

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO  
DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA, FÍSICA E MATEMÁTICA

DESENVOLVIMENTO DE CÂMARAS DE IONIZAÇÃO COM AR COMPRIMIDO  
PARA AVALIAÇÕES RADIOMÉTRICAS

RENATO GLAUCO DE SOUZA RODRIGUES

Dissertação apresentada à Faculdade de Filosofia,  
Ciências e Letras de Ribeirão Preto para obtenção do  
título de Mestre em Ciências-Área: Física Aplicada à  
Medicina e Biologia.

RIBEIRÃO PRETO-SP

Dezembro de 1995

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO  
DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA, FÍSICA E MATEMÁTICA

DESENVOLVIMENTO DE CÂMARAS DE IONIZAÇÃO COM AR COMPRIMIDO  
PARA AVALIAÇÕES RADIOMÉTRICAS

Aluno: Renato Glauco de Souza Rodrigues

Orientador: Prof. Dr. Carlos Alberto Pelá

DEDICATÓRIA

**Dedico este trabalho à minha família.**

## AGRADECIMENTOS

Ao professor Dr. Carlos Alberto Pelá, por ter proposto a idéia inicial deste trabalho e orientado na sua execução.

Ao professor Dr. Antônio Carlos Roque da Silva Filho, pelo companheirismo e incentivo.

Ao professor Dr. Thomaz Ghilardi Netto, pelo apoio.

Ao professor Dr. Oswaldo Baffa Filho, pelo uso de seu laboratório.

À professora Maria Aparecida Bená pela ajuda na revisão do texto.

À professora Marisa Virgínia Sturion Chiquito.

A todos os outros professores do departamento, que de uma forma ou de outra, ajudaram na minha formação.

Ao colega Simões, *in memorian*, que muito contribuiu para o início deste trabalho.

Aos colegas Luiz Faustino, Paulo Craveiro, Nivaldo e Formigoni, pela amizade e apoio.

Ao colega Tamura do LNLS, pela valiosa ajuda com a bibliografia.

Ao colega João Tilly, pelas fotografias deste trabalho.

Aos técnicos e amigos Bruçó, Eldereis, Élcio, Sérgio, Marcos e Luiz, pelo seus serviços profissionais e pelo companheirismo no trabalho.

Ao CIDRA pela utilização de sua estrutura.

Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Ao FINEP-PADCT e à FAPESP, por vias indiretas.

À Indústria Eletrônica MRA, e seus funcionários, por ter colocado sua estrutura a favor do desenvolvimento deste trabalho.

**Resumo:** Neste trabalho, apresentamos resultados referentes à construção, caracterização e aplicação de câmaras de ionização com ar comprimido feitas com paredes de alumínio. Foram considerados os efeitos de: absorção na parede, ejeção de elétrons da parede em desequilíbrio com o gás e recombinação. As câmaras de ionização construídas apresentam sensibilidade uma ordem de grandeza maior, comparativamente a câmaras de mesmo volume à pressão ambiente. Em particular, dois modelos foram testados: uma câmara de 23 cm<sup>3</sup> a 2500 kPa e uma câmara de 150 cm<sup>3</sup> a 1400 kPa. Estas pressões foram escolhidas por minimizarem a dependência energética na faixa de energias entre 40 keV e 1,25 MeV. Nesta faixa, a variação em energia foi menor que 5 %. Com a câmara de 23 cm<sup>3</sup> preenchida com ar comprimido a 2500 kPa, foi possível medir, com imprecisão aceitável, taxas de exposição de  $6,2 \times 10^{-10}$  C/kg.s. Taxas de exposição desta ordem são obtidas sem nenhum tipo de correção para recombinação, mas taxas da ordem de  $2,2 \times 10^{-6}$  C/kg.s precisam ser corrigidas em 30 % devido à recombinação para manter a linearidade do detetor. Esta câmara, em sua região de trabalho, apresenta uma recombinação, inerente ao uso de pressão, que não tem influência na linearidade da câmara pois independe da taxa de exposição. Para um mesmo nível de sensibilidade, a eletrônica associada a esta câmara pode ser mais simples e rápida. Os resultados da aplicação na análise de feixes de radiação diretos e espalhados, com relação a energia foram satisfatórios.

**Abstract:** In this work, we presented results about construction, characterization and application of ionization chambers with compressed air that were made with aluminum walls. The considered effects were: absorptivity in the wall, ejection of electrons of the wall at disequilibrium with the gas and recombination. The ionization chambers presented more sensibility when compared with the chambers of the same volume at 100 kPa pressure. Particularly, two models were tested : a chamber of 23 cm<sup>3</sup> with 2500 kPa and a chamber of 150 cm<sup>3</sup> at 1400 kPa. These pressures were chosen because they minimize the energetic dependence in the range of energies between 40 keV and 1.25 MeV. In this range, the variation of energy was less than 5 %. With the chamber of 23 cm<sup>3</sup> full of compressed air at 2500 kPa, it was possible to measure, with about 10 % error, the rates of exposition of 6,2 C/kg.s. The rates of this order were obtained without any kind of correction to the recombination, but the rates of orders of 2,2x10<sup>-6</sup> C/kg.s need to be 30 % corrected due to the recombination to keep the linearity of the detector. This chamber, in its work region, shows a recombination inherent to the use of pressure that doesn't prejudice the linearity of the chamber because it doesn't depend of the exposure rate. The electronic associated with this chamber to the same sensitivity could be more simple and fast. The results of the application in the analysis of beam scatter and straight in relation with energy were satisfactory.

## ÍNDICE:

<b>1.</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>7</b>
<b>2.</b>	<b>ASPECTOS TEÓRICOS</b>	<b>10</b>
<b>2.1</b>	<b>RECOMBINAÇÃO</b>	<b>10</b>
2.1.1	REGIÃO DE TRABALHO	10
2.1.2	RECOMBINAÇÃO GERAL	13
2.1.3	RECOMBINAÇÃO INICIAL	17
2.1.4	RECOMBINAÇÃO VOLUMÉTRICA	21
2.1.5	RECOMBINAÇÃO DEVIDO À DIFUSÃO	22
2.1.6	RECOMBINAÇÃO PREFERENCIAL	22
2.1.7	RECOMBINAÇÃO DIELETRÔNICA	22
2.1.8	RECOMBINAÇÃO DISSOCIATIVA	22
2.1.9	RECOMBINAÇÃO MÚTUA:	23
2.1.10	RECOMBINAÇÃO DE TRÊS CORPOS	23
<b>2.2</b>	<b>TEORIA DA CAVIDADE</b>	<b>23</b>
2.2.1	FORMAÇÃO DOS ÍONS	23
2.2.2	CAVIDADE DE BRAGG-GRAY	24
2.2.3	CAVIDADE DE SPENCER	28
2.2.4	CAVIDADE DE BURLIN	31
<b>3.</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>33</b>
<b>4.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>	<b>38</b>
<b>4.1</b>	<b>CONSIDERAÇÕES GERAIS</b>	<b>38</b>
<b>4.2</b>	<b>RECOMBINAÇÃO IÔNICA</b>	<b>40</b>
4.2.1	RECOMBINAÇÃO INICIAL	40
4.2.2	RECOMBINAÇÃO GERAL	41
4.2.3	RECOMBINAÇÃO “TOTAL”	43

4.2.4	EXTRAPOLAÇÃO DA CORRENTE DE SATURAÇÃO _____	44
4.2.5	EFEITO DA PRESSÃO _____	45
4.2.6	DEPENDÊNCIA COM A TAXA DE EXPOSIÇÃO _____	50
4.2.7	DEPENDÊNCIA COM A ENERGIA DOS ELÉTRONS ESPALHADOS _____	53
<b>4.3</b>	<b><i>DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA</i></b> _____	<b>54</b>
4.3.1	INFLUÊNCIA DO MATERIAL DA PAREDE _____	54
4.3.2	EFEITO DA PRESSÃO _____	56
4.3.3	ESPESSURA DA PAREDE _____	60
4.3.4	VOLUME DA CÂMARA _____	63
4.3.5	MEDIDA DE RADIAÇÃO ESPALHADA _____	65
<b>4.4</b>	<b><i>TEMPO DE RESPOSTA</i></b> _____	<b>66</b>
4.4.1	CONSIDERAÇÕES GERAIS _____	66
4.4.2	A ESCALA DO ELETRÔMETRO E A CORRENTE DE IONIZAÇÃO _____	67
4.4.3	DEPENDÊNCIA COM A PRESSÃO _____	68
4.4.4	DEPENDÊNCIA COM O POTENCIAL DE POLARIZAÇÃO _____	71
<b>5.</b>	<b><i>CONCLUSÃO E FUTUROS TRABALHOS</i></b> _____	<b>73</b>
<b>6.</b>	<b><i>APÊNDICE I: CONDUTIVIDADE EM GASES</i></b> _____	<b>75</b>
<b>7.</b>	<b><i>APÊNDICE II: DIFUSÃO IÔNICA</i></b> _____	<b>78</b>
<b>8.</b>	<b><i>APÊNDICE III: AS EQUAÇÕES DE THOMSON &amp; THOMSON</i></b> _____	<b>85</b>
<b>9.</b>	<b><i>LISTA DE FIGURAS</i></b> _____	<b>87</b>
<b>10.</b>	<b><i>LISTA DE EQUAÇÕES</i></b> _____	<b>90</b>
<b>11.</b>	<b><i>LISTA DE TABELAS</i></b> _____	<b>93</b>
<b>12.</b>	<b><i>BIBLIOGRAFIA</i></b> _____	<b>94</b>

## 1. INTRODUÇÃO

As câmaras de ionização com ar comprimido, foram inicialmente<sup>1</sup> desenvolvidas para medidas de baixas intensidades de raios  $x$ , raios  $\gamma$  e raios cósmicos. Estas câmaras requerem paredes com alta resistência mecânica para suportar altas pressões. Materiais resistentes, em geral, possuem número atômico alto, impossibilitando que a parede seja equivalente ao ar. Desta forma, em câmaras com ar comprimido e paredes não equivalentes ao ar, a corrente de ionização total é composta por uma componente devido ao espalhamento na parede e outra devido à ionização do gás.

A componente devido à parede, em geral, é fortemente dependente da energia dos fótons incidentes. A não equivalência com câmaras abertas em medidas de exposição parece determinar que este tipo de câmara é inadequada para a maioria das aplicações práticas. Isto fez com que estas câmaras fossem abandonadas por algumas décadas.

Mais recentemente, elas voltaram a ser de interesse devido a seu ótimo desempenho na obtenção de imagens. Rutt, Drost e Fenster<sup>2</sup> em 1983, desenvolveram um detector de raios-X com xenônio comprimido que foi testado com sucesso em aparelhos de radiografias digitais .

Atualmente encontramos alguns sistemas comerciais que empregam câmaras de ionização com gás comprimido, tanto em imagens, quanto em dosimetria. Dentre estes dispositivos, podemos citar a câmara modelo 450p da Victoren que possui 300 cm<sup>3</sup> de volume e funciona com ar comprimido a 600 kPa e os sistemas detectores de diversos Tomógrafos modernos constituídos de câmaras de ionização com Xe comprimido a 2500 kPa. Com relação a sistemas para obtenção de imagens, encontramos na literatura, citações a muitos tipos de detectores gasosos pressurizados e não pressurizados, que fazem uso de diferentes geometrias, diferentes gases e diferentes condições de operação.

Muitos autores tem apresentado resultados que indicam um futuro promissor a esses detectores gasosos, dentre os quais o mais citado atualmente é o "Microstrip Gás

Chamber" (MSGC)<sup>3,4,5</sup>. Com relações aos sistemas para dosimetria, tem-se poucas citações atuais.

A motivação para este trabalho surgiu da escassez no mercado, de equipamentos portáteis capazes de medir taxas de exposição muito baixas, como as encontradas em levantamentos radiométricos, sem exigir tempos longos de exposição dos geradores de raios-X. Além disto, o interesse crescente na obtenção de imagens digitais a partir de raios-X e raios- $\gamma$  nos impulsiona a dar alguns passos nesta direção.

O ponto central da discussão, neste trabalho, é a utilização da pressão com a finalidade de aumentar o sinal elétrico proveniente de câmaras de ionização e identificar os prejuízos decorrentes deste procedimento. Desta forma, nossa intenção foi avaliar alguns parâmetros importantes no projeto, e construir as câmaras de ionização com ar comprimido.

As duas principais vantagens do aumento da sensibilidade são: capacidade de medir baixas taxas de exposição e rapidez na estabilização da medida.

Apesar dos problemas envolvidos na determinação da exposição utilizando câmaras pressurizadas com paredes não equivalentes ao ar, verifica-se ser possível encontrar uma pressão onde os elétrons provenientes da parede compensam a atenuação e a recombinação para as baixas energias e não contribuam significativamente para a corrente de ionização total nas energias mais altas, onde a atenuação e a recombinação diminuem.

O fato de ser possível controlar a relação entre as componentes de corrente do gás e da parede através da escolha da pressão em função do volume, da espessura da parede e do material da parede, mostra-se uma ferramenta muito útil na escolha dos critérios para construção de câmaras de ionização com ar comprimido e paredes não equivalentes ao ar.

Além de conhecer a dependência energética da câmara a ser utilizada, dois cuidados operacionais básicos devem ser tomados no manuseio de câmaras de ionização, são eles: verificar sempre se a câmara está na região de saturação e se o tempo de exposição utilizado é

suficiente para estabilização da eletrônica de medição. Se estes itens não forem observados, a leitura do detetor não tem significado prático algum.

Se a taxa de exposição for muito alta a câmara estará operando na região de recombinação, e não haverá linearidade da leitura da câmara com a taxa de exposição.

O tempo de resposta, muitas vezes, limita a intensidade mínima que pode ser medida com uma dada câmara e um dado eletrômetro. Quanto mais baixa for a intensidade de radiação, maior será o tempo de resposta do sistema.

Por exemplo, medidas feitas atrás de barreiras, onde a intensidade é baixa, geralmente ficam prejudicadas devido ao tempo de estabilização requerido, que em muitos casos é maior que o disponível na fonte de radiação.

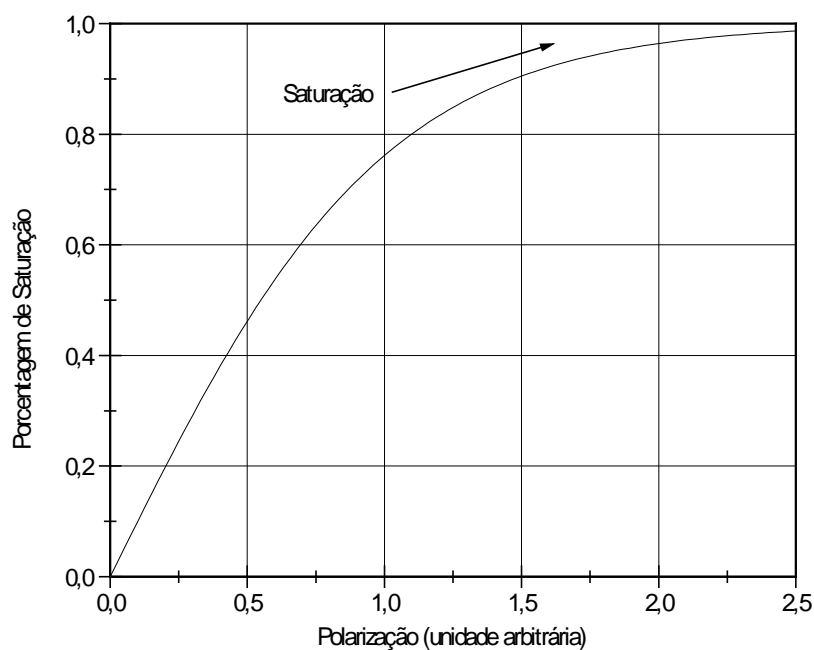
Com o aumento da sensibilidade devido ao aumento de pressão, é possível utilizar amplificação eletrônica menor, aumentando assim, a rapidez do sistema. Isto viabiliza sua aplicação para medidas de baixa intensidade em fontes com tempo de exposição relativamente curtos.

## 2. ASPECTOS TEÓRICOS

### 2.1 RECOMBINAÇÃO

#### 2.1.1 REGIÃO DE TRABALHO

À medida que a diferença de potencial entre os eletrodos de uma câmara de ionização exposta à radiação é aumentada, a quantidade de portadores de carga coletados aumenta, no início, quase linearmente, e depois se aproxima assintoticamente da corrente de saturação para uma dada intensidade de radiação. Este comportamento está ilustrado na Figura 2-1. Isto ocorre, pois a quantidade de portadores de carga que o gás pode fornecer em uma dada intensidade de radiação é limitada.



**Figura 2-1:** *Ilustração de uma curva de ionização na região de recombinação.*

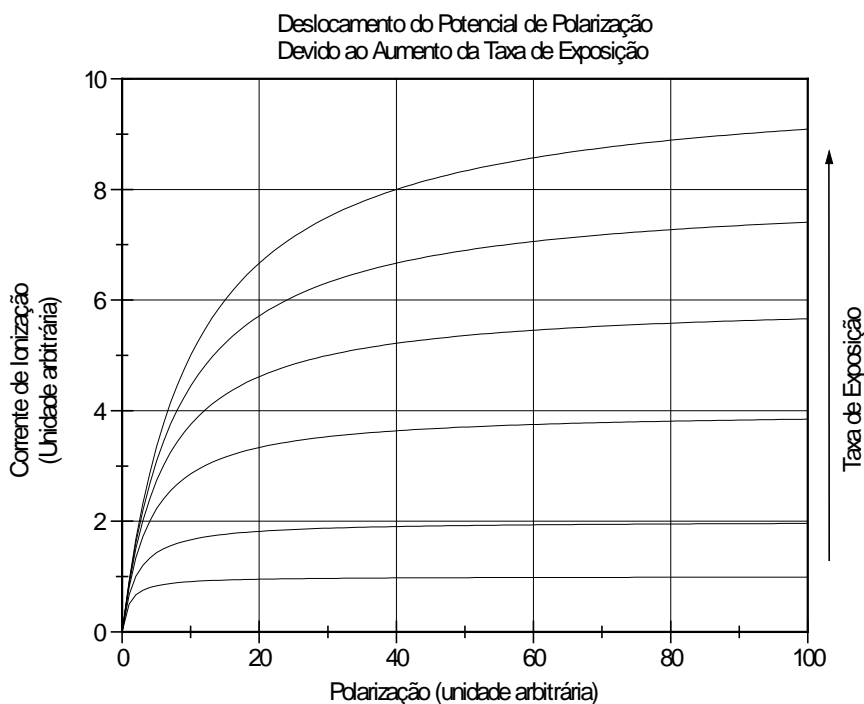
*No início, a coleção dos íons é quase proporcional ao potencial de polarização, mas depois, tende assintoticamente para a corrente de saturação ideal.*

A corrente de saturação ideal pode ser medida se todos os íons formados no corpo do gás forem capazes de atingir os eletrodos. Rigorosamente, sempre haverá alguma recombinação.

Na maioria dos casos práticos, entretanto, é possível encontrar uma dada faixa de intensidades de radiação onde a coleção seja praticamente completa.

A coleção dos íons, a baixos valores de campo elétrico, implica no aumento da taxa de recombinação e acentuado decréscimo na amplitude da leitura do detetor.

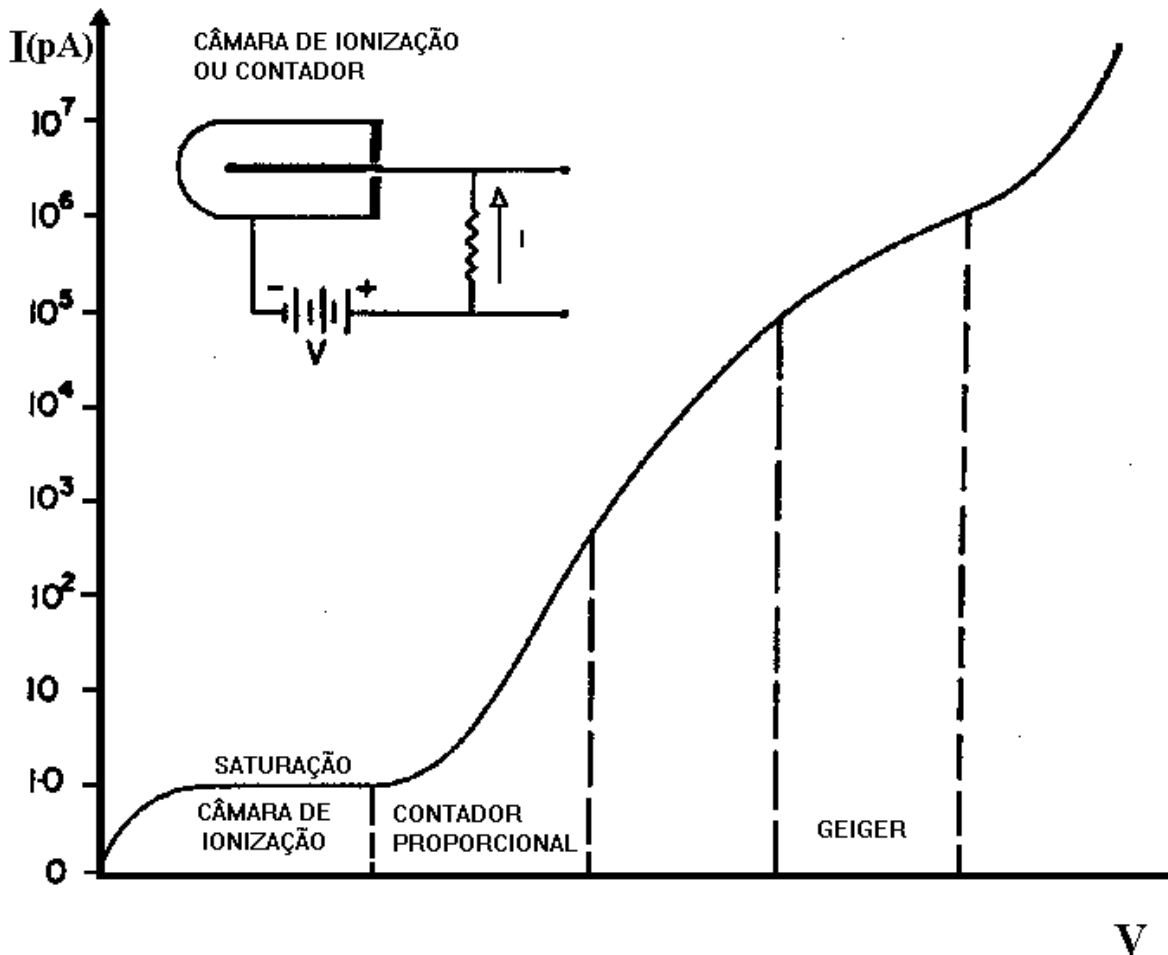
Essa característica limita a taxa máxima de radiação que pode ser medida. Sendo assim, aumentar muito a taxa de exposição implica em aumentar o campo elétrico para garantir a coleção total.



**Figura 2-2: Ilustração de curvas de ionização em diferentes taxas de exposição.**

Aumentando-se o campo elétrico demasiadamente, tem-se um outro limite, pois o campo elétrico máximo que pode ser aplicado é limitado, e a partir de um certo valor, começam a ocorrer os efeitos de multiplicação e "breakdown" que consistem respectivamente

em ionizações terciárias produzidas por partículas secundárias aceleradas (contador proporcional), até o rompimento dielétrico do gás (contador Geiger) (veja *Figura 2-2*).



*Figura 2-3 : Ilustração da curva dos detectores gasosos. Nela estão discriminadas as regiões de trabalho destes detectores.*

No processo de multiplicação, os elétrons livres, partículas secundárias produzidas pelos fótons, adquirem energia adicional do campo elétrico produzindo novos íons por colisão com moléculas neutras próximas, fazendo com que o número de cargas coletadas seja dependente da d.d.p. aplicada. Esta característica é intrínseca dos contadores proporcionais, mas não é desejável para o caso de câmaras de ionização.

