte da janela em PVC acoplado (a) e distribuição dos conectores na tampa (b).	91
Figura 55 - Base da caixa do detector.	92
Figura 56 - Conjunto máscaras de suporte e <i>wafers</i> , e detalhe da área ativa.	93
Figura 57 - Placa PCI projetada para o sistema de leitura do Micromegas.	94
Figura 58 - Conjunto de suporte do <i>wafers</i> e placa PCI com fios soldados.	94
Figura 59 - Esquema do desenho do anodo de leitura X&Y. Os <i>pads</i> de leitura são destacados em vermelho.	95
Figura 60 - Etapas de montagem da caixa do detector.	98
Figura 61 - Detector completo finalizado.	99
Figura 62 - Esquema de montagem do Micromegas com os componentes internos. . .	99
Figura 63 - Montagem com os elementos eletrônicos associados ao detector Micromegas.	100
Figura 64 - Detector montado e alguns de seus componentes eletrônicos.	100

Figura 65 - Esquema geral de um pré-amplificador de carga.	100
Figura 66 - Circuito eletrônico da Desacopladora.	102
Figura 67 - Esquema de polarização e eletrônicos utilizados no detector, com coleta de íons no eletrodo da malha.	104
Figura 68 - Esquema dos instrumentos utilizados para a injeção da mistura gasosa.	106
Figura 69 - Pulsos obtidos pelo osciloscópio utilizando uma fonte de ^{241}Am e polarização de -370 V (a) e -380 V (b); e utilizando uma fonte de ^{55}Fe com polarização de -370 V (c) e -380 V (d).	108
Figura 70 - Amplitudes dos sinais em função da tensão aplicada na malha para as fontes de ^{241}Am (a) e ^{55}Fe (b).	109
Figura 71 - Ganho experimental obtido para o detector Micromegas para a mistura gasosa $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (75/25) utilizando as fontes de ^{241}Am e ^{55}Fe	111
Figura 72 - Curvas de ganho para o detector Micromegas com uma fonte de ^{109}Cd para os gases $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/2) à 1,35 atm, e $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/1) à 1,38 atm, em função do campo de amplificação.	112
Figura 73 - Tela do programa de interface do usuário do MCA em 2048 canais sem a fonte radioativa.	112
Figura 74 - Distribuição dos eventos com a fonte de ^{241}Am em 2048 canais: tela do programa de interface com o usuário do MCA.	113
Figura 75 - Distribuição dos eventos medidos no MCA com a fonte de ^{241}Am em 512 canais.	114
Figura 76 - Distribuição dos eventos medidos no MCA com a fonte de ^{241}Am em 128 canais.	115

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Cronologia dos principais dispositivos de detectores à gás.	17
Tabela 2 - Constantes físicas para vários gases e valores aproximados de perda de energia e produção de pares elétron-íon.	23
Tabela 3 - Propriedades físicas do SU-8 2000.5.	61
Tabela 4 - Propriedades elétricas do SU-8 2000.	61
Tabela 5 - Adesão obtida por análise de cisalhamento do SU-8 2000 em diferentes substratos.	61
Tabela 6 - Tempos de revelação empregados para o SU-8 nos diferentes protótipos.	70
Tabela 7 - Espessuras das camadas de Alumínio da malha formadas por evaporação térmica.	74
Tabela 8 - Principais características do Pré-amplificador de carga ORTEC 142IH.	101
Tabela 9 - Medidas de corrente de fuga em função da tensão aplicada à malha utilizando gás de preenchimento Ar/C_2H_6 (75/25).	106

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADC	<i>Analog to Digital Converter</i>
ASTM	<i>American Society for Testing and Materials</i>
CAST	<i>CERN Axion Solar Telescope</i>
CAT	<i>Compteur à Trous</i>
CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i>
CNM	Centro Nacional de Microeletrônica
CNTP	Condições Normais de Temperatura e Pressão
COMPASS	<i>Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy</i>
FEG	<i>Field Emission Gun</i>
FIB	<i>Focused Ion Beam</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GEM	<i>Gas Electron Multiplier</i>
HB	<i>Hard bake</i>
IMB	Instituto de Microeletrônica de Barcelona
IPA	<i>Isopropyl Alcohol</i>
KABES	<i>Kaon Beam Spectrometer</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
LSD	Laboratório de Sistemas de Detecção
MCA	<i>Multi – Channel Analyzer</i>
MEMS	<i>Microelectromechanical Systems</i>
MEV	Microscópio Eletrônico de Varredura
MO	Microscópio Óptico
MPGD	<i>Micro Pattern Gas Detector</i>
MSGC	<i>Microstrip Gas Counter</i>
MST	<i>Microsystems Technology</i>
MWPC	<i>Multi-wire Proportional Chamber</i>
NANOFAB	Laboratório de Nanofabricação e Caracterização de Nanomateriais
PCI	Placa de Circuito Impresso
PEB	<i>Post exposure bake</i>
RF	<i>Radio Frequencies</i>
RPC	<i>Resistive Plate Chamber</i>
SEM	<i>Scanning Electron Microscope</i>
SHV	<i>Safe High Voltage</i>
TPC	<i>Time Projection Chamber</i>
UV	Ultra Violeta

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	16
1	PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO	20
1.1	Interação de Fótons e Partículas Carregadas com a Matéria	20
1.1.1	<u>Partículas Carregadas e Perda de Energia de Elétrons</u>	20
1.1.2	<u>Fótons</u>	25
1.1.2.1	Efeito Fotoelétrico	26
1.1.2.2	Espalhamento Compton	27
1.1.2.3	Produção de Pares	28
1.2	Arrasto e Difusão de Carga em Gases	28
1.2.1	<u>Difusão e Mobilidade de Íons</u>	28
1.2.2	<u>Arrasto e Difusão de Elétrons</u>	30
1.3	Multiplicação de Elétrons e Princípio de Operação	32
1.4	Misturas Gasosas	36
2	DETECTORES DO TIPO MICROMEGAS	39
2.1	Geometria	39
2.2	Ganho e Resolução em Energia em Detectores Micromegas	44
2.3	Descargas em Detectores Micromegas	47
3	MICROFABRICAÇÃO	49
3.1	Limpeza	49
3.2	Processo Fotolitográfico e Fotorresiste	49
3.3	Deposição por Velocidade de Giro - <i>Spin Coating</i>	50
3.4	Cozimento Suave - <i>Soft Bake</i>	52
3.5	Exposição	52
3.6	Cozimento Pós Exposição	53
3.7	Revelação do Fotorresiste	53
3.8	Metalização por Evaporação	54
3.9	Metalização por Sputtering	55
3.10	Corrosão Química por Via Úmida - <i>Wet Etching</i>	56
3.11	Resiste Isolante SU-8	58
3.12	Processamento das Camadas Micrométricas no IMB-CNM	62
3.13	Caracterização por Microscopia Óptica (MO) e Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)	69
4	SIMULAÇÃO	75
4.1	Ganho Efetivo	78
4.2	Eficiência	81
4.3	Transparência Elétrica da Malha	82

4.4	Fração de Refluxo de Íons	84
4.5	Difusão Transversal e Longitudinal	85
5	DESENVOLVIMENTO E MONTAGEM DO DETECTOR MICROMEGAS	89
5.1	Partes Mecânicas	89
5.1.1	<u>Tampa</u>	89
5.1.2	<u>Base</u>	91
5.1.3	<u>Suporte do Wafer</u>	91
5.1.4	<u>Espaçadores e Estojo</u>	92
5.1.5	<u>Janela e Suporte da Janela</u>	92
5.2	Sistema de Leitura da Carga	93
5.3	Catodo	96
5.4	Montagem	96
5.5	Amplificação e Sistema de Aquisição	97
5.5.1	<u>Pré-amplificador</u>	97
5.5.2	<u>Amplificador</u>	101
5.5.3	<u>Desacopladora</u>	102
5.5.4	<u>Analizador Multicanal</u>	103
5.6	Polarização	103
6	TESTES DE DESEMPENHO DO DETECTOR	105
6.1	Teste da Corrente de Fuga	105
6.2	Estabilidade do Detector e Limite de Sparks	107
6.3	Sinais Observados	107
6.4	Ganho	108
6.5	Espectros de Energia	110
	CONCLUSÃO	116
	TRABALHOS FUTUROS	118
	REFERÊNCIAS	120
	APÊNDICE A – Discussão - Fator Penning	126
	APÊNDICE B – Velocidades de Arrasto, Coeficientes de Difusão e de Townsend em misturas Ar/CO_2 e Ar/iC_4H_{10}	128
	APÊNDICE C – Desenhos Técnicos do Detector	133
	APÊNDICE D – Curva de Sensibilidade do Pré-Amplificador Ortec 142IH	139
	ANEXO A – Espectro de energia do ^{241}Am	140

INTRODUÇÃO

Detectores são ferramentas de grande importância na área de física de partículas. Este ramo da física pode ser definido como o estudo e desenvolvimento de basicamente três dispositivos principais: aceleradores, responsáveis pela produção de partículas que não existem mais na natureza; detectores, que fazem a detecção dos eventos de colisões; e eletrônicos associados para a leitura dos sinais. A descoberta de novas partículas e o aumento da energia de aceleração destas tem impulsionado nos últimos anos o aprimoramento do desempenho dos detectores, seja em relação à sua geometria e/ou ao processo de detecção. A evolução destes dispositivos aconteceu, sobretudo a partir dos anos 1960, até o nível de se tornarem instrumentos competitivos para a aquisição de imagens de partículas ionizantes, como os fótons de raios-X, e em outras aplicações não apenas científicas (LEO, 1994; GUEDES, 2003).

Estas aplicações incluem desde o campo da medicina aos experimentos espaciais, física de altas energias e arqueologia. Na medicina e, em particular, na medicina nuclear, os dispositivos de imagem são geralmente utilizados onde o tamanho e a função dos órgãos internos podem ser determinados, por exemplo registrando raios γ de traçadores radioativos introduzidos no corpo. Em instrumentação científica, detectores de radiação podem ser utilizados em difração de raios-X, espectroscopia de absorção e espalhamento à baixos ângulos. Em Geofísica, é possível pesquisar minerais por meio de radioatividade γ natural e induzida. Em experimentos espaciais, frequentemente se preocupa em medir partículas solares e galácticas e raios γ , o que é de grande importância para as missões espaciais tripuladas. No campo da Física nuclear, os métodos de espectroscopia de raios α , β e γ com detectores de semicondutores e contadores de cintilação são dominantes. Já a Física de altas energias e detecção de raios cósmicos são os principais campos de aplicação de detectores de partículas. (GRUPEN; SHWARTZ, 2008).

Os detectores podem ser classificados de diferentes formas (semicondutores, cintiladores, detectores a gás) de acordo com o meio de detecção e com o processo de coleta dos produtos da interação das partículas. Destes, destacam-se os detectores a gás, principalmente devido à maior mobilidade de elétrons e íons e facilidade de coleta de ionização a partir da radiação, em relação à meios sólidos e líquidos, e também devido ao fato que muitos fenômenos de ionização surgem em gases. Os três dispositivos de gases originais, isto é, a câmara de ionização, o contador proporcional e o contador Geiger-Muller, são bons exemplos de detectores onde ocorre o fenômeno da ionização do gás nessa classe de instrumentos (LEO, 1994).

O primeiro destes dispositivos, o contador proporcional monofilar, surgiu em 1908 desenvolvido por E. Rutherford e H. Geiger. Vinte anos depois Geiger-Muller lançaram o contador de alto ganho. Estes são considerados os primeiros detectores a gás, e fo-

Tabela 1 - Cronologia dos principais dispositivos de detectores à gás.

Ano	Detector
1908	Contador Proporcional (E. Rutherford e H. Geiger)
1928	Contador Geiger-Mueller
1968	<i>MWPC</i> - Câmara Proporcional Multifilar (G. Charpark)
1976	<i>TPC</i> - Câmara de Projeção de Tempo (D. Nygeen)
1981	<i>RPC</i> - Câmara de Placa Resistiva
1988	<i>MSGC</i> - Contador à Gás de Microtiras
1995	<i>Microdot</i> (Biagi e Jones)
1995	Micromegas (I. Giomataris)
1997	<i>GEM - Gas Electron Multiplier</i> (F. Sauli)

Fonte: O autor, 2020.

ram durante muitas décadas as únicas ferramentas para o estudo da radiação ionizante. Em 1968 foi introduzido por G. Chapark, o contador proporcional multifilar (*MWPC* – *Multiwire Proportional Counter*), que representou uma grande mudança no desempenho dos detectores, já que apresentaram uma boa resolução espacial e uma capacidade de alta taxa de contagem em relação aos dispositivos que existiam até então. Sua configuração consiste num plano de fios anódicos igualmente espaçados e polarizados com alta tensão, o que atrai os elétrons livres do volume do detector, gerados pela passagem de uma partícula, provocando sua multiplicação num processo de avalanche nas proximidades do fio. Planos de fios (catodos) são posicionados imediatamente acima e abaixo do plano-anodo para capturarem o sinal induzido pelo movimento dos íons gerados na avalanche. Cada plano é conectado a um sistema de leitura do sinal para a codificação da posição. Atualmente este arranjo de fios ainda é usado em muitos detectores, mas as soldas nos fios de diâmetros micrométricos requerem mão de obra altamente especializada (GUEDES, 2003). O MWPC foi seguido por vários outros conceitos de *design*, incluindo o MSGC (*Microstrip Gas Counter*, 1988), a câmara de projeção de tempo (TPC), a câmara de placa resistiva (RPC), os detectores gasosos de micro-padrão (MPGDs), e mais recentemente o Micro-dot, e o CAT (*Compteur à Trous*) (MARINHO, 2006). Um resumo da cronologia de surgimento dos principais detectores à gás é apresentado na Tabela 1.

Apesar da boa evolução ao longo dos anos, em todos esses sistemas de detecção à gás, por apresentarem geometrias parecidas, poderia ocorrer o mesmo problema: uma descarga no gás em qualquer um dos dispositivos se estenderia ao anodo, o que poderia acarretar a queima dos amplificadores de leitura, comprometendo a leitura do sinal detectado. A solução para o problema se deu em 1997, com o surgimento do GEM (*Gas Electron Multiplier*) (SAULI, 1997), que previa a separação entre a região de multiplicação e o anodo. A estrutura do GEM foi inicialmente projetada por Fabio Sauli (CERN) como uma folha fina de isolante Kapton coberta com uma camada metálica de

Cobre de ambos os lados na forma de uma matriz de furos milimétricos. Assim, essa geometria permite que a avalanche eletrônica se mantenha confinada nos canais dos furos de onde os elétrons, devido ao campo gerado pelo potencial aplicado às camadas metálicas, são ejetados para uma região de indução, separada do GEM por distâncias milimétricas. Desta forma, concentrando-se a região de multiplicação dentro dos furos, reduz-se o risco de danos aos pré-amplificadores (GUEDES, 2003). É possível também realizar o empilhamento de várias folhas de GEM, de modo que os processos de pré-amplificação permitem atingir ganhos proporcionais mais altos sem a ocorrência de descargas (GUEDES, 2003).

O uso dos GEMs em detectores de imagens, entretanto, tem sido restrito por algumas dificuldades básicas. Uma delas advém da natureza do substrato isolante de Kapton, cuja espessura muito fina o torna sujeito a deformações plásticas que distorcem as imagens adquiridas. Ademais, para a utilização como sensor de imagens, o método de coleta de carga elétrica em GEMs geralmente exige um grande número de canais de eletrônica para processamento de dados. A integração do dispositivo de detecção com o sistema de leitura tem se mostrado uma boa alternativa para esses problemas, levando a uma performance superior e baixo custo. Esse design tem sido relatado na literatura inspirado no detector Micromegas (*Micro-MEsh Gaseous Structure*), o qual, já havia sido produzido no topo de um microchip de leitura.

O Micromegas foi inventado por Giomataris et al. em 1995 (GIOMATARIS et al., 1996). Ele é composto por uma folha de metal perfurada ou micromalha (inicialmente projetada com ≈ 5 mm de espessura) que é suspensa sobre um plano anódico por meio de pilares isolantes ($50 \mu m$ a $100 \mu m$ de altura). A malha separa a região de arrasto, onde a carga primária é produzida, da região de amplificação. Quando a radiação ionizante atravessa o volume de gás acima da malha, os elétrons são liberados e direcionados para o anodo por um campo elétrico moderado (≈ 1 kV/cm). Um campo elétrico alto (≈ 80 kV/cm) é aplicado entre a malha e o anodo. Cada elétron livre criará uma avalanche de ionização nessa região, produzindo um aumento exponencial no número de elétrons livres, que são coletados no anodo.

Nos últimos anos, porém, esforços têm sido focados na produção da região de amplificação como uma peça única usando método “*bulk*”, desenvolvido a princípio, a partir de um processo simples baseado na tecnologia PCI (Placa de Circuito Impresso), empregado para produzir todo o detector sensível (GIOMATARIS et al., 2006; MARINHO; BARBOSA; GUEDES, 2005). No entanto, nos detectores *bulk* mais recentes, utiliza-se litografia padrão e *etching*, similar ao processo de fabricação do detector GEM inventado no CERN (IGUAZ et al., 2012). Além disso, alguns protótipos de dispositivos Micromegas integrados são desenvolvidos a partir de microchips do tipo TimePix ou Medipix ou dispositivos de leituras pré-fabricados que são posteriormente integrados à sua estrutura (CARBALLO et al., 2008). Nesta pesquisa, no entanto, é detalhada a microfabricação dos pads de anodo de leitura bidimensionais totalmente desenvolvidos sobre o substrato,

seguido das etapas de fabricação da estrutura do Micromegas utilizando a tecnologia *bulk*.

A produção do Microbulk Micromegas conta ainda com outro diferencial em relação ao Micromegas padrão: a utilização do dielétrico SU-8, entre os contatos das camadas condutoras. O emprego do SU-8 visa superar os problemas de deformação plástica já observados com folhas de Kapton, além de ser um poderoso isolante para atuar em altas tensões.

Em fevereiro de 2011 foi aprovada, pelo programa GICSERV/ICTS (Gran Instalación Científica Servicio/Instalaciones Científico-Técnicas Singulares) do governo espanhol, uma solicitação de apoio em colaboração técnico-científica com o Centro Nacional de Microeletrônica da Espanha (CNM/IMB-Barcelona). O projeto previa o desenvolvimento de estruturas do tipo GEM - *Gas Electron Multiplier*, com o apoio do Laboratório Multiusuário de Nanofabricação e Caracterização de Nanomateriais (NANOFAB) do PP-GEM/UERJ, e em colaboração com o Laboratório de Sistemas de Detecção (LSD) do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). Inicialmente, foram produzidos protótipos do GEM-Si, isto é, utilizando uma camada de Silício como material isolante entre os contatos da camada condutora de Alumínio, porém os resultados não foram satisfatórios em relação ao isolamento necessário para a operacionalidade do dispositivo. A partir disso, propôs-se a mudança no projeto utilizando o isolante SU-8 e o sistema de leitura integrado à base do dispositivo. No CNM/IMB é possível a realização de furos microscópicos em substratos semicondutores pela técnica de *wet etching*, além da deposição de metais ou óxidos em superfície. No CBPF-RJ há a possibilidade da realização destas técnicas de microfabricação, e montagem da caixa do detector, bem como realizar a análise por caracterização dos dispositivos no Laboratório Multiusuário de Nanofabricação e Caracterização de Nanomateriais (NANOFAB) do PPGEM/UERJ. Este intercâmbio técnico-científico entre a UERJ, o CBPF e o CNM, tem como objetivo realizar a transferência completa de tecnologia de fabricação para as instituições brasileiras, sendo esta, a principal motivação deste trabalho. Este resultado implica na produção do primeiro protótipo do dispositivo Micromegas integrado no Brasil.

Portanto, esta pesquisa tem como foco principal desenvolver a instrumentação necessária para a produção deste protótipo de dispositivo Micromegas utilizando isolante SU-8 para a obtenção de imagens por raios-x. Para tanto, serão empregadas técnicas de microfabricação como fotolitografia, *wet etching*, *spin coating* e metalização de filmes finos. Também serão utilizados *softwares* de simulação para a verificação de parâmetros importantes à fabricação do detector, como geometria do dispositivo, resposta do detector à misturas de gases, tensões aplicadas, entre outros. O novo dispositivo também será submetido à caracterização via técnicas de microscopia eletrônica para análise microestrutural e por fim, serão realizados testes de eficiência e performance do detector.

1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

Nas seções a seguir serão discutidos os princípios físicos que regem o funcionamento de qualquer dispositivo de detecção MPGD, os quais baseiam-se principalmente na teoria da natureza das interações de partículas carregadas e da radiação com a matéria. Além disso, serão apresentados os princípios de operação dos detectores, e parâmetros necessários para a escolha do gás de preenchimento. Uma revisão das principais técnicas de microfabricação também é apresentada. O tópico se encerra destacando-se uma visão geral da geometria do dispositivo Microbulk Micromegas, sua comparação com o Micromegas padrão, e principais parâmetros de desempenho, além de um levantamento dos últimos avanços relatados na literatura.

1.1 Interação de Fótons e Partículas Carregadas com a Matéria

O tipo de partícula ou radiação (partículas carregadas, nêutrons, radiação eletromagnética, etc.) que entra no detector determina a natureza das interações que predominam durante o processo de detecção. Para o desenvolvimento do dispositivo em questão, no qual utilizou-se uma fonte de radiação de raios-X, faz-se necessário principalmente, o entendimento da emissão de fótons, e da ionização e multiplicação de elétrons, como será apresentado nas seções a seguir.

1.1.1 Partículas Carregadas e Perda de Energia de Elétrons

Em geral, dois fatores principais caracterizam a passagem de partículas carregadas através da matéria: (1) a perda de energia pela partícula e (2) a deflexão da partícula da sua direção incidente. Esses efeitos são primariamente o resultado de dois processos:

1. Colisões inelásticas com os elétrons atômicos do material;
2. Espalhamento elástico dos núcleos.

Essas reações ocorrem muitas vezes por unidade de comprimento do caminho na matéria, e seu resultado cumulativo que conta para os dois efeitos principais observados. Dos dois processos eletromagnéticos, as colisões inelásticas são quase exclusivamente responsáveis pela perda de energia das partículas pesadas na matéria. Nessas colisões a energia é transferida da partícula para o átomo causando uma ionização ou excitação da rede. A quantidade transferida em cada colisão é uma fração muito pequena da energia cinética total da partícula. Essas colisões atômicas são geralmente divididas em dois

grupos: colisões leves, nas quais apenas resultam em excitação, e colisões pesadas nas quais a energia transferida é suficiente para causar ionização (LEO, 1994). Espalhamento elástico a partir dos núcleos também ocorre, embora não com tanta frequência que as colisões eletrônicas. Em geral, pouca energia é transferida por espalhamento, já que as massas dos núcleos da maioria dos materiais são grandes comparadas à partícula incidente. Portanto, pode-se considerar que para partículas carregadas, a maior fração de energia dissipada, ou o freamento na matéria é devido à processos múltiplos inelásticos de excitação e ionização, que provavelmente é uma função da transferência de energia envolvida (LEO, 1994).

Em uma formulação geral, essa perda de energia, ou força de parada (expressão de Bethe-Bloch) é escrita como:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = -\rho \frac{2KZ}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (1)$$

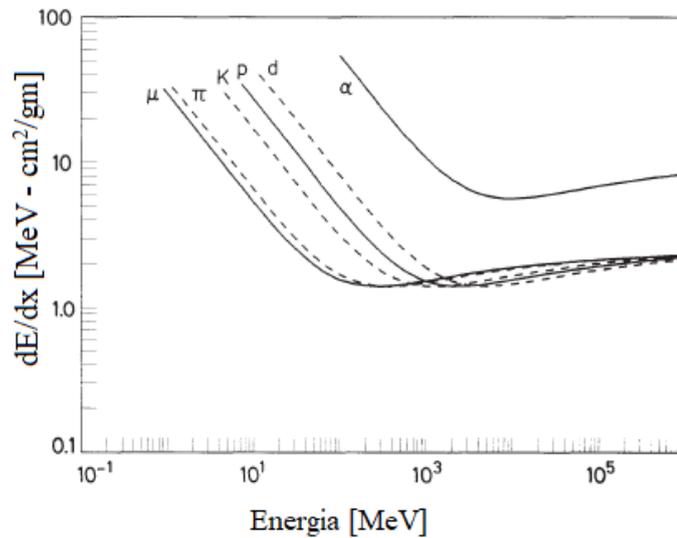
Onde $K = \frac{4\pi Ne^2}{mc^2}$; e e m são a carga e a massa do elétron; x é comprimento do caminho percorrido pela partícula; Z , A e ρ o número atômico do meio, a massa e a densidade, respectivamente; I é o potencial de excitação médio, $mc^2 = 0.511$ MeV e $K = 0.38$ MeVg⁻¹cm².

A expressão mostra que a perda de energia diferencial depende apenas da velocidade da partícula β (β é definida como a razão v/c da partícula incidente) e não da sua massa; o termo adicional C/Z representa a chamada correção de camada interna, que leva em conta uma redução da eficiência de ionização nas camadas eletrônicas mais profundas; e $\frac{\delta}{2}$ é uma correção de efeito de densidade; sua contribuição é pequena para meios não condensados (SAULI, 2014).

Um exemplo da dependência da energia dE/dx é mostrado na Figura 1, que plota a fórmula de Bethe-Bloch em função da energia cinética para diferentes tipos de partículas. À energias não relativísticas, dE/dx é dominada pelo fator $1/\beta^2$ e diminui com o aumento da velocidade até cerca de $v \approx 0,96c$, onde é atingido um mínimo. As partículas neste ponto são conhecidas como mínimo ionizantes. Pode-se observar que o valor mínimo de dE/dx é quase o mesmo para todas as partículas da mesma carga. À medida que a energia aumenta além deste ponto, o termo $1/\beta^2$ torna-se quase constante e dE/dx aumenta de novo devido à dependência logarítmica da equação de Bethe-Bloch. Este aumento relativístico é cancelado, no entanto, pela correção do efeito de densidade. Para as energias abaixo do valor mínimo ionizante, cada partícula exibe uma curva dE/dx que, na maioria dos casos, é distinta dos outros tipos de partículas. Esta característica é muitas vezes explorada como um meio para identificar partículas com tais energias (LEO, 1994).

À energias de partícula muito altas, outros mecanismos de interação eletromagnética podem ocorrer: *bremstrahlung*, emissão de fóton Cherenkov, e radiação de transição.

Figura 1 - Força de parada dE/dx como função da perda de energia para diferentes partículas.



Fonte: LEO,1994.

Exceto para elétrons, para os quais a perda por *bremstrahlung* é considerada mesmo com pouca energia, esses processos contribuem pouco para o gasto energético global de partículas carregadas pesadas (LEO, 1994; SAULI, 2014). A energia cedida para o meio, transferida pelas colisões com os átomos do gás, libera pares de elétrons-íons ao longo da trajetória do projétil. Estas ionizações, devido a interações eletromagnéticas da partícula (ou fóton, que será relatado na seção seguinte) com o meio, são denominadas ionizações primárias. É possível que alguns elétrons resultantes deste processo sejam ejetados com energia de alguns keV suficiente para causar ionizações secundárias (GUEDES, 2003). A Tabela 2 resume parâmetros físicos úteis para estimar a perda de energia, e produtos de ionização de partículas carregadas em gases comumente usados em contadores proporcionais. São fornecidos dados em condições normais de temperatura e pressão (NTP, 20°C e 1 atm). A energia por par elétron-íon W_I e a perda diferencial de energia dE/dx se referem à partículas de unidade de carga mínimo ionizantes. Esses dados são médias razoáveis, e devem ser considerados como aproximações. O mesmo se aplica ao número de pares elétron-íon primário e total por unidade de comprimento, respectivamente N_P e N_T (SAULI, 2014).

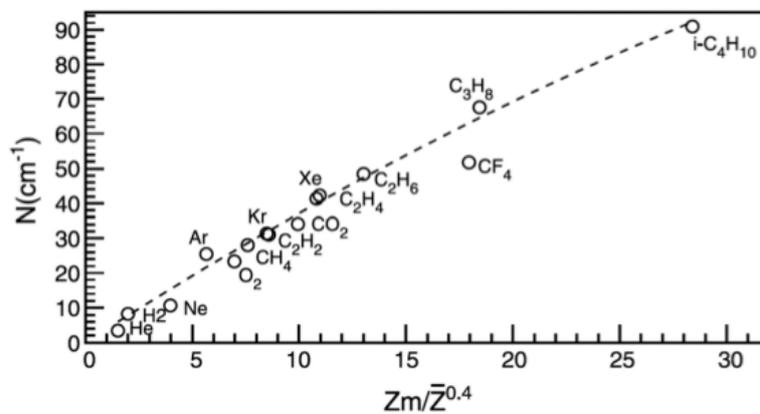
Não é trivial obter o número de ionizações primárias, e normalmente é preciso recorrer à determinados dados experimentais ou programas de simulação para estimar este valor. Para partículas rápidas e carregadas individualmente, a ionização primária específica aumenta quase linearmente com a média do número de partículas do meio, como mostrado na compilação da Figura 2 (SAULI, 2014).

Tabela 2 - Constantes físicas para vários gases e valores aproximados de perda de energia e produção de pares elétron-íon.

Gás	Densidade (mg.cm^{-3})	W_I (eV)	dE/dx (KeV.cm^{-1})	N_P (cm^{-1})	N_T (cm^{-1})
<i>Ne</i>	0,839	30	1,45	13	50
<i>Ar</i>	1,66	25	2,53	25	106
<i>Xe</i>	5,495	22	6,87	41	312
<i>CH</i> ₄	0,667	30	1,61	37	54
<i>C</i> ₂ <i>H</i> ₆	1,26	26	2,92	48	112
<i>iC</i> ₄ <i>H</i> ₁₀	2,49	26	5,67	90	220
<i>CO</i> ₂	1,84	34	3,35	35	100
<i>CF</i> ₄	3,78	54	6,38	63	120

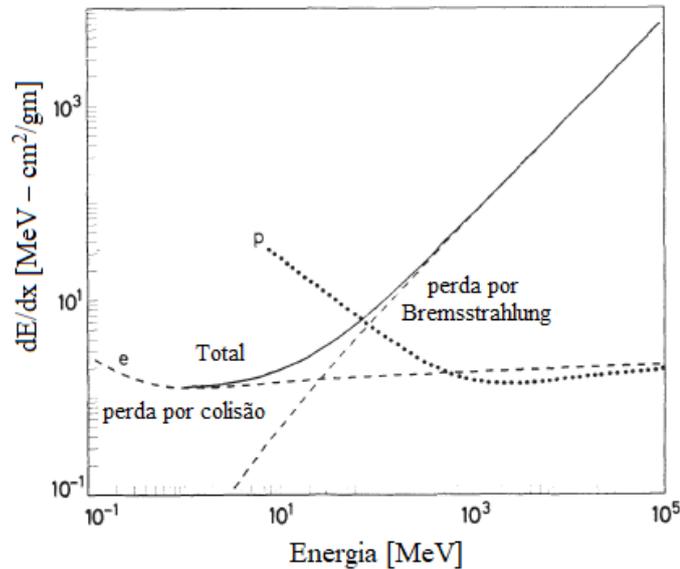
Fonte: SAULI, 2014.

Figura 2 - Colisões de ionização primária por cm em função do número atômico dos gases.



Fonte: SAULI, 2014.

Figura 3 - Perda de radiação versus perda de colisão para elétrons em Cobre.



Fonte: [Adaptado de LEO, 1994.]

Tratando-se especificamente de elétrons, como partículas carregadas, estes sofrem uma perda de energia colisional quando passam pela matéria. No entanto, devido à sua pequena massa, surge um mecanismo de perda de energia adicional: a emissão de radiação eletromagnética decorrente do espalhamento no campo elétrico de um núcleo, ou *bremstrahlung*. Classicamente, isso pode ser entendido como a radiação decorrente da aceleração do elétron (ou positron), pois é desviado do seu curso direto pela atração elétrica do núcleo. À energia de poucos MeV ou menos, esse processo é ainda um fator relativamente pequeno. No entanto, à medida que a energia aumenta, a probabilidade de *bremstrahlung* aumenta rapidamente, de modo que em algumas dezenas de MeV, a perda de energia por radiação é comparável ou maior do que a perda por ionização de colisão. Em energias acima desta energia crítica, a emissão por *bremstrahlung* domina completamente. Uma comparação das perdas por ionização de colisão e por radiação *bremstrahlung*, é mostrada no gráfico da Figura 3. Para comparação, dE/dx para prótons também é mostrado. A perda por ionização varia logaritmicamente com energia e linearmente com Z , a perda por radiação aumenta quase linearmente com E , e quadraticamente com Z . Essa dependência explica o rápido aumento da perda por radiação. Outra diferença é que, ao contrário da perda por ionização que é quase contínua ao longo do caminho do elétron, quase toda a energia de radiação pode ser emitida em um ou dois fótons. (LEO, 1994).

1.1.2 Fótons

O comportamento de fótons na matéria (neste trabalho, emprega-se raios-x), é bastante diferente das partículas carregadas. Em particular a falta de carga elétrica nos fótons torna impossível as muitas colisões inelásticas com elétrons atômicos, tão características de partículas carregadas. Em vez disso, as principais interações de raios-x (e raios γ) na matéria são:

1. Efeito fotoelétrico
2. Espalhamento Compton
3. Produção de pares

Essas reações explicam as duas principais características qualitativas de raios-x e raios γ : (1) raios-x e raios γ são muitas vezes mais penetrantes na matéria que partículas carregadas, (2) um feixe de fótons não é degradado em energia conforme passa por uma espessura de matéria, apenas é atenuado em intensidade. A primeira característica, é devido à seção de choque muito maior dos três processos (efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, produção de pares) em relação à seção de choque da colisão eletrônica inelástica. A segunda característica, no entanto, é devido ao fato que os três processos acima removem o fóton do feixe inteiramente, seja por absorção ou espalhamento. Os fótons que passam diretamente, portanto, são aqueles que não sofreram nenhuma interação. Eles retêm, portanto, a sua energia original. O número total de fótons é então reduzido pelo número daqueles que interagiram. A atenuação sofrida por um feixe de fótons pode ser mostrada de fato, pela exponencial com respeito à espessura, isso é (LEO, 1994):

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (2)$$

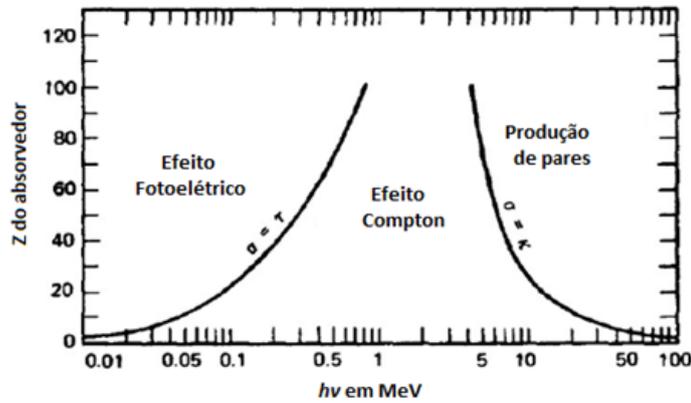
Onde I_0 é a intensidade do feixe incidente, x a espessura do absorvedor e μ o coeficiente de absorção. O coeficiente de absorção é uma quantidade que é característica do material absorvedor e é diretamente relacionada à interação total da seção de choque. Dessa forma, μ também pode ser escrito como (LEO, 1994; MARINHO, 2006):

$$\mu = \frac{N}{A} \sigma = \frac{N}{A} (\sigma_{ef} + \sigma_{ec} + \sigma_{cp}) = \frac{N}{A} \sum \sigma_i \quad (3)$$

Onde N é o número de Avogrado, A é o número de massa das partículas do meio, σ_{ef} , σ_{ec} , σ_{cp} são respectivamente as seções de choque para a absorção do fóton por efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, e criação de pares. Dependendo da energia do fóton incidente, um dos três mecanismos é dominante, como ilustra a Figura 4.

O efeito fotoelétrico é o mecanismo dominante para fótons de energia entre 1 e 100 keV (MARINHO, 2006). Este é o fenômeno mais importante para a detecção de raios-X, e

Figura 4 - Coeficiente de absorção em função da energia do fóton incidente.



Fonte: KNOLL, 1979.

corresponde à faixa de energia em que operam os detectores à gás tratados neste trabalho.

1.1.2.1 Efeito Fotoelétrico

Os fótons (sejam raios-X ou raios γ) são radiações eletromagnéticas e, como tal, se deslocam na velocidade da luz, possuindo tanto massa de repouso quanto carga elétrica nulas. A expressão que mostra a relação entre a energia E_γ , comprimento de onda λ e frequência ν do fóton é dada por (TSOULFANIDIS, 1995):

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (4)$$

Onde h é a constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s ou $4,135 \times 10^{-15}$ eV.s) e c é a velocidade da luz no vácuo (GRUPEN; SHWARTZ, 2008).

O efeito fotoelétrico envolve a absorção de um fóton por um elétron atômico com a subsequente ejeção do elétron do átomo. A energia do elétron que sai é, portanto:

$$E_e = E_\gamma - E_I \quad (5)$$

Onde E_I é a energia de ligação do elétron. Como um elétron livre não pode absorver um fóton e também conservar momento, o efeito fotoelétrico sempre ocorre em elétrons ligados com o núcleo, absorvendo o momento de impulso. Desta forma, os elétrons da camada K contribuem com a maior parte (80%) da seção de choque de absorção por efeito fotoelétrico (σ_{ef}) (MARINHO, 2006). Para elétrons muito próximos da camada K,

pode-se utilizar a expressão aproximada (LEO, 1994):

$$\sigma_{ef} = \frac{6,3 \times 10^{-18}}{Z^2} \left(\frac{\nu_K}{\nu} \right)^{\frac{8}{3}} \quad (6)$$

Onde $h\nu_k = (Z - 0,03)^2 m_e c^2 \alpha^2 / 2$

É interessante notar a dependência da seção de choque com o número atômico Z . Isso varia um pouco dependendo da energia do fóton, no entanto para energias na faixa do MeV, essa dependência de Z vai à quarta ou quinta potência. Portanto, os materiais com Z mais alto são os mais favorecidos por absorção fotoelétrica (LEO, 1994). Após o efeito fotoelétrico, o átomo passa a um estado excitado. Ao retornar ao estado fundamental, ele emite fótons ou elétrons Auger, enquanto o fotoelétron criado poderá produzir novas ionizações (MARINHO, 2006).

1.1.2.2 Espalhamento Compton

O espalhamento Compton é o fenômeno que baseia-se no espalhamento de fótons de elétrons livres. Logicamente, os elétrons estão ligados na matéria, mas apesar disso, se a energia do fóton é alta em relação à energia de ligação, essa energia posteriormente pode ser ignorada, e os elétrons podem ser considerados como essencialmente livres (LEO, 1994). Nesse processo, o fóton incidente é defletido em relação ao ângulo de incidência (KNOLL, 1979). A energia do fóton espalhado é dada através da aplicação das leis de conservação para energia e momento relativísticos. A expressão obtida para $h\nu'$ é:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (7)$$

Onde $\gamma = h\nu/m_e c^2$, e θ é o ângulo do fóton espalhado relativamente à direção de incidência. A seção de choque para o espalhamento Compton σ_{ec} por elétron, é dada pela fórmula de Klein-Nishina (LEO, 1994; KLEIN; NISHINA, 1929; GREINER; REINHARDT, 1994):

$$\sigma_{ec} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 + 2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \quad (8)$$

Onde r_e é o raio clássico do elétron.

1.1.2.3 Produção de Pares

O processo de produção de pares envolve a transformação de um fóton em um par elétron-pósitron. Para conservar o momento, isso pode ocorrer apenas na presença de um terceiro corpo, usualmente um núcleo. Mais ainda, para criar um par, o fóton deve estar à no mínimo uma energia de 1,022 MeV. A seção de choque de interação para a criação de um par $e^- - e^+$ é dada por (LEO, 1994; MARINHO, 2006):

$$\sigma_{cp} = 4Z^2\alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln(2\gamma) - \frac{109}{54} \right] \quad (9)$$

Para $2 \ll \gamma < \frac{137}{z^{1/3}}$

$$\sigma_{cp} = 4Z^2\alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad (10)$$

Para $\gamma \gg \frac{137}{z^{1/3}}$

Onde $\alpha = 1/137$ é a constante de estrutura fina.

1.2 Arrasto e Difusão de Carga em Gases

Para detectores de ionização, a compreensão do movimento dos elétrons e dos íons nos gases é extremamente importante, pois esses fatores influenciam muitas características operacionais do detector. Na maior parte, esse movimento é descrito pela teoria cinética clássica dos gases. Dois fenômenos são de particular importância: difusão e arrasto de elétrons em um campo elétrico (LEO, 1994). O processo de difusão pode ser entendido como o movimento aleatório dos elétrons, e é caracterizado pela energia média ϵ , e o arrasto pode ser descrito como o movimento coletivo dos elétrons quando arrastados sob influência de um campo elétrico, sendo expresso pela velocidade de arrasto (MARINHO, 2006). Porém, antes da abordagem sobre o movimento dos elétrons, é igualmente importante compreender a mobilidade de íons em um volume de gás, com e sem a presença de campos externos, já que, em algumas circunstâncias, o movimento de elétrons segue as mesmas leis que às aplicadas para a mobilidade de íons.

