

Universidade de Coimbra
Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra
Departamento de Física



Contribuição para o estudo de viabilidade de um
tomógrafo de longo campo de visão axial baseado em
RPC's

Correcção da radiação dispersa

Projecto elaborado sob a orientação e supervisão do
Prof. Doutor Nuno Chichorro Ferreira

Sara João Botelho de Carvalho

Projecto de Mestrado Integrado em Engenharia Biomédica

2008

Projecto elaborado no
IBILI (Instituto Biomédico da Investigação da Luz e Imagem)
Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra

Este é um trabalho que se enquadra no projecto:
“Tomógrafo PET Humano de Alta Sensibilidade e Baixo Custo: Testes de Viabilidade”, financiado pela FCT (Fundação para a Ciência e Tecnologia) –
Projecto POCI/SAU-OBS/61642/2004.

Agradecimentos

Antes de mais, o meu maior agradecimento vai para o meu orientador, o Prof. Nuno Chichorro. Não só pelas explicações e ajuda sempre prestadas, mas sobretudo pela paciência e empenho em me pôr a par de todos os pormenores.

Ao Doutor Paulo Crespo pelos resultados fornecidos. Ao João e ao Jorge André pela cooperação e dissipação de algumas dúvidas.

À Salomé e ao Luís, que são responsáveis pelo ambiente formidável que a nossa sala viveu durante estes últimos meses, com eles foi possível encarar o trabalho com imensa alegria!

Não podia deixar de fora o Castelhana e a Mónica. As horas de almoço eram as mais esperadas, vivemos momentos de qualidade!

À Ana, a minha amiga de tantos anos! Passámos mais esta etapa juntas o que, sem dúvida, foi muito compensador!

À minha família, que transforma a nossa casa num verdadeiro lar! É aos meus pais, ao meu irmão e à minha avó que devo o que sou e é para eles, que me apoiaram e sofreram e riram comigo que agradeço acima de tudo! Obrigada!

Ao Nuno! Pela pessoa especial que é na minha vida, e pelo apoio e ajuda incondicionais que me deu ao longo de todo este ano!

Índice

| | |
|---|----|
| Agradecimentos | I |
| Índice | I |
| Índice de Figuras | V |
| Resumo | XI |
| 1. Tomografia por Emissão de Positrões | 1 |
| 1.1. Técnicas de diagnóstico por imagem | 1 |
| 1.2. O uso de marcadores radioactivos | 1 |
| 1.3. Tipos de eventos detectados em PET | 5 |
| 1.4. Instrumentação de Detecção | 6 |
| 1.4.1. Cristais de Cintilação | 7 |
| 1.4.2. Fotomultiplicadores | 9 |
| 1.4.3. Electrónica de Aquisição | 10 |
| 1.4.4. Disposição dos detectores | 11 |
| 1.5. Aquisição 2D e 3D | 12 |
| 1.6. Armazenamento de dados | 13 |
| 1.7. Organização de dados em PET | 15 |
| 1.7.1. Planos directos, cruzados e transversos | 16 |
| 1.7.2. Michelograma | 18 |
| 1.7.3. Span | 18 |
| 1.7.4. Segmento | 18 |
| 1.7.5. Ângulo de abertura | 20 |
| 1.7.6. <i>Interleaving</i> | 20 |
| 1.8. Características do sistema de aquisição de dados | 21 |
| 1.8.1. Resolução Espacial | 21 |
| 1.8.2. Resolução em Energia | 22 |
| 1.8.3. Resolução Temporal | 22 |
| 1.8.4. Sensibilidade | 22 |
| 1.8.5. Tempo morto do Sistema | 23 |
| 1.8.6. <i>Noise Equivalent Counting Rate (NECR)</i> | 23 |

| | |
|---|----|
| 1.8.7. <i>Scatter Fraction</i> (SF)..... | 23 |
| 1.9. Reconstrução dos dados | 24 |
| 1.9.1. Normalização..... | 24 |
| 1.9.2. Correção de atenuação..... | 24 |
| 1.10. Métodos de Reconstrução..... | 25 |
| 1.10.1. Algoritmos de reconstrução 2D..... | 26 |
| 1.10.1.1. <i>Filtered Backprojection</i> – FBP..... | 26 |
| 1.10.1.2. Métodos iterativos | 26 |
| 1.10.2. Algoritmos de reconstrução 3D..... | 27 |
| 1.10.3. <i>Rebinning</i> | 27 |
| 1.11. O PET-RPC | 27 |
| 2. Interação da radiação – o efeito Compton e sua correção..... | 31 |
| 2.1. Efeito Fotoelétrico | 31 |
| 2.2. Efeito Compton | 31 |
| 2.3. Possíveis correções ao efeito Compton | 34 |
| 2.3.1. Técnicas baseadas em Janelas de Energia | 36 |
| 2.3.1.1. Métodos com três janelas de energia..... | 37 |
| 2.3.1.2. Métodos com três janelas de energia..... | 39 |
| 2.3.1.3. Métodos com múltiplas janelas de energia..... | 40 |
| 2.3.2. Convolução..... | 40 |
| 2.3.3. Ajuste das caudas da distribuição fora do objecto..... | 42 |
| 2.3.4. <i>Single Scatter Simulation</i> (SSS) | 42 |
| 3. Métodos | 47 |
| 3.1. Implementação do método..... | 47 |
| 3.1.1. Distribuição dos pontos onde ocorre o efeito de Compton | 48 |
| 3.1.2. Aplicação da equação de <i>Watson et al.</i> | 49 |
| 3.1.3. Interpolação | 52 |
| 3.2. Validação do método | 53 |
| 3.3. Distribuição de actividade e de atenuação..... | 55 |
| 4. Resultados..... | 59 |
| 4.1. Simulação para dispersão em ponto isolado em meio de atenuação cilíndrico..... | 59 |
| 4.1.1. Efeito Compton no ponto (0,0,0)..... | 59 |

| | |
|---|----|
| 4.1.2. Efeito Compton no ponto (0, -5, 0) e (0, 5, 0)..... | 60 |
| 4.1.3. Efeito Compton no ponto (0, 0, 3) e (0, 0, 6) | 61 |
| 4.2. Simulação para diversos pontos de dispersão em meio de atenuação cilíndrico..... | 61 |
| 4.3. Simulação para diversos pontos de dispersão no Fantoma NCAT..... | 62 |
| 5. Discussão | 65 |
| 5.1. Simulação para dispersão em ponto isolado em meio de atenuação cilíndrico..... | 65 |
| 5.1.1. Efeito Compton no ponto (0,0,0)..... | 65 |
| 5.1.1.1. Equação de Klein-Nishina..... | 65 |
| 5.1.1.2. Eficiência de detecção | 67 |
| 5.1.1.3. Radiação dispersa estimada | 67 |
| 5.1.2. Efeito Compton em ponto deslocado na direcção vertical | 68 |
| 5.1.3. Efeito Compton em ponto deslocado na direcção axial | 70 |
| 5.2. Simulação para diversos pontos de dispersão em meio de atenuação cilíndrico..... | 71 |
| 5.3. Simulação para diversos pontos de dispersão no Fantoma NCAT..... | 72 |
| 6. Conclusão | 75 |
| 7. Referências | 77 |

Índice de Figuras

- Figura 1** – Produção de radiação de aniquilação. O positrão combina-se (aniquila-se) com um electrão dando origem a dois fotões de 511keV cada. Os dois fotões são aproximadamente anti-colineares, propriedade que é utilizada em PET para localizar eventos. Radionuclídeo filho ($^{18}_8O$) com número atómico diminuído de uma unidade relativamente ao radionuclídeo pai ($^{18}_9F$). Retirado de [3]. 4
- Figura 2** – Diferentes tipos de eventos detectados em PET: (a) – dispersão por efeito Compton; (b) – coincidência aleatória. A aparente Linha de Resposta aparece a ponteadado. Retirado de [8]. 6
- Figura 3** – Secção recta de um fotomultiplicador. Adaptada de [3]. 9
- Figura 4** – Arranjo de cristais de cintilação e PMT's num bloco de detecção. Adaptada de [4]. 11
- Figura 5** – Diferentes tipos de organização de blocos de detecção num anel tomográfico. Encontram-se representadas com linhas a cheio possíveis LOR's. Os sistemas **A** e **C** são estacionários; os sistemas **B** e **D** necessitam de rotação a fim de efectuarem uma aquisição completa. Retirado de [7]. 12
- Figura 6** – (A) sistema de aquisição PET com vários anéis e septa entre estes; (B) detectores para modo de aquisição 2D com septa (topo) e sem septa (fundo) para aquisição 3D; (C) Taxa de Ruído (NECR – Noise Equivalent Count Rate) como função da actividade. $NECR = T^2 / (T + S + \alpha R)$ em que T – True, S – Scatter, R – Random, $1 < \alpha < 2$, mencionada na secção 1.8.6. Adaptado de [8]. 13

