

34: 072733

BRC0343198



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

ESTUDO PARAMÉTRICO DE DETECTORES A GÁS

INÁCIO RODRIGUES FITAS

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.

Orientador:

Dr. Adalberto José Soares

São Paulo

1998

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

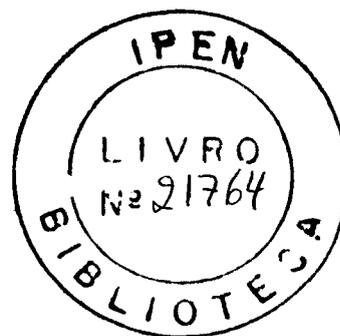
ESTUDO PARAMÉTRICO DE DETECTORES A GÁS

INÁCIO RODRIGUES FITAS

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Ciências na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.

Orientador:
Dr. Adalberto José Soares

SÃO PAULO
1998



Devemos ser bons... Não existem esforços inúteis quando empregados em prol da coletividade.

Getúlio Vargas

Sejamos bons e, depois, seremos felizes... Não desejemos o prêmio antes da vitória, nem o salário antes do trabalho.

Rousseau

É muito difícil ao comum dos homens separar por uma linha nítida e precisa o certo do errado, o justo do injusto, o bem do mal. Só o conseguem, às vezes, os indivíduos possuídos dessa rara e quase inumana personalidade que se chama firmeza de caráter. Esses se plantam, solidamente de um ou de outro lado da linha divisória. Mas talvez nem exista a tal linha...

Vivaldo Coaracy

Aos meus pais,

*Laura
e Altino*

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pelo fornecimento das instalações, equipamentos e pelos cursos de Pós-Graduação oferecidos.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), também pelo fornecimento das instalações e equipamentos.

Ao Prof. Dr. Adalberto José Soares, pela orientação, incentivo e discussões durante a elaboração deste trabalho.

Aos Profs. Drs. Mauro da Silva Dias e Brigitte R. S. Pecequilo, pelos excelentes cursos ministrados.

Aos colegas MSc. Luis Sérgio de Souza, MSc. Ricardo Diniz, MSc. Iraci Martinez P. Gonçalves da Seção de Desenvolvimento de Detectores da CTMSP e MSc. Marcos Rodrigues de Carvalho da Divisão de Instrumentação e Controle da Diretoria de Reatores do IPEN, pelo auxílio na elaboração da parte experimental deste trabalho.

Ao colega Irênio Clodoaldo Glória, Chefe da Oficina mecânica da CTMSP, pelo forte auxílio na construção do detector utilizado neste trabalho.

Aos colegas do T.E. - IPEN pela cessão da C.I.G. estudada e pelo apoio durante a parte experimental deste trabalho.

A todos, enfim, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste.

ESTUDO PARAMÉTRICO DE DETECTORES A GÁS

INÁCIO RODRIGUES FITAS

RESUMO

Este trabalho apresenta o resultado experimental de pesquisa realizada com detector do tipo câmara de ionização com o objetivo de determinar a influência de alguns parâmetros físicos na detecção de radiação γ . Os resultados teóricos do modelo matemático utilizado para cálculo da corrente coletada foram comparados com os resultados experimentais. Para tanto, foram feitos vários experimentos nos quais se levantam as curvas de saturação do detector, mediante a exposição do mesmo a uma fonte de radiação de ^{60}Co , emissora de partículas γ , variando-se o tipo do gás de enchimento, a pressão interna e o campo elétrico aplicado ao detector. Como gás de enchimento, foram utilizados Ar, N_2 , Argometa e misturas parciais de $\text{Ar}+\text{N}_2$. Os resultados mostram boa linearidade na faixa de pressão investigada, e melhor nível de saturação para o Ar.

PARAMETRICAL STUDY OF GAS DETECTORS

INÁCIO RODRIGUES FITAS

ABSTRACT

This work presents the results of an experiment series, which was developed intending to determine some parameters' influence in the sensibility of an Ionization Chamber applied to γ radiation detection. The theoretical results of the mathematical model used to calculate de collected current were compared with experimental ones. Saturation curves were plotted showing the results of the experimental exposures of the detector to a ^{60}Co gamma radiation source.

During these experiments, some parameters were changed and controlled, like: electrical potential, gas filling type and pressure; for what the Argon, Nitrogen, "Argometa" and some partial mixtures of A - N_2 are used like gas filling.

SUMÁRIO

	Página
1- INTRODUÇÃO.....	01
2- OBJETIVO.....	07
3- RESUMO BIBLIOGRÁFICO.....	08
4- RESUMO TEÓRICO.....	11
4.1- Processos de Interação da Radiação Gama com a Matéria	14
4.2- Câmaras de Ionização	21
4.3- Modelo Matemático	33
4.3.1 Equacionamento	33
4.3.1.1 Densidade Iônica	38
4.3.1.2 Relação Corrente Tensão	40
4.3.2 Parâmetros Adotados para o Projeto.....	43
5- DETECTOR UTILIZADO.....	45
5.1- Construção	49
5.2- Características Físicas	54
5.3- Processo de Enchimento	55
6- PROGRAMA EXPERIMENTAL	61
6.1- Pré-Teste e Teste de Repetibilidade	63
6.2- Processo de Coleta de Dados	66
7- RESULTADOS	69
8- ANÁLISE DE ERROS	80
8.1- Erros na Geometria Interna do Detector	80

8.2- Erros Inerentes aos Equipamentos de Medidas	81
8.2.1- Erros Inerentes ao Manômetro	81
8.2.2- Erros Inerentes à Fonte de Alta Tensão	81
8.2.3- Erros Inerentes ao Eletrômetro	82
8.3- Erros Experimentais	83
8.4- Erros dos Parâmetros Obtidos em Literatura	84
8.5- Propagação dos Erros no Cálculo das Correntes Teóricas	84
8.6- Propagação dos Erros nas Medidas de Correntes Efetuadas Durante os Experimentos	87
9- CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES	88
10- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	90

GLOSSÁRIO DE SÍMBOLOS

SIMBOLOGIA	DESCRIÇÃO	UNIDADE
Z	Número atômico	-
E	Energia	eV
h	Constante de Plank	J.s
λ	Comprimento de onda da radiação	m
ν	frequência de onda da radiação	s ⁻¹
c	velocidade da luz	m/s
V	Diferença de Potencial	V
I	Intensidade de Corrente Elétrica	A
I_s	Intensidade da Corrente Elétrica de Saturação	A
ϵ	Campo Elétrico	V/m
μ_p	Mobilidade dos Íons Positivos	(m ² .bar)/(V.s)
μ_n	Mobilidade dos Íons Negativos	(m ² .bar)/(V.s)
α	Taxa de Recombinação Iônica	m ³ /s
Q	Taxa de Produção de Íons	íons/(m ² .s)
e	Carga do Elétron	C
N_p	Concentração de Íons positivos	íons/m ³
N_n	Concentração de Íons Negativos	íons/m ³
v_p	Velocidade de Arraste para Íons Positivos	m/s
v_n	Velocidade de Arraste para Íons Negativos	m/s
q	Carga no Eletrodo Central	C
J	Densidade total de Partículas	íons/m ³
a	Raio do Ânodo	m
b	Raio do Cátodo	m
ϵ_0	Constante Dielétrica do Vácuo	F/m
L	Comprimento Útil do detector	m

1- INTRODUÇÃO

As radiações encontradas em instalações nucleares, equipamentos para tratamentos médicos, e até mesmo na natureza são qualificadas e quantificadas conforme sua fonte e energia. Entre as diversas radiações encontradas na natureza ou produzidas pelo homem, na área de reatores nucleares as principais são classificadas em cinco tipos básicos: α , β , γ , raios X e neutrons. Devido às características próprias desses tipos de radiação, vários são os instrumentos e sensores desenvolvidos para identificá-las e quantificar sua intensidade.

Neste trabalho vamos nos concentrar nos instrumentos utilizados para detecção de radiação gama. Dentre os detectores desenvolvidos para quantificar campos de radiação, os que operam com base na ionização gasosa são os mais largamente utilizados. Detectores gasosos são utilizados tanto em monitoração de área, com o simples objetivo de identificar a presença ou não de radiação num determinado local, como é o caso dos detectores do tipo Geiger Müller; como em controle ambiental onde é necessário, além de quantificar os níveis de radiação, qualificar o tipo de radiação, como é o caso dos detectores proporcionais. Os detectores gasosos em geral podem operar de duas formas, fornecendo pulsos ou uma corrente. Ao contrário dos detectores tipo Geiger Muller e do tipo proporcional, que geram pulsos, as câmaras de ionização podem,

a princípio, gerar pulsos ou corrente já que como será detalhado mais adiante, o que caracteriza uma câmara de ionização é o fato de que nela o sinal gerado é o resultado única e exclusivamente da coleta das cargas elétricas produzidas pela interação da radiação com o gás de enchimento do detector.

As Câmaras de Ionização Gama (C.I.G.), como veremos mais adiante, são constituídas basicamente de um encapsulamento onde fica confinado um gás de enchimento; e dois eletrodos (ânodo e cátodo) entre os quais é aplicada uma diferença de potencial cujo objetivo é o de deslocar direcionando os íons/elétrons gerados pela interação da radiação com o gás de enchimento existente no detector. O gás de enchimento geralmente é um gás nobre puro ou misturas convenientemente proporcionais desses gases.

Dependendo das características construtivas do detector e da eletrônica utilizada, os eletrodos coletam as cargas produzidas no interior da câmara de forma a poder fornecer um pulso ou uma corrente elétrica. No caso de operar em modo pulso, a altura do pulso permite quantificar a quantidade de energia que foi perdida pela radiação ao interagir com o gás de enchimento e, permite efetuar uma medida de taxa de contagem proporcional à taxa de interação da radiação com o detector. No caso de operar em modo corrente, o valor da corrente medida fornece um valor proporcional ao valor médio da taxa de

exposição do detector à radiação, não sendo possível quantificar a energia perdida pela radiação.

Devemos destacar que as Câmaras de Ionização só são utilizadas no modo pulso quando o poder de penetração da radiação analisada é muito pequeno, pois só neste caso a partícula irá transferir toda sua energia para o gás existente no detector. Este não é o caso da radiação gama, que tem alto poder de penetração, e por isso as C.I.G. em geral operam no modo corrente de coleta de cargas, como é o caso do detector utilizado neste trabalho, para o qual foi desenvolvida uma câmara de ionização específica que fornece um sinal de saída em forma de corrente cuja média é proporcional à taxa de exposição à radiação.

A corrente obtida numa C.I.G. fornece, na verdade, a taxa com que os elétrons são coletados pelo eletrodo de sinal, e depende, além da radiação incidente, basicamente de alguns parâmetros da C.I.G. como a *geometria*; o *material* que a constitui; a *pressão interna*; a *composição gasosa* do enchimento; e a *diferença de potencial* aplicada entre eletrodos. Relacionando-se, matematicamente, algumas destas características podemos desenvolver modelos que relacionam a resposta de uma C.I.G. aos seus diversos parâmetros, e com isto podemos uma vez fixados alguns parâmetros básicos, construir detectores otimizados que possuam um melhor desempenho para uso nos campos de radiação que desejarmos.

Os raios gama (γ) são conhecidos desde o final do século XIX, tendo sido encontrados nos primeiros estudos de radioatividade realizados por Röntgen e, posteriormente por Becquerel. Este tipo de radiação é o que possui a maior penetrabilidade dentre os três tipos de radiação natural conhecidos até então, e que numa seqüência lógica de descoberta, por já existir α e β , recebeu o nome da terceira letra do alfabeto grego. Como a radiação γ não é desviada por um campo magnético, concluiu-se que a mesma tem o caráter eletromagnético[1].

Nessa época, o homem podia produzir um outro tipo de radiação com características semelhantes da radiação γ , baseado na transição de elétrons entre as camadas moleculares também com alto poder de penetração, e que foi denominado de raio X, contudo, como o poder de penetração da radiação γ era muito maior que a radiação X, ela recebeu outro nome de forma a haver uma distinção clara entre ambas. Atualmente, máquinas de alta potência podem produzir raio X de maior energia e penetrabilidade do que a radiação γ , de forma que não existe absolutamente nenhuma diferença entre elas, desde que ambas possuam a mesma energia.

Hoje em dia o termo "Raios γ " é reservado para raios emitidos por núcleos em transição, portanto raios monocromáticos. Já a "radiação de frenamento" ou "radiação de desaceleração" de raios β emitidos por substâncias radioativas é denominado *Bremsstrahlung*, e os raios produzidos pela

transição de elétrons entre camadas são chamados raios X. Todos esses tipos de radiação são formas de radiação eletromagnética ou fótons[1];[2].

A concepção de detectores gasosos para detectar a radiação γ baseia-se no fato de que ao passar por um volume gasoso, confinado num recipiente, a radiação interage com o mesmo, arrancando elétrons das moléculas de gás e gerando pares de íons que podem ser coletados por dois eletrodos (ânodo e cátodo), desde que estes sejam submetidos a uma diferença de potencial suficientemente alta para formar um campo elétrico que impeça a recombinação dos íons[2][3].

Assim sendo, no final do processo de coleta das cargas produzidas no detector tem-se como resultado uma corrente cuja intensidade média é proporcional ao valor médio da taxa de ionização do gás devido a passagem das partículas de radiação pelo detector, ou seja, a corrente obtida é proporcional à intensidade do feixe, bem como à energia da radiação γ deste[2];[3];[4].

Dois fenômenos de importância devem ser estudados. Um é a *recombinação iônica*, que tende a ocorrer instantaneamente após a formação do par de íons, o que não é conveniente, pois, além de diminuir a sensibilidade do detector, impedirá que tenhamos uma coleta proporcional à intensidade da radiação incidente, implicando numa medida errônea[5]. O outro é a *velocidade de arraste*, também encontrada na literatura como

"velocidade de drift", que nada mais é do que a aceleração dos íons/elétrons imposta pelo campo elétrico, na direção do eletrodo de polaridade oposta à do íon/elétron a ser coletado[2][5][6].

2- OBJETIVO

O objetivo deste trabalho é o estudo dos parâmetros que podem influenciar diretamente em medidas dos níveis de radiação gama, efetuadas com *Câmaras de Ionização Gama* operando em modo corrente de coleta de cargas, e para tanto, conforme explicado na seção anterior, utiliza-se uma C.I.G., cuja medida de interesse consiste na intensidade média da corrente, que é o resultado médio do processo de coleta das cargas geradas devido à ionização do gás causada com a passagem das partículas de radiação gama pelo detector. Analisam-se parâmetros como a geometria, a tensão aplicada, a pressão e o tipo de gás de enchimento do detector. Fixando-se a geometria e variando-se os demais parâmetros, correlações importantes podem ser identificadas.

Foi construída uma Câmara de Ionização especificamente desenvolvida para permitir a variação de alguns parâmetros pertinentes do detector: como a pressão de enchimento e a composição gasosa, de forma que, ao confrontarmos os resultados experimentais com os do modelo matemático escolhido e utilizado, fosse possível estabelecer uma correlação entre tais parâmetros e o resultado dos processos de ionização e coleta de cargas, ou seja, entre os parâmetros e a corrente média obtida ao se expor o detector a um campo de radiação gama.

3- RESUMO BIBLIOGRÁFICO

Análises da velocidade de arraste de elétrons no argônio foram feitas desde a década de 20 onde vários pesquisadores chegaram a resultados próximos entre si, contudo na década de 50 foram publicados artigos questionando certos resultados anteriores, por fornecerem valores muito altos para a velocidade de arraste. O argumento utilizado foi de que alguns experimentos haviam sido efetuados com gases impuros como por exemplo Argônio e Metano com impurezas de Nitrogênio ou Oxigênio[7]. Utilizando-se gases com pureza de 99,99% (considerados puros) e, adicionando pequenas frações de gases com maior e menor facilidade de captura eletrônica como por exemplo o Oxigênio e o nitrogênio, respectivamente, além de poder definir com mais propriedade quais seriam os gases considerados impurezas no enchimento de um detector, concluiu-se que determinadas misturas gasosas beneficiariam a eficiência do mesmo, desde que convenientemente efetuadas [8].

Na década de 30 foram desenvolvidas Câmaras de Ionização operando com alta pressão no intento de se efetuar medidas de radiação cósmica de baixa intensidade, porém devido a sua baixa resolução para a aplicação, foram substituídas por outros tipos de detectores, mas, devido à sua simplicidade de construção, baixo custo e excelente sinal de resposta, as C.I.G. de alta pressão continuaram a ser úteis em aplicações onde não se requer informações detalhadas sobre a distribuição

espectral, como por exemplo: na medida de campos radioativos ou na utilização de instrumentos de monitoração de baixo custo[5].

Atualmente, após estudos individualizados sobre alguns parâmetros relevantes na construção de uma C.I.G. (velocidade de arraste; mobilidade e recombinação dos íons), padronizou-se alguns tipos de câmaras que passaram a ser produzidas comercialmente, deixando-se de estudar variações possíveis desses padrões preestabelecidos.

Com relação ao modelamento matemático de detectores gasosos, os primeiros trabalhos datam de 1899, quando Thomson desenvolveu uma equação correlacionando a corrente iônica gerada num campo de radiação com a tensão aplicada para detectores de placas paralelas[6]. Thomson levou em consideração as cargas espaciais (aglomerados de cargas negativas formados ao redor do eletrodo diminuindo o campo elétrico e a capacidade de coleta), porém sua solução ficou restrita para alguns valores desses parâmetros, provavelmente por não considerar a distribuição iônica ao longo do detector.

Townsend, em 1915 desconsiderou as cargas espaciais e tornou a relação $I \times V$ mais amplamente aplicável, porém não terminou seus estudos[25].

Estudos superficiais foram feitos no decorrer dos anos no sentido de se modelar matematicamente esse tipo de detector,

contudo nenhum destes teve expressão ou deu continuidade significativa aos já começados[25].

Rosen, em 1975 fez estudos mais completos e definiu equações gerais para CIG de placas paralelas e cilíndricas. Essas equações definem a *densidade iônica* e a *corrente* sem levar em consideração as cargas espaciais obtendo resultados muito bons para condições próximas da saturação. Na presença de um campo de radiação bastante alto, cargas espaciais aglomeram-se próximo ao ânodo. Para se considerar, matematicamente, as cargas espaciais se faz necessária a solução numérica de equações diferenciais para as câmaras cilíndricas. Comparando-se essas duas situações, Rosen concluiu que para taxas de produção de íons da ordem de 1×10^{12} [íons/m².s], o que gera uma intensidade de corrente de 99,7% do valor da corrente de saturação, o valor de corrente calculado é 13% maior quando se despreza o efeito das cargas espaciais.

4- RESUMO TEÓRICO

De uma forma geral as radiações emitidas pelos núcleos atômicos podem atravessar uma certa espessura de matéria antes de perder totalmente sua energia inicial. Para o caso de materiais sólidos, como ordem de magnitude, esta espessura se mede em metros para neutrons; em centímetros para raios gama; em milímetros para raios beta e centésimos de milímetros para raios alfa e prótons[9].

Este limitado poder de penetração se dá pelas características intrínsecas das interações da radiação com a matéria que é atravessada. A forma de interação depende do tipo de radiação e da sua energia, assim como das propriedades químicas e físicas da matéria atravessada (meio de propagação da radiação). Por exemplo, quando uma partícula pesada e carregada como um próton, partícula alfa ou um produto de fissão atravessa a matéria, interage fundamentalmente com os elétrons, gerando pares de íons sem sofrer desvio considerável na sua trajetória devido a sua grande massa, portanto sua trajetória vem a ser uma linha reta. O mesmo não ocorre com a radiação gama que, como veremos adiante, interage com a matéria por vários processos, e, embora também gere pares de íons, dificilmente deixa de sofrer desvios em sua trajetória.