1.2.1 Difusão e Mobilidade de Íons

Na ausência de campos externos e processos de colisões inelásticas, íons e elétrons liberados em um gás se comportam como moléculas neutras, com propriedades descritas

pela teoria cinética clássica de gases. O valor médio da velocidade de uma partícula de massa m , à temperatura absoluta T é:

$$v' = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (11)$$

Onde k , a constante de Boltzman é igual a $1,38 \times 10^{-16}$ erg/°K ou $8,617 \times 10^{-5}$ eV/°K (SAULI, 2014). Uma distribuição localizada de moléculas ou íons difunde simetricamente por múltiplas colisões seguindo uma lei Gaussiana (GUEDES, 2003):

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (12)$$

Onde dN/N é a fração de partículas achadas no elemento dx à uma distância x da origem e depois de um tempo t ; D denota o coeficiente de difusão. O quadrado médio da distribuição, ou desvio padrão é dado pela difusão linear (SAULI, 2014):

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (13)$$

Valores clássicos do coeficiente de difusão D , e a velocidade média v dos átomos e moléculas do Ar e He em seus próprios gases às CNTP são, respectivamente, $v_{Ar} = 4,4 \times 10^4$ cm/s, $D_{Ar} = 0,04$ cm²/s e $v_{He} = 1,4 \times 10^5$ cm/s e $D_{He} = 0,26$ cm²/s. Já quando um campo elétrico é aplicado no volume do gás, um movimento de rede de íons ao longo da direção do campo elétrico é observado. A velocidade média desse movimento lento (não confundir com a velocidade instantânea do íon v) é chamada de velocidade de arrasto w^+ e é linearmente proporcional ao campo elétrico até altos valores de E (Figura 5). É então costumeiro definir uma quantidade μ , a mobilidade de íon como (SAULI, 2014):

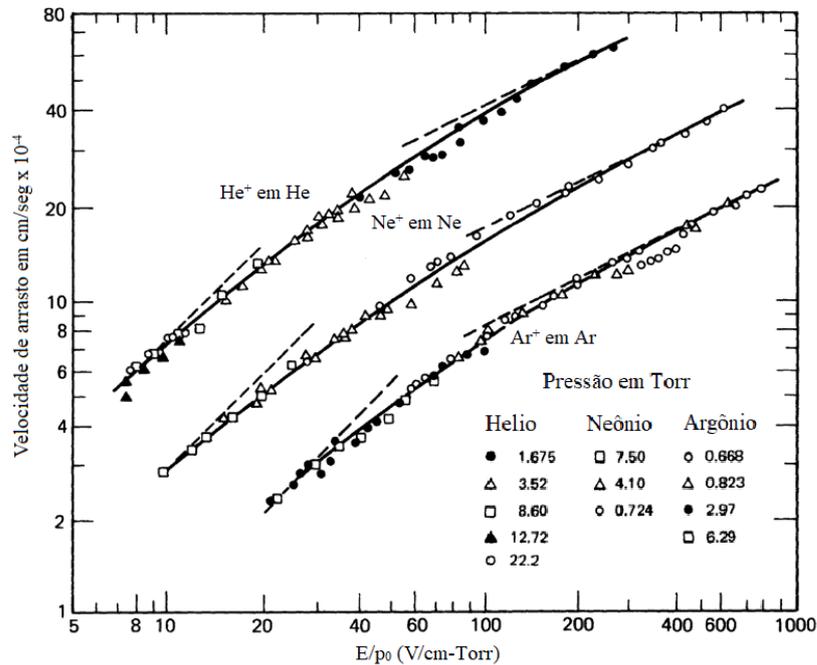
$$\mu = \frac{w^+}{E} \quad (14)$$

Uma constante de mobilidade é a consequência direta do fato que até campos muito altos, a energia média dos íons quase não se modifica, diferentemente do caso dos elétrons. A relação entre a mobilidade e o coeficiente de difusão é definida como (SAULI, 2014):

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (15)$$

Onde D é o coeficiente de difusão e e , a carga do elétron. Íons migrando em um tempo t em um comprimento x difundem com uma distribuição de probabilidades dada pela Equação 12 e com um desvio padrão linear ao longo da direção de arrasto obtida pela

Figura 5 - Velocidade de arrasto para vários íons no seu próprio gás em função do campo.



Fonte: [Adaptado de SAULI, 2014.]

combinação das expressões anteriores (SAULI, 2014):

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} \quad (16)$$

A difusão espacial então não depende do tipo de íon e pressão, mas apenas do campo.

1.2.2 Arrasto e Difusão de Elétrons

Elétrons liberados em um gás por ionização rapidamente atingem equilíbrio térmico com as moléculas circundantes; na ausência de campos externos, sua distribuição de energia segue as mesmas leis para íons. Apesar disso, devido à sua menor massa, a sua velocidade é muitas ordens de magnitude maior, como pode-se deduzir da Equação 11, com um valor médio à temperatura ambiente de cerca de 10^7 cm/s.

Quando um campo elétrico está presente, a nuvem de elétrons se move na direção oposta do vetor do campo; uma teoria simples de mobilidade pode ser formulada na mesma linha da de íons positivos. Foi descoberto recentemente, no entanto, que exceto para campos muito baixos, a mobilidade de elétrons não é constante: devido à sua pequena massa, os elétrons podem aumentar sua energia entre colisões com as moléculas do gás.

Pode-se escrever a velocidade de arrasto de elétrons como (SAULI, 2014):

$$w^- = k \frac{eE}{m} \tau \quad (17)$$

Onde τ é o livre caminho médio entre colisões, e m é a massa da partícula (nesse caso, do elétron). O valor da constante k entre 0,75 e 1 depende das premissas sobre a distribuição de energia dos elétrons. Na prática, os valores de w^- dependem do gás e do campo.

A Figura 6 mostra a velocidade de arrasto de elétrons em função do campo elétrico para algumas misturas gasosas. Os parâmetros de entrada para a simulação no programa Magboltz, uma biblioteca do Garfield++, levaram em conta temperatura de 293K, pressão atmosférica, e campo elétrico variando de 0 até 11000 V/cm, sem influência de campo magnético.

Analisando por exemplo, as misturas Ar/iC_4H_{10} , a adição de pequenas quantidades de um gás a outro pode alterar substancialmente as propriedades do elétron. As misturas Ar/C_2H_6 (75/25) e Ar/iC_4H_{10} (80/20) apresentam um aumento e em seguida uma queda suave de velocidade, atingindo um *plateau* para campos de arrasto acima de 3 kV/cm. Já a mistura Ar/CO_2 apresenta um aumento mais lento da velocidade e um crescimento suave para campos de 3 até 11 kV/cm. Estes resultados coincidem com trabalhos anteriores (PEISERT; SAULI, 1984; BECKER et al., 1999; MARINHO et al., 2005). A mistura Ar/iC_4H_{10} apresenta um aumento ainda mais rápido da velocidade (até 0,5kV/cm), e queda em campos baixos (em torno de 0,2kV/cm) seguida de uma leve subida. Este comportamento também é observado em outros estudos encontrados na literatura em Assran e Sharma (2011), Colas et al. (2002).

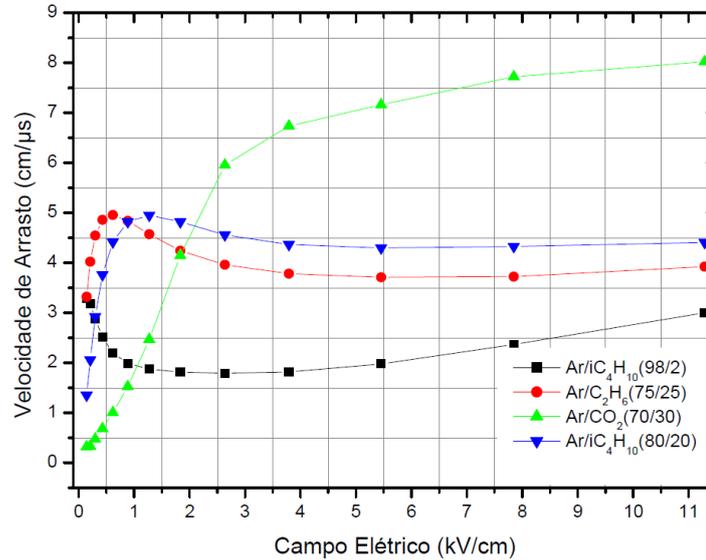
Durante o arrasto em campos elétricos, como um resultado das múltiplas colisões com moléculas, os elétrons difundem, espalhando a nuvem de carga inicialmente localizada. A extensão da difusão depende do gás, mas também fortemente de \vec{E} devido ao aumento da energia do elétron. Para levar isso em conta, a Equação 15 pode ser modificada pela introdução de uma quantidade ϵ_k , chamada energia característica (SAULI, 2014):

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\epsilon_k}{e} \quad (18)$$

Assumindo $\epsilon_k = kT$, a expressão se reduz à Equação 15. Assim, a difusão linear espacial sobre a distância x pode ser escrita como (SAULI, 2014):

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k x}{eE}} \quad (19)$$

Figura 6 - Velocidades de arrasto para elétrons em várias misturas gasosas à 1 atm em função do campo elétrico.



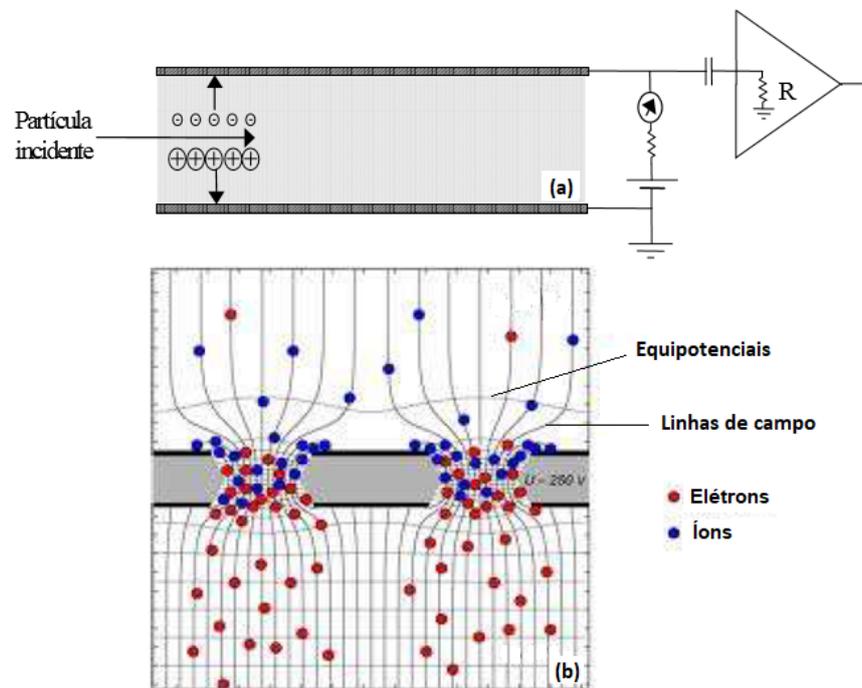
Fonte: O autor, 2020.

1.3 Multiplicação de Elétrons e Princípio de Operação

Os três tipos de detectores principais citados, isto é, a câmara de ionização, o contador proporcional e o contador Geiger-Muller, são atualmente o mesmo dispositivo trabalhando sob diferentes parâmetros de operação, explorando diferentes fenômenos. A configuração básica consiste de um recipiente, como cilindros coaxiais ou placas paralelas, com paredes condutoras que atuam como eletrodos. Uma diferença de potencial é aplicada entre estes eletrodos gerando um campo elétrico. Todo o volume é preenchido com um gás adequado, usualmente um gás nobre como Argônio. Os fótons da radiação incidente então colidem com as moléculas do gás, gerando pares elétron-íon que seguem em direção aos eletrodos devido à ação do campo elétrico. O mecanismo básico que rege o funcionamento dos detectores a gás é ilustrado na Figura 7. Nesta configuração, a placa superior funciona como anodo e a placa inferior como catodo.

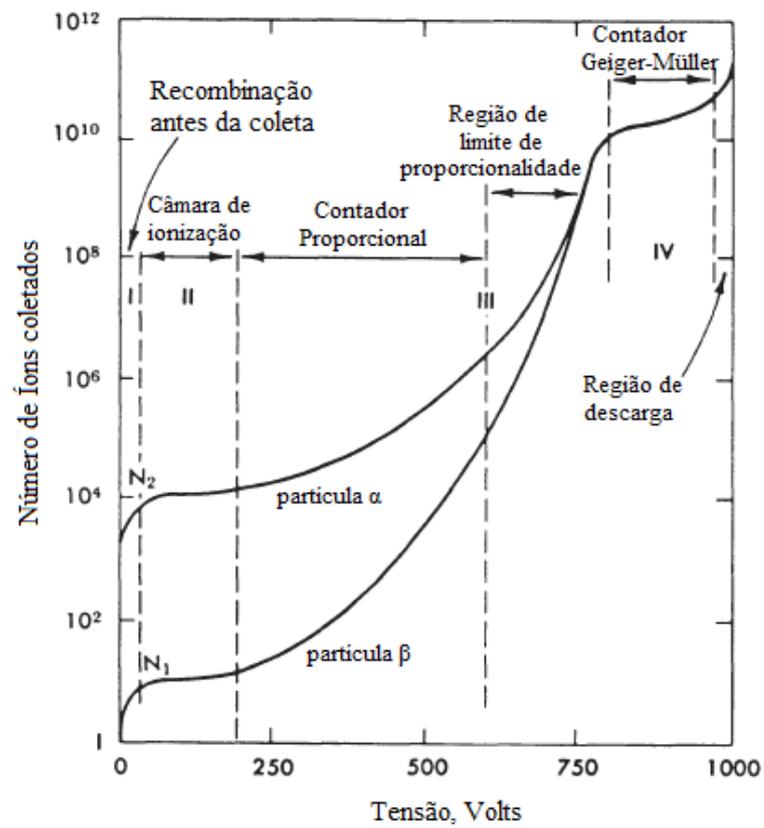
O número médio de pares criados é proporcional à energia depositada no detector. Sob a ação do campo elétrico, os elétrons serão acelerados em direção ao anodo e os íons em direção ao catodo, onde serão coletados. O sinal de corrente observado, no entanto, depende da intensidade do campo. Isso é ilustrado na Figura 8, que mostra a carga total coletada em função da tensão (LEO, 1994). À zero tensão, nenhuma carga é coletada à medida que os pares de íons e elétrons se recombinam sob sua própria atração elétrica. Conforme a tensão vai aumentando, no entanto, as forças de recombinação são

Figura 7 - Princípio de funcionamento de um detector à gás (a) e esquema da multiplicação de elétrons devido ao forte campo elétrico no interior dos furos de um detector GEM (b).



Fonte: MARINHO, 2006.

Figura 8 - Número de íons coletados versus tensão aplicada.



Fonte: [Adaptado de LEO, 1994.]

ultrapassadas, e a corrente começa a aumentar à medida que mais pares elétrons-íons são coletados antes que possam se recombinar. Em algum momento, todos os pares criados serão coletados, e outros aumentos na tensão não mostrarão nenhum efeito. Isso corresponde à primeira região plana na Figura 8. Um detector trabalhando nessa região (II) é chamado câmara de ionização, desde que coleta a ionização produzida diretamente pela passagem da radiação. Câmaras de ionização são geralmente usadas para medir exposição de raios gama e monitorar instrumentos para grandes fluxos de radiação; se agora aumenta-se a tensão além da região II, a corrente aumenta novamente com a tensão. Nesse ponto, o campo elétrico é forte o suficiente para acelerar os elétrons liberados à uma energia onde eles também são capazes de ionizar moléculas de gás no cilindro. Os elétrons liberados nessa segunda ionização então, aceleram para produzir ainda mais ionização, e assim por diante. Isso resulta em uma avalanche de ionização e, conseqüentemente em uma amplificação proporcional da corrente, com um fator de multiplicação dependendo da tensão de trabalho V . Este processo, responsável pelo fenômeno de multiplicação gasosa, é chamado de mecanismo de Townsend de primeira espécie. O número de pares elétron-íon na avalanche, no entanto, é diretamente proporcional ao número de elétrons primários. Isto significa, que se n elétrons movem-se ao longo de um percurso dx , dn pares de íons são criados (LEO, 1994):

$$dn = n\alpha dx \quad (20)$$

Onde $\alpha = 1/\lambda$ é conhecido como o primeiro coeficiente de Townsend, e é a probabilidade de ocorrer uma ionização por unidade de comprimento do caminho – experimentalmente, dependendo do gás, este valor deve ser corrigido por um fator de transferência Penning (ver Apêndice A); λ é o livre caminho médio do elétron para uma colisão de ionização secundária (LEO, 1994). Integrando, isso produz o número total de elétrons criados em um caminho x :

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \quad (21)$$

Onde n_0 é o número original de elétrons. O fator de multiplicação é então (LEO, 1994):

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp(\alpha x) \quad (22)$$

Mas geralmente no caso de campos elétricos não uniformes, α é uma função de x , caso em que:

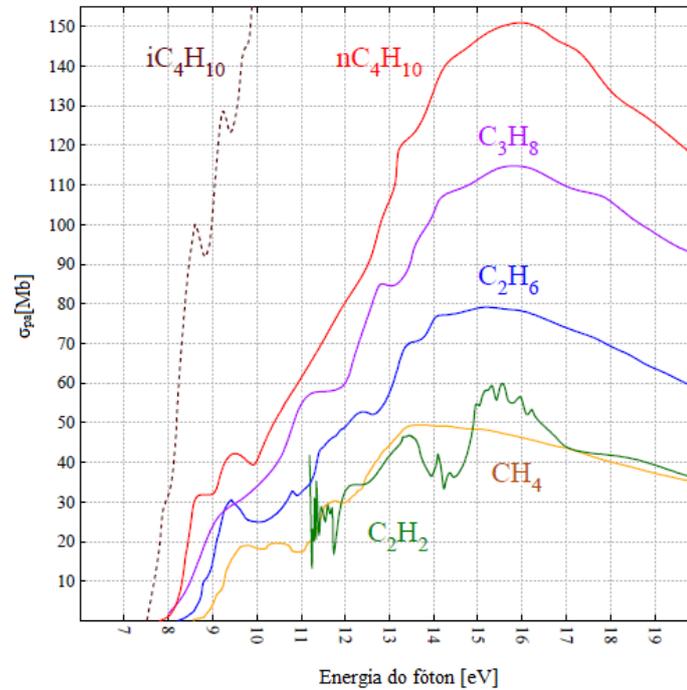
$$M = \exp \left[\int_0^x \alpha(x') dx' \right] = \exp \left[\int_{E_0}^{E_x} \alpha(E) \frac{\partial x}{\partial E} dE \right] \quad (23)$$

Onde a integral considera a dependência do coeficiente de Townsend α com o campo elétrico $\vec{E}(\vec{x})$ (MARINHO, 2006). Enquanto a Equação 23 pode aumentar sem limite, fisicamente, o fator de multiplicação é limitado para cerca de $M < 10^8$ ou $\alpha(x') < 20$, depois do qual o curto ocorre. Esse valor é conhecido como limite Raether. O fator de multiplicação ou ganho de gás é de fundamental importância para o desenvolvimento de contadores proporcionais. Essa região, de multiplicação proporcional se estende até o ponto III e o detector operando nesse domínio é conhecido como câmara proporcional (LEO, 1994). O detector operando nesta região é o modelo básico para os dispositivos GEM e Micromegas. Se a tensão agora for aumentada para além do ponto III, a quantidade total de ionização criada através da multiplicação se torna suficientemente grande para que a carga espacial criada, distorça o campo elétrico sobre o anodo. A proporcionalidade então começa a ser perdida. Essa região é conhecida como região de limite de proporcionalidade. Aumentando a tensão ainda mais, a energia se torna tão grande que a descarga ocorre no gás. O que acontece fisicamente é que, em vez de uma única e localizada avalanche em algum ponto ao longo do anodo (como em um contador proporcional), muitas avalanches se propagam por todo o comprimento do anodo. A corrente de saída torna-se assim completamente saturada, sempre dando a mesma amplitude, independentemente da energia do evento inicial. Detectores trabalhando nessa região de tensão são chamados Geiger-Müller ou contadores *breakdown*. Finalmente, se a tensão ainda aumenta, ocorrem futuramente descargas contínuas com ou sem radiação. Essa região deve ser evitada para prevenir danos ao contador (LEO, 1994).

1.4 Misturas Gasosas

A escolha do gás de preenchimento é governada por muitos fatores: baixa tensão de trabalho, alto ganho, boa proporcionalidade, surgimento de descargas, e capacidade de alta taxa. Em geral, essas condições são encontradas utilizando uma mistura de gás em vez de um gás puro. Para uma tensão de trabalho mínima, gases nobres são usualmente escolhidos, já que eles necessitam de menores intensidades de campo elétrico para a formação da avalanche. Devido à sua maior ionização específica e menor custo, o Argônio geralmente é escolhido. O Argônio puro, como gás de preenchimento, no entanto, não pode ser operado com ganhos de mais de cerca de $10^3 - 10^4$ sem descarga contínua. Isso ocorre por causa da alta energia de excitação (11.6 eV) para esse elemento. Átomos de Argônio excitados formados na avalanche, então, desexcitam dando origem a fótons de alta energia capazes de ionizar o catodo e causar avalanches adicionais (LEO, 1994). Este problema pode ser corrigido pela adição de um gás orgânico poliatômico, como Metano. Alguns gases inorgânicos, como CO_2 , BF_3 também podem ser usados. Essas moléculas do gás adicional atuam como extintores (“*quencher*s”), absorvendo os fótons irradiados e

Figura 9 - Seções de choque de foto-absorção para diferentes misturas gasosas com Argônio.



Fonte: [Adaptado de SAHIN et al., 2010.]

depois dissipando essa energia através de dissociação ou colisões elásticas. Uma pequena quantidade de gás poliatômico já produz mudanças significativas na operação do detector, e ganhos de até 10^6 são obtidos. Em contadores proporcionais convencionais uma mistura comumente usada é 90% Ar e 10% Metano (CH_4). Essa mistura é também conhecida como gás P10. Outro “quencher” frequentemente usado é o Isobutano (iC_4H_{10}). O ganho pode ainda ser futuramente aumentado pela adição de uma quantidade adequada de gás eletronegativo, como Freon (CF_3Br). Além de absorver fótons, esses gases também podem atrapalhar os elétrons extraídos do catodo antes que eles possam alcançar o anodo para provocar uma avalanche. Um ganho de 10^7 pode então ser alcançado antes do início da operação Geiger-Muller (LEO, 1994). Para os testes realizados, optou-se por utilizar a mistura gasosa Ar/C_2H_6 (75/25), visto que é um gás já empregado com boa funcionalidade em detectores desenvolvidos anteriormente pelo Laboratório de Sistemas de Detecção (LSD-CBPF) (GUEDES, 2003; MARINHO, 2006; MARINHO et al., 2005). No entanto, pesquisas anteriores (SAHIN et al., 2010) mostram que, entre as misturas de Argônio com gases poliatômicos orgânicos, a combinação com Isobutano pode ser mais eficiente para a multiplicação gasosa, devido à maior seção de choque de foto-absorção (Figura 9).

Pode-se observar que alcanos mais pesados seguem o mesmo padrão com seções de choque de foto-absorção progressivamente mais altas. Neste trabalho, estudos e simulações de misturas utilizando Isobutano são destacados, visto que, em combinação com Argônio, é amplamente empregado em detectores Micromegas. Mais detalhes sobre as propriedades de algumas misturas gasosas de preenchimento, como velocidade de arrasto, coeficiente de difusão e coeficiente de Townsend, são mostradas no Apêndice B.

2 DETECTORES DO TIPO MICROMEGAS

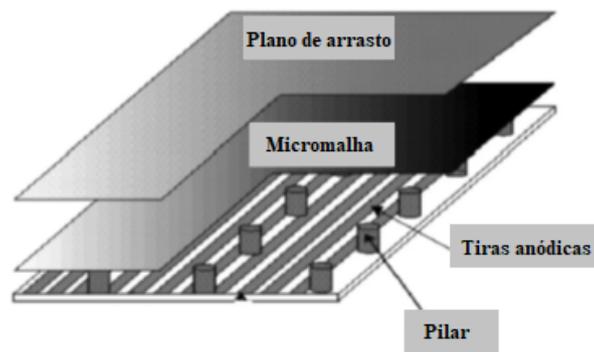
2.1 Geometria

A estrutura padrão do dispositivo Micromegas foi desenvolvida em 1995 por Giomataris (GIOMATARIS et al., 1996), utilizando uma malha fina de Níquel para dividir a câmara de gás nos espaços de arrasto e de amplificação. A malha era inicialmente esticada e colada em uma moldura de fibra de vidro removível e colocada acima do plano anódico. Para manter um espaçamento uniforme, pequenos espaçadores cilíndricos isolantes feitos de resina foto-visualizável, eram fixados às tiras de anodo por uma técnica de circuito impresso (Figura 10). Este espaçamento (*gap*) correspondia à uma pequena distância de $50 \mu\text{m}$ a $100 \mu\text{m}$ do eletrodo de leitura. Com um campo alto aplicado no intervalo, geralmente acima de 30 kV/cm , os elétrons liberados na região de arrasto superior seriam coletados e multiplicados (SAULI, 2014). Uma varredura dos campos de arrasto e multiplicação do primeiro dispositivo Micromegas é mostrada na Figura 11(a). Devido à este pequeno *gap* e ao alto campo, os íons positivos movem-se muito rapidamente e induzem imediatamente nos anodos sinais com uma pequena "cauda" (Figura 11(b)).

Posteriormente, variações do tipo de malha, como a baseada na técnica em gravação química em uma única folha de Kapton, também foram desenvolvidas (SAULI, 2014). Este componente homônimo da tecnologia Micromegas, a micromalha, é o componente mais preciso destes detectores. Embora uma variedade de geometrias de malhas possa ser usada para construir um Micromegas operacional, a escolha certa desse componente permite uma ampla gama de parâmetros de operação, aprimorando assim, as qualidades do detector, como reprodutibilidade, resolução de tempo e energia (KUGER, 2017). A geometria da estrutura do dispositivo é de suma importância para seu bom desempenho, visto que para uma dada tensão de malha e mistura de gases, é previsto um ganho máximo de gás em função do tamanho do intervalo de amplificação. Atualmente sabe-se, que o ganho máximo deve ocorrer para intervalos entre 10 e $100 \mu\text{m}$, dependendo da mistura de gás. Assim, o Micromegas apresenta uma dependência reduzida de ganho em pequenas variações de *gap*, mudanças de pressão ou flutuações de temperatura e um campo elétrico muito homogêneo. Além disso, graças ao espaço reduzido de amplificação, a formação do sinal leva cerca de 100 ns e a evacuação de íons é rápida (ALVIGGI et al., 2017). Esta propriedade, juntamente com o campo de amplificação uniforme, explica a resolução muito boa de energia dos detectores Micromegas (5% a $5,9 \text{ keV}$ é relatado em Delbart et al. (2001)). Trabalhos recentes demonstram que uma dimensão de $50 \mu\text{m}$ é amplamente empregada em *gaps* Micromegas (ANDRIAMONJE et al., 2010; CHEFDEVILLE, 2009; ATTÍÉ et al., 2014).

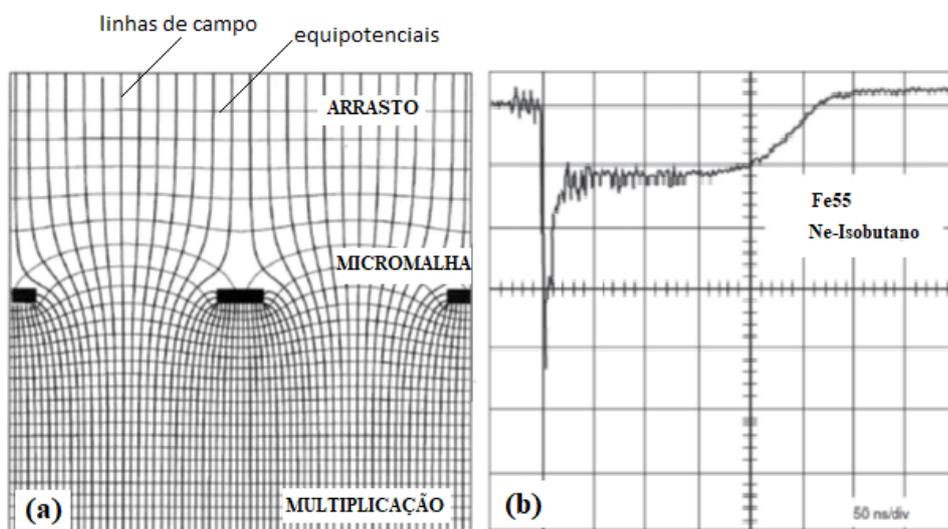
Com relação à geometria do dispositivo aqui desenvolvido, a particularidade da

Figura 10 - Esquemático da construção do Micromegas, com espaçadores isolantes no *gap* de multiplicação.



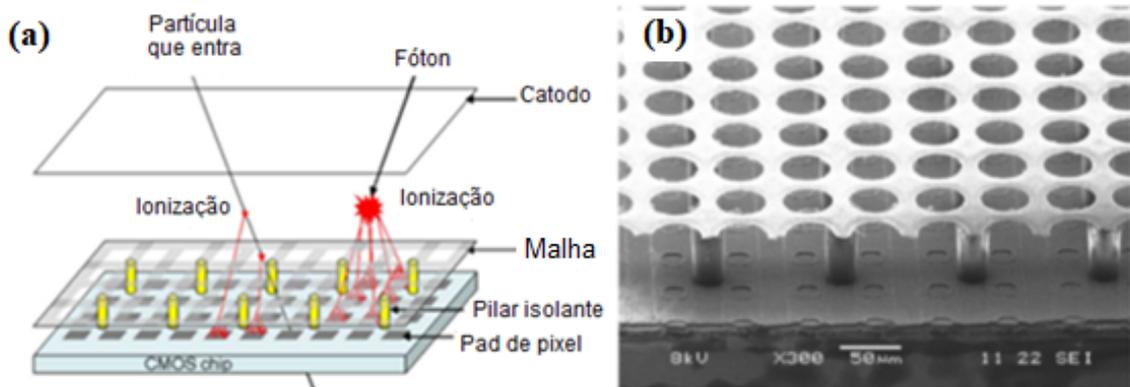
Fonte: [Adaptado de SAULI, 2014.]

Figura 11 - Campo elétrico (a) e sinal rápido (b) detectado nos anodos do primeiro dispositivo Micromegas fabricado.



Fonte: [Adaptado de SAULI, 2014.]

Figura 12 - Esquema (a) e Micrografia MEV (b) de um dispositivo Micromegas padrão.

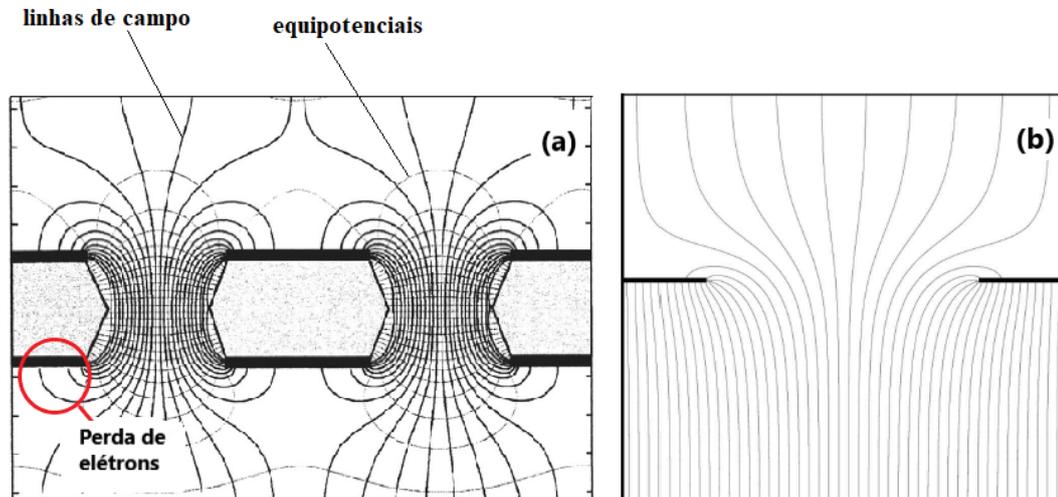


Fonte: [Adaptado de CARBALLO et al., 2008.]

estrutura *Microbulk* (GIOMATARIS et al., 2006) em comparação com a estrutura padrão do Micromegas, é devido à substituição dos pilares que suportam a malha (Figura 12), por uma parede contínua de resiste SU-8 (Figura 14). Acredita-se, entre outras razões, que o *feedback* de fótons é reduzido pela forma dessa estrutura, uma vez que estes não podem ir longe sem encontrar um bloco de SU-8. Outro ponto positivo da metodologia *bulk*, é que o ganho é mais estável que os Micromegas tradicionais devido à anexação da malha ao anodo (ANDRIAMONJE et al., 2010). Na estrutura dos GEMs por exemplo, pode haver perda de elétrons na região de indução, na base do eletrodo, afetando a eficiência de detecção, efeito minimizado na geometria do Micromegas/*Microbulk*. Destaca-se também a uniformidade das linhas de campo elétrico (Figura 13).

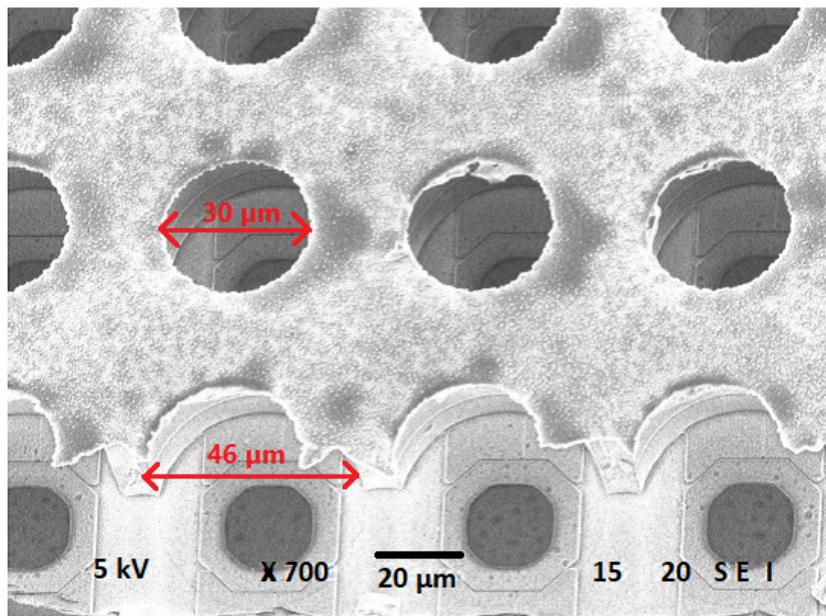
As câmaras de Micromegas são aplicadas principalmente em experimentos de Física de alta energia. Por exemplo, como um espectrômetro de feixe kaon no KABES (*Kaon Beam Spectrometer*). O KABES é uma instalação que equipa um experimento (NA48) no CERN. Cada estação consiste em um par de TPCs, cada um sendo lido em uma extremidade por um Micromegas com tiras de anodo (GIOMATARIS et al., 2006; WEIGUO, 2005; LEGOU, 2006). O dispositivo também é usado como um detector de raios-X no CAST (*CERN Solar Axion Telescope*) para busca por axions (GALAN et al., 2010). O CAST objetiva detectar axions solares convertidos em fótons utilizando um campo magnético de um ímã do LHC (*Large Hadron Collider*). Um dos detectores usados no ponto focal do telescópio é um Micromegas com um *gap* de $50 \mu\text{m}$ (WEIGUO, 2005; LEGOU, 2006; GALAN et al., 2010). No experimento COMPASS no CERN, doze câmaras Micromegas de $40 \times 40 \text{cm}^2$ fazem parte do sistema de rastreamento (Figura 15). (CHEF-DEVILLE, 2009; WEIGUO, 2005; BERNET et al., 2005). A aplicação nos três TPCs do próximo detector de neutrinos para o experimento T2K é relatada no trabalho de Kudenko (2013).

Figura 13 - Comparação do comportamento das linhas de campo entre as geometrias GEM (a) e Micromegas (b).



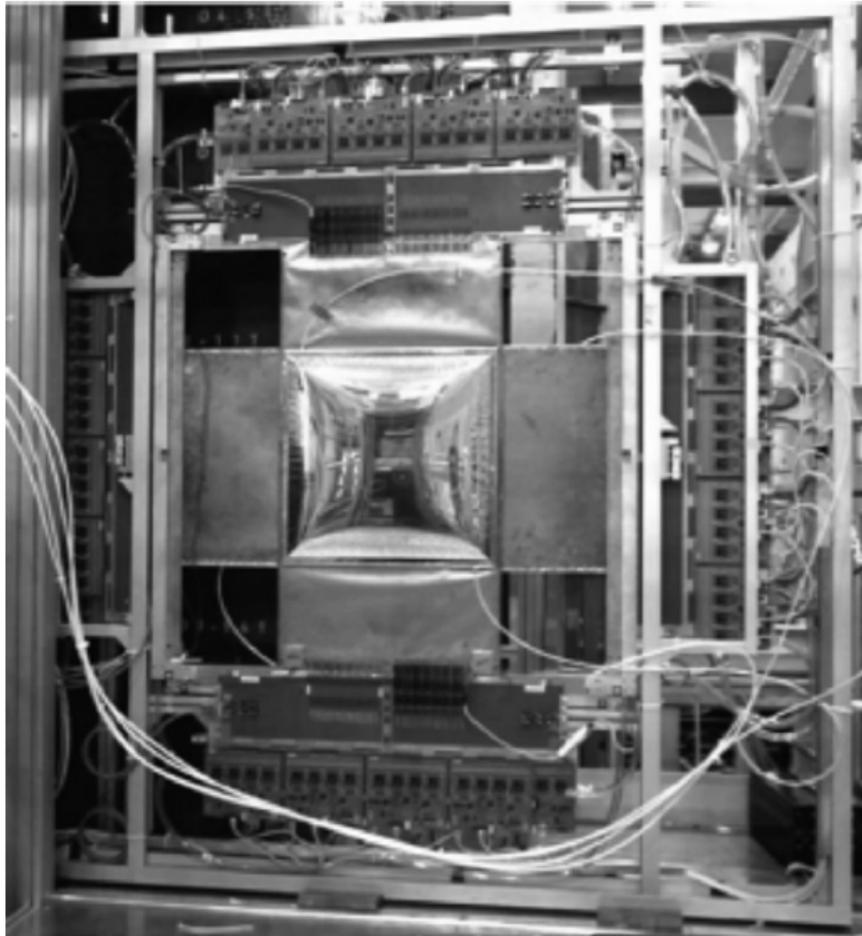
Fonte: [Adaptado de SAULI, 2014; CHEFDEVILLE, 2009.]

Figura 14 - Imagem MEV de um dispositivo do tipo Microbulk Micromegas. O diâmetro do furo do isolante é de $46 \mu\text{m}$, enquanto os furos de metal têm $30 \mu\text{m}$ de diâmetro.



Fonte: CARBALLO, V.M., 2009.

Figura 15 - Um dos detectores Micromegas no experimento COMPASS com uma área ativa de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ cercado por eletrônicos de leitura.



Fonte: SAULI, 2014.

Recentemente, foram desenvolvidas outras geometrias de dispositivos Micromegas, como *designs* de malha segmentada (DIAKAKI et al., 2018; GERALIS et al., 2014), malhas flutuantes (*Floating Strip Micromegas*) e combinações com folhas de GEM (RATZA; BALL; LIEBTRAU, 2018; BORTFELDT, 2014; FRANCKE; PESKOV, 2014). Estudos relatam também testes com *gaps* de amplificação com espessuras de 25 e 12,5 μm e o efeito dos *designs* de espaçadores (dielétrico) e *itches* em diferentes características dos detectores. A geometria da região de amplificação também é crucial para alcançar uma boa resolução de energia (CARBALLO et al., 2009; BHATTACHARYA et al., 2015). O ganho também depende da geometria dos furos, pois diminui com o aumento do diâmetro do furo. Por outro lado, o *pitch* não influencia o ganho, mas afeta a eficiência de coleta (BENLLOCH et al., 1998). O depósito de carga no isolante dentro dos orifícios e a polarização do polímero levam à alterações no campo elétrico dentro dos orifícios (SIMON et al., 2006). Para detectores Micromegas de 50 μm de *gap*, o diâmetro dos furos é geralmente menor do que o intervalo de amplificação para favorecer o efeito de funil do campo elétrico e assim, maiores ganhos são atingidos (ATTIÉ et al., 2014). O máximo ganho obtido com *gaps* de 25 μm não é otimizado (Figura 16), já que tamanhos menores de *gaps* são mais adequados para maiores pressões (CARBALLO et al., 2008; CHUNG; PARK, 2013).

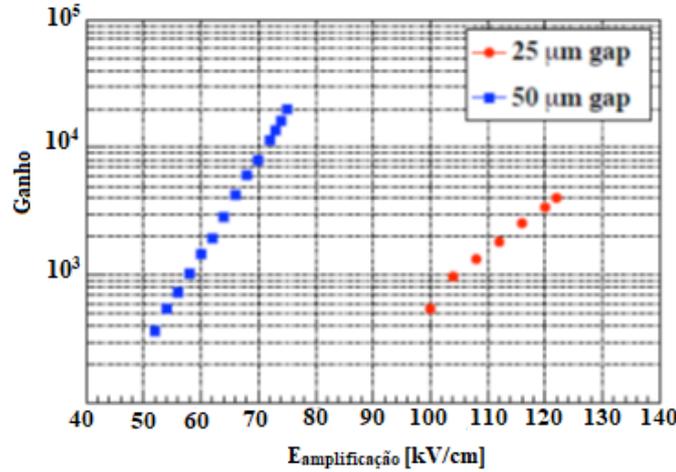
Dessa forma, pode-se observar que Microbulks também são menos sensíveis às variações de pressão de gás do que o Micromegas tradicional, devido ao menor intervalo de amplificação. A proximidade da malha ao anodo fornece mais estabilidade desta às variações de pressão empregadas à caixa do detector.

