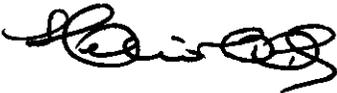


Este exemplar corresponde à redação
final da tese de mestrado defendida
pelo aluno Edilson Tamura e aprovada
pela comissão julgadora

8/10/96 

**Desenvolvimento
de uma
câmara de ionização
para o LNL**

Edilson Tamura
Orientador: Dr. Hélio Tolentino

Dissertação apresentada no Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Unicamp para a obtenção do título de
Mestre em Física.

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física "Gleb Wataghin"

1996

UNIDADE	IFGW	
N.º CHAMADA:	F1 UNICAMP/M	
	+ 153 d	
V.		
TOMO	29314	IF/1049
PROC.	667/96	
C	<input type="checkbox"/>	D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00	
DATA	12/12/96	
N.º CPD		

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

T158d Tamura, Edilson
Desenvolvimento de uma câmara de ionização para o LNLS / Edilson Tamura. -- Campinas, SP : [s.n.], 1996.

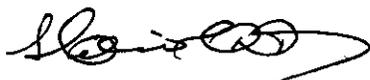
Orientador: Hélio Tolentino.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Detectores. I. Tolentino, Hélio. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE
EDILSON TAMURA

DATA: 12 / 01 / 96

BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Helio Cesar Nogueira Tolentino (Orientador)



- Prof. Dr. Ademarlaudo França Barbosa



- Prof. Dr. Armando Turtelli Júnior

Agradecimentos

Ao Dr. Hélio Tolentino pela orientação, ensinamentos e amizade durante todo o trabalho.

Ao pessoal da oficina mecânica do LNLS pela usinagem da câmara de ionização.

Ao Ricardo Margadona pelo auxílio no projeto, montagem e testes da eletrônica.

Ao Paul Schilling (CAMD-LSU/EUA) por ter fornecido alguns dos componentes eletrônicos utilizados neste trabalho.

Ao Vivaldo e Gustavo pelos desenhos mecânicos da câmara de ionização.

Aos amigos Germano e Guilherme Fraguas pelas sugestões e amizade durante este trabalho.

À Cris, minha querida amiga e companheira, pelo incentivo, conselhos e revisão do texto.

A todos do grupo de Instrumentação de Raios-X pela amizade e apoio durante estes dois anos.

Ao LNLS por ter oferecido todas as condições necessárias para desenvolver este trabalho.

E finalmente aos meus pais por tudo que fizeram para que eu chegasse até aqui.

Abstract

We describe an ionization chamber for monitoring and measuring the X-ray beam intensity. This detector will be used in the workstations of the synchrotron radiation facility, which is being constructed at Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - LNLS. The ionization chamber has the two parallel plates configuration, and works with different types of gas and pressures. The ionization chamber calibration, i.e., the relation between the ionization chamber current and photon intensity into the chamber, was obtained using the air at 1 atm for 5.4 keV, 8.4 keV and 17.5 keV photon energies. The calibration showed a low efficiency of the chamber, mainly for high energy photon. This result motivated to study the efficiencies for different gases (N_2 , He, Ar and P-10) at different pressures. We developed and characterized the electronic for the ionization chamber readout. The noise and the instabilities of this electronic is comparable with a commercial electrometer.

Resumo

Apresentamos uma câmara de ionização para monitorar e medir a intensidade do feixe de raios-X. Este detector será utilizado em estações experimentais da fonte de radiação síncrotron, que está sendo construída pelo Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - LNLS. A câmara de ionização tem a configuração de placas paralelas e pode trabalhar com diferentes tipos de gases e pressões. A calibração da câmara, ou seja, a relação entre a corrente gerada pela câmara e a intensidade dos fótons incidentes, foi obtida utilizando o ar a 1 atm para fótons com energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV. A calibração mostrou uma baixa eficiência da câmara, principalmente para fótons com energias altas, motivando um estudo com outros tipos de gases (N_2 , He, Ar e mistura P-10) a diferentes pressões. Foi desenvolvida e caracterizada a eletrônica para leitura da câmara de ionização. O ruído e a instabilidade desta eletrônica mostraram desempenhos comparáveis a um eletrômetro comercial.

“É necessário medir o que é mensurável e tornar mensurável aquilo que não o é.”

Galileu Galilei

CONTEÚDO

1. Introdução	01
2. Detectores a gás	05
2.1 - Introdução.....	05
2.2 - Interação da radiação com a matéria.....	05
2.3 - Atenuação da radiação.....	08
2.4 - Ionização do gás por raios-X.....	09
2.5 - Detectores a gás.....	10
2.6 - Outros tipos de detectores para raios-X.....	12
3. Câmaras de Ionização	17
3.1 - Introdução.....	17
3.2 - Câmaras de ionização.....	17
3.3 - Estrutura mecânica da câmara de ionização.....	19
3.3.1 - Isoladores.....	21
3.3.2 - Anel de Guarda.....	22
3.4 - Perdas de cargas no gás.....	23
3.4.1 - Perdas por difusão.....	24
3.4.2 - Perdas por recombinação.....	29
3.4.3 - Captura de elétrons.....	30
3.5 - Curva de saturação.....	31
4. A câmara de ionização para o LNLS	34
4.1 - Introdução.....	34
4.2 - Estrutura mecânica.....	35
4.3 - Sistema de leitura para a câmara de ionização.....	35
4.3.1 - Pré-amplificador.....	38
4.3.2 - Amplificador.....	40
4.3.3 - Interface CamIon.....	42
5. Calibração da câmara de ionização com ar a 1 atm	45
5.1 - Introdução.....	45
5.2 - Calibração do fotodiodo.....	45
5.3 - Curva de saturação.....	52
5.4 - Calibração da câmara de ionização.....	53
5.5 - Linearidade.....	56

6. Caracterização da câmara de ionização com diferentes gases e pressões	59
6.1 - Introdução.....	59
6.2 - Eficiência.....	59
6.3 - Região ótima de trabalho da câmara de ionização.....	63
6.4 - Linearidade.....	64
6.5 - Curva de saturação.....	66
7. Caracterização do sistema de leitura	70
7.1 - Introdução.....	70
7.2 - Faixa dinâmica e resolução.....	70
7.3 - Instabilidade e ruído.....	71
7.4 - Linearidade.....	74
7.5 - Tempo de resposta.....	75
8. Conclusões e perspectivas	80
Apêndice A	82

Lista de Figuras

1.1	Espectro eletromagnético parcial.....	01
2.1	Seção de choque para o cobre em função da energia do fóton.....	06
2.2	Interação de um fóton ($h\nu_0$) com um elétron ligado a um átomo, através do efeito fotoelétrico.....	07
2.3	Espalhamento Compton de um fóton ($h\nu_0$) com um elétron.....	07
2.4	Um feixe de radiação eletromagnética, com intensidade I_0 , atravessa um material absorvedor de espessura t e reduz a intensidade para I	09
2.5	Montagem de um detector a gás genérico.....	11
2.6	Variação do número de cargas coletadas, N , de um detector a gás genérico, em função da tensão V entre ânodo e cátodo.....	11
2.7	Montagem de um detector cintilador.....	13
2.8	Estrutura de um fotodiodo.....	14
2.9	Leitura do sinal do fotodiodo, sem polarização (a) e polarizado reversamente (b).....	14
3.1	Diagrama esquemático de uma câmara de ionização de placas paralelas sem interrupção do feixe.....	19
3.2	Esquema de montagem de uma câmara de ionização de placas paralelas com interrupção do feixe.....	20
3.3	Esquema de montagem de uma câmara de ionização cilíndrica.....	19
3.4	Diagrama esquemático de uma câmara de ionização de placas paralelas com anel de guarda.....	22
3.5	Diagrama esquemático da montagem de uma câmara de ionização sem anel de guarda(a) e outra com (b).....	23
3.6	Detalhe do tubo de guarda numa câmara de ionização com geometria cilíndrica.....	23
3.7	Velocidade de deslocamento de elétrons para diferentes gases a pressão de 1 atm.....	26
3.8	Esquema simplificado de uma câmara de ionização de placas paralelas.....	27
3.9	Curva de saturação de uma câmara de ionização.....	31
4.1.a	Corte da vista lateral da câmara de ionização montada para o LNLS.....	36
4.1.b	Vista frontal da câmara de ionização montada para o LNLS.....	36
4.2	Diagrama de blocos do sistema para leitura da câmara de ionização.....	38
4.3	Diagrama de blocos do pré-amplificador.....	39
4.4	Diagrama de blocos do amplificador.....	41
4.5	Diagrama de blocos da interface CamIon.....	42
5.1	Porcentagem de absorção de radiação pelo cristal de NaI(Tl) em relação a energia do fóton, para diferentes espessuras de cristal.....	46
5.2	Montagem experimental para calibração dos detectores.....	46

5.3	Intensidade, Φ_0 , medida com o cintilador em função da corrente de elétrons no tubo de RX, para fótons com 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV.....	48
5.4	Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 5,4 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.....	49
5.5	Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 8,4 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.....	50
5.6	Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 17,5 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.....	50
5.7	Eficiência do fotodiodo com relação a energia do fóton. A curva representa a porcentagem de absorção do silício com espessura $t_{Si} = 23 \mu\text{m}$	52
5.8	Curva de saturação da câmara de ionização (ar a 1 atm) para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV.....	53
5.9	Intensidade de fótons, medida através do fotodiodo, em função da corrente de elétrons no tubo de RX para diferentes energias.....	54
5.10	Corrente medida na câmara de ionização em função da corrente de elétrons no tubo de RX, para diferentes energias.....	54
5.11	Eficiência e absorção na região sensível da câmara de ionização (ar a 1 atm) em relação a energia do fóton.....	55
5.12	Região sensível e insensível da câmara de ionização.....	56
5.13	Intensidade de fótons medida pela câmara de ionização (ar a 1 atm) em função da corrente de elétrons no tubo de RX, para diferentes energias.....	57
5.14	Diferença entre as intensidades medidas e a reta da regressão linear em função da intensidade dos fótons. Energia dos fótons igual a 8,4 keV.....	57
6.1	Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 17.5 keV.....	61
6.2	Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 8,4 keV.....	61
6.3	Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 5,4 keV.....	62
6.4	Montagem experimental de espectroscopia de absorção, utilizando luz síncrotron.....	63
6.5	Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o ar.....	64
6.6	Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o nitrogênio.....	64
6.7	Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o argônio.....	65
6.8	Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para mistura P-10.....	65
6.9	Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 17,5 keV.....	66
6.10	Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 8,4 keV.....	67
6.11	Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 5,4 keV.....	67
7.1	Montagem experimental para medir instabilidade, ruído e linearidade da câmara de ionização.....	72

7.2	Medida de instabilidade e ruído do sinal da câmara de ionização.....	72
7.3	Ruído do sinal da câmara de ionização, utilizando diferentes modos de leitura.....	73
7.4	Instabilidade do sinal da câmara de ionização, utilizando diferentes modos de leitura.....	74
7.5	Definição de tempo de subida (ΔT_s) e tempo de descida (ΔT_d).....	75
7.6	Montagem experimental para medir o tempo de resposta da câmara de ionização.....	76
7.7	Comparação entre o tempo de resposta do eletrômetro e do sistema de leitura.....	77

Capítulo 1

Introdução

A radiação eletromagnética na região dos raios-X (figura 1.1), interage, de maneira geral, fracamente com a matéria. Entretanto, quando a interação ocorre, a energia do fóton de raios-X é capaz de extrair um ou mais elétrons do átomo ou molécula, deixando-o num estado ionizado.

Uma maneira de detectar os raios-X, é coletar e medir as cargas que esta radiação produz ao interagir com um meio. Este é o caso dos detectores a gás, onde o meio ativo é o gás.

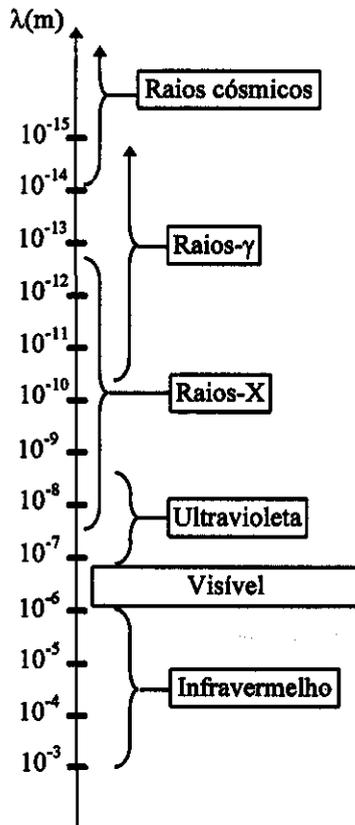


Figura 1.1: Espectro eletromagnético parcial^[1].

Os detectores a gás começaram a ser utilizados a mais de 80 anos. Foi com eles que Hess e Kolhörster descobriram a existência da radiação cósmica entre 1911 e 1914^[2]. Em 1932, Chadwick mediu indiretamente a existência de nêutrons, através da detecção de prótons recuados de uma folha de berílio bombardeada por nêutrons, com uma câmara de ionização^[2].

Desde então, os detectores a gás evoluíram em diferentes modos de operação, iniciando nas câmaras de ionização, modo proporcional e Geiger-Müller. Além disso, ao longo da história, outros tipos de detectores foram desenvolvidos: o cintilador (década de 40) e detectores de estado sólido (década de 50).

Hoje, todos estes tipos de detectores ainda são utilizados. Cada um deles, com suas características particulares, encontram aplicações nas mais diversas áreas da ciência, engenharia, medicina e proteção radiológica.

Em particular, as câmaras de ionização encontram aplicações em:

- Proteção radiológica - dosimetria de ambientes.
- Medicina - controle de qualidade de equipamentos utilizados em radiologia, radioterapia e medicina nuclear.
- Física nuclear - monitor de feixe de íons e detecção de partículas α e β .
- Física do estado sólido - monitor de feixe nas diferentes técnicas de caracterização de amostras que utilizam altas intensidades de raios-X.

Independentemente do tipo de aplicação, é importante conhecer as características do detector utilizado, ou seja, linearidade, estabilidade, ruído, tempo de resposta, eficiência, etc. É através destes dados que podemos obter o máximo de informações sobre a quantidade medida, e também conhecer os limites do detector, evitando possíveis erros nas medidas.

Objetivo

Este trabalho tem como objetivo aprofundar, em alguns aspectos, os conhecimentos sobre a câmara de ionização. Os objetivos são:

- Obter a relação entre o sinal gerado pela câmara e a intensidade de raios-X (calibração da câmara de ionização).
- Estudar da eficiência da câmara para diferentes gases a diferentes pressões.

Estas informações possibilitarão o uso deste tipo de detector no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - LNLS, tanto numa estação experimental como na área de proteção radiológica.

Também faz parte deste trabalho, o desenvolvimento, construção e caracterização da eletrônica para a leitura da câmara de ionização.

Organização da dissertação

Esta dissertação descreve o trabalho de construção e caracterização de uma câmara de ionização montada no LNLS.

No capítulo 2, introduziremos a física da interação da radiação com a matéria e os vários tipos de detectores a gás.

Seguem no capítulo 3, detalhes da câmara de ionização, com a descrição da montagem mecânica e dos processos físicos envolvidos na detecção.

A partir do capítulo 4, iniciamos a descrição da parte experimental do trabalho. Detalhes da montagem mecânica da câmara e da eletrônica de leitura construída são dados neste capítulo.

No capítulo 5, está o procedimento utilizado para obter a relação entre sinal produzido na câmara e a intensidade de fótons (calibração da câmara), utilizando um fotodiodo comercial como detector de referência.

A seguir, no capítulo 6, descrevemos o estudo da eficiência, linearidade e tensão de saturação da câmara para diferentes gases (ar, He, Ar, P-10 e N₂) a pressões entre 0,5 bar e 3 bar.

Finalmente, no capítulo 7, temos a caracterização da eletrônica de leitura, onde apresentamos as medidas de ruído, instabilidade, linearidade e tempo de resposta.

As conclusões e perspectivas são encontradas no capítulo 8.

No apêndice A estão os esquemas elétricos da eletrônica de leitura.

As referências citadas podem ser encontrada nos finais de cada capítulo.

Referências:

- [1] - Eisberg, R., Resnick, R., *Física Quântica*, ed. Campus Ltda., 4^o edição, Brasil, 1988.
- [2] - Fulbright, H. W., *Ionization Chambers in Nuclear Physics*, in *Encyclopedia of Physics*, Vol.45, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Alemanha, 1958.

Capítulo 2

Detectores a Gás

2.1 - Introdução

O funcionamento de qualquer detector de radiação depende da maneira como a radiação interage com a matéria. Assim antes de apresentarmos os vários tipos de detectores, descreveremos sucintamente os mecanismos de interação e atenuação da radiação eletromagnética pela matéria, bem como o processo de ionização do gás por raios-X.

2.2 - Interação da radiação com a matéria

Neste trabalho estaremos interessados somente na detecção de raios-X com energias entre 4 keV a 17 keV produzidas por uma fonte de radiação síncrotron.

Numa estação experimental que utiliza energias abaixo de 4 keV, é necessário trabalhar sob vácuo, pois a atenuação da radiação pelo ar é significativa. Para energias maiores que 17 keV, a atenuação da radiação começa a ser desprezível, tornando possível trabalhar à pressão atmosférica. Portanto, o intervalo entre 4 keV a 17 keV é uma faixa de transição, onde ocorre uma grande variação da atenuação da radiação pelo ar. Por exemplo, em uma coluna de ar com 20 cm de comprimento a 1 atm, as porcentagens de transmissão para fótons com energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV são 12%, 44% e 94%, respectivamente. Esta grande variação da atenuação dificulta a detecção destes fótons.

A interação da radiação eletromagnética, na faixa do raios-X e raios- γ , com a matéria pode ser dividida em três mecanismos principais: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton e Thomson, e a produção de pares.

A figura 2.1 mostram as seções de choque fotoelétrica, de espalhamento, de produção de pares e total para um átomo de cobre, em função da energia do fóton.

A seguir descreveremos brevemente os mecanismos inelásticos que são aqueles envolvidos na detecção de fótons (maiores detalhes podem ser encontrados no trabalho de H. A. Bethe e J. Ashkin^[1]).

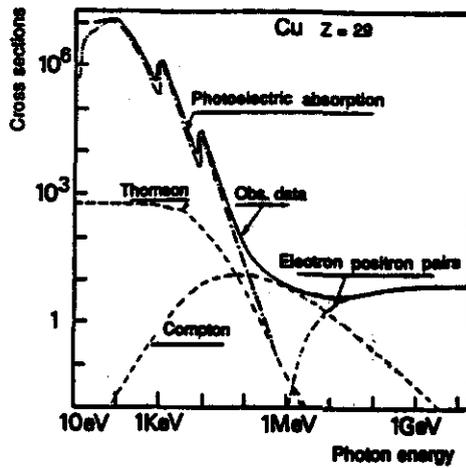


Figura 2.1: Seção de choque para o cobre em função da energia do fóton^[2].

Efeito fotoelétrico:

Neste processo, um fóton, com energia E_γ , interage com um elétron ligado a um átomo e é absorvido (figura 2.2). Em seu lugar, o elétron é ejetado do átomo. Este fotoelétron terá a energia E_e , dada pela equação:

$$E_e = E_\gamma - E_j \quad (2.1)$$

Onde E_j é a energia de ligação do elétron no átomo em relação ao vácuo. Após a emissão do fotoelétron, o átomo transforma-se em um íon, devido a vacância de um elétron em um de seus níveis ligados (fotoionização). Esta vacância pode ser preenchida pela captura de um elétron livre no meio ou pelo rearranjo dos elétrons de outros níveis do átomo.

Durante o rearranjo de elétrons, pode ocorrer a emissão de um fóton (fluorescência) ou a emissão de um, dois ou até três elétrons Auger. Grande parte dos fótons da fluorescência são absorvidos, por efeito fotoelétrico, pelos átomos vizinhos.

Pela equação 2.1, podemos observar que o efeito fotoelétrico só ocorrerá para fótons com energia $E_\gamma \geq E_j$. O espectro de absorção apresenta máximos quando $E_j = E_\gamma$ (ressonâncias) e cai rapidamente com o aumento da energia do fóton.

O efeito fotoelétrico é o mecanismo predominante para fótons de baixa energia e também quando o material absorvedor tem alto número atômico.

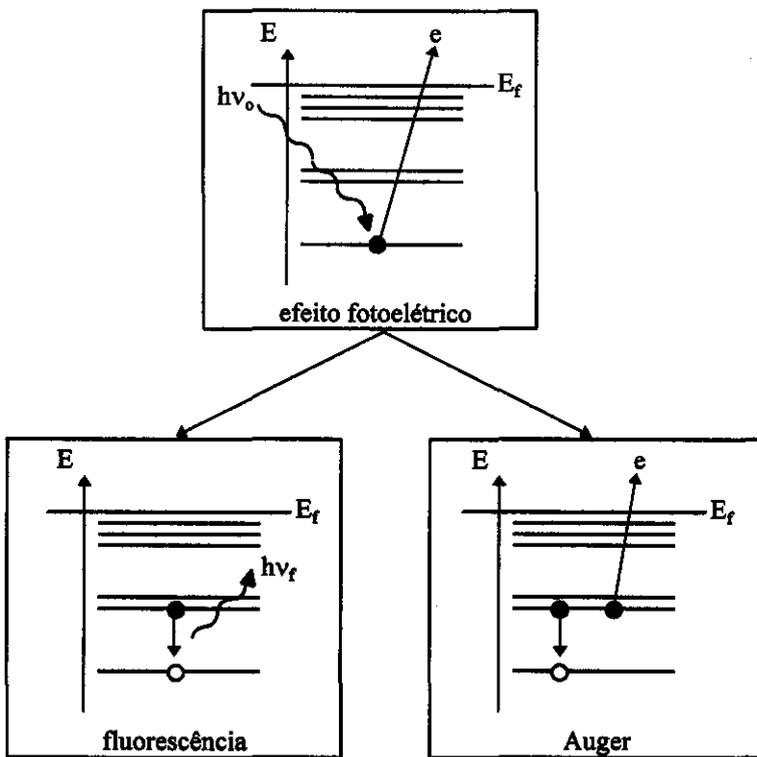


Figura 2.2: Interação de um fóton ($h\nu_0$) com um elétron ligado a um átomo, através do efeito fotoelétrico. O decaimento da fotoionização pode ser, principalmente, através da fluorescência (emissão de um fóton $h\nu_f$) ou elétron Auger.

Espalhamento Compton:

Com o aumento da energia do fóton, o espalhamento Compton torna-se predominante. Este fenômeno acontece quando um fóton é espalhado por um elétron do material absorvedor (figura 2.3).

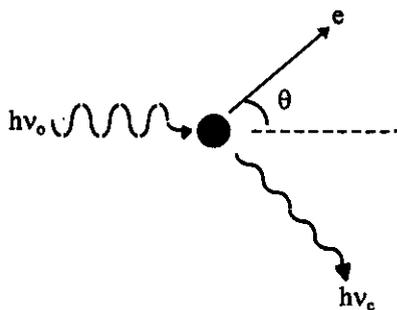


Figura 2.3: Espalhamento Compton de um fóton ($h\nu_0$) por um elétron.

Quando a energia do fóton é muito maior que a energia de ligação do elétron, podemos considerar o elétron livre e em repouso. Esta suposição está

baseada no fato que a energia cinética adquirida pelo elétron será muito maior que sua energia de ligação.

Simplificando o espalhamento como uma colisão de duas partículas, e aplicando a lei de conservação de momento e de energia na colisão de um fóton com um elétron livre e em repouso, chegamos à equação:

$$h\nu_c = \frac{h\nu_0}{1 + (1 - \cos\theta)h\nu_0 / mc^2} \quad (2.2)$$

Onde $h\nu_c$ é a energia do fóton espalhado a um ângulo θ da sua direção de incidência, mc^2 é a energia da massa de repouso do elétron (0,512 MeV) e $h\nu_0$ é a energia do fóton antes do espalhamento.

A probabilidade de ocorrer espalhamento Compton depende da quantidade de elétrons disponíveis para interagir com o fóton, e portanto é diretamente proporcional ao número atômico do material absorvedor.

O fóton também pode ser espalhado por um elétron que permanece no mesmo estado após a colisão, e portanto não tem sua energia modificada. Este caso chamamos de espalhamento Thomson.

Produção de pares:

No processo de produção de pares, o fóton interage com o campo coulombiano de um núcleo e desaparece, dando lugar a um pósitron e um elétron. Para isso acontecer, a energia do fóton deve ser maior que a energia de repouso do par, que é 1,02 MeV. A energia do fóton, que excede a massa de repouso do par, será transformada em energia cinética do par criado.

Na faixa de energia em que estamos interessados, este processo não pode acontecer e não o mencionaremos doravante.

2.3 - Atenuação da radiação

Suponha uma radiação monoenergética colimada, com intensidade Φ_0 , atravessando um material absorvedor de densidade ρ e espessura t . A intensidade do feixe transmitido é dada por Φ (figura 2.4). Os fótons incidentes podem interagir com o material através do efeito fotoelétrico, espalhamento Compton ou Thomson. O primeiro absorve completamente os fótons, enquanto que os dois últimos apenas os espalham. Todos eles, porém, removem fótons do feixe incidente, atenuando o feixe transmitido.

Como a interação do fóton com a matéria ocorre como um evento localizado, podemos descrever esta interação através da probabilidade do fóton ser removido do feixe (espalhado e/ou absorvido). Esta probabilidade pode ser escrita em termos de seção de choque total σ , que será a soma da seção de choque para cada tipo de interação (fotoelétrico, Compton e Thomson). Utilizando σ e ρ ,

é possível calcular a fração de fótons transmitidos após a passagem pelo absorvedor^[3] (equação 2.3).

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{-\sigma\rho t} = e^{-\mu t} \quad (2.3)$$

Onde $\mu = \sigma\rho$ é chamado de coeficiente total de atenuação linear.

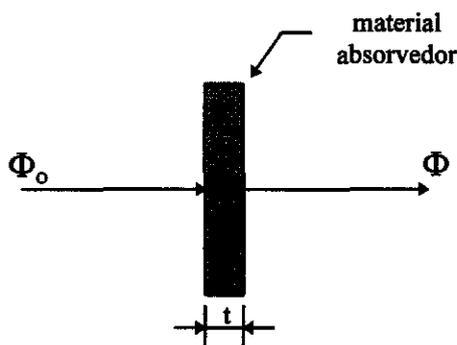


Figura 2.4: Um feixe de radiação eletromagnética, com intensidade Φ_0 , atravessa um material absorvedor de espessura t e reduz a intensidade para Φ .