O poder de frenamento de uma substância ao ser atravessada por uma radiação alfa é definido como a energia

média perdida pela radiação por unidade de comprimento. O poder de frenamento relativo de uma substância assume como referência o poder de frenamento do ar em condições normais, ou seja, tomando-se este último como unidade[3][4][9][10].

A energia necessária para arrancar um elétron de uma molécula de um gás e produzir um par de íons, depende necessariamente da natureza do gás. Em geral essa energia está compreendida entre 25 e 35 [eV] para a maioria dos gases de interesse na construção de detectores, sendo de 34 [eV] para o ar. Dessa forma, uma partícula ionizante de 1 [MeV] que perca toda sua energia ao atravessar o ar criará aproximadamente 30000 pares de íons. Para energias de vários "Megaeletronvoltes" a ionização específica inicial causada por uma partícula pesada é de uns 2500 pares de íons por milímetro, valor que aumenta até 6000 no final da trajetória fazendo com que a energia desça a valores muito baixos. Em todo caso a densidade de ionização é muito elevada e o alcance da partícula muito curto[3][9].

Na prática podemos dizer que um gás é considerado apropriado para ser utilizado em detectores como gás de enchimento, quando o mesmo é facilmente ionizável, possui baixa capacidade de capturar elétrons e dificulta a recombinação dos pares de íons formados.

A tabela 4-01 mostra os principais gases utilizados como gás de enchimento de detectores gasosos, e a energia

média necessária para a produção de um par de íons no mesmo, em função da partícula incidente.

Tabela 4-01 Energia Média requerida na produção de um par[2].

gás	e^- rápido [eV]	α [eV]
Ar	26,4	26,3
He	41,3	42,7
H ₂	36,5	36,4
N ₂	34,8	36,4
ar	33,8	35,1
O ₂	30,8	32,2
CH ₄	27,3	29,1

Se a substância atravessada é um gás monoatômico, praticamente toda energia da partícula é empregada na ionização das moléculas do gás. Por outro lado, em gases com moléculas mais complexas uma parcela apreciável da energia se converte na excitação ou desassociação de tais moléculas. Quando os processos de ionização são utilizados para a detecção das partículas, usam-se preferencialmente gases monoatômicos para se obter melhor sensibilidade do detector.

4.1 - PROCESSOS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA COM A MATÉRIA.

Os raios γ consistem num tipo de radiação caracterizada como uma onda eletromagnética que resulta de transições dos núcleos atômicos entre os diferentes estados energéticos. Conceitualmente possuem as mesmas características dos raios X, que resultam de transições entre duas estruturas eletrônicas de um mesmo átomo. Como ambas são radiações eletromagnéticas totalmente idênticas, o que se afirma para os raios gama também é válido para os raios X.

Um fluxo de radiação γ ou de raios X pode ser considerado como sendo fótons que se locomovem a velocidade da luz, possuindo cada um uma energia dada pela relação de Plank

$$E_{\gamma} = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (4-01)$$

onde E_{γ} é a energia do gama incidente; h a constante de Plank, c a velocidade da luz, ν e λ a frequência e o comprimento de onda da radiação, respectivamente [1][4][11].

A interação dos raios gama com a matéria é mais complexa que a das partículas beta e alfa, pelo fato de que as duas últimas são partículas pesadas, implicando em

processo direto de transferência de cargas. Em geral no processo de interação da radiação gama com a matéria a interação direta dá lugar a liberação de elétrons mais próximo à parede do detector quanto maior for a pressão de enchimento, com uma grande transferência de energia para estes, que por sua vez, ionizam outras moléculas do gás, gerando o que definimos por elétrons secundários. Esta primeira interação direta se dá por qualquer dos três processos a seguir: *efeito fotoelétrico; efeito Compton; e produção de pares.*

No *Efeito Fotoelétrico* o raio gama é completamente absorvido e toda sua energia é transferida a um elétron, o qual escapa do átomo ao qual estava ligado, com uma energia cinética igual a diferença entre a energia original do raio gama e a energia de ligação do elétron ao átomo.

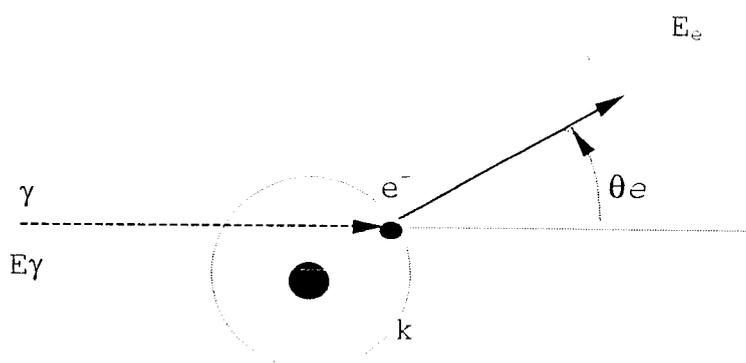


Figura 4-01 - Efeito Fotoelétrico.

O efeito fotoelétrico não ocorre por interação de um raio gama com um elétron livre, já que deve existir uma outra partícula relacionada para que se conserve a quantidade de

movimento. O processo de conversão fotoelétrica é tanto mais provável quanto mais forte é a ligação do elétron, isso significa que para um mesmo átomo o efeito é mais provável de ocorrer com elétrons da camada K do que com elétrons de camadas exteriores (contanto que a energia do raio gama exceda a energia de ligação de ligação dos elétrons da citada camada K). Por outro lado, a probabilidade de ocorrer o efeito aumenta rapidamente com o número atômico Z do átomo em questão.

Quanto a sua dependência com a energia (E_γ) dos fótons gama incidentes, a probabilidade de ocorrer o efeito fotoelétrico é notavelmente maior para energias baixas, seguindo uma lei bastante complexa. Para raios gama com energia menor que 100 [KeV], tal probabilidade varia aproximadamente com o inverso do cubo da energia ($1/E_\gamma^3$); para uma faixa de energias entre 100 e 500 [KeV] a variação segue o inverso do quadrado da energia ($1/E_\gamma^2$) e acima dos 500 KeV varia aproximadamente segundo o inverso da energia ($1/E_\gamma$). Por outro lado, quando a energia E_γ for igual a energia de ligação de uma das camadas eletrônicas dos átomos da substância atravessada, aumenta notavelmente a probabilidade de absorção do fóton por efeito fotoelétrico. Isto implica em fortes descontinuidades na curva de probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico em função da energia da radiação[2][3][10][11].

Quando ocorre a interação fotoelétrica de um raio gama com um elétron da camada K de um átomo, imediatamente

ocorre também a emissão de um raio X, como consequência da ocupação da lacuna resultante na tal camada por outro elétron de uma camada mais periférica. Tal raio X pode interagir com os elétrons de outro átomo vizinho, interação mais provável pela sua energia ser muito menor que a do raio gama incidente. Se interagisse por efeito fotoelétrico com um elétron da camada L implicaria, pela mesma razão, na emissão de um raio X de energia correspondente à da referida camada, assim como na emissão de um elétron com energia cinética igual a da diferença entre as energias de ligação das camadas K e L. Seguindo este processo, pode ser liberada uma família de fotoelétrons de energias progressivamente decrescentes, a soma das quais será igual à energia do raio gama incidente.

No *Efeito Compton* o raio gama incidente cede ao elétron com o qual se choca somente uma parte de sua energia, convertendo-se em outro fóton gama de menor energia e, portanto, de menor frequência, e desviado de sua trajetória inicial. A interação é regida pelos princípios de conservação de energia e da quantidade de movimento.

De uma forma geral a interação por efeito Compton de um fóton com um elétron praticamente livre resulta num espalhamento com ângulos θ_γ para o fóton emergente, e θ_e para o elétron, que sai de sua posição inicial com momento p , conforme ilustrado na figura 4-02.

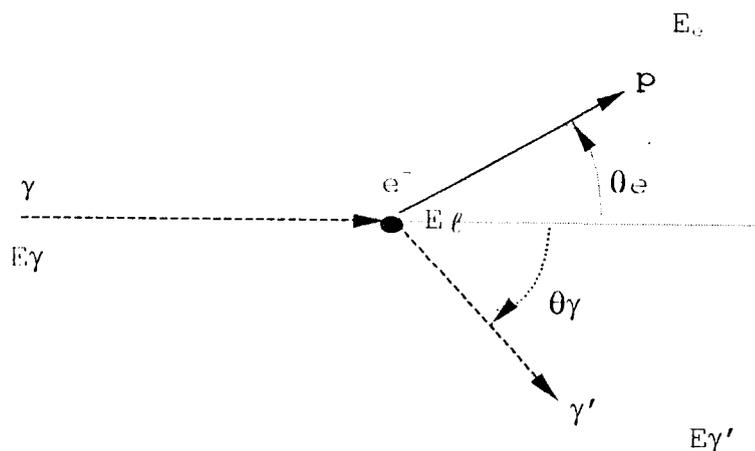


Figura 4-02 - Efeito Compton.

Como resultado dos princípios de conservação de energia e quantidade de movimento resulta que, se E_γ representa a energia do raio gama incidente, $E_{\gamma'}$ a do raio gama liberado, E_ℓ a energia de ligação do elétron, e E_e a energia cinética do elétron deslocado, a soma destas três últimas resulta na energia do fóton incidente[4][11].

$$E_\gamma = E_{\gamma'} + E_\ell + E_e \quad (4-02)$$

$E_{\gamma'}$ e E_e são várias ordens de magnitude maior que E_ℓ , para efeitos práticos despreza-se E_ℓ , resultando:

$$E_\gamma = E_{\gamma'} + E_e \quad (4-03)$$

A teoria demonstra, e a prática confirma, que o ângulo θ_γ formado pelo raio gama incidente e o raio gama emergente pode assumir todos os valores possíveis desde 0 até π , dependendo da energia do raio gama incidente. Esta condição, mais a aplicação das equações de conservação de

energia e de quantidade de movimento fazem com que o elétron envolvido no processo possa adquirir qualquer valor de energia (expressa em MeV) no intervalo contínuo compreendido entre 0 e um determinado valor de $E_{e, \text{máx}}$ dado por:

$$E_{e, \text{máx}} = \frac{4E_{\gamma}}{1 + 4E_{\gamma}} \quad (4-04)$$

No *Efeito de Produção de Pares* o fóton gama desaparece totalmente e em seu lugar aparecem um elétron e um pósitron. Trata-se de um processo onde ocorre a transformação de energia em matéria, de acordo com a fórmula de equivalência de Einstein $E = m c^2$. Como a soma das massas em repouso do elétron e do pósitron equivalem a uma energia de 1,02 MeV, esta deve ser a energia mínima da radiação gama incidente para que possa ocorrer o efeito de produção de pares. Esta transformação do raio gama deve se dar envolvendo necessariamente uma outra partícula, para que se verifique a conservação da quantidade de movimento. Se tal partícula for um núcleo, como geralmente é o caso, praticamente não absorve energia no processo. Desta forma a energia do raio gama que excede 1,02 MeV é transferida por igual, em forma de energia cinética, ao elétron e ao pósitron. Em troca, se tal partícula for um elétron, este levará também uma parte da energia residual.

O elétron e o pósitron resultantes perdem rapidamente sua energia cinética por choque com os átomos ou partículas vizinhas. Além disso, os pósitrons são partículas não

estáveis na presença de matéria e interagem rapidamente com um elétron e aniquilam-se mutuamente. Com isso dão lugar a produção de um par de raios gama, cada um com uma energia de 0,51 MeV, que assumem direções opostas para respeitar o princípio da conservação da quantidade de movimento. Este processo está representado na figura 4-03.

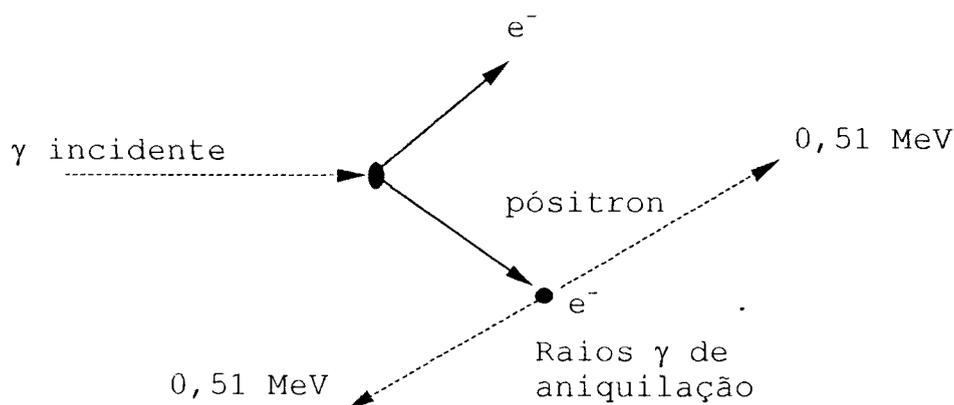


Figura 4-03 - Produção de um par elétron pósitron e aniquilação sucessiva deste último.

Se o par elétron-pósitron ceder toda sua energia cinética a um meio físico limitado e este a converter em um pulso elétrico, a amplitude de tal pulso será proporcional a energia do raio gama incidente menos $2m_0c^2$, que é a massa em repouso do elétron, onde $m_0c^2 = 0,51$ MeV. Também pode ocorrer que um ou ambos os raios gama de 0,51 MeV resultantes da aniquilação do pósitron sofram dentro do meio um processo de conversão fotoelétrica ou de dispersão Compton. Isto faz com que o impulso elétrico total obtido no caso de uma interação por produção de pares possa corresponder a qualquer valor de energia no intervalo entre E_γ e $E_\gamma - 2m_0c^2$ [2][4][12]. As curvas

da figura 4-04 mostram os valores de Z (número atômico do material) e $h\nu$ (energia das partículas incidentes) para os quais a probabilidade de ocorrência de dois efeitos vizinhos são iguais. Nela podemos perceber as tendências de ocorrer cada tipo de interação da radiação gama com a matéria.

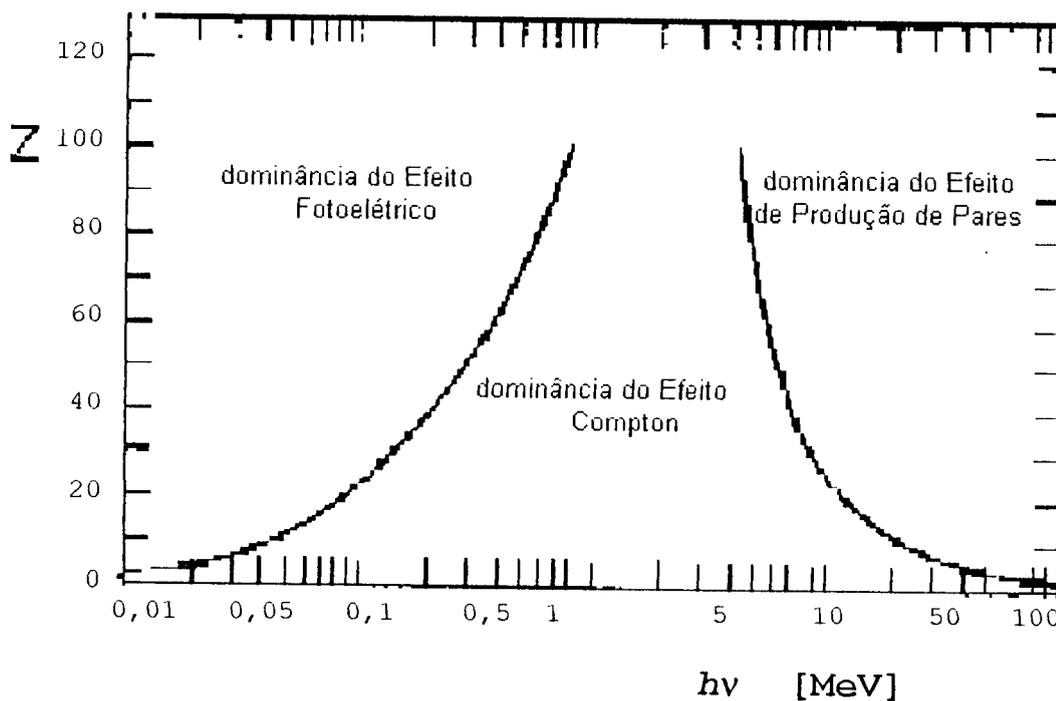


Figura 4-04 - Probabilidade de ocorrência de cada um dos três tipos de interação da radiação gama com a matéria[2][10].

4.2- CÂMARAS DE IONIZAÇÃO

Conforme ilustrado na figura 4-06, a seguir, geralmente as câmaras de ionização são construídas de forma cilíndrica contendo em seu centro radial um ânodo no qual são coletadas as cargas negativas geradas; a carcaça (cátodo ou

terra eletrônico) que possui ainda a função de conter o gás de enchimento; um anel de guarda (anel condutor) que posicionado entre os eletrodos e devidamente ligado à fonte de alta tensão (AT), evita que correntes de fuga entre os eletrodos interfiram na medição da corrente de ionização. Quando construídas para operar no modo pulso, a câmara possui um único conector, que é utilizado para fornecer alta tensão ao detector e, simultaneamente para coletar os pulsos das cargas geradas. Tendo em vista a baixa amplitude do pulso gerado, este tipo de detector utiliza externamente um pré-amplificador que faz um tratamento prévio dos pulsos, de forma a poder enviá-los devidamente amplificados para outros módulos eletrônicos.

Para a utilização em *modo corrente* de coleta de cargas as C.I.G. possuem basicamente a mesma constituição, se diferenciando das de modo pulso por necessitarem dois conectores: sendo um de entrada da alta tensão, e o outro por onde se envia a corrente coletada no eletrodo para um eletrômetro que registra, efetivamente, o valor da corrente de ionização gerada no interior do detector.

As *Câmaras de Ionização* coletam os pares de íons formados a partir da interação das moléculas do gás de enchimento do detector com a radiação que o atinja. No caso de um feixe de partículas pesadas (partículas α , fragmentos de fissão, etc) a maior dificuldade para o processo de detecção é a penetração da partícula no detector, já que estas possuem baixo poder de penetração e são facilmente

absorvidas na parede do detector. Nestes casos, a solução é impor um processo de renovação contínua do gás de enchimento num detector aberto, fazendo com que, no processo de renovação o mesmo arraste as partículas de interesse para o interior do detector. Assim, as câmaras de ionização podem ser utilizadas tanto no modo pulso como no modo corrente.

Na detecção de partículas β ou elétrons, a parede do detector deve ser suficientemente fina para permitir que algumas partículas consigam penetrar no detector. Tendo em vista que a maior parte das partículas sofrerá alguma colisão na parede, o que fará com que a energia transferida pela mesma para o gás de enchimento não seja igual à energia da partícula inicial.

No caso de um feixe de radiação gama, devido ao seu grande poder de penetração uma grande fração do feixe passa pelo detector sem sofrer nenhuma interação, e a parcela que sofre interação transfere apenas parte de sua energia para o gás de enchimento. Neste caso a C.I.G. não é o detector adequado para qualificar o feixe de radiação, não definindo a energia da radiação incidente, devendo ser utilizada no modo corrente que apenas quantifica a intensidade do feixe.

Na década de 80, a análise do comportamento das C.I.G. de alta pressão (acima de 1 [atm]) foi feita por ATTIX[5] dando seqüência a estudos de BOAG-1964. Nestas câmaras, a parede é geralmente um cilindro de aço, e o eletrodo coletor é em geral, um fio esticado ao longo do centro radial. Seu gás de

enchimento pode ser: ar, nitrogênio, dióxido de carbono, hidrogênio, argônio, etc; e a corrente de ionização produzida é a soma de duas componentes: uma componente devido aos elétrons secundários emergentes da parede que ionizam as moléculas do gás, e uma componente do gás devido a elétrons originados no próprio gás. A componente da parede cresce linearmente com a pressão do gás até atingir um patamar, quando todos os elétrons secundários gerados forem coletados, e, decai vagarosamente, em pressões muito altas, devido ao acréscimo da recombinação. A componente do gás cresce, a princípio, com o quadrado da pressão deste, visto que o número de elétrons secundários emitidos e a energia depositada por cada um no gás são ambos proporcionais à pressão interna. Quando os elétrons secundários começam a transferir sua energia para o gás, passa a haver uma transição gradual da lei quadrática para uma dependência linear com a pressão deixando de haver recombinação iônica[5]. Na figura 4-05 estão esboçadas essas componentes e sua soma, assim como a corrente coletada, supondo-se que haja uma perda durante o processo de coleta, possivelmente devido à *corrente de fuga*, fenômeno que será discutido mais adiante.