Como o dispositivo comporta-se de forma estável à pressão atmosférica, optou-se neste trabalho por utilizar *gaps* de 50 μm , e furos com diâmetro de 40 μm , dimensões empregadas de forma precisa na máscara fotolitográfica. Outra característica da geometria deste dispositivo Microbulk é o recuo da parede de SU-8 em relação à camada metálica do topo, formando-se assim, uma estrutura na forma de um anel de Alumínio. Sabe-se, de trabalhos anteriores, que estruturas recuadas podem atingir maiores ganhos de gás que estruturas não recuadas (CARBALLO et al., 2011). Em nosso projeto estabeleceu-se o diâmetro do furo no Al em 40 μm , enquanto que no SU-8 de 80 μm , formando-se assim, um recuo de 20 μm da parede do SU-8 em relação à malha metálica.

2.2 Ganho e Resolução em Energia em Detectores Micromegas

Os parâmetros de ganho e resolução em energia são as medidas mais utilizadas para caracterizar o funcionamento e o desempenho dos detectores de radiação. Estes parâmetros, são detalhados nesta seção. Usualmente, para as medidas experimentais de ganho, podem ser utilizados dois métodos diferentes (BORTFELDT, 2014):

Figura 16 - Ganhos em função do campo de amplificação em Ar/*i*C₄H₁₀ (95/5) à 1 atm para Microbulks com *gaps* de 25 μ m e 50 μ m.



Fonte: [Adaptado de ANDRIAMONJE, S. et al., 2010.]

1. Para irradiação à baixas taxas, uma medição da altura do pulso dos sinais de carga no anodo com pré-amplificadores sensíveis à carga permite determinar o ganho de gás, em relação à quantidade de elétrons primários produzidos pela mistura de gás; A conversão tensão-carga produzida depende da sensibilidade do pré-amplificador utilizado. Desta forma, o ganho é calculado como:

$$G = \frac{N_e(ph)}{q_0} \quad (24)$$

Onde $N_e(ph)$ é a carga elétrica multiplicada, obtida a partir da altura de pulso do sinal; q_0 é a quantidade de elétrons primários produzidos pela mistura de gás.

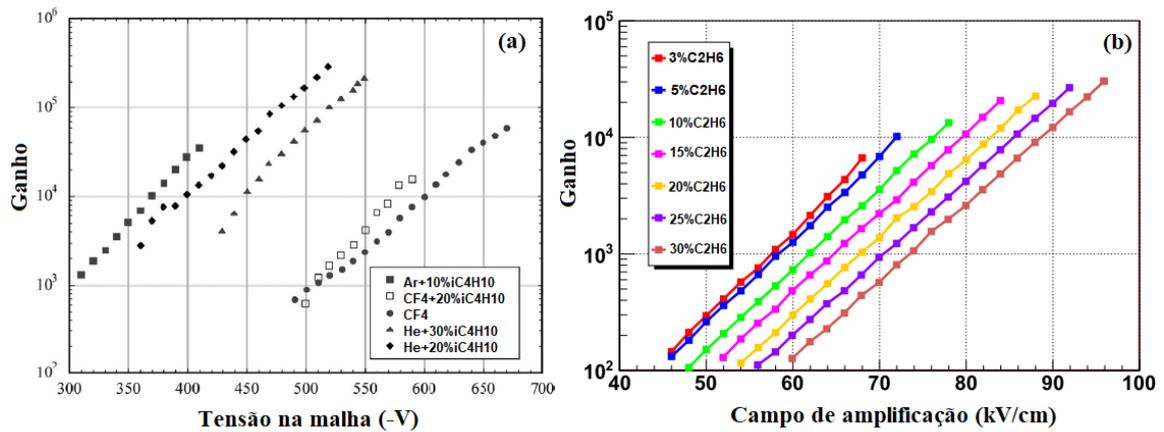
2. Na irradiação de alta taxa com partículas carregadas, uma corrente constante de carga de ionização é produzida. Medir a corrente resultante entre o anodo e a malha, permite uma determinação alternativa do ganho de gás:

$$G = \frac{I}{q} \quad (25)$$

Onde I é a corrente medida entre o anodo e a malha, e q é a quantidade de carga que atinge a região de amplificação.

Estas medidas são influenciadas diretamente pelo tipo de mistura gasosa, pela transparência da malha, campos de amplificação e arrasto, pressão e condições ambientais, como umidade e temperatura. O dispositivo Micromegas pode ser operado com uma

Figura 17 - Ganhos de dispositivos Micromegas para diferentes gases (a) e Microbulk para uma mistura à base de Ar em várias concentrações de C_2H_6 (b).



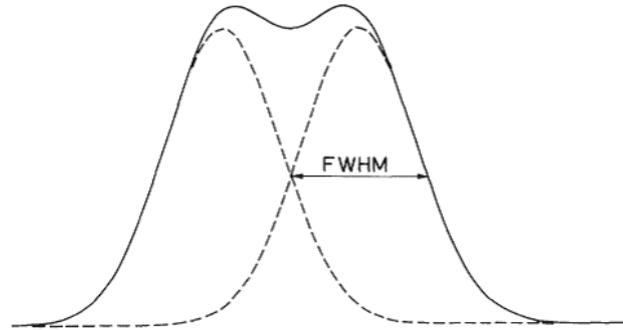
Fonte: [Adaptado de SAULI, 2014; IGUAZ, 2012.]

ampla variedade de gases (SAULI, 2014). Pode-se observar que maiores ganhos são atingidos com misturas a base de Hélio (Figura 17 (a)), no entanto o custo-benefício favorece a ampla utilização do Argônio. Iguaz et al. (2012) apresentam medidas de ganho para um detector Microbulk (Figura 17 (b)) com $50 \mu m$ de *gap* que utiliza espaçadores de Kapton e malha de Cobre.

De forma complementar ao ganho, sabe-se, que quando se detecta a presença de radiação, os detectores são capazes de fornecer algumas informações sobre a energia desta radiação. Isso ocorre porque a quantidade de ionização produzida pela radiação em um detector, é proporcional à energia que perde no volume sensível. Dessa forma, essa ionização fornecerá uma medida desta energia (LEO, 1994). A quantidade de ionização é então refletida na carga elétrica contida no sinal.

A resolução desta medida de energia, em geral, pode ser realizada por enviar um feixe monoenergético de radiação para o detector, e observar o espectro resultante. Geralmente, em um espectro de energia, observa-se uma estrutura de pico com uma largura finita, geralmente de forma gaussiana. Essa largura ocorre devido a flutuações no número de ionizações e excitações produzidas. A resolução geralmente é dada em termos da largura total na metade do máximo do pico (*FWHM-Full Width at Half Maximum*) (Figura 18). Energias que estão mais próximas que esse intervalo são geralmente consideradas não resolvíveis (LEO, 1994). Para as medidas experimentais, as fontes de ^{55}Fe e ^{241}Am são comumente usadas. O isótopo ^{55}Fe decai com a emissão de fótons à 5,9 keV e 2,7 keV em maiores proporções, e o ^{241}Am , em energias de 13,95 keV; 17,74keV e 60 keV (AMPTEK, 2001; CNSC, 2018). No Anexo A são encontrados detalhes sobre o espectro de energia do ^{241}Am . Uma resolução de energia da ordem de 12% FWHM indica um bom

Figura 18 - Definição de resolução em energia a partir de dois picos adjacentes em um espectro.



Fonte: LEO, 1994.

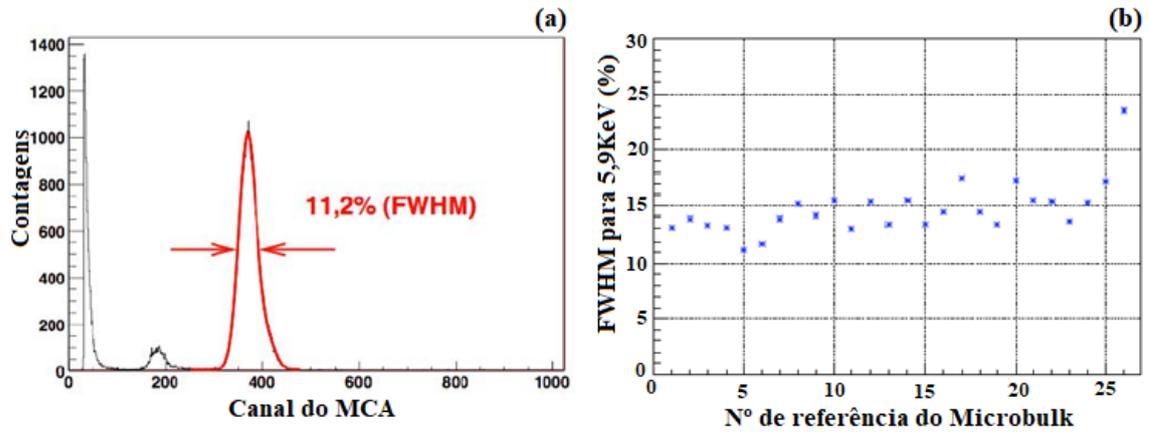
detector (CARBALLO, 2009).

Andriamonje et al. (2010) apresentam as resoluções de energia para vários tipos de detectores Microbulk, testados em uma câmara à pressão atmosférica com uma mistura gasosa de Argônio com Isobutano à 5%, com um *gap* de arrasto de 5 mm. A resolução de energia para estes dispositivos é mostrada na Figura 19. Foram obtidos valores de 11,2% FWHM para uma fonte de ^{55}Fe à 5,9KeV, como mostrado na Figura 19(a). A Figura 19(b) mostra a resolução em energia de um conjunto de 26 detectores Microbulk com um valor médio de 15%. Medições de espectros de energia com fontes de ^{241}Am (Figura 20) e ^{109}Cd (22keV) também são relatadas em Guedes (2003), Marinho (2006), Delbart et al. (2001), Andriamonje et al. (2010), para outros dispositivos de detectores de radiação à gás.

2.3 Descargas em Detectores Micromegas

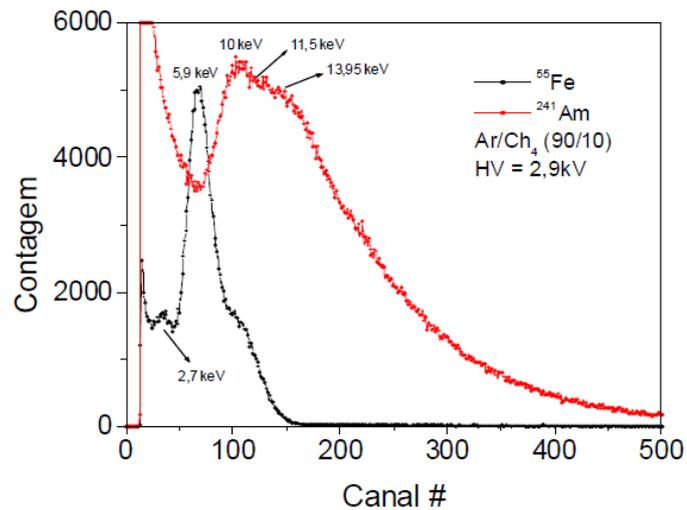
Como em outras estruturas MPGDs, a insurgência de *sparks* quando o detector é exposto à radiação, limita a faixa de tensão operacional. A robustez dos eletrodos Micromegas evita danos físicos, mesmo no caso de descargas repetidas, mas o tempo de recuperação da fonte de tensão, normalmente de alguns μs , introduz um tempo morto na operação. Um estudo da combinação da geometria e misturas de gases utilizadas, pode limitar a probabilidade de descarga. Um bom exemplo são as misturas à base de Hélio, onde são atingidos altos ganhos (acima de 10^5) com reduzida observação de *sparks*, provavelmente como consequência da menor densidade de ionização (SAULI, 2014).

Figura 19 - Resolução de energia com uma fonte de ^{55}Fe (a); Resolução de energia obtida para 26 detectores Microbulk à 5,9 keV (b).



Fonte: [Adaptado de ANDRIAMONJE et al., 2010.]

Figura 20 - Espectros de energia para fótons das fontes de ^{55}Fe e ^{241}Am em uma mistura gasosa Ar/CH_4 (90/10).



Fonte: MARINHO, 2006.

3 MICROFABRICAÇÃO

Neste capítulo é apresentada a teoria, baseada na literatura, dos processos de microfabricação de *wafers*, amplamente utilizados para a produção de dispositivos microeletrônicos, como MEMS (*Microelectromechanical Systems*), tecnologia de microsistemas (MST), microsensores, atuadores e microestruturas ou microcomponentes em diversas áreas (MADOU, 2001). Serão enfatizadas as técnicas utilizadas para a microfabricação de dispositivos multiplicadores de elétrons, conforme as empregadas para a fabricação dos eletrodos do detector Micromegas. As principais etapas da microfabricação do dispositivo são apresentadas no diagrama de bloco da Figura 21, e detalhadas nas seções a seguir.

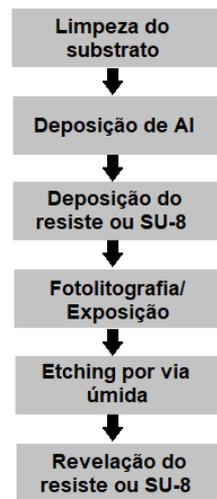
3.1 Limpeza

Inicialmente os *wafers* são submetidos à um minucioso processo de limpeza. Diferentes métodos de limpeza de *wafers* à seco e à úmido podem ser utilizados. As limpezas do tipo RCA1 e RCA2, desenvolvidas por W.Kern (KERN, 1990), são bem conhecidas, e utilizam misturas de peróxido de hidrogênio e vários ácidos ou bases, seguidos por enxágue em água deionizada. Para o dispositivo Micromegas, optou-se pela limpeza padrão RCA, a fim de remover resíduos orgânicos e metálicos, assim como óxidos nativos das superfícies (MADOU, 2001). A limpeza foi realizada em tanques adequados para banho químico. Num primeiro tanque ocorre a imersão dos *wafers* em HF 5%, o que torna possível remover o óxido de Silício nativo. No segundo tanque, a mistura formada por H_2SO_4 e H_2O_2 , elimina os possíveis restos orgânicos e metálicos do substrato.

3.2 Processo Fotolitográfico e Fotorresiste

O processo litográfico consiste, basicamente de revestir o substrato monocristalino com o fotoresiste e expor o *wafers* à uma determinada intensidade de radiação utilizando geralmente uma máscara padrão, a fim de definir com precisão as áreas que serão abertas na superfície do substrato. Os resistes permitem a transferência de padrões da máscara litográfica para uma superfície através de um processo de moldagem; suas propriedades de dissolução e remoção são alteradas através de radiações ou de feixe de partículas nele incidente. São constituídos geralmente por três componentes principais: uma resina básica polimérica, que forma a parte estrutural do fotoresiste; os componentes fotoativos que promovem as modificações geradas pela ação, por exemplo, de luz ultravioleta; os solventes; e os agentes surfactantes ou tenso-ativos que promovem a uniformidade das

Figura 21 - Diagrama de bloco das principais etapas para microfabricação do dispositivo.



Fonte: O autor, 2020.

camadas depositadas sobre o substrato.

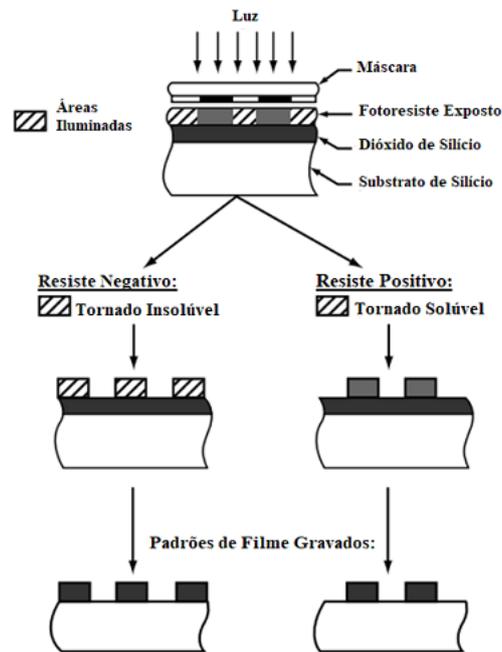
Os fotoresistes são sensibilizados, na maioria das vezes, na região do ultravioleta. Se o fotoresiste for do tipo positivo, a reação fotoquímica durante a exposição normalmente enfraquece o polímero pela ruptura ou cisão das cadeias do polímero, e o resiste exposto se torna mais solúvel nas soluções de revelação (cerca de dez vezes mais solúvel). Em outras palavras, a taxa de revelação para o resiste exposto é cerca de dez vezes mais rápida que a taxa de revelação para o resiste não exposto. Se o fotoresiste é do tipo negativo, a reação fortalece o polímero por meio de reticulação aleatória das cadeias principais ou cadeias laterais pendentes, tornando-se menos solúvel (dissolução mais lenta). Um esquema de padrões gravados para resistes negativos e positivos é mostrado na Figura 22 (MADOU, 2001).

3.3 Deposição por Velocidade de Giro - *Spin Coating*

Uma etapa comum antes de girar o resiste sobre o substrato de Si é cultivar uma fina camada de óxido na superfície do *wafers*, o aquecendo entre 900 e 1150°C em vapor ou à seco. O óxido pode servir como uma máscara para um subseqüente ataque úmido, além de melhorar a aderência da próxima camada (MADOU, 2001).

Em seguida, o fotoresiste é então dispensado através um mecanismo giratório (*spinner*). Um mandril de vácuo mantém o substrato no lugar. O *wafers* é então girado em alta velocidade, geralmente entre 700 e 8000 rpm, dependendo da viscosidade e

Figura 22 - Formação de padrão para resistes negativos e positivos.



Fonte: [Adaptado de MADOU, 2001.]

da espessura necessária, a fim de produzir um filme uniforme. A espessura resultante do resiste, T , é uma função da velocidade de rotação, concentração da solução e peso (medido por viscosidade intrínseca). A expressão empírica para T é dada por (MADOU, 2001):

$$T = \frac{KC^{\beta}\eta\gamma}{\omega^{\alpha}} \quad (26)$$

Onde: K = constante de calibração

C = concentração de polímero em g/100ml de solução

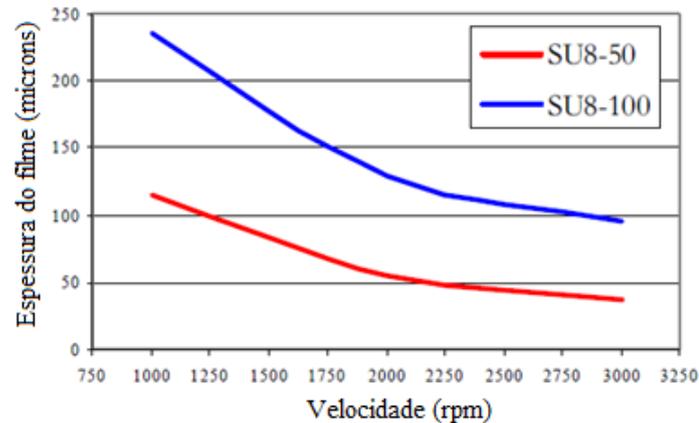
η = viscosidade intrínseca

ω = rotações por minuto

Embora esse parâmetro seja disponibilizado pelo fabricante, uma vez que os fatores exponenciais (α , β e γ) tenham sido determinados, a Equação 26 também pode ser usada para prever a espessura do filme para vários sistemas de resiste e solvente. Na Figura 23, são apresentados os valores de espessura de resiste SU-8 versus a velocidade de giro do *spinner* recomendados pelo fabricante (MICROCHEM, 2014).

A qualidade do revestimento de resiste determina a densidade dos defeitos transferidos para o dispositivo em construção. A uniformidade do filme de resiste, através de um único substrato e de substrato para substrato, deve ser de ± 5 nm (para um filme de $1,5 \mu\text{m}$, isto é $\pm 0,3\%$) para garantir larguras de linhas reproduzíveis e tempos de

Figura 23 - Espessuras de filme de SU-8 para diferentes velocidades de deposição.



Fonte: [Adaptado de MICROCHEM, 2014.]

revelação nas etapas subsequentes. A espessura do filme deve levar em conta a resistência química necessária para a transferência da imagem e da finura das linhas e espaços a serem resolvidos. A aplicação de muito resiste resulta em efeitos de borda e/ou desbaste, e sulcos, reduzindo o rendimento da fabricação. Por outro lado, pouco resiste pode deixar áreas descobertas. Para circuitos integrados de Silício, a espessura de resiste após o pré-cozimento geralmente varia entre 0,5 e 2 μm (MADOU, 2001).

3.4 Cozimento Suave - *Soft Bake*

Após o revestimento por rotação, o resiste ainda contém até 15% de solvente, e pode conter tensões internas. Os *wafers* são, portanto, aquecidos (ou pré-cozidos) geralmente à temperaturas de 75 a 100°C, para remover solventes e tensões, e também para promover a adesão da camada de resiste ao *wafers* (MADOU, 2001).

3.5 Exposição

Após o *soft bake*, os *wafers* com resiste são transferidos para algum tipo de sistema de iluminação ou exposição, onde são alinhadas às características da máscara. O alinhamento deve possuir uma precisão de superposição de máscara e *wafers*, que seja uma pequena fração do tamanho do menor desenho do padrão. No caso mais simples, um sistema de exposição consiste em uma lâmpada UV que ilumina o *wafers* através de uma

máscara sem lentes entre os dois. Na fotolitografia, comprimentos de onda da fonte de luz, englobam desde faixas curtas do ultravioleta extremo (10 a 14 nm) e ultravioleta profundo (150 a 300 nm), ao ultravioleta (350 a 500 nm). Para essa faixa, normalmente usa-se a linha de 435 nm ou de 365 nm de uma lâmpada de Mercúrio (MADOU, 2001). A radiação induz uma reação química nas áreas expostas do fotoresiste, alterando a solubilidade do resiste em um solvente, em outras palavras, o resiste exposto é tornado transparente para o comprimento de onda recebido (MADOU, 2001).

3.6 Cozimento Pós Exposição

O tratamento pós-exposição é frequentemente desejado, porque as reações iniciadas durante a exposição do resiste podem não ter terminado. Embora as reações induzidas pelo catalisador que se forma durante a exposição ocorram à temperatura ambiente, sua taxa é altamente aumentada pelo cozimento, aproximadamente até 100°C, dependendo do tipo de resiste. O controle preciso deste tipo de cozimento pós-exposição determina criticamente a revelação subsequente (MADOU, 2001).

3.7 Revelação do Fotoresiste

Durante o processo de revelação, ocorre a dissolução seletiva do resiste. Duas tecnologias principais estão disponíveis para a revelação: revelação à úmido, amplamente utilizada na fabricação de circuitos e miniaturizações em geral, e revelação à seco, que está começando a substituir a revelação úmida em algumas das aplicações. A revelação úmida por solventes pode ser baseada em pelo menos três tipos diferentes de alterações induzidas pela exposição: variação no peso molecular do resiste (por reticulação ou por cisão da cadeia), mudança de reatividade e alteração de polaridade.

Durante a revelação por imersão, os *wafers* são imersos por um período de tempo em um banho de revelador e agitados a uma temperatura específica. Os resistes positivos são tipicamente revelados em soluções alcalinas aquosas e os resistes negativos nas orgânicas. A taxa de revelação aquosa depende do pH do revelador e da temperatura. Surfactantes e outros agentes adicionados ao revelador garantem um umedecimento uniforme. As novas formulações de resistes negativos também podem ser reveladas em solventes aquosos, como ocorre, por exemplo, com o SU-8, resiste utilizado em nosso dispositivo (MADOU, 2001).

3.8 Metalização por Evaporação

A técnica de evaporação térmica pode ser utilizada para a fabricação das camadas que formam o anodo pixelizado, e a malha metálica de Alumínio do nosso dispositivo. Nela, a formação do filme metálico é devido à evaporação do material aquecido (utilizou-se o Alumínio para o Micromegas) em um substrato no vácuo. O processo ocorre devido à passagem de uma alta corrente (para nossa evaporadora, a configuração é de 100 a 200A), através de uma estrutura de contenção de metal altamente refratária (por exemplo, um barco ou filamento de Tungstênio), que contém o material a ser evaporado. Este método é chamado de “aquecimento resistivo”. O número de moléculas deixando uma área unitária de evaporador por segundo, ou fluxo F , é dado por (MADOU, 2001):

$$F = N_0 \exp - \left(\frac{\Phi_e}{kT} \right) \quad (27)$$

Onde N_0 é uma função de variação lenta da temperatura (T), e Φ_e é a energia de ativação (em eV) necessária para evaporar uma molécula do material. A energia de ativação para evaporação está relacionada à entalpia de formação do evaporante.

É necessário um bom vácuo durante a operação, a fim de que monocamadas de contaminantes não depositem sobre o substrato. Um alto vácuo também assegura um depósito mais puro de material com muito poucas inclusões de gás. Neste experimento, utilizou-se vácuo à $P_0 = 4,3 \times 10^{-7}$ mbar, e $P_{máx} = 9,9 \times 10^{-7}$ mbar. Apesar de ser um mecanismo simples, uma das desvantagens da evaporação resistiva é que os contaminantes presentes no filamento, podem se espalhar facilmente, e o tamanho reduzido do filamento limita a espessura do filme depositado. Em aplicações industriais, o aquecimento resistivo foi superado por evaporação por feixe de elétrons (*electron beam*) e por indução de RF. Em nosso processamento, apesar de disponível em nossa sala limpa, a técnica de *e-beam* não foi utilizada devido aos danos que este método pode causar na superfície do substrato. Nesta técnica, um feixe de elétrons é responsável por aquecer e evaporar o material a ser depositado. No entanto, o elétron incidente pode causar emissão de raios-X e possivelmente algum dano ao substrato. Além disso, para o Micromegas, a metalização se dá sobre as camadas do dielétrico SU-8 (ver Figura 29), que não lida bem com altas temperaturas, e assim, evita-se o acúmulo de tensões. Filmes finos evaporados geralmente estão sob tensão de tração, e quanto maior o ponto de fusão do material, maior a tensão, que pode levar a ondulações ou descamação da camada metálica. Uma das principais vantagens da evaporação é que consiste num processo rápido (a taxa de deposição para o Al é, em média $0.5 \mu m/min$), e sob condições experimentais adequadas, pode fornecer filmes de estrutura conhecida e extrema pureza (MADOU, 2001).

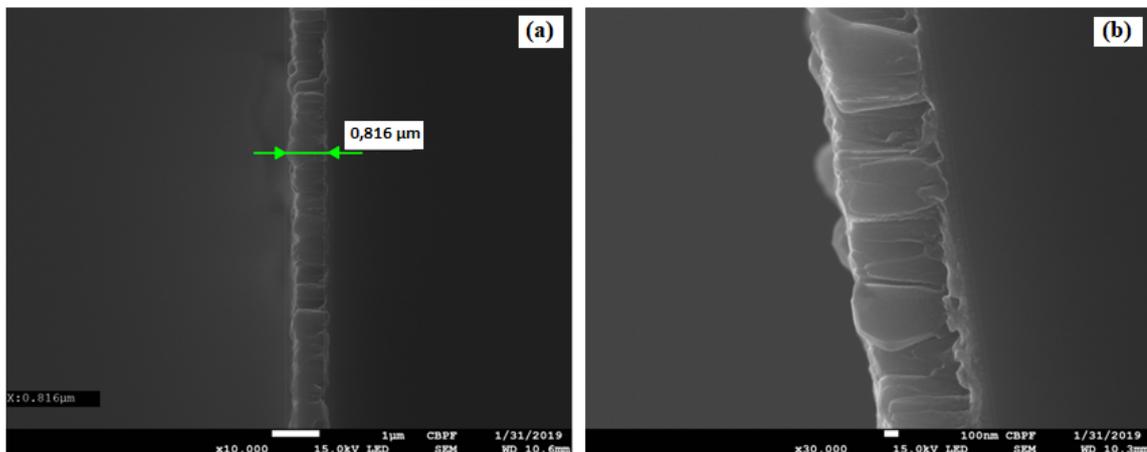
3.9 Metalização por Sputtering

Utilizou-se a técnica de *sputtering* para a deposição da primeira camada de Alumínio do Micromegas, ou seja, a que está em contato com o substrato de Silício (ver Figura 29), a fim de estabelecer as interconexões elétricas dos diferentes componentes do circuito e entre estes e o exterior. Nesta técnica, a formação da camada é baseada num processo de pulverização, onde o alvo (um disco do material a ser depositado), com alto potencial negativo, é bombardeado com íons de Argônio (outros gases inertes, como Xe, também podem ser usados), criados em um plasma. Os átomos de superfície ejetados são depositados (condensados) no substrato colocado no anodo. Os principais parâmetros a serem controlados em uma configuração de *sputtering* incluem: pressão de Argônio, taxa de fluxo, temperatura do substrato, potência de pulverização, tensão de polarização e distância do eletrodo (MADOU, 2001). Por outro lado, os aspectos mais negativos da técnica são: sua complexidade em comparação com o processo de evaporação, o aquecimento excessivo do substrato devido ao bombardeio de elétrons secundários e, finalmente, a lenta taxa de deposição. Em um processo regular de *sputtering*, a taxa é de uma camada atômica por segundo, enquanto que para uma fonte típica de evaporação, são depositadas mil camadas atômicas por segundo, à uma pressão de vapor de 10^{-1} Torr (MADOU, 2001).

Devido ao aquecimento do substrato, optou-se por não utilizar *sputtering* sobre as camadas de resiste SU-8, já que isto poderia acelerar o processo de reticulação do resiste e dificultar sua revelação, como será detalhado em §3.11. Em nosso laboratório (Laboratório de Superfícies de Nanomaterias - CBPF), realizaram-se testes para a deposição da primeira camada de Alumínio do anodo, utilizando o equipamento de *sputtering* confocal, que operou com gás Argônio à um valor de vácuo de $2,9 \times 10^{-7}$ Torr. Inicialmente realizou-se uma limpeza por plasma *etching* em 50W durante 20 minutos, para eliminar resíduos da superfície. O processo de deposição ocorreu por aproximadamente duas horas, já que a taxa de deposição foi calculada em 8,807 nm/min.

As imagens do filme metálico depositado foram obtidas num Microscópio SEM-FEG (*Field Emission Gun* - JEOL 7100FT) (Figura 24), utilizando contraste por elétrons secundários. O microscópio operou com uma aceleração de feixe de 15 kV e aumentos de 10000 e 30000 \times . As amostras foram preparadas por clivagem. É possível observar que aproximadamente 0,8 μm de Al foi depositado, uma espessura razoável para garantir os contatos elétricos, próximo da espessura desejada de 1 μm , desde que não há controle exato do tamanho da camada ao utilizar a técnica de *sputtering*.

Figura 24 - Micrografias MEV da espessura (a) e detalhe (b) do filme de Alumínio formado por *Sputtering*.



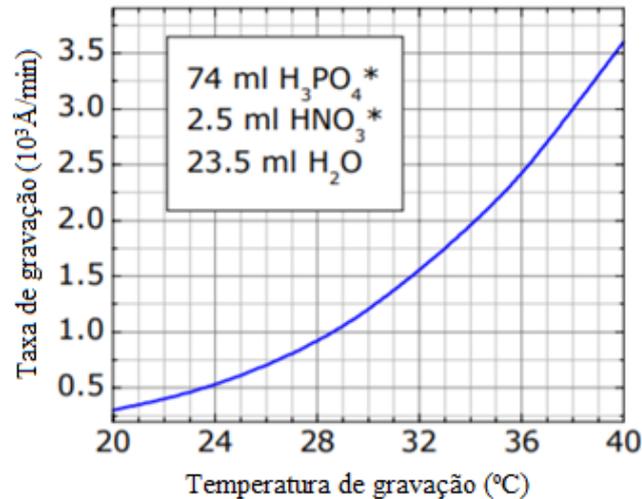
Fonte: O autor, 2019.

3.10 Corrosão Química por Via Úmida - *Wet Etching*

A corrosão química por via úmida é uma técnica de gravação que pode ser usada para limpar, modelar estruturas 3D em *wafers*, remover danos superficiais, para polimento e caracterização estrutural e composicional. Os materiais gravados incluem semicondutores, condutores e isolantes (MADOU, 2001). Para a microfabricação do Micromegas, o ataque úmido foi utilizado para abertura dos contatos de Alumínio.

Os parâmetros mais importantes no ataque químico são a inclinação (*undercut*), taxa de gravação, anisotropia, controle de tamanho do padrão, e efeitos de carregamento. O ataque químico geralmente ocorre à taxas de dezenas de microns por minuto à $1 \mu\text{m}/\text{min}$, para removedores úmidos, enquanto que em gravações a seco típicas a taxa é de $0,1 \mu\text{m}/\text{min}$. Normalmente classifica-se os removedores úmidos em isotrópicos, ou anisotrópicos, de forma que os removedores isotrópicos (também removedores de polimento) gravam em todas as direções cristalográficas na mesma velocidade; eles geralmente são ácidos, e levam à padrões arredondados. Podem ser utilizados à temperatura ambiente ou ligeiramente acima ($\leq 50 \text{ }^\circ\text{C}$). Sabe-se, no entanto, que o aumento da temperatura eleva a taxa de reação (Figura 25), e produz superfícies mais lisas. Para o ataque químico em Alumínio, a taxa de gravação é de $660 \text{ nm}/\text{min}$, e recomenda-se temperatura de 40 a 50°C (MADOU, 2001). Meios de corrosão por via úmida de Alumínio típicos utilizados contêm 1-5% de HNO_3 (para oxidação de Al), 65 - 80% H_3PO_4 , para gravar o óxido de Alumínio nativo, bem como o óxido constantemente formado pelo HNO_3 , ácido acético (CH_3COOH) para melhorar a umidade do substrato com a solução de gravação, e para ajustar a taxa de gravação a uma determinada temperatura (MADOU, 2001; MICRO-

Figura 25 - Taxa de gravação do Alumínio para gravadores com base em misturas de H_3PO_4/HNO_3 em função da temperatura.



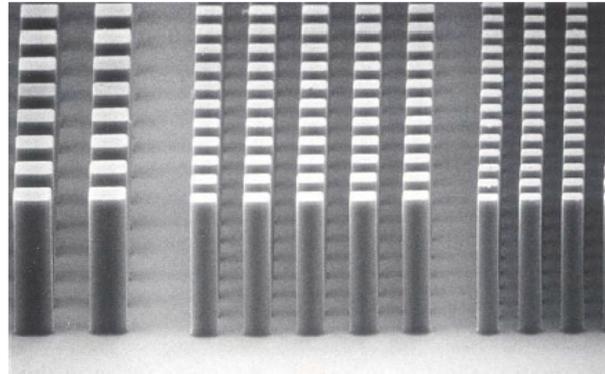
Fonte: MICROCHEMICALS, 2018.

CHEMICALS, 2018).

Optou-se por empregar no protótipo um sistema de banho químico à temperatura de 45°C , utilizando uma solução removedora de Alumínio (Defreckl'g Alum Etch w/AES - Fujifilm) à base de ácido fosfórico (65-85% H_3PO_4), ácido acético (5-15% CH_3COOH), ácido nítrico (1-5% HNO_3) e ácido fluorídrico (1-3% HBF_4), empregando agitação mecânica do substrato para obter uma geometria otimizada dos orifícios. De acordo com a literatura, os padrões resultantes gravados isotropicamente mostram mais simetria e arredondamento quando a agitação acompanha a gravação. A planicidade da superfície também é melhorada.

Uma observação importante é que, naturalmente, o SU-8, ou a máscara de resiste positivo utilizada, devido à sua composição, devem ser estáveis e resistentes à solução removedora, de modo que, as regiões do material condutor que não estão protegidas pelo resiste sejam quimicamente atacadas com uma taxa de gravação muito mais elevada que o resiste. Por exemplo, no trabalho de Carballo et al. (2011), é registrada uma taxa de gravação para o resiste utilizado de cerca de $100 \text{ nm}/\text{min}$.

Figura 26 - Imagem MEV evidenciando artefatos de $10\ \mu\text{m}$ de espessura; deposição com SU-8 2000 ($50\ \mu\text{m}$).



Fonte: MICROCHEM-KAYAKU, 2020.

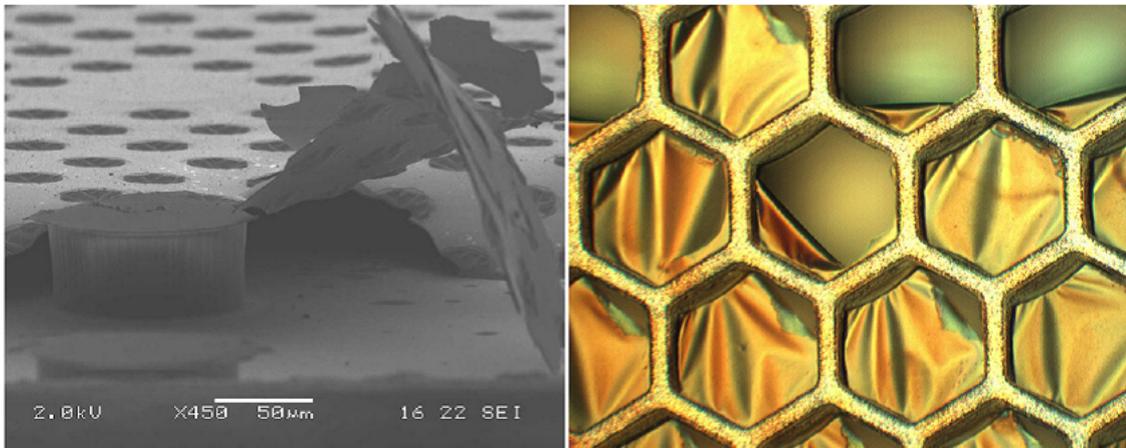
3.11 Resiste Isolante SU-8

O SU-8 é um resiste negativo, epóxi-fotográfico, e com alta taxa de aspecto (relação altura-espessura), que encontra aplicação em várias áreas de microeletrônica, incluindo a fabricação de micro moldes plásticos ou metálicos por galvanoplastia, micro fluídos para micro canais, fabricação de estruturas fotoplásticas, e como material de ligação para componentes ópticos (CONRADIE; MOORE, 2002). Sua formulação contém o polímero SU-8 (Bisfenol A Novolak epóxi oligômero), um gerador fotoácido (triarylsulfoniumhexafluoroimino) e o solvente (gama-Butirolactona) (CARBALLO, 2009). Em síntese, as principais características do SU-8 que o tornam útil na microfabricação são: sua ótima adesão à maioria das superfícies, seu baixo peso molecular (que lhe confere elevado contraste e solubilidade em grande variedade de solventes orgânicos), e boa capacidade de planarização.

O SU-8 também permite a obtenção de espessuras por simples espalhamento sobre substrato rotatório (*spincoating*); sua matriz altamente polimérica faz com que ele seja quimicamente estável. Depois de exposto à luz UV, o gerador de fotoácidos decompõe-se para iniciar uma reação de reticulação. Esta reação é acelerada com um aquecimento pós-exposição (CARBALLO, 2009). O material não exposto é então removido com um solvente durante a revelação. Alturas características de $5\ \mu\text{m}$ até $1000\ \mu\text{m}$ são possíveis, com taxas de aspecto acima de 20 dependendo da geometria (Figura 26). Além disso, devido à matriz altamente reticulada, o material exibe alta tolerância para absorver doses de radiação (KEY et al., 2004).

No entanto, uma das desvantagens do SU-8 são as altas tensões observadas na interface do material, devido ao seu encolhimento durante a reticulação. Como material fotoplástico, o SU-8 é resistente à maioria dos ácidos e outros solventes. Consequente-

Figura 27 - Imagens MEV e MO de grades de metal com orifícios obstruídos devido a uma camada de SU-8 reticulado.



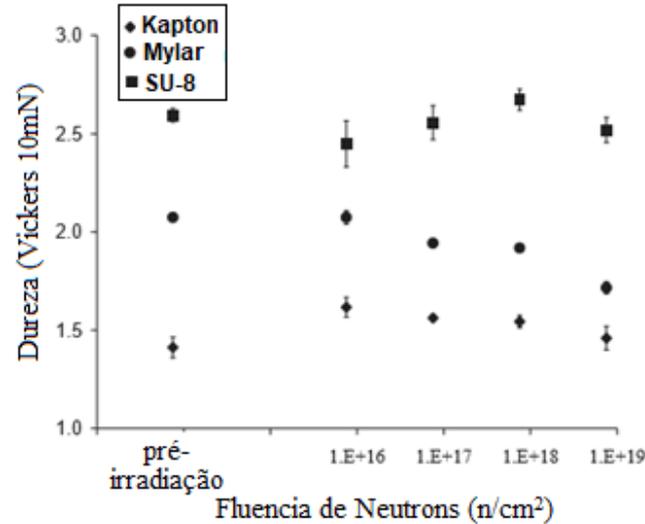
Fonte: CARBALLO, 2009.

mente, é difícil de remover uma vez reticulado, e métodos adequados de corrosão química, compatível com outros materiais na estrutura, muitas vezes não são eficazes (CONRADIE; MOORE, 2002). Na Figura 27, podem-se observar imagens de microscópio óptico e MEV de orifícios fechados devido a uma camada de SU-8 reticulado. Observa-se que alguns dos furos começam a ser abertos.

