

Tese de Mestrado

**Projeto e Construção de um Detector de Raios
Cósmicos com Localização Tridimensional**

Paulo Renato Barbosa Marinho

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUÍAS FÍSICAS
Rio de Janeiro, março de 2001

Tese de Mestrado

**Projeto e Construção de um Detector de Raios Cósmitos com
Localização Tridimensional**

Paulo Renato Barbosa Marinho

Tese submetida ao Departamento de Matéria Condensada e Física Estatística
como requisito para obtenção do grau
de Mestre em Física.

Orientador
Ademarlaudo Fraça Barbosa

*Aos Meus Pais
A Minha Esposa*

Agradecimentos

A Deus por me proporcionar saúde e alegria para a realização deste trabalho.

A Ademarlaudo França Barbosa por sua orientação, pela compreensão nas horas de dificuldades, pela liberdade dada na realização deste trabalho e principalmente por sua amizade. Valeu Laudo!

A Herman P. Lima (*The man of Hardware*) pela construção da interface de aquisição e pelas caronas na hora de ir embora. A Luciano Manhães (*The man of Software*) pela elaboração do *software* COSMIC3D. A Germano Pinto Guedes pelas valiosas discussões.

A galera de Iniciação Científica do LSD: Isabel, Márcio, Leonardo e Rafael.

Ao pessoal da oficina mecânica, em especial ao Fernando, pela usinagem da caixa e da tampa do detector, e construção dos núcleos das linhas de retardo.

Ao professor Caride, a Myriam e ao Ricardo da CFC; a Vanda e Luzia do DMF; ao pessoal da biblioteca, da Dinâmica e da Sparta pela atenção e boa vontade que sempre me foi dispensada.

Ao Cabral, amigo e professor do ensino médio, que incentivou minha paixão pela física.

A Alexandra, minha esposa, que me aturou durante a elaboração deste trabalho. Sei que não foi fácil suportar o meu mau humor, mas permaneceu sempre do meu lado.

A minha família, em especial meu pai e minha mãe que não mediram esforços em me proporcionar os estudos necessários a minha formação. Aos meus irmãos Edu, Rejane e Sérgio.

Ao meu primo Marcelo pela grande amizade e ajuda durante estes vários anos de Rio de Janeiro.

Aos amigos de toda hora Márcio, Marcus, Felipe, Léo, Roberval e Donnie (*The Dog*).

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

A CAPES pela bolsa de estudos.

A FAPERJ e CNPq pelo suporte financeiro.

Resumo

Apresentamos o estudo e a construção de um detector de raios cósmicos secundários com visualização tridimensional das trajetórias. Ao nível do mar os raios cósmicos secundários são na sua maioria múons.

O detector é composto basicamente de dois subdetectores proporcionais multifilares separados por $61mm$, e munidos de uma sistema de localização bidimensional. Cada subdetector produz sinais que correspondem às coordenadas X e Y do evento ionizante. Depois de processados eletronicamente estes sinais seguem para uma interface de aquisição de dados acoplada a um microcomputador, onde um *software* mostra numa janela gráfica a trajetória do evento ionizante.

Os fenômenos físicos que ocorrem nos detectores proporcionais, tais como multiplicação gasosa, formação do sinal elétrico e princípio de operação dos detectores proporcionais multifilares são apresentados. Descrevem-se o método de localização por linhas de retardo e o catodo $X&Y$, responsáveis pela decodificação das coordenadas X e Y dos eventos ionizantes.

Foram estimadas as resoluções em energia e espacial para cada subdetector. A distribuição angular dos eventos ionizantes também é apresentada, bem como uma análise crítica dos resultados experimentais.

Abstract

In this thesis the construction and study of a secondary cosmic ray detector with three-dimensional localization is presented. The sea level flux of cosmic rays is mostly composed of muons.

The detector is composed of two multiwire proportional subdetectors 61mm apart from each other. Each subdetector provides two-dimensional localization of ionizing events. The electric signals corresponding to the $X&Y$ coordinates of ionizing events are electronically processed and recorded by a data acquisition board connected to a PC host. A user interface program shows the trajectory of ionizing events in a 3D graphic window.

The physical phenomena occurring in proportional detectors, particularly the gaseous multiplication process, the time development of the signal, and the principle of operation of multiwire proportional chambers are presented. The delay line readout method and the $X&Y$ cathode are also described.

The energy resolution and spatial resolution of each subdetector are determined. The angular distribution of ionizing events is also presented. The experimental results are critically analysed.

Índice

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
Índice	iv
Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xiii
Introdução	1
1 Raios Cósmicos	4
1.1 O Espectro de Energia dos Raios Cósmicos	5
1.2 Chuveiros Aéreos Extensos (EAS)	7
1.3 O Fluxo de Múons ao Nível do Mar	10
2 Princípio de Funcionamento dos Detectores Proporcionais	12
2.1 Características Gerais de um Detector a Gás	13
2.2 O Fenômeno de Multiplicação Gasosa	15
2.2.1 Perda de Energia e Produção de Pares e^-ion^+	16
2.2.2 Fator de Multiplicação	18
2.3 Processos Secundários	19
2.3.1 Misturas Gasosas	20
2.4 Geometria Cilíndrica	21
2.5 Formação do Sinal Elétrico	22

2.6	Efeitos da Constante de Tempo	26
3	Detectores a Gás Sensíveis a Posição	30
3.1	Técnica da Linha de Retardo	30
3.1.1	Impedância Equivalente	32
3.1.2	Função de Transferência	33
3.1.3	Frequência Crítica	34
3.1.4	Caso Real	34
3.1.5	Retardo	35
3.1.6	Linha de Retardo Utilizando Células Derivadas Tipo 'm'	37
3.1.7	Retardo da Célula Derivada Tipo 'm'	41
3.2	Geometria de uma Câmara Proporcional Multifilar	41
3.2.1	Potencial e Campo Elétrico em uma Câmara Proporcional Multifilar	42
3.3	O Catodo X&Y	44
3.3.1	Estimativa da Carga Induzida no Catodo X&Y Devido a uma Avaranche	44
4	Descrição e Caracterização do Detector de Raios Cósmicos	48
4.1	Eletrodos	49
4.1.1	Planos Anódicos	49
4.1.2	Planos Catódicos	50
4.2	Parte Mecânica	50
4.2.1	Conexões	51
4.2.2	Montagem	52
4.2.3	Injeção do Gás	53
4.3	Estimativa da Capacitância do Detector	54
4.4	Características Mecânicas das Linhas de Retardo	54
4.5	Características Elétricas das Linhas de Retardo	57
4.5.1	Determinação da Impedância Característica R	57
4.5.2	Retardo Total das Linhas de Retardo	59

4.5.3	Homogeneidade das Linhas de Retardo	59
4.6	Pré-Amplificadores	60
4.6.1	Pré-amplificador de Carga	61
4.6.2	Pré-amplificadores de Tensão	62
4.7	Caracterização do Detector de Raios Cósmicos	62
4.7.1	Comportamento dos Pulsos Anódicos	63
4.7.2	Resolução em Energia	65
4.7.3	Esquema de Leitura da Posição	68
4.7.4	Resposta do Detector a Iluminação por uma Fonte de ^{241}Am	69
4.7.5	Linearidade	71
4.7.6	Resolução em Posição	73
5	Experimentos Com Raios Cósmicos	77
5.1	Seleção de Eventos Válidos (<i>O Trigger</i>)	77
5.1.1	Temporização dos Sinais Anódicos e Catódicos	79
5.1.2	O Programa COSMIC3D	81
5.2	Distribuição Angular das Trajetórias no Detector de Raios Cósmicos	83
5.2.1	Resultados Experimentais	85
	Conclusão	90
	Bibliografia	92
A	Impedância Equivalente e Função de Transferência do Circuito da Célula de Retardo	95
A.1	Impedância Equivalente da Célula de Retardo	95
A.2	Função de Transferência da Célula de Retardo	96
B	Detalhes Técnicos do Detector de Raios Cósmicos	99
C	Circuito do Pré-Amplificador de Tensão	101

D Interface de Aquisição de Dados	102
D.1 Princípio de Funcionamento	102
E O Programa COSMIC3D	106

Lista de Figuras

1-1	Espectro integral de energia dos raios cósmicos primários.	6
1-2	Espectro diferencial de energia, compilado de [4]. Inclui dados de experimentos em satélites e balões, além de dados dos seguintes experimentos de altas energias: Haverah Park, Yakutsk, Akeno, AGASA e o Fly's Eye. O eixo vertical foi multiplicado por $E^{2,7}$ para enfatizar as características do espectro. As mais recentes partículas ultra-energéticas não estão incluídas neste espectro.	8
1-3	Esquema do desenvolvimento de um chuvaire aéreo extenso.	9
1-4	O fluxo dos raios cósmicos ao nível do mar numa latitude geomagnética de 40°N , compilado de [12]. Os intervalos pontilhados de baixa energia para prótons e elétrons não são baseadas em dados e podem mudar significativamente dependendo das estruturas locais, pois estes fluxos são na maioria produzidos por reações nucleares. O fluxo total de múons ($\mu^+ + \mu^-$) é aproximadamente 2,29 maior que o o fluxo de múons negativos.	11
2-1	Esquema de funcionamento de um detector a gás	13
2-2	Respresentação qualitativa das regiões de operação possíveis para um detector a gás.	14
2-3	Número de pares $e^- - ion^+$ por centímetro produzidos por partículas mínimo-ionizantes em função do número atômico médio do meio gasoso.	16
2-4	Representação da fórmula de Beth-Bloch para diferentes partículas.	18

2-5	Campo (a) e potencial (b) elétricos em função da distância radial r de um detector cilíndrico coaxial.	22
2-6	Variação do potencial devido aos íons positivos em função do tempo. . .	25
2-7	Circuito equivalente a um detector de capacitância C , ao qual se conecta um circuito de impedância R	26
2-8	Evolução temporal do pulso para um evento ionizante para diferentes valores da constante de tempo RC	29
3-1	Esquema da técnica de localização pelo retardo.	31
3-2	Circuito da linha de retardo.	31
3-3	(a) Célula de retardo com impedância Z_{eq} e terminação Z_0 . (b) Linha de retardo composta de duas células com impedância Z_{eq} e terminação Z_0 . . .	32
3-4	Célula de retardo com uma terminação R	33
3-5	Módulo da função transferência em função de ν para as terminações perfeita e real	36
3-6	Célula derivada tipo ‘ m ’	38
3-7	Módulo da função de transferência de uma célula do tipo ‘ m ’ para o caso real com vários valores de m	39
3-8	Comportamento de Z/R_0 para alguns valores de m	40
3-9	Corte transversal de uma câmara proporcional multifilar.	42
3-10	Linhas de força do campo elétrico (a) e as equipotenciais (b), entre os fios de uma C.P.M.	43
3-11	Esquema para uma CPM utilizando o catodo X&Y	44
3-12	Ilustração do arranjo para a decodificação das coordenadas X e Y . O círculo indica o tamanho aproximado da distribuição de carga induzida. .	45
3-13	A avalanche de carga q na origem do sistema de coordenadas (x, y, z) , entre dois planos condutores.	46
3-14	Gráfico da distribuição de carga induzida $\sigma(x, y)$ calculada com n variando de -3 a 3 em $V_q(x, y, z)$	47

4-1	Corte transversal no detector de raios cósmicos montado.	49
4-2	Quadro de fios anódicos (a) e o catodo $X&Y$ (b).	50
4-3	Esboço da caixa e da tampa do detector de raios cósmicos.	51
4-4	Fotografia do detector fechado.	52
4-5	Circuito desacoplador para os pulsos anódicos.	53
4-6	Esquema utilizado para a injeção do gás no detector de raios cósmicos.	53
4-7	Forma do pulso anódico do detector de raios cósmicos	54
4-8	Célula unitária do tipo ‘ m ’ utilizada para a construção das linhas de retardo do detector de raios cósmicos.	55
4-9	Características do núcleo da linha de retardo (distâncias em milímetros)	55
4-10	Circuito utilizado para determinar a impedância característica R das linhas de retardo.	57
4-11	Visualização do sinal com reflexão e com reflexão minimizada na extremidade de uma das linhas de retardo utilizadas no detector de raios cósmicos.	58
4-12	Esquema do circuito utilizado para determinar o retardo total das linhas do detector de raios cósmicos.	59
4-13	Visualização no osciloscópio dos sinais de entrada e de sinal de saída da linha de retardo. O retardo total é de $T = 290ns$	60
4-14	Homogeneidade das linhas de retardo utilizadas no detector de raios cósmicos.	61
4-15	Arranjo experimental para o estudo dos pulsos anódicos do detector de raios cósmicos.	63
4-16	Comportamento dos pulsos anódicos em função da alta tensão do detector de raios cósmicos iluminado por uma fonte de ^{241}Am e utilizando as misturas gasosas Ar-CH_4 (a) e Ar-Xe-CO_2 (b).	64
4-17	Definição da resolução em energia de um detector.	65
4-18	Espectros em energia do ^{241}Am , com o detector operando com os gases Ar-Xe-CO_2 (a) e Ar-CH_4 (b) nas tensões $3430V$ e $3350 V$, respectivamente.	66
4-19	Resolução em energia dos picos de $26keV$ e $60keV$ do ^{241}Am em função da alta tensão utilizando Ar-CH_4 e Ar Xe-CO_2 à pressão de $2atm$	67

4-20	Eletrônica associada ao método de localização unidimensional.	68
4-21	Resposta dos arranjos superior (a) e inferior (b) do detector de raios cósmicos a 3-4 horas de iluminação por uma fonte de Am^{241}	70
4-22	‘Cortes’ nas direções X e Y para a imagem obtida pela iluminação uniforme dos plano superior e inferior, com detector operando com Ar-Xe-CO_2	71
4-23	Resposta dos arranjos superior (a) e inferior (b) a iluminação através de uma máscara contendo furos regularmente espaçados.	72
4-24	Cortes nas direções X e Y para os gráficos das figuras, com aproximação de funções gaussianas para os picos.	73
4-25	Relação de linearidade entre posições observadas e posições medidas nos arranjos superior e inferior.	74
4-26	Detalhes a serem levados em conta no cálculo da resolução espacial do detector de raios cósmicos.	75
4-27	Cortes nas direções X e Y para o furo central nos arranjos superior (a e b) e inferior (c e d), com aproximação de funções gaussianas para os picos.	76
5-1	Esquema lógico do processamento do sinal de <i>trigger</i>	78
5-2	(a) Diagrama de temporização para os sinais anódicos e catódicos do detector de raios cósmicos devido ao um evento hipotético (b). O ponto preto indica a posição em cada arranjo do evento ionizante.	80
5-3	Visualização dos sinais de atraso (a), disparo e do conversor tempo-amplitude (b) no osciloscópio. O <i>trigger</i> externo do osciloscópio é disparado pelo sinal de <i>trigger</i> do módulo de coincidência.	81
5-4	Interface gráfica do programa COSMIC3D mostrando as últimas dez trajetórias de um total de 33 eventos.	82
5-5	Ângulo de incidência de um evento ionizante hipotético passando através do detector posicionado verticalmente e horizontalmente.	83
5-6	Histogramação dos eventos ocorridos no detector de raios cósmicos nas posições horizontal (a) e vertical (b), utilizando Ar-Xe-CO_2	86

5-7	Histogramação do total de eventos ocorridos no detector nas posições horizontal e vertical, utilizando o Ar-Xe-CO ₂	87
5-8	Histogramação dos eventos ocorridos no detector de raios cósmicos nas posições horizontal (a) e vertical (b), utilizando a mistura Ar-CH ₄	88
5-9	Histogramação do total de eventos ocorridos no detector nas posições horizontal e vertical, utilizando o Ar-CH ₄	89
A-1	Célula de retardo em termos dos componentes Z ₁ , Z ₂ e Z ₀	95
A-2	Divisor de tensão.	97
B-1	Desenho técnico da tampa do detector de raios cósmicos (distâncias em <i>mm</i>).	99
B-2	Desenho técnico da base do detector de raios cósmicos (distâncias em <i>mm</i>).	100
C-1	Esquema elétrico do pré-amplificador de tensão.	101
D-1	Diagrama em blocos dos estágios de conversão e saída.	103
D-2	(a) Diagrama de temporização mostrando o funcionamento do mecanismo de disparo do conversor A/D. (b) Diagrama em blocos do circuito de disparo dos conversores A/D. As setas indicam o fluxo dos sinais.	104
D-3	Esquema elétrico da interface de aquisição de dados.	105
E-1	Esquema de funcionamento do programa COSMIC3D.	106

Lista de Tabelas

4.1	Características elétricas das linhas de retardo referentes aos planos superior e inferior.	59
4.2	Principais características do pré-amplificador de carga A-111.	62
4.3	Principais características dos pré-amplificadores de tensão anódicos e catódicos.	63
4.4	Resolução espacial das coordenadas X e Y para os arranjos superior e inferior.	76
D.1	Especificações técnicas da interface de aquisição de dados.	103

Introdução

A detecção dos raios cósmicos, assim como de qualquer partícula elementar, é obtida através das suas interações com o meio detector. Ao longo de quase cem anos, vários tipos de detectores foram utilizados para se estudar os raios cósmicos. Pode-se dividi-los em duas categorias genéricas: os **eletrônicos** e os **visuais**[1].

Os detectores eletrônicos são utilizados para medir as características do fluxo de radiação cósmica através da análise dos sinais provocados por sua passagem no meio detector. Nesta categoria estão incluídos os contadores Geiger-Müller, as câmaras de ionização, os contadores proporcionais, os cintiladores, os contadores Cerenkov, etc.

Os detectores visuais são utilizados para obtenção de figuras das trajetórias produzidas pelos raios cósmicos. Os destaques desta categoria são as câmaras de nuvens, as câmaras de bolhas e as emulsões nucleares, com as quais muitas partículas nucleares foram identificadas.

Atualmente os detectores de raios cósmicos estão principalmente voltados para o estudo dos raios cósmicos ultra-energéticos, conhecidos como ‘zévatrões’[2]. Tais partículas possuem energias da ordem de $\sim 10^{20}eV$, e são muito raras, por isso os detectores devem cobrir uma área de muitos Km^2 . O Observatório Pierre Auger[3], os detectores de fluorescência *Fly’s Eye*[4] (‘olhos de mosca’) e o HIRES[4] (*High Resolution Fly’s Eye*) são os complexos mais importantes atualmente para o estudo dos eventos ultra-energéticos. O Observatório Pierre Auger em particular tem a participação de várias instituições brasileiras, dentre as quais o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

O CBPF, aliás, sempre teve um papel de grande importância na pesquisa básica no Brasil ao longo de sua história, principalmente na pesquisa da radiação cósmica.

Dentre as grandes colaborações internacionais das quais o CBPF participou, destaca-se: A Colaboração Brasil-Japão (CBJ) para o estudo de interações a energias elevadas na radiação cósmica [5]. Em seus poucos mais de trinta anos de duração foram expostas no monte Chacaltaya 24 câmaras com as quais a CBJ estudou os principais aspectos relativo à produção múltipla de partículas na região de energia cobrindo o intervalo de $10^{13} - 10^{17} eV$.

Visando a divulgação científica e o caráter didático da física dos raios cósmicos foi desenvolvido no Laboratório de Sistemas de Detecção do CBPF um detector de raios cósmicos com visualização tridimensional das suas trajetórias. O estudo e a realização desse projeto constituem o tema do presente trabalho de tese de mestrado. O detector é constituído basicamente de dois subdetectores proporcionais multifilares munidos de um sistema de localização bidimensional, e separados por uma certa distância. Cada arranjo envia dois sinais correspondentes às coordenadas X e Y do evento, estes sinais depois de processados eletronicamente seguem para uma interface de aquisição de dados acoplada a um microcomputador, onde um *software* mostra numa janela gráfica a trajetória do evento.

No Capítulo 1 é apresentada uma pequena introdução ao estudo dos raios cósmicos: sua composição, seu espectro de energia e a formação dos chuviros aéreos extensos. É dada atenção especial aos **múons**, pois a nível do mar eles são as principais partículas observáveis.

No Capítulo 2 são apresentados os princípios gerais do funcionamento dos detectores proporcionais: o fenômeno da multiplicação gasosa, processos secundários, misturas gasosas, formação dos pulsos e efeitos da constante de tempo.

Uma análise dos detectores sensíveis a posição é feita no Capítulo 3. É feita uma análise da estrutura multifilar, assim como do método de localização por linhas de retardo, método este utilizado na implementação do detector de raios cósmicos. É apresentado também o catodo $X&Y$, uma estrutura que permite a localização bidimensional dos eventos ionizantes.

A descrição detalhada das características do detector e do seu sistema de leitura

encontra-se no Capítulo 4 juntamente com os resultados obtidos para a resolução em energia, resolução espacial e linearidade com o detector operando com as misturas gasosas Ar-Xe-CO₂ e Ar-CH₄ a *2atm* acima da pressão atmosférica.

Experimentos com raios cósmicos são relacionados no Capítulo 5, onde se discute o sistema de *trigger* para a seleção dos eventos, a eficiência do detector, distribuição angular dos eventos incidentes.

Finalmente, é feita uma análise crítica dos resultados obtidos e são propostos novos experimentos utilizando o detector.

Detalhes técnicos sobre a construção do detector, funcionamento da interface de aquisição e *software* são discutidos com maiores detalhes nos Apêndices.

Capítulo 1

Raios Cósmicos

No início do século utilizavam-se eletroscópios para medir radiotividade. Um eletroscópio carregado descarregaria quando levado próximo a uma fonte radioativa, devido a ionização pela passagem dos raios α , β ou γ . Entretanto, notou-se que um eletroscópio descarregava mesmo quando não havia nenhuma fonte radioativa presente. Então, deveria haver uma fonte natural radioativa na Terra. Blindando o eletroscópio reduzia-se o efeito, mas não o eliminava. Foi realizado um grande número de experimentos nos quais os eletroscópios eram colocados nos topos dos edifícios mais altos ou em balões. A taxa de descarregamento dos eletroscópios geralmente diminuía com a altura sobre um curto alcance, o que seria consistente com a hipótese de que a fonte de radioatividade estava na Terra. Mas experimentos em balões mostraram que acima de certa altura, a taxa de descarga realmente aumentava[6].

Dentre estes experimentos em balões, destacam-se os realizados pelo físico austríaco Victor Francis Hess. Em 1911, ele fez vários vôos arriscados chegando a mais de 5000m de altura. Seus resultados foram fundamentais para a hipótese de que a fonte radioativa era extraterrestre. Mas, somente em 1926 esta hipótese foi confirmada.

Em 1926, Robert Andrews Millikan, que inicialmente rejeitou a hipótese de fonte extraterrestre, demonstrou através de vários experimentos que a fonte radioativa não poderia estar na Terra nem na atmosfera, restando apenas uma opção: o espaço. Naquele mesmo ano, ele nomeou a radiação desconhecida como **raios cósmicos**.

Em 1938, o físico Pierre Auger observou que muitos raios cósmicos têm uma estrutura extensa e que, às vezes, eles chegavam simultaneamente a sensores separados por dezenas de metros. Auger interpretou corretamente suas observações ao atribuir a origem deste chuviros extensos a colisões de raios cósmicos ultra-energéticos no alto da atmosfera. O primeiro a observar um zévatron foi o físico John Linsley[7], na década de 60. A maior energia de um raio cósmico medida até hoje é de $0,32ZeV$ [8] ($1ZeV \rightarrow 10^{21}eV$), observado em 1991. Há registros de aproximadamente uma dezena de zévatrons, um número ainda insuficiente para um estudo detalhado de suas características ou de sua origem.

Atualmente o estudo dos raios cósmicos se concentra nestes eventos de altíssimas energias. Descobrir sua origem, seu mecanismo de aceleração e suas características são os principais objetivos dos físicos que os estudam.

1.1 O Espectro de Energia dos Raios Cósmicos

Os raios cósmicos são partículas que viajam a grandes velocidades vindas do espaço exterior e bombardeiam a superfície da terra constantemente. Eles são na sua maioria prótons (90%), seguidos pelas partículas alfa (9%) e o restante são núcleos atômicos mais pesados (ex.: ferro)[9].

A energia dos raios cósmicos vai do limite inferior de 10^6eV até o limite superior de mais de $10^{20}eV$. Quanto maior a energia mais raros eles são. Aproximadamente, uma partícula tendo energia de $\sim 10^9eV$ passa por uma área de $1cm^2$ a cada segundo, enquanto que, acima de $\sim 10^{20}eV$, esse número cai para uma partícula por século em uma área de $1Km^2$.

A relação que expressa como a intensidade $j_{(>E)}$ de raios cósmicos com energias maiores que um limite inferior E varia com a energia é chamada de **espectro integral de energia**. A **intensidade unidirecional** refere-se ao fluxo que chega de uma dada direção por unidade de ângulo sólido, isto é, o número de partículas por unidade de área por unidade de tempo por esteroradiano. O espectro de energia pode ser representado

por uma lei de potência:

$$j_{(>E)} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

onde γ é uma constante. Este comportamento do espectro de energia pode ser explicado através do **modelo de aceleração de Fermi**[10], segundo o qual as partículas cósmicas são aceleradas através de ‘encontros’ sucessivos com núvens de plasma magnetizado que se movem aleatoriamente no espaço.

Tomando o logaritmo de ambos os lados da equação (1.1), pode-se fazer um gráfico Log-Log de $j_{(>E)} \times E$ (figura 1-1), o qual será uma reta cuja inclinação é igual a γ .

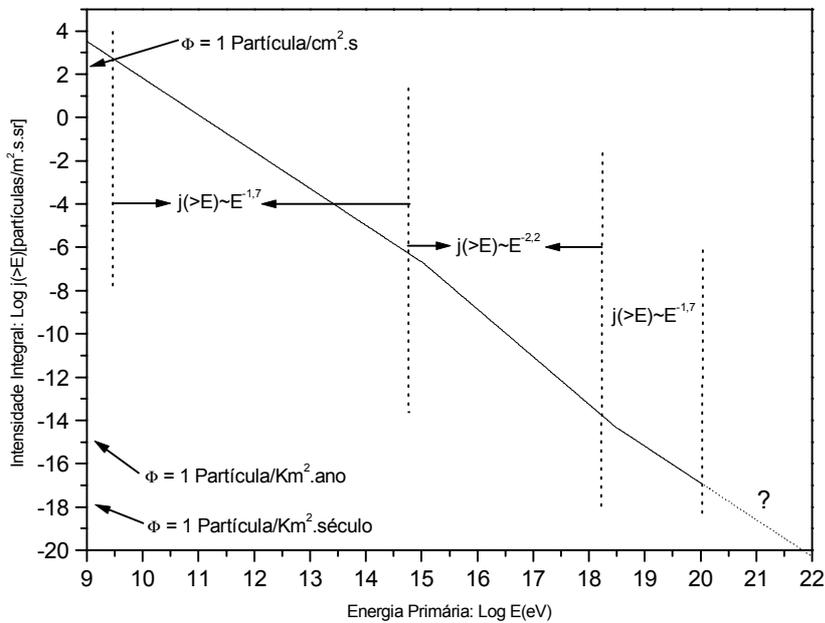


Figura 1-1: Espectro integral de energia dos raios cósmicos primários.

Nota-se da figura 1-1 que o valor do expoente não varia muito sobre a gama de energia dos raios cósmicos acima de 10GeV (abaixo desta energia a intensidade varia significativamente durante o ciclo solar, um efeito chamado **modulação solar**[9]), estendendo-se por mais de dez ordens de magnitude. Até $E \sim 10^{15}\text{eV}$ o espectro integral apresenta

uma inclinação $\gamma \approx 1,7$. A partir desta energia percebe-se uma mudança na inclinação ($\gamma \approx 2,2$), e novamente em $E \sim 10^{18}eV$ outra mudança é observada ($\gamma \approx 1,7$). Acima de $10^{20}eV$ a intensidade é incerta, mas estima-se um fluxo de aproximadamente uma partícula por século em uma área de $1Km^2$.

Diferenciando a equação (1.1) obtém-se o **espectro diferencial de energia** correspondente, o qual indica como a intensidade de partículas em uma faixa de energia entre E e $E + dE$ (partículas/ $cm^2.s.sr.eV$) varia com a energia:

$$\frac{dj(E)}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (1.2)$$

Parte do espectro diferencial experimentalmente obtido é reproduzido na figura 1-2, onde o eixo da intensidade é multiplicado por $E^{2,7}$ para enfatizar esta estrutura. As variações na inclinação observadas no gráfico da figura 1-1 também podem ser observados na figura 1-2: em torno de $E \sim 10^{15}eV$ o espectro possui uma leve subida (o ‘joelho’) e um leve nivelamento a $E \sim 10^{18}eV$ (o ‘tornozelo’).

1.2 Chuveiros Aéreos Extensos (EAS)

Conforme visto na seção anterior, o fluxo de raios cósmicos diminui com a energia. Por isso, medi-los diretamente no espaço é quase impraticável. Assim, poucos dados estão disponíveis acima de $10^{14}eV$. Entretanto, os raios cósmicos ultra-energéticos interagem com a atmosfera da Terra e produzem cascatas de partículas secundárias sendo muitas delas produzidas por uma única partícula primária. Estas partículas secundárias desviam-se da trajetória da partícula primária devido a suas distribuições de momento ou devido ao espalhamento coulombiano com as partículas carregadas da atmosfera. Tais cascatas são conhecidas como chuveiros de raios cósmicos ou (devido a sua expansão lateral) **chuveiros aéreos extensos** (EAS)[11]. A figura 1-3 mostra um esquema para o desenvolvimento de um chuveiro.