No processo de "breakdown", uma única partícula ionizante pode dar início a uma avalanche de portadores de carga (descarga *corona*) que produzirão um sinal elétrico muito

intenso. Isso ocorre porque a d.d.p. entre os eletrodos do detetor “*Geiger*” é intensa, constituindo sua região de trabalho característica.

O processo de recombinação é usualmente classificado em recombinação inicial e recombinação geral<sup>6</sup>. A recombinação inicial ocorre onde os íons são formados, ou seja, no rastro de gás ionizado deixado pela partícula ionizante. Esse efeito se torna muito importante quando a densidade de íons ao longo do rastro de gás ionizado é alta, como em câmaras com ar comprimido, por exemplo.

O processo de recombinação inicial é independente da taxa de exposição. Ela é determinada, exclusivamente, pela densidade de íons ao longo de cada rastro separadamente. Esse processo de recombinação é dominante no rastro de gás ionizado produzido, em geral, por partículas alfa, elétrons e outras partículas carregadas. Em gases pressurizados, este modo de recombinação é muito importante. Nos líquidos praticamente toda a recombinação é inicial.

O processo de recombinação geral ocorre devido à difusão causada pelo movimento termal randômico das moléculas do gás e ao escoamento iônico causado pelo campo elétrico aplicado. Nesse processo, os íons recombina-se longe da região onde foram formados, devido à destruição dos rastros primários de gás ionizado.

A recombinação geral aumenta com a taxa de exposição, e limita a taxa máxima que pode ser medida com uma câmara de ionização.

### 2.1.2 RECOMBINAÇÃO GERAL

Define-se a eficiência<sup>7</sup> da câmara de ionização como sendo a razão entre a corrente medida e a corrente de saturação ideal .

Assume-se que a corrente é portata por íons positivos e íons negativos com mobilidades  $k_1$  e  $k_2$  respectivamente em  $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  e também que o campo criado pela densidade de cargas espaciais  $\rho$  é muito menor que o campo de coleção  $\mathbf{X}(\mathbf{r})$ . Considerando uma geometria cilíndrica cujas entidades físicas estão representadas na *Figura 2-3* a seguir, podemos escrever a Equação 2-1 e a Equação 2-2.

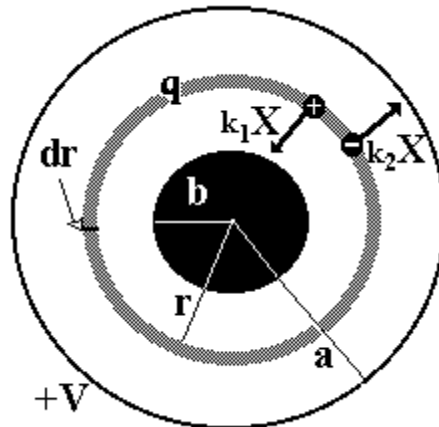


Figura 2-4: Diagrama de forças em uma câmara cilíndrica.

Nesta figura,  $V$  é o potencial de polarização,  $q$  é a quantidade de cargas elétricas contida em um anel de raio  $r$  e espessura  $dr$ ,  $a$  é o raio do eletrodo externo e  $b$  é o raio do eletrodo interno.

Equação 2-1: Considerações geométricas sobre a densidade de cargas.

$$2 \cdot \pi \cdot r \cdot k_1 \cdot X(r) \cdot \rho_1(r) = q \cdot \pi \cdot (a^2 - r^2)$$

Equação 2-2: Considerações geométricas sobre a densidade de cargas.

$$2 \cdot \pi \cdot r \cdot k_2 \cdot X(r) \cdot \rho_2(r) = q \cdot \pi \cdot (r^2 - b^2)$$

Isolando as densidades das espécies 1 e 2 na Equação 2-1 e na Equação 2-2, obtêm-se a Equação 2-3 e a Equação 2-4.

**Equação 2-3:** Densidade de cargas em função da distância ao eletrodo central de uma câmara cilíndrica.

$$\rho_1(r) = \frac{q \cdot \ln(a/b)}{2 \cdot k_1 \cdot V} \cdot (a^2 - r^2)$$

Equação 2-4: Densidade de cargas em função da distância ao eletrodo central de uma câmara cilíndrica.

$$\rho_2(r) = \frac{q \cdot \ln(a/b)}{2 \cdot k_2 \cdot V} \cdot (r^2 - b^2)$$

A carga total recombinada por segundo, por unidade de comprimento do cilindro, é dada pela integral da Equação 2-5, onde  $\alpha$  é o coeficiente de recombinação em  $\text{cm}^3/\text{s}$  e  $e$  é a carga do elétron.

Equação 2-5: Integral de recombinação em uma câmara cilíndrica.

$$R = \int_a^b \frac{\alpha}{e} \cdot \rho_1(r) \cdot \rho_2(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr$$

Equação 2-6: Forma explícita da **Equação 2-5**.

$$R = \frac{\pi \cdot \alpha}{4 \cdot e \cdot k_1 \cdot k_2} \left[ \frac{q \cdot \ln(a/b)}{V} \right]^2 \cdot \int_{b^2}^{a^2} (a^2 - r^2) \cdot (r^2 - b^2) \cdot d(r^2)$$

Equação 2-7: Quantidade de cargas recombinadas por segundo por unidade de comprimento de um cilindro.

$$R = \frac{\pi \cdot \alpha}{4 \cdot e \cdot k_1 \cdot k_2} \left[ \frac{q \cdot \ln(a/b)}{V} \right]^2 \cdot \frac{(a^2 - b^2)^3}{6}$$

A ionização total produzida por unidade de comprimento do cilindro por segundo é mostrada na Equação **2-8**.

Equação 2-8: Consideração geométrica para a formação de cargas.

$$L = \pi \cdot (a^2 - b^2) \cdot q$$

A eficiência de coleção  $f$  pode ser definida na forma mostrada na Equação 2-9 a seguir.

Equação 2-9: Eficiência de coleção.

$$f = 1 - \frac{R}{L}$$

Substituindo R da Equação 2-7 e L da Equação 2-8 na Equação 2-9 pode-se encontrar a seguinte expressão para a eficiência das câmaras de ionização:

Equação 2-10: Eficiência de coleção. Forma explícita.

$$f = 1 - \frac{\alpha}{6.e.k_1.k_2} \cdot \left[ \frac{(a-b)^4 \cdot q}{V^2} \right] \cdot \left[ \left( \frac{a+b}{a-b} \right) \cdot \frac{\ln(a/b)}{2} \right]^2$$

Definindo  $i = f \cdot i_s$  e C como mostrado na Equação 2-11, podemos escrever a **Equação 2-12**.

Equação 2-11: Constante de recombinação em uma curva de ionização.

$$C = \frac{\alpha \cdot (a-b)^4}{6.e.k_1.k_2} \cdot \left[ \left( \frac{a+b}{a-b} \right) \cdot \frac{\ln(a/b)}{2} \right]^2$$

Equação 2-12: Corrente de ionização na recombinação geral.

$$i = i_s \cdot \left( 1 - \frac{iC}{V^2} \right)$$

Dividindo a Equação 2-12 por  $i \cdot i_s$  obtemos finalmente a Equação 2-13, que representa a forma da curva de saturação para a recombinação geral.

Equação 2-13: Corrente de ionização na recombinação geral. Forma prática.

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{iC}{V^2}$$

A Equação 2-13 é utilizada onde a recombinação geral é predominante.

### 2.1.3 RECOMBINAÇÃO INICIAL

Quanto maior for a densidade do gás absorvedor de radiação, maior será o coeficiente de recombinação inicial, por isso a recombinação inicial é o efeito predominante em líquidos e gases a altas pressões.

A recombinação inicial é independente da taxa de exposição.

Um tratamento teórico para essa modalidade de recombinação foi desenvolvido por Jaffé<sup>8</sup>. Nessa teoria, a recombinação inicial é chamada de colunar. Para radiação  $\alpha$  e prótons, a teoria de Jaffé apresentou grande sucesso na determinação da corrente de saturação ideal, apresentando consistência com o valor conseguido através da extrapolação da curva experimental. Isso ocorre principalmente quando o ângulo entre a direção de incidência da radiação é normal ao vetor campo elétrico.

Nessa teoria, a destruição do traço de gás ionizado se deve exclusivamente por:

\_\_Recombinação;

\_\_Difusão (veja no APÊNDICE II: DIFUSÃO IÔNICA);

\_\_Deslocamento dos íons devido ao campo elétrico(veja no APÊNDICE I: CONDUTIVIDADE EM GASES);

Para resolver as equações diferenciais, Jaffé assumiu que o processo de difusão é fundamental e dominante na forma subsequente do traço.

Outras considerações importantes nessa teoria são mostradas a seguir:

- 1) A densidade de íons é linear e constante.
- 2) Os íons se distribuem radialmente segundo uma gaussiana no instante inicial, e depois começam a se desfazer à medida que o tempo passa.

$N_0$  é o número de pares de íons formados por unidade de distância do rastro de gás ionizado.

Para a proporção  $y$  de íons que conseguem sair de uma coluna, Jaffé encontrou a Equação 2-14.

Equação 2-14: Teoria de Jaffé.

$$y = \frac{i}{i_s} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha \cdot N_0}{8\pi \cdot d} \cdot e^{\left(\frac{b \cdot k}{2D} \cdot X \cdot \text{sen } \phi\right)} \cdot \frac{i \cdot \pi}{2} \cdot H_0^{(1)}\left(i \left[\frac{b \cdot k}{2 \cdot D} \cdot X \cdot \text{sen } \phi\right]^2\right)}$$

onde:

$\alpha$  = coeficiente de recombinação

$i$  = corrente de ionização medida

$i_s$  = corrente de saturação ideal

$\phi$  = ângulo entre o vetor campo elétrico e a direção de incidência da radiação.

$D$  = coeficiente de difusão

$k$  = mobilidade

$H_0$  = função de Hankel

A Equação 2-14 pode ser rescrita em termos de variáveis adimensionais como segue:

Equação 2-15: Teoria de Jaffé. Forma sintética.

$$y = \frac{i}{i_s} = \frac{1}{1 + g \cdot f(x)}$$

onde:

Equação 2-16: Termo adimensional da teoria de Jaffé.

$$g = \frac{\alpha \cdot N_0}{8 \cdot \pi \cdot D}$$

Equação 2-17: Termo adimensional da teoria de Jaffé.

$$x = \left( \frac{bk}{2D} \cdot X \cdot \text{sen } \phi \right)^2$$

Equação 2-18: Termo adimensional da teoria de Jaffé.

$$f(x) = e^x \frac{i\pi}{2} \cdot H_0^{(1)}(ix)$$

$x$  é um termo adimensional dependente de  $X \cdot \text{sen } \phi$  e  $g$  é um termo adimensional dependente de  $N_0$

Fixando um valor para  $g$  e traçando o gráfico de  $1/i$  por  $f(x)$ , pode-se calcular a corrente de saturação ideal  $i_s$ , extrapolando a curva para  $f(x)=0$  quando  $X \rightarrow \infty$  através do ponto  $(0, 1/i_s)$ . Esse método é aplicável quando um bom *plateau* é conseguido com valores não muito altos do campo elétrico.

Kara-Michailova e Lea<sup>9</sup> aplicaram a teoria de Jaffé em câmaras de ionização com gás comprimido, ionizadas com raios-X e perceberam que a teoria fundamental não foi satisfeita pois a busca da concordância numérica conduz a valores de constantes físicas inadmissíveis.

Jaffé considerou que a difusão desempenha um papel determinante na recombinação colunar, mas em câmaras de ionização com gás comprimido o coeficiente de difusão é pequeno pois  $D \propto 1/p$ .

É aceito que a recombinação colunar de Jaffé, sintetizada na Equação 2-15 apresenta boa concordância com os resultados experimentais quando a saturação é conseguida com baixos valores do campo elétrico, quando as partículas ionizantes são íons pesados e onde o campo elétrico é normal à direção do traço de gás ionizado.

Um bom modelo para câmaras de ionização com gás comprimido ionizadas com raios-X foi desenvolvido por Lea e Kara-Michailova e é chamado de teoria de grupos compactos (*clusters theory*).

Admite-se que os resultados conseguidos através do modelo de recombinação colunar se sobrepõem aos resultados do modelo de *clusters* no instante em que o traço primário de gás ionizado é formado, mas divergem à medida que o tempo passa e o traço se destrói.

Ao contrário de Jaffé que postulou uma distribuição gaussiana radial dos íons na coluna de gás ionizado, Lea e Kara-Michailova postularam que os *clusters* têm simetria esférica.

Admitindo-se a simetria esférica, é possível obter uma solução simples para as equações diferenciais da recombinação inicial.

Definindo  $\mathbf{X/p}$  como sendo o campo elétrico reduzido, Lea encontrou que para altos valores desse campo, o método da extrapolação conduz à correta corrente de saturação ideal encontradas a partir das constantes empíricas.

Para o ar, isso acontece quando  $\mathbf{X/p} > 8 \times 10^{-2} \text{ V/m.Pa}$ , e usando  $\mathbf{x} = 10^{-5}(\mathbf{X/P})^2$ , Lea encontrou para a curva de ionização a seguinte equação, mostrada de forma simplificada:

Equação 2-19: Forma prática da teoria de Lea.

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{C}{X/P}$$

Scott e Greening (1963)<sup>10</sup> fizeram medidas com o ar a 100 kPa ionizado com raios-X e encontraram razoável concordância com a teoria de Lea e Kara-Michailova.

#### 2.1.4 RECOMBINAÇÃO VOLUMÉTRICA

Nesse modelo<sup>11</sup>, os íons são distribuídos por todo o volume. Os íons positivos recombinam-se com íons negativos ou elétrons quando ocorre colisão entre eles. Esta abordagem aplica-se a feixes de radiação pulsada.

A taxa com que as colisões ocorrem é dada pela seguinte equação diferencial:

Equação 2-20: Equação de recombinação volumétrica.

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha \cdot n_+ \cdot n_-$$

onde  $n_+$  e  $n_-$  são as densidades de íons positivos e negativos respectivamente,  $\alpha$  é o coeficiente de recombinação volumétrica e depende do tipo e das condições de temperatura e pressão do gás.

Trabalhos com câmaras de ionização indicam que  $\alpha$  depende também das condições geométricas do sistema gasoso.

Boag (1950)<sup>12</sup> encontrou para esse modelo de recombinação, a seguinte percentagem de eficiência

Equação 2-21: Equação de recombinação volumétrica.

$$f = u^{-1} \ln(1 + u) = 1 - \frac{u}{2}$$

com

$$u = \frac{C}{V}$$

onde  $C$  é uma constante que depende da geometria e da distribuição de cargas na câmara.

### 2.1.5 RECOMBINAÇÃO DEVIDO À DIFUSÃO

Langevin em 1913 construiu uma teoria para a recombinação por difusão. Tal teoria é sintetizada na Equação 2-22 que expressa a eficiência da câmara em função da temperatura e do potencial de polarização.

Equação 2-22: Eficiência de coleção considerando apenas a difusão.

$$f = 1 - \frac{2kT}{eV}$$

onde:

k é a constante de Boltzman

T é a temperatura em Kelvin

e é a carga do elétron

V é o potencial de polarização

### 2.1.6 RECOMBINAÇÃO PREFERENCIAL

Elétrons que são criados com baixa energia cinética recombina-se preferencialmente.

O campo externo aplicado é determinante nesse processo.

A recombinação preferencial é pronunciada em câmaras de ionização com gás a alta pressão.

### 2.1.7 RECOMBINAÇÃO DIELETRÔNICA

Aplicada na recombinação de íons positivos e elétrons. Nesse modelo, um elétron é capturado, ao mesmo tempo um segundo elétron já no íon positivo sobe para uma órbita mais energética e segura a energia capturada até poder perdê-la por irradiação ou colisão.

### 2.1.8 RECOMBINAÇÃO DISSOCIATIVA

É aplicada à recombinação de íons positivos e elétrons. Esse modo de recombinação pode ocorrer se um íon poliatômico captura um elétron e então se quebra formando dois ou mais átomos neutros.

### 2.1.9 RECOMBINAÇÃO MÚTUA:

Quando um íon positivo e um íon negativo se encontram, um elétron é transferido para o íon positivo. O excesso de energia é portado pelos átomos neutros em forma de energia cinética.

### 2.1.10 RECOMBINAÇÃO DE TRÊS CORPOS

Esse tipo de recombinação pode ocorrer quando um dos três corpos possui excesso de energia. Define-se  $\alpha_3$  como sendo o coeficiente de recombinação de três corpos, e por meio da teoria de J. J. Thomson, obtém-se na saturação a seguinte expressão para  $\alpha_3$  :

Equação 2-23: Coeficiente de recombinação de três corpos. Teoria de J. J. Thomson.

$$\alpha_3 = \frac{16\sqrt{2\pi}}{9} \cdot \frac{e^4}{(kT)^{3/2}} \cdot \left( \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right)^{1/2}$$

## 2.2 TEORIA DA CAVIDADE

### 2.2.1 FORMAÇÃO DOS ÍONS

Não basta a coleção total dos íons formados. Na rotina de uso de câmaras de ionização, deseja-se saber a dose em um ponto do espaço imerso no meio absorvedor de interesse. Para tal medida, faz-se necessário colocar uma cavidade com o centro sobre aquele ponto onde se quer saber a dose.

Qualquer material absorvedor pode ser considerado como cavidade para medir a dose.

No caso das câmaras de ionização comuns, o meio absorvedor é ar.

A superfície interna das câmaras de ionização deve ser condutora de eletricidade para que os portadores de carga formados possam ser coletados.

Se o meio interno à cavidade for diferente do meio que compõe a parede, a cavidade sofrerá perturbações devido aos elétrons espalhados.

Desta forma, a quantidade de cargas formadas na cavidade é representada por uma componente devido ao gás e outra devido à parede. Algumas teorias de cavidade foram propostas para quantificar as influências dos materiais da parede e da cavidade.

### 2.2.2 CAVIDADE DE BRAGG-GRAY

Para saber a dose no gás contido em uma cavidade, é necessário conhecer a dose na parede da cavidade.

Quando um fluxo  $\phi$  de fotoelétrons ou elétrons Compton com energias variando entre  $T$  e  $T+\Delta T$  invadem o volume sensível de uma câmara de ionização atravessando uma interface entre dois meios  $p$  e  $g$  distintos, as doses correspondentes a cada um dos meios podem ser escritas como na Equação 2-24 e na Equação 2-25 respectivamente abaixo:

Equação 2-24: Dose no gás.

$$D_g = \phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_g$$

Equação 2-25: Dose na parede.

$$D_p = \phi \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_p$$

O fator  $\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_g = mS_g$  é o Poder de freamento de Massa Médio do gás.

O fator  $\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_p = mS_p$  é o Poder de freamento de Massa Médio da parede.

Combinando a Equação 2-24 e a Equação 2-25, podemos escrever a Equação 2-26 a seguir:

Equação 2-26: Relação de dose entre a parede e o gás.

$$\frac{D_p}{D_g} = \frac{mS_p}{mS_g} \equiv mS_g^p$$

Por outro lado, a dose absorvida no gás pode ser escrita como na Equação 2-27 a seguir:

Equação 2-27: Dose absorvida no gás.

$$D_g = \frac{Q}{m} \left(\frac{W}{e}\right)_g$$

$D_g$  tem dimensão de energia por massa.

$Q$  é a quantidade de cargas formada no gás.

$m$  é a massa do gás.

$W/e$  é a energia por unidade de carga formada.

Combinando a Equação 2-26 e a Equação 2-27 obtém-se a Equação 2-28 abaixo:

Equação 2-28: Dose absorvida na parede.

$$D_p = \frac{Q}{m} \left( \frac{W}{e} \right)_g m S_g^p$$

Estas equações são a essência da teoria da cavidade de Bragg-Gray. Para que sejam válidas, é necessário que a cavidade satisfaça as duas condições de B-G<sup>13</sup> a seguir:

1-A seção transversal da cavidade deve ser pequena em comparação com o alcance dos elétrons secundários e o campo gerado por estas partículas não deve perturbar o sistema .

2-Assume-se que a dose absorvida é depositada totalmente por partículas carregadas.

Considerando duas cavidades com paredes  $p$  idênticas de mesmo volume  $V$ , preenchidas com dois gases 1 e 2 de densidades  $\rho_1$  e  $\rho_2$ , que satisfazem às condições de B-G, têm formadas em seu interior quantidades de cargas  $Q_1$  e  $Q_2$ , respectivamente.

A dose absorvida no gás  $g_1$  pode ser escrita como na Equação 2-29 a seguir:

Equação 2-29: Dose absorvida no gás 1.

$$D_1 = D_p \cdot m S_p^{g_1} = \frac{Q_1}{\rho_1 V} \left( \frac{W}{e} \right)_1$$

A dose absorvida no gás  $g_2$  pode ser escrita como na Equação 2-30 a seguir:

Equação 2-30: Dose absorvida no gás 2.

$$D_2 = D_p \cdot m S_p^{g_2} = \frac{Q_2}{\rho_2 V} \left( \frac{W}{e} \right)_2$$

Combinando as duas equações anteriores, obtém-se a razão de formação de cargas nas cavidades 1 e 2.

Equação 2-31: Relação de formação de cargas entre o gás 1 e o gás 2.

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{(W/e)_1}{(W/e)_2} \cdot m S_{g_1}^{g_2}$$

Esta relação não depende explicitamente do material da parede da cavidade, implicando que  $Q_2/Q_1$  deve ser verificado experimentalmente em câmaras de ionização de diferentes materiais. Esse resultado é chamado de Primeiro Corolário de Bragg-Gray.

A Equação 2-31 pode ser reescrita para duas cavidades contendo um mesmo gás a duas pressões diferentes, desde que o gás possa ser tratado como ideal.

Desta forma temos a Equação 2-32 a seguir:

Equação 2-32: Relação de formação de cargas entre o gás 1 à pressão  $P_1$  e o gás 2 à pressão  $P_2$ .

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{P_2}{P_1} \cdot m S_{g_1}^{g_2}$$

Suponhamos agora que as cavidades 1 e 2 estejam preenchidas com um mesmo gás de densidade  $\rho$  e tenham paredes de materiais  $p_1$  e  $p_2$  e volumes  $V_1$  e  $V_2$ , respectivamente.

Conseguida a condição de equilíbrio eletrônico das partículas carregadas, a dose na cavidade 1 pode ser escrita na forma mostrada na Equação 2-33 abaixo.

Equação 2-33: Dose absorvida na cavidade de parede 1.

$$D_{p_1} = (K_c)_{p_1} = \psi \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{p_1} = D_1 \cdot m S_g^{p_1} = \frac{Q_1}{\rho V_1} \left( \frac{W}{e} \right)_g$$

A dose absorvida na cavidade 2, analogamente, é escrita como na forma mostrada na Equação 2-34.

Equação 2-34: Dose absorvida na cavidade de parede 2.

$$D_{p_2} = (K_c)_{p_2} = \psi \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{p_2} = D_2 \cdot m S_g^{p_2} = \frac{Q_2}{\rho V_2} \left( \frac{W}{e} \right)_g$$

A relação de ionização entre as duas cavidades é obtida através da Equação 2-33 e da Equação 2-34.

Equação 2-35: Relação de dose entre as cavidades de paredes 1 e 2.

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{V_2}{V_1} \frac{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{p_2}}{\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{p_1}} \cdot \frac{m S_g^{p_1}}{m S_g^{p_2}}$$

### 2.2.3 CAVIDADE DE SPENCER

Spencer<sup>13</sup> não encontrou concordância entre a teoria de B-G e as medidas experimentais.