Todavia, essa desvantagem se presta bem para aplicações onde não é desejável remover o resiste. Estruturas de SU-8 na ordem de dezenas de microns ou menores e, portanto de baixa tensão, modeladas com boa adesão em Silício, podem ser usadas como material permanente quando combinadas com processos e materiais convencionais. Quando comparado com poliamida, as paredes laterais de SU-8 dos microfuros obtidos através da fotolitografia têm uma melhor verticalidade, contribuindo para um campo elétrico uniforme na região da avalanche dentro do orifício (CONRADIE; MOORE, 2002; MAODDI et al., 2014).

O material é fornecido como um líquido ou como folhas de espessura definida (SU-8 laminar). O processamento, geralmente utilizando o líquido, consiste de *spin coating*, aquecimento leve (*softbake*), exposição, aquecimento pós exposição (*post exposure bake - PEB*), revelação, e um opcional pós-aquecimento mais rígido (*Hard bake - HB*) (CHUNG; PARK, 2013; CONRADIE; MOORE, 2002). Estes cozimentos ou *bakings* devem ser realizados para ajudar na evaporação do solvente contido no resiste, e também devido à acumulação das tensões internas, que podem resultar em craqueamento do resiste. Para minimizar esse risco, todas as etapas do processamento do SU-8 incluem longos tempos de espera, e lenta subida e descida de temperatura (CARBALLO et al., 2009).

Figura 28 - Medidas de dureza para amostras de filme de SU-8, Kapton e Mylar submetidas à radiação de nêutrons (10 MeV).



Fonte: [Adaptado de KEY et al., 2004.]

Testes de dureza Vickers seguidos de irradiação de nêutrons de filmes de amostra de $50\mu\text{m}$ de SU-8 mostram comparações favoráveis com polyimido Kapton e filmes poliéster Mylar, materiais comumente usados em detectores gasosos de radiação (Figura 28) (KEY et al., 2004).

O SU-8 líquido pode ser comprado em diferentes formulações. Uma característica importante que difere estas formulações é a viscosidade, pois influencia diretamente na espessura do filme formado. Nas Tabelas 3, 4 e 5 (MICROCHEM-KAYAKU, 2020; MICROCHEM-KAYAKU, 2018) são apresentadas algumas propriedades físicas e elétricas do SU-8.

Os resistes SU-8 são comumente expostos à radiação UV convencional com comprimento de onda entre 350-400 nm (CHUNG; PARK, 2013). Outras considerações importantes devem ser feitas sobre a temperatura e o tempo do pós cozimento (*post bake exposure - PEB*) do *wafers* após a deposição do SU-8, já que, por ser um resiste térmico, suas propriedades físicas são altamente dependentes da exposição UV e das condições PEB. Assim, tais propriedades podem continuar mudando quando o resiste é exposto à maiores temperaturas do que a que se encontrava anteriormente. Desta forma, é recomendável que o pós cozimento (*PEB*) seja realizado logo após a exposição com uma temperatura de até 95°C . O tempo de pós cozimento também deve ser controlado de acordo com a espessura do filme. Se o dispositivo final ou parte dele estiver sujeito à al-

Tabela 3 - Propriedades físicas do SU-8 2000.5.

Propriedade	Valor
Força de adesão (mPa) Silício / vidro	38/35
Temperatura de transição vítrea (T_g °C)	210
Estabilidade térmica (°C)	315
Condutividade térmica (W/mK)	0.3
Coefficiente de expansão térmica (CTE ppm)	52
Resistência à tração (MPa)	60
Alongamento na ruptura (ϵ_b %)	6.5
Módulo de Young (GPa)	2.0
Viscosidade (cSt)	2.49
Densidade (g/ml)	1.070

Fonte: MICROCHEM-KAYAKU, 2020.

Tabela 4 - Propriedades elétricas do SU-8 2000.

Propriedade	Valor
Constante Dielétrica	3.2
Perda Dielétrica, 1GHz	0.015
Rigidez Dielétrica ($V/\mu m$)	112
Resistividade volumétrica (Ω/cm)	2.8×10^{16}
Resistividade Superficial (Ω/cm)	1.8×10^{17}

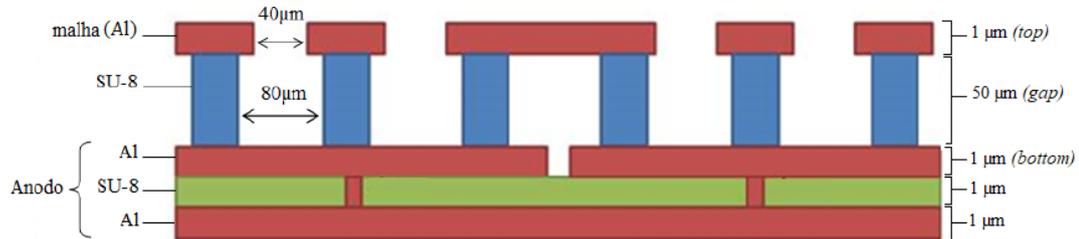
Fonte: MICROCHEM-KAYAKU, 2018.

Tabela 5 - Adesão obtida por análise de cisalhamento do SU-8 2000 em diferentes substratos.

Substrato	Valor (MPa)
Si	53
SiN	43
GaAs	66
Ni	45
Au	29
Al/Cu (99/1)	23
Cu	38
Vidro	pobre
Quartzo	61

Fonte: MICROCHEM-KAYAKU, 2018.

Figura 29 - Esquema das camadas do protótipo do dispositivo Micromegas desenvolvido no IMB-CNM.



Fonte: O autor, 2018.

gum processo térmico durante sua operação regular, um pós cozimento severo (*hard bake*) deve ser realizado após a revelação. Recomenda-se usar uma temperatura 10°C maior que a temperatura máxima de operação esperada (MICROCHEM-KAYAKU, 2020).

3.12 Processamento das Camadas Micrométricas no IMB-CNM

As etapas de microfabricação foram realizadas durante o período de atividades de pesquisa no Centro Nacional de Microeletrônica (IMB-CNM), onde foi possível realizar o processamento do dispositivo Micromegas em sala limpa e posterior caracterização por microscopia óptica e MEV, apresentadas a seguir em §3.13.

Quatro protótipos foram produzidos utilizando substratos de Silício de 4" de diâmetro e $500\ \mu\text{m}$ de espessura. A produção consistiu no desenvolvimento de camadas que compõem o anodo pixelizado, o *gap* de amplificação (SU-8 com espessura de $50\ \mu\text{m}$) e a malha metálica de Al ($1\ \mu\text{m}$). O espaçamento entre os centros dos furos é de $100\ \mu\text{m}$ em uma distribuição romboédrica, conforme ilustrado no esquema da Figura 29.

As principais etapas para a fabricação do dispositivo são detalhadas abaixo:

1. Preparação do Substrato - Inicialmente, uma limpeza padrão RCA (KERN, 1990), conforme descrito em §3.1 foi realizada. Após a limpeza, os *wafers* são submetidos à uma oxidação em um forno para obter uma camada de 365\AA de SiO_2 . Esta camada de óxido melhora a aderência das próximas camadas a serem depositadas.
2. Metalização e fabricação do anodo pixelizado - É realizada a deposição de um filme de $1\ \mu\text{m}$ de Al por *sputtering*, com o objetivo de formar a primeira camada de contato metálico que forma o anodo. É realizado o processo fotolitográfico utilizando $2\ \mu\text{m}$ de resiste positivo sobre a camada de Alumínio, o qual é insolado na fotoalinhadora e revelado, e em seguida submetido ao ataque químico úmido (*wet-*

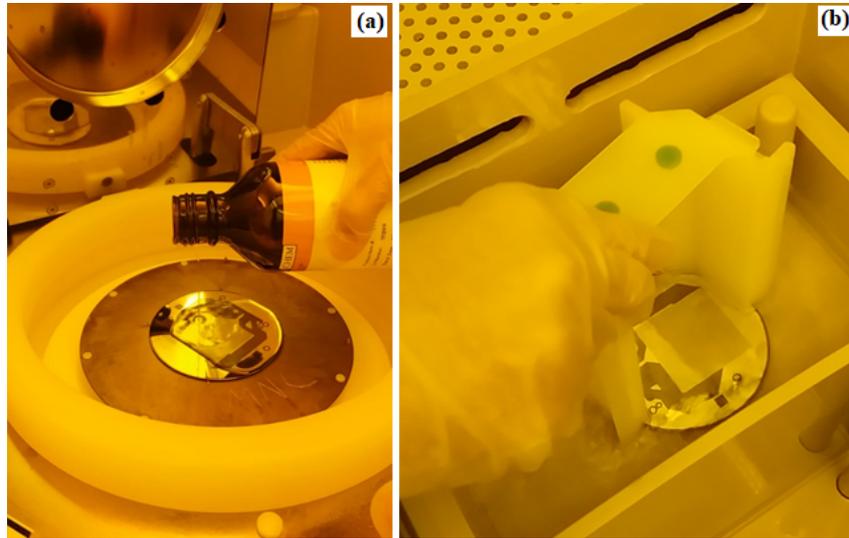
Figura 30 - Retirada de umidade do *wafer* na estufa.



Fonte: O autor, 2018.

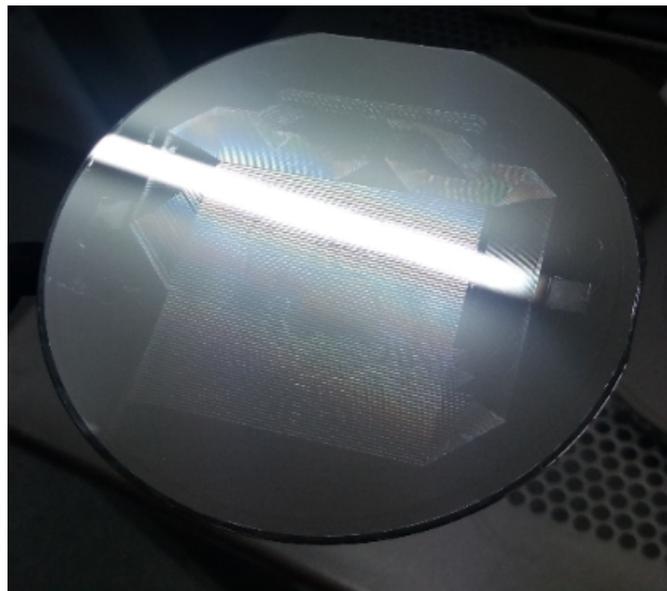
- etching*) a fim de definir o padrão dos *pads* do anodo. Após o *etching*, é realizada uma limpeza por plasma de Oxigênio para retirar o resiste positivo sobre o *wafer*.
3. Deposição de SU-8, fotolitografia e revelação - Após a retirada de umidade do *wafer* em uma estufa (Figura 30), é realizado o processo para a deposição da camada de SU-8 com espessura de $1\ \mu\text{m}$ em uma *spinner* (700rpm por 30s) (Figura 31(a)), seguido de um *soft bake*, insolação com máscara na fotoalinhadora e *post bake*. Após revelar o SU-8 (Figura 31(b)), um *hard bake* é realizado. Na deposição é utilizado o SU-8 2000.5 da fabricante Microchem-Kayaku.
 4. Deposição de Alumínio - Uma espessura de filme entre $0,5$ e $1\ \mu\text{m}$ de Alumínio (Figura 32) é depositada por evaporação térmica; conforme já observado em §3.11, o SU-8 não lida bem com altas temperaturas, e por essa razão não é recomendável utilizar o equipamento de *sputtering*. Após a evaporação é realizada a deposição de um resiste positivo com $2\ \mu\text{m}$ de espessura novamente na *spinner* (1500rpm de velocidade por 30s), *softbake* em um prato quente, exposição em fotoalinhadora (tempo de exposição de $26,5\text{s}$ à $11\ \text{mW}/\text{cm}^2$), seguida de *post bake* e revelação do resiste positivo. O Alumínio é então removido por *wet-etching* para obter o padrão dos pixels do anodo.
 5. Estruturação da camada isolante de SU-8. Todo o processamento do SU-8 é descrito abaixo:
 - a) Deposição por *spin coating* de SU-8 2050 MicroChem para a formação

Figura 31 - Deposição em um equipamento *spinner* (a) e revelação do SU-8 (b).



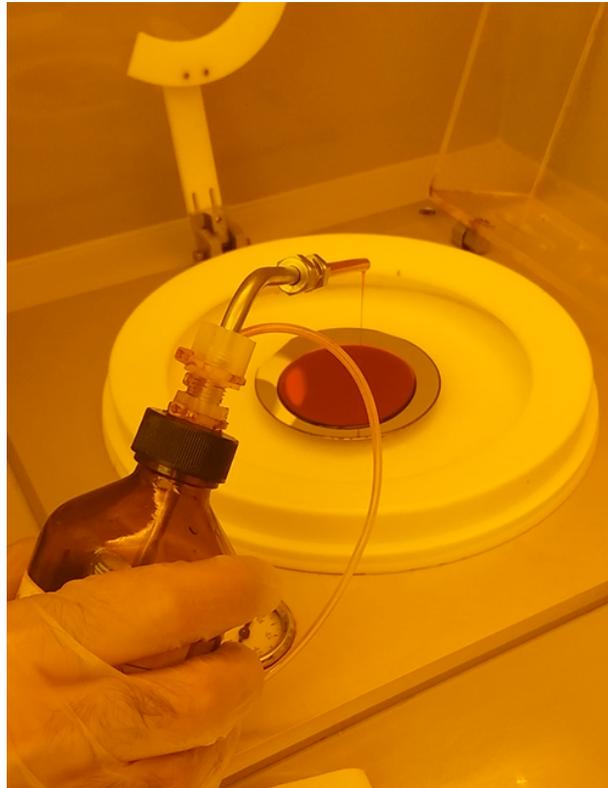
Fonte: O autor, 2018.

Figura 32 - Aspecto do *wafer* de Silício após a etapa de evaporação de Alumínio.



Fonte: O autor, 2018.

Figura 33 - Deposição do resiste positivo sobre a camada de SU-8.



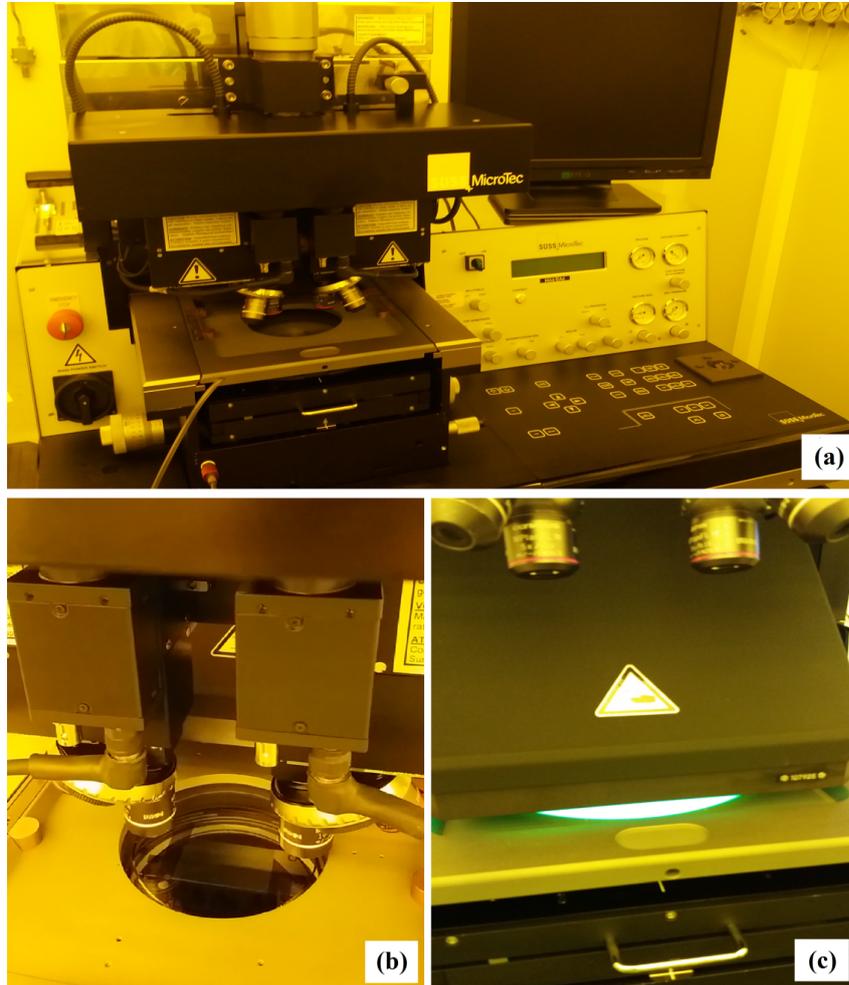
Fonte: O autor, 2018.

de uma camada de $50 \mu\text{m}$, operando à 2900rpm por 30s seguido por *softbake* com o substrato em um prato quente (10 minutos à 50°C , sobe-se a temperatura até 65°C por mais 10 minutos, e novamente subindo a temperatura até 95°C por 20 minutos). O controle dos tempos é feito de forma manual, utilizando um cronômetro. Após esta etapa é necessário que o *wafer* fique em repouso à temperatura ambiente por toda a noite para o alívio de tensões residuais do SU-8;

b) Deposição de resiste positivo FUJIFILM HIPR6512 sobre o SU-8 (Figura 33). Para obter uma camada de $2 \mu\text{m}$, o *spinner* operou com uma velocidade de 1500 rpm por 30s. O resiste positivo retém parte da energia envolvida durante a deposição do metal, evitando o *crosslink* total da parte superior do SU-8, e facilitando a sua revelação. Em seguida o *wafer* foi aquecido (*softbake*) em prato quente por 2min e 30s à 80°C utilizando um suporte para o substrato.

c) Exposição do resiste positivo HIPR6512 junto com o SU-8 em uma fotoalinhadora (Figura 34(a); Figura 34(b)) durante 36s utilizando uma máscara, e aplicando-se uma intensidade da radiação UV de $11 \text{ mW}/\text{cm}^2$ (Figura 34(c)). Um detalhe importante é que o SU-8 não é revelado, a revelação é realizada na

Figura 34 - Fotoalinhadora MicroTec (a), alinhamento com lentes de microscópio (b), e exposição com luz Ultravioleta (c).



Fonte: O autor, 2018.

última etapa de todo o processo. Após a exposição é realizado um cozimento *post bake* (5min à 50°C, aumenta-se a temperatura até 65°C onde permanece por mais 5 minutos, e finalmente aumenta-se a temperatura até 80°C por 10 min).

d) Revelação do resiste positivo durante aproximadamente 1 minuto. Não há revelação do SU-8 nesta etapa.

6. Deposição de Alumínio, exposição e *wet – etching*. Após o processamento do SU-8, a última camada de metal é termicamente evaporada. A seguir, um revestimento de espessura de 2 μm de resiste positivo é depositado (à velocidade de 1500rpm por 30s), e o *wafers* então, é alinhado e exposto. Esta camada tem como objetivo proteger o filme de Alumínio do *wet-etching*. Como nas etapas anteriores, um *softbake* é

Figura 35 - Banho químico realizado na etapa de *Wet Etching*.



Fonte: O autor, 2018.

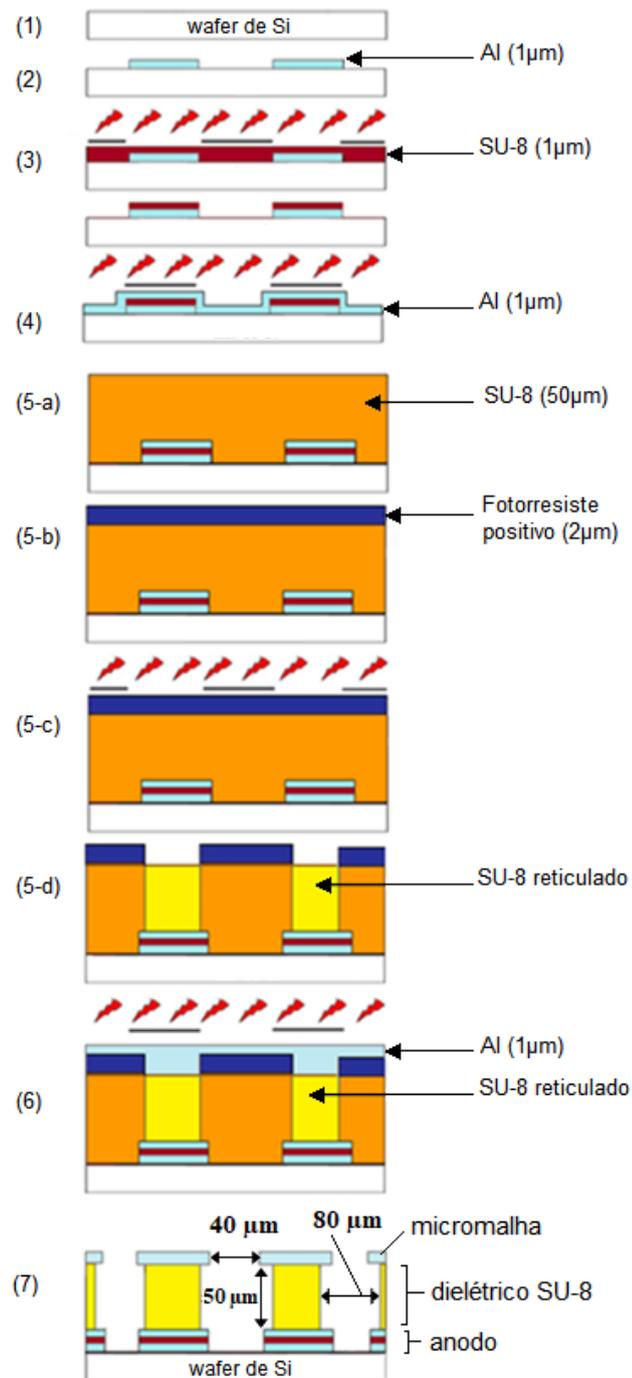
realizado antes do fotoalinhamento, um *post bake* após a exposição, e um *hard bake* após a revelação do resiste positivo. Em seguida, o Alumínio é gravado usando um ataque químico por via úmida (*wet etching*) (Figura 35).

7. Revelação do SU-8. O SU-8, junto com o resiste positivo depositado sobre este, e o restante do resiste que protegia a camada de Al contido nos contatos de Al, são removidos com o revelador do próprio SU-8 (utilizou-se Microchem MRDev-600). Em seguida, o *wafers* foi lavado com isopropanol para retirar os resíduos do revelador. Esta etapa é a mais crítica de todo o processamento, pois o *wafers* estará pronto para ser utilizado como um dispositivo Micromegas.

Um fluxograma de todo o processo é apresentado na Figura 36. Uma observação importante sobre o processamento é sobre o rígido controle de temperatura empregado durante os *bakings*, já que, como citado anteriormente, isso pode alterar as propriedades do SU-8 e dificultar sua revelação. A técnica de *sputtering* realizada sobre a superfície do SU-8 também pode induzir à reticulação, devido à luz UV no plasma, e a energia liberada durante a deposição (ver §3.9). Para minimizar esse efeito, foi usada a técnica de evaporação térmica (itens 4 e 6 na Figura 36). Dessa forma, o equipamento de *sputtering* foi usado somente para a metalização da camada de base do anodo, desde que esta encontra-se sobre o substrato de Silício.

A principal dificuldade encontrada durante o processo de fabricação foi revelar a camada de 50 μm de SU-8, já que esta etapa depende do ajuste de vários fatores,

Figura 36 - Fluxograma das etapas de processamento do Micromegas.



Fonte: O autor, 2018.

principalmente da temperatura à qual essa camada é exposta, e o tempo de revelação do SU-8. O correto desenvolvimento desta etapa, também implica na precisão da geometria final dos orifícios da malha metálica do dispositivo, já que a remoção do SU-8 dos orifícios poderia danificar alguns anéis de Alumínio.

A partir do terceiro protótipo fabricado, a mudança mais significativa implementada no processamento, foi a deposição da camada de resiste positivo HIPR6512 sobre o SU-8, e exposição de ambos na fotoalinhadora. Esta etapa não estava prevista anteriormente, e de fato, houve uma melhora estrutural da geometria a partir desta modificação (será apresentada a seguir em §3.13). Além disso, o equipamento de ultrassom foi utilizado para os *wafers* 1 e 2, devido à dificuldade de revelar completamente o SU-8 e definir os furos dos contatos. Após todas as etapas de revelação, os *wafers* foram enxaguados em isopropanol, água deionizada, e secos com fluxo de ar.

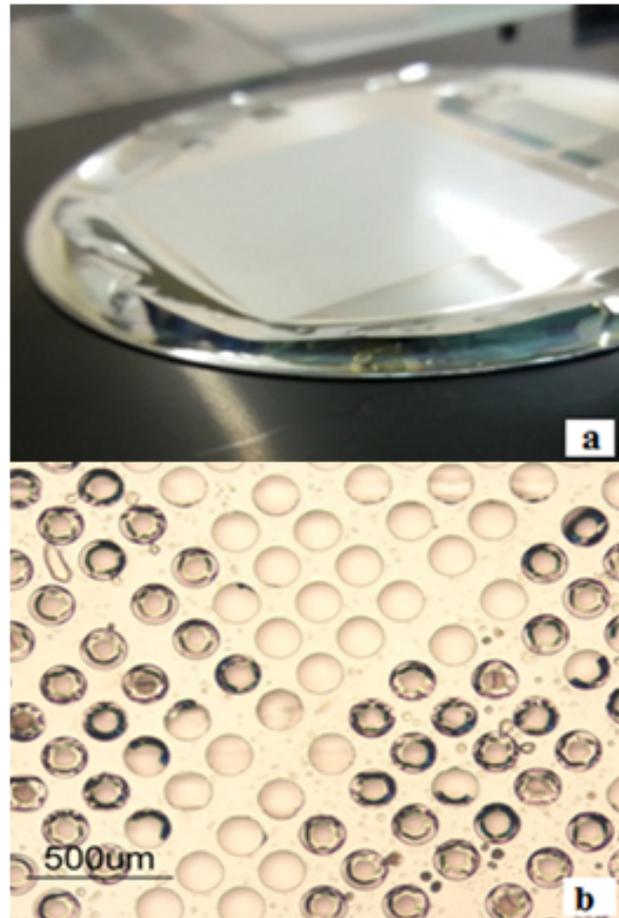
3.13 Caracterização por Microscopia Óptica (MO) e Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)

Foram obtidas imagens do dispositivo por microscopia óptica (LEITZ ERGOLUX 200) e Microscopia Eletrônica de Varredura (ZEISS SEM AURIGA), a fim de avaliar a evolução das geometrias fabricadas. Inicialmente, foi possível observar a delaminação do SU-8 (Figura 37(a)), o que indicava que o tempo de revelação era um fator limitante. Alguns dos anéis da malha metálica de Alumínio foram removidos (Figura 37(b)), o que se pode considerar ser uma evidência da movimentação do ultrassom, ou do tempo excessivo de revelação. Como mostrado nas micrografias, uma grande quantidade de resíduos de SU-8 removido dos orifícios durante o processo de revelação ficou depositada na superfície do *wafers* (Figura 38).

Comparando com os *wafers* anteriores, a nova etapa incluída no processamento a partir do *wafers* 3, ou seja, a deposição do resiste positivo HIPR6512 sobre o filme de SU-8, mostrou resultados satisfatórios com relação à aparência final da geometria do dispositivo (Figura 39). A presença deste resiste positivo contribuiu para reduzir o tempo de revelação da última camada de SU-8 (Tabela 6).

A Figura 40 mostra que não há anéis quebrados ou rompidos no *wafers* 4 (Figura 40 (d)), diferentemente do que ocorreu nas amostras anteriores, e também não foi observada delaminação da camada, como ocorreu anteriormente no *wafers* 1. A diminuição do tempo de revelação também contribuiu para evitar o início da corrosão dos anéis, para reduzir as rebarbas observadas nos limites dos orifícios no *wafers* 3 (Figura 40 (c)), e para a melhorar a definição da forma circular destes. A superfície do *wafers* também está limpa, sem resíduos de SU-8, ou orifícios bloqueados como ocorreu para as amostras 1 e 2 (Figuras 40 (a) e 40 (b), respectivamente).

Figura 37 - Primeiro *wafer* produzido. Delaminação da camada de SU-8
 (a). Imagem MEV de topo mostrando alguns orifícios sem o
 anel de metal (b).



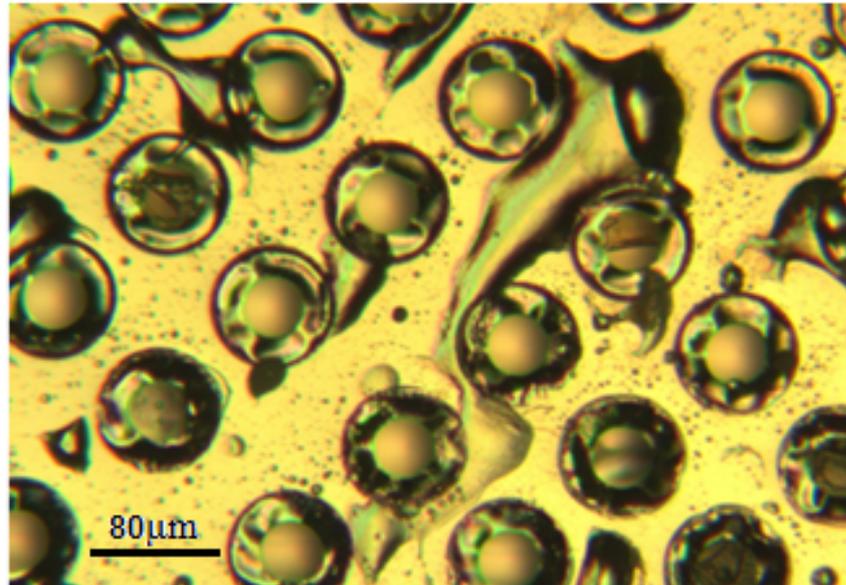
Fonte: O autor, 2018.

Tabela 6 - Tempos de revelação empregados para o SU-8 nos diferentes
 protótipos.

<i>Wafer</i>	Tempo de revelação do SU-8	Metodologia
1	7min30s + 1min ultrassom + 1 min IPA	Sem resiste positivo
2	6min + 1min30s ultrassom + 1min IPA	Sem resiste positivo
3	3min30s + 1min IPA	Com resiste positivo
4	2min30s + 1min IPA	Com resiste positivo

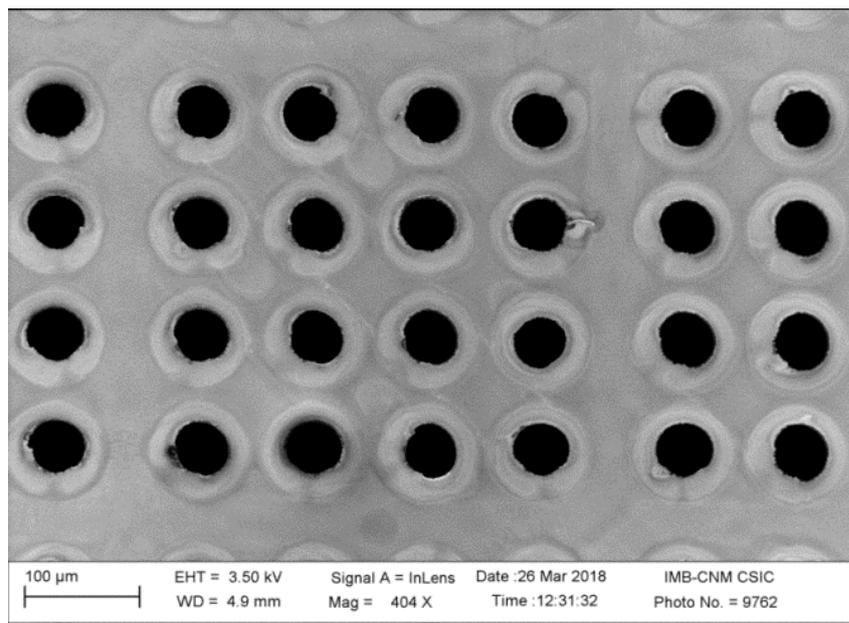
Fonte: O autor, 2018.

Figura 38 - Imagem de MO mostrando resíduos de SU-8 na superfície do *waf*er 2 observados após a revelação final; aumento de 10x.



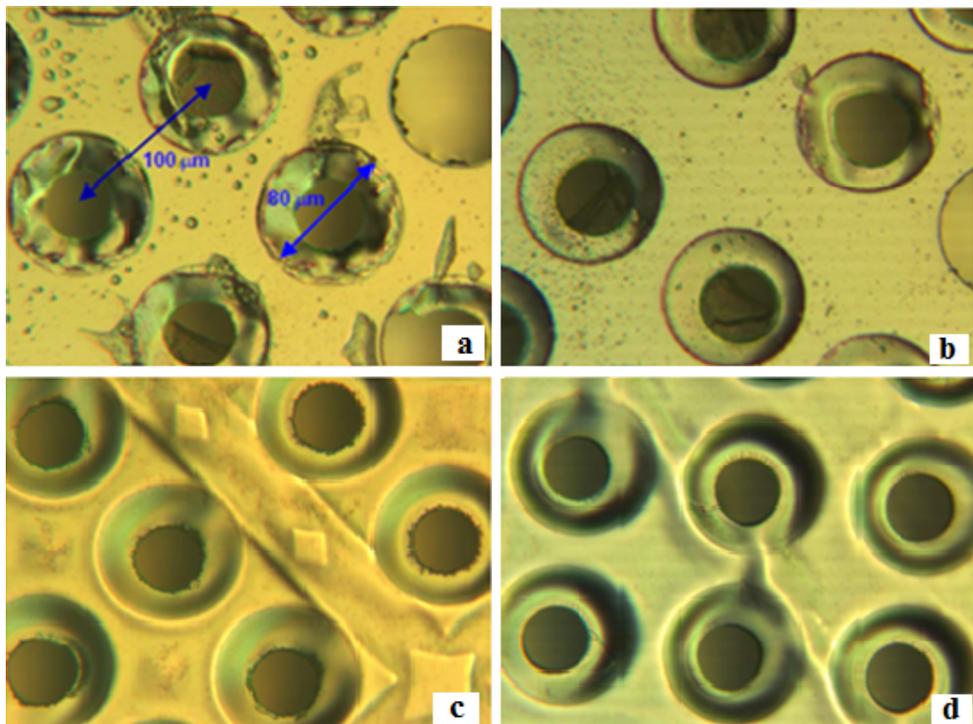
Fonte: O autor, 2018.

Figura 39 - Micrografia MEV de topo mostrando o aspecto final do *waf*er 3 sem orifícios bloqueados; aumento de 404x.



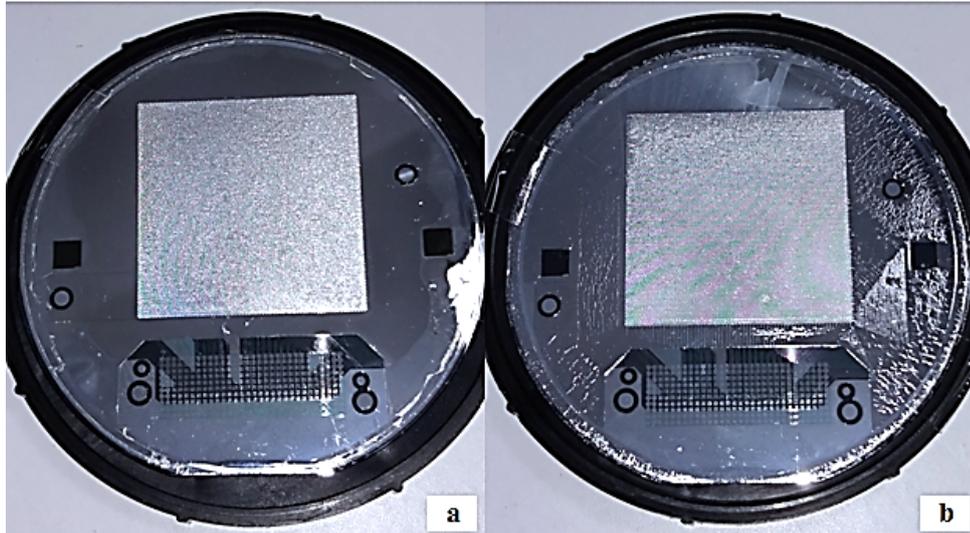
Fonte: O autor, 2018.

Figura 40 - Micrografias de topo obtidas por MO comparando as geometrias dos furos para os quatro protótipos, aumentos de 10x.



Fonte: O autor, 2018.

Figura 41 - Comparação entre a aparência final dos *wafers*. (a) *Wafer 1*; superfície mais lisa no topo. (b) *Wafer 3*; ondulações observadas na camada de topo.



Fonte: O autor, 2018.

Com relação à sua aparência geral, algumas ondulações foram observadas na superfície do *wafer 3*, após a inclusão do resiste positivo. A Figura 41 mostra uma comparação entre o *wafer 1* (Figura 41(a)) e o *wafer 3* (Figura 41(b)), onde a etapa de deposição do resiste foi incluída. Essas ondulações podem ser consideradas uma das dificuldades para realizar o alinhamento na etapa de exposição, já que o dispositivo consiste do empilhamento de muitas camadas, podendo resultar em orifícios não concêntricos, gerando um desalinhamento em relação ao anel de metal. Apesar disso, na área ativa, que é a região de maior interesse para o sistema de detecção, os anéis de Alumínio apresentam uma geometria otimizada no *wafer 3*, e as ondulações parecem não influenciar sua rigidez.

Diferentes configurações foram testadas também para o sistema de evaporação, assim foi possível obter um aumento na taxa de deposição, e conseqüentemente na espessura das camadas metálicas. Isto ocorreu devido à mudanças na configuração da estrutura de contenção do metal a ser evaporado (o filamento térmico em forma de espiral foi substituído por uma barra de filamento). A espessura foi otimizada para valores próximos de $1 \mu m$. Como relatado nas etapas do processamento (ver § 3.12), a metalização por evaporação do Alumínio ocorre na camada de base e na de topo que forma a malha metálica. A Tabela 7 apresenta as espessuras medidas.

Outro aspecto importante com relação à espessura da malha metálica é a forma do campo na vizinhança das bordas dos furos. Devido à agudeza da malha próximo as bordas, é esperado um campo elétrico mais forte que na região de amplificação. Elétrons

Tabela 7 - Espessuras das camadas de Alumínio da malha formadas por evaporação térmica.

<i>Wafer</i>	Espessura (eletrodo de base)	Espessura (eletrodo de topo)
1	516 nm	607 nm
2	507 nm	446 nm
3	887 nm	723 nm
4	833 nm	904 nm

Fonte: O autor, 2019.

entrando na região de amplificação perto de uma borda do orifício podem experimentar mais colisões ionizantes que um elétron entrando no centro. Nesses casos, o ganho e a probabilidade de descarga podem aumentar significativamente nessa região (BIAGI, 2002).

Apesar de algumas dificuldades encontradas durante o processamento, as técnicas de microfabricação empregadas, são amplamente utilizadas na produção de *wafers*, conforme relatado nos trabalhos de Carballo et al. (2006), Carballo et al. (2008), Carballo et al. (2009), Chefdeville et al. (2006), Chefdeville (2009).

4 SIMULAÇÃO

A fim de analisar e ajustar os parâmetros de operação (tensões, campos de arrasto, misturas gasosas, ganho esperado, eficiência, entre outros), foram realizadas simulações, utilizando os programas Ansys (ANSYS, 2018), Magboltz (BIAGI, 1999; BIAGI, 2002), Root (BRUN; RADEMAKERS, 1994), e Garfield++ (VEENHOF, 1984).

O Garfield++ é um pacote de simulação criado pelo pesquisador do CERN, Rob Veenhof, explicitamente para reproduzir processos físicos em detectores gasosos ou que usam semicondutores como meio sensível. Mais precisamente, simula a propagação e interações de elétrons, íons e fótons, calculando o número de elétrons primários criados no volume de arrasto, o processo de avalanche, o ganho do detector, o sinal de leitura, o tamanho da nuvem de elétrons quando chega ao anodo, entre outros parâmetros. Para levar em conta os campos elétricos na estrutura dos detectores, o potencial tem que ser simulado antecipadamente por Métodos de Elementos Finitos, utilizando *softwares* como Ansys, Elmer, Comsol, entre outros.

No Método de Elementos Finitos, a geometria a ser resolvida é dividida em vários pequenos elementos, os quais são interconectados por nós. Assumindo que o potencial elétrico ϕ do Micromegas é estático, a Equação de Laplace é válida como um caso especial da Equação de Maxwell em um espaço livre de carga (RICKERT, 2017):

$$\nabla^2 \phi = \nabla E = 0 \quad (28)$$

Os elementos podem ter qualquer forma. A mais simples é um tetraedro com um nó em cada extremidade (RICKERT, 2017). Uma das razões pelas quais escolheu-se o Ansys, é que ele possui elementos sólidos curvos para construir a malha e, portanto, fornece uma estimativa melhor do potencial e do campo elétrico. Para resolver a equação, o potencial ϕ é aproximado para cada seção do nó por funções de base ϕ_i , que são frequentemente funções polinomiais. O potencial é, portanto, substituído por uma soma de equações lineares (RICKERT, 2017):

$$\phi \cong \sum_{i=1}^n A_i \phi_i \quad (29)$$

Onde n é o número de nós, e A_i são funções de ponderação aproximadas.