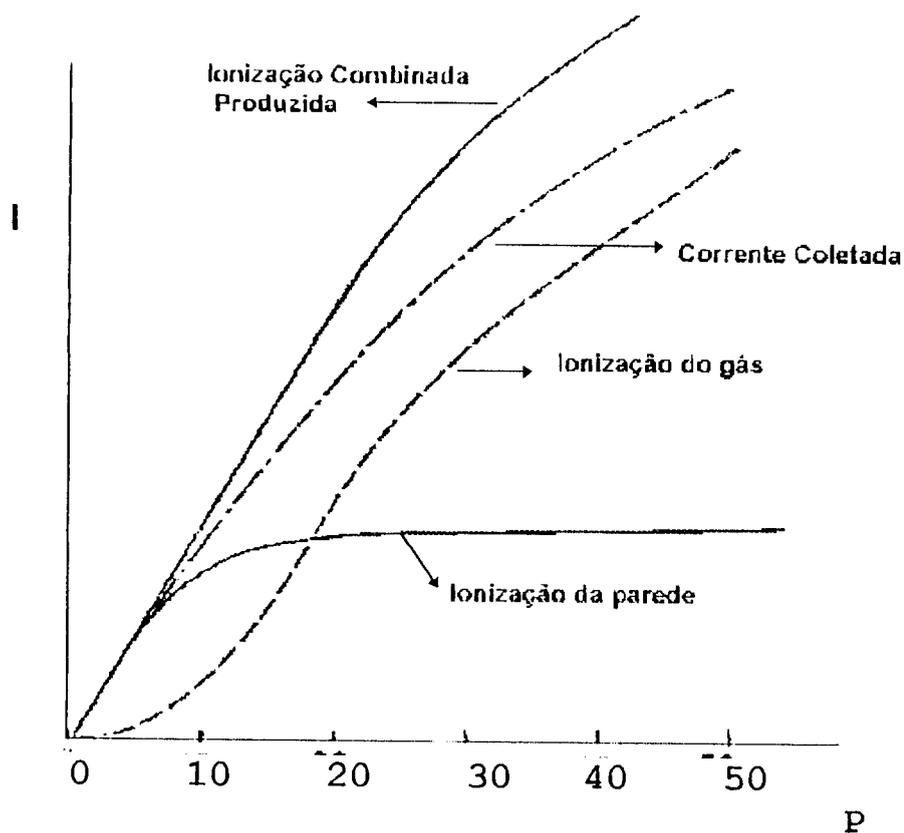


Fig.4-05 - Variação da ionização total com a pressão do gás na parede e a componente gasosa, para uma câmara de alta pressão [5].

No caso das câmaras de ionização de pressões até 5 atm a parede em geral é de alumínio, possuindo ânodos da ordem de milímetros, podendo utilizar os mesmos gases de enchimento. Neste caso os íons são formados basicamente pela ionização do gás, não havendo processo multiplicativo propriamente dito, porém, existe a produção de elétrons secundários retirados da parede do detector devido ao choque dos íons positivos, que são arrastados para o cátodo decorrente do alto campo elétrico aplicado. A princípio a quantidade de ionização gerada por estes elétrons

secundários, dependendo das características do detector pode predominar na resposta do mesmo.

Dependendo do gás utilizado uma partícula de 1 MeV pode produzir mais de 30.000 pares de íons[12]. Obviamente, como em todo processo estocástico, há uma flutuação no número médio de pares de íons formados por partículas incidentes de mesma energia. Esta flutuação para cada energia determina um limite para a resolução em energia que pode ser obtido em qualquer detector baseado na coleta de íons. Adicionalmente, muitos detectores possuem uma flutuação inerente, o que dificulta uma análise teórica do assunto, por isso uma constante empírica, denominada *Fator Fano*, é introduzida de forma que o valor da flutuação prevista seja corrigido e resulte na flutuação observada experimentalmente. A equação 4-05 expressa este fator que deve ser considerado no modo pulso de coleta de cargas[2][4].

$$\left(\frac{\sigma_{no}}{n_o} \right)^2 = \frac{F}{n_o} \quad (4-05)$$

onde:

n_o = número de pares de íons formados

F = fator fano

Caso a flutuação prevista baseie-se numa análise estatística assumindo um processo de Poisson, onde o desvio é assumido igual à raiz quadrada do valor, o Fator Fano reflete a fração de energia da partícula incidente que é convertida em portadores de informações (íons) dentro do detector. Num

caso ideal, se toda a energia das partículas incidentes for utilizada na formação de pares de íons, conseqüentemente, o número de pares formados será constante e o Fator Fano torna-se igual a zero. Em gases o Fator Fano é observado empiricamente como sendo inferior a 1; o que significa que cada flutuação, é menor que a prevista pela estatística de Poisson.

Outros três fenômenos de muita importância no estudo das C.I.G. são: a *Difusão*; a *Transferência de Cargas*; e a *Recombinação*. O fenômeno da Difusão é explicado lembrando que os átomos ou moléculas do gás de enchimento estão em constante movimento térmico caracterizado por um livre caminho médio que, para gases típicos sob condições padrões, varia de (10^{-10} m a 10^{-8} m). Íons positivos ou elétrons livres formados no gás também fazem parte desse movimento aleatório, e têm tendência de se deslocar, por *Difusão*, de regiões com alta densidade para outras de menor densidade.

A transferência de cargas é o resultado de um processo de colisões que ocorre quando um íon positivo encontra uma molécula neutra de gás. Com o choque um elétron é transferido da molécula para o íon. Esta troca de carga é significativa em misturas de gases contendo várias espécies de moléculas, onde há uma tendência de transferir as cargas positivas para o gás com a menor energia de ionização, transformando essas moléculas em íons positivos.

Outro fator que colabora com a transferência de cargas resulta do fato de que alguns tipos de gases possuem tendência para formação de íons negativos por captura de elétrons livres pelas moléculas do gás. Este íon negativo partilha várias propriedades com o íon positivo no processo de ionização. O oxigênio é um exemplo de gás que prontamente captura elétrons, então os elétrons livres rapidamente convertem algumas moléculas de oxigênio em íons negativos. Em contrapartida, nitrogênio, hidrogênio e gases nobres, são todos caracterizados por coeficientes de captura eletrônica relativamente baixos, possibilitando que o elétron livre continue migrando por estes gases sob condições normais. São estes os gases mais indicados para utilização em detectores, tendo em vista que facilitam a coleta da maior quantidade de íons, o que coloca os gases de maior captura eletrônica como impurezas indevidas ao processo[6][16][17].

O processo de recombinação é o resultado do choque entre íons positivos e elétrons livres no qual o elétron é capturado pelo íon positivo que retorna ao seu estado de carga neutra. Alternativamente, este íon positivo pode sofrer colisão com um íon negativo de forma que o elétron extra é transferido para o íon positivo e ambos são neutralizados. Em um caso ou outro, a carga representada pelo par de íons original é perdida e não pode contribuir para o sinal em detectores que se baseiam na coleta de cargas iônicas. Pelo fato de que a frequência por colisão é proporcional ao produto das concentrações das duas espécies envolvidas, a taxa de recombinação é dada por[2]:

$$\frac{\partial \eta p}{\partial t} = \frac{\partial \eta n}{\partial t} = \frac{d\eta}{dt} = -\alpha \times (\eta n) \times (\eta p) \quad (4-06)$$

onde:

ηp -- densidade da espécie positiva de íons

ηn -- densidade da espécie negativa de íons

α -- coeficiente de recombinação

Pelo fato de que os pares de íons são gerados ao longo do traço de ionização da partícula, formando uma espécie de coluna de partículas ionizadas no gás, o processo é chamado de Recombinação Colunar, e é mais verificado em gases com altas pressões onde a difusão normal dos íons e elétrons, longe de seus pontos de origem, é atenuada. Um caso óbvio, é a situação onde ocorre uma grande quantidade de traços, resultado de partículas ionizantes onde há máxima concentração molecular.

Sendo o coeficiente de recombinação entre íons positivos e negativos normalmente muitas ordens de magnitude maior que entre íons positivos e elétrons livres, a recombinação é maior em gases que prontamente formam íons negativos por captura de elétrons[17][16].

Se um campo elétrico externo é aplicado à região do gás na qual existam íons ou elétrons, forças eletrostáticas tenderão a mover as cargas dos seus pontos de origem. Este movimento resultante das cargas consiste na superposição de uma velocidade térmica aleatória com a *Velocidade de Arraste*

resultante numa dada direção. A velocidade resultante de arraste para íons positivos possui a direção do campo elétrico convencional, enquanto que os elétrons livres e íons negativos possuem direção oposta.

A velocidade de arraste dos íons num gás pode ser calculada através da relação[2]:

$$v = \mu \times \frac{\varepsilon}{P} \quad (4-07)$$

onde:

v = velocidade de arraste

μ = mobilidade iônica [$m^2 \cdot \text{bar} / V \cdot s$]

ε = campo elétrico [V/m]

P = pressão do gás [bar]

A mobilidade μ tende a permanecer constante por várias escalas de campo elétrico e pressão do gás, e não difere para íons positivos ou negativos no mesmo gás. Para gases de número atômico médio os valores típicos de μ estão entre $(1 \text{ e } 1,5) \times 10^{-4} m^2 \cdot \text{bar} / V \cdot s$, e com o gás, a uma pressão de 1 bar e um campo elétrico de 10^4 V/m resulta numa velocidade de arraste da ordem de 1 m/s, ou seja, o trânsito do íon num detector típico de 1cm será aproximadamente de 10 ms, que é considerado um tempo longo[12][18][19].

Devido às suas pequenas massas, os elétrons livres comportam-se muito diferentemente, de forma que adquirem grande aceleração entre os choques com as moléculas do gás, e

a mobilidade fica multiplicada por um fator 1000 em relação à mobilidade dos íons. Ou seja, como vimos, o tempo de coleta típico para íons pesados é da ordem de (ms), enquanto que o dos elétrons é da ordem de (μ s), isto é, 1000 vezes menor.

Na presença de um campo elétrico, o deslocamento das cargas positivas e negativas representadas pelos íons e elétrons constituem uma corrente elétrica. Para um dado volume de gás durante a condição de estado estacionário, a taxa de formação de pares de íons é constante. Mesmo para volumes pequenos esta taxa de formação está exatamente balanceada com a taxa de pares perdidos do volume, quer seja por recombinação, por difusão ou por migração. Sob condições em que o campo elétrico seja suficientemente forte, a recombinação é desprezível e todas as cargas são coletadas. Nesta condição a corrente (de estado estacionário) produzida é uma medida exata da taxa de formação de pares de íons no volume analisado e a ela chamamos de corrente de saturação.

Um problema freqüentemente encontrado na construção de C.I.G. é a *corrente de fuga*, que ocorre na superfície dos isoladores, e que faz com que toda corrente que os percorre seja somada à corrente gerada no processo de ionização, resultando num valor incorreto da grandeza medida. Na maioria das aplicações, a corrente de operação da C.I.G. é da ordem de 10^{-12} A (muito pequena), e, utilizando-se a "1ª Lei de Ohm" percebemos que, para se manter a corrente de fuga em torno de 1% desta, necessitamos que a resistência do isolador seja da ordem de 10^{16} Ω , para uma tensão aplicada de 100 V. Caso não

seja possível encontrar um material com resistividade suficientemente alta, uma outra solução é utilizada, que é a adoção de anéis de guarda entre os isoladores para reduzir seus efeitos de fuga. Neste caso o isolador é dividido em duas partes, como mostra a figura 4-06, cada uma delas separa o polo negativo (carcaça) do polo positivo (eletrodo), sendo que a maior queda de tensão ocorre no segmento externo o que não interfere na medição[2][20][21][22].

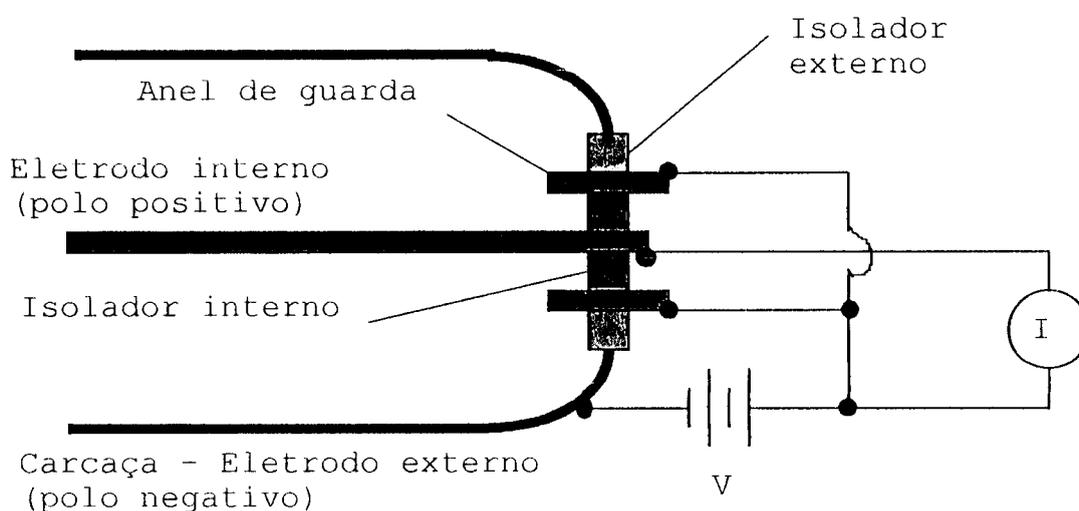


Fig.4-06 - Vista Lateral de uma C.I.G. Cilíndrica Utilizando Anel de Guarda.

Hoje em dia, com o desenvolvimento de materiais cerâmicos como a ALUMINA que possuem alta resistividade e baixa permeabilidade à passagem de moléculas gasosas (baixa porosidade), tornou-se possível a fabricação de terminais que tornam dispensáveis os anéis de guarda. Estes terminais chamados "feed through" permitem uma melhor interligação entre o ânodo do detector e seu conector externo, bem como entre o cátodo e seu respectivo conector.

4.3- MODELO MATEMÁTICO

No modelamento matemático utilizado neste trabalho procuramos desenvolver equações matemáticas que regem os fenômenos que ocorrem numa câmara de ionização, buscando identificar os parâmetros que exercem maior influência no resultado das medidas, quando o detector é parte de um equipamento utilizado em dosimetria de radiação gama, e comparar o resultado teórico (do modelo matemático) com resultados obtidos utilizando-se uma Câmara de Ionização especialmente construída para permitir a realização de experimentos. Com base em estudos anteriores [20][21][22], encontramos uma equação que nos permite traçar a curva teórica da corrente coletada em função da tensão aplicada ao detector.

4.3.1- EQUACIONAMENTO

Assumindo um detector metálico na forma cilíndrica preenchido com 1 bar de um certo gás, com um eletrodo externo e outro central, concêntricos, e um campo elétrico \mathcal{E} resultante de uma tensão V aplicada entre os eletrodos, se adotarmos como condições de contorno que a densidade de cargas positivas N_p é igual a zero (0) no eletrodo positivo e que a densidade de

cargas negativas Nn é igual a zero (0) no eletrodo negativo, a equação que rege a distribuição espacial de cargas é dada por [23]:

$$\nabla(Np \times \vec{v}_p) = Q - \alpha \times Np \times Nn \quad (4-08)$$

$$\nabla(Nn \times \vec{v}_n) = Q - \alpha \times Np \times Nn \quad (4-09)$$

onde, Q é a taxa de produção de íons no detector; v_n e v_p são a velocidade de arraste dos íons negativos e positivos, respectivamente.

Da equação 4-07, para uma pressão unitária, a qual foi escolhida para o desenvolvimento do modelo, a velocidade de arraste dos íons de cada sinal é igual ao produto entre a mobilidade iônica desses íons e o campo elétrico que atua sobre eles, ou seja:

$$v_p = \mu_p \times \mathcal{E} \quad \text{e} \quad v_n = -\mu_n \times \mathcal{E}$$

E ∇ é o operador utilizado no cálculo do divergente, que para coordenadas cilíndricas pode ser escrito:

$$\nabla \vec{A}_r = \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} (r \times A_r) \quad (4-10)$$

onde A_r é o vetor de direção radial. Como para capacitores cilíndricos a equação do Campo Elétrico, e da Capacitância são, respectivamente, dadas por:

$$\mathcal{E}(r) = \frac{q}{2 \times \pi \times \epsilon_0 \times \ell \times r} \quad (4-11)$$

onde, q é a carga no eletrodo central, ϵ_0 a constante dielétrica do vácuo, b o raio do catodo, a o raio do anodo, e l é o comprimento do detector.

$$C = \frac{q}{V} = \frac{2 \times \pi \times \epsilon_0 \times l}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (4-12)$$

Substituindo e considerando o detector de comprimento infinito e substituindo em (4-11), temos então:

$$\epsilon = \frac{V}{r \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (4-13)$$

Tomando-se como referência o ânodo, a equação (4-08), que leva em consideração os íons positivos fica da forma:

$$\nabla(Np \times \mu p) = -\frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{r \times Np \times \mu p \times V}{r \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right] = -\frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{Np \times \mu p \times V}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right] = -\frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} \times \left(\frac{Np}{Gp} \right) \quad (4-14)$$

onde:

$$Gp = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{\mu p \times V}$$

Combinando as equações (4-08); (4-09) e (4-14), temos que:

$$-\frac{1}{Gp} \times \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} (Np) = Q - \alpha \times Np \times Nn \quad (4-15)$$

de forma similar, obtém-se que:

$$\frac{1}{Gn} \times \frac{1}{r} \times \frac{\partial}{\partial r} (Nn) = Q - \alpha \times Np \times Nn \quad (4-16)$$

onde:

$$Gn = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{\mu_n \times V} \quad (4-17)$$

Como a densidade total de corrente devido à movimentação dos íons é dada por:

$$J = |Np \times vp| + |Nn \times vn| \quad (4-18)$$

A corrente total por unidade de comprimento na posição radial r é dada por:

$$I = 2 \times \pi \times r \times J \times e \quad (4-19)$$

temos, então:

$$\frac{I}{2 \times \pi \times e} = r \times J = r \times |Np \times vp| + r \times |Nn \times vn| = \frac{Np}{Gp} + \frac{Nn}{Gn}, \quad \text{portanto:}$$

$$\frac{I}{2 \times \pi \times e} = \frac{Np}{Gp} + \frac{Nn}{Gn} \quad (4-20)$$

Subtraindo a eq. 4-15 da eq.4-16, para r diferente de zero, temos que o fluxo total de corrente é o mesmo em qualquer superfície da câmara, pois:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{Np}{Gp} + \frac{Nn}{Gn} \right) = 0 \quad (4-21)$$

Isolando-se Nn da equação (4-20) e substituindo-se na equação (4-15), obtemos uma equação diferencial de primeira ordem em Np .