- Figura 7** – Organização de dados num sinograma. Os pontos A e B encontram-se representados no Sinograma segundo orientação angular e distâncias radiais das LOR's onde se encontram. O ponto A, situado a uma distância SA corresponde a uma sinusóide no Sinograma (de onde advém a designação), enquanto que um ponto centrado no tomógrafo (ponto B) descreve uma linha no centro do Sinograma. Adaptada de [4]. 15
- Figura 8** – Diagrama de uma tomógrafo de anel completo em que o sistema de coordenadas se encontra representado. Retirado de [7]. 16
- Figura 9** – (A) Planos directos; (B) Planos Transversos; (C) Michelograma referente a planos directos; (D) Michelograma referente a planos transversos, definidos a partir de planos directos e cruzados. Retirado de [12]. 17
- Figura 10** – O campo de visão transaxial de um tomógrafo PET como função do ângulo de abertura. 20
- Figura 11** – Demonstração do processo de Interleaving em que se aumenta a amostragem radial e diminui a angular. Retirado de [4]. 21
- Figura 12** – Arranjo dos diferentes elementos constituintes de um detector RPC. Adaptada de [16]. 28
- Figura 13** – Eficiência de detecção como função da energia. Adaptado de [10]. 29
- Figura 14** – Efeito Compton. 31
- Figura 15** – Efeito Compton no ponto S. A LOR verdadeira, na ausência de efeito Compton seria detectada por A e B. Com a ocorrência de efeito Compton no ponto S,

| | |
|---|----|
| dá-se a detecção do fóton disperso em C e faz-se corresponder a A e C uma LOR que não contém o objecto..... | 33 |
| Figura 16 – Energia e probabilidade relativa dependentes do ângulo de dispersão, de um fóton que sofre efeito Compton. Retirado de [4]..... | 34 |
| Figura 17 – Espectro de energia. Adaptado de [19]..... | 36 |
| Figura 18 – Espectro de energia utilizado para o método DEW baseado em duas janelas de energia – <i>Dual Energy Windows</i> . Adaptado de [19]. | 37 |
| Figura 19 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em duas janelas de energia – <i>Estimation of True Methods</i> . Adaptado de [19]..... | 38 |
| Figura 20 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em três janelas de energia. Adaptado de [19]. | 39 |
| Figura 21 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em múltiplas janelas de energia (intervalos de energia para as três primeiras janelas consideradas). Adaptado de [19]..... | 40 |
| Figura 22 – Geometria do modelo de dispersão única usado na simulação SSS. O ponto S corresponde ao ponto de onde ocorre o efeito Compton. Retirado de [19]..... | 43 |
| Figura 23 – Espalhamento de pontos onde ocorre efeito Compton sobre o fantoma NCAT segundo uma grelha, adicionada de um <i>offset</i> aleatório. | 48 |
| Figura 24 - Esquema ilustrativo do efeito Compton que um fóton resultante de uma aniquilação verdadeira pode sofrer. Considera-se S como o ponto onde ocorreu a | |

- dispersão, segundo um ângulo θ , A' e B como detectores afectos à detecção dos dois fótons e A como sendo o detector onde seria esperado detectar o fóton. 50
- Figura 25** – Esquema utilizado no cálculo da secção eficaz que o detector A apresenta face ao fóton que dispersa em S. Considera-se R o raio do anel, φ o ângulo de incidência e R1 e R2 como as distâncias dos detectores A e B ao ponto S, respectivamente. 51
- Figura 26** – Organização do código implementado em IDL. 53
- Figura 27** – Disposição dos diferentes pontos isolados para aplicação da simulação. 54
- Figura 28** – Distribuições de actividade e de atenuação (a 511 keV) para o fantoma NCAT. 55
- Figura 29** – Sinogramas correspondentes à aplicação da equação de Klein-Nishina, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, (esquerda) e o termo do produto da eficiência de detecção dos detectores (direita). Escala de valores entre $1,53 \times 10^{-30}$ e $7,94 \times 10^{-30}$, e entre 0,043 e 0,134, respectivamente. 59
- Figura 30** – Sinograma da componente de radiação dispersa estimada pelo método para a situação em que o ponto de dispersão se localiza no centro do campo de visão axial do tomógrafo. Escala de valores entre $2,45 \times 10^{-12}$ e $7,09 \times 10^{-11}$ 60
- Figura 31** – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para pontos de dispersão de coordenadas (0, -5, 0) e (0, 5, 0), respectivamente. Escala de valores entre $7,55 \times 10^{-13}$ e $1,06 \times 10^{-10}$, e entre $6,54 \times 10^{-13}$ e $1,02 \times 10^{-10}$, respectivamente. 60
- Figura 32** – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para pontos de

- dispersão de coordenadas (0, 0, 3) e (0, 0, 6), respectivamente. Escala de valores entre $2,44 \times 10^{-12}$ e $6,74 \times 10^{-11}$, e entre $2,30 \times 10^{-12}$ e $5,79 \times 10^{-11}$, respectivamente..... 61
- Figura 33** – Soma de contagens de radiação dispersa estimada pelo método, por plano após aplicação da eq. de *Watson et al.* ao meio de atenuação cilíndrico com cerca de 500 pontos de dispersão aleatoriamente colocados sobre o mesmo. Escala de valores entre 0 e 5×10^{-8} 61
- Figura 34** – Soma dos sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para todos os planos segundo a direcção axial (após interpolação). Escala de valores entre $3,73 \times 10^{-9}$ e $3,08 \times 10^{-8}$ 62
- Figura 35** – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para os vários planos adquiridos (após interpolação). 62
- Figura 36** – Soma de contagens de radiação dispersa estimada pelo método, por plano após aplicação da eq. de *Watson et al.* ao volume de dados NCAT com cerca de 1000 pontos de dispersão aleatoriamente colocados sobre o mesmo. Escala de valores entre 0 e 0,0004. 63
- Figura 37** – Dispersão Única ao longo da direcção axial. Dados obtidos por simulação em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Foi aplicado de um filtro para eliminação de altas-frequências..... 63
- Figura 38** – Coincidências verdadeiras (branco) e coincidências provenientes de dispersão por efeito Compton (azul) simulados em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Escala de valores entre 0 e $2,5 \times 10^4$ 64

- Figura 39** – Histograma do número de eventos verdadeiros e de dispersão Compton que ocorrem por par de fótons provenientes de aniquilação verdadeira. Simulação em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Escala de valores entre 0 e $2,0 \times 10^5$ 64
- Figura 40** – Projecção para 0° e 90° na situação em que ocorre dispersão por efeito Compton no ponto central do campo de visão axial do tomógrafo..... 65
- Figura 41** – Projecções para 0° , 45° , 90° e 135° para o ponto $(0,-5,0)$ 69
- Figura 42** – Construção de uma LOR no anel 1 ($z=-7,5\text{cm}$) para as três situações distintas: ponto de dispersão em $z=0$, $z=3$ e $z=6$. Considerem-se θ_1 , θ_2 e θ_3 como os três ângulos de dispersão correspondentes. 71

Resumo

A Imagiologia Médica tem vindo a desenvolver-se no sentido em que se apresenta como uma ferramenta imprescindível ao diagnóstico. Nesta crescente tomada de importância aparecem técnicas de Medicina Nuclear de que é exemplo a tomografia PET.

Em PET a radiação gama, proveniente da aniquilação de um positrão com um electrão, apresenta-se na forma de dois fótons emitidos em direcções diametralmente opostas, permitindo a definição de linhas de resposta onde se encerra a localização de radioactividade.

Os tomógrafos PET evoluem no sentido de melhoria da resolução espacial e sensibilidade. A melhoria da resolução espacial para uma mesma relação sinal/ruído requer um grande aumento de sensibilidade. Associado a este aumento de sensibilidade aparece a necessidade de aumentar o campo de visão axial (AFOV – *Axial Field of View*) do tomógrafo, o que se torna insuportavelmente dispendioso com a tecnologia de cristais de cintilação acoplados a fotomultiplicadores, actualmente existente.

No LIP-Coimbra tem-se investido no desenvolvimento da tecnologia PET utilizando detectores diferentes dos anteriores, os RPC's, que podem ser construídos com maior área a um custo inferior. Com esta tecnologia perspectiva-se a construção de um tomógrafo com um longo AFOV (podendo mesmo cobrir todo o paciente). Os RPC's têm uma eficiência menor do que os cristais cintiladores, mas essa desvantagem seria largamente compensada com o aumento do AFOV, aliada a outras vantagens, como sendo a possibilidade de TOF-PET (*Time-of-Flight* PET).

Um dos principais efeitos físicos que influenciam a aquisição em PET é o efeito Compton. Esta componente é indesejável e constitui uma grande percentagem dos eventos detectados (aumentando com o aumento do AFOV). Se não for adequadamente estimada e corrigida, pode impedir que a qualidade de imagem seja competitiva com a dos tomógrafos comerciais existentes.

Este projecto visa corrigir a radiação dispersa por efeito Compton existente num tomógrafo com as características descritas. Os RPC's não dispõem da possibilidade de medir a energia dos fótons, embora a sua eficiência de detecção varie com a energia. Com esta limitação uma simulação numérica foi implementada, a SSS, *Single Scatter Simulation*. O SSS é um método que se baseia na hipótese de que por cada coincidência dispersa

registada um único efeito Compton lhe está na origem. Em suma, por par de fótons provenientes da aniquilação, o efeito Compton ocorre uma única vez. Tal consideração permite simplificar consideravelmente a geometria e cálculo da distribuição de radiação dispersa.