A partir disso, o problema toma a forma de um sistema de equações lineares,

com o número de equações igual ao número de nós. O sistema é resolvido para os valores nodais, pela inserção das condições de contorno. Os valores nodais podem então ser usados para obter uma aproximação para toda a região do problema. Depois que o potencial é resolvido, ele é gravado em listas (arquivos .lis) em um formato que pode ser lido pelo Garfield ++:

- ELIST.lis: Contém o índice de elementos versus listas de índices de materiais.
- MPLIST.lis: Contém o índice de cada material e as listas das propriedades como resistividade e permissividade.
- NLIST.lis: contém a posição de linhas ao longo dos eixos x, y e z.
- PRNSOL.lis: as listas contém o índice de nós versus o potencial em cada nó da malha (BHATTA; MUKHOPADHYAY, 2018).

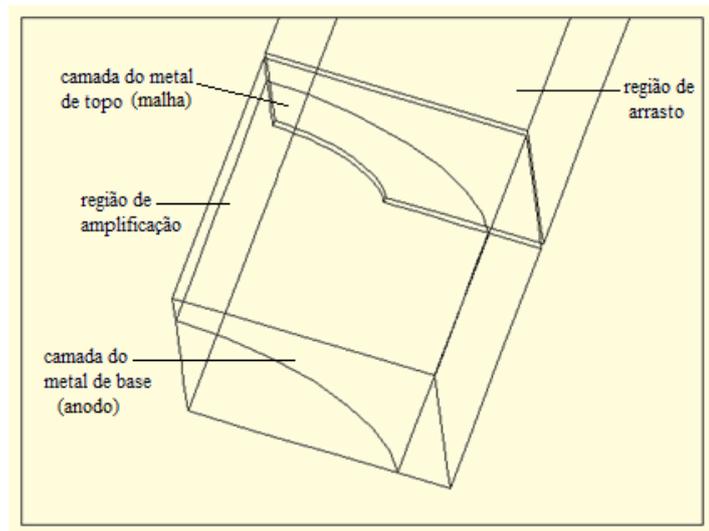
As propriedades de transporte das misturas gasosas usadas no volume de interação são calculadas usando o programa Magboltz, uma biblioteca do Garfield++, que realiza uma integração numérica da equação de transporte de Boltzman, para computar a velocidade de arrasto; ele também resolve os coeficientes de difusão transversal, mobilidade de elétrons e outros parâmetros. O Magboltz computa a velocidade de arrasto usando técnicas de Monte-Carlo, resolvendo a trajetória de elétrons no nível microscópico através das várias colisões com as moléculas de gás (BHATTA; MUKHOPADHYAY, 2018).

Para apresentar os resultados, o Garfield++ necessita de duas entradas diferentes, a geometria do problema e a configuração do campo elétrico, neste caso, os arquivos .lis gerados pelo Ansys. Inicialmente, construiu-se um croquí de célula elementar do dispositivo, representada por 1/4 do orifício da região de amplificação (Figura 42). Para facilitar os cálculos, foram desenhados apenas a superfície do anodo, camada de topo (malha) e o catodo. As camadas de base do anodo (primeira camada de Al e 1 μm de SU-8) não influenciam no campo elétrico e na multiplicação, portanto não foram desenhadas.

A fim de visualizar inicialmente a distribuição do campo elétrico no Ansys, as tensões nos eletrodos foram configuradas da seguinte forma: a tensão aplicada no catodo (região de arrasto), $V_{drift} = -800$ V, e a tensão aplicada entre os eletrodos do dispositivo (região de amplificação), $V_{eletrodos} = -500$ V. O anodo (*ground*) é configurado para 0 V. Assumiu-se o valor do *gap* da região de arrasto como $d_{drift} = 10\text{mm}$, valor aproximadamente empregado para dispositivos Micromegas (CARBALLO et al., 2008; CHEFDEVILLE et al., 2006). A Figura 43 mostra o resultado da distribuição do vetor de campo elétrico apresentado pelo Ansys na célula unitária. Como o esperado, o fluxo do campo é mais intenso dentro do orifício da célula elementar.

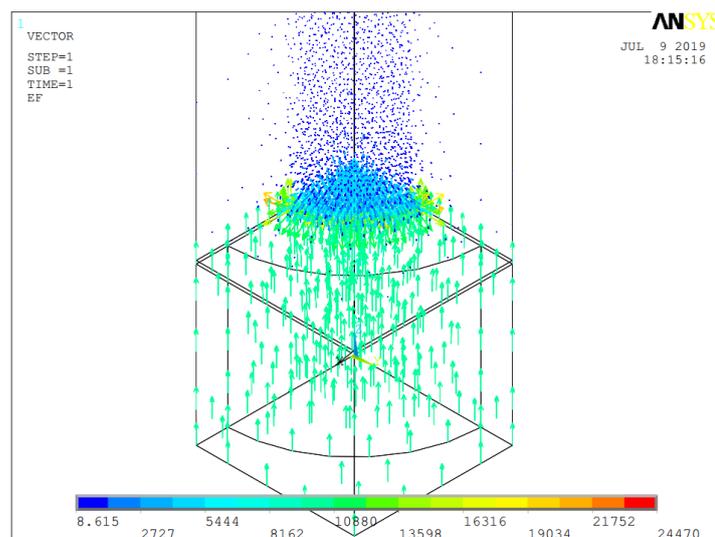
Foi simulada a distribuição 2D do campo elétrico (Figura 44) para uma região definida do dispositivo, à pressão de 1 atm, e temperatura ambiente (293,15K), para a

Figura 42 - Esquema de uma célula elementar do Micromegas para os cálculos de simulação.



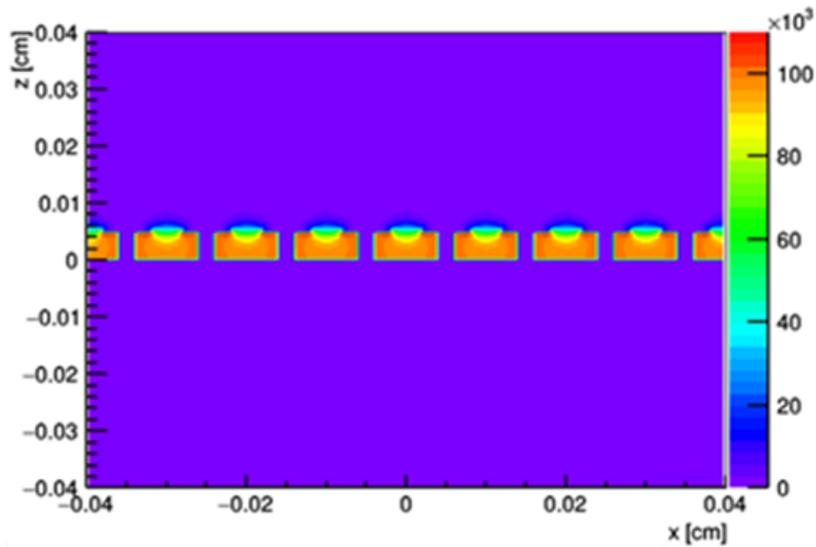
Fonte: O autor, 2018.

Figura 43 - Distribuição do vetor campo elétrico plotado pelo software Ansys.



Fonte: O autor, 2019.

Figura 44 - Simulação 2D do campo elétrico no dispositivo Micromegas utilizando o *software* Garfield++.



Fonte: O autor, 2019.

mistura gasosa Ar/iC_4H_{10} . Este resultado é apresentado para uma área de 8 vezes o passo da célula unitária. É possível observar um campo elétrico intenso (entre 80 e 100 kV/cm) dentro do orifício do Micromegas, suficiente para se observar a multiplicação eletrônica.

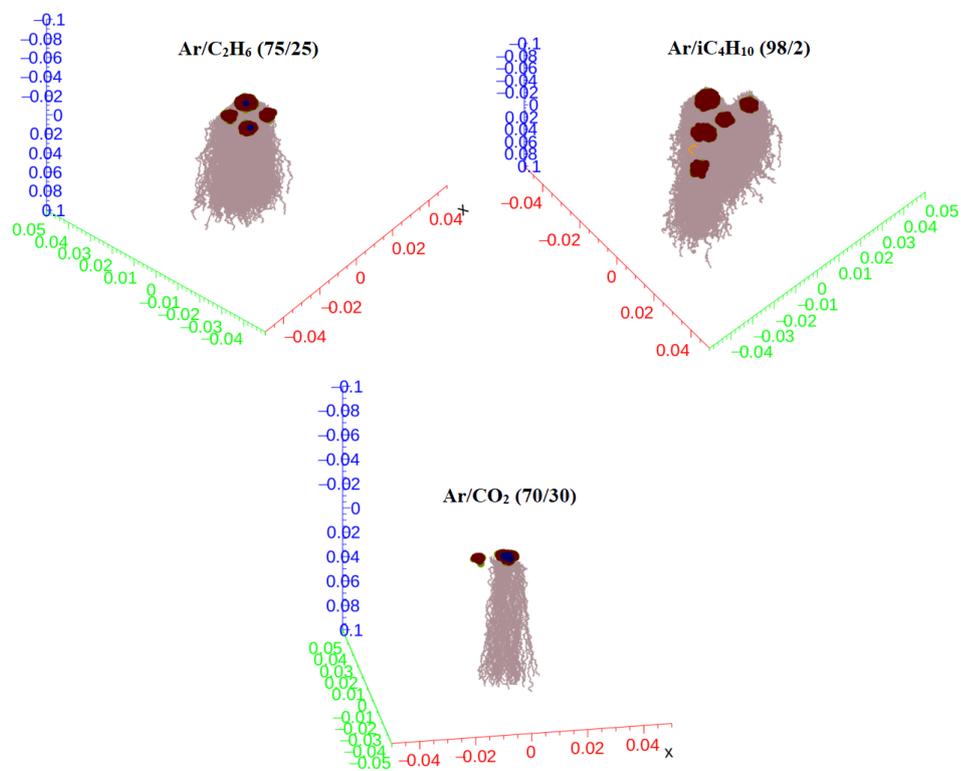
Com relação à distribuição da avalanche em 3D, pode-se observar que a mistura com Ar/iC_4H_{10} (98/2) apresenta um aspecto de nuvem eletrônica mais densa (largura de aproximadamente 0,06 cm; ver o cálculo em §4.5) (Figura 45) em comparação com as misturas Ar/CO_2 (70/30) e Ar/C_2H_6 (75/25), para uma mesma tensão aplicada à malha, o que pode sugerir que esta mistura apresenta maior potencial de ionização.

4.1 Ganho Efetivo

O ganho efetivo calculado por simulação foi obtido através da contagem da quantidade de elétrons que chega à superfície da base metálica do anodo. O cálculo deste inclui os processos de arrasto de elétrons primários, e seu direcionamento até o eletrodo de base. Esse tipo de medida é importante para se definir a faixa de tensão de trabalho, de modo a observar sinais sem a saturação do detector e surgimento de *sparks*, e também verificar qual mistura gasosa é mais adequada para determinada tensão. Foram realizadas simulações de ganho (Figura 46) para diferentes combinações gasosas, levando em conta as misturas mais empregadas na literatura para detectores de radiação à gás.

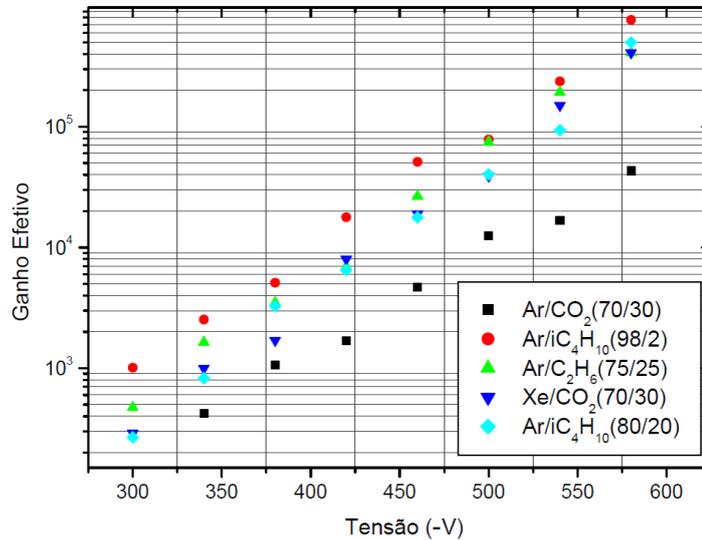
Para a faixa de tensões de trabalho usuais para dispositivos Micromegas, isto é, de

Figura 45 - Simulações das avalanches eletrônicas em 3D do dispositivo Micromegas para diferentes gases, à uma tensão na malha de -460 V.



Fonte: O autor, 2019.

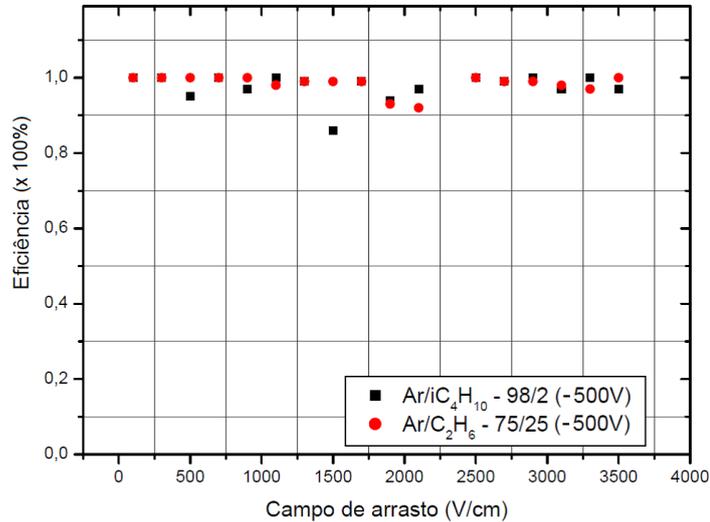
Figura 46 - Ganho efetivo simulado no Garfield++ para diferentes misturas gasosas à 1 atm e temperatura ambiente.



Fonte: O autor, 2019.

$\Delta V = 300V$ a $500V$ (LEO, 1994; SAULI, 2014) na região de multiplicação, a combinação Ar/iC_4H_{10} (98/2) é mais significativa com relação ao ganho, podendo atingir valores um pouco abaixo de 10^5 para $-500V$. Como pode-se observar no resultado da simulação, o tipo de gás adicional (ver §1.4) e sua concentração, influenciam diretamente no ganho. Sendo necessárias, dependendo do gás, tensões mais altas para obter-se o mesmo valor de ganho. O gráfico sugere que, em misturas com maiores porcentagens de *quenchers*, observam-se menores ganhos. Por exemplo, para a mistura Ar/CO_2 (70/30) é necessário uma tensão de $\approx -370V$ para se obter um ganho de 10^3 , enquanto que para a mistura Ar/iC_4H_{10} (98/2), o mesmo ganho é obtido com $-300V$. Para a mistura utilizada experimentalmente, Ar/C_2H_6 (75/25), a simulação registra um ganho na ordem de 3×10^3 para uma tensão de aproximadamente $-380V$. Segundo Sauli (2014), dependendo das condições de operação, o ganho máximo atingível do Micromegas excede 10^5 . Esta estimativa encontra-se de acordo com o resultado da simulação apresentado, pois pelo gráfico nota-se que ganhos acima de 10^5 são observados para a maioria dos gases simulados para tensões acima de $-500V$.

Figura 47 - Eficiência de detecção para os dois gases estudados (Ar/iC_4H_{10} (98/2)) e (Ar/C_2H_6 (75/25)) à uma tensão de -500 V aplicada no eletrodo da malha do Micromegas.



Fonte: O autor, 2019.

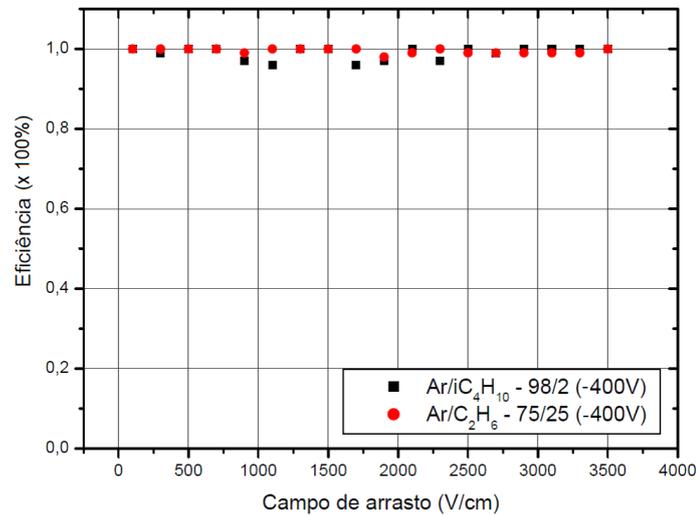
4.2 Eficiência

Outra medida de interesse é a eficiência de detecção. Ela descreve a capacidade de um detector para registrar a passagem de partículas que o atravessam. Em aplicações de rastreamento de feixe, por exemplo, é desejada uma alta eficiência de detecção para a respectiva radiação. A eficiência é limitada pela altura do pulso dos sinais de carga e pelos efeitos do tempo morto. Estes podem ser causados por descargas e recargas. A eficiência, portanto, representa a fração de elétrons primários, aqueles gerados na região de arrasto, que atingem a zona de multiplicação. No cálculo, considerou-se portanto, a eficiência como a razão entre os elétrons liberados no volume de arrasto e os elétrons que atingiram o anodo do dispositivo (CHEFDEVILLE, 2009).

Foram obtidos valores de eficiência a partir de 0,92 para uma tensão de operação de -500 V (Figura 47), e valores desde 0,96 para uma tensão de operação de -400 V (Figura 48) aplicada à malha, em relação ao campo de arrasto, calculados para as duas misturas gasosas de interesse (Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25)). Não se observam grandes flutuações de perda de eficiência, nota-se uma suave queda na região próxima a 1,5 kV/cm, o que não deve influenciar o desempenho do dispositivo, já que deve-se operar entre 0,3 e 0,5 kV/cm.

Segundo Bortfeldt (2014), experimentalmente, para feixes incidentes de maior ener-

Figura 48 - Eficiência de detecção para os dois gases estudados (Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25)) à uma tensão de -400 V aplicada no eletrodo da malha do Micromegas.



Fonte: O autor, 2019.

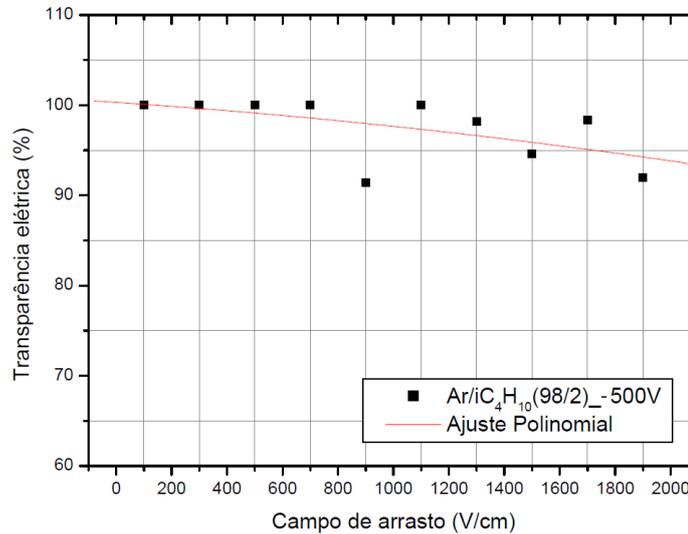
gia, valores acima de 0,96 são registrados. Algumas variações mais expressivas na eficiência podem ser observadas dependendo da geometria (por exemplo, na estrutura padrão Micromegas com pilares isolantes, podem haver regiões de ponto cego de detecção), ou do aumento da intensidade do feixe.

4.3 Transparência Elétrica da Malha

Uma característica importante do campo de arrasto é transferir os elétrons na direção e através dos furos da malha do Micromegas. Em geral, os elétrons seguem as linhas de campo, quando não se considera a difusão transversal e o espalhamento. A transparência eletrônica das micro malhas em Micromegas é consideravelmente maior que a transparência óptica. Isto é devido à alta amplificação do campo, que age como um funil nos elétrons de ionização, entrando do arrasto para a região de amplificação. A transparência da malha eletrônica diminui com o aumento do campo de arrasto devido a dois efeitos:

- Com o aumento do campo de arrasto, a configuração das linhas de campo elétrico na região de arrasto muda: mais linhas de campo terminam na malha, em vez de alcançar a região de amplificação. Assim, mais elétrons são perdidos na malha.

Figura 49 - Transparência elétrica em gás de preenchimento Ar/iC_4H_{10} (98/2) à uma tensão de -500V aplicada à malha.



Fonte: O autor, 2019.

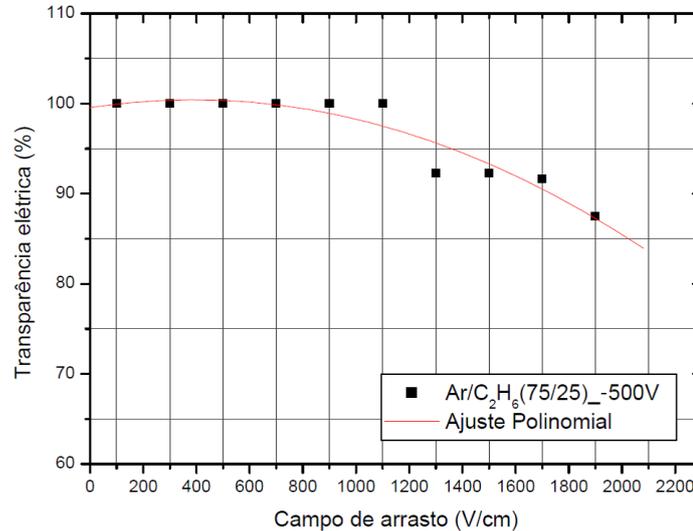
- Devido à difusão transversal de elétrons, estes não seguem estritamente as linhas de campo. Um aumento da difusão transversal aumenta a opacidade da malha, os elétrons se difundem para fora do funil e podem ser absorvidos na mesma (BORT-FELDT, 2014).

Calculou-se, portanto, a transparência elétrica da malha como a razão:

$$Transparência = \frac{e_{vol. de arrasto} - e_{malha}}{e_{vol. de arrasto}} \quad (30)$$

Foram calculadas as transparências para duas misturas gasosas, Ar/C_2H_6 (75/25) (Figura 50) e Ar/iC_4H_{10} (98/2) (Figura 49), aplicando-se uma tensão de -500V na malha de Alumínio, em função do campo de arrasto. É visível a influência do aumento do campo de arrasto na transparência da malha eletrônica. Para a mistura Ar/iC_4H_{10} (98/2), percebe-se um decréscimo suave, porém constante da transparência, conforme aumenta-se o campo de arrasto. Valores próximos de 100%, de 0,1 até 0,7kV/cm são observados. Já para a mistura Ar/C_2H_6 (75/25) é formado um platô de 100% de transparência até um campo de arrasto de 1,1kV/cm, onde ocorre uma queda até valores de 85%. Esta diferença está ligada às diferentes características de difusão transversal dos gases. Estes valores estão de acordo com a literatura (NIKOLOPOULOS et al., 2011). Deve-se fazer uma ressalva, no entanto, que o aumento inicial geralmente observado em

Figura 50 - Transparência elétrica em gás de preenchimento Ar/C_2H_6 (75/25) à uma tensão de -500V aplicada à malha.



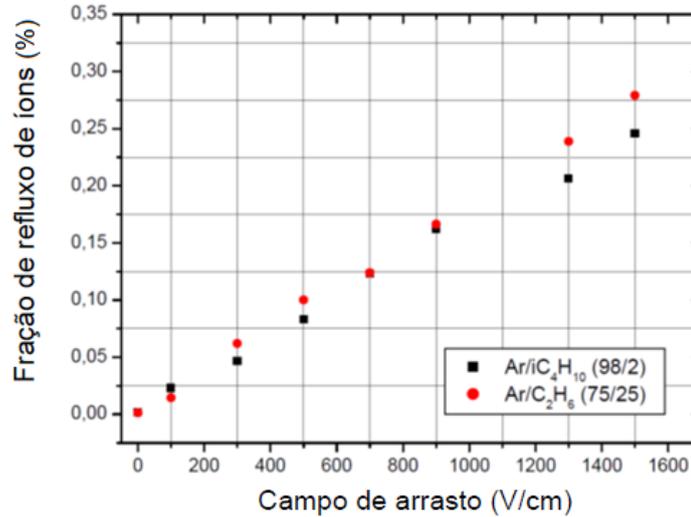
Fonte: O autor, 2019.

campos muito baixos, não é simulado de forma precisa, pois a contaminação por Oxigênio e o tempo de integração dos componentes eletrônicos do pré-amplificador não são levados em consideração (BORTFELDT, 2014).

4.4 Fração de Refluxo de Íons

Correlacionada à transparência do elétron está a transparência da malha de íons. É freqüentemente expressa pelo chamado refluxo de íons (*drifting back ions*), que denota a fração de íons positivos, produzida na região de amplificação, que não são neutralizados na malha, mas que se deslocam para a região de arrasto entre a malha e o catodo. Idealmente, considerando apenas a leitura de carga, seria melhor operar no menor campo de arrasto e maior ganho possível para o qual a probabilidade de *feedback* ou a recombinação de partículas se tornam insignificantes, além de usar uma mistura de gases e geometria apropriados (RUIZ-CHOLIZ et al., 2015). Como a difusão de íons positivos é pequena, espera-se que eles sigam as linhas de campo elétrico. Devido à grande razão entre campo de amplificação e de arrasto no Micromegas (em função de sua geometria de *gap* estreito), as linhas de campo de arrasto, que se estendem para a região de amplificação são fortemente compactadas, então espera-se que o fluxo de íons seja pequeno e dependente da razão de campo (BORTFELDT, 2014). Para dispositivos Micromegas com grandes regiões de

Figura 51 - Fração de Refluxo de Íons em Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25) à uma tensão de -500V aplicada à malha.



Fonte: O autor, 2019.

arrasto, como em câmaras TPCs (*Time Projection Chambers*), este parâmetro é de suma importância, e geralmente deve ser reduzido o máximo possível.

Para a simulação do refluxo de íons, definiu-se a razão:

$$\text{Feedback de íons} = \frac{n^{\circ} \text{ de íons no vol. de arrasto}}{n^{\circ} \text{ de elétrons no anodo}} \quad (31)$$

Os valores calculados em função do campo de arrasto, são apresentados na Figura 51, para uma tensão na malha de -500 V. As medidas encontradas de 0,01 a 0,30% (para campos mais altos), estão em geral, em concordância com valores estudados previamente em trabalhos de Chefdeville (2009), Sharma (1999), os quais variam de 0,04 a 0,14% para campos de até 1000 V/cm.

4.5 Difusão Transversal e Longitudinal

Os elétrons e os íons de um gás estão sujeitos apenas à um campo elétrico, e se movem em média ao longo das linhas do campo, mas os elétrons individuais se desviam da média, devido ao espalhamento nos átomos do gás. Esta dispersão leva à variações de velocidade, a chamada difusão longitudinal, e à deslocamentos laterais, a difusão transversal. Em gases “frios”, como CO_2 por exemplo, a difusão é pequena, porém a velocidade

de arrasto é mais baixa para valores de campos elétricos comuns em detectores à gás. Gases com esta característica possuem uma grande seção de choque inelástica para colisões eletrônicas deixando os elétrons arrastados ainda com baixa energia mesmo para campos relativamente altos (PEISERT; SAULI, 1984). Gases “quentes” como o Argônio, têm maior difusão; quando misturado com gases poliatômicos orgânicos, a difusão é reduzida na maioria dos casos, enquanto a velocidade de arrasto é aumentada (ASSRAN; SHARMA, 2011). A fim de estudar o comportamento das misturas gasosas de interesse, Ar/iC_4H_{10} e Ar/C_2H_6 , em relação à um campo elétrico aplicado, foram simuladas as distâncias de difusão transversal e longitudinal utilizando o programa Magboltz (Figura 52). Pode-se observar, pelos dados plotados, que em ambas as misturas, a difusão é uma função decrescente do campo. Por um lado, uma maior difusão transversal pode resultar numa maior largura de nuvem eletrônica atingindo os *pads* do anodo, o que favorece a leitura do sinal, por outro lado, pode interferir na resolução em posição do detector, um parâmetro importante para aquisição de imagens. Para nosso dispositivo, uma maior difusão transversal não influencia significativamente no desempenho do detector, já que as distâncias entre os eletrodos é reduzida. Para os gases simulados, a porcentagem maior de gás Argônio, na mistura Ar/iC_4H_{10} (98/2) sugere uma maior largura de difusão transversal e longitudinal em comparação com a mistura Ar/C_2H_6 (75/25). Utilizando as Equações 15 e 16, e o coeficiente de difusão do gráfico, pode-se calcular a largura transversal final de uma distribuição a partir da largura transversal inicial. Devem-se distinguir os coeficientes de difusão transversal e longitudinal, conseqüentemente as larguras σ_T e σ_L . Pode-se reescrever a Equação 16 como:

$$\sigma_{T,L}(E, x) = \sigma_{T,L}(E)\sqrt{x} \quad (32)$$

Por exemplo, para uma largura transversal inicial de $100 \mu m$ após se deslocar $1cm$ nas misturas gasosas Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25), sob um campo elétrico de $0,3kV/cm$ (valor utilizado na simulação com o Garfield++), a largura transversal final fica:

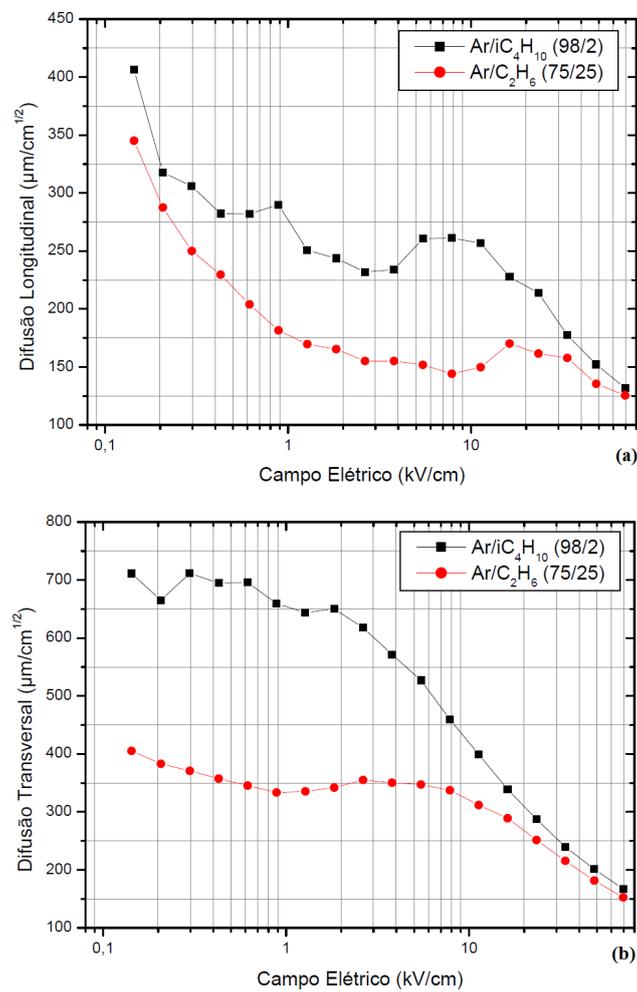
Para o Ar/iC_4H_{10} (98/2):

$$(\sigma_{Tf})^2 = (\sigma_{Ti})^2 + (\sigma_T\sqrt{x(cm)})^2 \rightarrow \sigma_{Tf} = \sqrt{(100\mu m)^2 + (690\frac{\mu m}{\sqrt{cm}}\sqrt{1cm})^2} = 697\mu m \quad (33)$$

Para o Ar/C_2H_6 (75/25):

$$(\sigma_{Tf})^2 = (\sigma_{Ti})^2 + (\sigma_T\sqrt{x(cm)})^2 \rightarrow \sigma_{Tf} = \sqrt{(100\mu m)^2 + (350\frac{\mu m}{\sqrt{cm}}\sqrt{1cm})^2} = 364\mu m \quad (34)$$

Figura 52 - Larguras longitudinal (a) e transversal (b) de uma nuvem eletrônica após 1 cm de deslocamento nas misturas Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/C_2H_6 (75/25) em função do campo elétrico.



Fonte: O autor, 2019.

Onde os valores de 690 e $350 \mu m\sqrt{cm}$ foram obtidos do gráfico da Figura 52(b). Deve-se observar que as larguras calculadas, estão de acordo com a simulação das avalanches realizadas no Garfield++ (Figura 45).

5 DESENVOLVIMENTO E MONTAGEM DO DETECTOR MICROMEAS

A caixa do detector Micromegas foi projetada no Laboratório de Sistemas de Detecção do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), e fabricada no LITMEC - Laboratório de Instrumentação e Tecnologia Mecânica, a partir do *design* de suas partes mecânicas, desenhadas no *software SolidWorks*, que incluem os componentes: base, tampa, conectores de fios e de entrada e saída de gás, máscaras de suporte do *wafers*, suporte da janela, espaçadores e estojos. A função da caixa é funcionar como uma gaiola de Faraday, impedindo ou reduzindo a entrada de perturbações produzidas por campos elétricos ou eletromagnéticos externos ao detector. A Figura 53 mostra uma visão geral da caixa e seus principais dispositivos.

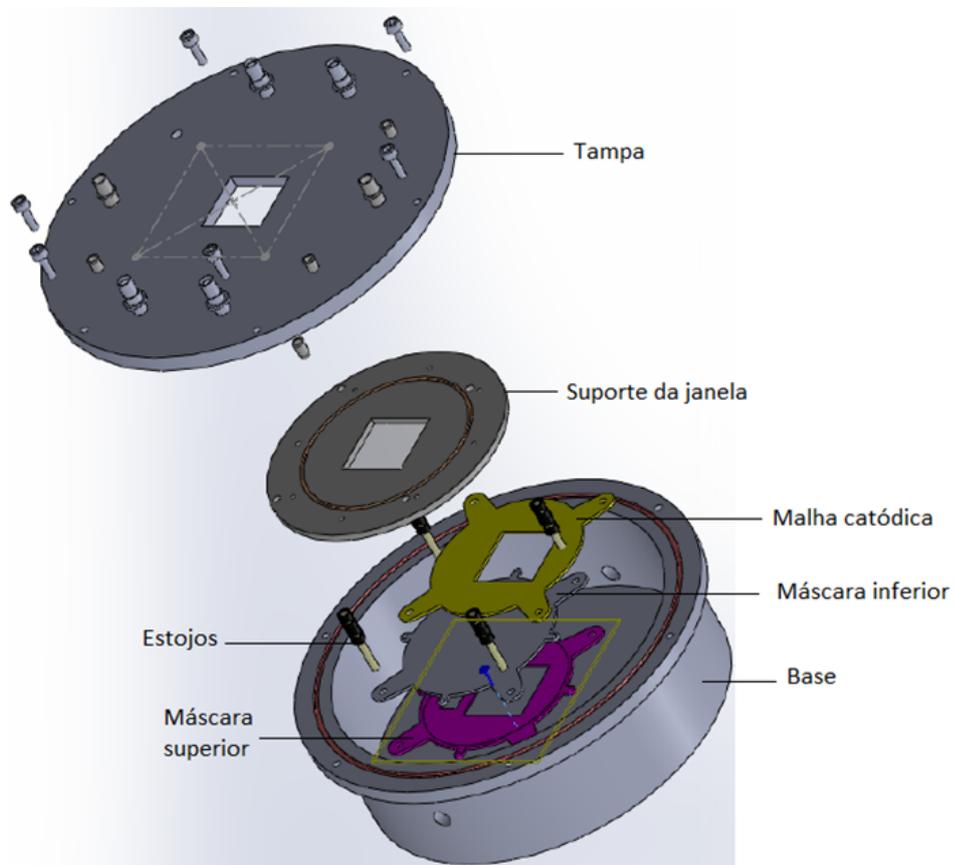
Também foi projetada uma placa de circuito impresso (PCI) para ser utilizada como interface do sistema de leitura. Já os dispositivos eletrônicos utilizados englobam a fonte de alta tensão, os discriminadores, pré-amplificadores, osciloscópio e demais eletrônicos do sistema de aquisição. Nas seções seguintes, todos estes componentes são apresentados de forma detalhada.

5.1 Partes Mecânicas

5.1.1 Tampa

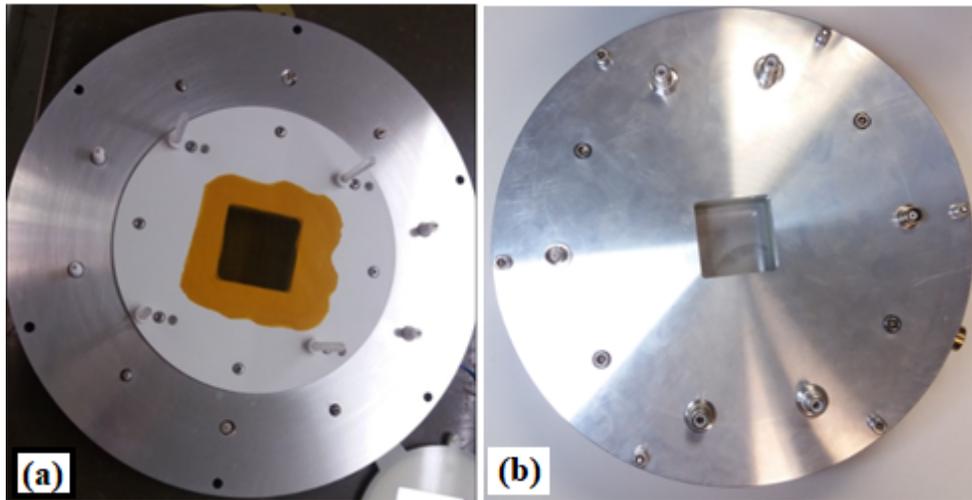
A tampa da caixa foi projetada com dimensões de 280 mm de diâmetro, a partir de um tarugo maciço de liga de Alumínio (ASTM 6351-T6 - 0,2%Si; 1,2-1,8%Mg; e 3,8-4,9%Cu). Este tipo de Alumínio é um material muito utilizado em caixas de detectores à gás, uma vez que possui várias características positivas, tais como: fácil usinagem, resistência mecânica adequada, resistência à corrosão. Além disso, um detector projetado com caixa de Alumínio pode operar com pressão acima da atmosférica em futuros experimentos. Para o protótipo da caixa, optou-se por utilizar a tampa como suporte para o dispositivo; desta forma, pode-se aproveitar a base futuramente para outras geometrias ou tamanhos de *wafers*. Assim, as entradas para os conectores (4 conectores coaxiais, 4 conectores SHV, 2 conectores BNC) também foram projetadas na tampa. O rasgo da janela para a passagem da radiação foi projetado para estar alinhado à área ativa do *wafers* (4,8 x 4,8 cm). Projetou-se também, um rebaixo para o encaixe do suporte da janela. Optou-se por não fixar o filme de Kapton da janela diretamente sobre a tampa, a fim de facilitar a troca do filme posteriormente, se necessário. Para a fixação da tampa à base foram utilizados seis parafusos do tipo Allen (M5 - 5 mm) de aço inoxidável. A Figura

Figura 53 - Visão espacial da caixa do detector Micromegas.



Fonte: O autor, 2019.

Figura 54 - Suporte da janela em PVC acoplado (a) e distribuição dos conectores na tampa (b).



Fonte: O autor, 2019.

54 mostra a foto do suporte da janela acoplado à tampa e a distribuição dos conectores.

5.1.2 Base

A base (Figura 55) foi projetada com o mesmo material da tampa (liga de Alumínio ASTM 6351-T6), tendo volume interno de aproximadamente 30700 cm^3 . Além disto, projetaram-se furos para as válvulas agulha de entrada e saída de gás. Para realizar a vedação contra fuga de gás, *o-rings* de borracha de dimensões $\text{Ø}247,24 \times 3,53\text{mm}$, foram utilizados, com o rasgo projetado na base.

5.1.3 Suporte do Wafer

Foram projetadas e fabricadas duas máscaras de fibra de vidro FR4 de espessura de 2 mm para serem utilizadas como suporte do *wafer*. Este material foi empregado, por ser isolante e ter a rigidez necessária a fim de que o conjunto contendo o *wafer* não se movimente durante a operação do detector sem sofrer danos. As placas de fibra de vidro foram adquiridas com tamanhos de $15 \times 15 \text{ cm}$, e cortadas em uma máquina com corte à *laser*. Projetou-se uma região de rebaixo de $500 \mu\text{m}$ para o encaixe do *wafer*, ou seja, com a mesma espessura deste, com rasgos para a área ativa do detector e para o encaixe da placa de leitura do sinal (Figura 56). O conjunto de máscaras e *wafer* foi fixado com

Figura 55 - Base da caixa do detector.



Fonte: O autor, 2019.

pequenos parafusos de Nylon. Desenhos técnicos de todos os componentes da caixa são apresentados no Apêndice C.