$$\frac{I}{2 \times \pi \times e} = \frac{Np}{Gp} + \frac{Nn}{Gn} \Rightarrow Nn = \left[\frac{I}{2 \times \pi \times e} - \frac{Np}{Gp} \right] \times Gn$$

$$-\frac{1}{Gp \times r} \times \frac{\partial Np}{\partial r} = Q - \left[\alpha \times Np \times Gn \times \left(\frac{I}{2 \times \pi \times e} - \frac{Np}{Gp} \right) \right]$$

$$\frac{1}{r} \times \frac{\partial Np}{\partial r} = -Gp \times Q + \left[\alpha \times Np \times Gp \times Gn \times \left(\frac{I}{2 \times \pi \times e} - \frac{Np}{Gp} \right) \right]$$

$$\frac{1}{r} \times \frac{\partial Np}{\partial r} = -Gp \times Q + \left[\frac{\alpha \times Gp \times Gn \times I}{2 \times \pi \times e} \times Np - \alpha \times Gn \times Np^2 \right]$$

$$\frac{1}{r} \times \frac{\partial Np}{\partial r} = -\alpha \times Gn \times Np^2 + \frac{\alpha \times Gp \times Gn \times I}{2 \times \pi \times e} \times Np - Gp \times Q \quad (4-22)$$

Fazendo-se em (4-22) $\frac{1}{2} r^2 = y$, obtemos Np como função de y :

$$\frac{\partial Np}{\partial y} = -\alpha \times Gn \times Np^2 + \frac{\alpha \times Gp \times Gn \times I}{2 \times \pi \times e} \times Np - Gp \times Q$$

Integrando-se em y e Np , resulta numa equação do tipo:

$$\int_0^y \partial y = \int_0^N \frac{\partial N}{A \times N^2 + B \times N + C} \quad , \text{ para:}$$

$$A = -\alpha \times Gn \quad ; \quad B = \frac{\alpha \times Gp \times Gn \times I}{2 \times \pi \times e} \quad ; \quad C = -Gp \times Q \quad , \text{ logo:}$$

$$[y]_{r=r}^{r=b} = \left[\frac{2}{\sqrt{4 \times A \times C - B^2}} \cot \left(\frac{2 \times A \times N + B}{\sqrt{4 \times A \times C - B^2}} \right) \right]_{N(r)}^{N(b)=0} \quad (4-23)$$

4.3.1.1- DENSIDADE IÔNICA

Resolvendo a equação para os termos em A , B e C , obtemos a equação da densidade iônica:

$$Np(r) = \frac{2 \times Q \times \ln \left(\frac{b}{a} \right)}{\mu p \times V} \quad (4-24)$$

$$K \times \cot \left[\left(\frac{b^2 - r^2}{4} \right) \times K \right] + \left[\frac{\alpha}{\mu p \times \mu n} \times \left(\frac{\ln(b/a)}{V} \right)^2 \times \frac{I}{2 \times \pi \times e} \right]$$

onde:

$$K = \sqrt{\frac{4 \times Q \times \alpha}{\mu p \times \mu n} \times \left(\frac{\ln \left(\frac{b}{a} \right)}{V} \right)^2 - \left[\frac{\alpha}{\mu p \times \mu n} \times \left(\frac{\ln \left(\frac{b}{a} \right)}{V} \right)^2 \times \frac{I}{2 \times \pi \times e} \right]^2}$$

Como condição de contorno, temos que para $r = a$, $Nn = 0$, e aplicando-se na equação (4-20), temos:

$$Np(a) = \frac{I}{2 \times \pi \times e} \times \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{\mu p \times V} \quad (4-25)$$

Substituindo a eq. (4-25) na eq. (4-24) resulta uma nova equação, na qual o termo desconhecido é exclusivamente I, vejamos:

$$\frac{I}{2 \times \pi \times e} = \frac{2 \times Q}{K \times \cot\left[\left(\frac{b^2 - a^2}{4}\right) \times K\right] + \left[\frac{\alpha}{\mu p \times \mu m} \times \left(\frac{\ln(b/a)}{V}\right)^2 \times \frac{I}{2 \times \pi \times e}\right]} \quad (4-26)$$

Para se calcular a densidade iônica em qualquer situação, a equação (4-26) necessita ser resolvida transcendentalmente em I. Como o termo em cotangente varia rapidamente com ângulos pequenos, e esta é uma função relativamente complexa, devemos calcular os valores de I em pequenos passos para assegurar que o valor encontrado seja o correto. Torna-se conveniente, então, adotar-se valores decrescentes para I, a partir da corrente de saturação que é definida como sendo a corrente obtida assumindo que todas as cargas produzidas sejam coletadas, e que pode ser calculada pela equação:

$$I_s = \pi \times Q \times e \times (b^2 - a^2) \quad (4-27)$$

Para obtermos a distribuição espacial de íons negativos podemos utilizar um raciocínio semelhante ao utilizado para os íons positivos, ou utilizar diretamente a equação (4-20), de onde tiramos que:

$$\frac{Np}{Gp} + \frac{Nn}{Gn} = \frac{I}{2 \times \pi \times e} \quad (4-28)$$

e da equação acima obtém-se:

$$Nn(r) = \frac{I}{2 \times \pi \times e} \times Gn - \frac{Np \times Gn}{Gp} \quad (4-29)$$

ou seja:

$$Nn(r) = \frac{I \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \times \pi \times e \times \mu n \times V} - \frac{\mu p \times Np(r)}{\mu n} \quad (4-30)$$

4.3.1.2- RELAÇÃO CORRENTE - TENSÃO

A relação corrente - tensão pode ser obtida partindo-se das seguintes condições de contorno:

Próximo da saturação o efeito de recombinação decresce, possibilitando-nos obter uma relação entre tensão e corrente simplificada. Para V tendendo a um valor muito alto, I tende à saturação, ou seja, I_s . Neste caso para a equação da densidade

iônica (4-24) os termos que aparecem em V^{-4} podem ser desprezados em relação aos termos em V^{-2} . Dessa forma obtemos uma expressão:

$$\frac{1}{I} = \sqrt{\left[\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \times \pi \times e \times V} \right) \times \left(\frac{\alpha}{Q \times \mu\varphi \times \mu n} \right) \right] \times \cot \left[\frac{(b^2 - a^2)}{2 \times V} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right) \times \sqrt{\left(\frac{Q \times \alpha}{\mu\varphi \times \mu n} \right)} \right] + 3 \left[\frac{\alpha \times \left(\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right)^2}{24 \times \mu\varphi \times \mu n \times Q \times \pi^2 \times e^2} \right] \times \frac{1}{V^2} \quad (4-31)$$

que pode ser escrita do tipo:

$$\frac{1}{I} = A^{\frac{1}{2}} \times \cot B + \frac{3 \times S \times I}{V^2} \quad (4-32)$$

onde;

$$A^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2 \times \pi \times e \times V} \right) \times \left(\frac{\alpha}{Q \times \mu\varphi \times \mu n} \right)^{\frac{1}{2}} ;$$

$$B = \frac{(b^2 - a^2)}{2 \times V} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right) \times \left(\frac{Q \times \alpha}{\mu\varphi \times \mu n} \right)^{\frac{1}{2}} ; \quad e$$

$$S = \frac{\alpha \times \left(\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right)^2}{24 \times \mu\varphi \times \mu n \times Q \times \pi^2 \times e^2}$$

A aproximação de $\cot \theta = (1/\theta) \times [1 - (\theta^2/3)]$ para mínimos valores de θ é válida, uma vez que consideramos θ tendendo a zero para V tendendo a altos valores (tensão no regime de saturação), e nos fornece como solução a equação:

$$\frac{1}{I} = \frac{1}{I_s} + \frac{S \times I}{V^2} \quad (4-33)$$

O fator I no termo final se aproxima de I_s para a saturação nesta equação que, pode ser rearranjada de modo a indicar, explicitamente a saturação:

$$\frac{I}{I_s} = 1 - \frac{\alpha \times (b^2 - a^2)^2 \times (\ln(b/a))^2}{24 \times \mu p \times \mu n} \times \frac{Q}{V^2} \quad (4-34)$$

De posse da equação (4-34), para mostrar o resultado típico de $I \times V$, consideramos uma câmara de ionização de comprimento 28,0cm com diâmetro interno 4,5cm e ânodo de 1,5mm, preenchida com argônio puro numa pressão de 1,0 bar. Nessas condições os valores de α , μp e μn são respectivamente:

$1,80 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; $1,04 \times 10^{-2}$ e $1,29 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{bar} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ [4][12][19].

A figura 4-07 mostra o resultado teórico utilizando-se estas características e supondo-se uma taxa de produção de pares de íons da ordem de $5,14 \times 10^{13} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ [23][24][25][26].

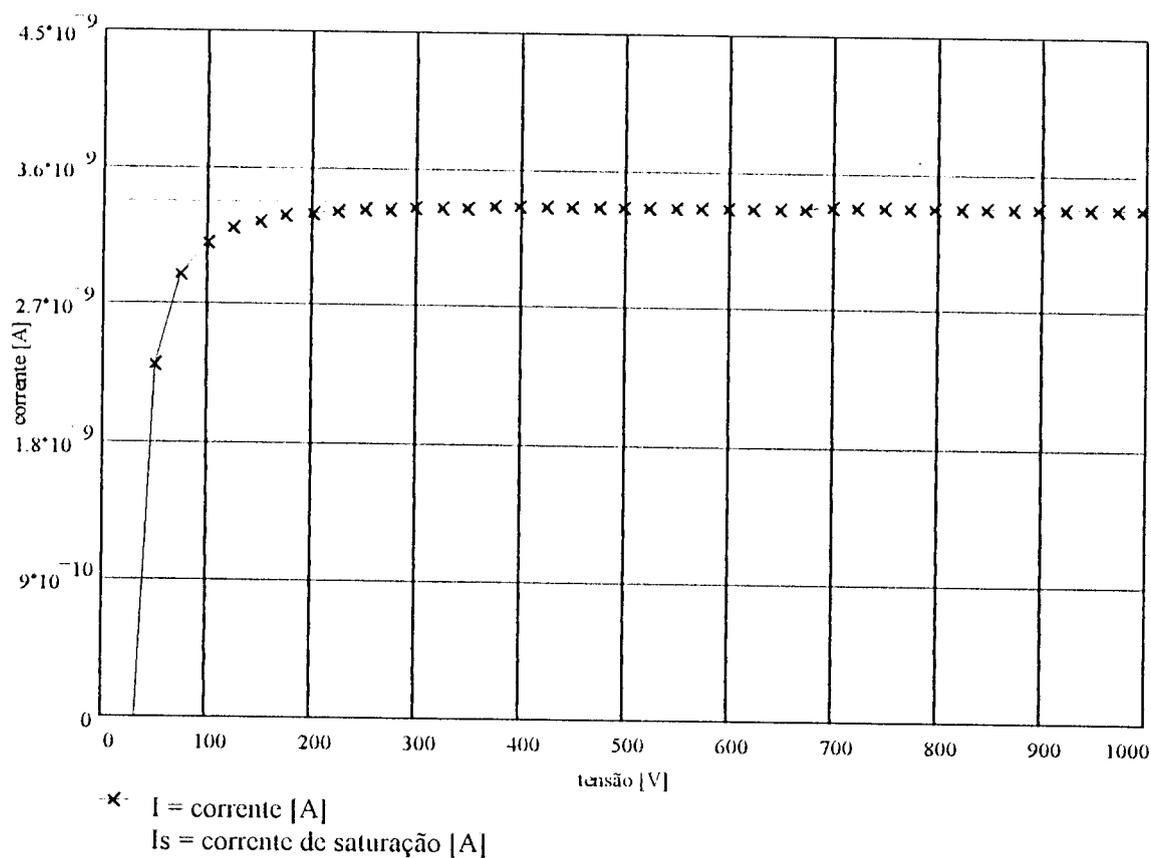


Figura 4-07 - Curvas Teóricas da Corrente de Saturação e da Corrente em função da Tensão.

4.3.2 - PARÂMETROS ADOTADOS PARA O PROJETO

Para a realização deste trabalho consideramos como parâmetros fixos o formato e as dimensões do detector que foram definidos como sendo cilíndrico, de comprimento efetivo 28,0cm, diâmetro interno 4,5cm e diâmetro do ânodo 0,15cm. Como parâmetros variáveis foram considerados o *tipo de gás de enchimento*, e as *pressões a serem utilizadas*, parâmetros estes

que estão relacionados na tabela 4-02 e na tabela 5-01. A faixa de tensão aplicada ao detector que, apesar de ser dependente das características físicas do mesmo, num estudo preliminar foi definida como não sendo superior a 1500 volts.

Tabela 4-02- Gases de Enchimento

Tipos de Gás	Pressões [bar]
Ar	3; 2,5; 2; 1,5; 1
N ₂	3; 2,5; 2; 1,5; 1
P-10	3; 2,5; 2; 1,5
Ar 99,6% + N ₂ 0,4%	2,5
Ar 92% + N ₂ 8%	2,5
Ar 86% + N ₂ 14%	2,5

* Os gases utilizados neste trabalho são de pureza $\geq 99,9999\%$

Outros parâmetros que influenciam na resposta do detector foram fixados em função das características dos gases utilizados e do arranjo experimental, como a *mobilidade iônica*, o *coeficiente de recombinação*, o *coeficiente de difusão* e a *taxa de exposição γ* .

5- DETECTOR UTILIZADO

Durante as pesquisas iniciais para o projeto do detector proposto para este trabalho, dentre livros, artigos científicos e catálogos de fabricantes de detectores, uma especificação técnica de sensor tipo *câmara de ionização* chamou a atenção por ter sido elaborada no próprio IPEN-TE e, por se referir a um detector ao qual era de fácil acesso. Esta C.I.G. (Câmara de Ionização Gama) havia sido desenvolvida em 1987 e caracterizada em duas oportunidades pelo grupo de desenvolvimento de detectores do TE-IPEN que a projetou[15]; o que nos proporcionou informações mais atuais, já que os estudos mais recentes sobre C.I.G. encontrados em literaturas datam de décadas atrás.

De posse do referido detector denominado DP02CIG, por intermédio de radiografias e análises dos materiais externos e internos desse detector, pôde-se definir parcialmente o processo de construção utilizado bem como alguns dos materiais envolvidos.

Pensando na possibilidade de se deparar com problemas internos à C.I.G. durante os experimentos do trabalho, bem como na otimização do processo construtivo utilizado para as demais câmaras construídas neste instituto, foi desenvolvido um processo de construção em blocos (anodo-catodo-isoladores) auto sustentáveis que torna possível a manutenção do detector por

permitir sua desmontagem sem danificar nenhuma peça. Para garantir que o diâmetro do ânodo a ser utilizado fosse suficientemente grosso de forma a permitir a aplicação do novo processo, fêz-se necessário estudar o comportamento de ânodos com várias espessuras.

É necessário ressaltar que durante o projeto da CIGEVaP procurou-se trabalhar com medidas padrões de mercado para os tubos de aço inoxidável e alumínio, facilitando sua construção. Para a determinação do ânodo a ser utilizado foi analisado o comportamento do campo elétrico gerado variando-se o diâmetro, a partir da Lei de Gauss (equação 5-01).

$$\varepsilon(r) = \frac{V}{r \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (5-01)$$

Na região de interesse ($r > 1\text{mm}$), conforme o resultado apresentado na figura 5-01 que para o ânodo hipotético mais fino de raio ($a=15$ microns) o valor do campo elétrico (ε) é ligeiramente inferior ao do ânodo intermediário ($a_1=50$ microns). Já o ânodo de raio maior (valor igual ao utilizado no nosso projeto, $a_2=750$ microns) possui um campo elétrico razoavelmente maior que os dois anteriores.

Tendo em vista que não existe campo elétrico interno ao fio, como nos mostram as curvas da figura 5-01, podemos perceber que é conveniente utilizar-se um ânodo de raio maior.

Esta escolha favorece a redução do problema do acúmulo de cargas espaciais junto ao mesmo, o que determinaria um decréscimo significativo na intensidade do campo elétrico devido à barreira de potencial formada por esse acúmulo de cargas. Esse acúmulo de cargas espaciais se dá basicamente quando a quantidade de íons e elétrons gerados for excessivamente alta. Isto pode se dar devido, por exemplo, a uma alta taxa de exposição do detector. O problema pode, ainda ser minimizado (neste caso em especial) variando-se a pressão do gás de enchimento[29], ou ainda, a tensão aplicada ao detector.

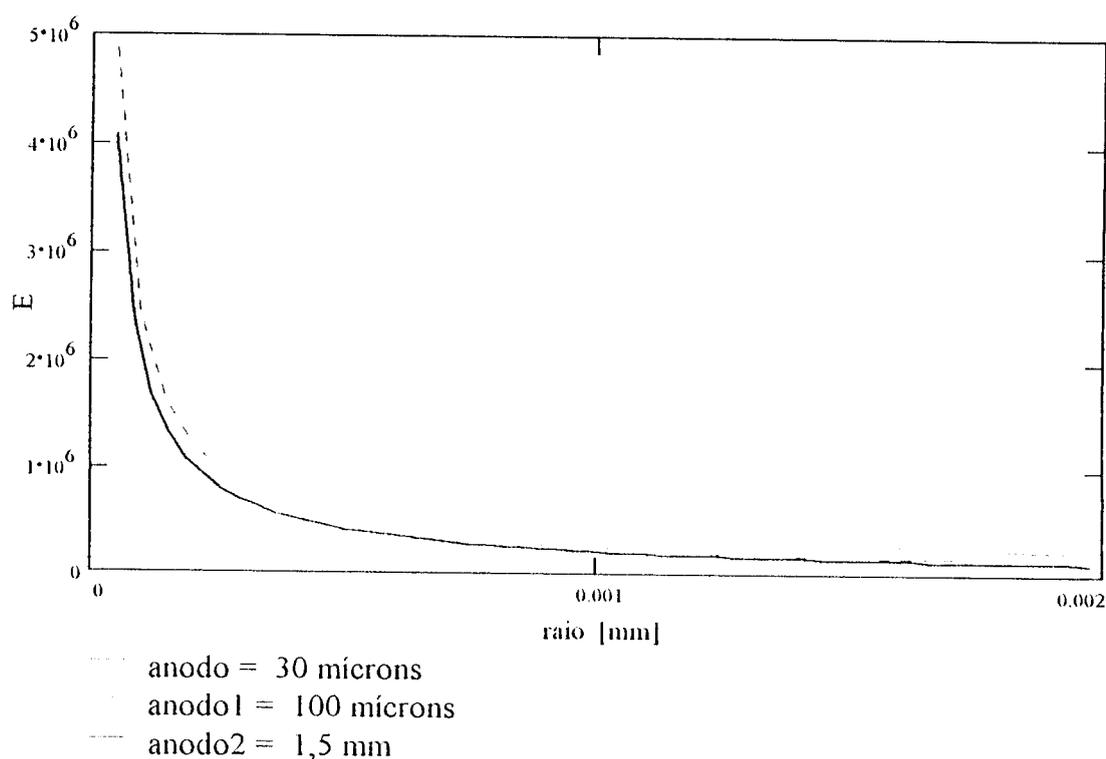


Figura 5-01 - Curva do Campo Elétrico em Função do Raio para a Tensão de 1000 V.

Em termos construtivos, a utilização de um ânodo central de raio da ordem de milímetros nos possibilitou a montagem da CIGEVaP em blocos auto-sustentáveis facilitando, inclusive, sua desmontagem de forma não destrutiva para uma futura análise interna, modificações ou manutenção da mesma. A CÂMARA DE IONIZAÇÃO GAMA PARA ESTUDOS DE VARIAÇÕES PARAMÉTRICAS (CIGEVaP) foi projetada e construída conforme mostrado na figura 5-02.

