UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

" DETECTOR DE CORRENTE COMPTON"

JOÃO SINÉZIO DE CARVALHO CAMPOS

C

Dissertação apresentada junto
ao Instituto de Física e Quí-
mica de São Carlos, para ob-
tenção do título de MESTRE EM
FÍSICA APLICADA.

ORIENTADOR

Porf. Dr. ROBERT LEE ZIMMERMAN

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

SÃO CARLOS, S.P - BRASIL

1984

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE _____
JOÃO SINÉZIO DE CARVALHO CAMPOS

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30 DE maio DE 1984.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. ROBERT LEE ZIMMERMAN - Orientador

Dr. BERNHARD GROSS

Dr. CARLOS ALBERTO PELÁ

Este trabalho foi realizado com apoio financeiro da FAPESP.

Ao meu pai, à minha mãe,
ao meu irmão, meus avós
e à minha noiva,

Toda minha gratidão

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Robert Lee Zimmerman, pela valiosa orientação, amizade, ensinamentos e disponibilidade desde minha primeira pesquisa em Iniciação Científica.

Aos meus pais e irmão que sempre me apoiaram nos estudos.

Ao Prof. Bernhard Gross pela sugestão e discussões no transcorrer deste trabalho.

Ao técnico Renê de Oste por seu apoio, desenhos, disposição e pela amizade saudável.

A Gerson Antonio Santarine pela solidariedade e prontidão nas discussões.

A todos os colegas do laboratório LASER pelos comentários, discussões e também pelo ambiente agradável e familiar.

A todos os amigos do INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, pelo apoio e prontidão.

A todos os técnicos e funcionários do INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS que contribuíram para a realização deste trabalho.

Aos Profs. do DFCM pela dedicação, ensinamentos e carinho que sempre recebi.

Enfim a todos, os meus sinceros agradecimentos.

INDEX

- LISTA DE FIGURAS	i
- RESUMO	iii
- ABSTRACT	iv
CAPÍTULO.1- INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO.2- CONCEITOS TEÓRICOS	3
2.1- Características do teflon	3
2.2- Conceitos básicos sobre os efeitos da radiação sobre a matéria.	4
2.2.1- Raios-X e Raios-Gama	4
2.2.2- Processos de interação da radiação com a matéria	5
(a) Processo fotoelétrico	5
(b) Efeito Compton	8
(c) Produção de pares	13
(d) Importância relativa dos três processos	13
2.2.3- Coeficientes de atenuação	15
2.2.4- Alcance médio dos elétrons	16
2.2.5- Quantidades dosimétricas	20
(i) Definições	20
(ii) Cálculo da dose no ar a partir da exposição	22
- Cálculo da dose para outros materiais	23
- Equilíbrio eletrônico e fator de "buildup"	24
(iii)- Relação entre fluência de energia e exposição	25
2.3- Polarização de dielétricos	26
2.3.1 - Polarização através de campo elétrico aplicado	27
2.3.2- Polarização através da radiação, na ausência de campo elétrico aplicado	28

CAPÍTULO.3- INSTRUMENTAÇÃO (O ELETRÔMETRO)	29
3.1- Introdução	29
3.2- O eletrômetro nas medidas de : carga, corrente e voltagem	29
3.2.1- O eletrômetro como voltímetro	30
3.2.2- O eletrômetro como picoamperímetro	31
3.2.3- O eletrômetro como Coulômetro	33
- O multímetro eletrômetro	34
CAPÍTULO.4- DOSÍMETRO COMPTON	36
4.1- Construção do dosímetro	37
4.2- Princípio de operação	38
4.3- Cálculo da expressão para a corrente Compton	40
4.4- Medidas com o dosímetro em fontes de raios-X e raios-gama de ^{60}Co	47
(a) Medidas com raios-X (no ar)	47
(b) Medidas com raios-gama (^{60}Co) (no ar)	52
4.5- Curvas de calibração	54
4.6- Discussão dos resultados	58
CAPÍTULO.5- CONCLUSÕES	62
+ Sugestões para trabalhos futuros	62
APÊNDICES	63
A- Equações do efeito Compton	63
B- Relação entre fluência de energia Ψ e exposição X	65
C- Ângulo médio de espalhamento dos elétrons Compton	67
D- Caso de absorção incompleta de radiação no eletrodo interno	69
E- Taxas de exposição para as fontes de raios-X e raios-gama ^{60}Co	71
BIBLIOGRAFIA	73

LISTA DE FIGURAS

Figura.1- Cadeia de fluor e carbono formando a resina teflon.

- .2- Processo fotoelétrico.
- .3- Absorção fotoelétrica em função da energia para chumbo e alumínio.
- .4- Ângulo de espalhamento dos fotoelétrons.
- .5- Efeito Compton.
- .6- Distribuição angular dos elétrons Compton.
- .6a- Distribuição do número relativo dos fótons espalhados no processo Compton.
- .7- Coeficiente de absorção por elétron em função da energia dos fótons incidentes.
- .8 Diagrama representativo do processo de produção de pares.
- .9 Importância dos três processos mais importantes de interação da radiação eletromagnética com a matéria em função do número atômico Z .
- .10- Coeficiente de atenuação para fótons na água.
- .11- Alcance extrapolado R_p , para elétrons monoenergéticos versus transmissão.
- .12- Alcance dos elétrons monoenergéticos versus energia.
- .13- Comportamento de moléculas não polares.
- .14- Amplificador operacional básico.
- .15- Amplificador operacional como amplificador de voltagem.
- .16- Picoamperímetro tipo "shunt".
- .17- Picoamperímetro tipo "feed-back".
- .18- Coulômetro tipo "shunt".
- .19- Coulômetro tipo "feed-back".
- .20- Esquematização do multímetro eletrômetro.
- .21 - Ilustração do dosímetro de geometria cilíndrica.
- .22- Medida da corrente de saturação I_c .
- .23- Medida da carga Q_c acumulada no dosímetro.
- .24- Elétron de carga e movendo-se entre as placas planas e paralelas de um capacitor.
- .25- Modelo utilizado no cálculo da corrente Compton.

Figura.26- Arranjo usado nas medidas com raios-X.

- .27- Medida da corrente de saturação I_c em função da voltagem dos raios-X.
- .28- Corrente de saturação (I_c) no detector em função da corrente dos raios-X.
- .29- Corrente de saturação no detector em função da corrente dos raios-X (I_x).
- .30- Medida da carga acumulada (Q_c) em função da corrente I_x .
- .31- Carga acumulada Q_c no detector em função do tempo de exposição com fonte de ^{60}Co .
- .32- Voltagem V_c acumulada no detector em função do tempo de exposição com fonte de ^{60}Co .
- .33- Curva de calibração para raios-X. Carga acumulada Q_c em função da exposição.
- .34- Curva de calibração para raios-X. Corrente de saturação I_c em função da taxa de exposição $\dot{X}$.
- .35- Curva de calibração para raios-X. Q_c carga acumulada em função da taxa de exposição.
- .36- Curva de calibração para ^{60}Co . Corrente de saturação e carga Q_c acumulada no detector em função da taxa de exposição $\dot{X}$.

RESUMO

O objetivo do presente trabalho é a descrição do projeto e construção de um detector de corrente Compton, com geometria cilíndrica utilizando o material dielétrico teflon; para radiação eletromagnética numa faixa de energia entre 10 KeV a 2 MeV.

Basicamente o detector é composto por um cilindro de teflon, recoberto com uma fina camada de tinta de prata (chamado eletrodo externo) e um eletrodo interno de chumbo, colocado axialmente no dielétrico; assim o detector forma um capacitor de placas cilíndricas recheado com teflon.

A função de cada parte do detector é descrita neste trabalho, também são relatadas as medidas sobre a corrente Compton provocadas no teflon pela passagem de um fluxo de fótons provenientes das fontes de raios-X (aparelho Muller MG 150) e raios gama de cobalto (^{60}Co), estas medidas foram realizadas com auxílio de um eletrômetro da "Keitley".

Apresenta-se uma teoria elaborada pelo professor Bernhard Gross a qual ajusta-se satisfatoriamente com os resultados experimentais obtidos. Levantou-se as curvas de calibração de carga e corrente acumulada no detector, contra taxas de exposição.

O detector é bastante simples de ser construído e para que se possa fazer as medidas de corrente, carga ou mesmo voltagem acumulada neste, bastando para isto um eletrômetro. Outro fato importante de se ressaltar, é que tal detector não necessita de campo elétrico aplicado, como encontrado em muitos detectores de radiação de uso comercial.

No presente trabalho procura-se ainda fornecer uma idéia dos conceitos e unidades básicas que envolvem o campo das radiações eletromagnéticas.

ABSTRACT

In this work it is related the building of a radiation detector / for range energy between 10 KeV - 2 MeV. It's used teflon (cilindrical geometry) for scatering of radiation for the production of Compton electrons.

Axially to teflon there is a lead internal electrode, which absorbs the incident radiation. Recovering the teflon there is a silver external electrode that doesn't absorb the radiation .

In this way, the detector behaves as a cilindrical capacitor / which teflon is a dielectric.

The measures are made with a electrometer.

The detector shows a linear and reproducible behavior as a function of dose rate.

CAPÍTULO-1

INTRODUÇÃO

Todo este trabalho foi desenvolvido baseando-se em teorias e medidas experimentais de vários pesquisadores^(1,2,3,7) nas especulações dos efeitos da radiação eletromagnética em materiais isolantes. As quais mostraram que estes, quando expostos às radiações ionizantes aparece uma corrente eletrônica induzida/ mesmo na ausência de campo elétrico aplicado, proporcional à taxa de dose de radiação incidente.

No presente trabalho construiu-se um detector com geometria cilíndrica; sugerida pelo professor Bernhard Gross⁽¹⁾; utilizando-se o material dielétrico teflon (politetrafluoretileno- PTFE) de fabricação comercial; foram feitas medidas de carga e corrente induzidas pela radiação nas fontes de raios-X e raios-gama (^{60}Co), ambas pertencentes ao Instituto de Física e Química de São Carlos / (IFQSC). Tais medidas estão transcritas neste trabalho de dissertação. Associado/

(1)- " Compton Dosimeter for Measurement of Penetrating X-Rays and Gamma-Rays" - Radiation Research 14, 117-130 (1961).

a estas medidas temos as curvas de calibração deste dosímetro para as fontes acima mencionadas.

No capítulo-2, apresenta-se as características do material teflon, os conceitos básicos da interação da radiação com a matéria, as quantidades dosimétricas mais usadas e a polarização de dielétricos.

No capítulo-3, uma breve explanação sobre o eletrômetro, o qual / foi utilizado nas medidas. Já no capítulo-4 descreve-se a teoria e construção do detector e apresentam-se as medidas realizadas no intervalo de energia de 10 KeV a 2 MeV.

No capítulo-5, apresentam-se as conclusões das discussões do capítulo anterior.

Em apêndice, tem-se alguns cálculos os quais podem ser úteis.

CAPÍTULO-2

CONCEITOS TEÓRICOS

Para um melhor entendimento deste trabalho faz-se necessário conhecer a física da interação da radiação com a matéria, os conceitos básicos usados / em dosimetria e também os conceitos da polarização de um isolante.

2.1- Características do teflon (politetrafluoretileno).

O teflon (politetrafluoretileno) é uma resina composta basicamente de carbono e fluor, estando classificada na família dos fluorocarbonos; a figura-1 abaixo mostra de forma bastante simples o arranjo de tal material.

Figura-1- Cadeia de fluor e carbono formando a resina teflon, ao lado a fórmula representativa do polímero.

É classificado no grupo dos materiais não polares; é um bom isolante com vasta aplicação em equipamentos eletrônicos. Sua constante dielétrica é 2 num intervalo de frequência desde 60 Hz a 10^6 Hz; tem uma resistividade muito alta da ordem de 10^{18} ohms-m; adicionando-se a estas características, não é inflamável e completamente inerte para a maioria dos reagentes químicos. Pelo fato destas características e das dificuldades em sua fabricação, o torna um material muito / caro comercialmente (8).

2.2- Conceitos básicos dos efeitos da radiação sobre a matéria.

Introdução

A interação da radiação com a matéria ocorre por processos os /
quais são diferentes dos encontrados entre as partículas carregadas pesadas.

