



ANÁLISE DA QUALIDADE DA IMAGEM DE UMA CÂMARA GAMA

(*Dissertação para a obtenção do grau de mestre em Física Para o Ensino*)

Pedro Nuno Monteiro Alves

Departamento de Física
Junho / 2007

AGRADECIMENTOS

A realização deste trabalho não seria possível sem o empenho e colaboração de algumas pessoas e instituições. Por conseguinte, gostaria de agradecer em particular:

Ao meu orientador, o Professor Doutor Joaquim Agostinho Gomes Moreira, do Departamento de Física da Universidade do Porto, pelo seu enorme e constante apoio, pelas suas críticas e conselhos, e por toda a experiência académica enriquecedora que me foi transmitida no desenvolvimento desta dissertação.

Ao Dr. João Santos e à Dr.ª Sandra Sarmento, do Departamento de Física Médica do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Porto, pela oportunidade surgida em realizar uma dissertação sobre a qualidade de imagem de uma câmara gama. O seu contributo foi fundamental para a elaboração do capítulo 3, nomeadamente na resolução dos problemas que foram surgindo; e nos pacientes, e sempre disponíveis, esclarecimentos sobre a metodologia aí implementada. Para eles, o meu profundo obrigado.

Ao técnico Carlos Torres, do Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, pelo fabrico do fantoma SR utilizado na análise da qualidade da imagem de uma câmara gama.

À D. Rosalina, funcionária da biblioteca do Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, pela sua paciência na pesquisa das referências bibliográficas necessárias para este trabalho.

Ao meu amigo Carlos Araújo, pela entrega atempada dos impressos de candidatura a mestrado.

Ao meu amigo Hugo “Beto Malhoa” Pinto, pela sua amizade e dicas no tratamento teórico da distribuição normal dos histogramas apresentados nas experiências com radiações.

Ao “Jota”, ao “Jimmy”, ao “James", ao “Mamã” e ao “Pika”, pela amizade constante ao longo destes *intensos* anos.

Aos meus pais, ao meu irmão e principalmente à Joana, pelo grande e persistente incentivo em realizar um mestrado. Este trabalho é um pouco Vosso, também.

Na impossibilidade de referir todos aqueles que de alguma forma me prestaram alguma da sua ajuda, vai o meu reconhecimento genuíno.

RESUMO

Além do estudo experimental de algumas características de um detector Geiger--Müller, o principal objectivo deste trabalho consiste na implementação de um novo método de medição simultânea da sensibilidade extrínseca e da resolução espacial extrínseca de uma câmara gama, numa única aquisição de imagem plana. Para esse efeito, projectámos e testámos um fantoma, e comparámos os resultados obtidos com os métodos tradicionais usados para determinar separadamente estes dois importantes parâmetros de qualidade de imagem. O fantoma permite a análise qualitativa imediata da resolução espacial, bem como a determinação do contraste para cinco frequências espaciais distintas, de forma a obtermos a Função de Transferência de Modulação (FTM) da câmara gama. Uma vantagem deste método é a medição directa de alguns pontos fixos da FTM, o que torna os resultados independentes dos parâmetros de ajuste que influenciam fortemente a determinação da FTM pelos métodos tradicionais.

Título da dissertação em inglês:
Analysis of a Gamma-Camera's Image Quality

ABSTRACT

Besides the experimental study of some Geiger-Müller detector characteristics, the main purpose of this work consists in a new method for measuring simultaneously both the extrinsic sensitivity and the spatial resolution of a gamma-camera, in a single planar acquisition. Hence, a dual-purpose phantom was developed and tested, having then compared the results with other conventional methods used for separate determination of these two important image quality parameters. The phantom yielded reproducible and accurate results, allowing an immediate qualitative analysis of the spatial resolution, as the quantitative determination of the contrast for five different spatial frequencies, allowing the determination of the gamma-camera's Modulation Transfer Function (MTF). One advantage of this method is that it measures directly some fixed points in the MTF curve. Therefore, the result is reasonably independent of the fitting parameters which strongly influence the determination of the MTF by the conventional methods.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO---------- **12**

Capítulo 1

INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO IONIZANTE COM A MATÉRIA---------- **14**

1.1 Produção de Raios-X em Ambiente Hospitalar---------- **16**

1.2 Fontes de Raios γ---------- **20**

1.3 Coeficiente de Atenuação Linear---------- **23**

1.4 Secção Eficaz de uma Interacção---------- **27**

1.5 Mecanismos de Transferência de Energia---------- **30**

1.5.1 Difusão Elástica---------- 30

1.5.2 Efeito Fotoeléctrico---------- 32

1.5.3 Efeito de Compton---------- 36

1.5.4 Produção e Aniquilação de Pares---------- 45

1.6 Importância Biológica Relativa dos Diferentes Mecanismos de Transferência de Energia---------- **46**

1.7 Poder de Paragem---------- **49**

1.7.1 Perdas por Colisão e Perdas Radiativas---------- 49

Capítulo 2

ESTUDO DE ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DE UM DETECTOR GEIGER-MÜLLER---------- **54**

2.1 O Detector Geiger-Müller---------- **55**

2.2 O Sistema de Contagem ST-350---------- **60**

2.3 As Fontes Radioactivas---------- **60**

2.4 As Placas Absorventes---------- **61**

2.5 Esquema Geral de Montagem---------- **62**

2.6 Estudo Experimental de Algumas Características do Funcionamento de um Detector Geiger-Müller 62

2.6.1 Determinação Experimental do Patamar e da Tensão de Funcionamento de um Detector Geiger-Müller 63

2.6.2 Determinação do Tempo de Resolução de um Detector Geiger--Müller 64

2.6.3 Determinação da Eficiência de um Detector Geiger-Müller para Vários Tipos de Radiação 66

2.7 Desintegração Radioactiva de Núcleos 68

2.7.1 Aleatoriedade da Desintegração Radioactiva 68

2.7.2 Determinação de Métodos que Permitam Aumentar a Exactidão das Medidas 73

2.8 Estudo Experimental da Absorção β e γ 77

2.8.1 Estudo da Absorção de Partículas β 78

2.8.2 Determinação da Energia Máxima de Partículas β 84

2.8.3 Estudo da Absorção de Radiação γ 86

Capítulo 3

ESTUDO DA SENSIBILIDADE E DA RESOLUÇÃO ESPACIAL DE UMA CÂMARA GAMA 90

3.1 Imagem por Técnicas Nucleares 91

3.2 Principais Componentes e Princípios Básicos de Funcionamento de uma Câmara Gama 93

3.2.1 Colimador 94

3.2.2 Detector de Cintilação 95

3.2.3 Tubos Fotomultiplicadores 97

3.2.4 Analisador de Altura de Pulso 99

3.3 Parâmetros de Avaliação do Funcionamento de uma Câmara Gama 102

3.3.1 Sensibilidade Extrínseca 103

3.3.2 Resolução Espacial Extrínseca 104

3.4 Método de Determinação Simultânea da Sensibilidade Extrínseca e da Resolução Espacial Extrínseca de uma Câmara Gama 109

3.4.1 Os Fantomas 'SR' e 'S' 110

3.4.2 Preparação dos Fantomas 113

3.4.3 Estudo Experimental da Sensibilidade Extrínseca de Várias Câmaras Gama Utilizando Dois Fantomas Distintos---------- 114
3.4.4 Estudo da Resolução Espacial Extrínseca de uma Câmara Gama------- 117

CONCLUSÕES GERAIS---------- **126**

BIBLIOGRAFIA---------- **128**

INTRODUÇÃO

Na agenda contemporânea da globalização é inquestionável a grande contribuição da Física no desenvolvimento das sociedades, em particular no avanço tecnológico e económico. Neste âmbito, a aplicação dos conceitos e dos métodos da Física à área das ciências da saúde, particularmente, tem fomentado a implementação de novas técnicas de obtenção de imagem anatómica e funcional, de terapia e de diagnóstico, cada vez mais rápidas e eficazes. A preparação de novos materiais para o desenvolvimento ou para a estimulação do crescimento de tecidos vivos, bem como a sua caracterização e optimização, recorrem também aos conhecimentos de Física de materiais.

A utilização de radionuclídeos para o diagnóstico por imagem tem merecido um crescente interesse, dado que, associado aos avanços dos meios de detecção, permitem grande resolução espacial (da ordem dos 2-3 mm) e elevada resposta temporal. O desafio actual da Medicina Nuclear passa pela optimização de radionuclídeos que possam ser facilmente integrados em cadeias metabólicas. Por outro lado, a par da investigação de novos radiofármacos está a implementação e aperfeiçoamento de detectores, cada vez mais sensíveis e de resposta mais rápida, que permitem a utilização de menores quantidades de radionuclídeos, diminuem os tempos de aquisição, maximizam a resolução espacial e permitem distinguir radiação com janelas distintas de energia. Um tipo de detectores mais utilizado em diagnóstico por imagem molecular é a *câmara gama*. As câmaras gama actuais permitem uma resolução espacial de cerca de 2 mm, podendo captar várias centenas de milhar de fotões γ por segundo. As limitações das câmaras gama residem, essencialmente, no tempo de resposta dos detectores e do sistema electrónico de processamento dos sinais recolhidos.

O tema abordado nesta dissertação é o estudo experimental da qualidade da imagem obtida com uma câmara gama. É objectivo deste trabalho implementar um método simultâneo para a medida da sensibilidade extrínseca e da resolução espacial extrínseca de uma câmara gama, e comparar os resultados obtidos com os métodos tradicionais de análise destes dois parâmetros, referenciados em programas de Controlo

de Qualidade dos sistemas de formação de imagem existentes num laboratório de Medicina Nuclear. O trabalho apresentado foi realizado em colaboração com o Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto e o Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Porto.

O texto de dissertação divide-se em três capítulos. Toda a técnica de detecção de radiação se baseia em mecanismos de interacção entre essa radiação e a matéria. Por conseguinte, no capítulo 1 abordamos os conceitos relacionados com a interacção da radiação ionizante e a matéria, nomeadamente os raios-X e os raios γ. Num contexto de aplicação à Medicina, este capítulo tem como objectivos a análise dos diferentes mecanismos de interacção e a sua importância relativa nos processos de transferência de energia aos tecidos biológicos e na detecção de radiação.

O capítulo 2 é dedicado ao estudo experimental de algumas características de um sistema de detecção de radiação bastante conhecido, o detector Geiger-Müller. Pretendemos estudar o funcionamento deste tipo de detector, tendo como base alguns dos conceitos descritos no capítulo 1. Sendo a protecção radiológica um factor importante num laboratório de Medicina Nuclear, apresentamos, como complemento deste capítulo, algumas experiências associadas ao decaimento radioactivo e à absorção de radiação. A inclusão destas experiências permite-nos aprofundar o conhecimento sobre a estatística do decaimento radioactivo, mas principalmente, avaliar o poder de absorção de vários meios materiais a diferentes tipos de radiação.

No capítulo 3 apresentamos um método para a medida simultânea da sensibilidade extrínseca e da resolução espacial extrínseca de uma câmara gama. Além de uma breve descrição da constituição de uma câmara gama, pretendemos avaliar a qualidade da imagem formada. São expostos os resultados obtidos e a sua comparação com outros métodos de avaliação mais morosos, que implicam a paragem do serviço de diagnóstico num hospital.

O texto termina com considerações gerais sobre os resultados apresentados e questões que permitirão um trabalho de futuro.



CAPÍTULO 1

Interacção da Radiação Ionizante com a Matéria

Quando a radiação electromagnética se propaga num meio material, ocorrem diversos tipos de interacções entre a radiação e os átomos do meio, envolvendo trocas de energia e de momento. Nesta interacção é transferida alguma da energia incidente para o sistema material (E_{trans}). Parte da energia transferida pode ser absorvida pelo meio (E_{abs}), enquanto outra parte abandona o sistema (E_{perdida}) através de feixes emergentes que podem ser de outro tipo. Atendendo à conservação de energia, a situação descrita traduz-se pela seguinte equação:

$$E_{\text{trans}} = E_{\text{abs}} + E_{\text{perdida}}. \tag{1.1}$$

A energia transferida corresponde à energia electromagnética que é utilizada para provocar a ionização ou a excitação dos átomos. Desta energia, alguma pode ser absorvida pelo meio (englobando a quebra de ligações químicas ou a elevação de temperatura) e outra parte pode envolver a criação de novas excitações (fotões) e/ou partículas (electrões, positrões) que podem, posteriormente, abandonar o meio; neste último caso, parte da energia incidente abandona o meio material.

No que se segue, iremos centrar a nossa atenção ao processo de interacção entre a radiação ionizante e a matéria. A radiação ionizante compreende a gama de frequências superior a ~10^{15} Hz e divide-se em *ultravioleta* (10^{15} a 10^{17} Hz), *raios-X* (10^{17} a 10^{19} Hz) e *raios* γ (>10^{17} Hz). A designação deste tipo de radiação advém do facto da energia dos fotões ser adequada para provocar a ionização dos átomos.

Podemos considerar a radiação ionizante como um feixe de fotões e o meio material como um conjunto de núcleos, rodeados pelos respectivos electrões. A interacção entre o feixe de fotões e o meio material pode envolver diversos mecanismos, dos quais destacamos a difusão elástica (ou coerente), o efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton (difusão inelástica) e a produção/aniquilação de pares.

Um dos aspectos importantes a considerar na interacção da radiação/matéria, e que tem relevância em diversas áreas de aplicação das radiações à Medicina, é a atenuação do feixe de radiação. Contrariamente às partículas carregadas, os fotões X e γ são mais difíceis de atenuar. Este tipo de radiação, por ter um elevado poder de

penetração nos tecidos moles do corpo, é usado no diagnóstico por imagem e na terapia com radiação.

Começaremos este capítulo pela discussão da produção de raios-X e raios γ, seguindo-se a análise dos diferentes mecanismos de interacção com a matéria. A parte final deste capítulo é dedicada às perdas radiativas provocadas pela radiação de travagem (*bremsstrahlung*).

1.1 PRODUÇÃO DE RAIOS-X EM AMBIENTE HOSPITALAR

A energia dos fotões X tem valores típicos da ordem de grandeza entre 10^3 a 10^5 eV. Para produzir um feixe de fotões X podem ser utilizadas ampolas de raios-X ou aceleradores lineares. Começaremos por descrever a constituição e o funcionamento de uma ampola de raios-X.

A figura 1.1 apresenta um esquema de uma ampola de raios-X, constituída essencialmente por um invólucro de vidro selado hermeticamente, no qual estão inseridos dois eléctrodos. O interior do invólucro é mantido a alto vácuo.

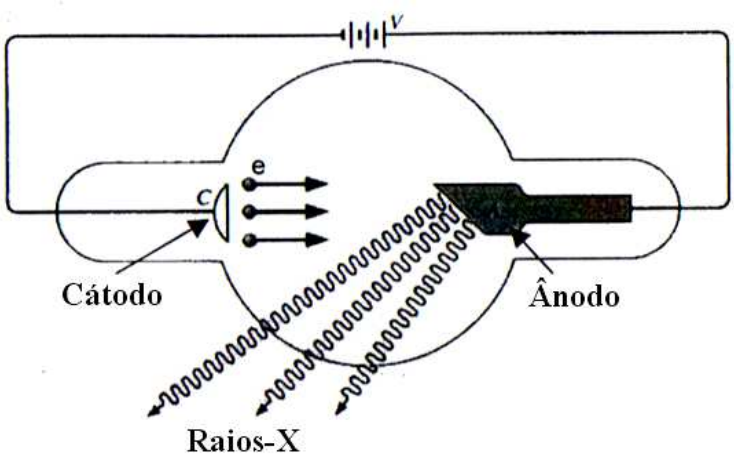


Figura 1.1 – *Esquema da constituição de uma ampola de raios-X* (adaptado de [1]).

O cátodo é constituído por um filamento metálico, em geral tungsténio, que emite electrões por efeito termoiónico, devido à passagem de uma corrente eléctrica de elevada intensidade. O ânodo consiste numa espessa massa de metal (cobre, molibdénio ou outro) que funciona como alvo dos electrões ejectados do cátodo. Aplicando-se uma elevada diferença de potencial entre os eléctrodos – da ordem de 10 kV a 100 kV–, os electrões emitidos pelo cátodo são acelerados e atingem o ânodo

com velocidade elevada. Quando um electrão de elevada energia cinética passa perto de um núcleo do ânodo, pode ocorrer a interacção radiativa que está ilustrada na figura 1.2. Esta interacção implica uma forte desaceleração do electrão e a consequente emissão de um fotão X, com energia da ordem de 10^4 eV. Resulta, então, um feixe de radiação de espectro contínuo. Este processo de produção de raios-X é vulgarmente designado por *bremsstrahlung* (radiação de travagem). Simultaneamente ao processo descrito, ocorre um outro processo de produção de raios-X. Se a energia cinética do electrão emitido pelo cátodo for suficientemente elevada, este pode ionizar um átomo do alvo. Ao extrair-lhe um electrão do cerne, o electrão removido (também designado por *electrão auger*) cria uma lacuna numa orbital do átomo, que será preenchida por um outro electrão de energia superior. Nessa transição electrónica ocorre a emissão de um fotão X.



Figura 1.2 – *Esquema do processo* bremsstrahlung (adaptado de [1]).

A figura 1.3 apresenta um espectro de emissão de raios-X por um ânodo de molibdénio e um ânodo de cobre.

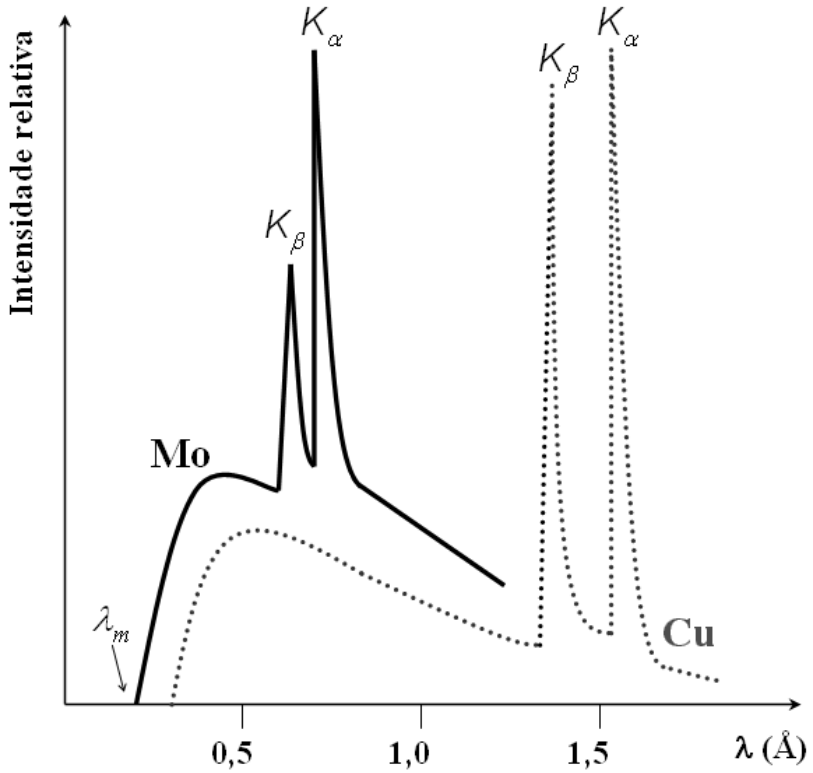


Figura 1.3 – *Espectros de raios-X do molibdénio e do cobre* (adaptado de [2]).

Cada espectro é caracterizado por uma banda muito larga, na qual se emergem picos. A banda larga do espectro tem origem na radiação *bremsstrahlung* e é independente da composição do alvo, uma vez que só depende da diferença de potencial entre os eléctrodos. De facto, se V_0 for a tensão aplicada na fonte de raios-X, a energia dos fotões gerados por *bremsstrahlung* poderá tomar um valor até eV_0. Por conseguinte, no espectro de emissão da figura 1.3 existe um comprimento de onda mínimo dos fotões X emitidos (λ_m) que corresponde à conversão integral da energia cinética máxima de um electrão ($E_c = eV_0$) em energia de um fotão de raios-X. Se o electrão perde uma parte da sua energia por colisão no alvo, antes da interacção radiativa, a energia irradiada é inferior à energia máxima possível. Consequentemente, o respectivo comprimento de onda será superior a λ_m.

Os picos nos espectros da figura 1.3 estão relacionados com a radiação emitida pelo elemento que compõe o alvo após uma transição electrónica. Uma vez que a energia das orbitais está devidamente quantificada, o "salto quântico" caracterizar-se-á por um valor de energia (ou comprimento de onda) bem definido e associado ao fotão criado. Assim, os picos em ambos os espectros da figura 1.3 dizem respeito a comprimentos de onda específicos de uma determinada transição electrónica, e são

característicos do elemento de que é feito o ânodo. A título de exemplo, os picos designados por K_α têm origem na emissão quando um electrão da orbital *p* preenche uma lacuna na orbital *s*. Da mesma forma, os picos designados por K_β correspondem à emissão pela transição electrónica da orbital *d* para a orbital *s*. A intensidade dos raios-X emitidos por transições electrónicas está relacionada com a concentração do elemento na amostra responsável por essa emissão.

Define-se a eficiência da ampola de raios-X como o quociente entre a energia do feixe de raios-X produzido e a energia transferida pelos electrões na colisão com o ânodo. A energia do feixe de raios-X depende da diferença de potencial entre os eléctrodos e do número atómico do metal que constitui o alvo. A eficiência de produção de raios-X é pequena. Para termos uma ideia, a eficiência do processo de raios-X com um alvo de tungsténio, utilizando electrões acelerados com uma diferença de potencial de 100 kV, é da ordem de 1% [1]. Grande parte da energia dos electrões que é transferida para o ânodo transforma-se em calor, havendo dessa forma a necessidade de um sistema de arrefecimento.

A produção de feixes de raios-X de mais alta energia é feita com um acelerador linear (figura 1.4), em que a energia aí envolvida é equivalente à que seria obtida numa ampola de raios-X, se entre o cátodo e o ânodo se pudesse estabelecer uma diferença de potencial da ordem de 1 MV, acelerando os electrões com energias de vários MeV. A figura 1.4 apresenta alguns componentes de um acelerador linear vulgarmente utilizado num laboratório de radiologia.

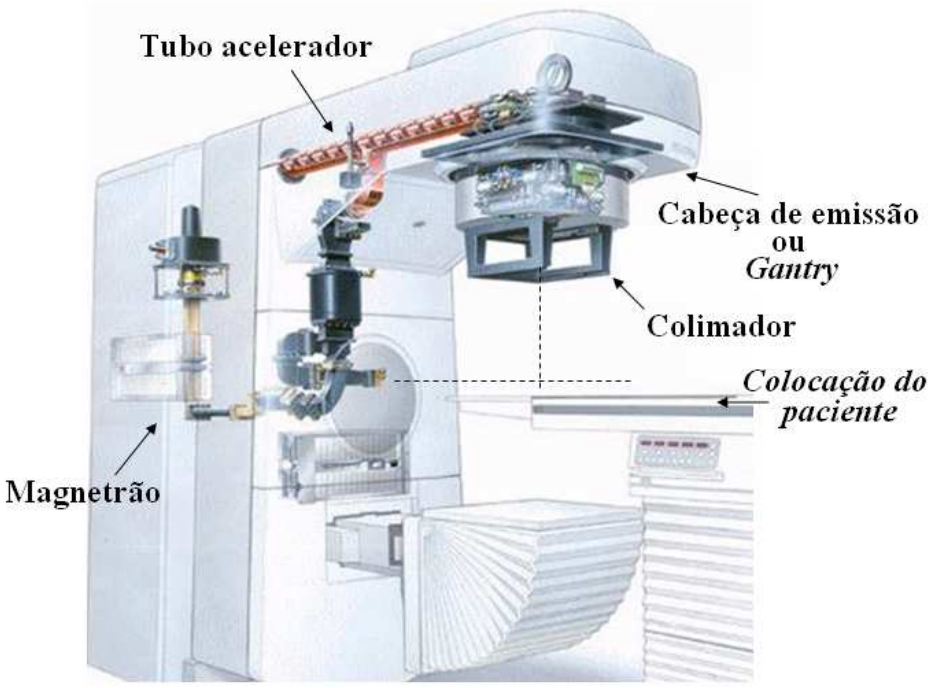


Figura 1.4 – *Esquema de um acelerador linear utilizado em radiologia. As linhas a tracejado definem o ponto de intercepção do eixo do colimador com o eixo de rotação da cabeça de emissão* [3].

Para essa gama de energias, o processo de acelerar os electrões é diferente do anteriormente descrito. Os electrões emitidos são transportados por microondas (geradas num magnetrão ou num klystrão) ao longo de um tubo (tubo acelerador) no qual se fez um elevado vácuo. Nesse percurso, os electrões adquirem a velocidade da onda portadora. Em seguida, incidem num alvo de tungsténio, tal como na ampola da figura 1.1. A cabeça de emissão pode rodar em torno de um eixo horizontal que define a posição do paciente, que permanece deitado e imóvel. O ponto de intercepção do eixo do colimador com o eixo de rotação da cabeça de emissão é feito com o auxílio de *lasers* colocados segundo as direcções definidas pelas linhas a tracejado na figura 1.4. Desta forma, a montagem do acelerador é isocêntrica, sendo possível definir o posicionamento do paciente nos tratamentos.

1.2 FONTES DE RAIOS γ

A produção de raios γ é feita recorrendo a processos de decaimento radioactivo. Nestes processos de decaimento existe um nuclídeo radioactivo que decai para outro nuclídeo, que pode ou não ser radioactivo. No que se segue, designaremos por *radionuclídeo "pai"* o radionuclídeo que por decaimento dá origem a um segundo

radionuclídeo instável, designado por *radionuclídeo "filho"*. Nos decaimentos α e β, o radionuclídeo "filho" fica muitas vezes num estado excitado, ocorrendo, posteriormente à sua criação, transições nucleares para estados de menor energia, ainda excitados, ou para o estado fundamental. Nessas transições nucleares são emitidos fotões γ. Nesta secção apresentaremos os aspectos gerais da técnica de produção deste tipo de radiação em laboratório.

Genericamente, o método de produção de raios γ baseia-se na produção de um radionuclídeo "filho" com um tempo de semi-vida pequeno, a partir do decaimento de outro radionuclídeo "pai" com um tempo de semi-vida longo. Este decaimento é feito num *gerador*, que consiste, essencialmente, numa pequena coluna cromatográfica de vidro, na qual o radionuclídeo "pai" está fortemente adsorvido. Os dois radionuclídeos são separados, tendo como base técnicas químicas. Uma dessas técnicas é a eluição, na qual se usa um eluente que dissolve o radionuclídeo gerado e praticamente não dissolve o radionuclídeo "pai", que continua fortemente adsorvido na coluna. A figura 1.5 ilustra os principais componentes presentes numa coluna cromatográfica de produção de tecnécio-*m*99 (radionuclídeo "filho") a partir de molibdénio-99 (radionuclídeo "pai").

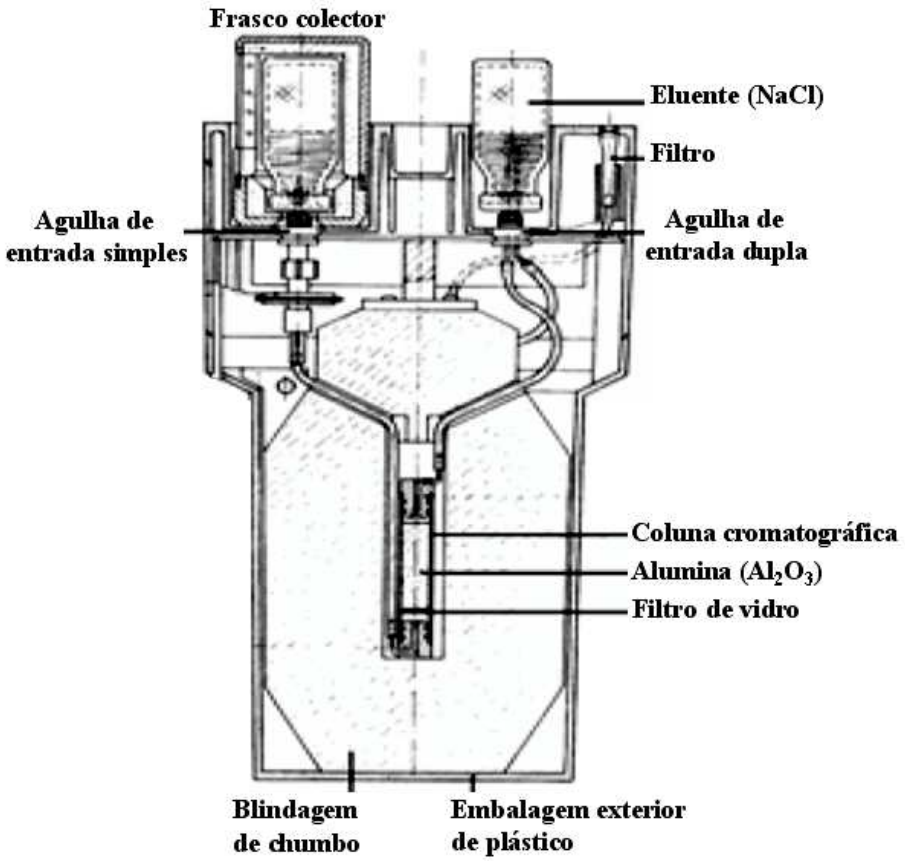


Figura 1.5 – *Esquema de um gerador* $^{99}Mo/^{99m}Tc$ (adaptado de [4]).

O gerador $^{99}Mo/^{99m}Tc$ é um sistema composto por uma coluna cromatográfica de alumina (Al_2O_3), onde é depositado ^{99}Mo sob a forma de molibdato ($^{99}MoO_4^{2-}$), o qual decai para pertectenato ($^{99m}TcO_4^-$). Estas duas espécies químicas apresentam diferentes afinidades pelo Al_2O_3, possibilitando que o $^{99m}TcO_4^-$, juntamente com o seu isómero, de tempo de semi-vida elevado, $^{99}TcO_4^-$, sejam extraídos do gerador através de eluição da coluna com soro fisiológico esterilizado (solução de NaCl a 9%) [5]. O eluente introduz-se na entrada da coluna de alumina (que possui uma agulha de entrada dupla) e o frasco colector, sob vácuo, é colocado na saída (que possui uma agulha de entrada simples). O filtro permite a entrada de ar no gerador, forçando a passagem do eluente através da coluna, à medida que se produz o ^{99m}Tc. O eluente dissolve o radionuclídeo "filho" gerado, sendo este arrastado para o frasco colector, deixando retido na coluna o ^{99}Mo, que se vai novamente acumulando. O processo de eluição pode ser repetido várias vezes, mas o respectivo rendimento vai variando. Após cada eluição, a actividade do radionuclídeo "filho" remanescente na coluna é baixa, mas começa a aumentar até que novamente se aproxima da actividade do radionuclídeo "pai", devido à regeneração. Por conseguinte, o gerador $^{99}Mo/^{99m}Tc$ constitui um par radioactivo em *equilíbrio transitório*. Este equilíbrio é alcançado em cerca de 24 h, devendo a eluição ser feita diariamente [6]. O sistema tem uma protecção com uma blindagem em chumbo na coluna, que impossibilita a emissão de radiações para o exterior.

O ^{99}Mo decai por emissão β^- para ^{99m}Tc e para ^{99}Tc, de acordo com o seguinte esquema [7]:

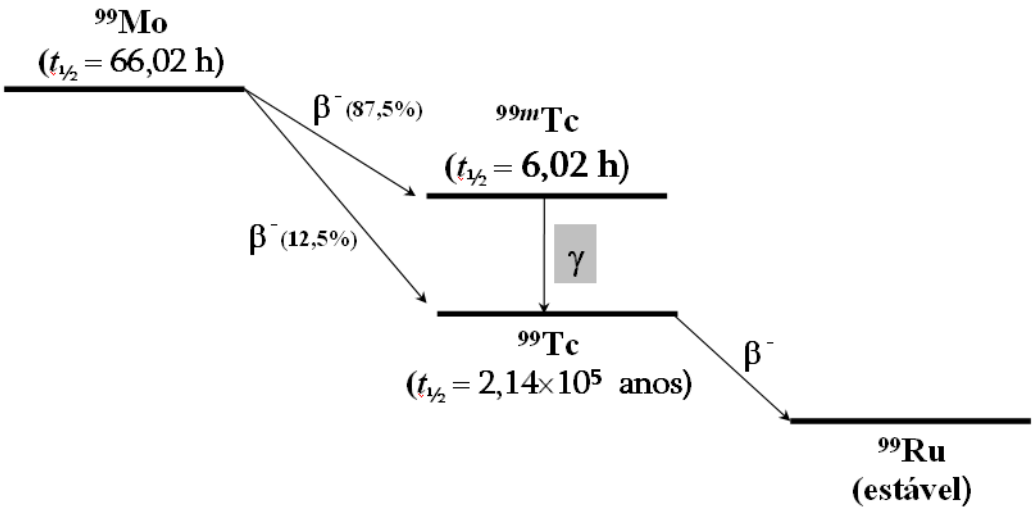


Figura 1.6 – *Etapas do decaimento do ^{99}Mo para o seu isótopo estável ^{99}Ru.*

O ^{99m}Tc é um emissor γ com um tempo de semi-vida relativamente curto (6,02 h), sendo bastante utilizado em exames de diagnóstico, tais como na visualização de lesões cerebrais, em artrocintigrafia e em angiografia isotrópica [4]. O decaimento do estado metaestável do ^{99m}Tc para o seu isómero ^{99}Tc envolve a emissão de um fotão γ de energia igual a 0,140 MeV.

Ao contrário dos raios-X, os espectros de emissão γ são sempre de riscas. As riscas espectrais resultam das transições entre estados excitados ou entre um estado excitado e o estado fundamental de um núcleo. A energia dos fotões emitidos é aproximadamente igual à diferença de energia entre dois níveis de energia nucleares entre os quais se dá a transição, dado que a energia cinética de recuo do núcleo, após a emissão, é pequena. A emissão γ tem uma especial importância no capítulo 3, uma vez que utilizaremos o ^{99m}Tc no estudo da qualidade de imagem de uma câmara gama.

1.3 COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO LINEAR

Ao atravessar um meio material, um feixe de raios-X ou raios γ sofre atenuação. Consideremos um feixe de radiação monoenergético e estreito, constituído por um grande número de fotões N_0 que incidem perpendicularmente na superfície plana de um meio material homogéneo, de espessura L, tal como está esquematizado na figura 1.7.

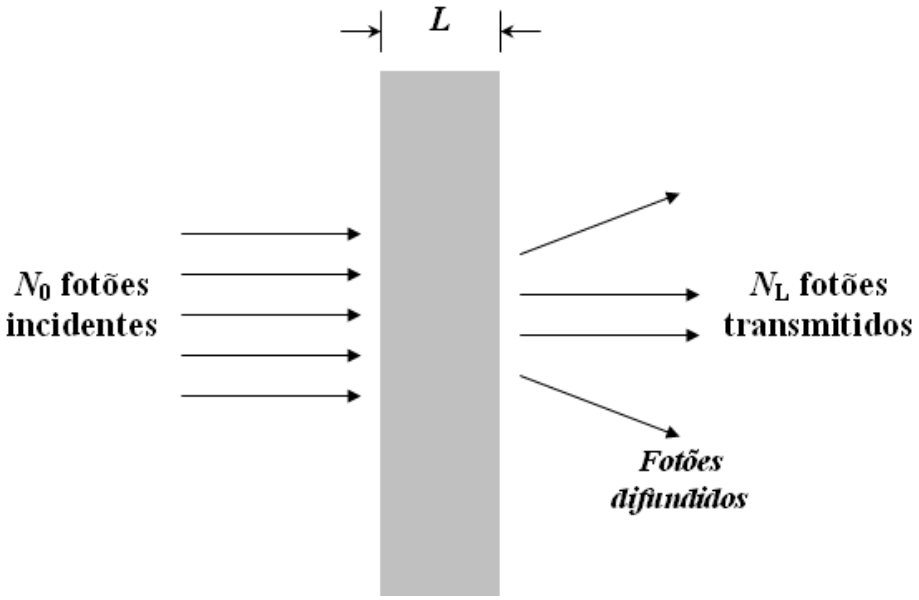


Figura 1.7 – *Incidência e transmissão de fotões num meio material.*

Vamos admitir que cada fotão ou é completamente absorvido na interacção com o meio, sem produzir radiação secundária, ou atravessa o material sem qualquer mudança de energia, mas podendo alterar a sua direcção de propagação. Seja μ a probabilidade, por unidade de comprimento, de ocorrer uma interacção entre o fotão e um átomo. Assim, μdl é a probabilidade de interacção de um fotão com um átomo que se encontra dentro de uma fatia de espessura *dl*. O coeficiente μ é uma propriedade do material, sendo conhecido como o *coeficiente de atenuação linear*. Se *N* fotões incidirem sobre a fatia de espessura *dl*, o decréscimo do número de fotões devido à absorção é dado por:

$$dN = -\mu N dl. \tag{1.2}$$

A variação do número de fotões, *dN*, devido à absorção na fatia de espessura *dl*, em relação ao número inicial de fotões que incide nessa fatia, *N*, é dado por:

$$\frac{dN}{N} = -\mu dl. \tag{1.3}$$

Integrando o primeiro membro da equação anterior desde N_0 até N_L e a espessura desde $l = 0$ até L, obtemos:

$$\frac{N_L}{N_0} = e^{-\mu L}. \tag{1.4}$$

A expressão anterior mostra-nos que o decréscimo do número de fotões transmitidos é exponencial na distância que o feixe percorre no meio material.