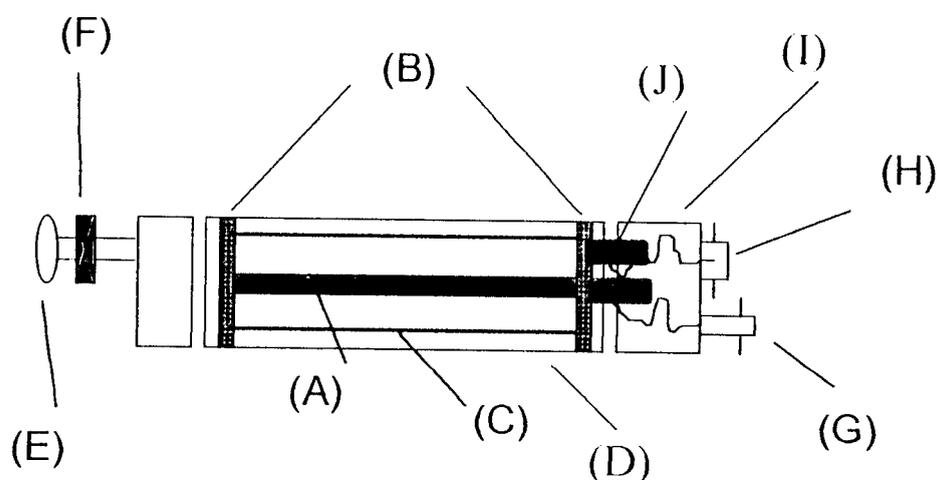


Fig. 5-02 - Esboço da CIGEVaP (corte longitudinal).

- A - ânodo (bastão de aço AISI 304)
- B - isoladores de teflon
- C - cátodo (cilindro de alumínio)
- D - invólucro de contenção do gás ou carcaça
- E - flange de enchimento
- F - válvula de contenção do gás de enchimento
- G - conector (BNC) de sinal
- H - conector (MHV) de alta tensão
- I - tampa externa móvel (aço AISI 304)
- J - terminais (feed through)

5.1- CONSTRUÇÃO

De acordo com os materiais e com as condições de serviços disponíveis, de certa forma nos limitando quanto ao projeto e à construção da CIGEVaP, demos andamento à construção do detector. Paralelamente a essa etapa participamos na construção de uma linha de vácuo móvel, a qual futuramente seria utilizada também para enchimento da CIGEVaP e, por isso, padronizamos a "flange" de entrada e saída do gás conforme já havia sido especificado para a referida linha de vácuo.

Na figura 5-03 temos uma representação de cada peça projetada e do respectivo material utilizado para a sua construção, onde pode-se perceber que o processo utilizado de montagem da câmara se torna mais fácil, ágil e reversível que uma construção usual e industrializada, dada a própria conformação de cada peça. Principalmente pelo fato de que o ânodo possui $\phi = 1,5$ mm e permite a união das demais peças tornando-as um bloco (cátodo, ânodo e isoladores) auto-sustentável. A seguir, esse bloco é colocado dentro da carcaça (que confinará o gás de enchimento) e são encaixadas as tampas, uma com a "flange" de enchimento e a outra com os dois terminais "feed through": um de alimentação e o outro de saída do sinal coletado.

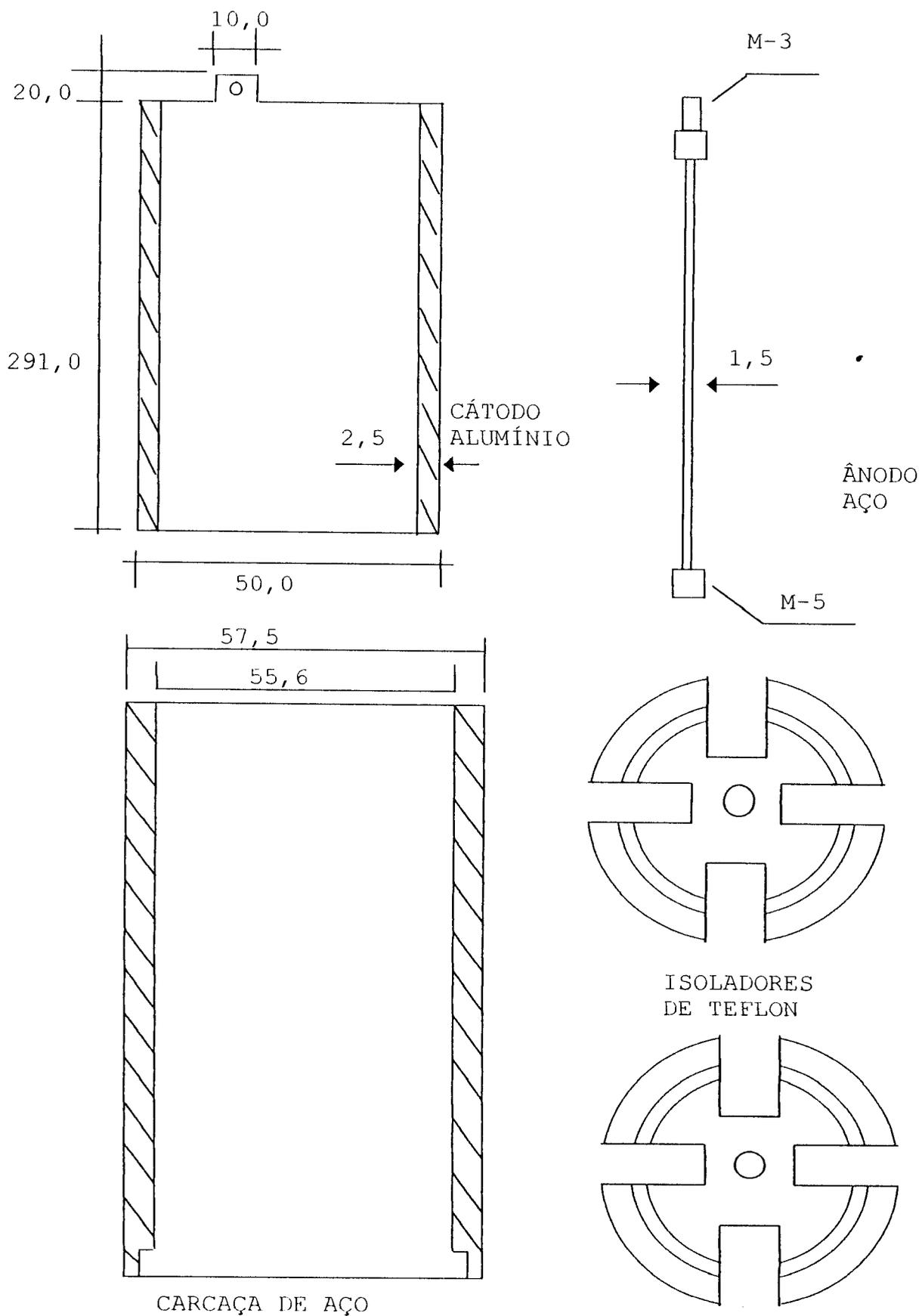


Figura 5-03- Esboço das Partes que Compõem a CIGEVaP.

As etapas de construção da CIGEVaP seguiram uma ordem pré-estabelecida, e requisitaram as seguintes cautelas:

- O cilindro externo (D), a flange (E), bem como as tampas foram construídos com aço inoxidável AISI 304, não contendo rugosidade ou impurezas.
- Os terminais internos (J) são compostos de alumina (cerâmica altamente isolante) e anel de aço (AISI 304), selados e resistentes a vácuo, contendo em seu interior um bastão de kovar, (elemento condutor e soldável). Estes terminais foram soldados à uma das tampas do detector pelo processo laser no laboratório LABCOM-CTMSP e foi feito o teste de selagem.
- Existe uma tampa cilíndrica externa (I) móvel que protege as ligações elétricas entre os terminais (J) e os conectores (G) e (H), também construída em aço AISI 304. Foi construída uma réplica de uma das tampas, de diâmetro ligeiramente inferior, com a finalidade de possibilitar a montagem prévia do detector, com o intento de se verificar a acomodação interna do bloco auto sustentável antes da montagem final.
- Na outra tampa do detector foi soldada uma flange (E), também de aço AISI 304, pelo processo abrasivo, e executado o teste de selagem.
- Os isoladores de "teflon" (B) foram torneados em forma de disco, com sulcos circulares para encaixe do cátodo (C), e polidos.

- O eletrodo de alta tensão (C), foi construído em alumínio na forma cilíndrica, e polido.
- O eletrodo de sinal (A), foi feito de aço inoxidável em forma de bastão, com suas extremidades terminando em rosca, e polido.
- O bloco ânodo - cátodo - isoladores (A,B,C) foi montado e introduzido no cilindro externo (D) para verificação do espaço de assentamento necessário, utilizando-se a tampa avulsa que permite uma desmontagem mais facilitada.
- Cada peça passa por etapas de "decapagem" e, descontaminação pelo processo de limpeza por ultra-som, sendo em seguida embaladas, uma a uma, a vácuo.
- A montagem final do detector foi feita em uma sala limpa, montou-se novamente o bloco (A,B,C,D,E) colocando-se desta feita, a tampa com os terminais feed through (J), que foi soldada ao corpo do detector.
- As ligações eletrônicas foram feitas entre os terminais (J) e os conectores (G,H), devidamente isoladas com fita de alta fusão e isolantes termo-contráteis.
- A tampa móvel, onde são fixados os conectores (G,H), após ter recebido o devido tratamento de limpeza, foi montada ao conjunto.

- Uma vez colocada a tampa móvel, efetuamos os testes de resistência de isolamento e capacitância da CIGEVaP e do cabo, cujos resultados são mostrados na tabela 5-03.
- Construção de um cabo especial duplo, coaxial, com isolamento extra de grafite, impedindo fugas de corrente e interferências externas.
- Finalmente, como válvula de contenção de pressão (F), para permitir trocar o gás de enchimento do detector e vedá-lo, foi utilizado o modelo SP-10K do fabricante EDWARDS.

A figura 5-04 mostra o arranjo final da C.I.G.E.Va.P. após o trabalho de montagem.

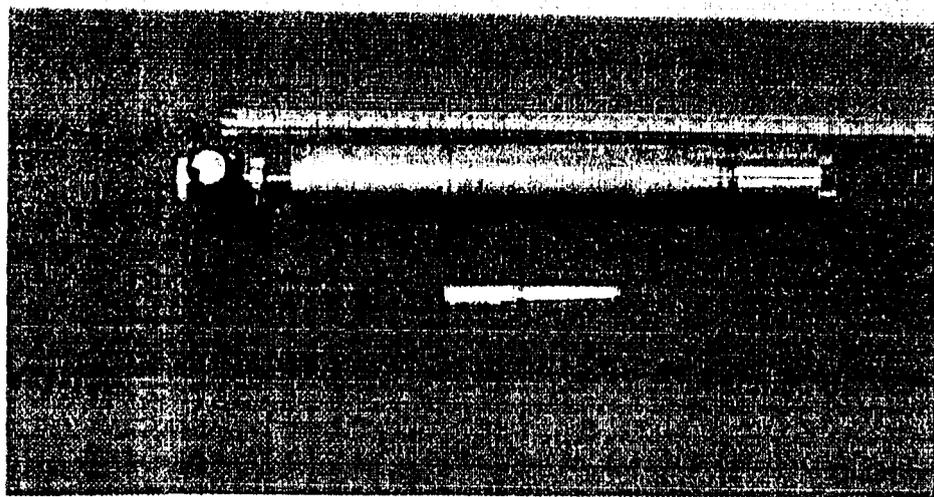


Figura 5-04 - Detector CIGEVaP após montagem.

5.2- CARACTERÍSTICAS FÍSICAS

Para melhor descrição do detector utilizado, as características físicas deste foram classificadas em Geométricas e Elétricas sendo apresentadas nas tabelas 5-01 e 5-02, respectivamente.

Tabela 5-01 - CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS DA CIGEVaP

comprimento total:.....	$5,38 \times 10^1$ cm
diâmetro externo:.....	5,75 cm
parede (aço inoxidável):.....	1,0 mm
diâmetro do cátodo:.....	$4,5 \times$ cm
parede (alumínio):.....	$2,5 \times$ mm
diâmetro do ânodo:.....	1,5 mm
comprimento útil:.....	$2,8 \times 10^1$ cm
volume útil:-.....	$4,29 \times 10^{-10}$ cm ³

Tabela 5-02 - CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS DA CIGEVaP

Descrição	Resistência de Isolação [$\times 10^{12}$ Ω]		Capacitância [$\times 10^{-12}$ F]	
	à 100 V	à 500 V	à 120 Hz	à 1 kHz
conector câmara SINAL	2,5	1,6	173	15,5
conector câmara AT	7,0	5,0	376	342
entre terminais SINAL-AT	3,0	1,6	-	-
câmara + cabo SINAL	1,5	1,6	927	22,0
câmara + cabo AT	4,5	4,0	-	-

5.3- PROCESSO DE ENCHIMENTO

Definidos os gases ou misturas gasosas a serem empregados no enchimento da CIGEVaP ao longo dos experimentos conforme indicado na tabela 4-02, foi utilizada, a linha móvel de descontaminação (vácuo) e enchimento, mostrada na figura 5-05. Por estar em fase de construção a linha de vácuo e enchimento exigiu algum empenho tanto na sua montagem como na fase de testes e aferição, devido a necessidade de sua utilização nos experimentos relativos a este trabalho. Tal fato proporcionou um conhecimento mais profundo em relação ao nível de vácuo que pode e deve ser alcançado para uma perfeita limpeza de detectores, bem como facilitou a assimilação de um processo prático de seu manuseio.

Previamente ao teste de operacionalidade da CIGEVaP foi estabelecida uma seqüência lógica de tarefas a ser seguida nas etapas de enchimento do detector[28]. Esta seqüência está bem caracterizada mais adiante.

Para a total descontaminação da CIGEVaP e para a certificação de que não havia umidade interna ao detector, este ficou submetido à linha de vácuo durante cinco dias ininterruptos. No final deste período verificamos que a pressão no interior da CIGEVaP havia atingido um valor de aproximadamente $2 \cdot 10^{-10}$ bar, valor considerado bom em termos de descontaminação interna.

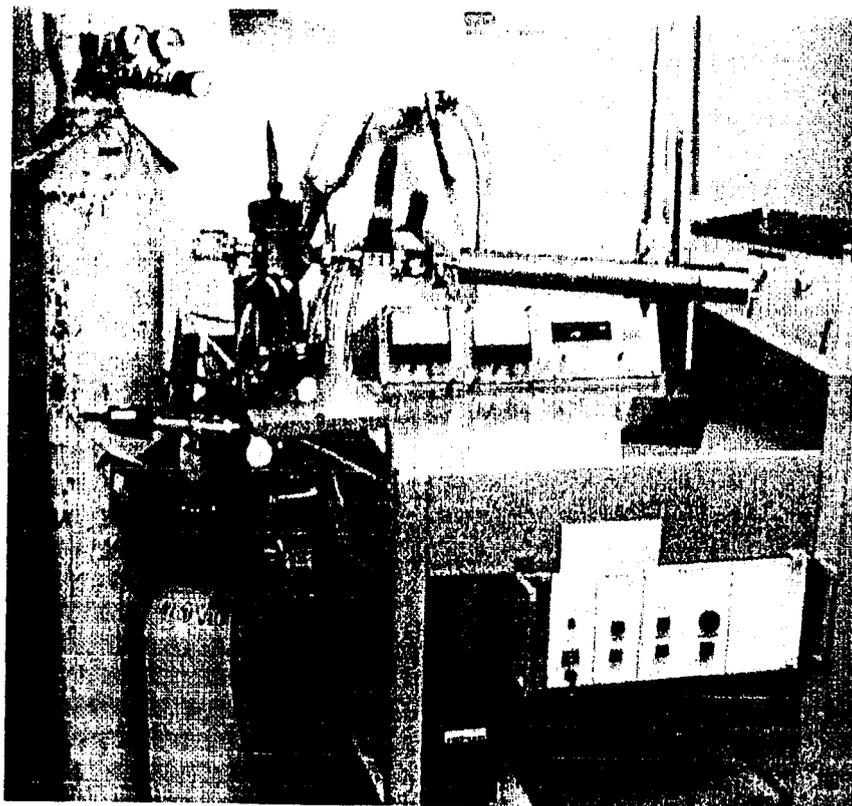


Figura 5-05 - Linha Móvel de Descontaminação a Vácuo

Durante esse período foi utilizada uma cinta de aquecimento envolta ao detector com a finalidade de que, com a elevação da temperatura interna deste, ficasse facilitado o desprendimento de moléculas de impurezas que pudessem restar impregnadas em suas paredes.

Esta etapa foi de grande valia, também para a confirmação da operacionalidade da linha de vácuo, pois logo depois, por problemas operacionais, passamos a utilizar uma outra linha de vácuo, esta já existente e operacional (no laboratório de vácuo do TE-IPEN) onde obtivemos resultados semelhantes.

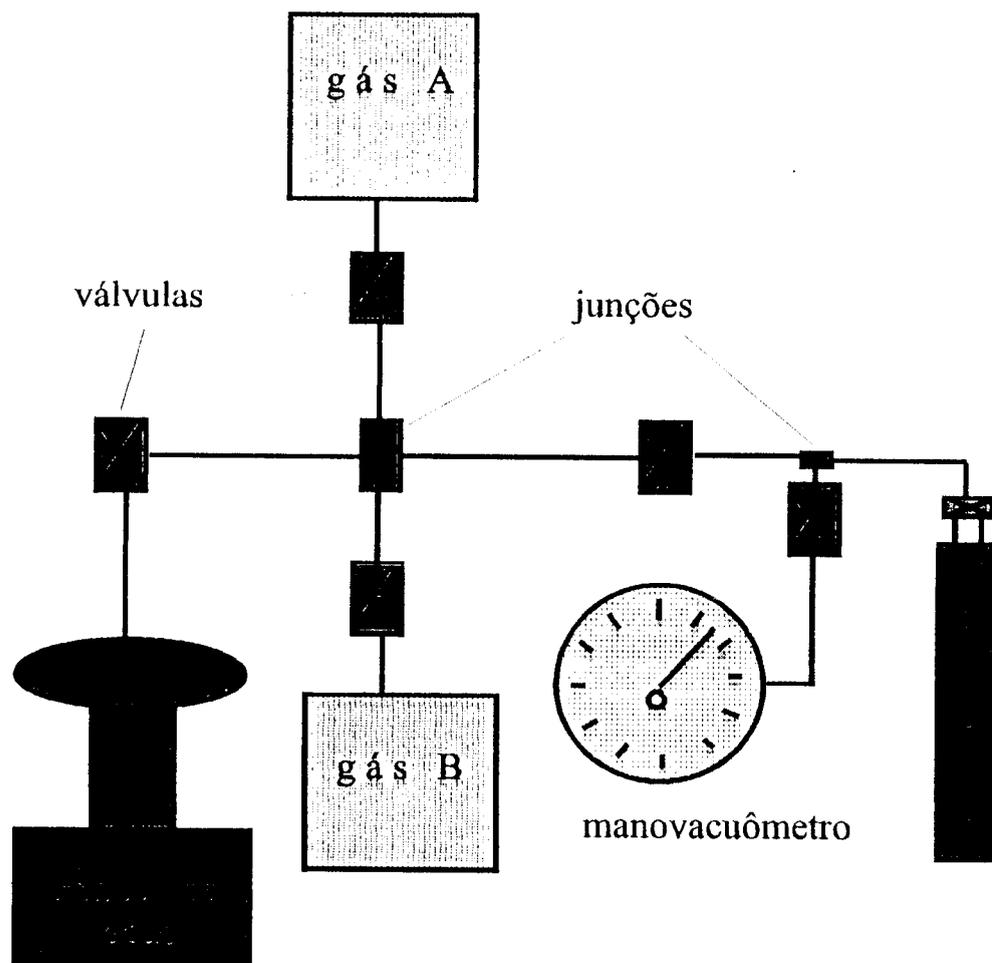


Figura 5-06 - Arranjo Utilizado no Processo de Enchimento

Obs.: É considerada pressão absoluta neste trabalho a pressão interna do detector, após cheio, em relação à pressão obtida enquanto este estava sob a atuação da bomba de vácuo, aproximadamente 1×10^{-10} bar, conforme citado anteriormente.