Diminuindo o tamanho da cavidade, ele verificou que o resultado de Bragg-Gray é aplicável apenas para cavidades muito pequenas em comparação com o *alcance* dos elétrons secundários.

Separando o espectro eletrônico , incluindo raios- $\delta$ , em dois grupos, Spencer desenvolveu uma teoria que pode ser aplicada em cavidades um pouco maiores que as cavidades de Bragg-Gray.

Os elétrons foram divididos em dois grupos, a saber:

1- Os elétrons rápidos com energia igual ou superior à energia necessária para escapar da cavidade. Assume-se que estes elétrons rápidos, conseguindo penetrar o volume da cavidade, têm energia suficiente para atravessá-la.

2- Os elétrons lentos com energias inferiores à energia necessária para penetrar na cavidade. Assume-se que estes elétrons lentos têm *alcance* zero e depositam sua energia onde foram formados.

Ele encontrou que para cavidades maiores que a de B-G a relação de densidade de cargas é quase proporcional à relação de poder de freamento.

A teoria de Spencer é de fundamental importância, quando a parede da cavidade é composta por materiais de alto número atômico, pois nesse caso, a ela apresenta melhor concordância com os resultados experimentais quando comparada com a teoria de Bragg-Gray. O gráfico<sup>13</sup> da *Figura 2-4* compara os resultados destas duas teorias.

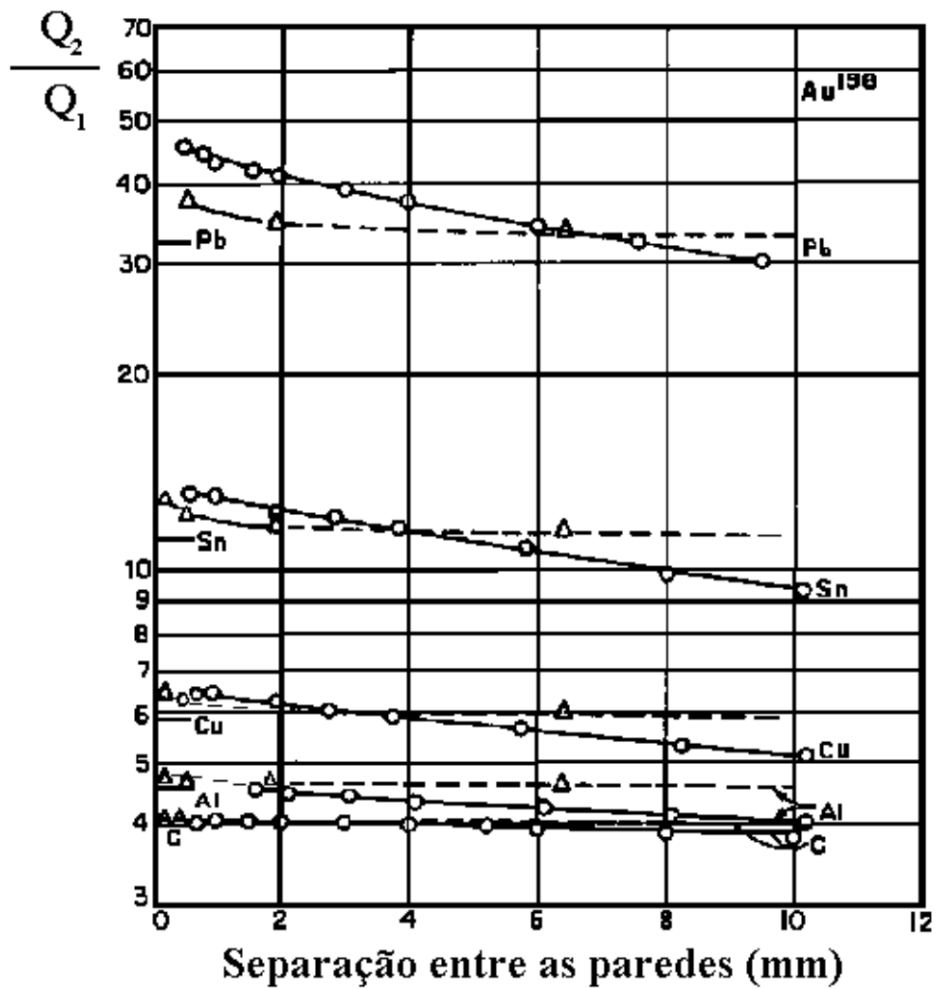


Figura 2-5: Comparação entre as teorias de Bragg-Gray e Spencer com os resultados experimentais.<sup>13</sup>

As curva sólida representa os dados experimentais, as curvas pontilhadas representam os resultados da teoria de Spencer e as linhas contínuas (próximas aos símbolos dos elementos que compõem as paredes) abrangendo apenas câmaras muito pequenas representam os resultados da teoria de Bragg-Gray.

## 2.2.4 CAVIDADE DE BURLIN

Burlin<sup>13</sup> notou que em cavidades de tamanho comparável com o *alcance* dos elétrons secundários, as teorias de Bragg-Gray e Spencer podem ser aplicadas e que em cavidades muito grandes ou muito pequenas, o efeito do espalhamento na parede pode ser ignorado.

A teoria de Burlin é capaz de recuperar os resultados de Bragg-Gray e Spencer e pode ser colocada na forma simplificada mostrada na Equação 2-36 a seguir:

Equação 2-36: Teoria de Burlin em uma forma simplificada.

$$\frac{D_g}{D_p} = d \cdot S_p^g + (1-d) \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_p^g$$

onde :

$d$  é um parâmetro relacionado com o tamanho da câmara que para pequenas cavidades se aproxima de zero e para grandes cavidades se aproxima de um.

$D_g$  é a dose média absorvida no gás da cavidade.

$D_p$  é igual ao Kerma de colisão na parede quando há equilíbrio eletrônico, ou seja, o produto da fluência de fótons pelo coeficiente de absorção de energia em massa.

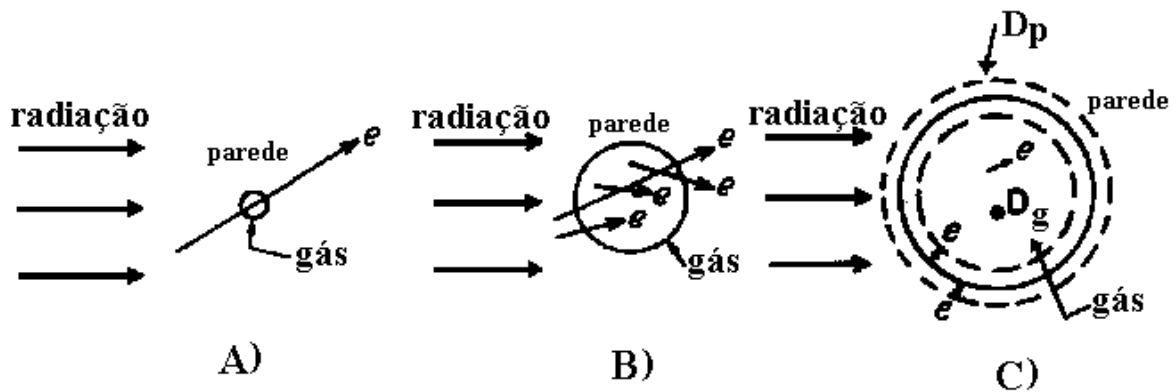


Figura 2-6: A maneira como Burlin esquematizou sua teoria<sup>13</sup>.

A) Cavidades muito pequenas em comparação com os alcances dos elétrons espalhados. O efeito da parede pode ser ignorado. B) Cavidades com dimensões da ordem do alcance dos elétrons. Situação intermediária onde as teorias de Bragg-Gray e Spencer podem ser aplicadas. C) Cavidades muito grandes em comparação com o alcance dos elétrons. O efeito da parede pode ser ignorado.

O parâmetro  $d$  pode ser calculado em função de uma *atenuação* e das dimensões da cavidade como é mostrado a seguir:

Equação 2-37: Parâmetro função da energia e da geometria na teoria de Burlin.

$$d = \frac{1 - e^{-\beta L}}{\beta L}$$

onde :

$L$  é a razão entre o volume e a área da cavidade em cm.

$\beta$  é um fator de atenuação em  $\text{cm}^{-1}$  e depende do comprimento de caminho  $x$  do elétron mais penetrante. Para o ar em condições normais é sugerido  $\beta = \ln(100)/x_{\text{max}}$  para que a teoria de Burlin seja válida.

### 3. MATERIAIS E MÉTODOS

Diversas câmaras de ionização foram construídas. As características particulares de algumas delas estão listadas na Tabela 3-1.

Na **Figura 3-1** a seguir, é mostrada uma fotografia das principais câmaras construídas e utilizadas para obter os resultados deste trabalho. A câmara menor à esquerda tem um volume de  $4,6 \text{ cm}^3$  (câmara C1 da **Tabela 3-1**), a do meio tem um volume de  $150 \text{ cm}^3$  (câmara C6 da **Tabela 3-1**) e a da direita, acoplada ao manômetro tem volume de  $23 \text{ cm}^3$  (câmara C5 da **Tabela 3-1**).

**Figura 3-1: Fotografias de algumas das câmaras construídas e utilizadas na obtenção dos resultados deste trabalho.**

#### CÂMARAS CONSTRUÍDAS

CÂMARAS	MATERIAL	VOLUME	ISOLADOR	PAREDE
C1	ALUMÍNIO	$4,6 \text{ cm}^3$	TEFLON	1 mm
C2	ALUMÍNIO	$4,5 \text{ cm}^3$	TEFLON	2 mm
C3	ALUMÍNIO	$7 \text{ cm}^3$	TEFLON	2 mm
C4	ALUMÍNIO	$13 \text{ cm}^3$	TEFLON	2 mm
C5	ALUMÍNIO	$23 \text{ cm}^3$	TEFLON	2 mm
C6	ALUMÍNIO	$150 \text{ cm}^3$	POLI-PROPILENO	3 mm
C7	POLICARBONATO	$180 \text{ cm}^3$	POLI-PROPILENO	3 mm
C8	POLICARBONATO + ALUMÍNIO	$180 \text{ cm}^3$	POLI-PROPILENO	-

**Tabela 3-1:** Tabela das câmaras de ionização feitas.

**Todas as câmaras têm geometria cilíndrica. Com exceção da câmara C7 e C8, todas são de ar comprimido a pressões na faixa entre 100 e 4000 kPa.**

A câmara de  $23 \text{ cm}^3$  possui 1,25 cm de distância entre os eletrodos e comprimento de 4,7 cm. Ela foi utilizada na maioria das medidas devido à facilidade de manutenção da pressão.

Estas câmaras foram acopladas a um tubo com ar comprimido (umidade relativa = 53 %) através de um adaptador tipo “T” com entradas para: uma válvula, um manômetro e uma

câmara de ionização. A válvula foi conectada ao tubo através de uma mangueira capaz de resistir pressões em torno de 5000 kPa. Este arranjo está mostrado na **Figura 3-2** a seguir:

**Figura 3-2: Foto mostrando o acoplamento do tubo de ar comprimido com a câmara de ionização.**

*A câmara está colocada próxima ao cano, na vertical, por onde se desloca a fonte de  $^{137}\text{Cs}$ .*

A fonte de  $^{137}\text{Cs}$  onde foram feitas algumas das medidas pode ser vista na *Figura 3-2* e na *Figura 3-3*. A atividade da fonte de  $^{137}\text{Cs}$  está em  $2,9 \times 10^9$  Bq. Foram utilizadas também, duas fontes de  $^{60}\text{Co}$ . Uma com atividade de  $8,9 \times 10^{10}$  Bq e outra com  $1,4 \times 10^{12}$  Bq. Estas fontes são do tipo não colimadas.

As câmaras utilizadas para normalização das medidas estão listadas na *Tabela 3-2*.

CÂMARAS DE CONTROLE (KEITHLEY - placas paralelas)

MODELO	MATERIAL	VOLUME
96035	GRAFITE+POLICARBONAT	15 cm <sup>3</sup>
	O	

96020A	GRAFITE+ACRÍLICO	150 cm <sup>3</sup>
--------	------------------	---------------------

***Tabela 3-2: Câmaras de ionização utilizadas na normalização da medidas.***

***Foi utilizada uma capa de equilíbrio eletrônico de acrílico com espessura de 3 mm nas medidas feitas nas fontes de <sup>137</sup>Cs e <sup>60</sup>Co.***

As câmaras utilizadas como referência na normalização das medidas, listadas na *Tabela 3-2*, estão mostradas na *Figura 3-3* abaixo:

***Figura 3-3: Foto mostrando as Câmaras Keithley utilizadas como referência na normalização das medidas. A câmara menor tem volume de 15 cm<sup>3</sup> e a maior, tem volume de 150 cm<sup>3</sup>.***

Além de possuir certificado de calibração, as câmaras de controle foram sujeitas a uma intercomparação com a câmara 10X5-180 fabricada pela Radcal Corp. que acompanha o eletrômetro modelo 1515 também da Radcal Corp.

Algumas das medidas feitas nas fontes de céscio<sup>137</sup> e cobalto<sup>60</sup> e no aparelho de raios-X foram obtidas com um eletrômetro digital marca Keithley, modelo 616. Uma fonte de tensão variável foi acoplada a esse eletrômetro a fim de levantar as curvas de ionização e encontrar o potencial de polarização adequado. A sensibilidade em corrente desse eletrômetro é de fento-Ampère. Apesar disso, as medidas de correntes da ordem de 0,1 pA ficam muito prejudicadas devido às correntes de fuga.

O cabeçote do equipamento gerador de raios-X (Philips Mod. Rotalix, 35 kV a 150 kV) utilizado é mostrado na *Figura 3-4*, juntamente com os dois eletrômetros citados.

Também foram utilizados um aparelho de mamografia e um aparelho de raios-X para radioterapia.

Para as medidas de baixa intensidade nas fontes mono-energéticas (a maioria das medidas com raios-X foram feitas com feixes fortemente filtrados com cobre e chumbo), e medidas com baixos tempos de exposição no aparelho de raios-X, foi utilizado outro eletrômetro digital Keithley modelo 35617EBS programável. Esse equipamento possui corrente de *background* duas ordens de grandeza menor que o modelo 616 e permite visualizar leituras em tempos relativamente curtos (3 tomadas por segundo) através da aquisição e armazenamento dos níveis de corrente na memória.

Em algumas medidas relacionadas com tempo de resposta, foi utilizado um fotodiodo de silício para acompanhar o comportamento do aparelho gerador de raios-X.

*Figura 3-4 : Foto mostrando o cabeçote do aparelho gerador de raios-X (acima), o eletrômetro modelo 616 (esquerda) e o eletrômetro modelo 35617EBS (direita).*

*À direita, no fundo, pode ser visto o microcomputador onde foi instalada a interface para o estudo do tempo de resposta..*

Nos estudos de tempo de resposta, foi utilizada um conversor análogo-digital de 12 bits fabricada pela MRA Indústria Eletrônica Ltda. acoplada a um microcomputador 486 (50 Mhz). As saídas analógicas dos eletrômetros foram ligadas a canais de entrada da interface análogo-digital.

## 4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

### 4.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

Neste capítulo serão avaliados os principais parâmetros responsáveis pelo desempenho das câmaras de ionização com ar comprimido. Alguns destes parâmetros são de difícil quantificação, mas a compensação destes contribui para uma dependência energética pequena.

Por se tratar de um trabalho, cujo interesse principal é a avaliação das câmaras de ionização com ar comprimido como instrumento de medida, não foi dada ênfase a um tratamento teórico geral mais aprofundado. Sendo assim, os resultados deste trabalho são essencialmente experimentais, e os conhecimentos teóricos analisados têm por finalidade estabelecer uma avaliação semi quantitativa dos diversos parâmetros, de modo a se prever as potencialidades e limitações deste tipo de câmara.

Para a recombinação, buscou-se, nas seções 4.2.1, 4.2.2 e 4.2.3, através de medidas feitas com uma câmara de alumínio à pressão ambiente, discutir a classificação tradicional da recombinação, em inicial e geral. Esta discussão permitiu avaliar a utilização de modelos simples citados na literatura (veja a seção 2.1), como ferramenta de projeto.

O modelo de recombinação inicial apresentou-se útil no ajuste das medidas conseguidas com câmaras de ionização com ar comprimido; entretanto, existe um modo de recombinação dependente da energia (veja nas seções 2.1.6 e 4.2.7) que não é previsto por este modelo. Esta dependência foi tratada experimentalmente, e não pôde ser separada dos efeitos relacionados com a parede, pois estes também são dependentes da energia. Este tratamento, bem como outros muito específicos e trabalhosos foram julgados fora do escopo deste trabalho.

As câmaras de ionização construídas não se comportam como cavidades de Bragg-Gray (veja na seção 2.2.2, as condições para que uma câmara de ionização possa ser tratada como uma cavidade de Bragg-Gray). Os resultados obtidos com relação ao ganho de corrente devido à utilização de alumínio na confecção da parede, apresentam coerência qualitativa (existe um problema de geometria envolvido) com os resultados experimentais de Spencer mostrados na *Figura 2-4*. Uma discussão sucinta da teoria de Spencer é feita na seção 2.2.3.

A teoria de cavidade de Burlin (veja seção 2.2.4), proposta na tentativa de fundir as teorias de Bragg-Gray e Spencer, é útil na reflexão sobre o tamanho da câmara, possibilitando

analisar com facilidade, o que ocorre nos limites onde a cavidade é muito pequena ou muito grande, mas é difícil de ser aplicada nos casos intermediários, onde o cálculo do parâmetro ponderador apresenta complicações.

Na seção 4.2.4, mostra-se que, em alguns casos, é possível trabalhar com uma câmara na região de recombinação utilizando o modelo de recombinação inicial para extrapolar a curva de ionização e encontrar a corrente de saturação.

Na seção 4.2.5, a predominância da recombinação inicial em câmaras pressurizadas foi mostrada e utilizada para obter informações sobre a eficiência de coleção em diferentes pressões, volumes e potenciais de polarização.

Na seção 4.2.6, são encontrados fatores de correção para a taxa de exposição. Nesta seção também é mostrado que a recombinação inicial, predominante em câmaras pressurizadas, é independente da taxa de exposição.

Na seção 4.2.7, é feita uma simples constatação de que a recombinação preferencial (veja seção 2.1.6) dependente da energia, está presente.

Na seção 4.3.1, é discutida a influência da utilização do alumínio na confecção de paredes de câmaras de ionização.

Na seção 4.3.2, é discutido o efeito da pressão com relação à energia dos fótons. Também é discutido o efeito da taxa de exposição nesta relação.

Na seção 4.3.3, são discutidos alguns aspectos relacionando a espessura da parede, a pressão de trabalho e a dependência energética.

Na seção 4.3.4, são feitas algumas avaliações com uma câmara de  $150 \text{ cm}^3$ , feita de alumínio, com relação à pressão de trabalho e dependência energética.

Na seção 4.3.5, são mostrados alguns resultados referentes à quantificação de feixes diretos e espalhados.

E finalmente, na seção 4.4, o tempo de resposta é investigado sob diversos aspectos.

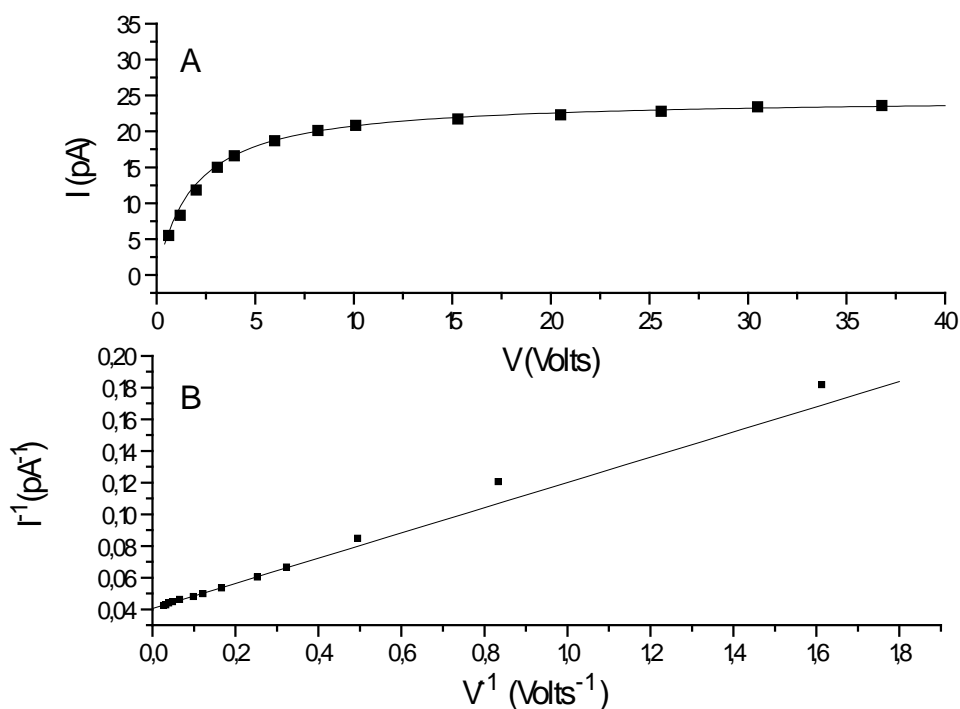
## 4.2 RECOMBINAÇÃO IÔNICA

### 4.2.1 RECOMBINAÇÃO INICIAL

Segundo o modelo adotado (veja na seção 2.1.3 sobre recombinação inicial), a recombinação inicial é independente da taxa de exposição e torna-se o efeito dominante na recombinação total, mesmo à pressão ambiente.

A curva da **Figura 4-1(A)** foi ajustada por funções do tipo  $\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{a}{V}$  sugerida como boa aproximação para a recombinação inicial predominante nos potenciais mais altos, onde a curva (1/i , 1/V) apresenta-se linear.

A curva da **Figura 4-1(B)**, do recíproco da corrente de ionização pelo recíproco do potencial de polarização (1/i , 1/V), mostra este comportamento para uma câmara de ionização à pressão ambiente.



**Figura 4-1:** Ajuste dos dados experimentais na região de recombinação inicial para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente irradiada na fonte de céσιο.

Os parâmetros para o ajuste (curva sólida) dos dados experimentais (pontos) do gráfico A foram obtidos a partir da reta pontilhada do gráfico B que ajusta a curva ( $1/i$ ,  $1/V$ ) para a região de potenciais mais altos. Quando o potencial é baixo, entretanto, verifica-se que a dependência ocorre com  $i/v^2$ , indicando que para baixos potenciais a recombinação geral predomina.

Para os potenciais mais altos, os portadores de carga que conseguem vencer a atração de seus vizinhos e escapar dos traços de gás ionizado são facilmente coletados pelo campo elétrico (desde que a taxa de exposição não seja muito alta). Sendo assim, a recombinação de íons longe de onde foram formados é pequena e a maior parte da recombinação ocorre no traço de gás ionizado.

Este resultado está de acordo com a literatura<sup>14</sup>, onde é mostrado que para pressão ambiente e potenciais mais elevados, o efeito predominante é o de recombinação inicial.