Uma grandeza que é frequentemente utilizada para avaliar ou caracterizar as propriedades de atenuação de um meio é o *valor de meia espessura*, $H_{1/2}$, que se define como sendo a espessura de material necessária para que a intensidade de um feixe homogéneo e estreito, que incida normalmente numa superfície plana, se reduza para metade do seu valor inicial. Utilizando a equação (1.4) podemos calcular uma expressão para $H_{1/2}$:

$$H_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0{,}693}{\mu}. \tag{1.5}$$

Quanto mais pequeno for μ maior será o valor de $H_{1/2}$ e mais penetrante será a radiação. As características de absorção de um meio podem ser descritas em termos de μ ou $H_{1/2}$, que são função do tipo de material e da energia da radiação incidente. Se $H_{1/2}$ for conhecido, ou calculado a partir de μ, então é possível determinar a redução na intensidade do feixe após ter percorrido uma certa distância no meio material. Também podemos encontrar a espessura de um material necessária para reduzir a intensidade do feixe para um determinado valor. Este último ponto é importante na concepção de um adequado sistema de protecção radiológica. A tabela 1.1 apresenta valores de μ e $H_{1/2}$ para diferentes materiais (água, chumbo e osso) e para diferentes valores de energia de radiação incidente.

Material	**Número atómico**	**Densidade (kgm^{-3})**	**Energia (keV)**	**μ (mm^{-1})**	**$H_{1/2}$ (mm)**
Água	7,42*	10^3	30	0,036	19
			60	0,020	35
			200	0,014	50
Osso	12,3*	$1{,}65\times10^3$	30	0,16	4,3
			60	0,05	13,9
			200	0,02	35
Chumbo	82	$11{,}4\times10^3$	30	33	0,002
			60	5,5	0,130
			200	1,1	0,600

Tabela 1.1 – *Valores típicos de μ e $H_{1/2}$ para radiações monoenergéticas;* **números atómicos efectivos* (adaptado de [8]).

Antes de analisarmos a tabela 1.1, chamamos a atenção para o conceito de número atómico efectivo de substâncias compostas ou misturas. O número atómico efectivo, Z_{ef}, de um composto ou mistura é definido através da equação [5]:

$$Z_{\text{ef}} = \sqrt[x]{\sum_{i=1}^{n}\left(f_i \times (Z_i)^x\right)}, \tag{1.6}$$

sendo Z_i o número atómico de cada elemento presente na substância composta ou mistura e f_i a razão entre o número de electrões de cada elemento presentes na substância composta ou mistura e o número total de electrões dessa mesma substância composta ou mistura. O expoente x na equação (1.6) depende da energia dos fotões γ.

Para fotões com energias compreendidas entre 50-600 keV, x está compreendido entre 2,90 e 3,50 [9].

Vejamos o caso particular da água. O número total de electrões na molécula H_2O é 10 (2 do hidrogénio e 8 do oxigénio). Neste caso, f_H (H_2O) = 2/10 e f_O (H_2O) = 8/10. Para a gama de energias da tabela 1.1 consideramos x = 2,94 [5]. Utilizando a equação (1.6), calculamos o valor do número atómico efectivo da água:

$$Z_{ef}\left(H_2O\right) = \sqrt[2,94]{0,2\times 1^{2,94} + 0,8\times 8^{2,94}} = 7,42.$$

O número atómico efectivo de substâncias compostas ou misturas é importante no processo de atenuação, pois pode ser comparado com o número atómico de um elemento, uma vez que supomos que o número de electrões da mistura é igual a Z_{ef}.

Podemos prosseguir agora para a análise dos valores da tabela 1.1, que nos permite retirar as seguintes conclusões (que serão exploradas na secção 1.5):

a) μ aumenta ($H_{1/2}$ diminui) com o aumento da densidade do meio. A radiação é menos penetrante em meios com grande densidade porque há mais átomos na unidade de volume, pelo que a probabilidade de ocorrer absorção aumenta;

b) A dependência de μ no número atómico é complexa, embora o seu valor aumente com o aumento do número atómico;

c) No caso particular da água (os tecidos moles apresentam propriedades semelhantes a esta substância), $H_{1/2}$ é cerca de 30 mm para feixes com energias típicas utilizadas no diagnóstico radiológico (~50 keV). Assim, a intensidade de um feixe de raios-X quando atravessa o nosso corpo será reduzido por um factor de ½ por cada 30 mm percorridos;

d) Uma camada de chumbo de espessura 0,1 mm é capaz de atenuar para metade a intensidade de um feixe de raios-X de 50 keV. Uma porta de uma sala de raios-X constituída por uma camada de 0,5 mm de espessura de chumbo providencia uma protecção eficaz contra essas radiações.

Quando consideramos vários processos independentes de absorção, o coeficiente de atenuação linear total, μ, é igual ao somatório da contribuição de cada processo na absorção [8]:

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + ... + \mu_n = \sum_{n=1}^{n} \mu_n \ . \tag{1.7}$$

Muitas vezes é conveniente separar o efeito da densidade do meio, ρ, de outros factores que contribuem para a absorção e que têm origem no mecanismo de interacção da radiação com a matéria. Uma vez que a atenuação produzida por uma camada de material de espessura *L* depende do número de átomos aí presentes, então μ depende da densidade ρ do material. Ao dividir μ por ρ, o *coeficiente de atenuação mássico* resultante será independente da densidade. A equação (1.4) é reescrita utilizando o coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ, ficando:

$$\frac{N_L}{N_0} = e^{-(\mu/\rho)\rho L} \ . \tag{1.8}$$

A equação (1.8) é usada para mostrar que o poder de atenuação de uma determinada massa de material, por unidade de área, é constante.

1.4 SECÇÃO EFICAZ DE UMA INTERACÇÃO

A secção eficaz associada a uma interacção entre a radiação e a matéria é uma medida da probabilidade dessa interacção ocorrer. Quando um feixe de fotões incide num meio de pequena espessura, nem todas os fotões desse feixe vão interactuar com os átomos que compõem o meio. A probabilidade de interacção depende de uma área "efectiva" de colisão dos átomos do meio.

Consideremos um feixe de fotões monocinético que incide perpendicularmente na superfície *S* de um meio material homogéneo de espessura *dx*, tal como está representado na figura seguinte.

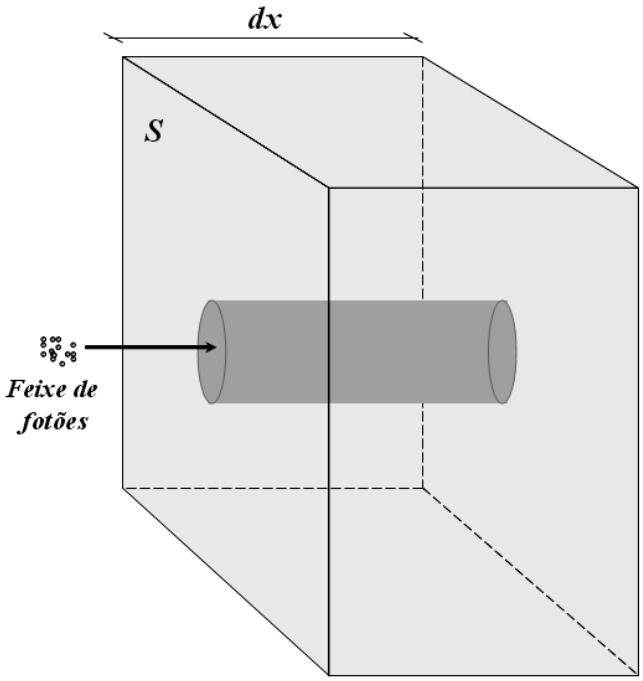


Figura 1.8 – *Feixe de fotões que incide perpendicularmente num meio de espessura* dx *e área* S.

Seja ϕ o fluxo de fotões incidente. O número de colisões por unidade de tempo e por unidade de área da superfície do meio material será dado por:

$$w = \frac{colisões}{tempo \times área} = \frac{\phi\sigma}{S} \times \left(n.^{o}\, de\ partículas\ do\ meio\right), \tag{1.9}$$

sendo σ a secção eficaz da interacção. Se n_a for número de partículas do meio material por unidade de volume, o número total de partículas será dado por $n_a S dx$, sendo $n_a dx$ o número de partículas do meio no cilindro de altura dx e base de área unitária (rever a figura 1.8). Assim, a equação (1.9) pode reescrever-se como:

$$w = \frac{\phi\sigma}{S} \times \left(n_a\, S\, dx\right) = \phi\sigma\, n_a\, dx. \tag{1.10}$$

A variação do fluxo de partículas incidentes é igual a:

$$d\phi = -w = -\phi\sigma\, n_a\, dx. \tag{1.11}$$

Resolvendo a equação diferencial anterior, vem que:

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\sigma n_a x} = \phi_0 e^{-\frac{x}{L}}. \qquad (1.12)$$

A equação (1.12) mostra-nos que o número de partículas incidentes num meio material homogéneo decresce exponencialmente com a espessura deste. Comparando as equações (1.4) e (1.12) vemos uma analogia entre os conceitos de secção eficaz e coeficiente de atenuação linear. A grandeza *L* é conhecida como *comprimento de absorção* ou *livre percurso médio*, e é igual ao inverso do coeficiente de atenuação linear. Nas próximas secções utilizaremos bastante o coeficiente de atenuação mássico μ/ρ, que não é mais do que $(\sigma\, n_a)/\rho$. Por conseguinte, quando falarmos em secção eficaz, μ/ρ está intrinsecamente implícito e vice-versa.

Este modelo de secção eficaz representa a maneira mais simples e conveniente de descrever a probabilidade de ocorrência de qualquer interacção nuclear. De facto, definições mais alargadas de secção eficaz teriam de considerar situações em que partículas com parâmetro de impacto entre *b* e *b*+*db* (figura 1.9) têm ângulos de deflexão entre θ e $\theta + d\theta$, quando se aproximam de um átomo do meio material. Na figura seguinte está representado um esquema que traduz precisamente esse caso.

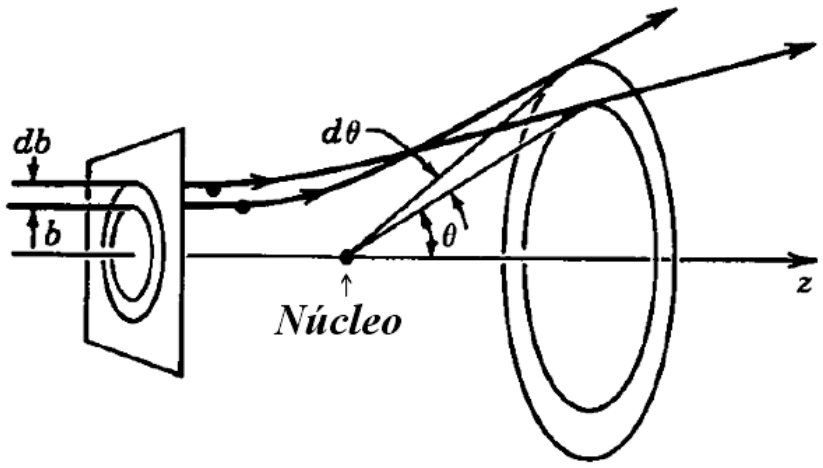


Figura 1.9 – *Esquema da secção eficaz diferencial de uma interacção* [10].

A área da coroa circular de raio *b* e espessura *db* é dada por:

$$d\sigma = 2\pi b.db = 2\pi b\left|\frac{db}{d\theta}\right| d\theta. \qquad (1.13)$$

De acordo com a equação (1.13) e a definição de ângulo sólido ($d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$), a *secção eficaz diferencial*, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, é igual a:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b(\theta)}{\sin\theta}\left|\frac{db}{d\theta}\right|. \tag{1.14}$$

É importante referir que a secção eficaz de uma interacção varia quer com os mecanismos de transferência de energia, quer com a energia cinética da radiação incidente.

1.5 MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA

De seguida iremos analisar os mecanismos de transferência de energia que podem ter lugar quando um feixe de raios-X ou γ se propaga num meio material. Nas próximas secções apenas discutiremos quatro desses mecanismos, a saber: a difusão elástica, o efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton e a produção/aniquilação de pares. A razão desta escolha reside no facto destes mecanismos serem os de maior relevância na radiologia de diagnóstico e na terapia com radiações, bem como no funcionamento de detectores de radiação-X e γ. Consideraremos os aspectos físicos envolvidos e a importância relativa de cada um destes mecanismos nos efeitos biológicos.

1.5.1 DIFUSÃO ELÁSTICA

A difusão elástica é um processo em que não há absorção efectiva de energia pelo meio material, apenas a dispersão angular do feixe emergente. Quando um fotão X ou γ interactua com os electrões de um átomo, estes podem transitar do seu estado de energia inicial E_1 para um nível energético superior E_2, absorvendo a energia hf proveniente do fotão incidente. Este estado excitado é instável e o electrão transita para um estado de menor energia, emitindo um fotão. Se o estado para onde o electrão decai tiver a mesma energia do estado inicial, então o fotão emitido tem a mesma frequência do fotão incidente. Contudo, em geral, as direcções de propagação dos fotões incidente

e emitido não são as mesmas. A figura 1.10 apresenta, esquematicamente, o processo de difusão elástica.

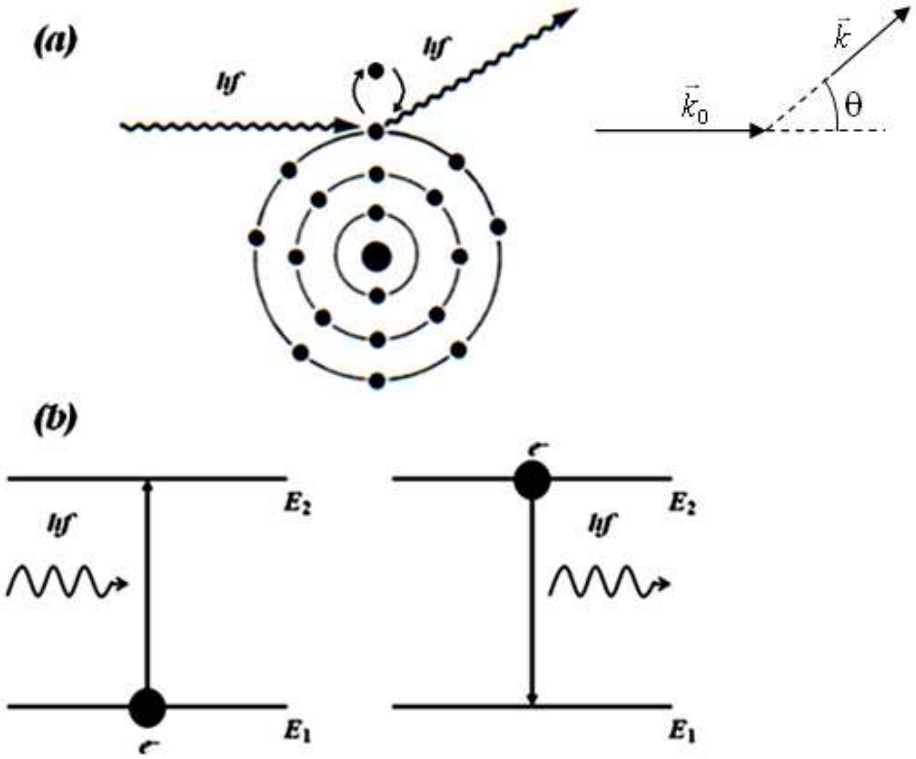


Figura 1.10 – *(a) Difusão elástica de um fotão de energia* hf. *Do lado direito estão representadas as direcções do fotão incidente e do fotão difundido, segundo um ângulo θ. (b) Esquema de níveis de energia e transições electrónicas que traduzem a absorção e a emissão de fotões com a mesma frequência no processo de difusão elástica* (adaptado de [9]).

A direcção do vector $\vec{k}$ do fotão difundido depende do número atómico do meio, *Z*, e da energia do fotão incidente, *hf*. A tabela 1.2 mostra alguns exemplos do valor do ângulo de difusão (θ) para dois elementos com números atómicos distintos (alumínio e chumbo) e três valores de energia do fotão incidente.

	Energia, *hf* (MeV)		
	0,1	**1**	**10**
Al (*Z* = 13)	15°	2°	0,5°
Pb (*Z* = 82)	30°	4°	1,0°

Tabela 1.2 – *Ângulos de difusão de fotões para diferentes valores de Z e de energia do fotão incidente* [6].

Analisando a tabela 1.2, verificamos que os ângulos de difusão tornam-se consideráveis para valores de energia da radiação incidente inferiores a 0,1 MeV. Por outro lado, para o mesmo valor de energia, a difusão dos fotões é sempre superior em meios com maior número atómico.

A secção eficaz da difusão elástica pode ser expressa através do coeficiente de atenuação mássico ε/ρ, que aumenta com o aumento de Z do meio de incidência, e diminui à medida que a energia da radiação aumenta. Verifica-se que [6]:

$$\frac{\varepsilon}{\rho} = \frac{Z}{(hf)^2}.$$

Havendo um aumento de Z do meio material, maior será a probabilidade de um fotão incidente ser difundido nesse meio, devido ao aumento da densidade electrónica. Em relação à energia dos fotões, quanto maior for hf menor será a capacidade do meio difundir o feixe incidente, traduzindo-se numa diminuição do coeficiente ε/ρ. Tal como vemos na tabela 1.2, a mudança de direcção do feixe incidente é muito pequena para altas energias.

1.5.2 EFEITO FOTOELÉCTRICO

O efeito fotoeléctrico é um mecanismo de transferência de energia no qual um fotão é absorvido por um electrão orbital, sendo posteriormente ejectado do átomo. O estado deixado vago pelo fotoelectrão pode ser ocupado por um electrão mais energético, emitindo radiação (fluorescência). A energia deste fotão é igual à diferença entre as energias de ionização do fotoelectrão e do electrão que ocupa o estado vago. A figura 1.11 mostra um esquema do efeito fotoeléctrico.

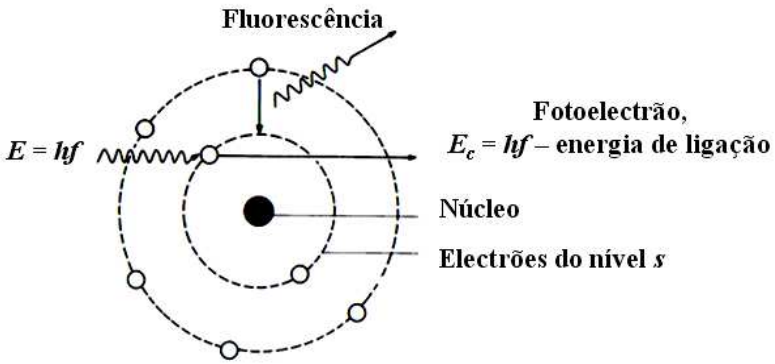


Figura 1.11 – *Esquema do efeito fotoeléctrico e consequente emissão de radiação electromagnética* (adaptado de [8]).

Para haver emissão de fotoelectrões é necessário que a energia do fotão incidente seja superior à energia de ionização associada ao fotoelectrão. A energia cinética adquirida pelo fotoelectrão é igual à diferença entre a energia do fotão incidente e a energia necessária para arrancar o electrão ao átomo:

$$E_c = hf - \phi_0. \tag{1.15}$$

ϕ_0 é a energia mínima exigida para remover um electrão, sendo designada *função de trabalho*. A energia da radiação requerida para que ocorra efeito fotoeléctrico depende da natureza dos átomos que constituem o meio material.

A partir da equação (1.15) verificamos que a energia cinética do electrão é nula para a frequência $f_0 = \phi_0 / h$, designada por *frequência limiar*. Para frequências da radiação menores que f_0 não há emissão de fotoelectrões. A energia cinética do fotoelectrão cresce linearmente com a frequência da radiação incidente, na condição em que $f > f_0$. O gráfico da figura 1.12 mostra a dependência da energia cinética dos fotoelectrões em função da frequência da radiação incidente.

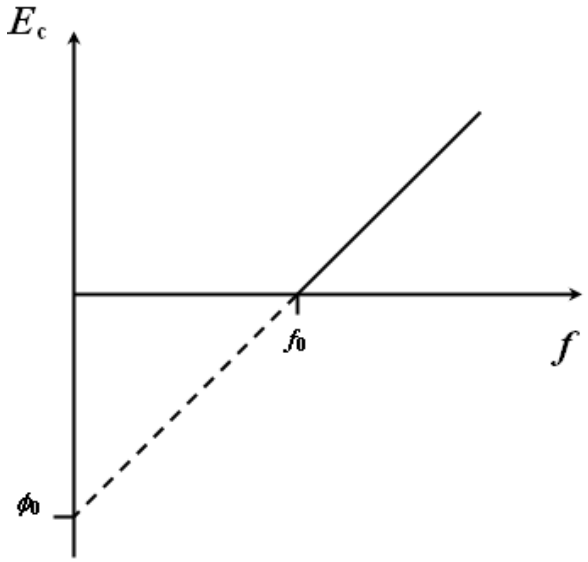


Figura 1.12 – *Energia cinética do fotoelectrão em função da frequência incidente.*

O valor da ordenada na origem do gráfico da figura 1.12 corresponde à função de trabalho ϕ_0 e pode obter-se extrapolando a recta que traduz a dependência de E_c em hf. Tal como veremos de seguida, o efeito fotoeléctrico é a interacção mais importante entre os raios-X e os electrões fortemente ligados ao núcleo.

O coeficiente de atenuação mássico associado ao efeito fotoeléctrico representa-se geralmente por τ/ρ. Autores como Evans (1955) ou Hubbell (1969) publicaram várias tabelas com dados experimentais para as secções eficazes τ/ρ em função da energia dos fotões incidentes e para diferentes meios materiais. Aquilo que apresentamos já de seguida, na figura 1.13, é um gráfico de τ/ρ em função da energia do fotão incidente para a água (Z_{ef} = 7,42) e para o chumbo (Z = 82), baseado nos resultados desses autores. Notemos que se utilizam escalas logarítmicas em ambos os eixos do gráfico da figura 1.13.

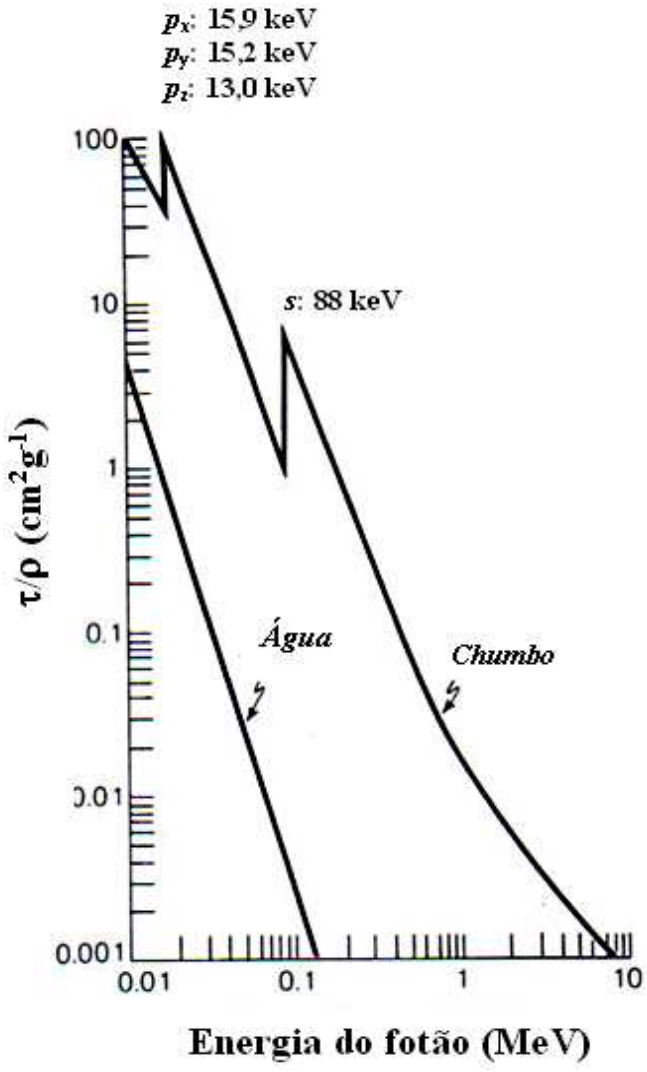


Figura 1.13 – *τ/ρ em função da energia do fotão incidente. Os meios considerados são a água e o chumbo. A água representa um número atómico efectivo pequeno, semelhante ao tecido humano, e o chumbo representa um número atómico elevado* [9].

No caso em que o meio é a água, a dependência de τ/ρ em *hf* é aproximadamente linear (na escala considerada), com um declive aproximado de -3, podendo-se considerar que $\tau/\rho \propto 1/(hf)^3$.

O gráfico de τ/ρ em função de *hf* obtido no chumbo apresenta duas descontinuidades que ocorrem para valores de energia iguais a 15 keV e a 88 keV, respectivamente. Estas descontinuidades são designadas por *descontinuidades de absorção* e correspondem às energias dos dois primeiros níveis electrónicos, *p* e *s*. Na figura 1.13 não estão representados os três patamares de absorção correspondentes aos três subníveis da camada *p*, pois as suas energias são muito próximas. Optamos por colocar apenas uma descontinuidade para uma energia de ~15 keV. Um fotão com energia inferior a 15 keV não consegue ejectar um electrão do nível *p* do chumbo. Então, abaixo de 15 keV a interacção está limitada aos electrões dos níveis superiores. Quando o fotão tem um valor de energia que é igual à energia correspondente ao nível *p*, τ/ρ aumenta bruscamente, produzindo a descontinuidade de absorção. Esse aumento do coeficiente de atenuação mássico deve-se à contribuição de mais electrões na interacção, o que faz aumentar a secção eficaz do processo. Depois deste ponto, se a energia do fotão aumentar, τ/ρ diminui outra vez até à próxima descontinuidade, devido à absorção *s*. A energia do fotão passa a ser 88 keV, o que permite ejectar um electrão do nível *s*. Como se vê na figura 1.13, neste último patamar τ/ρ aumenta consideravelmente de um factor de aproximadamente 10, ao contrário da descontinuidade *p*. Esse facto permite-nos concluir que os dois electrões do nível *s* têm uma enorme contribuição na secção eficaz do efeito fotoeléctrico, em comparação com os outros 80 electrões do átomo de chumbo. O nível *s* contribui com cerca de ¾ para o valor de τ/ρ, devido à elevada energia de ligação dos electrões desse nível e à forte dependência do efeito fotoeléctrico na energia de ligação.

Em relação à dependência de τ/ρ no número atómico, verifica-se que $\tau/\rho \propto Z^3$ [6]. O efeito fotoeléctrico é o processo de interacção mais importante no diagnóstico à base de raios-X de baixa energia (aproximadamente inferior a 0,1 MeV) e é favorecido em materiais com elevado número atómico (compare-se a diferença entre os valores de τ/ρ da água e do chumbo para um mesmo valor de energia, na figura 1.13).

No caso dos tecidos humanos (valores de *Z* baixos), os valores das energias de ionização são tão baixos (500 eV ou inferior) que praticamente toda a energia do fotão incidente se transforma em energia cinética do fotoelectrão. Assim sendo, quanto menor

for a energia cinética do fotoelectrão, maior é a eficácia de transferência de energia para o tecido humano, e portanto, a energia absorvida será muito próxima da energia cinética do fotoelectrão. A energia do fotão fluorescente é, no caso em discussão, também pequena, de modo que a sua energia será também ela absorvida pelo meio. A tabela 1.3 apresenta valores experimentais de energia transferida e de energia absorvida, para diversos valores de energia do fotão incidente por tecidos humanos.

Energia do fotão incidente (MeV)	**Energia transferida média (MeV)**	**Energia absorvida (MeV)**
0,01	0,00865	0,00865
0,10	0,0141	0,0141
1,0	0,440	0,440
10,0	7,30	7,04
100,0	95,63	71,80

Tabela 1.3 – *Energia transferida e energia absorvida em tecidos humanos, em função da energia incidente* [6].

Analisando a tabela 1.3, concluímos que quando a energia do fotão incidente é igual ou inferior a 1,0 MeV, a energia transferida ao fotoelectrão é praticamente toda absorvida pelo meio. Por outro lado, a partir de 10,0 MeV já existe uma diferença significativa entre a energia transferida e a energia absorvida pelo meio material, que se acentua para 100,0 MeV. Neste último caso, cerca de 75% da energia transferida ao meio é absorvida por este.

Em tecidos humanos, concluímos que a energia transferida e a energia absorvida, no processo em análise, são praticamente iguais, desde que a energia do fotão seja inferior a 1 MeV.

1.5.3 EFEITO DE COMPTON

O efeito de Compton é um processo de interacção que envolve uma difusão inelástica de fotões. Neste mecanismo, o fotão interage com os electrões que estão fracamente ligados ao núcleo (electrões quase “livres”). Em 1923, ao estudar a difusão de raios-X num bloco de carbono, o físico norte-americano Arthur Compton verificou que o comprimento de onda dos raios-X difundidos é função da direcção de propagação do feixe difundido. O gráfico da figura 1.14 mostra qualitativamente a dependência da

intensidade I do feixe difundido em função do comprimento de onda, para diversos valores do ângulo de difusão ϕ.

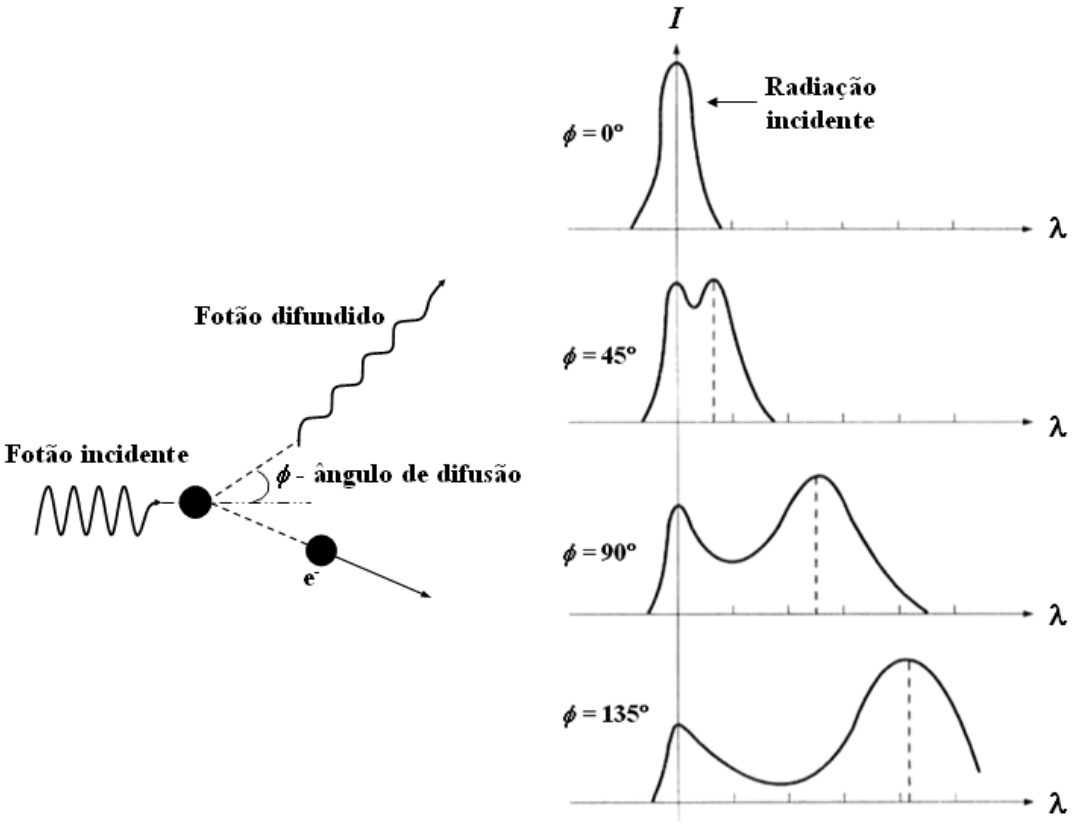


Figura 1.14 – *Fotão difundido segundo um ângulo ϕ após interactuar com um electrão quase "livre" do bloco de carbono. O gráfico representa a intensidade da radiação difundida por um electrão quase " livre" para diferentes ângulos ϕ* (adaptado de [11]).

Vemos nos gráficos da figura 1.14 que o comprimento de onda do fotão difundido (abcissa representada pela linha a tracejado) é sempre maior que o da radiação incidente. Para explicar esse aumento, Compton utilizou a teoria quântica da luz e propôs que a interacção entre um fotão e um electrão quase "livre" de um átomo podia ser analisada como uma colisão entre duas partículas. A figura 1.15 mostra um esquema que nos permite analisar o efeito de Compton.

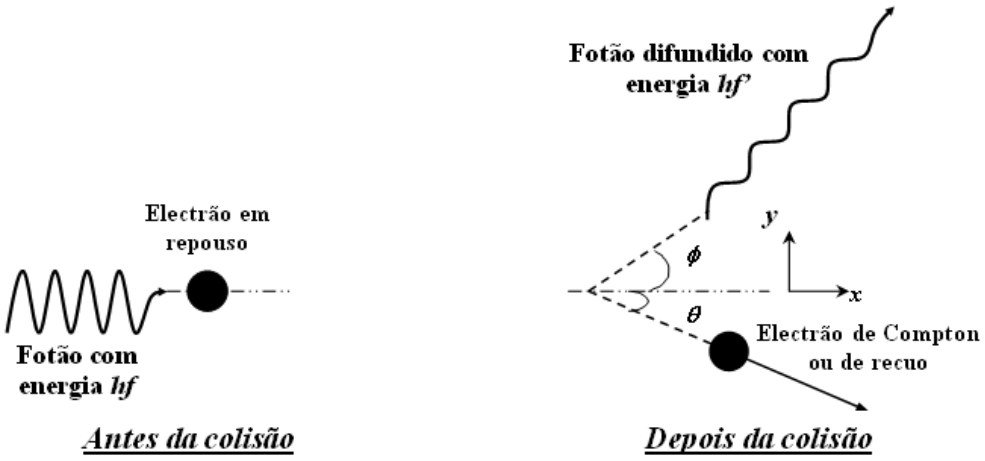


Figura 1.15 – *Esquema do efeito de Compton. Antes da colisão, consideramos o choque de um fotão com um electrão em repouso. Depois da colisão, o fotão é difundido segundo um ângulo ϕ, enquanto que o electrão passa a mover-se segundo um ângulo θ.*

Consideremos um fotão, de energia *hf* e vector de onda $\vec{k}$, que colide com um electrão em repouso. Desta interacção resulta um fotão, de energia *hf'* e vector de onda $\vec{k}'$, e o recuo do electrão. Podemos analisar a interacção entre o fotão incidente e o electrão em termos de conservação de energia e de momento linear do sistema formado pelas duas partículas. Aplicando a conservação de energia do sistema temos:

$$hf + m_e c^2 = hf' + mc^2, \tag{1.16}$$

em que m_e é a massa do electrão em repouso e $m = \dfrac{m_e}{\sqrt{1-\left(\dfrac{v}{c}\right)^2}}$ é a massa do electrão quando se move com velocidade *v*. Quanto à conservação do momento linear, temos:

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{h}{\lambda'}\cos\phi + mv\cos\theta \tag{1.17}$$

$$0 = \frac{h}{\lambda'}\sin\phi + mv\sin\theta, \tag{1.18}$$

sendo λ' e λ os comprimentos de onda do fotão incidente e do fotão difundido, respectivamente. Trabalhando as equações (1.16), (1.17) e (1.18) podemos determinar as energias do fotão e do electrão, em função dos ângulos θ e ϕ:

$$hf' = hf\,\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\phi)} \tag{1.19}$$

$$E_c = hf\,\frac{\alpha(1-\cos\phi)}{1+\alpha(1-\cos\phi)}, \tag{1.20}$$

sendo $\alpha = \dfrac{hf}{m_e c^2}$.