2.4 - Ionização do gás por raios-X

Na faixa de energia entre 4 keV a 17 keV, o efeito fotoelétrico é predominante sobre outros tipos de interação da radiação com a matéria (figura 2.1).

A interação da radiação com os átomos (ou moléculas) do gás, por efeito fotoelétrico, pode resultar na ionização dos átomos, através da remoção dos elétrons ligados (fotoelétrons) criando vacâncias. A esta fotoionização denominaremos *ionização primária*, ou seja, as cargas produzidas são resultados diretos da interação da radiação com o gás.

Os fotoelétrons, assim como os fótons da fluorescência e os elétrons Auger, dependendo de suas energias, podem ionizar outros átomos. Chamamos estas ionizações de *ionizações secundárias*.

Definimos a energia média para formar um par elétron-íon, w , em um determinado tipo de gás como:

$$w = \frac{E_\gamma}{N} \quad (2.4)$$

Onde E_γ é a energia do fóton e N é o número de pares elétron-íon produzidos. O valor de w é função do tipo do gás, tipo e energia da radiação.

Na maioria dos gases utilizados nos detectores, como os gases nobres por exemplo, a energia para remover os elétrons mais fracamente ligados está entre

10 eV e 20 eV. Considerando que nem todos os processos envolvidos durante a interação do fótons com o gás resultam em pares elétron-íon, esperamos que a energia média para formar o par seja maior que 20 eV.

Na tabela 2.1 são mostrados alguns valores de energia média de ionização para diferentes gases.

Gás (CNTP)	w (eV)
Ar	26
He	41
H ₂	36
N ₂	35
ar	34
O ₂	32
P-10	33
CH ₄	28

Tabela 2.1: Valores de médios de w obtidos experimentalmente^[4].

2.5 - Detectores a gás

Um detector a gás pode ser genericamente representado pela montagem mostrada na figura 2.5, onde é apresentada uma câmara condutora (cátodo) contendo um gás e um eletrodo central (ânodo). Este eletrodo está fixado na câmara através de dois isoladores. Entre a câmara e o eletrodo central é aplicada uma diferença de potencial, V , através do resistor R .

O processo de detecção acontece quando um fóton de raios-X interage com o gás no interior da câmara, formando N pares elétron-íon. Os elétrons e íons são acelerados em direção à câmara e ao eletrodo respectivamente, devido a direção e o sentido do campo elétrico.

Considerando que a constante de tempo, definida pelo resistor R e capacitor C , é muito menor que o tempo necessário para coletar as N cargas produzidas, teremos a formação de um pulso de tensão no ponto V_o . A integral deste pulso de tensão em relação ao tempo, será proporcional a N .

Portanto, através da medida destes pulsos de tensão, podemos obter a energia e/ou a intensidade dos fótons.

Existem três tipos de detectores a gás : câmara de ionização, contador proporcional e o Geiger-Müller.

Considere uma montagem genérica de um detector a gás (figura 2.5) exposta a um feixe de radiação com intensidade constante. Na figura 2.6 é mostrado o número de pares elétrons-íons produzidos no gás, N , em função da tensão V entre o cátodo e ânodo. É em função desta figura que diferenciamos os vários tipos de detectores a gás.

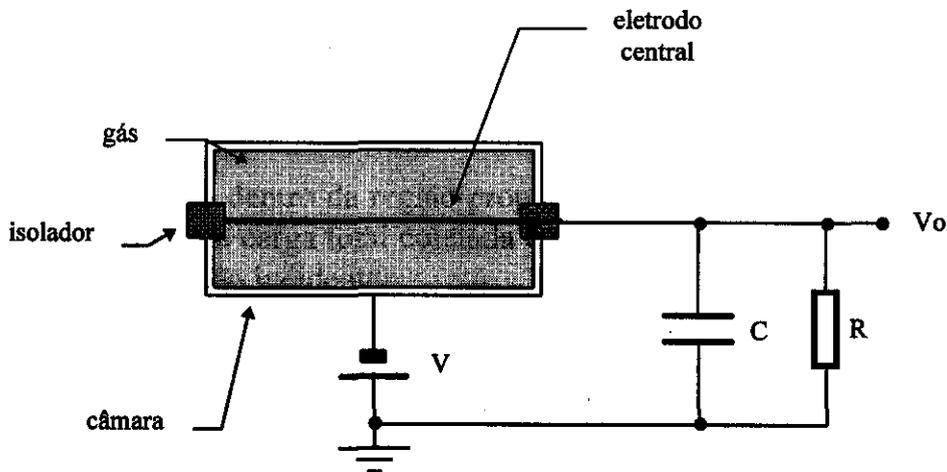


Figura 2.5: Montagem de um detector a gás genérico.

Para valores de tensão muito pequenos, o campo elétrico é insuficiente para impedir a recombinação de íons e elétrons primários produzidos pela ionização do gás pela radiação, e a carga coletada é menor que a produzida no gás.

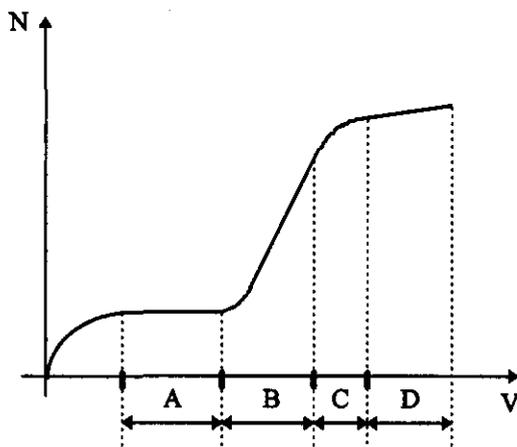


Figura 2.6: Variação do número de cargas coletadas, N , de um detector a gás genérico, em função da tensão, V , entre ânodo e cátodo. A - Região de Saturação, B - Região Proporcional, C - Limite da Região Proporcional e D - Região de Geiger-Müller.

Com o aumento da tensão, a recombinação vai sendo suprimida até alcançar um patamar, onde o número de pares elétron-íon coletados é constante. Nesta região, o número de cargas coletadas é aproximadamente igual ao número de cargas produzidas pela ionização no gás. Esta é a região em que a câmara de ionização trabalha e que denominamos Região de Saturação.

Continuando a incrementar a tensão chegaremos na Região Proporcional, onde ocorre o fenômeno de avalanche no gás. A avalanche acontece quando os

elétrons da ionização primária são suficientemente acelerados pelo campo elétrico para produzirem, por colisão, outras ionizações (efeito avalanche). Os íons positivos e negativos, devido a sua baixa mobilidade, são pouco acelerados e não contribuem no efeito de avalanche. O resultado final deste processo é a multiplicação das cargas geradas na interação do fóton, aumentando a amplitude do sinal do detector.

Existe uma faixa dentro da região proporcional em que a multiplicação de cargas é linear, ou seja a carga total coletada é proporcional ao número inicial de íons criados pela radiação incidente.

Aumentando a tensão de polarização, a avalanche começa a perder sua linearidade. O efeito não linear que aparece está relacionado com os íons positivos e negativos. Como o campo elétrico é intenso, temos maior produção de íons positivos e elétrons. Sabendo-se que a velocidade de deslocamento de íons positivos é menor que a dos elétrons, temos uma maior densidade de íons positivos, formando uma carga espacial. Esta carga espacial altera a forma do campo elétrico no interior do detector, afetando a avalanche no gás do próximo evento.

Esta faixa de tensão de polarização é denominada de Limite da Região Proporcional, onde a amplitude do sinal continua crescendo com o número inicial de íons criados mas com um comportamento não linear.

Para tensões maiores que o Limite da Região Proporcional, o grande número de íons positivos e negativos criados reduz o campo elétrico. Então, o processo de avalanche se auto-limita. Nesta região, chamada Região de Geiger-Müller, a carga total coletada é a mesma, independente do número de íons e elétrons produzidos inicialmente.

2.6 - Outros tipos de detectores de raios-X

Um dos objetivos desta dissertação é obter a relação entre a corrente gerada pela câmara de ionização e a intensidade de fótons. Para obter esta calibração (capítulo 5) foram utilizados como detectores de referência, um cintilador e um fotodiodo. Discutiremos o princípio de funcionamento e as principais características destes dois tipos de detectores.

Detector cintilador

É composto por um cristal cintilador que está acoplado opticamente ao fotocátodo de uma fotomultiplicadora (figura 2.7).

Os raios-X, ao incidirem no cintilador, excitam os átomos. Estes decaem emitindo fótons na região do visível. Estes fótons atingem o fotocátodo da fotomultiplicadora e extraem, por efeito fotoelétrico, elétrons de sua superfície. Estes fotoelétrons são acelerados, através de um campo elétrico, contra um eletrodo (dinodo). Ao atingirem o dinodo, os elétrons extraem mais elétrons. Novamente estes elétrons são acelerados por um campo elétrico na direção ao

segundo dinodo, repetindo o processo. Ocorre assim um efeito de multiplicação cada vez que os elétrons atingem um novo dinodo. O último eletrodo (ânodo) coleta todos os elétrons produzidos, gerando um pulso de corrente. Uma fotomultiplicadora normalmente tem 12 dinodos, obtendo ganhos da ordem de 10^7 , ou seja, para cada fotoelétron que inicia o processo, temos 10^7 elétrons no ânodo.

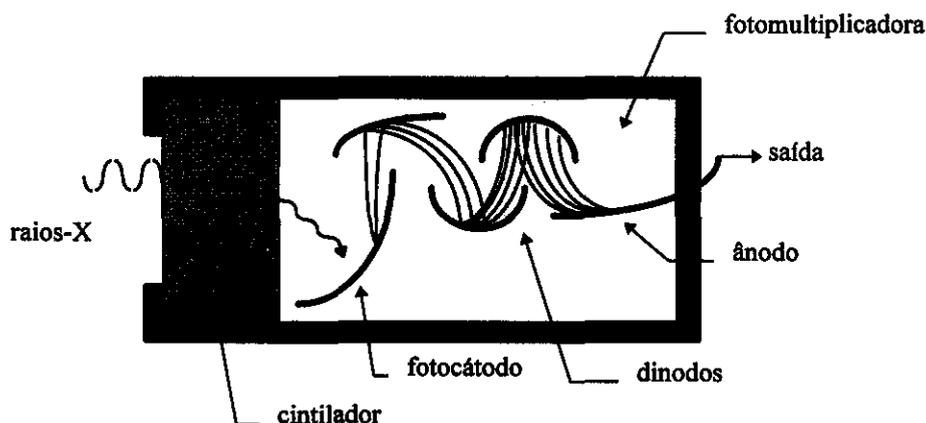


Figura 2.7: Montagem de um detector cintilador.

Os materiais utilizados como cintilador são: plásticos, líquidos, cristais orgânicos e inorgânicos, etc. Para a região de raios-X é geralmente utilizado o cristal de iodeto de sódio dopado com tálio - NaI(Tl) - pois este possui alta eficiência de fluorescência ($\cong 15\%$ da energia dos raios-X são convertidos em fótons visíveis) e permite uma resolução em energia de $\sim 50\%$ em 10 keV. Por outro lado, a constante de tempo do decaimento da fluorescência é $\sim 0,5 \mu\text{s}$, limitando a máxima taxa de contagem do detector em $\sim 10^4$ fótons/s^[5].

Fotodiodo

O fotodiodo é composto pela união de um semicondutor tipo p (com excesso de lacunas) e outro de tipo n (com excesso de elétrons).

Na região de interface p-n, os elétrons difundem para a região p, recombinando-se com parte das lacunas existentes nesta região. Estes elétrons difundidos deixam a região n com uma carga líquida positiva (dopantes ionizados positivamente). O mesmo fenômeno acontece com as lacunas que difundem para região n, recombinando-se com parte dos elétrons livres. Na região p aparecem cargas negativas imóveis (dopantes ionizados negativamente). O resultado é a formação de carga espacial positiva na região n e carga espacial negativa na região p. Estas cargas espaciais formam um campo elétrico na região da interface, que acabam interrompendo a difusão de portadores de uma região a outra. A região onde existe estes acúmulos de portadores é chamado de região de depleção (figura 2.8).

É na região de depleção que ocorre a detecção de raios-X. O campo elétrico que existe nesta região, faz com que qualquer elétron e lacuna, criados

pela interação com o raio-X, sejam acelerados para a região n e p respectivamente. É através deste movimento de portadores que constituímos o sinal elétrico para a leitura do fotodiodo.

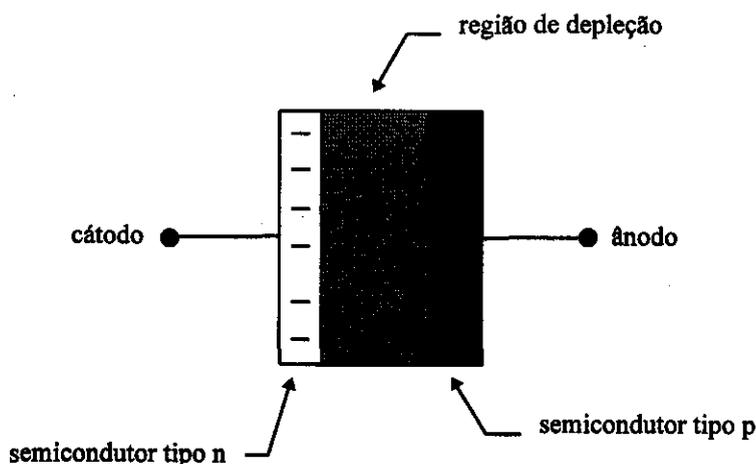


Figura 2.8: Estrutura de um fotodiodo.

A leitura do sinal do fotodiodo pode ser feita diretamente entre seus terminais (figura 2.9.a) ou então polarizando reversamente o fotodiodo (figura 2.9.b).

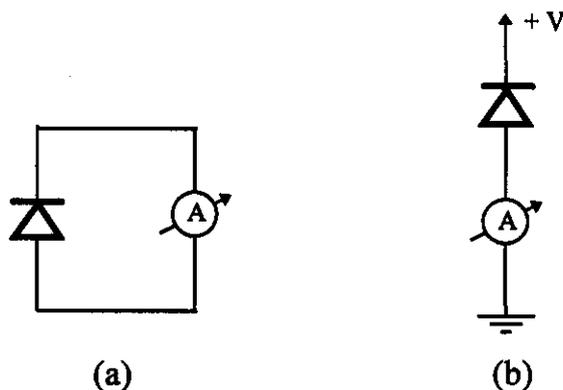


Figura 2.9: Leitura do sinal do fotodiodo, sem polarização (a) e polarizado reversamente (b).

Polarizando reversamente o fotodiodo temos a vantagem de:

- Obter uma maior região de depleção, ou seja, maior região sensível à radiação.
- Aumento da velocidade de deslocamento do par elétron-lacuna, aumentando o tempo de resposta do detector e diminuindo as perdas de portadores por recombinação.

Por outro lado existirá uma pequena corrente de fuga entre a junção, que aumentará o ruído sobre o sinal produzido pela radiação.

O fotodiodo pode trabalhar em regime contínuo ou pulsado. No primeiro caso, o sinal gerado pelo detector corresponde a taxa média de produção dos pares elétron-lacuna. No modo pulsado, o fotodiodo gera um pulso proporcional a produção de pares elétron-lacuna devido a um único fóton.

No regime pulsado, o fotodiodo pode ter excelente resolução em energia (140 eV em 10 keV^[5]) e a máxima taxa de contagem é da ordem de $5 \cdot 10^4$ fótons/s^[5].

Trabalhando no regime contínuo, podemos relacionar a corrente produzida pelo fotodiodo, I_{diodo} , com a intensidade de fótons, Φ , da seguinte maneira:

$$I_{\text{diodo}} = \frac{E_{\gamma}}{3,63} e \epsilon_{\text{diodo}} \Phi \quad (2.5)$$

Onde E_{γ} é a energia do fóton, e é a carga do elétron e ϵ_{diodo} é a eficiência do fotodiodo. O valor de 3,63 eV representa a energia média para produzir um par elétron-lacuna para o silício.

A corrente do fotodiodo deixa de depender linearmente da intensidade de fótons (equação 2.5) quando o fluxo de fótons é muito alto. Esta perda da linearidade deve-se ao efeito de carga espacial das cargas produzidas no fotodiodo, que podem alterar o campo elétrico na região de depleção. Esta alteração provoca a redução da eficiência do fotodiodo.

Durante o uso do fotodiodo, a eficiência pode diminuir devido aos danos provocados pela radiação na rede cristalina do semiconductor. A dose para danificar um fotodiodo é da ordem de 10^6 rads^[4], isso equivale a um fluxo de 10^{12} fótons/cm²s (fótons com 10 keV).

Referências:

- [1] - Bethe, H. A. e Ashkin, J., *Passage of Radiations Through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, editado por E. Segrè, ed. John Wiley & Sons, Inc., EUA, 1953.
- [2] - Fontaine, A., *Interaction of X-rays With Matter : X-ray Absorption Spectroscopy*, in *Neutron and Synchrotron Radiation for Condensed Matter Studies*, editado por Baruchel, J., et al, ed. Springer-Verlag, Alemanha, 1993.
- [3] - Eisberg, R., Resnick, R., *Física Quântica*, ed. Campus Ltda., 4^a edição, Brasil, 1988.
- [4] - Knoll, G. F., *Radiation Detection and Measurement*, ed. John Wiley & Sons, Inc., segunda edição, EUA, 1989.
- [5] - Morse, J., *Detector for Synchrotron Radiation*, in *Neutron and Synchrotron Radiation for Condensed Matter Studies*, editado por Baruchel, J., et al, ed. Springer-Verlag, Alemanha, 1993.

Capítulo 3

Câmaras de ionização

3.1 - Introdução

Por não depender do efeito de avalanche de cargas no gás, a câmara de ionização é o mais simples entre todos os detectores a gás.

O efeito de avalanche, que está presente no contador proporcional e Geiger-Müller, faz com que o sinal gerado por estes detectores seja da ordem de 10^3 vezes maior que em uma câmara de ionização. Por esta razão, na câmara de ionização é muito importante minimizar as perdas das cargas geradas na ionização do gás.

As perdas de cargas numa câmara de ionização podem ocorrer no gás ou na estrutura mecânica do detector.

As principais perdas que ocorrem no gás são :

- Recombinação
- Difusão de cargas

Estes dois processos dependem da tensão aplicada entre os dois eletrodos, tipo e pressão do gás e do tipo de portadores predominante de cargas negativas (íon ou elétron). A definição da tensão aplicada entre os eletrodos, necessária para minimizar estas perdas, é feita através da curva de saturação da câmara de ionização.

Na estrutura mecânica do detector é importante escolher isoladores de alta resistividade para suportar os eletrodos e minimizar a fuga de cargas. Outra parte importante da câmara é o anel de guarda, que além de garantir uma uniformidade do campo elétrico entre os eletrodos também minimiza a fuga de cargas através dos isoladores

3.2 - Câmaras de ionização

Com relação às características da câmara de ionização, podemos destacar :

- Podem detectar radiações de alta intensidade, não se sujeitando a danos provocados pela radiação.
- Sua construção é simples, fazendo com que tenha baixo custo.
- São robustas e podem ser construídas com geometrias e tamanhos diferentes em função da sua aplicação.

- A corrente produzida na sua saída é baixa (tipicamente da ordem de 10^{-9} A a 10^{-15} A), exigindo uma eletrônica compatível para sua leitura.

A câmara de ionização pode trabalhar em regime contínuo ou pulsado. No primeiro caso, o sinal gerado pelo detector corresponde a taxa média de fótons que ionizam o gás. No modo pulsado, a câmara gera um pulso proporcional a ionização devido a um único fóton.

O que determina o regime de trabalho é o tempo necessário para coletar as cargas produzidas pela ionização e o tempo de resposta da eletrônica associada para a leitura da carga total desta ionização. Para trabalhar no regime pulsado, ambos os tempos devem ser menores que o período em que os fótons incidem no detector.

A utilização da câmara de ionização em regime pulsado está sendo substituída por fotodiodos devido a sua maior eficiência. Mas a câmara é ainda utilizada em algumas aplicações que requerem grande área sensível de detecção. Como por exemplo, a detecção da atividade de radioisótopos encontrados em grande quantidade de amostras geológicas^[1].

É trabalhando no modo contínuo que a câmara de ionização é normalmente utilizada e consegue medir intensidades altas de radiação. A princípio, não existe um limite superior de intensidade que a câmara pode medir. Sempre é possível escolher um gás, a uma determinada pressão, para medir altas intensidades de radiação.

A capacidade de detectar altas intensidades de radiação, faz da câmara de ionização um detector adequado para monitorar e medir a intensidade da radiação gerada por uma fonte de luz síncrotron, que fornece, em média, intensidades da ordem de 10^{11} fótons/s. Esta intensidade não pode ser medida diretamente com outros tipos de detectores, como cintilador ou a gás proporcional, que atingem a faixa de $10^3 \sim 10^6$ fótons/s.

Como o objetivo deste trabalho é desenvolver uma câmara de ionização para uma estação experimental do LNLS, trataremos apenas a câmara de ionização funcionando no regime contínuo.

Outra importante aplicação das câmaras de ionização encontra-se na área de proteção radiológica. Elas são utilizadas na medida de exposição de raios-X e raios- γ . Neste caso, as câmaras utilizam o ar no seu interior, pois a exposição é definida como a carga total produzida pela ionização secundária dos fótons em um quilograma de ar a CNTP, dado em C/kg ou $1 \text{ roentgen} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}^{[2]}$.

3.3 - Estrutura Mecânica da Câmara de Ionização

Basicamente, uma câmara de ionização é constituída por dois eletrodos mantidos a uma diferença de potencial e por um gás que preenche o espaço entre os eletrodos (figura 3.1).

O eletrodo no qual medimos a corrente gerada pela câmara denominamos de eletrodo coletor. Este eletrodo é geralmente mantido em um potencial próximo ao terra. O outro eletrodo é denominado de eletrodo de alta-tensão, e deve ser mantido a uma tensão positiva (para coletar cargas positivas) ou negativa (para coletar cargas negativas). Estes eletrodos são fixados, através de isoladores elétricos, no interior da câmara.

A câmara pode ser selada para utilizar diferentes gases, a diferentes pressões. A estrutura simples da câmara de ionização permite projetar câmaras de diferentes tamanhos e geometrias. As geometrias mais utilizadas são:

- Placas paralelas sem interrupção do feixe
- Placas paralelas com interrupção do feixe
- Cilíndrica

A figura 3.1 representa uma câmara de placas paralelas onde a radiação passa entre os eletrodos. Existem duas janelas, uma por onde o feixe atinge o volume sensível e outra por onde sai da câmara. Estas janelas devem ser compostas de um material de baixo número atômico e ter uma espessura fina, de maneira a não atenuar muito a intensidade da radiação. Observe que neste tipo de câmara não ocorre a interrupção do feixe de raios-X.

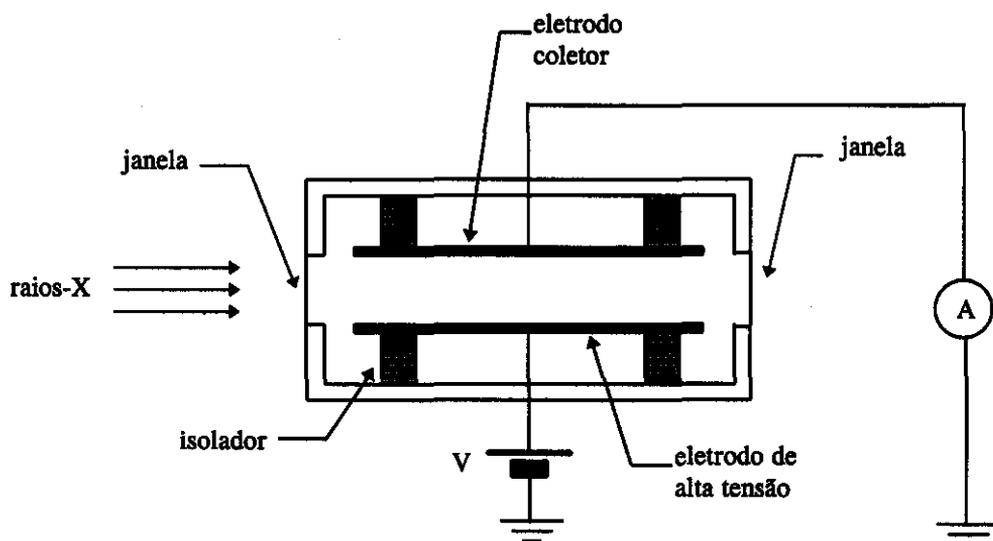


Figura 3.1: Diagrama esquemático de uma câmara de ionização de placas paralelas sem interrupção do feixe.

Outro tipo de câmara de placas paralelas, é aquela que absorve totalmente o feixe. Neste caso existe uma única janela, através da qual o feixe de radiação atinge o volume sensível da câmara (figura 3.2). Esta janela deve ser feita de um material condutor, pois ele funciona também como eletrodo.

A câmara com geometria cilíndrica é apresentada na figura 3.3. Neste caso, o eletrodo coletor é uma haste posicionada no centro de um cilindro metálico que funciona como eletrodo de alta tensão.

Câmaras de ionização com geometria de placas paralelas, onde ocorre a absorção total do feixe (figura 3.2), possuem algumas aplicações no controle da dose de radiação recebida pelos pacientes por equipamentos utilizados em medicina. Como por exemplo, nos geradores de raios-X utilizados em radiologia, nos radioisótopos e nos aceleradores de elétrons utilizados em radioterapia. Na área científica, devido a possibilidade de ter uma grande área sensível, este tipo de câmara é adequado para a medida de fluorescência em experiências de espectroscopia de absorção (EXAFS - *Extended X-ray Absorption Structure*) utilizando radiação síncrotron^[3].