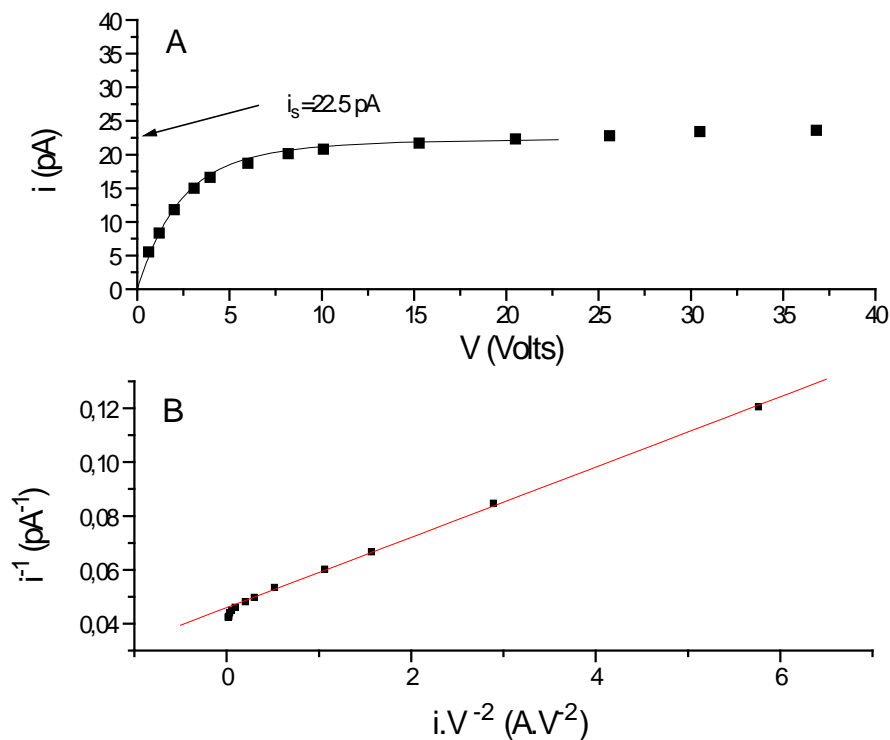
#### 4.2.2 RECOMBINAÇÃO GERAL

O ajuste da curva da **Figura 4-2(A)** foi feito através de uma função do tipo

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{a \cdot i}{V^2} \quad (\text{veja na seção 2.1.2 sobre recombinação geral}), \text{ que é uma boa aproximação}$$

para a recombinação geral, onde a curva  $(1/i, i/V^2)$  apresenta-se linear.

Para os potenciais mais baixos, ou taxas de exposição mais altas, existe uma região onde a recombinação se comporta linearmente com  $i/V^2$ . A **Figura 4-2(B)** mostra o ajuste da curva  $(1/i, i/V^2)$  para uma porção de potenciais onde ela se apresenta linear.



**Figura 4-2:** Ajuste dos dados experimentais na região de recombinação geral

para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente, irradiada na fonte de céσιο.

Os parâmetros para o ajuste (curva sólida) dos dados experimentais (pontos) do gráfico A foram obtidos a partir dos coeficientes da reta pontilhada do gráfico B que ajusta os pontos  $(1/i, i/v^2)$  para a região de potenciais mais baixos. Quando o potencial é alto, porém, a função diverge dos dados experimentais e tem sua solução indeterminada para correntes iguais à corrente de saturação. Isto indica que para potenciais mais altos a recombinação inicial predomina. Deve ser ressaltado que o gráfico de  $(1/i, i/v^2)$  não permitiu a extrapolação da corrente de saturação.

Não foi possível obter uma corrente de saturação correta, através da extrapolação, pois a região de potenciais onde a curva  $(1/i, i/v^2)$  é linear, restringe-se a potenciais abaixo do necessário para coletar todos os portadores de carga formados.

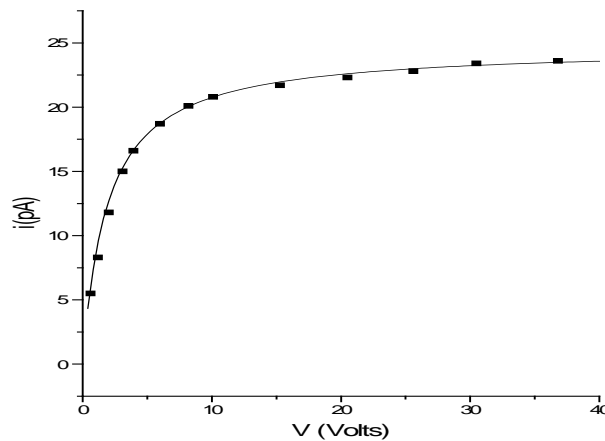
#### 4.2.3 RECOMBINAÇÃO “TOTAL”

Levando em consideração os dois modos de recombinação, é possível obter um melhor ajuste dos dados experimentais. A curva da **Figura 4-3** abaixo mostra um ajuste para os pontos experimentais utilizando uma função do tipo  $\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{a}{V} + \frac{b \cdot i}{V^2}$ , obtida a partir do

produto das expressões de eficiência para os dois efeitos.

A função  $\frac{1}{i} = \frac{1}{i_s} + \frac{a}{V} + \frac{b \cdot i}{V^2}$  é escrita na forma  $i = i_s(1 - ax - bx^2)$  com  $x = i/V$ . Construindo

uma nova tabela de  $(i, i/V)$  e ajustando por um polinômio de grau 2, encontra-se os coeficientes **a** e **b** e a corrente de saturação  $i_s$ .



**Figura 4-3:** Ajuste levando em consideração as recombinações inicial e geral para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente, irradiada na fonte de cézio.

*Os pontos experimentais são melhor ajustados (erro quadrático menor) por uma função que leva em conta os dois modos de recombinação. Esta função é obtida multiplicando-se as expressões de eficiência dos dois tipos de recombinação. Este método é atualmente aceito como boa aproximação para as curvas de ionização de câmaras de ionização.*

#### 4.2.4 EXTRAPOLAÇÃO DA CORRENTE DE SATURAÇÃO

Quando o nível de recombinação é pequeno (menor que 10 %), é possível obter uma boa estimativa para a corrente de saturação através da extrapolação da curva  $(1/i, 1/V)$  na região de potenciais mais altos. Tal procedimento tem fundamento pelo fato de que na região de potenciais mais altos o termo  $1/V$  é muito maior que o termo  $i/v^2$  tornando lícito desprezá-lo.

Quando o nível de recombinação é grande, não se tem muita informação da parte alta da curva  $(i,v)$ , e a extrapolação conduz, quase sempre, a um valor subestimado da corrente de saturação. A **Tabela 4-1** mostra valores de correntes de saturação extrapoladas para diferentes níveis de recombinação. O valor da corrente de ionização correta, medida, é de aproximadamente 61 pA.

valor extrapolado	54 pA	56 pA	57 pA	58 pA	60 pA
eficiência de coleção	84 %	87 %	88 %	90 %	92 %

**Tabela 4-1: Resultados referentes à extrapolação de uma curva de ionização. Quanto maior é a eficiência de coleção nas medidas, melhor será a estimativa da corrente de saturação correta. Com dados experimentais obtidos onde a recombinação é inferior a 10 %, o erro na extrapolação se torna da ordem de 2 %.**

Quando os pontos de potencial mais baixo são levados em conta na extrapolação, a corrente de saturação extrapolada pode ser até 10 % menor que a correta. Isto implica que todos os pontos de baixo potencial que se afastam da região linear da curva  $(1/i, 1/V)$  devem ser excluídos.

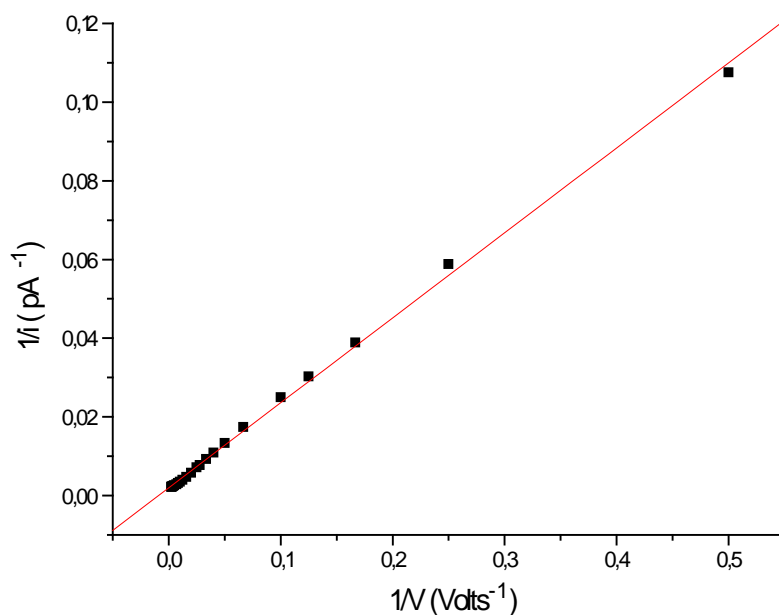
Quando se está distante do platô da curva de ionização, o método da extrapolação falha completamente, dando um valor completamente subestimado da corrente de saturação.

Quando os dados são muito ruidosos, a imprecisão na extrapolação da curva  $(1/i, 1/V)$  pode conduzir a valores inesperados para a corrente de saturação.

#### 4.2.5 EFEITO DA PRESSÃO

Quando a câmara tem a pressão aumentada, a dependência com  $1/V^2$  diminui, pois a densidade de íons ao longo de um traço de ar ionizado, fator determinante no processo de recombinação inicial, aumenta com a pressão. Além disso, a difusão (principal motivo de destruição do traço de gás ionizado) diminui com a pressão favorecendo a destruição mais lenta do traço de gás ionizado.

A **Figura 4-4**, para uma câmara de ionização à pressão de 2500 kPa, mostra que a contribuição da recombinação geral é pequena quando comparada com a da recombinação inicial, e que a curva  $(1/i, 1/V)$  é aproximadamente linear para quase toda a faixa de potenciais operacionais. A recombinação inicial é inerente em câmaras com ar comprimido.



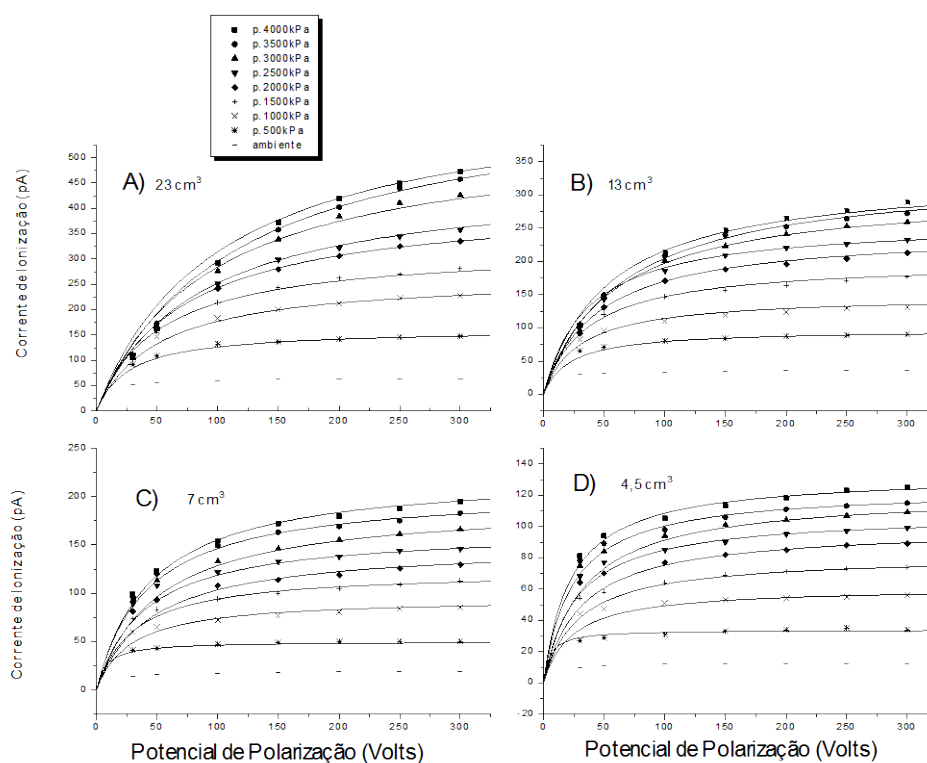
**Figura 4-4: Predominância da recombinação inicial em câmaras com ar comprimido. Estas medidas foram feitas com a câmara C5 da Tabela 3-1, irradiada na fonte de césio.**

**Para câmaras com ar comprimido, as curvas  $(1/i, 1/V)$  são lineares em uma faixa maior que quando à pressão ambiente. Isto ocorre pois a pressão proporciona um traço de gás ionizado mais denso. Além disto, ele é destruído mais lentamente, pois a difusão diminui com a pressão.**

Quando se deseja saber apenas o valor extrapolado da corrente de saturação, os pontos de potenciais mais baixos podem ser ignorados, sem que isto prejudique a extrapolação.

A **Figura 4-5**, a seguir, mostra curvas de ionização em diferentes volumes, pressões e potenciais.

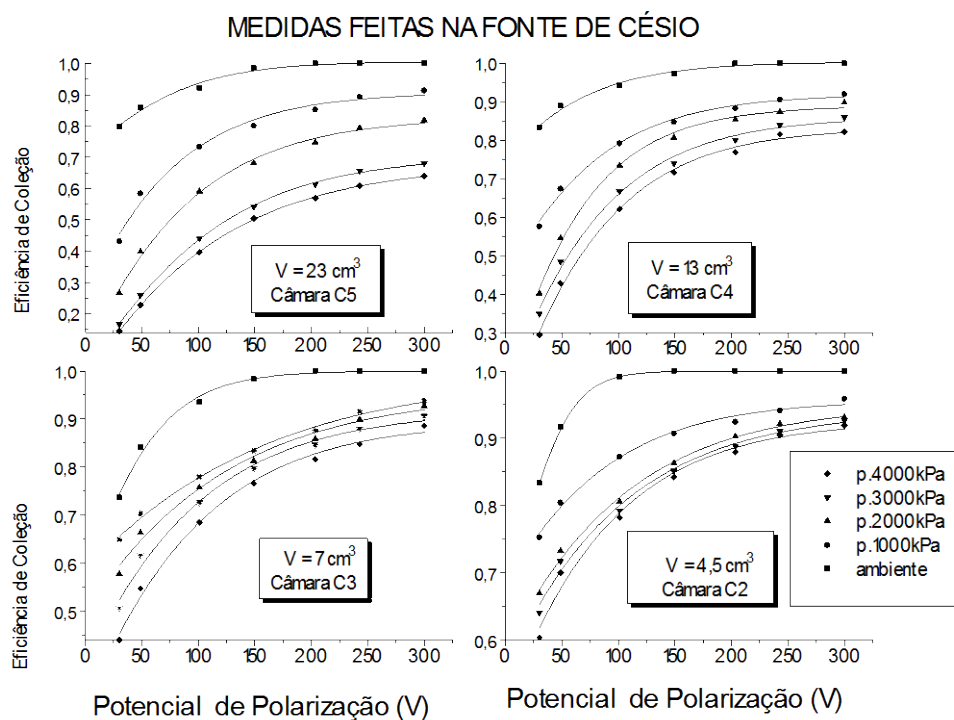
Nesta análise, estamos interessados apenas em acompanhar a eficiência de coleção, de modo que a dependência com  $i/V^2$  foi ignorada por simplicidade. O ajuste para os potenciais mais baixos, para ser satisfatório, deve levar em conta o termo  $i/V^2$ , o que não foi feito aqui.



**Figura 4-5:** Este gráfico mostra curvas de ionização para diversas pressões e volumes. Estas medidas foram feitas na fonte de césio utilizando as câmaras C5, C4, C3 e C2 listadas na Tabela 3-1.

*Através da extrapolação das curvas ( $1/i$ ,  $1/V$ ), foram obtidos os parâmetros para o ajuste. Através da corrente de saturação extrapolada e dos dados experimentais, é possível estimar a eficiência de coleção em cada situação mostrada.*

Com as correntes extrapoladas obtidas da **Figura 4-5**, constrói-se o gráfico da eficiência de coleção em função do potencial. Esta estimativa, mostrada na **Figura 4-6**, permite corrigir a corrente medida em função do potencial utilizado para os vários volumes e pressões utilizados. Convém lembrar que só se pode obter um resultado prático quando a recombinação não for muito grande.

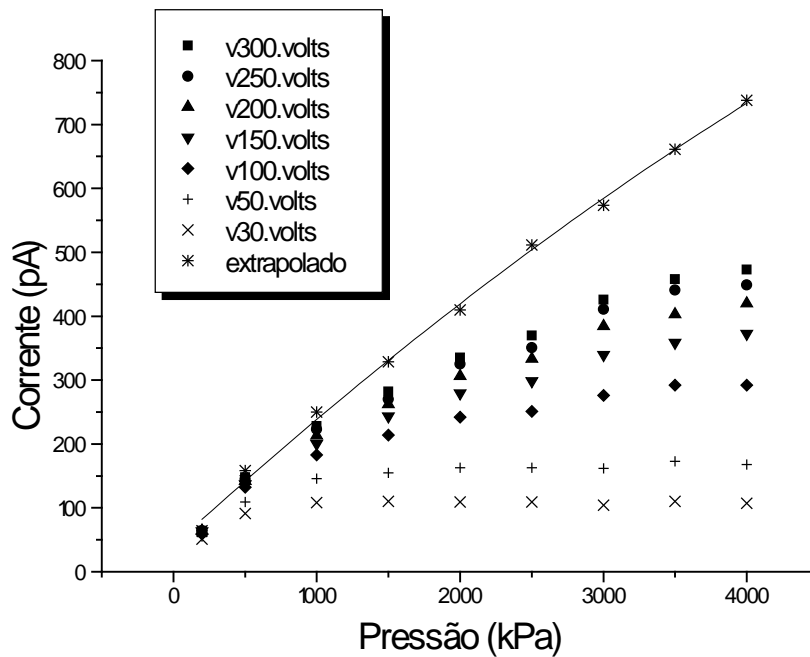


**Figura 4-6: Curvas de eficiência para as curvas de ionização da Figura 4-5.**

*As correntes medidas são divididas pela corrente de saturação extrapolada. Quando a eficiência não atinge valores acima de 90 %, as correntes extrapoladas ficam subestimadas, não tendo muita utilidade prática. As correntes de saturação obtidas onde a eficiência está acima de 95 % são muito confiáveis.*

A Figura 4-6 permite inferir que a eficiência diminui com o incremento da pressão ou do volume e que para melhorar a eficiência nestes casos, é preciso aumentar o potencial de polarização ou diminuir a taxa de exposição.

Ao se aumentar a pressão a um dado potencial de polarização, promove-se o aumento no nível de recombinação, de maneira que o ganho a partir de um certo valor de pressão perde-se totalmente por recombinação. A Figura 4-7 mostra este comportamento para diferentes potenciais de polarização.

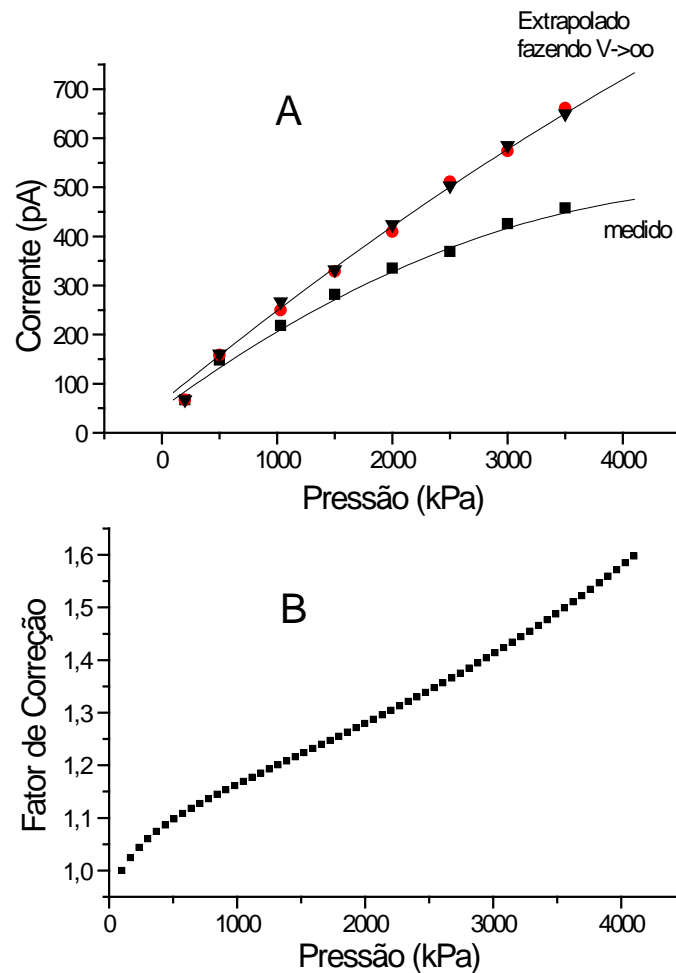


**Figura 4-7:** Extrapolação das curvas de pressão medidas no césio com a câmara C5 listada na Tabela 3-1. Curvas de pressão em diversos potenciais de polarização.

À medida que o potencial de polarização é aumentado, a curva de corrente x pressão tende para um comportamento linear. A quantidade de ionização em um gás deve ser proporcional à pressão do gás. Quando isto não é observado, significa que está havendo recombinação ou que a parede está contribuindo com elétrons para a corrente de ionização. Com o aumento do potencial, a recombinação tende a desaparecer. Os pontos extrapolados foram obtidos a partir da **Figura 4-5**. Apesar de alguns valores para as pressões mais altas estarem com erro da ordem de 10 %, devido à extrapolação, pode-se fazer uma idéia do que seria uma curva de pressão sem recombinação.

Utilizando a curva para 300 V e a curva extrapolada da **Figura 4-7**, podemos encontrar o fator de correção em função da pressão para a taxa de exposição de  $1,5 \times 10^{-6}$  C/kg.s. Este fator representa a combinação do aumento de recombinação e do decréscimo da contribuição da parede à medida que a pressão cresce. A **Figura 4-8(A)** a seguir mostra a curva medida a

300V e a curva extrapolada, considerando o potencial tendendo a infinito. A **Figura 4-8(B)** mostra a curva de correção correspondente.



**Figura 4-8: Correção para recombinação em função da pressão. Estas medidas foram feitas na fonte de céσιο, utilizando a câmara C5 listada na Tabela 3-1, exposta a uma taxa de  $1,5 \times 10^{-6}$  C/kg.s.**

**A curva de correção em pressão mostrada no gráfico B permite corrigir a corrente de ionização da câmara em diferentes pressões. Deve-se atentar para o fato de que ela não representa apenas a recombinação, mas também, o efeito de variação da componente de parede com a pressão.**

A dificuldade em separar os efeitos de parede e recombinação inviabiliza a utilização dos primeiros pontos da curva de pressão para projetar um ganho linear com o aumento de

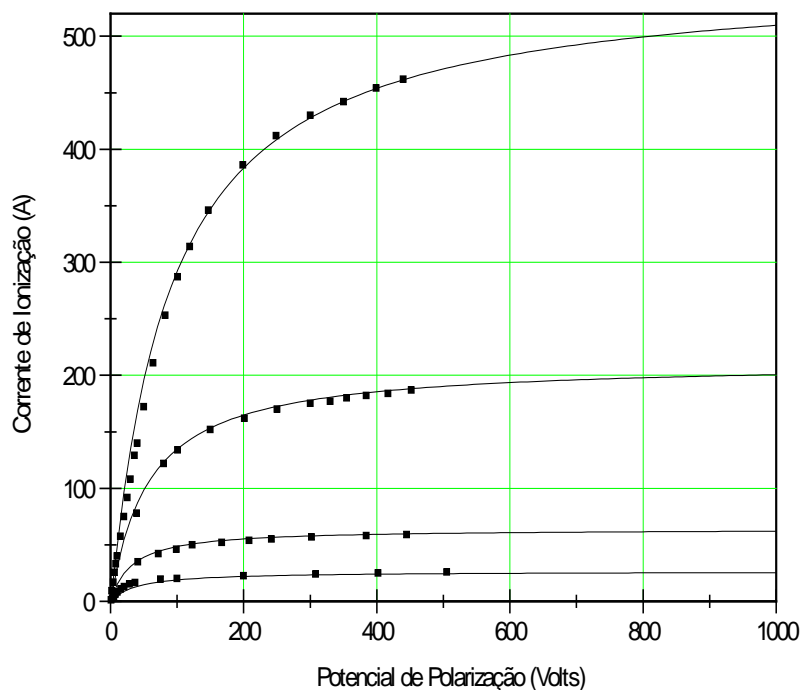
massa de ar no interior do detetor. Utilizar tal método é assumir que a contribuição da parede independe da pressão, coisa que não ocorre.