Em geral as partículas carregadas pesadas perdem energia para elétrons atômicos por meio de uma série de interações eletromagnéticas, perdendo assim pouca energia em cada interação até parar, sendo grande o número de colisões.

Por outro lado fótons podem perder toda a sua energia num simples evento. Este evento pode ser : absorção, no qual o fóton desaparece completamente ou espalhamento, onde a direção e energia do fóton incidente é alterada.

Outro fato interessante é que, as partículas carregadas tem um alcance definido num dado material, já os fótons devido a absorção e espalhamento / tem um comportamento exponencial na intensidade com a distância, com isto para especificar-se um alcance torna-se muito difícil ⁽⁹⁾.

Nos próximos parágrafos, deste capítulo, estudaremos os conceitos / mais importantes da interação da radiação com a matéria.

2.2.1- Raios-X e Raios-Gama.

São radiações eletromagnéticas, não possuem carga ou massa, mas díferem quanto ao modo de origem. Os raios-gama são resultantes de uma transição nuclear. Aparecem nos processos de fissão e também nos processos do decaimento de isótopos radioativos. Os raios-X, contínuo ou "bremsstrahlung" são provenientes da / aceleração de elétrons livres ou outras partículas carregadas e os característi- / cos são emitidos em transições atômicas de elétrons ligados entre as camadas K, L, M, nos átomos.

A interação destes fótons com a matéria não depende da origem e /
sim da sua energia e do número atômico do material que esta sofrendo a interação / com a radiação.

Existe um número de processos pelo qual a radiação interage com a matéria, sendo que no domínio de energia desde 0.01 MeV a 10 MeV, os processos /

que mais se destacam são :

- efeito fotoelétrico
- efeito Compton
- produção de pares,

os quais são discutidos a seguir.

2.2.2- Processos de interação da radiação com a matéria.

(a)- Efeito fotoelétrico.

Neste processo um fóton é completamente absorvido na colisão com o átomo e um elétron é ejetado do mesmo. Isto pode ocorrer sempre que a energia do fóton for maior que a energia de ligação do elétron ao átomo. A diferença entre a energia do elétron ligado e a energia do fóton é transferida para o elétron ejetado, este processo está esquematizado na figura.2 (página seguinte).

A energia do elétron ejetado é dada por

$$T = h.v - B \quad (1)$$

onde $h.v$ é a energia do fóton incidente e B a energia de ligação do elétron no átomo.

O momento é conservado no processo pelo recuo do átomo residual / inteiro. A probabilidade de interação é maior quando a energia de ligação do elétron e a energia do fóton incidente são bem próximas e esta probabilidade diminui a medida que $h.v$ aumenta (veja figura.3); nota-se que a probabilidade ou o coeficiente de absorção do processo fotoelétrico para uma mesma energia, aumenta com o número atômico Z do material. Assim sendo materiais com alto número atômico são poderosos absorvedores de fótons e largamente usado para propósitos de proteção à radiação, particularmente em baixas energias ^(10,11).

Com relação a direção de emissão dos fotoelétrons; figura.4; estes variam com a energia de incidência dos fótons, isto é, para baixas energias dos fótons os elétrons são ejetados predominantemente em ângulos retos com a direção dos fótons incidentes, mas quando a energia aumenta os fotoelétrons tendem a seguir a mesma direção dos fótons, como ilustrado na figura.4 (página 7).

Figura.2- Representação esquemática do processo fotoelétrico. Um / fóton é completamente absorvido e um fotoelêtron é ejetado em um ângulo ϕ , com / energia $T = h.\nu - B$. O momento é conservado pelo recuo do átomo residual inteiri- no.

Figura.3 - Absorção fotoelétrica para materiais chumbo e alumínio em função da energia dos fótons ($h.\nu$) incidentes. Esta figura mostra claramente o aumento na absorção para uma dada energia, com aumento do número atômico do / absorvedor (Z do alumínio menor que do chumbo).

Figura.4 - Referente a direção de emissão, isto é, o ângulo de ejeção dos fotoelétrons em função da energia dos fótons incidentes, vê-se que com o aumento da energia dos fótons os fotoelétrons tendem a seguir na mesma direção / dos h.v incidentes.

(b)- Efeito Compton

Neste processo um fóton interage com um elétron atômico. Tal elétron é visto como livre pelo fóton incidente, pois a energia de ligação é muito menor quando comparada com a do fóton. Nesta interação o fóton transfere parte de sua energia para o elétron (energia cinética) e a restante aparece carregada pelo fóton espalhado.

Na figura.5, está esquematizado este efeito. A energia do fóton incidente é dada por $h.v$ e $h.v'$ é a energia do fóton espalhado, aplicando as leis de conservação de energia e momento obtém-se a expressão da energia para o elétron espalhado,

$$T = h.v \frac{\alpha (1 - \cos\theta)}{1 + \alpha (1 - \cos\theta)} \quad (2)$$

onde α é dado por :

$$\alpha = h.v/m.c^2 \quad (3)$$

e $m.c^2$ é a energia de repouso do elétron (0.511 MeV) e θ é o ângulo entre a direção de incidência e espalhamento do fóton. A energia do fóton espalhado usando-se as mesmas considerações de conservação de energia e momento é dada por:

$$h.v' = \frac{h.v}{1 + \alpha (1 - \cos\theta)} \quad (4)$$

A equação (4) mostra que, para h.v pequeno ($\alpha=0$) o fóton espalhado tem quase a mesma energia do incidente; se a energia h.v aumenta, o fóton espalhado leva menos energia assim o elétron de recuo recebe um aumento considerável em sua energia. Também com o aumento da energia dos fótons, a probabilidade / dos elétrons serem espalhados na mesma direção dos fótons incidentes, aumenta, tal fato pode ser visto pela figura.6 (página 10).

A probabilidade do efeito Compton ocorrer, foi estudada por Klein e Nishina (1929) através de tratamento Quântico. O coeficiente de absorção Compton / total é expresso pela seguinte equação :

$$\sigma_{\text{C}} = 2\pi r_0^2 \cdot \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{(1+2\alpha)} - \frac{1}{\alpha} \cdot \ln(1+2\alpha) \right] + \right. \\ \left. + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{ (cm}^2/\text{elêtron)} \quad (5)$$

onde r_0 , é o raio clássico do elétron (2.818×10^{-13} cm) = $\frac{e^2}{m \cdot c^2}$, e $\alpha = \frac{h \cdot \nu}{m \cdot c^2}$ / o mesmo definido na expressão (3).

σ_{C} representa a probabilidade de remover um fóton do feixe, desde que passe através de um material absorvedor contendo 1 elétron/cm²; também representa a soma do coeficiente de absorção de energia pelo elétron e o coeficiente / de espalhamento, que representa a energia levada pelo fóton espalhado.

Para baixas energias, o coeficiente total e espalhado são praticamente iguais (tabela.I, página 11), já que o elétron recebe pouca energia, e para energias em torno de 1 MeV os coeficientes são praticamente iguais, neste caso estamos nos referindo aos coeficientes de espalhamento e absorção; para energias / maiores, o coeficiente de absorção fornece a maior contribuição para o coeficiente de absorção total (13), esta pequena discussão pode ser vista na figura.7; nesta página(12) junto com a figura.7 temos a distribuição angular dos fótons espalhados no efeito Compton, dada pela figura.6a.

Figura.5- Esquematização do efeito Compton, mostrando os respectivos ângulos do fóton espalhado θ e do elétron de recuo ϕ .

Figura.6- Distribuição angular dos elétrons Compton espalhado, mostrando que com o aumento da energia dos fótons incidentes, os elétrons tendem a seguir na mesma direção viajada pelos incidentes $h\nu$.

Tabela.I- Coeficientes de atenuação para o processo Compton, tirada do livro :*"Radiation Dosimetry"- Fundamentals , vol.1, página 108 - Attix,Roesch and Toschilin .*

TABLE III						
KITTIN-NERUNA CROSS SECTIONS FOR COMPTON INTERACTIONS IN 10 ⁻²⁷ CM ² (MILLIBARNS) PER FREE ELECTRON, AND RELATED QUANTITIES ^{a,b}						
Photon energy, $h\nu_0$ (MeV)	Cross sections (10 ⁻²⁷ cm ² electron)			Scattered photon average energy, $(h\nu)_{av}$ (MeV)	Recoil electron	
	Collision, σ	Scattering, σ_s	Absorption, σ_a		Average energy, $(T)_{av}$ (MeV)	Fraction of incident photon energy, $(T)_{av}/h\nu_0$
0.010	640.5	628.5	12.0	0.0098	0.0002	0.0187
0.015	629.0	611.6	17.4	0.0146	0.0004	0.0277
0.020	618.0	595.7	22.3	0.0193	0.0007	0.0361
0.030	597.6	566.5	31.1	0.0284	0.0016	0.0520
0.040	578.7	540.1	38.6	0.0373	0.0027	0.0667
0.050	561.5	516.2	45.3	0.0460	0.0040	0.0807
0.060	545.7	494.5	51.2	0.0544	0.0056	0.0938
0.080	517.3	456.7	60.6	0.0706	0.0094	0.1171
0.100	492.8	424.8	68.0	0.0862	0.0138	0.1380
0.150	443.6	363.1	80.5	0.1228	0.0272	0.1815
0.200	406.5	318.6	87.9	0.1568	0.0432	0.2162
0.300	353.5	258.2	95.3	0.2191	0.0809	0.2696
0.400	316.7	218.6	98.1	0.276	0.124	0.3098
0.500	289.7	190.5	99.2	0.329	0.171	0.3424
0.600	267.5	169.2	98.3	0.379	0.221	0.3675
0.800	238.0	138.9	96.1	0.473	0.327	0.4089
1.00	211.2	113.3	92.9	0.560	0.440	0.4399
1.50	171.6	86.70	84.9	0.783	0.742	0.4948
2.00	146.4	68.67	77.7	0.939	1.061	0.5307
3.00	115.1	48.65	66.4	1.269	1.731	0.5769
4.00	95.98	37.73	58.25	1.57	2.428	0.6069
5.00	82.87	30.83	52.04	1.86	3.140	0.6280
6.00	73.23	26.07	47.16	2.14	3.864	0.6440
8.00	59.89	19.93	39.96	2.66	5.338	0.6672
10	50.99	16.14	34.85	3.16	6.835	0.6835
15	37.71	10.94	26.77	4.35	10.65	0.7099
20	30.25	8.272	21.98	5.47	14.53	0.7266
30	22.90	5.563	16.44	7.58	22.42	0.7473
40	17.36	4.191	13.27	9.6	30.4	0.7600
50	14.58	3.362	11.22	11.5	38.5	0.7695
60	12.54	2.807	9.733	13.4	46.6	0.7762
80	9.882	2.110	7.772	17.1	62.9	0.7865
100	8.199	1.690	6.509	20.6	79.4	0.7939

^a Calculated from the following equations: σ , Eqs. (22) and (23); σ_s , Eqs. (25) and (26); σ_a , Eqs. (28) and (29); $(h\nu)_{av}$, Eq. (27); $(T)_{av}$, Eq. (30); $(T)_{av}/h\nu_0$, Eq. (30); $\alpha_0 = 2.818 \times 10^{-11}$ cm²/g and $m_0 c^2 = 0.511$ MeV. These numerical calculations for σ and σ_s were carried out by E. B. MEYER, who was a research fellow at the Institute of Technology under the sponsorship of the Air Force Office of Scientific Research.

Figura.6a- Distribuição angular dos fótons espalhados no efeito Compton.

Figura.7- Coeficiente de absorção por elétron em função da energia/ do fóton incidente ($E=h\nu$), onde são mostrados os coeficientes de absorção total / $e\sigma$, o coeficiente de absorção $e\sigma_a$, e o de espalhamento $e\sigma_s$.

(c)- Produção de pares.

Quando um fóton tem uma energia maior que duas vezes o equivalente a massa de repouso do elétron, então o processo de produção de pares pode ocorrer.

Como a massa de repouso do elétron equivalente em energia é 0.511 MeV a energia necessária mínima para a produção de um par de elétrons é 1.02 MeV.