Efectuou-se a simulação, para validação do método, em meio de atenuação cilíndrico. A simulação da radiação dispersa que se sobrepõe a uma aquisição PET em contexto clínico efectuou-se recorrendo ao uso de um fantoma humano voxelizado, o NCAT. A validação da implementação foi efectuada de modo qualitativo, comparando resultados do método com simulações em Geant4 para o mesmo fantoma.

Obteve-se uma concordância razoável de resultados para o método SSS e as simulações em Geant4 que indicam que o método implementado é bastante satisfatório na correcção de radiação dispersa. Uma validação mais aprofundada deverá ser realizada futuramente.

1. Tomografia por Emissão de Positrões

1.1. Técnicas de diagnóstico por imagem

A Imagiologia Médica de carácter morfológico permite a obtenção de imagens de estruturas anatómicas do corpo humano. Áreas diversas que vão desde a Ortopedia, Cardiologia, Neurologia, entre outras, baseiam os seus diagnósticos em radiografias obtidas por raio X, Tomografia Computorizada (CT – *Computerized Tomography*) ou Ressonância Magnética (MRI – *Magnetic Resonance Imaging*). Adicionalmente a esta informação anatómica, informação funcional começa a ter lugar de maior destaque. Esta informação funcional é obtida essencialmente por utilização de radionuclídeos associados a uma molécula com propriedades biológicas conhecidas – conjugação conhecida pela designação de radiofármaco. Esta forma de obter imagens é parte integrante da Imagiologia por Medicina Nuclear.

Em Medicina Nuclear cerca de 95% dos radiofármacos utilizados, são-no com o intuito de obter imagens auxiliares a diagnóstico, e os restantes para fins terapêuticos. A utilidade de um radiofármaco é ditada pelas características dos seus constituintes. Na concepção de um radiofármaco a escolha da molécula é feita com base na sua localização preferencial dentro do organismo ou participação numa função fisiológica [1,2].

1.2. O uso de marcadores radioactivos

De acordo com a teoria de Bohr (1915), a estrutura atómica consiste num núcleo central e numa nuvem electrónica que o circunda, em que um ou mais electrões se podem encontrar em órbitas de diferentes energias. A configuração electrónica do átomo determina as características químicas do elemento, enquanto que a estrutura nuclear está envolvida na sua estabilidade e decaimento radioactivo.

Na constituição nuclear de um átomo encontram-se os protões e os neutrões, conjuntamente denominados de nucleões (**Tabela 1**). O número atómico de um átomo, Z ,

corresponde ao seu número de prótons. O número de massa de um átomo, A , é a soma do seu número de prótons com o número de neutrões, N , isto é, $A = N + Z$. Um elemento genérico X pode ser representado por ${}^A_Z X_N$. A razão entre o número de neutrões e prótons (N/Z) é um índice aproximado da estabilidade de um nuclídeo - qualquer espécie nuclear definida pelo seu número atómico e pelo seu número de massa.

Tabela I – Características de electrões e nucleões. Adaptada de [2].

| Partícula | Carga | Massa (u.m.a.) ^a | Massa (kg) | Massa (MeV) ^b |
|-----------|-------|-----------------------------|--------------------------|--------------------------|
| Electrão | -1 | 0,000549 | $0,9108 \times 10^{-30}$ | 0,511 |
| Protão | +1 | 1,00728 | $1,6721 \times 10^{-27}$ | 938,78 |
| Neutrão | 0 | 1,00867 | $1,6722 \times 10^{-27}$ | 939,07 |

^a 1 u.m.a. = 1 unidade de massa atómica = $1,66 \times 10^{-27}$ kg = $\frac{1}{12}$ da massa do ${}^{12}\text{C}$

^b 1 unidade de massa atómica = 931MeV

Nuclídeos instáveis, também denominados de radionuclídeos podem decair por fissão espontânea, emissão de partículas α , β e radiação γ ou ainda por captura electrónica a fim de alcançarem a estabilidade. Essa estabilidade pode ser alcançada por igualdade à razão N/Z do nuclídeo estável mais próximo.

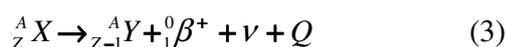
A taxa a que um radionuclídeo decai espontaneamente, isto é, o número de desintegrações por unidade de tempo, é proporcional ao número de átomos radioactivos presentes na amostra e denomina-se por *Actividade*: $A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$ (1), em que $A(t)$ é a actividade do nuclídeo no instante de tempo t , A_0 a quantidade de actividade inicialmente presente na amostra e λ a constante de decaimento, que se relaciona com o tempo de semi-vida de cada elemento $\left(t_{1/2}\right)$ através da relação $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$ (2). O tempo de semi-vida é

definido como o tempo necessário para reduzir a amostra inicial de uma substância a metade. A unidade S.I. de actividade é o Bequerel (Bq). Um Bequerel corresponde a uma desintegração por segundo (1 Bq = 1dps).

Em PET (sigla inglesa para Tomografia por Emissão de Positrões – *Positron Emission Tomography*) é explorada a colinearidade com que dois fótons de 511keV, resultantes da aniquilação de um positrão com um electrão do meio, são emitidos em direcções diametralmente opostas (**Figura 1**). Os dois fótons são também designados por radiação de aniquilação

Nuclídeos “ricos” em protões ou deficientes em neutrões (cuja razão N/Z é inferior à de um nuclídeo estável) podem decair por emissão de uma partícula β^+ (ou positrão, anti-partícula do electrão, com a mesma massa deste mas carga inversa) acompanhada da emissão de um neutrino – ν . O nuclídeo resultante (nuclídeo filho) possui número atómico reduzido de uma unidade em relação ao nuclídeo pai (aquele que lhe deu origem).

A equação geral para o decaimento β^+ de um átomo é dada por:



em que Q representa a energia libertada durante a reacção nuclear.

A partícula β^+ é emitida com uma energia que varia entre zero e a energia de decaimento. O neutrino transporta a diferença entre a energia de decaimento e a energia da partícula β^+ .

Após a sua emissão, a partícula β^+ efectua um percurso na ordem de uma fracção de mm a alguns mm na matéria (dependendo da sua energia), perdendo gradualmente a sua energia cinética até se aniquilar com um electrão de onde resulta radiação electromagnética. A forma mais provável que esta radiação pode assumir são dois fótons de 511keV (conversão da massa de repouso de cada partícula que lhes está na origem, em energia) emitidos segundo um ângulo de 180° , isto é, em direcções opostas (**Figura 1**). A detecção simultânea destes dois fótons é associada, no tomógrafo PET a uma Linha de Resposta (*Line of Response* – LOR), que contém em si a localização do ponto de aniquilação, e consequentemente a localização da actividade no interior do organismo. Pode ocorrer, ainda que com uma probabilidade inferior a 1%, a emissão de três fótons [2, 3].

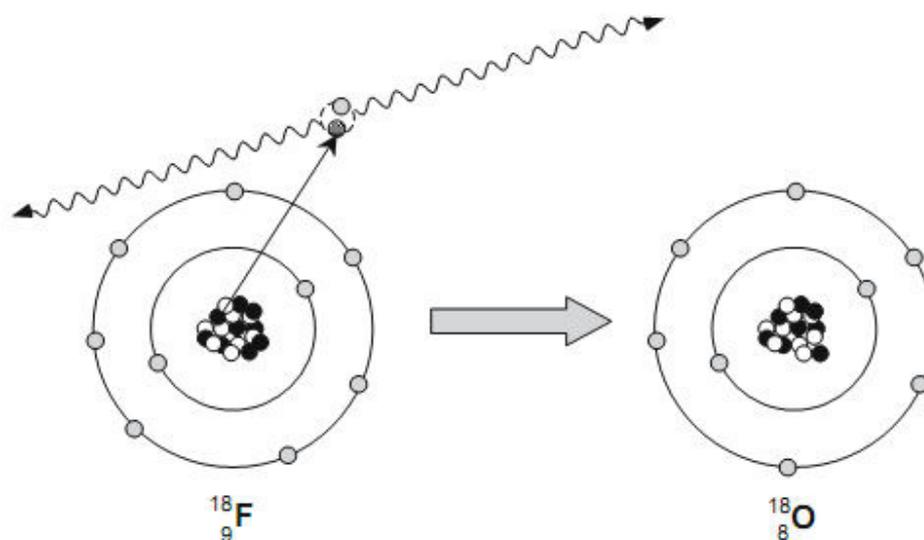


Figura 1 – Produção de radiação de aniquilação. O pósitron combina-se (aniquila-se) com um electrão dando origem a dois fótons de 511keV cada. Os dois fótons são aproximadamente anti-colineares, propriedade que é utilizada em PET para localizar eventos. Radionuclídeo filho ($^{18}_8\text{O}$) com número atómico diminuído de uma unidade relativamente ao radionuclídeo pai ($^{18}_9\text{F}$). Retirado de [3].

É interessante realçar que os radionuclídeos utilizados em PET são isótopos (nuclídeos com o mesmo número atómico, diferente número de massa, que apresentam propriedades químicas semelhantes aos nuclídeos originais), dos principais elementos constituintes das moléculas orgânicas como são o carbono, azoto ou oxigénio (**Tabela II**). Também se podem utilizar traçadores que participem de actividades metabólicas das células a estudar, como é o caso mais popular do metabolismo da glucose, em que se marca a molécula com ^{18}F , na conhecida ligação denominada de FDG – 2-[F-18]Fluoro-2-deoxy-D-glucose [2, 4, 5].