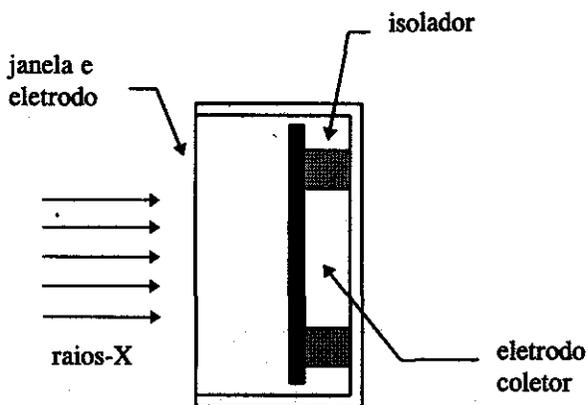


Figura 3.2: Esquema de montagem de uma câmara de ionização de placas paralelas com interrupção do feixe.

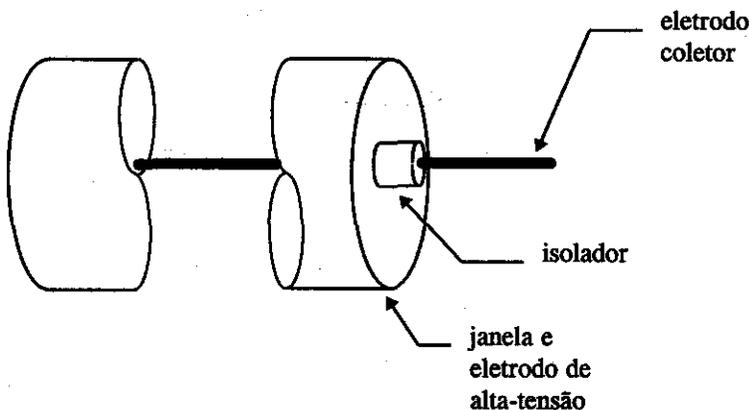


Figura 3.3: Esquema de montagem de uma câmara de ionização cilíndrica.

As câmaras de ionização utilizadas na proteção radiológica possuem geometria cilíndrica. Como um dos principais interesses desta área é a monitoração da

radioatividade em ambientes, a geometria cilíndrica é a mais utilizada, pois, neste caso, a câmara é sensível a radiações de praticamente todas as direções.

Cada componente da câmara deve possuir algumas características para otimizar o funcionamento do detector. Os eletrodos coletor e de alta-tensão devem ser feitos de um material com ótima condutividade e rigidez mecânica; cobre ou alumínio são os materiais geralmente empregados. As superfícies destes eletrodos devem ser regulares, a fim de não distorcer o campo elétrico na região sensível.

A seguir discutiremos, com maiores detalhes, os isoladores e o anel de guarda.

3.3.1 - Isoladores

Os isoladores são um dos componentes mais importantes da câmara e devem ser escolhidos com muito cuidado. A corrente elétrica produzida pela câmara é baixa, entre 10^{-9} A a 10^{-12} A, e qualquer fuga através dos isoladores pode atenuar ou até mesmo extinguir o sinal da saída da câmara. Além da fuga de cargas, devemos também observar a geração de cargas pelo isolador através do efeito piezoelétrico.

Desta forma, existem três características importantes que devemos considerar na escolha de um isolador:

- Resistividade.
- Absorção de umidade na superfície (resistividade superficial).
- Efeito piezoelétrico

Na tabela 3.1 são apresentadas a resistividade volumétrica e superficial de alguns materiais.

Material	Resistividade volumétrica ($\Omega \cdot \text{cm}$)	Resistividade superficial a 100% de u.r.* do ar (Ω/cm^2)
Teflon	$\sim 10^{18}$	$\sim 10^{12}$
poliestireno	$\sim 10^{18}$	$\sim 10^{11}$
mica	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^9$
acetato de celulose	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^9$

Tabela 3.1: Alguns materiais isolantes e suas resistividades volumétricas e superficiais^[4].
(* u.r. = umidade relativa)

A resistividade superficial do material depende basicamente da capacidade do material absorver água em sua superfície. Desta forma, independentemente do material utilizado, os isoladores devem ser sempre mantidos em ambiente seco. Sua superfície deve ser a mais lisa possível e mantida limpa, a fim de evitar absorção de água ou outros tipos de impurezas.

Alguns materiais podem ter sua resistividade alterada quando expostos à grande dose de radiação. O Teflon aparece como um dos materiais mais sensíveis a radiação^[5]. Recebendo doses de raios- γ acima de $2 \cdot 10^8$ rads, começam a alterar sua resistividade e

também suas propriedades mecânicas, tornando-se mais quebradiços. Desta forma, para situações em que a câmara de ionização recebe altas doses de radiação, é recomendável que se utilize materiais inorgânicos como o quartzo ou alumina, que são menos susceptíveis a danos provocados pela radiação.

Os isoladores devem estar localizados fora da região sensível da câmara de ionização. Entende-se por região sensível, o volume da câmara onde as cargas produzidas pela ionização do gás são efetivamente coletadas (figura 3.4). Como nesta região existe um campo elétrico, a existência de isoladores altera o campo elétrico devido a sua polarização. Esta mudança no campo se reflete na eficiência de coleta de cargas do detector.

3.3.2 - Anel de Guarda

Na figura 3.4 é representada uma câmara de placas paralelas com o anel de guarda. A função do anel é de definir a região sensível da câmara de ionização, e garantir que o campo elétrico nesta região apresente-se uniforme, com um mínimo de distorções. Estas distorções são devidas ao efeito de borda do campo elétrico.

Quando os isoladores da câmara estão colocados entre o eletrodo coletor e o eletrodo de alta tensão, o anel de guarda diminuirá a corrente de fuga através dos isoladores. Para explicar esta diminuição da corrente de fuga, tomemos como exemplo uma câmara sem e outra com anel de guarda, como mostra a figura 3.5.

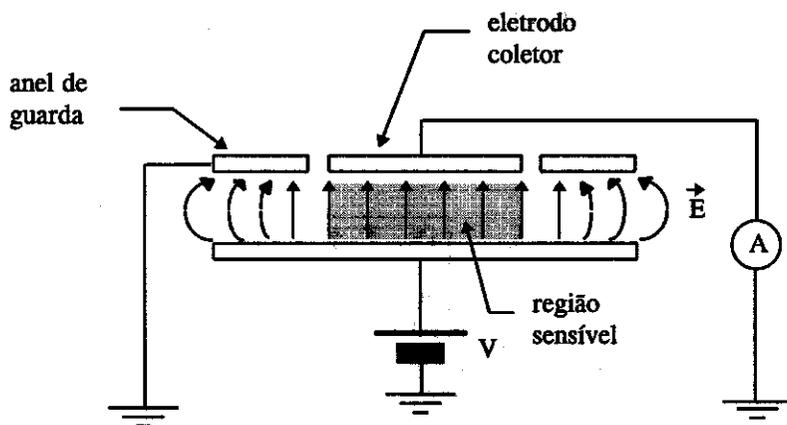


Figura 3.4: Diagrama esquemático de uma câmara de ionização de placas paralelas com anel de guarda.

Na figura 3.5 (a), a corrente (I) medida pelo amperímetro A é dada por $I = I_c + I_i$, onde I_c é a corrente devido a ionização do gás e I_i é a corrente de fuga através dos isoladores. Observe que a diferença de potencial aplicada sobre o isolador "A" é igual a V .

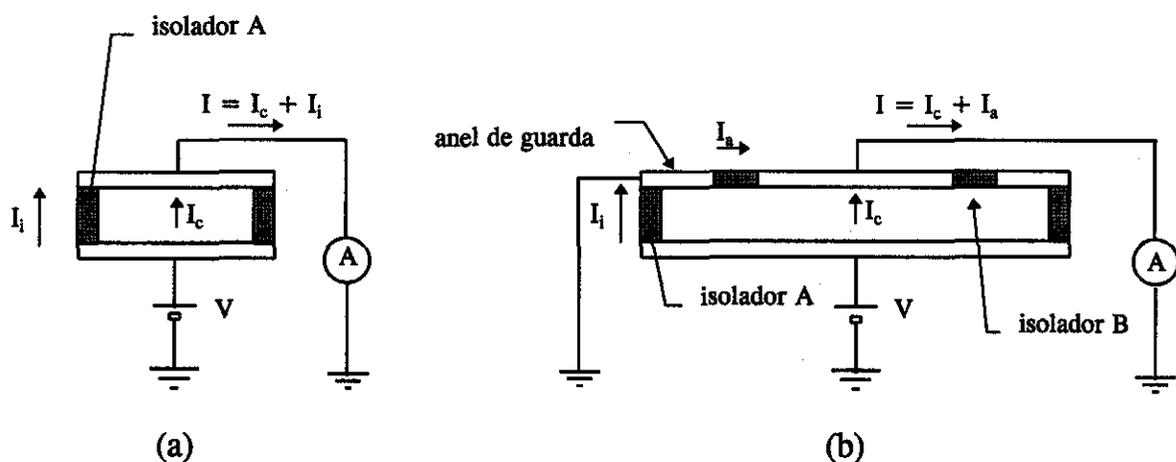


Figura 3.5: Diagrama esquemático da montagem de uma câmara de ionização sem anel de guarda(a) e outra com (b).

No caso da configuração da figura 3.5 (b), a corrente medida será $I = I_c + I_a$, onde I_a é a corrente de fuga através do isolador “B” (entre o anel de guarda e o eletrodo coletor). Esta corrente de fuga será desprezível, pois a diferença de potencial aplicada sobre o isolador “B” é aproximadamente nula. Ainda nesta configuração, observamos que a corrente de fuga, I_i , através do isolador “A” (entre o anel de guarda e eletrodo de alta tensão) não interfere na corrente medida pelo amperímetro.

O anel de guarda também pode ser aplicado na câmara de ionização de geometria cilíndrica, que neste caso chamaremos de tubo de guarda, como mostra a figura 3.6:

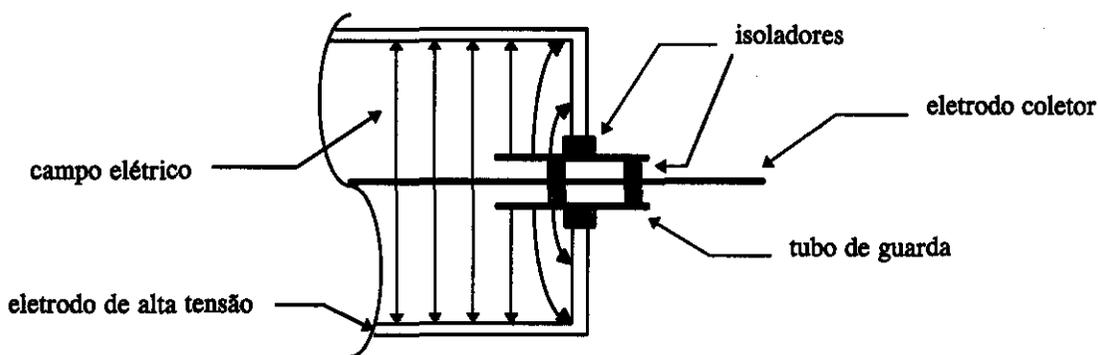


Figura 3.6: Detalhe do tubo de guarda numa câmara de ionização com geometria cilíndrica.

3.4 - Perdas de cargas no gás

Em um gás parcialmente ionizado que não está sujeito a um campo elétrico, os elétrons e íons movem-se aleatoriamente, com uma energia cinética média, E_c , igual a energia térmica das moléculas do gás:

$$E_c = \frac{3kT}{2} \quad (3.1)$$

Onde k é a constante de Boltzmann e T , a temperatura.

Quando um campo elétrico está presente, os elétrons e íons sofrem uma força na direção do campo elétrico. Estes portadores deslocam-se em direção aos respectivos eletrodos, colidindo com as moléculas neutras do gás. Os elétrons, assim como os íons positivos, podem permanecer livres por algum tempo até serem coletados pelos eletrodos. Durante este tempo podem acontecer três tipos de fenômenos :

- Elétron ou íon negativo pode recombinar com um íon positivo formando uma molécula neutra.
- Difusão de íons e elétrons. Isto ocorrerá se houver distribuição desigual destes portadores.
- Moléculas neutras podem capturar estes elétrons formando íons negativos.

A recombinação provoca uma redução na quantidade de cargas produzidas na ionização do gás. A difusão de cargas para fora do volume sensível e em direções opostas àquela devido ao campo elétrico também representam perdas de cargas. A captura de elétrons produzirá íons negativos que, como veremos no item 3.4.2, aumentará a perda por recombinação.

3.4.1 - Perdas por difusão

O movimento de elétrons e íons através do gás, é determinado pelas colisões com as moléculas do gás e pela ação do campo elétrico. Ele pode ser descrito por um vetor densidade de corrente \vec{j} .

Mesmo na ausência de campo elétrico, a distribuição desigual de cargas pode provocar uma corrente, que pode ser expressa através de uma equação de difusão :

$$\vec{j} = -De\vec{\nabla}n \quad (3.2)$$

Onde D é a coeficiente de difusão, e é a carga do elétron e n é a densidade de cargas.

Para escrevermos a equação de difusão das cargas submetidas a um campo elétrico, assume-se que o campo elétrico é uniforme. Portanto a energia cinética média e o coeficiente de difusão serão constantes.

Poderemos calcular a equação de difusão, considerando a conservação de momento das cargas em um elemento de volume dentro do gás ionizado. Os momentos das cargas são modificados através de três maneiras :

- 1) Ação do campo elétrico sobre os portadores.
- 2) Colisão dos portadores com as moléculas neutras do gás.
- 3) Troca de portadores entre o volume externo e o elemento de volume em questão.

Detalhes da dedução da equação de difusão com campo elétrico, pode ser encontrada no trabalho de B. B. Rossi e H. H. Staub^[8]. O resultado obtido é :

$$\vec{j} = -De\vec{\nabla}n + \frac{3D}{\mu^2} ne^2 \vec{E} \quad (3.3)$$

Onde m é a massa da carga, u a velocidade instantânea desta carga, e é a carga do elétron e \vec{E} é o vetor campo elétrico.

A equação 3.3 mostra que a direção do vetor \vec{j} não possui necessariamente a mesma direção do campo elétrico, isto significa que parte das cargas produzidas pela ionização podem não atingir o eletrodo coletor devido ao efeito de difusão.

O deslocamento dos portadores devido ao campo elétrico pode ser descrito em termos da velocidade de deslocamento (*drift velocity*) \vec{v} . Ela é definida como a média dos vetores velocidades de todas as partículas carregadas contidas em um determinado volume:

$$\vec{v} = \frac{\int \vec{j} dA}{\int e n dA} \quad (3.4)$$

Onde dA é o elemento de volume. Substituindo a equação 3.3 em 3.4, temos :

$$\vec{v} = \frac{3D}{\mu^2} e \vec{E} \quad (3.5)$$

Para íons, foi mostrado experimentalmente^[7] que a velocidade de deslocamento, para campos elétricos não muito intensos (da ordem de kV/cm), também pode ser escrita como:

$$\vec{v} = \mu \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) \quad (3.6)$$

Onde μ é uma constante denominada mobilidade, e depende do tipo de íon e do gás onde o íon se encontra, e P é a pressão do gás.

Na tabela 3.2, são apresentados valores de mobilidade de íons positivos e negativos dentro de seus próprios gases a CNTP.

Gás	μ_+ (cm ² /sV)	μ_- (cm ² /sV)
H ₂	5,7	8,6
He	5,1	6,3
Ar	1,37	1,7
N ₂	1,29	1,82
CO ₂	0,79	0,95
ar	1,37	1,8
O ₂	1,33	1,80

Tabela 3.2 : Valores de mobilidade de íons positivos e negativos em gases a CNTP^[6]

Ao contrário dos íons, a velocidade de deslocamento de elétrons não depende linearmente do campo elétrico (equação 3.6). A massa menor dos elétrons possibilita um incremento substancial de sua energia, devido a ação do campo elétrico, entre uma colisão e outra com as moléculas do gás. Este fenômeno causa uma dependência não linear da velocidade de deslocamento de elétrons com o campo elétrico. Maiores detalhes desta teoria podem ser encontrados no trabalho de F. Sauli^[7].

A figura 3.7 mostra a dependência da velocidade de deslocamento de elétrons para diferentes gases (CNTP) em função do campo elétrico aplicado.

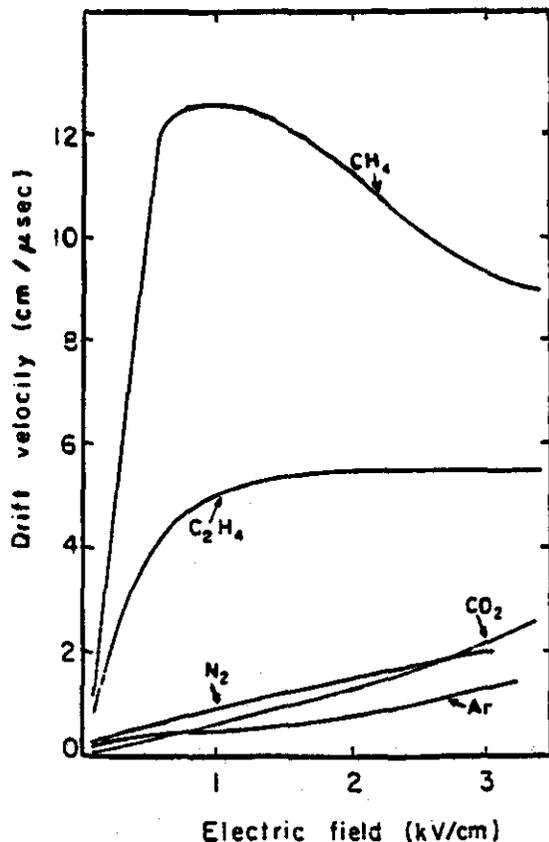


Figura 3.7: Velocidade de deslocamento de elétrons para diferentes gases a pressão de 1 atm^[7].

Para diferentes gases, a velocidade de deslocamento é da ordem de 10^6 cm/s para elétrons e de 10^3 cm/s para íons (tabela 3.2), em campos elétricos de alguns kV/cm. Desta forma, a velocidade de elétrons é aproximadamente três ordens de grandeza maior que de íons.

Substituindo a velocidade de deslocamento (equação 3.5) na equação 3.3, chegamos à equação de difusão de íons ou elétrons em um gás submetido a um campo elétrico :

$$\vec{j} = -De\vec{\nabla}n + ne\vec{v} \quad (3.7)$$

A fim de avaliar somente a fração de cargas difundidas em relação ao total de cargas produzidas, iremos desprezar o efeito de recombinação e considerar o problema no caso de uma câmara com placas paralelas. Desprezando o efeito de borda e considerando o campo elétrico uniforme entre as placas, podemos reduzir o problema de três dimensões para uma. Temos na figura 3.8 a representação da câmara, onde consideramos a origem no eletrodo de alta tensão na origem e o eletrodo coletor à uma distância d .

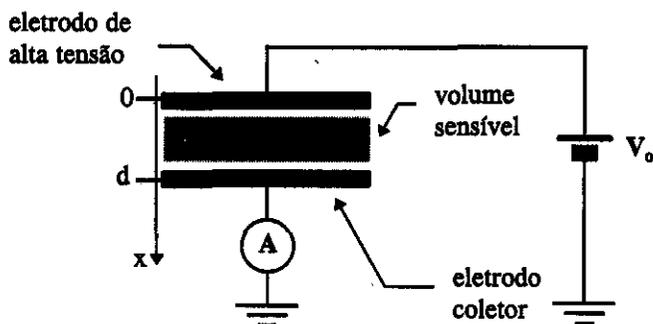


Figura 3.8: Esquema simplificado de uma câmara de ionização de placas paralelas.

Podemos escrever a equação de difusão (eq. 3.7) para os portadores positivos (eq. 3.8) e negativos (eq. 3.9) considerando o campo elétrico uniforme na direção x :

$$j^+ = -D^+e \frac{dn^+}{dx} + n^+ev^+ \quad (3.8)$$

$$j^- = +D^-e \frac{dn^-}{dx} - n^-ev^- \quad (3.9)$$

Considere que a câmara, mostrada na figura 3.8, sofre uma incidência de uma radiação de intensidade constante sobre todo o volume sensível da câmara. Definiremos $n_0(x)$ como o número de pares elétron-íon criados por unidade de volume e tempo na posição x . Aplicando a equação de continuidade para este caso, considerando que não existem perdas de cargas devido a recombinação, teremos:

$$\frac{dj^+}{dx} = -\frac{dj^-}{dx} = en_0 \quad (3.10)$$

Considerando que todas as cargas são coletadas quando chegam nos eletrodos, as condições de contorno são $n^+ = n^- = 0$ quando $x = 0$ e $x = d$. Desta forma, podemos desenvolver as equações 3.8, 3.9 e 3.10, chegando em^[8]:

$$j^+ = n_0 e x - \frac{n_0}{v^+} D^+ e \quad (3.11)$$

$$j^- = -n_0 e (d - x) + \frac{n_0}{v^-} D^- e \quad (3.12)$$

Logo, a corrente de cargas positivas, através da superfície do eletrodo coletor (S), será dada por :

$$I = \int_S (j^+ - j^-) ds = eSd n_0 - eS \left(\frac{n_0}{v^+} D^+ + \frac{n_0}{v^-} D^- \right) \quad (3.13)$$

Onde S é a área do eletrodo coletor (figura 3.8). A equação 3.13 não depende de x, pois supomos inicialmente que a radiação ioniza uniformemente todo o volume sensível da câmara.

Definindo que a corrente de saturação, I_{sat} , é a corrente quando todas as cargas são coletadas, sem que haja perdas:

$$I_{sat} = eSd n_0 \quad (3.14)$$

Podemos então calcular a fração de cargas difundidas com relação ao total de cargas produzidas (I_{sat}):

$$\left(-\frac{\delta I}{I_{sat}} \right)_{dif} = -\frac{I - I_{sat}}{I_{sat}} = \frac{D^+}{v^+ d} + \frac{D^-}{v^- d} \quad (3.15)$$

A energia cinética média dos elétrons ou íons na presença de um campo elétrico, ϵ , é geralmente medida em relação a energia térmica:

$$\frac{mu^2}{2} = \epsilon \left(\frac{3kT}{2} \right) \quad (3.16)$$

Para íons positivos e negativos, a energia cinética média é aproximadamente igual a energia térmica, $\epsilon \cong 1$ ^[8], e para elétrons, a energia cinética média é maior (tabela 3.3).

Gás	ϵ
He	53
Ne	216
Ar	285
H ₂	9.3
N ₂	21.5
O ₂	19

Tabela 3.3: Valores de energia cinética média de elétrons, para diferentes gases a 1 atm e submetido a um campo elétrico igual a 760V/cm^[8].

Combinando a equação 3.5 com a 3.16 e adotando \vec{v} e \vec{E} na direção x, e considerando que T = 15°C, chegamos em :

$$\frac{vd}{D} = \frac{eEd}{\epsilon kT} = \frac{V}{2,5 \times 10^{-2}} \frac{1}{\epsilon} \quad (3.17)$$

Substituindo a equação 3.17 em 3.15, temos a expressão final da fração de íons difundidos :

$$\left(-\frac{\delta I}{I_{sat}} \right)_{dif} = \frac{2,5 \times 10^{-2}}{V} (\epsilon^+ + \epsilon^-) \quad (3.18)$$

Pela equação 3.18, concluímos que: para uma dada tensão V, as perdas por difusão, quando os portadores negativos forem elétrons, sempre serão maiores do que quando os portadores negativos forem íons. Pois o valor de ϵ para elétron (tabela 3.3) é sempre maior que para íon ($\epsilon \cong 1$).

A presença predominante de íons negativos ou elétrons dependerá do tipo de gás. Em gases nobres não ocorre o fenômeno de captura de elétrons e conseqüentemente não existe íons negativos. Em gases eletronegativos, como é o caso do ar e O₂, os portadores negativos são em sua maioria íons. Portanto, a fim de minimizar as perdas por difusão, é necessário uma tensão de polarização maior para gases nobres do que para gases eletronegativos.

3.4.2 - Perdas por recombinação

A probabilidade de um elétron (ou íon negativo) recombinar com um íon positivo em um dado intervalo de tempo, é diretamente proporcional a densidade de portadores negativos e positivos. Desta forma, o número de recombinações por unidade de volume e tempo, n_{recomb} , será dada por:

$$n_{recomb} = \beta n^+ n^- \quad (3.19)$$

Onde n^+ e n^- é a densidade de íons positivos e elétrons (ou íons negativos) respectivamente. A constante β é a chamada constante de recombinação, e seu valor depende do tipo de portadores que recombinaem no gás e da energia cinética destes portadores.

Na literatura não existem medidas precisas de β . Na tabela 3.4, temos valores aproximados que valem para a maioria dos gases utilizados em detectores^[8]:

Recombinação	β (cm ³ /s)
íon positivo - íon negativo	$1 \times 10^{-6} \sim 2 \times 10^{-6}$
íon positivo - elétron	$\sim 2 \times 10^{-10}$

Tabela 3.4: Valores aproximados da constante de recombinação β ^[8].

Considerando ainda o exemplo de câmara de ionização de placas paralelas mostrada na figura 3.8, e desprezando o efeito de difusão, podemos calcular a corrente coletada pelo eletrodo coletor:

$$I = e \int_{\text{volume}} n_0 dA - e \int_{\text{volume}} \beta n^+ n^- dA \quad (3.20)$$

Onde a concentração de portadores, n^- e n^+ , é dada por :

$$n^-(x) = \frac{n_0 x}{v^-} \quad n^+(x) = \frac{n_0 (d-x)}{v^+} \quad (3.21)$$

Podemos, então, calcular a fração de cargas recombinadas com relação ao total de cargas produzidas (I_{sat}):

$$\left(-\frac{\delta I}{I_{\text{sat}}} \right)_{\text{recomb}} = -\frac{I - I_{\text{sat}}}{I_{\text{sat}}} = \frac{\beta n_0 d^2}{6 v^+ v^-} \quad (3.22)$$

Considere os valores de β dados na tabela 3.4, as velocidades de deslocamento, para íons, dadas na tabela 3.2, e que a velocidade de deslocamento para elétrons é da ordem de 10^6 cm/s (figura 3.7). Concluimos, através da equação 3.22, que a perda por recombinação entre íons positivos e íons negativos é cerca de 10^7 maior que no caso de recombinação entre íons positivos e elétrons. Desta forma, o efeito de recombinação é menor em gases não eletronegativos, como é o caso dos gases nobres.