Os chuveiros de raios cósmicos são iniciados por uma única partícula cósmica ultra-

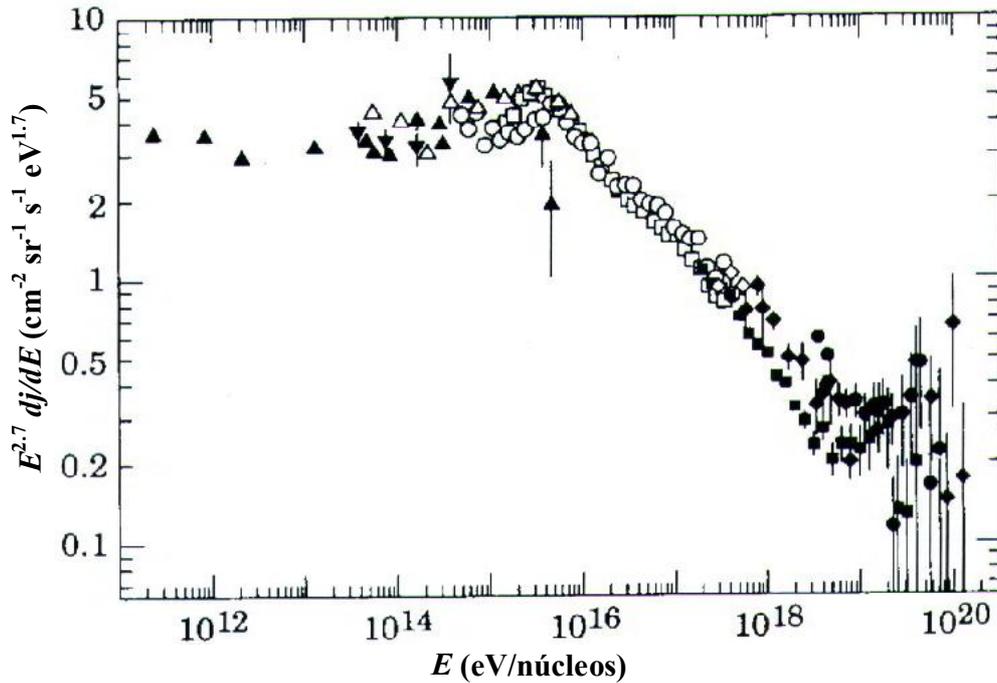


Figura 1-2: Espectro diferencial de energia, compilado de [4]. Inclui dados de experimentos em satélites e balões, além de dados dos seguintes experimentos de altas energias: Haverah Park, Yakutsk, Akeno, AGASA e o Fly's Eye. O eixo vertical foi multiplicado por $E^{2.7}$ para enfatizar as características do espectro. As mais recentes partículas ultra-energéticas não estão incluídas neste espectro.

energética que interage com núcleos atmosféricos (o livre caminho médio de interação é tipicamente uma pequena porcentagem do material atmosférico total). Esta interação produz caracteristicamente núcleons (prótons e nêutrons) e píons (π^\pm , π^0). Os píons carregados podem interagir novamente, mas muitos decairão em múons que interagem somente através de ionização e frequentemente continuam até a superfície da Terra (e abaixo) sem sofrer qualquer tipo de interação catastrófica. Os píons neutros decaem quase instantaneamente em fótons (γ), que iniciam a cascata eletromagnética através da criação de pares elétron-pósitron (e^+e^-), os quais geram outros fótons por *bremstrahlung* ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$), e assim por diante, repetindo o processo várias vezes. A cascata eletromagnética se desenvolve até o ponto onde as perdas de energia por efeito fotoelétrico e por ionização ficarem dominantes sobre a produção de pares e *bremstrahlung*, a partir

daí ela diminui. Nesta profundidade na atmosfera o tamanho (número de partículas) máximo do chuva é alcançado; esta profundidade é conhecida como ‘profundidade máxima’. O tamanho do chuva é máximo a aproximadamente $E/(2 \times 10^9)$ partículas, onde E é a energia primária em eV [4]. A profundidade máxima é uma função logarítmica da energia primária. O máximo do chuva ocorre para partículas primárias carregadas aproximadamente a uma profundidade de $850g \cdot cm^{-2}$ ($\sim 1500m$ acima do nível do mar)[3].

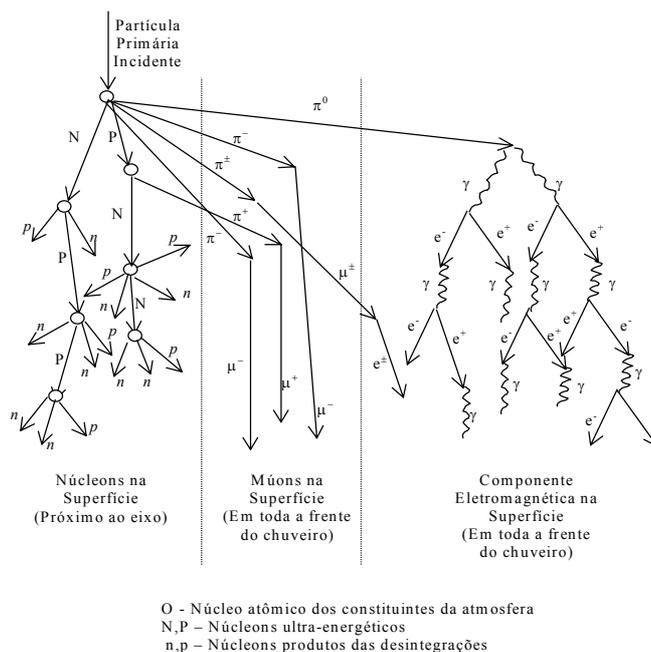


Figura 1-3: Esquema do desenvolvimento de um chuva aéreo extenso.

Ao nível do mar há, portanto três componentes: 1- os múons que são muito penetrantes e se originam no alto da atmosfera; 2- a componente eletromagnética (elétrons, pósitrons e fótons); 3- um limitado número de partículas de ‘atividade nuclear’ diretamente associadas às contínuas interações do raio cósmico primário. As componentes 1 e 2, tendem a se espalhar chegando ao solo numa área relativamente grande ao redor do eixo do raio cósmico primário. Entretanto, a componente 3 gera uma cascata adicional de outros núcleons, que tendem a se aglomerar ao redor do eixo do raio cósmico e induzir novas subcascatas eletromagnética e muônica.

1.3 O Fluxo de Múons ao Nível do Mar

Conforme a seção anterior, os múons resultam do decaimento de partículas mais pesadas produzidas nas sucessivas interações dos raios cósmicos de altas energias com os átomos da atmosfera. Mas muitos destes são produzidos por raios cósmicos primários de baixa energia, cujas componentes nucleônica e eletromagnética se extinguem no alto da atmosfera. Os múons, por sua vez, só perdem energia por ionização, enquanto atravessam a atmosfera, e como possuem um tempo de vida média suficientemente longo, eles conseguem chegar à superfície da Terra. Os múons conseguem chegar ao nível do mar devido à contração do espaço, ou a dilatação do tempo, ambos fenômenos previstos na Teoria da Relatividade Especial. O resultado é que há um grande fluxo ao nível do mar dos chamados ‘múons desacompanhados’[11]. O seu fluxo (em todas as direções) é aproximadamente de um por centímetro quadrado a cada minuto, e eles contribuem com quase metade da radiação natural ao nível do mar.

Um aspecto importante é que o fluxo de múons varia com a latitude geomagnética[12]. Próximo ao equador há um aumento na rigidez magnética, e poucas partículas primárias de baixa energia penetram na superfície. O número de múons que chegam ao nível do mar aumenta por um fator 2 a 3 (dependendo da energia do múon) no trecho de 0° a 50° da latitude geomagnética e por um fator maior que 10 nos pólos. Além disso, a interação eletromagnética do múon com a atmosfera pode sofrer variações (de até 20%), dependendo da pressão, temperatura, umidade, tempestades magnéticas e horário do dia (efeito diurno).

Na figura 1-4 apresenta-se uma estimativa do fluxo de raios cósmicos ao nível do mar numa latitude geomagnética de 40° N. O fluxo de elétrons e prótons de baixa energia, mostradas em linhas pontilhadas, varia extremamente em diferentes localizações sobre a Terra, pois eles são produzidos por reações nucleares que dependerão da distribuição dos elementos dos materiais locais. Pode-se admitir que o fluxo de raios cósmicos de baixa energia segue a distribuição do fluxo de múons de baixa energia. Nota-se ainda que o fluxo de múons com energia entre $100\text{MeV} - 2\text{GeV}$ é mais intenso.

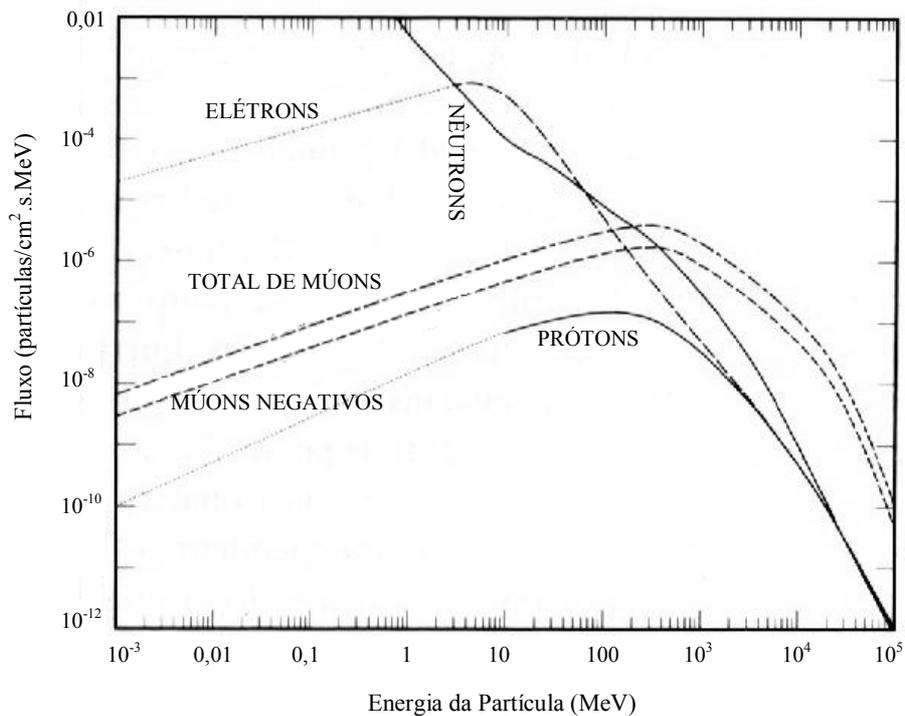


Figura 1-4: O fluxo dos raios cósmicos ao nível do mar numa latitude geomagnética de 40°N, compilado de [12]. Os intervalos pontilhados de baixa energia para prótons e elétrons não são baseadas em dados e podem mudar significativamente dependendo das estruturas locais, pois estes fluxos são na maioria produzidos por reações nucleares. O fluxo total de múons ($\mu^+ + \mu^-$) é aproximadamente 2,29 maior que o o fluxo de múons negativos.

Capítulo 2

Princípio de Funcionamento dos Detectores Proporcionais

A detecção de uma partícula é possível graças a sua interação com o meio detector. Nas interações entre radiação -ou partículas emitidas por uma fonte- e átomos do meio detector, as partículas sofrem perda de energia e desvio de sua trajetória original. Devido a estas interações, os elétrons podem se desprender dos átomos criando pares e^- - ion^+ , permitindo a detecção. Mesmo as partículas sem carga (ex.: nêutrons e fótons) podem ser detectadas, através das partículas resultantes de suas interações. Os fótons, que não possuem massa nem carga, podem produzir pares e^- - ion^+ através do efeito fotoelétrico (interação γ -átomo), espalhamento Compton (interação γ -elétron livre) ou de criação de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$).

Estas interações com a produção de pares e^- - ion^+ promoveram o desenvolvimento de detectores **eletrônicos**, entre quais os chamados **proporcionais** adquiriram uma grande importância em diversas áreas experimentais.

A presente exposição restringir-se-á aos detectores nos quais o meio de detecção encontra-se em fase gasosa, por ser este o caso do detector de raios cósmicos desenvolvido e utilizado neste trabalho.

2.1 Características Gerais de um Detector a Gás

Os pares e^-ion^+ uma vez produzidos no gás pela passagem da radiação incidente, devem ser direcionados e coletados, o que se obtém através de um campo elétrico (ver figura 2-1).

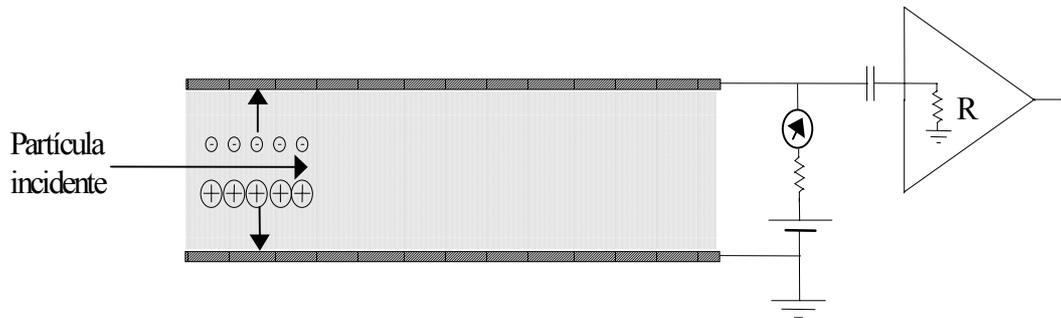


Figura 2-1: Esquema de funcionamento de um detector a gás

Este campo elétrico é gerado pela aplicação de uma diferença de potencial entre eletrodos, cujas geometrias podem ser as mais diversas, sendo comuns placas paralelas ou cilindros coaxiais.

De modo geral a intensidade da corrente elétrica medida através dos eletrodos de um detector submetido a radiação varia com a diferença de potencial aplicada, assim como mostra a figura 2-2. São mostradas duas curvas, cada uma das quais associada a determinada perda específica de energia no meio detector. As regiões indicadas correspondem a processos físicos que serão analisados nos próximos parágrafos.

REGIÃO I: Nesta região de campos elétricos fracos ($< 100 V/cm$) pares e^-ion^+ se recombinam no meio gasoso e portanto nem todos os pares produzidos serão coletados nos eletrodos. Entretanto, quando a intensidade do campo elétrico aumenta, a probabilidade de recombinação diminui devido ao aumento de energia cinética dos elétrons, facilitando a coleta de carga nos eletrodos.

REGIÃO II: A partir de uma tensão V_S praticamente todos os íons produzidos são coletados e portanto observa-se um fenômeno de saturação. Detectores que operam com

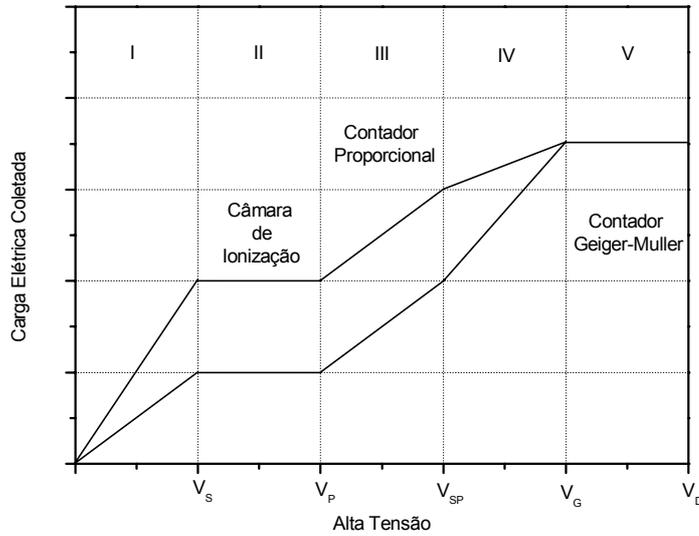


Figura 2-2: Representação qualitativa das regiões de operação possíveis para um detector a gás.

tensões V tais que $V_S < V < V_P$ são conhecidos como Câmaras de Ionização, em alusão ao fato de coletar a carga total de ionização gerada pela partícula incidente.

Nas câmaras de ionização geralmente se mede a corrente de ionização a fim de que se possa monitorar a intensidade de um feixe de partículas. Como nelas todos os íons produzidos são coletados sem a formação de íons secundários, a quantidade de carga por evento detectado é pequena e por isso elas são muito utilizadas na monitoração de feixes intensos.

REGIÃO III: Quando a tensão aplicada $V > V_P$ um novo fenômeno passa a ocorrer; este fenômeno, caracterizado pela produção de novos pares e^-ion^+ , é chamado de **Multiplicação Gasosa** (ver seção 2.2). Na região III, definida por $V_P < V < V_{SP}$ (figura 2-2) a carga gerada pela multiplicação gasosa é proporcional à perda específica de energia do evento ionizante, qualquer que seja a alta tensão V aplicada. Por isso, os detectores que operam nesta região são chamados de proporcionais.

REGIÃO IV: Para tensões V tais que $V_{SP} < V < V_G$ (figura 2-2), o grande número de pares produzidos na região de avalanches resulta na formação de uma carga espacial no eletrodo positivo. A presença desta carga altera o valor do campo elétrico e conduz assim a uma perda gradativa de proporcionalidade. Esta região é chamada de semi-proporcional ou de proporcionalidade limitada.

REGIÃO V: Nesta região definida por tensões V tais que $V_G < V < V_D$, a corrente elétrica ou a altura dos pulsos torna-se independente da ionização primária e a avalanche provocada por um evento ionizante se propaga ao longo do fio anódico, principalmente por meio de fótons produzidos durante as desexcitações das moléculas do gás. Detectores que operam nesta região são chamados de contadores Geiger-Müller, e devido a sua alta sensibilidade são aplicados genericamente para contagem de diferentes tipos de partículas. Porém, sob certas condições especiais: misturas gasosas (argônio(60%)-isobutano(40%), argônio(30%)-metano(60%), etc.) e fio anódico com diâmetro relativamente maior ($25\mu m - 100\mu m$); é possível observar uma transição da região proporcional (ou semi-proporcional) para uma região conhecida como *Streamer* limitado ou *Self-Quenched Streamer* (SQS), na qual a avalanche primária se propaga numa região limitada do fio ($\sim 10mm$) [13].

Para valores de tensão $V > V_D$, o campo elétrico provoca ionizações espontâneas no gás (descargas contínuas).

2.2 O Fenômeno de Multiplicação Gasosa

Quando um quantum de radiação é absorvido no detector, n_P pares primários e^-ion^+ são produzidos; no caso de radiação eletromagnética para a qual o efeito fotoelétrico é dominante, este número é igual a 1. Para partículas carregadas mínimo ionizantes, n_P varia com o número atômico médio da mistura gasosa, como mostra a figura 2-3.

Os íons positivos perdem a maior parte de sua energia cinética em colisões elásticas com os átomos ou moléculas do meio gasoso, não participando significativamente dos processos de ionização secundária.

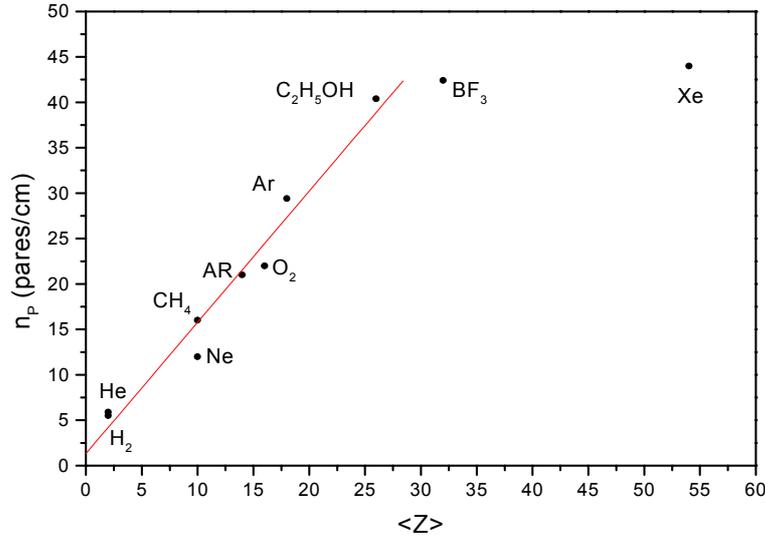


Figura 2-3: Número de pares $e^{-}-ion^{+}$ por centímetro produzidos por partículas mínimo-ionizantes em função do número atômico médio do meio gasoso.

Entretanto, os elétrons primários cuja energia cinética é maior que a energia mínima de ionização do gás podem produzir novos pares $e^{-}-ion^{+}$ chamados secundários.

Os elétrons secundários podem por sua vez, produzir pares terciários, etc ...

2.2.1 Perda de Energia e Produção de Pares $e^{-}-ion^{+}$

A ionização específica total j_T é definida como o número total médio de pares produzidos por cm ou g/cm^2 de trajetória da partícula incidente. É possível mostrar que a perda de energia é, em muito boa aproximação, proporcional à ionização específica total j_T [14]:

$$-\frac{dE}{dx} = W_i j_T \quad (2.1)$$

sendo W_i a energia média efetiva para produzir um par $e^{-}-ion^{+}$.

O sinal negativo indica que a energia da partícula diminui à medida que a distância x

é percorrida. Considerando-se a partícula incidente com carga elétrica ze e massa muito maior que a massa de um elétron, o desvio de sua trajetória é desprezível e pode-se chegar a uma expressão matemática para a perda de energia. O cálculo foi realizado por Beth e Bloch[15], que obtiveram a seguinte expressão:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N_a e^4 \rho Z z^2}{m_e c^2 A \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_m}{I^2} - 2\beta^2 \right) \quad (2.2)$$

onde

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

N_a é o Número de Avogadro, m_e e e são a massa e a carga do elétron. Os termos ρ , Z , A e v são a densidade, o número atômico, o número de massa do meio detector e a velocidade da partícula, respectivamente. O termo I é chamado de potencial efetivo de ionização, cujo valor é geralmente resultado de medidas para cada material. Uma boa aproximação é $I \approx 16Z^{0,9} eV$ [16].

O termo E_m representa a máxima transferência de energia por colisão. Uma expressão analítica para E_m é obtida a partir de considerações da cinemática relativística [17],[18]:

$$E_m = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.3)$$

A equações (2.3) e (2.2) são válidas para os casos em que a massa da partícula incidente é muito maior que a massa do elétron, m_e . O múon, cuja massa de repouso é cerca de 200 vezes a massa do elétron, é um desses casos. A figura 2-4 mostra a perda de energia expressa pela equação (2.2) em função da energia de diferentes partículas incidentes. O meio absorvedor para as curvas mostradas é o Argônio a pressão atmosférica. Percebe-se que partículas de mesma carga apresentam aproximadamente a mesma taxa de perda de energia por unidade de percurso a partir de $\approx 4m_0 c^2$, onde m_0 é a massa de repouso da partícula ionizante. As partículas com energia superior a este valor são considerados partículas ‘mínimo-ionizantes’. Assim, múons mínimo-ionizantes depositam aproximadamente $dE/dx \approx 2,5 KeV/cm$ [16] de Argônio. Como a energia necessária para

ionizar um átomo do gás é cerca de $26eV$, numa espessura de $1cm$ de Argônio um múon mínimo-ionizante deve gerar aproximadamente 96 ($2,5KeV/26eV$) pares $e-ion^+$.

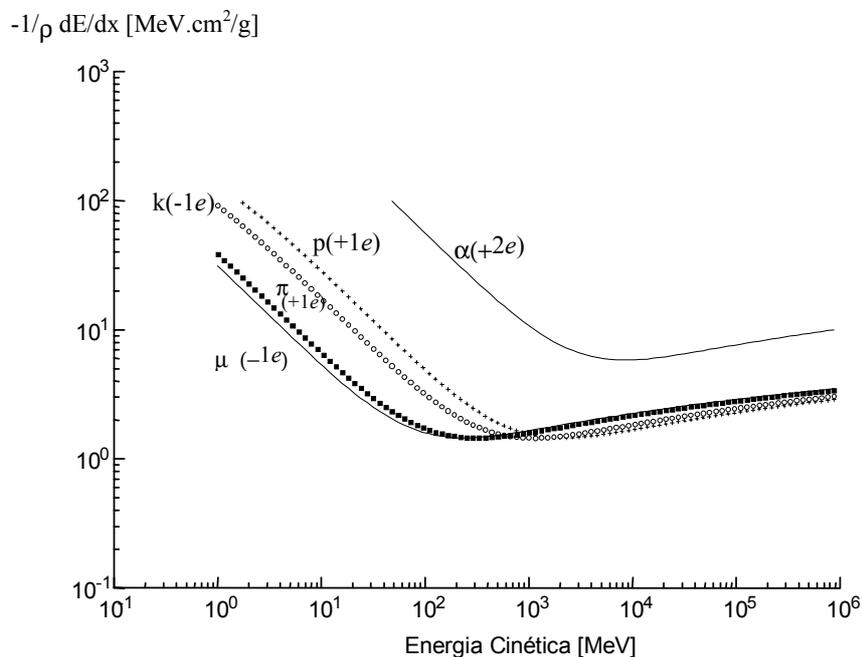


Figura 2-4: Representação da fórmula de Beth-Bloch para diferentes partículas.

Os elétrons assim produzidos são arrastados em direção ao anodo pelo campo elétrico. Em detectores com fios, o campo elétrico fornece aos elétrons, entre duas colisões sucessivas, uma energia maior que a energia perdida em uma colisão; quando essa energia for maior que a energia mínima de ionização, novas ionizações podem ocorrer e assim sucessivamente, resultando portanto em uma **avalanche eletrônica**. Este processo, responsável pelo fenômeno de **multiplicação gasosa**, é chamado de **mecanismo de Townsend de primeira espécie**.

2.2.2 Fator de Multiplicação

Uma expressão simples para o fator de multiplicação pode ser obtido. Seja λ o livre caminho médio de um elétron no gás. O incremento dn do número de elétrons n numa

posição x , após percorrer uma distância dx deve ser:

$$dn = n(x + dx) - n(x) = n\alpha dx, \alpha = \frac{1}{\lambda} \quad (2.4)$$

onde o termo $\alpha dx = dx/\lambda$ exprime o número provável de pares gerados por um dos n elétrons iniciais durante o percurso dx .

Integrando a equação (2.4), tem-se:

$$n(x) = n(0) \exp(\alpha x) \quad (2.5)$$

Portanto, o fator de multiplicação médio é:

$$M = \frac{n(x)}{n(0)} = \exp(\alpha x) \quad (2.6)$$

Nesta descrição simplificada, x é tomado como uma coordenada paralela ao campo elétrico. O termo α é conhecido como **primeiro coeficiente de Townsend** e representa o número de pares de íons produzidos por unidade de comprimento. No caso de um campo elétrico não uniforme, a equação (2.6) deve ser modificada para uma forma mais genérica:

$$M = \exp \left[\int_0^x \alpha(x') dx' \right] \quad (2.7)$$

A validade de (2.7) já foi verificada para ganhos de até $M \approx 10^4$ [19],[20].

2.3 Processos Secundários

Além do fenômeno principal de ionização do gás por colisões de elétrons (Mecanismo de Townsend de primeira espécie), outros processos podem ocorrer:

- no meio gasoso, existem moléculas excitadas e íons positivos que foram produzidos durante a avalanche principal; a desexcitação dessas moléculas e a recombinação dos íons liberam fótons que podem provocar efeito fotoelétrico no gás.

- na superfície do cátodo, elétrons podem ser extraídos pelos fótons de desexcitação ou de recombinação, ou pela neutralização dos íons positivos.

Esses processos secundários, cujas seções de choque são relativamente pequenas, podem se tornar importantes em campos elétricos altos, quando a multiplicação dos elétrons primários produz um grande número de íons e de moléculas excitadas. Os elétrons assim produzidos provocam por sua vez avalanches eletrônicas espúrias responsáveis por um possível regime de descarga contínua.

Para detectores proporcionais as avalanches espúrias degradam a proporcionalidade entre altura de pulso e ionização primária. A utilização de misturas gasosas previne tais inconvenientes.

2.3.1 Misturas Gasosas

Em geral, gases nobres e principalmente o Argônio, são preferidos aos gases poliatômicos que permitem dissipação da energia da partícula incidente através de vários processos não ionizantes.

O potencial de ionização do Argônio ($I = 15,8 \text{ eV}$) limita o ganho a $10^3 - 10^4$, devido à ocorrência dos processos secundários descritos no parágrafo anterior. A adição de pequenas quantidades de gases poliatômicos orgânicos (CH_4 , C_4H_{10} , C_2H_6 , álcoois, etc.) ou inorgânicos (CO_2 , BF_3 , etc.) que possuem grande número de estados excitados não radiantes (bandas vibracionais e rotacionais), permitem a absorção dos fótons secundários de desexcitação ou de recombinação do gás principal.

Outrossim essas moléculas poliatômicas excitadas dissipam sua energia em colisões elásticas ou por dissociação, e as ionizadas se neutralizam no cátodo sem emissão de elétrons secundários devido à recombinação dos radicais em moléculas menores (dissociação) ou maiores (polimerização). Ganhos da ordem de 10^6 podem assim ser obtidos sem entrar em regime de descarga contínua[14].

2.4 Geometria Cilíndrica

O eletrodo utilizado para coletar os elétrons é geralmente um fio. Assim, o campo elétrico é obtido de uma maneira simples utilizando-se uma geometria cilíndrica, na qual um fio fino materializando o eixo do cilindro constitui o anodo e o próprio cilindro o catodo, em geral aterrado. A expressão para o campo elétrico radial neste caso é:

$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (2.8)$$

onde r é a distância do ponto considerado ao anodo, ϵ é a permissividade relativa do gás, ϵ_0 é a constante de permissividade do vácuo ($8,854 \times 10^{-12} \text{Coulomb}^2/\text{Nm}^2$), V_0 é a tensão aplicada ao anodo, e C é a capacitância unitária (por unidade de comprimento) do detector dada por:

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (2.9)$$

onde b é o raio do catodo e a o raio do fio anódico.

O potencial é obtido por integração da equação (2.8):

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{b}{r}\right) \quad (2.10)$$

As figuras 2-5a e 2-5b mostram graficamente $E(r)$ e $V(r)$ para os valores de $a = 10\mu\text{m}$, $b = 10\text{mm}$, $V_0 = 3\text{KV}$, $\epsilon = 1,003$ (para o argônio).

Observa-se que o campo elétrico atinge valor máximo na superfície do fio e decresce rapidamente. Para um valor de tensão fixo V_0 , o valor máximo do campo elétrico é inversamente proporcional ao raio do fio a . Em geral, utilizam-se fios cujo raio é da ordem de micrometros. Valores muito altos de campo elétrico são assim obtidos em uma pequena região espacial. Em particular, o campo elétrico crítico E_c (campo a partir do qual a multiplicação gasosa tem maior probabilidade de ocorrer) é somente atingido próximo da superfície do fio, o que favorece a localização de posição do evento ionizante e a sensibilidade em energia.

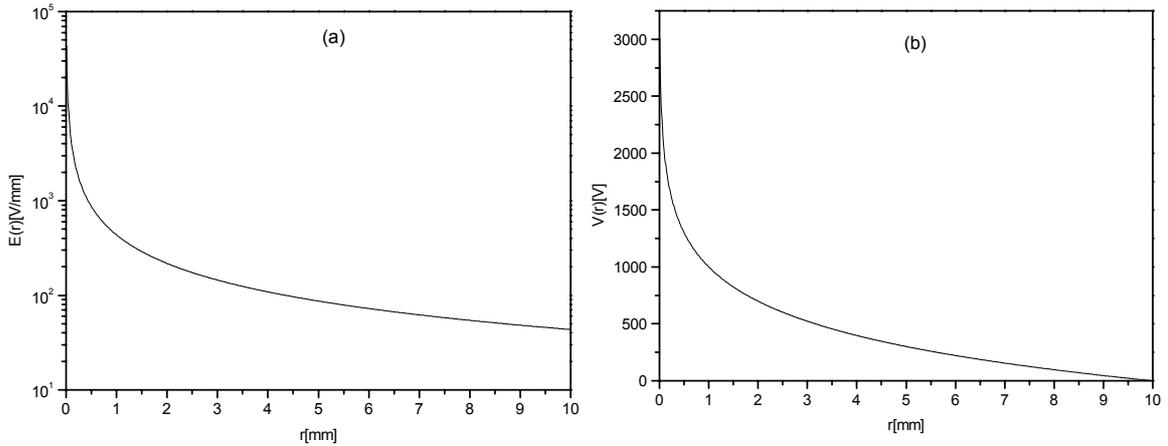


Figura 2-5: Campo (a) e potencial (b) elétricos em função da distância radial r de um detector cilíndrico coaxial.

2.5 Formação do Sinal Elétrico

O sinal observado nos eletrodos por ocasião da detecção de uma partícula é essencialmente devido ao deslocamento de cargas elétricas no campo eletrostático do detector. De fato, uma partícula de carga q deslocando-se sob a ação de um campo elétrico adquire energia:

$$\delta E = \int_{x_1}^{x_2} q \vec{E} \cdot d\vec{x} \quad (2.11)$$

A lei de conservação da energia exige que esta mesma quantidade de energia seja perdida pelo campo eletrostático, o que acarreta variação do potencial nos eletrodos:

$$\int_{x_1}^{x_2} q \vec{E} \cdot d\vec{x} = - \int Q du = - \int CV_0 du \quad (2.12)$$

onde Q é a carga elétrica presente nos eletrodos para gerar o campo eletrostático e u é a amplitude da variação de potencial induzida nos mesmos eletrodos pela carga q . Considerando x como uma coordenada paralela ao campo elétrico e lembrando que

$E = -dV/dx$, obtem-se uma expressão genérica para a amplitude do sinal:

$$\int du = \frac{q}{CV_0} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dV}{dx} dx \quad (2.13)$$

Na geometria cilíndrica, x é a coordenada radial r . As cargas elétricas que contribuem para a formação do sinal são os elétrons e os íons positivos, e as diferenças entre estes dois portadores de carga determinam a forma do sinal gerado.