Analisemos os limites de transferência para o electrão e para o fotão difundido. Se $\theta = 0°$, o ângulo da direcção de recuo do electrão é nulo, ou seja, o fotão difundido propagar-se-á segundo a direcção $\phi = 180°$. Neste caso, verifica-se a mínima transferência de energia ao fotão difundido e a máxima transferência de energia, sob a forma de energia cinética, ao electrão. Os valores da energia do fotão e do electrão são, respectivamente:

$$(hf')^{\min} = hf\,\frac{1}{1+2\alpha} \tag{1.21}$$

$$E_c^{máx} = hf\,\frac{2\alpha}{1+2\alpha}. \tag{1.22}$$

Por outro lado, para que a transferência de energia para o electrão seja mínima, devemos ter $\phi = 0°$. Neste caso obtemos:

$$hf' = hf \tag{1.23}$$

$$E_c^{\min} = 0. \tag{1.24}$$

Seguidamente, vamos analisar a fracção de energia do fotão incidente que é transferida para o electrão na forma de energia cinética. Para simplificar a análise, admitiremos que o fotão difundido abandona o meio material, de modo que a sua energia não é absorvida pelo meio. Nestas condições, a energia cedida pelo fotão incidente ao meio é igual à energia cinética do electrão. Este electrão vai perdendo

energia através de mecanismos radiativos (*bremsstrahlung*). Considerando apenas a fracção de energia do fotão incidente que é transferida para o electrão, podemos calcular o valor máximo de energia cinética do electrão $\left(E_c^{\text{máx}}\right)$ e o valor mínimo de energia do fotão difundido ($(hf')^{\text{min}}$), em função da energia do fotão incidente. A tabela 1.4 mostra a energia transferida ao electrão em função da energia do fotão incidente, para diversos valores de energia *hf* (5,11 keV, 50 keV, 100 keV e 5,11 MeV), calculada a partir das equações (1.21) e (1.22), considerando o caso em que $\theta = 0°$ e $\phi = 180°$.

***hf* = 5,11 keV**	***hf* = 50 keV**	***hf* = 100 keV**	***hf* = 5,11 MeV**
$\alpha = 0{,}010$	$\alpha = 0{,}10$	$\alpha = 0{,}20$	$\alpha = 10$
$E_c^{máx} = 0{,}10$ keV	$E_c^{máx} = 8{,}3$ keV	$E_c^{máx} = 28{,}6$ keV	$E_c^{máx} = 4{,}87$ MeV
$(hf')^{\text{min}} = 5{,}01$ keV	$(hf')^{\text{min}} = 41{,}6$ keV	$(hf')^{\text{min}} = 71{,}4$ keV	$(hf')^{\text{min}} = 0{,}24$ MeV
Energia transferida: 2%	Energia transferida: 16%	Energia transferida: 29%	Energia transferida: 95%

Tabela 1.4 – *Energia transferida ao electrão de recuo em função da energia do fotão incidente ($\theta = 0°$ e $\phi = 180°$).*

Os valores da tabela 1.4 mostram a importância que tem a energia do fotão incidente na fracção de energia que é transferida ao electrão sob a forma de energia cinética, no processo de Compton. Comparando as três gamas de valores de *hf*, podemos concluir que a eficácia de transferência de energia para sistemas biológicos por efeito de Compton só é apreciável quando a energia do fotão incidente for superior a 100 keV. A energia transferida ao electrão para *hf* = 50 keV é cerca de 16% da energia do fotão incidente, traduzindo-se numa apreciável diminuição em relação a *hf* = 100 keV. Assim, para baixas energias, as interacções de Compton causam fundamentalmente difusão inelástica.

Os electrões em movimento têm alcances pequenos nos meios materiais e a sua energia cinética é rapidamente dissipada no meio. A tabela 1.5 relaciona a energia dos electrões com o respectivo alcance em tecidos moles.

Energia dos electrões (keV)	Alcance aproximado (mm)
20	0,01
40	0,03
100	0,14
400	1,30

Tabela 1.5 – *Alcances aproximados dos electrões nos tecidos moles* [8].

Os valores da tabela 1.5 mostram que embora o alcance dos electrões seja pequeno (fracções de mm ou poucos mm), este aumenta com o aumento da energia dos electrões. Repare-se que quando $E_c^{máx}$ = 40 keV, isto é, *hf* ≈100 keV, o alcance aproximado dos electrões nos tecidos moles é apenas 0,03 mm. Mas para 400 keV, o alcance dos electrões nos tecidos moles já atinge 1,30 mm.

Uma vez que este mecanismo envolve interacções com electrões fracamente ligados ao núcleo, Klein e Nishina mostraram que a secção eficaz diferencial por electrão associada ao efeito de Compton é dada por [6]:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \approx \frac{e^4}{2m_e^2c^4}\left[\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\phi)}\right]^2\left[1+\cos^2\phi+\frac{\alpha^2(1-\cos\phi)^2}{1+\alpha(1-\cos\phi)}\right]. \qquad (1.25)$$

Quando o ângulo de difusão do fotão é nulo (ϕ = 0°), verificamos que não há transferência de energia para o electrão e a secção eficaz diferencial por electrão toma a forma:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \approx \frac{e^4}{m_e^2c^4}. \qquad (1.26)$$

Se a energia do fotão incidente for muito pequena, (α pequeno) a secção eficaz diferencial por electrão é igual a:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \approx \frac{e^4}{2m_e^2c^4}\left(1+\cos^2\phi\right). \qquad (1.27)$$

A equação (1.27) mostra-nos que quando $\alpha \to 0$, $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ toma o valor máximo $\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m_e^2c^4}$ quando se considera ϕ = 0° e ϕ = 180°, e metade do valor máximo para ϕ = 90°.

A secção eficaz total por electrão associada ao efeito de Compton (σ_e) é obtida através da integração da equação (1.25) em todo o domínio de ϕ:

$$\sigma_e = 2\pi \int_{\phi=0}^{\pi} \frac{d_e\sigma}{d\Omega} sin\phi \, d\phi. \tag{1.28}$$

Para calcularmos a quantidade de energia absorvida pelo meio material, multiplicamos a secção eficaz diferencial por electrão pela percentagem de energia transferida ao electrão de recuo. Essa operação dá-nos a secção eficaz diferencial de transferência de energia:

$$\frac{d\sigma_{e,tr}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_e}{d\Omega} \times \frac{E_c}{hf}. \tag{1.29}$$

A partir das equações (1.20) e (1.25), podemos integrar (1.29) em todos os domínios de ϕ, de forma a obtermos a secção eficaz total de transferência de energia para o electrão de recuo, $\sigma_{e,tr}$.

O gráfico da figura 1.16 mostra a secção eficaz total por electrão (curva superior) e a secção eficaz total de transferência de energia para o electrão de recuo (curva inferior) em função da energia do fotão incidente, compreendida entre 0,01 MeV (baixas energias) e 500 MeV (altas energias).

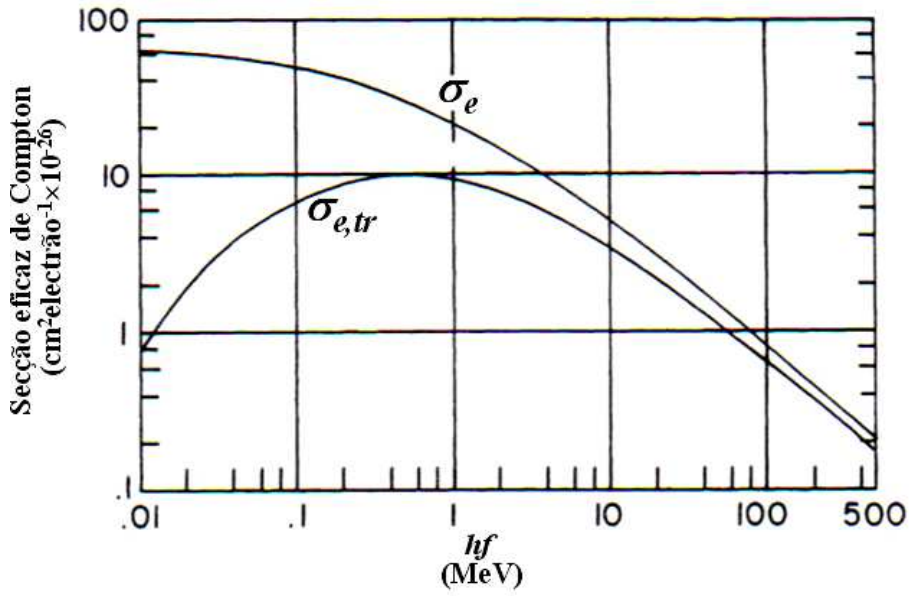


Figura 1.16 – *Secção eficaz de Compton por electrão em função de hf.* σ_e*: secção eficaz total por electrão;* $\sigma_{e,tr}$*: secção eficaz total de transferência de energia por electrão* (adaptado de [6]).

Para energias do fotão incidente de valor *hf* = 0,01 MeV, σ_e é cerca de $66{,}5\times10^{-26}$ cm^{2}electrão^{-1}. A partir deste valor, podemos observar do gráfico da figura 1.16 que σ_e diminui com a energia do fotão incidente. Para energias superiores a 10 MeV, a secção eficaz passa a ter uma dependência em $\frac{1}{hf}$. Por outro lado, $\sigma_{e,tr}$ tem um comportamento mais complexo em *hf*. De facto, $\sigma_{e,tr}$ tem um valor máximo para energias do fotão incidente da ordem de 800 keV. Na vizinhança desta energia ocorre um máximo de absorção. A partir de 1 MeV, sensivelmente, $\sigma_{e,tr}$ diminui, sendo muito próxima de σ_e para energias superiores a 10 MeV.

A diferença entre σ_e e $\sigma_{e,tr}$, para um determinado valor *hf*, permite-nos calcular a secção eficaz de energia retida pelo fotão. Podemos traçar um gráfico das percentagens de energia retida pelo fotão e transferida ao electrão, em função da energia incidente *hf*, tendo em conta a informação contida na figura 1.16. Na figura 1.17 apresentamos esse gráfico, sendo a fracção de energia média retida pelo fotão dada por $\frac{h\overline{f}'}{hf}$ (ordenada da esquerda), e a fracção de energia média transferida pelo fotão ao

electrão (ou absorvida pelo electrão) dada por $\frac{\sigma_{e,tr}}{\sigma_e}$ (ordenada da direita), para todos os ângulos ϕ.

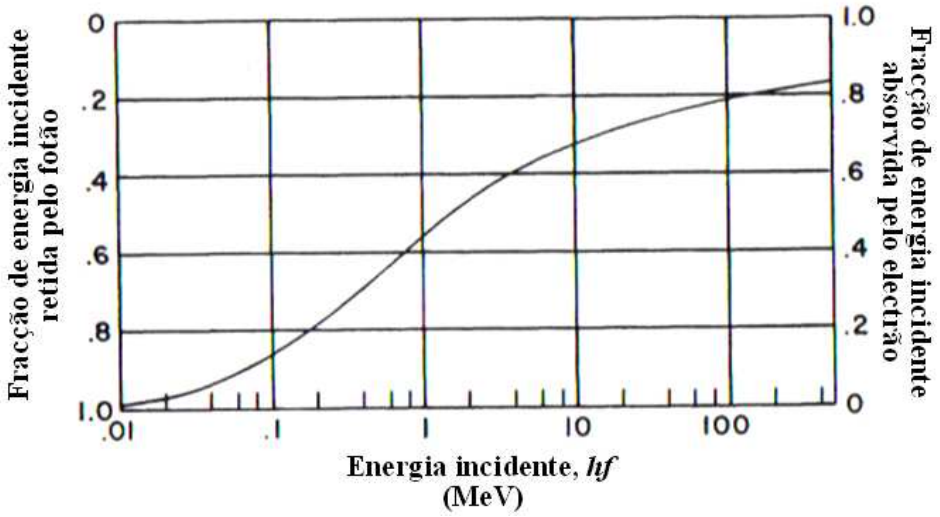


Figura 1.17 – *Fracção de energia retida pelo fotão (ordenada da esquerda) e fracção de energia absorvida pelo electrão (ordenada da direita), em função da energia incidente* (adaptado [6]).

Do gráfico da figura 1.17 vemos que para baixas energias a fracção de energia retida pelo fotão é muito elevada ao contrário da fracção de energia absorvida pelo electrão, que é praticamente nula. Para hf = 1,6 MeV, por exemplo, os electrões absorvem metade do valor da energia incidente, ou seja, E_c = 0,8 MeV. No entanto, para valores usados normalmente em diagnósticos médicos, ~20 a 150 keV, apenas uma pequena fracção de energia incidente é absorvida pelo electrão, sendo da ordem de 30% de hf. Repare-se que na tabela 1.4 já havíamos apresentado alguns valores para a energia cinética máxima do electrão de recuo para várias energias, tendo concluído nessa altura que a percentagem de energia transferida ao electrão é muito pequena para baixas energias.

No início desta secção vimos que se admite que a energia de ligação dos electrões intervenientes nas interacções de Compton é muito baixa. Por essa razão, σ_e é independente do número atómico do meio material, assim como o coeficiente de atenuação mássico associado ao efeito de Compton, que caracterizamos por σ/ρ.

1.5.4 PRODUÇÃO E ANIQUILAÇÃO DE PARES

O último mecanismo de interacção que será discutido neste trabalho envolve a transformação de energia em massa e vice-versa. Se a energia do fotão incidente for superior a 1,02 MeV, este pode interagir fortemente com o campo electromagnético de um núcleo atómico, fornecendo toda a sua energia para a criação de um electrão e de um positrão. Neste processo não há alteração do estado energético interno do núcleo, excepto, eventualmente, na sua energia cinética de translação ou momento linear. Quando ocorre esta última situação, verifica-se que a transferência de energia para o núcleo é insignificante. Reparemos que o valor de 1,02 MeV não é mais do que o dobro da energia de um electrão em repouso, e corresponde ao valor mínimo necessário para ocorrer a produção das duas partículas. Se a energia for superior a 1,02 MeV, o excesso de energia do fotão será convertido em energia cinética das partículas criadas. A figura seguinte ilustra a criação de um electrão e de um positrão, através do mecanismo descrito anteriormente.

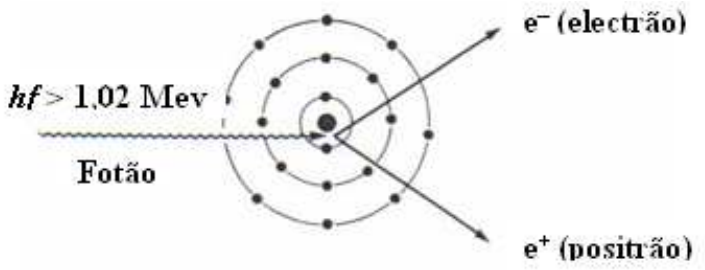


Figura 1.18 – *Esquema da produção de pares* (adaptado de [9]).

Uma vez criados, o electrão e o positrão perdem energia por emissão de radiação. Quando o positrão se aproxima do repouso, ocorre a sua aniquilação, envolvendo um dos electrões de um dos átomos da sua vizinhança. Produzem-se, assim, dois fotões γ com energias iguais a 0,51 MeV, que se movimentam na mesma direcção mas em sentidos opostos.

A secção eficaz para a produção de pares, π/ρ, é proporcional a Z [6]. Para energias do fotão incidente acima de 20 MeV, a secção eficaz passa a depender do efeito de blindagem de carga nuclear pelos electrões atómicos. Mostra-se que a secção eficaz para a produção de pares é proporcional a $\ln(hf)$ [9]. Como já foi referido, a energia cinética das partículas criadas é igual à diferença de energia entre o fotão incidente e a energia equivalente das duas partículas ($2\times0{,}511$ MeV):

$$hf - 1{,}022 = E_{cp} + E_{ce}. \tag{1.30}$$

A energia transferida na produção de pares é unicamente determinada pela diferença entre a energia do fotão incidente e a energia equivalente das partículas:

$$E_{tr} = hf - 1{,}022 \text{ (MeV)}. \tag{1.31}$$

A energia absorvida pelo meio depende da quantidade de energia cinética que é perdida por efeitos radiativos. Todavia, o valor de 1,022 MeV de energia que surge pelo processo de aniquilação é, em geral, perdido, pois os fotões γ produzidos abandonam o sistema. Com base nestas considerações, para energias do fotão incidente pouco superiores a 1,022 MeV, a energia cinética das partículas produzidas é muito pequena, e portanto, é pequena a energia absorvida pelo meio.

Embora a produção de pares não tenha um interesse directo na radiologia de diagnóstico, a subsequente aniquilação de partículas é muito importante quando emissores de positrões são usados em tomografias, pois a detecção de um fotão γ permite caracterizar o respectivo par electrão/positrão. A Tomografia de Emissão de Positrões, também conhecida como PET, é um exame imagiológico baseado nesta técnica, que consiste na localização da emissão de positrões por radionuclídeos fixados nos órgãos de um paciente. Ao contrário das técnicas de radiologia de diagnóstico, as imagens obtidas com a PET descrevem o estado funcional dos órgãos e não tanto o seu estado morfológico. Como exemplos de radionuclídeos usados na PET temos o ^{18}F (usado para estudar o metabolismo dos órgãos e dos tecidos moleculares), o ^{13}N (detecção de isquémia e fibrose), ou o ^{15}O (utilizado em estudos do cérebro) [5].

1.6 MPORTÂNCIA BIOLÓGICA RELATIVA DOS DIFERENTES MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA

Demonstra-se que a combinação dos quatro coeficientes de atenuação abordados nas secções anteriores leva à relação [8]:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\varepsilon}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\pi}{\rho}. \tag{1.32}$$

O efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton e a produção de pares são os mecanismos de interacção com a matéria mais importantes, uma vez que há transferência de energia aos electrões de um meio material. A importância relativa destes três mecanismos de interacção, em função do número atómico do meio material e da energia da radiação incidente, está resumida no gráfico da figura 1.19.

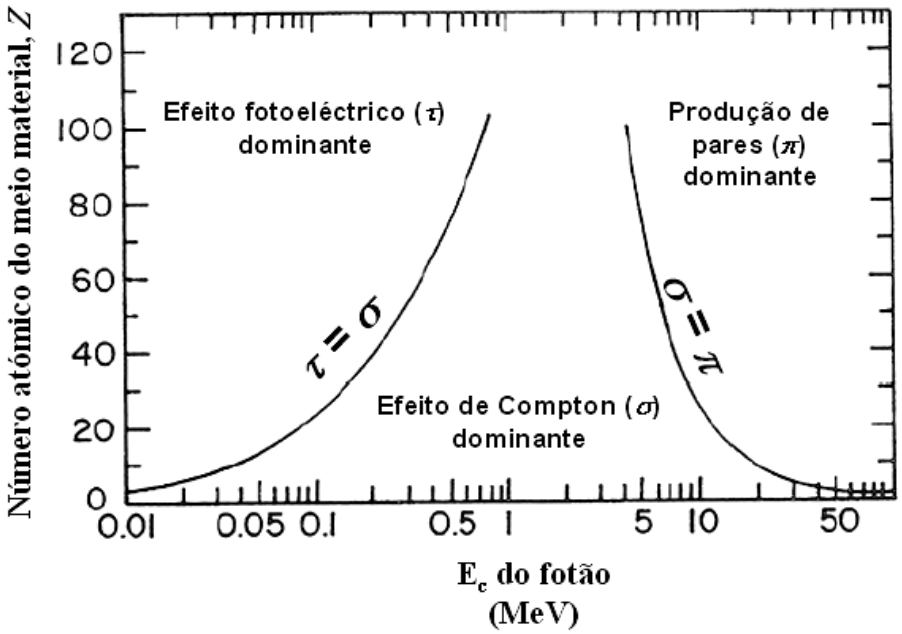


Figura 1.19 – *Predominância relativa dos três mais importantes mecanismos de interacção com a matéria, em função do número atómico do meio material e da energia do fotão incidente. As curvas representam os valores de* Z *e* E_c *para os quais dois mecanismos têm igual probabilidade de ocorrerem* (adaptado de [8]).

Analisando o gráfico da figura 1.19, verificamos que o efeito fotoeléctrico predomina para baixas energias e alto *Z*, o efeito de Compton predomina para energias intermédias e baixo valor de *Z*, enquanto que a produção de pares predomina para altas energias e alto *Z*. Repare-se que para meios com baixo número atómico efectivo (tal como o ar, a água, os tecidos moles) o efeito de Compton é o mecanismo de interacção mais dominante numa gama de energias extensa, desde ~20keV até ~30MeV.

No caso da radiologia de diagnóstico, o efeito fotoeléctrico e o efeito de Compton são os mais importantes a serem considerados. A contribuição relativa de cada um destes dois factores pode ser estudada mais em particular nos gráficos da figura 1.20. Nos gráficos dessa figura mostra-se a secção eficaz correspondente aos mecanismos do efeito fotoeléctrico e da difusão de Compton no azoto (*Z*=7) e no alumínio (*Z*=13). Estes dois meios simulam razoavelmente os tecidos moles e o osso,

respectivamente (veja os valores dos números atómicos efectivos da água e do osso, apresentados anteriormente na tabela 1.1).

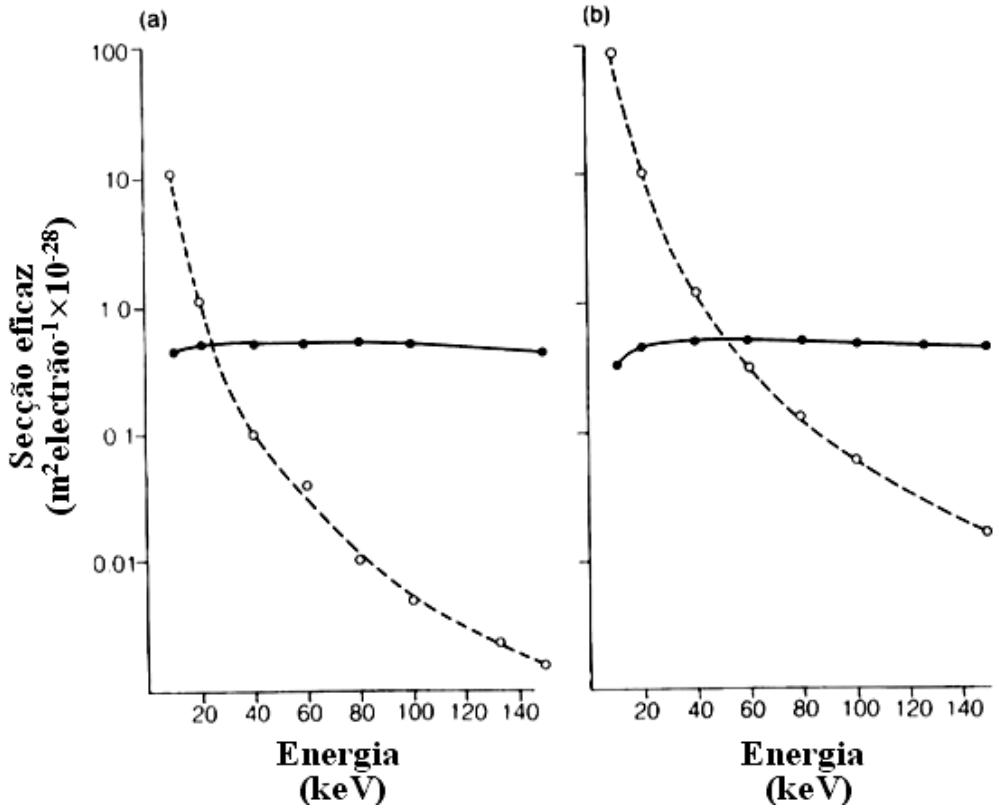


Figura 1.20 – *(a) Secção eficaz associada ao efeito de Compton* (•) *e efeito fotoeléctrico* (o) *para o azoto (Z = 7) em função da energia incidente. (b) Secção eficaz associada ao efeito de Compton* (•) *e efeito fotoeléctrico* (o) *para o alumínio (Z = 13) em função da energia incidente* (adaptado de [8]).

Dos gráficos anteriores podemos considerar que a secção eficaz associada ao efeito fotoeléctrico é fortemente dependente da energia dos fotões incidentes, contrariamente ao que se passa coma secção eficaz associada ao efeito de Compton, que é praticamente constante na gama de energia considerada, 20 keV a 140 keV. No gráfico da figura 1.20(a) há um ponto de transição da predominância de um mecanismo sobre o outro por volta dos 30 keV, tornando-se o efeito de Compton o mecanismo de interacção mais importante nos tecidos moles a partir deste valor. No caso da figura 1.20(b), o ponto de transição ocorre para ~55 keV. É fundamental ter-se uma boa compreensão da importância relativa destes dois mecanismos para o controlo do contraste em radiologia. Para a gama de energias em que o efeito fotoeléctrico domina, como as usadas em mamografias, as pequenas alterações no número atómico efectivo e na energia têm um grande efeito no contraste. Por outro lado, para energias superiores a 120 keV, onde o

efeito de Compton domina, o contraste da imagem é pouco sensível a variações de Z_{ef} e da energia de radiação.

1.7 PODER DE PARAGEM

Define-se como *poder de paragem*, $\frac{dE_c}{dx}$, à quantidade de energia perdida, por unidade de comprimento *x* percorrida por uma partícula carregada, com energia cinética inicial E_c, num meio caracterizado por um número atómico efectivo Z_{ef}. Se dividirmos o poder de paragem pela densidade ρ do meio obtemos o *poder de paragem mássico*, $\frac{dE_c}{\rho dx}$. Quando estamos interessados no destino da energia perdida pelas partículas carregadas nos processos de interacção no meio em que se movem, tal como os fotoelectrões ejectados no efeito fotoeléctrico ou o electrão de recuo no efeito de Compton, o poder de paragem pode dividir-se em *poder de paragem por colisão* e *poder de paragem por radiação* [6]. O primeiro resulta da quantidade de energia perdida nas colisões com os átomos do meio material, enquanto que no segundo contribuem os mecanismos radiativos, conhecidos por *bremsstrahlung*. De seguida, compararemos as perdas por colisão com as perdas radiativas, dando particular destaque às últimas.

1.7.1 PERDAS POR COLISÃO E PERDAS RADIATIVAS

O poder de paragem mássico por colisão foi estudado por Bethe, tendo este chegado à seguinte relação [6]:

$$\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{col} = 0{,}3071\frac{Zz^2}{A\beta^2}\left[13{,}8373 + \ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \ln I\right], \qquad (1.33)$$

sendo *z* a carga da partícula incidente, β a relação entre a velocidade da partícula e a velocidade da luz no vazio ($\beta = v/c$) e *I* o potencial médio de excitação, que corresponde ao valor médio geométrico de todos os potenciais de ionização e excitação de um átomo

do meio absorvente[1]. I depende do meio de incidência e tende a aumentar para baixos valores de Z [6].

Vimos na secção 1.1 que os electrões de elevada energia podem perdê-la em processos radiativos designados por *bremsstrahlung*. A produção de radiação por *bremsstrahlung* é inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula incidente – [6] –, o que faz com que as perdas radiativas sejam relevantes no caso dos electrões. A produção de raios-X por *bremsstrahlung* expressa-se em termos do poder de paragem mássico $\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{rad}$, que pode ser escrito como [6]:

$$\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{rad} = \sigma_0 \frac{N_A Z^2}{A}\left[E_c + m_e c^2\right]\overline{B_r}, \tag{1.34}$$

sendo σ_0 uma constante igual a $5{,}80\times10^{-28}$ cm^{2}átomo^{-1}, N_A o número de Avogadro, E_c a energia cinética da partícula, m_e a massa do electrão e $\overline{B_r}$ uma função[2] dependente de Z e E_c.

Comparando as equações (1.33) e (1.34) conclui-se que o poder de paragem mássico por perdas radiativas é proporcional a Z^2/A (aumenta com o número atómico), enquanto o poder de paragem mássico por colisão é proporcional a Z/A. A equação das perdas radiativas mostra-nos uma proporcionalidade com $E_c + m_0c^2$, ou com E_c para $E_c >> m_0c^2$. Para electrões não relativistas ($E_c << m_0c^2$), podemos concluir que o poder de paragem mássico por radiação é independente de E_c.

Analisemos agora o poder de paragem mássico total, dado pela seguinte equação:

$$\frac{dE_c}{dx} = \left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{rad}, \tag{1.35}$$

em três elementos com números atómicos bastante distinto – carbono (Z = 6), cobre (Z = 29) e chumbo (Z = 82). O gráfico logarítmico da figura 1.21 mostra o poder

[1] Uma análise mais detalhada do significado físico de I encontra-se no capítulo 8 da referência [6].

[2] $\overline{B_r}$ = 16/3 para E_c << 0,5 MeV, ~6 para E_c = 1 MeV,12 para E_c = 10 MeV e 15 para E_c = 100 MeV [6].

de paragem mássico por colisão e por radiação em função de E_c, quando o electrão se move em meios constituídos pelos elementos anteriormente mencionados.

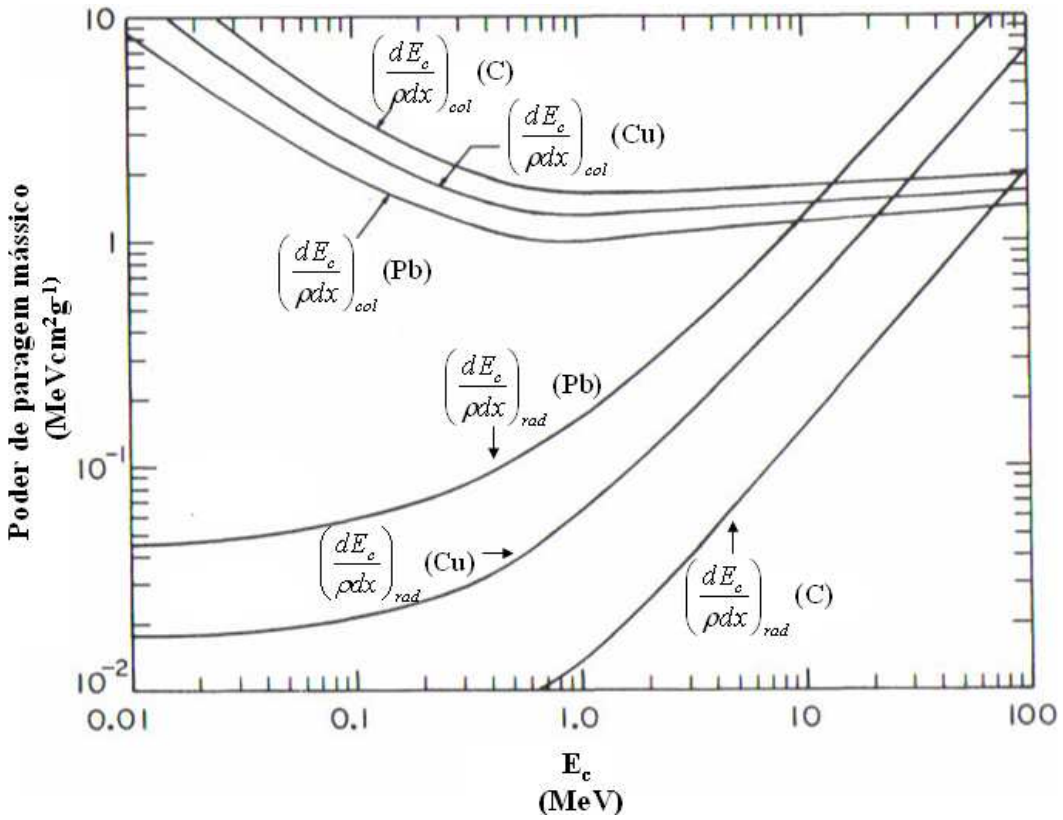


Figura 1.21 – *Poderes de paragem mássicos por colisão e por radiação em função de* E_c*, para electrões que interagem com C, Cu e Pb* (adaptado de [6]).

Analisando o gráfico da figura 1.21, vemos que $\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{col}$ é maior para meios com baixos valores de *Z*. As razões que sustentam tal facto são: meios com *Z* elevado têm poucos electrões por unidade de massa (ao contrário de meios com *Z* pequeno) e os electrões desses meios estão mais fortemente ligados ao núcleo, tornando-os indisponíveis para participarem nas colisões. No entanto, a figura 1.21 revela-nos que embora o poder de paragem mássico por colisão seja maior para o carbono do que para o chumbo, a diferença não é muito significativa. Quanto à influência da energia dos electrões incidentes em $\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{col}$, há um decréscimo inicial considerável até se atingir um valor mínimo. Após esse valor, as perdas por colisão aumentam muito lentamente com E_c, de modo que para energias superiores a 1 MeV, o poder de paragem mássico pode ser considerado praticamente constante.

Quanto ao poder de paragem mássico por radiação, este é linear (na escala considerada) em E_c acima de 3 MeV. Para valores muito abaixo (E_c < 0,1 MeV), podemos verificar que $\left(\frac{dE_c}{\rho dx}\right)_{rad}$ é praticamente independente de E_c, tal como havia sido previsto na equação (1.34). Também verificamos que a perda de energia por radiação na interacção dos electrões com o meio é menor em materiais com Z baixo, devido ao factor Z^2 na equação (1.34). Então, podemos retirar a seguinte conclusão: a produção de raios-X é mais eficiente em meios com um número atómico elevado e para electrões mais energéticos. Note-se que para E_c elevado, o poder de paragem mássico total tem uma contribuição radiativa semelhante (e até superior, após determinados valores de E_c) à contribuição das perdas por colisão.

CAPÍTULO 2

Estudo de Algumas Características de um Detector Geiger-Müller

A evolução tecnológica dos materiais e dos dispositivos capazes de detectar partículas ou radiação electromagnética acompanha, como seria de esperar, a evolução da Física atómica e subatómica, bem como a electrónica e a instrumentação. Os dispositivos utilizados para detectar radiações têm sido usados para fins variados, que vão desde a investigação pura ao diagnóstico médico, passando pela medição de radiações de fundo, datações radioactivas, medições de massa, de energia e de momento linear de partículas criadas em reacções nucleares ou em aceleradores.

Este capítulo tem como objectivo o estudo experimental de algumas características de um detector Geiger-Müller. As características estudadas foram o patamar e a tensão de funcionamento, o tempo de resolução e a eficiência para vários tipos de radiação. Como complemento, apresentaremos estudos experimentais da aleatoriedade da desintegração radioactiva e da absorção β e γ.

2.1 O DETECTOR GEIGER-MÜLLER

Um detector Geiger-Müller é constituído por dois eléctrodos, um deles uma câmara cilíndrica e o outro um fio metálico coaxial, sendo o meio material utilizado na detecção um gás a baixa pressão. Os gases habitualmente utilizados são o árgon, o crípton ou o propano. Entre os eléctrodos estabelece-se uma diferença de potencial, cujo valor pode atingir 1 kV. A câmara cilíndrica constitui o cátodo e o fio metálico central o ânodo. A figura 2.1 apresenta um esquema de um detector Geiger-Müller.