Neste processo o fóton interage com o campo elétrico ao redor do núcleo ou ao redor dos elétrons e aparece o par de partículas, mostrado na figura.8. Energias maiores que 1.02 MeV, aparecem primariamente como energia cinética do par de partículas.

A distribuição angular do par de partículas (positron-negatron), é preferencialmente na mesma direção de incidência dos fótons quando em altas energias e o ângulo médio entre o fóton incidente e os elétrons criados é da ordem de $m.c^2/T$, para energia cinética T dos elétrons maior que $m.c^2$. Para energias da ordem de $2.(m.c^2)$ a distribuição é muito complicada.

(d)- Importância relativa dos três processos predominantes.

A figura.9 mostra a importância relativa dos processos: fotoelétrico, Compton e produção de pares. As colisões fotoelétricas são predominantes para pequenas energias e grande número atômico Z , como no caso do chumbo ser opaco para energias dos fótons abaixo de 0.3 MeV ⁽¹⁴⁾. A produção de pares é de maior importância para grandes energias dos fótons e grande números atômicos. As colisões Compton predominam no domínio inteiro de energia intermediária para todo Z .

É importante salientar que para materiais de baixo Z , como por exemplo o carbono, com relativa importância em biologia e dosimetria, o processo Compton predomina desde 25 KeV até 25 MeV, intervalo este cobrindo todas as aplicações dos raios-X e raios-gama na medicina ⁽¹⁵⁾.

Figura.8- Diagrama representativo do processo de produção de pares/ no campo de um núcleo atômico. O fóton é totalmente absorvido e um par de partículas positron-negatron, emerge. As leis de conservação da energia e momento são mantidas considerando o recuo do núcleo. A energia cinética do par é dada por :

$$(T_+) + (T_-) = h.\nu - 2 m.c^2 \quad .$$

Figura.9- Importância dos três (3) tipos mais importantes de interação da radiação eletromagnética com a matéria versus o número atômico Z .

2.2.3- Coeficientes de atenuação

A probabilidade de um fóton viajar uma certa profundidade no absorvedor sem experimentar qualquer tipo de interação, é dada pelo produto das probabilidades de sobreviver para cada tipo particular de interação. A probabilidade de viajar uma espessura x do absorvedor sem que ocorra uma colisão Compton é:

$e^{-\sigma \cdot x}$, onde $\sigma = \sigma_a + \sigma_s$ é o coeficiente / de atenuação linear total para o processo Compton. Similarmente para os processos fotoelétrico e de produção de pares são dados por $e^{-\tau x}$ e e^{-kx} respectivamente.

Assim sendo um feixe de fótons de intensidade inicial I_0 após viajar uma espessura x do absorvedor, terá uma intensidade residual I de fótons sobreviventes igual a :

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma x} \cdot e^{-\tau x} \cdot e^{-kx}$$

ou

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (6)$$

onde $\mu = \sigma + \tau + k$ é o coeficiente de atenuação linear total. Este coeficiente é uma medida do número de fótons primários que não sofrem nenhuma interação com o meio; e sua dimensão é cm^{-1} ($1/x$).

Os coeficientes podem ser expressos de várias formas, mas o comumente usado é o coeficiente de atenuação de massa, bastando dividir o coeficiente de atenuação μ pela densidade ρ do material. Assim os coeficientes de atenuação são independentes da densidade e do estado físico (gás, líquido ou sólido) do absorvedor, tendo-se μ/ρ (cm^2/g), onde ρ é a densidade do material em g/cm^3 .

Na figura.10, vê-se o coeficiente de atenuação de massa para a água em função da energia do fóton. Na região de 0.1 MeV a 1.0 MeV o processo Compton predomina a absorção total. Na região de 1 MeV o mais importante processo é o Compton e é nesta região que a maioria dos trabalhos sobre os efeitos da radiação tem sido desenvolvidos.

No caso do material ser um composto, isto é, uma mistura de materiais, o coeficiente de absorção de massa será a soma dos coeficientes de absorção/ de cada um multiplicado pela fração de cada componente na mistura, assim o coeficiente de absorção total da mistura será dado por ⁽¹⁶⁾ :

$$\mu/\rho = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \cdot w_i \quad (\text{cm}^2/\text{g}) \quad (7)$$

onde os w_i são as abundâncias fracionais de massa dos elementos componentes da mistura.

2.2.4- Alcance médio dos elétrons.

Nos processos da interação da radiação com a matéria, discutidos anteriormente, não se preocupou com o alcance dos elétrons formados na interação.

A absorção de um feixe de elétrons monoenergéticos, pode ser caracterizado por um alcance extrapolado, R_p , como representado na figura.11 onde tem-se a transmissão das partículas em função da espessura do absorvedor em g/cm^2 .

Em muitas situações experimentais pode-se medir este alcance mas / em outras isto pode não ser possível. Nestes casos deve-se usar relações analítica-empíricas entre energia e alcance. Vários trabalhos foram realizados neste sentido e o que mais se destacou foram os trabalhos de /

Figura.10- Coeficiente de atenuação para fótons na água .

A curva absorção total é $\mu_a/\rho = \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{k}{\rho}$, onde σ_a, τ, k , são os coeficientes para absorção Compton, fotoelétrico e pares. Quando o coeficiente de espalhamento Compton é adicionado ao μ_a , obtemos a curva marcada atenuação total μ_0/ρ .

Katz e Penfold (1951), os quais obtiveram as seguintes relações empíricas⁽¹⁷⁾ :

a) para energias desde 0,01 MeV até 3 MeV

$$R_p \text{ (g/cm}^2\text{)} = 0.412 E^n \quad (8)$$

$$\text{onde } n = 1.265 - 0.0954 \ln E$$

b) para energias desde 1 MeV a 20 MeV

$$R_p \text{ (g/cm}^2\text{)} = 0.53 E - 0.106 \quad (9)$$

em ambas expressões o valor de E (energia máxima-média, dos elétrons), deve entrar em unidades de energia MeV.

A figura.12, mostra a curva alcance-energia para elétrons monoeenergéticos absorvidos em alumínio, onde a linha sólida é baseada nas formas analítica-empíricas. É útil comentar que o alcance, em espessura equivalente dos elétrons e partículas beta, é largamente independente da natureza do absorvedor. Assim o gráfico da figura.12 (página.19), pode ser usado para qualquer material.

O alcance médio dos elétrons, pode ser tomado como 2/3 do alcance extrapolado (R_p)⁽¹⁸⁾, assim sendo teremos :

$$\bar{R} \text{ (g/cm}^2\text{)} = 2/3 R_p, \quad (10)$$

para o intervalo de energia desde 0.01 MeV até 3 MeV, a expressão (8) torna-se:

$$\bar{R} \text{ (g/cm}^2\text{)} = 0.27 E^n \quad (11)$$

Figura.11- Alcance extrapolado R_p , para elétrons monoenergéticos/ versus a transmissão.

Figura.12- Alcance dos elétrons monoenergéticos, em alumínio versus a energia.

Para obter-se o alcance médio dos elétrons em centímetro-
tros, basta dividir a expressão (11) pela densidade ρ do material em g/cm^3 , e /
obtem-se :

$$\frac{\bar{R}}{\rho} = \frac{0.27}{\rho} E^n \quad (\text{cm}) \quad (12)$$

$$n = 1.265 - 0.0954 \ln E(\text{MeV})$$

2.2.5- Quantidades dosimétricas

Neste parágrafo, faz-se um resumo das unidades e dos conceitos mais importantes usados em dosimetria, pois no decorrer deste trabalho usa-se alguns / destes conceitos.

a) -- Definições

a) Partículas ionizantes diretamente- são partículas carregadas (e-
lêtrons, protons, partículas alfa, etc...), as quais precisam ter energia suficien-
te, energia cinética, para produzir ionização por colisão.

b) Partículas ionizantes indiretamente- são partículas não carrega- /
das (fótons, neutrons, ...), as quais podem liberar partículas ionizantes direta-
mente, ou podem induzir uma transformação nuclear .

c) Radiação ionizante- é qualquer tipo de radiação constituindo de /
partículas ionizantes direta ou indiretamente, ou uma mistura de ambas.

d) Atividade (A) - $\bar{e}$ o quociente do número de transformações nucleares que pode ocorrer, num intervalo de tempo dt

$$A = \frac{dN}{dt} \quad (1/s) \quad (13)$$

onde dN $\bar{e}$ o número de transformações nucleares esperadas no tempo dt .

unidade : Bequerel = $B_q = 1/\text{segundo}$

unidade especial : Curie

1 Curie = 3.7×10^{10} desintegrações por segundo

e) Exposição (X) - exposição $\bar{e}$ o quociente $\frac{dQ}{dm}$, onde dQ $\bar{e}$ a carga total (absoluta) dos íons de um mesmo sinal, produzidos em um volume de ar de massa dm , desde que todos os elétrons (+) e (-) produzidos pelos fótons sejam completamente parados no ar ,

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (\text{Coulomb/grama}) \quad (14)$$

unidade : Roentgen (R)

1 R = 2.58×10^{-7} Coulomb/grama

f) Taxa de exposição ($\dot{X}$) - $\bar{e}$ o quociente entre o incremento na exposição (dX) num intervalo de tempo (dt)

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad \begin{matrix} (\text{Roentgen/segundo}) \\ R/s \end{matrix} \quad (15)$$

g) Dose absorvida (D) - $\bar{e}$ o quociente entre a energia (dE), cedida pela radiação ionizante ao meio, num elemento de volume de massa dm ,

$$D = \frac{dE}{dm} \quad 10^2 \text{ (erg/grama)} \quad (16)$$

Unidade especial da dose absorvida é o rad - ("radiation absorbed / dose").

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ erg/g} = 10^{-2} \text{ Joule/Kg}$$

A dose absorvida num dado material, não é medida experimentalmente, mas calculada a partir da exposição; este cálculo é apresentado abaixo.

h) Taxa de dose absorvida ($\dot{D}$) - incremento na dose absorvida no tempo dt

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (\text{Joule/Kg.s}) \quad (17)$$

unidade especial : rad/s

$$\begin{aligned} 1 \text{ rad/s} &= 10^{-2} \text{ (J/Kg.s)} \\ &= 10^2 \text{ (erg/g.s)} \end{aligned}$$

ii) Cálculo da dose no ar a partir da exposição!^[19]

A energia absorvida no ar, em um ponto onde a exposição é 1R (Roentgen) é igual a 86.9 erg/g. A dose absorvida em um ponto no ar onde a exposição é X Roentgen, é dada por :

$$D_{\text{ar}} = 0.869 X \quad (\text{rad}) \quad (18)$$

Na prática pode-se medir a exposição, e calcular a dose absorvida usando a expressão (18), para o caso em que o meio é o ar; para outra situação em que o meio não é o ar, pode-se também calcular a dose de maneira semelhante ao executado anteriormente (expressão 18) para o ar. No próximo parágrafo faz-se este cálculo de dose absorvida para outros materiais.

- Cálculo da dose para outros materiais

Calcular a dose absorvida para outros materiais, a partir da medida da exposição providenciando que exista equilíbrio eletrônico -

procede-se da seguinte maneira : a energia absorvida por unidade de massa para outros materiais, sujeitos a mesma fluência de energia, será proporcional / ao coeficiente de absorção de energia-massa, μ_{en}/ρ , do material em questão.

A energia absorvida por grama é dada por

$$E_a = E \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (19)$$

onde E é a energia do feixe e μ_{en}/ρ é o coeficiente de absorção de energia-massa. Logo :

$$\text{a energia absorvida por grama de ar} = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{ar} \quad (20)$$

$$\text{a energia absorvida por grama de substância} = E \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{sub.} \quad (21)$$

Como estamos tratando de um grama de ar, pode-se utilizar a equação (18), e dividindo a equação (20) pela (21), e rearranjando teremos :

$$D_{sub.} = 0.869 \frac{(\mu_{en}/\rho)_{sub.}}{(\mu_{en}/\rho)_{ar}} \times X \quad (\text{rad}) \quad (22)$$

$D_{sub.}$ é a dose recebida pelo material (substância) em rad, devido a exposição X em Roentgen. Chamando de f a quantidade em frente de X, a equação torna-se

$$D_{sub.} = f \cdot X \quad (\text{rad}) \quad (23)$$

Valores de f podem ser calculados, sabendo-se os coeficientes de absorção de energia-massa (μ_{en}/ρ) do ar e da substância em questão. Faz-se a seguir uma tabela (tabela.II) dos valores de f para o teflon.