Seja um evento originado na posição r_0 , com $r_0 <$ raio crítico, $-q$ a carga total dos elétrons liberados e $+q$ a carga total dos íons positivos. Considera-se a carga elétrica em questão pontual. Esta aproximação é válida na geometria cilíndrica, visto que as avalanches ocorrem num pequeno volume espacial ao longo de um percurso δx muito menor que o raio do próprio cilindro. Então, pode-se utilizar as equações (2.10) e (2.13) e obter para a contribuição dos elétrons:

$$\begin{aligned} u(-q) &= \frac{-q}{CV_0} \int_{r_0}^a \frac{d}{dr} \left[\frac{CV_0}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{b}{r}\right) \right] dr = \\ &= -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_0}{a}\right) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Para os íons obtem-se da mesma forma:

$$\begin{aligned} u(+q) &= \frac{q}{CV_0} \int_{r_0}^b \frac{d}{dr} \left[\frac{CV_0}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{b}{r}\right) \right] dr \\ &= \frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_0}{b}\right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

A variação total de potencial elétrico é portanto:

$$u = u(+q) + u(-q) = -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (2.16)$$

Ou, utilizando a equação (2.9):

$$u = -\frac{q}{C} \quad (2.17)$$

Utilizando os valores $r_0 = 15\mu m$, $a = 10\mu m$ e $b = 1cm$, encontra-se para a razão entre

$u(-q)$ e $u(+q)$:

$$\frac{u(-q)}{u(+q)} = \frac{\ln\left(\frac{r_0}{a}\right)}{\ln\left(\frac{b}{r_0}\right)} \approx 0.062 \quad (2.18)$$

Percebe-se que a contribuição dos elétrons é muito pequena comparada a dos íons positivos. Isto, se deve ao fato que os elétrons são rapidamente coletados no anodo, percorrendo uma distância infinitesimal. Enquanto os íons positivos percorrem uma distância muito maior, sofrendo mais a influência do campo elétrico, conseqüentemente, contribuindo mais para a variação de potencial.

Ignorando a contribuição eletrônica, o desenvolvimento temporal do sinal pode ser calculado supondo que os íons positivos se movem com uma velocidade constante durante seu percurso entre o anodo e o catodo.

Para os íons positivos, é fato conhecido que sua velocidade de deslocamento no gás é proporcional ao quociente \mathbf{E}/p , onde p é a pressão do gás[21]:

$$v^+ = \mu^+ \frac{\mathbf{E}}{p} = \frac{dr}{dt} \quad (2.19)$$

onde o termo μ^+ é chamado de **mobilidade** dos íons positivos.

Utilizando as equações (2.8) e (2.19) pode-se deduzir:

$$\int_{r_0}^{r(t)} r dr = \int_0^t \frac{\mu^+ CV_0}{2p\pi\epsilon\epsilon_0} dt \Rightarrow r(t) = \sqrt{\frac{\mu^+ CV_0}{p\pi\epsilon\epsilon_0} t + r_0^2} \quad (2.20)$$

Utilizando as equações (2.10), (2.13) e (2.20), obtém-se para o sinal elétrico:

$$\begin{aligned} u^+(t) &= -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\sqrt{1 + \frac{\mu^+ CV_0}{p\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2} t}\right) = \\ &= -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\sqrt{1 + \frac{t}{t_0}}\right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde

$$t_0 = \frac{p\pi\epsilon\epsilon_0 r_0^2}{\mu^+ CV_0} \quad (2.22)$$

A figura 2-6 ilustra $u^+(t)$ para um detector operando com Argônio em condições

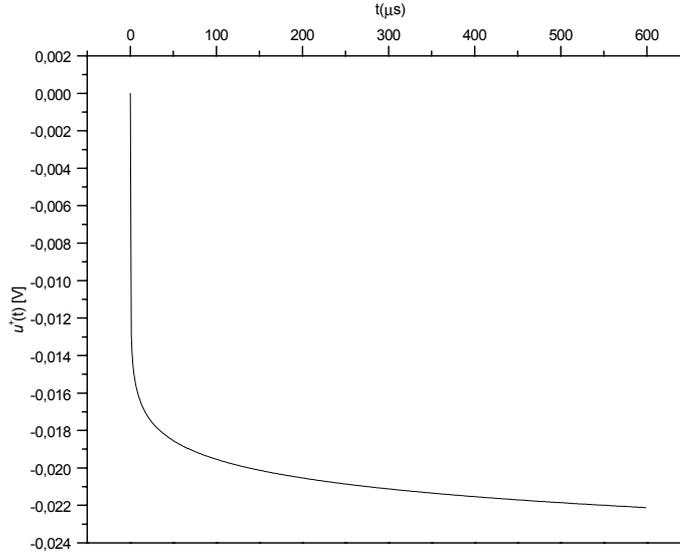


Figura 2-6: Variação do potencial devido aos íons positivos em função do tempo.

N.T.P., $\varepsilon = 1,003$, $a = 10\mu m$, $b = 1cm$, $r_0 = 30\mu m$, $\mu^+ = 1,7 \times 10^{-4} m^2 \cdot atm / V \cdot s$, $V_0 = 3000V$ e $v^- = 10000m/s$.

O tempo total de arrasto T^+ dos íons positivos pode ser estimado pela condição $r(T) = b$ imposta à expressão (2.20):

$$T^+ = \frac{p\pi\varepsilon\varepsilon_0 (b^2 - r_0^2)}{\mu^+ CV_0} \approx 680\mu s \quad (2.23)$$

Para os elétrons, T^- é da ordem de poucos nanosegundos. Portanto, os valores muito pequenos das razões $u(-q)/u(+q)$ e T^-/T^+ permitem considerar a formação dos pulsos unicamente em termos do movimento dos íons positivos.

2.6 Efeitos da Constante de Tempo

A figura 2-6 mostra $u^+(t)$ para uma configuração definida pelos parâmetros citados acima. Esta função descreve a variação de potencial no interior do detector, porém este não é o sinal observado no exterior, $u_{obs}(t)$. Conforme mostrado na figura 2-1, um circuito é necessariamente utilizado para se observar o sinal detectado. Seja R a impedância de entrada desse circuito, que juntamente com o detector definem o equivalente a um circuito diferenciador (figura 2-7). O produto RC (onde C inclui as capacitâncias do detector, do circuito exterior, e capacitâncias espúrias) define uma constante de tempo segundo a qual a função $u_{in}(t)$ será diferenciada. A ausência do circuito de medida implica em $R = \text{infinito}$, e neste caso $u_{obs}(t) = u_{in}(t) = u^+(t)$.

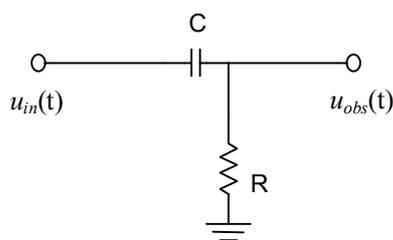


Figura 2-7: Circuito equivalente a um detector de capacitância C , ao qual se conecta um circuito de impedância R .

Do circuito da figura 2-7, tem-se no domínio das componentes espectrais, ω , para $u_{obs}(t)$ e $u_{in}(t)$:

$$U_{obs} = U_{in} \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC} \Rightarrow U_{obs}(\omega) = U_{in}(\omega)F(\omega) \quad (2.24)$$

Donde se obtém a função transferência do circuito:

$$F(\omega) = \frac{i\omega RC}{1 + i\omega RC} \quad (2.25)$$

Pode-se reescrever (2.25) da seguinte forma:

$$F(s) = \frac{sRC}{1 + sRC} ; \text{ com } s = i\omega \quad (2.26)$$

Pelo teorema da convolução[22]:

$$U_{obs}(s) = U_{in}(s)F(s) \Rightarrow u_{obs}(t) = u_{in}(t) * f(t) = \int_0^t u_{in}(\tau) * f(t - \tau) d\tau \quad (2.27)$$

onde

$$\begin{aligned} U_{in}(s) &= TL\{u_{in}(t)\}; u_{in}(t) = TL^{-1}\{U_{in}(s)\} \\ U_{obs}(s) &= TL\{u_{obs}(t)\}; u_{obs}(t) = TL^{-1}\{U_{obs}(s)\} \end{aligned} \quad (2.28)$$

e TL é a operação transformada de Laplace.

$u_{in}(t)$ é dado pela equação (2.21):

$$u_{in}(t) = -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\sqrt{1 + \frac{t}{t_0}}\right) \quad (2.29)$$

onde t_0 é expesso por (2.22).

A transformada de Laplace inversa da expressão (2.25) é:

$$f(t) = \delta(t) - \frac{1}{RC} \exp\left[-\frac{t}{RC}\right] \Rightarrow f(t - \tau) = \delta(\tau - t) - \frac{1}{RC} \exp\left[-\frac{(t - \tau)}{RC}\right] \quad (2.30)$$

Substituindo a equação (2.30) em (2.27), tem-se:

$$\begin{aligned} u_{obs}(t) &= \int_0^t u_{in}(\tau) \left[\delta(\tau - t) - \frac{1}{RC} \exp\left[-\frac{(t - \tau)}{RC}\right] \right] d\tau = \\ &= \int_0^t u_{in}(\tau) \delta(\tau - t) d\tau - \frac{1}{RC} \int_0^t u_{in}(\tau) \exp\left[-\frac{(t - \tau)}{RC}\right] d\tau \end{aligned} \quad (2.31)$$

O cálculo da primeira integral na equação (2.31) é imediato utilizando as propriedades

da função- δ [22]:

$$\int_0^t u_{in}(\tau) \delta(\tau - t) d\tau = u_{in}(t) \quad (2.32)$$

Na segunda integral, nota-se que

$$u_{in}(\tau) = -\frac{q}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \ln\left(\sqrt{1 + \frac{\tau}{t_0}}\right)$$

varia muito pouco com relação a $\exp\left[-\frac{(t-\tau)}{RC}\right]$, de modo que a segunda integral pode ser aproximada por

$$\begin{aligned} \int_0^t u_{in}(\tau) \exp\left[-\frac{(t-\tau)}{RC}\right] d\tau &\approx u_{in}(t) \int_0^t \exp\left[-\frac{(t-\tau)}{RC}\right] d\tau = \\ &= u_{in}(t) RC \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)\right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Substituindo (2.32) e (2.33) em (2.31), tem-se:

$$u_{obs} \cong u_{in}(t) \exp\left[\frac{-t}{RC}\right] \quad (2.34)$$

Na figura 2-8 são mostradas as formas de pulso para diferentes valores da constante de tempo para a equação (2.34). A constante de diferenciação é estabelecida segundo a escolha de favorecer a resolução em energia (maior amplitude $\Rightarrow RC \rightarrow \infty$) ou a resolução temporal (sinais rápidos, $RC \rightarrow 0$).

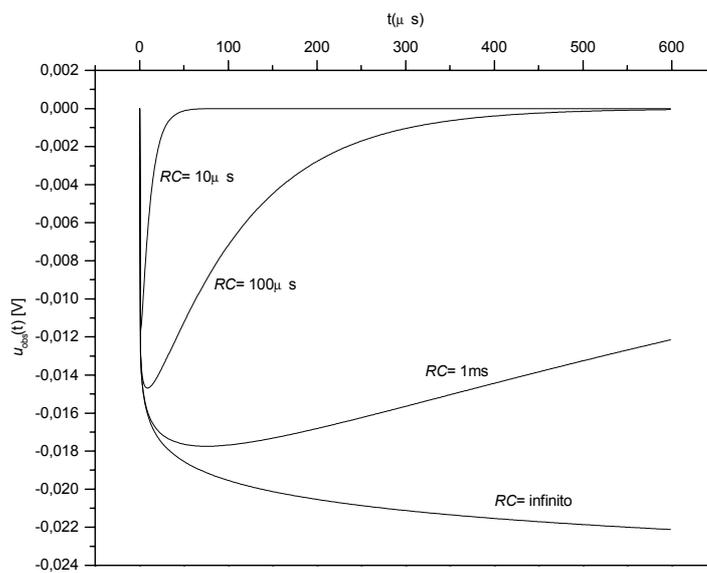


Figura 2-8: Evolução temporal do pulso para um evento ionizante para diferentes valores da constante de tempo RC.

Capítulo 3

Detectores a Gás Sensíveis a Posição

Detectores monofilares cilíndricos operando na região proporcional são capazes de indicar se uma partícula penetrou ou não no volume de detecção e fornecem também informações sobre a perda de energia desta partícula. Com tais detectores a determinação da posição da partícula incidente ao longo do fio, inicialmente não era possível. Mas, desde os anos 60 têm sido propostos esquemas de detecção nos quais a posição da partícula incidente é obtida a partir da forma dos sinais elétricos nas extremidades do fio (métodos da divisão de carga[23], fio resistivo[24], centróide[25], linha de retardo[26], etc). Também foi proposto um detector proporcional multifilar, no qual cada fio anódico se comporta como um detector independente. Esta geometria é adequada para localizar bidimensionalmente eventos ionizantes dentro do detector[27].

Na implementação do detector de raios cósmicos aqui tratado, utilizou-se uma estrutura multifilar com o método de localização por linha de retardo. Esta técnica será portanto apresentada com maiores detalhes neste capítulo.

3.1 Técnica da Linha de Retardo

A idéia de se converter a medida de posição em medida de tempo foi utilizada pela primeira vez por Borkowski & Kopp[24], através da técnica do fio resistivo, na qual o fio anódico tem resistência elevada, e nas suas extremidades são colocados capacitores de

valor conhecido, assim o circuito RC formado funciona como um integrador, de modo que o tempo de subida do pulso elétrico depende da posição do evento ionizante. Esta idéia foi estendida pela introdução do uso das linhas de retardo[26]. O sinal elétrico é coletado no catodo, que é subdividido em pistas condutoras. As pistas são conectadas a uma linha de retardo de tal maneira que a posição de incidência da partícula é diretamente associada ao tempo de propagação do pulso elétrico através da linha de retardo (ver figura 3-1).

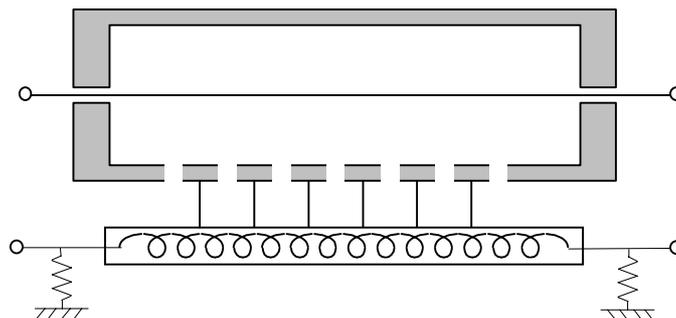


Figura 3-1: Esquema da técnica de localização pelo retardo.

Uma linha de retardo ideal reproduz o sinal de entrada na saída com um certo retardo, sem distorção ou perda de amplitude. Mas estas exigências só podem ser cumpridas de maneira aproximada, e os filtros LC são ótimas ferramentas para se atingir tal aproximação. A figura 3-2 mostra a estrutura de uma linha de retardo do tipo discreta constituída de capacitores e indutores.

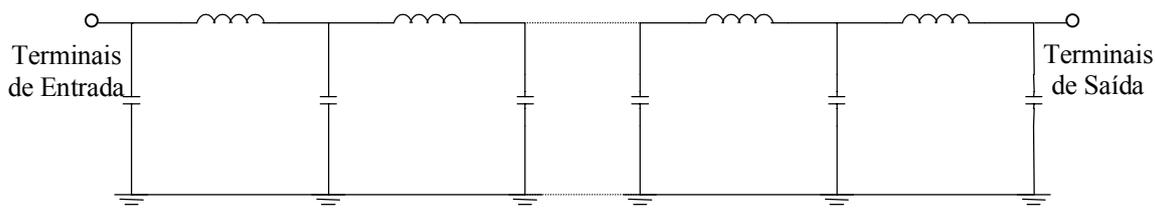


Figura 3-2: Circuito da linha de retardo.

Na prática, deve-se terminar a linha de retardo com uma resistência de valor o mais próximo possível de sua impedância característica. Se a terminação for perfeita, não há

reflexão nos terminais. Por outro lado, se a terminação não for perfeita, uma fração da energia do pulso que se propaga na linha é refletida.

As características principais da linha de retardo são: sua impedância característica, o retardo e a banda passante.

3.1.1 Impedância Equivalente

Uma linha de retardo (ver figura 3-2) pode ser entendida e estudada a partir de uma célula de retardo. Isto pode ser verificado considerando uma célula de retardo com impedância equivalente Z_{eq} e terminação Z_0 (figura 3-3a). A terminação perfeita deve ser a própria impedância equivalente da célula de retardo ($Z_0 = Z_{eq}$), neste caso diz-se que a célula está terminada com sua **impedância característica**. Com isto, os circuitos das figuras 3-3a e 3-3b são equivalentes.

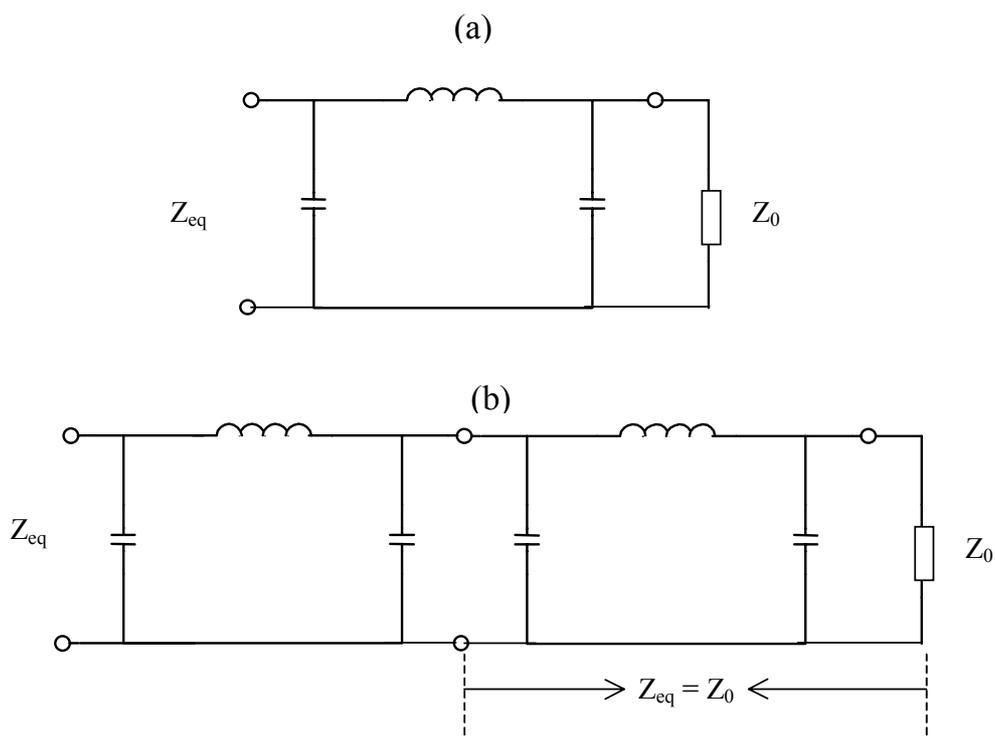


Figura 3-3: (a) Célula de retardo com impedância Z_{eq} e terminação Z_0 . (b) Linha de retardo composta de duas células com impedância Z_{eq} e terminação Z_0 .

Seguindo este raciocínio recursivamente chega-se à linha de retardo a partir da célula de retardo. Então o tratamento matemático da impedância para a linha e para a célula é o mesmo, desde que tenhamos $Z_{eq} = Z_0$.

Seja uma célula de retardo (figura 3-4), composta de filtros LC e terminada com uma resistência de valor R . O valor da impedância equivalente Z_{eq} para este circuito é (ver Apêndice A):

$$Z_{eq} = \frac{4R + 4i\omega L - 2\omega^2 RLC}{4 + 4i\omega RC - 2\omega^2 LC - i\omega^3 RLC^2} \quad (3.1)$$

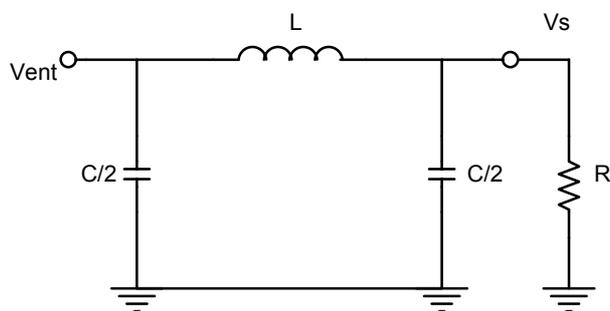


Figura 3-4: Célula de retardo com uma terminação R .

Considerando a célula terminada com sua impedância característica ($R = Z_{eq}$), obtem-se da equação (3.1):

$$R = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 LC}{4}}} \quad (3.2)$$

3.1.2 Função de Transferência

Define-se a função de transferência, T , para um circuito como a razão entre os sinais de saída e entrada (ver Apêndice A):

$$T = \frac{V_s}{V_{ent}} = A \exp \{i\varphi\} \quad (3.3)$$

T é uma função complexa, que descreve o ganho e a diferença de fase entre os sinais

de entrada e saída ($Ganho = |T|$; $\varphi = Arg [T]$).

A função de transferência obtida para a célula unitária na figura (3-4) é:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{i\omega L}{R} - \frac{\omega^2 LC}{2}} \quad (3.4)$$

Substituindo o valor de R dado pela equação (3.2) na equação (3.4), obtêm-se:

$$T = \frac{1}{1 - \frac{\omega^2 LC}{2} + i\sqrt{\omega^2 LC - \left(\frac{\omega^2 LC}{2}\right)^2}} \quad (3.5)$$

3.1.3 Frequência Crítica

Observa-se da equação (3.5) que o comportamento de T muda a partir de uma certa frequência, ou seja, T pode ser complexa ou real. Esta frequência é obtida igualando-se o termo sob raiz quadrada a zero. Logo:

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{LC}} \quad (3.6)$$

A frequência crítica ω_0 define a banda passante da célula de retardo, pois como se verá adiante todas as componentes espectrais de frequência superior a ela serão atenuadas.

Definindo-se o parâmetro $\nu = \omega/\omega_0$, que exprime a proximidade entre a frequência de uma determinada componente espectral e a frequência crítica, pode-se reescrever as equações (3.2) e (3.5) respectivamente da seguinte forma:

$$R = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1 - \nu^2}} \quad (3.7)$$

$$T = \frac{1}{1 - 2\nu^2 + 2i\nu\sqrt{1 - \nu^2}} \quad (3.8)$$

3.1.4 Caso Real

A equação (3.7) (ou (3.2)), exprime a terminação perfeita para uma célula de retardo. Entretanto, na prática nenhum componente físico simples apresenta tal comportamento.

Para frequências muito menores que a frequência crítica, isto é, $\nu \ll 1$, a terminação pode ser feita por um resistor de valor:

$$R_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.9)$$

Do mesmo modo, a função definida na equação (3.8) (ou na equação (3.5)), representa a função de transferência quando a terminação é perfeita. Fazendo a mesma aproximação anterior ($\nu \ll 1$), chega-se à seguinte expressão:

$$T_{\text{real}} = \frac{1}{1 - 2\nu^2 + 2i\nu} \quad (3.10)$$

Portanto, a equação (3.10) mostra a função de transferência para uma célula da linha de retardo terminada por um resistor R_0 . Deve-se ressaltar que as expressões (3.8) e (3.10) são válidas para todas as componentes espectrais do sinal de entrada. Uma comparação entre os módulos (= *Ganho*) das funções dadas pelas equações (3.8) e (3.10) é apresentada na figura 3-5. Observa-se que para a terminação perfeita, T apresenta um comportamento ideal, ou seja, o ganho é mantido constante dentro da banda passante; fato este que não ocorre na terminação para o caso real.

3.1.5 Retardo

Seja, $V_{ent}(t)$, um dos componentes do sinal de entrada na linha de retardo:

$$V_{ent}(t) = A \sin(\omega t) \quad (3.11)$$

onde A é a amplitude máxima e ω é a frequência. Se $V_{ent}(t)$ é transmitido sem atenuação, o sinal de saída $V_s(t)$ da linha deverá ter a mesma forma, a menos de uma diferença de fase. Logo,

$$V_s(t) = A \sin(\omega t - \varphi) = A \sin\left[\omega\left(t - \frac{\varphi}{\omega}\right)\right] \quad (3.12)$$

onde φ é defasagem introduzida pela linha.

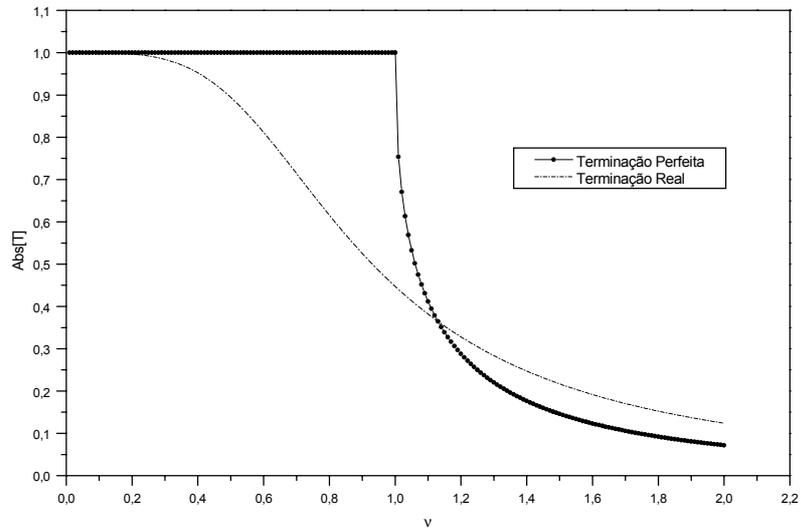


Figura 3-5: Módulo da função transferência em função de ν para as terminações perfeita e real

Comparando as equações (3.11) e (3.12), têm-se:

$$V_s \left(t + \frac{\varphi}{\omega} \right) = V_{ent}(t) \quad (3.13)$$

de onde se deduz que o retardo para cada componente espectral é:

$$\tau = \frac{\varphi}{\omega} \quad (3.14)$$

Se φ é uma função linear de ω ($\varphi = C\omega$), o retardo é independente da frequência ($\tau = C$). Neste caso, o retardo será o mesmo qualquer que seja a frequência do sinal, e este portanto não será distorcido ao se propagar.

A diferença de fase para a célula de retardo considerada (figura 3-4) pode ser obtida

a partir da equação (3.10):

$$\varphi = \text{Arg}[T_{\text{real}}] = \tan^{-1} \left(\frac{-2\nu}{1 - 2\nu^2} \right) \quad (3.15)$$

Expandindo a equação (3.15) numa série de potências do parâmetro ν , obtêm-se:

$$\varphi = -2\nu - \frac{4\nu^3}{3} + \dots \quad (3.16)$$

Para $\nu \ll 1$, φ se reduz ao primeiro termo

$$\varphi = -2\nu = -2 \frac{\omega}{\omega_0} \quad (3.17)$$

Neste caso, o deslocamento de fase é linearmente proporcional à frequência e o retardo é constante para qualquer frequência do sinal. Substituindo a equação (3.17) na equação (3.14) e utilizando (3.6), chega-se ao valor do retardo introduzido ao sinal pela célula:

$$\tau = \frac{2}{\omega_0} = \sqrt{LC} \quad (3.18)$$

3.1.6 Linha de Retardo Utilizando Células Derivadas Tipo ‘m’

A célula de retardo estudada até agora apresenta um comportamento ideal apenas para as frequências muito menores que a frequência crítica ($\nu \ll 1$). Mas, pode-se fazer aprimoramentos a esta célula a fim de se obter um melhor desempenho.

A figura 3-6 mostra uma célula derivada, equivalente à anterior, a menos de um capacitor Z_C colocado em paralelo com o indutor. O capacitor Z_C representa uma realimentação da saída para entrada (capacitor de contra-reação).

Calculando a impedância equivalente do circuito da figura 3-6, chega-se a:

$$Z_{eq}^m = \frac{4R' - 4\omega^2 R' L' Z_C + 2i\omega L' - \omega^2 R' L' C'}{4 + 4i\omega^2 R' C' - 2\omega^2 L' C' - 4i\omega^3 R' L' C' Z_C - i\omega^3 R' L' C'^2} \quad (3.19)$$

Escrevendo os novos valores dos capacitores e indutores como múltiplos dos capaci-

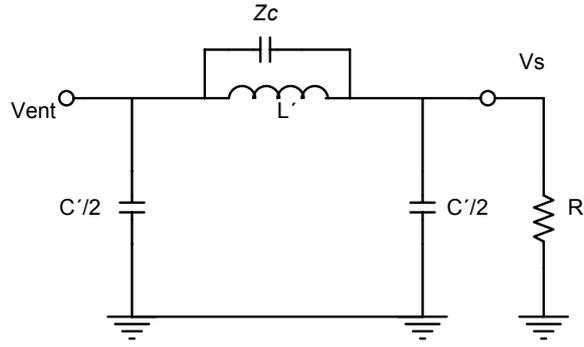


Figura 3-6: Célula derivada tipo ‘ m ’

tores e indutores da célula inicial:

$$\begin{aligned}
 L' &= mL \\
 C' &= nC \\
 Z_c &= \frac{1}{i\omega kC}
 \end{aligned}
 \tag{3.20}$$

As constantes m , n e k são determinadas substituindo as relações (3.20) na equação (3.19) e exigindo que $R = R'$ para assegurar que a célula ‘ m ’ é equivalente a célula original. O resultado é:

$$n = \frac{1}{m}, \quad k = \frac{4m}{1 - m^2}
 \tag{3.21}$$

Assim, pode-se criar uma nova célula onde os novos componentes são múltiplos dos antigos e onde se preserva a impedância característica. Esta nova célula é geralmente chamada de derivada ‘ m ’ da célula original.