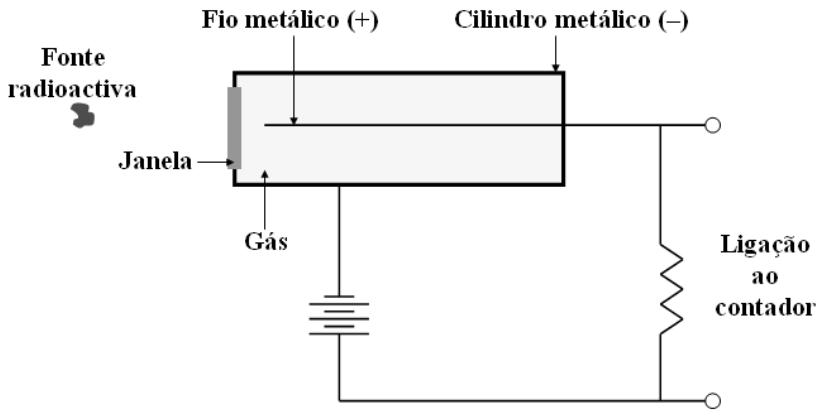


Figura 2.1 – *Esquema de um detector gasoso.*

O gás contido na câmara cilíndrica torna-se bom condutor devido à ionização provocada pela passagem de radiação. Os iões formados são acelerados pelo campo eléctrico existente entre os eléctrodos, criando desta forma uma corrente iónica, que ao atingir os eléctrodos produz impulsos eléctricos que, devidamente amplificados, assinalam a passagem da radiação. Em geral, o detector emite pequenos estalidos (*clicks*) audíveis, ou gera uma corrente, cuja intensidade pode ser medida. Em cada um destes casos, a resposta do detector é função da intensidade da radiação. Uma vez que a massa dos electrões é muito inferior à massa dos iões, a aceleração dos electrões, sujeitos por acção do campo eléctrico, é muito superior à dos iões. Alguns dos iões formados atingem os eléctrodos, enquanto que outros se recombinam, não contribuindo para a detecção. À medida que aumenta a diferença de potencial entre o cátodo e o ânodo, o número de pares iónicos formado por unidade de tempo também aumenta, dado que a probabilidade de um electrão atingir o ânodo antes de se recombinar com um ião positivo aumenta.

O modo de funcionamento dos detectores gasosos pode ser descrito utilizando o gráfico da figura 2.2, que representa a taxa temporal de contagem em função da diferença de potencial aplicada entre os eléctrodos. Na figura 2.2 também estão identificadas várias regiões, cuja interpretação se passará a apresentar. A curva (II) corresponde à passagem de uma partícula pouco ionizante como o electrão, enquanto que a curva (I) reflecte o carácter muito mais ionizante da partícula, como a partícula α. Nessa figura, também estão indicados alguns valores típicos de diferença de potencial para cada região.

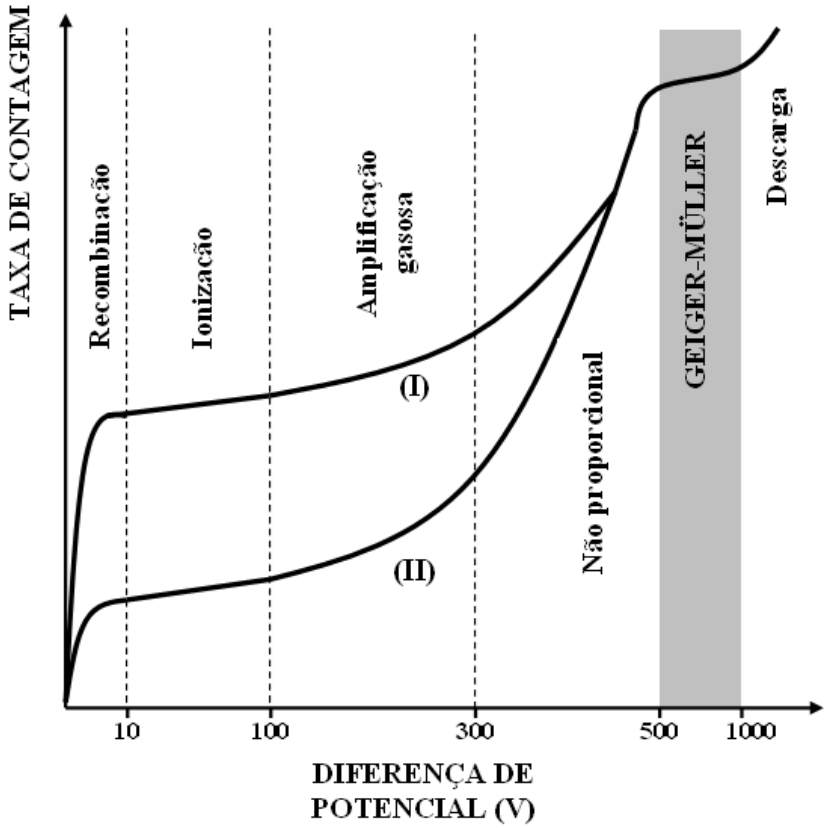


Figura 2.2 – *Taxa de contagem em função da diferença de potencial aplicada aos eléctrodos de um detector gasoso* [4].

A primeira região que é caracterizada pelos baixos valores de diferença de potencial é designada por *região de recombinação*. Como o campo eléctrico entre os eléctrodos tem baixa intensidade, a aceleração dos iões é pequena, pelo que acabam por ser recombinados. Deste modo, a corrente nos eléctrodos é pequena. Aumentando a diferença de potencial entre os eléctrodos, aumenta a corrente detectada.

Segue-se a outra região, designada por *região de ionização*, onde a taxa de contagem não varia muito com a variação da diferença de potencial. Nesta região diz-se que foi atingida a saturação do detector, e assim, um aumento da diferença de potencial serve só para captar as partículas ionizantes mais rapidamente. O detector que funciona neste regime é conhecido por *câmara de ionização*. Quando o detector opera à tensão de saturação, a corrente gerada nos eléctrodos é uma medida directa do número total de pares iónicos produzidos por unidade de tempo no volume gasoso, sendo, por conseguinte, uma medida da ionização produzida pela radiação. As câmaras de ionização são usadas principalmente em zonas de alta intensidade de radiação-X. Os dosímetros usados pelos técnicos nas zonas em que há produção de radiação são geralmente câmaras de ionização.

Quando a diferença de potencial entre os eléctrodos aumenta para além da tensão de saturação, observa-se outra subida na taxa de contagem, correspondendo a um aumento do número de pares de iões captados. Contudo, este aumento do número de impulsos deve-se à formação de iões secundários, com origem nas colisões dos iões primários. Este regime de funcionamento designa-se por *amplificação gasosa*. De facto, quando os iões primários são sujeitos a diferenças de potencial elevadas, adquirem grande energia e velocidade, conseguindo assim eles próprios ionizar outros átomos (ou moléculas) no seu trajecto até ao eléctrodo colector. A figura 2.3 apresenta um esquema que ilustra o mecanismo de ionização secundária.

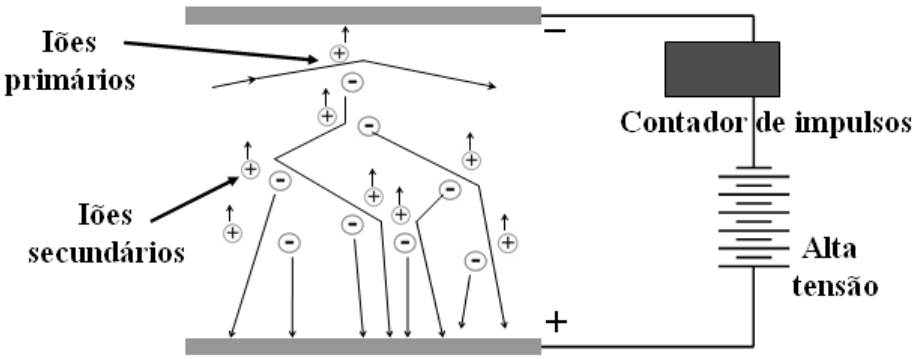


Figura 2.3 – *Fenómeno da amplificação gasosa ou ionização secundária* (adaptado de [1]).

Na figura 2.3 podemos observar vários trajectos de iões no seu percurso até ao respectivo eléctrodo. Se a diferença de potencial for bastante elevada, os próprios iões secundários podem ionizar outros átomos, criando um outro par de iões secundários, fenómeno conhecido por *avalanche*.

Aumentando a tensão eléctrica, entramos numa região que não é importante sob o ponto de vista de detecção, porque deixa de haver proporcionalidade entre a ionização primária e o número de iões captado, sendo, por isso, designada por *região de não proporcionalidade*. A resposta do detector torna-se cada vez mais função da diferença de potencial aplicada e cada vez menos função da quantidade de ionização inicial, de tal modo que as curvas (I) e (II) convergem num patamar de saturação, designado por *Geiger-Müller*. Nesta região de funcionamento, a ionização do gás é muito intensa. A elevada aceleração dos iões nesta região produz uma avalanche iónica que dá origem a uma grande quantidade de impulsos eléctricos no eléctrodo colector. A avalanche de iões resulta da produção de electrões de alta energia e fotões de baixa energia causados por *bremsstrahlung*. Nesta região de funcionamento, a diferença de

potencial entre os eléctrodos e a energia cinética das partículas com carga negativa são muito elevadas, causando a ionização de outros átomos na sua passagem para o ânodo. Ao mesmo tempo, são criados fotões por mecanismo *bremsstrahlung*. Estes fotões, ao incidirem no cátodo, são capazes de criar fotoelectrões que atravessam o meio gasoso no seu caminho para o ânodo, criando mais pares iónicos secundários e fotões por *bremsstrahlung*. Esta é a origem da forte ionização do meio gasoso. A intensidade do impulso eléctrico detectado já não é proporcional ao acontecimento inicial. Este efeito é conhecido por *efeito Geiger* e o dispositivo que funciona deste modo por contador Geiger-Müller (G-M). A diferença de potencial para a qual se inicia o efeito Geiger é designada por *tensão limiar*, da ordem dos 700 V. Esta é seguida por um patamar, no qual a taxa de contagem aumenta muito lentamente com o aumento da diferença de potencial, sendo neste patamar que se opera o contador Geiger. O detector Geiger--Müller é utilizado para detecção de radiação de baixa intensidade porque, como se disse, é captado um enorme número de electrões associado a um único acontecimento de ionização, contrariamente ao que se passa com a câmara de ionização, em que há um só electrão captado por cada acontecimento. Como não há proporcionalidade entre a energia perdida pelas partículas e o impulso eléctrico detectado, um contador Geiger, embora detecte a presença de radiação ionizante, não pode ser usado para medir a respectiva energia, o que constitui uma limitação da sua utilização. O detector G-M é usado principalmente para a medição da actividade de fontes radioactivas. Bem como qualquer sistema de detecção de radiações constituído por circuitos electrónicos, este detector apresenta outra desvantagem associada ao seu *tempo de resolução* (também conhecido como *tempo morto*). O tempo de resolução (T_r) corresponde ao intervalo de tempo necessário para que o sistema de detecção distinga dois impulsos eléctricos consecutivos, estando associado ao intervalo de tempo mínimo que o sistema necessita, em média, para tratar um impulso eléctrico. Nesse intervalo de tempo, o sistema não é capaz de contabilizar outro(s) impulso(s) que se forme(m) no detector. Diz-se que se "perdem impulsos". Os impulsos perdidos podem ser "recuperados" mediante a chamada *correcção de tempo morto*, tal como veremos na secção 2.6.2. Refira-se, ainda, que o tempo de resolução de um sistema de detecção é praticamente igual ao tempo de resolução do componente electrónico mais "lento" a tratar os impulsos. Os detectores G-M têm um tempo de resolução relativamente elevado, da ordem da centena de microsegundos, e são sistemas *não-paralizáveis*; isto é, se um evento ocorrer durante o

tempo de resolução do evento anterior, então, o segundo evento é simplesmente ignorado e não influencia os eventos subsequentes.

Analisando novamente o gráfico da figura 2.2, surge uma última região (*região de descarga*) para diferenças de potencial elevadas, da ordem de 1 kV, em que há descarga contínua de iões, e por isso, não pode ser utilizada na detecção.

Embora os detectores gasosos sejam utilizados para analisar radiação ionizante, não são os dispositivos mais eficazes. Isto deve-se à baixa densidade do meio gasoso, que faz com que a probabilidade de absorção desses fotões seja muito pequena. Os detectores com melhor desempenho são os de estado sólido, que serão tratados no capítulo seguinte.

2.2 O SISTEMA DE CONTAGEM ST-350

O detector Geiger-Müller estudado está ligado ao sistema de contagem ST-350 [12]. Este sistema de contagem consiste num dispositivo que inclui uma fonte de alta tensão, um relógio, um contador para prefixação de valores, um medidor de taxas de contagem digital e analógico, munido com um alarme sonoro, e ainda uma interface para ligação do sistema a um computador. A fonte de tensão pode ser ajustada para valores entre 0 e +1200 V por saltos de 25 V. O visor é composto por seis LED's, onde se visualizam os valores de contagem, tempo decorrido (que pode ser predefinido), nível de alarme (actuado por efeito piezoeléctrico se a taxa de contagem exceder um limiar estabelecido) e alta tensão.

2.3 AS FONTES RADIOACTIVAS

Para a realização dos trabalhos experimentais apresentados neste capítulo utilizamos diversas fontes radioactivas. As características das fontes radioactivas, fornecidas pelo fabricante [12], encontram-se na tabela 2.1. As actividades das fontes utilizadas nas experiências são inferiores às apresentadas na tabela 2.1, uma vez que o tempo decorrido entre a calibração das fontes e a realização das experiências é, em alguns casos, um factor apreciável (casos do ^{204}Tl e ^{60}Co). Todavia, a utilização das fontes radioactivas asseguram a discussão dos principais objectivos de cada experiência.

Radionuclídeo	**Actividade (μCi)**	**Período de decaimento (ano)**	**Características energéticas da radiação**
Césio-137 (^{137}Cs)	5	30,2	$\underline{\beta_1}$: $\underline{E_{máx} = 512\ keV}$ β_2: $E_{máx} = 1173\ keV$ $\underline{\gamma}$: $\underline{E = 662\ keV}$
Cobalto-60 (^{60}Co)	1	5,27	β: $E_{máx} = 318\ keV$ $\underline{\gamma_1}$: $\underline{E = 1173\ keV}$ $\underline{\gamma_2}$: $\underline{E = 1332\ keV}$
Estrôncio-90 (^{90}Sr)	0,1	28,6	$\underline{\beta_1}$: $\underline{E_{máx} = 546\ keV}$ $\underline{\beta_2}$: $\underline{E_{máx} = 2284\ keV}$
Tálio-204 (^{204}Tl)	1	3,78	$\underline{\beta}$: $\underline{E_{máx} = 763\ keV}$

Tabela 2.1 – *Características das fontes de radiação utilizadas nas experiências com o detector G-M. Os valores sublinhados reflectem a maior probabilidade de emissão da radiação em causa* [12].

Foram tomadas as seguintes precauções de manuseamento das fontes radioactivas:

- as fontes estiveram mantidas no contentor de chumbo sempre que não foram utilizadas;
- utilização de uma pinça para manusear as fontes;
- embora as actividades sejam inferiores aos limites legais, as manipulações foram tão rápidas quanto possível e mantidas afastadas do experimentador, de modo a reduzir a exposição a radiações e a dose absorvida.

2.4 AS PLACAS ABSORVENTES

Para o estudo da absorção de radiação β e γ foram utilizadas várias placas de diversos materiais. As placas estão identificadas com letras de *A* a *Q*, correspondendo a cada letra uma determinada espessura e densidade superficial de massa. Os valores das espessuras e das densidades superficiais de massa estão indicados nas tabelas dos registos de dados das experiências nas quais as placas foram utilizadas.

2.5 ESQUEMA GERAL DE MONTAGEM EXPERIMENTAL

O esquema geral de montagem do estudo experimental apresentado neste capítulo está representado na figura 2.4.

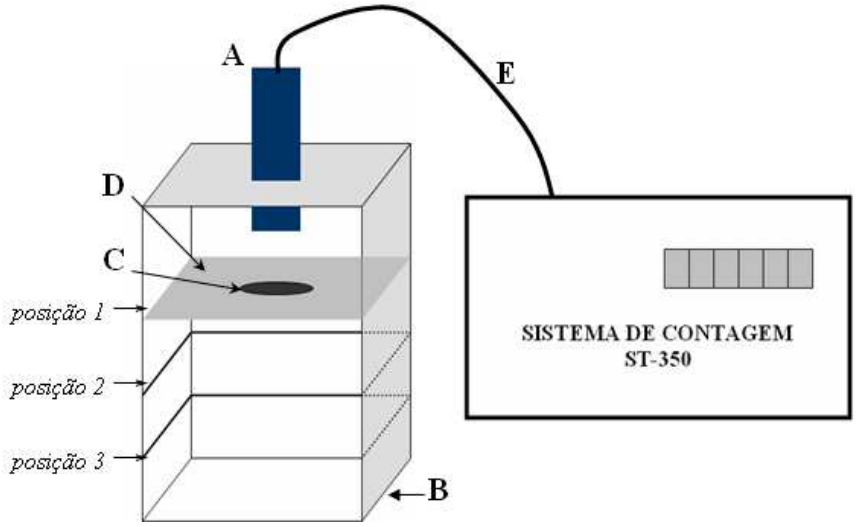


Figura 2.4 –- *Esquema de montagem utilizado nas experiências: A-Detector Geiger-Müller; B-Dispositivo de suporte do detector e do posicionador de amostras; C-Amostra radioactiva inserida num "porta-fonte"; D-"Porta--fonte"; E-Cabo de ligação do detector ao contador ST-350.*

No esquema de montagem da figura 2.4 vemos que o detector Geiger-Müller (A) está acoplado à parte superior do posicionador de amostras (B), mantendo-se fixo durante as experiências. O posicionador de amostras é caracterizado por várias posições, que permitem variar a distância das fontes radioactivas ao detector, bastando colocar o "porta-fonte" (D) na posição desejada. De referir, ainda, que as placas absorventes também são inseridas nas diferentes posições do posicionador de amostras, de acordo com os objectivos específicos de cada experiência. O "porta-fonte" possibilita o posicionamento das amostras radioactivas sem que haja qualquer contacto directo com estas. Um cabo de tensão e sinal (E) está ligado do detector G-M ao sistema de contagem ST-350.

2.6 ESTUDO EXPERIMENTAL DE ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DO FUNCIONAMENTO DE UM DETECTOR GEIGER-MÜLLER

De seguida, será apresentado um estudo experimental de determinação do patamar de funcionamento, do tempo de resolução e da eficiência de um detector Geiger-Müller.

2.6.1 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO PATAMAR E DA TENSÃO DE FUNCIONAMENTO DE UM DETECTOR GEIGER-MÜLLER

Para a determinação experimental do patamar de funcionamento do detector, montámos o equipamento de acordo com a figura 2.4. Começámos por ligar o sistema de contagem, deixando-o aquecer durante cerca de 3 minutos. Em seguida, escolhemos a fonte radioactiva ^{137}Cs e colocámo-la na posição 1 do posicionador de amostras, já com o detector G-M no seu respectivo suporte. Para determinarmos o valor da tensão inicial da experiência, $V_{inicial}$, aumentámos progressivamente o valor da tensão aplicada entre o cátodo e o ânodo, até que o sistema começasse a contar os primeiros impulsos. Quando observámos as primeiras contagens, baixámos o valor da tensão de 100 V. O valor assim obtido correspondeu a $V_{inicial}$, que foi estabelecido em 625 V. Com a tensão inicial assim determinada, levámos o contador de impulsos a zero e fixámos o tempo de contagem em 100 segundos. De seguida, aumentámos o valor da tensão aplicada de 25 V e registámos o número de impulsos detectados nesse intervalo de tempo. Repetimos este último procedimento para diversos valores de tensão aplicada, superiores a $V_{inicial}$. Depois, determinámos a taxa de contagem obtida em cada ensaio. O gráfico da figura 2.5 mostra a taxa de contagem em função da tensão aplicada entre o cátodo e o ânodo.

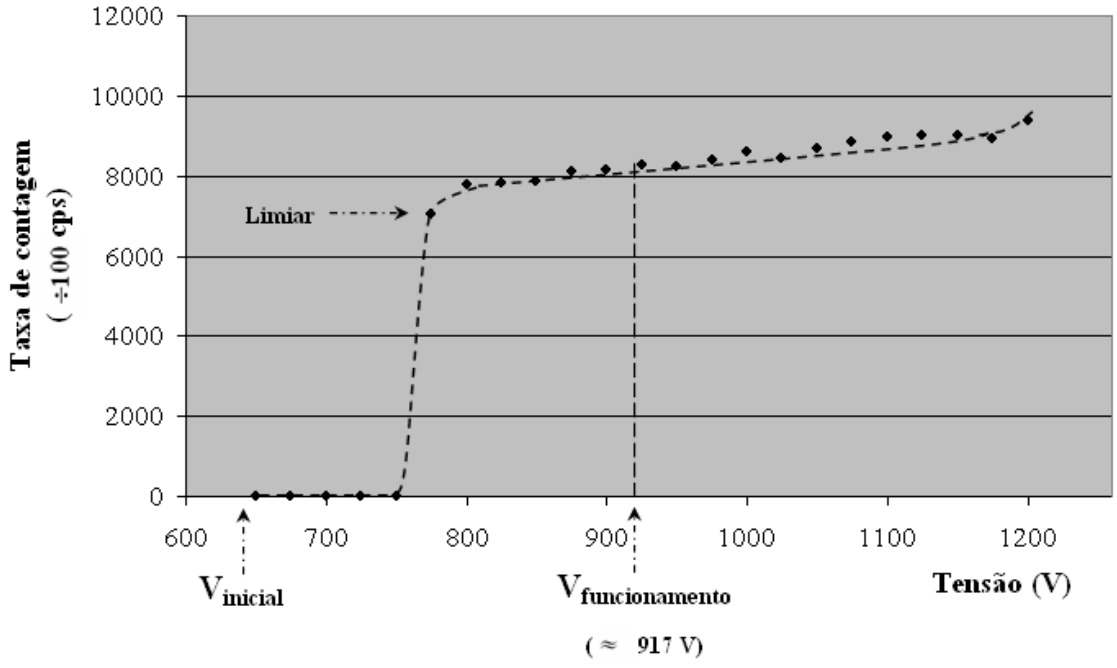


Figura 2.5 – *Patamar de funcionamento de um detector G-M. A linha a tracejado serve de guia da tendência dos pontos experimentais.*

Analisando os dados apresentados no gráfico da figura 2.5, constatámos que após a tensão limiar (775 V), a taxa de contagem aumenta com o aumento da tensão aplicada nos eléctrodos do detector G-M. Os valores encontrados a partir de 775 V situam-se no patamar de funcionamento do detector. Fazendo um ajuste linear dos pontos experimentais situados entre 800 V e 1175 V (pontos estes que se aproximam de uma tendência linear), concluímos que o valor do declive é cerca de 0,035 $cpsV^{-1}$, ou seja, a partir de 800 V, há um acréscimo de 0,035 cps na taxa de contagem por cada 1 V de tensão aplicada nos eléctrodos.

Para garantirmos o bom desempenho do detector, a tensão de funcionamento ($V_{funcionamento}$) deve ser fixada num valor correspondente a cerca de 1/3 do desnível do patamar [5]. Como o patamar está compreendido entre a tensão limiar e 1200 V, temos que:

$$V_{funcionamento} = \frac{1}{3}(1200 - 775) + 775 = 917 \text{ V}.$$

Devido a diferenças de construção, os detectores Geiger-Müller não operam todos no mesmo patamar. Assim, é necessário fixarmos a tensão de funcionamento do detector G-M, de forma a obtermos contagens mais exactas nas próximas experiências. Uma vez que o detector só permite variações de tensão em saltos de 25 V, decidimos estabelecer $V_{funcionamento}$ como sendo igual a 925 V, isto é, o valor mais próximo de 917 V.

2.6.2 DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE RESOLUÇÃO DE UM DETECTOR GEIGER-MÜLLER

Na secção 2.1 vimos que quando uma partícula ionizante atravessa um detector gasoso e interage com o gás de enchimento da câmara cilíndrica, os electrões resultantes da ionização são encaminhados mais rapidamente para o ânodo do que os iões positivos para o cátodo. Uma vez detectado o electrão, é decorrido um determinado intervalo de tempo até que os iões cheguem ao cátodo. Durante este intervalo de tempo, o detector fica insensível ou "morto", isto é, uma segunda partícula ionizante que entretanto chegue ao detector nesse período, não será interveniente na contagem final. Em consequência deste facto, a taxa de contagem observada (A_O) é sempre menor do que a taxa de contagem real (A_R). Nesta experiência determinaremos o tempo de resolução do detector G-M utilizando o método das *duas fontes*. A figura 2.6 ilustra a colocação das

fontes no "porta-fonte", de acordo com o esquema geral de montagem da figura 2.4. As taxas de contagem das fontes radioactivas escolhidas (^{204}Tl e ^{90}Sr) são determinadas individualmente (A_1 e A_2) e em conjunto (A_{12}).

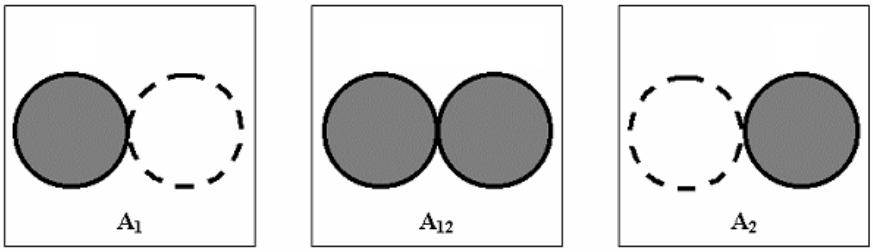


Figura 2.6 – *Esquema da colocação das fontes radioactivas no "porta-fonte".*

O parâmetro mais importante das fontes para esta experiência é o valor das suas actividades, que devem ser semelhantes entre si. As fontes radioactivas também devem ser escolhidas de modo que a taxa de contagem real seja apenas 10-20% superior à taxa de contagem observada [5]. Em termos de montagem, é muito importante que as fontes, ao serem colocadas no posicionador de amostras, mantenham as posições relativas entre si e em relação ao detector.

Colocámos a fonte ^{204}Tl na posição 1 do posicionador de amostras e aplicámos 925 V entre os eléctrodos do detector. Em seguida, determinámos a taxa de contagem durante 10 minutos – A_1. Com o auxílio de uma pinça, colocámos cuidadosamente a fonte ^{90}Sr ao lado da fonte ^{204}Tl, sem alterar a posição inicial da primeira. Com esta geometria determinámos a taxa de contagem durante 10 minutos – A_{12}. Depois, retirámos a fonte ^{204}Tl com a pinça e determinámos a taxa de contagem durante 10 minutos – A_2. Finalmente, retirámos a fonte ^{90}Sr e determinámos a taxa de contagem de fundo – A_f. Tivemos o cuidado de reduzir ao máximo o número de manipulações na montagem, de forma a garantir a geometria apresentada na figura 2.6. A tabela 2.2 mostra os resultados experimentais obtidos.

Nota: os erros associados às taxas de contagem registadas na tabela 2.2 foram calculados de acordo com as conclusões obtidas na experiência da secção 2.7.2.

	Actividade (cps)
$\mathbf{A_1}$ – [^{204}Tl]	114±11
$\mathbf{A_{12}}$ – [^{204}Tl + ^{90}Sr]	228±15
$\mathbf{A_2}$ – [^{90}Sr]	122±11
$\mathbf{A_f}$	0,9±0,9

Tabela 2.2 – *Registo das taxas de contagem observadas para a determinação do tempo de resolução do detector G-M.*

O tempo de resolução T_r do detector é determinado de acordo com a seguinte expressão [5]:

$$T_r = \frac{A_1 + A_2 - A_{12}}{A_{12}^2 - A_1^2 - A_2^2}. \qquad (2.1)$$

O valor do tempo de resolução calculado é : $T_r = 332 \pm 4$ μs. Com o valor de T_r obtido, a relação entre as taxas de contagem observada (A_O) e a real (A_R) é dada pela expressão [5]:

$$A_R = \frac{A_O}{1 - T_r A_O}. \qquad (2.2)$$

Os valores das taxas de contagem observadas nas próximas experiências serão corrigidos do tempo de resolução do detector, de acordo com a equação (2.2).

2.6.3 DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA ABSOLUTA DE UM DETECTOR GEIGER-MÜLLER PARA VÁRIOS TIPOS DE RADIAÇÃO

É habitual referir-se, no caso de sistemas de detecção, qual é a sua *eficiência absoluta*, ε. A eficiência absoluta de um detector corresponde à razão entre a actividade relativa de uma fonte radioactiva e a sua actividade absoluta; depende de factores como o tipo e energia da radiação, o tipo e tamanho do detector e própria geometria fonte-detector.

Nesta experiência pretendemos estudar a eficiência absoluta de um detector G-M para fontes radioactivas emissoras de partículas beta (^{90}Sr) e γ (^{137}Cs); a expressão a utilizar é [12]:

$$\varepsilon(\%) = \frac{A_R}{A \times k} \times 100, \qquad (2.3)$$

sendo A_R a taxa de contagem real corrigida de fundo e de tempo de resolução (em cpm), *A* a actividade absoluta da fonte radioactiva, reportada à data em que a experiência foi realizada (em μCi), e *k* uma constante igual a $2{,}22\times10^6$ dpm/μCi (dpm ≡ desintegração por minuto).

Colocámos a fonte ^{90}Sr na posição 1 do posicionador de amostras e determinámos a taxa de contagem observada ao fim de 5 minutos (A_O). Repetimos este procedimento para a fonte ^{137}Cs e para a radiação de fundo. A tabela 2.3 apresenta os valores determinados. Analogamente àquilo que foi feito na experiência anterior, os erros associados às taxas de contagem registadas na tabela 2.3 foram calculados de acordo com as conclusões obtidas na experiência da secção 2.7.2. Uma vez que não sabíamos a data exacta da calibração das fontes radioactivas, decidimos majorar o erro da actividade das fontes radioactivas fornecida pelo fabricante em 20%.

	^{90}Sr	**^{137}Cs**
Taxa de contagem observada, A_O (cpm)	29400±171	4790±70
Fundo, A_f (cpm)	50±7	50±7
Total (cpm) = A_O-A_f	29350±171	474±69
Taxa de contagem real, A_R (cpm)	*35040±171*	*4860±70*
Actividade absoluta da fonte, A (μCi)	~0,10±0,02	~5±1

Tabela 2.3 – *Registo das taxas de contagem para cada fonte radioactiva.*

De acordo com a equação (2.3), a eficiência absoluta do detector G-M para os dois tipos de radiação é a seguinte:

Partículas β, ^{90}Sr:

$$\varepsilon(\%) = \frac{35040}{0{,}1 \times 2{,}22 \times 10^6} \times 100 = 16 \pm 3\%.$$

Partículas γ, ^{137}Cs:

$$\varepsilon(\%) = \frac{4860}{5 \times 2{,}22 \times 10^6} \times 100 = 0{,}044 \pm 0{,}009\%.$$

Embora a eficiência absoluta do detector seja apenas cerca de 16% para as partículas β, esse valor é muito superior à eficiência absoluta do detector associada às partículas γ. A detecção de fotões γ por um detector G-M é extremamente baixa. Da radiação γ emitida pela fonte de ^{137}Cs, apenas uma pequena parte interactua com o gás contido na câmara cilíndrica do detector G-M, tornando-o ineficaz na detecção de fotões γ.

No que se segue, apresentaremos como complemento a este capítulo alguns estudos experimentais referentes a aspectos de desintegração radioactiva e absorção β e γ, utilizando o detector Geiger-Müller das experiências anteriores.

2.7 DESINTEGRAÇÃO RADIOACTIVA DE NÚCLEOS

Nesta secção estudaremos experimentalmente a aleatoriedade da desintegração radioactiva e a estatística de contagem.

2.7.1 ALEATORIEDADE DA DESINTEGRAÇÃO RADIOACTIVA

Os radionuclídeos são núcleos atómicos instáveis que sofrem transformações nucleares como meio de atingirem um estado estável. Estas transformações envolvem diversos tipos de mecanismos, tais como a emissão alfa ou beta e a emissão de fotões γ. As energias envolvidas nestas transformações podem variar de milhares de eV a 10^6 eV.

A probabilidade de um radionuclídeo decair para um estado estável é uma característica associada ao radionuclídeo, que não é influenciada pelas condições em que este se encontra (a única excepção a esta afirmação é o trítio, cujo decaimento depende da pressão a que se encontra o isótopo [2]). A constante de decaimento λ traduz a probabilidade, por unidade de tempo, de decaimento do radionuclídeo. A taxa temporal de decaimento, num instante *t*, é proporcional ao número de radionuclídeos existentes nesse instante, $N(t)$, e é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t) \tag{2.4}$$

Integrando a equação (2.4) entre os instantes $t = 0$ e t, obtemos o número de radionuclídeos em função do tempo:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{2.5}$$

sendo N_0 o número de radionuclídeos no instante $t = 0$. O gráfico seguinte mostra a dependência temporal do número de radionuclídeos, de acordo com a equação (2.5).

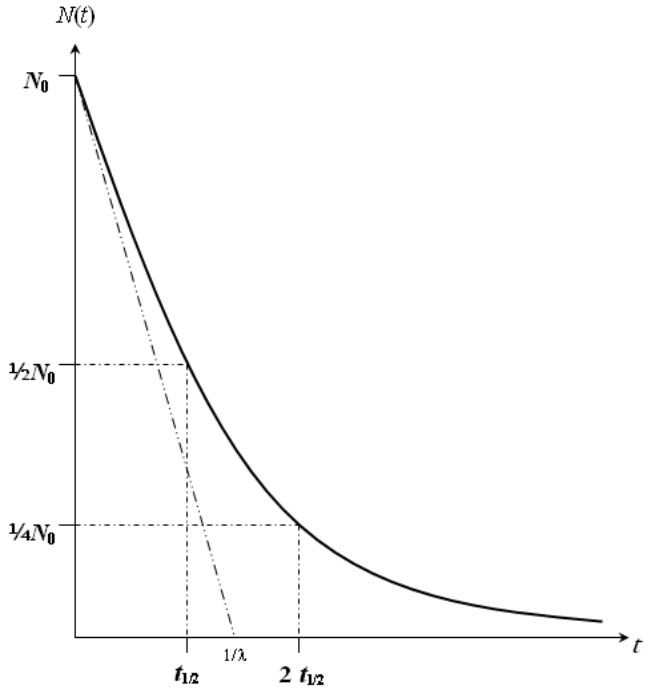


Figura 2.7 – *Dependência do número de radionuclídeos no tempo.*

Define-se o *tempo de semi-vida* (ou *período*) de um radionuclídeo ($t_{1/2}$) como sendo o intervalo de tempo necessário para que o número de radionuclídeos presentes na amostra seja igual a metade do seu valor no instante inicial. Utilizando a equação (2.5), podemos determinar uma expressão para o tempo de semi-vida ($t_{1/2}$):

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \tag{2.6}$$

O número de decaimentos por unidade de tempo define a actividade do radionuclídeo:

$$A(t) = \left|\frac{dN}{dt}\right| = \lambda N(t). \tag{2.7}$$

Notemos que a actividade é uma função que depende do número de radionuclídeos presentes na amostra e da probabilidade, por unidade de tempo, de ocorrer um decaimento radioactivo. Sendo a desintegração radioactiva um processo aleatório, não é possível prevermos qual é o núcleo que irá decair, nem o instante em que esse núcleo sofrerá a desintegração. Assim, ao efectuarmos duas determinações idênticas da actividade ou da taxa de contagem de uma mesma fonte radioactiva (nas mesmas condições experimentais e uma imediatamente a seguir à outra), os valores obtidos diferem quase sempre entre si. Porém, a probabilidade, por unidade de tempo, de cada radionuclídeo decair é uma propriedade desse radionuclídeo. Consideremos que se fazem *n* medições do número de desintegrações que ocorrem numa fonte radioactiva de período longo, para que se possa considerar a sua actividade constante no intervalo de tempo que ocorre a experiência. Ao efectuarmos repetidamente várias medições do número de desintegrações, verificar-se-á que o número de contagens registadas em medições sucessivas, N_i (i = 1,2,…, n), não apresentam o mesmo valor, mas distribuir--se-ão em torno de um valor médio. O valor mais provável para o número de contagens é a média de N_i:

$$\overline{N} = \frac{\left(N_1 + N_2 + ... + N_n\right)}{n} = \sum_{i=1}^{n} \frac{N_i}{n}. \tag{2.8}$$

Nesta experiência estudaremos a distribuição do número de contagens associado à desintegração radioactiva, através de determinações sucessivas da taxa de contagem em duas situações; utilizando uma fonte radioactiva de período de desintegração longo (^{90}Sr) e a radiação de fundo natural.

Montámos o equipamento de acordo com o esquema da figura 2.4. Depois de fixarmos a tensão de funcionamento do detector G-M em 925 V, ajustámos a distância da fonte radioactiva ^{90}Sr ($t_{1/2}$ = 28,6 anos) ao detector, de modo a obter uma taxa de contagem da ordem dos 50 cps (posição 2 do posicionador de amostras) no intervalo de tempo de 10 segundos. Realizámos diversas medições da taxa de contagem até obtermos um grupo de contagem cuja frequência fosse 30. O número total de observações registadas com a fonte de ^{90}Sr foi de 157. Com os resultados obtidos construímos o histograma de frequência em função do grupo de contagem, apresentado na figura 2.8. A linha contínua nesse gráfico representa a curva da distribuição normal da frequência dos vários grupos de contagem registados nos 157 ensaios, tendo sido traçada com a ajuda de uma folha de cálculo.