Tabela.II- Valores de f , ou fator de conversão Roentgen-rad, para/ o material teflon, onde os coeficientes de absorção de energia-massa foram toma- dos do livro : " Radiation Dosimetry"-vol.III, pág.626-Attix,Roesch e Toschilin.

E (MeV)	$(\mu_{en}/\rho)_{ar}$ (cm ² /g)	$(\mu_{en}/\rho)_{teflon}$ (cm ² /g)	fator f
0.01	4.61	6.26	1.18
0.02	0.511	0.674	1.25
0.03	0.148	0.191	1.12
0.04	0.0668	0.0833	1.08
1.25	0.0266	0.0256	0.84

- Equilíbrio eletrônico e fator de "buildup".

Quando um fóton interage com a matéria produz uma partícula ionizante, a qual leva certa parte de energia em forma de energia cinética. A partícula ao caminhar no material vai perdendo esta energia por colisões sucessivas até / parar, fornecendo assim uma dose D ao meio a qual pode ser calculada com auxílio da expressão (22).

Desde que as partículas ionizantes resultantes das interações possam ter alcances diferentes, esta interações não ocorrem na mesma profundidade e também a energia levada pelo elétron pode diferir uma da outra . Com /

isto, a deposição de energia no meio apresenta uma distribuição desde a superfície de incidência da irradiação até a profundidade onde se dá o máximo de ionização. Neste ponto onde encontramos o máximo de ionização encontra-se a dose máxima. Esta região é chamada de "buildup", e a espessura desta região é a espessura de equilíbrio eletrônico ⁽²⁰⁾.

iii) Relação entre fluência de energia e exposição

Supondo-se incidência normal de um feixe monocromático, sobre uma superfície de área A , e seja $\Psi(0)$ (erg/cm²) a fluência de energia nesta superfície. Sendo N_0 o número de fótons de energia E e μ (cm⁻¹) o coeficiente linear de atenuação, o qual descreve a atenuação de energia, a fluência de energia numa profundidade x será dada por :

$$\Psi(x) = \Psi(0) \cdot e^{-\mu x} = \frac{E \cdot N_0}{A} \cdot e^{-\mu x} \quad (\text{erg/cm}^2) \quad (24)$$

Sendo (μ_{en}/ρ) o coeficiente de absorção energia-massa, temos para o valor médio da energia depositada sobre a distância dx , a seguinte expressão :

$$dE = (\mu_{en}/\rho) \cdot \Psi(x) \cdot dx$$

ou, substituindo o valor de $\Psi(x)$, ficamos com,

$$dE = (\mu_{en}/\rho) \cdot \Psi(0) \cdot e^{-\mu x} \cdot dx \quad (\text{erg/g.cm}) \quad (25)$$

Integrando a expressão (25) desde 0 até d , e considerando que, a es pes sura do absorvedor seja pequena, ou o mesmo que ter-se $\mu \cdot d$ menor que 1; após / algumas simplificações chega-se a seguinte expressão :

$$\left(\frac{E}{d}\right) = (\mu_{en}/\rho) \cdot \Psi(0) \quad (\text{erg/g}) \quad (26)$$

A expressão (26) significa a energia depositada por unidade de comprimento. Determinando o valor em Roentgen correspondente a esta energia, tem-se a relação entre a fluência de energia Ψ e a exposição X , resultando em :

$$\Psi(0) = \frac{86.9}{(\mu_{en}/\rho)_{ar}} \cdot X \quad (\text{erg/cm}^2) \quad (27)$$

onde X é em Roentgen, e $(\mu_{en}/\rho)_{ar}$ (cm^2/g) é o coeficiente de absorção de energia-massa para o ar .

Um cálculo mais detalhado da expressão (27), encontra-se no apêndice B, à seguir, finalizando este capítulo, comenta-se a polarização de dielétricos.

2.3- Polarização de dielétricos

Para se polarizar um material dielétrico, pode-se aplicar um campo elétrico externo ou mesmo através da exposição à radiação ionizante na ausência/ de campo elétrico aplicado.

Neste trabalho, o caso de essencial interesse é o que se refere à polarização na ausência de campo elétrico aplicado através da passagem e interação da radiação com o dielétrico.

2.3.1- Polarização através de campo elétrico externo aplicado.

As moléculas de um dielétrico são classificadas em polares e não polares. Moléculas não polares são aquelas em que o centro de gravidade do núcleo positivo coincide normalmente com o dos elétrons, enquanto que numa molécula polar não coincidem. Vamos discutir brevemente o caso das moléculas não polares como é o caso do dielétrico teflon.

Quando se submete um dielétrico a influência de um campo elétrico externo há um deslocamento de cargas, como indicado na figura.13.

Figura.13- Comportamento de moléculas não polares: (a) na ausência de campo elétrico aplicado e (b) na presença de campo elétrico.

Desta maneira as moléculas tornam-se polarizadas pelo campo sendo chamadas de dipolos induzidos. A grandeza que descreve quanto as moléculas de um isolante (dielétrico) se tornaram polarizadas por tal campo, é a quantidade vetorial chamada polarização (P).

A polarização P é definida por :

$$P = n \cdot p \quad (28)$$

onde n é o número de moléculas por unidade de volume e p a componente do vetor /

momento de dipolo de cada molécula na direção do campo E aplicado. Portanto a expressão (28) tem dimensões de momento de dipolo por unidade de volume e a direção e sentido de P é a mesma dos momentos de dipolo p .

2.3.2-Polarização através de radiação na ausência de campo elétrico aplicado.

É o caso de interesse neste trabalho.

A atenuação da radiação ionizante (fluxo de fótons) por um sólido dielétrico é acompanhada pela produção de elétrons secundários, os quais tendem/ seguir a mesma direção dos fótons incidentes, causando assim uma polarização no material mesmo na ausência de campo elétrico externo aplicado.

Cargas espaciais devido a estes elétrons produzidos pela radiação podem acumular-se no interior do material levando a um campo elétrico local muito alto, o suficiente para provocar a ruptura elétrica do mesmo.

Após a irradiação a polarização persiste no interior do dielétrico. Caso isto seja indesejável pode-se liberar tais cargas parasitas através de um / tratamento térmico.

Mais adiante voltar-se-á neste efeito de polarização.

CAPÍTULO-3

INSTRUMENTAÇÃO - O ELETRÔMETRO

3.1- Introdução

O eletrômetro é um refinado multímetro dc. Sua resistência de entrada é muito alta, tipicamente acima de 10^{14} ohms. Além disso, a corrente de offset na entrada é tipicamente da ordem de 10^{-15} ampêres ou menor.

Como medidor de corrente limitado pela sua corrente de "offset", / pode medi-las na saída de fotomultiplicadoras, cromatôgrafos, tubos ionizados e / sistemas similares.

Como ohmímetro, pode medir resistências acima de 10^{15} ohms e como / coulombmetro detecta cargas tão baixas quanto 10^{-16} Coulombs.

Em resumo, o uso do eletrômetro é recomendado quando se encontra / numa das seguintes condições :

- Correntes abaixo de 10^{-8} ampêres,
- resistências acima de 10^9 ohms,
- cargas da ordem de $5 \cdot 10^{-16}$ Coulombs.

3.2- O eletrômetro nas medidas de : voltagem, corrente e carga.

A análise dos circuitos de tal instrumento, são facilmente entendi

dos usando-se a teoria dos amplificadores operacionais.

A figura.14, mostra um amplificador operacional básico. A voltagem na saída é dada por

$$e_o = A (e_2 - e_1)$$

onde : A representa o ganho do amplificador, usualmente maior que 10^4 .

Figura.14- Amplificador operacional básico.

3.2.1- O eletrômetro como voltímetro.

O amplificador operacional torn-se um amplificador de voltagem quando conectado da seguinte maneira :

Figura.15- Amplificador operacional como amplificador de voltagem.

Sendo a corrente de "offset" baixa, qualquer corrente que flui por R_b deve passar por R_a também; aplicando as leis básicas no circuito acima, usando a relação de e_o e o fato que A é muito maior que a unidade, resulta a voltagem na saída em :

$$e_o = \frac{R_a + R_b}{R_b} \cdot e_2$$

Como o amplificador possui baixa impedância de saída, a medida da voltagem $a\tilde{i}$ será uma medida da voltagem de entrada, e_2 , e o ganho é determinado / pelos resistores R_a e R_b conhecidos.

3.2.2- O eletrômetro como picoamperímetro.

Existem duas técnicas para a medida de correntes baixas : o tipo "shunt" e o tipo "feed-back".

Tipo "shunt" : colocando-se um resistor, de valor conhecido, na entrada do amplificador operacional como esquematizado na figura.16, tem-se o picoamperímetro no modo "shunt".

Figura.16- Picoamperímetro tipo "shunt", colocando-se um resistor/ de valor conhecido na entrada do amplificador operacional.

Por algumas razões este tipo é vantajoso pois pode-se escolher pequenos valores possíveis de R_s e aumentar a sensibilidade do eletrômetro. Pequenos resistores são de melhor qualidade que os de maior valor ôhmico com relação à precisão, estabilidade no tempo e temperatura. Resistores de pequenos valores re-

duzem o tempo de resposta (RC); também em considerações de medida de corrente é importante pequenos valores da resistência de entrada dos medidores.

Por outro lado um cuidado deve ser tomado quando se aumenta a sensibilidade pois o ruído e fuga de corrente podem perturbar a medida.

Tipo "feed-back" : a figura.17 mostra o arranjo para o picoamperímetro no tipo "feed-back".

Figura.17- Tipo "feed-back".

A corrente I , passa através de R_f pois o amplificador operacional tem uma impedância de entrada muito alta; a queda de voltagem em R_f é $I \cdot R_f$; a análise do circuito acima levando-se em conta que $e_2 = 0$ e A (ganho) é maior que 1 tem-se a seguinte expressão :

$$e_o = - \frac{R_a + R_b}{R_b} \cdot I R_f$$

Desta maneira a voltagem de saída é uma medida da corrente de entrada. A sensibilidade do aparelho é dada pelo resistor R_f e o multiplicador composto pela combinação de R_a e R_b .

De maneira semelhante ao tipo "shunt" pode-se escolher várias combinações para os resistores de "feed-back" R_f , R_a e R_b .

Comparação entre os dois tipos de arranjo do picoamperímetro : Considerando velocidade de resposta e impedância de entrada o tipo "feed-back" oferece um melhor desempenho para muitas aplicações; entretanto para muitos propósitos o eletrômetro pode ser usado em qualquer modo. As vantagens da baixa impedância / na medida de corrente são: grande precisão, redução na isolação requerida nos acessórios e cabos de conexão.

3.2.3- O eletrômetro como Coulombmetro.

O processo que o eletrômetro se utiliza para medir carga é o seguinte : Transferir a carga para um capacitor de valor conhecido e medir a voltagem / entre os terminais deste capacitor.

Obviamente o eletrômetro é ideal para este tipo de medida, pois a baixa corrente de "offset" não altera a carga transferida durante o curto intervalo de tempo e a alta impedância de entrada não permite que a carga seja desviada.

Como nos casos anteriores, existem duas configurações para o Coulombmetro.

Coulombmetro - "shunt"

Inicialmente a carga esta no capacitor C_1 (figura.18). C_2 inicialmente descarregado é conectado a C_1 e alguma parte da carga é transferida para C_2 . O eletrômetro voltímetro, monitora a voltagem em C_2 (conhecido). A carga é transferida até que a voltagem em C_2 seja igual a de C_1 , com isto

$$V_1 = V_2 \longrightarrow \frac{Q_1}{C_1} = \frac{Q_2}{C_2}$$

Figura.18- Coulombmetro tipo "shunt";o capacitor C_2 de valor conhecido é colocado na entrada do amplificador operacional.

Para uma medida real, toda a carga de C_1 deve ser transferida para C_2 , ou seja este deve ter uma capacitância maior que a de C_1 . Noventa e nove por cento (99%) de transferência ocorre quando tem-se C_2 100 vezes maior que C_1 (21).

Coulombmetro - "feed-back"

O problema de transferência completa de carga pode ser conseguido / com o tipo "feed-back", mostrado esquematicamente na figura.19 .