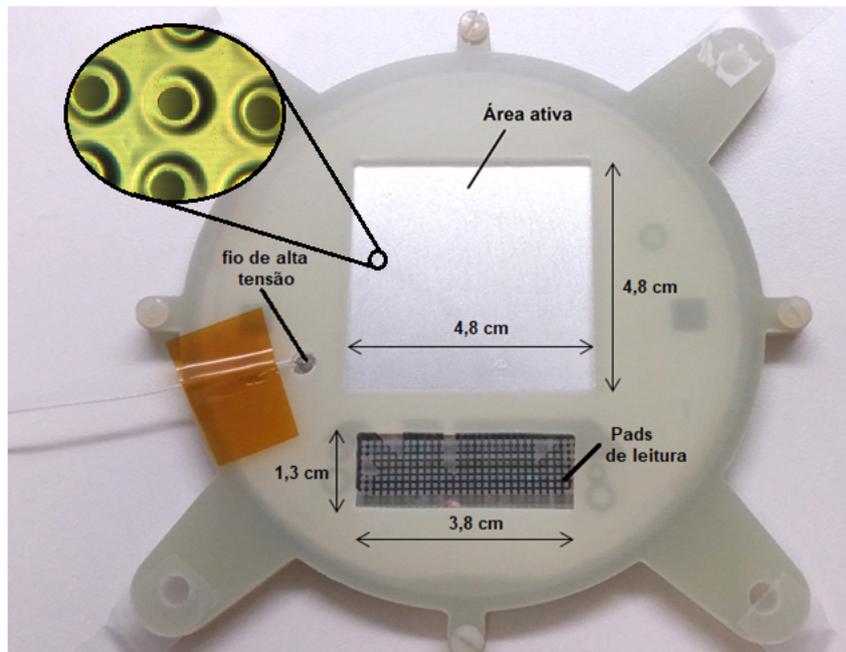
5.1.4 Espaçadores e Estojo

Foi encaixado um conjunto de quatro estojos de Nylon (comprimento de 50 mm cada) no suporte da janela, o qual foram rosqueados espaçadores de 5 mm de altura entre o suporte da janela e a malha a catódica, a fim de criar um pequeno espaçamento entre estes. Também foram colocados dois espaçadores, entre o catodo e o suporte do *wafers*, criando-se assim um *gap* de arrasto de 10 mm. Este espaçamento também é utilizado em outros dispositivos Micromegas relatados na literatura (BORTFELDT, 2014; CHEFDEVILLE et al., 2006).

5.1.5 Janela e Suporte da Janela

O rasgo da janela foi projetado com a mesma dimensão da área ativa do detector (48x48 mm), e de forma que ficasse alinhado de maneira precisa à esta região. Fabricou-se também, um suporte de PVC para a janela, o qual pode ser acoplado à tampa do detector através de parafusos do tipo Allen. O filme de Kapton foi fixado com cola Araldite na

Figura 56 - Conjunto máscaras de suporte e *wafers*, e detalhe da área ativa.



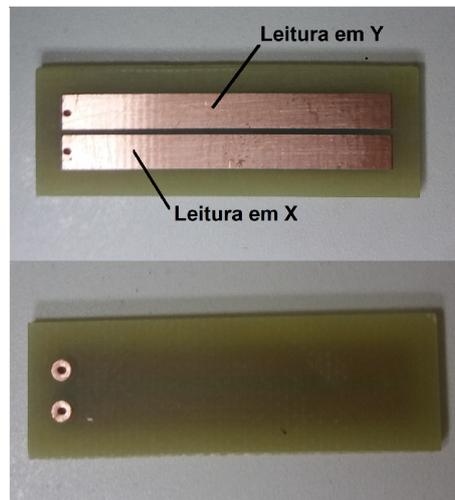
Fonte: O autor, 2019.

parte interna do suporte da janela, a fim de deixar a região da colagem protegida na parte de dentro da caixa, e evitar que o gás fique acumulado na espessura do rasgo da janela. Como será utilizada pressão atmosférica à fluxo contínuo, não há risco de o filme de Kapton romper por esforço mecânico.

5.2 Sistema de Leitura da Carga

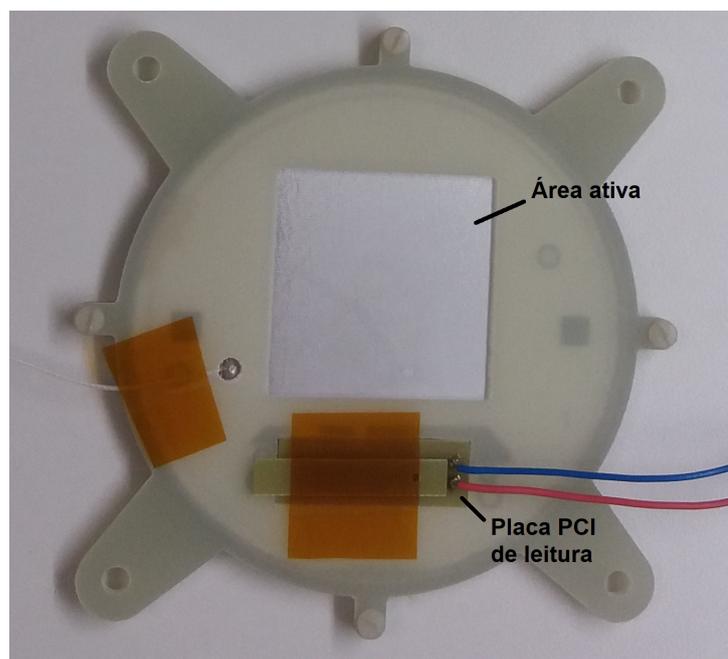
Para realizar a leitura dos elétrons multiplicados, projetou-se uma placa PCI de 1,6 mm de espessura, com dimensões de 38 mm x 13 mm. A finalidade da placa PCI é verificar o sistema de leitura em posição da carga amplificada. Esta placa contém trilhas de Cobre com espessura de 0,034 mm, a fim de realizar a coleta de elétrons por contato com os *pads* de leitura do *wafers*. A placa foi projetada de forma que se encaixe precisamente no desenho dos *pads* através de duas trilhas, uma para a leitura na direção X e outra na direção Y (Figura 57). Cada trilha possui um furo metalizado em sua extremidade ao qual foi soldado um fio de Cobre que é, por sua vez, conectado a um conector coaxial na tampa da caixa. A fim de assegurar o contato elétrico com o dispositivo, a placa foi presa ao suporte do *wafers* utilizando uma fita adesiva de Kapton, como mostrado na Figura 58.

Figura 57 - Placa PCI projetada para o sistema de leitura do Micromegas.



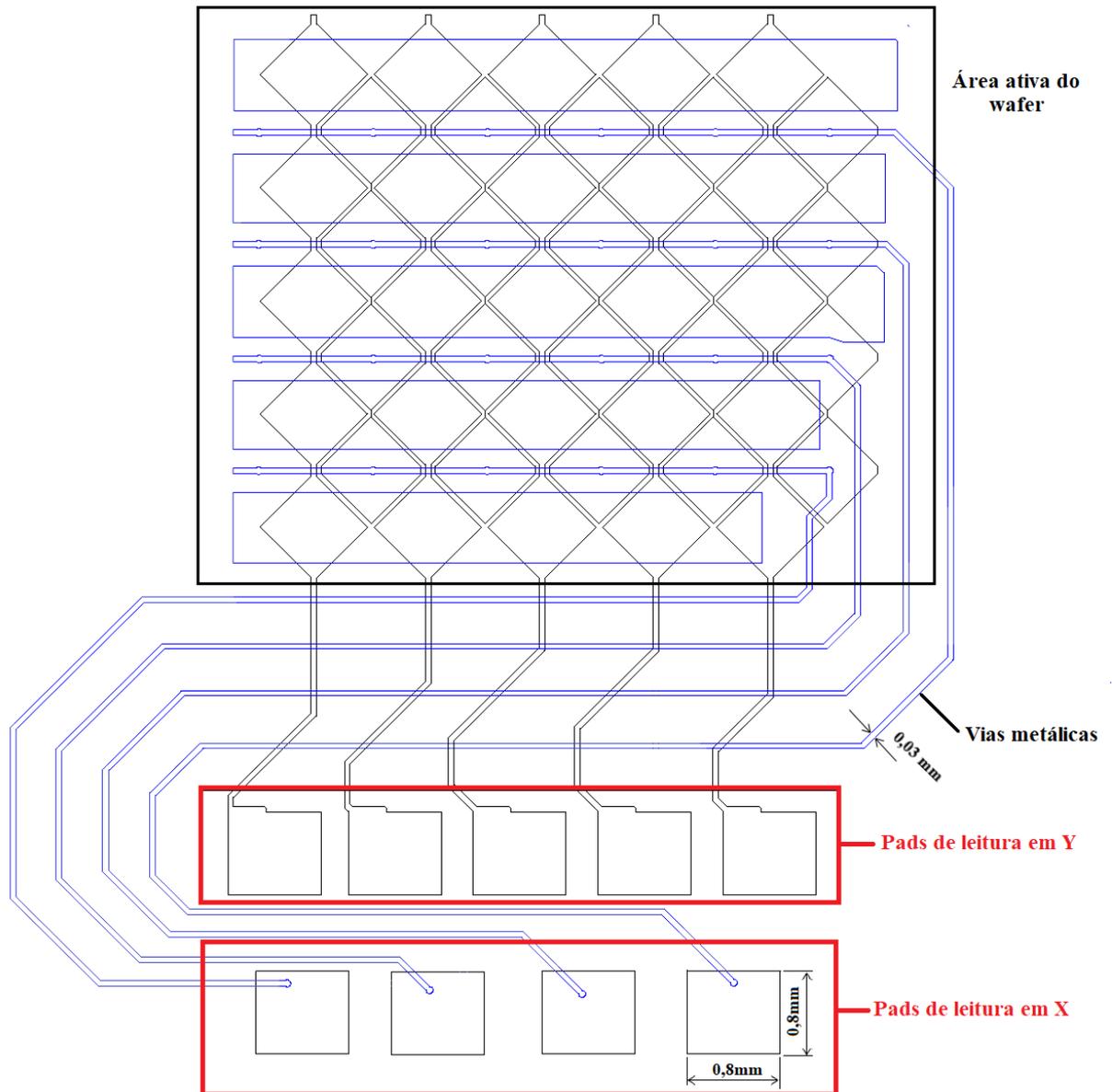
Fonte: O autor, 2019.

Figura 58 - Conjunto de suporte do *waf*er e placa PCI com fios soldados.



Fonte: O autor, 2019.

Figura 59 - Esquema do desenho do anodo de leitura X&Y. Os *pads* de leitura são destacados em vermelho.



Fonte: O autor, 2020.

O anodo de leitura $X&Y$ tem 3 camadas (ver Figura 29): acima do substrato de Silício localizam-se as ilhas correspondentes às pistas metálicas de leitura na direção horizontal (X), as quais são conectadas à área ativa pelas vias representadas na Figura 59 em cor azul. A segunda camada é formada pelo resiste isolante SU-8, a fim de formar uma região intermediária que separa a leitura na direção X da leitura na direção Y. Na camada superior, encontram-se os *pads* metálicos referentes à leitura na direção Y. A geometria do eletrodo de leitura pode ter várias formas, como ilhas (*pads*) hexagonais (BHATTACHARYA et al., 2015; KAPPLER, 2000; BACHMANN et al., 2002), ou quadrados (ANDRIAMONJE et al., 2010; KARLEN et al., 2001), micropistas dispostas em ângulos (PACELLA et al., 2001), ou ortogonais (BHATTACHARYA et al., 2015; KAPPLER, 2000). Neste projeto, optou-se por *pads* quadrados (leitura em Y) e losangos (leitura em X). Cada conector dos *pads* de leitura tem lado de 0,8 mm (Figura 59). Os conectores ativos somam um total de 156 *pads* (78 em X, 78 em Y) onde a carga depositada será coletada posteriormente pela placa PCI colocada em contato metálico, de forma a englobar todos os *pads*.

5.3 Catodo

Para o catodo do detector utilizou-se uma malha de aço inox (malha 40/35 e abertura 0,425 mm) soldada em uma moldura de FR4 (fibra de vidro), empregada como suporte, à qual foi soldado um fio para aplicação da alta tensão. A placa utilizada como suporte para o catodo, assim como os suportes do *wafers*, foram fabricados em uma máquina de corte à *laser*. A folha catódica cobre toda a área ativa do *wafers* e é encaixada no conjunto de estojos alinhada às máscaras de suporte do *wafers*.

5.4 Montagem

O detector foi montado, por etapas, com os componentes descritos nas seções anteriores. Inicialmente, a caixa foi higienizada com sabão neutro e seca com jato de ar comprimido. Os componentes interiores (espaçadores, porcas e estojos) foram higienizados com álcool isopropílico e utilizando ultrassom. Em seguida, fixou-se o filme de Kapton ao suporte de PVC da janela, que foi então aparafusado à tampa. Sobre o suporte da janela foram sobrepostos o catodo e o conjunto máscara inferior-*wafers*-máscara superior, mantendo-se uma distância da área ativa do *wafers* ao catodo (*gap* de arrasto) de 10mm por meio de dois espaçadores de PVC (5 mm cada), rosqueados ao estojo. Os fios dos eletrodos foram soldados às terminações dos conectores (Figura 60). A tampa é fixada à base da caixa e, finalmente, o detector é fechado (Figura 61). Um esquema ilustrando a

montagem do detector é mostrado na Figura 62.

5.5 Amplificação e Sistema de Aquisição

Os detectores necessitam de um sistema eletrônico para que o sinal elétrico gerado possa ser lido e digitalizado, além de uma fonte para o fornecimento de alta tensão (polarização do detector). Esse sistema eletrônico completo é composto de alguns elementos independentes, no caso do detector Micromegas. Os principais elementos utilizados para a polarização e leitura dos sinais do detector são mostrados no diagrama em blocos da Figura 63 e na foto da Figura 64. Cada elemento será apresentado de forma separada nas seções a seguir.

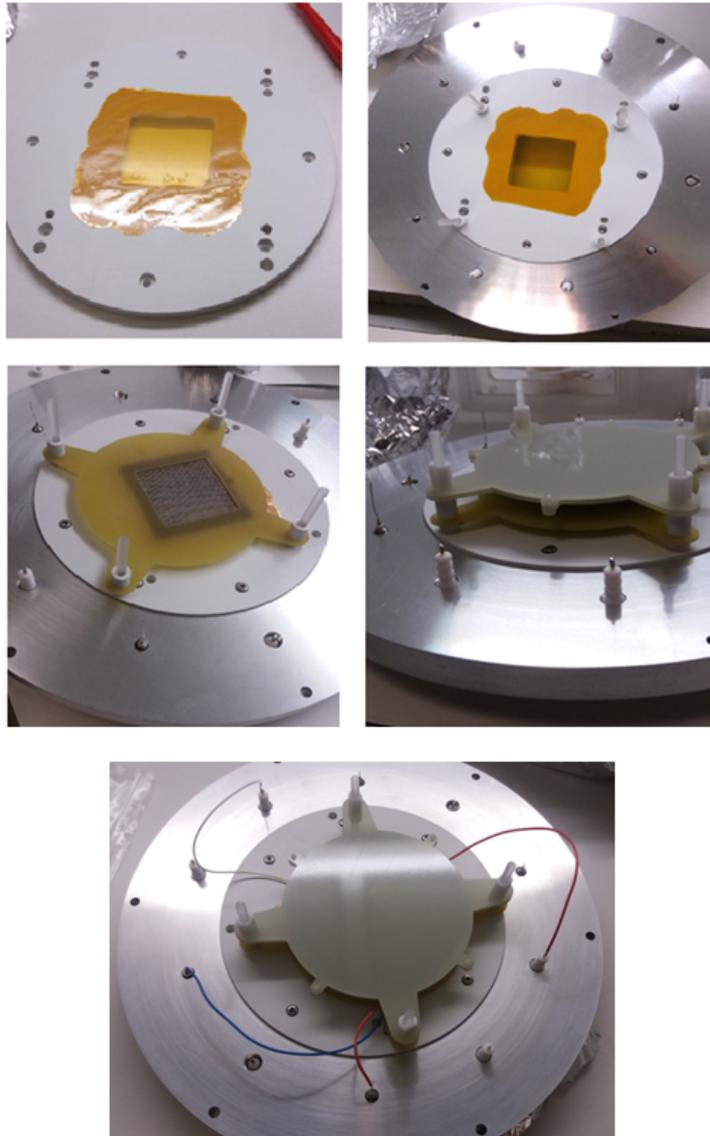
5.5.1 Pré-amplificador

A carga ionizada, criada por partículas carregadas ou fótons de raios-X na região de arrasto, é multiplicada na região de amplificação entre a malha e o anodo. O sinal criado pela carga eletrônica (ou pelos íons de arrasto) pode ser detectado como sinal de carga negativo nos *pads* de leitura do anodo (ou sinal de carga positiva na malha). Este último é afetado pelas capacitâncias dentro do detector, que influencia fortemente a altura do pulso produzido (GRUPEN; SHWARTZ, 2008). Apesar da multiplicação de cargas dentro do detector, o sinal produzido na saída ainda tem amplitude muito baixa, ($\leq 1mV$) sendo necessário, portanto, que seja amplificado. Para este fim, utilizou-se inicialmente um pré-amplificador sensível à carga que opera como integrador dos pulsos produzidos pelo detector, convertendo-os em pulsos de tensão. A Figura 65 mostra o esquema básico para este tipo de amplificador de carga, onde C_d representa a capacitância intrínseca do detector e C_f é o chamado capacitor de *feedback* do amplificador. Como pode ser visto no circuito, a tensão na entrada do pré-amplificador aumenta devido à carga no detector. Como o amplificador possui impedância de entrada muito alta, praticamente toda corrente de entrada irá carregar a capacitância de realimentação C_f . Com isso, a carga gerada pelo detector será integrada (acumulada) no capacitor de *feedback*. Resolvendo o circuito da Figura 65, sabe-se que este pulso de tensão de saída é fornecido então, pela seguinte Equação:

$$V_0 \cong \frac{-Q}{C_f} \quad (35)$$

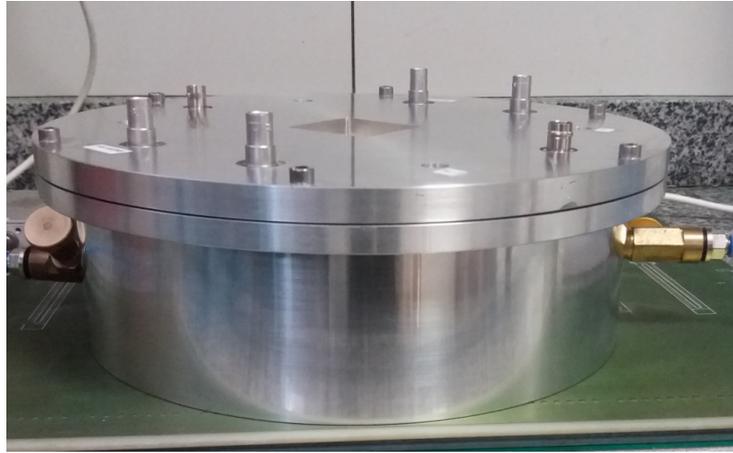
Apesar de originalmente projetado para uso com detectores de semicondutores, o

Figura 60 - Etapas de montagem da caixa do detector.



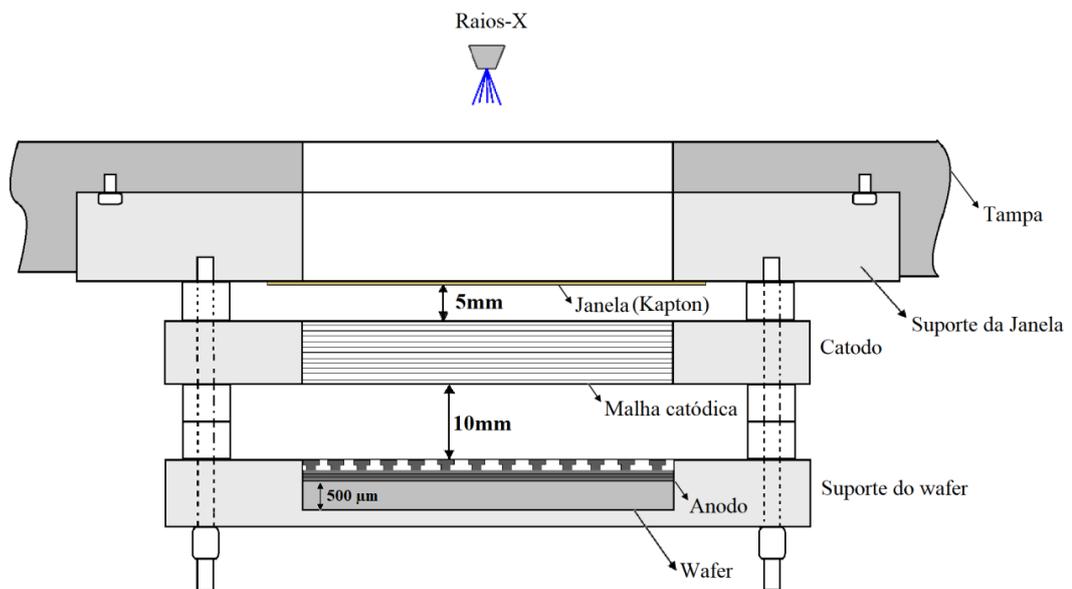
Fonte: O autor, 2020.

Figura 61 - Detector completo finalizado.



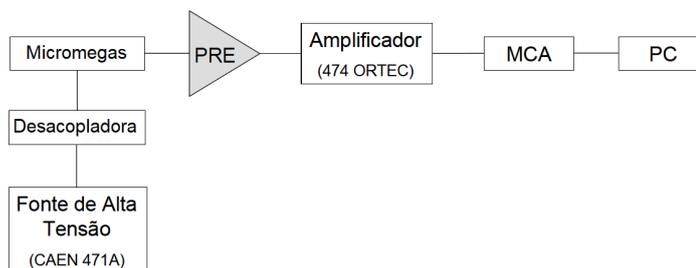
Fonte: O autor, 2020.

Figura 62 - Esquema de montagem do Micromegas com os componentes internos.



Fonte: O autor, 2020.

Figura 63 - Montagem com os elementos eletrônicos associados ao detector Micromegas.



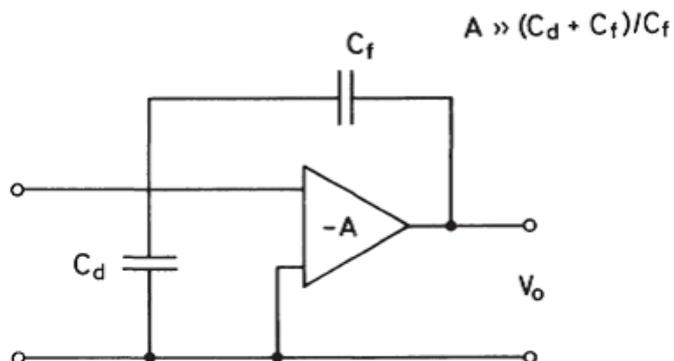
Fonte: O autor, 2020.

Figura 64 - Detector montado e alguns de seus componentes eletrônicos.



Fonte: O autor, 2020.

Figura 65 - Esquema geral de um pré-amplificador de carga.



Fonte: [Adaptado de LEO, 1994.]

Tabela 8 - Principais características do Pré-amplificador de carga ORTEC 142IH.

Parâmetro	Valor
Tempo de subida	20 - 50ns
Ruído	5 - 10mV
Sensibilidade	680mV/MeV
Ganho de loop aberto	≥ 40

Fonte: ORTEC, 2007.

amplificador sensível à carga provou ser tão superior que costuma ser usado mesmo quando não há necessidade de suas propriedades específicas (LEO, 1994). As características importantes de um pré de carga são as seguintes (AMIN, 2009):

- Baixo ruído
- Baixo consumo de energia
- Alto ganho (ganho de carga em termos de $[V/pC]$ ou sensibilidade $[mV/MeV]$)
- Tempo de subida da ordem de nanosegundos (alta velocidade)
- Estabilidade em alta temperatura

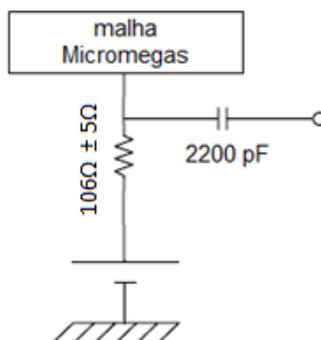
Dessa forma, a fim de levantar a curva de ganho e o espectro em energia do detector Micromegas, obtendo maior precisão e menor ruído na medida de energia, observou-se, inicialmente, o sinal positivo obtido no eletrodo de topo da malha metálica do dispositivo. Para isso, foi utilizado um pré-amplificador de carga comercial ORTEC modelo 142IH (ORTEC, 2007) do tipo inversor, ou seja, que inverte a polaridade do pulso observado. As principais características deste pré-amplificador são mostradas na Tabela 8. Foi realizada também uma coleta de dados para o levantamento da curva experimental de sensibilidade, apresentada no Apêndice D, calculada em torno de 700 mV/pC (em concordância com o especificado pelo fabricante).

5.5.2 Amplificador

Após o pré-amplificador, o sinal elétrico é conduzido à um amplificador, que tem dois propósitos principais:

1. Amplificar ainda mais o sinal em termos de ganho de tensão;
2. Formatar o sinal para maior adequação do processamento posterior.

Figura 66 - Circuito eletrônico da Desacopladora.



Fonte: O autor, 2020.

Nos dois casos, o amplificador deve sempre preservar as informações de interesse. Se é desejada a informação de tempo, é necessária uma resposta rápida do amplificador. Se a informação da altura do pulso for desejada, a proporcionalidade entre as amplitudes de entrada e saída deve ser preservada, ou seja, o amplificador deve ser linear. Em muitos modelos de amplificador, o ganho é ajustável em uma ampla faixa, de modo a permitir um ajuste de escala com um analisador de espectro (LEO, 1994). Em nosso experimento, utilizou-se o amplificador modelo ORTEC 474, chamado de *Timing Filter Amplifier*. Este amplificador não modifica a forma do pulso de entrada, sendo sua principal função amplificar os sinais mais baixos (com menos elétrons, ou íons positivos) e assim aumentar a relação sinal-ruído. Nesse modelo de amplificador é possível ajustar o ganho grosso em até $20\times$ e o ganho fino em até $12,5\times$, além de inverter a polaridade do sinal de saída. Configurou-se o ganho grosso para um fator de amplificação de $6\times$ e o ganho fino para $5,5\times$. Embora este equipamento também amplifique o ruído intrínseco da linha de base, composto basicamente por ruído eletrônico, é possível observar os pulsos de eventos de forma mais nítida em sua saída, justamente devido ao aumento da relação sinal-ruído.

5.5.3 Desacopladora

Apesar de funcionar também como um filtro de ruído da tensão de alimentação em nossa montagem, a principal função da desacopladora é separar os pulsos provenientes do detector, da alta tensão contínua da fonte de alimentação, de forma que na sua saída, apenas os sinais provenientes das variações de corrente devido à multiplicação gasosa, sejam transferidos para o pré-amplificador. O circuito eletrônico do dispositivo é mostrado na Figura 66.

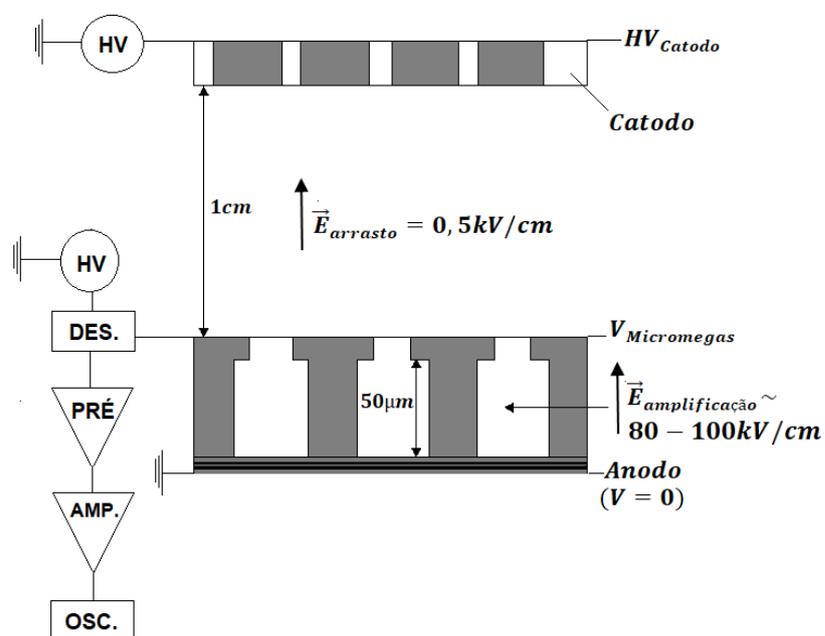
5.5.4 Analizador Multicanal

Os Analisadores Multicanais (MCAs) são dispositivos que classificam os pulsos recebidos de acordo com sua amplitude (geralmente proporcional à energia dos eventos) e operam a contagem da amplitude em cada altura na memória multicanal. O MCA funciona digitalizando a amplitude do pulso recebido com um conversor analógico-digital (ADC). Dessa forma, a posição dos picos do espectro de energia resultante (em canais) está associada às amplitudes (em Volts) do sinal gerado pelo detector. Como visto em §2.2, as informações produzidas pela medição com o MCA permitem a caracterização de uma fonte radioativa através de picos característicos (linhas) em seu espectro em energia. O MCA realiza a conversão analógico-digital dos sinais de entrada e conta cada amplitude em um canal específico, dado por uma posição de memória (LIMA et al., 2004). Para este estudo, utilizou-se um analisador multicanal desenvolvido no CBPF, no LSD (Laboratório de Sistemas de Detecção), onde sinais com amplitudes de $-1,0\text{ V}$ a $+1,0\text{ V}$, e resolução da ordem de $0,5\text{ mV}$ ($2\text{ V} / 4096$ canais), podem ser histogramados em até 4096 canais (2048 para excursão positiva e 2048 para excursão negativa do sinal). Parâmetros ajustáveis importantes como - valor de threshold (valor mínimo do sinal de entrada para que o MCA considere como um pulso válido), janela de tempo para busca do pico do sinal, e tempo de descida do pulso - devem ser definidos antes da utilização do MCA. Maiores detalhes sobre o analisador multicanal utilizado podem ser encontrados no trabalho de Silva e Junior (2019).

5.6 Polarização

Na polarização do dispositivo Micromegas são necessários dois níveis de tensão: um para o catodo (HV_{catodo}) e outro para o eletrodo de topo da malha metálica ($V_{Micromegas}$). O anodo é configurado como o terra (*ground*), uma vez que os elétrons são atraídos para a região menos negativa. Os eletrodos foram polarizados por uma fonte CAEN 471A, que possui dois canais. A polarização foi realizada de forma alternada, polarizando-se primeiro o catodo, e em seguida a malha, de forma a manter o campo de amplificação em $0,5\text{ kV/cm}$. Para a coleta dos eventos foram testadas duas montagens – uma primeira configuração para observar os elétrons recolhidos no anodo $X&Y$, e uma segunda montagem com a coleta dos íons positivos que atingem a malha metálica (Figura 67). Nesta segunda montagem, os conectores coaxiais de leitura do sinal do anodo foram terminados com $50\ \Omega$.

Figura 67 - Esquema de polarização e eletrônicos utilizados no detector, com coleta de íons no eletrodo da malha.



Fonte: O autor, 2020.

6 TESTES DE DESEMPENHO DO DETECTOR

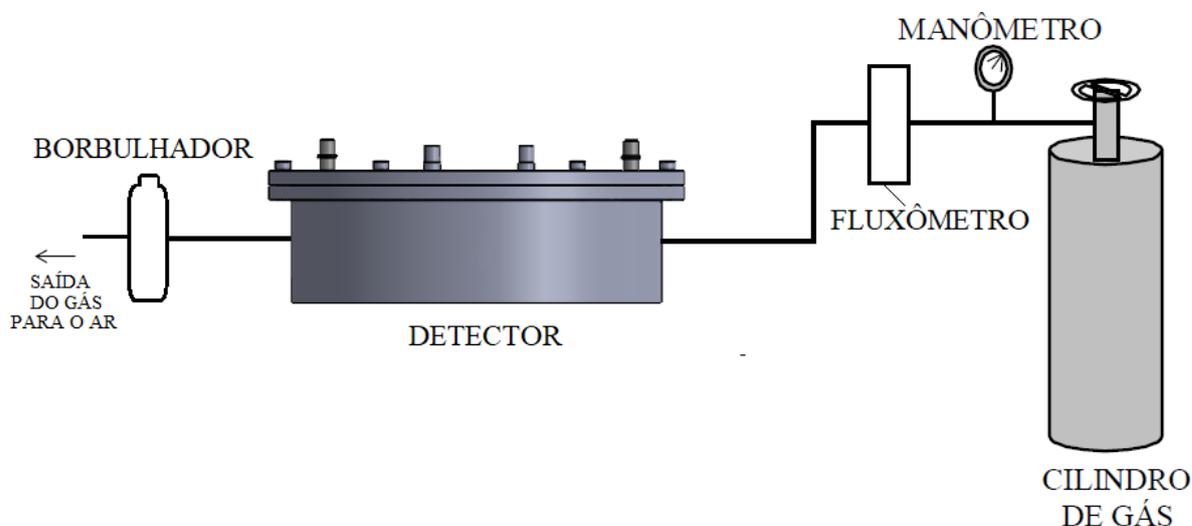
Os resultados aqui apresentados, foram obtidos de testes realizados, inicialmente com o *wafers* 3, seguindo as etapas de fabricação conforme descrito no Capítulo 3, e a configuração de montagem relatada em §5.4. Após a montagem e antes de ser utilizado, o detector foi submetido a um fluxo contínuo com a mistura gasosa Ar/C_2H_6 (75/25) por aproximadamente quatro horas, a fim de expurgar as moléculas de ar presentes, e preencher totalmente o volume da caixa com o gás desejado. Durante seu funcionamento, o detector operou com fluxo contínuo à pressão atmosférica e à temperatura de 20°C. Na Figura 68 é apresentado um esquema de todo sistema de teste, com a configuração da linha de gás e medidores de fluxo e pressão da mistura. Além de ser uma gaiola de Faraday, a caixa tem que evitar que o seu interior tenha qualquer resíduo de água, de forma que o gás introduzido tem duas funções, a do detector (multiplicação de carga) e outra não menos importante de manter o ambiente livre de água. Isso é feito regulando o fluxo de gás e tornando o ambiente dentro da caixa o mais estável possível. Para a alimentação dos eletrodos, foram feitas as conexões com cabos de alta tensão (SHV), e para a leitura do sinal, conexões com o topo da malha aos eletrônicos de aquisição (através de conectores coaxiais e conectores BNC). Para os testes de detecção de radiação, foram utilizadas fontes de raios-X de ^{55}Fe , de linhas de emissão de 5,9 keV e 2,7 keV, e ^{241}Am , de linhas principais de emissão de 59 keV, 26 keV e 13,9 keV (CNSC, 2018; AMPTEK, 2001).

Os sinais provenientes da multiplicação eletrônica foram coletados no eletrodo da malha metálica do dispositivo. As tensões foram aplicadas de 50 em 50 V até -300 V e -800 V no topo da malha e no catodo, respectivamente, e considerando-se o *gap* de arrasto de 1 cm, mantendo-se dessa forma, um campo de arrasto de 0,5 kV/cm. Em seguida, as tensões foram aumentadas ainda mais, de 10 em 10 V, até cerca de -395 V na malha e -895 V no catodo. Esta variação de tensão é realizada para garantir a operação do detector sem danos às camadas micrométricas do dispositivo e à eletrônica de *front-end*, devido ao possível aparecimento de descargas.

6.1 Teste da Corrente de Fuga

Ao se iniciar a polarização, verifica-se, a princípio, o comportamento das correntes entre os eletrodos (malha e anodo). É aceitável que o valor de corrente observado esteja entre zero e 10 nA (RICKERT, 2017), a fim de assegurar que não há pontos de fuga através do dielétrico. No dispositivo Microbulk Micromegas, descargas não destrutivas podem ocorrer entre a malha e o eletrodo de leitura. Estas descargas espontâneas, podem

Figura 68 - Esquema dos instrumentos utilizados para a injeção da mistura gasosa.



Fonte: O autor, 2020.

surgir devido à possíveis resíduos remanescentes do processo de limpeza ou imperfeições na fabricação das peças do detector. No entanto, a probabilidade de ocorrerem pode ser fortemente reduzida pela montagem do sistema do detector em condições de sala limpa (BORTFELDT, 2014). Para os sinais observados nos testes apresentados, valores de até 2-3 nA de corrente foram medidos. Estes valores são apresentados na Tabela 9, para diferentes tensões aplicadas à malha. As correntes se mantiveram estáveis à valores baixos durante todos os experimentos aqui apresentados.

Tabela 9 - Medidas de corrente de fuga em função da tensão aplicada à malha utilizando gás de preenchimento Ar/C_2H_6 (75/25).

Tensão na malha (V)	Corrente (nA)
-100	0-1
-150	0-1
-200	0-1
-250	1
-300	1-2
-350	2-3
-380 (tensão de trabalho)	2-3

Fonte: O autor, 2020.

6.2 Estabilidade do Detector e Limite de Sparks

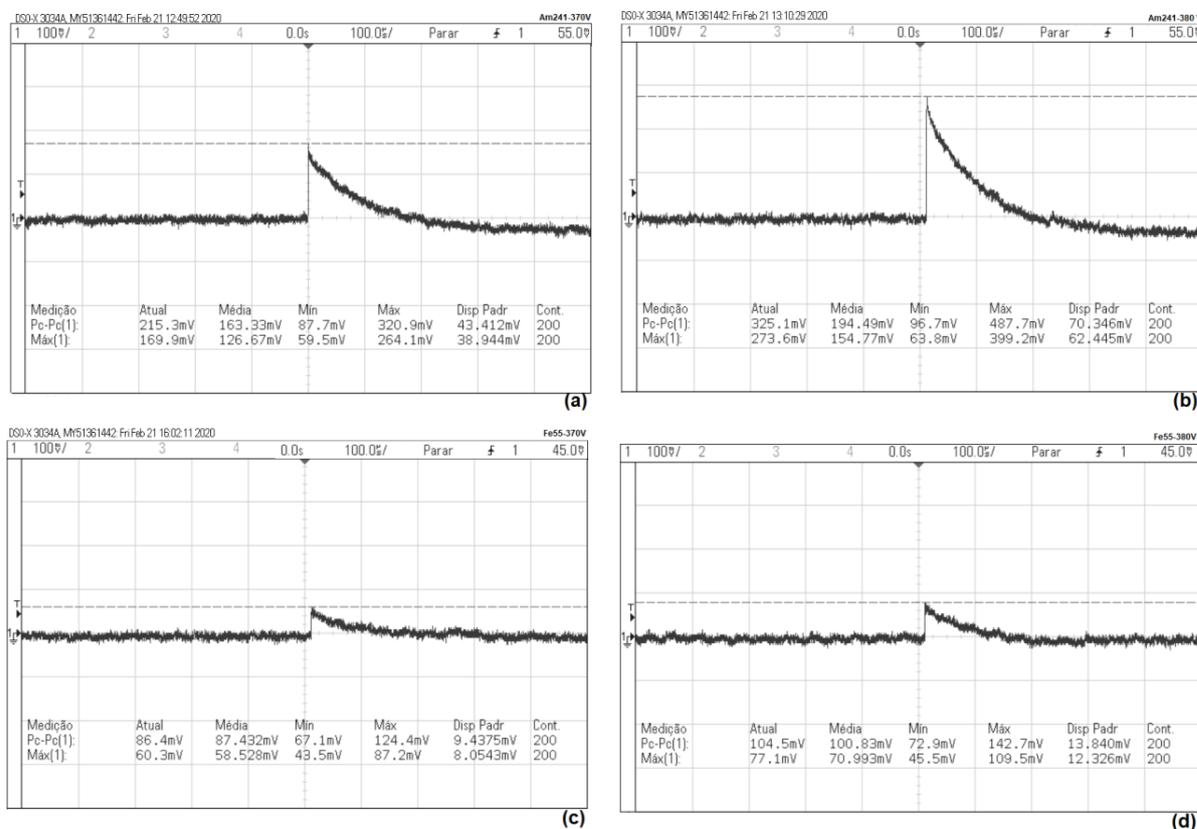
Ao atingir as tensões de operação, é necessário que o detector seja mantido com tais tensões por um tempo para se estabilizar na tensão de trabalho, antes que seja irradiado com a fonte. É notória a estabilidade do sinal e a diminuição da corrente medida entre os eletrodos, conforme este tempo é introduzido. Além disso, é possível observar também, a diminuição da frequência de aparecimento de *sparks*, na medida em que se aumenta o tempo de uso do dispositivo. O aumento da tensão também ocorre de forma mais estável (sem *sparks* durante o ajuste de subida de tensões) com o uso constante, e portanto sem interrupções na operação do sistema. Para nosso dispositivo, percebe-se uma tensão de limite de operação à -395 V, provavelmente devido às características das misturas gasosas utilizadas, acima da qual o detector apresenta descargas de forma contínua. Esta resposta positiva com relação ao aparecimento de *sparks* é também influenciada pela geometria do Microbulk Micromegas, conforme relatado em §2. Estudos anteriores (BORTFELDT, 2014; CARBALLO et al., 2009) sugerem que, o Alumínio da malha sobreposto alguns micrometros em relação à camada de SU-8, evita que a superfície de SU-8 fique carregada, produzindo uma menor probabilidade de *sparks*.

6.3 Sinais Observados

Os pulsos dos sinais foram coletados após a passagem pelo pré-amplificador e amplificador, e analisados através de dois osciloscópios digitais (Tektronix TDS 2022B e Keysight DSO-X-3034A) pela média dos sinais em uma aquisição. Inicialmente, não se observou um sinal nítido da multiplicação dos elétrons no anodo *X&Y*, o que pode ser devido à uma fuga de corrente desconhecida ou à perda dos elétrons. Esta ausência de sinal também pode indicar que alguma trilha do sistema de leitura *X&Y* pode estar danificada. Optou-se, portanto, em verificar o sinal dos íons positivos, já que, o fenômeno da produção de pares, garante o mesmo número de íons coletados que o de elétrons. Além disso, os íons positivos são os principais responsáveis pela forma do sinal nos detectores a gás, pois eles se movem mais lentamente e sofrem influência do campo elétrico por mais tempo.