De seguida, retirámos a fonte radioactiva do suporte e mantivemo-la afastada do detector. Registámos a taxa de contagem da radiação ambiente no mesmo intervalo de tempo da experiência anterior, e construímos o histograma da figura 2.9. O número total de observações registadas para o fundo natural foi de 160. Procedemos da mesma forma do histograma anterior em relação à curva da distribuição normal para o fundo natural nos 160 ensaios registados.

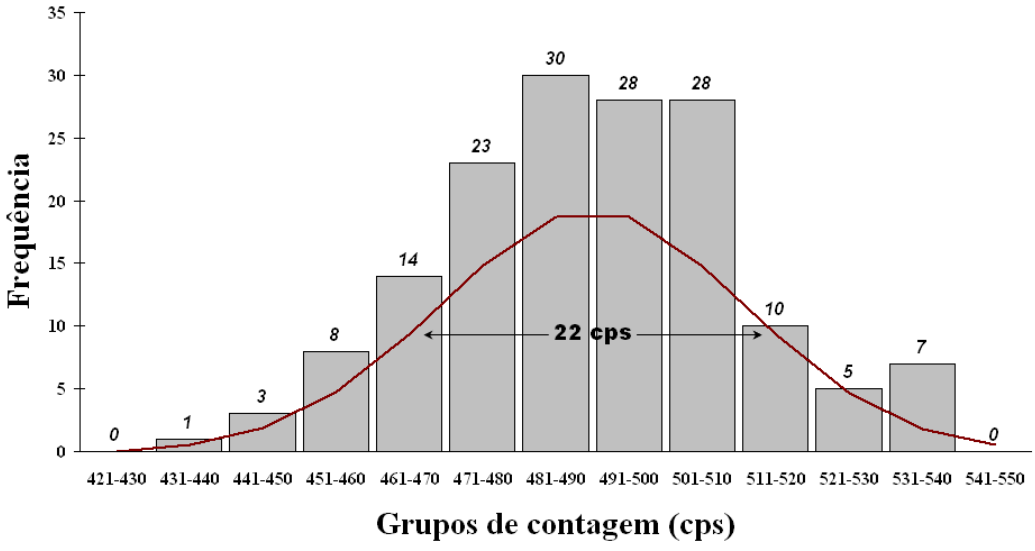


Figura 2.8 – *Distribuição de frequências dos grupos de contagens para o decaimento do ^{90}Sr. O valor 22 cps corresponde ao desvio padrão.*

O histograma da figura 2.8, relativo ao decaimento do ^{90}Sr, revela-nos que no intervalo de tempo considerado foi possível obter taxas de contagem distintas, numa gama de valores compreendida entre [431;540] cps. No entanto, existe uma região intermédia, que engloba taxas de contagem da ordem dos [471;510] cps, em que a frequência das taxas de contagem é superior a todas as outras registadas. No intervalo de tempo total da execução experimental (30 minutos) não houve uma variação relativa significativa da actividade da fonte ^{90}Sr (cerca de 0,0002 % em relação ao período de decaimento do ^{90}Sr $t_{1/2}$ = 28,6 anos).

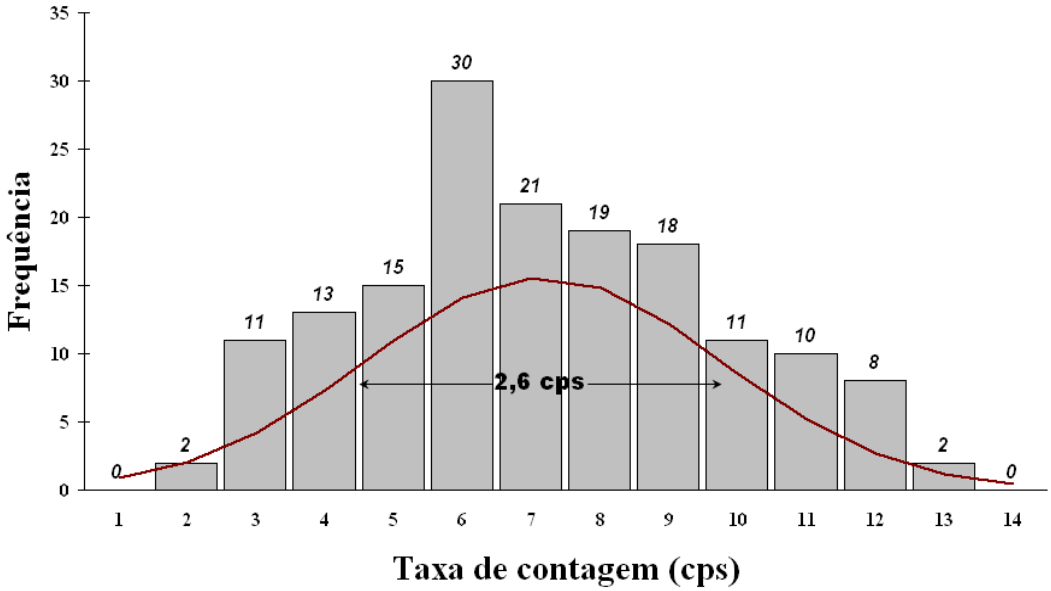


Figura 2.9 – *Distribuição de frequências da taxa de contagem para o fundo natural. O valor 2,6 cps corresponde ao desvio padrão.*

Em relação aos dados obtidos para a radiação de fundo, vemos igualmente no gráfico da figura 2.9 que durante 10 segundos obtemos taxas de contagem variadas, desde 2 cps até 13 cps. À excepção de 6 cps, não podemos afirmar claramente que existe uma região predominante de frequência de contagens face a outras. Se é um facto que na região [6;8] cps encontramos mais taxas de contagem, também é verdade que a frequência de obtermos 10 cps é igual à de 3 cps, embora seja cerca de 1/3 da frequência máxima registada.

Os diferentes valores observados resultam da aleatoriedade da desintegração radioactiva. Por conseguinte, consideramos importante adoptar um valor médio que seja representativo do conjunto de valores obtidos. Considerámos como valor aproximado de um dado grupo de contagens o respectivo valor intermédio desse grupo. Em seguida,

dividimos a soma total das contagens obtidas em cada experiência pelo número total de observações registadas, respectivamente. No caso do decaimento do ^{90}Sr, temos $\overline{N}(^{90}\mathrm{Sr}) \approx 482\,\mathrm{cps}$, e para o fundo natural, $\overline{N}(\mathrm{fundo}) \approx 7{,}2\,\mathrm{cps}$. Os valores inseridos no interior das curvas de distribuição normal dos dois gráficos das figuras 2.8 e 2.9 (22 cps e 2,6 cps, respectivamente) são uma medida da dispersão dos resultados obtidos em torno do valor médio, sendo designados por *desvio padrão*. Uma abordagem mais detalhada do significado deste valor estatístico será feita na próxima secção.

As curvas de distribuição normal dos gráficos das figuras 2.8 e 2.9 permitem-nos retirar conclusões interessantes. Ambas as curvas evidenciam uma ligeira assimetria em torno do valor com maior frequência em cada situação, sendo, no entanto, maior essa assimetria no fundo natural. Repare-se, também, que a curva representativa do fundo natural é mais larga do que a curva do ^{90}Sr. Por outro lado, no caso do ^{90}Sr, o valor médio (482 cps) está mesmo incluído no grupo de contagens com maior frequência ([481;490]cps), ao contrário de $\overline{N}(fundo)$ (7,2 cps), que é ligeiramente superior ao valor com maior frequência (6 cps). Estes factos devem-se ao menor número das taxas de contagem do fundo natural face ao ^{90}Sr. Na próxima experiência aprofundamos esta última conclusão.

2.7.2 DETERMINAÇÃO DE MÉTODOS QUE PERMITEM AUMENTAR A EXACTIDÃO DAS MEDIDAS

Vimos na experiência anterior que a desintegração radioactiva é um processo aleatório, mas sobre o qual se podem fazer previsões em torno do valor médio da taxa de contagem. O problema é que nem sempre é possível fazer várias medições, pelo que só teremos acesso aos valores de um único ensaio. A questão consiste em saber qual será a incerteza do resultado obtido. A resposta a esta questão depende da distribuição da frequência das medições efectuadas. Ao analisarmos os histogramas das figuras 2.8 e 2.9 vemos semelhanças entre a frequência da taxa de contagem e funções estatísticas conhecidas, como a distribuição de *Poisson* ou de *Gauss*. Estatisticamente, se a probabilidade de um acontecimento favorável for muito pequena e independente dos outros acontecimentos, e se for possível considerar como valor "verdadeiro" da medida um valor $\overline{N}$ num número de ensaios elevado, a probabilidade *P* de obtermos um determinado resultado *N* é dada por [5]:

$$P\left(N,\overline{N}\right)=\frac{e^{-\overline{N}}\,\overline{N}^{N}}{N!}. \tag{2.9}$$

A equação anterior descreve matematicamente a distribuição de Poisson. Em termos radioactivos, a probabilidade de se observarem *N* decaimentos só depende do valor médio, $\overline{N}$. Por outro lado, a probabilidade de que o resultado de uma medição esteja próximo de $\overline{N}$ depende da dispersão da curva de distribuição de frequência, que por sua vez está relacionada com a *variância* da distribuição, σ^2. A variância é um número tal que 68,3% (~2/3) dos resultados se encontram no intervalo $[\overline{N}-\sigma;\overline{N}+\sigma]$. Na distribuição de Poisson verifica-se [5]:

$$\sigma^2=\overline{N}. \tag{2.10}$$

Por conseguinte, esperamos encontrar aproximadamente 2/3 dos resultados no intervalo $\pm\sqrt{\overline{N}}$ do valor $\overline{N}$, sendo a incerteza dada directamente pela raiz quadrada do número de acontecimentos favoráveis obtidos. Para pequenos valores de $\overline{N}$, a probabilidade *P*(*N*) é uma distribuição assimétrica, em que o valor mais provável é menor que o valor médio. À medida que o valor médio aumenta, este tipo de distribuição toma uma forma mais simétrica. Sendo feita apenas uma única medição de valor *N*, não se conhece o valor exacto de $\overline{N}$ ou de σ; contudo, podemos admitir que $N\approx\overline{N}$ e assim $\sigma\approx\sqrt{N}$. Seguindo este raciocínio, podemos afirmar que se o resultado de uma medição for *N* há uma percentagem de 68,3% que o valor da medição $\overline{N}$ esteja no intervalo $N\pm\sqrt{N}$, vulgarmente conhecido por *intervalo de confiança*. A percentagem de incerteza em *N* será dada por:

$$\frac{\sqrt{N}}{N}\times 100\%=\frac{100\%}{\sqrt{N}}. \tag{2.11}$$

A partir da equação (2.11) vemos que grandes números de contagens têm uma pequena percentagem de incerteza e são estatisticamente mais fiáveis. A variância σ^2 está relacionada com o índice estatístico designado por *desvio padrão*. Se forem feitas *n*

medições com resultados N_1, N_2,…, N_n e valor médio $\overline{N}$, o desvio padrão dos resultados obtidos é dado por:

$$\text{Desvio Padrão} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{\left(N_i - \overline{N}\right)^2}{n-1}}. \qquad (2.12)$$

O desvio padrão pode ser considerado como uma medida da dispersão dos resultados das medições em relação à média:

$$\text{Desvio Padrão} \approx \sqrt{N}. \qquad (2.13)$$

Por último, convém referir que a distribuição de Poisson tende para a distribuição de Gauss (ou distribuição normal), quando o valor médio $\overline{N}$ é grande ($\overline{N} \geq 30$). A distribuição de Gauss descreve o comportamento de um grande número de acontecimentos aleatórios com pequenas oscilações à esquerda e à direita do valor esperado, isto é, o valor médio coincide com o valor mais provável em curvas praticamente simétricas.

Nesta experiência pretendemos aplicar estes conceitos estatísticos, de forma a complementar os resultados obtidos na experiência anterior. Assim, depois de fixarmos a tensão de funcionamento do detector G-M em 925 V, colocámos a fonte radioactiva ^{137}Cs ($t_{1/2}$ = 30,2 anos) na posição 3 do posicionador de amostras, de forma a obtermos uma taxa de contagem da ordem de 2000 cpm. Efectuámos 20 observações com a duração de 1 minuto cada. As medidas foram feitas sequencialmente, sem interrupções, mantendo as condições experimentais. Repare-se que a duração total da experiência é muito inferior ao período de desintegração do ^{137}Cs. A tabela 2.4 apresenta a taxa de contagens (N) obtida nos diversos ensaios. Em seguida, retirámos a fonte radioactiva do suporte, colocando-a afastada do detector. Repetimos a experiência, medindo a radiação de fundo natural. Registámos os valores obtidos na tabela 2.4.

	Amostra 1: Fonte radioactiva			**Amostra 2: Fundo natural**		
N.º Obs	N_1 (cpm)	$N_1 - \overline{N}_1$	$\left(N_1 - \overline{N}_1\right)^2$	N_2 (cpm)	$N_2 - \overline{N}_2$	$\left(N_2 - \overline{N}_2\right)^2$
1	2032	-26,45	699,60	41	-0,7	0,49
2	2141	82,55	6814,50	36	-5,7	32,49
3	2049	-9,45	89,30	38	-3,7	13,69
4	2096	37,55	1410,00	52	10,3	106,09
5	2010	-48,30	2332,89	29	-12,7	161,29
6	2102	43,55	1896,60	52	10,3	106,09
7	1992	-66,45	4415,60	40	-1,7	2,89
8	2109	50,70	2570,49	42	0,3	0,09
9	2078	19,55	382,20	39	-2,7	7,29
10	2066	7,55	57,00	34	-7,7	59,29
11	2066	7,55	57,00	41	-0,7	0,49
12	2003	-55,45	3074,70	39	-2,7	7,29
13	1967	-91,45	8363,10	34	-7,7	59,29
14	2039	-19,45	378,30	39	-2,7	7,29
15	2082	23,55	554,60	49	7,3	53,29
16	2113	54,55	2975,70	45	3,3	10,89
17	2037	-21,45	460,10	43	1,3	1,69
18	2000	-58,45	3416,40	49	7,3	53,29
19	2090	31,55	995,40	46	4,3	18,49
20	2094	35,55	1263,80	46	4,3	18,49
TOTAIS	A_1 41166	B_1 0	C_1 42206,2	A_2 834	B_2 0	C_2 720,20

Tabela 2.4 – *Registo das taxas de contagem para a fonte ^{137}Cs e para o fundo natural.*

Utilizando as equações (2.10) e (2.12), calculamos os seguintes valores para cada fonte radioactiva:

- Amostra 1: FONTE RADIOACTIVA ^{137}Cs

$$\overline{N}_1 = \frac{A_1}{20} = 2058{,}3 \quad ; \quad \sigma_1 = \sqrt{\overline{N}_1} = 45{,}4 \quad ; \quad \text{Desvio Padrão}_1 = \sqrt{\frac{C_1}{19}} = 47{,}1$$

$$\boxed{\overline{N}_1 = (206 \pm 5) \times 10 \text{ cpm} \quad ; \quad \%_{\text{Incerteza}} \approx 2\%}$$

- Amostra 2: FUNDO NATURAL

$$\overline{N}_2 = \frac{A_2}{20} = 41{,}7 \quad ; \quad \sigma_2 = \sqrt{\overline{N}_2} = 6{,}46 \quad ; \quad \text{Desvio Padrão}_2 = \sqrt{\frac{C_2}{19}} = 6{,}17$$

$$\boxed{\overline{N}_2 = 42 \pm 6\,\text{cpm} \;\; ; \;\; \%_{\text{Incerteza}} \approx 14\%}$$

Verificamos que os valores de *N* da tabela 2.4 estão inseridos no intervalo $[\overline{N} - \sigma; \overline{N} + \sigma]$ para cada amostra. No caso do ^{137}Cs, 14 das 20 contagens efectuadas (70%) incluem-se nesse intervalo, e no fundo natural, a razão é de 13 em 20 ensaios realizados (~68%). Embora não esteja representado todo o estudo quantitativo, constatamos que para um número de observações igual a 10 há uma menor precisão dos valores, e consequentemente, maior incerteza dos resultados em ambas as situações. Assim, efectuando um elevado número de ensaios a incerteza diminui.

Por outro lado, a incerteza do valor $\overline{N}$ é superior para o fundo natural quando comparado com a fonte de ^{137}Cs. Quando efectuamos medições com amostras radioactivas, quanto menor for o número de contagens observado, maior será a incerteza em torno do valor médio dessas contagens. Podemos, agora, compreender melhor a diferença na maior largura da curva de distribuição normal do gráfico da figura 2.9 em relação à sua homóloga no histograma da figura 2.8. Essa situação representa uma maior incerteza do valor médio da taxa de contagem do fundo natural face ao ^{90}Sr, de tal forma que o valor com maior frequência é inferior ao valor médio.

Comprova-se na análise dos resultados que existe uma clara semelhança entre σ e o desvio padrão para cada amostra. Sendo os dados perfeitamente aleatórios, com o aumento do número de observações (seriam necessárias muito mais do que as 20 observações realizadas), o valor do desvio padrão aproximar-se-ia cada vez mais de σ.

2.8 ESTUDO EXPERIMENTAL DA ABSORÇÃO β e γ

De seguida, apresentaremos as experiências realizadas para o estudo da absorção de partículas carregadas e de radiação ionizante pela matéria. Começamos pelo estudo da absorção de partículas β e determinação da sua energia máxima, para de seguida estudarmos a absorção de radiação γ.

2.8.1 ESTUDO DA ABSORÇÃO DE PARTÍCULAS β

O decaimento β consiste na emissão de uma partícula β (electrão ou positrão) por um radionuclídeo instável. No caso da emissão envolver um electrão, designamos o processo por decaimento β^-, enquanto que se envolver um positrão, o processo é dito decaimento β^+. A interacção nuclear fraca é responsável por estes decaimentos nucleares. No caso da emissão β^- o processo, a nível de nucleões, é:

$$n^0 = p^+ + e^- + \bar{\upsilon}_e. \tag{2.14}$$

Dado que o processo ocorre no interior de um radionuclídeo "pai", o radionuclídeo "filho" fica num estado excitado, e posteriormente, pode emitir energia na forma de um fotão γ. A equação seguinte traduz a emissão β^- por um radionuclídeo:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\upsilon}_e + \gamma(?). \tag{2.15}$$

O ponto de interrogação na equação (2.15) traduz a possibilidade do nuclídeo 'Y' emitir um fotão γ, caso o seu núcleo ainda se encontre num estado instável. Como exemplo deste processo de decaimento, citamos o decaimento do radionuclídeo ${}^{204}_{81}Tl$:

$${}^{204}_{81}Tl \rightarrow {}^{204}_{82}Pb + e^- + \bar{\upsilon}_e.$$

O decaimento β^+ envolve a absorção de energia pelo protão e respectivo decaimento para um neutrão, com emissão da partícula β^+ e de um neutrino:

$$energia + p^+ \rightarrow n^0 + e^+ + \upsilon_e. \tag{2.16}$$

Em termos de núcleos, o processo é descrito pela equação:

$$energia + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + e^+ + \upsilon_e + \gamma(?). \tag{2.17}$$

À semelhança da equação (2.15), o factor 'γ(?)' na equação (2.17) também traduz a possibilidade de haver a emissão de um fotão gama pelo radionuclídeo 'Y'. O decaimento β^+ requer absorção de energia por parte do radionuclídeo quando a energia de ligação nuclear do radionuclídeo "filho" é maior do que a energia de ligação do radionuclídeo "pai". No decaimento β^+, quando o positrão é emitido ocorre a perda de uma unidade de carga do núcleo. Desta forma, o átomo cujo núcleo decaiu por emissão β^+ fica ionizado positivamente. Para o tornar electricamente neutro deve ocorrer a ocupação de uma orbital electrónica por um electrão do exterior do átomo. O radionuclídeo $^{22}_{11}\mathrm{Na}$ decai por este processo, de acordo com a equação:

$$^{22}_{11}\mathrm{Na} \rightarrow ^{22}_{10}\mathrm{Ne} + e^+ + \upsilon_e + \gamma.$$

O principal objectivo desta experiência é analisar a absorção de partículas β por diferentes meios materiais. Optamos por representar a taxa de contagem em função da densidade superficial de massa do meio material. Se representarmos A_R em função da espessura do meio material, não obtemos nenhuma informação sobre a absorção da radiação β, uma vez que espessuras iguais correspondem a taxas de contagem diferentes, devido à diferença do número atómico dos meios materiais.

Depois de ligarmos o sistema de contagem e aplicarmos a tensão de funcionamento (925 V) ao detector G-M, efectuámos 5 medidas de radiação de fundo durante o intervalo de tempo de 100 segundos. Em seguida, colocámos a fonte radioactiva ^{204}Tl na posição 2 do posicionador de amostras e efectuámos 5 medidas da taxa de contagem no intervalo de tempo de 100 segundos, tal como havíamos feito para a radiação de fundo. Registámos o valor médio A_R na tabela 2.5, já corrigido da radiação de fundo e do tempo de resolução do detector. De seguida, fomos inserindo vários meios materiais, de espessuras conhecidas e uniformes, entre a fonte e o detector, e registámos as taxas de contagem de 5 ensaios, durante o intervalo de tempo de 100 segundos. Estes valores foram depois corrigidos, subtraindo o valor da taxa de contagem média de radiação de fundo, e tendo em atenção o tempo de resolução característico do detector. De imediato, determinámos o valor médio da taxa de contagem. Este procedimento foi repetido para diversas placas, de acordo com a espessura e material de que são feitas. Durante a experiência mantivemos a fonte radioactiva na mesma posição do posicionador de amostras. As áreas das placas

absorventes são todas muito idênticas (~40 cm^2). A tabela 2.5 apresenta os resultados obtidos. Nos casos em que a taxa de contagem A_R é muito pequena, decidimos não colocar a respectiva incerteza, de forma a colocarmos valores com vários algarismos significativos na representação gráfica dos dados.

Meio material	**Densidade superficial de massa ($mgcm^{-2}$)**	**Espessura (mm)**	**A_R (cps)**	**% de radiação que atravessou a placa**
Folha de alumínio (A)	4,5	0,0178	142±12	87,7 %
Folha de alumínio (B)	6,5	0,0254	136±12	84,0 %
Alumínio (G)	129	0,508	2,911	1,8 %
Alumínio (H)	161	0,635	0,808	0,45 %
Alumínio (I)	206	*0,813*	0,168	0,10 %
Alumínio (J)	258	**1,02**	0,018	0,01 %
Chumbo (Q)	1230	*0,813*	0,038	0,02 %
Plástico (E)	59,1	0,762	24±5	14,8 %
Plástico (F)	102	**1,02**	10±3	6,2 %
Polímero (C)	14,1	0,127	125±11	77,2 %
Polímero (D)	28,1	0,254	95±10	58,6 %
Fundo	___	___	0,802	
Amostra	___	___	162±13	

Tabela 2.5 – *Registo das taxas de contagem em função do meio material*.

Numa primeira análise à tabela 2.5, vemos que existem meios materiais que bloqueiam mais eficazmente a radiação proveniente do ^{204}Tl do que outros, nomeadamente o alumínio e o chumbo. Nas condições experimentais, colocando um material de alumínio com 0,508 mm de espessura entre a fonte de ^{204}Tl e o detector, apenas ~2% da radiação emitida pelo ^{204}Tl é registada pelo detector G-M. No caso do chumbo, essa percentagem é mesmo insignificante (~0,02%). Repare-se agora na diferença de A_R para o 'Alumínio (J)' e para o 'Plástico (F)'. Embora estes dois materiais tenham a mesma espessura (1,02 mm), existe uma grande diferença na taxa de contagem real. Compare-se a percentagem de radiação que atravessa a placa 'Alumínio (J)' (0,01 %), com a do 'Plástico (F)' (6,2 %). O mesmo acontece para o 'Alumínio (I)' e para o 'Chumbo (Q)'. Este facto indica-nos que o chumbo possui um

maior poder de absorção de partículas β que o alumínio. Dos dados anteriores concluímos que a absorção de radiação por um meio material depende da natureza desse meio, podendo haver grandes diferenças na absorção de radiação entre meios materiais com iguais espessuras.

Na tabela 2.5 vemos igualmente que A_R diminui com o aumento da densidade superficial de massa do meio material. Por conseguinte, traçamos o gráfico semi--logarítmico da taxa de contagem real, A_R, em função da densidade superficial de massa do meio material, apresentado na figura 2.10 (por razões de escala, não colocamos no gráfico o ponto experimental correspondente ao 'Chumbo (Q)'). O segmento de recta foi obtido através do melhor ajuste de uma função exponencial aos dados experimentais apresentados no gráfico.

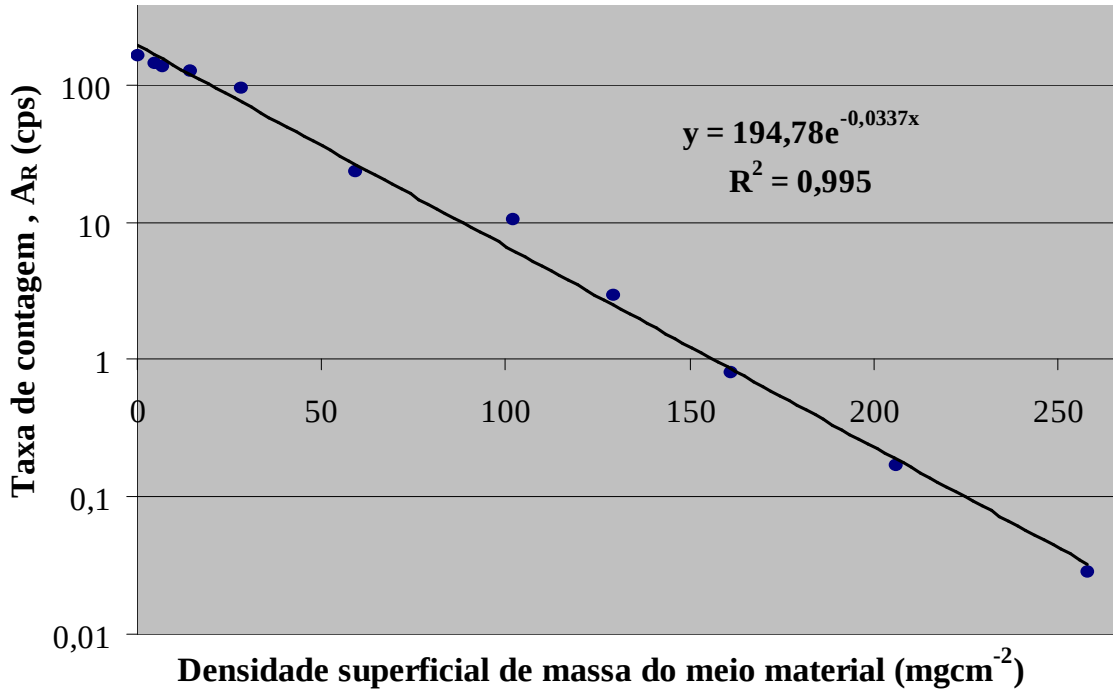


Figura 2.10 – *A_R em função da densidade superficial de massa do meio material, na absorção de partículas β do ^{204}Tl.*

Com base no gráfico da figura 2.10, podemos concluir a dependência exponencial da taxa de contagem real na densidade superficial de massa do meio material. Essa dependência permite-nos avaliar a densidade superficial de massa do meio material necessária para a redução a metade da taxa de contagem inicial, sendo igual a:

$$\rho_{\text{sup }1/2} = \frac{\ln(2)}{0{,}0337} = 20{,}568 \pm 0{,}006 \text{ mgcm}^{-2}.$$

O quociente entre 20,568 mgcm^{-2} e a densidade de cada meio material interveniente na experiência dá-nos a espessura desse meio material capaz de reduzir para metade a taxa de contagem inicial da fonte ^{204}Tl. Vejamos o exemplo do alumínio. A partir dos dados da tabela 2.5 calculamos a densidade do alumínio, dividindo a densidade superficial de massa das placas de alumínio (expressa em mgcm^{-2}) pela sua espessura (expressa em cm), desde a 'Folha de alumínio (A)' até à placa 'Alumínio (J)'. Fazendo uma média desses valores, temos $\rho_{\text{Alumínio}}$ = 2538 mgcm^{-3}. Assim, a espessura de alumínio capaz de reduzir para metade a radiação das partículas β, dentro das condições experimentais, é igual a:

$$d_{1/2}(\text{Al}) = \frac{20{,}568}{2538} = 0{,}081040 \pm 0{,}000007 \text{ mm}.$$

Por outro lado, o coeficiente de atenuação de partículas β da fonte ^{204}Tl, característico de cada meio material, obtém-se multiplicando o argumento da função exponencial do gráfico da figura 2.10 (0,0337 mg^{-1}cm^{2}) pela densidade de cada meio material. No caso do alumínio, esse coeficiente é igual a 8,55±0,09 mm^{-1}.

Uma outra forma de calcularmos o coeficiente de atenuação de partículas β do ^{204}Tl para o alumínio consiste na análise do gráfico da figura 2.11, referente aos 6 pontos experimentais do alumínio retirados da tabela 2.5 (incluindo a 'Folha de alumínio (A)' e a 'Folha de alumínio (B)'). Representamos numa escala semi-logarítmica a taxa de contagem A_R em função da espessura das folhas/placas de alumínio. O segmento de recta foi obtido a partir do ajuste de uma nova função exponencial.

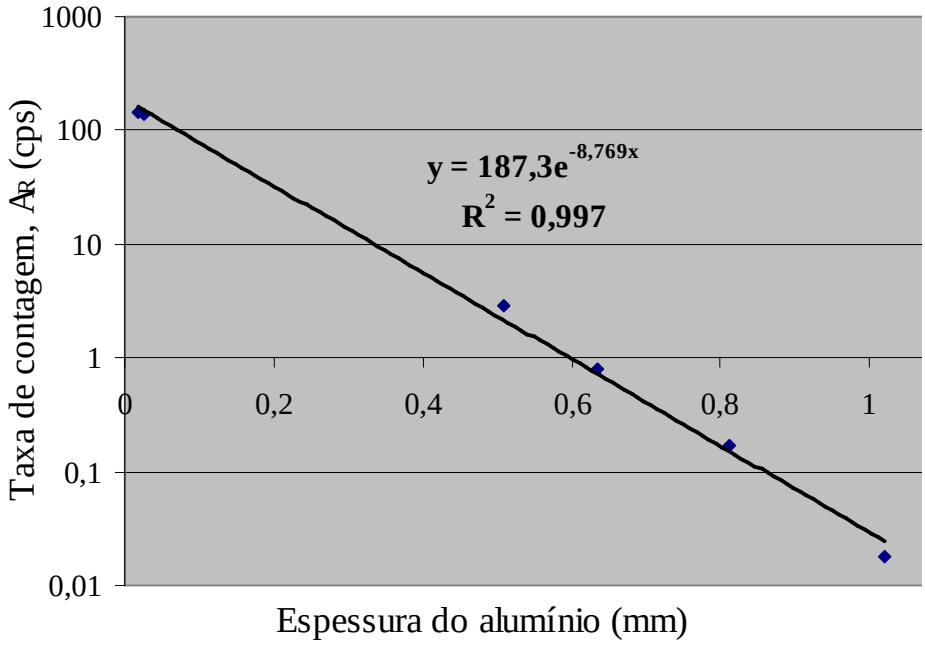


Figura 2.11 – *A_R em função da espessura do alumínio na absorção de partículas β do ^{204}Tl.*

Do gráfico da figura 2.11 vemos claramente a dependência exponencial da taxa de contagem na espessura do alumínio. De acordo com as condições experimentais, concluímos que o coeficiente de atenuação de partículas β do ^{204}Tl para o alumínio é de 8,77±0,7 mm^{-1}. Repare-se que este valor é muito próximo do encontrado anteriormente com o ajuste a todos os meios materiais (8,55 mm^{-1}), havendo um desvio de aproximadamente 2,5 %, que dever-se-á à inclusão de outros meios materiais no gráfico da figura 2.10. Em relação à espessura de alumínio capaz de reduzir para metade a radiação das partículas β, com a informação contida no gráfico da figura 2.11 concluímos que esse valor é igual a:

$$d_{1/2}(\mathrm{Al}) = \frac{\ln(2)}{8{,}77} \approx 0{,}079 \pm 0{,}006\ \mathrm{mm}.$$

Este valor é muito próximo do anteriormente obtido (~0,081 mm). Assim, tendo vários pontos experimentais característicos de meios absorventes diferenciados, podemos obter coeficientes de atenuação para cada um desses meios e para outros em que apenas conhecemos o valor da sua densidade.

2.8.2 DETERMINAÇÃO DA ENERGIA MÁXIMA DE PARTÍCULAS β

A investigação do decaimento β contribuiu fortemente para o avanço da Física Moderna na primeira metade do século passado. Chadwick provara que os núcleos emitiam electrões com uma distribuição contínua de energia cinética num intervalo relativamente largo, desde zero até um valor máximo, $E_{máx}$, variável consoante o radionuclídeo em causa. A energia cinética máxima das partículas β constitui um dado importante na identificação do respectivo radionuclídeo. Nesta experiência determinaremos a energia cinética máxima das partículas β do ^{204}Tl, avaliando a sua atenuação no alumínio. Começaremos por determinar o *alcance* (*R*) das partículas β no alumínio, para posteriormente calcularmos a energia cinética máxima das partículas β do ^{204}Tl ($E_{máx}$). A equação (2.18) relaciona o alcance com a energia cinética das partículas β para o intervalo de energia [0,15;0,80] MeV, no qual se inclui o valor teórico registado para o ^{204}Tl na tabela 2.1 ($E_{máx}$ = 763 keV) [12]:

$$R = 0{,}407\left(E_{máx}\right)^{1{,}38}. \qquad (2.18)$$

Na equação (2.18), *R* exprime-se em gcm^{-2} e $E_{máx}$ em MeV.

Uma vez aplicada a tensão de funcionamento do detector G-M (925 V), colocámos a fonte radioactiva ^{204}Tl na posição 2 do posicionador de amostras. Efectuámos 5 ensaios de 100 segundos para determinarmos o valor médio da taxa de contagem observável com a fonte (A_O). Procedemos da mesma maneira para a radiação de fundo natural. Em seguida, inserimos a placa de alumínio de densidade superficial de massa igual a 129 mgcm^{-2} na posição 1 do posicionador de amostras. Mais uma vez, registámos o valor médio da taxa de contagem observável de 5 ensaios de 100 segundos. Registámos o valor médio dos valores obtidos sem corrigirmos a taxa de contagem da contribuição de fundo natural. Este último procedimento foi repetido, substituindo as placas de alumínio por ordem crescente da sua densidade superficial de massa. Demos por terminada a experiência quando atingimos a taxa de contagem de fundo. Todas as taxas de contagem foram corrigidas de tempo de resolução do detector G-M a partir da equação (2.2). O gráfico semi-logarítmico que traduz a taxa de contagem A_R em função da espessura do absorvente está representado na figura 2.12. Nesse gráfico existem duas rectas a tracejado que permitem o cálculo do alcance *R*.

Uma das rectas é uma regressão exponencial correspondente ao ajuste dos três primeiros pontos experimentais, cujo decréscimo da taxa de contagem é mais acentuado. A outra recta é a função y = 0,70, que traduz a radiação de fundo.