A função de transferência para a derivada ‘ m ’ é calculada do mesmo modo que a equação (3.4), ou seja, substituindo as expressões de m , n e k , e considerando o caso real ($R_0 = \sqrt{L/C}$). Logo:

$$T_{\text{real}}^m = \frac{1 - (1 - m^2)\nu^2}{1 - (1 + m^2)\nu^2 + 2i\nu m}
 \tag{3.22}$$

A figura 3-7, mostra o módulo de T_{real}^m para três valores de ‘ m ’. Nota-se que, para

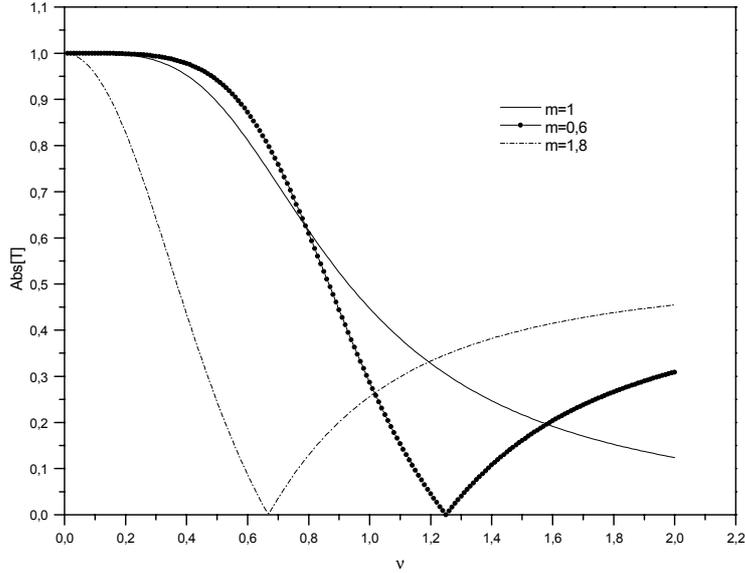


Figura 3-7: Módulo da função de transferência de uma célula do tipo ‘ m ’ para o caso real com vários valores de m .

$m = 1$, a equação (3.22) transforma-se na função de transferência da célula inicial para o caso real (equação (3.10)). Para $m = 0,6$, o comportamento da equação (3.22) se aproxima mais do caso ideal. Para $m = 1,8$, o módulo de T se afasta consideravelmente do caso ideal. Com base nestas observações, poder-se-ia afirmar que o desempenho da célula é melhorado para derivadas com ‘ m ’ menor que 1. Entretanto, para $m \ll 1$, o capacitor Z_C , faz da célula um circuito do tipo **passa tudo**, sem introdução de retardo. Portanto, deve haver um compromisso entre o retardo e a banda-passante, guardando uma estrutura de comportamento próximo ao ideal[28].

As relações (3.21) e a condição $R' = R$ garantem que a célula de retardo tipo ‘ m ’ (figura 3-6) e a célula de retardo original (figura 3-4) são equivalentes ($Z_{eq} = Z_{eq}^m = Z$), com a mesma impedância característica. Substituindo as equações (3.2), (3.20), (3.21)

em (3.19), encontra-se:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 LC}{4}}}{1 - (1 - m^2) \frac{\omega^2 LC}{4}} \quad (3.23)$$

donde

$$\frac{Z}{R_0} = \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega^2 LC}{4}}}{1 - (1 - m^2) \frac{\omega^2 LC}{4}} \quad (3.24)$$

R_0 é a terminação mais próxima do caso ideal quando $\nu \ll 1$. Substituindo a equação (3.6) em (3.24):

$$\frac{Z}{R_0} = \frac{\sqrt{1 - \nu^2}}{1 - (1 - m^2) \nu^2} \quad (3.25)$$

A figura 3-8 mostra o gráfico da função (3.25) para $m = 0,4$, $m = 0,6$, $m = 1$ e $m = 1,8$. Nota-se que para o valor $m = 0,6$ a terminação real é igual à terminação ideal para uma banda de frequência maior que no caso de outros valores de ‘ m ’.

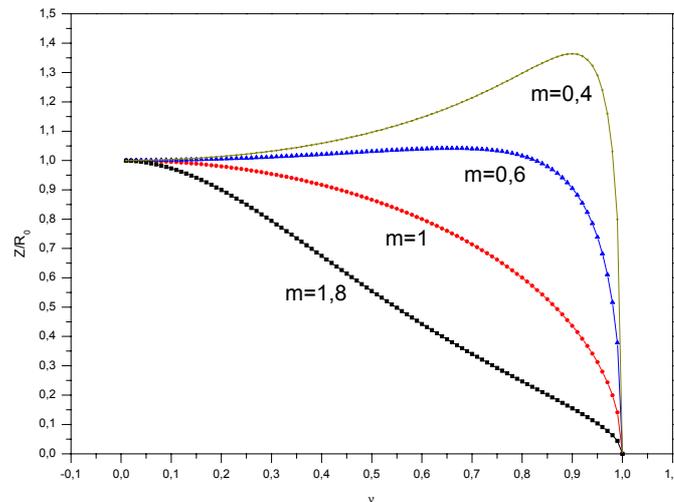


Figura 3-8: Comportamento de Z/R_0 para alguns valores de m .

3.1.7 Retardo da Célula Derivada Tipo ‘ m ’

O retardo da célula derivada tipo ‘ m ’ é calculado do mesmo modo como foi feito para se chegar à equação (3.18). A partir de (3.22), obtêm-se para $\nu \ll 1$:

$$\tau_m = m\sqrt{LC} \quad (3.26)$$

Novamente o retardo é constante desde que as frequências componentes do sinal sejam limitadas a valores muito inferiores à frequência crítica, sendo ‘ m ’ vezes o retardo da célula original.

Visando um melhor desempenho, de acordo com a análise realizada nesta seção, a linha utilizada neste trabalho foi construída com células derivadas ‘ m ’, com $m = 0,6$.

3.2 Geometria de uma Câmara Proporcional Multifilar

Para localizar bidimensionalmente eventos dentro de um detector utiliza-se uma estrutura multifilar, onde cada fio anódico se comporta como um detector independente. A figura 3-9, esquematiza o corte transversal de uma câmara proporcional multifilar (C.P.M), que é basicamente constituída de um plano anódico de fios finos paralelos e equidistantes colocado entre dois planos catódicos paralelos[27].

Três parâmetros geométricos podem ser considerados no caso de C.P.M. cujo plano de anodo é equidistante dos dois planos de catodo:

- o diâmetro $2a$ fio anódico;
- a distância w entre os dois fios;
- a distância b entre anodo e catodo.

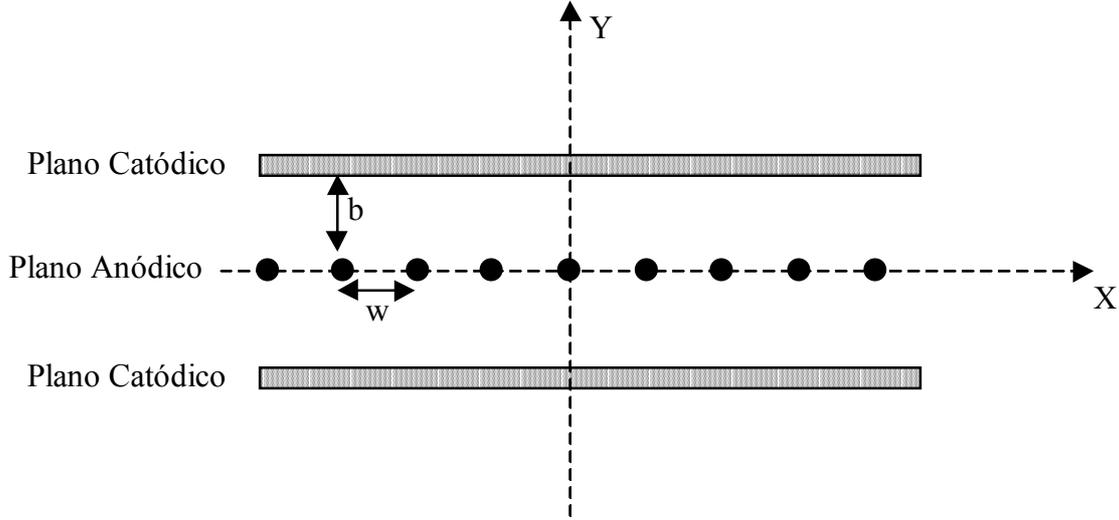


Figura 3-9: Corte transversal de uma câmara proporcional multifilar.

3.2.1 Potencial e Campo Elétrico em uma Câmara Proporcional Multifilar

Uma descrição simples do potencial dentro de uma C.P.M. pode ser feita supondo um potencial complexo $V(z)$, onde z é uma variável complexa que define as coordenadas de posição x' e y' ($z = x + iy$) [29]. A parte real de V corresponde ao potencial elétrico ($\text{Re}[V] = V(x, y)$), e a parte imaginária corresponde ao fluxo do campo elétrico F ($\text{Im}[V] = F(x, y)$).

Utilizando esta descrição, chega-se às seguintes expressões para o potencial elétrico e o fluxo numa C.P.M. com número infinito de fios:

$$V(x, y) = \frac{V_0}{2 \ln \left[\frac{\pi a}{w \sin\left(\frac{\pi}{w} b\right)} \right]} \ln \left\{ \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi}{w} x\right) \cosh\left(\frac{\pi}{w} y\right)}{\sinh\left(\frac{\pi}{w} b\right)} \right]^2 + \left[\frac{\sinh\left(\frac{\pi}{w} y\right) \cos\left(\frac{\pi}{w} x\right)}{\sinh\left(\frac{\pi}{w} b\right)} \right]^2 \right\} \quad (3.27)$$

$$F(x, y) = \frac{V_0}{\ln \left[\frac{\pi a}{w \sin\left(\frac{\pi}{w} b\right)} \right]} \arctan \left[\tanh\left(\frac{\pi}{w} y\right) \cot\left(\frac{\pi}{w} x\right) \right] \quad (3.28)$$

As figuras 3-10a e 3-10b ilustram, respectivamente, as linhas de fluxo do campo

elétrico e as equipotenciais no plano x,y da C.P.M. esquematizada na figura 3-9, utilizando os seguintes valores para os parâmetros: $V_0 = 3900V$, $w = 2mm$, $b = 5mm$ e $a = 20\mu m$.

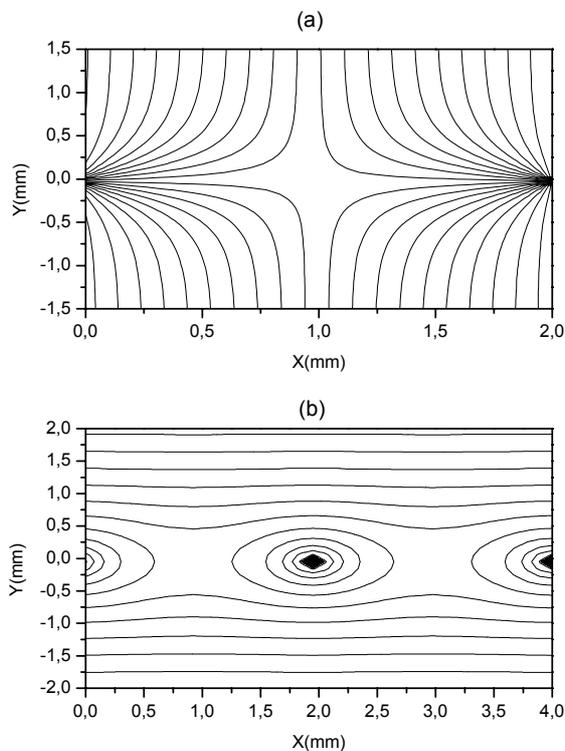


Figura 3-10: Linhas de força do campo elétrico (a) e as equipotenciais (b), entre os fios de uma C.P.M.

Observa-se que para posições distantes dos fios as linhas equipotenciais correspondem a superfícies planas. Nota-se ainda que em torno de cada fio as equipotenciais são praticamente circulares como acontece em um detector monofilar cilíndrico. Uma câmara proporcional multifilar pode portanto ser considerada, do ponto de vista eletrostático, como um conjunto de detectores proporcionais monofilares independentes.

3.3 O Catodo X&Y

Uma maneira de decodificar as coordenadas de posição de uma partícula ionizante num detector multifilar, é utilizar uma estrutura geométrica simples (figura 3-11) muito próxima a estrutura original (figura 3-9)[30].

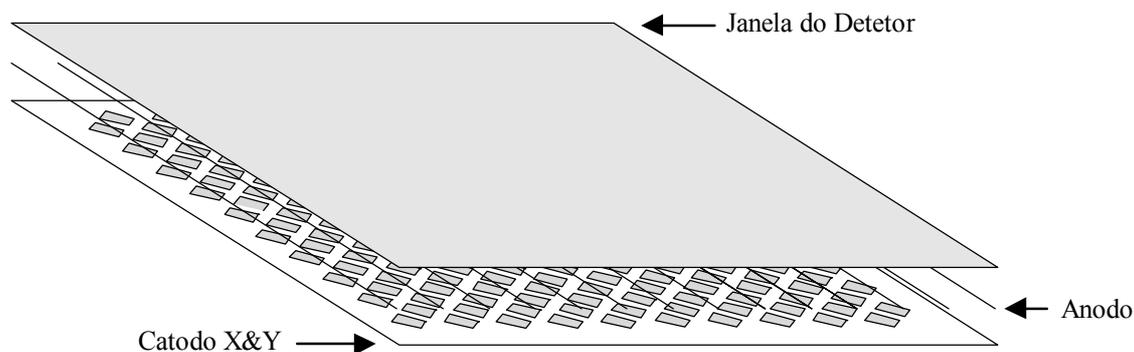


Figura 3-11: Esquema para uma CPM utilizando o catodo X&Y

Conforme ilustrado na figura 3-11, um dos planos condutores é substituído por uma placa de circuito impresso de multicamadas que possui um conjunto de ilhas amostradoras de carga induzida. Metade destas ilhas é conectada através de furos metalizados a pistas condutoras situadas numa camada inferior, relacionada a uma das coordenadas de posição. A outra metade das ilhas é igualmente ligada a outras pistas, situadas em uma outra camada, relacionadas com a segunda coordenada (ver figura 3-12).

3.3.1 Estimativa da Carga Induzida no Catodo X&Y Devido a uma Avalanche

A distribuição de carga induzida num plano catodo devido a presença de uma avalanche, considerada como uma carga puntual, localizada no plano anodo pode ser expressa por[30]:

$$\sigma(x, y) = -\epsilon\epsilon_0 \left[\frac{\partial V_q}{\partial z} \right]_S \quad (3.29)$$

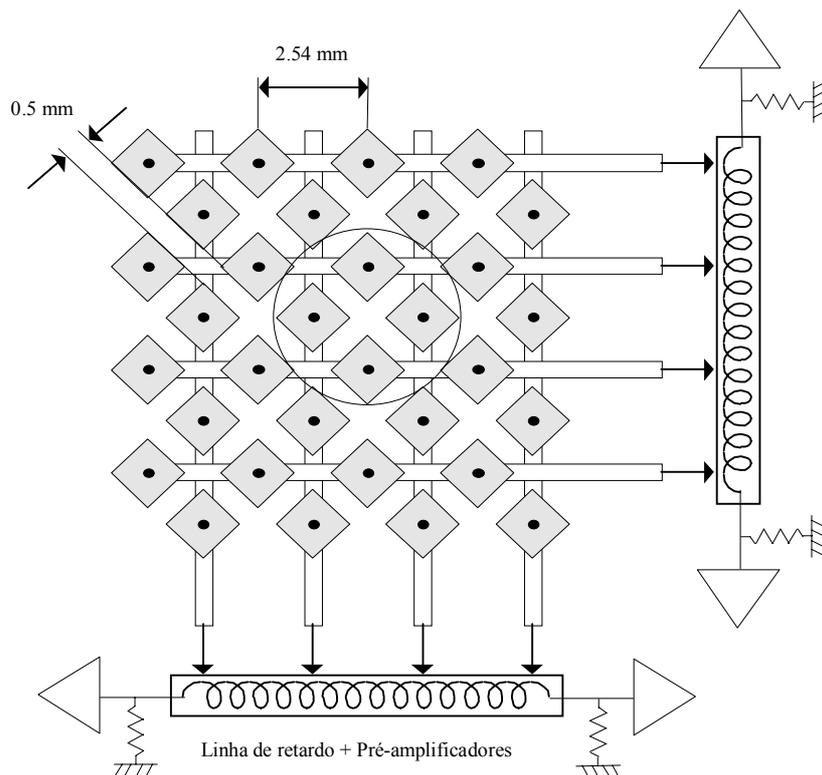


Figura 3-12: Ilustração do arranjo para a decodificação das coordenadas X e Y . O círculo indica o tamanho aproximado da distribuição de carga induzida.

onde z é a coordenada ortogonal ao plano xy , S é uma superfície ortogonal a z , sobre a qual σ é calculada (ver figura 3-13) e V_q é o potencial elétrico devido à carga pontual [29]:

$$V_q(x, y, z) = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - 2nb)^2}} \quad (3.30)$$

A equação (3.30) é obtida considerando infinitas cargas imagens da carga de avalanche, simetricamente disposta entre dois planos condutores, conforme a geometria efetivamente utilizada em detectores a gás. A carga de avalanche q , é tipicamente da ordem de 10^5 elétrons. A partir dos três primeiros termos o somatório atinge um comportamento assintótico, de modo que, para fins de uma estimativa, não é necessário considerar infinitos termos.

A figura 3-14 representa a forma da distribuição $\sigma(x, y)$ de carga induzida para o

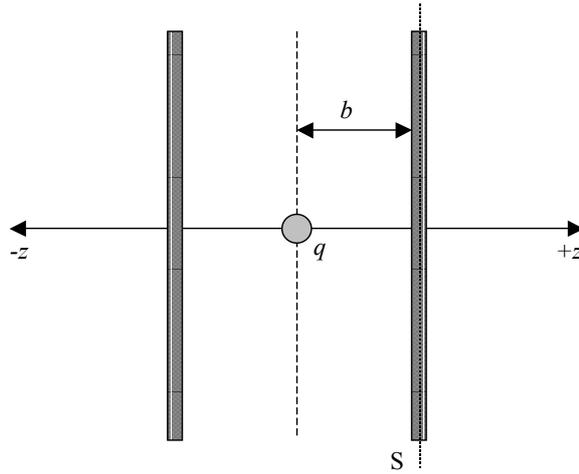


Figura 3-13: A avalanche de carga q na origem do sistema de coordenadas (x, y, z) , entre dois planos condutores.

caso típico de uma avalanche de carga de 10^5 elétrons colocados na origem do sistema de coordenadas, $\varepsilon = 1,003$ (para o Argônio) e $b = 5mm$. Note-se, as pistas condutoras são ‘amostradoras’ de $\sigma(x, y)$, e assim se obtém sensibilidade a posição em duas dimensões.

No detector de raios cósmicos, utilizou-se a estrutura multifilar com um dos planos condutores substituído pelo catodo $X\&Y$, para a localização bidimensional do evento dentro de detector. Os parâmetros geométricos escolhidos foram: distância entre os fios $2mm$ e a distância anodo-catodo $5mm$.

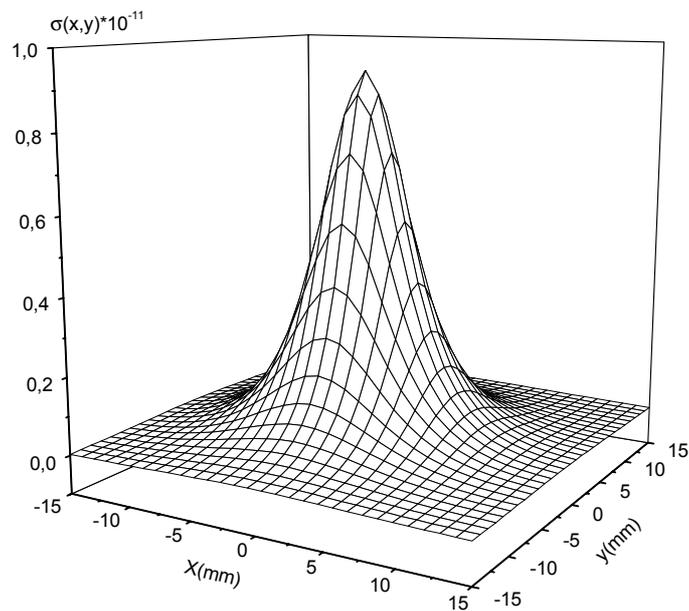


Figura 3-14: Gráfico da distribuição de carga induzida $\sigma(x,y)$ calculada com n variando de -3 a 3 em $V_q(x,y,z)$.

Capítulo 4

Descrição e Caracterização do Detector de Raios Cósmicos

O detector de raios cósmicos foi projetado e construído com parâmetros mecânicos e elétricos que viabilizassem a detecção e a visualização das trajetórias das partículas cósmicas (múons) tridimensionalmente. É dividido em dois arranjos multifilares idênticos fixados nas faces superior e inferior (figura 4-1). Cada arranjo localiza bidimensionalmente o evento ionizante através de um catodo $X&Y$ acoplado a um sistema eletrônico de leitura de posição por linhas de retardo. Através dos sinais correspondentes às coordenadas x e y de cada arranjo é possível visualizar a trajetória do evento ionizante mediante o uso de uma eletrônica rápida, de uma interface de aquisição de dados e de um *software*.

Os itens numerados na figura 4-1 são:

1-Janela Superior

2-Plano Anódico Superior

3-Catodo $X&Y$ Superior

4-Linha de Retardo Superior

5-Linha de Retardo Inferior

6-Catodo $X&Y$ Inferior

7-Plano Anódico Inferior

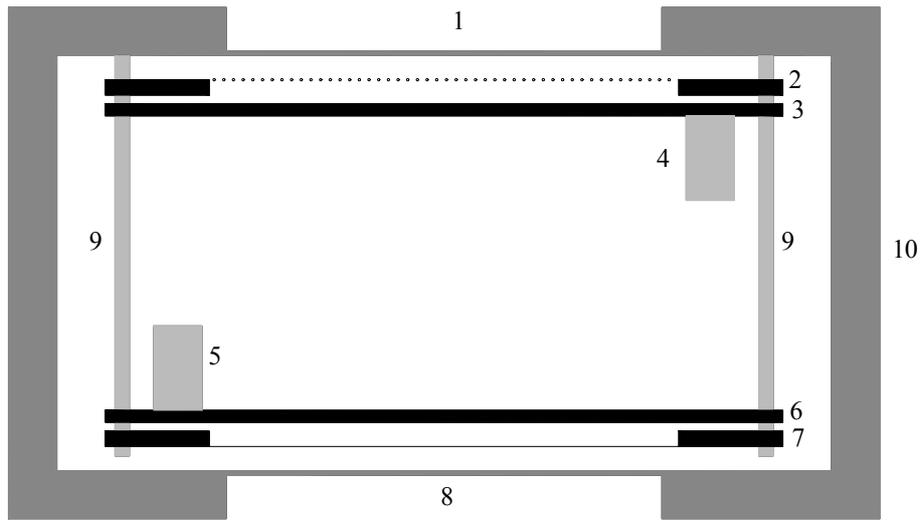


Figura 4-1: Corte transversal no detector de raios cósmicos montado.

8-Janela Inferior

9-Espaçadores

10-Caixa de Alumínio

4.1 Eletrodos

4.1.1 Planos Anódicos

O detector contém dois planos anódicos, cada plano possui uma área ativa de $96 \times 90 \text{ mm}^2$, onde foram fixados 41 fios de tungstênio recobertos com ouro (W-Au), de $20 \mu\text{m}$ de diâmetro, espaçados 2 mm entre si e esticados com mesma tensão mecânica ($\approx 55 \text{ gf}$). Nas laterais do plano são posicionados três fios de guarda de W-Au, com diâmetros de $30 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$. A finalidade dos fios de guarda é suavizar a variação do campo elétrico nas bordas do plano de fios. Alguns detalhes da estrutura, na qual estão fixados os fios anódicos, são mostrados na figura 4-2a.

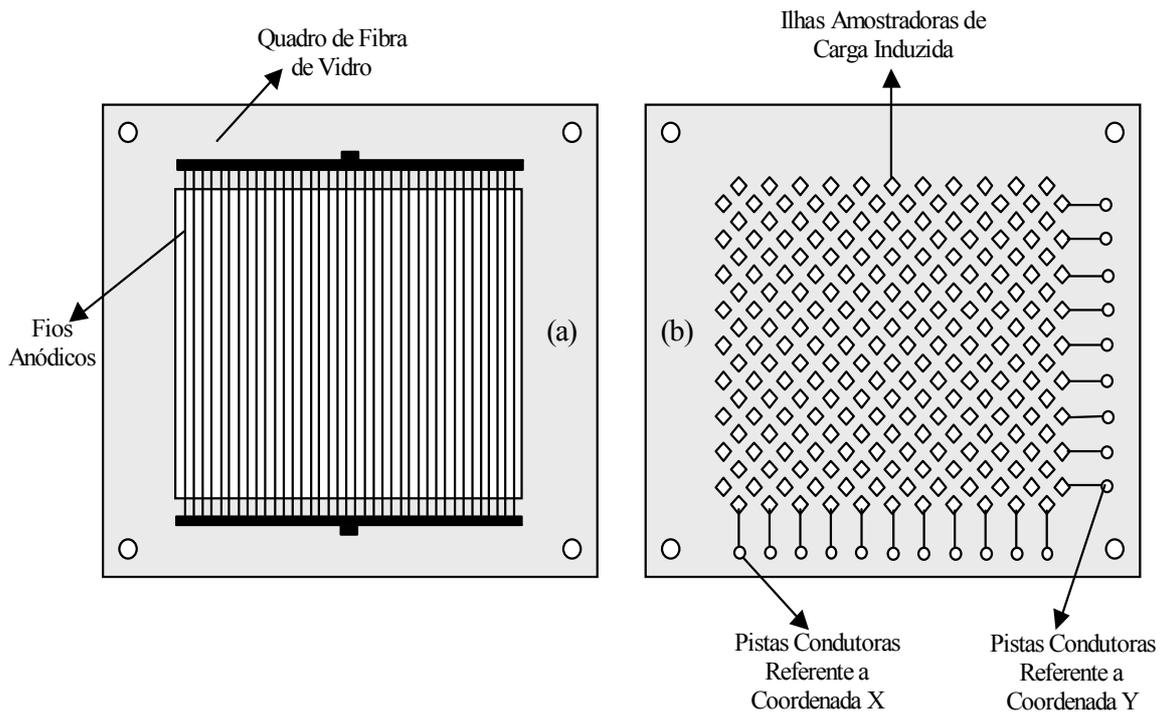


Figura 4-2: Quadro de fios anódicos (a) e o catodo $X&Y$ (b).

4.1.2 Planos Catódicos

As janelas superior e inferior do detector são utilizadas como dois dos planos catódicos. Os outros dois são os catodos $X&Y$. Como mostrado no Capítulo 3, o catodo $X&Y$ é uma placa de circuito impresso de multicamadas onde a área ativa ($100 \times 100 \text{mm}^2$) é composta por um conjunto de ilhas amostradoras de carga induzida. Metade das ilhas (coordenada X) é conectada através de furos metalizados a pistas condutoras situadas numa camada inferior. A outra metade das ilhas (coordenada Y) é ligada da mesma forma a outras pistas, situadas em uma outra camada (ver figuras 3-12 e 4-2b).

4.2 Parte Mecânica

A figura 4-3 mostra um esboço da caixa e da tampa do detector. A caixa é feita de alumínio, seu volume interno é de aproximadamente 2093cm^3 . Na caixa são fixados

conectores elétricos, conexões para entrada e saída de gás e um manômetro. As janelas são incorporadas à própria caixa do detector e têm 1mm de espessura. A fixação da tampa (com a segunda janela) à caixa é feita por vinte parafusos tipo *Allen* (5mm) de aço. A vedação contra fugas do gás é obtida inserindo um selo de *Indium* entre a tampa e a caixa do detector. A figura 4-4 mostra uma fotografia do detector fechado. Detalhes técnicos sobre a parte mecânica são apresentadas no Apêndice B.

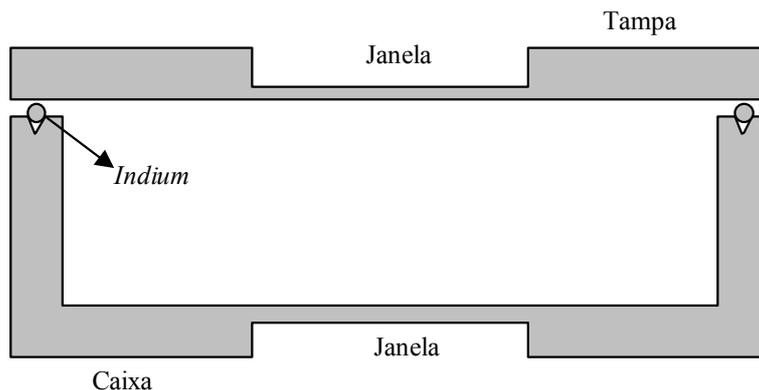


Figura 4-3: Esboço da caixa e da tampa do detector de raios cósmicos.

4.2.1 Conexões

As conexões para entrada e saída da mistura gasosa estão aparafusadas e coladas na lateral superior, onde também está fixado, da mesma forma, um manômetro.

Dois conectores do tipo SHV foram utilizados para conexão da alta tensão, um para cada anodo. Os sinais das linhas de retardo e dos anodos são extraídos através de conectores padrão LEMO nas laterais da caixa, estando cada lateral associada a um conjunto anodo-catodo XY (superior ou inferior). Os sinais do plano anodo são desacoplados da alta tensão por um capacitor. A voltagem de operação é aplicada através de um resistor que limita a corrente suprida em casos de descarga espúria, conforme mostrado na figura 4-5.



Figura 4-4: Fotografia do detector fechado.

4.2.2 Montagem

Durante o processo de confecção dos planos anódicos (plano de fios) e dos planos catódicos (catodos $X&Y$ + linhas de retardo) substâncias gordurosas e/ou pó, podem ficar depositados na superfície dos mesmos. Para eliminá-las, antes da montagem do detector procede-se à limpeza dos planos com álcool isopropílico, acetona e ultrassom. Estes procedimentos são necessários para evitar que substâncias indesejáveis prejudiquem o funcionamento e desempenho do detector.

Os planos são fixados no interior da caixa por quatro parafusos de metal para facilitar o aterramento, pois as tensões de operação se referem ao mesmo terra, neste caso, a caixa do detector. As distâncias entre anodo-catodo ($5mm$) e entre os arranjos superior e inferior ($61mm$) é mantida por espaçadores de PVC dispostos entre os planos.

Finalmente, os eletrodos são conectados aos respectivos terminais, e o detector fechado.

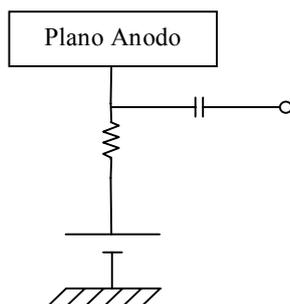


Figura 4-5: Circuito desacoplador para os pulsos anódicos.

4.2.3 Injeção do Gás

A última parte da construção e montagem do detector é a injeção do gás. Inicialmente, faz-se vácuo ($6,8 \times 10^{-4} \text{ milibar}$) no interior utilizando uma bomba de vácuo turbo molecular. Depois, fecha-se a válvula de vácuo e abre-se a do gás, a fim de que este realize uma limpeza no interior do detector. Novamente faz-se vácuo, e o gás é encerrado no detector. As misturas disponíveis e utilizadas foram: Ar(90%)+CH₄ (10%) e Ar(64%)+Xe(16%)+CO₂(20%). A figura 4-6 mostra o arranjo utilizado para a injeção do gás.