Quando é feita uma extrapolação a partir da massa de ar, obtêm-se níveis de recombinação maiores que os valores obtidos pelo método de extrapolação através da curva ( $1/i$ ,  $1/V$ ). Esta diferença, que é maior quanto menor a energia do feixe, deve-se, em parte, à diminuição da componente de parede devido ao aumento da pressão de 100 a 2500 kPa na taxa de exposição considerada. A outra parte, não prevista, é dependente da energia dos elétrons espalhados no gás.

Quanto maior for a pressão, mais elétrons lentos espalhados na parede serão barrados no gás antes de chegar ao eletrodo coletor.

#### 4.2.6 DEPENDÊNCIA COM A TAXA DE EXPOSIÇÃO

Quando ocorre variação na taxa de exposição, as curvas de ionização variam seu aspecto e as características de recombinação mudam. Utilizando a extrapolação fazendo  $V$  tender a infinito em quatro curvas de ionização à pressão constante e taxa de exposição variável, obteve-se um fator de correção em função da taxa de exposição. As curvas utilizadas para este fim foram feitas a 2500 kPa e são mostradas na **Figura 4-9** seguir:

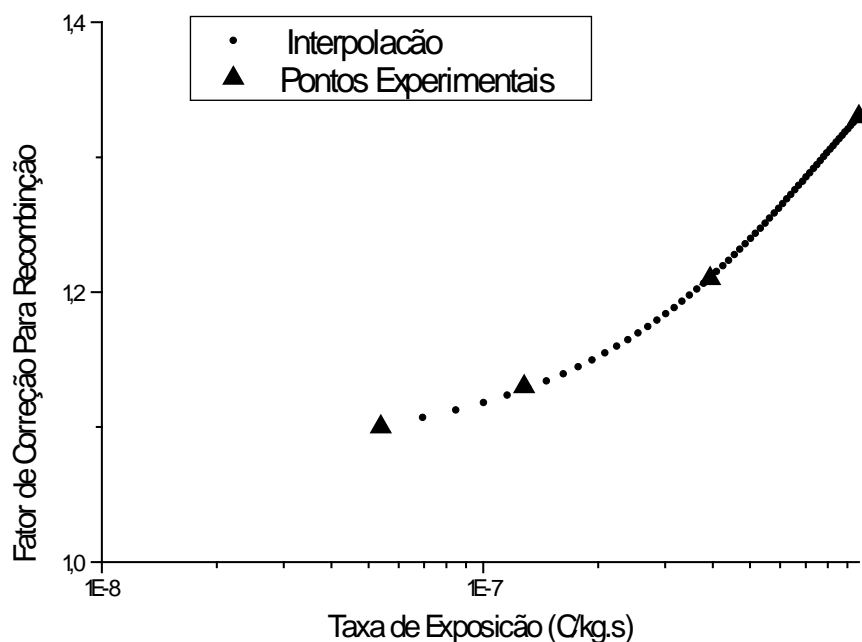


**Figura 4-9:** Para o potencial de 300 Volts, a câmara C5 da Tabela 3-1, pressurizada a 2500 kPa, a recombinação aumenta com a taxa de exposição. De baixo para cima, as taxas de exposição, corrigidas para a recombinação, são:  $4,9 \times 10^{-8}$  C/kg.s,  $1,4 \times 10^{-7}$  C/kg.s,  $4,1 \times 10^{-7}$  C/kg.s e  $1,2 \times 10^{-6}$  C/kg.s .

Através da extrapolação fazendo  $V \rightarrow \infty$ , encontram-se as correntes de saturação. Dividindo estas correntes pelas correntes medidas, obtêm-se os fatores de recombinação em função da variação da taxa e interpolando estes valores encontram-se os fatores de correção para taxas intermediárias.

É de particular interesse analisar o que ocorre em termos de recombinação no potencial operacional de 300 V, quando a taxa de exposição é variada.

Dividindo as correntes de saturação extrapoladas pelas medidas a 300 V, encontramos o fator de correção em função da taxa. Interpolando estas medidas, obtemos um fator de correção para taxas intermediárias. Este fator é mostrado na **Figura 4-10** a seguir:



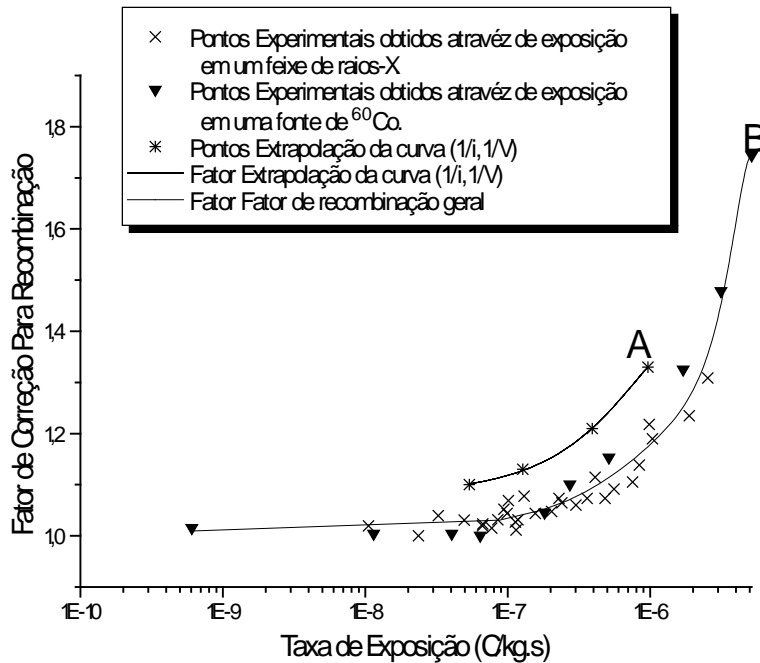
**Figura 4-10:** O fator de correção acima foi obtido interpolando as medidas da Figura 4-9 para o potencial de 300 V.

*Verifica-se, que mesmo para as correntes mais baixas, existe uma recombinação inerente ao sistema.*

Mesmo para as correntes mais baixas, existe uma recombinação que não pode ser eliminada diminuindo a taxa de exposição.

Utilizando-se uma câmara à pressão atmosférica (com ausência de recombinação) para normalização das medidas e variando-se a taxa de exposição, encontra-se correções menores para a recombinação, do que as mostrados na **Figura 4-10**.

A curva A da **Figura 4-11** a seguir é a mesma mostrada na **Figura 4-10**. Ela foi conseguida através da extrapolação para o potencial tendendo para infinito. A curva B da **Figura 4-11** foi obtida variando-se a taxa de exposição e monitorando a relação entre a leitura da câmara com ar comprimido e a da câmara com ar à pressão ambiente.



**Figura 4-11: Fatores de recombinação dependentes e independentes da taxa de exposição. O fator de calibração da câmara ( $2,3 \times 10^3 \text{ kg}^{-1}$ ) deve ser corrigido pelo fator de recombinação dependente da taxa de exposição mostrado neste gráfico.**

*A curva A é a mesma da Figura 4-10, e representa os modos recombinação inicial e geral juntos. A curva B representa apenas a recombinação geral (dependente da taxa de exposição), uma vez que foi obtida variando-se apenas a taxa de exposição. A relação entre as duas curvas permite calcular a contribuição da recombinação inicial (independente da taxa de exposição).*

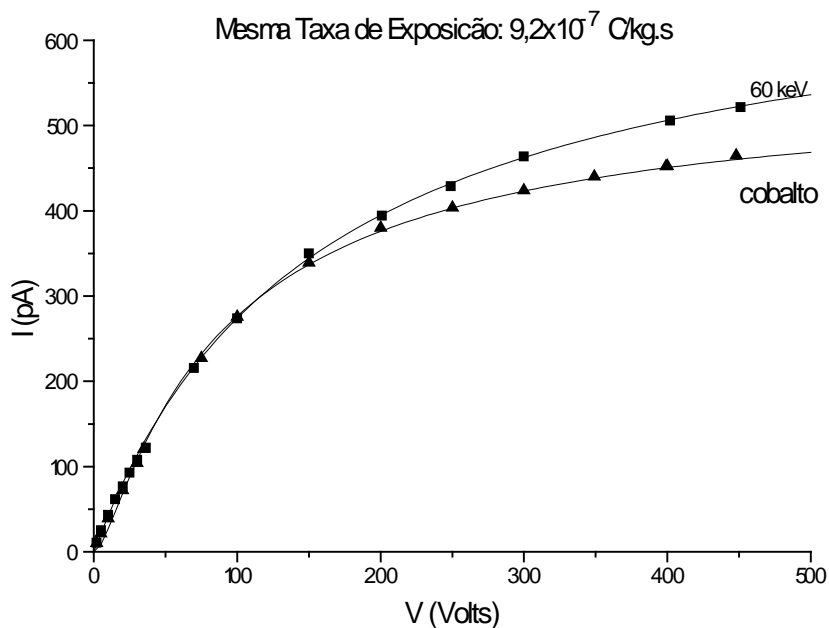
É importante ressaltar que na câmara de ionização à pressão de 2500 kPa polarizada com 300 V ocorre a predominância da recombinação inicial. O fato de aproximadamente 10 % dos íons se recombinarem sempre (nesta configuração), não acarreta prejuízos para a linearidade, pois esta recombinação independe da taxa de exposição, tendo praticamente a mesma relação percentual para todas as taxas de exposição utilizadas.

#### 4.2.7 DEPENDÊNCIA COM A ENERGIA DOS ELÉTRONS ESPALHADOS

Quanto maior for a energia dos fótons incidentes, maior será a energia efetiva dos elétrons ejetados, tanto da parede quanto do gás.

Elétrons com energia cinética inicial grande conseguem vencer a atração do campo elétrico devido à distribuição espacial de cargas com maior facilidade, acarretando uma recombinação menor que aquela relacionada com elétrons menos energéticos.

Este efeito foi verificado na prática e tem um papel muito importante na dependência energética das câmaras de ionização com ar comprimido e parede de alumínio. A **Figura 4-12** mostra as curvas de ionização para uma mesma taxa de exposição no  $^{60}\text{Co}$  (~1250 keV) e no aparelho de raios-X.



**Figura 4-12:** Quando a câmara a 2500 kPa e 300 V é exposta a um feixe de raios-X de energia efetiva igual a 60 keV, apresenta 17 % mais recombinação do que quando exposta à fonte de Cobalto.

Elétrons que são liberados com baixa energia cinética recombina-se preferencialmente (veja na seção 2.1.6 sobre recombinação preferencial). O campo externo aplicado tem um papel fundamental neste processo concorrendo diretamente com o campo formado pela distribuição de cargas espaciais.

A pressão acentua este problema, uma vez que provoca o aumento da densidade de formação de pares de íons.

### 4.3 DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA

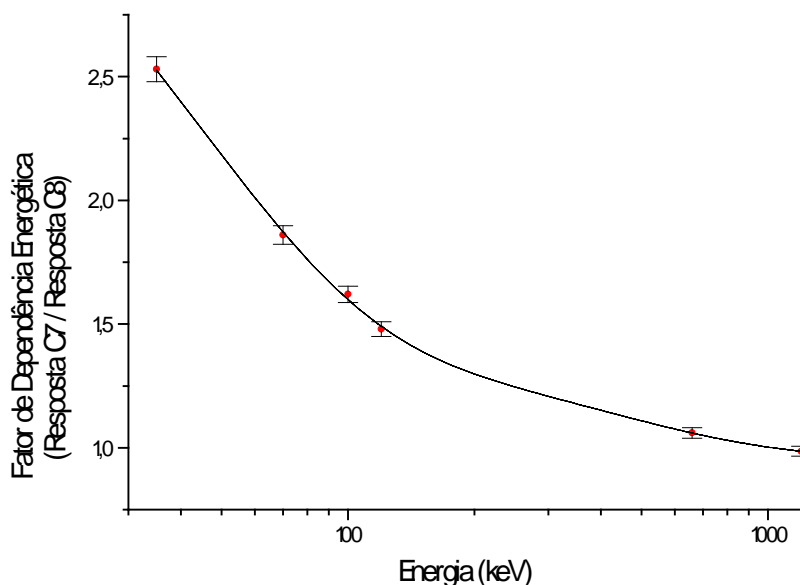
#### 4.3.1 INFLUÊNCIA DO MATERIAL DA PAREDE

Foi observado que câmaras construídas com paredes de alumínio têm uma contribuição grande da parede quando operam à pressão ambiente.

A produção de elétrons secundários na parede provoca um ganho em relação a câmaras com paredes equivalentes ao ar de mesmo volume.

A máxima contribuição ocorre em torno de 60 keV e praticamente não há efeito da parede para energias maiores ( Césio ou Cobalto), pois o efeito Compton, predominante nestas energias, independe do número atômico do material da parede.

A *Figura 4-13* mostra a curva de dependência energética para uma câmara de 180 cm<sup>3</sup> de alumínio em relação a uma câmara de mesmo volume com parede equivalente ao ar.



**Figura 4-13 : Dependência energética de uma câmara de alumínio à pressão ambiente.**

*Este gráfico mostra a dependência energética de uma câmara de 180 cm<sup>3</sup>, à pressão ambiente, feita de alumínio (câmara C8 da Tabela 3-1) com relação a uma câmara idêntica feita de policarbonato revestido internamente com grafite ( Câmara C7 da Tabela 3-1). Na faixa de energias (energias efetiva para raios-X) mostrada, a atenuação pode ser desprezada pois as paredes têm espessura muito fina.*

Colocando-se uma capa de grafite ou de policarbonato de espessura adequada na face interna da câmara, elimina-se praticamente todo o efeito de espalhamento na parede. Os

elétrons produzidos no espalhamento são absorvidos na capa, não podendo contribuir para o sinal da câmara. Obtém-se uma resposta em energia satisfatória a partir deste procedimento.

#### 4.3.2 EFEITO DA PRESSÃO

A defasagem da corrente de ionização em relação ao aumento de pressão ocorre principalmente devido à recombinação e à diminuição da contribuição de parede.

No início, a componente de parede cresce com a pressão, mas depois tende para um valor constante, sendo finalmente diminuída pela ação da recombinação.

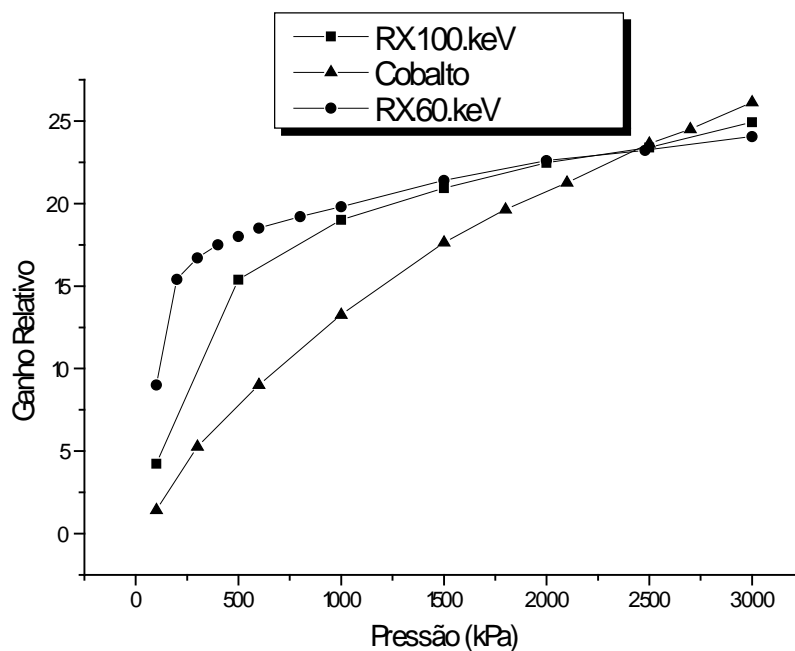
Os fótons incidindo na parede, liberam elétrons com todas as energias. Quando o gás no interior da câmara está sob pressão, uma quantidade maior destes elétrons, com energias cinéticas iniciais mais baixas, sempre se recombinarão.

As curvas de corrente x pressão são muito dependentes de: espalhamento na parede, atenuação na parede e recombinação. Isto ocorre quando a energia dos fótons incidentes está na faixa do radiodiagnóstico (20 keV a 150 keV). Quando a energia dos fótons incidentes é grande (Césio ou Cobalto), entretanto, as curvas de corrente x pressão têm um comportamento mais linear.

É um conceito fundamental que a formação de cargas em um gás cresce linearmente com a pressão, desde que a recombinação e o efeito de parede sejam eliminados.

A análise destas curvas, para verificar este efeito, é difícil pelo fato de que as contribuições envolvidas variam com o acréscimo da pressão.

A *Figura 4-14* a seguir mostra as curvas de ganho com a pressão para três fontes de radiação de diferentes energias e mesma quantidade de radiação.

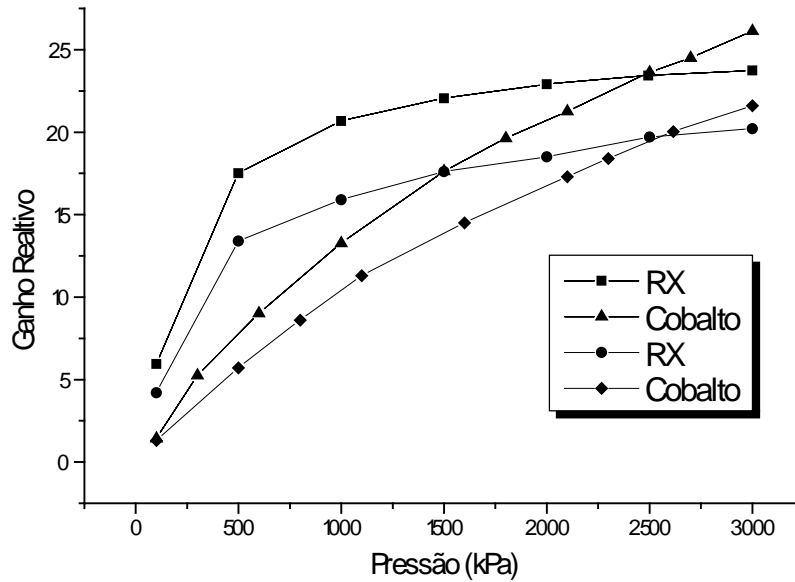


**Figura 4-14: Curvas de pressão em diferentes energias para taxas de exposição em torno de  $4,6 \times 10^{-8}$  C/kg.s .(Resposta da câmara C5 em relação à resposta da câmara Keithley modelo 96035)**

*A defasagem no crescimento da corrente em relação à pressão ocorre principalmente devido à diminuição do efeito de parede e ao aumento da recombinação, que ocorrem de forma diferenciada com a energia (energia efetiva para raios-X). Este resultado é muito importante para este tipo de câmaras de ionização, pois mostra que em muitos casos é possível obter uma dependência energética muito pequena a uma dada pressão*

O fato destas curvas se cruzarem, indica que existe uma pressão onde a dependência em energia é pequena.

Foi observado que as curvas de corrente x pressão para a câmara em questão cruzam-se na pressão de 2500 kPa independentemente da taxa de exposição, ou seja, os ganhos relativos com a câmara de controle variam, mas as curvas de corrente x pressão para diferentes energias continuam cruzando-se na mesma pressão. Isto ocorre para uma grande faixa de taxas de exposição. A Figura 4-15 abaixo mostra estas curvas para taxas diferentes.



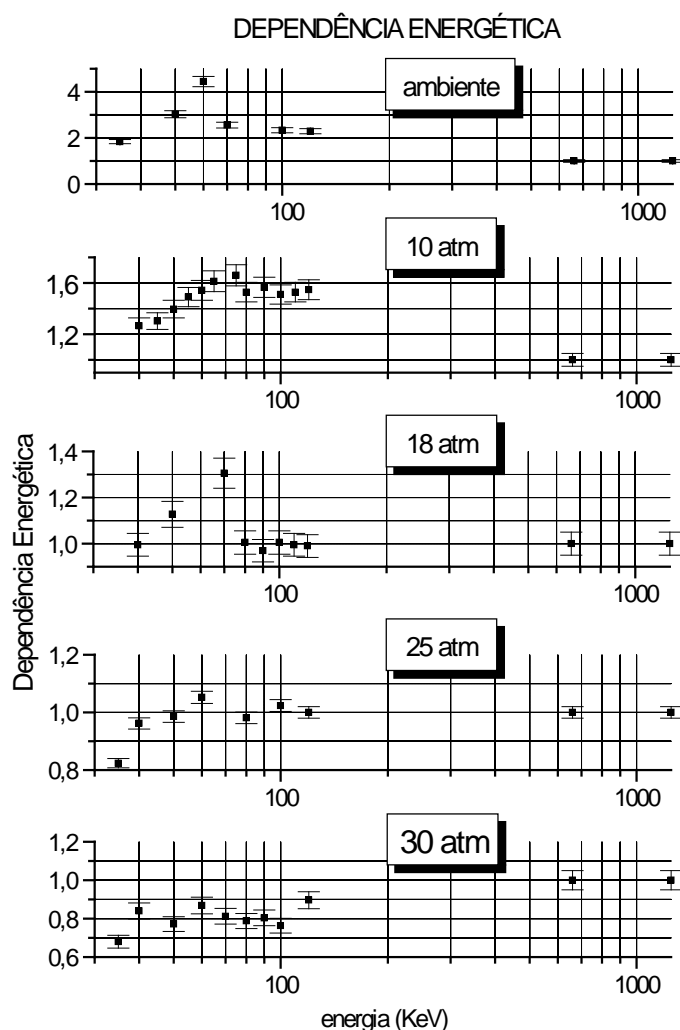
**Figura 4-15: Pressão de trabalho em duas taxas de exposição diferentes.**

*As curvas pontilhadas foram feitas em uma taxa de exposição 10 vezes menor que as curvas sólidas. Em ambos os casos, elas se cruzam em aproximadamente 2500 kPa. Isto reforça o fato de que para a câmara em questão, a pressão ótima de trabalho vale aproximadamente 2500 kPa.*

Os principais fatores que podem modificar a pressão ótima de trabalho são: material da parede, espessura da parede, tamanho da câmara e potencial de polarização.

Variando-se alguns destes fatores é possível escolher a pressão com que se deseja trabalhar.

As curvas de dependência energética da câmara utilizada, feita para diferentes pressões, é mostrada no *Figura 4-16* a seguir.



**Figura 4-16:** Curvas de dependência energética para a câmara de 23 cm<sup>3</sup> polarizada com 300 V para algumas pressões.

À pressão ambiente, o fator de dependência energética chega a 4,5 na energia efetiva de 60 keV, ou seja, a câmara de alumínio fornece uma corrente 4,5 vezes maior que sua equivalente com parede equivalentes ao ar. À pressão de 2500 kPa, nesta energia, a dependência é de 5 %. Para a energia efetiva de 35 keV, a dependência é da ordem de 82 % .

É possível mostrar que as câmaras com ar comprimido e paredes de alumínio podem apresentar bons resultados quanto à dependência energética. Uma dependência maior para as energias mais baixas era esperada, mas pode ser diminuída reduzindo a espessura da parede.

Pode-se adequar a espessura da parede para proporcionar uma atenuação menor, melhorando assim a resposta para baixas energias.

Foram feitas medidas com outros feixes de radiação. A **Tabela 4-2** mostra os resultados obtidos.