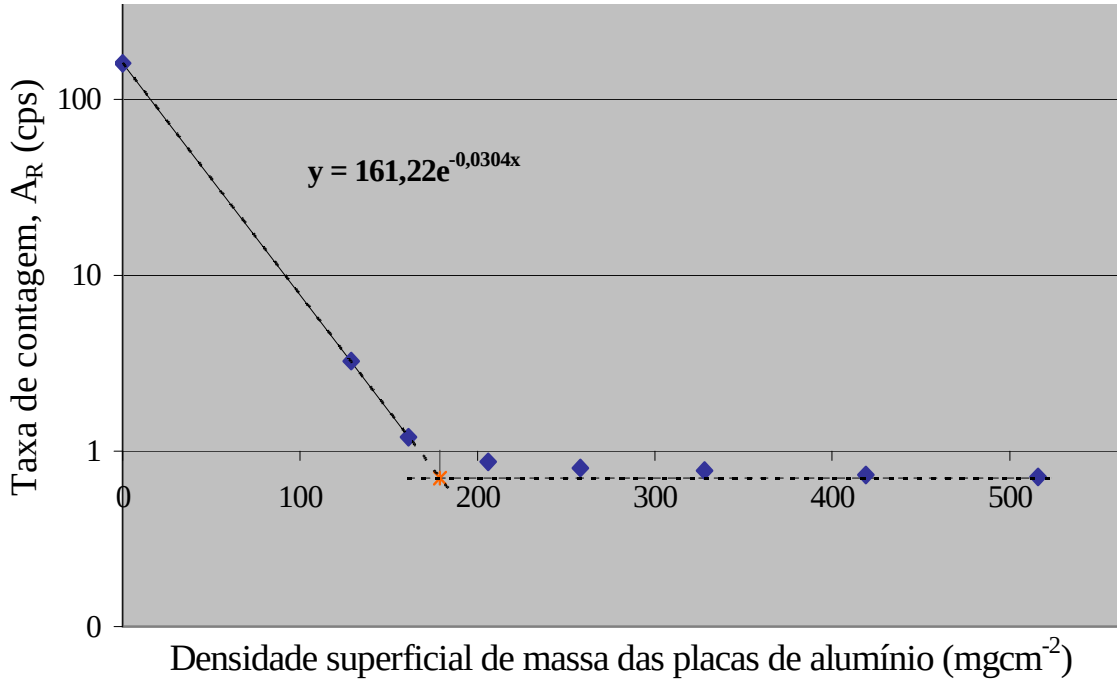


Figura 2.12 – *A_R em função da densidade superficial de massa das placas de alumínio.*

O gráfico da figura 2.12 permite-nos concluir que o número de partículas β detectado diminui abruptamente quando se adiciona a primeira placa de alumínio. A partir de 206 mgcm^{-2}, a radiação detectada é muito próxima da radiação de fundo natural. O alcance das partículas β é determinado através da intersecção das rectas y = 0,70 (correspondente à radiação de fundo) com y = 161,22e$^{-0,0304x}$ (relativa aos pontos experimentais em que a função decrescia mais rapidamente). O valor da abcissa encontrado é de 0,18±0,03 gcm^{-2}. Substituindo este valor em *R* na equação (2.18), temos que:

$$E_{\max} = \sqrt[1,38]{\frac{0,18}{0,407}} = 0,55 \pm 0,07 \text{ MeV}.$$

O valor anterior difere do valor tabelado (0,763 MeV) em cerca de 25 %. As causas dessa diferença estão relacionadas com a metodologia implementada na determinação do alcance das partículas β. O valor 0,18 gcm^{-2} encontrado é designado por alcance extrapolado das partículas β [5], sendo este ligeiramente inferior ao alcance máximo,

que é difícil de medir por este método. Dada a sua natureza, as partículas β podem sofrer acentuadas deflexões no seu percurso num meio material, até serem completamente absorvidas. Daí que os seus alcances sejam variáveis, mesmo para partículas com a mesma energia cinética a incidirem no mesmo meio material.

Por último, embora a radiação de fundo contribua para os valores registados a partir de 206 $mgcm^{-2}$, os dados obtidos não reflectem totalmente esse facto nem a transmissão de partículas β no alumínio. Esses valores representam a detecção de fotões gerados por *bremsstrahlung* no alumínio, e possivelmente, no posicionador de amostras.

2.8.3 ESTUDO DA ABSORÇÃO DE RADIAÇÃO γ

Nesta secção estudaremos a absorção de radiação γ pelo alumínio e pelo chumbo. Utilizaremos duas fontes radioactivas (^{137}Cs e ^{60}Co) emissoras de fotões γ de várias energias, de modo a compararmos a absorção dos fotões nos dois meios materiais.

Depois de ligarmos o sistema de contagem e aplicarmos a tensão de funcionamento ao detector G-M (925 V), colocámos a fonte radioactiva ^{137}Cs na posição 2 do posicionador de amostras e efectuámos 5 ensaios de 100 segundos para determinarmos o valor médio da taxa de contagem. Em seguida, inserimos a placa de chumbo de espessura igual a 0,813 mm na posição 1 do posicionador de amostras. Mais uma vez, registámos o valor médio da taxa de contagem observável de 5 ensaios de 100 segundos. Registámos o valor médio dos valores obtidos. Prosseguimos a experiência, substituindo as placas de chumbo por ordem crescente de espessuras, e para cada caso, registámos o valor médio das taxas de contagem observadas. Repetimos o procedimento anterior, substituindo a fonte ^{137}Cs pela fonte ^{60}Co. Desta forma, foi possível estudar a absorção da radiação gama no chumbo em função da sua energia. Para estudar a absorção da radiação γ em função da natureza do meio material, substituímos as placas de chumbo por placas de alumínio, começando pela placa de espessura igual a 1,02 mm. Utilizando as mesmas fontes (^{137}Cs e ^{60}Co), registámos as taxas de contagem médias observadas em 5 ensaios de 100 segundos, em função da espessura de cada placa de alumínio. Todos os valores foram depois corrigidos, subtraindo o valor da taxa de contagem média de radiação de fundo, e tendo em atenção o tempo de resolução característico do detector.

Os gráficos semi-logarítmicos da taxa de contagem real, A_R, em função da espessura das placas de chumbo e de alumínio, para as duas fontes radioactivas, estão representados nas figuras 2.13 e 2.14. As linhas a tracejado apresentadas nos dois gráficos dessas figuras correspondem aos ajustes exponenciais dos valores obtidos em cada experiência. Também se incluem nos gráficos as equações de cada ajuste.

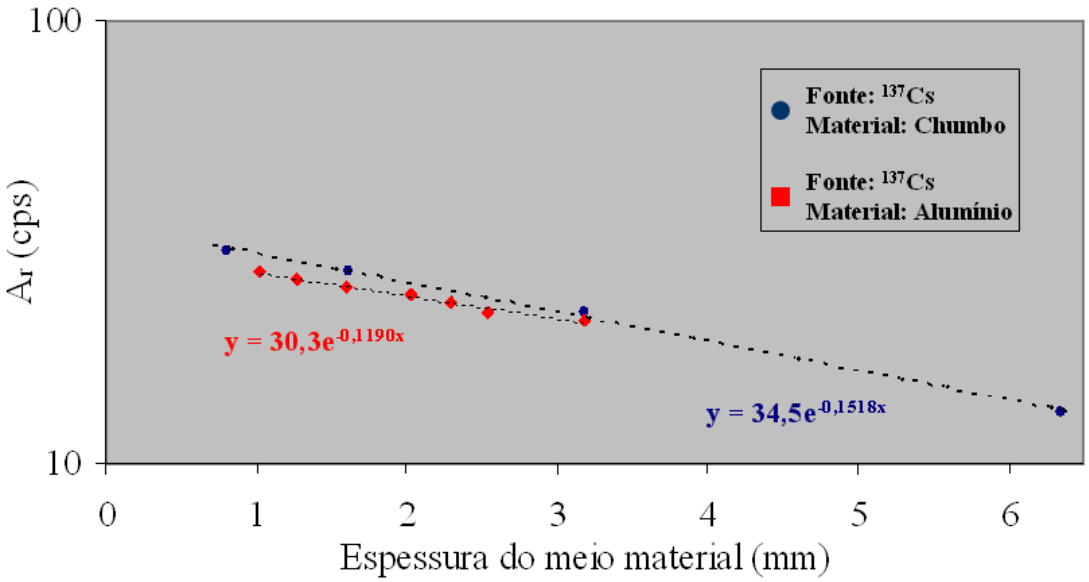


Figura 2.13 – *A_R do ^{137}Cs em função da espessura do meio material.*

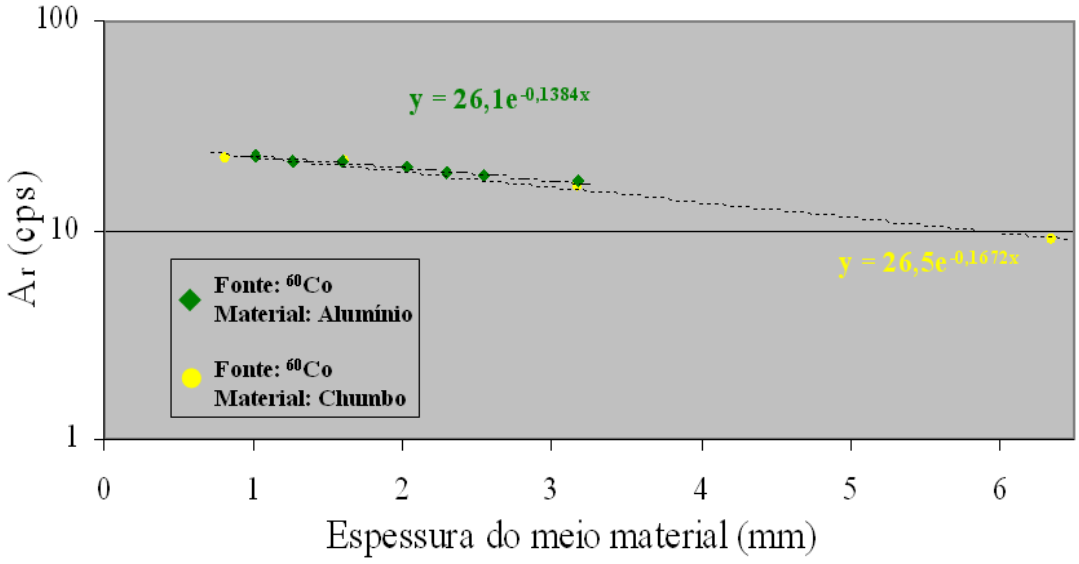


Figura 2.14 – *A_R do ^{60}Co em função da espessura do meio material.*

Em todas as situações apresentadas nos gráficos das figuras 2.13 e 2.14 existe uma dependência exponencial da taxa de contagem na espessura do meio material. Contrariamente às partículas β, os fotões não têm um alcance máximo preciso, pois existe sempre alguma probabilidade do fotão penetrar num meio material, por mais espesso que este seja. Os argumentos das equações exponenciais apresentadas nesses gráficos representam o coeficiente de atenuação linear da radiação γ no respectivo meio material. Para a mesma fonte radioactiva, o coeficiente de atenuação linear do chumbo é superior ao coeficiente de atenuação linear do alumínio. Há uma maior eficácia na utilização de materiais feitos à base de chumbo como meios de protecção das radiações γ. Utilizando a equação (1.5), calculamos o valor de meia espessura ($H_{1/2}$) para cada experiência. Na tabela 2.6 apresentamos esses valores, bem como os diferentes coeficientes de atenuação linear experimental ($\mu_{\text{experimental}}$) e teórico ($\mu_{\text{teórico}}$) [6].

	Césio (^{137}Cs ; 5 μCi)		
	$\mu_{\text{teórico}}$ (mm^{-1})	**$\mu_{\text{experimental}}$ (mm^{-1})**	**$H_{1/2}$ (mm)**
Chumbo	0,01416	0,15179±0,00004	4,566±0,001
Alumínio	0,01980	0,119046±0,00000,6	5,8225±0,0003
	Cobalto (^{60}Co ; 1 μCi)		
	$\mu_{\text{teórico}}$ (mm^{-1})	**$\mu_{\text{experimental}}$ (mm^{-1})**	**$H_{1/2}$ (mm)**
Chumbo	0,008062	0,1672±0,0001	4,146±0,002
Alumínio	0,01560	0,13836±0,00004	5,010±0,001

Tabela 2.6 – *Registo dos coeficientes de atenuação linear e dos valores de meia espessura relativos à absorção de radiação γ do ^{137}Cs e do ^{60}Co, pelo chumbo e pelo alumínio.*

Comparando os valores de $\mu_{\text{experimental}}$ com $\mu_{\text{teórico}}$ indicados na tabela 2.6, vemos uma clara discrepância entre eles. Esse facto está relacionado nas diferenças entre as condições experimentais nas quais se baseia a determinação de $\mu_{\text{teórico}}$ e as condições experimentais do nosso estudo. Na secção 1.3 do capítulo 1 admitimos que a teoria de absorção de radiação γ se baseia na utilização de um feixe de radiação monoenergético e estreito, constituído por fotões que incidem perpendicularmente na superfície plana de um meio material homogéneo. Também consideramos que cada fotão ou é completamente absorvido na interacção com o meio, sem produzir radiação secundária, ou atravessa o material sem qualquer mudança de energia. Desta forma, são ignorados os efeitos de difusão no meio material. Como o objectivo desta experiência é apenas caracterizar graficamente a atenuação da radiação γ, não tivemos em consideração a incidência normal e os efeitos de difusão na própria fonte e/ou no dispositivo de suporte do detector e do posicionador de amostras. Consequentemente, os valores experimentais dos vários coeficientes de atenuação linear são bastante superiores aos valores tabelados. Uma alternativa seria a de colocar a fonte radioactiva no interior de um cilindro de chumbo com um pequeno orifício na sua base, de forma a garantirmos um feixe estreito de radiação e uma incidência normal.

Em relação aos valores de meia espessura do chumbo e do alumínio indicados na tabela 2.6, concluímos que é necessário uma maior espessura de alumínio capaz de reduzir a metade a radiação γ incidente, para ambas as fontes radioactivas. Por outro lado, para o mesmo meio material, $H_{1/2}$ é maior para a fonte ^{137}Cs. Neste caso em particular, esse facto está relacionado com a actividade das fontes. Embora a energia dos fotões γ da fonte ^{137}Cs (662 keV) seja inferior à energia dos fotões γ da fonte ^{60}Co (1173 keV e 1332 keV), a actividade da fonte ^{137}Cs utilizada (5 μCi) é superior à actividade da fonte ^{60}Co (1 μCi). No entanto, repare-se que a diferença entre os valores de meia espessura das duas fontes de radiação no mesmo meio material é pequena, uma vez que a energia dos fotões γ da fonte ^{60}Co é aproximadamente o dobro da energia dos fotões γ da fonte ^{137}Cs.



CAPÍTULO 3

Estudo da Sensibilidade e da Resolução Espacial de uma Câmara Gama

O objectivo deste capítulo é estudar a qualidade da imagem obtida a partir de uma câmara gama. A câmara gama é um equipamento usado em Medicina Nuclear para detecção e localização espacial de uma fonte de raios γ, emitidos por radiofármacos no corpo humano. Para cada um deles, a câmara mede a posição do respectivo emissor. Estes dados são organizados por um computador numa imagem.

Assim, dividimos o capítulo em duas partes: na primeira parte falaremos sobre os principais componentes e princípios básicos de funcionamento de uma câmara gama, descrevendo sucintamente os processos envolvidos na formação de imagem; na segunda parte apresentaremos um novo método de medir a sensibilidade extrínseca e a resolução espacial extrínseca, que possibilitam uma avaliação da qualidade da imagem obtida.

3.1 IMAGEM POR TÉCNICAS NUCLEARES

A formação de imagens com radionuclídeos é uma das mais importantes aplicações da radioactividade na Medicina. O objectivo desta técnica consiste na obtenção de uma imagem capaz de traduzir a distribuição de uma substância radioactiva administrada num paciente. As partículas α e os electrões (partículas β e electrões Auger) têm pouca utilidade na formação de imagem biomédica, pois não conseguem percorrer mais do que alguns milímetros nos tecidos moles, tal como vimos no capítulo 1. Dessa forma, não conseguem escapar do corpo humano e atingir um detector de radiação. A radiação *bremsstrahlung* é mais penetrante, mas a sua fraca intensidade coloca-a em grande desvantagem quando comparada com a radiação gama. Para a obtenção de imagem por técnicas nucleares utilizam-se fontes radioactivas que emitem raios γ, de energia compreendida entre 80 e 500 keV. Estes valores de energia são suficientemente penetrantes nos tecidos humanos, e por conseguinte, a radiação emitida pelos radiofármacos localizados em determinados órgãos pode ser detectada com instrumentos exteriores ao corpo humano.

Na concepção de sistemas de detecção há que ter em conta uma boa eficiência de detecção dos raios γ. Esta eficiência envolve a capacidade do sistema de detecção poder discriminar a energia do fotão γ captado, de modo a rejeitar os fotões γ emitidos por efeito de Compton, isto é, devem ser sensíveis à energia do fotão que interessa

detectar. Assim, a informação posicional correcta do radiofármaco emissor de raios γ é substancialmente melhorada. Actualmente, os detectores de cintilação apresentam eficiência e selecção energética muito boas, pelo que são usados como detector em sistemas de formação de imagem. Este tipo de detectores, associado a um conjunto de tubos fotomultiplicadores, formam a principal estrutura de uma *câmara de cintilação Anger*[3], também conhecida por *câmara gama*. Tendo em conta a boa eficiência de detecção, a boa qualidade/resolução da imagem e a facilidade com que é utilizada em ambiente hospitalar, a câmara gama tornou-se o instrumento de detecção nuclear mais usado em aplicações clínicas, como a detecção de carcinomas. Na figura 3.1 está representada a fotografia de uma câmara gama *Siemens e-Cam* com duas *cabeças de detecção*.



Figura 3.1 – *Câmara gama* Siemens e-Cam [13].

A câmara gama pode ser utilizada em estudos de imagem estática e dinâmica. No primeiro caso, a distribuição do radiofármaco no corpo humano permanece inalterável durante o certo intervalo de tempo em que é recolhida a imagem. A localização de tumores e de metástases no corpo humano é baseada nesta técnica. No segundo caso, a distribuição do radiofármaco varia no tempo, podendo-se obter

[3] O nome deriva do seu criador, o engenheiro e biofísico norte-americano Hal Oscar Anger.

várias imagens em instantes diferentes, que podem ser usadas para avaliar a variação de concentração do radiofármaco em determinados órgãos do paciente ao longo do tempo.

De seguida, iremos descrever a constituição e funcionamento de uma câmara gama.

3.2 PRINCIPAIS COMPONENTES E PRINCÍPIOS BÁSICOS DE FUNCIONAMENTO DE UMA CÂMARA GAMA

Os principais componentes de uma câmara gama são o colimador, o cristal de cintilação com elevada área, o conjunto de tubos fotomultiplicadores e os circuitos electrónicos de amplificação, de análise e de posição e altura de pulso, ligados a um sistema computacional, que pode processar o sinal até obter a imagem bidimensional. A figura 3.2 apresenta um esquema da constituição de uma câmara gama e o respectivo sistema de formação de imagem.

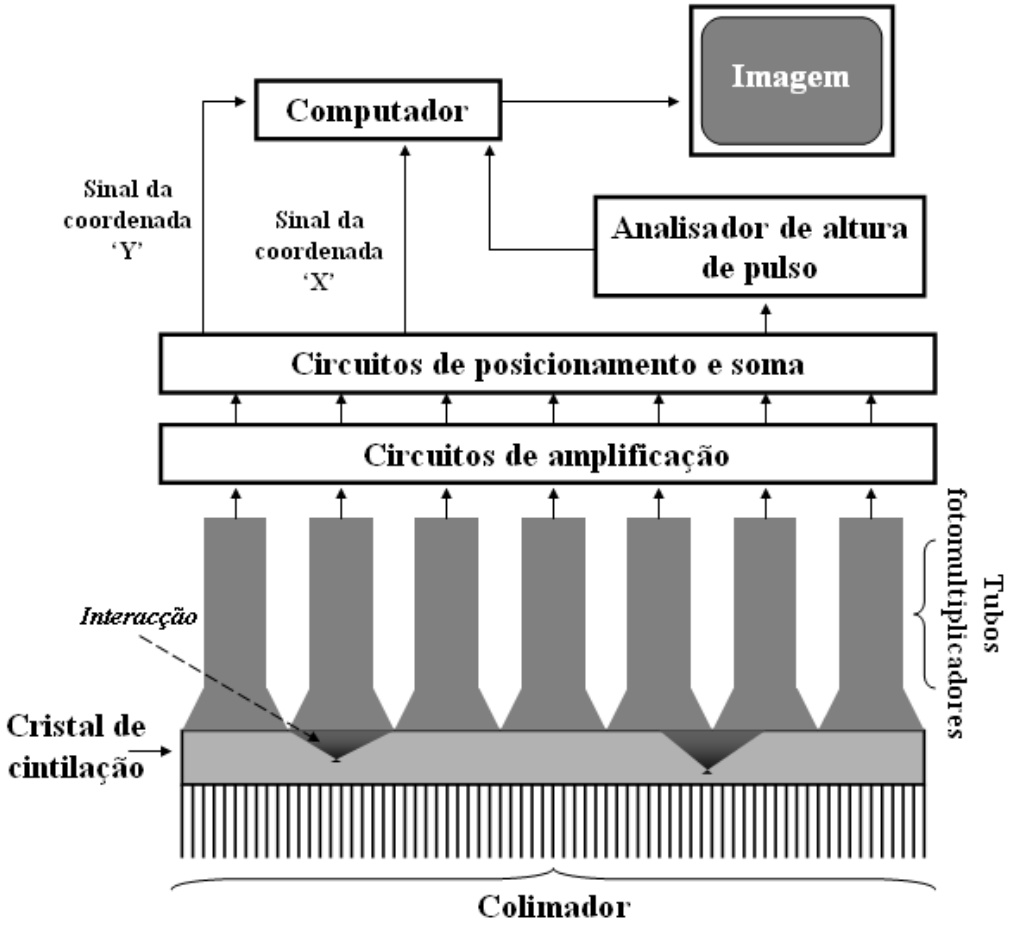


Figura 3.2 – *Esquema dos componentes e princípios básicos de funcionamento de uma câmara gama* (adaptado de [5]).

Uma descrição mais pormenorizada dos principais componentes de uma câmara gama será apresentada nas próximas secções.

3.2.1 COLIMADOR

Para obtermos uma boa imagem com a câmara gama é necessário colimar o feixe de raios γ que provém da fonte radioactiva, que são emitidos em todas as direcções do espaço. Em sistemas de formação de imagem, como câmaras gama, é aplicada a técnica de *colimação por absorção*. Nesta técnica, o colimador absorve os fotões γ que não tenham a direcção perpendicular à superfície do detector. Por conseguinte, os fotões que se propagam numa direcção que não seja perpendicular à superfície do cristal são absorvidos pelo colimador, antes de atingirem o detector, tornando deste modo a imagem mais nítida. Contudo, esta técnica de absorção levanta problemas, porque a maior parte da radiação que vai de encontro ao detector é, na realidade, absorvida pelo colimador. O colimador utilizado nas câmaras gama consiste num paralelepípedo de chumbo com um grande número de orifícios, tal como se representa na figura 3.6.

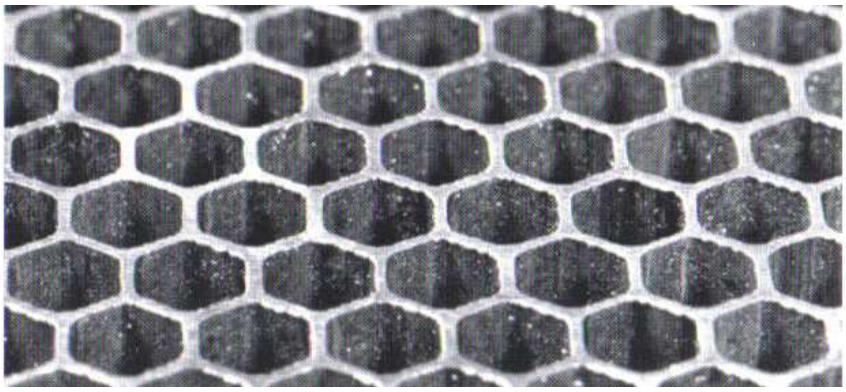


Figura 3.6 – *Imagem ampliada de um colimador de orifícios paralelos* (adaptado de [5]).

O colimador apresentado na figura 3.6 é designado por colimador de *orifícios paralelos* e é muito usado nas câmaras gama para exames realizados com ^{99m}Tc. Esse colimador é constituído por cerca de 148 000 orifícios com 1,11 mm de diâmetro e 24,05 mm de profundidade. A espessura da parede de chumbo que separa dois orifícios adjacentes (designada por *septo*) é 0,16 mm. A geometria dos orifícios pode ser hexagonal ou circular, de forma a maximizar a área exposta da superfície do detector para uma determinada espessura septal. De acordo com a energia do fotão γ utilizado e

do órgão a ser estudado, são utilizados vários tipos de colimadores, que diferem entre si nas características geométricas.

Com este tipo de colimador pode obter-se uma imagem da radiação gama no detector com o mesmo tamanho da distribuição da fonte radioactiva (existem outros tipos de detectores nos quais o tamanho da imagem pode ser superior ou inferior ao tamanho do objecto). Um dos parâmetros de funcionamento de uma câmara gama, a resolução espacial *extrínseca*, está directamente relacionado com as características do colimador. Dessa forma, na concepção do colimador há que ter em conta o tipo de imagem que se pretende obter, bem como a resolução pretendida.

3.2.2 DETECTOR DE CINTILAÇÃO

Determinados materiais têm a propriedade de emitir um fotão quando nele incide radiação ionizante. A este processo chamamos *cintilação*. O fotão obtido pelo mecanismo de cintilação pode ser convertido num sinal eléctrico, se for acoplado ao meio cintilador um fotocátodo. A posterior amplificação e contagem destes impulsos determinam a quantidade e a natureza da radiação que atingiu o material cintilador. Os materiais usados como detectores de cintilação podem ser líquidos orgânicos ou sólidos cristalinos (inorgânicos ou semicondutores). Na figura 3.3 está representado esquematicamente a constituição da parte sensível de um detector de cintilação inorgânico.

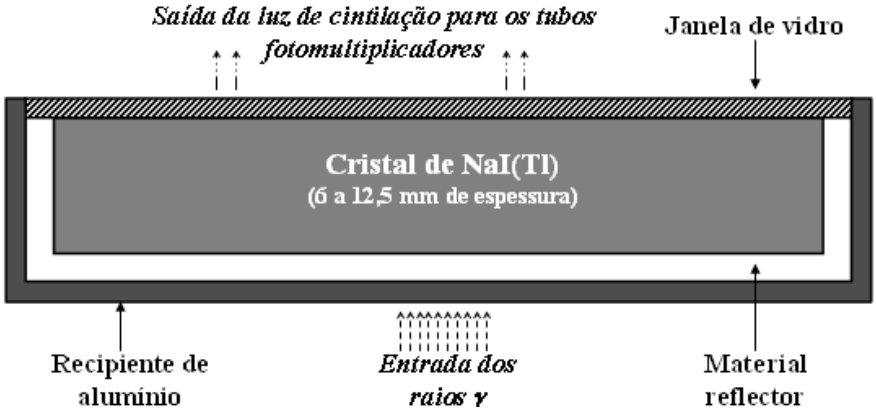


Figura 3.3 – *Esquema da secção de um cristal de NaI(Tl) usado numa câmara gama* (adaptado de [5]).

O material cintilador mais utilizado numa câmara gama é um cristal de iodeto de sódio activado com tálio, NaI(Tl). Os cristais de iodeto de sódio puro não cintilam. Contudo,

se forem adicionadas "impurezas" são produzidos centros de luminescência (conhecidos por *centros activadores*) que podem ser excitados à temperatura ambiente. O elemento dentro do parêntesis é a "impureza" adicionada à rede cristalina do NaI, que permite a formação dos centros activadores no cristal. A introdução de activadores no cristal tem por consequência o aparecimento de níveis de energia entre as bandas de condução e de valência do NaI. Normalmente, estes níveis de energia intermédios do activador estão vazios, podendo ser ocupados por electrões que transitem da banda de condução por emissão de fotões. Posteriormente, o electrão transita do nível intermédio para a banda de valência, por emissão de outro fotão. Neste caso, os fotões emitidos nas transições radiativas não possuem energia suficiente para despoletar transições electrónicas na banda de valência para a banda de condução, não podendo ser absorvidos por esse processo. O cristal é transparente para esses fotões, que conseguem atravessá-lo e chegar aos fotomultiplicadores. Na figura 3.4 está esquematizado um diagrama de energia, onde se representam as bandas de valência e de condução do NaI e os níveis intermédios do activador.

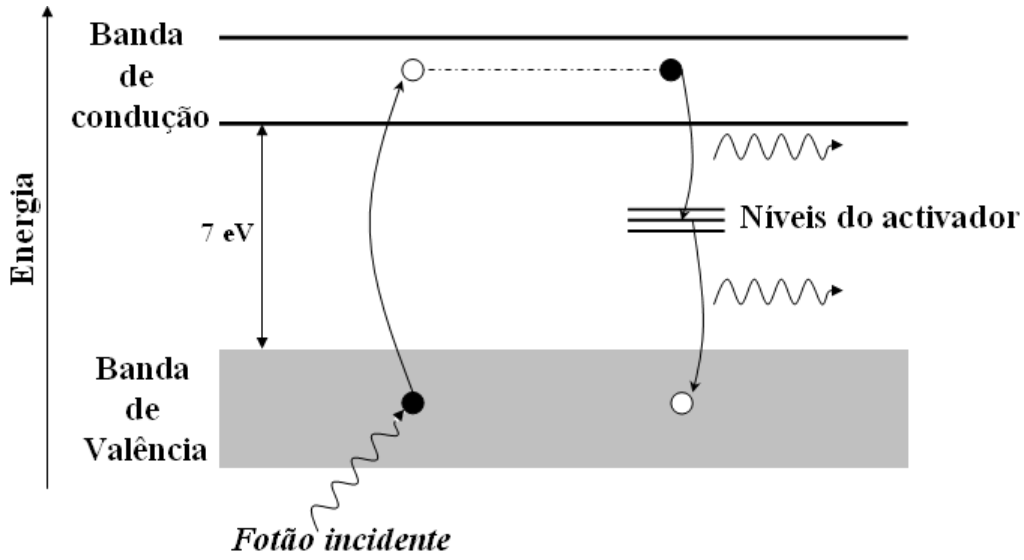


Figura 3.4 – *Absorção e emissão de fotões num cristal com activador*.

O iodeto de sódio é higroscópico e tem de ser mantido numa atmosfera isenta de humidade. Assim sendo, o cristal de NaI tem que estar hermeticamente selado e encerrado num recipiente, geralmente feito com alumínio e com as superfícies interiores reflectoras. A saída da luz de cintilação do cristal para os tubos fotomultiplicadores é feita através de uma janela de vidro colocada no lado oposto ao detector.

Em termos de vantagens, pode dizer-se que o detector de cintilação:

- é relativamente denso (ρ = 3,67 gcm^{-3}) e contém um elemento com número atómico relativamente elevado, o iodo (Z = 53). Assim, é um bom absorvente capaz de detectar eficazmente radiações penetrantes, como os raios γ, com energias da ordem dos 50-250 keV;
- é relativamente eficiente, originando um fotão de luz visível por cada 30 eV de radiação absorvida, aproximadamente [5];
- possui grande rapidez de resposta (~ 1 ns) e boa resolução energética [5];
- é transparente às suas emissões de cintilação, o que reduz significativamente a perda de cintilações causadas pela auto-absorção.

Por outro lado, existem algumas desvantagens que importam conhecermos:

- o cristal de NaI(Tl) é bastante frágil e facilmente danificado por tensões mecânicas ou térmicas como variações rápidas de temperatura, por exemplo. As fracturas no cristal não destroem a sua funcionalidade como detector, mas criam regiões reflectoras e opacas dentro do cristal, reduzindo assim a quantidade de luz de cintilação que atinge o fotocátodo;
- a exposição do cristal à humidade causa a sua descoloração na superfície, que mais uma vez impede a transmissão de luz aos tubos fotomultiplicadores;
- para energias superiores a 250 keV, o mecanismo de interacção predominante é o efeito de Compton, sendo necessário um grande volume de NaI(Tl) para aumentar a eficiência de detecção [5].

3.2.3 TUBOS FOTOMULTIPLICADORES

Um tubo fotomultiplicador é um dispositivo selado em vácuo, que produz um pulso de corrente eléctrica quando estimulado por radiação luminosa de fraca intensidade, tal como a cintilação produzida por um fotão γ num detector de NaI(Tl). Na figura 3.5 está representado um esquema da constituição de um fotomultiplicador.

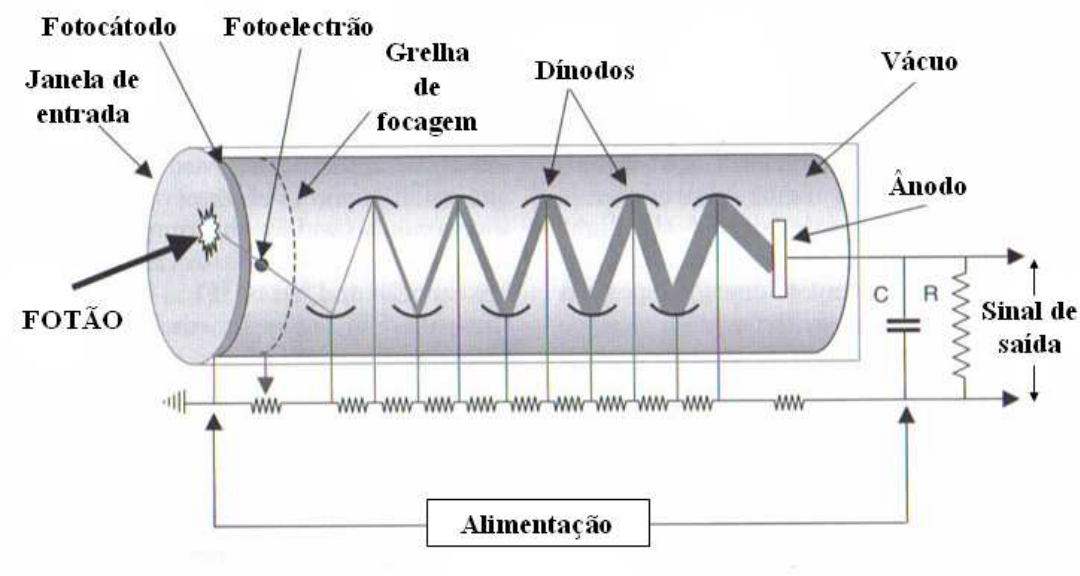


Figura 3.5 – *Esquema de um tubo fotomultiplicador* (adaptado de [5]).

O fotão criado no cristal de cintilação penetra no fotomultiplicador por uma janela revestida no seu interior por uma substância fotoemissiva, que constitui o *fotocátodo*, que ejecta electrões após ser atingida por um fotão de luz visível. Tipicamente, a eficiência de conversão de luz visível em electrões é de 1 a 3 fotoelectrões por cada 10 fotões incidentes no fotocátodo. Como exemplos de substâncias fotoemissivas temos os materiais multialcalinos (Na-K-Sb-Cs) e o arseniato de gálio (GaAs). Colocado a uma pequena distância do fotocátodo está um metal designado por *dínodo*, que é mantido a um potencial positivo (~ 200–400 V) relativamente ao fotocátodo, de modo a atrair os fotoelectrões ejectados. Uma grelha de focagem orienta os fotoelectrões na direcção do dínodo. Por sua vez, o dínodo também está revestido por um material que permite a *emissão secundária* de electrões, de modo que, quando um fotoelectrão atinge a superfície do dínodo, são ejectados vários electrões secundários, que são posteriormente acelerados para o dínodo seguinte. O dínodo secundário é mantido a uma tensão eléctrica de 50–150 V superior ao primeiro, repetindo-se em seguida o processo de multiplicação electrónica para um terceiro dínodo, e assim sucessivamente. Normalmente, são usados 9 a 12 dínodos que possibilitam o aumento sucessivo do número de electrões, podendo atingir no último dínodo mais de um milhão de electrões por cada fotoelectrão ejectado do fotocátodo. Assim, é produzido um sinal eléctrico mensurável à saída do tubo fotomultiplicador, que é depois transmitido aos circuitos de posicionamento e soma (ver a figura 3.2). A quantidade de corrente produzida no fotomultiplicador é proporcional à intensidade

do sinal de luz incidente no fotocátodo e à quantidade de energia em jogo nas interacções que ocorrem no cristal de cintilação. Os tubos fotomultiplicadores requerem uma fonte de alimentação com uma diferença de potencial elevada. Repare-se que se forem usados 10 dínodos, tal como na figura 3.5, estando o primeiro ao potencial de +300 V relativamente ao fotocátodo, e os restantes 9 dínodos e o ânodo sofrerem incrementos adicionais de +100 V, é necessário uma fonte de ≈ +1300 V. Por outro lado, a fonte de alimentação deve ser bastante estável, uma vez que o factor de multiplicação electrónica é muito sensível às variações de tensão nos dínodos. Este último aspecto tem especial importância na espectrometria de altura de pulso (secção 3.2.4), que permite determinar a energia dos raios γ incidentes no detector de cintilação. Numa câmara gama, o conjunto de tubos fotomultiplicadores está acoplado opticamente ao cristal de cintilação. Os tubos estão organizados num padrão hexagonal, de forma a cobrir a máxima área do detector. A maioria das câmaras gama possuem um conjunto de 30 a 100 tubos fotomultiplicadores com cerca de 5 cm de diâmetro cada um.