De acordo com a linha de descontaminação e enchimento utilizada foi estabelecida uma rotina de procedimento

considerada padrão e, como tal, foi utilizada durante toda a etapa de coleta de dados, como segue:

1. Descontaminação da CIGEVaP.
2. Manutenção do vácuo em seu interior até atingir-se uma pressão de aproximadamente 1×10^{-10} bar.
3. Fechamento da válvula de proteção da bomba de vácuo e, posterior abertura da válvula do gás "A", com controle visual de sua pressão parcial através do manovacuômetro esquematizado.
4. Fechamento da válvula de contenção do detector, mantendo o gás confinado em seu interior à pressão desejada.
5. Fechamento da válvula do cilindro de gás.
6. Abertura (a princípio parcial) da válvula da bomba difusora, para nova descontaminação da linha de enchimento.
7. Abertura total dessa válvula e manutenção até se atingir uma pressão mínima adequada (vácuo).
8. Fechamento da válvula de proteção da bomba difusora e simultânea abertura da válvula do gás "B", o segundo a compor a mistura, com controle visual do manômetro e manual da válvula do cilindro até atingir-se a pressão total desejada.

9. Fechamento da válvula de contenção do detector.
10. Fechamento da válvula do cilindro "B".
11. Abertura parcial, e depois total, da válvula de proteção da bomba de vácuo.
12. Controle visual dos equipamentos que controlam a pressão da linha de vácuo e desligamento da bomba.

obs.: 1- Para se encher a CIGEVaP com apenas um tipo de gás, segue-se apenas os itens 1;2;3;4;5;6;7 e 12.

6- PROGRAMA EXPERIMENTAL

As exposições do detector ao feixe de partículas gama foram efetuadas num local subterrâneo especialmente construído para exposição de detectores à radiação para serem calibrados (denominado BUNKER), e que confina fontes dos vários tipos de radiação de altíssima atividade em salas distintas. Suas paredes são constituídas de materiais como concreto, chumbo, etc, que possuem a propriedade de atenuar o feixe e a energia das partículas

A fim de se obter garantia sobre o comportamento do detector em relação à variação de certos parâmetros como as condições ambientais às quais este seria submetido ao longo dos experimentos, o teste de repetibilidade foi efetuado 28 dias após o teste operacional, e no final desse período pôde-se avaliar que a variação nas condições ambientais externas ao BUNKER, como temperatura e umidade relativa do ar, era considerável. No entanto, no interior da sala a variação dessas condições, inclusive da pressão, era praticamente desprezível e os resultados obtidos em ambos os testes foram, como esperado, considerados como sendo idênticos e serão discutidos na seção 6.1. A capacidade de contenção da válvula do detector foi avaliada qualitativamente, após a confirmação de que a pressão interna do mesmo se mantinha constante no final do período.

Manteve-se a geometria do arranjo experimental (em função da taxa de exposição) para todas as etapas de testes, conforme mostrado na figura 6-01. Quando necessário, devido ao decaimento da atividade da fonte, foi corrigida a distância do detector à fonte radioativa, mantendo-se fixa a taxa de exposição sobre o volume útil do detector.

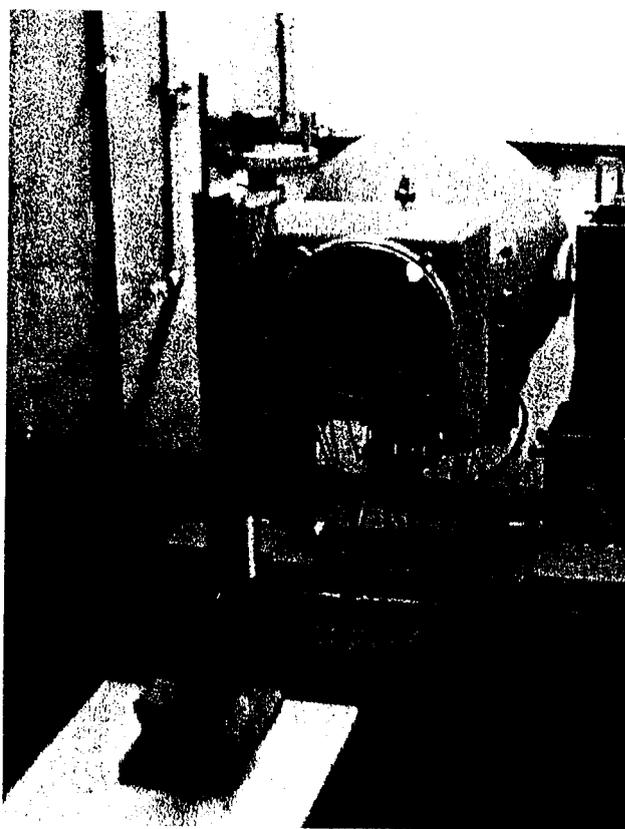


Figura 6-01 - Exposição do Detector à Fonte de ^{60}Co .

O arranjo experimental utilizado para a exposição do detector à fonte de ^{60}Co contendo a fonte de radiação, a câmara e a eletrônica associada, está esboçado na figura 6-02.

6.1 - PRÉ-TESTE E TESTE DE REPETIBILIDADE

Após preenchido o detector com gás pela primeira vez, foram realizados dois testes, em dias distintos, com um intervalo de 28 dias. O primeiro teste, chamado de pré-teste ou teste de operacionalidade foi efetuado com o detector cheio com Argônio puro à uma pressão (absoluta) de 3,0 bar e exposto à uma distância de 1,43 m da fonte, proporcionando uma taxa de exposição de 103 R/h. Já o teste de repetibilidade foi realizado mantendo-se as mesmas características de enchimento para o detector, contudo, reduzindo-se a distância deste à fonte em alguns centímetros a fim de se manter fixa a taxa de exposição durante os experimentos, uma vez que, como sabemos, há um decaimento da atividade da fonte ao longo do tempo o que torna necessário tal correção.

Os resultados obtidos no teste de repetibilidade conforme, apresentado nas figuras 6-03 e 6-04, mostram que as variações nas condições ambientais no interior da sala de testes não foram suficientes para afetar a resposta do detector, e portanto, foi tomada por base essa geometria e prosseguiu-se com os experimentos. É importante frisar, contudo, que a distância do detector à fonte radioativa foi corrigida uma vez entre essas duas primeiras etapas e que essa correção não se fez novamente necessária longo dos experimentos.

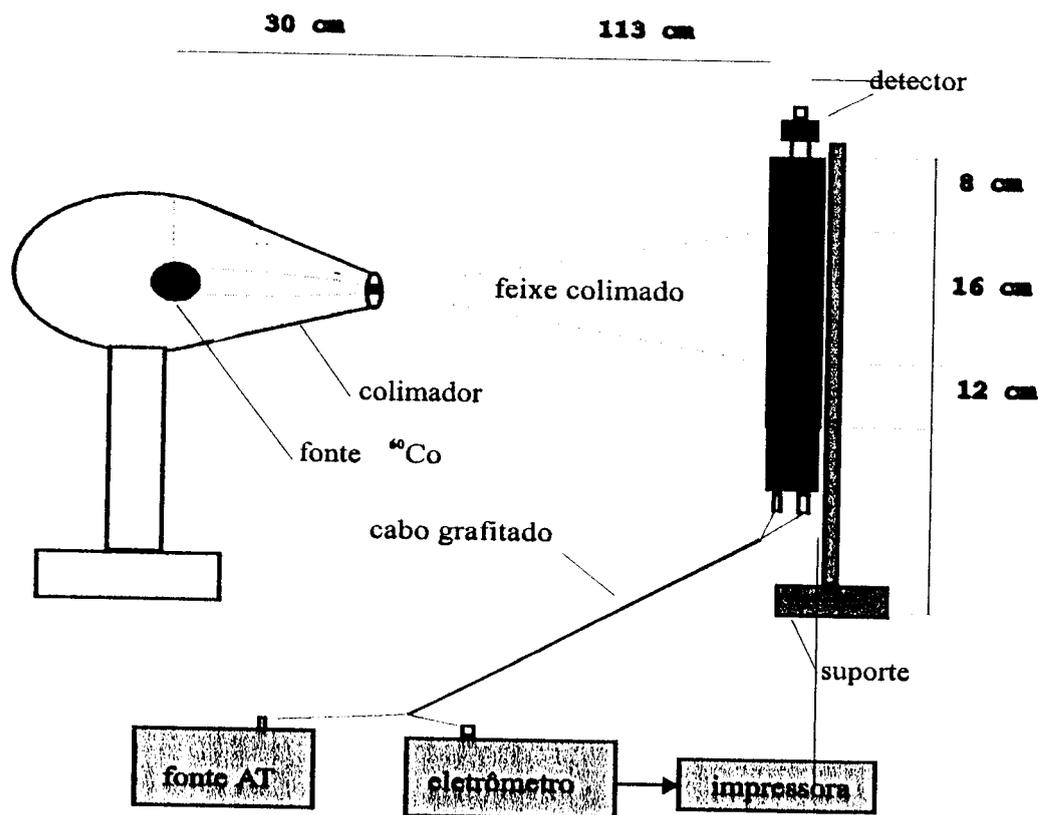


Figura 6-02 - Arranjo Utilizado na Exposição e Coleta de Dados

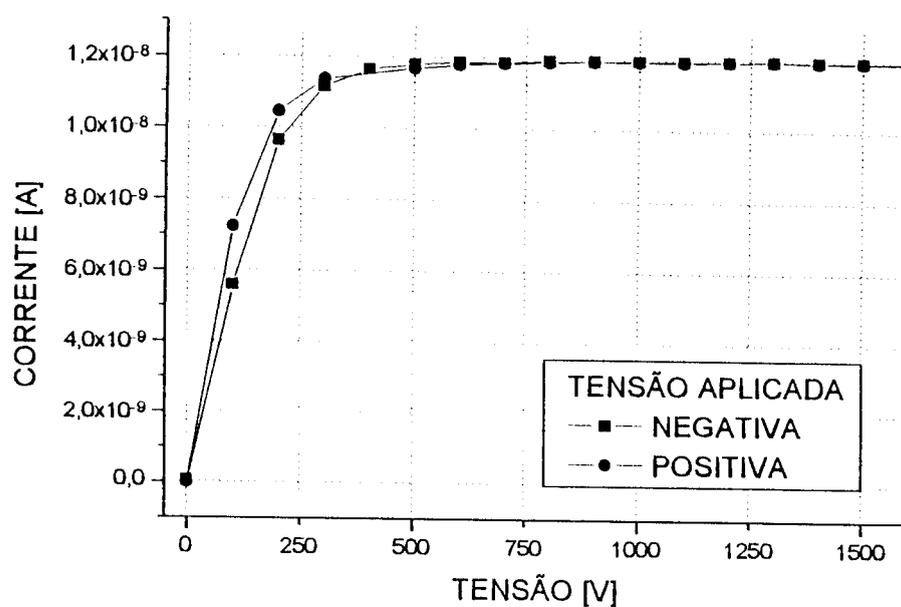


Figura 6-03 - Teste de Operacionalidade do Detector.

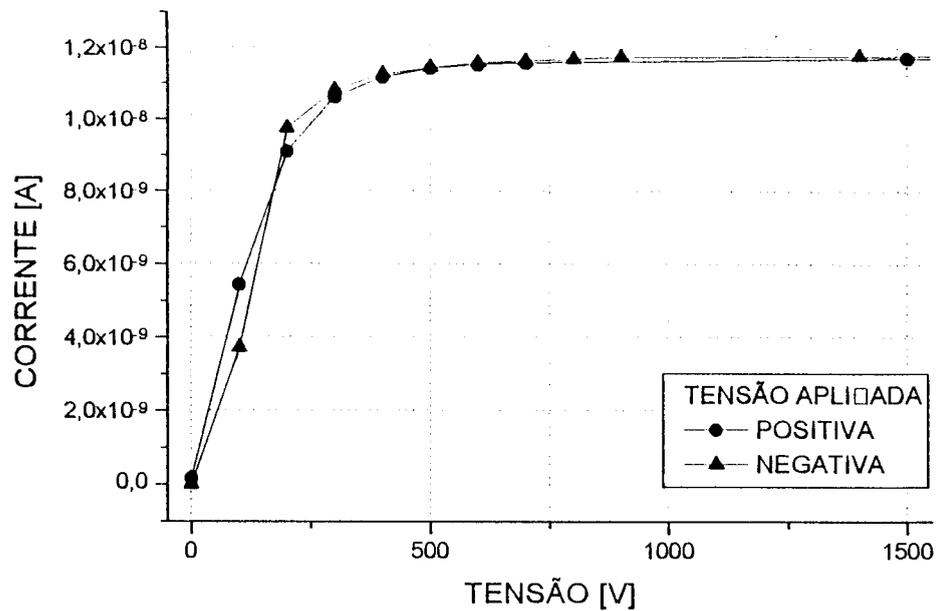


Figura 6-04 - Teste de Repetibilidade do Detector.

Podemos perceber uma diferença entre as rampas de subida da curva nas figuras 6-03 e 6-04, o que pode estar relacionado ao processo de coleta de cargas, pois ao invertermos a polaridade da alimentação, invertemos também, os polos de coleta de cargas (ânodo e cátodo). Uma vez que entre ambas as exposições, a temperatura interna ao BUNKER teve uma variação média de 2° C, esta diferença apresentada na coleta das cargas deve se dar devido à inversão de polaridade do detector e está relacionada com o fenômeno de recombinação.

6.2 - PROCESSO DE COLETA DE DADOS.

No processo de exposição à fonte de ^{60}Co [27][29] alguns cuidados são necessários, conforme relacionados a seguir:

- Devido à intensidade da fonte utilizada, por norma de segurança todos os experimentos foram acompanhados por um profissional da Área de Proteção Radiológica devidamente qualificado para operar os equipamentos que controlam a fonte radioativa.
- A taxa de exposição foi medida (e calculada) para efeito de calibração, sempre antes de cada experimento, com o objetivo de se evitar erros devido ao decaimento da fonte utilizada.
- O Posicionamento do detector era definido previamente, de acordo com a taxa de exposição desejada.
- As condições ambientais foram devidamente verificadas e anotadas para posteriores comparações e análises.
- Pré-aquecimento dos equipamentos (principalmente da fonte de alta tensão) ligando-os por aproximadamente 60 minutos antes do início de cada experimento e garantindo que permanecessem estáveis durante todo o processo de aquisição dos dados.

■ Ajuste do feixe γ proporcionado pela fonte radioativa de ^{60}Co , devidamente colimado para atingir apenas o volume útil do detector.

■ Ajuste dos valores (crescentes) de tensão utilizados durante os experimentos.

Com os cuidados já mencionados, para o processo de aquisição de dados utilizou-se uma rotina padrão em função do arranjo experimental que teve a seguinte seqüência:

- 1- Preparação dos cabos e equipamentos, e ligação dos mesmos para o pré-aquecimento.
- 2- Medição e cálculo da taxa de exposição.
- 3- Posicionamento da CIGEVaP em altura, e simulação de foco do feixe colimado de radiação no volume útil do detector.
- 4- Anotação dos valores de temperatura e umidade relativa do ambiente.
- 5- Estipulação dos valores de tensão a que será submetida a CIGEVaP.
- 6- Teste de funcionamento do eletrômetro e da impressora na sala de controle.

- 7- Fechamento da sala de exposição e ligação dos equipamentos de proteção (pelo responsável).
- 8- Aplicação dos níveis de tensão pela fonte, de forma crescente, e coleta da corrente de ionização pela impressora.

Durante a etapa de enchimento do detector para os primeiros dois testes, ficou claro que os experimentos se tornariam mais ágeis caso o primeiro enchimento com cada gás fosse feito com a menor pressão dentre as estabelecidas, pois, se torna mais prático equilibrar a pressão da linha de enchimento com a da câmara e, posteriormente aumentá-la até um nível desejado, evitando a contaminação do gás de enchimento, inclusive.

7- RESULTADOS

O Argônio ultra-puro* foi o gás de enchimento utilizado na primeira etapa dos experimentos. Utilizando as pressões preestabelecidas de 3,0; 2,5; 2,0; 1,5; e 1,0 bar, e variando a tensão aplicada à CIGEVaP, coletamos as cargas geradas no seu interior em forma de corrente média. A figura 7-01 mostra as curvas de corrente em função da tensão obtidas para cada pressão.

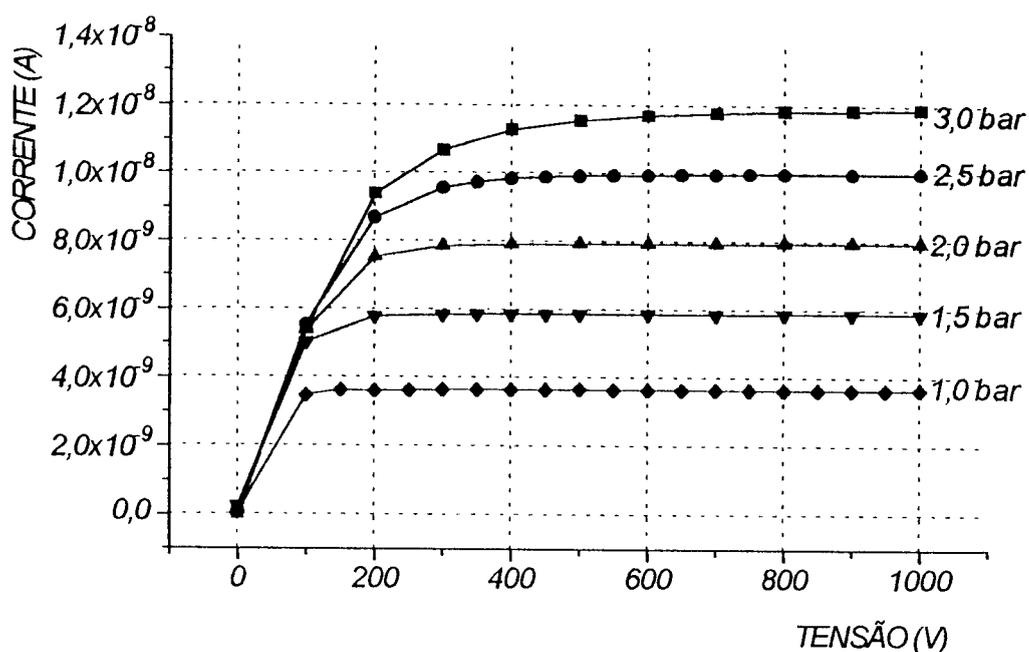


Figura 7-01- Curvas I x V para Argônio como Gás de Enchimento.

Neste gráfico múltiplo fica evidente existir uma relação entre as curvas IxV, em função da pressão de enchimento. Ainda, através da superposição das curvas percebe-se que, exceto para a condição de 1 bar, onde não

foram coletados os valores de corrente para alguns pontos no trecho de rampa de subida, a inclinação da rampa é a mesma para as demais pressões. Neste trecho fica evidente o acréscimo na coleta dos íons a cada aumento da tensão aplicada, bem como o decréscimo da recombinação iônica. No trecho chamado "joelho das curvas" entende-se que com o aumento do campo elétrico gerado a recombinação continua a decrescer, contudo, numa proporção cada vez menor até atingir o início do patamar de saturação, o que ocorre em diferentes pontos também em função da pressão. Devemos observar que, conforme a pressão aumenta, aumenta a densidade de moléculas de gás dentro do detector. Conseqüentemente aumenta a probabilidade de interação da radiação γ com o gás, e, finalmente, aumenta a densidade de cargas produzidas dentro da CIGEVaP. Já no trecho conhecido como patamar de saturação que é caracterizado por ter uma inclinação máxima de 10% [2], pouco se nota presença da recombinação e, observa-se um paralelismo entre seus respectivos patamares que são proporcionais entre si. Pelo gráfico da figura 7-01, considerando a região do patamar, inferimos numa primeira aproximação que, a corrente de saturação aumenta proporcionalmente com a pressão do gás de enchimento, e que, para este caso, este aumento de pressão não influencia nos fatores de mobilidade e recombinação no início da rampa.