Para a fonte de ^{241}Am , foram observados pulsos de 120 mV até 480 mV de altura, com largura de pico de aproximadamente 200 μs . O valor de *threshold* no osciloscópio foi ajustado em 55 mV. Além disso, o ruído permaneceu num nível aceitável (cerca de 30 mV) para as amplitudes observadas. Para a fonte ^{55}Fe , é razoável que se obtenha alturas de pulso menores, devido à sua menor energia, e, portanto menor quantidade de ionizações. As alturas de pulso (Figura 69) variaram desde 124 mV (para uma tensão aplicada de -370 V) até 208 mV (para uma tensão aplicada de -395 V). O comportamento

Figura 69 - Pulsos obtidos pelo osciloscópio utilizando uma fonte de ^{241}Am e polarização de -370 V (a) e -380 V (b); e utilizando uma fonte de ^{55}Fe com polarização de -370 V (c) e -380 V (d).



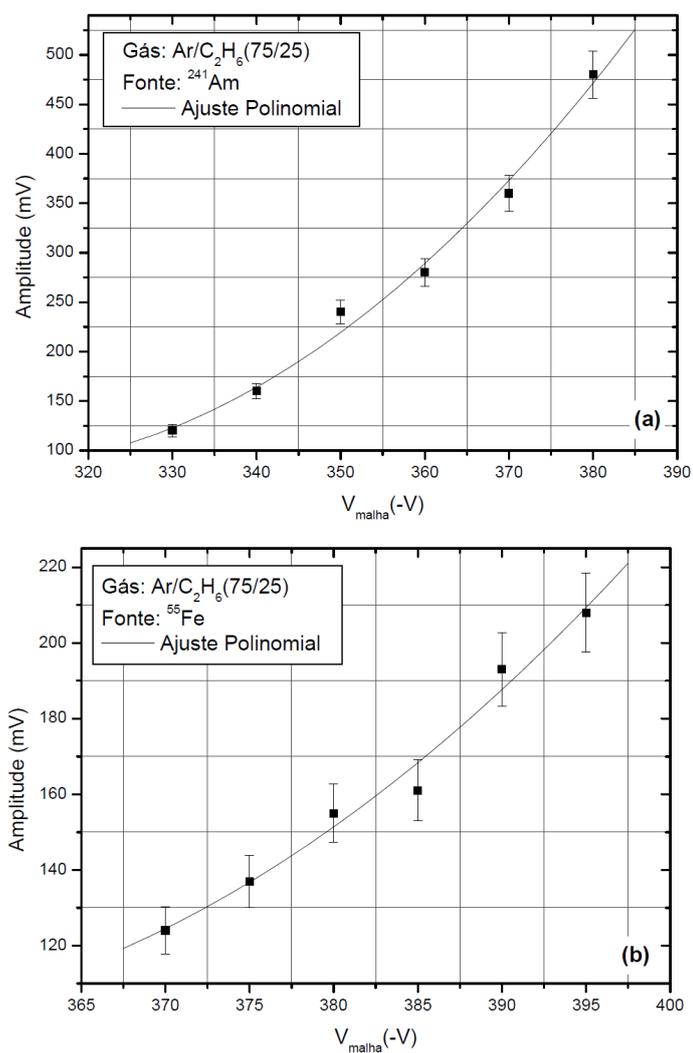
Fonte: O autor, 2020.

da amplitude dos pulsos é mostrada na Figura 70. Nota-se também que a forma do sinal está de acordo com os pulsos esperados após a amplificação de carga (já que o amplificador não modifica a forma do pulso) em ambos os testes, e que as amplitudes dos sinais são proporcionais aos aumentos de tensão aplicados.

6.4 Ganho

Para medir o ganho efetivo experimentalmente, utilizam-se as alturas de pulso do sinal, convertendo-as na quantidade de íons positivos que chegam à malha metálica, utilizando as especificações dos eletrônicos associados (pré-amplificador e amplificador), conforme detalhado em §1.2. Utilizou-se a sensibilidade do pré e o fator de multiplicação do amplificador. Para nosso modelo de pré-amplificador (ORTEC 142IH), considera-se uma sensibilidade de carga de 680 mV/meV e um fator de multiplicação do amplifica-

Figura 70 - Amplitudes dos sinais em função da tensão aplicada na malha para as fontes de ^{241}Am (a) e ^{55}Fe (b).



Fonte: O autor, 2020.

dor (Ganho-grosso x Ganho-fino). Sabe-se que o ganho experimental pode ser calculado como a razão entre o número de elétrons ou íons multiplicados e o número de elétrons primários gerados pelos fótons incidentes. Dessa forma, calcula-se, inicialmente, o número de elétrons primários liberados pela fonte radioativa para a mistura gasosa utilizada. Para a mistura Ar/C_2H_6 na concentração de 75:25 são produzidos 508 pares elétron-íon para a fonte de ^{241}Am . As medidas foram realizadas para seis pontos (Figura 71), empregando um campo de arrasto de 0,5 kV/cm.

Pode-se observar que os gráficos de ganho para ambas as fontes estão congruentes, embora haja uma diferença nas amplitudes, já que ocorre um maior número de pares primários gerados pelos fótons do ^{241}Am devido à sua maior energia. São observados ganhos máximos na ordem de $2 - 3 \times 10^2$ para ambas as fontes, para aproximadamente a mesma tensão, por exemplo -380 V. Alguns pequenos desvios podem ocorrer, devido à acurácia na medição das alturas de pulso. Deve-se fazer uma ressalva, no entanto, que as medidas realizadas ainda estão no início na região proporcional de operação do detector, visto que, não foi possível, devido ao surgimento de *sparks* e limitações do gás, aumentar os valores de tensão, e desta forma, obter maiores ganhos.

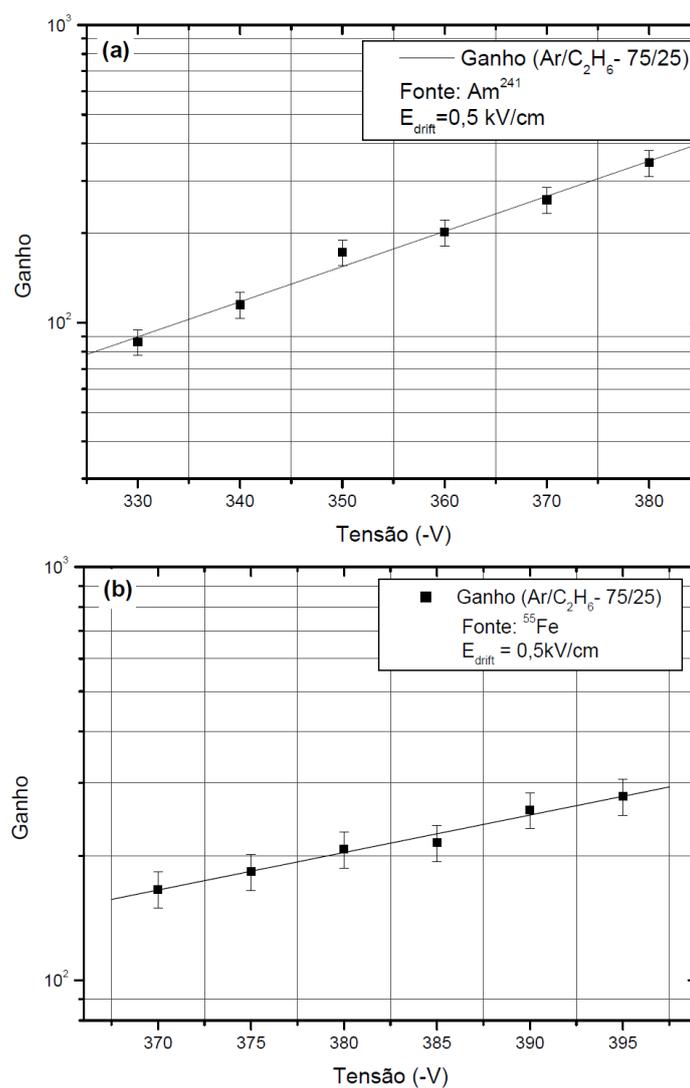
Testes com o dispositivo desenvolvido foram realizados também no grupo de pesquisa de Física Nuclear e Astropartículas da Universidade de Zaragoza (Espanha) (IRAS-TORZA, 2020). Foram coletados os elétrons multiplicados a partir da irradiação de uma fonte de raios-X de ^{109}Cd ; os resultados experimentais das curvas de ganho são apresentados para as duas misturas gasosas empregadas, Ar/iC_4H_{10} (98/2) e Ar/iC_4H_{10} (98/1), variando o campo de amplificação, de 52 a 59 kV/cm (ver Figura 72). Inicialmente, foram observados ganhos na ordem de 10^2 para um campo de amplificação de 58,6 kV/cm. Estes resultados, estão de acordo com os medidos em nosso laboratório no CBPF, apresentados na Figura 71 .

6.5 Espectros de Energia

Espectros de energia para a fonte de ^{241}Am foram medidos através de um MCA desenvolvido no LSD, conforme especificado em §5.5.4. As medidas foram realizadas para tensão de -380 V, e alturas de pulso de aproximadamente 320 mV com diferentes valores de *threshold*, conforme o ruído observado (≈ 30 mV) no sinal detectado pelo osciloscópio. Inicialmente, verificou-se que valores de *threshold* maiores (70 mV), suprimiam os eventos válidos e a contagem não ocorria de forma eficiente. Desta forma, foram realizadas medidas com *threshold* de 10 mV e 30 mV, com (Figura 74) e sem a fonte de radiação (Figura 73), durante um período de aquisição de duas horas. Cerca de 65.000 eventos foram registrados.

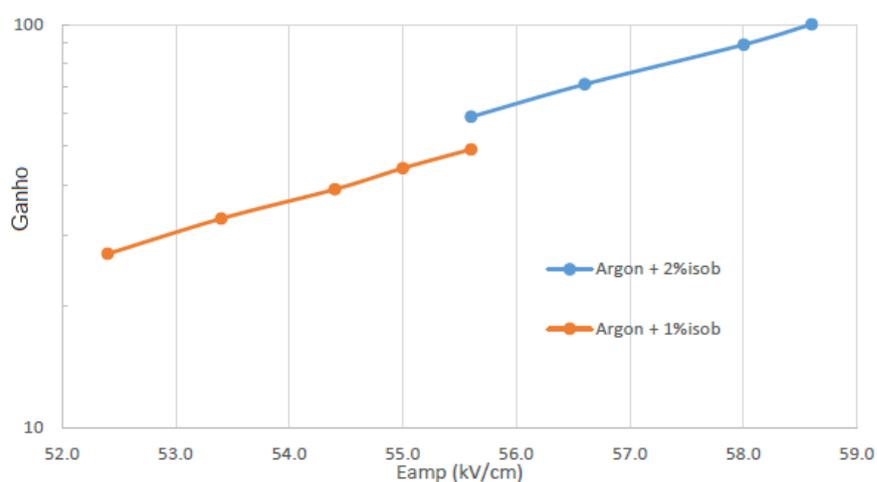
É possível notar a distinção entre os gráficos comparando os espectros com e sem

Figura 71 - Ganho experimental obtido para o detector Micromegas para a mistura gasosa Ar/C_2H_6 (75/25) utilizando as fontes de ^{241}Am e ^{55}Fe .



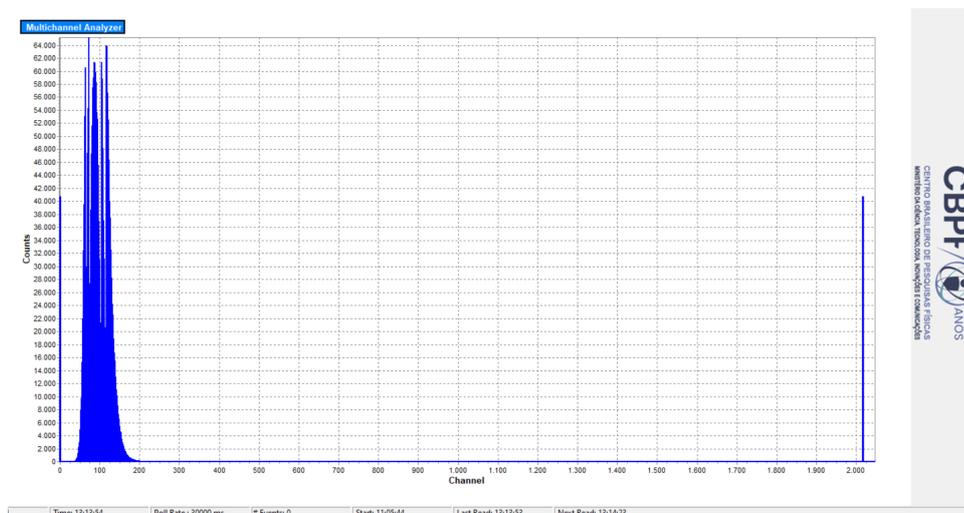
Fonte: O autor, 2020.

Figura 72 - Curvas de ganho para o detector Micromegas com uma fonte de ^{109}Cd para os gases $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/2) à 1,35 atm, e $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/1) à 1,38 atm, em função do campo de amplificação.



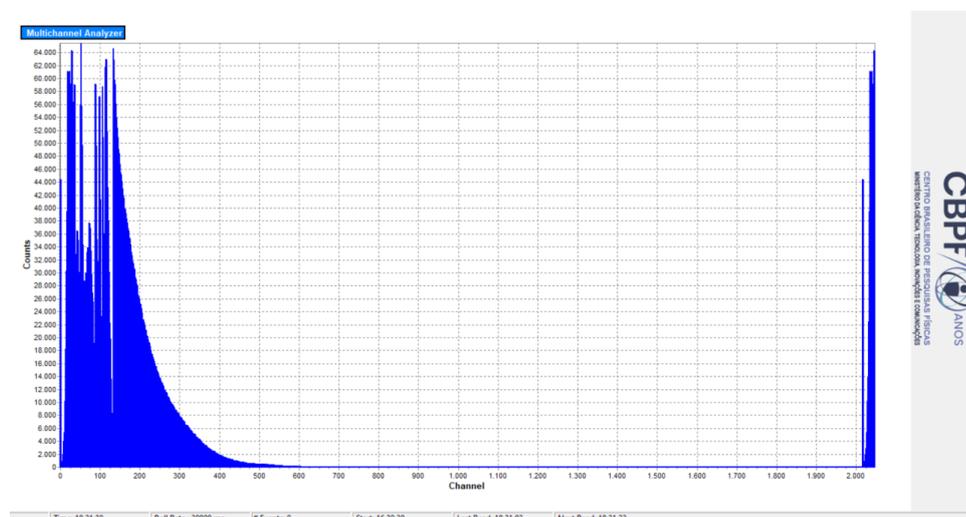
Fonte: [Adaptado de IRASTORZA, 2020].

Figura 73 - Tela do programa de interface do usuário do MCA em 2048 canais sem a fonte radioativa.



Fonte: O autor, 2020.

Figura 74 - Distribuição dos eventos com a fonte de ^{241}Am em 2048 canais: tela do programa de interface com o usuário do MCA.

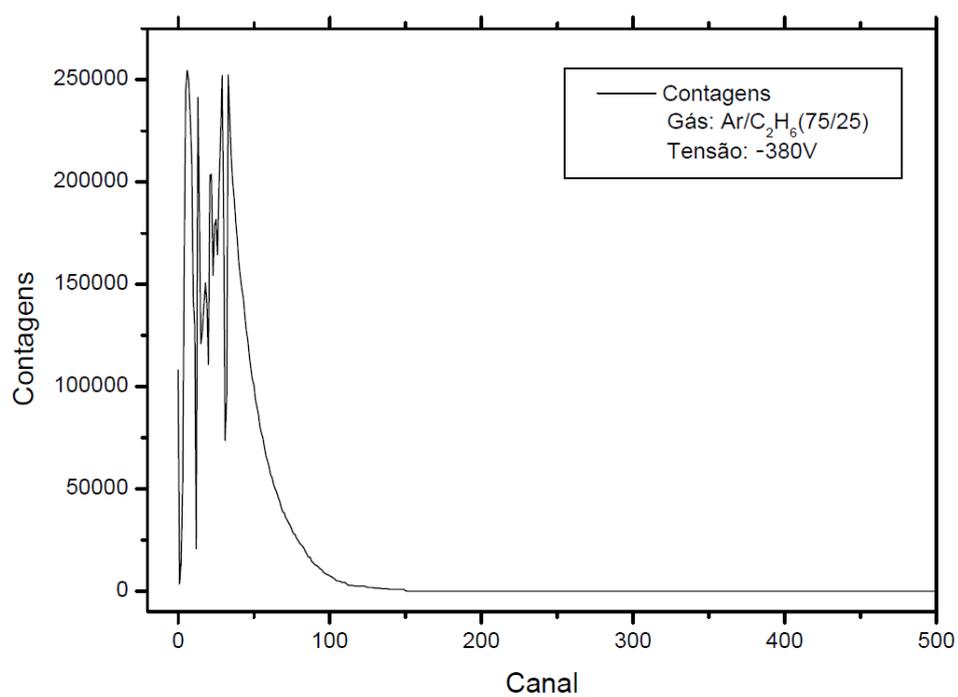


Fonte: O autor, 2020.

fonte. No primeiro espectro supõe-se que o sinal é proveniente de ruídos de perturbações externas, e no segundo espectro, aparecem os sinais resultantes dos eventos observados a partir da interação com a fonte. Utilizando os dados do gráfico da Figura 74 em formato .csv, é possível rearranjar a mesma distribuição em 512 canais (Figura 75) e 128 canais (Figura 76).

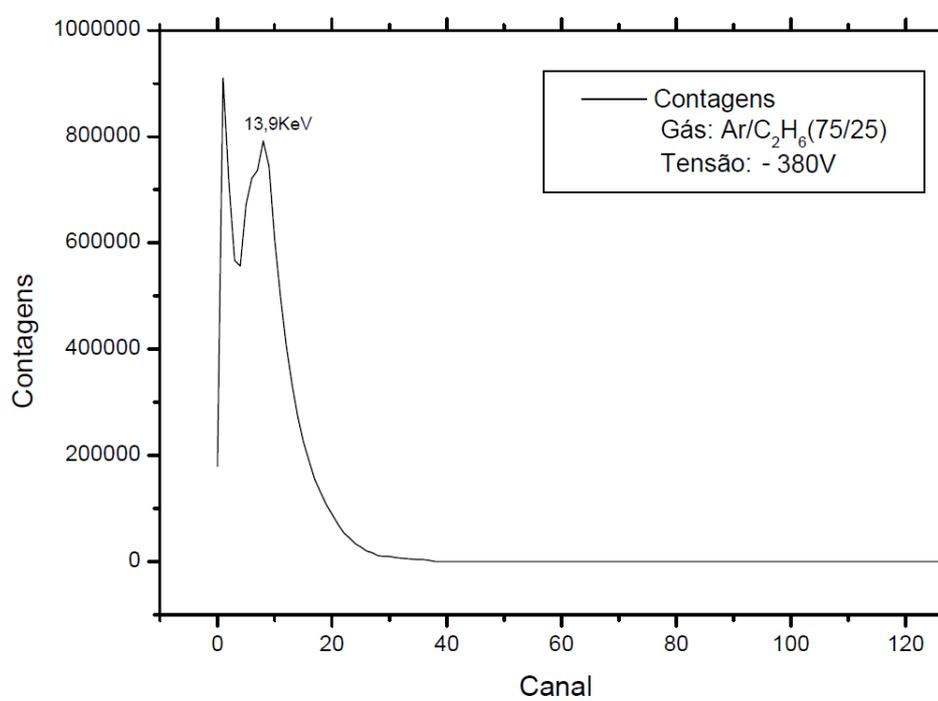
Na Figura 75, o ruído eletrônico é identificado até aproximadamente o canal 30 onde, a partir do qual é registrado o sinal gerado pelos fótons da fonte radioativa. É possível notar um pico separado com forma de cauda semelhante à uma exponencial correspondente ao sinal. O valor de *threshold* reduzido, apesar de favorecer a contagem de eventos válidos, por outro lado, acrescenta mais eventos devido à detecção de partículas provenientes de radiação de fundo, ou de flutuações do sinal do detector. Como citado anteriormente, as linhas principais do ^{241}Am são os fótons de 59 keV e 26 keV. No nosso caso, devido à seção de choque de absorção do gás utilizado, os fótons de menor energia como as linhas de 13,9 keV devem ser detectados com mais facilidade, por isso essa linha de emissão se torna mais relevante na formação do espectro nestas condições. Assim como as medidas de ganho, supõe-se também que a baixa seção de choque do gás, limitou o aumento da tensão, resultando em uma pobre relação sinal-ruído, e desta forma, não observa-se uma separação mais pronunciada de linhas de emissão adjacentes de energia do ^{241}Am , sendo identificado somente o pico de energia principal de 13,9 KeV na Figura 76.

Figura 75 - Distribuição dos eventos medidos no MCA com a fonte de ^{241}Am em 512 canais.



Fonte: O autor, 2020.

Figura 76 - Distribuição dos eventos medidos no MCA com a fonte de ^{241}Am em 128 canais.



Fonte: O autor, 2020.

CONCLUSÃO

Foi desenvolvido um protótipo de um multiplicador de elétrons Micromegas construído com metodologia *bulk* e dielétrico SU-8. O dispositivo foi empregado na montagem de um detector de radiação à gás, a fim de demonstrar sua funcionalidade. Todas as etapas da microfabricação foram apresentadas de forma detalhada. Foi relatado o projeto de montagem da caixa e apresentados todos os componentes do sistema de detecção, desenvolvidos no Laboratório de Sistemas de Detecção do CBPF. Por fim, foram apresentados testes de desempenho do detector fabricado.

Durante o processo de microfabricação, realizado no Centro Nacional de Microeletrônica de Barcelona (IMB-CNM), quatro *wafers* de 4" e 50 μm de *gap* foram fabricados. Após algumas dificuldades encontradas para a formação das camadas, bons resultados foram obtidos com relação à rigidez da malha metálica de Alumínio no *wafers* 3, adicionando uma camada extra de 2 μm de resiste positivo sobre o dielétrico SU-8 durante o processamento. Fatores limitantes, como a exposição da superfície do SU-8 à alta temperatura, foram resolvidos, e uma consequente precisão geométrica nos orifícios da micromalha foi observada, sendo superada a estrutura quebradiça apresentada nos primeiros *wafers*. O bom aspecto do filme da malha também foi constatado (por técnicas de MO e MEV) na produção do *wafers* 4, fabricado com os mesmos parâmetros, o que garante a reprodutibilidade do método. A espessura da camada de Alumínio foi otimizada para 904 nm após melhorias no *setup* do equipamento de evaporação térmica.

Foram realizadas simulações com os programas Garfield++, Ansys e Magboltz. Os resultados mostraram que a distribuição do campo elétrico foi estimada em aproximadamente 80 – 100 kV/cm dentro do orifício do Micromegas, enquanto que na região de arrasto, o campo foi estabelecido em 0,3 kV/cm . Análises do comportamento das avalanches eletrônicas foram apresentadas. Uma largura de nuvem eletrônica de 0,06 cm foi estimada para a mistura $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/2), notadamente mais espessa que as larguras transversais das misturas de $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (75/25) e Ar/CO_2 (70/30). O comportamento das misturas gasosas de interesse foi analisado também, através de simulações de velocidade de arrasto, difusão transversal e longitudinal. Os valores obtidos estão em concordância com estudos anteriores encontrados na literatura. A probabilidade de recombinação de íons positivos no volume de arrasto foi estimada através da simulação do percentual de refluxo de íons, que se manteve em valores baixos, entre 0,01% a 0,3%.

Valores simulados de ganho da ordem de 3×10^3 e 5×10^3 (para uma tensão de -380V na malha) nas misturas de $\text{Ar}/\text{C}_2\text{H}_6$ (75/25) e $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/2) respectivamente, foram alcançados. Deve-se ressaltar que a mistura $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (98/2) destacou-se das demais, atingindo ganhos mais altos. Notou-se, a partir da simulação, que o tipo e a quantidade de gás poliatômico influencia diretamente na medida, sendo necessárias maiores tensões em

misturas com maiores quantidades de “*quencher*”, para obter-se um ganho adequado. Outro indicador de eficácia do sistema, a eficiência de detecção, foi calculada em 92% a 96%, permanecendo nesta faixa até para maiores valores de campo de arrasto. Este resultado indica que quase a totalidade dos elétrons primários produzidos é detectada no anodo. A transparência elétrica da malha também foi simulada, atingindo valores acima de 90% para a mistura Ar/iC_4H_{10} (98/2) e entre 80% e 100% para a mistura Ar/C_2H_6 (75/25).

Com relação à resposta experimental do detector, identificou-se um sinal nítido produzido pela fonte de ^{241}Am com amplitudes de até 480 mV. Deve-se ressaltar que este é um dispositivo novo, e que o mesmo deve ser testado à exaustão no âmbito da instrumentação de detectores; pode-se perceber que o detector ainda é muito sensível em relação à observação do sinal, ao serem implementadas mudanças no set-up dos eletrônicos front-end. Nesse contexto, entende-se que na fase de testes iniciais realizada, observou-se a funcionalidade do dispositivo, por meio do ganho levantado e espectro em energia observado. Verificou-se que o detector atualmente opera com um ganho de aproximadamente 3×10^2 para uma tensão de -380 V aplicada à malha. Foram encontrados poucos estudos que relatam o desempenho em específico da mistura Ar/C_2H_6 , para detectores Microbulk Micromegas com dielétrico SU-8. Comparando-se com a simulação, o valor medido encontra-se um fator de 10 abaixo do ganho calculado. Supõe-se que o detector está no início de seu regime proporcional, devido à baixa faixa de tensão operacional para se realizar as medidas do sinal. A tensão de trabalho foi limitada em -395 V, valor máximo até o qual operou de maneira estável. Aumentando a tensão além desta faixa, o detector começa a apresentar descargas de forma contínua, provavelmente em função da mistura gasosa de baixo potencial de ionização, considerando a geometria do dispositivo de *gap* reduzido.

Com relação aos testes de levantamento de espectros de energia, pode ser percebida a diferença nas distribuições das contagens obtidas com e sem a irradiação da fonte de ^{241}Am . Registrou-se um pico de 13,9 keV bem separado do ruído, correspondente à energia de maior probabilidade de emissão devido à irradiação de raios-X. Estes resultados comprovaram a funcionalidade do detector fabricado. A resolução dos espectros, e consequentemente a resolução em energia do detector, pode ser melhorada para aplicações mais específicas, como visualização de imagens.

TRABALHOS FUTUROS

De acordo com os resultados obtidos nesta tese, e vislumbrando-se a otimização do sistema num futuro próximo, faz-se necessário o investimento em uma mistura gasosa com características de maior seção de choque e potencial de ionização, a fim de favorecer a conversão raios-X/elétron, aprimorando seu desempenho com relação ao ganho e resolução em energia. Conforme já relatado em estudos anteriores, as misturas de Ar/iC_4H_{10} apresentam-se como mais adequadas para dispositivos Micromegas, de forma que também são apresentados resultados neste trabalho comprovando sua efetividade.

Para o aprimoramento do desempenho do detector, um dos pontos observados a ser melhorado, no que se refere ao sistema como um todo, é a configuração do *set-up* de montagem, visto que falhas no aterramento dos elementos eletrônicos e ruído foram diagnosticados nos primeiros testes. Futuramente, pode-se analisar a possibilidade de projetar uma caixa onde estes elementos fiquem dispostos dentro da mesma, protegidos de oscilações eletrônicas externas.

O sistema de leitura de carga do anodo $X&Y$ também deve ser otimizado, já que não detectou-se um sinal nítido proveniente da coleta de elétrons. Podem ser analisadas outras formas de contato aos *pads* do *wafers*, como conectores já existentes no mercado, ou mudanças no projeto da placa PCI, como o aumento da espessura das trilhas de Cobre.

Sugere-se ainda realizar testes com um equipamento MCA comercial para efeito de comparação com os espectros de energia obtidos. Também devem ser concluídos os testes com a fonte de ^{55}Fe e calculados os valores de resolução em energia, medidos através da largura à meia altura do pico do espectro.

Uma sugestão para otimizar as etapas do processamento, é simplificar o desenho dos micropadrões das camadas. Diminuir as dimensões da área do desenho, poderia garantir uma flexibilidade de fabricação considerando diferentes tamanhos de *wafers*. Simulações de ganho, eficiência e transparência, como as realizadas, poderiam comprovar a eficácia destas alterações.

Com relação à microfabricação, uma outra opção para o processamento das camadas micrométricas, seria utilizar o equipamento de litografia à laser (*laserwriter*) disponível no Labnano - CBPF, para a formação dos padrões. Este equipamento possui manipulação mais simples que uma fotoalinhadora, além de dispensar a produção de máscaras, e diminuir desvios de alinhamento entre as camadas. Um estudo de teste de dose deve ser realizado para o ajuste da intensidade da lâmpada UV para a exposição.

Uma análise mais aprofundada da geometria interna dos orifícios, através de alguma técnica de caracterização (FIB - *Focused Ion Beam*, por exemplo) poderia ser realizada para investigar a existência de defeitos nas paredes internas do dielétrico SU-8, já que foram realizadas somente micrografias de topo da estrutura do dispositivo.

Os resultados apresentados asseguram boas perspectivas para a fabricação de mais protótipos. No entanto, são necessárias adaptações na instrumentação e realização de mais testes, a fim de concluir a transferência completa da tecnologia de fabricação. Por exemplo, faz-se necessário realizar estudos de taxa de corrosão para a fabricação dos gravadores utilizados na etapa de *wet-etching*; bem como efetuar testes para a deposição das camadas metálicas no equipamento de *Sputtering*. Ao utilizar este método, deve-se considerar um estudo de controle de temperatura do substrato, ou resfriamento durante as deposições dos filmes de Alumínio. Uma boa alternativa é realizar deposições da espessura em vários estágios, a fim de não expor o SU-8 à acúmulo de tensões.

Embora mais testes sejam necessários, e melhorias nos parâmetros de desempenho devam ser realizadas, o dispositivo provou-se robusto quanto à tolerância de descargas (já que foi submetido ao seu limite de tensão operacional em diversos testes, sem ocorrerem danos físicos), e eficaz quanto ao que se propõe, isto é, a detecção da radiação ionizante, visto que, todos os experimentos foram desenvolvidos com este primeiro protótipo.

REFERÊNCIAS

- ALVIGGI, M. et al. Small-pads resistive micromegas. *Journal of Instrumentation*, v. 12, n. 3, 2017. ISSN 17480221.
- AMIN, F. *On the Design of an Analog Front- End for an X-Ray Detector*. Tese (Doutorado) — Linköping University, 2009.
- AMPTEK. *XR-100CR X-ray detector*. 2001. Disponível em: www.amptek.com/pdf/xr100cr.pdf.
- ANDRIAMONJE, S. et al. Development and performance of microbulk micromegas detectors. *Journal of Instrumentation*, v. 5, n. 2, 2010. ISSN 17480221.
- ANSYS. *Ansys Mechanical APDL Software, versão 19*. 2018. Disponível em: <https://www.ansys.com/>.
- ASSRAN, Y.; SHARMA, A. Transport properties of operational gas mixtures used at lhc. *arXiv.org*, n. 1110.6761, 2011. Disponível em: <http://arxiv.org/abs/1110.6761>.
- ATTIÉ, D. et al. Towards smaller gap microbulks. *Journal of Instrumentation*, v. 9, n. 4, 2014. ISSN 17480221.
- BACHMANN, S. et al. High rate x-ray imaging using multi-gem detectors with a novel readout design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 478, n. 1-2, p. 104–108, 2002. ISSN 01689002.
- BECKER, U. et al. Consistent measurements comparing the drift features of noble gas mixtures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 421, n. 1-2, p. 54–59, 1999. ISSN 01689002.
- BENLLOCH, J. et al. Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (gem). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 419, n. 2-3, p. 410–417, 1998. ISSN 01689002.
- BERNET, C. et al. The $40 \times 40 \text{ cm}^2$ gaseous microstrip detector micromegas for the high-luminosity compass experiment at cern. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 536, n. 1-2, p. 61–69, 2005. ISSN 01689002.
- BHATTA, S.; MUKHOPADHYAY, S. Device physics simulation of gaseous ionization detectors. *Springer Proc.Phys*, n. 201, p. 67–78, 2018.
- BHATTACHARYA, P.; MUKHOPADHYAY, S.; MAJUMDAR, N.; BHATTACHARYA, S. The effect of spacers on the performance of micromegas detectors: A numerical investigation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 793, p. 41–48, 2015. ISSN 01689002. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.04.051>.

BIAGI, S. *Magboltz CERN Transport of Electron in Gas Mixtures Computation Program*. 2002. Disponível em: <https://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>.

BIAGI, S. F. Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 421, n. 1-2, p. 234–240, 1999. ISSN 01689002.

BORTFELDT, J. *Development of Floating Strip Micromegas Detectors*. Tese (Doutorado) — Ludwig-Maximilians-Universität München, 2014.

BRUN, R.; RADEMAKERS, F. *ROOT Data Analysis Software, Versão 6.18*. 1994. Disponível em: <https://root.cern.ch/>.

CARBALLO, M. B. *Radiation Imaging Detectors Made by Wafer Post-processing of CMOS Chips*. Tese (Doutorado) — University of Twente, 2009.

CARBALLO, V. M. et al. A miniaturized multiwire proportional chamber using cmos wafer scale post-processing. *ESSDERC 2006 - Proceedings of the 36th European Solid-State Device Research Conference*, p. 129–132, 2006.

CARBALLO, V. M. B. et al. Gemgrid: a wafer post-processed gem-like radiation detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 608, n. 1, p. 86–91, 2009. ISSN 01689002. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.06.023>.

CARBALLO, V. M. B. et al. A radiation imaging detector made by postprocessing a standard cmos chip. *IEEE Electron Device Letters*, v. 29, n. 6, p. 585–587, 2008. ISSN 07413106.

CARBALLO, V. M. B.; FRANSEN, M.; GRAAF, H. V. D.; LU, J.; SCHMITZ, J. A cmos compatible microbulk micromegas-like detector using silicon oxide as spacer material. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 629, n. 1, p. 118–122, 2011. ISSN 01689002.

CHEFDEVILLE, M. et al. An electron-multiplying 'micromegas' grid made in silicon wafer post-processing technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 556, n. 2, p. 490–494, 2006. ISSN 01689002.

CHEFDEVILLE, M. A. *Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode*. Tese (Doutorado) — University of Amsterdam, 2009.

CHUNG, S.; PARK, S. Effects of temperature on mechanical properties of su-8 photoresist material. *Journal of Mechanical Science and Technology*, v. 27, n. 9, p. 2701–2707, 2013. ISSN 1738494X.

CNSC. *Canadian Nuclear Safety Commission (CNSC)*. 2018. Disponível em: http://www.nuclearsafety.gc.ca/pubs_catalogue/uploads/Radionuclide-Information-Booklet-2018-eng.pdf.

- COLAS, P. et al. Electron drift velocity measurements at high electric fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 478, n. 1-2, p. 215–219, 2002. ISSN 01689002.
- CONRADIE, E. H.; MOORE, D. F. Su-8 thick photoresist processing as a functional material for mems applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, v. 12, n. 4, p. 368–374, 2002. ISSN 09601317.
- DELBART, A. et al. New developments of micromegas detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 461, n. 1-3, p. 84–87, 2001. ISSN 01689002.
- DIAKAKI, M. et al. Development of a novel segmented mesh MicroMegas detector for neutron beam profiling. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier Ltd, v. 903, n. June, p. 46–55, 2018. ISSN 01689002. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.06.019>.
- FRANCKE, T.; PESKOV, V. *Innovative Applications and Developments of Micropattern Gaseous Detectors*. first. [S.l.]: IGI Global, 2014. ISBN 1466660147.
- GALAN, J. et al. Micromegas detectors in the cast experiment. *Journal of Instrumentation*, v. 5, n. 1, 2010. ISSN 17480221.
- GERALIS, T. et al. A real x-y microbulk micromegas with segmented mesh. *Proceedings of Science*, v. 0, p. 1–8, 2014. ISSN 18248039.
- GIOMATARIS, I. et al. Micromegas in a bulk. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 560, n. 2, p. 405–408, 2006. ISSN 01689002.
- GIOMATARIS, Y.; REBOURGEARD, P.; ROBERT, J. P.; CHARPAK, G. Micromegas: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 376, n. 1, p. 29–35, 1996. ISSN 01689002.
- GREINER, W.; REINHARDT, J. *Quantum Electrodynamics*. 4. ed. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. 448 p. ISBN 978-3-540-78049-6.
- GRUPEN, C.; SHWARTZ, B. *Particle Detectors*. second. [S.l.]: Cambridge University Press, 2008. ISBN 978-0-521-84006-4.
- GUEDES, G. P. *Desenvolvimento de Detector Triplo-GEM com Localização Bidimensional por Linha de Atraso*. Tese (Doutorado) — UFRJ, 2003.
- IGUAZ, J.; FERRER-RIBAS, E.; GIGANON, A.; GIOMATARIS, I. Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures. *Journal of Instrumentation*, v. 7, n. 4, 2012. ISSN 17480221.
- IRASTORZA, I. *CNM-June2020-v2 - Gain Curves for Micromegas*. 2020. Disponível em: http://gifna.unizar.es/gifna/?page_id=6.

- KAPPLER, S. *Application of Multi-GEM Detector in X-Ray Imaging*. Tese (Doutorado) — Karlsruhe University, 2000.
- KARLEN, D. et al. Investigation of gem space point resolution for a tpc tracker. *AIP Conference Proceedings*, v. 578, n. 817, 2001.
- KERN, W. Evolution of silicon wafer cleaning technology. *Proceedings - The Electrochemical Society*, v. 90, n. 9, p. 3–19, 1990. ISSN 01616374.
- KEY, M. J.; LLOBERA, A.; LOZANO, M.; RAMOS-LERATE, I.; SEIDEMANN, V. Fabrication of gas amplification microstructures with su8 photosensitive epoxy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 525, n. 1-2, p. 49–52, 2004. ISSN 01689002.
- KLEIN, O.; NISHINA, Y. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von dirac. *Zeitschrift für Physik*, n. 52, p. 853–868, 1929.
- KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. third. [S.l.]: John Wiley, New York, 1979. ISBN 0-471-07338-5.
- KUDENKO, Y. G. T2k observation of muon-to-electron neutrino oscillations. *Physics-Uspekhi*, v. 56, n. 11, p. 1120–1125, 2013. ISSN 1063-7869.
- KUGER, F. *Signal Formation Processes in Micromegas Detectors and Quality Control for large size Detector Construction for the ATLAS New Small Wheel*. Tese (PhD. Thesis) — Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2017.
- LEGOU, P. Beam spectrometers using micromegas in time projection chamber mode. *HB 2006 - 39th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High Intensity High Brightness Hadron Beams*, p. 256–258, 2006.
- LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1994.
- LIMA, H. P.; GUEDES, G. P.; BARBOSA, A. F.; SEIXAS, J. M. A fast multichannel-analyzer for radiation detection applications. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 53, n. 2, p. 378–383, 2004. ISSN 00189456.
- MADOU, M. J. *Fundamentals of Microfabrication*. Second. [S.l.: s.n.], 2001. 551–659 p. ISBN 9780072483116.
- MAODDI, P.; MAPELLI, A.; JIGUET, S.; RENAUD, P. Su-8 as a material for microfabricated particle physics detectors. *Micromachines*, v. 5, n. 3, p. 594–606, 2014. ISSN 2072666X.
- MARINHO, P. R.; BARBOSA, A. F.; GUEDES, G. P. Using a multilayer printed circuit board as position sensing electrode in a triple-gem detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 52, n. 6, p. 2917–2922, 2005. ISSN 00189499.
- MARINHO, P. R.; GUEDES, G. P.; BARBOSA, A. F.; FARIAS, P. C. Effects of the electric field on the electron drift velocity in a double-gem detector in different gas mixtures. *Radiation Measurements*, v. 39, n. 5, p. 515–519, 2005. ISSN 13504487.

- MARINHO, P. R. B. *Desenvolvimento de Detectores Sensíveis à Posição Multifilares e Multi-GEM para Obtenção de Imagens de Raios-X*. Tese (Doutorado) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2006.
- MICROCHEM. Nano su-8 negative tone photoresist formulations 50-100 datasheet. 2014. Disponível em: http://www.microchem.com/pdf/SU8_50-100.pdf.
- MICROCHEM-KAYAKU. *Microchemicals - Table of Properties*. 2018. Disponível em: <https://kayakuam.com/wp-content/uploads/2019/09/SU-8-table-of-properties.pdf>.
- MICROCHEM-KAYAKU. *SU-8 2000 Permanent Epoxy Negative Photoresist Processing Guidelines*. 2020. Disponível em: <https://kayakuam.com/products/su-8-2000/>.
- MICROCHEMICALS. *Microchemicals - Application Notes*. 2018. Disponível em: https://www.microchemicals.com/technical_information/wet_etching_metals_al_au_cu_cr_ni_ti_ag.pdf.
- NIKOLOPOULOS, K.; BHATTACHARYA, P.; CHERNYATIN, V.; VEENHOF, R. Electron transparency of a micromegas mesh. *Journal of Instrumentation*, v. 6, n. 6, 2011. ISSN 17480221.
- ORTEC. *ORTEC 142IH Preamplifier*. 2007. Disponível em: <https://www.ortec-online.com/products/electronics/preamplifiers/142ih>.
- PACELLA, D. et al. Ultrafast soft x-ray two-dimensional plasma imaging system based on gas electron multiplier detector with pixel readout. *Review of Scientific Instruments*, v. 72, n. 2, p. 1372–1378, 2001. ISSN 00346748.
- PEISERT, A.; SAULI, F. *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: a Compilation*. 1984. Disponível em: <http://cds.cern.ch/record/154069/files/CERN-84-08.pdf>.
- RATZA, V.; BALL, M.; LIEBTRAU, M. Characterization of a hybrid gem-micromegas detector with respect to its application in a continuously read out tpc. *EPJ Web of Conferences*, v. 174, p. 10–13, 2018. ISSN 2100014X.
- RICKERT, E. *Development and simulation of an active target detector with GEM foil readout*. Tese (Doutorado) — Lund University, 2017.
- RUIZ-CHOLIZ, E. et al. Modelling the behaviour of microbulk micromegas in xenon/trimethylamine gas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 799, p. 137–146, 2015. ISSN 01689002.
- SAHIN, Ö.; TAPAN, I.; ÖZMUTLU, N.; VEENHOF, R. Penning transfer in argon-based gas mixtures. *Journal of Instrumentation*, v. 5, n. 5, 2010. ISSN 17480221.
- SAULI, F. Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 386, n. 2-3, p. 531–534, 1997. ISSN 01689002.
- SAULI, F. *Gaseous Radiation Detectors - Fundamentals and Applications*. first. [S.l.]: Cambridge University Press, 2014. ISBN 978-1-107-04301-5.