3.2.4 ANALISADOR DE ALTURA DE PULSO

A espectrometria de altura de pulso é usada na análise de amplitudes de sinais eléctricos provenientes do detector de radiação. Esta análise consiste na determinação do valor energético das radiações que atingem o detector e/ou na selecção de energias compreendidas num intervalo específico. Um espectro de altura de pulso é um gráfico do número de eventos detectados (contagens) em função da amplitude desses eventos. O espectro registado a partir de uma fonte radioactiva depende da energia da radiação emitida, do tipo de detector usado e dos mecanismos de interacção envolvidos na transferência de energia no detector. É importante relembrar que a amplitude do sinal formado depende da quantidade de energia efectivamente absorvida pelo detector, que pode ser inferior à energia do fotão incidente. No caso dos fotões γ, a energia é transferida para o detector através das interacções descritas na secção 1.5 do capítulo 1 (a produção de pares, o efeito de Compton e o efeito fotoeléctrico). Suponhamos que uma fonte de radiação γ monoenergética, E_γ, atinge a superfície de um detector de NaI(Tl) com energia inferior a 1,02 MeV. Dessa forma, as principais interacções dos raios γ no detector consistem na absorção fotoeléctrica e no efeito de Compton, dependendo do número atómico dos átomos do meio. No primeiro caso, a energia é

totalmente transferida ao meio e as amplitudes de pulso resultantes destes eventos são proporcionais a E_γ. Utilizando um detector ideal, o espectro de altura de pulso caracterizar-se-ia por uma linha estreita designada por *fotopico*, com energia E_γ. No caso em que ocorre o efeito de Compton, apenas uma parte da energia E_γ incidente é transferida ao detector através do electrão de recuo. Se o fotão γ difundido também for absorvido no detector, o evento produz um pulso no fotopico; caso contrário, a energia transferida ao detector é menor que E_γ. A quantidade de energia transferida ao electrão de recuo no efeito de Compton varia desde ~0 ($\phi \approx 0°$), até um valor máximo $E_{\text{rec}}^{\text{máx}}$ que ocorre quando ϕ = 180° (rever o esquema da figura 1.15). Por outro lado, a energia mínima dos fotões difundidos, $E_{\text{dif}}^{\text{min}}$, também ocorre para ϕ = 180°. Se E_γ corresponder à energia do fotão incidente, temos que:

$$E_{rec}^{máx} = E_\gamma - E_{dif}^{min}. \tag{3.1}$$

A partir da equação (1.22), pode também demonstrar-se que:

$$E_{\text{rec}}^{\text{máx}} = \frac{E_\gamma^2}{E_\gamma + 0{,}2555}, \tag{3.2}$$

com $E_{\text{rec}}^{\text{máx}}$ e E_γ em MeV. Em suma, o espectro de altura de pulso ideal incluiria uma distribuição de amplitudes desde aproximadamente zero até um valor máximo, que corresponde à energia $E_{\text{rec}}^{\text{máx}}$ dada pela equação (3.2). Esta zona do espectro é designada por *região de Compton*, na qual se situa um pico acentuado para $E_{\text{rec}}^{\text{máx}}$, também conhecido como *pico de Compton*, onde $E_{\text{rec}}^{\text{máx}} = E_{\text{ce}}$. Na figura 3.7 está representado aquele que seria o espectro de altura de pulso para um detector ideal.

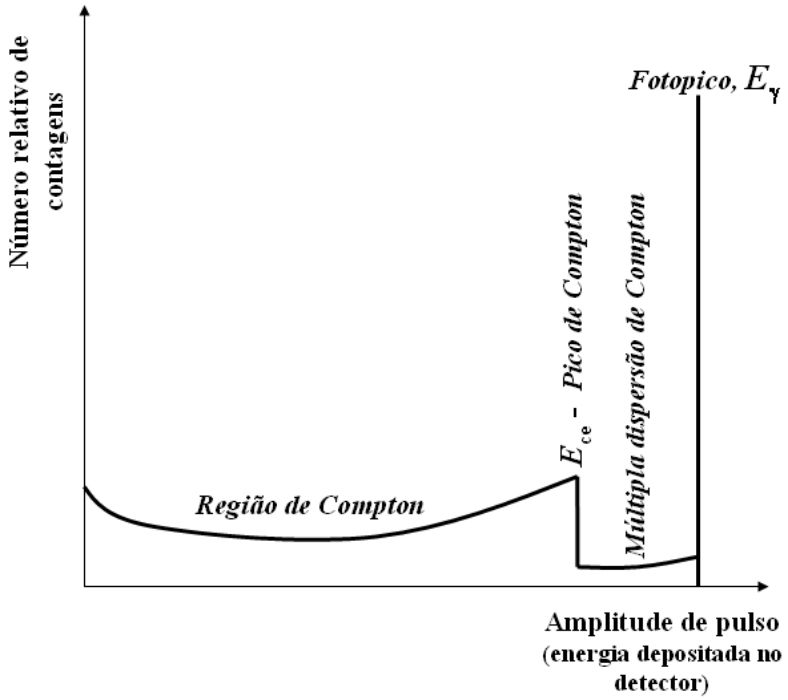


Figura 3.7 – *Elementos de um espectro de altura de pulso ideal* (adaptado de [5]).

Entre a região de Compton e o fotopico existe a chamada região de *múltipla dispersão de Compton*, que resulta de interacções de Compton do fotão γ inicialmente difundido. Na prática, o espectro real obtido com um detector inorgânico de NaI(Tl) é bastante diferente daquele que vimos na figura 3.7. Vejamos, então, as diferenças entre o espectro ideal e o espectro experimental da figura 3.8 para o caso do césio-137.

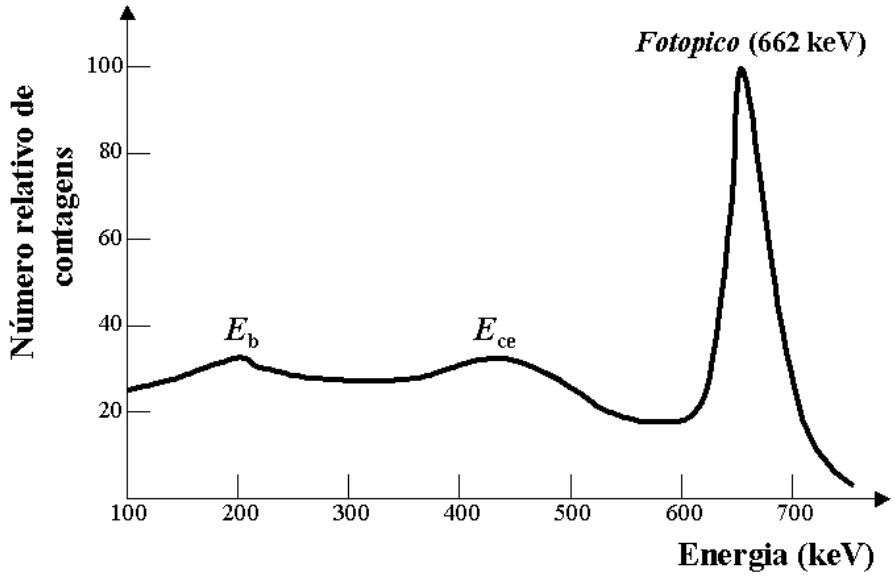


Figura 3.8 – *Espectro de altura de pulso do ^{137}Cs registado com um detector de NaI(Tl) (E_γ = 662 keV)* (adaptado de [5]).

Contrariamente ao que foi esboçado na figura 3.7, o fotopico da figura 3.8 não é uma linha estreita, mas sim uma banda. Da mesma forma, verificamos na figura 3.8 que o pico de compton é igualmente uma banda bastante larga. Estas diferenças resultam da imperfeita *resolução energética*, que traduz a precisão com que a câmara gama é capaz de determinar a energia de um fotão detectado. Outro ponto que pode aparecer no espectro é o *pico de retrodifusão* (do inglês "*backscatter*"). Este pico é causado pela detecção de fotões γ difundidos para o detector após sofrerem interacções de 180° fora do detector. Note-se que a soma da energia desse pico, E_b, com a energia dada ao electrão de recuo numa colisão com $\phi = 180°$ corresponde a E_γ, isto é:

$$E_b + E_{ce} = E_\gamma. \tag{3.3}$$

A equação anterior é bastante útil na identificação de E_b.

A selecção energética dos fotões γ que atingem o detector é muito importante na formação de imagem pela técnica que estamos a discutir, uma vez que conseguimos eliminar a maior parte dos fotões difundidos com energias inferiores a E_γ. Essa selecção é feita através de uma janela estreita de energias centrada no fotopico do espectro de altura de pulso. Assim, registamos apenas a radiação γ que sofreu interacções por efeito fotoeléctrico e pequenos ângulos de dispersão de Compton[4]. No caso do tecnécio-99*m* (E_γ = 140 keV), utilizado nas experiências da secção 3.4, a largura da janela energética escolhida numa câmara gama é ±20% de 140 keV, ou seja, só serão contadas as interacções cujas energias se situam no intervalo [112;168] keV.

3.3 PARÂMETROS DE AVALIAÇÃO DO FUNCIONAMENTO DE UMA CÂMARA GAMA

Quando falamos em *qualidade de imagem* referimo-nos à capacidade que um sistema possui em traduzir com maior fiabilidade a imagem de um determinado objecto. A qualidade de imagem está condicionada por vários parâmetros de funcionamento do sistema utilizado, tais como o tempo de resolução, a resolução energética, a linearidade, a uniformidade, o contraste, a resolução espacial e a sensibibidade. Num laboratório de Medicina Nuclear é necessário verificar periodicamente os parâmetros de

[4] Os métodos usados na selecção da janela não estão inseridos no âmbito deste trabalho. O leitor poderá encontrar uma descrição pormenorizada desses métodos no capítulo 13 da referência [5].

funcionamento dos sistemas de obtenção de imagem aí existentes. Tratando-se de sistemas complexos e electronicamente sensíveis, o bom desempenho desses sistemas diminui ao longo do tempo.

Existem vários protocolos reconhecidos e inseridos em programas de *Controlo de Qualidade*, com o objectivo de determinar experimentalmente os parâmetros de funcionamento atrás mencionados, utilizando procedimentos previamente estabelecidos [14,15]. Posteriormente, os resultados obtidos são comparados com aqueles fornecidos pelos fabricantes dos sistemas ou por padrões definidos internacionalmente. Uma discordância entre os valores obtidos e os estabelecidos no protocolo indiciam problemas no equipamento que precisam de ser resolvidos.

No que se segue, estudaremos dois parâmetros importantes para o bom funcionamento da câmara gama: a *sensibilidade extrínseca* e a *resolução espacial extrínseca*. Começamos por apresentar as definições destes dois parâmetros e métodos da sua medição, inseridos nos programas de Controlo de Qualidade, para, em seguida, aplicar um novo método que foi desenvolvido neste trabalho, com o intuito de medir simultaneamente estes parâmetros num único procedimento. As experiências foram realizadas com *fantomas*, sendo um deles construído propositadamente para este trabalho. Os fantomas são sistemas que simulam as características de absorção e dispersão de radiação dos tecidos biológicos humanos. O fantoma mais usado é o fantoma de água, que simula satisfatoriamente o músculo e outros tecidos moles do corpo humano, tanto na absorção de radiação como na difusão.

3.3.1 SENSIBILIDADE EXTRÍNSECA

A sensibilidade extrínseca de uma câmara gama está associada à capacidade do sistema em detectar os fotões γ. A sensibilidade extrínseca é definida como o quociente entre a taxa de contagem observada com uma fonte radioactiva (A_0) sem radiação de fundo (A_f) e o intervalo de tempo (Δt) dessa contagem multiplicado pela actividade absoluta (A) da fonte emissora de raios γ utilizada:

$$Sensibilidade = \frac{A_0 - A_f}{\Delta t \times A}. \qquad (3.4)$$

Numa câmara gama, A_0 corresponde à taxa de contagem observada na gama espectral em torno do fotopico.

Na medida da sensibilidade extrínseca de uma câmara gama, devemos ter em atenção os seguintes factores:

- a taxa de contagem observada deve aproximar-se, o mais possível, à taxa de contagem real;
- as características e condições físicas do conjunto cristal/tubos fotomultiplicadores;
- o tipo de colimador usado.

Quando medimos a sensibilidade extrínseca com colimadores de orifícios paralelos, o valor da sensibilidade é, teoricamente, independente da distância da fonte radioactiva à superfície do colimador, podendo utilizar-se qualquer configuração para a fonte [15]. Todavia, verifica-se experimentalmente que devem considerar-se dois aspectos: a atenuação da radiação na própria fonte e no recipiente em que está contida, e a uniformidade da radiação utilizada. Para minimizar o primeiro aspecto, as espessuras da fonte radioactiva e do recipiente devem ser inferiores a 3-4 mm cada [15]. Para evitar diferentes valores de sensibilidade associados à falta de uniformidade da fonte radioactiva, a área irradiada deve ser tão grande quanto possível.

Os métodos tradicionais de determinar a sensibilidade extrínseca de uma câmara gama consistem na utilização de uma fonte circular plana com um diâmetro compreendido entre 10 e 15 cm e espessura igual ou inferior a 4 mm. Embora possam ser encontradas pequenas diferenças entre os valores experimentais de sensibilidade com diversos fantomas, a verificação periódica deste parâmetro, feita sempre com o mesmo fantoma, assume um papel obrigatório no contexto do programa de Controlo de Qualidade de uma câmara gama.

3.3.2 RESOLUÇÃO ESPACIAL EXTRÍNSECA

A resolução espacial extrínseca de um sistema de formação de imagem descreve a capacidade com que esse sistema reproduz ou distingue os contornos de um determinado objecto ou de objectos muito próximos uns dos outros. Por conseguinte, a resolução espacial está relacionada com a nitidez ou detalhe da imagem produzida.

A relação entre duas distribuições espaciais de intensidade $O(x,y,t)$ (o *objecto*) e $I(x,y,t)$ (a *imagem*), num sistema de formação de imagem, corresponde a uma *função de*

transferência (FT) ou *resposta impulsional* característica desse sistema, que nos possibilita passar de uma distribuição para outra através da relação:

$$I(x,y,t) = \mathrm{FT}\ \{O(x,y,t)\}. \tag{3.5}$$

Se o sistema de formação de imagem for uma câmara gama, o conhecimento da função de transferência permite-nos avaliar com precisão a resolução espacial da câmara gama. Para determinarmos a função de transferência admitimos que o sistema é *linear*. O objecto é visto como sendo constituído por um conjunto de unidades pontuais, independentes umas das outras. Cada uma dessas unidades dá lugar a um ponto imagem. Num sistema ideal, se a informação contida em cada ponto objecto fosse exactamente reproduzida em cada ponto imagem, a função de transferência seria igual à unidade. Todavia, num sistema real, como é o caso da câmara gama, o sistema capta a informação mas degrada-a. Surge-nos, então, o problema de caracterizarmos as unidades pontuais do objecto. A solução deste problema passa por considerarmos que uma fonte luminosa pontual num fundo escuro constitui um impulso espacial bidimensional e localizado, ou seja, um impulso de irradiância. O sistema de formação de imagem dispersa este impulso em torno do ponto imagem e o resultado obtido corresponde à função de transferência, FT. Como exemplo, consideremos uma fonte de radiação gama pontual colocada sobre um colimador de uma câmara gama. A resposta impulsional da câmara gama, na presença do colimador, será dada pela curva do gráfico da figura 3.9. Essa curva é designada por *função de dispersão pontual*, traduzido do inglês "*point-spread function*", PSF. A sigla PSF é, todavia, de uso universal, e refere-se à resposta impulsional de um sistema que cria imagens de objectos. Convencionalmente, utilizaremos essa nomenclatura. Na figura 3.9 também está representada a *largura a meia altura* da PSF, que definiremos já de seguida.

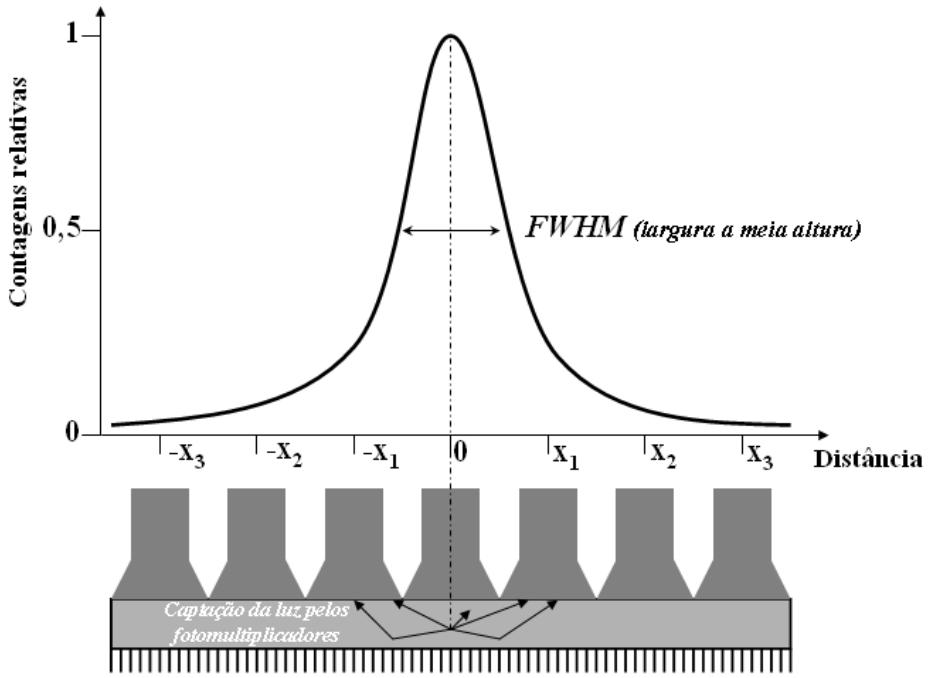


Figura 3.9 – *PSF de uma fonte pontual colocada sobre a superfície de um colimador de uma câmara gama em x = 0* (adaptado de [13]).

A PSF é a distribuição que reflecte o modo como a radiação gama, emitida por uma fonte pontual, interagiu com o detector, fornecendo informação sobre a resposta espacial do detector, necessária à formação de imagem.

Se considerarmos duas fontes pontuais, obteremos o perfil de duas imagens sobrepostas. Assim, a resolução espacial extrínseca corresponde à menor distância entre duas fontes pontuais distinguíveis na imagem adquirida, e é aproximadamente dada pela largura a meia altura, FWHM[5], da função de dispersão pontual de uma fonte pontual (rever a figura 3.9) [5]. Se a distância entre os dois máximos de intensidade das duas fontes pontuais for menor que FWHM, o sistema não resolve esses pontos. Uma alternativa à fonte pontual é a utilização de uma fonte linear com um diâmetro muito reduzido. Analogamente, a resposta impulsional será dada por uma *função de dispersão linear* (LSF).

Se considerarmos agora um objecto como sendo constituído por várias fontes pontuais, a imagem deste objecto obtém-se, basicamente, associando a contribuição da resposta impulsional do sistema, ou seja, a PSF, a cada uma das imagens pontuais ideais. Esta operação tem o nome de *convolução*. Na prática, a imagem que obtemos numa câmara gama pode também ser vista como a convolução entre uma função objecto e a PSF [16]:

[5] Do inglês "*Full Width at Half Maximum*".

$$Imagem = Objecto \otimes PSF. \tag{3.6}$$

Embora o cálculo da largura a meia altura da PSF ou da LSF possa ser um método razoável de determinar a resolução espacial de uma câmara gama, podemos analisar a informação contida na PSF num conceito mais abrangente que é a *função de transferência de modulação*, traduzido do inglês "*modulation transfer function*", MTF. A função de transferência de modulação é definida como a razão entre a modulação da imagem e a modulação do objecto, para todas as frequências espaciais. A modulação constitui uma medida da variação de uma função em torno do seu valor médio dividida por esse valor médio, representando quantitativamente a discernibilidade de um objecto [16]. De um modo geral, um objecto pode caracterizar-se por uma distribuição de frequências espaciais. A melhor forma de avaliar a transformação do objecto numa imagem é estudar a MTF. Consideremos um objecto como a fonte de um sinal luminoso constituído por ondas planas que se propagam em várias direcções. Quando este sinal incide no detector do sistema, este modifica a amplitude e a fase de cada uma das ondas planas quando opera a transformação do espaço objecto para o espaço imagem, através da *modulação* ou *contraste*. Para uma frequência espacial ν_j, o contraste M_j (ν_j) é dado pela equação [5]:

$$M_j(\nu_j) = \frac{P\left(x_j^{máx}\right) - P\left(x_j^{min}\right)}{P\left(x_j^{máx}\right) + P\left(x_j^{min}\right)}, \tag{3.7}$$

em que $P(x)$ é a função resultante da convolução da função objecto com a PSF. $x_j^{máx}$ e x_j^{min} correspondem aos valores máximo e mínimo, respectivamente, de $P(x)$, para a frequência espacial ν_j. A análise de várias frequências espaciais permite traçar um gráfico da MTF em função dessas frequências, apresentado na figura 3.10.

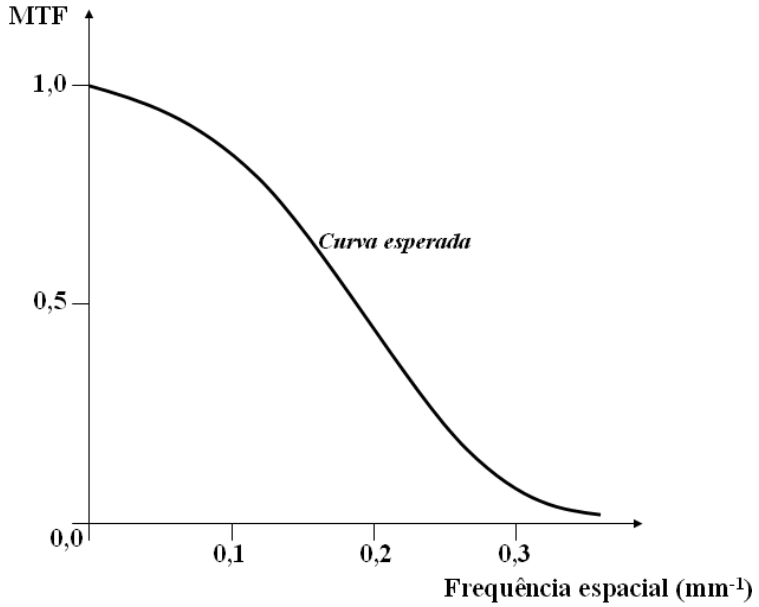


Figura 3.10 – *Exemplo da MTF de um sistema de formação de imagem* (adaptado de [16]).

Num sistema de formação de imagem ideal, a modulação da imagem e a modulação do objecto seriam iguais, logo o valor da MTF seria máximo e igual à unidade para todas as frequências espaciais. No entanto, a figura 3.10 mostra-nos que a MTF diminui com o aumento da frequência espacial, diminuindo o detalhe da imagem formada.

Por outro lado, a MTF de um sistema de formação de imagem também se pode calcular através da Transformada de Fourier normalizada, F(x), da PSF ou da LSF. Na situação unidimensional, temos que [16]:

$$\mathrm{MTF} = \frac{\sqrt{2\pi}\ \mathrm{F}\{LSF(x)\}}{\int_{-\infty}^{+\infty} LSF(x)dx} \tag{3.8}$$

A Transformada de Fourier da LSF do sistema de formação de imagem é bastante susceptível às pequenas variações da LSF [16]. Por conseguinte, o conhecimento rigoroso da LSF é crucial na obtenção de resultados precisos da MTF.

A avaliação qualitativa da resolução espacial de uma câmara gama envolve o uso de fantomas clínicos e de barras. Estes fantomas são feitos com barras de chumbo cuja separação vai gradualmente diminuindo, criando dessa forma regiões transparentes à radiação gama. Irradiando uniformemente o fantoma, cria-se uma imagem na qual se

tenta distinguir os contornos das barras e a menor separação visível destas. Embora possam ser úteis para avaliar algumas características operacionais de uma câmara gama, estes fantomas não são abrangidos pelos procedimentos de Controlo de Qualidade.

O método quantitativo tradicional mais usado na medição da resolução espacial extrínseca de uma câmara gama consiste na determinação da PSF ou da LSF através de uma fonte pontual ou linear, respectivamente, colocada sobre o colimador. Com o perfil da imagem da fonte utilizada obtemos a resposta impulsional do sistema, que caracteriza a resolução espacial desse mesmo sistema segundo dois métodos. No primeiro método, a largura a meia altura da PSF/LSF obtida será ~1,4-2 vezes a espessura de um objecto discernível pelo sistema [5]. A título de exemplo, se a largura a meia altura for 1 cm, conseguiremos distinguir objectos com 5 a 7 mm de largura. O segundo método é mais rigoroso e consiste na determinação da MTF do sistema de acordo com a equação (3.8). A câmara gama tem um limite de resolução dos objectos para valores da MTF inferiores a 0,1 [5]. O leitor poderá encontrar exemplos deste segundo método nas referências [17] e [18].

3.4 MÉTODO DE DETERMINAÇÃO SIMULTÂNEA DA SENSIBILIDADE EXTRÍNSECA E DA RESOLUÇÃO ESPACIAL EXTRÍNSECA DE UMA CÂMARA GAMA

De seguida, iremos apresentar um método para medir simultaneamente a sensibilidade e a resolução espacial extrínsecas de uma câmara gama. Este método foi desenvolvido no Serviço de Física Médica do Instituto Português de Oncologia Francisco Gentil do Porto, em colaboração com o Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto. Para a implementação do método, projectámos e construímos um fantoma (designado por *fantoma SR*) que nos assegura a medição da sensibilidade extrínseca e a avaliação da resolução espacial extrínseca com apenas uma única aquisição de dados. Os resultados obtidos com o método implementado são posteriormente comparados com os métodos tradicionais descritos no final das secções 3.3.1 e 3.3.2. No caso da sensibilidade extrínseca, os valores encontrados com o fantoma SR são comparados com outro fantoma já existente no laboratório (designado por *fantoma S*), criado exclusivamente para medir esse parâmetro de funcionamento. Em relação à resolução espacial extrínseca, compararemos os resultados obtidos com o fantoma SR e o método tradicional de determinação da MTF da câmara gama a partir de

uma fonte linear, abordado anteriormente. A fonte radioactiva utilizada é de ^{99m}Tc, em solução aquosa.

Tal como veremos na análise dos resultados obtidos com o fantoma SR, o novo método apresenta vantagens relativamente aos métodos tradicionais de determinação dos dois parâmetros em causa ao nível do tempo dispendido na aquisição de dados, na menor exposição à radiação, mas principalmente, na medição directa de alguns pontos da MTF de uma câmara gama. Assim, os resultados obtidos com o fantoma SR são independentes da PSF ou da LSF do sistema de formação de imagem, cuja forma influencia fortemente a determinação indirecta da MTF, tal como vimos na secção 3.3.2.

3.4.1 OS FANTOMAS 'SR' E 'S'

Nas figuras 3.11(a) e 3.11(b) estão representados os esquemas da vista de cima e do corte transversal do fantoma SR, respectivamente. Nessas duas figuras, as dimensões lineares do fantoma SR estão expressas em milímetros.

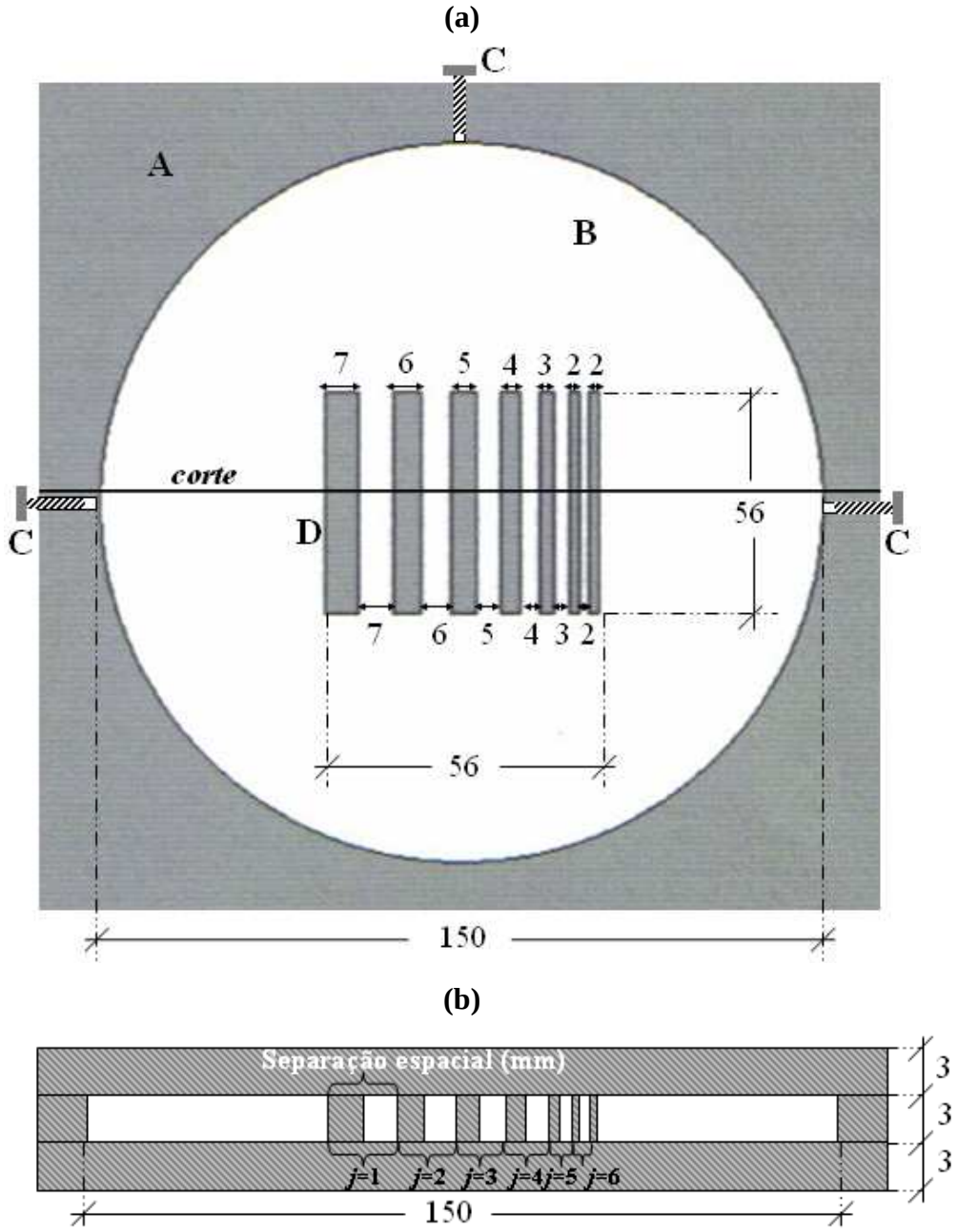


Figura 3.11 – *(a) Vista de cima do fantoma SR: A-Perspex; B-Cavidade; C-Parafusos M1; D-Barras rectangulares de perspex. (b) Corte transversal do fantoma SR. Na figura 3.11(b) estão representados 6 separações espaciais caracterizados pelo índice* j.

O fantoma SR utilizado neste trabalho foi feito em perspex e permite uma distribuição circular de ^{99m}Tc, de diâmetro 15 cm e espessura 3 mm. A dimensão da parede de perspex entre a fonte e o colimador é 3 mm. Na região central do fantoma foram construídas sete pequenas barras rectangulares de perspex espaçadas com um determinado padrão, como se observa na figura 3.11. O fantoma SR foi desenhado para que a menor separação espacial das barras fosse aproximadamente igual ao limite de

resolução espacial da câmara gama. Na figura 3.11(a) vemos que a menor separação espacial das barras é 4 mm (correspondente a j = 6). Para introduzirmos a solução aquosa com o radioisótopo na cavidade do fantoma fizemos três orifícios, tal como está representado na figura 3.11(a). Esses orifícios são tapados com parafusos do tipo 'M1', e possibilitam a injecção da solução radioactiva através de uma seringa e a saída do ar da cavidade.

Nas figuras 3.12(a) e 3.12(b) estão representados os esquemas da vista de cima e do corte transversal do fantoma S, respectivamente. A região circular do fantoma S não possui quaisquer barras rectangulares e tem apenas 10 cm de diâmetro e uma espessura de 4 mm. A dimensão da parede de perspex é 2 mm.

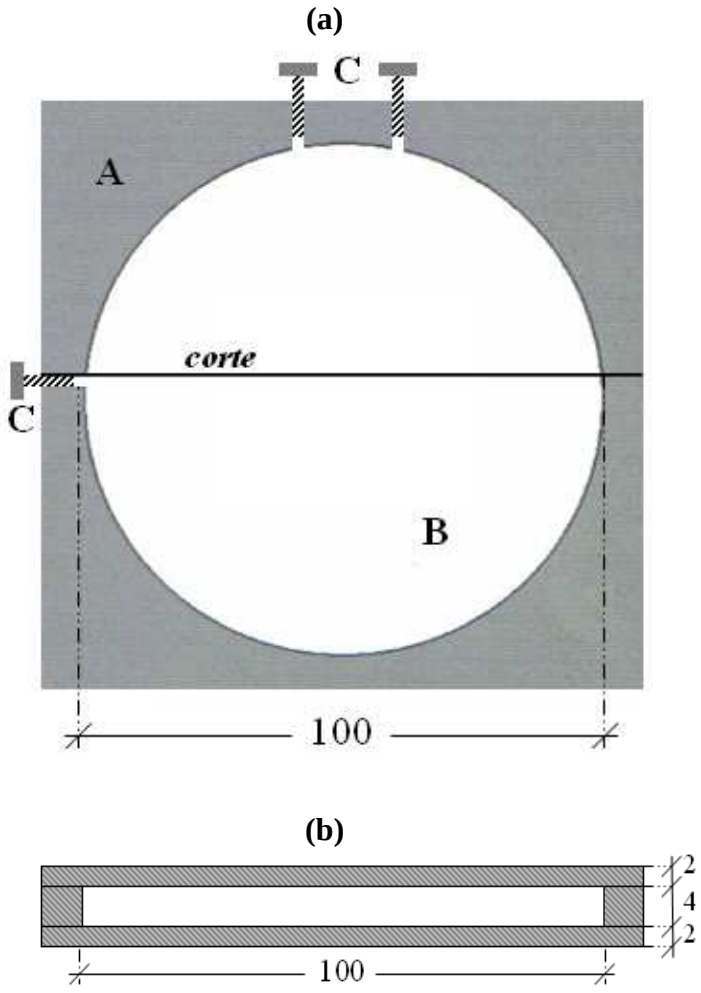


Figura 3.12 – *(a) Vista de cima do fantoma S: A-Perspex; B-Cavidade; C-Parafusos. (b) Corte transversal do fantoma S. (As dimensões lineares do fantoma S estão expressas em milímetros).*

3.4.2 PREPARAÇÃO DOS FANTOMAS

A cavidade do fantoma SR é preenchida com uma solução aquosa de 0,7 ~ 1,0 mCi de ^{99m}Tc capaz de produzir um elevado número de contagens. É muito importante efectuar a diluição da solução radioactiva antes de a introduzirmos nos fantomas, uma vez que a homogeneidade do ^{99m}Tc dentro da fonte é crucial na medição da resolução espacial. Na determinação da sensibilidade é necessário conhecermos com rigor o valor da actividade da solução líquida introduzida no fantoma, bem como o instante em que essa actividade foi medida, pois temos que posteriormente calcular a actividade da fonte radioactiva aquando da aquisição da imagem. Sabendo que o tempo de semi-vida do ^{99m}Tc é aproximadamente 6,02 h, o cálculo da actividade em qualquer instante é imediato, tendo em conta os resultados da análise do decaimento radioactivo revisto na secção 2.3.1 do capítulo 2.