3.4.3 - Captura de elétrons

O fenômeno de captura pode-se ser descrito através do coeficiente de captura, α , que é a probabilidade de ocorrer captura por unidade de tempo. Este coeficiente dependerá da natureza do gás e da distribuição de energia dos elétrons. Para um dado

tipo de gás e uma distribuição de energia dos elétrons, α será proporcional ao número de colisões por segundo, ou seja, à pressão.

O coeficiente de captura é praticamente zero para todos os gases nobres e hidrogênio. Para outros gases, assume valores finitos. Na tabela 5 são mostrados alguns valores para gases a CNTP e sem a presença de campo elétrico.

Gás	α
CO ₂	$6,2 \times 10^{-9}$
O ₂	$2,5 \times 10^{-5}$
H ₂ O	$2,5 \times 10^{-5}$
Cl	$4,8 \times 10^{-4}$

Tabela 3.5: Valores experimentais de coeficiente de captura, α , para diferentes gases a CNTP^[8].

3.5 - Curva de saturação

Para minimizar as perdas por recombinação e difusão é importante definir a tensão aplicada entre os eletrodos. Esta informação pode ser obtida através da curva de saturação da câmara de ionização.

Dado que uma câmara que sofre uma taxa de ionização constante, provocada por um feixe incidente de raios-X com intensidade constante, e incrementando a tensão entre os eletrodos desta câmara, V , a partir de zero observamos inicialmente que a corrente sobe quase que linearmente com a tensão (figura 3.9), e gradativamente vai perdendo a linearidade até tender assintoticamente a um valor constante de corrente. Este valor de corrente é a corrente de saturação (I_{sat}), e a tensão em que se inicia este patamar chamaremos de tensão de saturação (V_{sat}).

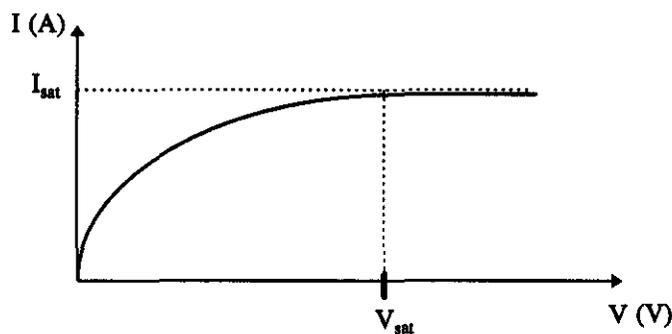


Figura 3.9: Curva de saturação de uma câmara de ionização.

Para tensões menores que V_{sat} , a corrente medida é pequena pois existem perdas por recombinação e difusão; à medida que aumentamos a tensão, estas perdas diminuem até chegar numa região onde são desprezíveis, e a corrente atinge o seu valor de saturação.

Se continuarmos aumentando a tensão, entramos na região proporcional, onde os elétrons ganham energia suficiente para ionizar outras moléculas neutras, ocorrendo o fenômeno de avalanche.

É na região de saturação que a câmara de ionização deve sempre trabalhar, pois a corrente gerada pela câmara, I_{camion} , tem uma dependência linear com a intensidade de fótons de raios-X, Φ , e podemos escrever :

$$I_{\text{camion}} = \varepsilon_{\text{camion}} \Phi e \frac{E_{\gamma}}{W} \quad (3.23)$$

Onde $\varepsilon_{\text{camion}}$ é a eficiência da câmara, que está relacionada com a absorção de fótons pelo volume sensível e também aos fótons absorvidos pelo volume insensível (figura 3.4) e pela janela da câmara.

Referências:

- [1] - Fulbright, H.W., *Nucl. Instr. and Meth.* 162 (1979) 21.
- [2] - Shani G., *Radiation Dosimetry Instrumentation and Methods*, ed. CRC Press, EUA, 1991.
- [3] - Stern, E.A., Elam, W.T., Bunker, B.A. e Kun-quan Lu, *Nucl. Instr. and Meth.* 195 (1982) 345.
- [4] - *Standard Handbook for Electrical Engineers*, editado por D. G. Fink, ed. McGraw-Hill, 20^o edição, 1987.
- [5] - Price, W.J., *Nuclear Radiation Detection*, segunda edição, ed. McGraw-Hill, EUA, 1964.
- [6] - Staub, H. H., *Detection Methods, in Experimental Nuclear Physics*, editado por E. Segrè, ed. John Wiley & Sons, Inc., EUA, 1953.
- [7] - Sauli, F., *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, notas de aula do *Academic Training Programme of CERN*, 1977.
- [8] - Rossi, B. B. e Staub, H. H., *Ionization Chambers and Counters*, ed. McGraw-Hill, primeira edição, EUA, 1949.

Capítulo 4

A câmara de ionização para o LNLS

4.1 - Introdução

O objetivo da câmara de ionização apresentada neste trabalho é equipar uma estação experimental do anel síncrotron do LNLS. A configuração escolhida foi a de placas paralelas em que o feixe de raios-X passa por entre os eletrodos e não é interrompido.

Para que a leitura da corrente gerada pela câmara fosse feita por um sistema LOCO, foi desenvolvido um sistema de leitura.

O sistema LOCO^[1] (*Local Controller*) é um conjunto para controle e aquisição de dados, baseado em um microprocessador Z80-A, desenvolvido no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron - LNLS. Este sistema é utilizado no controle do anel síncrotron, bem como nas estações experimentais do LNLS.

A eletrônica desenvolvida neste trabalho consiste em:

- Pré-amplificador.
- Amplificador.
- Interface para o sistema LOCO (Interface CamIon).

Para atingir uma faixa dinâmica de cinco ordens de grandeza, o pré-amplificador e o amplificador possuem ganhos variáveis que podem ser definidos manualmente ou através do LOCO. Desta forma, esta eletrônica permite ler correntes da ordem de pA até 1 μ A. O sinal obtido na saída do amplificador é na forma de uma tensão analógica de 0 a 10V, ou na forma de pulsos TTL com frequência de 0 a 500 kHz.

A caracterização desta eletrônica envolveu medidas de instabilidade, ruído, linearidade e tempo de resposta. Para avaliar as características desta eletrônica, foi feita uma comparação com um eletrômetro comercial, modelo 617, fabricado pela Keithley.

4.2 - Estrutura mecânica

A câmara foi totalmente projetada e construída no LNLS. Seu corpo é feito de alumínio, os eletrodos de cobre e os isoladores de Teflon (figura 4.1).

O corpo da câmara consiste em uma caixa retangular que possui uma tampa removível na parte superior. No interior desta caixa são fixados quatro postes de Teflon que suportam o eletrodo de alta tensão. Nas duas paredes laterais menores da caixa existem duas aberturas retangulares de $10 \times 30 \text{ mm}^2$, que funcionam como janelas, por onde o feixe de raios-X entra e sai da câmara.

Em cada uma destas janelas é fixada, através de parafusos, uma flange que tem uma abertura retangular de $10 \times 30 \text{ mm}^2$. Estas flanges possibilitam o uso de diferentes materiais, como por exemplo mylar, kapton ou berílio, para cobrir as janelas.

A câmara utilizada nas caracterizações descritas nos capítulos seguintes, possui as janelas cobertas com uma folha de berílio de $200 \mu\text{m}$ de espessura. Este material foi escolhido devido a sua rigidez mecânica, minimizando a influência da pressão externa na pressão interna do gás na câmara.

Na tampa são fixados quatro postes de Teflon que suportam o eletrodo coletor. O anel de guarda, que envolve o eletrodo coletor, é usinado na própria tampa. Nesta mesma peça existe um passante elétrico, construído em Teflon, por onde passa um fio condutor que conecta o eletrodo coletor para o lado externo da tampa. A tampa é fixada à caixa através de parafusos e a vedação é feita através de um anel de borracha.

A dimensão do eletrodo coletor é $178 \times 36 \text{ mm}^2$, e a distância entre eletrodos é de 30 mm , definindo um volume sensível de $192,24 \text{ cm}^3$.

Na figura 4.1 mostramos um esquema da câmara de ionização com os principais componentes. Existem outros componentes que estão fixados na parede lateral da câmara e que não foram representados nesta figura:

- Um conector tipo SHV, que é conectado ao eletrodo de alta tensão.
- Um manômetro de 0,5 bar a 3,0 bar, que monitora a pressão do gás no interior da câmara.
- Uma válvula tipo “agulha” de entrada de gás.

4.3 - Sistema para leitura da câmara de ionização

Na figura 4.2, temos um diagrama de blocos do sistema para leitura da câmara de ionização. Neste trabalho foram desenvolvidos os blocos correspondentes ao pré-amplificador, amplificador e interface CamIon. Os demais blocos consistem em módulos já desenvolvidos pelo LNLS.

O sinal gerado pela câmara de ionização, em forma de corrente elétrica, passa pelo pré-amplificador. Nele, a corrente é convertida em tensão com 4 ganhos diferentes ($\times 1$, $\times 10$, $\times 100$ e $\times 1000$).

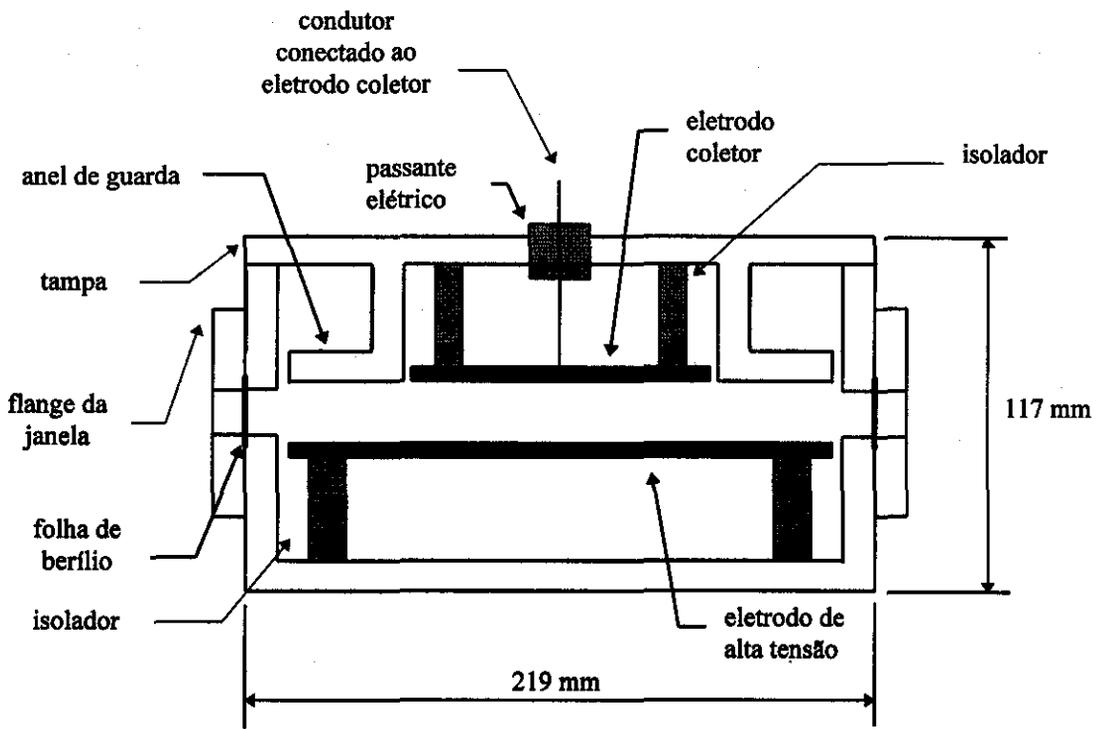


Figura 4.1.a : Corte da vista lateral da câmara de ionização montada para o LNLS.

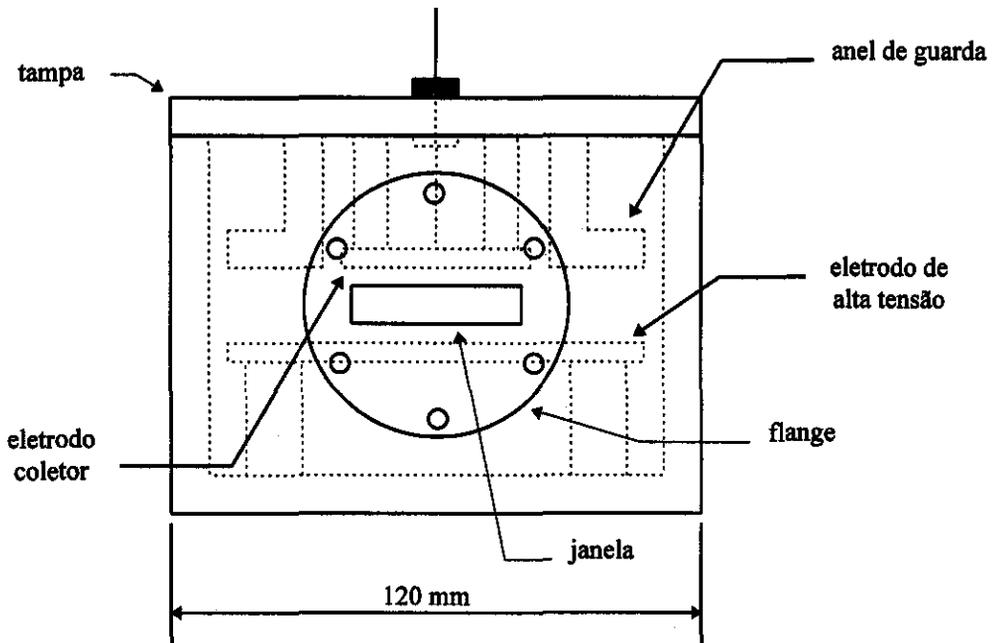


Figura 4.1.b : Vista frontal da câmara de ionização montada para o LNLS.

O amplificador recebe o sinal do pré-amplificador e amplifica com ganhos entre x_1 , x_2 , x_5 e x_{10} .

As definições dos ganhos do pré-amplificador e do amplificador são enviados pelo bloco seguinte, a interface CamIon. A interface CamIon também é responsável pela interface com o sistema LOCO. Através dela, podemos selecionar os ganhos do pré-amplificador e do amplificador pelo sistema LOCO ou manualmente. Neste módulo, existe também um conversor tensão-frequência que pode transformar a tensão da saída do amplificador em pulsos, cuja frequência é proporcional à tensão. Portanto, na saída da interface CamIon, temos dois tipos de sinais:

- Tensão analógica (0 V ~ 10 V).
- Pulsos TTL (0 Hz ~ 500 kHz).

Estes dois sinais poderão ser medidos, pelo sistema LOCO, através das placas LOCOMUX e Contador respectivamente.

O sistema LOCO possui um barramento de 64 vias, sendo parte delas compatíveis com os sinais do Z80 e as restantes são destinadas principalmente, a operações de entrada e saída. O gabinete do LOCO é compatível com padrão Euro de placas. A configuração mínima para este sistema é composta de uma placa CPU e uma placa Serial. Na primeira, está localizado o Z80 juntamente com 8 kbytes de ROM e 4 kbytes de RAM. A segunda placa é uma interface serial, tipo RS-232, através da qual é possível a comunicação com a placa CPU, utilizando a saída serial de um microcomputador comercial.

Além destas duas placas básicas, existem outras que, conforme as necessidades, podem ser adicionadas ao sistema. Descreveremos a seguir os dois tipos de placas que utilizamos para a leitura da câmara de ionização:

- **LOCOMUX** - consiste em um conversor analógico-digital de 12 bits (AD574 da Analog Devices), configurada para ler sinais de 0 a 10 V. A entrada do ADC é multiplexada, com portas analógicas CMOS (4066), para quatro entradas independentes. Desta forma é possível ler quatro sinais analógicos de 0 a 10 V.
- **Contador** - é um contador de sinais TTL, onde a habilitação (*start*) e a desabilitação (*stop*) é feita pela CPU do sistema LOCO, assim como a leitura e limpeza do contador.

Maiores informações sobre estas duas placas e o sistema LOCO podem ser encontradas trabalho do Grupo de Controle do LNLS^[1].

A possibilidade de ler o sinal da câmara de ionização através de um contador, torna possível realizar medidas de duas câmaras simultaneamente, utilizando dois contadores com os acionamentos (*start*) em comum. Ao contrário da medida de dois sinais analógicos através de uma LOCOMUX, as medidas são feitas de modo sequencial, ou seja, primeiro converte um sinal e depois o outro.

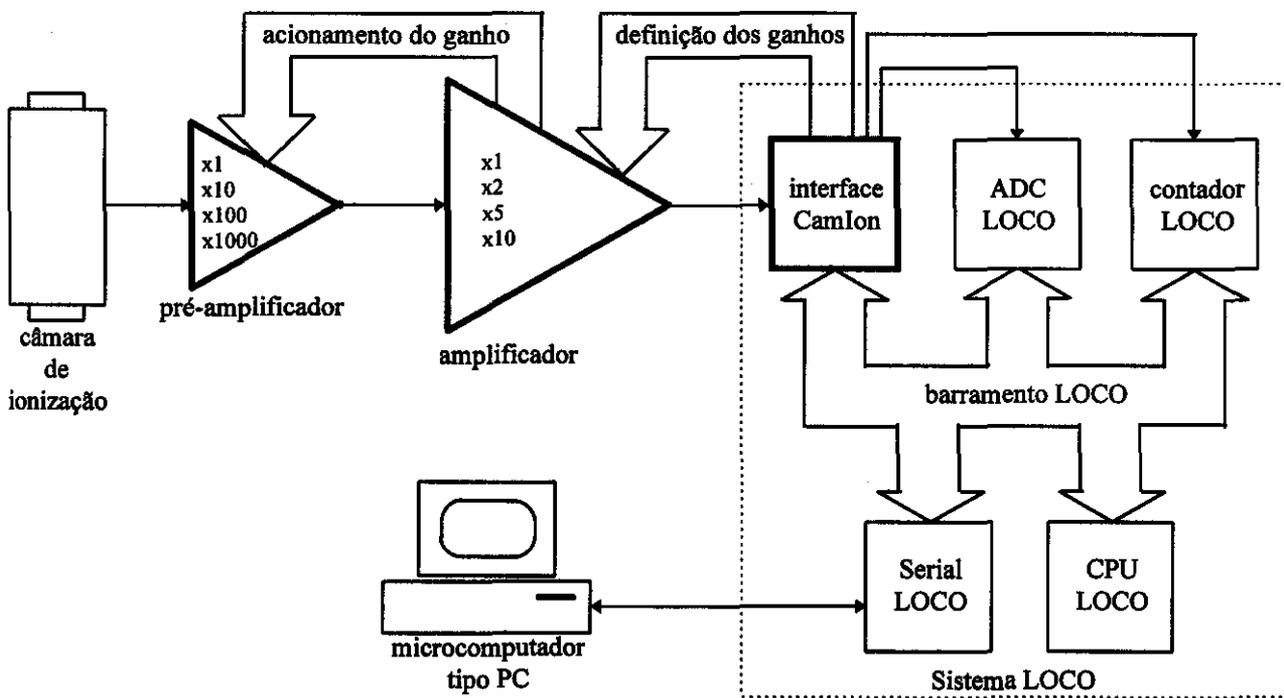


Figura 4.2: Diagrama de blocos do sistema para leitura da câmara de ionização.

A comunicação com o sistema LOCO é feita através da porta RS-232 de um microcomputador tipo PC. Desta forma, através de um linguagem de alto nível, é possível ler e armazenar o sinal da câmara de ionização, bem como definir os ganhos dos módulos pré-amplificador e amplificador.

4.3.1 - Pré-amplificador

O circuito completo do pré-amplificador encontra-se no apêndice A e, na figura 4.3, temos o diagrama de blocos correspondente. Ele consiste em um amplificador operacional montado na configuração de conversor corrente-tensão, onde a realimentação pode ser dada através de um dos 4 resistores existentes (10 M Ω , 100 M Ω , 1 G Ω e 10 G Ω).

Dada uma corrente I que entra no amplificador operacional configurado no modo conversor corrente-tensão, a saída será uma tensão, V_o , dada por^[2]:

$$V_o = -R \times I \quad (4.1)$$

Onde R é a resistência de realimentação.

Desta forma, o ganho do pré-amplificador é dado diretamente pelo valor da resistência R .

A comutação entre os diferentes resistores é feita por chaves magnéticas (*reed relay*). Basicamente estas chaves são dois contatos encapsulados em um bulbo de vidro. Na presença de um campo magnético, os contatos unem-se. Para

produzir o campo magnético, existe uma bobina enrolada ao redor do bulbo. Desta forma quando energizamos esta bobina, produziremos o campo magnético que fechará os contatos.

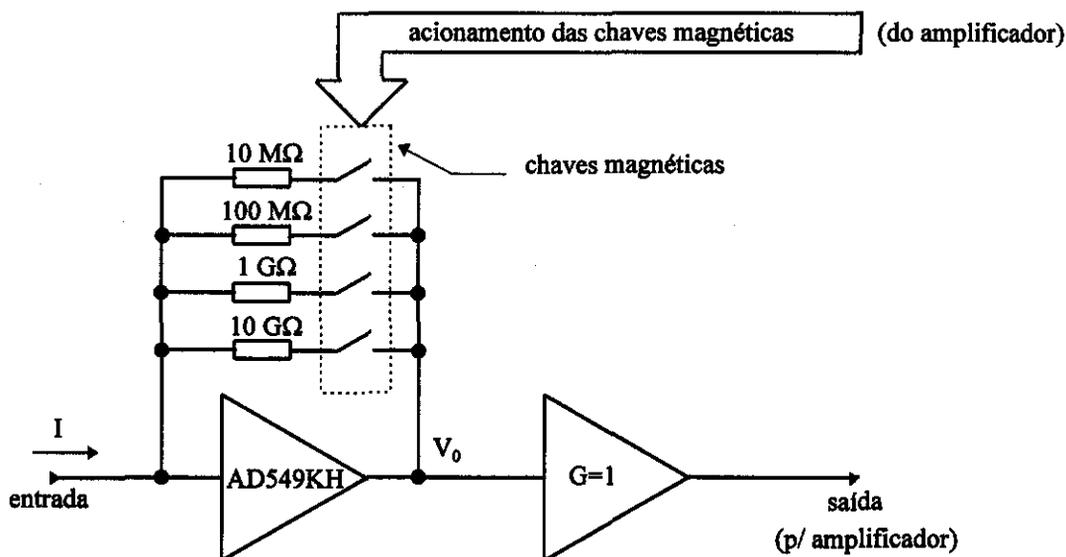


Figura 4.3 : Diagrama de blocos do pré-amplificador.

A escolha deste tipo de chave deve-se a baixa resistência entre os contatos quando estão fechados ($<0,10 \Omega$), e a alta resistência quando estão abertos ($> 10^{11} \Omega$). Estes valores são importantes para não alterar a resistência do resistor que estamos conectando na realimentação do amplificador operacional, pois como já vimos (equação 4.1), o ganho depende desta resistência.

Outra vantagem deste tipo de chave é que, por ser uma chave mecânica, não introduz ruído elétrico na realimentação do amplificador operacional.

O amplificador operacional utilizado é o AD549KH fabricado pela Analog Devices^[2], e tem como principais características a baixa corrente de polarização (75 fA) e baixa dependência de *off-set* com a temperatura ($5 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$). Estas características fazem dele um amplificador operacional ideal para trabalhar com baixas intensidades de corrente.

Os resistores de realimentação escolhidos ($10 \text{ M}\Omega$, $100 \text{ M}\Omega$, $1 \text{ G}\Omega$ e $10 \text{ G}\Omega$) possuem baixa dependência da resistividade com a temperatura, fazendo com que o ganho do pré-amplificador (equação 4.1) não dependa fortemente da temperatura. Os resistores de $10 \text{ M}\Omega$ e $100 \text{ M}\Omega$ são resistores de filme metálico produzidos pela Caddock, e a dependência da resistência com a temperatura é de $5 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. Os resistores de $1 \text{ G}\Omega$ e $10 \text{ G}\Omega$ são produzidos pela Victoreen. São resistores de filme metálico encapsulados, a vácuo, em um bulbo de vidro para não absorver umidade ou outras impurezas. A dependência da resistência com a temperatura é de $100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ e $500 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ para os resistores de $1 \text{ G}\Omega$ e $10 \text{ G}\Omega$, respectivamente.

Após o AD549KH, existe um outro amplificador operacional (AD-OP07) que está na configuração amplificador inversor e tem ganho igual a 1. Ele possui duas funções: transformar a tensão negativa (equação 4.1) da saída do AD549KH para positiva e de dar um ganho de corrente na saída do pré-amplificador (*buffer*).

4.3.2 - Amplificador

Utilizamos um amplificador programável da Burr-Brown, INA101, para amplificar o sinal do pré-amplificador. Os 4 ganhos possíveis (x1, x2, x5 e x10) são definidos através de diferentes valores de resistência. A comutação destas resistências é dada, como no pré-amplificador, por chaves magnéticas.

Na figura 4.4 temos o diagrama de blocos do amplificador e seu esquema elétrico pode ser encontrado no apêndice A.

A definição dos ganhos do pré-amplificador e do amplificador é feita através de um código de dois bits para cada dispositivo. Este código são enviados pela interface CamIon e são decodificados (74LS139). As saídas do decodificador são ligadas ao acionador de chaves magnéticas.

O acionador de chaves magnéticas é feito por um MC1411 (rede de transistores Darlington). Desta forma, o sinal que vem do decodificador satura um dos transistores que por sua vez energiza a bobina da chave magnética.

Apesar de não estar representado no diagrama de blocos, o amplificador possui também uma fonte de alimentação, que também alimenta o pré-amplificador com ± 12 V.

Conhecendo todos os ganhos possíveis para o pré-amplificador e para o amplificador, e considerando que a máxima tensão que podemos medir com a LOCOMUX é 10 V, podemos obter os fundos de escala (tabela 4.1), em unidade de corrente, para cada combinação de ganhos.