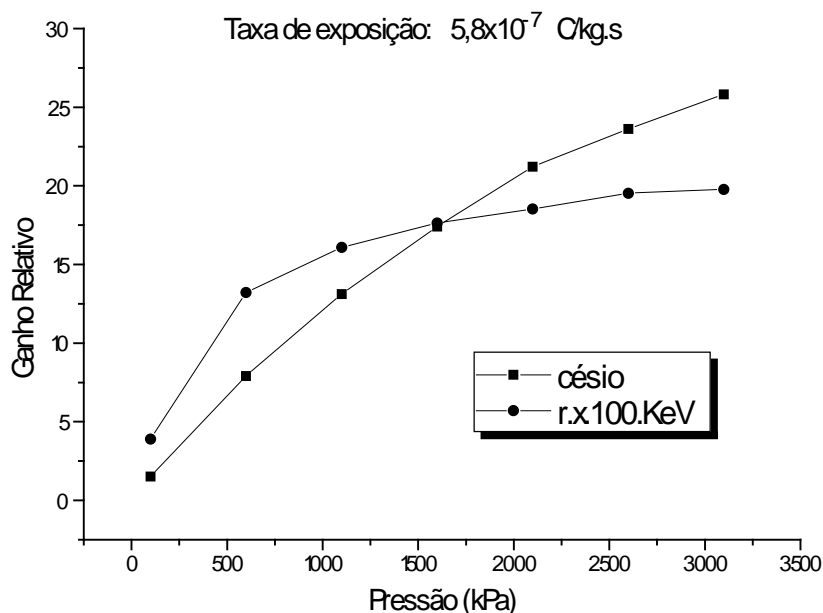
kVp (kV)	FILTRO	FATOR DE DEPENDÊNCIA ENERGÉTICA
250	2mmAl+4,1mmPb	1
200	2mmAl+2mmCu+1,85mmPb	0,96
180	2mmAl+3mmCu+1,85mmPb	1
120	2mmAl+1,2mmPb	0,96
80	2mmAl+2mmCu	0,99
50	3,6mmAl+0,5mmCu	1
31	9mmAl	0,43
25	6mmAl	0,19

***Tabela 4-2: Medidas feitas com outros feixes de radiação.***

#### 4.3.3 ESPESSURA DA PAREDE

O aumento na espessura da parede não afeta significativamente a leitura de corrente da câmara quando esta é exposta às fontes de Césio ou Cobalto, mas produz mudanças significativas quando a câmara é exposta aos feixes de raios-X . Os raios-X utilizados, sendo de energias mais baixas, são mais absorvidos que os raios- $\gamma$ .

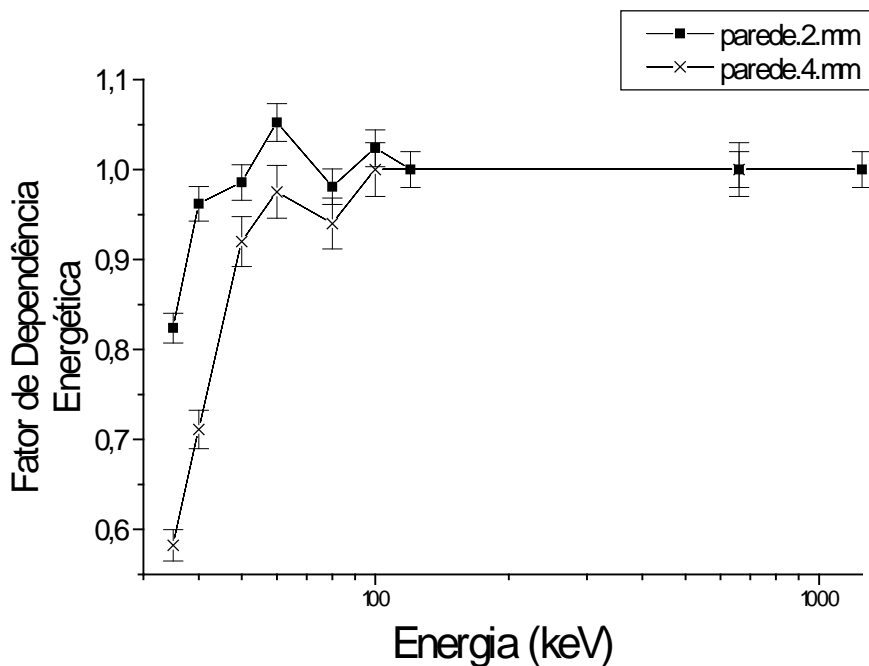
Variando a espessura da parede, é possível controlar a pressão de trabalho. Se a espessura é aumentada, esta pressão diminui; se por outro lado, a espessura for diminuída, a pressão de trabalho será maior. A *Figura 4-17* mostra as curvas de pressão para uma câmara com parede de 4 mm de alumínio. Com esta espessura de parede, requer-se uma pressão de trabalho mais baixa.



**Figura 4-17: Pressão de trabalho de uma câmara com parede de 4 mm de Alumínio..**

**Com uma parede de 4 mm de alumínio, a pressão de trabalho ficou em torno de 1500 kPa. Variar a espessura da parede pode ser um caminho para controlar a pressão de trabalho. Quanto menor a espessura, maior será a pressão de trabalho. Isto impõe um limite, pois à medida que a espessura da parede é diminuída, teremos que aumentar a pressão.**

Embora seja possível controlar a pressão de trabalho através da espessura da parede, este não parece ser um bom método para isto. Quanto mais espessa for a parede, maior será a dependência energética para as baixas energias. A *Figura 4-18* abaixo mostra as curvas de dependência energética para as câmaras com paredes de 2 e 4 mm de alumínio.



**Figura 4-18:** As curvas de dependência energética para as câmaras com paredes de 2 e 4 mm de alumínio.

**Quanto maior for a espessura da parede da câmara, maior será a dependência energética para baixas energias. A câmara com 2 mmAl de parede funciona à pressão de 2500 kPa enquanto que a parede de 4 mmAl funciona a 1400 kPa.**

Uma câmara desta natureza, para funcionar bem nas medidas com energias mais baixas, precisa ter a parede mais fina possível. Por outro lado, quanto mais fina for a parede, maior será a pressão de trabalho.

Deve-se encontrar a parede mais fina que suporte a pressão adequada para o bom desempenho em energia.

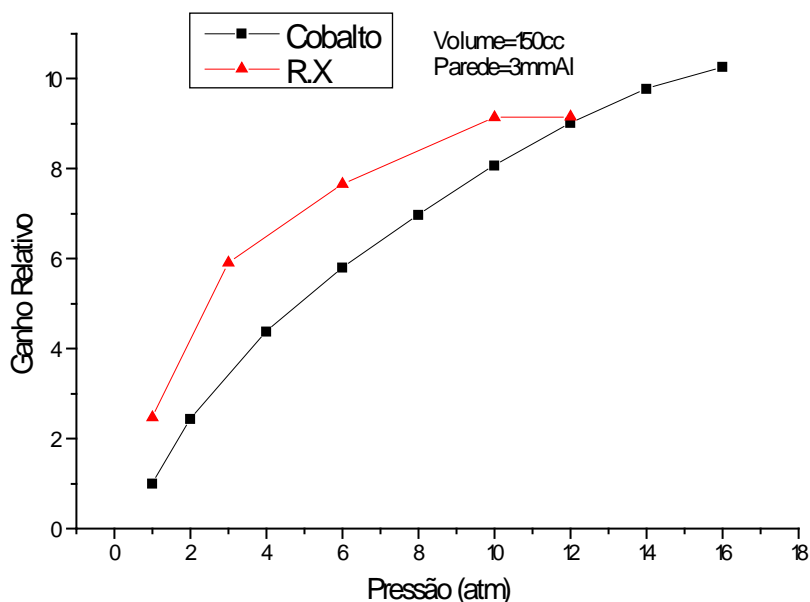
Surge, devido a estes fatos, um compromisso com a recombinação, pois quanto mais fina for a parede da câmara, maior será a pressão de trabalho e conseqüentemente a recombinação.

Um procedimento para controlar a pressão de trabalho sem comprometer as medidas em baixas energias e nem aumentar ainda mais o nível de recombinação, deve ser desenvolvido, de maneira que se possa trabalhar com pressões menores e pouca atenuação na parede.

#### 4.3.4 VOLUME DA CÂMARA

Câmaras de 23 cm<sup>3</sup> a 2500 kPa são equivalentes a câmaras de 300 cm<sup>3</sup> à pressão ambiente. Uma câmara de 300 cm<sup>3</sup> pode ser equivalente a uma câmara de 2 a 3 litros e operar em pressões menores que 1000 kPa. Estas câmaras podem ser muito sensíveis, a ponto de permitir medidas da radiação de fundo.

Para caracterizar o funcionamento de câmaras maiores, foi utilizada uma câmara de 150 cm<sup>3</sup> feita de alumínio. Foi verificado que quanto maior for a câmara, menor será a pressão adequada em termos de dependência energética. Isto facilita a construção das câmaras, pois pressões menores são mais fáceis de serem mantidas. Desta forma, deve-se buscar um equilíbrio entre portabilidade e sensibilidade. A *Figura 4-19* mostra este resultado para a câmara de 150 cm<sup>3</sup>.



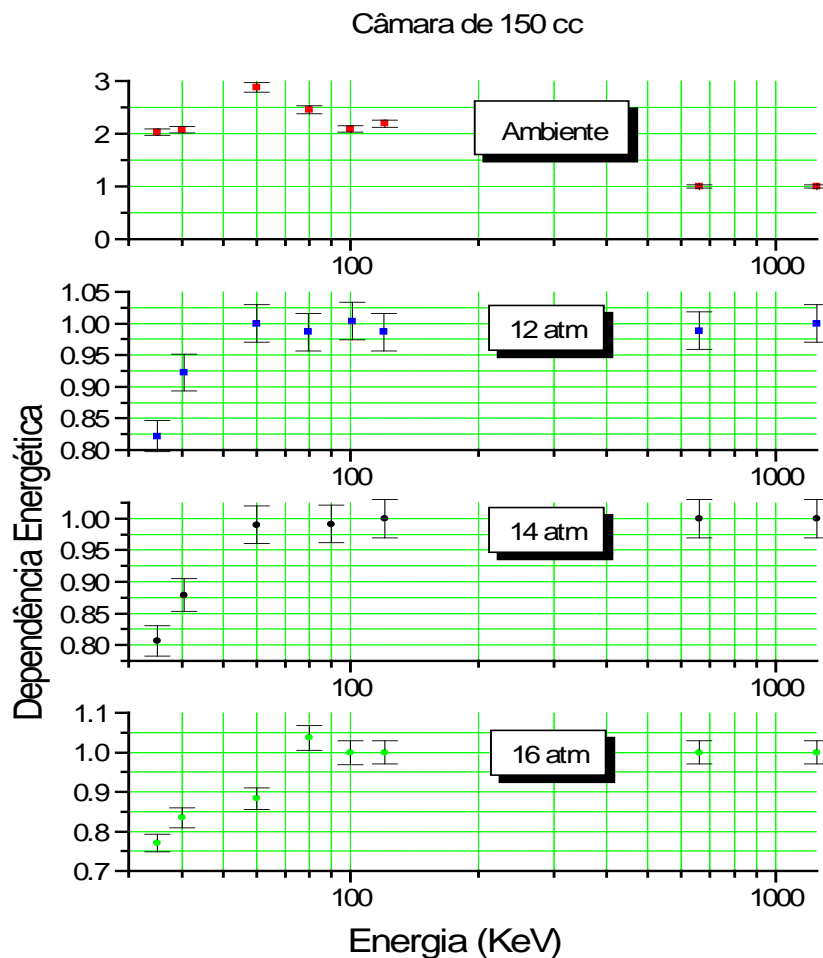
***Figura 4-19: Curvas de pressão para uma câmara de 150 cm<sup>3</sup> irradiada no cobalto e na fonte de raios-X de energia efetiva igual a 100 keV.***

***Com este volume, é possível utilizar pressões de trabalho menores. Isto facilita a construção das câmaras, pois pressões menores são mais fáceis de serem mantidas.***

A câmara de 150 cm<sup>3</sup> apresenta uma dependência energética muito pequena na pressão de 1200 kPa.

Com o aumento da pressão, câmaras maiores têm menor contribuição de parede, pois além do ar ser mais denso nas pressões maiores, eles tem que atravessar um caminho maior para serem coletados.

Os elétrons de menor energia, provenientes da parede e do gás, têm maior probabilidade de se recombinarem. Aparentemente, a câmara de 150 cm<sup>3</sup> tem propriedades similares às da câmara de 23 cm<sup>3</sup>, guardadas as relações. A *Figura 4-20* mostra as curvas de dependência energética para a câmara de 150 cm<sup>3</sup>.



**Figura 4-20:** Curvas de dependência energética para a câmara de 150 cm<sup>3</sup> polarizada com 300 V.

*A pressão de trabalho encontrada para esta configuração foi de 1200 kPa. O aumento na distância entre os eletrodos provoca uma diminuição na pressão de trabalho.*

Na pressão de 1200 kPa, a câmara de 150 cm<sup>3</sup> apresentou pouca dependência energética, com exceção das energias menores. Continua sendo válida a idéia de diminuir a espessura da parede para melhorar a resposta da câmara nas baixas energias, ou até mesmo utilizar outros materiais na confecção da parede.

#### 4.3.5 MEDIDA DE RADIAÇÃO ESPALHADA

A câmara de 23 cm<sup>3</sup> com ar comprimido a 2500 kPa e polarizada com 300 V foi calibrada na fonte de cobalto e utilizada em medidas de exposição, devido à radiação espalhada em um fantoma de água.

As medidas foram feitas a um metro do fantoma irradiado com um feixe de raios-X de 100 kVp filtrado com 2 mmAl. Nesta situação, foram feitas medidas sem barreira e com uma barreira de 1 mmPb. Paralelamente foram feitas medidas com duas câmaras Keithley, uma de 15 cm<sup>3</sup> e outra de 150 cm<sup>3</sup>. Os resultados obtidos estão mostrados na **Tabela 4-3** abaixo:

	Câmara Keithley 15 cm <sup>3</sup>	Câmara Keithley 150 cm <sup>3</sup>	Câmara de 23 cm <sup>3</sup> - 2500 kPa
Sem Barreira	6,4x10 <sup>-7</sup> C/kg.s	6,5x10 <sup>-7</sup> C/kg.s	6,3x10 <sup>-7</sup> C/kg.s
Com Barreira	1,4x10 <sup>-7</sup> C/kg.s	1,4x10 <sup>-7</sup> C/kg.s	1,3x10 <sup>-7</sup> C/kg.s

**Tabela 4-3: Intercomparação entre duas câmaras Keithley e a câmara de alumínio com ar comprimido.**

**A qualidade do feixe espalhado, pode mudar significativamente após uma filtragem de 1 mmPb, entretanto os valores de taxa de exposição encontrados com a câmara com ar comprimido estão compatíveis dentro de um erro aceitável.**

Foi observado que as câmaras feitas com paredes de alumínio são pouco sensíveis aos fótons de menor energia espalhados em barreiras próximas. Isto se deve, provavelmente, à dificuldade que encontram em encontrar em atravessar a parede de 2 mmAl.

Câmaras com ar comprimido e paredes feitas de alumínio se mostraram adequadas para medir baixas intensidades de radiação e diferentes qualidades de feixes, podendo ser utilizadas na avaliação de feixes atrás de barreiras e espalhados.

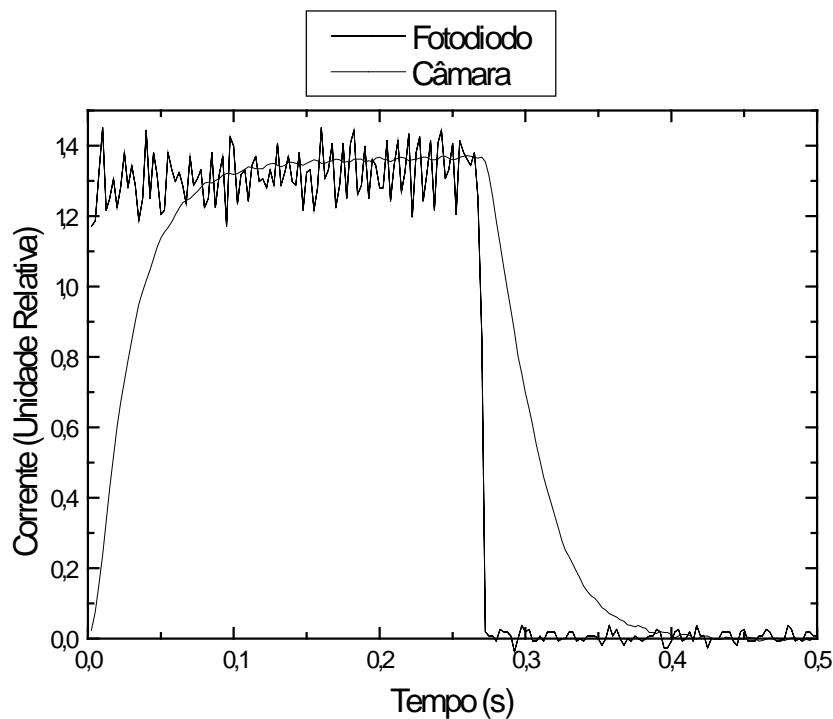
#### 4.4 TEMPO DE RESPOSTA

##### 4.4.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

O tempo de estabilização da leitura da corrente de uma câmara de ionização é de fundamental importância no seu manuseio. A falta de observação deste detalhe pode levar a erros grosseiros de medida.

A mudança na escala utilizada no eletrômetro provoca sensíveis diferenças nos tempos de resposta do sistema, e sua contribuição é mais significativa que todas as outras contribuições juntas. Em geral, correntes maiores estão associadas a uma eletrônica mais rápida.

O sistema pode ser muito rápido em situações onde a intensidade do sinal tem magnitude apreciável. A *Figura 4-21* compara uma câmara de ionização com ar comprimido a 2500 kPa com um fotodiodo de silício, dispositivo considerado bastante rápido, que permite avaliar variações de intensidade de feixes de raios-X.



**Figura 4-21: Comparação entre os tempos de resposta de uma câmara de ionização e um fotodiodo de silício.**

**O gráfico de Corrente x Tempo mostrado acima foi feito para uma câmara de ionização de 23 cm<sup>3</sup> a 2500 kPa, funcionando em uma escala pouco sensível do eletrômetro utilizado. Nesta situação, considerada rápida, o sistema estabilizou em 150 ms aproximadamente.**

Nas escalas mais sensíveis, por outro lado, o tempo de resposta pode chegar a alguns segundos, o que pode inviabilizar a medida em algumas situações específicas.

Buscamos incrementar a pressão de maneira que a medida de baixas taxas de exposição pudesse ser feita com menor amplificação e portanto em tempos menores.

#### 4.4.2 A ESCALA DO ELETRÔMETRO E A CORRENTE DE IONIZAÇÃO

Uma das maneiras de caracterizar o comportamento temporal do sistema é monitorar a constante RC associada.

A instrumentação utilizada não permitiu avaliar, com precisão, se existe dependência do tempo de resposta com a corrente de ionização, mas mostrou que a ordem de grandeza deste tempo é muitas vezes menor que o tempo devido à constante RC associada ao circuito amplificador. Este resultado pode ser visto na **Tabela 4-4**, onde a medida flutua, pois a intensidade do sinal é pequena para as correntes menores.

Corrente na Câmara	25 pA	80 pA	160 pA	300 pA
Tempo	0,18 s	0,19 s	0,2 s	0,19 s

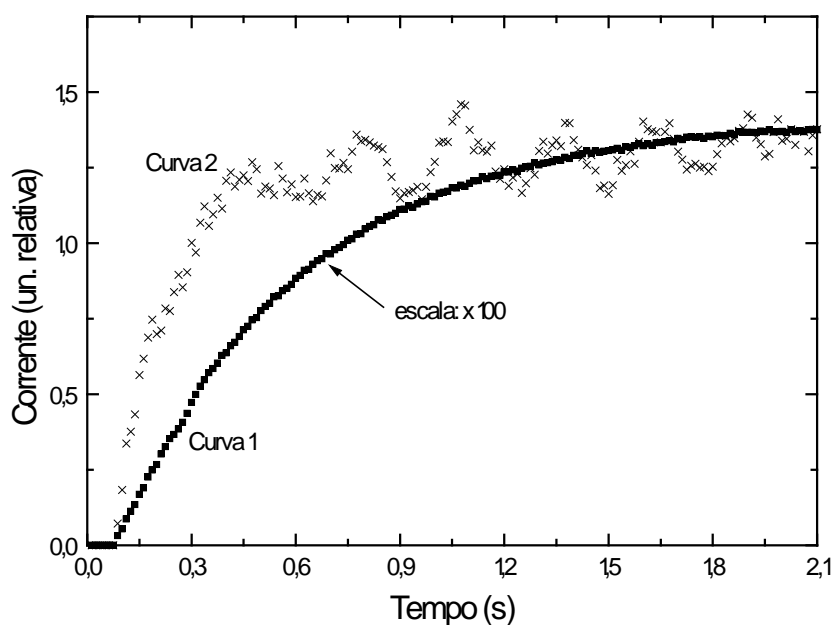
**Tabela 4-4: Constante RC associada ao tempo de resposta da câmara.**

**Não foi possível estabelecer a contribuição da corrente no tempo de resposta da câmara. Mas podemos ver que esta contribuição é pequena quando comparada com a contribuição relativa à eletrônica.**

As medidas da **Tabela 4-4** indicam que a dependência do tempo de resposta com a corrente de ionização, se existir, deve ser menor que a contribuição associada à eletrônica. Estes tempos de resposta são muito pequenos quando comparados com o tempo de resposta

da eletrônica, e por isto são muito difíceis de serem medidos com instrumentação não específica.

O nível da corrente em si parece não modificar o tempo de resposta significativamente em relação ao tempo gasto na amplificação, mas é imediato que câmaras maiores ou com gás comprimido, capazes de fornecer correntes de ionização maiores, serão adequadas em termos de tempo de estabilização, pois quanto menor for a amplificação, mais rápido será o sistema. A constante RC associada, geralmente, aumenta com o ganho do amplificador. A *Figura 4-22* a seguir mostra o mesmo sinal em duas escalas diferentes.



**Figura 4-22: Tempos de resposta em duas escalas diferentes.**

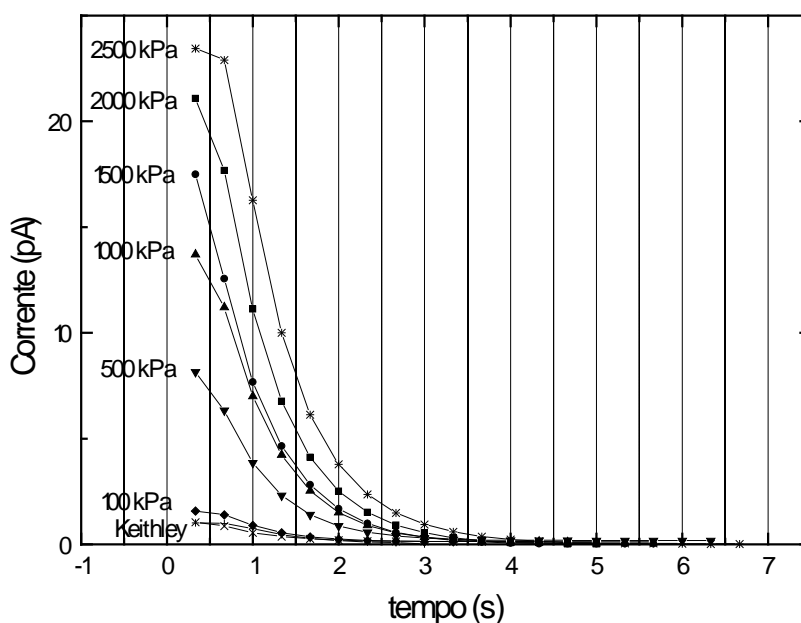
*A diferença no tempo de resposta é evidente quando a escala muda. A curva 1 foi feita em uma escala 100 vezes mais sensível que a curva 2. A constante RC associada à curva 1 vale 0,565 s e a associada à curva 2 vale 0,196 s, correspondendo a um tempo de resposta 2,9 vezes menor que o da curva 1.*

Considerando os fatos expostos acima, sempre será possível obter um circuito mais rápido se o sinal proveniente do detetor for mais intenso.