Pelo fato da resistência de entrada do amplificador operacional / ser caracteristicamente alta e a baixa corrente de "offset", pode-se mostrar que a capacitância de entrada neste tipo de configuração será dada por $A.C_2$: . Devido / ao alto valor de A conseguem-se capacitâncias de entrada relativamente altas. Des- ta forma resolve-se o problema de transferência completa de carga e teremos :

$$Q_1 = Q_2 = C_2 \cdot V_2 = C_2 \cdot e_0$$

Figura.19- Coulombmetro tipo "feed-back".

Comparando-se os tipos de medir carga, vê-se que o método tipo "feed-back" é muito mais eficiente, pois conta com a transferência total de carga de / C_1 para C_2 .

O multímetro eletrômetro

Analisou-se as diversas funções do eletrômetro separadamente, uma / esquematização do multímetro eletrômetro é dada na figura.20 (a seguir).

A chave combinada "Function-Range" seleciona o parâmetro apropriado e a escala. A chave multiplicadora seleciona a sensibilidade, a chave "feed-back" o modo desejado. Nota-se que no modo "fast" a saída para o registrador não está / conectada a terra assim uma saída isolada neste esquema é necessária. Também a saí

da de ganho unitário é dependente da posição da chave de "feed-back".

Figura.20- Esquemática do multímetro eletrômetro.

Para um melhor conhecimento do instrumento, realizou-se vários testes preliminares procurando-se adaptar com o aparelho, conseguindo-se assim utilizar dos recursos que o mesmo oferece, principalmente nas medidas de carga e corrente.

No capítulo seguinte, descreve-se o dosímetro Compton- teoria, construção e medidas e vê-se que a utilização do eletrômetro é excelente neste tipo / de medida, devido suas características.

CAPÍTULO-4

DOSIMETRO COMPTON

Histórico

Logo após o descobrimento das radiações eletromagnéticas (raios-X, raios-gama,...), a atenção de muitos pesquisadores foram voltadas para esta área/ estudando os efeitos destas radiações sobre a matéria. No início deste século surgiram os primeiros trabalhos sobre os efeitos das radiações ionizantes em materi- ais dielétricos.

Estudos foram feitos com os materiais isolantes. Verificou-se que: a condutividade elétrica aumentava quando eram expostos em fortes campos de radia- ção. Quando colocados sob o fluxo de fótons de fontes extremamente poderosas, após determinado tempo de exposição apresentavam o rompimento da rigidez dielétrica (" electrical breakdown"), mesmo na ausência de campo elétrico aplicado sendo este / efeito causado pela absorção da radiação (feixe de fótons), produzindo elétrons / Compton secundários e efeitos de cargas espaciais⁽³⁾.

Interessante também são as correntes que a radiação de alta energia produz nos dielétricos e paredes das câmaras de ionização, que sob certas condi- ções produz um efeito de polarização ; estas correntes como observaram alguns pes- quizadores^(4,5,6), podem ser medidas com relativa facilidade.

Autores como Meyer e outros⁽⁷⁾, apontaram para o fato que os elêc- trons Compton são espalhados na mesma direção do feixe incidente. Assim um feixe/ de fótons unidirecional em um material isolante, pode produzir uma corrente dire- cional, mesmo na ausência de campo elétrico aplicado. Encontraram durante as medi- das sobre condutividade induzida pela radiação, mesmo que trabalhando com campo a plicado, as correntes dos elétrons Compton excedia as de condução durante o tempo de permanência da radiação.

Portanto dosímetros podem ser construídos com base nas medidas des- tas correntes, causadas pela passagem de um fluxo de fótons sobre um material die

létrico, onde a intensidade da corrente Compton é proporcional à taxa de dose de radiação.

O professor Bernhard Gross com muitos artigos publicados neste campo, sugere em um deles ⁽¹⁾ a construção de um detector com geometria cilíndrica. Acatando esta sugestão e muitas outras informações adicionais, o resultado é este trabalho em dosimetria.

4.1- Construção do dosímetro.

O detector como mostra a figura.21 é de fácil construção. Sua geometria é cilíndrica medindo 12 centímetros de altura por 2.6 centímetros de diâmetro. É constituído por um eletrodo central de chumbo (eletrodo de medida), com 10 centímetros por 1.4 centímetros de altura e diâmetro respectivamente. Ao redor deste eletrodo central uma camada de material isolante (PTFE-politetrafluoretileno) reveste-o completamente. Esta camada tem uma espessura de 0.6 centímetros.

Externamente ao teflon existe uma fina camada de tinta de prata a qual forma o eletrodo externo. Basicamente o detector é um capacitor de placas cilíndricas, formado pelo eletrodo central e externo e entre estas o isolante.

Foram tomados cuidados adicionais com a fina camada de tinta de prata em relação à sua uniformidade. Também procurou-se evitar a presença de ar na interface teflon-eletrodo central (chumbo). Para se alcançar tal objetivo, resfriou-se o eletrodo central e encaixou-se axialmente no cilindro de teflon.

Para se realizar as medidas de carga, corrente ou voltagem utilizou-se neste trabalho um eletrômetro da "KEITHLEY" (modelo 602). A conexão entre detector-eletrômetro se faz por intermédio de um cabo coaxial com boas características (figura.21).

Figura.21 - Ilustração do dosímetro de geometria cilíndrica, com-/
posto por : um eletrodo central (ou de medida) de chumbo totalmente recoberto com
material isolante teflon, a fina camada de tinta de prata (eletrodo externo) co-/
brindo todo o dielétrico (teflon) e o cabo coaxial que faz a conexão detector-e-
letrômetro.

4.2- Princípio de operação.

O feixe de fótons incide sobre a fina camada de tinta de prata, pe-
netra o dielétrico e finalmente é absorvido totalmente ou quase que totalmente no
eletrodo interno de chumbo.

O dielétrico que separa os dois eletrodos, atua como espalhador pa-
ra a produção de elétrons Compton. Estes elétrons, movem-se preferencialmente na
direção do feixe de fótons incidentes em direção ao eletrodo interno, constituín-
do assim uma corrente de condução (negativa) que flui no dielétrico entre os ele-
trodos.

Se o eletrodo interno é tomado em aberto, aparecerá uma voltagem(/
negativa) que vai se acumulando gradativamente entre os eletrodos durante o tempo
de exposição ao fluxo de fótons; por outro lado, se o eletrodo interno for tomado
em curto com o eletrodo externo, medir-se-á a corrente entre os eletrodos, esta /
corrente que flui pelo circuito externo faz com que se anule o campo de polariza-
ção criado pela irradiação (fluxo de fótons) no interior do dielétrico; pode-se /
medir a corrente ou voltagem colocando-se um medidor de alta impedância entre os
eletrodos, como esquematizado na figura.21 .

A medida da corrente de saturação ou a inclinação da curva de voltagem versus tempo, dá a medida da taxa de radiação (taxa de dose) e uma medida / da voltagem total, a dose. Seria enganoso considerar o eletrodo interno como um coletor de elétrons Compton, pois a espessura do dielétrico é feita de tal maneira/ que exceda o alcance dos elétrons, $\bar{R}$; a seguir faz-se uma tabela do alcance dos elétrons monoenergéticos em teflon e compara-se com a espessura do dielétrico que/ se tem neste dosímetro.

O alcance destes elétrons pode ser avaliado usando-se a expressão/ (12). Nesta expressão a qual dá o alcance dos elétrons em centímetros inclui-se o valor da densidade do material. Para o teflon foi medido e resultou em 2.15 g/cm^3 . Substituindo o valor da densidade na expressão (12) e calculando o alcance para algumas energias obtém-se os seguintes resultados :

Tabela.III- Alcance dos elétrons monoenergéticos em teflon (PTFE)/ de densidade 2.15 g/cm^3 , para as energias E listadas.

E (MeV)	Alcance ($\bar{R}/\rho$) (cm)
0.01	0.05×10^{-3}
0.02	0.214×10^{-3}
0.03	0.476×10^{-3}
0.04	0.825×10^{-3}
0.05	1.2×10^{-3}
0.66	7.65×10^{-2}
1.00	0.13
1.25	0.17
2.00	0.30

Portanto a espessura de 0.6 centímetros do dielétrico que separa / os eletrodos excede o alcance dos elétrons Compton para as energias listadas na tabela.III.

O fato do dielétrico cobrir toda a área do eletrodo interno (chumbo) é recomendado com o objetivo de evitar fugas de cargas deste para o ar ionizado durante o tempo de exposição do dosímetro ao fluxo de fótons.

Os fótons que por acaso penetrassem o eletrodo interno alcançariam a parte oposta irradiada e produziria uma corrente Compton, a qual teria sentido / contrário a da corrente citada anteriormente tornando menor a amplitude do sinal medido; daí, a necessidade do eletrodo interno (absorvedor) tornando esta corrente reversa a mínima possível.

Após a construção do dosímetro, conectou-se ao eletrômetro e com / os devidos cuidados contra fugas de carga e maus contatos realizaram-se as primeiras medidas de corrente causadas pelos fótons de raios-X (aparelho -Muller MG 150) e de carga na fonte de raios-gama de ^{60}Co . Os dados coletados estão nas figuras / das páginas seguintes.

Observa-se nestes gráficos, uma boa linearidade na resposta do dosímetro aos fluxos de fótons a que foi submetido. Notou-se também que o mesmo responde muito rapidamente ao feixe de fótons incidentes para ambas as fontes.

4.3- Cálculo da expressão para a corrente Compton.

Apresentar-se-á um modelo elaborado pelo professor Bernhard Gross, o qual evidencia uma relação linear entre a corrente Compton e o fluxo de fótons / incidentes na superfície do detector. Tal modelo teórico é aplicado neste trabalho mostrando-se satisfatório.

Antes de iniciar os cálculos, seguir-se-á algumas aproximações com objetivos simplificadores.

a) O alcance dos elétrons secundários é muito pequeno comparado ao alcance do feixe de fótons primários. Além deste, a energia média dos elétrons / Compton é muito menor que a energia dos fótons que o produziram. O alcance ($\bar{R}$) dos elétrons é menor que a distância que separa os eletrodos no dosímetro.

b) O eletrodo interno tem espessura o suficiente para absorver totalmente o feixe de fótons, garantindo com isto o não aparecimento da corrente reversa, comentado anteriormente.

c) O fluxo de fótons tem incidência normal à superfície externa do dosímetro.

Considerando um elétron de carga e movendo-se num dielétrico entre as eletrodos (placas) paralelos de um capacitor, cuja distância de separação é D e a distância percorrida pelo elétron dada por d (veja figura.24); logo uma carga q , dada pela seguinte expressão

$$q = e \cdot d/D$$

é medida no circuito externo, não importando a trajetória real percorrida pelo elétron, como mostra a figura.24.

Figura.24- Elétron de carga e movendo-se entre as placas planas e paralelas de um capacitor, induzindo no circuito externo uma carga $q=e.d/D$.

Figura.22-Medida da corrente Compton (I_c): (a) o dosímetro colocado a 10 cm do tubo de raios-X, no qual fixamos a voltagem em 80 KV e variamos a corrente I_x ; (b) fixamos a corrente dos raios-X e variamos a voltagem, estando o dosímetro a 5 cm de distância do tubo dos raios-X.

Figura.23- Medida da carga Compton (Q_c) acumulada no dosímetro em/ função do tempo de exposição na fonte de ^{60}Co . O dosímetro colocado a 34cm de distância da fonte.

Um feixe de fótons monoenergéticos incidente através da superfície do dosímetro é espalhado pelo dielétrico, fornecendo a produção de elétrons Compton. Seja $\dot{\Psi}(0)$ a densidade de fluxo de energia radiante ($\text{erg}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) incidente sobre a superfície do receptor (detector), como mostra a figura.25.

Figura.25- Modelo utilizado no cálculo da corrente Compton.

O número de elétrons produzidos pelo feixe por unidade de comprimento na unidade de tempo, na direção do feixe incidente é dado por $n(x)$. Logo o número de elétrons produzidos por unidade de tempo na distância dx será $n(x) \cdot dx$ ⁽²²⁾.