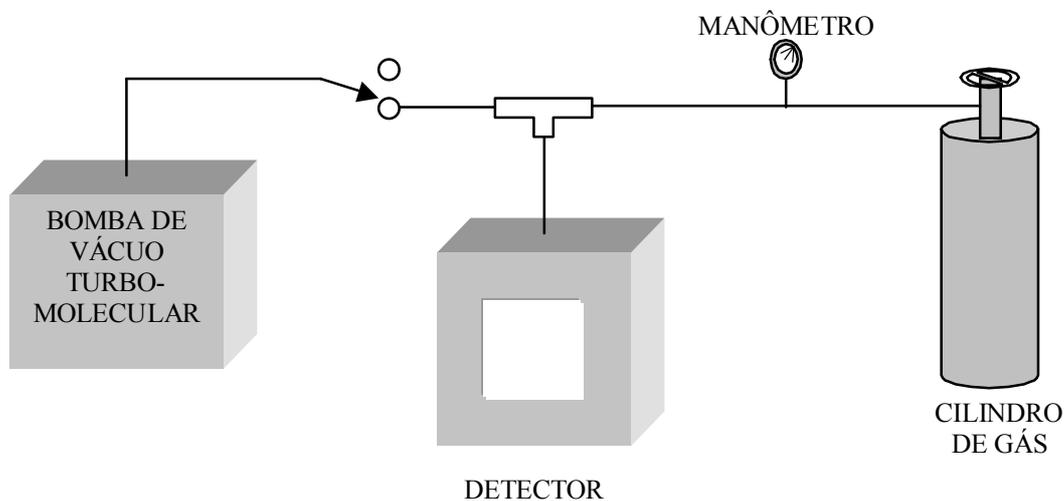


Figura 4-6: Esquema utilizado para a injeção do gás no detector de raios cósmicos.

4.3 Estimativa da Capacitância do Detector

Conforme visto no Capítulo 2, o sinal do detector é visto por um circuito diferenciador. O produto RC define uma constante de tempo segundo a qual o sinal de entrada é diferenciado. C inclui as capacitâncias do detector, do circuito exterior, e capacitâncias espúrias, e R é a impedância de entrada do circuito de medida externo ao detector.

Observa-se na figura 2-8 que o produto RC é aproximadamente igual a largura à meia altura ($FWHM$) do pulso. A figura 4-7 mostra a forma de um pulso anódico obtido com $R = 1k\Omega$.

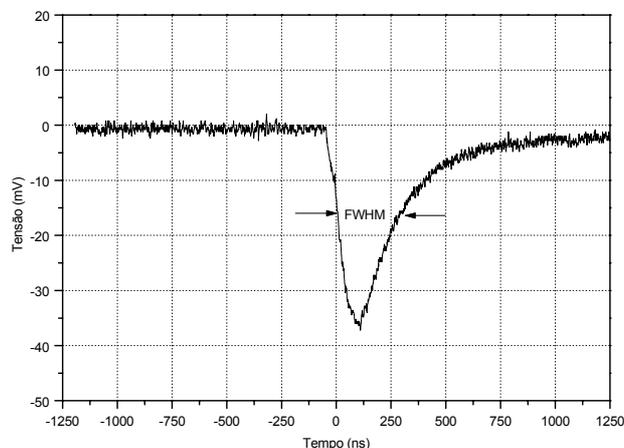


Figura 4-7: Forma do pulso anódico do detector de raios cósmicos

Como na figura 4-7 $FWHM \approx 250ns$, pode-se estimar a capacitância:

$$C \approx \frac{FWHM}{R} \approx 250pF \quad (4.1)$$

4.4 Características Mecânicas das Linhas de Retardo

Foram construídas quatro linhas de retardo utilizando células derivadas do tipo ‘ m ’ (figura 4-8). As linhas de retardo consistem de um núcleo de fibra de vidro de seção

retangular dividido em 42 células (figura 4-9), nas quais foram enroladas espiras de fio de cobre esmaltado (5 voltas por célula) formando os indutores, e de uma base retangular com um circuito impresso na qual estão dispostos os 86 capacitores correspondentes.

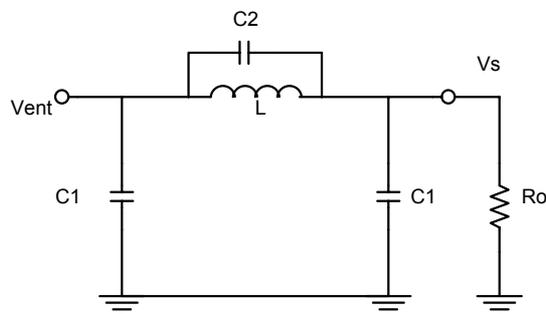


Figura 4-8: Célula unitária do tipo ‘m’ utilizada para a construção das linhas de retardo do detector de raios cósmicos.

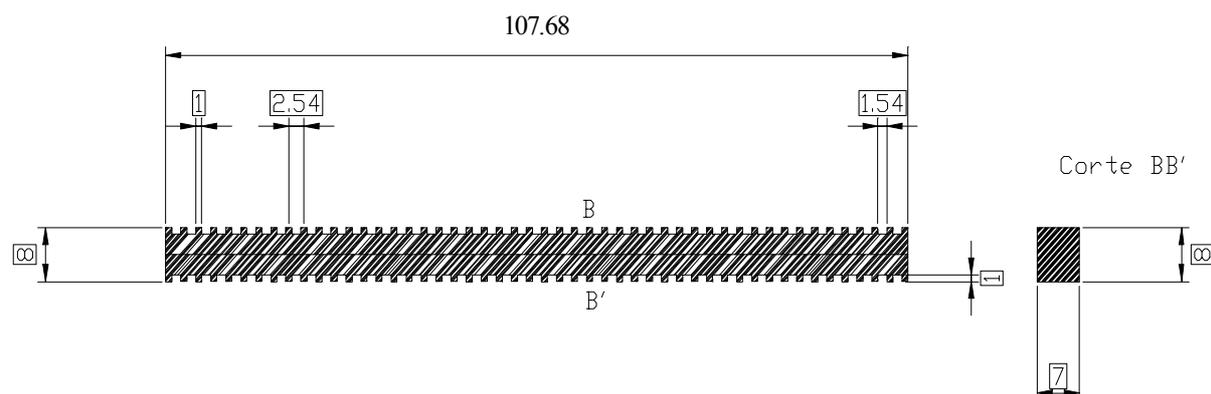


Figura 4-9: Características do núcleo da linha de retardo (distâncias em milímetros)

A escolha do valor do capacitor C_1 está condicionada às características esperadas para o detector, tais como: taxa de contagem, resolução temporal e amplitude do sinal catódico. Essas características podem ser conflitantes, pois para alta taxa de contagem e resolução temporal $RC \rightarrow 0$, enquanto para amplitudes altas do sinal anódico deve-se ter $RC \rightarrow \infty$. A taxa de contagem dos eventos cósmicos é baixa ($< kHz$), mas exige-se boa resolução temporal para operar os arranjos superior e inferior em coincidência. Neste

caso, pode-se antecipar o produto $R_0C < 1\mu s$, onde R_0 é a terminação real da linha de retardo e C é a capacitância do detector estimada na seção anterior. Assim, a estimativa para a terminação da linha de retardo é

$$R_0 < 4k\Omega \quad (4.2)$$

Tipicamente, opera-se com retardo total $T \approx 300ns$, o que garante taxas de contagem da ordem de $10^6/s$ e resolução temporal $< 1\mu s$. Para 42 células obtém-se um retardo por célula de:

$$\tau = \frac{300ns}{42} \approx 7ns \quad (4.3)$$

Das equações (3.9) e (3.18), obtém-se:

$$C_1 = \frac{\tau}{R_0} \quad (4.4)$$

Utilizando (4.2) e (4.3) em (4.4), tem-se

$$C_1 \approx 1,75pF \quad (4.5)$$

Entretanto, a capacitância entre pistas do circuito impresso da base da linha de retardo é da ordem de $1pF$. Para não haver interferência nas células de retardo pela capacitância parasita das pistas escolheu-se $C_2 = 27pF$.

Para a escolha de C_1 utilizou-se as relações (3.20) e (3.21), com $m = 0,6$:

$$C_1 = \frac{4m^2}{1 - m^2}C_2 \approx 2,25C_2 \quad (4.6)$$

Finalmente, as linhas de retardo utilizadas no detector de raios cósmicos foram: $C_1 = 56pF$ e $C_2 = 27pF$.

4.5 Características Elétricas das Linhas de Retardo

4.5.1 Determinação da Impedância Característica R

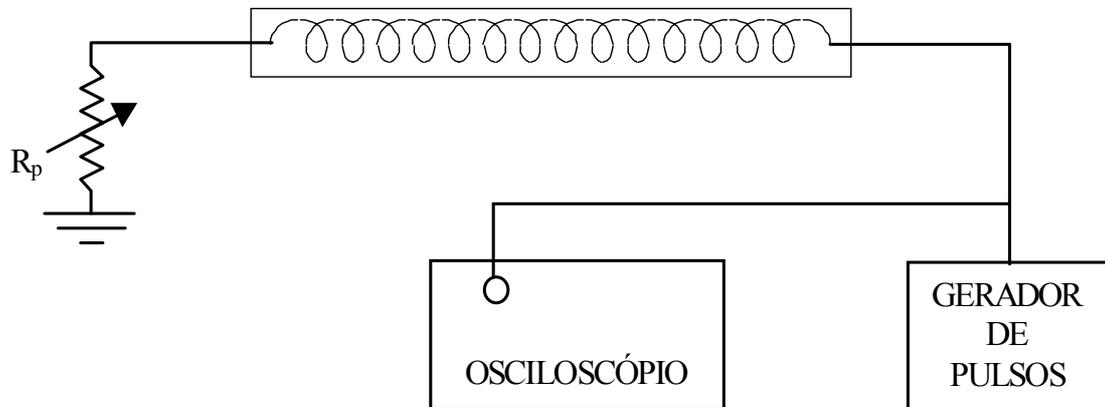


Figura 4-10: Circuito utilizado para determinar a impedância característica R das linhas de retardo.

A figura 4-10 mostra o esquema da montagem utilizado para a determinação da impedância característica R das linhas de retardo. Determina-se a impedância característica da seguinte forma: primeiramente colocam-se as linhas, já acopladas aos catodos X & Y dentro da caixa do detector, para se levar em conta a contribuição da capacitância dos eletrodos; aplica-se um sinal na linha de retardo que é bifurcado para um canal do osciloscópio, e observa-se a reflexão deste sinal (ver figura 4-11); ajusta-se o potenciômetro até que a amplitude do sinal refletido seja minimizado (figura 4-11); finalmente, mede-se o valor da resistência R_p , quando a reflexão do sinal é mínima. R_p neste caso, corresponde ao valor mais próximo da impedância característica. Para $\omega \gg 2/\sqrt{LC}$, R_p coincide com a impedância característica (ver seção 3.1.4).

Os valores de R encontrados para as quatro linhas de retardo foram:

- Plano Superior

$$R_{X_1} = (85,4 \pm 0,1) \Omega$$

$$R_{Y_1} = (87,5 \pm 0,1) \Omega$$

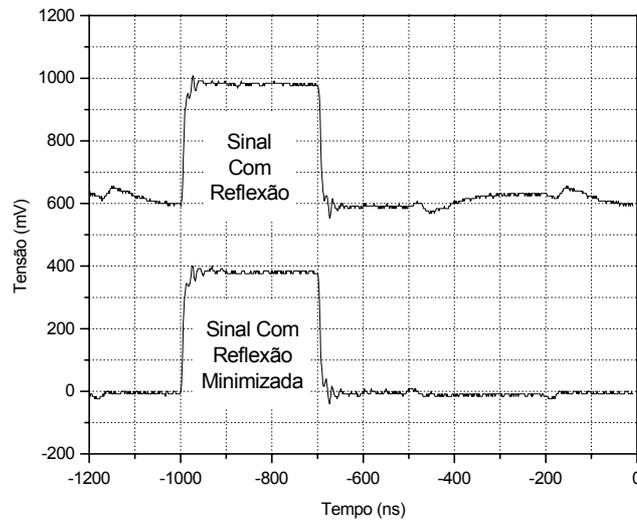


Figura 4-11: Visualização do sinal com reflexão e com reflexão minimizada na extremidade de uma das linhas de retardo utilizadas no detetor de raios cósmicos.

- Plano Inferior

$$R_{X_2} = (85,3 \pm 0,1) \Omega$$

$$R_{Y_2} = (85,1 \pm 0,1) \Omega$$

onde R_{X_1} , R_{Y_1} e R_{X_2}, R_{Y_2} são respectivamente as impedâncias características das linhas de retardo que fornecem as coordenadas x e y de um evento nos planos superior e inferior. Note-se que os valores encontrados são muito parecidos, à exceção de R_{Y_1} . Isto, deve-se principalmente a imprecisão na construção dos núcleos das linhas de retardo, o que provoca uma variação no valor da indutância, e conseqüentemente no valor da terminação.

Os valores acima não são disponíveis comercialmente, portanto, fez-se uma associação em série de dois resistores (39Ω e 51Ω) obtendo-se $R = (90 \pm 2\%) \Omega$. E, com este valor terminou-se cada linha de retardo.

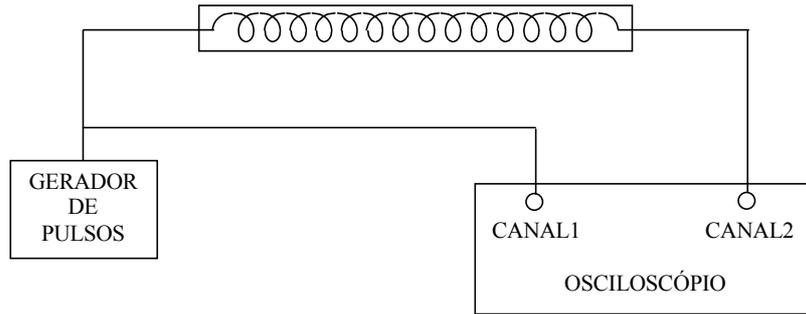


Figura 4-12: Esquema do circuito utilizado para determinar o retardo total das linhas do detector de raios cósmicos.

Coordenadas	X(Superior)	Y(Superior)	X(Inferior)	Y(Inferior)
Impedância Característica	85,4 Ω	87,5 Ω	85,3 Ω	85,1 Ω
Retardo Total	296ns	290ns	296ns	296ns
Retardo por Célula	7,0ns	6,9ns	7,0ns	7,0ns
Banda Passante	45,5MHz	46MHz	45,5MHz	45,5MHz

Tabela 4.1: Características elétricas das linhas de retardo referentes aos planos superior e inferior.

4.5.2 Retardo Total das Linhas de Retardo

O intervalo de tempo entre a injeção de um sinal em um dos extremos e sua observação na outra extremidade da linha é o retardo total desta linha. O arranjo utilizado para determinar o retardo é mostrado na figura 4-12.

A figura 4-13 mostra os sinais de entrada e saída de uma das linhas de retardo referente à coordenada X do plano superior, cujo retardo total é $T = 290ns$. A tabela 4.1 apresenta as principais características elétricas das linhas de retardo utilizadas no detector de raios cósmicos discutidas no Capítulo 3.

4.5.3 Homogeneidade das Linhas de Retardo

Para verificar se as linhas estão funcionando corretamente, acoplou-se cada uma delas a um detector linear (unidimensional) e iluminou-se sua janela com uma fonte de ^{55}Fe

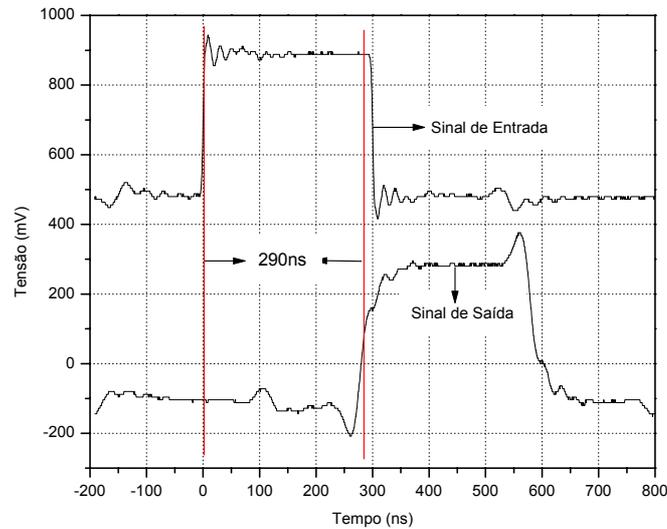


Figura 4-13: Visualização no osciloscópio dos sinais de entrada e de sinal de saída da linha de retardo. O retardo total é de $T = 290ns$.

cujo espectro apresenta emissão de raios-X de $5,9keV$, a uma distância de aproximadamente $30cm$. O detector linear utilizado tem homogeneidade de eficiência conhecida, de modo que pode ser utilizado para uma estimativa do desempenho das linhas de retardo construídas.

O resultado do espectro de homogeneidade para cada linha é mostrado na figura 4-14, onde nota-se que não há deformações nos espectros. Os picos laterais provêm de efeitos de borda que aumentam a eficiência nas extremidades do fio anódico.

4.6 Pré-Amplificadores

Os sinais anódicos e catódicos extraídos do detector têm amplitude muito baixa ($< 10^{-3}V$). Portanto, eles devem ser pré-amplificados. Nesse trabalho, utilizaram-se dois tipos de pré-amplificadores: de carga e de tensão. Os sinais anódicos são utilizados para se obter a resolução em energia e como sinal de *trigger* para a seleção de eventos válidos

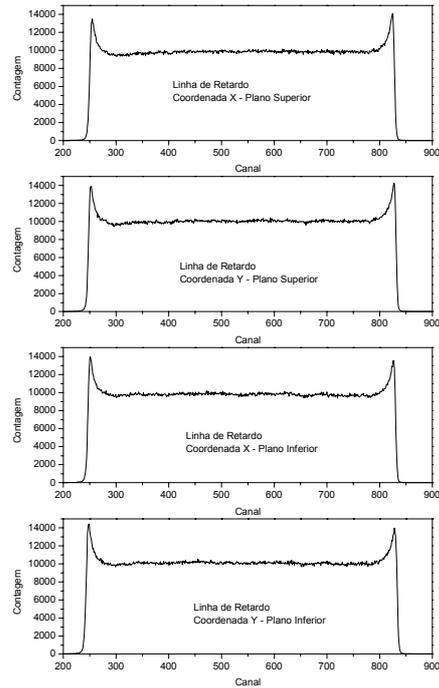


Figura 4-14: Homogeneidade das linhas de retardo utilizadas no detector de raios cósmicos.

decorrentes da passagem da partícula ionizante pelo detector. Os sinais catódicos trazem as informações sobre as coordenadas x e y da partícula nos arranjos superior e inferior.

4.6.1 Pré-amplificador de Carga

O pré-amplificador de carga é utilizado para o levantamento da resolução em energia do detector, pois necessita-se de maior precisão e menor ruído na medida de energia. O modelo utilizado foi o A-111[31], um pré-amplificador comercial sensível a carga muito utilizado em sistemas de detecção de baixa capacitância. Suas principais características estão mostradas na tabela 4.2.

Tempo de Subida	150ns
Tempo de Descida	500ns
Ruído Branco	2mV
Sensibilidade	2V/pC

Tabela 4.2: Principais características do pré-amplificador de carga A-111.

4.6.2 Pré-amplificadores de Tensão

Para a utilização dos sinais anódicos dos planos superior e inferior como *trigger* necessitam-se dois pré-amplificadores rápidos. Por isso, utilizam-se pré-amplificadores de tensão, que são intrinsecamente mais rápidos que os de carga, pois não fazem integração do sinal. O circuito empregado para este fim pode ser dividido em três estágios: entrada, ganho e saída.

O estágio de entrada é um transistor a efeito de campo (F.E.T.) e apresenta alta impedância de entrada (Z_{in}) e baixo ruído. O ganho é obtido através de três estágios de banda larga e ganho baixo acoplados em cascata, utilizando transistores bipolares. A saída é um *driver* capaz de fornecer corrente a cargas de baixa impedância (geralmente 50Ω). O esquema elétrico do circuito encontra-se no Apêndice C.

Para os sinais catódicos utilizam-se oito pré-amplificadores de tensão quase idênticos aos utilizados para os pulsos anódicos. A diferença está na entrada, pois para os sinais catódicos a constante RC é determinada pela impedância das linhas de retardo ($\approx 90\Omega$). As principais características dos pré-amplificadores de tensão para sinais anódicos e catódicos do detector de raios cósmicos estão na tabela 4.3.

4.7 Caracterização do Detector de Raios Cósmicos

Os parâmetros que caracterizam o detector de raios cósmicos são: resolução em energia, resolução em posição, linearidade, homogeneidade e resolução temporal. O detector deste trabalho consiste de dois subdetectores (o arranjo superior e o arranjo inferior), os quais devem ser caracterizados.

	Anódicos	Catódicos
Z_{in}	$1K\Omega$	$10M\Omega$
Tempo de Subida	$50ns$	$100ns$
Ganho	300	1000
Ruído Branco	$20mV$	$20mV$

Tabela 4.3: Principais características dos pré-amplificadores de tensão anódicos e catódicos.

Na caracterização do detector utilizaram-se duas misturas gasosas, o Ar(90%) + CH₄(10%) e o Ar(64%)+Xe(16%)+CO₂(20%), operando a pressão de $2atm$ acima da pressão atmosférica. A pressão de $2atm$ foi escolhida para aumentar a seção de choque de interação entre a partícula ionizante (o múon) e o meio detector.

4.7.1 Comportamento dos Pulsos Anódicos

O arranjo experimental da figura 4-15 foi utilizado para as experiências apresentadas nesta seção.

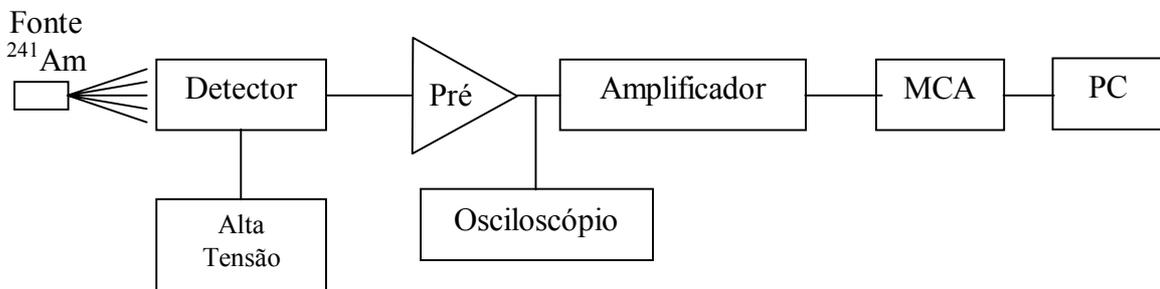


Figura 4-15: Arranjo experimental para o estudo dos pulsos anódicos do detector de raios cósmicos.

Inicialmente, foi analisado o comportamento dos pulsos anódicos em função da alta tensão aplicada para a visualização da região operacional dos arranjos superior e inferior do detector (figuras 4-16a e 4-16b). Isto foi realizado variando-se a alta tensão nos planos anódicos, e observando no osciloscópio a amplitude dos pulsos correspondentes.

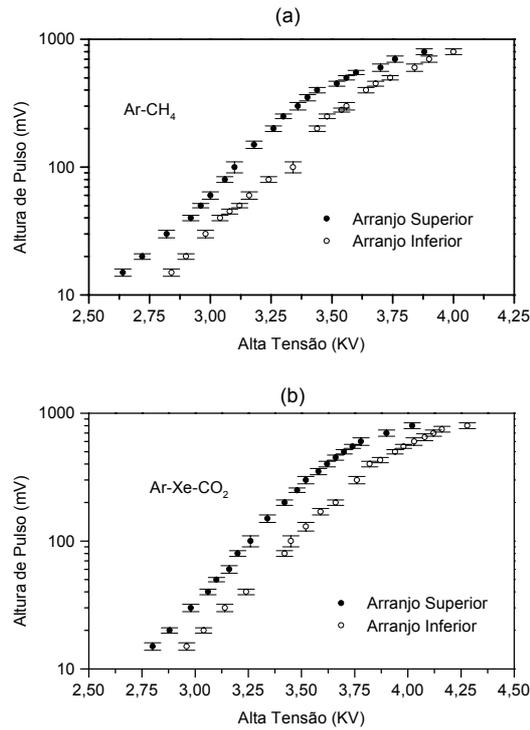


Figura 4-16: Comportamento dos pulsos anódicos em função da alta tensão do detector de raios cósmicos iluminado por uma fonte de ^{241}Am e utilizando as misturas gasosas Ar-CH₄ (a) e Ar-Xe-CO₂ (b).

Nota-se das figuras 4-16a e 4-16b que os arranjos não ficaram idênticos, pois tem-se que aplicar tensões diferentes para se obter amplitudes semelhantes. Esta diferença deve-se ao fato de a distância anodo-catodo não ser a mesma nos arranjos superior e inferior. Depois de montado o detector, observou-se que a janela inferior é menos espessa que a superior, curvando-se ligeiramente sob efeito da pressão do gás. Esta diferença influencia principalmente na resolução em energia do arranjo, mas não prejudica criticamente a visualização de trajetória, que é o objetivo principal deste trabalho.

4.7.2 Resolução em Energia

A resolução em energia de um detector é definida como:

$$r = \frac{\Delta E}{E_0} \quad (4.7)$$

onde ΔE é a largura à meia altura da distribuição dos valores assumidos pela energia perdida, e E_0 é o valor mais provável da energia perdida.

As quantidades ΔE e E_0 são extraídas dos espectros em energia. A figura 4-17 mostra o espectro em energia do ^{55}Fe (raios-X de $5,9\text{keV}$) obtido para um detector linear explicitando-se ΔE e E_0 para o pico de $5,9\text{keV}$.

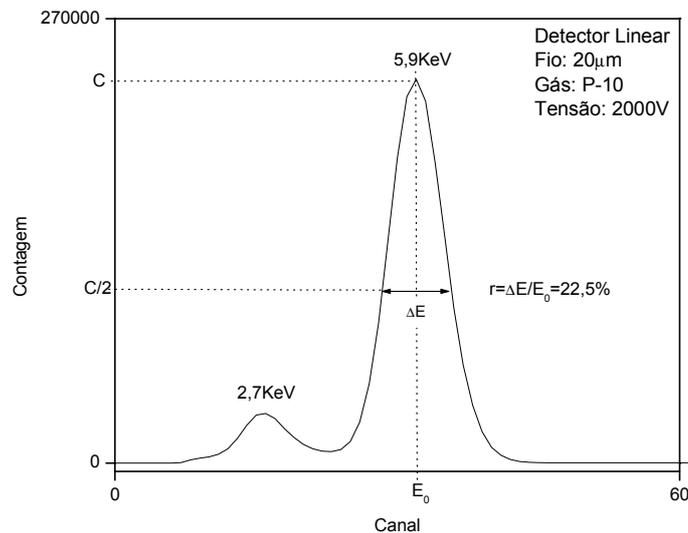


Figura 4-17: Definição da resolução em energia de um detector.

Nas figuras 4-18a e 4-18b são mostrados os espectros em energia do ^{241}Am obtido do arranjo superior para as duas misturas gasosas utilizando um analisador multicanal, onde se observam os picos referentes aos fótons de 26keV e 60keV . O terceiro pico deve-se provavelmente a alguma contaminação da fonte por outro elemento radioativo. A

diferença observada entre os picos de 26keV e 60keV para as misturas gasosas utilizadas, é devida às descontinuidades causadas pelas bordas de absorção do gás [13].

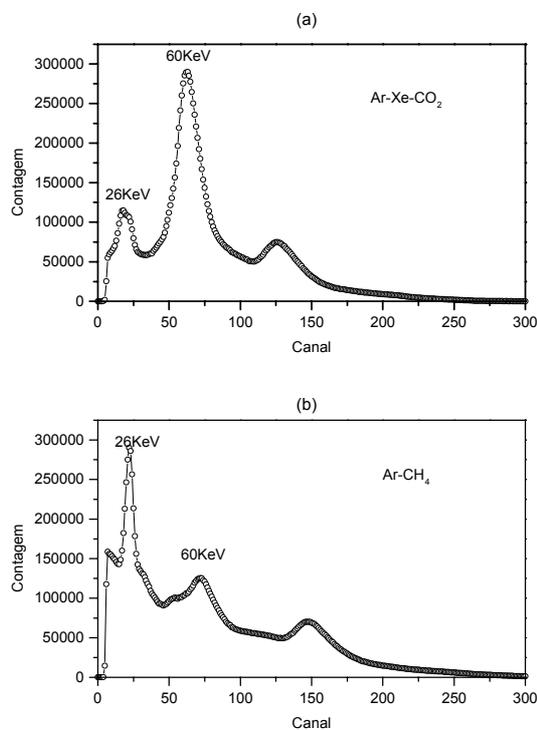


Figura 4-18: Espectros em energia do ^{241}Am , com o detector operando com os gases Ar-Xe- CO_2 (a) e Ar- CH_4 (b) nas tensões 3430V e 3350V , respectivamente.

As figuras 4-19a e 4-19b mostram a variação da resolução em energia do arranjo superior em função da alta tensão aplicada, com o detector operando com as misturas gasosas Ar- CH_4 e Ar-Xe- CO_2 à pressão de 2atm , respectivamente. A figura 4-19a apresenta um valor mínimo para a resolução em energia $\Delta E/E_0 = 22,7\%$ para tensão $V = 3350\text{V}$, utilizando o pico de 26keV (Ar- CH_4). Utilizando o pico de 60keV (Ar-Xe- CO_2), a resolução mínima encontrada foi $\Delta E/E_0 = 24,3\%$ para tensão $V = 3430\text{V}$, como mostra a figura 4-19b. Portanto, os valores $V = 3350\text{V}$ e $V = 3430\text{V}$ são as melhores tensões de trabalho do arranjo superior para as misturas gasosas, pois as flutuações em torno de uma determinada energia de deposição são mínimas. Este mínimo se deve ao fato que a flutuação

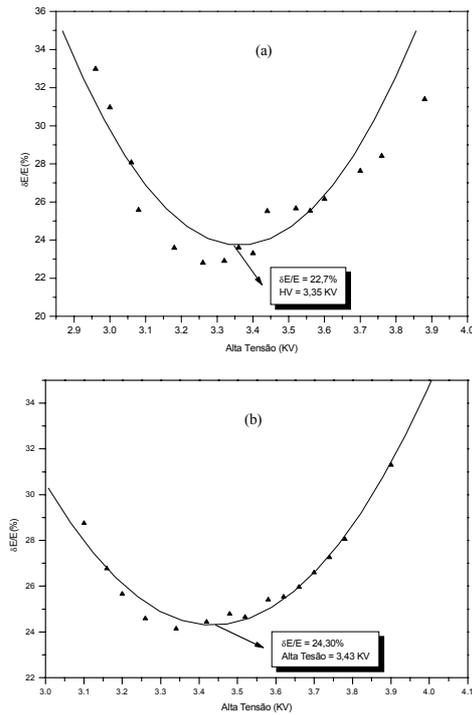


Figura 4-19: Resolução em energia dos picos de 26keV e 60keV do ^{241}Am em função da alta tensão utilizando Ar-CH_4 e Ar Xe-CO_2 à pressão de 2atm .

$\Delta M/M$ do fator de multiplicação gasosa ser mínima na região proporcional, pois ainda não aparecem os fenômenos secundários (conforme Capítulo 2) que contribuem para o aumento das flutuações na quantidade de pares e^- -ion $^+$ liberados no gás.

Ressalta-se que os valores encontrados referem-se somente ao arranjo superior. Para o arranjo inferior, valores para a resolução em energia em torno de 40% foram estimados para os dois gases. Esses valores altos são esperados como consequência da variação da distância anodo-catodo do arranjo estarem diferentes devido à deformação da janela inferior, conforme mencionado em 4.7.1.

4.7.3 Esquema de Leitura da Posição

Conforme visto no Capítulo 3, os sinais induzidos no catodo $X&Y$, quando da ocorrência de uma avalanche eletrônica em um ponto do detector, são utilizados para determinar as coordenadas x e y desta avalanche.