Tabela II – Propriedades de alguns nuclídeos utilizados em PET. Adaptada de [2].

| Nuclídeo | $E_{\text{Máx}}$ (MeV) | $T_{1/2}$ (mins) | Exemplos de utilização em PET |
|------------------|------------------------|------------------|---|
| ^{11}C | 0,959 | 20,4 | Marcação de moléculas orgânicas |
| ^{13}N | 1,197 | 9,96 | $^{13}\text{NH}_3$ |
| ^{15}O | 1,738 | 2,03 | $^{15}\text{O}_2$, H_2^{15}O |
| ^{18}F | 0,633 | 109,8 | [^{18}F]-DG, ^{18}F |
| ^{68}Ga | 1,898 | 68,3 | [^{68}Ga]-EDTA |

A Imagiologia Funcional por PET tem-se tornado uma importante ferramenta na área da Oncologia. Recorrendo essencialmente à marcação com FDG possibilita informação de interesse clínico ao nível da detecção do estágio e tipo de tumor (diferenciação entre tecidos malignos e benignos), assim como no seguimento da evolução deste. Permite um prognóstico atempado e avaliação da resposta a tratamento.

Na área da cardiologia trata-se de um método que oferece uma medida rápida, fácil e precisa da medição do caudal sanguíneo no miocárdio. Permite também avaliar o nível de perfusão (quantidade de sangue no músculo cardíaco) do tecido e distinguir o mesmo entre viável e não viável. Utiliza-se na Neurologia para diferenciar a doença de Alzheimer de outros tipos de demências nos seus estágios cedo de desenvolvimento. Ainda na área da Neurologia, mais concretamente na doença de Epilepsia, é possível localizar os focos epileptogénicos recorrendo a PET [5, 6].

1.3. Tipos de eventos detectados em PET

Em PET podem detectar-se diferentes tipos de eventos, mas nem todos possuem informação de interesse para a construção da imagem. Distinguem-se:

1. A coincidência verdadeira (*True*), em que os dois fótons provenientes do fenómeno de aniquilação são detectados praticamente em simultâneo (i.e., numa mesma janela temporal de coincidência, de muito curta duração, da ordem de décimas de nanossegundo a alguns nanossegundos). Este é o tipo de evento com interesse para a formação da imagem;

2. Detecção de apenas um dos dois fótons provenientes da aniquilação (*Single*), evento que é facilmente descartado pelo sistema, dado não ser detectada uma coincidência.

3. Um ou os dois fótons de aniquilação podem sofrer um efeito de dispersão (*Scatter*) por interacção Compton, em que se dá uma mudança de trajectória no(s) fóton(ões) assim como alteração da(s) sua(s) energia(s). Pode ocorrer a atribuição do evento a uma linha de resposta errada, que não inclui o ponto onde se deu a aniquilação (**Figura 2 – (a)**);

4. A coincidência accidental ou aleatória (*Random*) ocorre quando dois núclídeos decaem sensivelmente no mesmo intervalo de tempo e é atribuído a dois fótons que provêm deste decaimento simultâneo uma coincidência verdadeira, apesar de cada um deles ser respeitante a um núclídeo diferente (**Figura 2 – (b)**). Por outro lado, cerca de 1 a

10% dos fótons simples são convertidos em pares de fótons, levando à definição de LOR's incorrectas. Esta fracção pode variar, podendo ser inferior a 1%, caso a actividade seja muito pequena, ou bastante superior a 10%, caso exista muita actividade no campo de visão;

5. Eventos Múltiplos são similares às coincidências verdadeiras, mas neste caso são detectados três ou mais fótons durante o tempo correspondente à janela temporal de coincidências. Como existe ambiguidade em detectar qual o par de fótons proveniente da aniquilação respectiva, estes eventos são rejeitados [7].

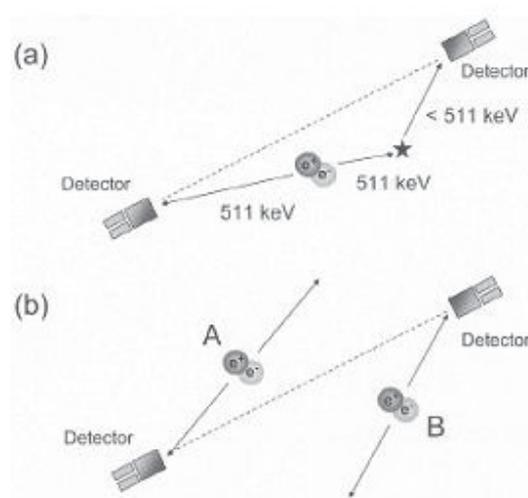


Figura 2 – Diferentes tipos de eventos detectados em PET: (a) – dispersão por efeito Compton; (b) – coincidência aleatória. A aparente Linha de Resposta aparece a pontilhado. Retirado de [8].

1.4. Instrumentação de Detecção

A detecção de radiação nos tomógrafos PET mais comuns faz-se geralmente por acoplamento de um conjunto de cristais de cintilação a fotomultiplicadores, que convertem em impulsos eléctricos a luz detectada nos cristais. Estes impulsos serão posteriormente processados para determinação do instante de detecção e da energia depositada, informação que serve de base à avaliação da existência de uma coincidência e à sua atribuição e acumulação na LOR correspondente [9,11].

No contexto deste trabalho aparecem os detectores gasosos, denominados de RPC's, do inglês *Resistive Plate Chambers*, cujo baixo custo comparativamente aos cristais de cintilação, excelente resolução temporal e boa exactidão intrínseca de posição, permite a construção de tomógrafos com maior campo de visão axial o que permite reduzir o tempo de aquisição [10]. As características destes tipos de detectores (que não permitem a determinação da energia do fotão como nos tomógrafos convencionais referidos no parágrafo anterior) são apresentadas em maior profundidade na secção 1.11.

1.4.1. Cristais de Cintilação

Os cristais de cintilação são compostos de material transparente com a capacidade de emitir luz na região do visível, quando lhes é transmitida energia proveniente de partículas ou fótons que se lhe depositem. Esta emissão de luz é feita de um modo isotrópico em quantidade aproximadamente proporcional à quantidade de energia depositada no material. Posteriormente, os fótons de luz visível são detectados e convertidos em pulsos eléctricos, em geral por um fotomultiplicador (secção 1.4.2), passível de serem processados electronicamente. Para imagiologia PET é desejável que os cintiladores sejam densos, inorgânicos e sólidos, a fim de conseguirem reter e quantificar uma vasta fracção dos fótons que lhes incidam.

Tabela III – Características de diferentes cristais utilizados como cintiladores em Tomografia PET. Adaptada de [3].

| Cintilador | NaI(Tl) | BGO | LSO | YSO | GSO |
|---|---------|--------|--------|--------|--------|
| Densidade (g.cm ⁻³) | 3,67 | 7,13 | 7,4 | 4,53 | 6,71 |
| Fótons visíveis emitidos para uma dada energia depositada | 38 | 6 | 29 | 46 | 10 |
| Tempo de decaimento (ns) | 230 | 300 | 40 | 70 | 60 |
| Índice de refração | 1,85 | 2,15 | 1,82 | 1,8 | 1,91 |
| Atenuação linear a 511keV (cm ⁻¹) | 0,3411 | 0,9496 | 0,8658 | 0,3875 | 0,6978 |
| Z efectivo | 50,6 | 74,2 | 65,5 | 34,2 | 58,6 |
| Comprimento de atenuação | 2,88 | 1,05 | 1,16 | 2,58 | 1,43 |
| $\Delta E/E$ (%) | 6,6 | 10,2 | 10 | 12,5 | 8,5 |
| $\Delta E/E$ intrínseca (%) | 5,8 | 3,1 | 9,1 | 7,5 | 4,6 |

Existem, essencialmente, quatro propriedades num cintilador que o tornam desejável para aplicação em PET: poder de paragem, tempo de decaimento do sinal, taxa de conversão de fótons de 511keV em fótons de luz visível e resolução intrínseca em energia. Estas características e as propriedades físicas do cintilador que lhes estão na origem encontram-se apresentadas na **Tabela III** e explicadas detalhadamente a seguir.

O poder de paragem (em inglês *stopping power*) de um cintilador é dado pela distância média que um fóton percorre antes de depositar a sua energia no cristal (comprimento de atenuação = $1/\mu$). Para um tomógrafo PET com alta sensibilidade é desejável maximizar o número de fótons que interagem e depositam a sua energia no detector (ver Secção 1.8.4.). Assim, um cintilador com um curto comprimento de atenuação apresenta uma máxima eficiência a atenuar fótons de 511keV. O comprimento de atenuação de um cintilador depende da sua densidade e número atómico efectivo, quantidades que estão na origem do coeficiente de atenuação linear, μ .

A taxa de conversão de fótons de 511keV em fótons de luz visível é precursora da conversão dos mesmos em electrões (secção 1.4.2.), e de extensa utilização para a detecção do sinal. Esta taxa de conversão é ainda uma medida directa da energia depositada no cintilador, o que permite diferenciar entre fótons provenientes de coincidências verdadeiras ou de dispersão, visto que estes possuem diferentes e mais baixas energias (ver Secção 2.2.).