Os elétrons de alcance médio $\bar{R}$, tendem seguir na mesma direção do feixe de fótons incidente como mostrado no capítulo.2, figura.6. Existe um ângulo de espalhamento dos elétrons com relação à direção de incidência dos fótons o qual chamaremos θ . Assim sendo a distância percorrida pelos elétrons na direção normal às placas será $\bar{R} \cdot \cos \theta$; este ângulo θ também será tomado com valor médio.

Desta maneira, cada elétron produz no circuito externo de medida uma carga

$$= e \cdot (\bar{R} \cdot \overline{\cos \theta}) / D.$$

A corrente de elétrons, total, devido aos elétrons produzidos no/

volume de altura dx será :

$$di(x) = e \cdot \frac{(\overline{R} \cdot \overline{\cos\theta})}{D} \cdot n(x) \cdot dx \quad (\text{Coulomb/s}) \quad (29)$$

O valor de $\overline{R}$ é dado pela expressão (12), o $\overline{\cos\theta}$ é calculado no apêndice (C) para várias energias dos fótons. Resta determinar o número de elétrons produzidos pelo feixe.

A densidade do fluxo de energia $\dot{\Psi}(x)$ numa profundidade x é dada / por :

$$\dot{\Psi}(x) = \dot{\Psi}(0) \cdot e^{-\mu x} \quad (\text{erg/cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (30)$$

onde na expressão acima, $\mu \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ é o coeficiente de atenuação linear total do material e $\dot{\Psi}(0)$ é a densidade do fluxo de energia que incide na superfície do detector, o qual é dado pela expressão (27).

O número total de elétrons produzidos por unidade de comprimento e tempo no volume de altura dx com energia máxima E será,

$$n(x) = (\mu' \cdot \dot{\Psi}(x) \cdot A) / E \quad (\text{cm} \cdot \text{s})^{-1} \quad (31)$$

nesta expressão, $\mu' \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ é o coeficiente de absorção de energia dos elétrons / Compton, E a energia máxima dos elétrons produzidos na profundidade x e A a área / de recepção do feixe de fótons incidentes no detector.

Substituindo a expressão (31) na (29), a expressão da corrente torna-se :

$$di(x) = e \cdot \frac{(\overline{R} \cdot \overline{\cos\theta})}{D} \cdot \frac{(\mu' \cdot \dot{\Psi}(x) \cdot A)}{E} \cdot dx \quad (32)$$

Da equação (30) temos a densidade do fluxo de energia $\dot{\Psi}(x)$. Substituindo na (32), tem-se :

$$di(x) = \frac{e \cdot \bar{R} \cdot \overline{\cos \theta} \cdot A \cdot \cancel{\mu'} \cdot \dot{\Psi}(0) \cdot e^{-\mu x}}{D \cdot E} \cdot dx$$

Integrando entre 0 e D, a expressão acima, a corrente total resulta em :

$$i = \frac{e \cdot \bar{R} \cdot \overline{\cos \theta} \cdot \cancel{\mu'} \cdot A \cdot \dot{\Psi}(0)}{D \cdot E \cdot \mu} \cdot (1 - e^{-\mu D}) \quad (33)$$

Quando se tem a condição $\mu \cdot D$ menor que 1, ou seja, quando a absorção no espalhador é pequena, pode-se expandir $e^{-\mu D}$. Considerando até termos de segunda ordem, a expressão (33) toma a seguinte forma :

$$i = \frac{e \cdot \bar{R} \cdot \overline{\cos \theta} \cdot \cancel{\mu'} \cdot A \cdot \dot{\Psi}(0)}{E} \cdot \left(1 - \frac{\mu \cdot D}{2}\right) \quad (\text{Coulomb/s}) \quad (34)$$

A equação (34) relaciona corrente de elétrons criados pela passagem de um fluxo de fótons no dielétrico espalhador com densidade do fluxo de energia $\dot{\Psi}(0)$ incidente, finalmente todo absorvido no eletrodo interno (eletrodo de chumbo). Para o caso em que esta absorção não é completa, isto é, os fótons penetram o eletrodo de chumbo e alcançam a parte oposta de incidência (dielétrico inferior) causando a corrente reversa, a qual diminui a amplitude do sinal medido, o cálculo é dado no apêndice (D).

A equação (34) mostra claramente que a corrente Compton é diretamente proporcional à densidade de fluxo de energia que incide no dosímetro.

4.4- Medidas com o dosímetro em fontes de raios-X e raios-gama.

Seguem-se as medidas de corrente, carga ou voltagem com o dosímetro nas fontes de raios-X (unidade Muller MG 150) e raios-gama de cobalto (^{60}Co), onde o meio é o ar. Procurou-se colocar o dosímetro em posição perpendicular ao feixe / de fótons, (maior eixo do cilindro perpendicular ao feixe) como representado nas figuras.

a) Medidas com raios-X (no ar).

O aparelho de raios-X, unidade Muller MG 150, possui a liberdade de variar independentemente a corrente e a voltagem do tubo de raios-X nos intervalos de 2 a 20 miliampêres e 50 a 150 Kilovolts respectivamente. Com estes recursos pode-se variar a intensidade e a energia do fluxo de fótons dos raios-X.

O detector e os demais aparelhos como o eletrômetro ("KEITHLEY- modelo 602) e o registrador da "ECB" (Equipamentos Científicos do Brasil) juntamente com o tubo de raios-X são mostrados na figura.26 .

Figura.26- Ilustração do arranjo usado nas medidas de corrente e / carga em raios-X.

Com este arranjo da figura.26 realizou-se as medidas de carga (Q_c) e corrente (I_c) na fonte de raios-X, ora variando-se a voltagem mantendo-se a corrente fixa dos raios-X, ora variando-se I_x fixando-se V_x .

Os valores de carga acumulada contra corrente I_x , foram tomados no final de cada exposição, mantendo-se fixo o tempo de duração de cada irradiação. Para os de corrente, tem-se os valores da corrente I_c de saturação em função da corrente de raios-X (I_x) e voltagem (V_x). Além destes graus de liberdade que apresenta o aparelho de raios-X, pode-se variar a distância que separa o detector ao tubo.

As figuras seguintes (27 à 30) mostram os resultados obtidos nas medidas de corrente de saturação e carga acumulada no detector quando exposto ao fluxo de fótons do raio-X.

Todas medidas foram feitas várias vezes procurando-se manter as mesmas condições de cada particular experimento. Notou-se a boa reprodução dos valores. Observou-se também a linearidade dos gráficos.

O tempo de resposta do dosímetro é da ordem de 10^{-8} a 10^{-9} segundos⁽²³⁾.

Após estes gráficos de corrente e carga acumulada no dosímetro, provocadas pela passagem do fluxo de fótons dos raios-X, seguem-se as medidas na fonte de raios-gama de cobalto-60 (^{60}Co).

Figura.27- Medida da corrente de saturação (I_c) em função da voltagem dos raios-X (V_x) mantendo-se fixa a corrente (I_x) em 5 miliampêres. A distância do dosímetro ao tubo de raios-X igual a 5 centímetros.

Figura.28- Corrente de saturação no dosímetro em função da corrente dos raios-X, fixando-se a voltagem V_x . Dosímetro a 10 centímetros da fonte.

Figura.29- Corrente de saturação medida em função da corrente I_x , para voltagem dos raios-X fixa em 70 Kilovolts. A reta de inclinação menor obtéve-se com a colocação de filtro de alumínio de espessura dois milímetros. Em ambas medidas a distância do dosímetro à fonte é 10 centímetros.

Observa-se a atenuação da corrente de saturação I_c quando na presença do filtro.

Figura.30- Medida da carga (Q_c) acumulada em função da corrente I_x mantendo-se fixos a voltagem em 70 Kilovolts e o tempo das exposições (10 minutos). A distância do dosímetro à fonte de 10 centímetros. Nota-se a atenuação da carga/ quando na presença do filtro de alumínio (espessura 2 milímetros) dada pela reta/ de inclinação menor. Observa-se também a boa linearidade nestes gráficos.

b) Medidas com cobalto (^{60}Co) (no ar).

Com um arranjo semelhante ao da figura.26 onde substituiu-se a fonte dos raios-X por uma fonte de ^{60}Co realizou-se medidas com o detector aqui construído.

Na fonte de cobalto (^{60}Co) tem-se raios-gama com energias de 1.17 MeV e de 1.33 MeV, resultando numa energia média de 1.25 MeV. Neste tipo de fonte é praticamente impossível variar a energia dos fótons. Assim sendo as medidas aqui realizadas foram em função do tempo e da distância que separa o dosímetro da fonte.

As figuras de números (31) e (32) são respectivamente medidas de carga (Q_c) e voltagem (V_c) acumuladas no dosímetro, em função do tempo de exposição para uma distância fixa do detector à fonte. Realizou-se repetidas vezes o mesmo experimento e verificou-se a boa reprodução dos resultados.

Observou-se também que o dosímetro quando não exposto aos fluxos de fótons mencionados (raios-X e gama), não acusa nenhum sinal.

A figura.31, a qual relaciona carga (Q_c) acumulada em função do tempo de exposição, mostra que a corrente Compton provocada pelos fótons de ^{60}Co (atividade aproximadamente 700 miliCuries) no detector é de 12×10^{-15} Ampères ao longo da medida, para uma distância de 37 centímetros do dosímetro à fonte.

É importante salientar que, o eletrômetro tem uma corrente de "offset" da ordem de 5×10^{-15} Ampères ou menor. Durante as medidas, principalmente na fonte de cobalto-60, preocupou-se muito com esta corrente, pois poderia perturbar as medidas. Para sanar esta preocupação efetuou-se diversos testes com o eletrômetro e notou-se que após deixá-lo ligado por um tempo de duas horas aproximadamente, tal corrente ("offset") se estabilizava no valor de 1×10^{-15} Ampères e as vezes até menor, raramente excedendo este valor quanto maior era o tempo que permanecia ligado o aparelho. Portanto tal procedimento tornou-se rotineiro, principalmente quando as medidas eram feitas na fonte de raios-gama (^{60}Co), visto que na dos raios-X a corrente I_c é muito maior que a de "offset", como pode ser visto pelos gráficos referentes às medidas em raios-X.

Figura.31-Medida da carga acumulada (Q_c) no detector em função do tempo de exposição em fonte de ^{60}Co , para uma distância de 37 centímetros do detector à fonte. A atividade da fonte de 700 miliCuries aproximadamente.

Figura.32- Voltagem (V_c) acumulada no detector em função do tempo/ de exposição em fonte de ^{60}Co , para uma distância de 37 centímetros do detector / à fonte. Atividade da fonte de aproximadamente 700 miliCuries.

4.5- Curvas de calibração.

Pelo fato da obtenção de bons resultados com o detector tais como: Reprodutibilidade nas medidas; comportamento linear com o tempo, levantou-se as curvas de calibração deste nas fontes de raios-X e raios-gama (^{60}Co).

Tais curvas versam sobre a corrente e a carga, I_c e Q_c respectivamente, em função das taxa de exposição ($\dot{X}$) e exposição (X) das fontes de raios-X/ e raios-gama de ^{60}Co . As exposição e taxas de exposição foram medidas com auxílio dos detectores tipo caneta da "Victoreen", já em largo uso comercial e com alto / grau de confiabilidade das medidas. O resultado destas medidas é apresentado no apêndice (E).

As figuras de números (33) a (35), referem-se às curvas de calibração para raios-X de energia em torno de 30 KeV. Já as de número (36) referem-se / aos raios-gama da fonte de ^{60}Co de energia média 1.25 MeV.

Figura.33- Curva de calibração para raios-X (aparelho Muller MG 150-IFQSC). Carga acumulada (Q_C) em função da exposição (X). Os valores de (X) foram/obtidos das medidas realizadas com detectores da "Victoreen".

Figura.34- Curva de calibração para os raios-X. (I_c) corrente de saturação em função da taxa de exposição ($\dot{X}$), estas obtidas através dos detectores da "Victoreen".

Figura.35- Curva de calibração para os raios-X. (Q_c) carga acumulada em função das taxas de exposição. (Carga acumulada num tempo de 60 segundos).

Figura.36- Curva de calibração para os raios-gama da fonte de ^{60}Co atividade de aproximadamente 700 millicuries, (Biofísica-IFQSC). Corrente (I_c) de saturação e carga (Q_c) acumulada no detector em função das taxas de exposição ($\dot{X}$). (Carga Q_c acumulada no detector num tempo de 900 segundos, para cada medida).