#### 4.4.3 DEPENDÊNCIA COM A PRESSÃO

Sabe-se que a velocidade de coleção dos elétrons e íons diminui com a pressão e isto poderia prejudicar o funcionamento do sistema.

Foi verificado que o aumento da pressão contribui pouco na variação do tempo de resposta do sistema. Esta contribuição é pequena, quando comparada com o tempo associado com a eletrônica envolvida na amplificação do sinal. A *Figura 4-23* abaixo mostra o comportamento do tempo de resposta nas escalas mais sensíveis do eletrômetro utilizado. Por facilidade, foram analisadas as partes descendentes das curvas de tempo de resposta.



*Figura 4-23: As curvas de corrente x Tempo em algumas pressões. Percebe-se que é possível obter um razoável ganho em intensidade sem afetar significativamente o tempo de resposta. O resultado da análise feita neste gráfico é mostrado na Tabela 4-5.*

Extraindo as constantes RC das curvas da *Figura 4-23*, é possível compará-las.

A *Tabela 4-5* abaixo mostra estes valores.

	2500 kPa	2000 kPa	1500 kPa	1000 kPa	500 kPa	100 kPa	Keithley
RC	0.67 s	0.67 s	0.67 s	0.67 s	0.61 s	0.58 s	0.60 s
Escala	00.00 pA	00.00 pA	0.000 pA	0.000 pA	0.000 pA	0.000 pA	0.000 pA

**Tabela 4-5: Constantes RC em função da pressão.**

**A diferença de 89 ms nas constantes RC devido à variação de 1500 kPa na pressão mostra que o tempo de resposta aumenta com a pressão dentro de uma mesma escala**

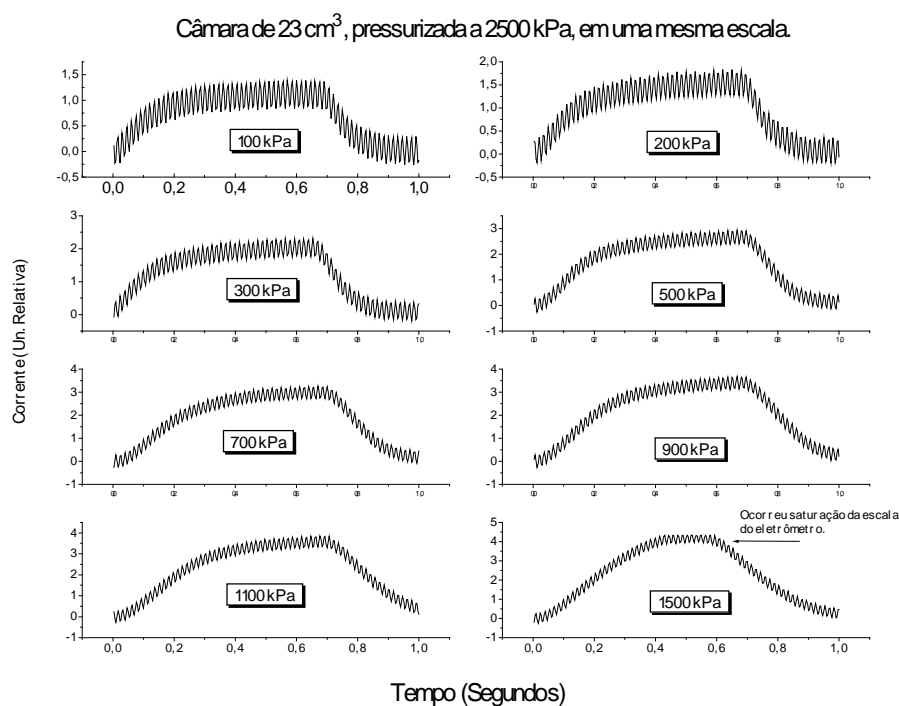
Medidas feitas com taxas de exposição mais altas revelaram valores bem pequenos para o tempo de resposta do sistema. A **Tabela 4-6** mostra os tempos em função da pressão, onde pode ser visto que ao variar a pressão de 1500 kPa, o tempo de resposta varia de aproximadamente 80 ms.

Pressões	100	200	300	500	700	900	1100	1500
	kPa	kPa	kPa	kPa	kPa	kPa	kPa	kPa
RC	0.067 s	0.067 s	0.067 s	0.088 s	0.108 s	0.125 s	0.148 s	0.153 s

**Tabela 4-6: Constantes RC extraídas das curvas da Figura 4-24.**

**As medidas foram feitas em uma mesma escala, de maneira que a variação com a pressão foi devida somente à mudança na pressão.**

Estes valores de constante RC foram extraídos da **Figura 4-24** abaixo.



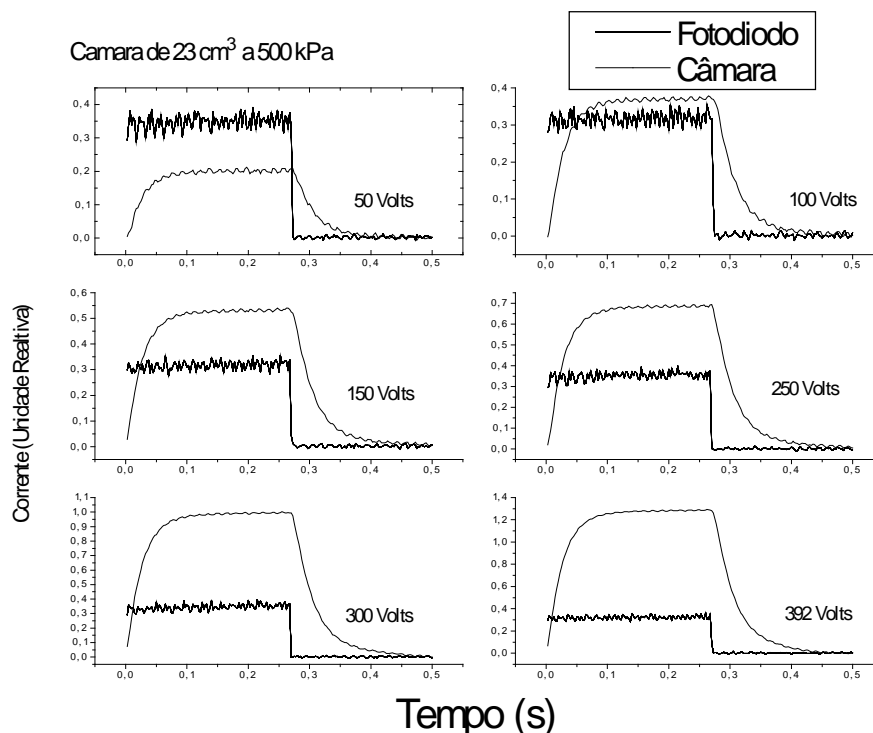
**Figura 4-24: Curvas de intensidade de corrente por tempo, para várias pressões em uma escala pouco sensível do eletrômetro utilizado.**

À medida que a pressão aumenta, o tempo de resposta também aumenta. Para uma variação de 1500 kPa na pressão, o tempo variou de aproximadamente 85 ms.

Na situação da *Figura 4-24*, ainda existe uma contribuição significativa no tempo de resposta devido à amplificação, mas podemos afirmar que a contribuição devido ao aumento na pressão do gás é de algumas dezenas de milissegundos, valor compatível com resultados da literatura.

#### 4.4.4 DEPENDÊNCIA COM O POTENCIAL DE POLARIZAÇÃO

É de se esperar que a velocidade de deslocamento (*drift velocity*) (veja a Equação 7-12) dos portadores de carga dependa do potencial aplicado, de maneira que quanto maior ele o for, mais rápido as cargas serão coletadas. A *Figura 4-25* mostra o comportamento do sinal à medida que o potencial de polarização é aumentado.



**Figura 4-25: Tempo de resposta em função do potencial.**

O gráfico acima mostra o comportamento do sinal à medida que o potencial de polarização é aumentado. As constantes RC extraídas destas curvas são mostradas na

**Tabela 4-7**, a seguir. Não foi possível verificar a dependência do tempo de resposta com o potencial de polarização nesta medidas, mas nosso objetivo foi atingido, pois foi possível mostrar que estes tempos têm ordem de grandeza muito menores que os tempos associados com a eletrônica.

Tensão	50 V	100 V	150 V	250 V	300 V	392 V
RC	26 ms	26 ms	25 ms	25 ms	25 ms	25 ms

**Tabela 4-7: Constantes RC obtidas a partir das curvas da Figura 4-25.**

**Ao variar o potencial de polarização de 50 para 392 V, a constante RC flutua de 1 ms, o que indica que a dependência com o potencial deve ser muito pequena em comparação com os tempos da eletrônica.**

## 5. CONCLUSÃO E FUTUROS TRABALHOS

As câmaras de ionização com ar comprimido, feitas com paredes de alumínio, se mostraram potencialmente úteis em medidas onde a intensidade de radiação é muito baixa, normalmente encontradas em levantamentos radiométricos.

O alumínio foi adotado na construção das câmaras, devido à facilidades de construção e baixo custo. Esta decisão, entretanto, produziu algumas deficiências no que diz respeito a medidas de radiação de baixa energia, devido à forte atenuação para estes feixes.

O efeito de atenuação na parede pode ser contornado através do estudo de outros materiais na sua confecção.

Um material que pretendemos testar de imediato é o plástico reforçado com fibra de carbono, que fornece a resistência mecânica desejada, sem apresentar forte atenuação.

Embora materiais equivalentes ao ar possam vir a ser eficientes na construção de paredes de câmaras de ionização com ar comprimido, acreditamos ser imprescindível a utilização de uma película de alumínio no interior da câmara, de maneira a compensar a recombinação inerente ao uso de altas pressões (acima de ~ 600 kPa). De outra forma, seria necessário trabalhar com pressões menores ( até ~ 600 kPa), nas quais a recombinação inerente possa ser desprezada para efeitos de calibração da câmara, dentro de sua faixa de utilização.

Na utilização do ar comprimido, existe a necessidade de trabalhar com potenciais de polarização altos (acima de 300 V) para diminuir a recombinação, a menos que o uso da câmara seja restrito a medidas de taxas de exposição muito baixas, ou que se faça algum tipo de correção para a recombinação.

Utilizando uma tabela de correção para a taxa de exposição, foi possível medir taxas mais elevadas. Esta tarefa pode ser realizada facilmente utilizando um sistema micro-controlado, capaz de fazer as correções dinamicamente, desde que se disponha de rapidez de resposta da eletrônica associada.

A recombinação inerente ao uso do ar comprimido na câmara de 23 cm<sup>3</sup> com pressão de 2500 kPa, independe da taxa de exposição, e sendo assim, não precisa ser compensada.

Os elétrons ejetados da parede compensam a fração de recombinação que depende da energia.

O próximo passo em nosso estudo é utilizar a experiência adquirida para operacionalizar uma câmara de ionização com ar comprimido de 300 cm<sup>3</sup>, bem como a eletrônica necessária.

Esta câmara poderá ser equivalente a uma câmara de 2 ou 3 litros, e terá condições de quantificar radiação ambiental e ser utilizada em medidas de radiação de fuga e teste de barreiras, onde a baixa intensidade do feixe requer alta sensibilidade do detetor.

Temos interesse também no desenvolvimento de mini-câmaras de ionização para serem utilizadas em sistemas de imagens.

## 6. APÊNDICE I: CONDUTIVIDADE EM GASES

Resolver o sistema constituído por uma câmara de ionização completa e exatamente significa encontrar a solução para a equação de transporte de Boltzman, ou seja, encontrar a distribuição de velocidades de todos os íons no corpo do gás e a partir daí estimar os valores das variáveis macroscópicas de interesse.

A teoria cinética oferece o ferramental necessário para atacar o problema<sup>15</sup>.

Os movimentos dos elétrons e íons devem ser estudados individualmente, e a avaliação das colisões entre si deve ser feita através da equação de transporte de Boltzman. Essa formulação, apesar de ser muito rigorosa, tem sua solução exata inviabilizada, mas é lícito desprezar alguns de seus termos, como por exemplo o termo que representa a recombinação, para encontrar uma estimativa da lei de condutividade elétrica em gases.

Os fenômenos de transporte de íons e recombinação são em geral muito complexos para permitir um tratamento teórico exato dentro do paradigma da mecânica estatística.

Suponhamos que um certo número  $N_0$  de moléculas de um gás sejam ionizadas, com  $N_0$  muito menor que o número  $N$  de moléculas do gás, inicialmente neutras e em equilíbrio térmico a uma temperatura  $T$ . No instante inicial, um campo elétrico  $\vec{E}$  é aplicado no sentido crescente do eixo  $\mathbf{OX}$ .

Esses íons, sujeitos ao movimento termal randômico entre as colisões vão migrar difusamente no sentido crescente de  $\mathbf{OX}$ .

Essa não é uma situação de equilíbrio, pois os íons com velocidade de escoamento diferente de zero provocarão variação na temperatura.

Se  $N \gg N_0$  e o campo elétrico  $\vec{E}$  não for muito intenso, a variação da temperatura do sistema gasoso será pequena permitindo que se assuma uma condição de quase equilíbrio.

Por simplicidade, rederivamos a equação de Boltzman do apêndice I para a forma mostrada na Equação 6-1.

Equação 6-1: Equação de Boltzman simplificada.

$$\begin{aligned} \mathbf{f} + t_c \cdot \left( \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} \right) &\cong f_0 - t_c \left[ \left( \frac{\mathbf{p}}{\mathbf{m}} \right) \cdot \vec{\nabla}_r f_0 - \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla}_p f_0 \right] \\ &\cong f_0 - t_c \left[ \left( \frac{\mathbf{p}}{\mathbf{m}} \right) \cdot \vec{\nabla}_r f_0 + \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_p f_0 \right] \end{aligned}$$

$t_c$  é o tempo médio de livre percurso ou período médio entre colisões,  $f_0$  é a distribuição de Maxwell das moléculas neutras,  $\phi$  é a energia potencial,  $\vec{\nabla}_r$  é o gradiente no ponto  $\mathbf{r}$  do espaço,  $\vec{\nabla}_p$  é o gradiente no ponto  $\mathbf{p}$  do *espaço* de momentos e  $\vec{F}$  é o campo de forças ao qual as partículas carregadas estão sujeitas.

Considerando a situação de quase equilíbrio, pode-se desprezar o termo  $\frac{\partial f}{\partial t}$  na Equação 6-1, e rescrevê-la na forma mostrada na Equação 6-2 abaixo:

Equação 6-2: Aproximação da Equação de Boltzman no “quase” equilíbrio térmico.

$$f \approx f_0 - t_c \cdot \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_p f_0 = f_0 - e \cdot t_c \cdot \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial p_x} \approx f_0 \cdot \left[ 1 + e \cdot t_c \left( \frac{\vec{E} \cdot \mathbf{p}_x}{m \cdot K \cdot T} \right) \right]$$

$f_0$  é a distribuição de Maxwell das moléculas neutras do gás, ou seja,

Equação 6-3: Distribuição de Maxwell das moléculas neutras.

$$f_0 = \left( \frac{1}{2 \cdot K \cdot T \cdot \pi \cdot m} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left( \frac{-p_x^2 - p_y^2 - p_z^2}{2mKT} \right)$$

A função  $f$  será uma boa aproximação para a correta distribuição de momentos se o termo  $e \cdot t_c \left( \frac{\vec{E} \cdot \mathbf{p}_x}{m \cdot K \cdot T} \right) \ll 1$  sobre toda a faixa de valores de  $p_x$   $f_0$  tenha um valor apreciável.

A velocidade de deslocamento da rede de íons na direção de  $\mathbf{x}$  pode ser escrita da maneira abaixo:

Equação 6-4: Velocidade de deslocamento da rede de íons na direção  $x$ .

$$\begin{aligned} \bar{v}_x &= \iiint_{-\infty, a, +\infty} \left( \frac{\bar{p}_x}{m} \right) \cdot f \cdot d\bar{v}_p \approx \iiint_{-\infty, a, +\infty} \left( \frac{\bar{p}_x}{m} + \frac{2 \cdot e \cdot t_c \cdot \vec{E}}{mKT} \cdot \frac{\bar{p}_x^2}{2m} \right) \cdot f_0(\mathbf{p}) \cdot d\bar{v}_p \\ &\approx \frac{e \cdot t_c \cdot \vec{E}}{m} \approx \lambda \cdot e \cdot \vec{E} \cdot \left( \frac{2}{\pi mKT} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{\lambda e \vec{E}}{m} < v > = k \vec{E} \end{aligned}$$

Pois assume-se que  $t_c = \langle m\lambda/p \rangle$ , sendo  $\lambda$  o livre percurso médio das moléculas.  $k$  é a mobilidade iônica e pode ser escrita como  $k = et_c/m = \lambda e / \langle v \rangle$ .

O vetor densidade de corrente pode ser então escrito da seguinte forma:

Equação 6-5: Lei de Ohm para os condutores gasosos.

$$\vec{j} = \left( \frac{N_0 \cdot e \cdot \vec{v}}{V} \right) \approx \frac{(N_0 \cdot \lambda \cdot e^2)}{V} \cdot \left( \frac{2}{\pi m K T} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \vec{E}$$

Esta é a lei de Ohm para condutores gasosos. A condutividade do meio gasoso é dada por:

Equação 6-6: Condutividade do meio gasoso.

$$\Omega = \frac{N_0 \cdot e \cdot k}{V} = \frac{N_0 \cdot e^2 \cdot t_c}{m \cdot V}$$

O número máximo de portadores de carga que um gás pode fornecer por interação com um dado feixe de radiação é limitado.

Quando os  $N_0$  portadores de carga são coletados, a condutividade do gás se anula.

O período médio de livre percurso  $t_c$  indica a dependência da condutividade com a densidade e conseqüentemente com a pressão do gás.

A dependência da condutividade com inverso da massa dos portadores de carga mostra que a corrente de ionização é predominantemente composta por elétrons, pois, tendo massa muito menor que a dos íons, percebem uma condutividade muito maior que a daqueles.

## 7. APÊNDICE II: DIFUSÃO IÔNICA

O movimento de elétrons e íons no corpo do gás pode ser determinado pela ação do campo elétrico e pelas colisões com moléculas do gás<sup>16</sup>. Na presença de um campo elétrico uniforme, a difusão pode ser expressa da seguinte forma:

Equação 7-1: Equação de difusão.

$$\vec{j} = -D\vec{\nabla}n$$

onde  $n$  é a densidade de partículas em questão (elétrons ou íons positivos),  $D$  é o coeficiente de difusão e  $\vec{j}$  é o vetor densidade de corrente elétrica.

Assumimos que o campo elétrico é uniforme, e que a energia de agitação das moléculas e o coeficiente de difusão são constantes no espaço. (ausência de gradientes de temperatura e uniformidade do meio gasoso).

A equação para a variação espaço-temporal da densidade de íons pode ser obtida a partir do balanço de momentos das partículas carregadas em um elemento de volume infinitesimal do gás ionizado.

O momento total das partículas carregadas no elemento de volume considerado é modificado pela ação do campo elétrico aplicado, pelos choques entre partículas carregadas e moléculas neutras do gás e por troca de partículas carregadas com elementos de volume vizinhos.

A razão de troca de momento por unidade de volume devido ao campo elétrico é dada por  $n \cdot e \vec{E}$ .

Para calcular a razão de troca de momento com elementos de volume vizinhos, consideramos um elemento de superfície  $ds$  no gás ionizado e um vetor unitário  $\mathbf{a}$  perpendicular a  $ds$ .

Considerando o valor absoluto do vetor densidade de corrente  $\mathbf{j}$  pequeno em comparação com  $n \cdot u$  e que todas as partículas carregadas têm velocidade de agitação  $\mathbf{u}$ , o

número de partículas que atravessam  $ds$  por segundo movendo-se com ângulos entre  $\theta$  e  $\theta+d\theta$  com relação a  $\mathbf{a}$  é mostrado na Equação 7-2 abaixo:

Equação 7-2: Número diferencial de partículas.

$$\frac{1}{2}n.u.\cos\theta.\sen\theta.ds.d\theta$$

O momento total carregado pelas partículas na direção de  $\mathbf{a}$  é mostrado na Equação 7-3.

Equação 7-3: Momento diferencial.

$$\left(\frac{1}{2}n.u.\cos\theta.\sen\theta.ds.d\theta\right).m.u.\cos\theta$$

Integrando em  $\theta$  de 0 a  $\pi$  obtemos a expressão para o incremento do momento por unidade de tempo, no lado de  $ds$  que o vetor  $\mathbf{a}$  aponta, que é mostrado na Equação 7-4 a seguir:

Equação 7-4: Incremento diferencial do momento por unidade de tempo.

$$\frac{1}{3}n.m|u|^2.\vec{a}.ds$$

Sendo assim, a razão de incremento de momento no volume  $\mathbf{A}$  contornado pela superfície fechada  $\mathbf{S}$  é dada pela Equação 7-5.

Equação 7-5: Razão de incremento de momento em um dado volume  $V$  contornado por uma superfície  $S$ .

$$-\int_S \frac{1}{3} \cdot n.m.u^2 \cdot \vec{a} \cdot ds = -\int_A \frac{1}{3} \cdot m.u^2 \cdot \vec{\nabla}n \cdot dA$$

Da Equação 7-5 segue que a razão de troca de momento por unidade de volume é:

Equação 7-6: Razão de troca de momento por unidade de volume.

$$\frac{1}{3}m.u^2 \cdot \vec{\nabla}n$$

A Equação 7-6 é válida mesmo se todas as partículas não tiverem a mesma velocidade de agitação. Nesse caso consideramos  $\mathbf{u}$  como sendo a velocidade quadrática média das moléculas do gás.

O princípio da conservação de momento é então expresso na Equação 7-7.

Equação 7-7: Conservação do momento.

$$n.e.\vec{E} - \frac{1}{3}m.u^2 \cdot \vec{\nabla}n - \vec{M} = \frac{d(m.\vec{J})}{dt}$$

A quantidade no membro direito da equação acima representa a razão de troca de momento da rede de partículas carregadas contidas em um elemento de volume unitário. Essa quantidade depende do coeficiente de difusão  $\mathbf{D}$ .

Em muitos casos práticos,  $\mathbf{D}$  é pequeno, de maneira que a derivada no segundo membro da Equação 7-7 pode ser desprezada pois seu valor é desprezível quando comparado com os valores dos termos do lado esquerdo da equação, em outras palavras, a velocidade de transporte dos íons  $\mathbf{J/n}$  é desprezível em comparação com a velocidade de agitação  $\mathbf{u}$  das moléculas do gás. Dessa forma a Equação 7-7 pode ser reescrita como segue:

Equação 7-8: Equação do momento.

$$n.e.\vec{E} - \frac{1}{3}m.u^2 \cdot \vec{\nabla}n = \vec{M}$$

Para determinar o momento, deve-se notar que  $\vec{M}$ , por natureza, deve ser definido em termos do vetor densidade de corrente  $\vec{J}$ , independentemente de  $\vec{J}$  ser definido através do gradiente da densidade ou através do campo elétrico.

A forma dessa função pode agora ser determinada através da Equação 7-1 e da Equação 7-8, fazendo  $E=0$ . Dessa forma, o momento pode ser escrito como na Equação 7-9.