A resolução em energia ($\Delta E/E$) de um detector PET depende da taxa de conversão e da resolução intrínseca de energia do cintilador. Esta resolução intrínseca de energia do cintilador resulta da não homogeneidade do cristal, e da não uniforme taxa de conversão das interacções que ocorrem no cintilador. Depende sobretudo das flutuações no número de fótons visíveis gerados por unidade de energia depositada no cristal (é um processo estocástico). Uma boa resolução em energia é necessária para rejeitar eventos de dispersão que ocorram no paciente.

A tomografia PET envolve a detecção em coincidência de dois fótons o que torna importante ter um parâmetro que indique com exactidão o instante em que ocorre a interacção do fóton com o detector. O tempo de decaimento caracteriza a diminuição da luz de cintilação com o tempo. É desejável um curto intervalo de decaimento, a fim de processar individualmente cada pulso, quando se tratem de elevadas taxas de contagem.

O índice de refacção do cintilador determina a eficiência com que os fótons são

transmitidos do cintilador para o fotomultiplicador.

Em suma, tratando-se de detectores para PET baseados em cintiladores, é importante distinguir entre fótons de alta energia e fótons secundários. Os fótons de alta energia são provenientes da aniquilação, absorvidos pelo cintilador e convertidos em fótons secundários de mais baixa energia e emitidos na zona do visível, que serão posteriormente convertidos em impulsos eléctricos. Idealmente, cada fóton de 511keV que interaja com o cintilador levará à produção de um único impulso eléctrico. O número de fótons provenientes da conversão e detectados levarão à determinação da amplitude de tal pulso [3, 9].

1.4.2. Fotomultiplicadores

A maioria dos sistemas PET baseados em cintiladores utiliza tubos fotomultiplicadores (PMT – *Photomultiplier Tubes*) para detecção e conversão de fótons em corrente eléctrica. Podem utilizar fotodíodos baseados em semicondutores, mas essa é uma electrónica menos difundida, uma vez que também é mais recente.

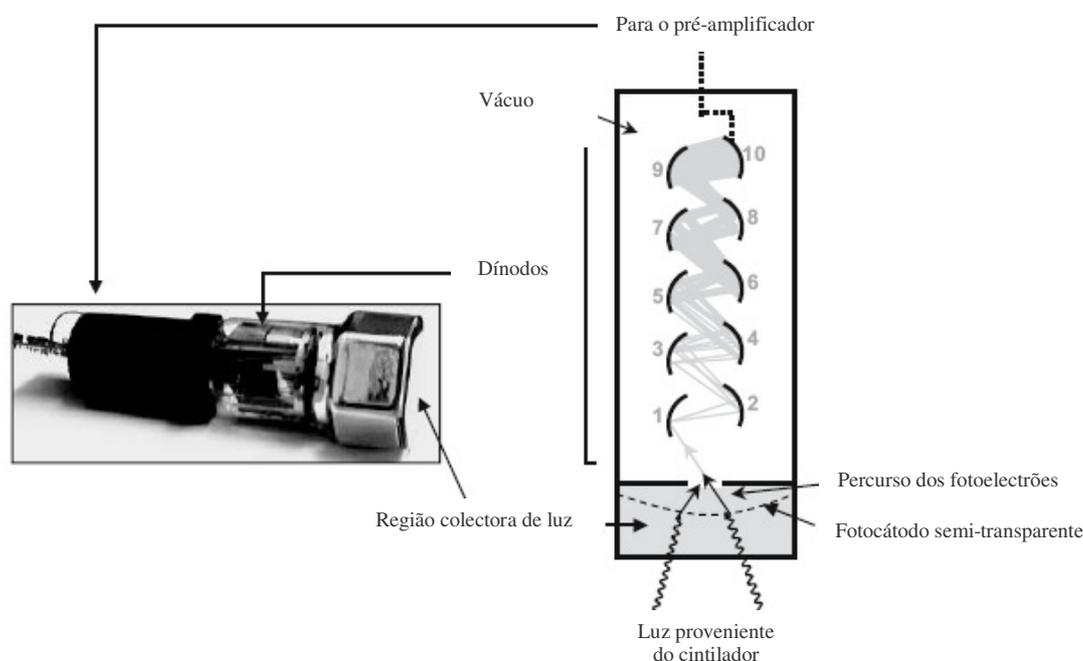


Figura 3 – Secção recta de um fotomultiplicador. Adaptada de [3].

A secção recta de um típico PMT encontra-se representada na **Figura 3**. Consiste num arranjo em vácuo de diversos dínodos revestidos de um material emissor. A luz proveniente do cintilador entra no PMT (é desejável um bom acoplamento óptico que minimize a perda e dispersão de luz), excitando o fotocátodo que emite electrões por efeito fotoeléctrico. Um fóton que interaja no fotocátodo possui uma probabilidade entre 15 a 25% (dependendo do seu comprimento de onda) de promover a libertação de um electrão – probabilidade denominada de eficiência quântica do PMT. Este electrão, na presença de um campo eléctrico, é acelerado de encontro ao dínodo mais próximo, cujo potencial é positivo em relação ao fotocátodo. Após o impacte com o dínodo, uma vez que este se encontra revestido de um material que promove a emissão de electrões, sucede a libertação de múltiplos electrões secundários (cada electrão incidente tem a capacidade de originar a libertação de 3 a 4 electrões secundários). Estes electrões são acelerados de encontro ao segundo dínodo, onde ocorre a libertação de novos electrões secundários e assim sucessivamente, até ao último dínodo, o que leva à criação de uma avalanche de electrões. Após algumas etapas de amplificação, cada electrão inicial origina cerca de 10^6 electrões, num intervalo de tempo da ordem dos nanossegundos, o que leva à criação de uma corrente detectável, aproximadamente proporcional à energia depositada no cristal, cuja ordem de grandeza ronda os miliampéres.

Para além da rapidez na resposta que um PMT oferece, também o ganho obtido possui uma boa relação Sinal/Ruído para baixos níveis de luminosidade, razão principal para a aplicação de tubos fotomultiplicadores nos detectores baseados em cintiladores. Têm a desvantagem de serem materiais demasiado volumosos e bastante dispendiosos [3, 9].

1.4.3. Electrónica de Aquisição

O arranjo destes elementos numa estrutura de bloco, em que o cristal cintilador se encontra acoplado a quatro diferentes e isolados PMTs, como se mostra na **Figura 4**, foi inicialmente proposto por Casey e Nutt, sendo dos mais difundidos na tomografia PET.

Atendendo à **Figura 4**, as coordenadas X e Y para cada fóton que interaja com bloco de detecção, é dada por:

$$X = (A + B - C - D)/(A + B + C + D) \text{ e } Y = (A + C - B - D)/(A + B + C + D)$$

Consideram-se A, B, C e D como a amplitude do sinal nos quatro PMTs, como se representam. [9]

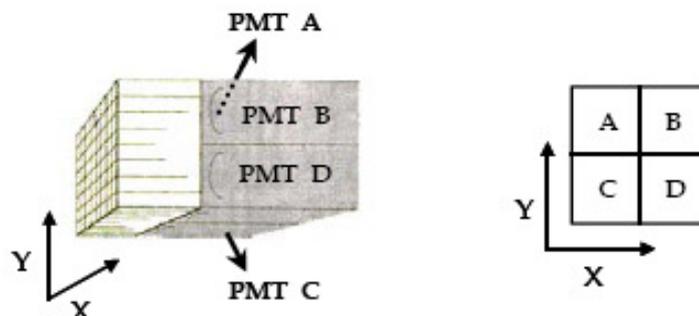


Figura 4 – Arranjo de cristais de cintilação e PMT's num bloco de detecção. Adaptada de [4].

1.4.4. Disposição dos detectores

Um sistema completo de aquisição em PET é formado por um número elevado de detectores (entende-se por detector o bloco de detecção, como foi anteriormente definido) que se posicionam à volta do objecto a ser observado. A forma mais comum que este arranjo pode tomar é em anel (**Figura 5 – A**). Nesta configuração fala-se em planos transversos ou transaxiais quando está em causa o plano do anel de detectores. A direcção perpendicular a este plano toma a designação de axial.

O arranjo em anel, tal como representado na **Figura 5 A e C** é um sistema estacionário. Nos sistemas apresentados na **Figura 5 B e D**, o arranjo de detectores necessita de movimento de rotação, a fim de efectuar toda a aquisição. O detector **A** designa-se de sistema circular em anel completo e o **B** de sistema circular em anel parcial. Na configuração **C** mostra-se a linha pontuada uma LOR que não é medida pelo sistema. Esta é uma configuração em anel, em que os blocos detectores apresentam uma maior área de superfície à detecção de eventos. Na configuração **D** tem-se um anel parcial em que os blocos de detecção são similares aos da configuração **C**, mas neste caso é necessária a rotação para se efectuar toda a aquisição [7].

Estas configurações apresentadas não são únicas, mas servem para demonstrar como a disposição dos blocos de detecção num tomógrafo PET pode ser variada.