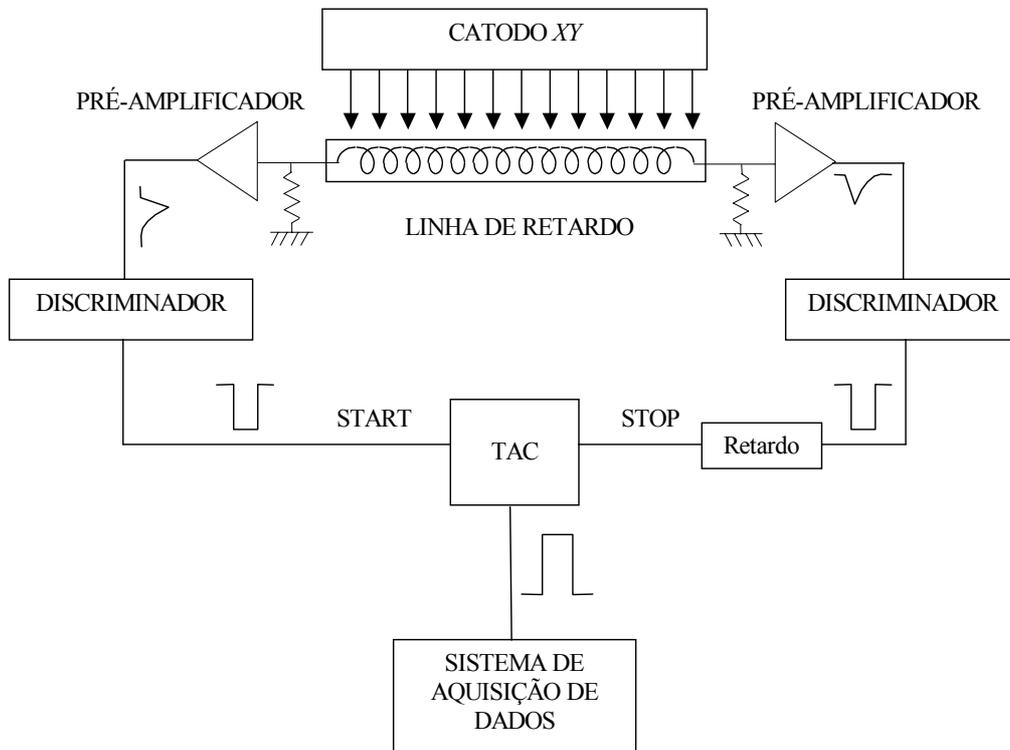


Figura 4-20: Eletrônica associada ao método de localização bidimensional.

O arranjo descrito na figura 4-20, refere-se ao estudo dos sinais de uma das coordenadas do evento ionizante (uma dimensão), onde nota-se o catodo $X&Y$, a linha de retardo, dois pré-amplificadores, dois circuitos discriminadores, um módulo de retardo externo e o conversor tempo-amplitude (TAC).

Cada evento ionizante dá origem a dois pulsos elétricos que são processados individualmente (ver Capítulo 3). Inicialmente os pulsos elétricos são coletados nos pré-amplificadores, onde sofrem amplificação, para um ganho final de aproximadamente 1000 (ver seção 4.6.2), mantendo alta a relação sinal/ruído.

O próximo passo é separar o sinal do ruído eletrônico, para isto utiliza-se um circuito discriminador. O discriminador compara a altura de pulsos com um limite inferior (limiar de disparo), que é estabelecido com um potenciômetro. Normalmente, regula-se o limiar de disparo acima do ruído do pré-amplificador ($\approx -25mV$). Se a amplitude dos pulsos de entrada for maior que este limiar, o discriminador produz na saída um sinal lógico com amplitude $-800mV$ (padrão NIM).

A função do módulo de retardo é atrasar os pulsos de uma das extremidades da linha de retardo (sinal STOP), de maneira que os eventos ionizantes ocorridos nos extremos correspondam diretamente às amplitudes mínima e máxima do conversor tempo amplitude. Para isso, o tempo de atraso deve ser no mínimo igual ao retardo total da linha (ver seção 4.5.2).

O intervalo de tempo entre os pulsos elétricos das extremidades da linha de retardo define a coordenada do evento ionizante. O último passo é converter esta diferença de tempo em sinal analógico, o que se faz com um conversor tempo-amplitude. Quando um sinal chega à entrada *start* do TAC, é iniciada a carga de um capacitor, que é interrompida pela chegada de outro sinal à entrada *stop*. O sinal de saída tem amplitude proporcional à carga do capacitor, portanto é proporcional ao intervalo de tempo entre os sinais START e STOP e consequentemente à posição do evento ionizante.

Para um sistema de localização em duas dimensões, os sinais obtidos referentes a cada coordenada são processados individualmente, da mesma forma que no caso unidimensional discutido acima. Uma interface de aquisição combina a leitura do par de coordenadas X e Y e define um endereço de memória onde a posição do evento ionizante é registrada.

4.7.4 Resposta do Detector a Iluminação por uma Fonte de

²⁴¹Am

Na seção 4.7.2 encontraram-se para as tensões onde $\Delta E/E$ é mínima no arranjo superior os valores de $3350V$ e $3430V$ utilizando as misturas gasosas Ar-CH₄ e Ar-Xe-CO₂, respectivamente. Mas, com estas tensões a amplitude máxima dos sinais catódicos

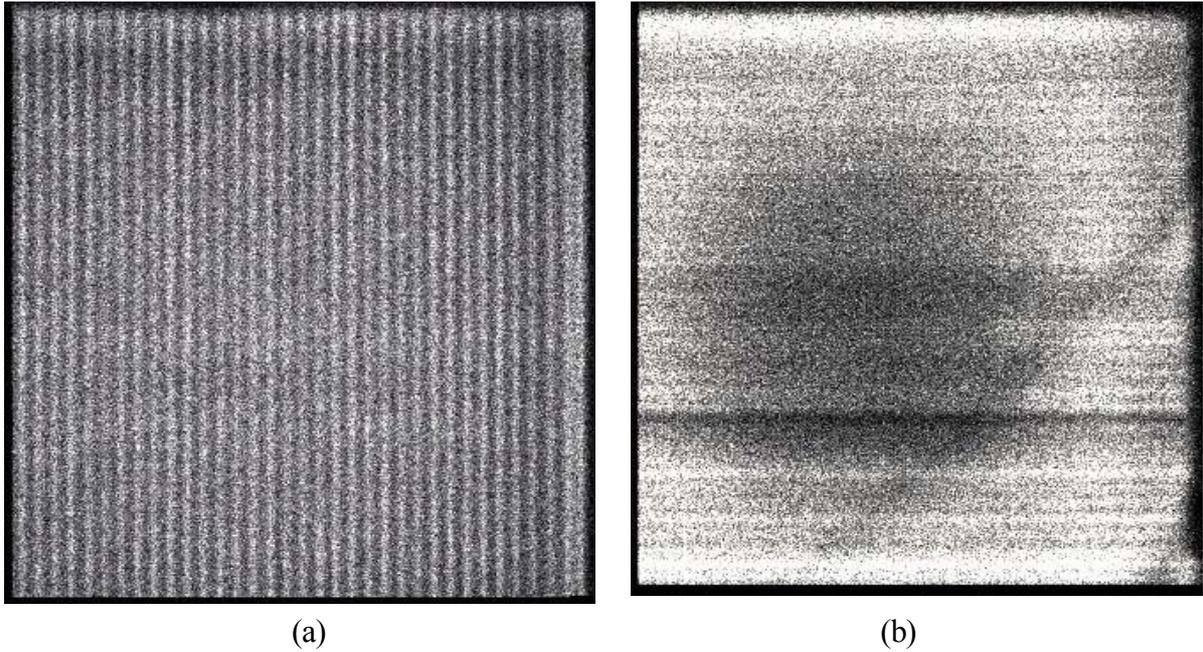


Figura 4-21: Resposta dos arranjos superior (a) e inferior (b) do detector de raios cósmicos a 3-4 horas de iluminação por uma fonte de Am^{241} .

é $< -50mV$ na saída do pré-amplificador. Um valor baixo, levando-se em conta que o limiar de disparo do discriminador é $\approx -25mV$. Para melhorar a eficiência regula-se a tensão dos planos anódicos para que a amplitude máxima do sinal catódico observado seja de $\approx -200mV$. Os valores encontrados foram $3940V$ e $4080V$ para o arranjo superior operando com as respectivas misturas gasosas. O arranjo inferior forneceu os seguintes valores: $4120V$ e $4280V$.

Nestas condições a imagem obtida pela iluminação dos arranjos superior e inferior, por uma fonte de ^{241}Am , colocada a uma distância de $6cm$ da janela do detector por 3-4 horas é mostrada na figura 4-21. Em cada arranjo, a contagem total atingida neste período foi de aproximadamente 6×10^6 eventos. Nota-se que na imagem correspondente ao arranjo superior existem modulações verticais que correspondem à posição dos fios dos planos anódicos, e no arranjo inferior as modulações são horizontais.

A figura 4-22 mostra cortes em cada direção para a figura 4-21. Observa-se que

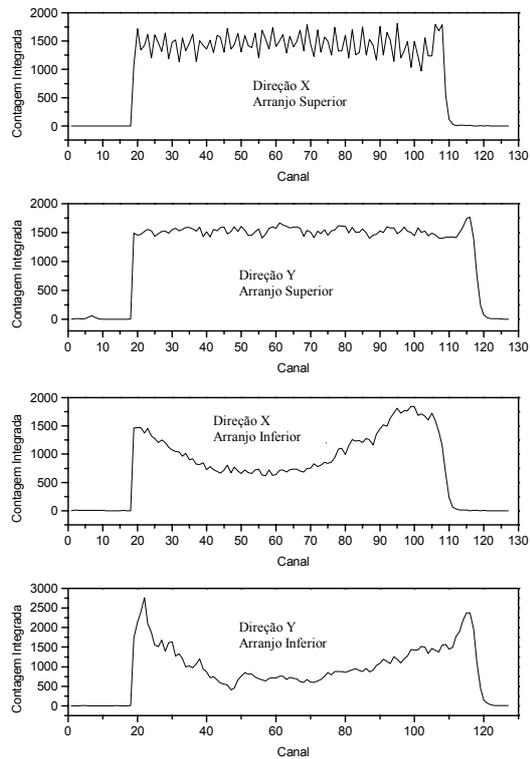


Figura 4-22: ‘Cortes’ nas direções X e Y para a imagem obtida pela iluminação uniforme dos plano superior e inferior, com detector operando com Ar-Xe-CO_2 .

o arranjo superior apresenta melhor resposta que o arranjo inferior. Isto é devido à deformação na janela do detector ocasionada pela pressão do gás (conforme seção 4.7.1).

4.7.5 Linearidade

A relação de linearidade, entre a posição de incidência dos fótons e a posição medida pelo detector, é uma característica de grande relevância a ser considerada para a avaliação do método de localização.

As medidas de posição foram realizadas utilizando-se uma máscara de chumbo de $1,6\text{mm}$ de espessura, contendo uma matriz de 4×4 furos regularmente distribuídos, com um furo adicional no centro da matriz. O diâmetro dos furos é 2mm , enquanto o furo

central com seus quatro vizinhos mais próximos tem diâmetro de 1mm . E, a distância entre dois furos adjacentes é 1cm nas direções X e Y .

A máscara foi colocada sobre a janela do detector, enquanto este era iluminado pela fonte de ^{241}Am , distante 6cm da janela do detector. As figuras 4-23a e 4-23b mostram, respectivamente, a resposta dos arranjos superior e inferior do detector a iluminação através da máscara.

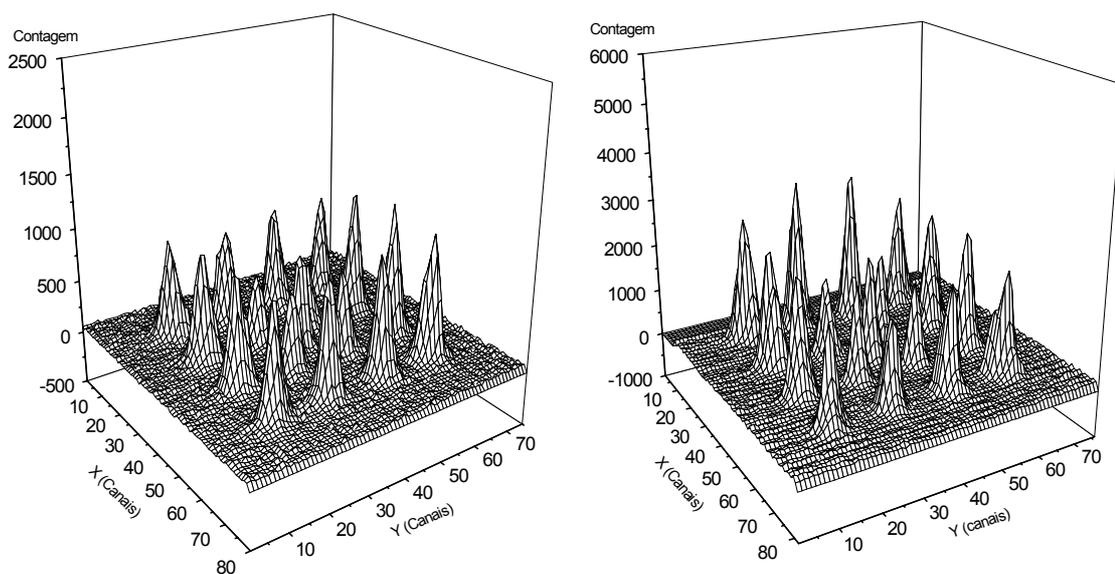


Figura 4-23: Resposta dos arranjos superior (a) e inferior (b) a iluminação através de uma máscara contendo furos regularmente espaçados.

A figura 4-24 mostra cortes em cada direção nos arranjos superior e inferior, com a aproximação de funções gaussianas para os picos. Os resultados mostram uma proporcionalidade entre o centro da distribuição e a posição dos eventos ionizantes através dos furos (ver figura 4-25).

O coeficiente angular de cada reta mostrada na figura 4-25 é utilizado como um fator de conversão do número do canal em unidades de posição. O inverso desse coeficiente corresponde à variação em posição entre um canal e o posterior.

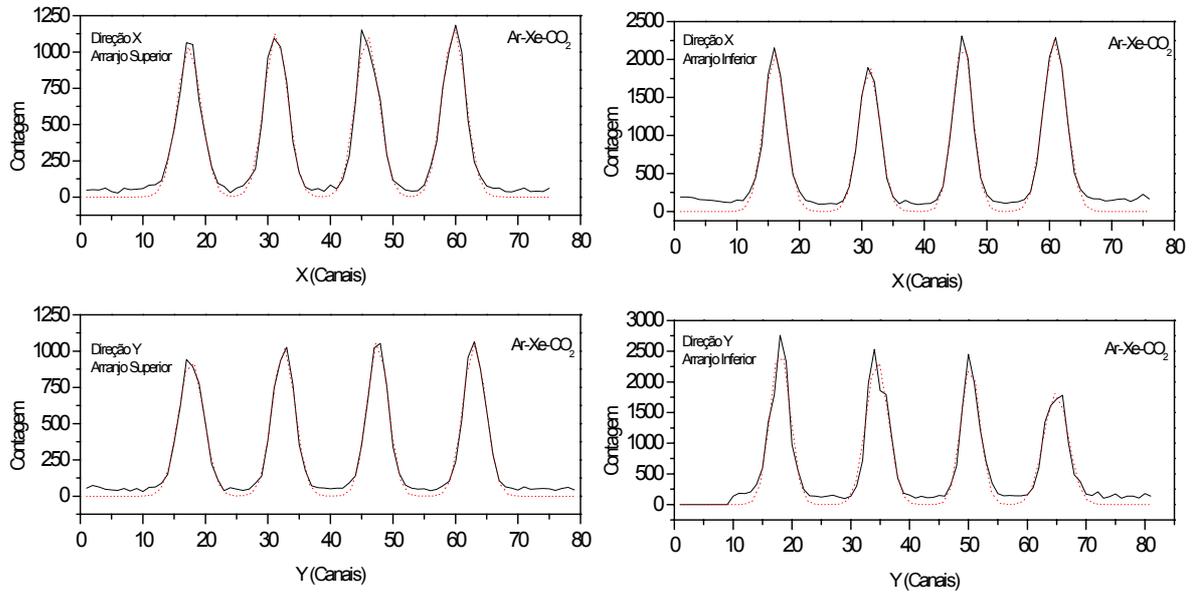


Figura 4-24: Cortes nas direções X e Y para os gráficos das figuras, com aproximação de funções gaussianas para os picos.

4.7.6 Resolução em Posição

A resolução espacial de um detector é basicamente sua resposta a uma fenda puntual. Ela pode ser estimada diretamente pela largura a meia altura da distribuição efetivamente observada pelo detector e o seu sistema de leitura associado. O pico observado representa a convolução entre o perfil do feixe iluminando o detector e a resposta do detector a um feixe infinitamente fino. O último termo é definido como a resolução do detector. Admitindo que os perfis destas contribuições podem ser aproximadas por funções gaussianas, pode-se demonstrar a seguinte relação[32]:

$$FWHM^2 = RES^2 + PF^2 \Rightarrow RES = \sqrt{FWHM^2 - PF^2} \quad (4.8)$$

onde RES é a resolução do detector, PF é a largura a meia altura do feixe e $FWHM$ é a largura a meia-altura do feixe efetivamente observado.

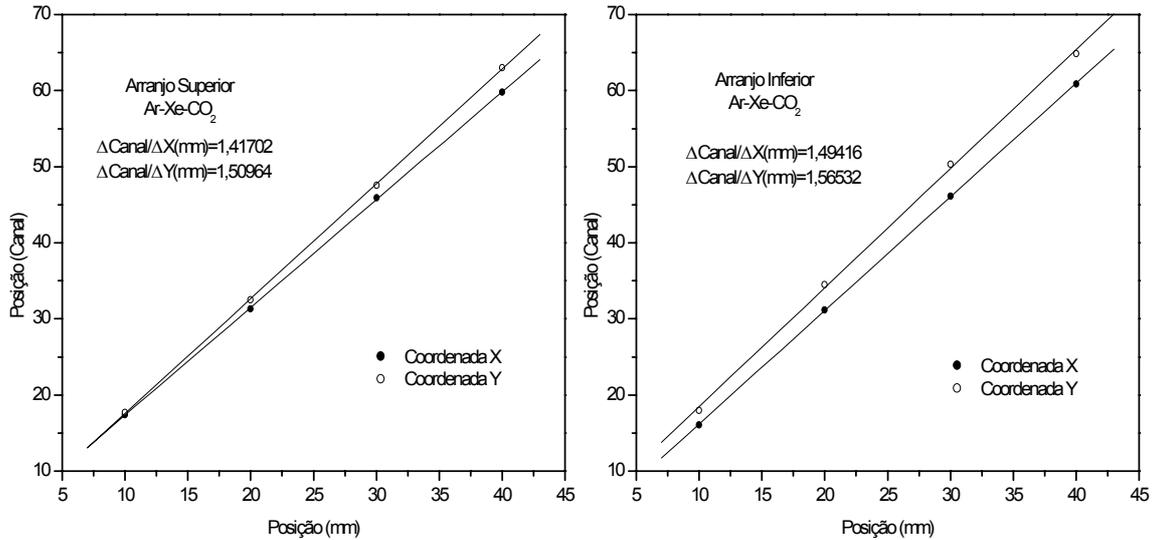


Figura 4-25: Relação de linearidade entre posições observadas e posições medidas nos arranjos superior e inferior.

PF é definido pelo diâmetro do furo da fenda. A estimativa precisa de PF deve levar em conta todos os parâmetros geométricos envolvidos na óptica de preparação do feixe (figura 4-26)[32].

De acordo com a figura 4-26, tem-se:

$$PF = \frac{Df + kd}{D - k} \quad (4.9)$$

onde D é a distância fonte ao plano anódico, f é o diâmetro da fenda, k é a distância do centro da fenda ao plano anódico e d é o diâmetro da fonte radioativa.

Para a estimativa da resolução espacial utilizaram-se os dados do furo central da máscara nas direções X e Y para os arranjos superior e inferior (figura 4-27). Os valores dos parâmetros para o cálculo de PF são: $D = 76\text{mm}$, $f = 1\text{mm}$, $k = 6,9\text{mm}$ e $d = 5\text{mm}$, o que implica $PF = 1,60\text{mm}$. As estimativas da resolução espacial em milímetros, obtidas da equação (4.8) nas direções X e Y para cada arranjo, utilizando

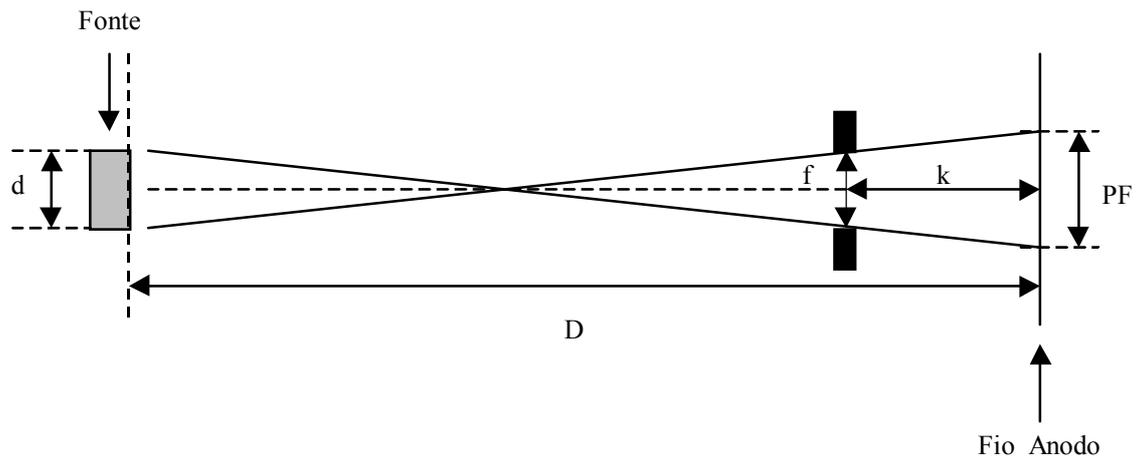


Figura 4-26: Detalhes a serem levados em conta no cálculo da resolução espacial do detector de raios cósmicos.

os dados das figuras 4-27, são mostrados na tabela 4.4. Note-se que o arranjo inferior apresentou melhores resultados para a resolução espacial em cada direção, isto se deve provavelmente ao furo da fenda ter ficado sobre um dos fios do plano anódico, assim, favorendo uma melhor resolução.

Arranjo Superior		
	$FWHM(mm)$	$RES(mm)$
X	2,26	1,59
Y	1,97	1,14
Arranjo Inferior		
	$FWHM(mm)$	$RES(mm)$
X	1,83	0,89
Y	1,63	0,31

Tabela 4.4: Resolução espacial das coordenadas X e Y para os arranjos superior e inferior.

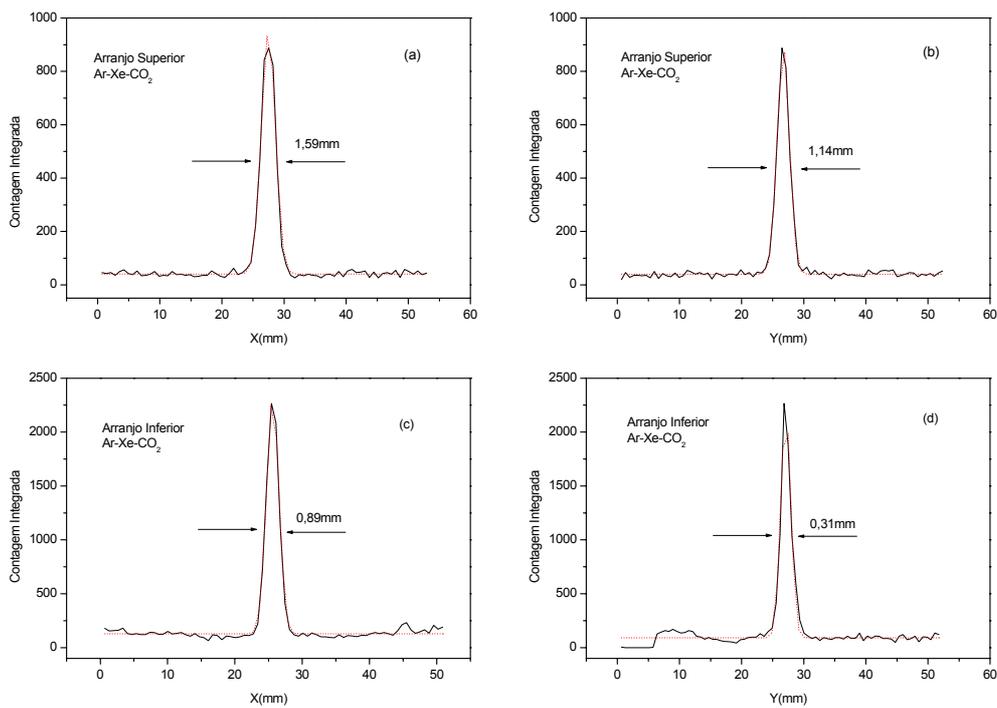


Figura 4-27: Cortes nas direções X e Y para o furo central nos arranjos superior (a e b) e inferior (c e d), com aproximação de funções gaussianas para os picos.

Capítulo 5

Experimentos Com Raios Cósmicos

Neste capítulo são apresentados os resultados preliminares de experimentos realizados com o detector de raios cósmicos. Conforme visto no Capítulo 1, os múons são as partículas cósmicas mais abundantes a nível do mar e perdem energia apenas por ionização. Quando um múon passa pelos arranjos superior e inferior produz sinais nos planos anódicos e nos catodos $X&Y$. Os sinais catódicos, de acordo com os Capítulos 3 e 4, trazem as informações para a localização bidimensional do evento. Estes conjuntos de sinais (anódicos e catódicos), após processados, são responsáveis pela visualização tridimensional das trajetórias dos múons.

5.1 Seleção de Eventos Válidos (*O Trigger*)

As amplitudes dos sinais anódicos são proporcionais à perda de energia do múon dentro do detector (conforme capítulo 2). Nos experimentos que envolvem a visualização de trajetórias, os sinais anódicos dos arranjos superior e inferior que estiverem em sincronismo são utilizados como *trigger* para selecionar eventos válidos. Entenda-se por evento válido, um evento ionizante causado por um só múon que atravessou os arranjos superior e inferior, a diferença de tempo entre os sinais anódicos correspondentes estando dentro do limite estabelecido para definir a coincidência ($\leq 20ns$)[18]. A fim de evitar coincidências espúrias devido a eventuais descargas que podem ocorrer simulta-

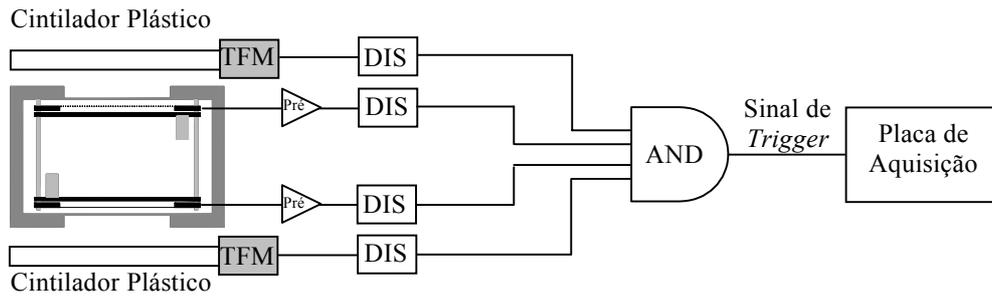


Figura 5-1: Esquema lógico do processamento do sinal de *trigger*.

neamente nos dois planos anódicos, podem-se acrescentar dois cintiladores acoplados a fotomultiplicadoras (TFM) junto às janelas superior e inferior do detetor (figura 5-1).

Um evento válido produz quatro pulsos elétricos referentes aos planos anódicos (superior e inferior) e às fotomultiplicadoras (superior e inferior), que são processados por uma eletrônica mostrada na figura 5-1 onde notam-se dois cintiladores+fotomultiplicadoras, dois pré-amplificadores, quatro circuitos discriminadores e um módulo de coincidência.

Devido a sua baixa amplitude os pulsos elétricos vindos dos planos anódicos sofrem primeiramente uma pré-amplificação, enquanto os pulsos elétricos provenientes das fotomultiplicadoras não precisam, pois estas produzem sinais com amplitude suficiente para o tratamento eletrônico.

Os pulsos elétricos seguem para circuitos discriminadores, que selecionam os pulsos com amplitude maior que um valor pré-estabelecido (limiar de disparo). O limiar de disparo estabelecido para os pulsos anódicos foi de $\approx -100mV$, pois verificou-se que abaixo deste valor, a amplitude dos sinais induzidos no catodo $X&Y$ não superam o limiar estabelecido para os sinais catódicos ($-25mV$), conforme visto na seção 4.7.3.

Uma vez feita a discriminação faz-se uma coincidência temporal entre os quatro sinais através de um módulo de coincidência. Se os quatro sinais estão em sincronia, o módulo produz na saída um sinal TTL ($+5V$) que dispara os 4 conversores A/D da interface de aquisição, responsáveis pela conversão dos sinais catódicos correspondentes às coordenadas do múon nos arranjos superior e inferior. Os sinais catódicos são processados

paralelamente, conforme apresentado na seção 4.7.

5.1.1 Temporização dos Sinais Anódicos e Catódicos

Há um fator a ser levado em conta neste processo de seleção dos eventos válidos: o sinal do *trigger* chega antes dos sinais catódicos na interface de aquisição. Isto ocorre porque os sinais catódicos sofrem atrasos nas linhas de retardo. Além disso, o conversor tempo-amplitude leva $400ns$ para gerar o sinal de saída. A consequência é que os conversores A/D da interface de aquisição ao serem disparados pelo sinal de *trigger* converteriam $0V$ sempre, pois os sinais catódicos não teriam ocorrido ainda.

Este problema pode ser resolvido através da introdução de um atraso no disparo dos conversores A/D. O atraso é estabelecido com o potenciômetro do multivibrador monoestável da interface de aquisição. No Apêndice D são apresentados maiores detalhes da interface de aquisição.

Pode-se fazer uma estimativa do atraso mínimo a ser introduzido, supondo-se que um evento ionizante hipotético atravessasse as extremidades dos arranjos superior e inferior, (ver figura 5-2b). Conforme visto na seção 4.7.3, um evento ionizante dá origem a dois pulsos elétricos, cada um seguindo para uma das extremidades da linha de retardo associada a uma determinada coordenada.

Na direção X , por exemplo, tem-se dois pulsos se propagando: um para a direita e outro para esquerda da linha de retardo. Por convenção, define-se o pulso propagante da esquerda como *start* e o da direita como *stop*. Na direção Y , tem-se um pulso propagante para cima (*stop*) e outro para baixo (*start*).