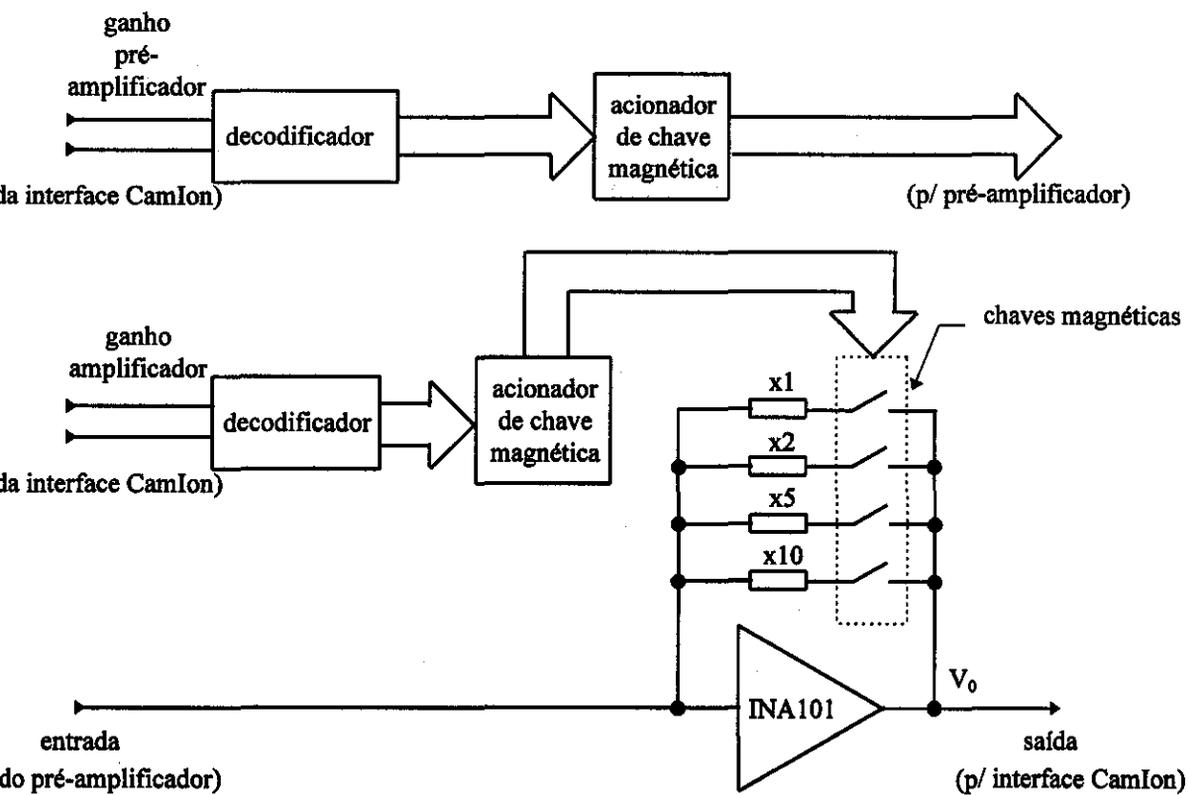


Figura 4.4: Diagrama de blocos do amplificador.

Ganho do Pré-amplificador	Ganho do Amplificador	Fundo de escala (A)
x1	x1	1 μ
	x2	500 n
	x5	200 n
	x10	100 n
x10	x1	100 n
	x2	50 n
	x5	20 n
	x10	10 n
x100	x1	10 n
	x2	5 n
	x5	2 n
	x10	1 n
x1000	x1	1 n
	x2	500 p
	x5	200 p
	x10	100 p

Tabela 4.1: Fundo de escalas possíveis em função das diferentes combinações entre os ganhos do pré-amplificador e do amplificador.

4.3.3 - Interface CamIon

A interface CamIon é uma placa compatível com o sistema LOCO. Ela utiliza-se dos sinais de A0 (via de endereço do Z80), WR (sinal de *write* do Z80), MD (via de endereçamento do sistema LOCO) e D0, D1, D2 e D3 (via de dados do Z80), que fazem parte do barramento do LOCO.

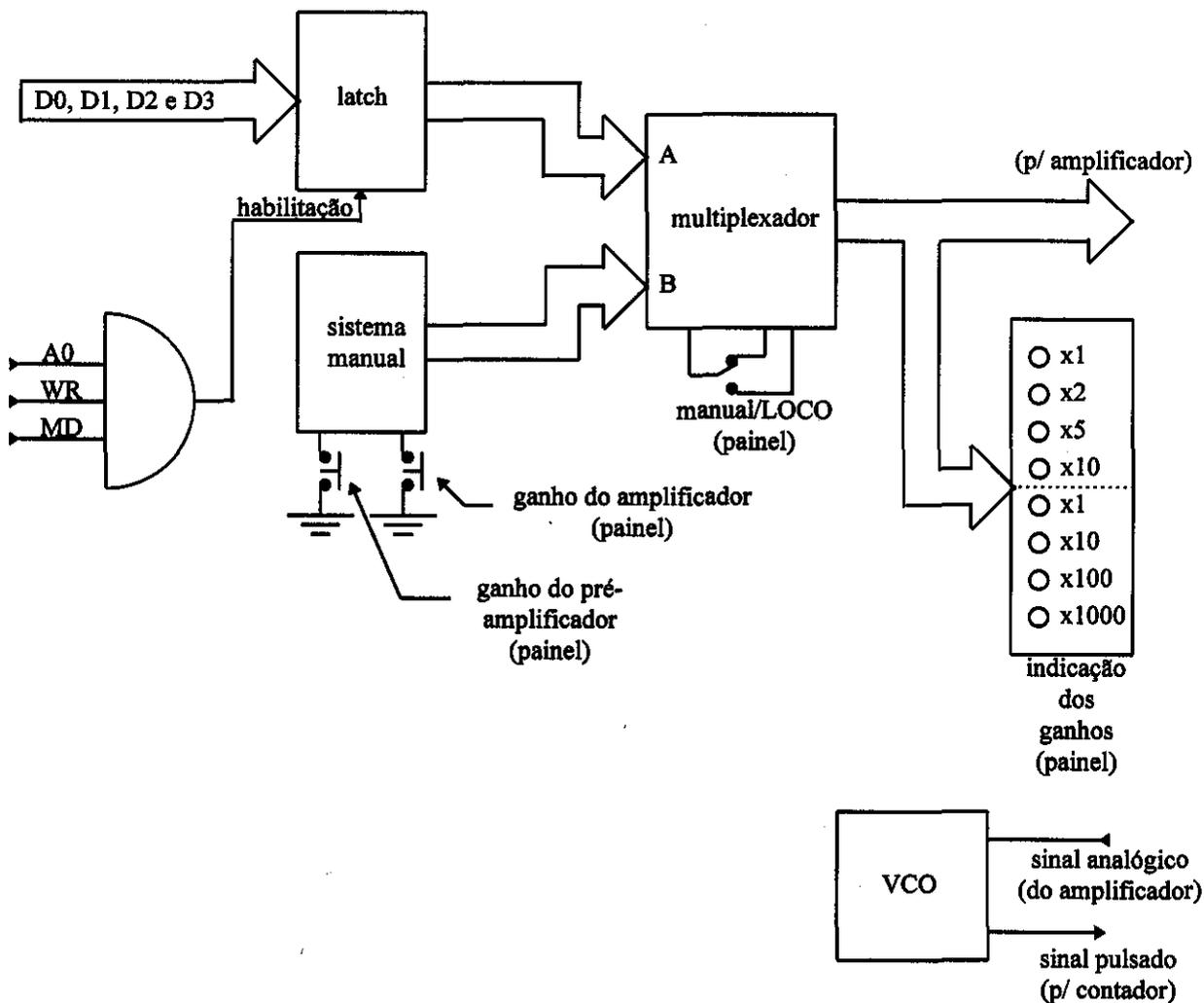


Figura 4.5: Diagrama de blocos a interface CamIon.

O endereçamento da interface é feito utilizando os sinais de A0, WR e MD do LOCO. Portanto, para escrevermos na interface será necessário realizarmos uma operação de escrita no endereço hexadecimal $(X1)_{hexa}$, onde X significa qualquer valor, e módulo MD = 14 ou 15 (dependerá da posição do *jumper* na interface). Executando a operação de escrita na interface, habilitaremos o *latch* (74LS374) para aceitar os dados D0, D1, D2 e D3 (figura 4.5) do barramento LOCO.

Se a chave manual/LOCO, localizada no painel da interface, estiver selecionada no modo LOCO, os dados armazenados no *latch* passam pelo multiplexador (74LS157) e vão para o amplificador através de um cabo multi-

vias. Esta mesma saída está ligada ao indicador de ganhos, que mostram, através de *led's*, os estados dos ganhos no pré-amplificador e no amplificador.

O conjunto de dados, D0 a D3, define o ganho no pré-amplificador e no amplificador obedecendo a tabela 4.2:

D3	D2	D1	D0	Ganho
0	0	0	0	1
0	0	0	1	10
0	0	1	0	100
0	0	1	1	1000
0	1	0	0	2
0	1	0	1	20
0	1	1	0	200
0	1	1	1	2000
1	0	0	0	5
1	0	0	1	50
1	0	1	0	500
1	0	1	1	5000
1	1	0	0	10
1	1	0	1	100
1	1	1	0	1000
1	1	1	1	10000

Tabela 4.2: Correspondência entre os dados enviados pelo sistema LOCO e o ganho final no sistema de leitura da câmara de ionização. Os valores dos demais estados dos dados (D4, D5, D6 e D7) são irrelevantes.

Para operar no modo manual, a chave manual/LOCO deve estar no *manual* e assim o multiplexador aceita os dados da entrada B (sistema manual). O sistema manual opera através do acionamento de duas chaves momentâneas localizadas no painel: uma para o ajuste do ganho do pré-amplificador e outra do amplificador.

Na interface CamIon existe um módulo, VCO, que converte a tensão da saída do amplificador em pulsos TTL, cuja a frequência é proporcional a tensão que entra no VCO. Este bloco consiste no AD650 da Analog Devices. A faixa de tensão de entrada é de 0 a 10 V, e a frequência de saída é de 0 a 500 kHz.

Referências:

- [1] - Grupo de Controle do LCLS, *Sistema de Controle Linac 50 MeV*, ver. 1.0, Brasil, 1990.
- [2] - Analog Devices, *Linear Products Databook*, EUA, 1990/91.

Capítulo 5

Calibração da câmara de ionização com ar a 1 atm

5.1 - Introdução

Apresentamos a calibração realizada na câmara de ionização construída para o LNLS. A calibração consiste em determinar a relação entre a corrente gerada pela câmara de ionização e a intensidade de fótons incidente. Esta calibração foi efetuada para fótons com energias de 5,4 keV (Cr - $K\alpha$), 8,4 keV (W - $L\alpha$) e 17,5 keV (Mo - $K\alpha$), utilizando o ar a pressão atmosférica.

O procedimento para calibrar a câmara utiliza um fotodiodo como detector de referência, pois tanto a câmara de ionização como o fotodiodo cobrem uma dinâmica de intensidade de fótons similar.

O fotodiodo utilizado possui uma curva de calibração, a qual permite obter a intensidade de fótons em função da corrente gerada. Porém, esta calibração é fornecida para a região entre 50 eV a 1600 eV. Optamos, assim, por realizar uma calibração do fotodiodo, na região de raios-X, utilizando um cintilador.

Uma vez calibrado o fotodiodo, podemos utilizá-lo como detector de referência para calibrar a câmara de ionização.

5.1 - Calibração do fotodiodo

O fotodiodo utilizado é o modelo AXUV-100, fabricado pela IRD - International Radiation Detectors. É um fotodiodo de silício destinado a medir uma faixa espectral que vai do ultravioleta de vácuo até raios-X moles.

A eficiência quântica deste dispositivo só foi caracterizada, pelo fabricante^[2], de 10 eV a 1600 eV. Nesta calibração foi observada uma eficiência quântica de 100% na faixa de 50 eV até 1600 eV.

Para fótons com energias maiores é esperado que a eficiência diminua, pois o valor finito da espessura sensível do fotodiodo não absorve fótons mais energéticos.

A calibração do fotodiodo foi realizada tomando como referência um detector de cintilação de NaI dopado com Tl, modelo 1XMP040B, fabricado pela Bicron. Para polarizar a fotomultiplicadora deste detector, foi utilizada uma fonte de alta tensão (fabricado pela Ortec, modelo 478).

O sinal de saída do cintilador, pré-amplificado internamente, foi conectado a um amplificador (Ortec - modelo 575A). A saída do amplificador é

discriminada por um analisador mono-canal (Ortec - modelo 551), cuja a saída é ligada a um contador (Ortec - modelo 776).

Sabendo-se que a espessura do cristal de NaI(Tl) utilizado é de 1 mm, a absorção de fótons deste cristal em função da energia é dada pela figura 5.1. Podemos assim esperar que a eficiência deste detector seja igual a 100% para fótons de até 20 keV. Deve-se observar que existe uma janela de berílio com 130 μm de espessura antes do NaI(Tl), e portanto devemos corrigir a intensidade medida com a absorção de fótons por esta janela.

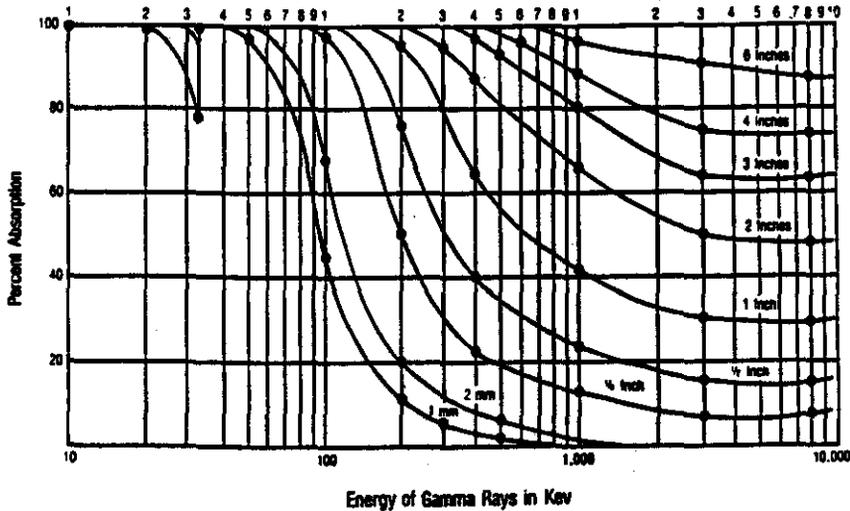


Figura 5.1: Porcentagem de absorção de radiação pelo cristal de NaI(Tl) em relação a energia do fóton, para diferentes espessuras de cristal^[1].

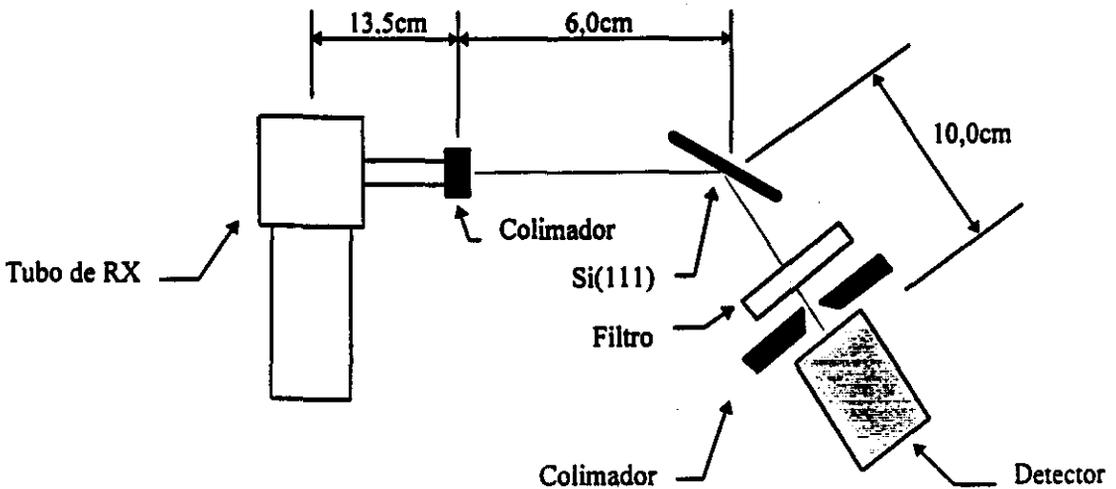


Figura 5.2: Montagem experimental para calibração dos detectores.

Como fonte de radiação, foram utilizados tubos de raios-X convencionais, com alvos de Cr, W e Mo fabricados pela Siemens (fonte: modelo 710H, tubo de RX série FK-04). Utilizando a difração em um cristal de Si (111), foi possível selecionarmos as energias de 5,4 keV ($K\alpha$ do Cr), 8,4 keV ($L\alpha$ do W) e 17,5 keV ($K\alpha$ do Mo). A montagem experimental é mostrada na figura 5.2.

O colimador na saída do tubo de RX consiste em um tubo de aço inox com 5 cm de comprimento e 1,5 cm de diâmetro, e na sua extremidade foi colocado uma tampa com um furo central de 1 mm de diâmetro.

Inicialmente foi utilizado o cintilador como detector. Para diminuir a intensidade do feixe, Φ_0 , sobre o cintilador, utilizamos filtros cujo material é dado na tabela 5.1.

Para obter a transmissão de cada filtro, medimos a intensidade de fótons com (Φ) e sem filtro (Φ_0) utilizando o cintilador. A porcentagem de transmissão será dada pela razão entre Φ e Φ_0 . Os valores obtidos são mostrados na tabela 5.1.

Energia (keV)	Filtro	Transmissão (%)
5,4	alumínio	0,65±0,01
8,4	cobre	2,50±0,05
17,5	cobre	1,10±0,02

Tabela 5.1: Material e porcentagem de transmissão dos filtros utilizados no processo de calibração para as diferentes energias.

No processo de calibração, a intensidade do feixe (taxa de contagem de eventos) foi medida para diferentes correntes de filamento do tubo de RX. A tensão entre filamento e ânodo dos tubos de RX foi mantida constante e igual a 20 kV para os tubos de Cr e W, e 45 kV para o tubo de Mo.

Levando em conta a atenuação pelo filtro e pela janela de berílio, podemos obter a intensidade de fótons incidentes antes do filtro, Φ_0 , que estão apresentados na figura 5.3^{*}.

^{*} As barras de erro foram omitidas quando menores que o símbolo utilizado nos pontos experimentais. Esta observação é válida para todos os gráficos apresentados nesta dissertação.

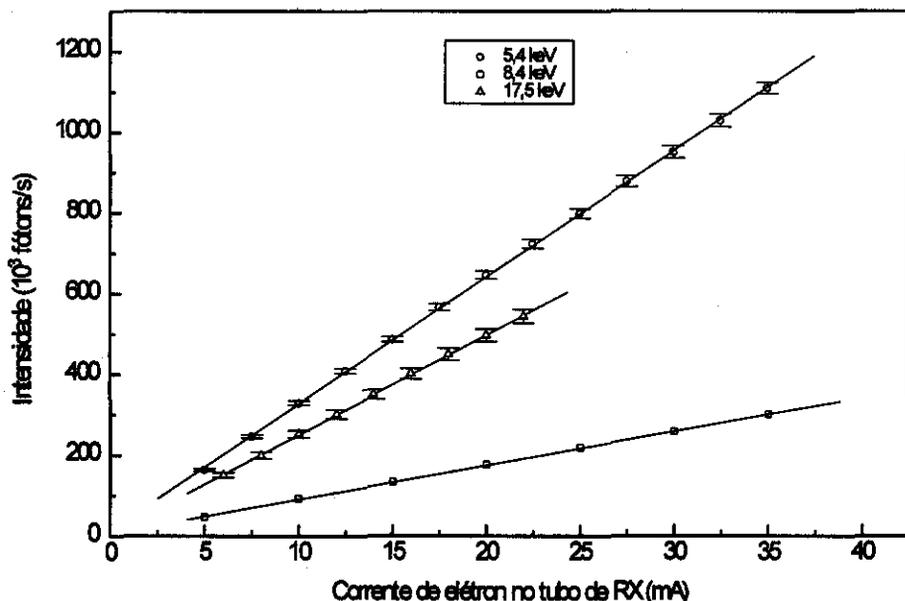


Figura 5.3: Intensidade, Φ_0 , medida com o cintilador em função da corrente de elétrons no tubo de RX, para fótons com 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV.

Na montagem da figura 5.2, substituímos o cintilador pelo fotodiodo e retiramos o filtro. As mesmas medidas efetuadas com o cintilador foram repetidas utilizando o fotodiodo.

Sabendo-se que o limite superior de intensidade que o cintilador pode medir é da ordem de 10^4 fótons/s, a ausência do filtro é justificada pela capacidade do fotodiodo de poder medir intensidades superiores às medidas pelo cintilador.

A corrente gerada pelo fotodiodo foi medida através de um eletrômetro da marca Keithley (modelo 617).

Para determinar a intensidade através da corrente fornecida pelo fotodiodo, usamos a equação 2.5. Supondo que a eficiência do fotodiodo, ϵ_{diodo} , depende da probabilidade do fóton ser absorvido na espessura sensível do fotodiodo^[2] e desprezando as perdas, podemos expressar a eficiência pela equação:

$$\epsilon_{\text{diodo}} = 1 - e^{-\mu_{\text{Si}} t_{\text{Si}}} \quad (5.1)$$

Onde μ_{Si} é o coeficiente de absorção do silício e t_{Si} é a espessura sensível do fotodiodo.

As correntes medidas foram transformadas em intensidades de fótons utilizando a equação 5.1 e 2.5. Os valores de $\mu_{\text{Si}} / \rho_{\text{Si}}$ utilizados são $189 \text{ cm}^2/\text{g}$, $53,3 \text{ cm}^2/\text{g}$ e $6,44 \text{ cm}^2/\text{g}$ para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV, respectivamente^[3].

A espessura do silício é estimada pelo fabricante como sendo aproximadamente igual a $t_{Si} = 30 \mu\text{m}^{[4]}$ e utilizamos o valor da densidade do silício igual a $\rho_{Si} = 2,42 \text{ g/cm}^3$ ^[5].

Os dados de intensidades obtidos com o fotodiodo encontram-se na figuras 5.4, 5.5 e 5.6. Nestas figuras são mostrados os limites de intensidade considerando um erro de 10% na eficiência do fotodiodo.

Observamos que a intensidade medida pelo cintilador não coincide com a intensidade medida pelo fotodiodo, mesmo considerando um erro de 10% na eficiência do fotodiodo. Um erro na eficiência é a possibilidade mais plausível, devido a incerteza nos valores de μ_{Si} , ρ_{Si} e t_{Si} . Logo, recalculamos a eficiência do fotodiodo, ϵ_{diodo} , utilizando as intensidades medidas pelo cintilador. Este valor experimental de ϵ_{diodo} será:

$$\epsilon_{\text{diodo}} = \frac{3,63 I_{\text{diodo}}}{E_{\gamma} e \Phi_{\text{cint}}} \quad (5.2)$$

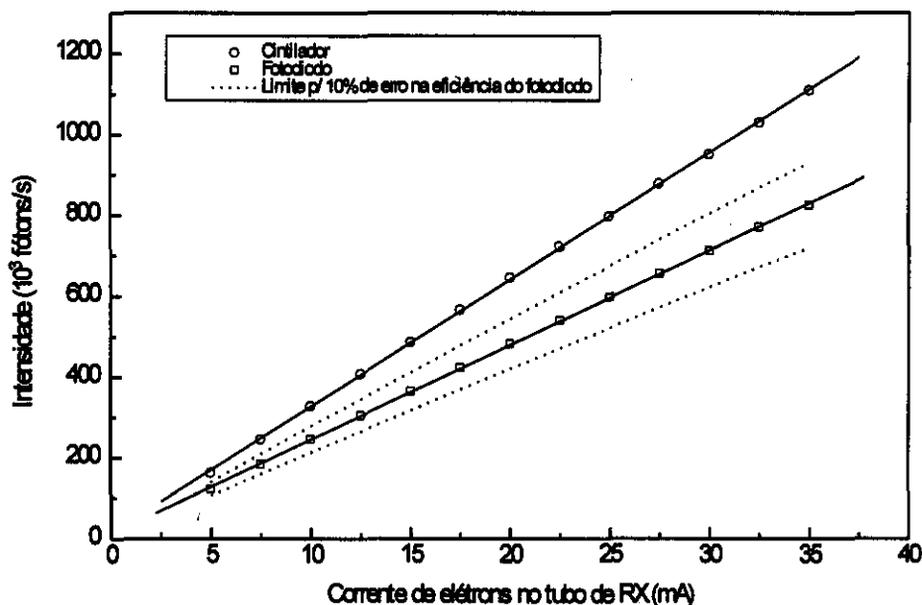


Figura 5.4: Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 5,4 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.

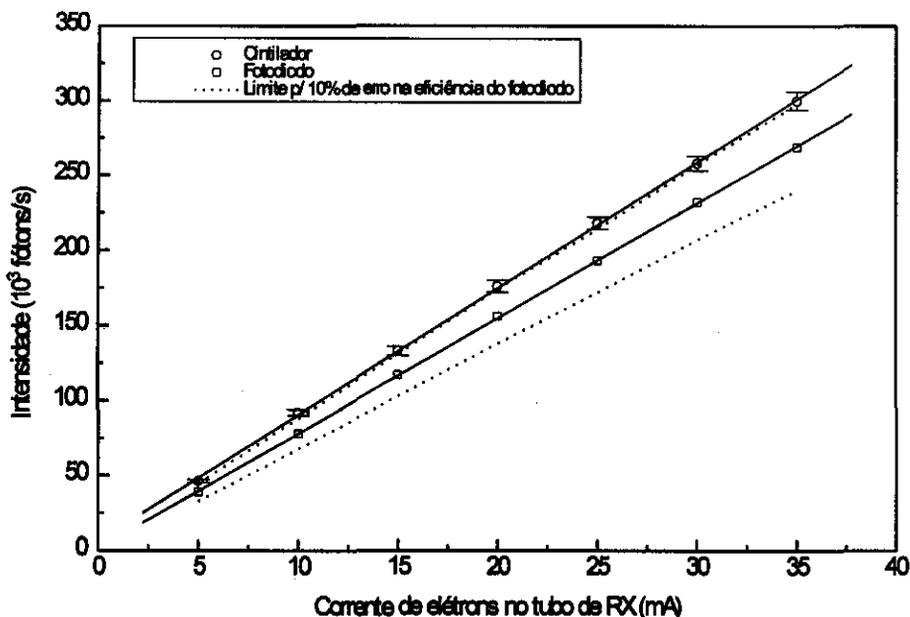


Figura 5.5: Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 8,4 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.