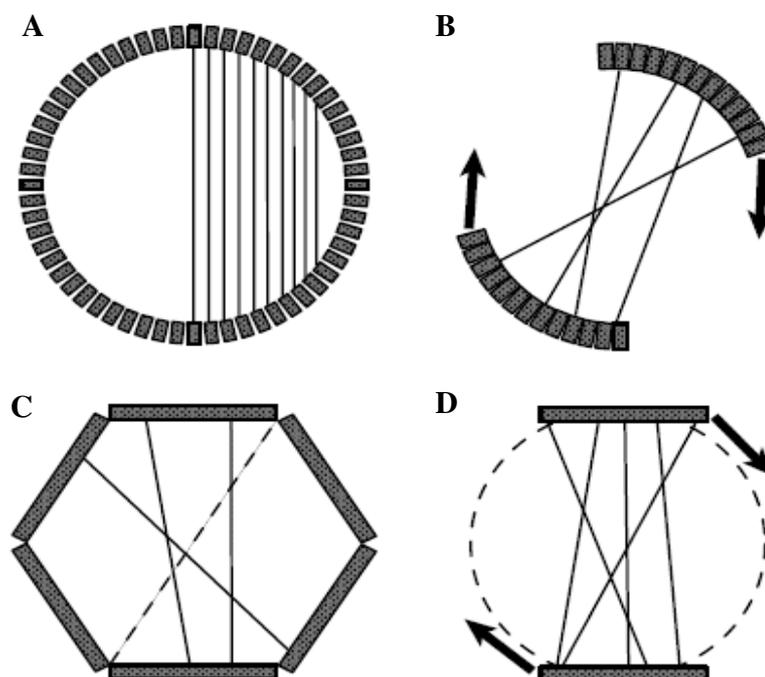


Figura 5 – Diferentes tipos de organização de blocos de detecção num anel tomográfico. Encontram-se representadas com linhas a cheio possíveis LOR's. Os sistemas **A** e **C** são estacionários; os sistemas **B** e **D** necessitam de rotação a fim de efectuarem uma aquisição completa. Retirado de [7].

1.5. Aquisição 2D e 3D

A aquisição em modo 2D e 3D caracteriza-se pela existência ou não, dos *septa* (colimadores) entre os anéis. Com a utilização dos *septa* alguns eventos provenientes de aniquilações verdadeiras são perdidos (**Figura 6 – B topo**) pelo que se faz um uso deficiente de toda a radiação de aniquilação. Apenas as LOR's que formem ângulos pequenos com os detectores são consideradas (as restantes intersectam os *septa* e não são ser detectadas).

Na ausência dos *septa*, como acontece no modo 3D (**Figura 6 – B fundo**) mais LOR's são consideradas pelo mesmo detector, o que aumenta a sensibilidade do sistema de aquisição.

Apesar do aumento de sensibilidade que acompanha a remoção dos *septa* no modo 3D, ocorre um aumento de detecção de fenómenos de dispersão e de coincidências aleatórias. Este aumento, chega a ser três vezes superior, relativamente ao modo de aquisição 2D [8].

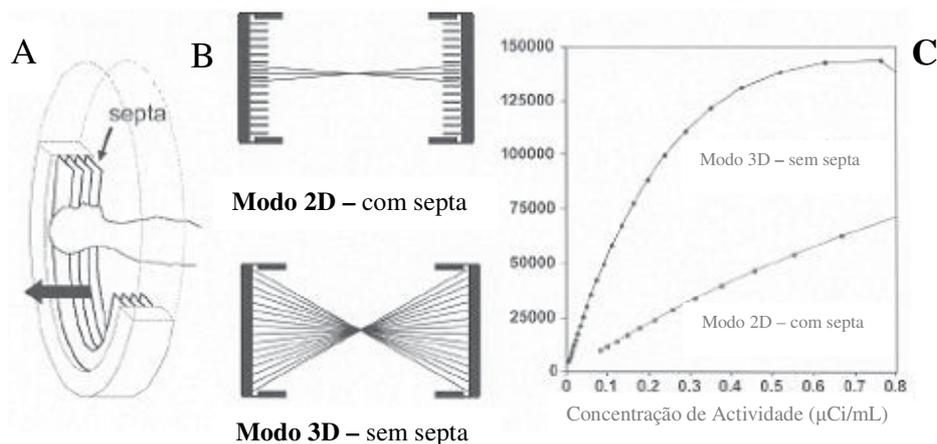


Figura 6 – (A) sistema de aquisição PET com vários anéis e septa entre estes; (B) detectores para modo de aquisição 2D com septa (topo) e sem septa (fundo) para aquisição 3D; (C) Taxa de Ruído (NECR – Noise Equivalent Count Rate) como função da actividade. $NECR = \frac{T^2}{(T + S + \alpha R)}$ em que T – True, S – Scatter, R – Random, $1 < \alpha < 2$, mencionada na secção 1.8.6. Adaptado de [8].

1.6. Armazenamento de dados

Como já foi dito, uma LOR liga dois detectores que em coincidência detectam eventos de aniquilação. Diversos eventos estão contidos numa mesma LOR. Na ausência de efeitos como são a atenuação e a dispersão que o fóton sofre ao longo do seu percurso, o número de eventos que se registam numa LOR é proporcional ao integral da concentração de traçador (o mesmo é dizer da Actividade) ao longo da mesma LOR:

$$\sum_{LOR} \text{eventos} \cong \int_{LOR} f(x) dx \quad (4)$$

em que $f(x)$ representa a distribuição de Actividade.

A equação (4) é vista como uma média dos eventos detectados, devido à natureza estocástica da emissão de positrões e da detecção dos fótons provenientes da aniquilação.

O conjunto de todos os integrais de linha, paralelos a uma certa direcção, denomina-se de projecção.

Existem diferentes formas de acumular informação durante a realização de um exame PET.

A forma mais comum consiste em utilizar o modo Histograma, que armazena na memória do computador um vector cujas posições são preenchidas com a informação do número de coincidências acumulada em cada LOR. A forma de Histograma mais comumente utilizada denomina-se de Sinograma.

No outro método designado de *list mode*, a informação do exame fica armazenada na forma de uma lista, onde cada entrada dessa lista contém informação relativa a um único evento de coincidência (índices ou coordenadas dos detectores correspondentes, informação temporal e dados adicionais como a energia ou tipo de evento). Como os eventos são registados à medida que vão sendo adquiridos, de forma sequencial no tempo, a informação temporal pode também ser dada periodicamente, sem ficar associada a uma coincidência individual. Os dados list-mode podem ser posteriormente processados e colocados num Histograma. Este processamento, denominado em inglês de *Binning*, apresenta a desvantagem de perder alguma informação como a energia e ordem de ocorrência de eventos [11].

Actualmente, o método mais em voga é o de armazenamento dos dados no formato de Sinograma. No Sinograma as projecções são armazenadas como linhas.

Num Sinograma cada *bin* corresponde a uma LOR. O eixo vertical de um sinograma em PET corresponde à orientação angular que varia entre 0 e 180°. No eixo horizontal aparece a distância radial. Em suma, cada linha de um Sinograma representa o grupo de LOR's com a mesma orientação angular e cada coluna as LOR's com a mesma distância radial.

Por cada detecção que se regista, a LOR associada é determinada, o *bin* correspondente é localizado no Sinograma e o seu valor é incrementado. Obtém-se assim

um Sinograma em que cada *bin* representa o número de detecções que a LOR que lhe está associada detecta [4, 12].

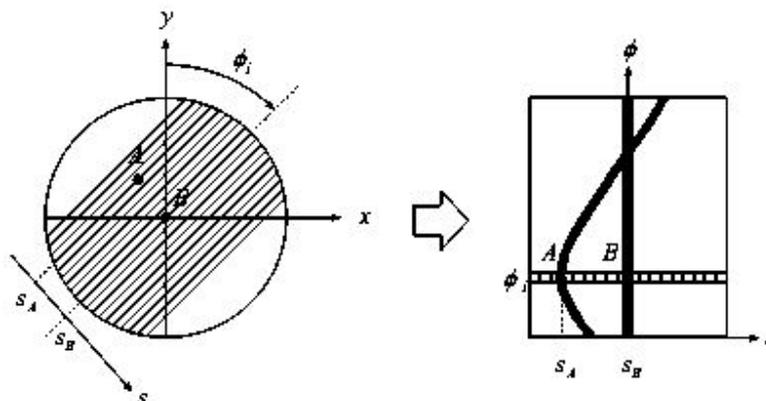


Figura 7 – Organização de dados num sinograma. Os pontos A e B encontram-se representados no Sinograma segundo orientação angular e distâncias radiais das LOR's onde se encontram. O ponto A, situado a uma distância S_A corresponde a uma sinusóide no Sinograma (de onde advém a designação), enquanto que um ponto centrado no tomógrafo (ponto B) descreve uma linha no centro do Sinograma. Adaptada de [4].

1.7. Organização de dados em PET

Num tomógrafo PET vários anéis são colocados de modo adjacente. Esta disposição deverá efectuar aquisições num intervalo angular de 360° a fim de se poderem detectar os eventos em coincidência.

Atendendo à **Figura 8**, define-se o sistema de coordenadas.

Considerando o plano transaxial X-Y, define-se relativamente à direcção axial Z o ângulo polar θ . O movimento de rotação deste plano em redor do objecto define o ângulo azimutal ϕ . Em suma, o ângulo azimutal é medido em redor do anel, enquanto que o ângulo polar corresponde a ângulos entre diferentes anéis [7].