A figura 5-2a mostra a temporização dos sinais anódicos e catódicos do evento hipotético em questão. Na direção X do plano superior, o sinal *start* percorre toda a extensão da linha até a extremidade oposta, levando $300ns$. O sinal *stop* já se encontra numa extremidade, mas antes de seguir para o conversor tempo-amplitude (TAC) ele sofre o atraso externo de $350ns$, conforme seção 4.7. Após a chegada do pulso *stop*, o TAC leva $400ns$ para gerar o sinal de saída. Portanto, o intervalo de tempo total entre a ocorrência do evento e o sinal de saída gerado pelo TAC é $\approx 750ns$. Para a direção Y , o

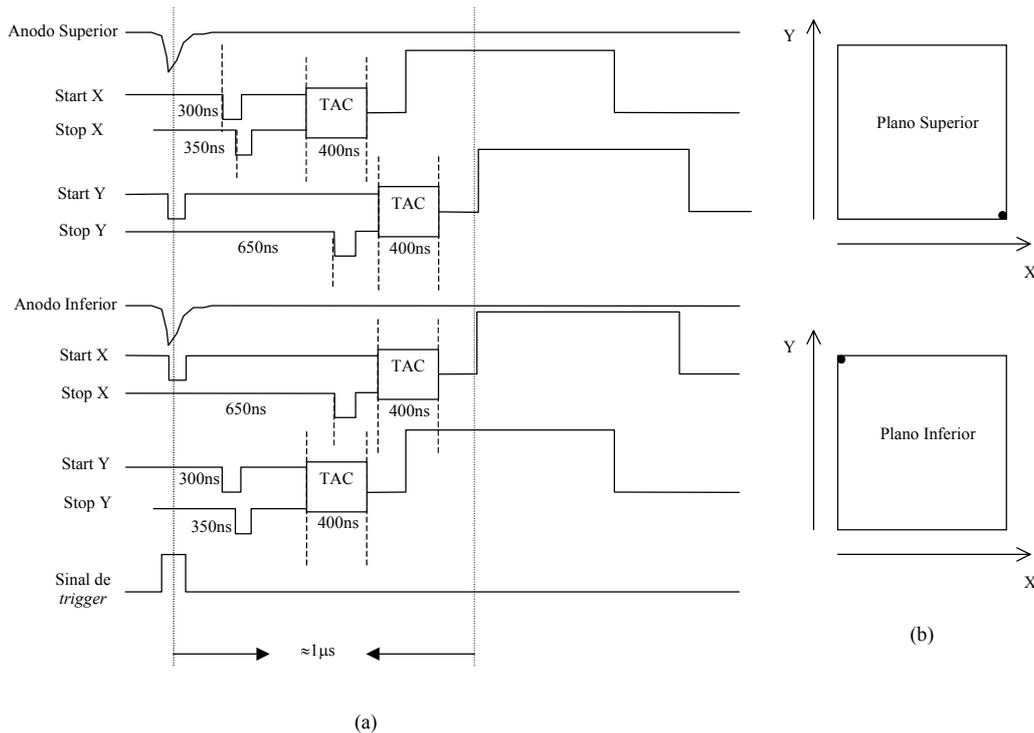


Figura 5-2: (a) Diagrama de temporização para os sinais anódicos e catódicos do detetor de raios cósmicos devido a um evento hipotético (b). O ponto preto indica a posição em cada arranjo do evento ionizante.

raciocínio é similar, o sinal *start* já se encontra numa extremidade e segue para o TAC, enquanto o sinal *stop* leva 300ns para percorrer a linha e sofre ainda um retardo externo de 350ns até chegar ao TAC, encontrando-se para o intervalo de tempo total $\approx 1\mu\text{s}$. O raciocínio é análogo para o plano inferior.

Nota-se da figura 5-2a que o intervalo de tempo máximo entre o sinal de *trigger*, gerado pelos sinais anódicos em sincronismo, e os sinais produzidos pelos TACs, responsáveis pelas coordenadas do evento ionizante, é $\approx 1\mu\text{s}$. Então, este é o atraso mínimo que deve ser introduzido pelo multivibrador monoestável para disparar os conversores A/D da interface de aquisição.

Na prática, é necessário também fazer com que os conversores A/D só ‘amostrem’ os pulsos de entrada após estes estarem estabilizados, o que ocorre em torno de 500ns após

o início da transição de subida do pulso. Portanto, o disparo deve ocorrer $\approx 1,5\mu s$ após a chegada do sinal do *trigger*. A figura 5-3a mostra a visualização no osciloscópio do atraso ($1,5\mu s$) aplicado ao sinal de disparo dos conversores A/D da interface de aquisição.

Pode-se verificar a validade do uso deste atraso, observando a figura 5-3. Percebe-se que o pulso de disparo ocorrendo $1,5\mu s$ depois da chegada do sinal de *trigger*, coincide com o sinal gerado pelo conversor tempo-amplitude, referente a uma das coordenadas do evento ionizante.

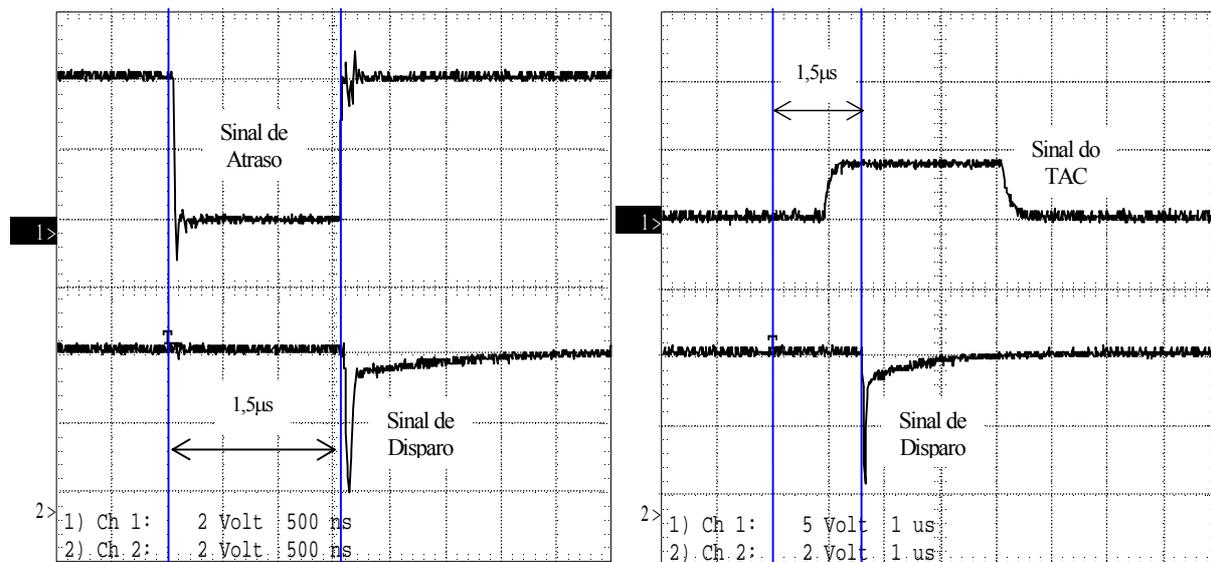


Figura 5-3: Visualização dos sinais de atraso (a), disparo e do conversor tempo-amplitude (b) no osciloscópio. O *trigger* externo do osciloscópio é disparado pelo sinal de *trigger* do módulo de coincidência.

5.1.2 O Programa COSMIC3D

A última etapa da seleção dos eventos válidos é realizada pelo programa COSMIC3D, que é responsável pela visualização tridimensional do evento ionizante dentro do detector (maiores detalhes são apresentados no Apêndice E). Conforme visto na seção 4.7.3, quando um pulso chega à entrada *start* do conversor tempo-amplitude inicia-se a carga de um capacitor que é interrompida com chegada do segundo pulso à entrada *stop*. Porém,

às vezes, o sinal não chega à entrada *stop* do TAC, o que acarreta um sinal de amplitude de 0V na saída do TAC. Isto leva a interface de aquisição juntamente com o programa a decodificar a coordenada de maneira errada. Para corrigir este erro, o programa não mostra em sua janela gráfica trajetórias referente a eventos, os quais um ou mais sinais gerados pelo TAC tenham amplitude 0V. A interface gráfica do programa COSMIC3D é mostrada na figura 5-4.

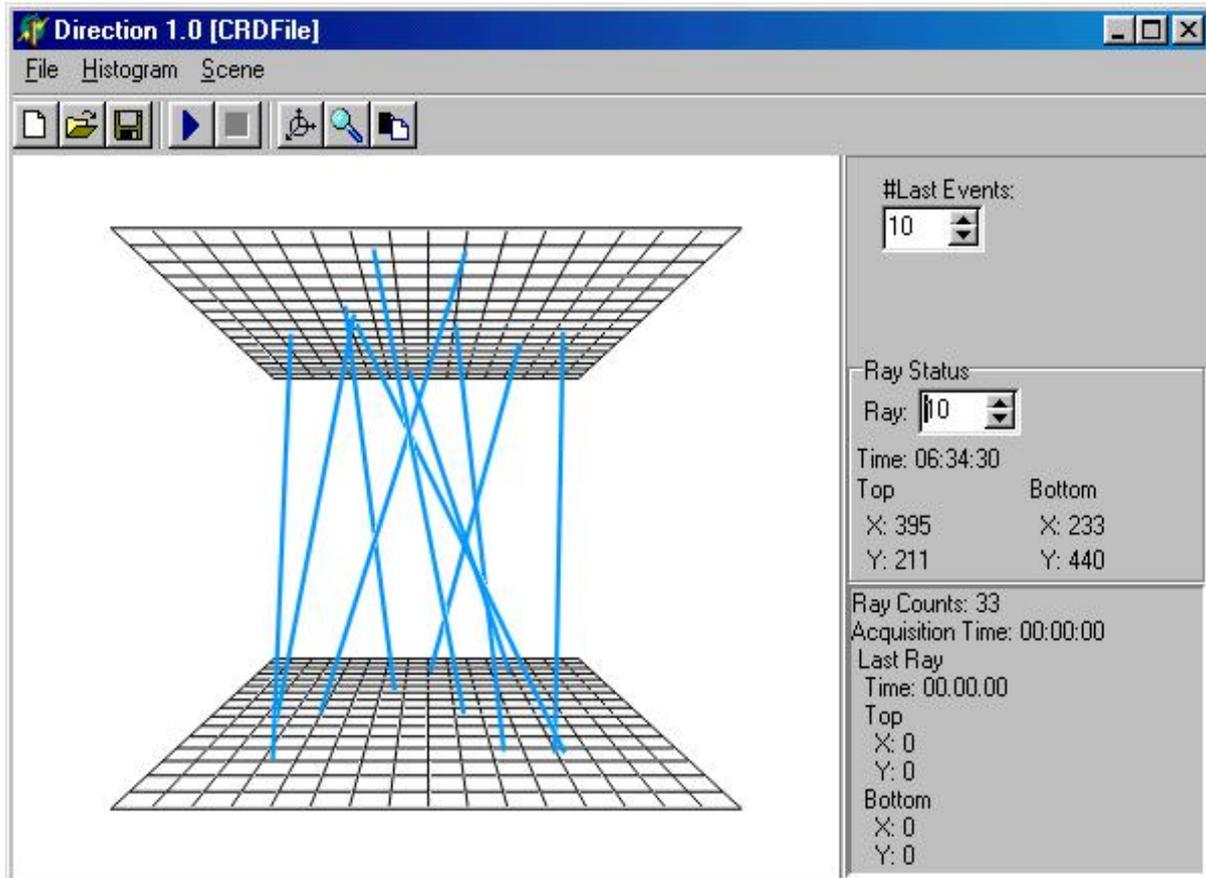


Figura 5-4: Interface gráfica do programa COSMIC3D mostrando as últimas dez trajetórias de um total de 33 eventos.

5.2 Distribuição Angular das Trajetórias no Detector de Raios C3smicos

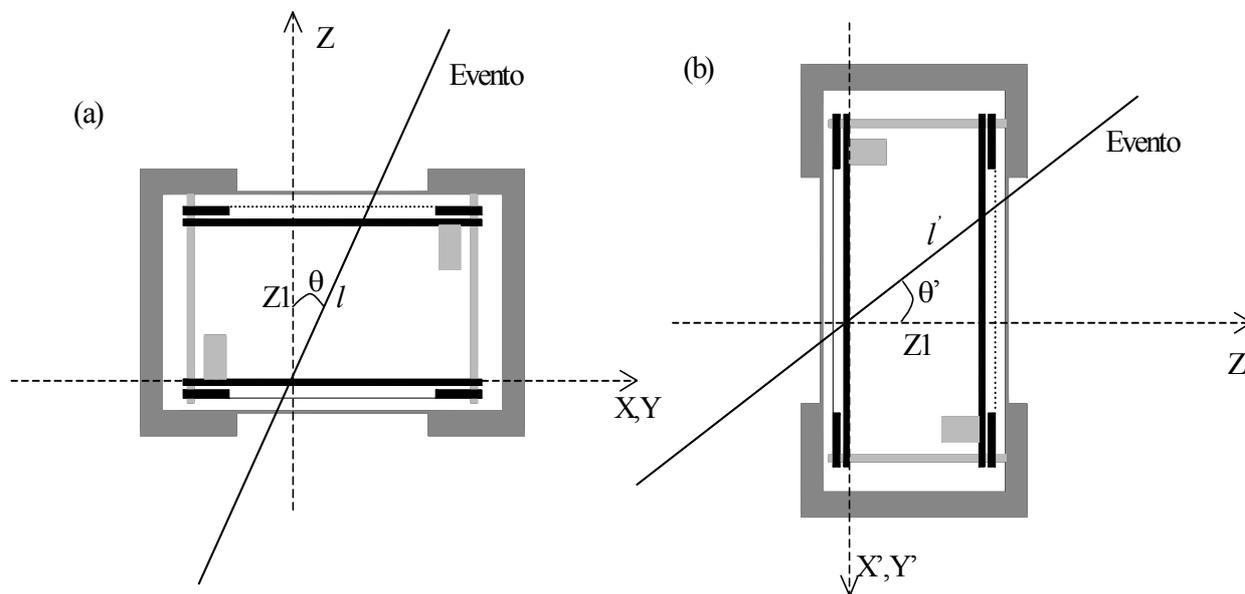


Figura 5-5: ngulo de incid3ncia de um evento ionizante hipot3tico passando atrav3s do detector posicionado verticalmente e horizontalmente.

Dentre os experimentos que podem ser realizados com o detector de raios c3smicos, obter a distribuic3o angular dos eventos ionizantes  um dos mais importantes. O ngulo de incid3ncia do evento ionizante no detector  definido como o ângulo formado entre a trajet3ria e o plano perpendicular aos arranjos superior e inferior (figura 5-5). ngulo de incid3ncia de um evento ionizante hipot3tico passando atrav3s do detector nas posic3es horizontal e vertical.

Os experimentos foram realizados com o detector operando em duas posic3es distintas: a horizontal e a vertical, como mostram as figuras 5-5a e 5-5b. Isto  necess3rio para se obter uma variaic3o angular de 0^0 a 90^0 , pois devido aos par3metros geom3tricos de construic3o do detector, na posic3o horizontal a variaic3o angular obtida  aproximadamente 0^0 a 60^0 . Posicionando o detector na vertical, tem-se uma variaic3o angular de 30^0 a 90^0 aproximadamente. Considerando as trajet3rias dos eventos ionizantes com o

detector posicionado nas duas posições, obtem-se a variação angular desejada (0^0 a 90^0).

Com o detector posicionado horizontalmente (5-5a), o ângulo de incidência é:

$$\theta = \text{Arc cos} \left[\frac{Z1}{l} \right] \quad (5.1)$$

$Z1 = 61mm$ é a distância entre os arranjos superior e inferior, e l é a distância entre as posições do evento ionizante nos arranjos superior e inferior:

$$l = \sqrt{(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2 + Z1^2} \quad (5.2)$$

onde (X_1, Y_2) e (X_2, Y_2) são as posições do evento ionizante nos arranjos superior e inferior, respectivamente.

Quando o detector se encontra na posição vertical, uma expressão análoga a equação (5.1) é obtida para θ' :

$$\theta' = \text{Arc cos} \left[\frac{Z1}{l'} \right] \quad (5.3)$$

com

$$l' = \sqrt{(X'_1 - X'_2)^2 + (Y'_1 - Y'_2)^2 + Z1^2} \quad (5.4)$$

Para se obter uma variação angular de 0^0 a 90^0 no mesmo referencial (detector na posição horizontal), é necessário fazer uma correspondência entre os ângulos θ e θ' :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \theta' = \frac{\pi}{2} - \text{Arc cos} \left[\frac{Z1}{l'} \right] \quad (5.5)$$

Portanto, quando o detector for posicionado horizontalmente deve-se utilizar a equação (5.1), e com o detector na posição vertical a equação (5.5) deve ser utilizada.

5.2.1 Resultados Experimentais

Taxa de Eventos Ionizantes Coincidentes

A taxa de eventos coincidentes é medida utilizando um esquema semelhante ao da figura 5-1, substituindo a interface de aquisição por um contador. Portanto, quando ocorrer um evento válido, o sinal de *trigger* correspondente é contado.

Com o detector posicionado horizontalmente, encontrou-se a seguinte taxa:

$$N_1 \approx 3 \text{ eventos/min} \quad (5.6)$$

E, para o detector na posição vertical:

$$N_2 \approx 1 \text{ evento/min} \quad (5.7)$$

A diferença entre N_1 e N_2 era esperada, pois os múons gerados verticalmente tem menos espessura de atmosfera para atravessar e conseqüentemente maior probabilidade de chegar à superfície. Os múons produzidos horizontalmente percorrem uma distância maior, possuindo maior probabilidade de serem freados e decaírem. Portanto, a taxa de raios cósmicos que chegam na direção vertical é maior comparada com a taxa de chegada na direção horizontal. Os valores encontrados para N_1 e N_2 foram observados com o detector utilizando ambas as misturas gasosas (Ar-Xe-CO₂ e Ar-CH₄).

Histogramação da Distribuição Ângular dos Eventos Ionizantes

Durante cinco dias foram realizadas medidas com o detector nas posições horizontal e vertical, utilizando as misturas gasosas Ar-Xe-CO₂ e Ar-CH₄ a *2atm* acima da pressão atmosférica. Os parâmetros de operação do detector estão precisamente descritos no Capítulo 4 e na seção 5.1.

Utilizando a mistura Ar-Xe-CO₂, a contagem dos eventos em função do ângulo de incidência com o detector na posição horizontal é mostrada no histograma da figura 5-6a, e a contagem total atingida durante cinco dias de aquisição foi de 1076 eventos. Com

o detector posicionado verticalmente a contagem total durante o mesmo tempo foi de 738 eventos, e o histograma da distribuição angular desses eventos é observada na figura 5-6b.

Considerando-se todos os eventos ocorridos nas posições vertical e horizontal, obtém-se o histograma da figura 5-7, onde se observa a distribuição do número total de eventos de acordo com o ângulo de incidência. Nota-se que a maioria dos eventos incidiu com ângulo de incidência entre 30^0 e 60^0 . Histogramações análogas foram feitas utilizando a mistura Ar-CH₄ (ver figuras 5-8 e 5-9), e o mesmo comportamento é observado.

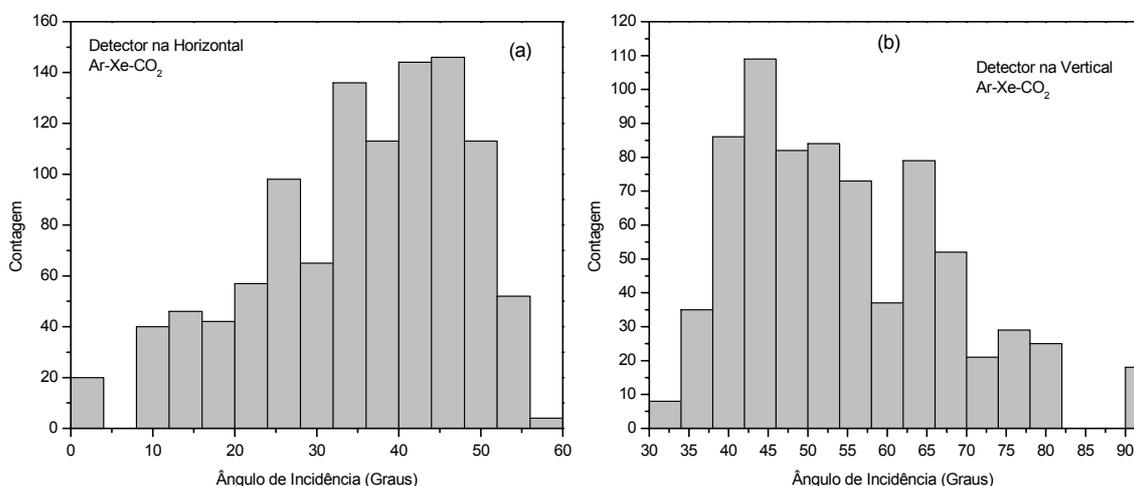


Figura 5-6: Histogramação dos eventos ocorridos no detector de raios cósmicos nas posições horizontal (a) e vertical (b), utilizando Ar-Xe-CO₂.

A taxa de trajetórias visualizadas é:

1. Para a mistura Ar-Xe-CO₂:

$$T_{hor} \approx 1 \text{ trajetória}/7 \text{ min, detector posicionado horizontalmente} \quad (5.8)$$

$$T_{vert} \approx 1 \text{ trajetória}/10 \text{ min, detector posicionado verticalmente}$$

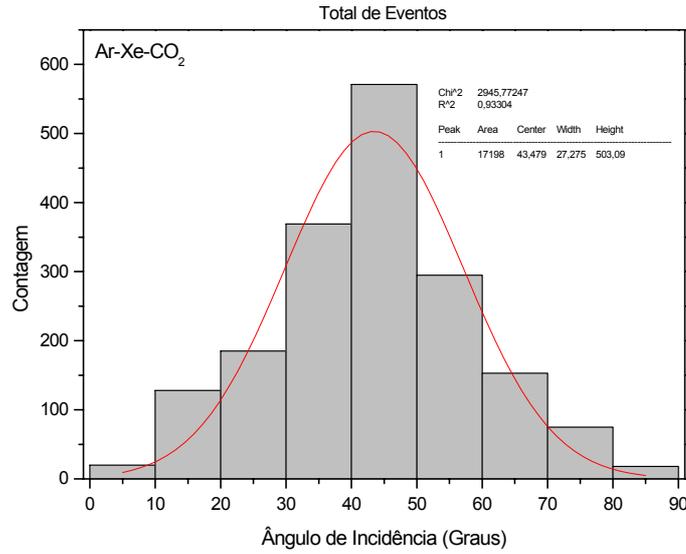


Figura 5-7: Histogramação do total de eventos ocorridos no detector nas posições horizontal e vertical, utilizando o Ar-Xe-CO₂.

2. Para a mistura Ar-CH₄:

$$T_{hor} \approx 1 \text{ trajetória}/8 \text{ min}, \text{ detector posicionado horizontalmente} \quad (5.9)$$

$$T_{vert} \approx 1 \text{ trajetória}/10 \text{ min}, \text{ detector posicionado verticalmente}$$

Com os resultados obtidos em 5.6, 5.7, 5.8 e 5.9, pode-se estimar a eficiência do detector + sistema de aquisição utilizando as duas misturas gasosas. A eficiência do detector + sistema de aquisição é a razão entre o número de trajetórias visualizadas T (detector + sistema de aquisição) e o número de eventos válidos N (detector + contador):

$$\varepsilon = \frac{T}{N}$$

Para as duas misturas gasosas utilizadas:

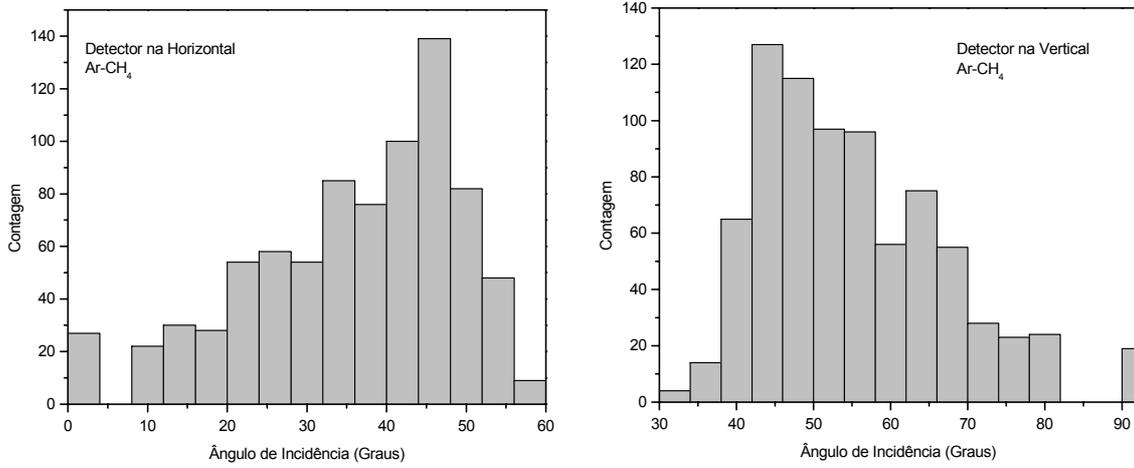


Figura 5-8: Histogramação dos eventos ocorridos no detector de raios cósmicos nas posições horizontal (a) e vertical (b), utilizando a mistura Ar-CH₄.

1- Para a mistura Ar-Xe-CO₂:

$$\varepsilon_{hor} \approx 5\% \quad (5.10)$$

$$\varepsilon_{vert} \approx 10\%$$

2- Para a mistura Ar-CH₄:

$$\varepsilon_{hor} \approx 4\% \quad (5.11)$$

$$\varepsilon_{vert} \approx 10\%$$

Nota-se que praticamente não há diferença entre as eficiências com detector operando com diferentes misturas gasosas. Um resultado esperado, pois conforme apresentado no Capítulo 4, estabeleceram-se tensões nos planos anódicos para que a amplitude máxima do sinal catódico observado seja de $\approx -200mV$, deste modo as eficiências dos gases ficam equiparadas.

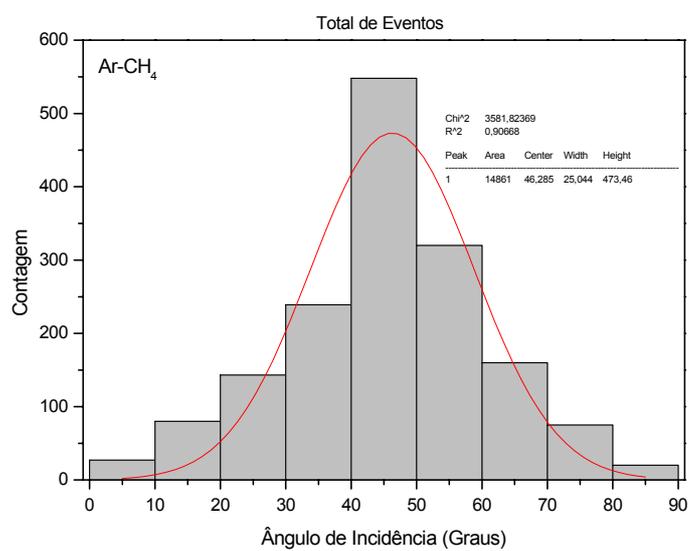


Figura 5-9: Histogramação do total de eventos ocorridos no detector nas posições horizontal e vertical, utilizando o Ar-CH₄.

Conclusão

Foram apresentados a construção e os resultados preliminares de um detector de raios cósmicos, que a nível do mar são em sua maioria múons. O detector, a interface de aquisição e o *software* foram desenvolvidos utilizando as técnicas do Laboratório de Sistemas de Detecção do CBPF.

As medidas de caracterização apresentadas no Capítulo 4, juntamente com os resultados dos experimentos com raios cósmicos (ver seção 5.2), mostram que o detector pode ser utilizado nos estudos que envolvem raios cósmicos. As medidas de caracterização permitiram determinar a melhor resolução, e as características principais do sistema de leitura em posição composto por linhas de retardo acoplados a Catodos $X&Y$: homogeneidade, linearidade e resolução espacial.

O mínimo de resolução em energia (23-24% para o arranjo superior) está de acordo com valores normalmente encontrados para detectores bidimensionais. A fonte radioativa utilizada para medida de resolução espacial não permitiu uma perfeita colimação, o que prejudicou a medida.

No que se refere à visualização das trajetórias dos múons, que é o objetivo principal deste trabalho, o detector operou de forma satisfatória. Entretanto, sua eficiência está baixa (5-10%). Ou seja, está-se visualizando no máximo apenas 10% dos eventos ionizantes coincidentes ocorridos dentro do detector. Isto pode ser entendido lembrando-se que o livre caminho médio do múon entre interações sucessivas é maior que a espessura de gás no detector. Por outro lado, eventos com amplitude menor que $250mV$ no plano anódico não geram sinal detectável no catodo $X&Y$, o que contribui para reduzir a eficiência. Foi observado que grande parte dos sinais catódicos, decorrentes da passagem de múons,

não possuem amplitude suficiente para transpor o limiar de disparo do discriminador, conseqüentemente não haverá possibilidade de visualização de suas trajetórias (conforme seções 4.7 e 5.1).

Entretanto, o principal problema a ser corrigido é a deformação da janela inferior devido a pressão do gás. O problema pode ser contornado diminuindo-se a pressão do gás, ou se a deformação for permanente, construir uma nova tampa para o detector.

Uma possível aplicação mais refinada para o detector de raios cósmicos, seria utilizá-lo para se estimar a vida média dos múons. Múons dentro da faixa de energia de $\sim 100MeV$, têm grande probabilidade de serem freados e decaírem dentro do detector. Em razão de sua massa, o múon tende a decair predominantemente segundo a reação: $\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Os neutrinos não produzem sinais no detector. Entretanto, o elétron deixará um sinal no detector desde que o múon decaia dentro da região de detecção. A diferença de tempo entre o sinal produzido pela passagem do múon e o sinal produzido pelo elétron devido ao seu decaimento é proporcional ao tempo de vida do múon. As referências [33] e [34], apresentam arranjos experimentais que podem ser adaptados ao detector de raios cósmicos para possibilitar tal análise.

Pode-se concluir que o detector de raios cósmicos desenvolvido neste trabalho apresenta características satisfatórias, e pode ser utilizado no estudo de raios cósmicos, tanto no âmbito da pesquisa fundamental quanto didático.

Bibliografia

- [1] Martin A. Pomerantz. Cosmic Rays. Van Nostrand Reinhold Company. New York, Cincinnati, Toronto, Melbourne (1971).
- [2] R. Shellard, C. Escobar. *Ciência Hoje*. Vol. **26**, 151, 24 – 31 (2000).
- [3] Carlos Hojvat. The Pierre Auger Observatory. Nota Interna Auger. GAP 97 – 012.
- [4] Bruce R. Dawson. The Highest Energy Astrophysics. Nota Interna Auger. GAP 98 – 064.
- [5] Alfredo Marques. Cesar Lattes 70 anos: A Nova Física Brasileira. CBPF, Rio de Janeiro (1994).
- [6] Q. Xu and M. Brown. *Am. J. Phys.* **55**, 23 – 33 (1987).
- [7] J. Linsley. *Phys. Rev. Lett.* **10**, 146 – 148 (1963).
- [8] D. J. Bird et. al.. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3401 (1993).
- [9] Thomas K. Gaisser. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press. New York, Port Chester Melbourne, Sydney (1990).
- [10] E. Fermi. *Ap. J.* **119**, 1 (1954).
- [11] Roger W. Clay et. al.. Cosmic Ray Related Undergraduate Experiments. Nota Interna Auger. GAP 98 – 061.
- [12] J. F. Ziegler. *Nucl. Instrum. and Meth.* **191**, 419 – 424 (1981).