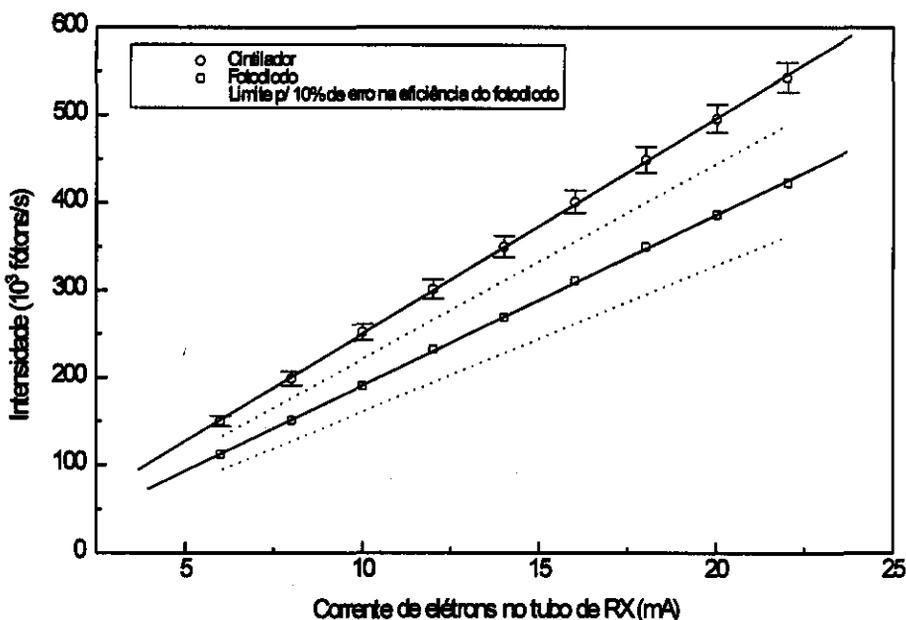


Figura 5.6: Intensidade de fótons, após o filtro, com energia de 17,5 keV medida com o cintilador e com o fotodiodo.

Na tabela 5.2 são mostradas as médias das eficiências obtidas para diferentes correntes de elétrons no tubo de RX.

Energia (keV)	ϵ_{diodo} (%)
5,4	$52,7 \pm 0,8$
8,4	27 ± 1
17,5	$3,6 \pm 0,2$

Tabela 5.2: Eficiências do fotodiodo calculadas através da intensidade medida pelo cintilador.

A partir dos dados da tabela 5.2 construímos o gráfico apresentado na figura 5.8, onde se mostra a dependência da eficiência do fotodiodo com a energia do fóton. A eficiência do fotodiodo cai monotonamente com o aumento da energia do fóton, o que era de se esperar devido à menor atenuação do feixe de raios-X mais energéticos pelo fotodiodo. Quanto maior a energia, menor a probabilidade do fóton ser absorvido e portanto menor a eficiência do fotodiodo.

Na figura 5.7, mostramos uma curva de absorção teórica, obtida com o programa *Shadow*^[6], onde utilizamos os valores de $\rho_{\text{Si}} = 2,42 \text{ g/cm}^3$. A espessura do fotodiodo utilizada foi $t_{\text{Si}} = 23 \text{ }\mu\text{m}$, valor que produziu melhor ajuste dos pontos experimentais.

A diferença entre a curva de absorção e as eficiências experimentais obtidas (figura 5.7) mostra que a eficiência do fotodiodo não depende somente da absorção do fóton, depende também dos processos de perdas de elétrons e lacunas no fotodiodo. Um destes processos é a formação de armadilhas na estrutura cristalina do semicondutor pela radiação^[7]. Estas armadilhas capturam parte dos elétrons livres produzidos pela radiação, degradando a eficiência do fotodiodo. A formação destas armadilhas dependem da dose de radiação que o fotodiodo recebe. Logo, a eficiência cai com o tempo de uso do fotodiodo.

Substituindo os valores das eficiências experimentais do fotodiodo, na equação 2.5, obtemos as seguintes equações de calibração:

$$\bullet \quad 5,4 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{diodo}} = (11,9 \pm 0,4)10^{15} I_{\text{diodo}} \quad (5.3)$$

$$\bullet \quad 8,4 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{diodo}} = (11,5 \pm 0,6)10^{15} I_{\text{diodo}} \quad (5.4)$$

$$\bullet \quad 17,5 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{diodo}} = (36 \pm 2)10^{15} I_{\text{diodo}} \quad (5.5)$$

Onde I_{diodo} é a corrente gerada pelo fotodiodo em ampères e Φ_{diodo} é a intensidade de fótons em fótons/s.

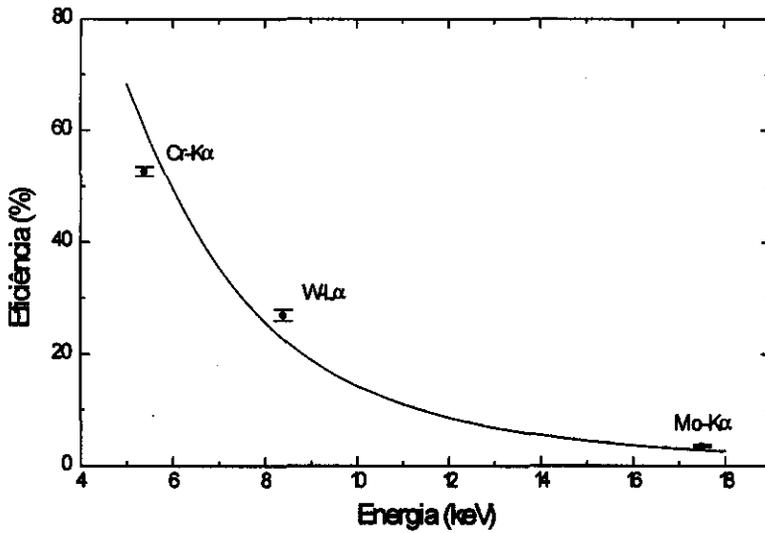


Figura 5.7: Eficiência do fotodiodo com relação à energia do fóton. A curva representa a porcentagem de absorção do silício com espessura $t_{Si} = 23 \mu\text{m}$.

5.3 - Curva de saturação

Antes de iniciarmos a calibração da câmara de ionização, é necessário encontrar a região onde ocorre a saturação da câmara com ar a 1 atm e fótons com energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV. Conhecendo esta região, é possível definir a tensão de polarização entre os eletrodos da câmara.

As curvas de saturação foram medidas para as intensidades obtidas com a máxima corrente de elétrons permitida nos diferentes tubos de RX. A corrente de elétrons e tensão entre filamento e ânodo utilizados foram: 40 mA/20 kV - cromo, 40 mA/20 kV - tungstênio e 22 mA/45 kV - molibidênio.

As curvas obtidas para cada energia são mostrados na figura 5.8. Observamos que a partir de 10 V atingimos a região de saturação para as três energias. Polarizamos os eletrodos com uma tensão de 400V, garantindo assim que a câmara trabalha na região de saturação.

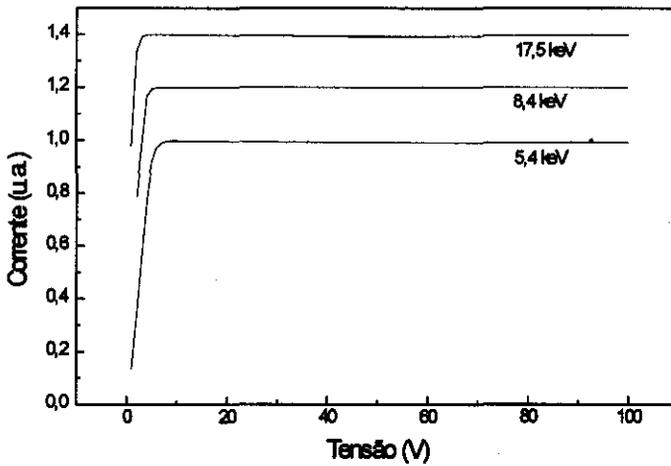


Figura 5.8: Curva de saturação da câmara de ionização (ar a 1 atm) para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV.

5.4 - Calibração da câmara de ionização

Conhecendo-se as equações de calibração do fotodiodo (eq. 5.3, 5.4 e 5.5), podemos usá-lo como detector de referência para calibrarmos a câmara de ionização. O procedimento é idêntico ao utilizado para a calibração do fotodiodo (item 6.1). Foi utilizada a montagem apresentada na figura 5.2, com a diferença que não foi utilizado filtro. O colimador utilizado na saída do tubo de RX foi aumentado para 2,0 mm de diâmetro, aumentando assim a intensidade do feixe.

Na figura 5.9, são apresentadas as intensidades medidas com o fotodiodo em função da corrente de elétrons do tubo de RX, para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV.

A mesmas medidas anteriores foram repetidas com a câmara de ionização, e os dados obtidos são apresentados na figura 5.10.

Através da equação 3.23, podemos obter as eficiências da câmara de ionização, ϵ_{camion} , utilizando as intensidades medidas pelo fotodiodo, Φ_{diodo} , e as correntes medidas na câmara, I_{camion} :

$$\epsilon_{\text{camion}} = \frac{w}{E_{\gamma}} \frac{I_{\text{camion}}}{\Phi_{\text{diodo}}} \quad (5.6)$$

Onde w é a energia média para formar um par elétron-íon, no caso do ar, $w = 34$ eV (tabela 2.1).

A média das eficiências obtidas para cada energia, estão na tabela 5.3.

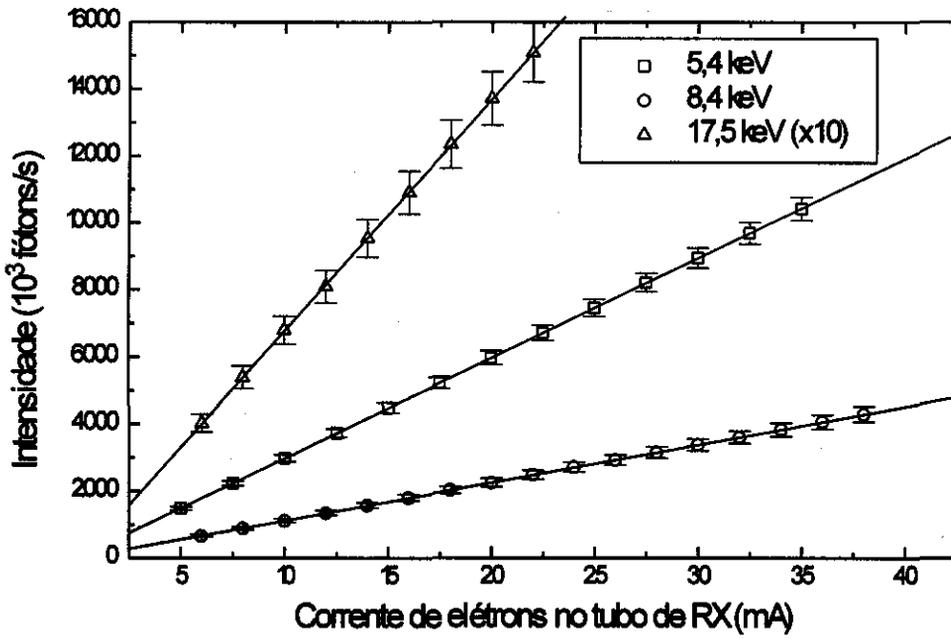


Figura 5.9: Intensidade de fótons, medida através do fotodiodo, em função da corrente de elétrons no tubo de RX para diferentes energias.

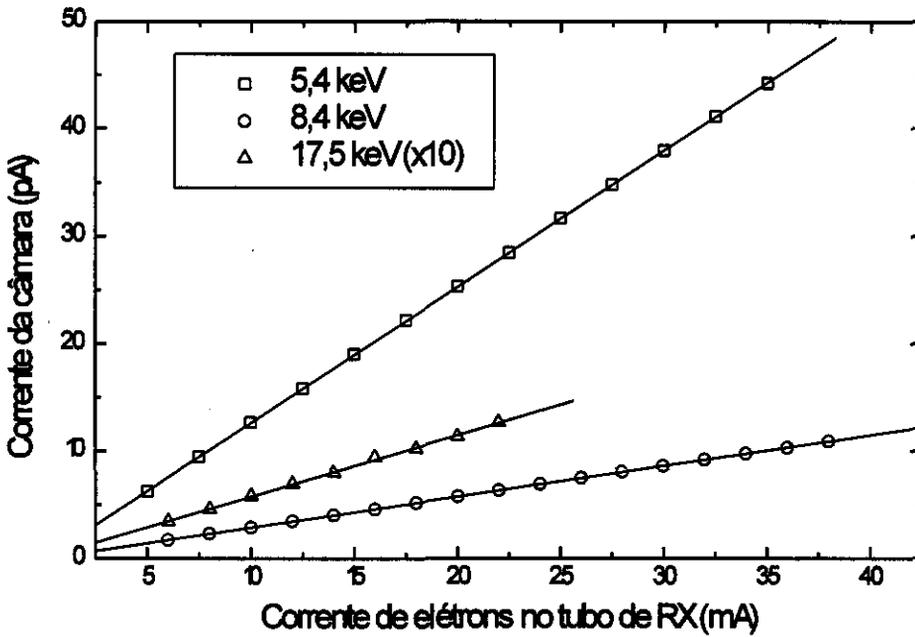


Figura 5.10: Corrente medida na câmara de ionização em função da corrente de elétrons no tubo de RX, para diferentes energias.

Energia (keV)	ϵ_{camion} (%)
5,4	$16,6 \pm 0,6$
8,4	$6,5 \pm 0,5$
17,5	$1,03 \pm 0,06$

Tabela 5.3: Eficiências da câmara de ionização (ar a 1 atm), calculadas considerando a intensidade medida pelo cintilador.

Na figura 5.11 é apresentado o gráfico da eficiência da câmara em função da energia. A queda da eficiência com o aumento da energia dos fótons está relacionada com a atenuação do feixe pela região sensível da câmara. Este fato pode ser observado através da porcentagem, calculada teoricamente, de fótons absorvidos na região sensível da câmara (figura 5.12). Esta porcentagem de fótons absorvidos, leva em consideração a absorção pela janela de berílio (200 μm de espessura) e pela coluna de ar na região insensível da câmara (figura 5.12).

No entanto a porcentagem de fótons absorvidos é maior que a eficiência medida, portanto a eficiência da câmara depende de outros fatores além da absorção. Um destes fatores é a fuga de cargas que existe através dos isoladores que fixam o eletrodo coletor da câmara. Esta fuga reduz a quantidade de cargas coletadas e conseqüentemente reduz a eficiência da câmara.

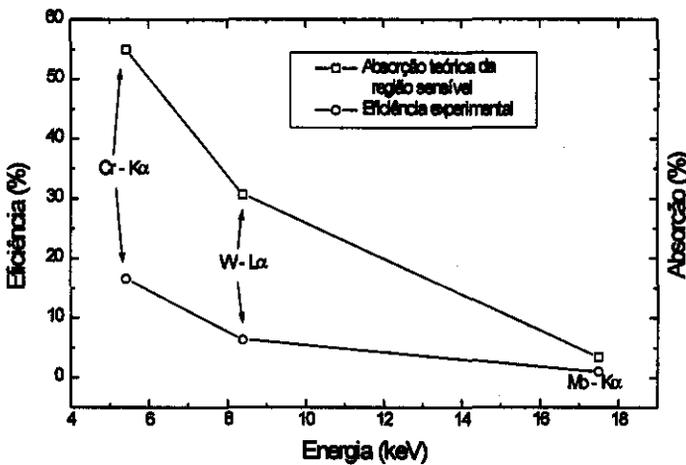


Figura 5.11: Eficiência e absorção na região sensível da câmara de ionização (ar a 1 atm) com relação a energia do fóton.

Substituindo os valores das eficiências experimentais da câmara de ionização, na equação 3.22, obtemos as seguintes equações de calibração:

$$\bullet \quad 5,4 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{camion}} = (237 \pm 9) 10^{15} I_{\text{camion}} \quad (5.7)$$

$$\bullet \quad 8,4 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{camion}} = (39 \pm 2) 10^{16} I_{\text{camion}} \quad (5.8)$$

- $17,5 \text{ keV} \rightarrow \Phi_{\text{camion}} = (118 \pm 7)10^{16} I_{\text{camion}}$ (5.9)

Onde I_{camion} é a corrente gerada pela câmara em ampères e Φ_{camion} é a intensidade de fótons em fótons/s.

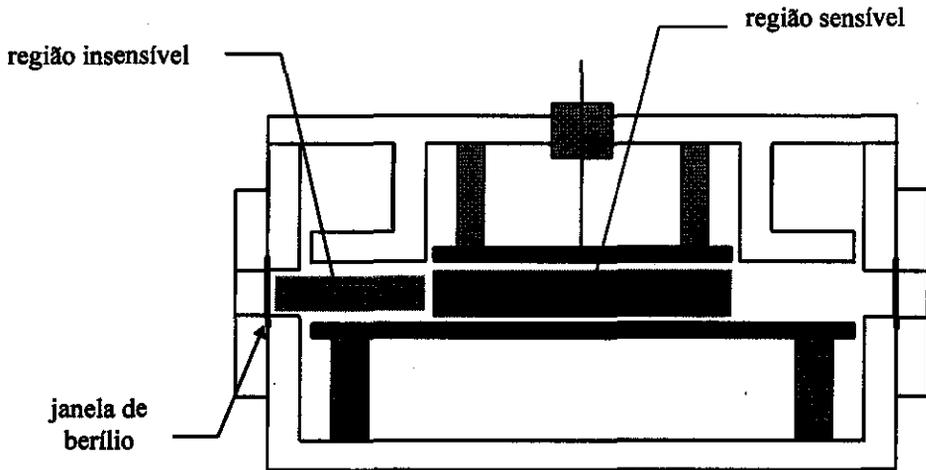


Figura 5.12: Região sensível e insensível da câmara de ionização.

5.5 - Linearidade

Apresentamos na figura 5.10, a variação da corrente gerada pela câmara em função da corrente de elétrons no tubo de RX. Através das equações de calibração 5.7, 5.8 e 5.9 podemos obter as intensidades medidas pela câmara através da sua corrente. Estas intensidades são apresentadas na figura 5.13.

Para medir a linearidade da resposta da câmara de ionização utilizamos o seguinte procedimento:

- Medida da intensidade de fótons, através da câmara de ionização, para diferentes correntes de elétrons no tubo de RX.
- Considerando que, para a região de baixa intensidade de fótons, a câmara é linear, realizamos uma regressão linear com os primeiros pontos experimentais.
- A linearidade é definida como:

$$\text{Linearidade} = \left(1 - \frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right) 100\% \quad (5.10)$$

Onde $\Delta\Phi$ é a máxima divergência entre os pontos experimentais e a reta da regressão linear, e Φ é a intensidade de fótons neste ponto.

Na figura 5.14, apresentamos um gráfico da diferença entre os pontos experimentais (para o caso de 8,4 keV) e a reta da regressão linear em função da intensidade dos fótons. A partir deste gráfico podemos obter o valor de $\Delta\Phi$ e Φ .

Os valores de linearidade obtidos estão na tabela 5.4.

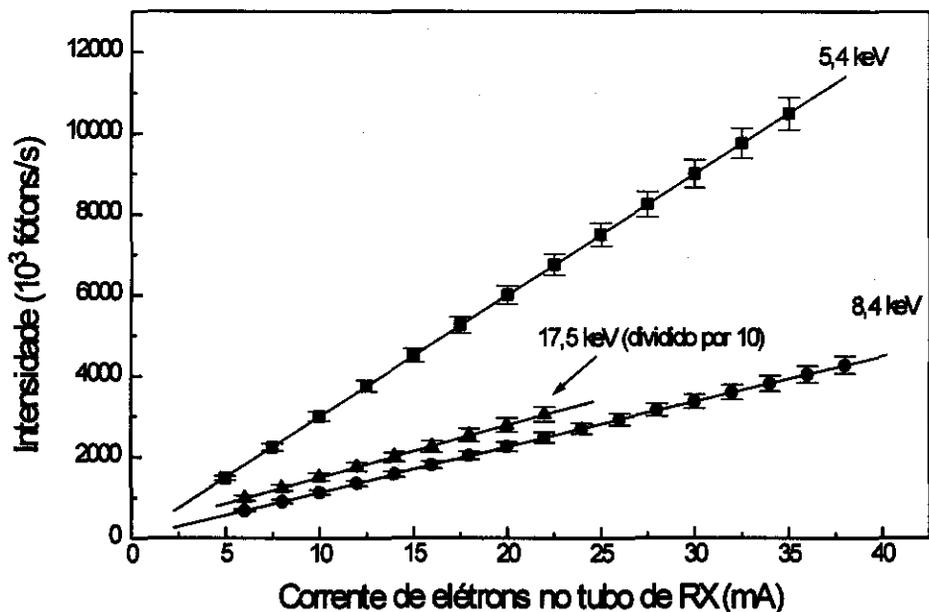


Figura 5.13: Intensidade de fótons medida pela câmara de ionização (ar a 1 atm) em função da corrente de elétrons no tubo de RX para diferentes energias.

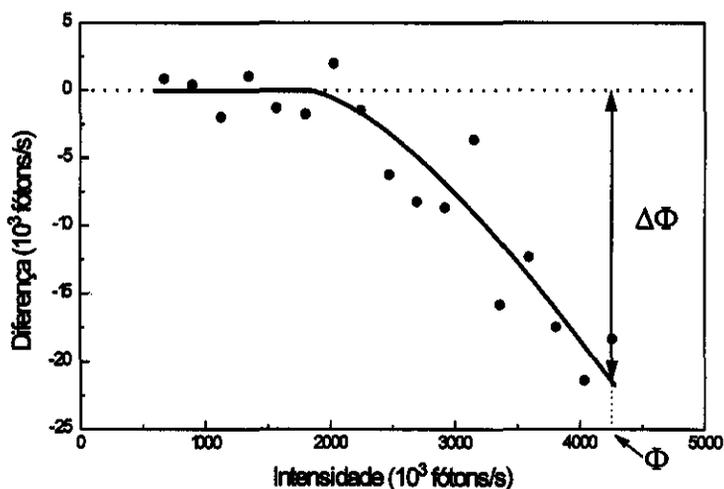


Figura 5.14: Diferença entre as intensidades medidas e a reta da regressão linear em função da intensidade dos fótons. Energia dos fótons igual a 8,4 keV.

Energia (keV)	Linearidade (%)
5,4	99,6
8,4	99,5
17,5	99,4

Tabela 5.4: Linearidade da câmara de ionização (ar a 1 atm) para diferentes energias

Referências:

- [1] - Bicron, catálogo de produtos.
- [2] - IRD - International Radiation Detectors, catálogo de produtos,
- [3] - *International Tables for X-ray Crystallography*, Vol. 3, editado por Kasper, J. S. e Lonsdale, K., ed. Kluwer Academic Publishers, 3^a edição, Holanda, 1989.
- [4] - Raj Korde, comunicação pessoal.
- [5] - *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, editado por Weast, R. C., ed. CRC Press, Inc., 67^a edição, EUA, 1987.
- [6] - Lai, B., Cerrina, F, *Nuclear Instruments and Methods*, A246, 337, 1986.
- [7] - Korde, R., Cable, J. S., Canfield, L. R., *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, Vol. 40, no. 6, dezembro, 1993.

Capítulo 6

Caracterização da câmara de ionização com diferentes gases e pressões

6.1 - Introdução

Os resultados obtidos com a câmara utilizando o ar a 1 atm (capítulo 5), mostram que a eficiência é baixa para fótons de alta energia, e a absorção de fótons pela câmara é grande para fótons de baixa energia. Estas características limitam a aplicação da câmara numa linha de luz do LNLS, onde geralmente é necessária uma eficiência alta para a faixa de 5 keV a 17 keV com mínima atenuação do feixe. Portanto, torna-se necessária uma caracterização da câmara com diferentes gases e pressões, a fim de obter uma melhor resposta na faixa de energia de interesse.

Foi realizado um estudo com a câmara de ionização utilizando os seguintes gases:

- Argônio.
- P-10 (90% de argônio e 10% de metano).
- Nitrogênio.
- Hélio.
- Ar.

Estes gases foram escolhidos por não possuírem bordas de absorção na faixa de energia de interesse (5 keV a 17 keV), e também por serem comumente utilizados em laboratórios para diversos fins.

Foram feitas medidas das eficiências a diferentes pressões (0,5 bar a 3 bar) para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV. Para as configurações onde se obteve a máxima eficiência foram medidas a linearidade e obtidas as curvas de saturação.

6.2 - Eficiência

Foi utilizada a montagem apresentada no capítulo 5 (figura 5.2). Onde o diâmetro do colimador utilizado na saída do tubo de RX foi aumentado para 2,0 mm, aumentando a intensidade do feixe.

A intensidade do feixe de RX, para as energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV, foi medida através do fotodiodo.

Os dados obtidos estão apresentados na tabela 6.1. As intensidades do feixe foram obtidas a partir da corrente do fotodiodo, utilizando as equações 5.3, 5.4 e 5.5. Na mesma tabela são apresentadas a corrente de elétrons, e a tensão entre ânodo e filamento de cada tubo de RX utilizado.

Energia (keV)	Corrente de elétrons (mA)	Tensão ânodo-filamento (kV)	Corrente do fotodiodo (pA)	Intensidade (10^5 fótons/s)
5,4	$35,0 \pm 0,1$	$20,0 \pm 0,1$	331 ± 1	39 ± 1
8,4	$35 \pm 0,1$	$20,0 \pm 0,1$	321 ± 1	37 ± 2
17,5	$22 \pm 0,1$	$45,0 \pm 0,1$	134 ± 1	48 ± 3

Tabela 6.1: Intensidades medidas com o fotodiodo para as diferentes energias. São apresentadas também as condições de operação do tubo de RX.

Substituímos o fotodiodo pela câmara de ionização e medimos a corrente gerada pela câmara com um eletrômetro (Keithley, modelo 617). O gás e sua pressão foram alterados para cada energia. A tensão entre os eletrodos da câmara permaneceu constante e igual a 400V. A intensidade do feixe permaneceu constante, ou seja, a corrente de elétrons e a tensão entre ânodo e filamento do tubo de RX permaneceram constantes.