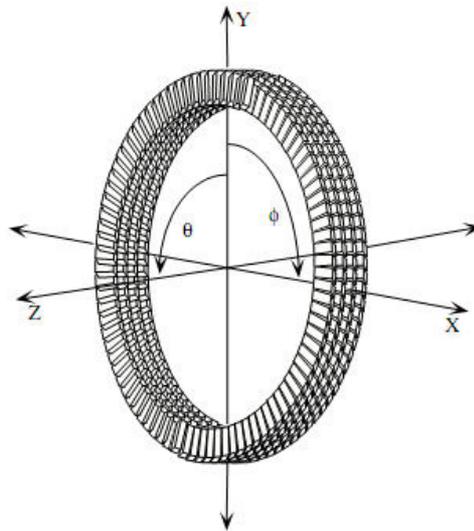


Figura 8 – Diagrama de um tomógrafo de anel completo em que o sistema de coordenadas se encontra representado. Retirado de [7].

1.7.1. Planos directos, cruzados e transversos

Em PET 2D as aquisições são efectuadas para $\theta \cong 0$, isto é, os pares de fótons de 511KeV são detectados por dois detectores do mesmo anel que se encontrem em posições diametralmente opostas. Em 3D pode abrir-se o ângulo θ num compromisso entre o aumento de sensibilidade e o de detecção de eventos de dispersão.

Tendo em conta a definição de ângulo polar, definem-se dois tipos de planos de aquisição de dados. Fala-se em planos directos quando $\theta \cong 0$, isto é, o plano é definido por dois diferentes detectores, que se encontram no mesmo anel.

Os planos cruzados define-se entre dois detectores pertencentes a diferentes anéis, logo, em que há variação do ângulo polar. Na Figura 9 – A, os detectores do anel 1 estão em coincidência, apenas com os detectores do anel 1, assim como os do anel 2 só detectam em coincidência com os do anel 2 e aí por diante. Considerando que existem N anéis, podem definir-se N planos directos na aquisição de dados.

No caso mais simples em que apenas se podem definir planos cruzados entre anéis adjacentes, por exemplo, detectores do anel 1 com detectores do anel 2, do anel 2 com o anel 3, e assim, sucessivamente, definem-se 15 planos cruzados (atendendo às características do tomógrafo apresentadas na Figura 9). Num tomógrafo com N anéis, definem-se N-1 planos cruzados entre anéis adjacentes.

No entanto, os planos cruzados situam-se a meia distância de dois planos directos adjacentes e podem ser a soma de vários planos que não apenas os definidos entre anéis adjacentes. Por exemplo, um plano cruzado que se situe entre os planos directos 3 e 4 é visto como a soma do plano correspondentes aos pares de anéis 3-4 e 4-3. Mas também se pode juntar a esse plano a soma das combinações entre os anéis 2-5 e 5-2. E também a combinação 1-6 e 6-1.

Os planos directos e os planos cruzados constituem os planos transversos, como se mostra na Figura 9 – B. Neste caso o número de planos transversos é de 31, uma vez que os planos cruzados são definidos para anéis adjacentes apenas. Atendendo a esta limitação, num tomógrafo com N anéis definem-se $2N-1$ planos transversos, sempre que os planos cruzados são definidos por anéis adjacentes, apenas [7,12].

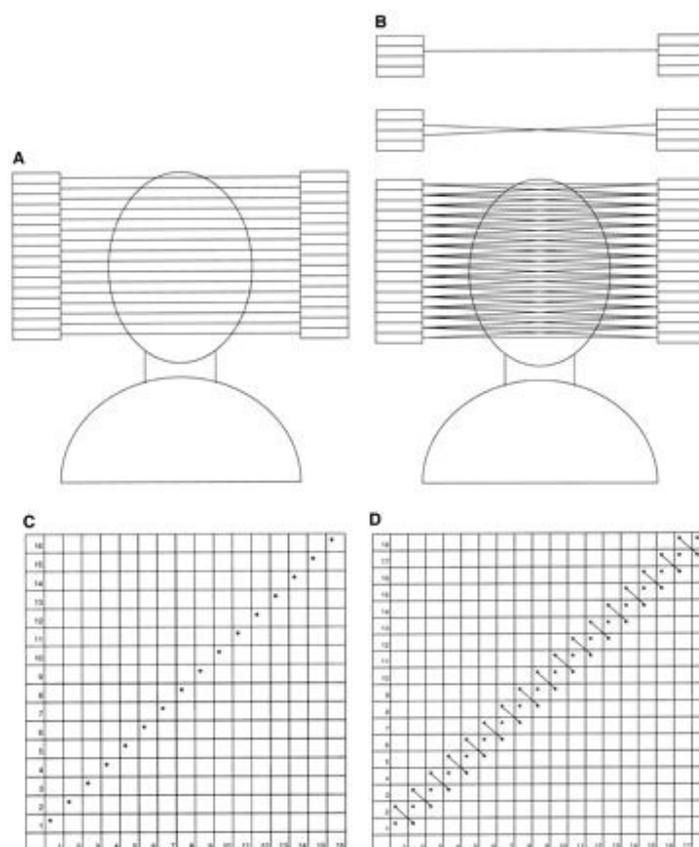


Figura 9 – (A) Planos directos; (B) Planos Transversos; (C) Michelograma referente a planos directos; (D) Michelograma referente a planos transversos, definidos a partir de planos directos e cruzados. Retirado de [12].

1.7.2. Michelograma

A organização destes dados pode ser feita na forma de Michelograma (notação que deve o nome ao seu criador, Christian Michel da Universidade Católica de Louvain, Bélgica). Apresenta-se o Michelograma para o caso mais simples em que apenas existem planos directos na **Figura 9 – C**. Nos eixos horizontal e verticais encontram-se os índices dos anéis. Na grelha que constitui o Michelograma encontram-se as possíveis combinações entre anéis. Cada ponto do Michelograma corresponde ao sinograma de um plano. Os planos directos ocupam a linha diagonal central visto serem definidos por detectores de anéis do mesmo índice.

Considerando dois planos cruzados, a informação de ambos pode ser agrupada a fim de se obter um novo plano com uma maior quantidade de informação. Considerando Sinogramas correspondentes a planos com o mesmo ângulo polar θ , estes encontram-se agrupados pelas linhas diagonais presentes na **Figura 9 – D** [11].

1.7.3. Span

Atendendo à forma como se podem obter os planos transversos, aparece a definição de span. O span é igual à soma de duas parcelas, $A+B$, onde A é o número máximo de combinações de anéis que se juntam para formar um plano directo e B é o número máximo de combinações de anéis que se juntam para formar um plano cruzado.

Por exemplo, numa aquisição com um span de 7, os planos directos são formados juntando os dados de um máximo de 3 combinações de anéis e os planos cruzados são formados somando os dados de um máximo de 4 combinações de anéis [12]. Um exemplo de um desses planos directos seria o plano 5, formado com as combinações de anéis 5-5, 6-4 e 4-6 (3 combinações) e um exemplo de plano cruzado seria o plano localizado a meia distância entre os planos directos 5 e 6, formado somando os dados registados nas combinações de anéis 5-6, 6-5, 4-7 e 7-4 (4 combinações).

1.7.4. Segmento

Os dados adquiridos no modo 3D podem ser organizados em *segmentos*, cada um

correspondendo a um agrupamento de planos com uma mesma orientação, caracterizada por um determinado ângulo polar.

O segmento 0 designa o conjunto dos planos que são perpendiculares ao eixo do tomógrafo (logo, com um ângulo polar $\theta=0^\circ$), correspondendo aos dados que são adquiridos no modo 2D.

No modo 3D, ao contrário do modo 2D, adquire-se dados em outros segmentos, geralmente designados de +1,+2,+3, etc e -1,-2,-3, etc, que se caracterizam por serem constituídos por planos que têm em comum o facto de terem a mesma diferença de número de anéis. Assim, por exemplo, os dados provenientes de detectores em coincidência situados nos anéis 6 e 0 (combinação de anéis 6-0) tem o mesmo ângulo polar das combinações 7-1, 8-2, 9-3, etc, formando diferentes planos de um mesmo segmento, todos com igual obliquidade relativamente ao eixo do tomógrafo.

Tal como acontecia no segmento 0, nos restantes segmentos é possível definir planos cruzados, que neste caso serão oblíquos. No exemplo anterior, um plano cruzado situado a meia distância entre o plano 7-1 e o plano 8-2 seria o que resulta da junção das combinações de anéis 7-2 e 8-1.

Também de forma semelhante ao que acontece no segmento 0, aplica-se aos restantes segmentos a noção de *span*, sendo possível aglutinar os dados provenientes de diferentes combinações de anéis num único plano. Por exemplo, ao plano 7-1 poder-se-ia adicionar os planos 8-0 e 0-8 obtendo-se assim um único plano.

Para um plano directo, o segmento é igual a zero, uma vez que os detectores em coincidência são pertencentes ao mesmo anel. Num plano cruzado entre dois anéis adjacentes temos um segmento de ± 1 , dependendo da orientação dos planos ser no sentido positivo ou negativo do ângulo polar. Num plano cruzado definido por anéis espaçados de duas unidades temos um segmento de ± 2 , e assim sucessivamente.