A actividade por unidade de área do detector também é um parâmetro importante quando medimos a sensibilidade extrínseca de uma câmara gama. Os resultados da sensibilidade podem apenas ser comparados quando medidas com dois fantomas geometricamente diferentes, apenas se a actividade observável é aproximadamente igual à actividade real. Por conseguinte, quando utilizamos dois fantomas de raios diferentes (fantoma SR e fantoma S), a actividade por unidade de área do detector deve ser igual nos dois casos. Se A_{15} for a actividade introduzida no fantoma SR (15 cm de diâmetro), então, a actividade introduzida no fantoma S, A_{10} (10 cm de diâmetro), deve ser:

$$\frac{A_{10}}{\pi 5^2} = \frac{A_{15}}{\pi 7{,}5^2}$$

$$A_{10} = \frac{A_{15}}{2{,}25}. \qquad (3.9)$$

Assim, no fantoma S deve ser colocada uma solução líquida de 0,3 ~ 0,4 mCi de ^{99m}Tc.

Depois de efectuarmos a diluição da solução de ^{99m}Tc já existente no laboratório, retirámos para uma seringa 60 mL dessa solução. Em seguida, registámos a actividade presente na seringa com o auxílio de um *activímetro*, que não é mais do que uma câmara de ionização existente no laboratório de Medicina Nuclear do Instituto

Português de Oncologia do Porto. Retirámos dois dos parafusos do fantoma SR e procedemos ao seu enchimento usando a seringa com extremo cuidado, de forma a não contaminarmos a região exterior do fantoma. A solução entra através de um orifício e o ar sai através do outro. Este processo é lento, de forma a evitarmos que a cavidade circular fique com bolhas de ar ou que haja uma variação brusca da pressão. Por outro lado, temos de garantir que a solução se espalhe por toda a cavidade, nomeadamente no meio das barras rectangulares. Em alguns casos foi necessário agitarmos suavemente o fantoma durante o enchimento, para despender bolhas de ar. Terminada a operação de enchimento, registámos o valor da actividade da solução restante na seringa e o respectivo instante, de forma a sabermos qual o valor exacto da actividade presente no fantoma naquele instante. Essa actividade é igual à diferença do valor registado com a seringa cheia e com o resto da solução. Por fim, tapámos os orifícios do fantoma SR e selámo-lo num saco de plástico para um melhor manuseamento. O procedimento anterior foi repetido aproximadamente ao mesmo tempo para o fantoma S. As actividades das soluções aquosas de ^{99m}Tc introduzidas no fantoma SR e no fantoma S foram de 750 μCi e 398 μCi, respectivamente.

3.4.3 ESTUDO EXPERIMENTAL DA SENSIBILIDADE EXTRÍNSECA DE VÁRIAS CÂMARAS GAMA UTILIZANDO DOIS FANTOMAS DISTINTOS

Em seguida, apresentamos os resultados da sensibilidade extrínseca de quatro câmaras gama diferentes, obtidos com os fantomas SR e S. Indicamos apenas a metodologia na determinação da sensibilidade extrínseca de uma câmara gama (detector 2 da *GE Maxxus*) com os dois fantomas, uma vez que o procedimento efectuado foi igual para todas as câmaras gama. Em duas dessas câmaras gama (*Millenium* e *e-CAM*) determinamos os valores da sensibilidade para os dois detectores. As medidas do número de impulsos foram feitas consecutivamente em cada câmara gama, numa janela de energia de largura ±20% centrada em 140 keV, durante 10 minutos.

Colocámos o fantoma SR na região central do colimador da câmara gama *GE Maxxus*, como está esquematizado na figura 3.13.

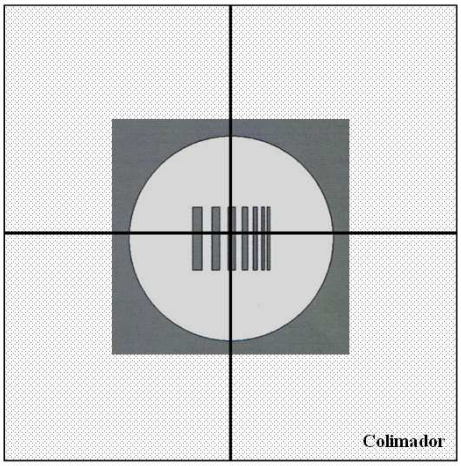


Figura 3.13 – *Esquema do fantoma SR colocado sobre o colimador*.

Foi adquirida a imagem utilizando a câmara gama. Registámos o instante final da aquisição de dados e calculámos a actividade absoluta da fonte radioactiva para esse instante. A figura 3.14 mostra a imagem do fantoma SR obtida com a câmara gama *GE Maxxus*.

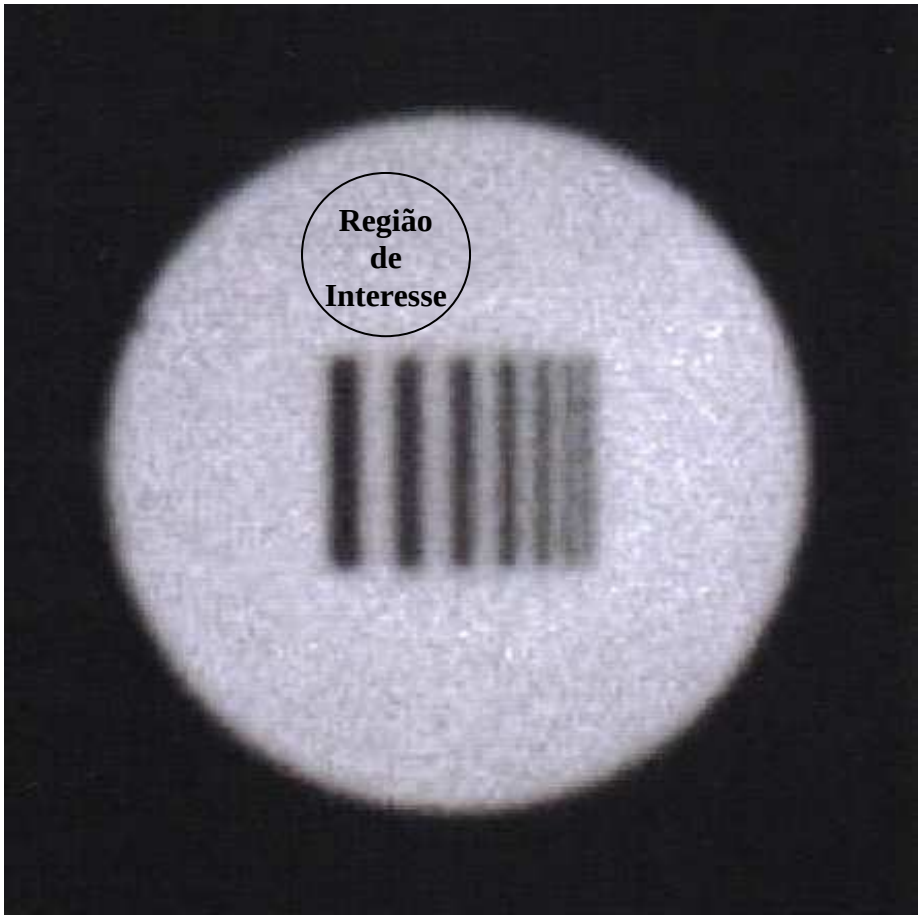


Figura 3.14 – *Imagem do fantoma SR obtida com a câmara gama* GE Maxxus. *Na parte superior da imagem está seleccionada uma* região de interesse.

Determinámos a taxa de contagem de impulsos durante 10 minutos. Essa operação foi feita através da soma de todas as contagens numa *região de interesse* do fantoma SR (ver a figura 3.14). A região de interesse é escolhida em qualquer zona da distribuição radioactiva do fantoma SR, excepto na parte central que inclui as barras rectangulares. A taxa de contagem na região de interesse é calculada com o auxílio de um programa informático adequado ao tratamento da imagem obtida pela câmara gama. Também podemos estimar a média da taxa de contagens em várias regiões uniformes, de forma a aumentarmos a precisão dos resultados. Procedemos da mesma forma para a determinação da radiação de fundo A_f, ou seja, seleccionamos várias regiões de interesse (com a mesma área das anteriores) fora da cavidade circular, na qual não chega radiação de ^{99m}Tc, e registámos a média de A_f. Repetimos todo o procedimento anterior para as outras câmaras gama e para o fantoma S.

Usamos a equação (3.4) para calcular o valor da sensibilidade extrínseca das câmaras gama. Os resultados obtidos (sensibilidade e diferença percentual entre os valores calculados com os dois fantomas) estão registados na tabela 3.1.

		Sensibilidade (cpm/μCi ± 5%)		
Sistema	**Detector**	**Fantoma SR**	**Fantoma S**	**Diferença (%)**
StarCam		332,2	332,4	-0,06
Millenium	1	187,0	182,7	2,35
	2	180,5	179,6	0,50
e-CAM	1	195,2	192,8	1.24
	2	201,5	197,4	2.08
GE Maxxus	2	175,3	173,3	1.14

Tabela 3.1 – *Resultados dos cálculos da sensibilidade extrínseca de várias câmaras gama usando o fantoma SR e o fantoma S.*

Os resultados da sensibilidade extrínseca para as várias câmaras são bons, quando comparados com alguns valores que dispomos. Nomeadamente para a *GE Maxxus*, o valor obtido com o fantoma S (173,3 cpm/μCi) é muito próximo do referenciado na última avaliação da sensibilidade extrínseca dentro do programa de Controlo de Qualidade dessa câmara gama (174,0 cpm/μCi, calculado cerca de um mês antes). Por outro lado, há uma excelente concordância entre os valores de sensibilidade determinados com o fantoma SR e com o fantoma S (método tradicional). Em relação aos dois fantomas, vemos na tabela 3.1 que embora os valores da sensibilidade sejam

muito próximos nos dois casos, existem pequenas diferenças que podem ser explicadas. As variações (inferiores a 2,5%) observadas podem justificar-se a partir dos seguintes factores:

- tempo de resolução da câmara gama. Tal como no contador Geiger-Müller, a câmara gama também tem um tempo de resolução que afecta a taxa de contagem;
- incerteza no valor da actividade absoluta, associada a erros de calibração no activímetro.

Em relação ao último factor, é importante conhecermos algumas características de funcionamento do activímetro. Os activímetros, ou medidores de actividades, são um tipo de câmara de ionização utilizados em Medicina Nuclear para a determinação da actividade dos radiofármacos a serem administrados aos pacientes para fins de diagnóstico ou terapia. Estes aparelhos são calibrados com fontes padrão de referência, com actividades rigorosamente conhecidas e certificadas. Esses sistemas de medida exigem verificações periódicas do seu funcionamento, de modo a garantir medidas de actividades com elevada exactidão. A falta de exactidão da resposta dos activímetros causa erros que podem estar na base das diferenças registadas na tabela 3.1. O funcionamento adequado de um activímetro é garantido com a realização de testes de precisão, exactidão, reprodutibilidade e linearidade da sua resposta, com procedimentos homologados nos programas de Controlo de Qualidade de instrumentação em Medicina Nuclear [15]. Por exemplo, a geometria da fonte radioactiva utilizada influencia a determinação da actividade no activímetro. No entanto, os erros de calibração dos activímetros são inferiores a 5%; destes, cerca de metade são afectados por factores geométricos [15]. A diferença entre os valores obtidos é mais pequena do que o erro de calibração da actividade da fonte, sendo, por isso, bastante aceitáveis.

3.4.4 ESTUDO DA RESOLUÇÃO ESPACIAL EXTRÍNSECA DE UMA CÂMARA GAMA

Na secção anterior vimos que a sensibilidade extrínseca de uma câmara gama podia ser determinada com dois fantomas geometricamente distintos, obtendo-se resultados concordantes nas duas situações. Nesta secção pretendemos mostrar a potencialidade do fantoma SR na determinação da resolução espacial extrínseca da

câmara gama *GE Maxxus*, aproveitando os dados contidos na imagem da figura 3.14, ou seja, utilizando uma aquisição de dados.

Vejamos, então, a metodologia usada, tendo em conta a imagem da figura 3.15.

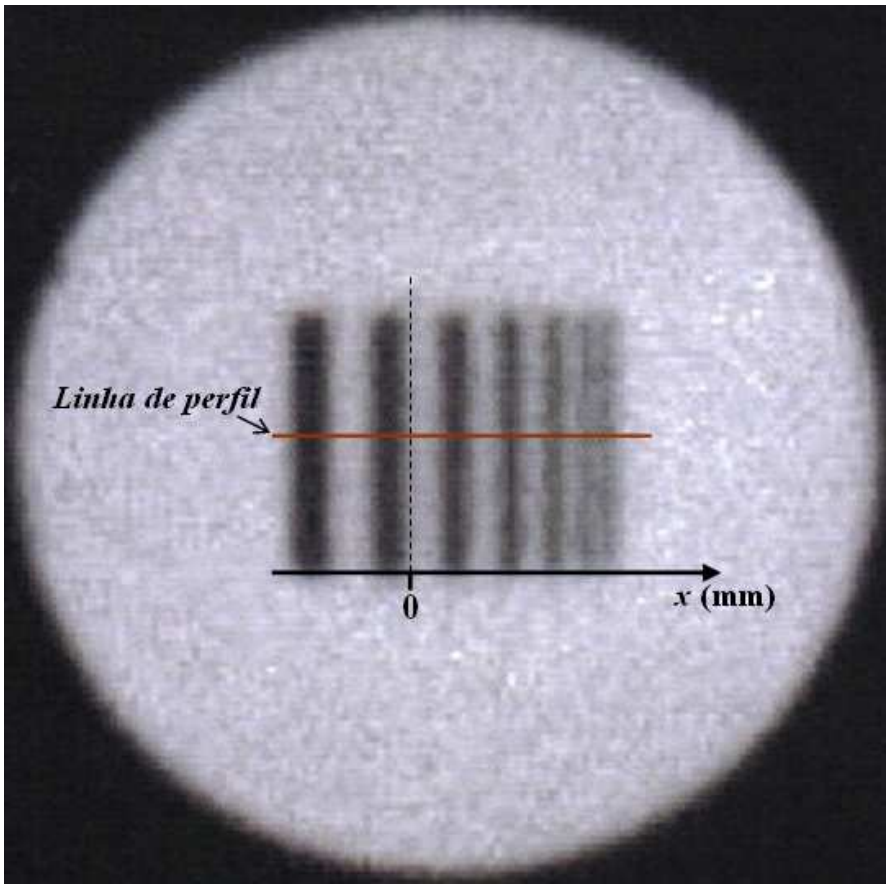


Figura 3.15 – *Imagem do fantoma SR obtida com a câmara gama* GE Maxxus. *Na imagem podemos ver um esquema da linha de perfil usada no programa informático para a obtenção de pontos experimentais, em função de 'x'.*

Podemos ver na figura 3.15 que a região central do fantoma SR, constituída pelas barras rectangulares, perde nitidez na zona de menor separação espacial. Embora seja um método subjectivo, uma vez que pode diferir para vários observadores, a resolução espacial pode ser avaliada qualitativamente e até quantitativamente nesta primeira análise. Repare-se que as duas barras mais afastadas de $x = 0$ são difíceis de distinguir. Para além dessa avaliação visual, no programa informático de tratamento de dados traçamos um perfil da imagem na direcção da modulação da actividade no centro do fantoma. Tal como veremos de seguida, esse perfil permite-nos determinar o contraste em cada ponto x_j para cada separação/frequência espacial ν_j, de acordo com a equação (3.7). O contraste quantificará a MTF da câmara gama em função de ν_j.

Com a informação contida no perfil traçamos um gráfico da taxa de contagem em função de *x*, de acordo com o eixo da figura 3.15. O nosso objectivo é a obtenção da função $P(x)$ da equação (3.7), resultante do ajuste dos pontos experimentais retirados do perfil. A figura 3.16 mostra alguns pontos experimentais do perfil e a função de ajuste desses pontos (linha contínua). Concluímos que o melhor método de ajuste aos pontos experimentais é uma função Gaussiana. Fazemos, ainda, ajustes individuais para cada separação espacial associada a cada *j* (linhas a tracejado), como forma de avaliarmos com maior rigor $P(x)$. Experimentalmente, para *j* = 1, 2 e 3, o melhor ajuste aos pontos experimentais é conseguido através da soma de duas funções Gaussianas. A combinação das duas funções permite um ajuste muito bom nas três regiões de maior separação espacial, em particular nos bordos. Para *j* = 4, 5 e 6 necessitamos apenas de uma Gaussiana para ajustar cada separação espacial. De notar que a escolha particular para a função $P(x)$ de ajuste, que no nosso caso corresponde à soma de várias funções Gaussianas, é opcional, uma vez que esta função não está relacionada com qualquer conceito ou modelo físico.

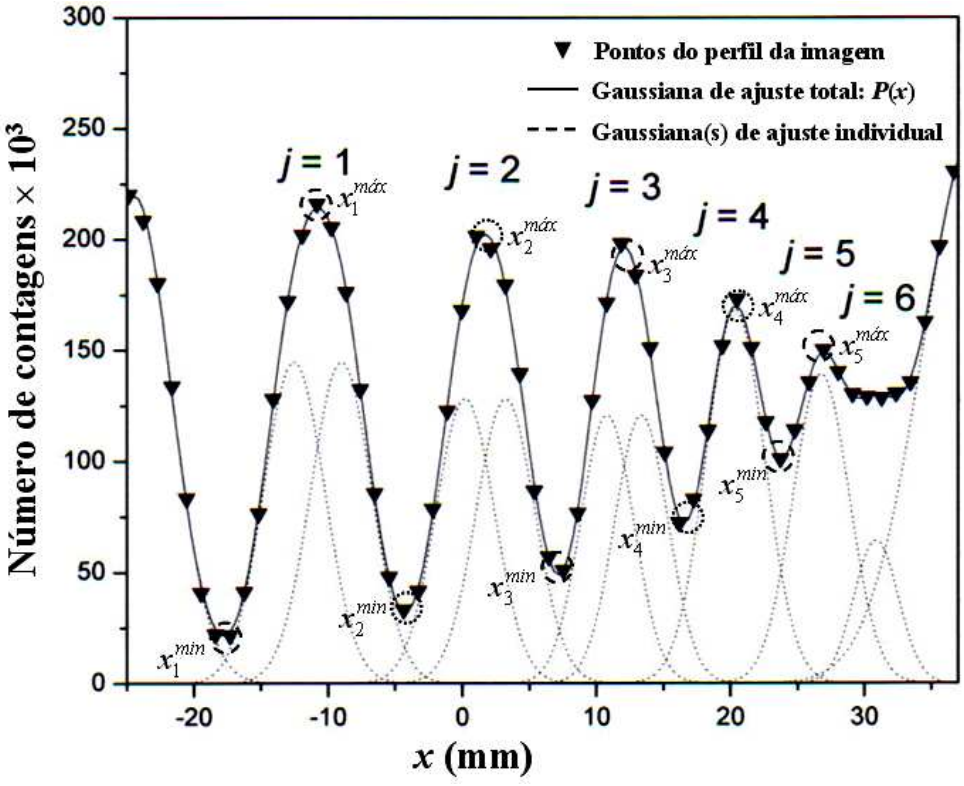


Figura 3.16 – *Número de contagens do perfil obtido com o fantoma SR em função de 'x' (rever a figura 3.15). A linha contínua representa a função P(x) e as linhas a tracejado são as funções de ajuste de cada separação espacial. Também estão representados* $x_j^{máx}$ *e* x_j^{min}*, aproximadamente, de cada separação espacial.*

Usamos os valores $P\left(x_j^{máx}\right)$ e $P\left(x_j^{\min}\right)$ da função Gaussiana de ajuste total $P(x)$ para determinar o contraste ao longo da região central do fantoma SR. Repare-se que podemos determinar o contraste em cada separação espacial sem qualquer ajuste aos pontos experimentais. Embora os valores experimentais $x_j^{máx}$ e x_j^{min} sejam semelhantes àqueles calculados posteriormente com a função $P(x)$, os contrastes obtidos estão associados a uma maior incerteza. Usando a equação (3.7) determinamos a MTF da câmara gama para cada separação espacial. Na figura 3.17 estão representados 5 pontos experimentais da MTF em função de ν_j para j = 1 até j = 5. A linha a tracejado nesse gráfico não é uma função de ajuste aos pontos experimentais, mas traduz a tendência da MTF para várias separações espaciais.

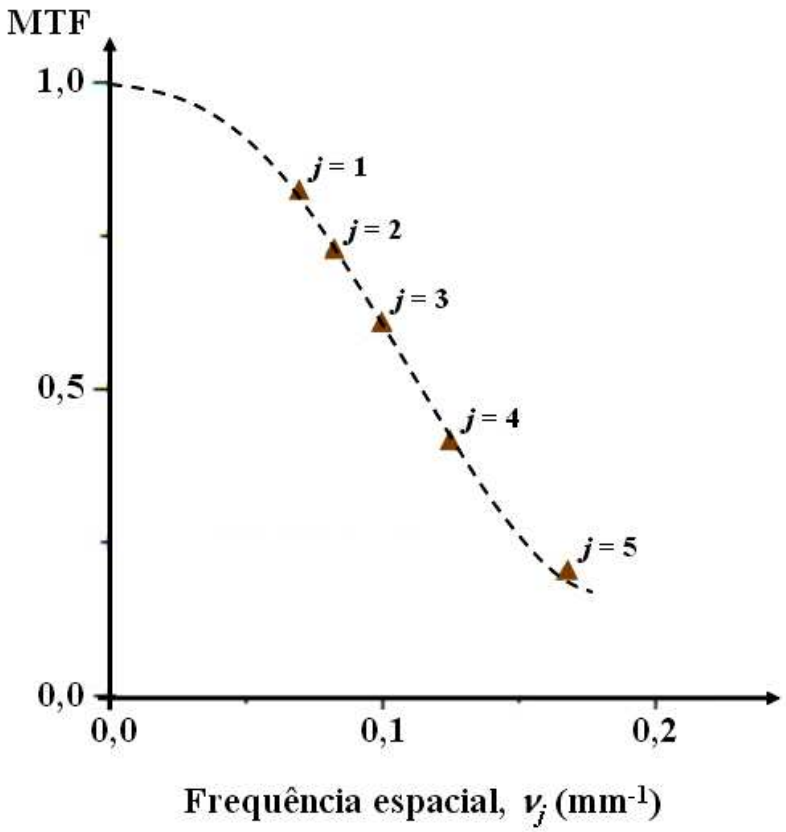


Figura 3.17 – *MTF experimental da câmara gama* GE Maxxus *obtida com o fantoma SR para cada separação/frequência espacial ν_j, desde j = 1 até j = 5. A linha a tracejado traduz a tendência da MTF para vários ν_j.*

Não temos nenhuma referência de valores experimentais obtidos anteriormente com outros métodos, que permitam uma comparação directa desses valores com os indicados na figura 3.17. Resolvemos este problema determinando a MTF da

GE Maxxus através de uma fonte linear, isto é, segundo o método tradicional de determinação da MTF. Desta forma, calculamos a LSF associada à resposta impulsional da câmara gama. A posterior utilização da equação (3.8), aplicada à função de dispersão linear experimental, permite uma comparação dos valores obtidos com este método e os do gráfico da figura 3.17.

Como fonte linear usámos a agulha de uma seringa com 0,45 mm de diâmetro preenchida com ^{99m}Tc. Sobre o colimador da câmara gama *GE Maxxus* colocámos uma superfície de perspex com 3 mm de espessura. A agulha foi colocada na superfície de perspex, de acordo com o esquema da figura 3.18.



Figura 3.18 – *Esquema da montagem experimental utilizada na determinação da LSF da câmara gama* GE Maxxus *com a agulha de uma seringa de 0,45 mm de diâmetro colocada sobre uma superfície de perspex.*

Repare-se que a espessura de perspex é igual à parte inferior do fantoma SR (rever a figura 3.11(b)), para que as condições experimentais na determinação da LSF sejam semelhantes à metodologia seguida com o fantoma SR, nomeadamente a difusão do ^{99m}Tc no meio material.

Tal como fizemos com o fantoma SR, traçamos um perfil da imagem da fonte linear. Desse perfil retiramos os números de contagem indicados na figura 3.19. Esses

pontos são ajustados com uma função que é dada pela soma de uma função Gaussiana e uma função Lorentziana. A escolha desta função reside no facto de ser aquela que melhor se ajusta aos pontos experimentais, uma vez que pequenas variações nos parâmetros de ajuste da LSF produzem diferenças significativas no cálculo da MTF a partir da equação (3.8). O gráfico da figura 3.19 corresponde à resposta impulsional da câmara gama *GE Maxxus*. A linha contínua nesse gráfico traduz a função "soma" de ajuste aos pontos experimentais.

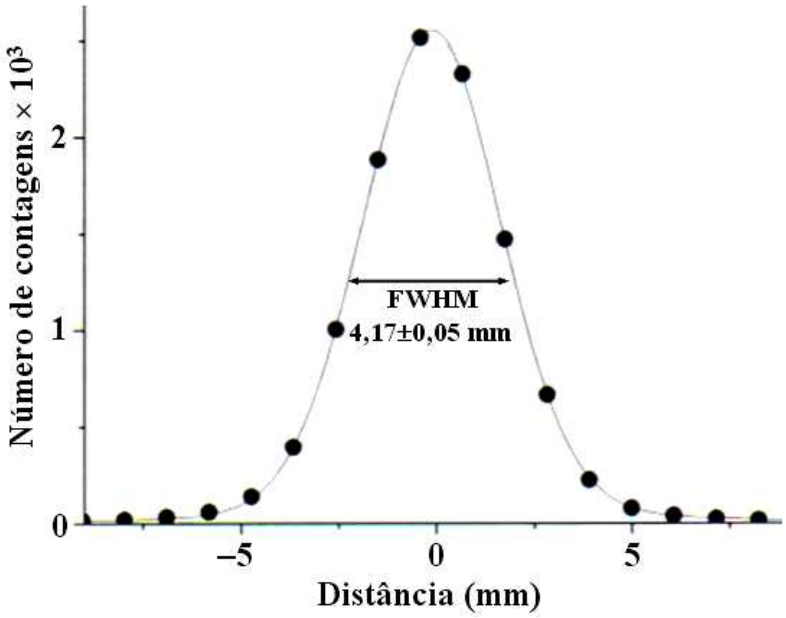


Figura 3.19 – *Número de contagens do perfil obtido com a fonte linear em função de 'x'. A origem do eixo horizontal é coincidente com o centro da agulha. A linha contínua representa a função "soma" de ajuste, ou seja, a LSF. Na figura pode-se ver a "largura a meia altura" (FWHM) da LSF.*

O valor de FWHM apresentado no gráfico da figura anterior pode ser usado para determinar a resolução espacial extrínseca da câmara gama *GE Maxxus*, segundo um dos métodos tradicionais ou seja, a resolução espacial extrínseca é cerca de 1,4 a 2 vezes inferior a 4,17 mm, tal como vimos no final da secção 3.3.2. Seguindo este raciocínio, a resolução espacial da câmara gama *GE Maxxus* encontra-se no intervalo $[2{,}09\ ;\ 2{,}98] \pm 0{,}05$ mm.

A Transformada de Fourier normalizada da função "soma" é a MTF do sistema. Na figura 3.20 comparamos a MTF da câmara gama *GE Maxxus* obtida pelos dois métodos anteriormente descritos, isto é, com o fantoma SR (linha a tracejado) e com a fonte linear (linha contínua).

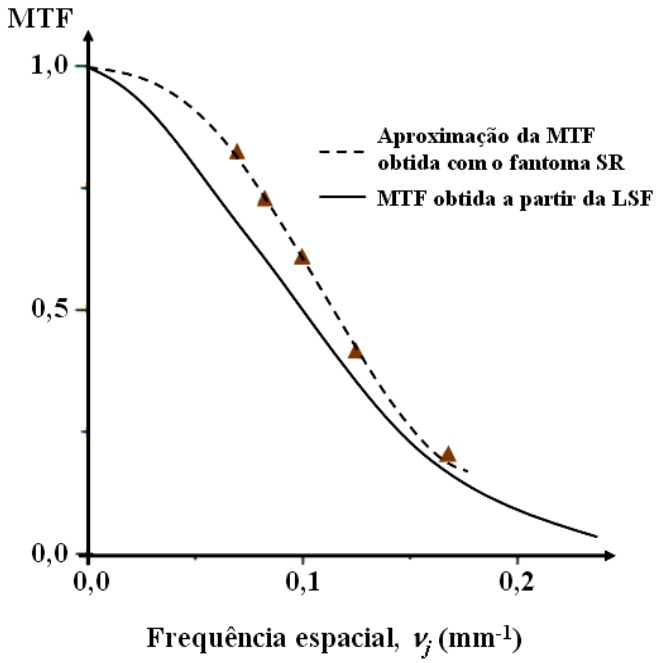


Figura 3.20 – *MTF experimental da câmara gama* GE Maxxus *obtida com o fantoma SR e com uma fonte linear*.

Comparando os resultados dos dois métodos a partir do gráfico da figura 3.20, concluímos que existe uma discrepância entre os valores obtidos anteriormente com o fantoma SR e aqueles associados à fonte linear. Essa discrepância deve-se ao facto da distribuição da actividade da fonte radioactiva ao longo do eixo horizontal do fantoma SR (a função objecto), na figura 3.15, não ser uma função harmónica [16]. Os valores dos contrastes $M_j(\nu_j)$ não correspondem exactamente aos pontos da MTF(ν_j) real da câmara gama. Mas isso não invalida a potencialidade do fantoma SR em avaliar a resolução espacial extrínseca da câmara gama; os contrastes encontrados com o fantoma SR são proporcionais a cada contraste $M_j(\nu_j)$ da MTF real da câmara gama, o que possibilita a realização de um outro tratamento teórico do problema, fora do âmbito deste trabalho. Todavia, tomando como ponto de partida os dados obtidos com o fantoma SR, criamos uma base de dados de contrastes para medições futuras. O desempenho da câmara gama é avaliado com base na proximidade e/ou diferença dos resultados nas diferentes medições.

A grande vantagem da utilização do fantoma SR reside na simplicidade de determinação directa de alguns pontos da MTF do sistema de formação de imagem. A determinação da LSF é um processo viável no cálculo da MTF, mas indirecto, uma vez que a fiabilidade da MTF está fortemente dependente do ajuste experimental dos pontos do perfil de uma fonte linear. Pelo contrário, a escolha da função de ajuste $P(x)$ é

arbitrária, ou seja, é necessário apenas uma boa aproximação aos pontos experimentais obtidos com o fantoma SR. Mais do que avaliarmos o limite de resolução da câmara gama para valores da MTF inferiores a 0,1, de acordo com um dos métodos de determinação da resolução espacial referidos na secção 3.3.2., com o fantoma SR avaliamos o desempenho exacto desses sistemas de formação de imagem, e de um modo relativamente rápido, optimizando o tempo de utilização dos sistemas no laboratório de Física Nuclear. A prioridade não é a obtenção de um valor mínimo de resolução espacial, mas sim a comparação periódica dos vários contrastes obtidos com o fantoma SR, que nos confere maior exactidão e precisão dos resultados.

CONCLUSÕES GERAIS

Num período em que se discute uma maior proximidade entre o ensino da Ciência e a sua notória aplicação na sociedade, achamos indispensável e oportuno adquirir novas competências numa área capaz de despertar a curiosidade científica. Por conseguinte, nesta dissertação aplicámos alguns conceitos de Física da radiação ionizante à Medicina, em particular à radiologia de diagnóstico.

O estudo da sensibilidade extrínseca, com o fantoma SR, optimiza a análise periódica da qualidade da imagem de uma câmara gama. Os valores da sensibilidade extrínseca calculados com o fantoma S (método tradicional) e com o fantoma SR (novo método) revelam-se concordantes entre si. No caso da resolução espacial extrínseca, verificamos que a imagem da actividade de ^{99m}Tc ao longo das barras rectangulares do fantoma SR não traduz uma função sinusoidal, o que influencia os valores dos vários contrastes experimentais obtidos para cada separação espacial *j*. Por conseguinte, há uma diferença entre as funções de transferência de modulação calculadas segundo a transformada de Fourier da função de dispersão linear (método tradicional) e o fantoma SR (novo método). Este facto não põe em causa o objectivo fundamental do trabalho, que é a criação de uma base de dados precisos dos contrastes correspondentes a cada separação espacial do fantoma desenvolvido, ao longo do tempo. Repare-se que segundo o método tradicional, a MTF do sistema está dependente do melhor ajuste aos pontos experimentais que caracterizam a LSF, contrariamente ao novo método implementado. Contudo, são levantadas algumas questões interessantes; por exemplo, “Qual será a relação entre as duas funções de transferência?”, ou ainda, “Como podemos obter a transformada de Fourier da LSF tendo apenas os contrastes experimentais com o fantoma SR?”. No âmbito de um trabalho futuro, seria relevante abordar a relação teórica das funções de transferência de modulação das duas metodologias apresentadas nesta dissertação.

Numa perspectiva de *Ensino da Física*, esta dissertação pode ser encarada como uma ferramenta útil no reforçar de conceitos de uma área por vezes relegada para segundo plano. A experiência vivida no departamento de Física Médica permite-nos

abordar o tema de 'Física das radiações' numa vertente mais prática, actual, e importante sob o ponto de vista de aquisição de competências para a sociedade, assentes em exemplos devidamente contextualizados. Repare-se que as experiências de absorção de radiação complementaram o conhecimento das características de vários tipos de radiação, mais especificamente ao nível da protecção radiológica, pouco aprofundadas nos currículos de Física e Química A (10.º ano) e Física (12.º ano). Com relativa facilidade, este complemento pode servir de apoio para a implementação de experiências sobre radioactividade, numa vertente de investigação/projecto que visam, por exemplo, o estudo de espécies radioactivas em rochas expostas e a determinação de radão em zonas da própria escola e da região a ela envolvente.

BIBLIOGRAFIA

[1] – **Serway; Moses; Moyer;** *Modern Physics*, Saunders College Publishing, 1997

[2] – **Basdevant, Jean-Lois; Rich, James; Spiro, Michel;** *Fundamentals in Nuclear Physics – From Nuclear Structure to Cosmology*, Springer, 2004

[3] – **Montagno, Elson; Sabbatini, Renato;** *Radiocirurgia.* Disponível em URL: http://www.cerebromente.org.br/n02/tecnologia/radiocirurg.htm (Consultado em Dezembro de 2006)

[4] – **Carona, Maria Eduarda Moura da Silva Maia;** *Um Pouco de Física Subatómica*, Tese de mestrado em Física para o Ensino, Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Portugal, 1999

[5] – **Sorenson, James A.; Phelps, Michael E.;** *Physics in Nuclear Medicine*, Grune & Stratton, Inc., 2003

[6] – **Attix, Frank Herbert;** *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, Inc, 1986

[7] – *Science Data Book*, Oliver & Boyd, 1971

[8] – **Dendy, P. P. & Heaton, B.;** *Physics For Diagnostic Radiology*, Medical Science Series, 2002

[9] – **Khan, Faiz M.;** *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott Williams & Wilkins, U.S.A., 1984

[10] – **Varela, João;** *Conceitos de Secção Eficaz.* Disponível em URL: http://www.lip.pt/~varela/fpart/slides/conceitos_seccao.pdf
(Consultado em Dezembro de 2006)

[11] – **Alonso, Marcelo & Finn, Edward J.;** *Física*, Addinson-Wesley, 1999

[12] – **Salgado, José; Martinho, Salgado;** *Manual de Experiências de Física das Radiações com um Sistema de Detecção e Contagem Equipado com um Detector Geiger-Müller*, Instituto Tecnológico e Nuclear, Portugal, 1997

[13] – **Rodrigues, Sónia Isabel do Espírito Santo;** *Simulação Monte Carlo de uma Câmara Gama e Validação Experimental*, Tese de mestrado em Imagiologia Médica, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade do Algarve, Portugal, 2006

[14] – **Institute of Physical Sciences in Medicine**; *Quality Control of Gamma Cameras and Associated Computer Systems*, Report 66. Pág. 18-25

[15] – **Sociedad Española de Física Médica, Medicina Nuclear y Protección Radiológica;** *Protocolo Nacional del Control de Calidad en la Instrumentación en Medicina Nuclear*, 1999

[16] – **Hecht, Eugene;** *Optics*, Addinson-Wesley, 1974. Cap. 11-14

[17] – **Kairento, Anna-Liisa; Olkinuora, Pekka; Koskinen, Matti;** *Use of the Modulation Transfer Function in Comparing the Visual Outcome Units of Gamma Camera*, European Journal of Nuclear Medicine, 5, 15-17, 1980

[18] – **Väyrynen, Timo; Pitkänen, Uolevi; Kiviniitty, Kalevi;** *Methods for Measuring the Modulation Transfer Function of Gamma Camera Systems*, European Journal of Nuclear Medicine, 5, 19-22, 1980