Através das correntes da câmara de ionização obtidas e utilizando a equação 5.6, podemos obter as eficiências para cada energia. Os valores de w (energia média para formar um par elétron-íon) utilizados na equação 5.6 são dados na tabela 2.1.

Nas figuras 6.1, 6.2 e 6.3 estão apresentadas as eficiências obtidas para as energias 17,5 keV, 8,4 keV e 5,4 keV, respectivamente, em função da pressão do gás.

Para as energias de 8,4 keV e 17,5 keV, a utilização do gás hélio com pressões entre 0,5 bar e 3 bar apresentou uma corrente muito baixa, e suas medidas foram desconsideradas. O hélio interage fracamente com a radiação devido ao seu baixo peso atômico, portanto a probabilidade de produzir pares elétron-íon no hélio é menor, resultando na baixa eficiência da câmara.

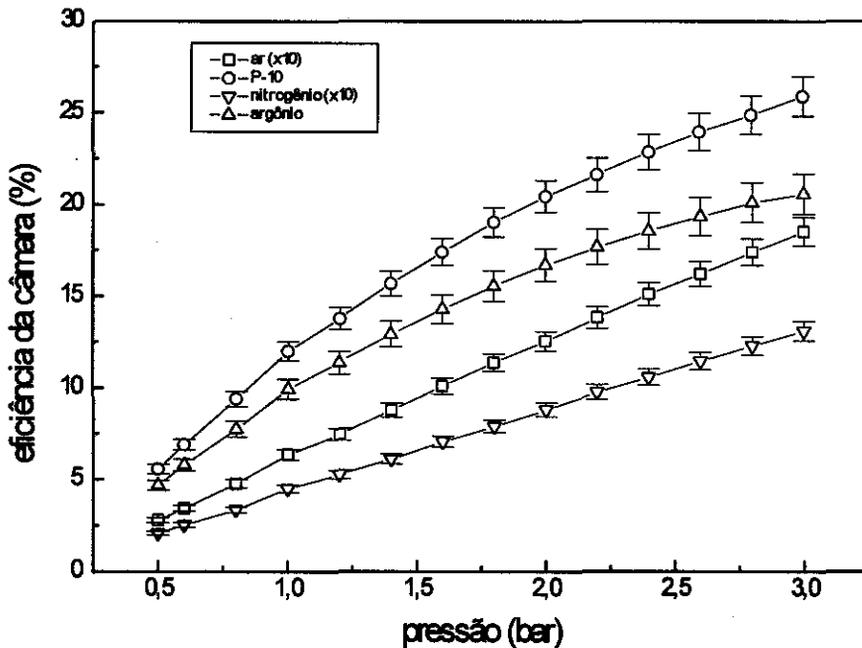


Figura 6.1: Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 17,5 keV.

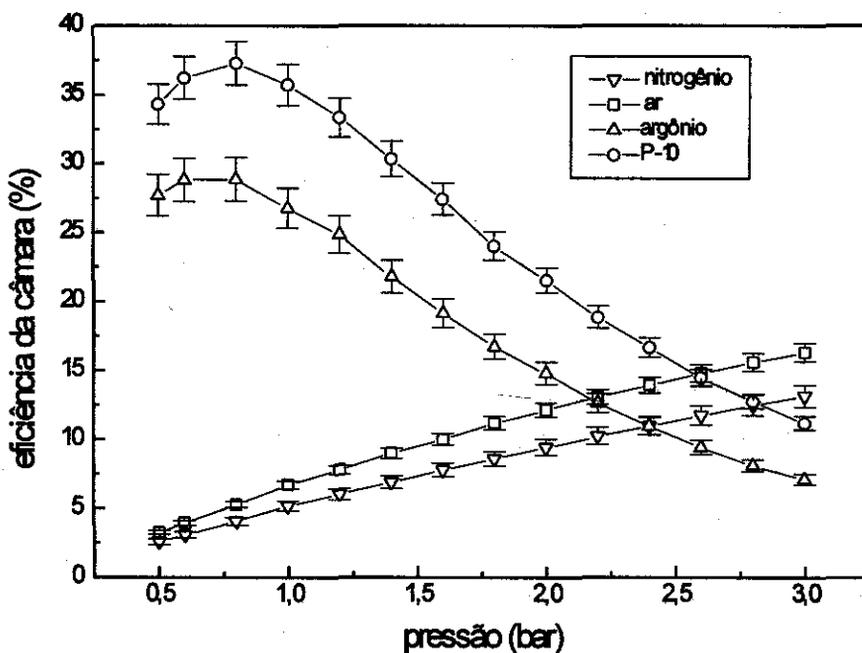


Figura 6.2: Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 8,4 keV.

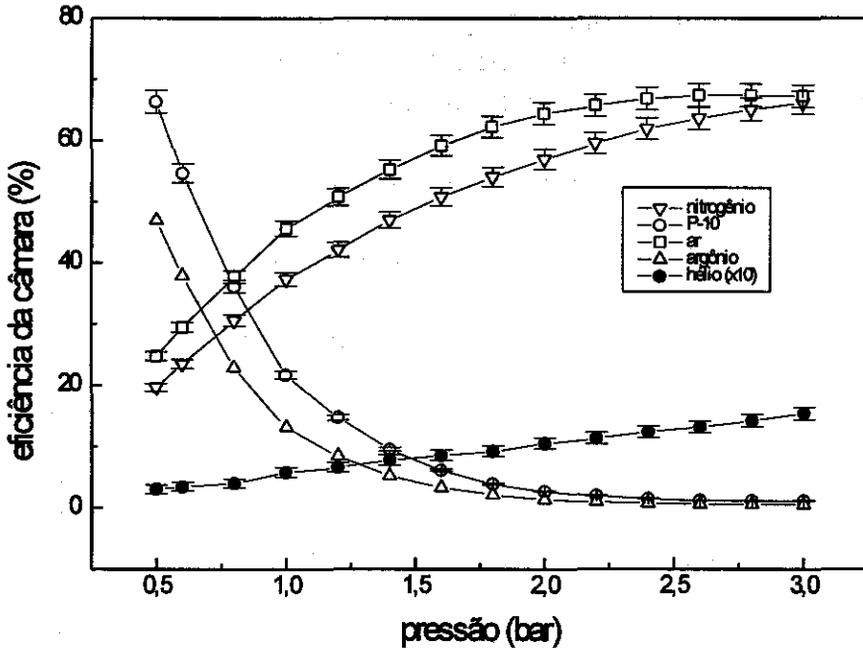


Figura 6.3: Variação da eficiência da câmara de ionização, para diferentes gases, em função da pressão, para a fótons com energia igual a 5,4 keV.

Analisando as curvas obtidas para o ar e o nitrogênio, observamos que a eficiência cresce com a pressão para todas as energias, pois quanto maior a pressão, maior a probabilidade de ionização do gás. Entretanto, para a energia de 5,4 keV, a eficiência apresenta uma ligeira saturação para pressões acima de 1 bar. A existência da região insensível na câmara (figura 5.12) faz com que a absorção da radiação comece a se tornar significativa nesta região, atenuando o feixe que atinge a região sensível da câmara. Esta atenuação reduz a eficiência da câmara.

Este fenômeno é acentuado para gases mais pesados, como é o caso do argônio e da mistura P-10. Em 8,4 keV (figura 6.2), a eficiência começa a cair em torno de 0,8 bar, pois a absorção na região insensível começa a se tornar significativa. Para fótons com menor energia, como é o caso de 5,4 keV, a eficiência cai com a pressão, e portanto o fenômeno de absorção na região insensível é predominante. Para a energia de 17,5 keV (figura 6.1) a absorção na região insensível não é importante, devido a energia alta dos fótons. Neste caso, a eficiência cresce com a pressão.

6.3 - Região ótima de trabalho da câmara de ionização

Ao definir uma região ótima de trabalho, é necessário considerar a aplicação da câmara de ionização. Tomaremos como exemplo uma linha de luz de espectroscopia de absorção, onde as características exigidas das câmaras englobam os dois tipos mais comuns de aplicação.

Uma linha de espectroscopia de absorção pode ser representada pela figura 6.4:

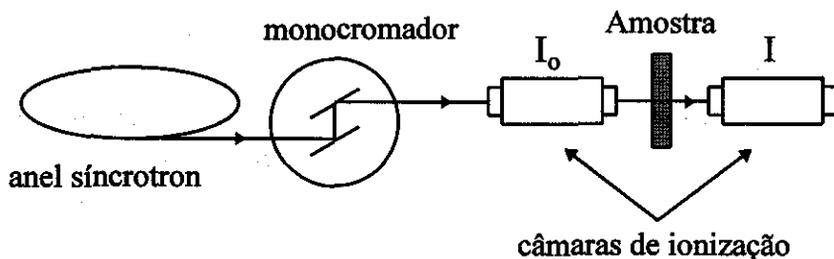


Figura 6.4: Montagem experimental de espectroscopia de absorção, utilizando luz síncrotron.

O feixe de luz síncrotron é monocromatizado, geralmente através de um monocromador de dois cristais de silício. A intensidade do feixe na saída do monocromador, Φ_0 , é medida pela primeira câmara de ionização. O feixe atravessa a amostra e intensidade do feixe transmitido, Φ , é medida pela segunda câmara de ionização. Para obter o espectro de absorção da amostra, variamos a energia da radiação incidente na amostra, e medimos Φ_0 e Φ para cada energia.

A primeira câmara, medida de Φ_0 , deve ter as seguintes características:

- Mínima derivada da eficiência em função da pressão, garantido uma estabilidade da resposta da câmara com pequenas variações da pressão do gás.
- Mínima absorção do feixe, maximizando a intensidade do feixe incidente sobre a amostra.
- Máxima eficiência.

A segunda câmara, medida de Φ , deve ter:

- Mínima derivada da eficiência em função da pressão, pelo mesmo motivo da câmara que mede Φ_0 .
- Máxima eficiência.

Com os resultados mostrados nas figuras 6.1, 6.2 e 6.3, é possível escolher as configurações de gás e pressão que melhor satisfazem as características para se medir Φ_0 e Φ .

Para a medida de Φ_0 , o feixe deve ser pouco atenuado pela câmara, logo devemos levar em conta a absorção do feixe pelo gás no interior da câmara. Pressões altas e/ou gases pesados não são utilizados na câmara que mede Φ_0 , pois atenuam muito o feixe.

6.4 - Linearidade da câmara de ionização

Para cada energia, foi medida a linearidade de resposta da câmara de ionização para os diferentes gases e nas pressões em que obtiveram maior eficiência.

A corrente da câmara foi medida em função da corrente de elétrons no tubo de RX para as situações de maior eficiência. Nas figuras 6.5, 6.6, 6.7, e 6.8 são mostrados os dados obtidos com fótons de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV, para o ar, N₂, Ar e P-10, respectivamente.

A estimativa da linearidade foi feita de acordo com a equação 5.10, e os valores obtidos estão apresentados na tabela 6.2. Observamos que as linearidades são iguais a 100% para intensidades até $3 \cdot 10^6$ fótons/s, a partir deste ponto as linearidades são maiores ou iguais a 99,0%.

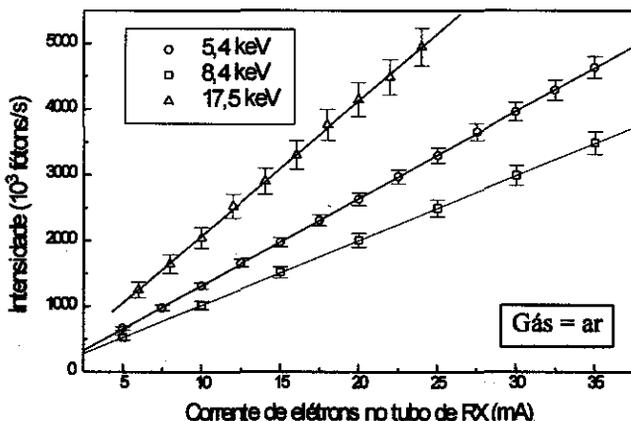


Figura 6.5: Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o ar.

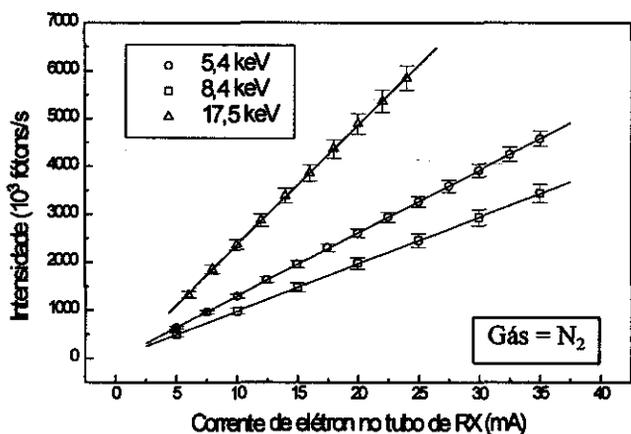


Figura 6.6: Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o nitrogênio.

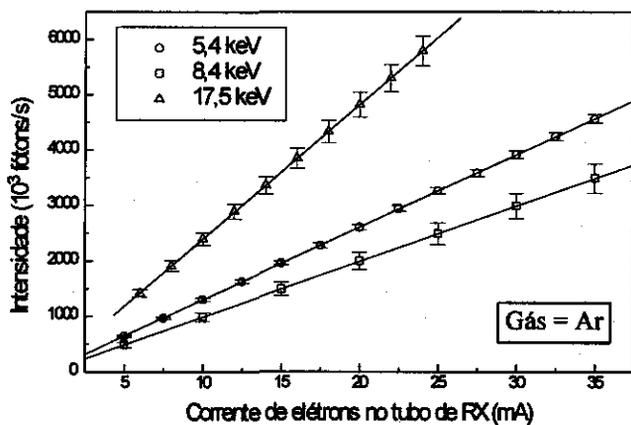


Figura 6.7: Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para o argônio.

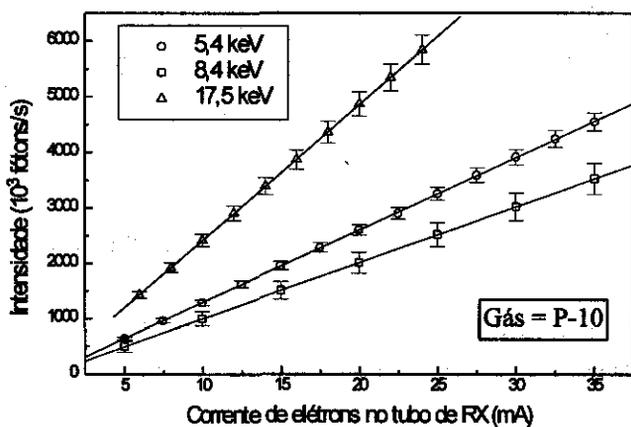


Figura 6.8: Variação da corrente gerada na câmara de ionização em função da intensidade de fótons para mistura P-10.

Energia (keV)	Gás	Pressão (bar)	Linearidade (%)
5,4	P-10	0,5	99,5
	argônio	0,5	99,8
	nitrogênio	3	99,5
	ar	3	99,6
	hélio	3	99,0
8,4	P-10	0,8	99,8
	argônio	0,9	99,6
	nitrogênio	3	99,5
	ar	3	99,5
17,4	P-10	3	99,6
	argônio	3	99,9
	nitrogênio	3	99,0
	ar	3	99,0

Tabela 6.2: Linearidade da resposta da câmara para energias de 5,4 keV, 8,4 keV e 17,5 keV utilizando diferentes gases.

6.5 - Curva de Saturação

Para as mesmas condições mostradas no item 6.3, ou seja, de máxima eficiência, levantamos as curvas de saturação para cada tipo de gás e as diferentes energias de fótons.

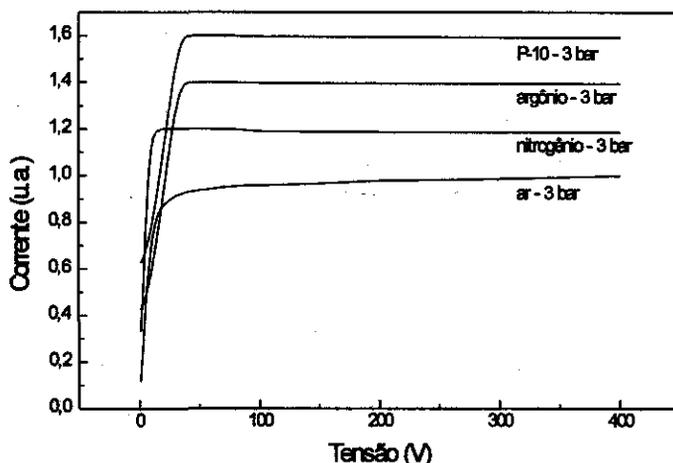


Figura 6.9: Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 17,5 keV.

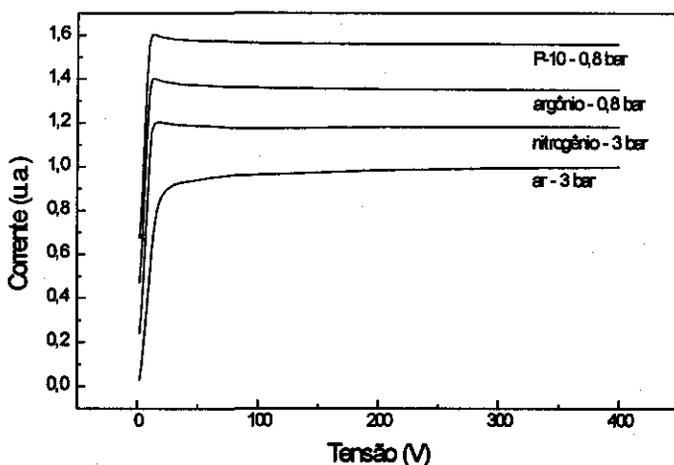


Figura 6.10: Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 8,4 keV.

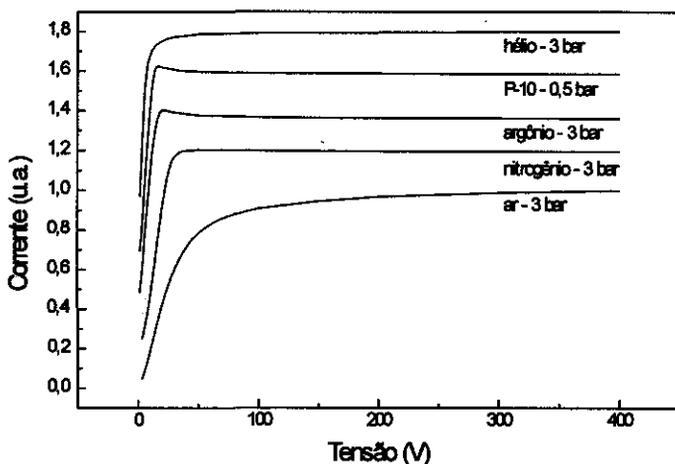


Figura 6.11: Curvas de saturação para a energia de fótons igual a 5,4 keV.

A intensidade de fótons permaneceu constante e a corrente gerada pela câmara de ionização foi medida em função da tensão de polarização. Estes dados estão mostrados nas figuras 6.9, 6.10 e 6.11.

Analisando as curvas de saturação obtidas, chegamos a seguintes conclusões:

- Para gases mais eletronegativos, como é o caso do ar, a tensão para atingir a região de saturação é maior que para gases não eletronegativos (P-10 e argônio). Em gases eletronegativos, o elétron é facilmente capturado por moléculas neutras, transformando-se em íons negativos. Como a mobilidade de íons é muito menor que a de elétrons (item 3.4.1), é necessário um campo elétrico maior para minimizar as perdas por recombinação.
- Para energias de 5,4 keV e 8,4 keV, observamos para o Ar, P-10 e N₂ (este último somente para a energia de 8,4 keV) a ocorrência de um pequeno pico de corrente antes do patamar de saturação. Este pico está relacionado com

fenômenos de ressonâncias das moléculas neutras^[1]. As energias vibracional e rotacional de moléculas neutras são baixas (da ordem de 1 eV). Portanto elétrons submetidos a campos elétricos de baixa intensidade, podem ter energia suficiente para interagir com as moléculas neutras, e provocar ressonâncias vibracionais e/ou rotacionais. Estas ressonâncias diminuem a energia cinética média dos elétrons, aumentando o livre caminho médio destes portadores; conseqüentemente as perdas por recombinação são menores, fazendo com que a corrente de saturação seja maior. Como não era o objetivo desta dissertação estudar este tipo de fenômeno, não foram realizadas medidas sistemáticas para compreender melhor este fenômeno.

- A tensão de trabalho escolhida inicialmente (400V), garante que a câmara de ionização está polarizada na região de saturação, para todas as condições de energia, gás e pressão.

Referências:

- [1] - Sauli, F., *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, notas de aula do *Academic Training Programme of CERN*, 1977.

Capítulo 7

Caracterização do sistema de leitura

7.1 - Introdução

A caracterização teve como objetivo avaliar a estabilidade, o ruído, a linearidade e o tempo de resposta da câmara de ionização, juntamente com seu sistema de leitura. Para avaliar as características obtidas desta eletrônica, foi feita uma comparação com as características de um eletrômetro comercial, modelo 617, fabricado pela Keithley.

Utilizamos como fonte de raios-X um tubo convencional com alvo de tungstênio. O feixe branco foi colimado através de um tubo de aço inox com 5 cm de comprimento e 1,5 cm de diâmetro. Na sua extremidade foi colocada uma tampa com um furo de 1 mm de diâmetro (figura 7.1).

O gás utilizado no interior da câmara foi o ar a pressão atmosférica. As janelas da câmara são de berílio com 200 μ m de espessura.

O sistema de leitura utilizado foi o mesmo apresentado no capítulo 4.

7.2 - Faixa dinâmica e resolução

Na tabela 7.1 estão os dados de faixa dinâmica e resolução do eletrômetro Keithley^[1], e do sistema de leitura da câmara de ionização.

A resolução do eletrômetro é sempre maior que a do sistema de leitura da câmara de ionização. A resolução do sistema de leitura é limitada pela resolução do ADC de 12 bits da LOCOMUX, portanto, para aumentarmos a resolução basta utilizarmos um ADC de maior resolução.

A faixa dinâmica do eletrômetro começa em 5 fA e vai até 20 mA, ou seja, cobre 13 ordens de grandeza. Por outro lado, o sistema de leitura da câmara de ionização começa em 0,3 pA e termina em 1 μ A, ou seja cobre 7 ordens de grandeza, valor inferior ao do eletrômetro. No entanto, o alcance dinâmico obtido com o sistema de leitura é mais que o suficiente para medir a corrente gerada por uma câmara de ionização (tipicamente da ordem de pA a nA).

Keithley		Sist. Leit. Cam. Ion.	
Fundo de escala (A)	Resolução (A)	Fundo de escala (A)	Resolução (A)
20 m	1 μ	-	-
2 m	100 n	-	-
200 μ	10 n	-	-
20 μ	1 n	-	-
2 μ	100 p	1 μ	240 p
-	-	500 n	120 p
200 n	10 p	200 n	48 p
-	-	100n	24 p
-	-	50 n	12 p
20 n	1 p	20 n	4,8 p
-	-	10 n	2,4 p
-	-	5 n	1,2 p
2 n	100 f	2 n	480 f
-	-	1 n	240 f
-	-	500 p	120 f
200 p	10 f	200 p	50 f
-	-	100 p	20 f
20 p	1 f	-	-
2 p	0,1 f	-	-

Tabela 7.1: Comparação dos valores de fundo de escala e de resolução entre o eletrômetro e o sistema de leitura da câmara de ionização.

7.3 - Instabilidade e ruído

A corrente gerada pela câmara de ionização foi medida em três modos diferentes:

- Modo tensão - medida da tensão analógica da saída do sistema de leitura.
- Modo frequência - contagem dos pulsos da saída do sistema de leitura.
- Eletrômetro - medida direta da corrente da câmara através do eletrômetro Keithley.

Na figura 7.1 é mostrada a montagem experimental utilizada.

A intensidade do feixe de raios-X permaneceu constante, produzindo uma corrente constante na saída da câmara. A medida do sinal da câmara foi feita continuamente durante 25 minutos, com um tempo de integração de cada medida igual a 1 segundo.

Realizamos esta medida para todas as escalas do sistema de leitura. Para cada uma, foi ajustada uma intensidade de feixe que produzisse na câmara a metade do

valor do fundo de escala. O ajuste da intensidade do feixe foi obtido através da variação da corrente do filamento e da tensão entre ânodo e filamento do tubo de RX.

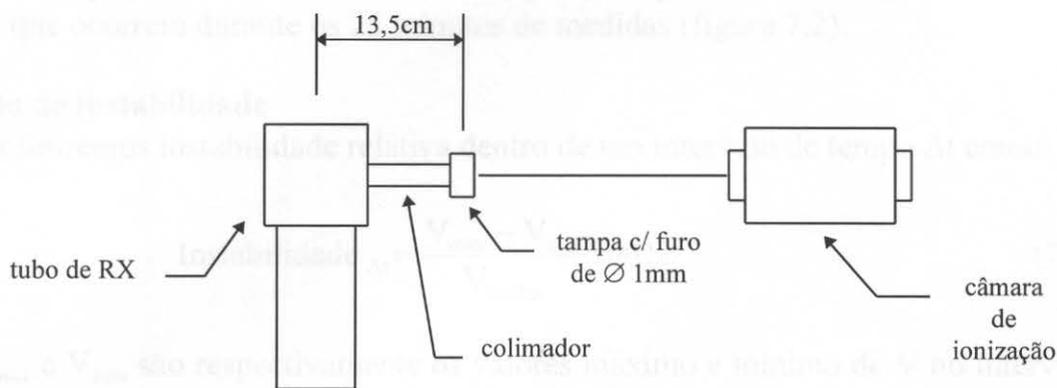


Figura 7.1: Montagem experimental para medir instabilidade, ruído e linearidade da câmara de ionização.

Definição de ruído

Na figura 7.2 apresentamos um conjunto de medidas obtidas com o sistema de leitura no modo tensão. Nesta figura, a corrente gerada pela câmara é igual a 25 nA, o fundo de escala igual a 50 nA. As medidas foram feitas continuamente durante 25 minutos, e cada medida teve um tempo de integração igual a 1 segundo.