- [13] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. John Wiley and Sons, 2ed. New York, Chichester, Toronto, Sigapore (1989).
- [14] F. Sauli. Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers. CERN 77 – 09 (1977).
- [15] D. Ritson. Techniques of High-Energy Physics. Interscience. New York (1961).
- [16] F. Sauli. Instrumentation in High Energy Physics. World Scientific. Singapore, New Jersey, London (1992).
- [17] Willian R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo (1987).
- [18] Richard C. Fernow. Introduction to Experimental Particle Physics. Cambridge University Press. Cambridge, London, New York, New Rochelle, Melbourne, Sydney (1986).
- [19] H. Staub. Detection Methods in Experimental Nuclear Physics. Ed. E. Segré, Vol 1, p. 1. Wiley, New York (1953).
- [20] R.W. Hendricks. Nucl. Instru. and Meth. 102, 309 (1972).
- [21] D. H. Wilkinson. Ionization Chambers and Counters. Cambridge University Press (1950).
- [22] Butkov. Mathematical Physics. Addison-Wesley Publishing Company (1968).
- [23] G. P. Westphal. Nucl. Instrum. and Meth. 134, 387 (1976).
- [24] C. J. Borkowski, M. K. Kopp. Rev. of Sci. Instrum. 39, 10, 1515 (1968).
- [25] V. Radeka, R. A. Boie. Nucl. Instrum. and Meth. A263, 351 (1980).
- [26] A. Gabriel. Rev. Sci. Instr. 48, 10, 1303 (1980).

- [27] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, C. Zupancic. Nucl. Instrum. and Meth. **62**, 262 (1968).
- [28] Ana Lúcia Capechi de Pinho. Projeto de um Conversor Tempo-Digital. Tese de Mestrado. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (1997).
- [29] A. F. Barbosa. Progrès dans le Développement de Détecteurs à Gaz avec Lecture de Position par Méthode de Ligne-à-retard pour des Expériences Dynamiques. Tese de Doutorado. Université Joseph Fourier-Grenoble 1 (1992).
- [30] A. F. Barbosa. Nucl. Instrum. and Meth. A **371**, 368 – 374 (1996).
- [31] AMPTEC inc.. Charge Sensitive Preamplifier - Discriminator. Data Sheet.
- [32] A. F. Barbosa, G.P. Guedes. User's Guide for the Linear Position-Sensitive X-Ray Detector. Manual Técnico MT - 2/95. LNLS (1995).
- [33] D. Hatill. Lifetime of Cosmic Muons with on-line Data Acquisition on Computer. proc. III ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, J.C. Anjos, D. Hatill, F. Sauli, M. Scheaff (Eds). World Scientific (1990)-pg. 347.
- [34] G. A. Alves, B. M. A. Luiz. Revista Brasileira de Ensino de Física. vol. 21, 2 (1999).
- [35] A. F. Barbosa. Curso de Eletrônica: Parte Analógica. Curso Regular da Pós-Graduação do CBPF.

Apêndice A

Impedância Equivalente e Função de Transferência do Circuito da Célula de Retardo

A.1 Impedância Equivalente da Célula de Retardo

A circuito da célula de retardo da figura-3-4 do Capítulo 3 pode ser apresentado como mostra a figura-A-1.

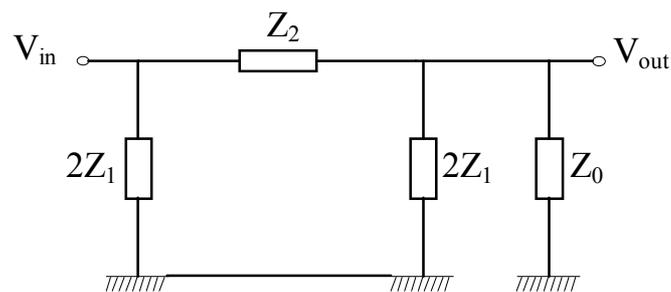


Figura A-1: Célula de retardo em termos dos componentes Z_1 , Z_2 e Z_0 .

À direita da célula de retardo os componentes $2Z_1$ e Z_0 estão em paralelo, portanto a impedância equivalente é:

$$\frac{1}{Z_{eq1}} = \frac{1}{2Z_1} + \frac{1}{Z_0} \Rightarrow Z_{eq1} = \frac{2Z_1 \cdot Z_0}{Z_0 + 2Z_1} \quad (\text{A.1})$$

A impedância Z_{eq1} fica em série com Z_2 , conseqüentemente a impedância equivalente é:

$$Z_{eq2} = Z_0 + \frac{2Z_1 \cdot Z_0}{Z_0 + 2Z_1} \Rightarrow Z_{eq2} = \frac{Z_0 Z_2 + 2Z_1 Z_2 + 2Z_1 Z_0}{Z_0 + 2Z_1} \quad (\text{A.2})$$

Finalmente, a impedância Z_{eq2} fica em paralelo com $2Z_1$, e a impedância equivalente da célula retardo é:

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z_{eq}} &= \frac{1}{2Z_1} + \frac{1}{Z_{eq2}} \Rightarrow Z_{eq} = \frac{1}{2Z_1} + \frac{Z_0 Z_2 + 2Z_1 Z_2 + 2Z_1 Z_0}{Z_0 + 2Z_1} \\ Z_{eq} &= \frac{2Z_0 Z_1 Z_2 + 4Z_1^2 Z_2 + 4Z_1^2 Z_0}{Z_0 Z_2 + 2Z_1 Z_2 + 4Z_1 Z_0 + 4Z_1^2} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Os componentes Z_1 e Z_2 são capacitores e indutores:

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega C}, \quad Z_2 = i\omega L \quad (\text{A.4})$$

Substituindo (A.4) em (A.3) e utilizando $Z_0 = R$, obtemos a equação (3.1), encontrada no Capítulo 3:

$$Z_{eq} = \frac{4R + 4i\omega L - 2\omega^2 RLC}{4 + 4i\omega RC - 2\omega^2 LC - i\omega^3 RLC^2} \quad (\text{A.5})$$

A.2 Função de Transferência da Célula de Retardo

A Função de Transferência é uma função que expressa o efeito de um circuito elétrico sobre um sinal apresentado a sua entrada. Defini-se a Função de Transferência (T) para um circuito como [35]:

$$V_{out} = TV_{in} \quad (\text{A.6})$$

A ação do circuito pode introduzir diferenças de fase entre saída e entrada, e que

o uso de grandezas complexas simplifica o tratamento destes casos. Portanto, no caso geral, T é uma função complexa, e como tal pode ser representada como:

$$T = \frac{V_{out}}{V_{in}} = A \exp(i\varphi) \quad (\text{A.7})$$

onde A e φ são grandezas reais. Nota-se que ambas dependem da frequência, e exprimem respectivamente o ganho e a defasagem introduzidos pelo circuito:

$$\begin{aligned} |T| &= A(\omega) = \text{ganho} \\ \arg(T) &= \varphi(\omega) = \text{fase} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

A Função de Transferência do circuito da célula de retardo da figura A-1, é obtido simplesmente fazendo a razão entre o sinal de saída e o sinal de entrada. Para obter os sinais de entrada e saída nos terminais, pode-se reduzir o circuito da figura A-1 no circuito da figura A-2.

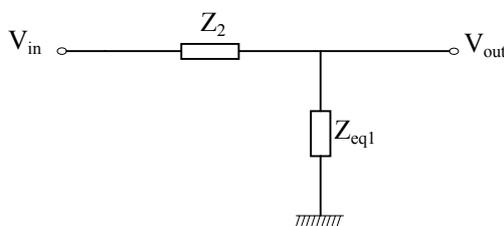


Figura A-2: Divisor de tensão.

O circuito da figura A-2 é um divisor de tensão, cuja razão V_{out}/V_{in} é bem conhecida:

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{Z_{eq1}}{Z_2 + Z_{eq1}} \quad (\text{A.9})$$

onde Z_{eq1} é dado por (A.1). Conseqüentemente, a Função de Transferência do circuito da célula de retardo é:

$$T = \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{1}{1 + \frac{Z_2}{Z_0} + \frac{Z_2}{2Z_1}} \quad (\text{A.10})$$

Ou, utilizando (A.4), obtem-se a equação (3.4) encontrada no Capítulo 3:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{i\omega L}{R} - \frac{\omega^2 LC}{2}} \quad (\text{A.11})$$

Apêndice B

Detalhes Técnicos do Detector de Raios Cósmicos

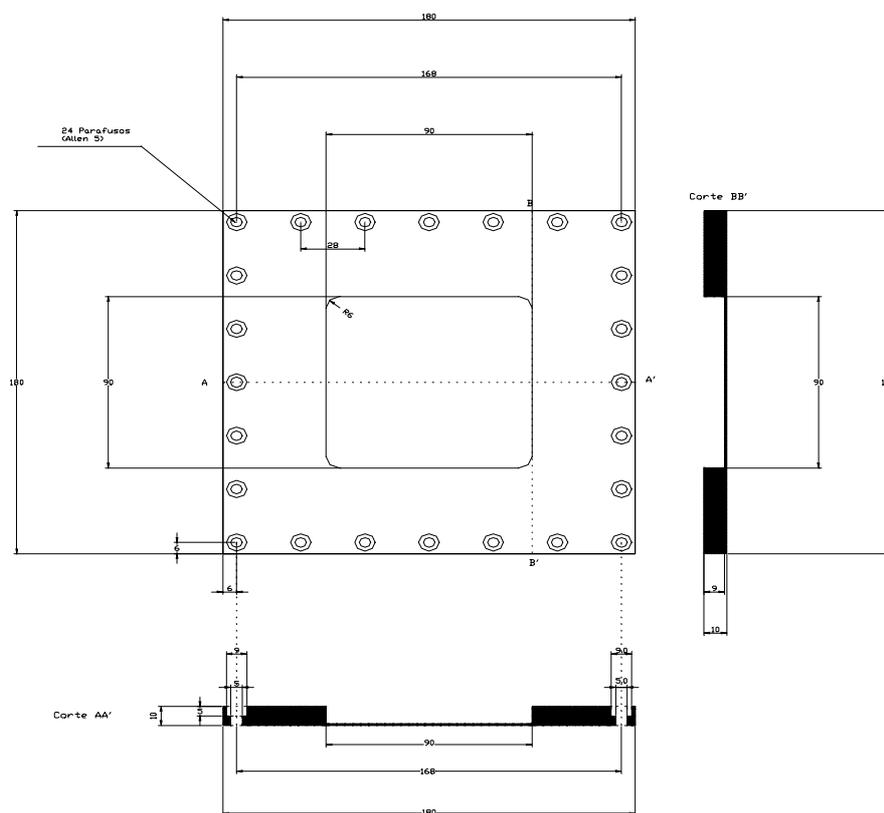


Figura B-1: Desenho técnico da tampa do detector de raios cósmicos (distâncias em *mm*).

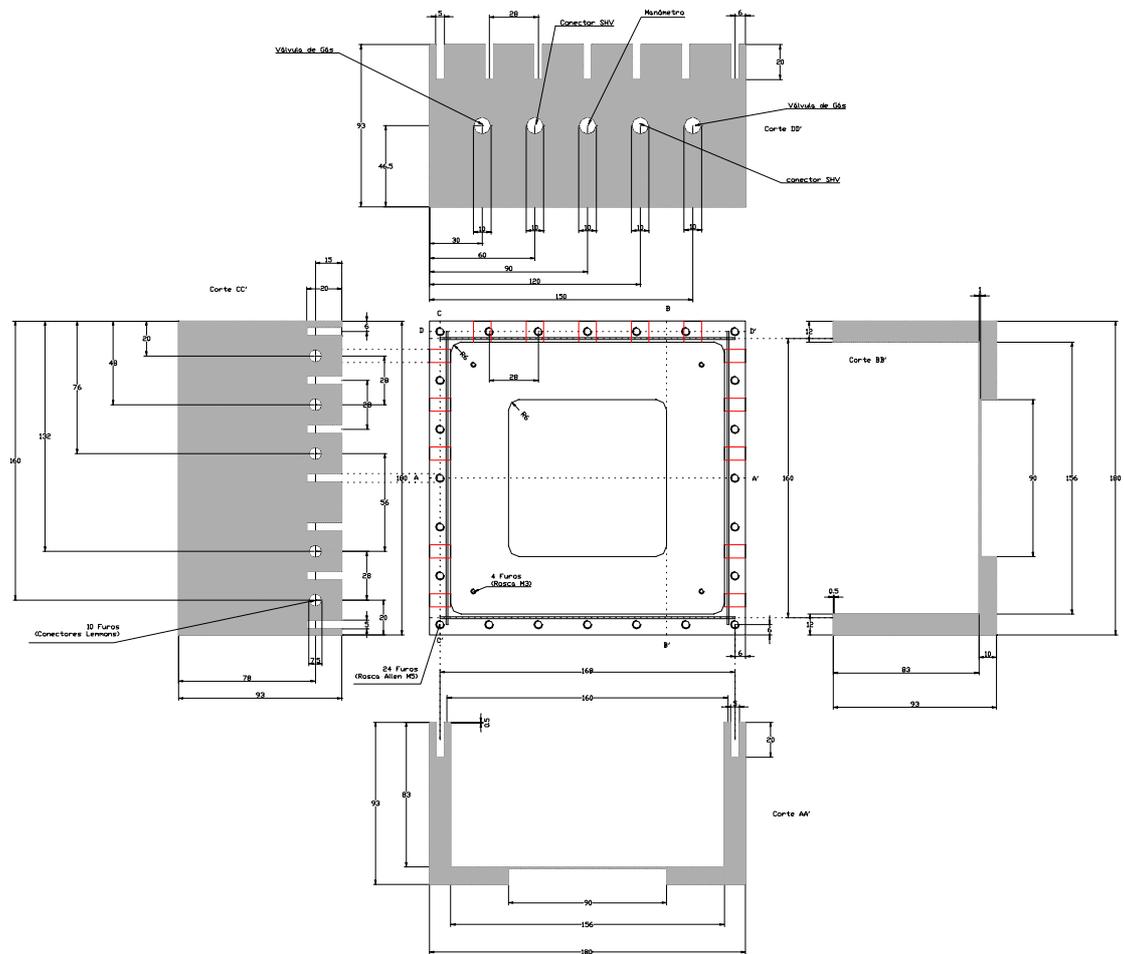


Figura B-2: Desenho técnico da base do detector de raios cósmicos (distâncias em *mm*).

Apêndice C

Circuito do Pré-Amplificador de Tensão

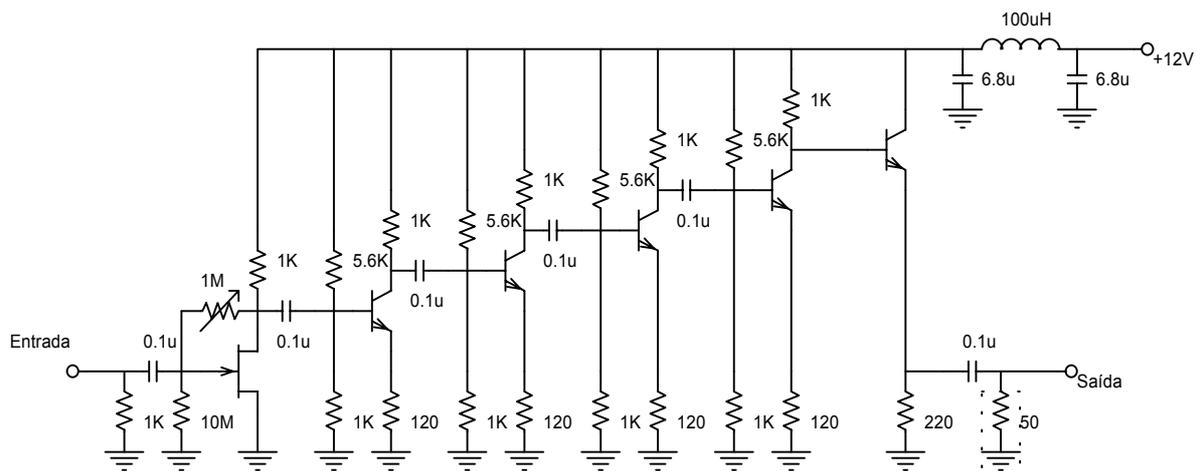


Figura C-1: Esquema elétrico do pré-amplificador de tensão.

Apêndice D

Interface de Aquisição de Dados

A interface de aquisição de dados digitaliza os quatro sinais de tensão (que variam entre 0 e +10V), correspondentes às coordenadas x e y do evento ionizante dos arranjos superior e inferior. Os resultados das conversões são armazenados para posterior leitura por um computador pessoal tipo PC e mostrados ao usuário através de uma interface gráfica.

A interface de aquisição possui quatro conversores A/D responsáveis pela conversão dos sinais correspondentes às coordenadas do evento ionizante. Os quatro conversores são disparados pelo mesmo sinal de *trigger*. Utilizam-se ainda dois multivibradores monoestáveis, um responsável pelo retardo do sinal de disparo e o outro pela geração do pulso de disparo dos conversores A/D. As especificações técnicas da placa encontram-se na tabela D.1.

D.1 Princípio de Funcionamento

A interface de aquisição utiliza quatro conversores AD976AN, um para cada canal analógico de entrada da placa. Estes conversores fornecem uma taxa máxima de conversão de $100kS/s$ com uma resolução de 16 bits. No circuito, efetivamente, foram utilizados somente os 10 bits mais significativos dos conversores A/D resultando numa resolução de $2^{10} = 1024$ níveis de conversão. O conversor A/D gera um pulso positivo ao final de uma conversão, indicando que existe dado válido no seu barramento de saída. Os quatro pul-

Número de Canais	4 (analógicos)
Sinal de Entrada	Pulso de tensão com: largura mínima = $1,5\mu s$, amplitude mínima = $0V$, amplitude máxima = $+10V$
Taxa de Aquisição	$100kS/s$ (cem mil amostras por segundo)
Resolução	10 bits/canal
<i>Trigger</i>	Externo
Interface com o PC	Barramento ISA extendido-16bits

Tabela D.1: Especificações técnicas da interface de aquisição de dados.

Os sinais de sinalização são aplicados a um circuito de coincidência com portas AND, gerando um único pulso (*flag*) que é lido pelo PC. O programa no PC testa periodicamente o sinal *flag* para saber se ocorreu um evento válido no detector. Os dados correspondentes às coordenadas do evento ionizante ficam guardados em *latches* de armazenamento até que o PC realize a leitura pelo barramento ISA (figura D-1).

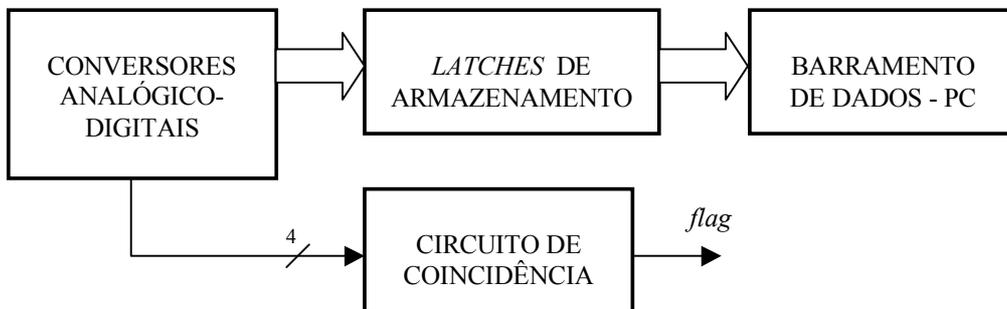


Figura D-1: Diagrama em blocos dos estágios de conversão e saída.

O circuito de disparo de conversão é composto por um *flip – flop* de controle que serve para habilitar ou desabilitar a entrada de *trigger* externo, e por dois multivibradores monoestáveis.

No caso da entrada de *trigger* estar habilitada, o mecanismo de disparo do conversor

A/D funciona da seguinte forma: quando ocorre um pulso de *trigger* externo, um primeiro multivibrador monoestável gera o atraso do sinal de conversão. Este atraso tem a função de evitar que os conversores A/D convertam $0V$, pois conforme visto na seção 5.2, o sinal de *trigger* chega cerca de $1\mu s$ antes dos sinais dos TACs. É necessário também, fazer com que os conversores A/D só amostram os pulsos de entrada após estes estarem estabilizados, o que ocorre em torno de $500ns$ após o início da transição de subida do pulso. Portanto, este primeiro monoestável gera um atraso no pulso de conversão de $1,5\mu s$. A saída do primeiro monoestável é aplicada a um segundo monoestável que gera o pulso de conversão para os conversores A/D. Neste instante os conversores A/D amostram o sinais da entrada. Os diagramas de temporização e de blocos que mostram o funcionamento do mecanismo de disparo do conversor A/D são apresentados nas figuras D-2a e D-2b, respectivamente. O esquema elétrico da interface de aquisição é mostrada na figura D-3.

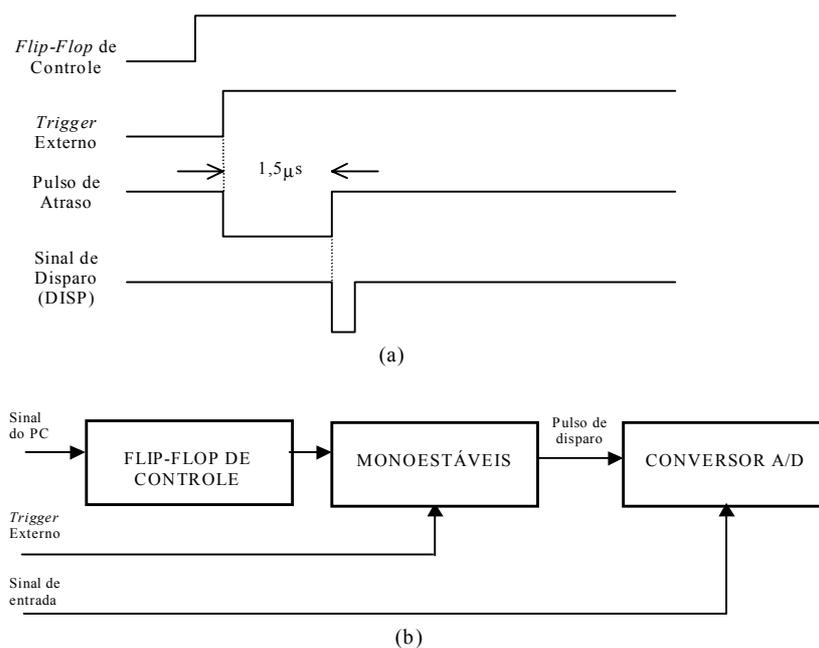


Figura D-2: (a) Diagrama de temporização mostrando o funcionamento do mecanismo de disparo do conversor A/D. (b) Diagrama em blocos do circuito de disparo dos conversores A/D. As setas indicam o fluxo dos sinais.

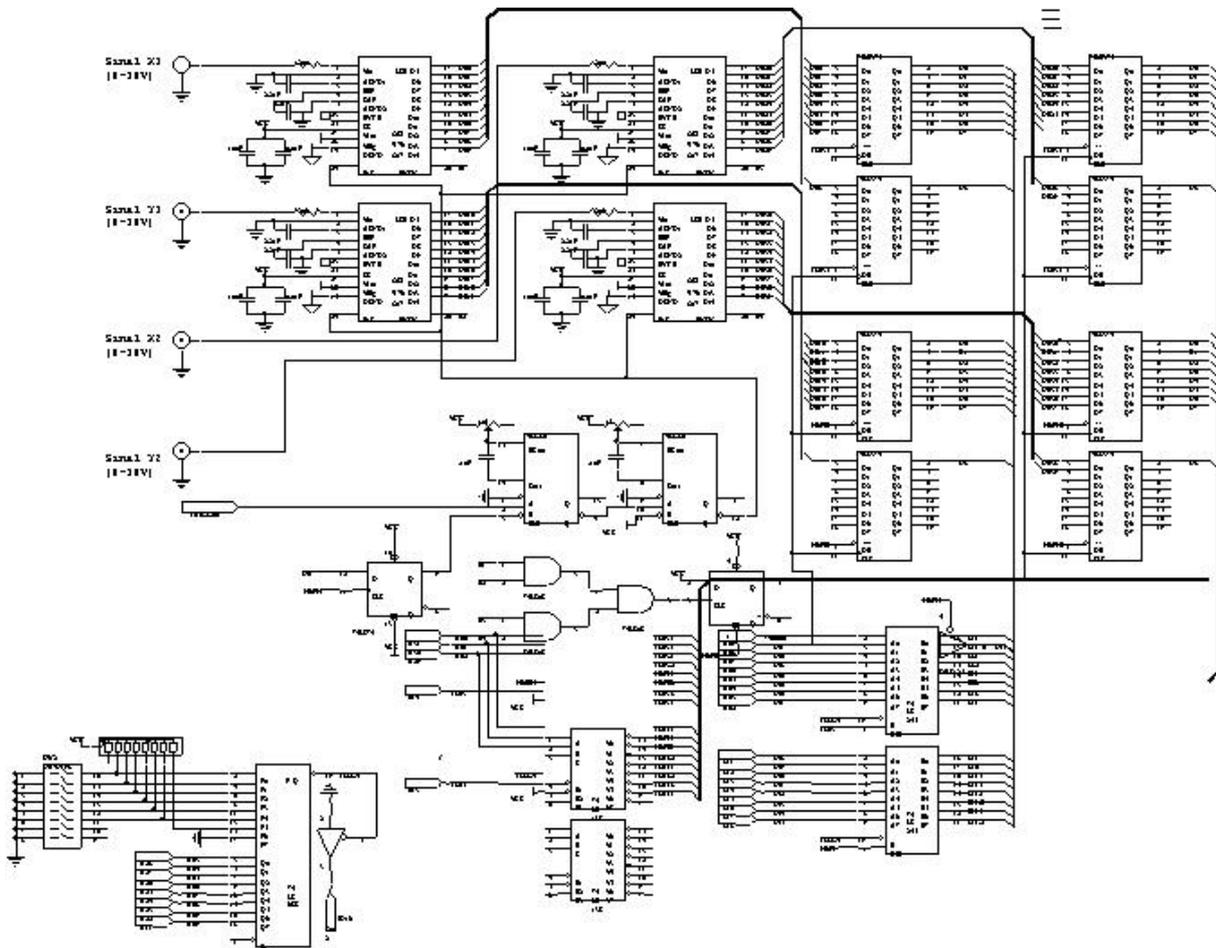


Figura D-3: Esquema elétrico da interface de aquisição de dados.

Apêndice E

O Programa COSMIC3D

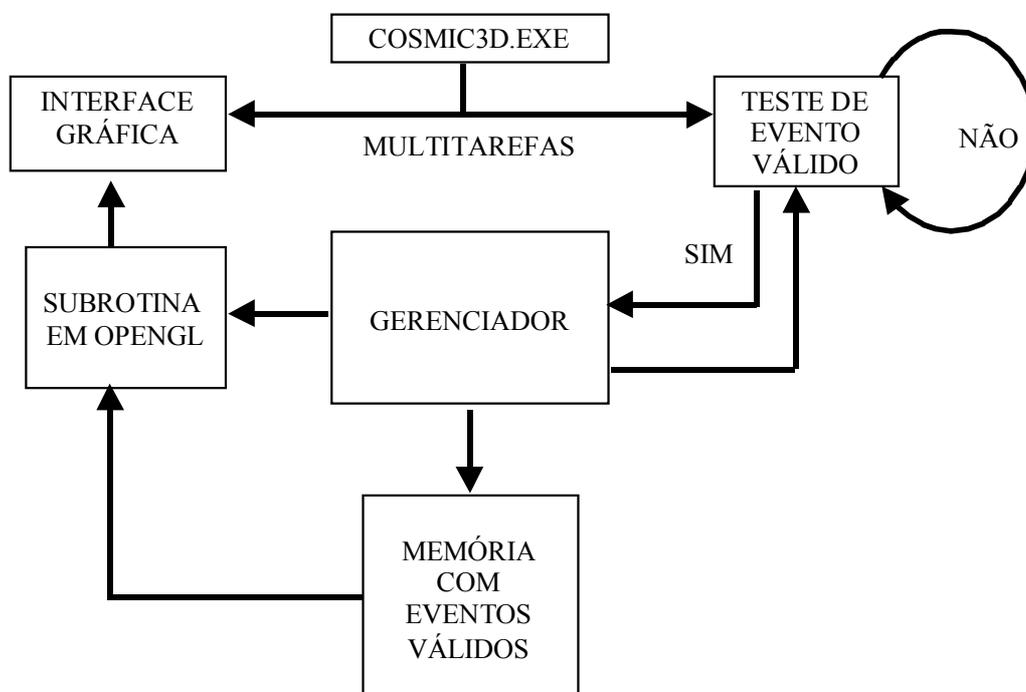


Figura E-1: Esquema de funcionamento do programa COSMIC3D.

Para a visualização das trajetórias dos raios cósmicos que atravessam o detetor, desenvolveu-se um programa (COSMIC3D), utilizando o ambiente de programação *Delphi* e a ferramenta gráfica *OpenGL*. O programa testa constantemente o *flag* da interface de aquisição à espera de um evento válido. Enquanto isso, o usuário pode controlar a

interface gráfica (rotacionar a imagem, salvar os dados em arquivo, alterar cores, etc.), graças a uma programação baseada no conceito de multitarefas do ambiente *Windows*, onde várias rotinas independentes podem ser executadas simultaneamente pelo processador. Assim, quando a subrotina que testa a interface de aquisição e reconhece um evento válido, ele aumenta a região de memória RAM alocada para armazenamento dos dados, salva os novos dados e chama a subrotina encarregada de atualizar a interface gráfica. O programa permite salvar dados referentes a posição do evento em cada plano em código ASCII, possibilitando ao usuário fazer análise posterior dos eventos. A figura E-1 mostra o diagrama em blocos do funcionamento do programa COSMIC3D. Pode-se fazer a seguinte análise da figura E-1:

1. Interface Gráfica

Para o desenvolvimento da interface gráfica, utilizou-se o *Delphi5* por ser uma linguagem orientada à objeto com uma vasta biblioteca de componentes padrões, que facilita a geração de aplicativos gráficos para *Windows*. O gráfico do programa é uma imagem em três dimensões que possibilita a visualização das trajetórias dos raios cósmicos. Além disso, pode-se visualizar as coordenadas dos raios em cada arranjo (superior e inferior), seu instante de chegada (hora, minuto e segundo), e salvar estes dados para análise posterior (ver figura 5-4).

2. Teste de Evento Válido

Este bloco se resume a uma subrotina feita em linguagem Assembly que testa através de instruções de I/O se a interface de aquisição recebeu um evento válido. Portanto, quando o usuário aciona o botão '*play*' na interface gráfica, essa subrotina é chamada dando início ao *loop* de teste de evento válido. Como o teste é feito através de um *loop* e não por interrupção, foi usado o conceito de multitarefa para não congestionar a fila de instruções principal do programa. Quando algum evento válido é detectado, o gráfico é atualizado com a nova trajetória.

3. Atualização Gráfica

Quando um evento válido é detectado, um espaço na memória RAM é alocado para salvar as informações de coordenadas e os instantes de chegada do evento. Depois são executadas as rotinas de desenho do gráfico tridimensional para atualizar a imagem na interface gráfica.

4. Subrotinas Gráficas

Para a criação do gráfico tridimensional foi usada uma ferramenta que facilita a criação de figuras tridimensionais, chamada *OpenGL*. Esta ferramenta foi desenvolvida para a *Silicon Graphics*, mas atualmente pode ser usada pela plataforma *Windows*.