Os valores das taxas de exposição ($\dot{X}$) foram medidos com auxílio do dosímetro da "Victoreen".

4.6- Discussão dos resultados.

- No cálculo da expressão da corrente Compton, não se considerou o retroespalhamento dos elétrons na interface isolante-eletrodo central (chumbo), / fato este quando se tem a espessura do isolante da ordem do alcance dos elétrons/ secundários. Este efeito causa uma diminuição na amplitude do sinal de corrente / Compton medido (I_c). Para minimizar este efeito coloca-se uma gaiola de Faraday / entre o isolante (teflon) e o eletrodo central (chumbo).

Tal gaiola é feita de preferência, com mesmo material isolante do detector de espessura levemente superior ao alcance dos elétrons retroespalhados/ recobrando-a com uma fina camada condutora. Tal camada, será transparente ao fluxo de fótons e sendo de mesmo material (gaiola), evita descontinuidade no interior do dosímetro. A espessura da gaiola de Faraday garante que os elétrons retroespalhados ai ficarão aprisionados. Como a mesma é metalizada, comportar-se-á elétricamente como um metal. Portanto, este artifício melhora o efeito prejudicial dos elétrons retroespalhados na interface isolante-eletrodo central.

No presente trabalho, a espessura do dielétrico espalhador (isolante) é algumas vezes superior ao alcance dos elétrons; veja tabela.III, página 39; secundários, para o intervalo de energia estudado.

- A expressão (34), mostra a relação direta entre a corrente Compton e a densidade do fluxo de energia ($\dot{\Psi}$) que incide sobre o detector. Tal comportamento verificou-se nas medidas, como se vê pelos gráficos das figuras.22 e / 29 para os raios-X e figura.36 para ^{60}Co . Nestas figuras não tem-se explicitamente a corrente I_c em função da quantidade $\dot{\Psi}$; mas, uma vez que aumenta-se I_x (para os raios-X) e $\dot{X}$ (para ^{60}Co) aumenta-se a densidade do fluxo de energia. A dependência da taxa de exposição com a quantidade é dada na expressão (B.7) no apêndice B.

-A corrente medida I_c no dosímetro é maior quando se coloca sob o fluxo de fótons dos raios-X que sob o fluxo do ^{60}Co . Voltando-se para a expressão (34), vê-se que a corrente calculada é inversamente proporcional a energia, E. Com isto a corrente é menor para o caso do ^{60}Co , pois a energia deste é em média 1.25 MeV, a qual é maior que a dos raios-X aqui estudadas. Outro fato é a diferença de densidades do fluxo de energia, o qual em ^{60}Co é menor que dos raios-X.

- Na figura.29, tem-se a corrente I_c (corrente de saturação) versus a corrente I_x (corrente aplicada ao tubo de raios-X) nas condições de mesma distância que separa o detector ao tubo e mesma voltagem V_x (no caso fixa em 70 KV). Nota-se claramente que ao colocar um filtro de alumínio (2 mm de espessura) a corrente I_c diminui. Esta diminuição se associa à diminuição da densidade do fluxo / de fótons que incide na superfície do detector.

- Em todos os gráficos aqui apresentados e encontrados neste trabalho observa-se a linearidade e o bom comportamento do detector. A reprodutibilidade das medidas pode ser verificada pela comparação das figuras.22(a) e 22(b) com as figuras.28 e 27, respectivamente.

- Os gráficos da página 53 referem-se às medidas de carga e voltagem acumuladas no dosímetro em função do tempo; para ^{60}Co , a uma distância de 37 centímetros da fonte.

Utilizando-se da expressão que relaciona carga e voltagem ($Q=C.V$) / pode-se encontrar o valor da capacitância do dosímetro. Para determinado tempo t tomam-se os respectivos valores de Q_c e V_c e calcula-se a capacitância :

t (s)	Q_c ($\times 10^{-12}\text{C}$)	V_c (V)	C ($\times 10^{-12}\text{F}$)
700	8	0.3	27
600	7	0.28	25
500	5	0.26	19

Por outro lado a capacitância de um capacitor de geometria cilíndrica pode ser expressa por:

$$C = K \cdot 2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot l / \ln \frac{b}{a}$$

onde, substituindo-se os valores de K (teflon) = 2.1, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N.m}^2$ e os de l , a e b para o dosímetro neste trabalho são respectivamente 12 cm, 0.7 cm e 1.3 cm; tem-se

$$C = 23 \times 10^{-12} \text{ F}.$$

Portanto os valores da capacitância são praticamente iguais em ambos os cálculos.

- O modelo teórico proposto pelo professor Gross sugere o cálculo da corrente Compton.

Utilizando-se a expressão (D.4) do apêndice D, para o caso de absorção incompleta dos fótons no eletrodo central (chumbo) e os seguintes valores para os parâmetros :

para ^{60}Co ($E=1.25 \text{ MeV}$)

$$e = 1.609 \times 10^{-19} \text{ Coulomb}$$

$$\bar{R} = 0.17 \text{ cm (tabela.III)}$$

$$\mu' = 0.03 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu = 0.47 \text{ cm}^{-1} \text{ (medido)}$$

$$\overline{\cos\theta} = 0.851 \text{ (apêndice C)}$$

$$\mu^* = 0.62 \text{ cm}^{-1}$$

$$D^* = 1.4 \text{ cm (espessura do chumbo)}$$

$$D = 0.6 \text{ cm (espessura do dielétrico)}$$

$$A = 48 \text{ cm}^2 \text{ (área do dosímetro)}$$

$$\dot{\Psi}_{(0)} = \frac{86.9}{(\mu_{\text{en}/\rho})_{\text{ar}}} \cdot \dot{X} \quad (\text{erg/cm}^2 \cdot \text{s})$$

$$(\mu_{\text{en}/\rho})_{\text{ar}} = 0.0266 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Para $\dot{X}$ igual a 0.6 mR/s e substituindo os valores na expressão (D.4) obtém-se : $i = 1.76 \times 10^{-14}$ Ampères.

Da figura.36 tem-se $I_c = 1.4 \times 10^{-14}$ Ampères.

Para $\dot{X}$ igual a 0.4 mR/s, i resulta em 1.25×10^{-14} Ampères. Da figura.36, o valor medido é $I_c = 1 \times 10^{-14}$ Ampères.

Portanto os valores medidos e calculados pelo modelo teórico concordam satisfatoriamente.

- Das figuras.34 ou 35, pode-se ter uma avaliação da sensibilidade do detector quando utilizado para medidas na fonte de raios-X. Pelas figuras obtém-se uma sensibilidade de aproximadamente 1×10^{-12} Coulomb/Roentgen.

Quando na fonte de ^{60}Co , obtém-se pela figura.36 uma sensibilidade de aproximadamente 2×10^{-11} Coulomb/Roentgen. Portanto um fator 20 vezes desta em relação à fonte de raios-X.

CAPÍTULO-5

CONCLUSÕES

Levando-se em conta a grande facilidade de construção deste dosímetro, as seguintes características são evidenciadas :

- O resultado do instrumento revelou-se satisfatório conforme indica o capítulo-4.
- Pode operar numa faixa de energia compreendida entre 10 KeV até 2 MeV.
- Não necessita de fonte externa de tensão, como é requerido em outros detectores.
- Excelente concordância experimental com teoria proposta.
- Boa linearidade e reprodutibilidade dos resultados.
- Grande robustez mecânica e facilidade de manuseio.

+ Sugestões para trabalhos futuros+

- Estudos do efeito da temperatura na resposta do dosímetro.
- Investigação deste instrumento para outras geometrias.

APÊNDICE- A

-Equações do efeito Compton.

O espalhamento de fótons de energia baixa por elétrons livres, é / muito bem descrito pela teoria clássica não relativística. Quando a energia dos / fótons aumentam ($h \cdot \nu$ maior que $m \cdot c^2$), esta teoria não é adequada, havendo assim / a necessidade de uma teoria relativística que descreva o espalhamento para tais / energias. (24)

Vamos analisar por meio das leis da conservação de energia e momento, a interação entre um fóton de energia $h \cdot \nu$ com um elétron, este sendo considerado em repouso e com energia de ligação no átomo, muito menor que a energia do fóton incidente, podendo assim ser considerado livre; e como resultado da interação aparece um fóton espalhado e um elétron de recuo, com energias e ângulos de espalhamento representados na ilustração abaixo.

Aplicando a lei de conservação do momento na direção do fóton incidente, teremos :

$$\frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{h \cdot \nu'}{c} \cdot \cos \theta + p \cdot \cos \phi \quad (\text{A.1})$$

e na direção perpendicular à linha de vôo do fóton incidente, temos :

$$0 = \frac{h \cdot \nu'}{c} \cdot \sin \theta - p \cdot \sin \phi \quad (\text{A.2})$$

Uma terceira relação pode ser escrita, usando a lei de conservação da energia;

$$h.\nu = h.\nu' + T \quad (\text{A.3})$$

onde $h.\nu$, $h.\nu'$ e T são as energias do fóton incidente, do fóton espalhado e do elétron de recuo, respectivamente.

Usando-se a expressão relativística

$$pc = (T.(T+2.mc^2))^{1/2} \quad (\text{A.4})$$

e um pouco de álgebra e paciência, pode-se eliminar qualquer dois parâmetros das três equações acima, obtendo-se relações úteis como :

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m.c} . (1 - \cos\theta) \quad (\text{A.5})$$

- Energia do fóton espalhado :

$$h.\nu' = \frac{m.c^2}{1 - \cos\theta + 1/\alpha} \quad (\text{A.6})$$

onde $\alpha = h.\nu/mc^2$.

- Energia do elétron espalhado :

$$T = h.\nu - h.\nu'$$

$$T = h.\nu \frac{2.\alpha . \cos^2\theta}{(1+\alpha)^2 - \alpha^2 \cos^2\theta} \quad (\text{A.7})$$

A equação (A.5) é a bem conhecida equação da colisão Compton, a qual relaciona a diferença entre o comprimento de onda do fóton incidente e o fóton espalhado. O comprimento $h/mc = 2.426 \times 10^{-10}$ cm é o chamado comprimento de onda Compton. Este é igual ao comprimento de onda de um fóton cuja energia é justamente a energia de repouso de um elétron ($mc^2 = 0.511$ MeV).

APÊNDICE- B

- Relação entre fluência de energia Ψ e exposição X .

$\Psi(0)$ = fluência de energia na superfície de incidência, (erg/cm²),

N_0 = número de fótons com energia $E = h \cdot \nu$

$$\Psi(0) = N_0 \cdot E/A$$

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu x}$$

$$\Psi(x) = \Psi(0) \cdot e^{-\mu x} = \frac{E \cdot N_0}{A} \cdot e^{-\mu x} \quad (B.1)$$

onde μ (cm⁻¹) é o coeficiente de atenuação linear.

Sendo (μ_{en}/ρ) o coeficiente de transferência de energia-massa, / o valor médio da energia depositada sobre dx será dado por :

$$dE = \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \frac{E \cdot N_0}{A} \cdot e^{-\mu x} \cdot dx \quad (\text{erg} \cdot \text{cm/g}) \quad (B.2)$$

Integrando esta expressão entre 0 e d , teremos :

$$E = \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \frac{E \cdot N_0}{A} \cdot \frac{1}{\mu} \cdot (1 - e^{-\mu d}) \quad (B.3)$$

Tomando-se a aproximação $\mu \cdot d$ menor que 1; ou seja, considerando / pequena atenuação da radiação fotônica no espalhador; e expandindo o termo exponencial da expressão acima até termos de segunda ordem, a equação torna-se

$$\frac{E}{d} = \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot \Psi(0) \quad (\text{erg/g}) \quad (B.4)$$

A expressão (B.4) significa a energia depositada por unidade de / comprimento. Determina-se a seguir o valor em Roentgen a que corresponde esta energia.

Para isto deve-se calcular o número de cargas produzidas por E/d .