SHARMA, A. A how-to approach for a 3d simulation of charge transfer characteristics in a gas electron multiplier (gem). *ICFA Instrum. Bull.*, p. 1–18, 1999. Disponível em: <http://archana.web.cern.ch/archana/Publications/ICFA99.pdf>.

SILVA, G. A. S. D.; JUNIOR, H. P. L. Projeto de um analisador multicanal (mca) baseado em módulo programável com fpga. 2019.

SIMON, F. et al. Development of tracking detectors with industrially produced gem foils. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, v. 2, p. 660–664, 2006. ISSN 10957863.

TSOULFANIDIS, N. *Measurement And Detection Of Radiation*. [S.l.]: Taylor & Francis, 1995. 636 p. ISBN 978-1560323174.

VEENHOF, R. *Garfield++ Simulation Software, versão 2019.3*. 1984. Disponível em: <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.

WEIGUO, L. C. *ICHEP 2004: Proceedings of the 32nd International Conference on High Energy Physics*. [S.l.]: World Scientific Publishing Company, 2005. 1424 p. ISBN 978-9812561107.

APÊNDICE A – Discussão - Fator Penning

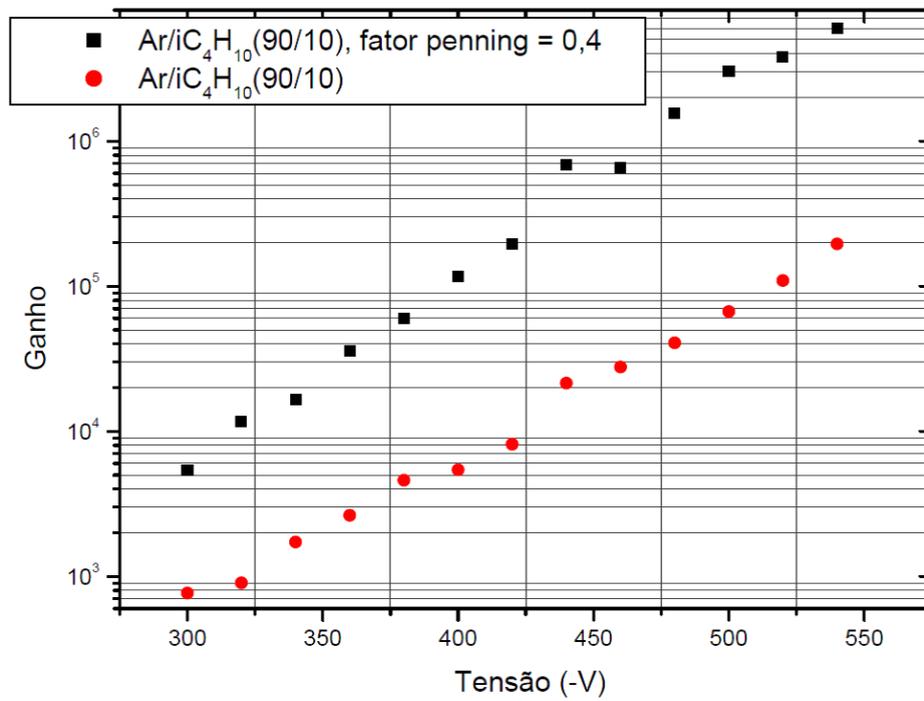
A.1 Fator Penning de transferência para uma mistura Ar/iC_4H_{10} (90/10)

A multiplicação real de elétrons em detectores a gás às vezes excede em muito o ganho calculado usando apenas o coeficiente de Townsend. O caso mais notável é quando um gás com baixo potencial de ionização, é adicionado a um gás com estados de excitação de energia mais alta. O ganho adicional é explicado pela transformação da energia de excitação em ionizações, ou seja, a transformação da energia de excitação de um, em ionização do outro constituinte de gás. Transferências Penning são possíveis, se o constituinte A puder ser excitado para níveis de energia superiores ao limiar de ionização de B. Vários processos de transferência são possíveis para misturas binárias, com constituintes A e B (SAHIN et al., 2010):



Normalmente, as misturas binárias que exibem um grande efeito Penning são misturas de um gás nobre e uma pequena concentração (no máximo algumas porcentagens), de outro gás nobre ou um gás molecular (CHEFDEVILLE, 2009). Por exemplo, Sahin et al. (2010) indicam uma taxa de transferência para uma mistura Ar/CO_2 (93/7) de $(0,42 \pm 0,03)$. Visando utilizar futuramente nesta pesquisa misturas de Argônio/Isobutano que apresentam esta característica (normalmente, utiliza-se alta concentração do gás de base $-Ar$ e pequenas quantidades de *quencher*), são simulados os valores de ganho incorporando a taxa de transferência de Penning de 0,4 para uma mistura Ar/iC_4H_{10} (90/10), para diferentes tensões aplicadas à malha (Figura A.1). Verifica-se que o ganho corrigido pelo fator Penning, é significativamente acrescido em dez vezes.

Figura A.1 - Comparação do ganho com e sem fator Penning em função da tensão aplicada à malha para uma mistura Ar/iC_4H_{10} (90/10).



APÊNDICE B – Velocidades de Arrasto, Coeficientes de Difusão e de Townsend em misturas Ar/CO_2 e Ar/iC_4H_{10}

A fim de estudar mais profundamente a mobilidade de elétrons e o processo de ionização em diferentes misturas gasosas, foram realizadas simulações no programa Magboltz, de parâmetros como: velocidade de arrasto, coeficiente de difusão e coeficiente de Townsend, com as misturas de Ar/iC_4H_{10} com as concentrações mais empregadas para dispositivos Micromegas. São analisadas as alterações destas características devido à diferentes porcentagens de gás adicional Isobutano (iC_4H_{10}). Apresenta-se ainda, os resultados para uma mistura de Ar/CO_2 para fins de comparação. São apresentadas, portanto, simulações destes parâmetros para as misturas Ar/CO_2 (80/20), Ar/iC_4H_{10} (90/10), Ar/iC_4H_{10} (95/5) e Ar/iC_4H_{10} (99/1), em relação à um campo elétrico aplicado. As medidas são realizadas à uma temperatura de 300K à pressão de 1 atm, sem influência de campos magnéticos, com exceção para a simulação da mistura Ar/CO_2 (80/20), onde é aplicado um campo magnético de 2T.

Os gráficos de difusão transversal e longitudinal apresentam um comportamento bem semelhante para as misturas de Ar/iC_4H_{10} , com diferenças mais perceptíveis no coeficiente de difusão transversal, que é ligeiramente maior para menores porcentagens de Isobutano em campos de até 10^5 V/cm. Já para o Ar/CO_2 a difusão transversal é significativamente menor para campos de até 10^3 V/cm em comparação com as misturas de Isobutano. Este resultado corrobora as medidas de maiores comprimentos de nuvem eletrônica observados nas misturas com Isobutano.

Nas misturas com iC_4H_{10} , a velocidade de arrasto aumenta quase exponencialmente a partir de 10^5 V/cm, de forma que em campos muito altos observam-se maiores valores, para menores quantidades de gás adicional. Este aumento ocorre de maneira mais lenta na mistura de Ar/CO_2 ; além disso, a influência de um campo magnético, conforme mostra a Figura B.1, limita notadamente a velocidade de arrasto do elétron.

Como relatado em §1.3, o coeficiente de Townsend (α), é a probabilidade de ocorrer uma ionização por unidade de comprimento do caminho (λ). Pelos gráficos, nota-se que esta probabilidade não é afetada em campos muito baixos (até 10 kV), no entanto em campos mais altos, as misturas de Ar/iC_4H_{10} são beneficiadas com probabilidades de ionização muito mais expressivas que a mistura com CO_2 . Esta característica se torna de suma importância em detectores de grande área.

Figura B.1 - Coeficiente de difusão, Velocidade de arrasto e Coeficiente de Townsend para a mistura Ar/CO_2 (80/20).

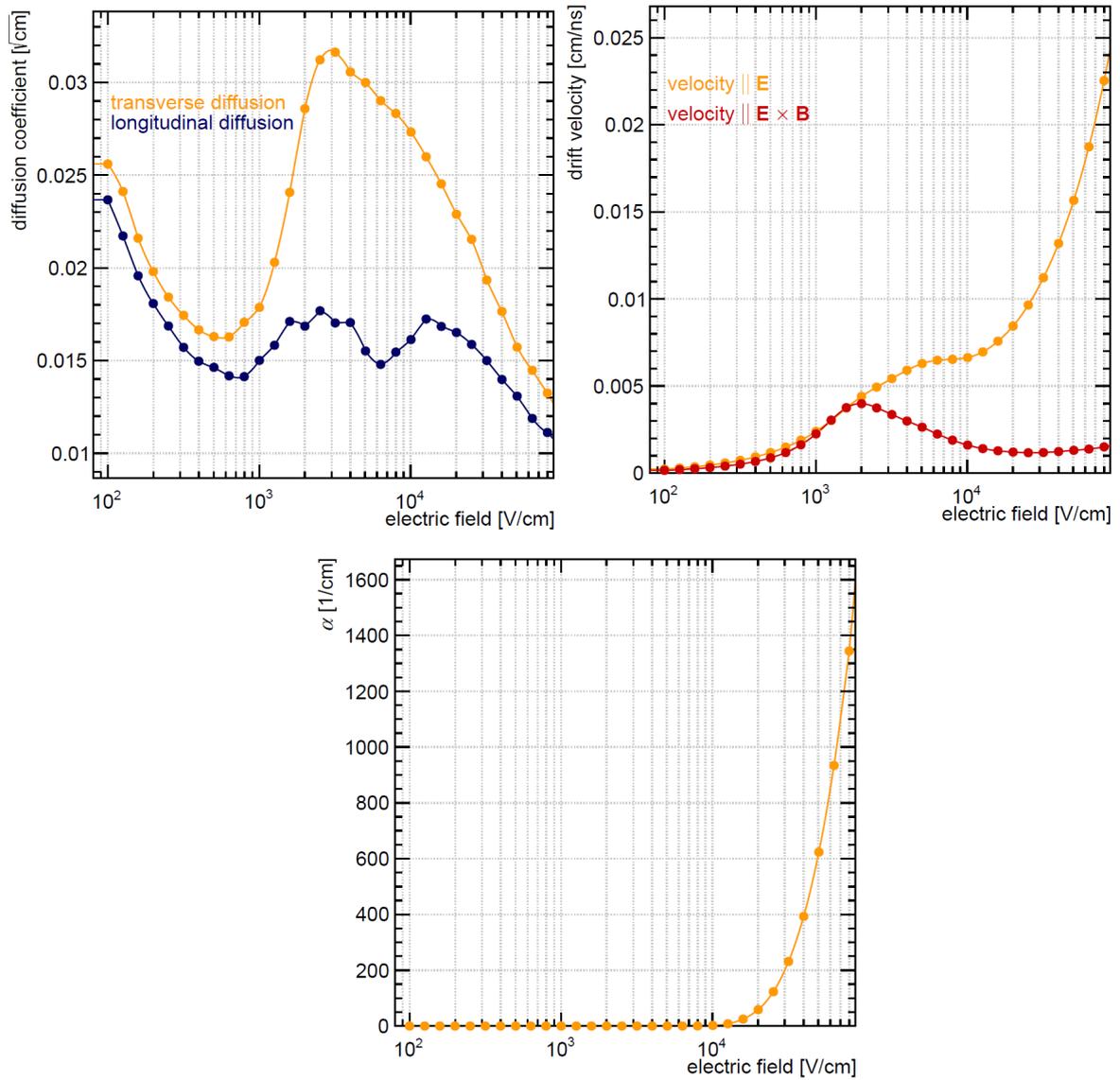


Figura B.2 - Coeficiente de difusão, Velocidade de arrasto e Coeficiente de Townsend para a mistura Ar/iC_4H_{10} (90/10).

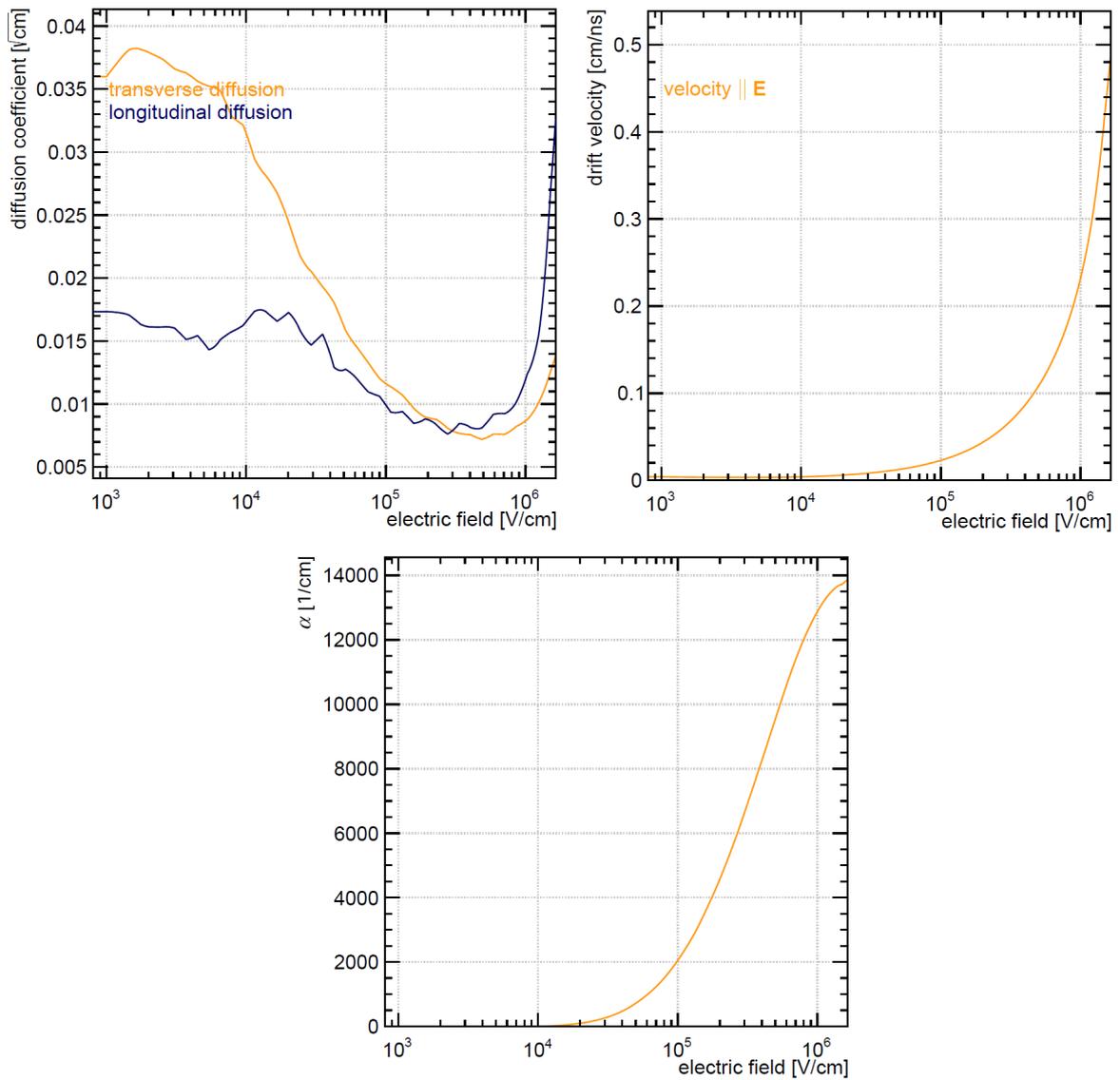


Figura B.3 - Coeficiente de difusão, Velocidade de arrasto e Coeficiente de Townsend para a mistura Ar/iC_4H_{10} (95/5).

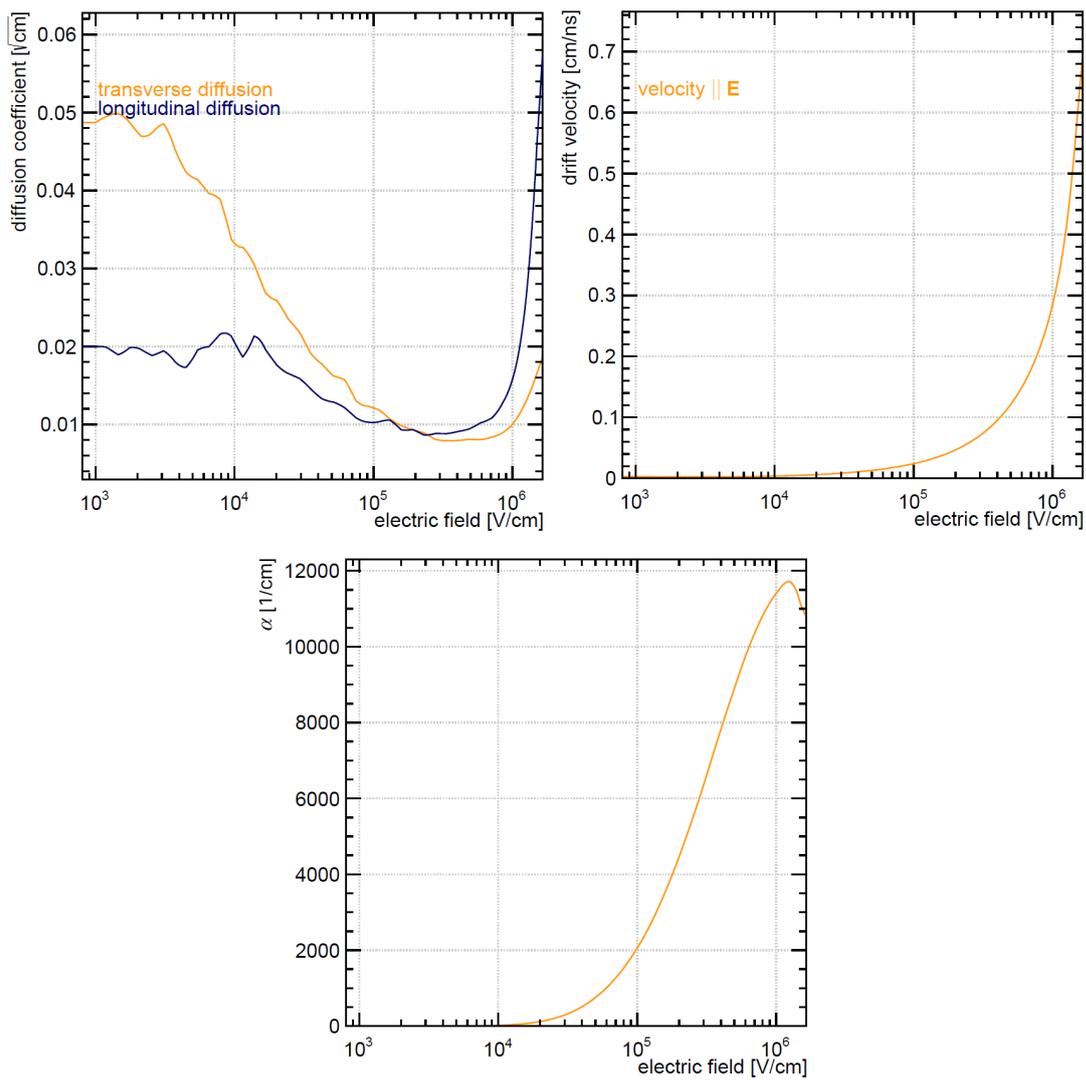
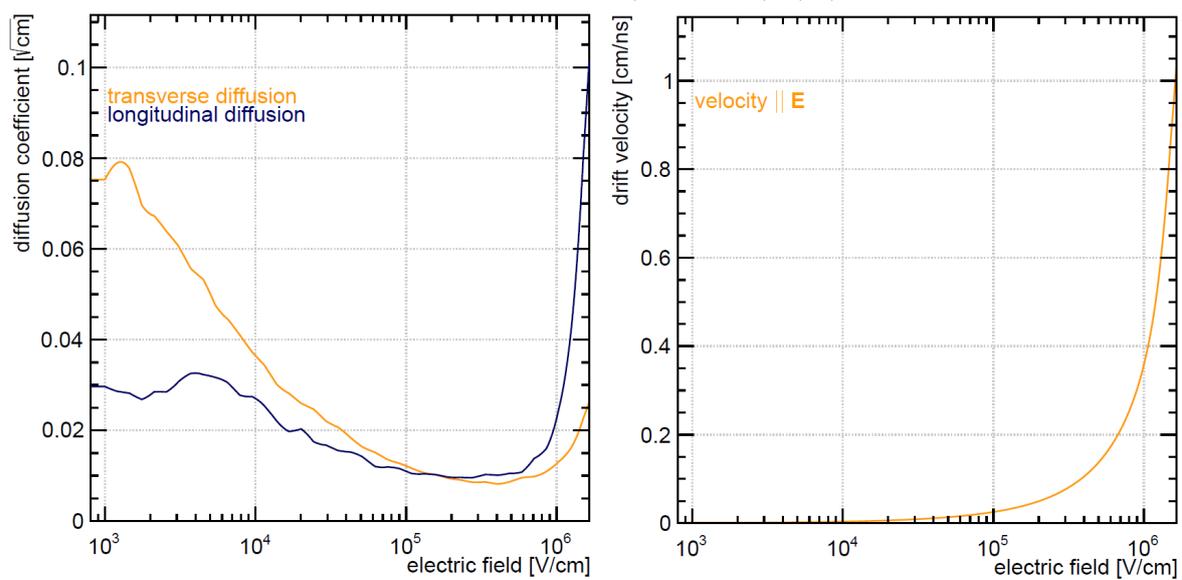


Figura B.4 - Coeficiente de difusão, Velocidade de arrasto e Coeficiente de Townsend para a mistura Ar/iC_4H_{10} (99/1).



APÊNDICE C – Desenhos Técnicos do Detector

C.1 Tampa

C.2 Base

C.3 Suporte de Janela

C.4 Máscara Superior

C.5 Máscara Inferior

Figura C.1 - Tampa do detector Micromegas.

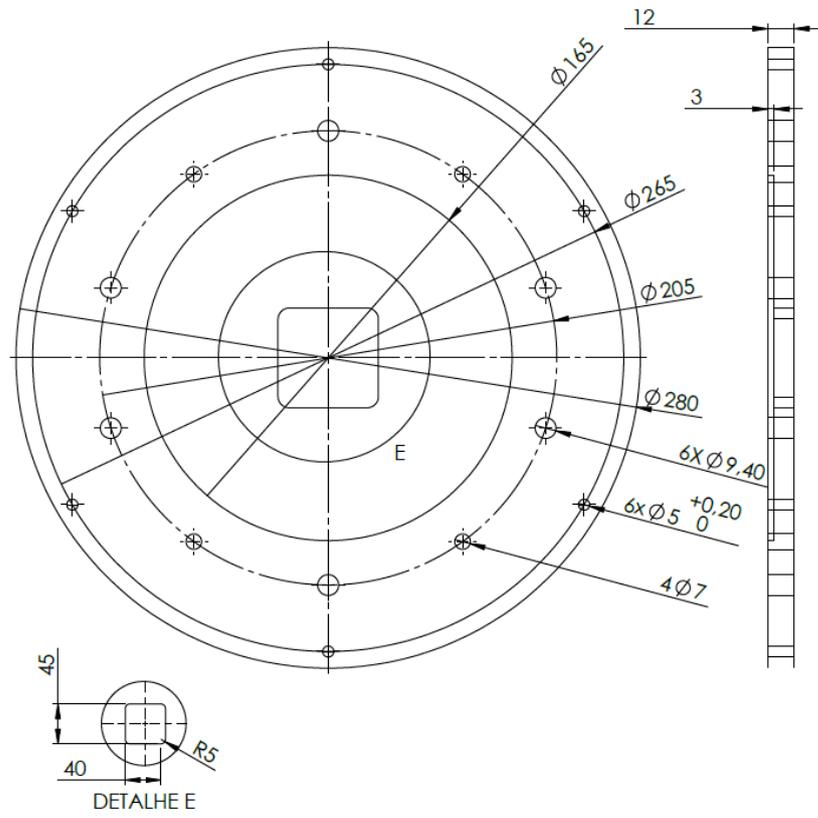


Figura C.2 - Base do detector Micromegas.

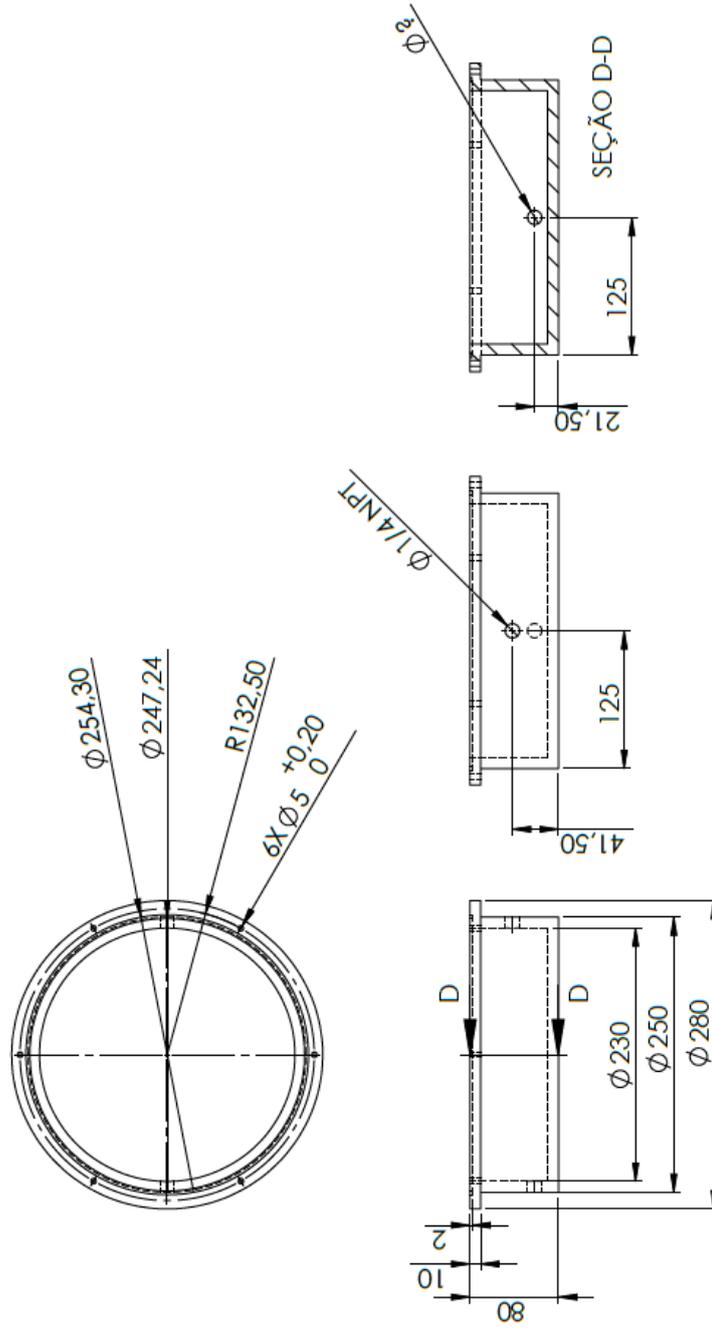


Figura C.3 - Suporte de PVC da janela.

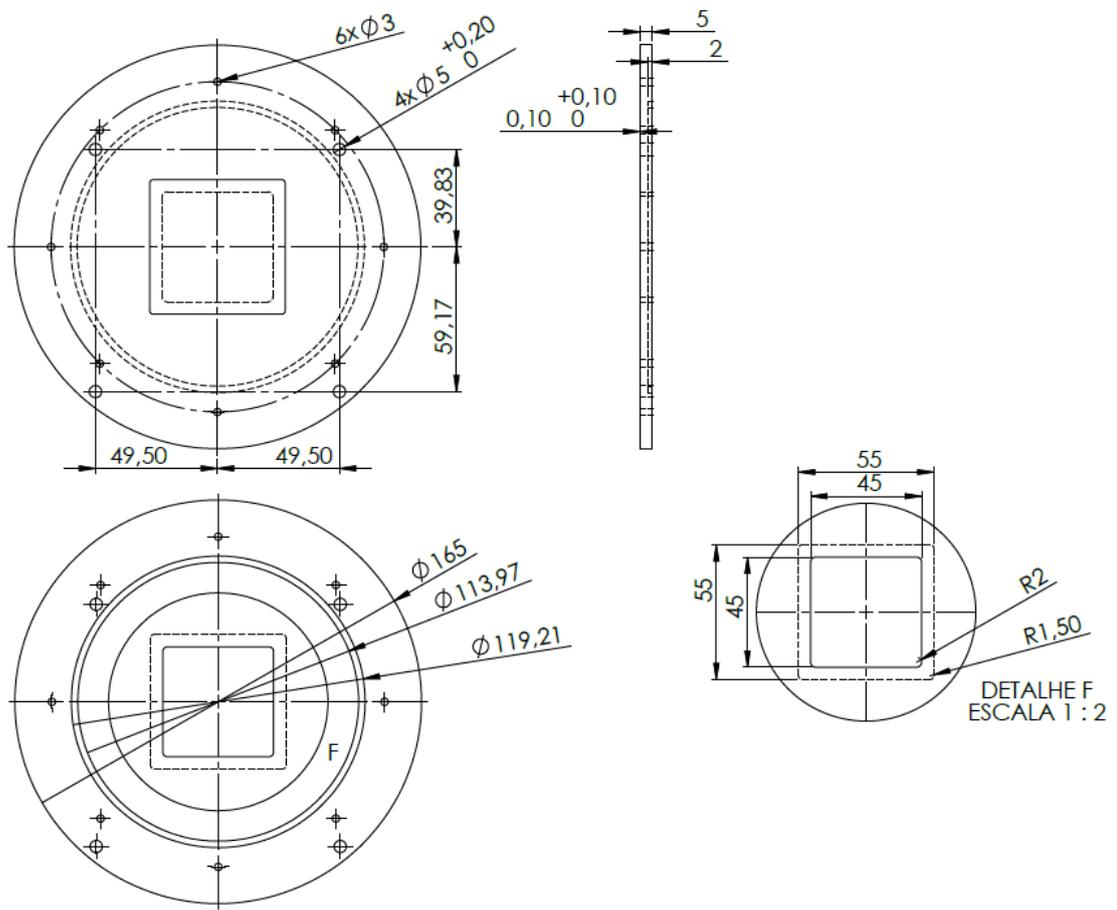


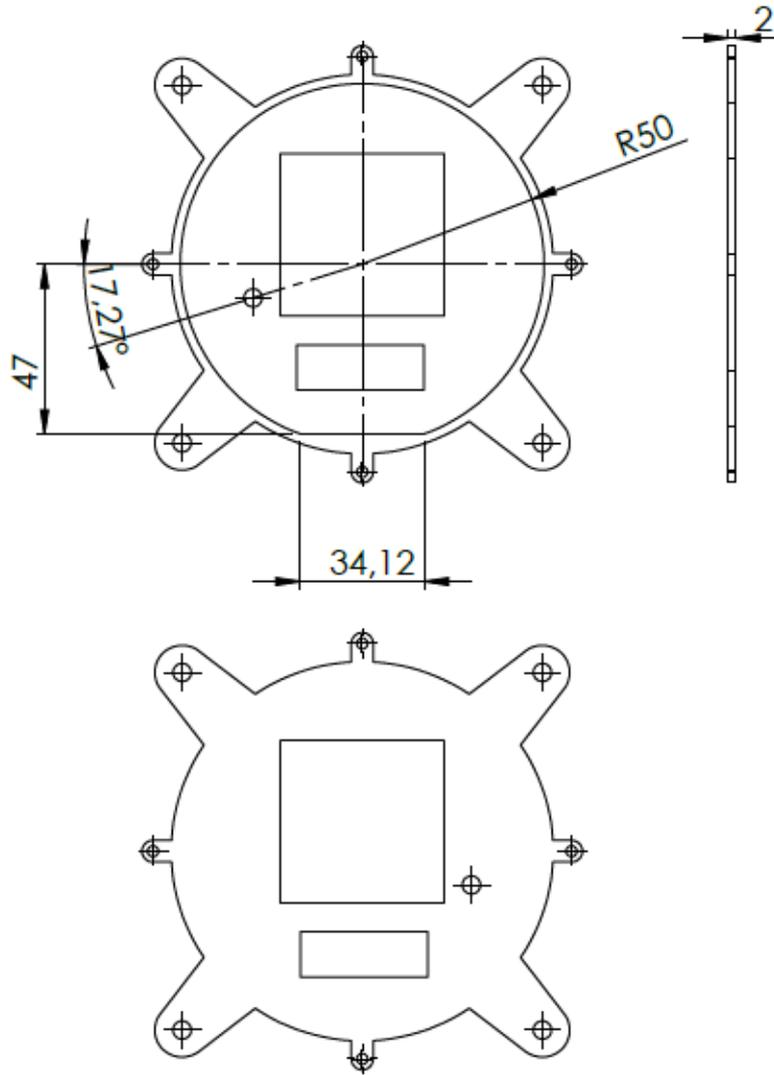
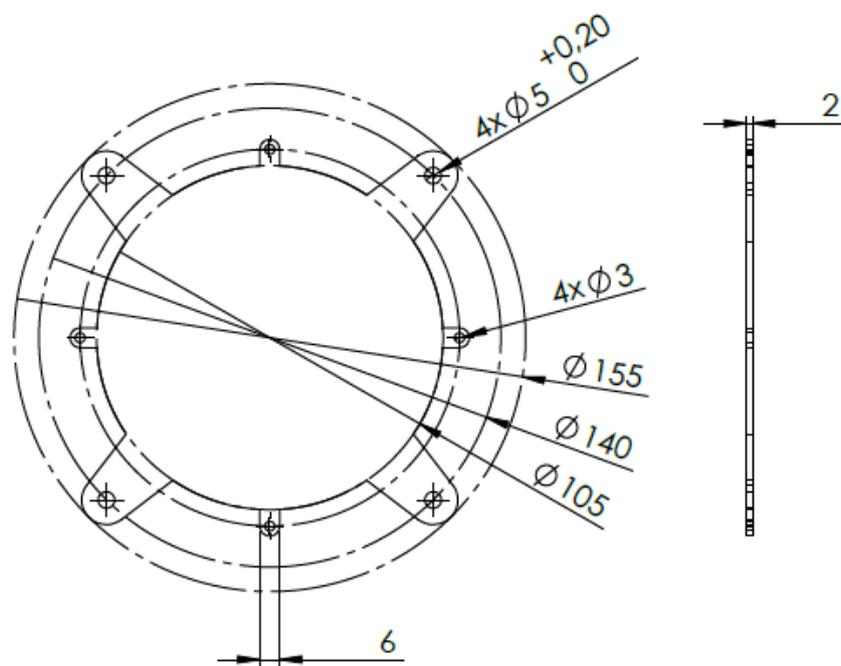
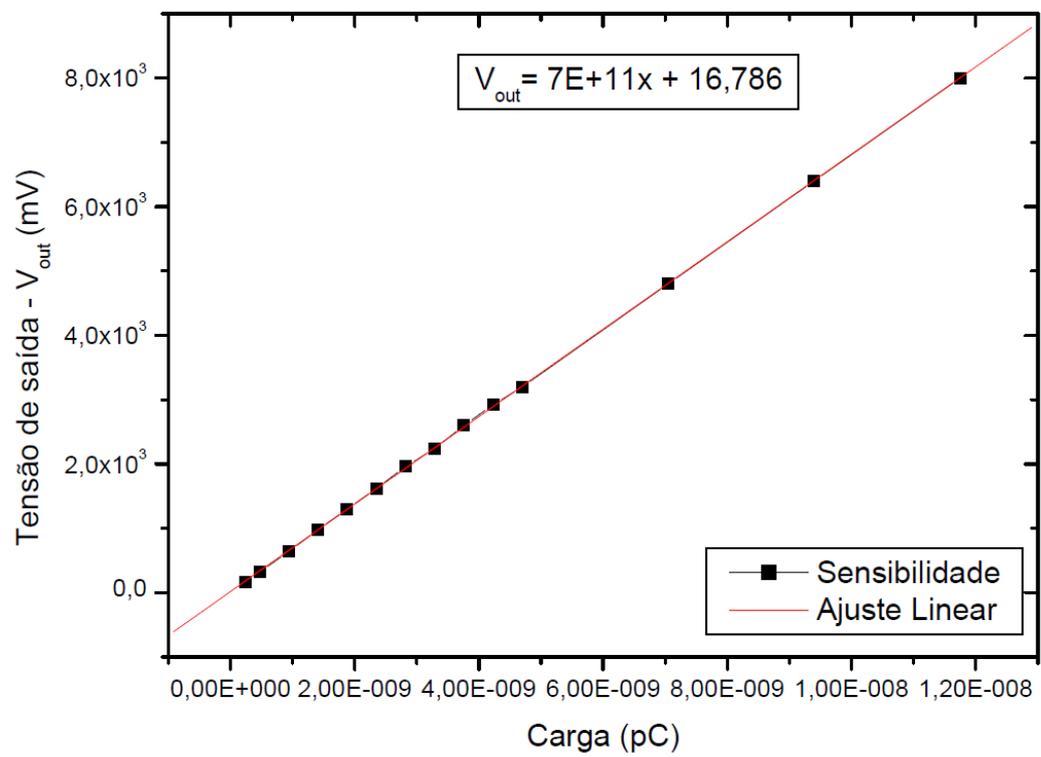
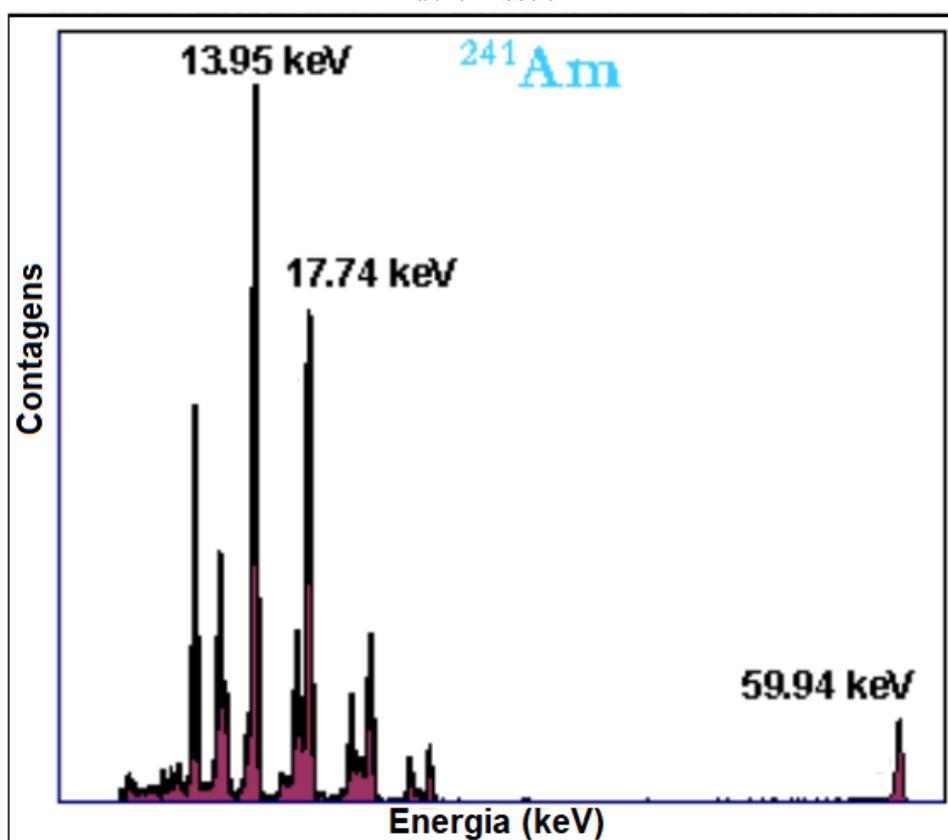
Figura C.4 - Suporte (máscara) superior do *waf*er.

Figura C.5 - Suporte (máscara) inferior do *wafer*.

APÊNDICE D – Curva de Sensibilidade do Pré-Amplificador Ortec 142IH



ANEXO A – Espectro de energia do ^{241}Am Figura A.1 - Espectro de Energia do ^{241}Am com suas principais linhas de emissão.

Fonte: AMPTEK, 2001.