Equação 7-9: Momento quando o campo elétrico é pequeno.

$$\vec{M} = \frac{1}{3} m \cdot u^2 \cdot \vec{J}$$

Com a Equação 7-8 e a Equação 7-9, chegamos à Equação 7-10 abaixo:

Equação 7-10: Vetor densidade de corrente

$$\vec{J} = -D \cdot \vec{\nabla} n + \frac{3D}{m \cdot u^2} \cdot n \cdot e \cdot \vec{E}$$

O escoamento produzido pelo campo elétrico é bem descrito pela velocidade de escoamento  $\vec{w}$  (*drift velocity*)\* , que é definida como sendo a velocidade do centro de gravidade das partículas carregadas no campo elétrico uniforme.

De acordo com essa definição de  $\vec{w}$  , podemos escrever a equação seguinte Equação 7-11.

Equação 7-11: Velocidade de escoamento devido a um campo elétrico uniforme

$$\vec{w} = \frac{\int \vec{j} \cdot d\mathbf{a}}{\int n \cdot d\mathbf{a}}$$

Na Equação 7-11 as integrações são feitas sobre o volume que contém todas as partículas consideradas.

---

\*  $\vec{w}$  pode também ser definida como a média dos módulos das velocidades de todas as partículas carregadas, em oposição à definição de velocidade de transporte  $\mathbf{J}/n$  , que representa a velocidade média das partículas contidas em um elemento de volume em um dado ponto do gás.

Sendo  $\mathbf{n}$  igual a zero sobre a superfície de contorno desse volume, na integral  $\int_A \vec{\nabla} n \cdot d\mathbf{a} = 0$ , obtemos a expressão para a velocidade de escoamento que é mostrada na

Equação 7-12.

Equação 7-12: Solução da Equação 7-11.

$$\vec{w} = \frac{3D}{mu^2} e\vec{E}$$

Esse resultado também pode ser obtido a partir da igualdade mostrada na Equação 7-13.

Equação 7-13: Conservação da energia.

$$\varepsilon \left( \frac{3kT}{2} \right) = \frac{mu^2}{2}$$

Com o resultado da Equação 7-12, podemos rescrever a Equação 7-10 na seguinte forma:

Equação 7-14: Vetor densidade de corrente.

$$\vec{j} = -D\vec{\nabla}n + n\vec{w}$$

Consideremos uma região do gás onde não sejam formados íons ou elétrons, não haja captura de elétrons por moléculas neutras e não haja recombinação. Nessa região, nessas condições, o número de partículas de cada tipo é conservado. Sendo assim, podemos escrever a equação abaixo:

Equação 7-15: Conservação de massa.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{j}$$

A Equação 7-15 combinada com a Equação 7-14 permite escrever a Equação 7-16.

Equação 7-16: Combinação da Equação 7-14 com a Equação 7-15.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla^2 n - \nabla(n\vec{w})$$

Essa equação será aplicada ao problema da determinação do movimento de um certo número  $N$  de partículas contidas em um volume muito pequeno no instante  $t=0$ . Matematicamente isso significa resolver a Equação 7-16, com a condição de que no instante  $t=0$  a solução seja uma função delta.(empacotamento das partículas em um volume infinitesimal)

Escrevendo a Equação 7-16 em coordenadas cartesianas com o eixo  $OZ$  na direção de  $w$  e introduzindo uma nova variável adimensional temos a seguinte equação:

Equação 7-17: Equação ordinária de difusão sem levar em consideração as correntes de convecção.

$$Z' = Z - wt$$

A Equação 7-17 é a equação ordinária de difusão sem levar em consideração as correntes de convecção. A solução dessa equação para a condição de contorno indicada é bem conhecida<sup>17</sup>.

Expresso em termos das variáveis originais a solução da equação ordinária de difusão pode ser escrita na forma mostrada na Equação 7-18.

Equação 7-18: Solução da Equação 7-17.

$$n(x, y, z, t) = \frac{N}{[\ell(t) \cdot \sqrt{2\pi}]^3} \cdot \exp\left(-\frac{[x^2 + y^2 + (z - wt)^2]}{2 \cdot \ell^2(t)}\right)$$

Na Equação 7-18,  $N$  é o número total de partículas e o comprimento  $\ell$  cresce com a raiz quadrada do tempo.

Equação 7-19: Termo com dimensão de distância.

$$\ell^2(t) = 2Dt$$

Fisicamente, a Equação 7-18 indica que as partículas originalmente contidas em um volume infinitesimal na origem do sistema de coordenadas, escoam com velocidade média  $w$  na direção positiva do eixo  $OZ$ , e ao mesmo tempo espalham-se formando uma nuvem que aumenta difusamente à medida que o tempo passa.

O comprimento  $\ell$  na Equação 7-19 representa a raiz quadrática média das distâncias das partículas a um plano que passa pelo centro de gravidade da nuvem de íons no instante  $t$ . A Equação 7-19 mostra que  $\ell$  cresce com a raiz quadrada do tempo.

## 8. APÊNDICE III: AS EQUAÇÕES DE THOMSON & THOMSON

Thomson & Thomson<sup>18</sup> adaptaram as equações de Maxwell para as câmaras de ionização. Essas equações consistem na combinação do eletromagnetismo clássico com a teoria de escoamento de fluídos. Tal abordagem é sintetizada nas equações de Thompson & Thompson para câmaras de ionização, que são mostradas a seguir:

Equação 8-1: Relação entre o campo elétrico e a densidade de cargas espaciais.

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi e(N_1 - N_2)$$

Equação 8-2: Exprime o fato de que a variação temporal do campo magnético dentro do detector é nula.

$$\nabla \times \vec{E} = 0$$

Equação 8-3: Equação da continuidade.

$$\nabla \cdot \vec{J}_1 = \nabla \cdot \vec{J}_2 = Q - \alpha N_1 N_2$$

Equação 8-4: vetor densidade de corrente levando em consideração o escoamento devido ao campo elétrico e a difusão iônica

$$\vec{J}_{1,2} = eN_{1,2}k_{1,2}\vec{E} \pm D_{1,2}\vec{\nabla} N$$

onde:

$e$  = carga eletrônica.

$\vec{E}$  = vetor campo elétrico.

$N_{1,2}$  = densidades dos íons positivos e negativos.

$\vec{J}_{1,2}$  = densidades de corrente positiva e negativa.

$k_{1,2}$  = mobilidades dos íons positivos e negativos.

$D_{1,2}$  = coeficientes de difusão dos íons pos. e neg.

$\alpha$  = coeficiente de recombinação.

$Q$  = taxa de produção de íons.

O termo  $\alpha N_1 N_2$  representa a recombinação volumétrica.

A Equação **8-1** representa a relação entre o campo elétrico e a densidade de cargas espaciais, a Equação **8-2** exprime o fato de que a variação temporal do campo magnético dentro do detetor é nula, a Equação **8-3** é a equação da continuidade e por fim a Equação **8-4** permite calcular o vetor densidade de corrente levando em consideração o escoamento devido ao campo elétrico e a difusão iônica.

Uma das maneiras de trabalhar com essas equações é reduzi-las a uma forma adimensional para que possam ser resolvidas numericamente.

Muitos estudos baseados na solução computacional das equações diferenciais de Thomson e Thomson foram efetuados, dos quais podemos destacar os trabalhos de Sprinkle e Tate em 1965<sup>19</sup> sobre câmaras cilíndricas, os trabalhos de Rosen<sup>20</sup> e George com câmaras de placas paralelas e cilíndricas, negligenciando os efeitos da distribuição espacial de cargas e a difusão, complementados por F. Hajnal e J. Pane em 1978<sup>21</sup>, levando em consideração a difusão e o campo gerado pela distribuição espacial de cargas.

Em geral, esse método produz um bom ajuste da teoria com os dados experimentais e permite o cálculo aproximado da corrente de saturação ideal, distribuição espacial de cargas e o potencial de polarização apropriado.

## 9. LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 2-1: Ilustração de uma curva de ionização na região de recombinação.</i>	10
<i>Figura 2-2: Ilustração de curvas de ionização em diferentes taxas de exposição.</i>	11
<i>Figura 2-3: Ilustração da curva dos detetores gasosos.</i>	12
<i>Figura 2-4: Diagrama de forças em uma câmara cilíndrica.</i>	14
<i>Figura 2-5: Comparação entre as teorias de Bragg-Gray e Spencer com os resultados experimentais.<sup>13</sup></i>	30
<i>Figura 2-6: A maneira como Burlin esquematizou sua teoria<sup>13</sup>.</i>	31
<i>Figura 3-1: Fotografias de algumas das câmaras construídas e utilizadas na obtenção dos resultados deste trabalho.</i>	33
<i>Figura 3-2: Foto mostrando o acoplamento do tubo de ar comprimido com a câmara de ionização.</i>	34
<i>Figura 3-3: Foto mostrando as Câmaras Keithley utilizadas como referência na normalização das medidas. A câmara menor tem volume de 15 cm<sup>3</sup> e a maior, tem volume de 150 cm<sup>3</sup>.</i>	35
<i>Figura 3-4: Foto mostrando o cabeçote do aparelho gerador de raios-X (acima), o eletrômetro modelo 616 (esquerda) e o eletrômetro modelo 35617EBS (direita).</i>	37
<i>Figura 4-1: Ajuste dos dados experimentais na região de recombinação inicial para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente irradiada na fonte de céσιο.</i>	41
<i>Figura 4-2: Ajuste dos dados experimentais na região de recombinação geral para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente, irradiada na fonte de céσιο.</i>	42
<i>Figura 4-3: Ajuste levando em consideração as recombinações inicial e geral para a câmara C5 da Tabela 3-1, à pressão ambiente, irradiada na fonte de céσιο.</i>	43
<i>Figura 4-4: Predominância da recombinação inicial em câmaras com ar comprimido. Estas medidas foram feitas com a câmara C5 da Tabela 3-1, irradiada na fonte de céσιο.</i>	45
<i>Figura 4-5: Este gráfico mostra curvas de ionização para diversas pressões e volumes. Estas medidas foram feitas na fonte de céσιο utilizando as câmaras C5, C4, C3 e C2 listadas na Tabela 3-1.</i>	46
<i>Figura 4-6: Curvas de eficiência para as curvas de ionização da Figura 4-5.</i>	47
<i>Figura 4-7: Extrapolação das curvas de pressão medidas no céσιο com a câmara C5 listada na Tabela 3-1. Curvas de pressão em diversos potenciais de polarização.</i>	48

<i>Figura 4-8: Correção para recombinação em função da pressão. Estas medidas foram feitas na fonte de cézio, utilizando a câmara C5 listada na Tabela 3-1, exposta a uma taxa de <math>1,5 \times 10^{-6}</math> C/kg.s.</i>	49
<i>Figura 4-9: Para o potencial de 300 Volts, a câmara C5 da Tabela 3-1, pressurizada a 2500 kPa, a recombinação aumenta com a taxa de exposição. De baixo para cima, as taxas de exposição, corrigidas para a recombinação, são: <math>4,9 \times 10^{-8}</math> C/kg.s, <math>1,4 \times 10^{-7}</math> C/kg.s, <math>4,1 \times 10^{-7}</math> C/kg.s e <math>1,2 \times 10^{-6}</math> C/kg.s.</i>	51
<i>Figura 4-10: O fator de correção acima foi obtido interpolando as medidas da Figura 4-9 para o potencial de 300 V.</i>	52
<i>Figura 4-11: Fatores de recombinação dependentes e independentes da taxa de exposição. O fator de calibração da câmara (<math>2,3 \times 10^3 \text{ kg}^{-1}</math>) deve ser corrigido pelo fator de recombinação dependente da taxa de exposição mostrado neste gráfico.</i>	53
<i>Figura 4-12: Quando a câmara a 2500 kPa e 300 V é exposta a um feixe de raios-X de energia efetiva igual a 60 keV, apresenta 17 % mais recombinação do que quando exposta à fonte de Cobalto.</i>	54
<i>Figura 4-13 : Dependência energética de uma câmara de alumínio à pressão ambiente.</i>	55
<i>Figura 4-14: Curvas de pressão em diferentes energias para taxas de exposição em torno de <math>4,6 \times 10^{-8}</math> C/kg.s (Resposta da câmara C5 em relação à resposta da câmara Keithley modelo 96035)</i>	57
<i>Figura 4-15: Pressão de trabalho em duas taxas de exposição diferentes.</i>	58
<i>Figura 4-16: Curvas de dependência energética para a câmara de <math>23 \text{ cm}^3</math> polarizada com 300 V para algumas pressões.</i>	59
<i>Figura 4-17: Pressão de trabalho de uma câmara com parede de 4 mm de Alumínio.</i>	61
<i>Figura 4-18: As curvas de dependência energética para as câmaras com paredes de 2 e 4 mm de alumínio.</i>	62
<i>Figura 4-19: Curvas de pressão para uma câmara de <math>150 \text{ cm}^3</math> irradiada no cobalto e na fonte de raios-X de energia efetiva igual a 100 keV.</i>	63
<i>Figura 4-20: Curvas de dependência energética para a câmara de <math>150 \text{ cm}^3</math> polarizada com 300 V.</i>	64
<i>Figura 4-21: Comparação entre os tempos de resposta de uma câmara de ionização e um fotodiodo de silício.</i>	67
<i>Figura 4-22: Tempos de resposta em duas escalas diferentes.</i>	68
<i>Figura 4-23: As curvas de corrente x Tempo em algumas pressões. Percebe-se que é possível obter um razoável ganho em intensidade sem afetar significativamente o tempo de resposta. O resultado da análise feita neste gráfico é mostrado na Tabela 4-5.</i>	69

*Figura 4-24: Curvas de intensidade de corrente por tempo, para várias pressões em uma escala pouco sensível do eletrômetro utilizado.* ..... 70

*Figura 4-25: Tempo de resposta em função do potencial.* ..... 71

## 10. LISTA DE EQUAÇÕES

<i>Equação 2-1: Considerações geométricas sobre a densidade de cargas.</i>	14
<i>Equação 2-2: Considerações geométricas sobre a densidade de cargas.</i>	14
<i>Equação 2-3: Densidade de cargas em função da distância ao eletrodo central de uma câmara cilíndrica.</i>	14
<i>Equação 2-4: Densidade de cargas em função da distância ao eletrodo central de uma câmara cilíndrica.</i>	15
<i>Equação 2-5: Integral de recombinação em uma câmara cilíndrica.</i>	15
<i>Equação 2-6: Forma explícita da Equação 2-5.</i>	15
<i>Equação 2-7: Quantidade de cargas recombinadas por segundo por unidade de comprimento de um cilindro.</i>	15
<i>Equação 2-8: Consideração geométrica para a formação de cargas.</i>	15
<i>Equação 2-9: Eficiência de coleção.</i>	16
<i>Equação 2-10: Eficiência de coleção. Forma explícita.</i>	16
<i>Equação 2-11: Constante de recombinação em uma curva de ionização.</i>	16
<i>Equação 2-12: Corrente de ionização na recombinação geral.</i>	16
<i>Equação 2-13: Corrente de ionização na recombinação geral. Forma prática.</i>	17
<i>Equação 2-14: Teoria de Jaffé.</i>	18
<i>Equação 2-15: Teoria de Jaffé. Forma sintética.</i>	18
<i>Equação 2-16: Termo adimensional da teoria de Jaffé.</i>	19
<i>Equação 2-17: Termo adimensional da teoria de Jaffé.</i>	19
<i>Equação 2-18: Termo adimensional da teoria de Jaffé.</i>	19
<i>Equação 2-19: Forma prática da teoria de Lea.</i>	20
<i>Equação 2-20: Equação de recombinação volumétrica.</i>	21
<i>Equação 2-21: Equação de recombinação volumétrica.</i>	21
<i>Equação 2-22: Eficiência de coleção considerando apenas a difusão.</i>	22
<i>Equação 2-23: Coeficiente de recombinação de três corpos. Teoria de J. J. Thomson.</i>	23
<i>Equação 2-24: Dose no gás.</i>	24
<i>Equação 2-25: Dose na parede.</i>	24
<i>Equação 2-26: Relação de dose entre a parede e o gás.</i>	25
<i>Equação 2-27: Dose absorvida no gás.</i>	25

<i>Equação 2-28: Dose absorvida na parede.</i>	25
<i>Equação 2-29: Dose absorvida no gás 1.</i>	26
<i>Equação 2-30: Dose absorvida no gás 2.</i>	26
<i>Equação 2-31: Relação de formação de cargas entre o gás 1 e o gás 2.</i>	27
<i>Equação 2-32: Relação de formação de cargas entre o gás 1 à pressão <math>P_1</math> e o gás 2 à pressão <math>P_2</math>.</i>	27
<i>Equação 2-33: Dose absorvida na cavidade de parede 1.</i>	27
<i>Equação 2-34: Dose absorvida na cavidade de parede 2.</i>	28
<i>Equação 2-35: Relação de dose entre as cavidades de paredes 1 e 2.</i>	28
<i>Equação 2-36: Teoria de Burlin em uma forma simplificada.</i>	31
<i>Equação 2-37: Parâmetro função da energia e da geometria na teoria de Burlin.</i>	32
<i>Equação 6-1: Equação de Boltzman simplificada.</i>	75
<i>Equação 6-2: Aproximação da Equação de Boltzman no “quase” equilíbrio térmico.</i>	76
<i>Equação 6-3: Distribuição de Maxwell das moléculas neutras.</i>	76
<i>Equação 6-4: Velocidade de deslocamento da rede de íons na direção x.</i>	76
<i>Equação 6-5: Lei de Ohm para os condutores gasosos.</i>	77
<i>Equação 6-6: Condutividade do meio gasoso.</i>	77
<i>Equação 7-1: Equação de difusão.</i>	78
<i>Equação 7-2: Número diferencial de partículas.</i>	79
<i>Equação 7-3: Momento diferencial.</i>	79
<i>Equação 7-4: Incremento diferencial do momento por unidade de tempo.</i>	79
<i>Equação 7-5: Razão de incremento de momento em um dado volume V contornado por uma superfície S.</i>	79
<i>Equação 7-6: Razão de troca de momento por unidade de volume.</i>	80
<i>Equação 7-7: Conservação do momento.</i>	80
<i>Equação 7-8: Equação do momento.</i>	80
<i>Equação 7-9: Momento quando o campo elétrico é pequeno.</i>	81
<i>Equação 7-10: Vetor densidade de corrente</i>	81
<i>Equação 7-11: Velocidade de escoamento devido a um campo elétrico uniforme</i>	81
<i>Equação 7-12: Solução da Equação 7-11.</i>	82
<i>Equação 7-13: Conservação da energia.</i>	82

<i>Equação 7-14: Vetor densidade de corrente.</i>	82
<i>Equação 7-15: Conservação de massa.</i>	82
<i>Equação 7-16: Combinação da Equação 7-14 com a Equação 7-15.</i>	83
<i>Equação 7-17: Equação ordinária de difusão sem levar em consideração as correntes de convecção.</i>	83
<i>Equação 7-18: Solução da Equação 7-17.</i>	83
<i>Equação 7-19: Termo com dimensão de distância.</i>	84
<i>Equação 8-1: Relação entre o campo elétrico e a densidade de cargas espaciais.</i>	85
<i>Equação 8-2: Exprime o fato de que a variação temporal do campo magnético dentro do detetor é nula.</i>	85
<i>Equação 8-3: Equação da continuidade.</i>	85
<i>Equação 8-4: vetor densidade de corrente levando em consideração o escoamento devido ao campo elétrico e a difusão iônica</i>	85

## 11. LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 3-1: Tabela das câmaras de ionização feitas.</i>	33
<i>Tabela 3-2: Câmaras de ionização utilizadas na normalização da medidas.</i>	35
<b><i>Tabela 4-1: Resultados referentes à extrapolação de uma curva de ionização.</i></b>	<b>44</b>
<b><i>Tabela 4-2: Medidas feitas com outros feixes de radiação.</i></b>	<b>60</b>
<b><i>Tabela 4-3: Intercomparação entre duas câmaras Keithley e a câmara de alumínio com ar comprimido.</i></b>	<b>65</b>
<b><i>Tabela 4-4: Constante RC associada ao tempo de resposta da câmara.</i></b>	<b>67</b>
<b><i>Tabela 4-5: Constantes RC em função da pressão.</i></b>	<b>70</b>
<b><i>Tabela 4-6: Constantes RC extraídas das curvas da Figura 4-24.</i></b>	<b>70</b>
<b><i>Tabela 4-7: Constantes RC obtidas a partir das curvas da Figura 4-25.</i></b>	<b>72</b>

## 12. BIBLIOGRAFIA

---

- <sup>1</sup> Gray, L.H. - The scattering of hard gamma rays. Pt. II. Proc. Roy. Soc. A130, 524 (1931).
- <sup>2</sup> B.K., Rutt; D.J., Drost and A., Fenster - Xenon detector. Med. phys., 10, 284, (1983).
- <sup>3</sup> L. Alunni e outros - Performance of MSGC on eletronicly and ionically conductive substrata in various operations condiction. Nucl. Instr. and Methods (A) 348-344 (1994).
- <sup>4</sup> M.S. Dixit e outros - Gas microstrip detector on resistive plastic substrates. Nucl. Instr. and Methods (A) 348-364 (1994).
- <sup>5</sup> T. MacMahon e outros - A study of the rate dependence of the gain of gas microstrip detectors with glass substrates in high intensity particle beams. Nucl. Instr. and Methods (A) 348-361 (1994).
- <sup>6</sup> Boag, J.W., Radiation Dosimetry, 2<sup>a</sup> edição, V. II Instrumentation. Editado por Frank H. Attix/Willian C. Roesch. Academic Press, (1966).
- <sup>7</sup> Shani, G. - Radiation dosimetry instrumentation and methods. CRC Press, Inc (1991).
- <sup>8</sup> Jaffé, G. - On the theory of recombination. Phys. Rev. 58,968 (1940).
- <sup>9</sup> Kara-Michailova, E. and Lea, D.E. - The interpretation ionization measurements in gases at high pressures. Proc. Cambridge Phil. Soc. 36,101 (1940).
- <sup>10</sup> Scott, P. B., and Greening, J. R. - The determination of saturation currents in free-air chamber by extrapolation methods. Phys. Med. Biol. **8,51** (1963).
- <sup>11</sup> Fulbright, H.W. - Encyclopedia of Physics, Editado por S. Flügge, vol. 45, Nuclear Instr. II, Springer-Verlag, (1958).
- <sup>12</sup> Boag, J.W. , Ionization measurements at very high intensities. Brit. J. Radiol. 23,601 (1950).

- 
- <sup>13</sup> Attix, F.H., Introduction to radiological physics and radiation dosimetry. John Wiley & Sons Inc.-New York(1986).
- <sup>14</sup> Mustafa, S. M. and Mahesh, K. - Criterion for determining saturation current in parallel plate ionization chambers. Nuc. Int. Meth. 150 549-553 (1978).
- <sup>15</sup> Morse, P.M.,Thermal physics. W.A. Benjamin Inc.-New York (1965).
- <sup>16</sup> Rossi, B.B. and Staub, H.H. - Ionization chambers and counters. Experimental techniques. Primeira Edição,. McGraw-Hill Book Company, Inc New York-Toronto-London (1949).
- <sup>17</sup> Slater and Frank - Introduction to Theoretical Physics. McGraw-Hill-Book Company Inc., New York (1933).
- <sup>18</sup> Thomson,T.T. and Thomson, G.P. - Conduction of Eletricity Through Gases. Cambridge University Press, London (1928).
- <sup>19</sup> Sprinkle, E.A. and Tate, P.A. - Phys. med. biol. 11,31 (1966).
- <sup>20</sup> Rosen, R. and George, E.P. - Phys. med. biol., 20,990 (1975).
- <sup>21</sup> Hajnal, F. and Pane, J., IEEE Transactions on Nuclear Science. vol.NS-25, n. 1 (1978).