A energia para gerar um par de íons no ar é W (33.7 eV), assim o número de íons gerados será :

$$n = \frac{(E/d)}{W}, \text{ e a carga total gerada é dada por } q \text{ igual a :}$$

$$q = n \cdot e = e \cdot \frac{(E/d)}{W} \quad \text{Coulomb/g}$$

Como 1. Roentgen = 2.58×10^{-7} Coulomb/g, teremos para uma exposição X Roentgen

$$X = \frac{e \cdot (E/d)}{2.58 \times 10^{-7}} \cdot \frac{1}{W} \quad (\text{Roentgen})$$

Substituindo-se o valor de (E/d) dado pela expressão (B.4), tem-se a seguinte expressão:

$$X = \frac{e \cdot (\mu_{en}/\rho)}{2.58 \times 10^{-7} \cdot W} \cdot \Psi_{(0)} \quad (\text{B.5})$$

os valores de e e W são conhecidos, 1.602×10^{-19} Coulombs e 33.7 eV (1 eV = 1.602×10^{-12} erg) respectivamente; substituindo-se estes valores em (B.5) e rearranjando tem-se

$$\Psi_{(0)} = \frac{86.9}{(\mu_{en}/\rho)_{ar}} \cdot X \quad (\text{erg/cm}^2) \quad (\text{B.6})$$

na qual, X entra em Roentgen e $(\mu_{en}/\rho)_{ar}$ em cm^2/g .

Na expressão (B.6), em vez da exposição X , usamos a taxa de exposição $\dot{X}$ (Roentgen/segundo), teremos a densidade do fluxo de energia,

$$\dot{\Psi}_{(0)} = \frac{86.9}{(\mu_{en}/\rho)_{ar}} \cdot \dot{X} \quad (\text{erg/cm}^2 \cdot \text{s}) \quad (\text{B.7}).$$

APÊNDICE-C

- Ângulo médio de espalhamento dos elétrons Compton.

A expressão (A.7) (apêndice A) dá a relação entre a energia (T) do elétron espalhado com o ângulo de espalhamento ϕ do elétron; desta expressão pode-se obter o ângulo de espalhamento procurado; após realizar algumas passagens algébricas tem-se :

$$\cos^2 \phi = \frac{(1+\alpha)^2}{\alpha^2 + 2\alpha \cdot \frac{h\nu}{T}} \quad (C.1)$$

$$\cos \phi = \left(\frac{(1+\alpha)^2}{\alpha^2 + 2\alpha \cdot \frac{h\nu}{T}} \right)^{1/2} \quad (C.2)$$

onde $\alpha = h\nu/mc^2$, $h\nu$ é a energia do fóton incidente, mc^2 é a energia de repouso do elétron e vale 0.511 MeV, e finalmente T é a energia do elétron Compton. O valor médio do $\cos \phi$ será tomado como o correspondente para a energia média, $\bar{T}$ ⁽¹⁾.

Assim sendo, o valor médio do $\cos \phi$ será :

$$\overline{\cos \phi} = \left(\frac{(1+\alpha)^2}{\alpha^2 + 2\alpha \cdot \frac{h\nu}{\bar{T}}} \right)^{1/2} \quad (C.3)$$

Portanto a equação (C.3) dá a relação entre o ângulo médio de espalhamento ($\overline{\cos \phi}$) e a energia média $\bar{T}$. Os valores para a energia cinética média $\bar{T}$ encontram-se tabelados e são dados na tabela.1; como nesta tabela não se tem os valores dos demais parâmetros para as energias de 1.25 MeV e 1.8 MeV, estes valores podem ser facilmente calculados usando as expressões de Klein-Nishina (R.D.

Evans - "The Atomic Nucleus"-(1955), páginas 684-688.) .

Utilizando a equação (C.3), construiu-se a tabela.IV abaixo.

Nota-se em tal tabela, que com o aumento da energia dos fótons incidentes o ângulo θ de espalhamento diminui, como discutido no capítulo.2 .

Tabela.IV- Ângulo $\bar{\theta}$ de espalhamento dos elétrons Compton, calculado por intermédio da expressão (C.3) .

Energia do fóton $h.v$ (MeV)	parâmetro α ($h.v/mc^2$)	Energia média do elétron espalhado, $\bar{T}$ (MeV)	$\overline{\cos\theta}$	$\bar{\theta}$
0.03	0.06	0.0016	0.71	45^0
0.05	0.1	0.0040	0.69	46^0
0.5	1.0	0.171	0.764	40^0
1.25	2.5	0.586	0.851	32^0
1.8	3.6	0.922	0.885	28^0
2.0	4.0	1.061	0.897	26^0

APÊNDICE-D

- Caso de absorção incompleta no eletrodo interno.

Neste caso a absorção fotônica no eletrodo interno é incompleta; os fótons alcançam a parte oposta à de incidência, com isto causando uma corrente Compton reversa porque tem sentido contrário à formada na parte onde o fluxo de fótons incide ao chegar no detector.

Analogamente ao capítulo.4, pode-se calcular esta corrente reversa, e este cálculo é mostrado a seguir.

Seja $\dot{\Psi}^*$ a quantidade de fluxo de energia (densidade de fluxo de energia) que consegue alcançar a parte de fundo em questão, esta quantidade pode ser dada por :

$$\dot{\Psi}^* = \dot{\Psi}_{(0)} e^{-(\mu D + \mu^* D^*)} \quad (D.1)$$

onde μ e μ^* são os coeficientes de atenuação (cm^{-1}) para os materiais; que o fluxo de fótons atravessa até chegar na parte de fundo; espalhador (dielétrico superior) e eletrodo interno (chumbo), D e D^* a espessura dos materiais (cm), // como ilustra a figura abaixo.

A expressão da corrente, chamando-se de i_2 , será análoga à da expressão (34), substituindo-se apenas o valor de $\dot{\Psi}(0)$ por $\dot{\Psi}^*$.

$$i_2 = \frac{e \cdot \bar{R} \cdot \overline{\cos \theta} \cdot \mu' \cdot A \cdot \dot{\Psi}^*}{E} \left(1 - \frac{\mu \cdot D}{2}\right) \text{ Coulomb/s} \quad (D.2)$$

A expressão para a corrente medida no circuito externo será :

$$i_t = \frac{e \cdot \bar{R} \cdot \overline{\cos \theta} \cdot \mu' \cdot A \cdot \dot{\Psi}(0)}{E} \left(1 - \frac{\mu \cdot D}{2}\right) \cdot \left[1 - e^{-(\mu D + \mu^* D^*)}\right] \quad (D.3)$$

ou ainda

$$i_t = i \cdot \left[1 - e^{-(\mu D + \mu^* D^*)}\right] \quad (\text{Coulomb/s}) \quad (D.4)$$

onde i na expressão (D.4) é o mesmo da expressão (34).

Vê-se pelas expressões (D.3) ou (D.4) que a medida que se aumenta a espessura do eletrodo interno (chumbo), D^* , a corrente total será a própria i , / para uma mesma energia dos fótons incidentes.

APÊNDICE-E

-Taxas de exposição para as fontes de raios-X e raios-gama ⁶⁰Co.

As medidas que se seguem foram feitas com as câmaras da "Victoreen" para as fontes de raios-X (unidade Muller MG-150) e raios-gama de ⁶⁰Co pertencentes ao Instituto de Física e Química de São Carlos (IFQSC).

Na tabela.V abaixo referem-se às taxas de exposição para os raios-X, e a seguir para a fonte de cobalto-60, com atividade de 667 miliCuries para o dia das medidas (1/12/1983), estão lançadas em gráfico. Neste gráfico estão também os valores para as taxas de exposição em função da distância que separa a câmara da "Victoreen" à fonte em questão; teóricos calculados com base no fator gama (γ) encontrado na literatura, o qual é

$$\gamma = 12.9 \frac{R}{\text{miliCurie} \times \text{hora}} \text{ a } 1 \text{ centímetro};$$

para as demais distâncias, basta usar a lei do inverso do quadrado; multiplicando-se o fator gama pela atividade da fonte e transformando-se o tempo em segundos teremos a taxa de exposição Ẋ em Roentgen por segundos. Nota-se neste gráfico a boa concordância entre os valores experimentais e teóricos.

-Taxa de exposição (Ẋ) para os raios-X, em função da voltagem V_x / (voltagem aplicada no tubo de raios-X) e da corrente I_x, para uma distância de 10 / centímetros da câmara ao tubo.

V _x (KV)	I _x (mA)	Ẋ (R/s)
50	20	3.4
	15	2.5
	10	1.7
	5	0.85

V_x (KV)	I_x (mA)	$\dot{X}$ (R/s)
70	20	7.9
	15	6.1
	10	4.2
	5	2.1
80	20	10.6
	15	8.1
	10	5.8
	5	2.75

-Taxas de exposição ($\dot{X}$) para cobalto-60 (atividade = 667 mCi).

BIBLIOGRAFIA

- (1)- Gross, B. : Compton Dosimeter for Measurement of Penetrating X-Ray and Gamma-Rays; *Radiation Research* 14, 117-130 (1961).
- (2)- Gross, B. : The Compton Current; *Z. für Physik* 155, 479-487 (1959).
- (3)- Gross, B. : Thermo Voltaic Effect in Gamma Irradiated Borosilicate Glass; *Physics Review* 110, 337-338 (1958).
- (4)- J.C.Hewart, J.L.Jones and H.Miller : Physical Measurements on a 2 MeV X-Ray Generator; *Brit.Journal of Radiology* 24, 665-675 (1951).
- (5)- J.E.Richardson : Effect of Chamber Voltage on Electron Buildup Measurements; *Radiology* 62, 584-588 (1954).
- (6)- S.Genna : Absolute Calibration of a ^{60}Co Gamma Ray Beam; *Radiology* 65, 394-405 (1955).
- (7)- R.A.Meyer, F.L.Bouquet and R.S.Alger : Radiation Induced Conductivity in Polyethylene and Teflon; *Journal of Appl.Physics* 27, 1012-1018 (1956).
- (8)- A Von Hippel : *Dielectric Materials and Applications*;
- (9)- Morgan & Turner : *Principles of Radiation Protection; A Textbook of Health Physics* (1973), cap.2, §2.6 .
- (10)- Greening, J.R. : *Fundamentals of Radiation Dosimetry*; Adam Hilger Ltd, Bristol páginas de 9 à 11. (1981).
- (11)- Kase & Nelson : *Concepts of Radiation Dosimetry*; Pergamon Press Inc. (1978) páginas de 19 à 22.
- (12)- Evans, R.D. : *The Atomic Nucleus*; Mc. Graw-Hill Book Company (1955), páginas de 695 à 700.

- (13)- Evans, R.D. : The Atomic Nucleus; Mc. Graw-Hill Book Company (1955),
capítulo 23.
- (14)- Evans, R.D. : The Atomic Nucleus; Mc. Graw-Hill Book Company (1955),
página 710.
- (15)- Greening, J.R. : Fundamentals of Radiation Dosimetry; Adam Hilger Ltd, Bristol
(1981), páginas 19-20.
- (16)- Evans, R.D. : The Atomic Nucleus; Mc. Graw-Hill Book Company (1955),
pág. 712-714.
- (17)- Evans, R.D. : The Atomic Nucleus; Mc. Graw-Hill Book Company (1955),
pág. 625.
- (18)- Gross, B. : Irradiation Effects in Borosilicate Glass; Physics Review 107,
368-373 (1957).

: Irradiation Effects in Plexiglass; Journal Polymer Science 27,
135-142 (1958).
- (19)- Morgan & Turner : Principles of Radiation Protection; A Textbook of Health
Physics, Robert E. Krieger Publishing Company (1973); pág. 132 .
- (20)- Scaff, L.A.M. : Bases Físicas de Radiologia-Diagnóstico e Terapia; Sarvier,
São Paulo (1979).
- (21)- Manual do Eletrometro : Electrometer Measurements of the Keithley Instru-
ments; (1972).
- (22)- Gross, B. : Compton Currents- Historical Aspects and Recollections;
IEEE Transactions on Nuclear Science 25, 1048-1054 (1978).
- (23)- Gross, B. : Efeitos Elétricos de Irradiação de Dielétricos por Radiações
Ionizantes; apostila de notas de aula- IFQSC, USP-São Carlos (1983).
- (24)- Evans, R.D. : The Atomic Nucleus; Mc. Graw-Hill Book Company (1955),
pág. 674-693.