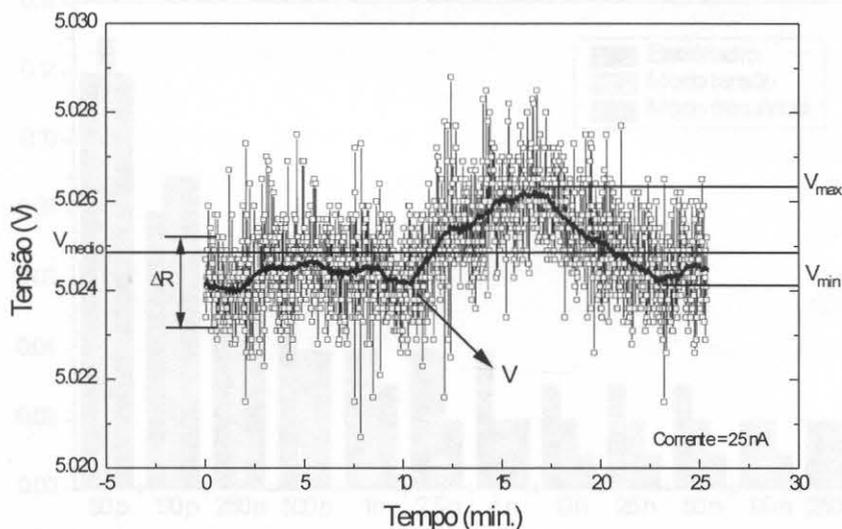


Figura 7.2: Medida de instabilidade e ruído do sinal da câmara de ionização.

Definiremos, a partir da figura 7.2, o ruído como:

$$\text{Ruido} = \frac{\Delta R}{V_{\text{medio}}} 100\% \quad (7.1)$$

Onde ΔR é a média da variação de medidas consecutivas e V_{medio} é a tensão média de todas as medidas no intervalo Δt . A razão de utilizarmos a média de 50, é simplesmente para obtermos a uma tensão que acompanhe as oscilações de longos períodos que ocorrem durante os 25 minutos de medidas (figura 7.2).

Definição de instabilidade

Definiremos instabilidade relativa dentro de um intervalo de tempo Δt como:

$$\text{Instabilidade}_{\Delta t} = \frac{V_{\text{max}} - V_{\text{min}}}{V_{\text{medio}}} 100\% \quad (7.2)$$

Onde V_{max} e V_{min} são respectivamente os valores máximo e mínimo de V no intervalo Δt (figura 7.2).

Resultados

Na figura 7.3 apresentamos os valores de ruído obtidos nos diferentes modos de leitura. Os ruídos caem com o aumento da corrente na câmara. Para uma dada corrente, permanecem aproximadamente iguais nos três modos de leitura.

Portanto, o sistema de leitura desenvolvido apresenta um nível de ruído comparável ao eletrômetro comercial Keithley.

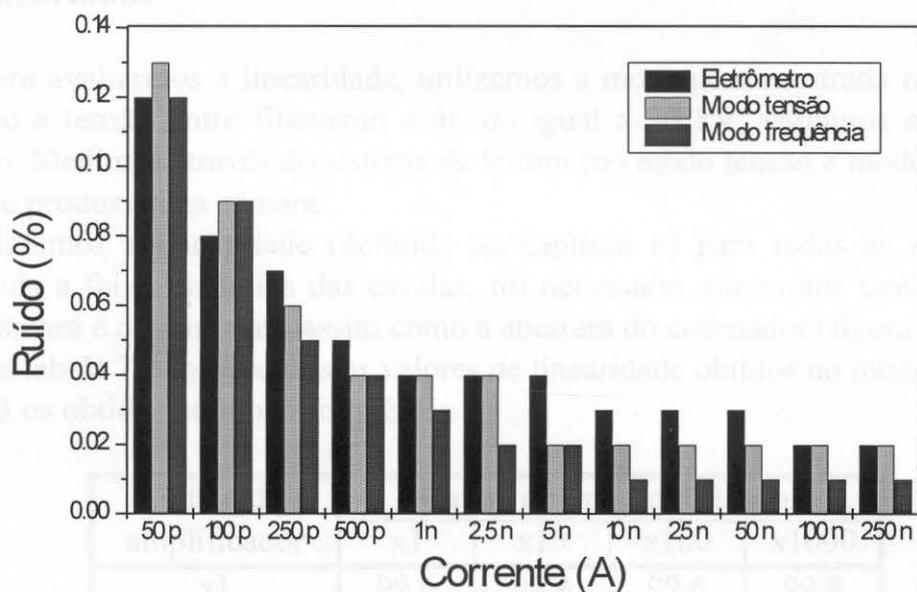


Figura 7.3: Ruído do sinal da câmara de ionização, utilizando diferentes modos de leitura.

As instabilidades medidas são apresentadas na figura 7.4. A instabilidade do sistema de leitura, no modo tensão e frequência, para baixas correntes (menores que 10 nA) é menor que a instabilidade do eletrômetro. Para corrente maiores que 10 nA, a instabilidade é praticamente igual para os diferentes modos de leitura.

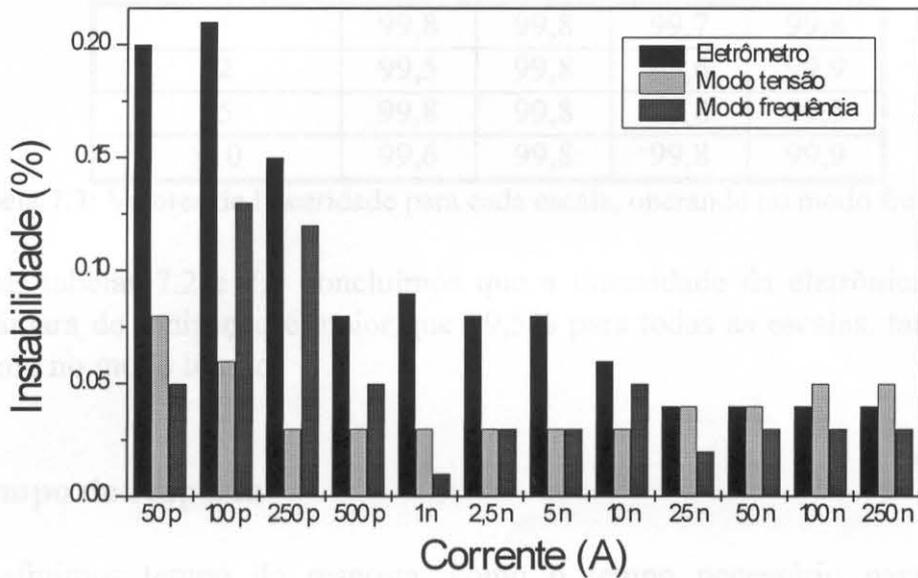


Figura 7.4: Instabilidade do sinal da câmara de ionização, utilizando diferentes modos de leitura.

7.4 - Linearidade

Para avaliarmos a linearidade, utilizamos a montagem mostrada na figura 7.1. Mantendo a tensão entre filamento e ânodo igual a 20 kV, variamos a corrente de filamento. Medimos através do sistema de leitura (no modo tensão e modo frequência) a corrente produzida na câmara.

Medimos a linearidade (definida no capítulo 6) para todas as escalas. Para atingir toda a faixa dinâmica das escalas, foi necessário alterarmos tanto a distância entre a câmara e o colimador, assim como a abertura do colimador (figura 7.1).

Na tabela 7.2 fornecemos os valores de linearidade obtidos no modo tensão e na tabela 7.3 os obtidos no modo frequência.

Ganho do amplificador	Ganho do Pré-amplificador			
	x1	x10	x100	x1000
x1	99,6	99,8	99,6	99,8
x2	99,5	99,7	99,7	99,8
x5	99,7	99,8	99,7	99,7
x10	99,6	99,7	99,8	99,7

Tabela 7.2: Valores de linearidade para cada escala, operando no modo tensão.

Ganho do amplificador	Ganho do Pré-amplificador			
	x1	x10	x100	x1000
x1	99,8	99,8	99,7	99,8
x2	99,5	99,8	99,6	99,9
x5	99,8	99,8	99,8	99,5
x10	99,6	99,8	99,8	99,9

Tabela 7.3: Valores de linearidade para cada escala, operando no modo frequência.

Das tabelas 7.2 e 7.3 concluímos que a linearidade da eletrônica juntamente com a câmara de ionização é maior que 99,5% para todas as escalas, tanto no modo pulso como no modo tensão.

7.5 - Tempo de resposta

Definimos tempo de resposta, como o tempo necessário para o detector responder a uma variação, tipo degrau, do feixe de raios-X. Este tempo é medido a partir de 10% até 90% do valor final (figura 7.5). Teremos, então, dois tempos de resposta: da subida do degrau (tempo de resposta de subida - ΔT_s) e outro da descida do degrau (tempo de resposta de descida - ΔT_d).

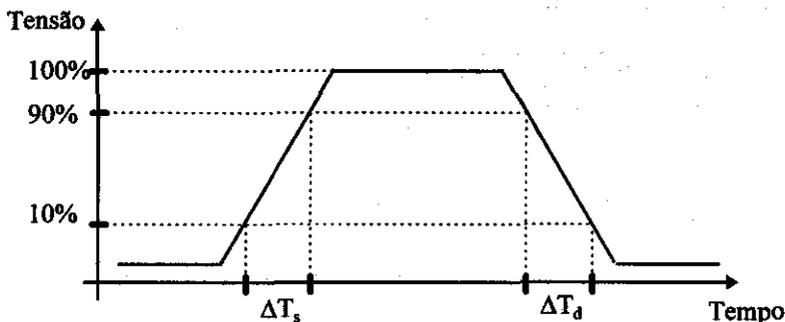


Figura 7.5: Definição de tempo de subida (ΔT_s) e tempo de descida (ΔT_d).

Para medirmos o tempo de resposta, foi confeccionada uma "hélice" com uma placa de chumbo com 1 mm de espessura. Esta "hélice" foi acoplada ao eixo de um motor de passo. Ela foi posicionada entre o colimador e a câmara de ionização, de maneira que quando ela gira, ocorre uma interrupção momentânea e periódica do feixe (figura 7.6), gerando um "degrau" de intensidade no feixe. O tempo de subida/descida deste degrau depende da velocidade do motor e das dimensões da hélice, e é aproximadamente igual a 12 ms.

Os tempos de resposta foram medidos por um osciloscópio conectado na saída do amplificador.

Para a menor escala possível (ganho do amplificador = 1 e ganho do pré-amplificador = 1) não foi possível obter o tempo de resposta. A montagem experimental (figura 7.6) não permitiu aproximar muito a câmara junto do colimador,

impedindo que obtivéssemos intensidade alta o suficiente para ser lida pela escala menos sensível do sistema de leitura.

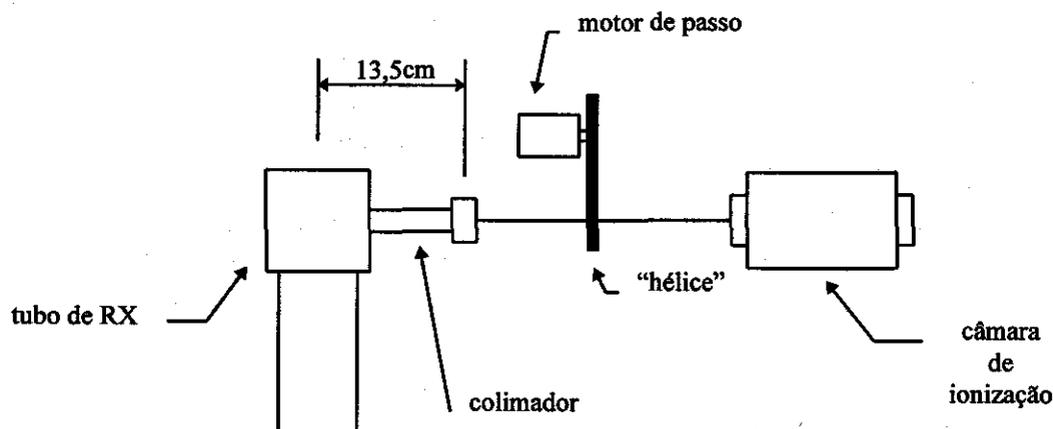


Figura 7.6: Montagem experimental para medir o tempo de resposta da câmara de ionização.

Ganho do Amplificador	Ganho do Pré-amplificador							
	x1		x10		x100		x1000	
	$\Delta T_d \pm 0,5$ (ms)	$\Delta T_s \pm 0,5$ (ms)	$\Delta T_d \pm 1$ (ms)	$\Delta T_s \pm 1$ (ms)	$\Delta T_d \pm 0,5$ (ms)	$\Delta T_s \pm 0,5$ (ms)	$\Delta T_d \pm 5$ (ms)	$\Delta T_s \pm 5$ (ms)
x1	-	-	103	104	81,0	82,0	225	235
x2	76,5	74,0	104	106	83,5	83,0	230	240
x5	76,5	79,0	104	104	82,0	82,5	235	240
x10	78,5	81,5	105	104	81,5	82,5	240	230
Média	78±4 ms		104±1 ms		82±1 ms		(23±1)10 ms	

Tabela 7.4: Tempo de resposta de descida (ΔT_d) e de subida (ΔT_s) da câmara de ionização para diferentes escalas.

Os dados obtidos (tabela 7.4) mostram que não existe muita diferença entre os tempos de subida (ΔT_s) e descida (ΔT_d) nas diferentes escalas do amplificador (x1, x2, x5, x10). Deste modo, calculamos a média dos tempos de descida e subida para cada escala do pré-amplificador, e os resultados são mostrados na mesma tabela.

Podemos comparar os tempos médios de resposta obtidos com os tempos do eletrômetro. Esta comparação está representada na figura 7.7.

Nesta comparação, devemos lembrar que os tempos de resposta do sistema de leitura da câmara de ionização, também consideram o tempo de resposta da câmara de ionização. Sabendo-se que a distância entre eletrodos é de 3 cm e que a velocidade de deslocamento de íons positivos é da ordem de 10^2 cm/s para campos da ordem de 100 V/cm (tabela 3.2), o tempo de resposta da câmara é da ordem de 10 ms.

Na figura 7.7 são mostrados os tempos de resposta para um mesmo fundo de escala de cada sistema. Os tempos do eletrômetro representam o tempo necessário para atingir 99% do valor final, ao contrário das medidas de tempo de resposta do sistema de leitura da câmara de ionização, onde consideraram o tempo entre 10% e 90% do valor final.

Para as escalas de 2 μA , 200 nA, 20 nA e 2 nA, o tempo de resposta do eletrômetro é menor que o do sistema de leitura. Para a escala de 200 pA, a situação se inverte e o tempo do sistema de leitura é menor que o do eletrômetro. Neste caso, o tempo do eletrômetro é igual a 2,5 s, um valor muito superior aos 230 ms do sistema de leitura, mesmo considerando a diferença da metodologia de medida dos tempos.

O tempo de resposta do sistema de leitura desenvolvido é limitado pelo tempo de resposta do pré-amplificador. Os valores dos capacitores (C1, C10, C11 e C12) do pré-amplificador (apêndice A) limitam o tempo de resposta. Estes capacitores funcionam como filtro e ao mesmo tempo, aumentam a capacitância de entrada do pré-amplificador.

Os capacitores utilizados no pré-amplificador foram aqueles que são encontrados no mercado nacional, e que obtiveram menor ruído e menor tempo de resposta. Existe a possibilidade de melhorarmos o tempo de resposta do pré-amplificador procurando outros capacitores no mercado externo.

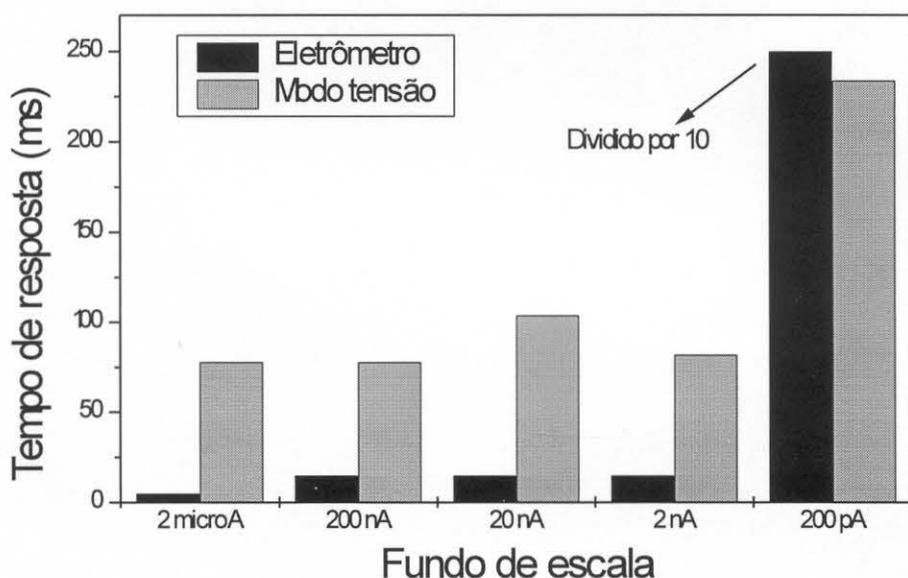


Figura 7.7: Comparação entre o tempo de resposta do eletrômetro e do sistema de leitura.

A eletrônica proposta mostrou-se viável para a leitura da câmara de ionização, desde que não necessite medir variações de intensidade de feixe menores que 230 ms (na escala mais sensível) e 104 ms (nas demais escalas). A princípio, nas estações experimentais do LNLS, não será necessário que a câmara meça variações rápidas de

intensidade do feixe. Em termos de ruído e instabilidade, a eletrônica tem comportamento igual ao eletrômetro comercial. Portanto, é possível substituir o eletrômetro comercial por esta eletrônica simples e de baixo custo.

Referências:

- [1] - *Instruction Manual Model 617 Programable Electrometer*, Keithley Instruments, Inc., EUA, 1988.

Capítulo 8

Conclusões e perspectivas

Conclusões

Obtivemos a calibração da câmara de ionização, ou seja, a relação entre corrente da câmara e a intensidade de fótons. A câmara, além de monitorar o feixe de raios-X numa estação experimental do LNLS, também fornecerá a intensidade absoluta de fótons.

A baixa eficiência apresentada pela câmara utilizando o ar a 1 atm, mostrou que é necessário o uso de outros gases e diferentes pressões. Através do estudo feito com diferentes gases e pressões, é possível escolher, para uma dada energia, uma combinação de gás e pressão para obter o máximo de eficiência e estabilidade. Isto permite otimizar a resposta da câmara, nas diversas condições que podem ocorrer numa estação experimental do LNLS.

Desenvolvemos uma eletrônica para a leitura da câmara de ionização. A eletrônica mostrou-se equiparável, em termos de ruído e instabilidade, a um eletrômetro comercial. Somente no aspecto de tempo de resposta, é que a eletrônica não apresentou um desempenho equivalente. A aplicação desta eletrônica pode se estender para outros tipos de dispositivos em que é necessário medir correntes contínuas de baixa intensidade, como é o caso de fotodiodos e *channeltrons* trabalhando no modo contínuo.

Um resultado secundário obtido neste trabalho, foi a calibração do fotodiodo AUVX-100 para fótons de raios-X. Este dispositivo mostrou-se viável para monitorar e medir a intensidade da radiação. Sua limitação está na perda de sua eficiência com o aumento da dose de radiação. Portanto, para casos que exigem monitoração contínua de um feixe de alta intensidade, a câmara de ionização é ainda o detector mais apropriado.

Perspectivas

Serão construídas novas câmaras baseados nos dados obtidos. Basicamente existem duas mudanças a serem feitas:

- Diminuição da região insensível da câmara, aumentando a intensidade de fótons sobre a região sensível, melhorando assim a eficiência da câmara.
- Variação do volume da região sensível da câmara. Observamos geralmente que a câmara tem eficiência maior com pressões acima da pressão atmosférica. Para evitar a construção de câmaras que tenham que suportar

altas pressões, podemos aumentar o volume sensível da câmara e manter a pressão próxima de uma atmosfera.

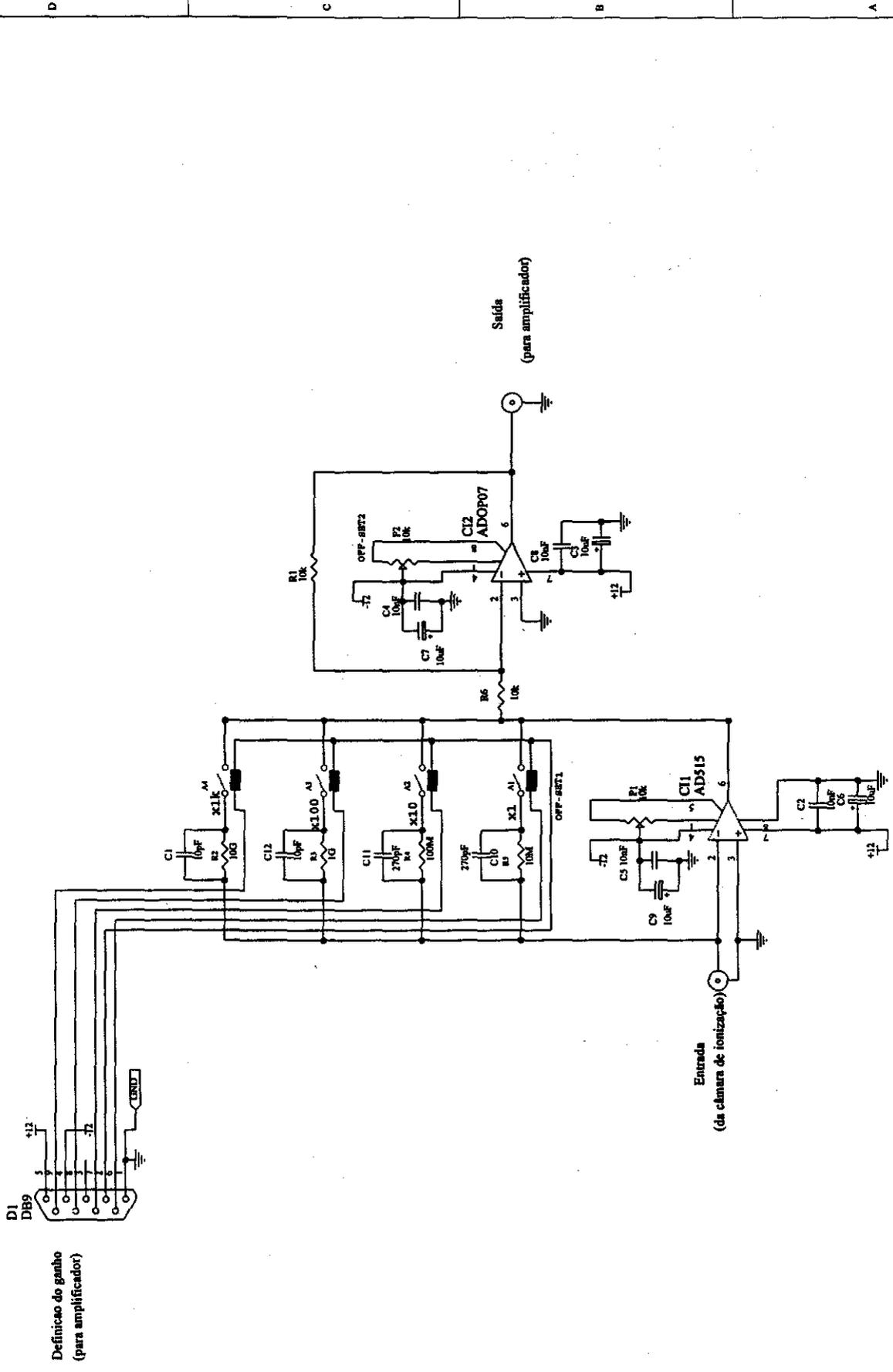
O tempo de resposta da eletrônica de leitura é dado pelas capacitâncias de realimentação do pré amplificador (C1, C10, C11 e C12 - apêndice A). Nosso trabalho ficou restrito aos capacitores encontrados no mercado nacional. Existe, então, a possibilidade de procurar outros capacitores no mercado externo, que melhorem o desempenho do pré-amplificador.

Existe a proposta de se utilizar esta câmara no interior do túnel do acelerador linear de elétrons do LNLS. Esta câmara monitoraria o nível de radiação no túnel após o acelerador ser desligado. Desta forma, evitaria o acesso de pessoas no interior do túnel, se o nível de radiação estivesse acima do limite permitido por lei. Foram feitos alguns testes preliminares, colocando a câmara no interior do túnel. O objetivo era de verificar se a radiação produzida pelo acelerador ligado danificaria a câmara e a eletrônica de leitura. Com o acelerador ligado, a câmara permaneceu medindo por mais de 32 horas a radiação no interior do túnel, e não apresentou nenhum problema, o que a viabiliza como detector para proteção radiológica.

Apêndice A

Circuitos eletrônicos:

- **Pré-amplificador**
- **Amplificador**
- **Interface CamIon**



Definicao do ganho
(para amplificador)

Entrada
(da câmara de ionização)

Saída
(para amplificador)

T06		pré-amplificador	
Size	Number	Revision	
A3	02		
DATE	REVISED BY	DESIGNED BY	DRAWN BY
01/09/2007			
7	7	8	8

Entrada
(do pré-amplificador)

I2

Definição do Ganho
(da Interface Camlion)

D1
DB9

M9
MC 1489

C13A
74LS139

C16
74LS04B

M3
MC1411

M4
MC1411

C17
74LS04B

C13B
74LS139

Open Circuit

X1

X2

X5

X1.0

VCC

Reed-Relays

+12

+12

-12

+12

+12

Saída
(para a LOCOMUX ou VCO)

I3

110V/12+12v/300mA

110 Vac

T1

B1
BRIDGE2

+12V

-12V

L2
LM7812CT

Vin +12V

Vout +12V

GRND

C3 0,33µF

C2 10µF

L3
LM7912CT

Vin -12V

Vout -12V

GRND

C5 0,33µF

C6 1µF

VSS

VEE

D6
DB9

Definição do Ganho
(para o pré-amplificador)

C5
ADOP07

C1
100µF

C4
100µF

R9
1M

R8
1k

P1
100K

OFF-SET

Título		
Amplificador		
Rev	Number	Revisão
A3	01	
Elaborado:	21-Jun-1995	Desenhado por:
Projeto:	CS-0481TAMBORA/PROTEL2/NO.02/95	Desenhado por:
		RODRIGUES