A curva "teórica" mostrada na figura 7-02, mostra o resultado da equação 4-35 assumindo-se os parâmetros geométricos da CIGEVaP mostrados na tabela 5-01 e os seguintes parâmetros obtidos da literatura ($\mu p = 1,04 \times 10^{-2}$;

$\mu_n = 1,29 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{bar} / (\text{s} \cdot \text{V})$ e $\alpha = 1,8 \times 10^{-8} \text{ m}^3 / \text{s}$ [4] [19]. A fim de obtermos um gráfico normalizado, o valor de Q foi estabelecido como sendo $5,14 \times 10^{13} \text{ íons} / (\text{m}^3 \cdot \text{s})$, de forma que a corrente de saturação do modelo teórico seja igual à corrente de saturação encontrada experimentalmente com o argônio à pressão de 1 bar.

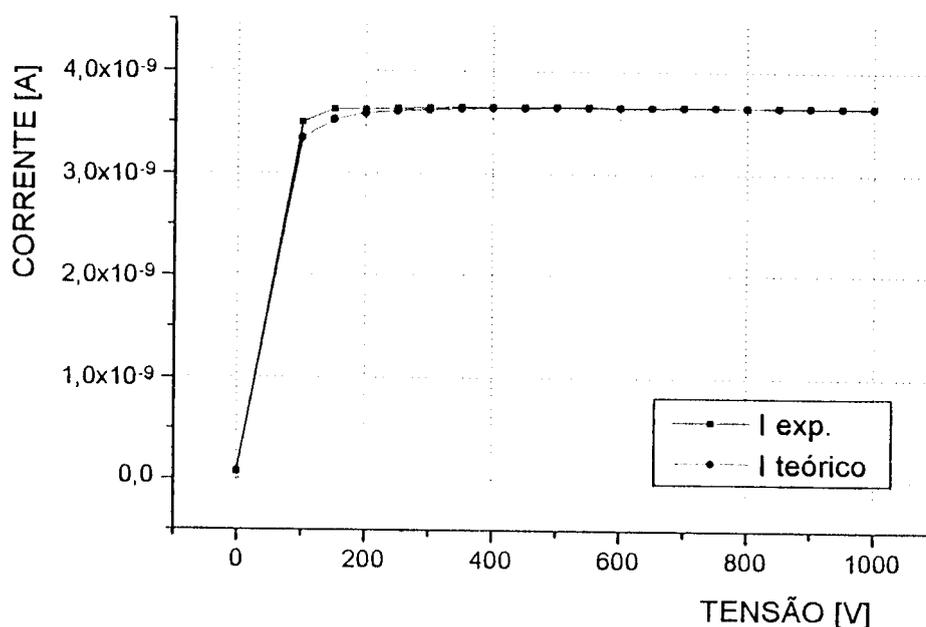


Figura 7-02- Superposição das curvas de $I_{\text{teórico}}$ e I_{exp} em função de V para o Ar à pressão de 1 bar.

No caso do Nitrogênio ultra-puro*, segundo gás utilizado, observamos no resultado, curvas com semelhantes características às do Argônio, não atingindo, contudo, os mesmos níveis de corrente apresentados para este último. Isto se deve ao fato de que a energia necessária para produzir um par de íons no N_2 é muito maior de que no Argônio (cerca de 32%), ou seja, a radiação interage com o N_2 produzindo menor quantidade de pares de íons. A figura 7-03 apresentada a

seguir deixa evidenciado haver uma correlação entre as múltiplas curvas de corrente. Comparativamente, percebemos que a inclinação do trecho de subida é levemente maior para o Nitrogênio do que para o Argônio, possibilitando que o detector entre em regime de saturação com uma tensão inferior à necessária para o caso deste último. Este detalhe fica mais nitidamente visualizado na figura 7-05 a seguir.

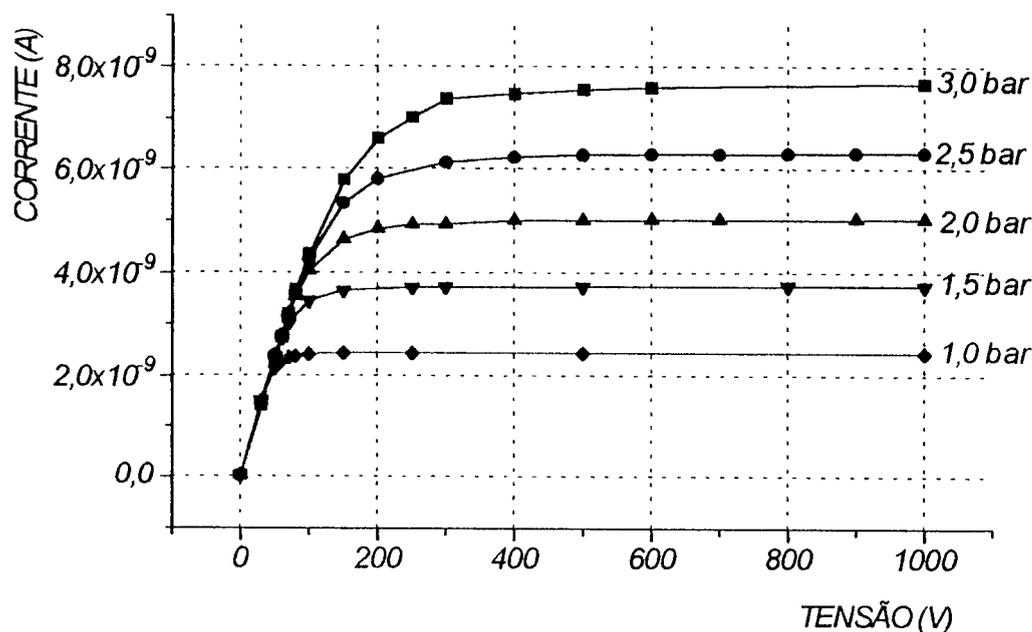


Figura 7-03- Curvas I x V para Nitrogênio como Gás de Enchimento.

Da mesma forma, conforme feito para o Argônio, a curva teórica da figura 7-04 mostra o resultado da equação.4-35 assumindo-se os parâmetros da CIGEVaP, e o valor de $Q=3,43$ íons/($m^3 \cdot s$), devidamente normalizado para que $I_{teórico} = I_{exp}$ na região de saturação para o N_2 à 1 bar de pressão, μ_p e μ_n sendo, respectivamente, 1,04 e 1,52 $m^2 \cdot bar / (s \cdot V)$ e $\alpha=1,8 \times 10^{-8} m^3/s$ [4] [19].

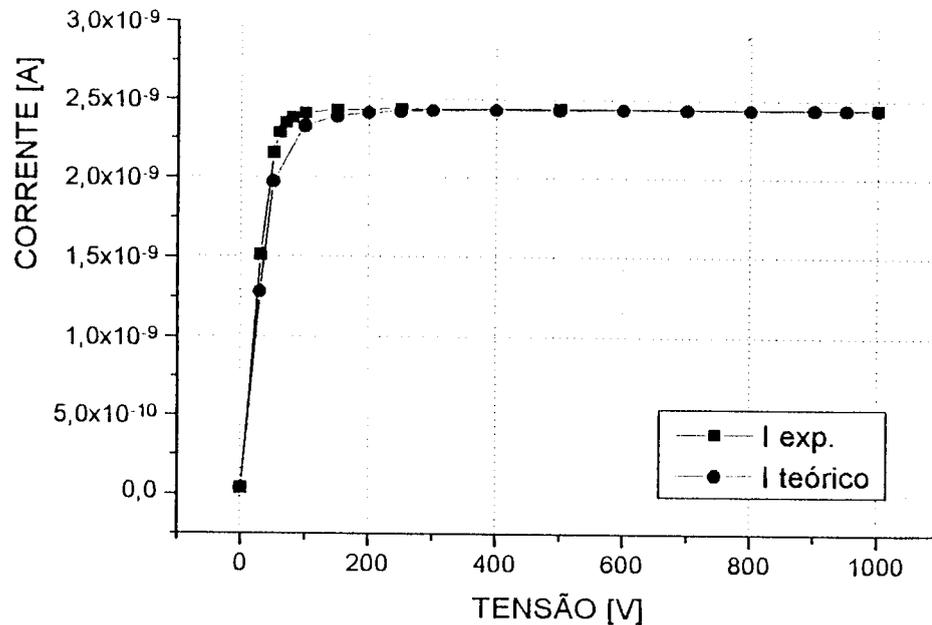


Figura 7-04- Superposição das curvas de $I_{\text{teórico}}$ e I_{exp} em função de V para o N_2 à pressão de 1 bar.

Dadas as respostas obtidas para Argônio e Nitrogênio independentemente, passamos a estudar misturas compostas dos dois gases com a intenção de se obter uma composição que possibilitasse aproveitarmos as melhores características individuais apresentadas por cada gás.

Pelas curvas apresentadas podemos perceber que o simples fato de adicionarmos qualquer quantidade de N_2 ao Ar pode resultar em atingir-se o patamar de saturação com uma tensão menor aplicada, característica própria do N_2 . Baseados em dados bibliográficos anteriores[8], e estipuladas as três misturas parciais (tabela 4-02), e, seguindo as rotinas de enchimento e exposição citadas anteriormente obtivemos os resultados superpostos às curvas de Ar e N_2 puros, todos

apresentados na figura 7-05. Escolhemos 2,5 bar para efetuar as misturas parciais por ser uma pressão intermediária na faixa preestabelecida para o trabalho e por se tratar de uma pressão que pouco solicita a válvula utilizada na CIGEVaP.

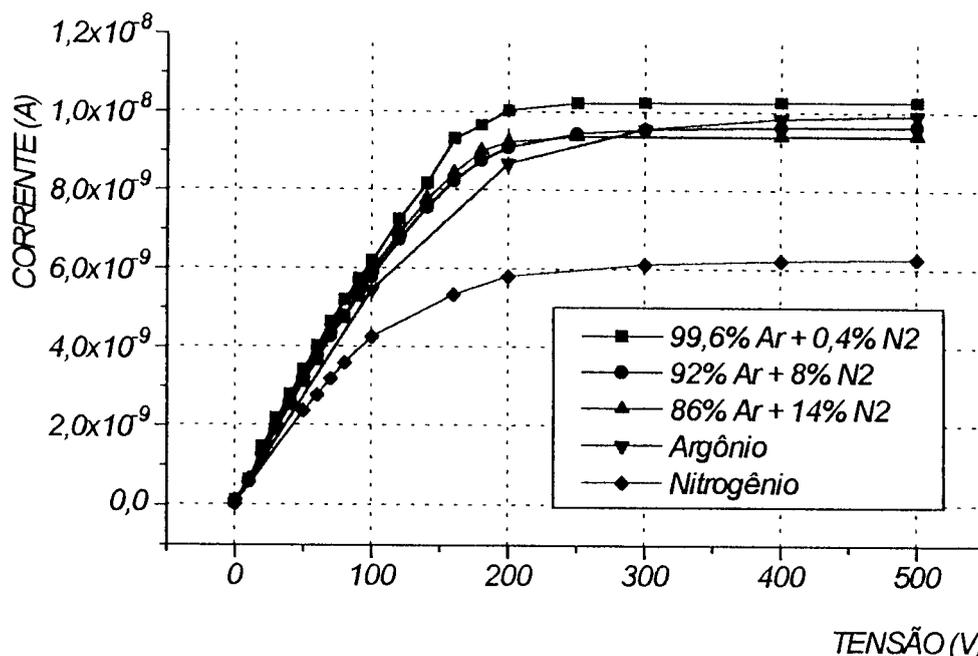


Figura 7-05- Curvas I x V à pressão de 2,5 bar para Ar e N₂ Puros e em Misturas Parciais.

Vemos nos resultados claramente que as misturas parciais se comportam melhor na coleta dos íons que o N₂ por apresentarem um nível de corrente de saturação mais alto (característica do Ar) e, até mesmo que o Ar, pois quando efetuadas misturas com menos de 1% de N₂ o nível de saturação aumenta[8], resultando numa maior inclinação na rampa de subida (região onde se apresenta a recombinação) possibilitando reduzir levemente a tensão de operação do detector. Isto se deve à diferença da quantidade de energia necessária para geração de um par de íons em cada gás,

conforme mostrado na tabela 4-01.

Devido aos bons resultados para as misturas anteriores e, também ao fato de ser comum a utilização do gás Argometa (também conhecido como P-10) em alguns tipos de detectores, fizemos experimentos com este gás para algumas pressões com o intuito de encontrar a melhor combinação de gases para a aplicação em CIG. Na figura 7-06 estão apresentados os resultados obtidos utilizando-se P-10 para as pressões indicadas na tabela 4-02.

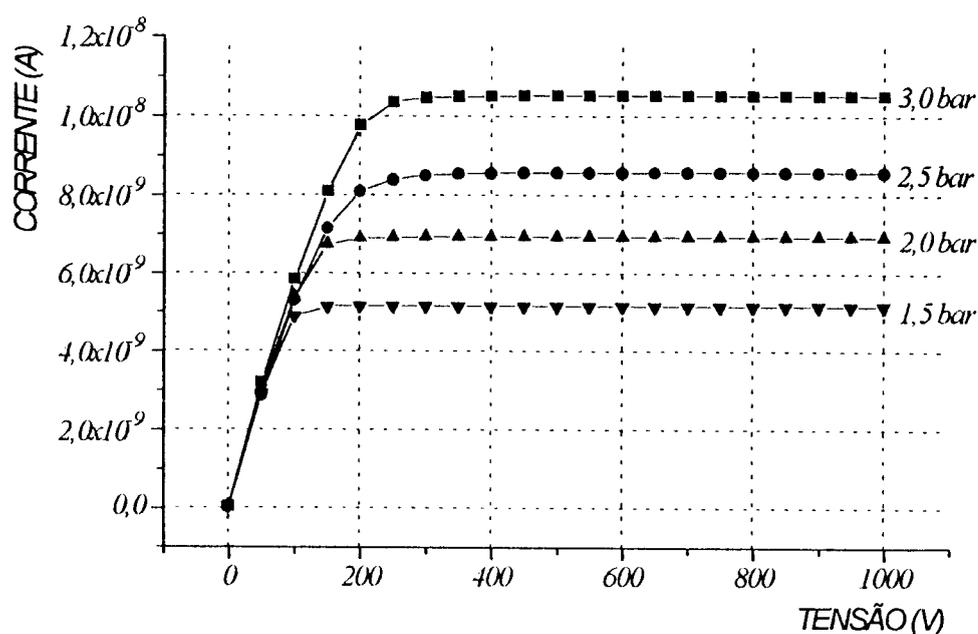


Figura 7-06- Curvas I x V para P-10 como Gás de Enchimento.

Percebemos que para o P-10 também há uma relação direta e proporcional para os vários níveis de corrente na região de saturação em função da pressão de enchimento e, em comparação com os outros gases, essa saturação é atingida com nível claramente maior que o Nitrogênio puro*, inferior ao do

Argônio puro* e também inferior ao das misturas Ar + N₂, o que o qualifica como uma mistura de boa qualidade para aplicação em detectores deste tipo.

Reagrupando os resultados, fixando desta vez a tensão utilizada de forma a obtermos a tabela 7-01, onde a corrente se apresenta em função da pressão de enchimento, obtivemos alguns esclarecimentos importantes a respeito das relações dos parâmetros em questão neste trabalho.

Tabela 7-01 Tabela da Corrente em Função da Pressão

200V			
P [bar]	Argônio I [A]	Nitrogênio I [A]	Argometa I [A]
3,0	$1,17 \cdot 10^{-8}$	$7,62 \cdot 10^{-9}$	$10,53 \cdot 10^{-9}$
2,5	$9,96 \cdot 10^{-9}$	$6,30 \cdot 10^{-8}$	$8,57 \cdot 10^{-9}$
2,0	$7,94 \cdot 10^{-9}$	$5,02 \cdot 10^{-8}$	$6,93 \cdot 10^{-9}$
1,5	$5,86 \cdot 10^{-9}$	$3,74 \cdot 10^{-8}$	$5,15 \cdot 10^{-9}$
1,0	$3,65 \cdot 10^{-9}$	$2,44 \cdot 10^{-8}$	-
600V			
P [bar]	Argônio I [A]	Nitrogênio I [A]	Argometa I [A]
3,0	$9,41 \cdot 10^{-9}$	$6,619 \cdot 10^{-9}$	$9,77 \cdot 10^{-9}$
2,5	$8,69 \cdot 10^{-9}$	$5,82 \cdot 10^{-9}$	$8,57 \cdot 10^{-9}$
2,0	$7,52 \cdot 10^{-9}$	$4,48 \cdot 10^{-9}$	$6,88 \cdot 10^{-9}$
1,5	$5,78 \cdot 10^{-9}$	$3,68 \cdot 10^{-9}$	$5,14 \cdot 10^{-9}$
1,0	$3,63 \cdot 10^{-9}$	$2,44 \cdot 10^{-9}$	-

Fixando a tensão em 200 V região do "joelho" das curvas de saturação, onde sabemos haver presença de recombinação, notamos que a correlação entre cada uma das curvas não é perfeitamente linear, como mostra a figura 7-07. Para o Ar fica claro que ao aumentarmos a pressão, a recombinação aumenta, o que não acontece para o P-10.

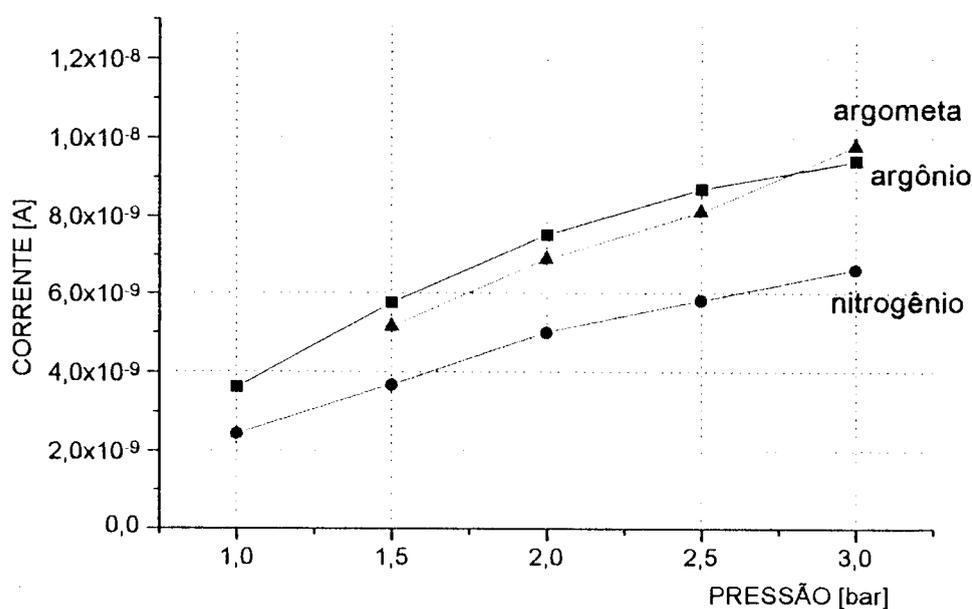


Figura 7-07- Curvas I x P para a Tensão de 200 V

Com a tensão fixa em 600V, na região do patamar para todos os gases e misturas utilizados, podemos notar claramente a linearidade existente entre os pontos obtidos. Neste caso os pontos utilizados situam-se (nas curvas de saturação) nos trechos onde a inclinação é menor que 10%, ou seja, o detector se encontra operando no regime de saturação. Isto fica evidenciado nas curvas traçadas para cada gás apresentadas na figura 7-08, na qual o resultado obtido para as misturas parciais de Ar + N₂ (com pressão de 2,5 bar), é

apresentado como um ponto sobreposto à curva do Argônio, caracterizando o comportamento de tais misturas como semelhante ao do Ar que é o gás predominante, e não como o Nitrogênio.

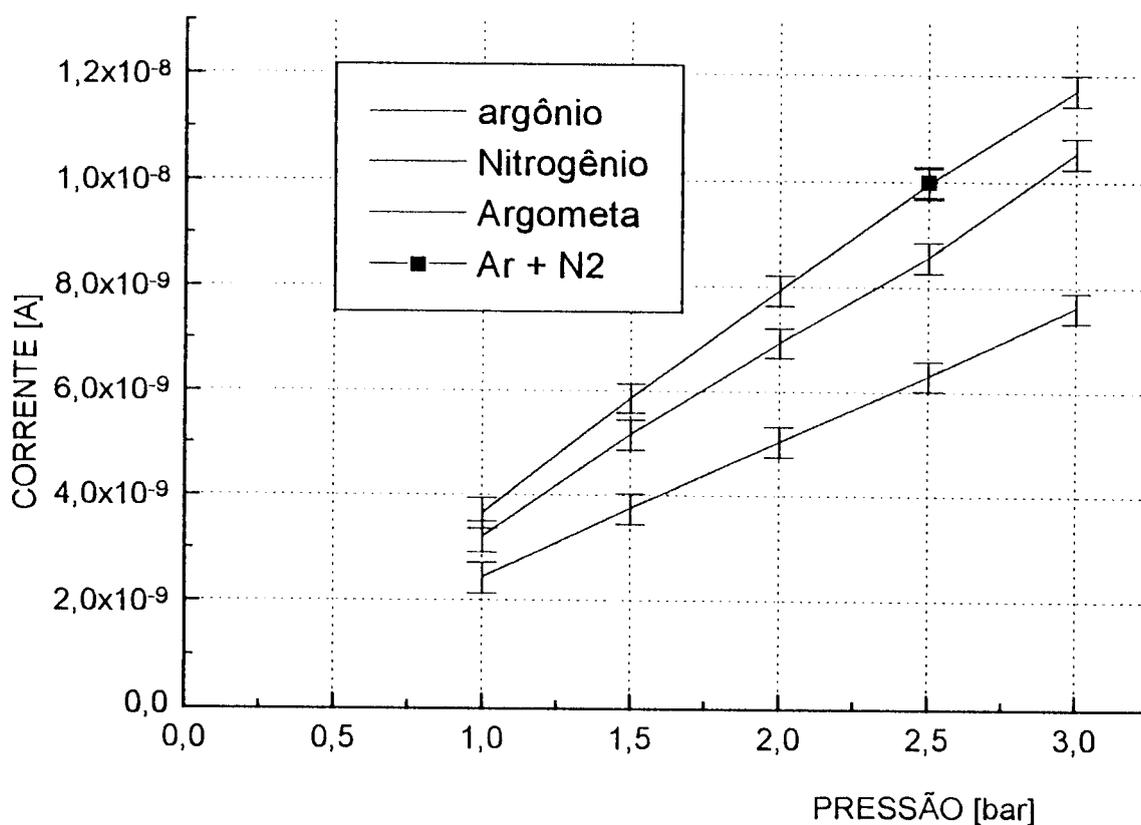


Figura 7-08 - Curvas I x P para a Tensão de 600V

Por intermédio de programa matemático foi feita a regressão linear para cada curva apresentada na figura 7-08 e os valores obtidos para os coeficientes das retas $I = A.P + B$ são mostrados na tabela 7-02, a seguir:

Tabela 7-02 Tabela dos coeficientes das retas encontradas

gases	coeficientes da reta	
	A	B
Ar	4.048×10^{-9}	$-2,70 \times 10^{-10}$
N ₂	$3,556 \times 10^{-9}$	$-2,06 \times 10^{-10}$
P-10	$2,584 \times 10^{-9}$	$-1,44 \times 10^{-10}$

Vemos através da extrapolação das retas apresentadas que cada uma delas passa próximo ao ponto (0,0), ou ponto de origem do gráfico, o que nos permite encontrar um fator de correlação entre os vários gases adotados.

8- ANÁLISE DE ERROS

Este capítulo tem como objetivo discutir as barras de erro apresentadas nas figuras do capítulo 7. De uma forma geral podemos dizer que os erros envolvidos podem ser divididos em quatro classes, a saber: erros na geometria interna do detector (ou erros envolvendo as dimensões físicas), erros inerentes aos equipamentos de medidas, erros experimentais e erros nos parâmetros obtidos de literatura.

8.1- Erros na Geometria Interna do Detector

Os erros da geometria interna do detector determinam o erro nas diversas expressões e estão relacionados ao diâmetro do ânodo e ao diâmetro interno do cátodo. O erro associado ao comprimento útil do detector foi desprezado porque no equacionamento do modelo matemático é considerado um detector infinito, sendo o resultado obtido na forma de corrente por unidade de comprimento.

- O erro no diâmetro do ânodo, que foi medido com um micrômetro de menor divisão 0,01 mm, é de $\pm 5 \mu\text{m}$.
- O erro no diâmetro interno do cátodo, que foi medido com um paquímetro de menor divisão 0,02 mm, é de $\pm 0,01 \text{ mm}$.

8.2- Erros Inerentes aos Equipamentos de Medidas

As várias etapas dos experimentos acumulam erros nos resultados obtidos que são decorrentes dos próprios equipamentos utilizados. As etapas de Enchimento do Detector, e de Exposição do mesmo à fonte radioativa nos fornecem resultados sujeitos estes erros, que são: do manômetro, da fonte de alta tensão e do eletrômetro. A seguir, temos o cálculo do erro imposto por cada tipo de equipamento.

8.2.1- Erros Inerentes ao Manômetro

Ao efetuarmos as medidas de pressão utilizamos um manômetro da marca ASHCROFT, devidamente calibrado, e que possui menor divisão da escala 0,01 bar. Tendo em vista que para equipamentos analógicos, a classe de exatidão é dada como sendo a metade da menor divisão, o erro do manômetro é de $\pm 0,005$ bar.

8.2.2- Erros Inerentes à Fonte de Alta Tensão

A fonte de alta tensão utilizada (da marca Micronal e modelo 1023-A) também devidamente calibrada, tem seu erro estabelecido como sendo de 0,25% nas escalas de 50 V e 100 V,

e de 0,5% na escala de 500 V, conforme mostrados na tabela 8-01.

Tabela 8-01 - Erros da Fonte de Alta Tensão

ESCALA	ERRO [V]	ERRO %
50 V	$\pm 0,125$ V	$\pm 0,25$
100 V	$\pm 0,25$ V	$\pm 0,25$
500 V	$\pm 2,5$ V	$\pm 0,50$

NOTA: O aparelho possui um controle que permite um ajuste de + 0V até o valor indicado na própria escala, que será somado a mesma.

8.2.3- Erros Inerentes ao Eletrometro

O eletrometro utilizado (marca KEITHLEY modelo 617), que possui cinco dígitos de apresentação das medidas foi calibrado para utilização nos experimentos. Do próprio manual do equipamento temos que para a escala utilizada na coleta das medidas (20 nano Ampère) o erro é dado como $\pm 0,25\%$ da escala utilizada + 1 unidade no último dígito, logo:

$$\xi = \pm 0,25\% \text{ da escala} + 1 \text{ contagem} \Rightarrow$$

$$\xi = (2,5 \times 10^{-3} \cdot 20 \times 10^{-9}) + 0,00001 \times 10^{-9} = \pm 0,0501 \times 10^{-9}$$

portanto, o erro é : $\pm 0,05 \text{ nA}$ ou $\pm 5 \times 10^{-11} \text{ A}$

Como a escala utilizada para todo o experimento foi a mesma, o erro contido nas medidas inerente ao eletrômetro é constante e igual a $\pm 5 \times 10^{-11}$ A.

8.3- Erros Experimentais

Durante o processo de aquisição de dados, foram coletadas cinco medidas de corrente para cada valor de tensão aplicado ao detector, sendo que esses valores foram fornecidos pelo eletrômetro associado, e que a variação nas medidas ocorreu no último dígito, podemos comparar o desvio estatístico com o erro dado pela inexatidão do instrumento. Como exemplo, vejamos os valores de corrente coletados para as seguintes condições:

Gás de enchimento:	argônio
Pressão interna:	2,5 bar
Tensão aplicada:	600 volts

Medidas de corrente obtidas:

$$1^{\text{a}}) 9,9613 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

$$2^{\text{a}}) 9,9612 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

$$3^{\text{a}}) 9,9610 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

$$4^{\text{a}}) 9,9612 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

$$5^{\text{a}}) 9,9614 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

$$\bar{x} = 9,96122 \times 10^{-9} \text{ A}$$

$$\sigma_{\text{n}} = 1,34164 \times 10^{-13} \text{ A}$$

Dado que a variação nas medidas obtidas ocorre no último dígito do aparelho e que utilizamos três algarismos significativos apenas, podemos afirmar que não há erros consideráveis nos valores obtidos ao descartarmos os dois últimos dígitos.

Logo, comparando-se o erro da medida devido ao eletrômetro com o desvio calculado, e levando-se em consideração o número de algarismos significativos utilizados, percebemos que o desvio estatístico das medidas pode ser descartado em função de ser muito menor que o erro inerente ao equipamento utilizado.

8.4- Erros dos Parâmetros Obtidos de Literatura

Os parâmetros obtidos das referências bibliográficas que não são fornecidos com erros, foram considerados como constantes. São eles: Q ; α ; μp e μm [4][12][19].

8.5- Propagação dos Erros no Cálculo das Correntes Teóricas.

Para uma análise da propagação dos erros neste trabalho utilizaremos a equação (7-01), que possibilita o

cálculo do desvio padrão para qualquer grandeza que deriva de uma grandeza nuclear[2].

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \times \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 \times \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 \times \sigma_z^2 + \dots \quad \text{eq. (7-01)}$$

sendo: x , y e z grandezas e σ_x , σ_y e σ_z seus respectivos desvios.

Esta equação é conhecida como fórmula de propagação de erros e, decorrentes dela há outras equações das quais fazemos uso.

Para a soma e/ou subtração utilizamos a eq. (7-02):
Por exemplo no cálculo da grandeza $u = x \pm y$ seu desvio padrão será:

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \quad \text{eq. (7-02)}$$

A equação (7-03) permite calcular o desvio padrão para a multiplicação ou divisão de duas grandezas.

Como exemplo, $u = x \times y$ ou $u = \frac{x}{y}$ têm como desvio padrão:

$$\sigma_u = u \times \sqrt{\left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2} \quad \text{eq. (7-03)}$$

Para a multiplicação de uma grandeza por uma constante utilizamos a equação (7-04) a seguir:

Sendo A uma constante qualquer, u e x grandezas físicas, logo

$u = A \times x$ tem como desvio padrão:

$$\sigma_u = A \times \sigma_x \quad \text{eq. (7-04)}$$

Para a divisão de uma grandeza por uma constante utilizamos a equação (7-05), no exemplo $u = \frac{x}{B}$ a grandeza

tem como desvio padrão:

$$\sigma_u = \frac{\sigma_x}{B} \quad \text{eq. (7-05)}$$

A corrente de saturação teórica foi calculada a partir da equação (4-27):

$$I_s = \pi \times Q \times e \times (b^2 - a^2)$$

O resultado obtido de I_s calculado contém um erro que se deve à propagação dos erros de cada parâmetro existente na equação. Tal propagação se dá de acordo com as equações (7-02) (7-03) e (7-04):

Logo, o Erro para a corrente de saturação teórica é:

$$\sigma_{I_s} = \pm 2,89 \times 10^{-10} \text{ ou } \pm 7,98\%$$

A corrente teórica em função da tensão foi calculada pela equação (4-35):

$$\frac{I}{I_s} = 1 - \frac{\alpha \times (b^2 - a^2)^2 \times \left(\ln\left(\frac{b}{a}\right)\right)^2}{24 \times \mu_p \times \mu_n} \times \frac{Q}{V^2}$$

Utilizando a mesma forma de propagação, esta tem seu erro igual a:

$$\sigma_{I_{teo}} = \pm 2,9 \times 10^{-10} \text{ A ou } \pm 8\%$$

onde: α é o coeficiente de recombinação; μ_p e μ_n as mobilidades de íons positivos e negativos, respectivamente; e Q a taxa de produção de produção desses íons.

8.6- Propagação dos Erros nas Medidas de Corrente Efetuadas Durante os Experimentos.

No processo de coleta dos dados estão envolvidos os erros dos equipamentos para as grandezas V , P e os erros relativos à pureza dos gases utilizados. Fazendo-se a propagação dos erros para uma função não linear, da mesma forma como foi feito para os resultados teóricos, e utilizando os dados experimentais, temos que o erro da corrente experimental é:

$$\xi_{I_{exp}} = \pm 0,8\%$$

9- CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES

De acordo com os resultados obtidos nos capítulos 4 (cálculo das correntes teóricas) e 7 (gráficos apresentando os resultados experimentais), podemos chegar às seguintes conclusões:

- Analisando a figura 5-01 (campo elétrico em função do raio do ânodo), podemos perceber que para CIGs operando no modo corrente de coleta de cargas onde não se deseja o processo de multiplicação de cargas, é necessário a utilização de ânodos mais espessos, a fim de se evitar a formação de cargas espaciais. Podendo-se obter, inclusive, um aumento do campo elétrico nas regiões próximas do eletrodo.
- Notamos que nos trechos iniciais das Curvas Características de cada gás, ou seja, para o Argônio entre 0 e 500 V, para o Nitrogênio entre 0 e 300 V e para o P-10 entre 0 e 200 V, na medida em que aumentamos a diferença de potencial entre ânodo e cátodo da CIGEVaP, ocorre um acréscimo na coleta dos íons gerados na ionização, ou seja, na medida que aumentamos o campo elétrico, diminui a quantidade de íons que se recombina. Este decréscimo da recombinação pode estar relacionado com o aumento da velocidade de arraste desses íons em função do campo elétrico aplicado.
- Dentre as curvas de saturação para um mesmo gás (várias pressões), percebe-se uma relação de proporcionalidade direta, apresentada na figura (7-08), entre os níveis de corrente atingidos na saturação e a referida pressão de enchimento. Tal relação nos permite determinar a pressão mais adequada para uso na faixa de interesse.
- Das curvas apresentadas na figura 7-05 podemos perceber que a mistura de nitrogênio ao argônio propicia uma melhora no

comportamento do detector. Para proporções menores que 1% de nitrogênio o resultado obtido da corrente de saturação chega a ser melhor que para o argônio puro. Conforme estudos realizados[8], com pequena quantidade de N_2 misturado ao argônio pode-se eliminar influências indesejáveis, inclusive a de impurezas como o O_2 que é "eletronegativo".

Para a continuidade deste trabalho é recomendado que sejam utilizadas outras pressões e outros gases como o Xenônio o Neônio e outros, bem como novas misturas parciais com o intuito de verificar o comportamento da continuidade das retas encontradas para a corrente em função da pressão apresentadas na figura 7-08.

Recomenda-se, ainda, efetuar-se misturas parciais de N_2 a estes gases, em várias proporções, a fim de verificar sua influência no comportamento da saturação do detector.

10- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- CHARLES F. BONILLA - "NUCLEAR ENGINEERING" Mc Graw Hill Book & Co. (1957).
- 2- G. F. KNOLL - "RADIATION DETECTION MEASUREMENTS" 2nd ed. John Wiley & Sons (1989).
- 3- AUGUSTIN TANARRO SANZ - "INSTRUMENTAÇÃO NUCLEAR" Serviço de Publicaciones de La J.E.N. Madri (1970).
- 4- W.J. PRICE - "NUCLEAR RADIATION DETECTION" 2nd ed. Mc Graw Hill (1958).
- 5- K.R. KASE; B.E.BJÄRNGARD & FRANK H ATTIX - "THE DOSIMETRY OF IONIZING RADIATION" Academic Press, Inc. (1987).
- 6- THOMSON, T.T. & THOMSON, - "CONDUCTION OF ELECTRICITY THROUGH GASES" Cambridge University Press, London (1928).
- 7- BORTNER, T.E.; HURST, G.S. & STONE, W.G. - "DRIFT VELOCITIES OF ELECTRONS IN SOME COMMONLY USED COUNTING GASES" The Review of Scientific Instruments vol. 28 n^o 02 (1957).

- 8- U. FACCINI & A. MALVICINI - "Ar-N³ FILLING MAKE ION CHAMBER" Nuclear Instruments and Methods vol. 13 n° 4 pages 36 e 37 (1955).
- 9- P. MARMIER & E. SHELDON - "PHYSICS OF NUCLEI AND PARTICLES" Academic Press (1969).
- 10- R.D. EVANS - "THE ATOMIC NUCLEUS" Mc Graw Hill(1955).
- 11- E. STORM & H. ISRAEL - "PHOTON CROSS SECTION" (1967).
- 12- D. H. WILKINSON - "IONIZATION CHAMBERS AND COUNTERS" Cambridge University (1950).
- 13- E. FENYVES & O. FEINMAN - "THE PHYSICAL PRINCIPLES OF NUCLEAR RADIATION MEASUREMENTS"(1969).
- 14- M. S. DIAS & C. RENNER - "Si(Li) EFFICIENCY CURVE OF X-RAY PARALLEL BEAM" NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS (1982).
- 15- H.E.B. PEREZ, J.M. VIEIRA, A. RODRIGUES VIEIRA & CLAYTON F.F. - "DESENVOLVIMENTO DE CÂMARA DE IONIZAÇÃO PARA MEDIÇÃO DE POTÊNCIA DE REATORES NUCLEARES NO CIRCUITO PRIMÁRIO" (IPEN) (1989).

- 16- JOHN M. WARMAN - "ION RECOMBINATION" Chemical Physics Letters vol. 68 fev. pgs 280 a 283 (1982).
- 17- J. SHARP - "NUCLEAR RADIATION DETECTORS" 1fst ed. John Wiley & Sons (1955).
- 18- JOHN R LAMARSH - "INTRODUCTION TO NUCLEAR ENGINEERING" Mc Graw Hill Book Co. (1957).
- 19- B. B. ROSSI & STAUB H.H. - "IONIZATION CHAMBERS AND COUNTERS" Mc Graw Hill Book Co. (1949).
- 20- J.W. BOAG - "THE SATURATION CURVE AT THE HIGH IONIZATION INTENSITY" British Journal of Applied Physics vol.3 pg 222 (1952).
- 21- J.W. BOAG - "IONIZATION MEASUREMENTS AT VERY HIGH INTENSITIES" British Journal of radiology vol. 23 pag. 601 (1950).
- 22- J.W. BOAG - "CURRENT COLLECTION AND IONIC RECOMBINATION IN SMALL CYLINDRICAL IONIZATION CHAMBERS EXPOSED TO PULSE RADIATION" British Journal of radiology vol. 53 pages. 471 a 478 (1980).

- 23- FERENC HAJNAL & JOSEPH PANE - "CALCULATED CURVES AND ION DENSITIES OF IONIZATION CHAMBERS" Transition on Nuclear Science vol. 25 N° 01 (1978).
- 24- ARMSTRONG. W. & TATE, P.A. - "Physics Medicine Biology" vol. 10 pg 229 (1965).
- 25- ROSEN, R. & GEORGE, E. P. - "PHYSICS MEDICINE BIOLOGY" vol. 20 pg 990 (1975).
- 26- ELLEN A. SPRINKLE & P.A. TATE - "THE SATURATION CURVE IN CYLINDRICAL IONIZATION CHAMBERS" Physics Medicine Biology vol. 11 N° 1 pgs 331-46 (1966).
- 27- C. M. LEDERER & V. S. SHIRLEY - "TABLE OF ISOTOPES" John Wiley & Sons (1971).
- 28- I. A. E. A. TECDOC 619 - "X-RAY AND GAMMA STANDARDS FOR DETECTORS CALIBRATION (1991).
- 29- AN34 ORTEC APPLICATION NOTE - "EXPERIMENTS IN NUCLEAR SCIENCE" (1971).