O número de anéis que podem existir entre dois que definam um plano deverá ser limitado, mesmo no modo de aquisição 3D. Esta é uma característica que pode ser ajustada pelo utilizador, definida como a máxima diferença entre anéis [12].

1.7.5. Ângulo de abertura

O campo de visão transaxial de um tomógrafo PET pode ser definido pelo ângulo de abertura. Este é um parâmetro de controlo electrónico, que permite que um detector se encontre em coincidência com um número finito de detectores que se encontrem no lado oposto do anel (**Figura 10**). Este número de anéis é directamente proporcional ao ângulo de abertura: um maior ângulo corresponde um maior número de detectores [7].

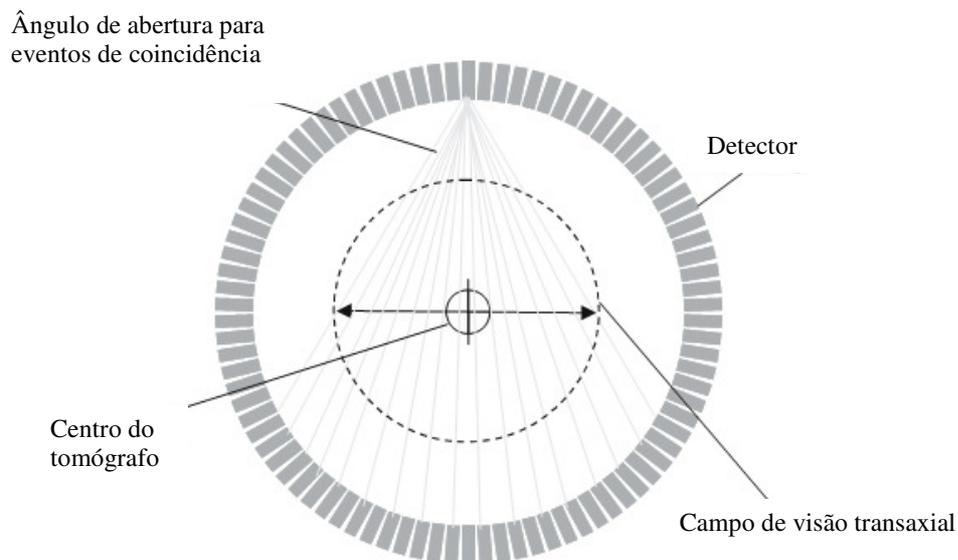


Figura 10 – O campo de visão transaxial de um tomógrafo PET como função do ângulo de abertura.

1.7.6. *Interleaving*

Considerando um anel constituído por N cristais de detecção (sendo N par), cada cristal está, em certos sistemas comerciais, em coincidência com a metade do anel diametralmente oposta. Nesta situação podem definir-se $N/2$ ângulos de projecção, cada um constituído por projecções de $N/4$ linhas, em que uma destas linhas passa pelo centro do campo de visão. Cada projecção utiliza apenas metade do número total de LOR's que se podem definir para o anel. O restante número de LOR's pode ser considerada para as posições radiais intermédias em relação à organização anterior, definindo igualmente $N/2$ ângulos de projecção intermédios, cada uma constituída igualmente por $N/4$ linhas. Esta forma de definir os dados é necessária na melhoria de amostragem radial, num processo

denominado de *Interleaving*.

O *Interleaving* consiste numa combinação de linhas de projecções de ângulos adjacentes numa só projecção, numa organização alternada, de forma a que se duplica a amostragem radial à medida que se diminui para metade a amostragem angular, isto é, obtém-se $N/2$ projecções angulares com $N/2$ posições radiais (**Figura 11**) [4].

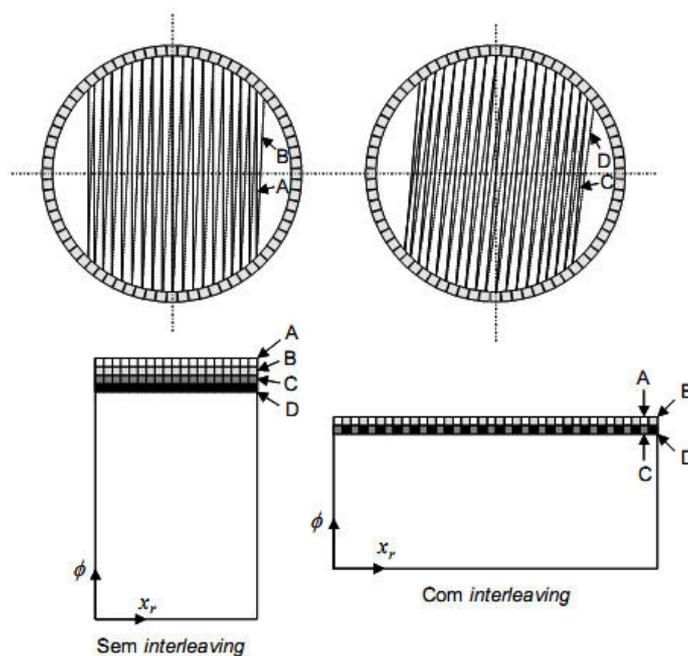


Figura 11 – Demonstração do processo de Interleaving em que se aumenta a amostragem radial e diminui a angular. Retirado de [4].

1.8. Características do sistema de aquisição de dados

1.8.1. Resolução Espacial

A resolução espacial define-se como a distância mínima com que duas fontes pontuais muito próximas são vistas como separadas. Os métodos mais comuns para determinar a resolução espacial de um sistema tomográfico passam por fazer aquisições para uma fonte pontual (de onde se obtém a *Point Spread Function* (PSF)) ou então uma fonte linear (*Linear Spread Function* (LSP)) radioactiva. A resolução espacial é expressa

como a largura a meia altura (*Full Width at Half Maximum* (FWHM)) da gaussiana que se obtém para os dois métodos apresentados. O desvio padrão da gaussiana relaciona-se com a FWHM através da expressão: $FWHM = \sqrt{8 \cdot \ln 2} \sigma$ (5), em que σ é o desvio padrão da função gaussiana que se obtém por ajuste da resposta do sistema [7].

1.8.2. Resolução em Energia

A resolução em energia de um sistema indica a precisão com que o mesmo mede a energia dos fótons incidentes, podendo-se determinar através da *FWHM* da gaussiana que se obtém por ajuste quando se mede com o sistema a energia de muitos eventos utilizando uma fonte monoenergética de energia conhecida. No caso de um sistema PET, tendo em conta que os fótons de aniquilação possuem uma energia de 511keV, um sistema de aquisição deverá apresentar um pico bem definido em torno deste valor [7].

1.8.3. Resolução Temporal

Por resolução temporal entende-se a capacidade que um sistema possui para definir com exactidão o momento em que se dá a absorção de energia proveniente da conversão do fóton incidente, por parte do detector. Tal como a resolução espacial, também a resolução temporal pode ser caracterizada pela *FWHM* da distribuição dos tempos medidos pelo sistema relativamente a um instante conhecido [13].

1.8.4. Sensibilidade

A sensibilidade corresponde à relação entre o número de eventos detectados provenientes de aniquilações verdadeiras e a actividade na fonte. Existem dois elementos fundamentais que influenciam a sensibilidade de um tomógrafo PET: a eficiência dos cristais do cintilador e a geometria do próprio tomógrafo.

A eficiência dos cristais de cintilação é dependente de diversos factores como sendo a densidade, número atómico e espessura (como se encontram apresentados alguns

exemplos na **Tabela III**), ao passo que quando se fala da geometria do tomógrafo se tem que considerar a secção eficaz que o detector apresenta à detecção da radiação [8].

1.8.5. Tempo morto do Sistema

Quando um fóton é detectado e absorvido pelo cristal ocorre a conversão do fóton em luz visível. Dá-se a criação de uma corrente mensurável tal como exposto na secção 1.4.2.. Ocorre assim uma “ocupação” do sistema durante a qual nenhum fóton incidente será detectado, pelo que ocorrerá perda de informação [14]

1.8.6. Noise Equivalent Counting Rate (NECR)

Apresentado na **Figura 7 – C**, este é um parâmetro importante que quantifica a componente de ruído que se sobrepõe aos dados adquiridos. Determina-se através da

$$\text{relação: } NECR = \frac{T^2}{(T + S + \alpha R)} \quad (6).$$

Nesta equação T corresponde aos eventos *True*, S aos *Scatter*, e R aos *Random*, $1 < \alpha < 2$, com α um factor que depende do tipo de correcção de *random* aplicada aos dados. Obtém-se uma razão entre os eventos verdadeiros e os que causam degradação da imagem [14].

1.8.7. Scatter Fraction (SF)

Além da NECR um outro parâmetro pode ser calculado, correspondente à fracção de eventos de dispersão que são detectados. Obtém-se pela relação: $SF = \frac{C_s}{C_{total}}$ (7). Nesta relação C_s e C_{total} referem-se ao número de coincidências dispersas e o número de contagens total, isto é, a soma de coincidências verdadeiras e dispersas [14].

1.9. Reconstrução dos dados

Com a reconstrução dos dados pretende-se obter um volume de imagens tomográficas em que cada pixel represente a concentração de actividade que cada porção de tecido possui. Existem algumas correcções que necessitam de ser efectuadas antes da reconstrução de dados, tais como as correcções de normalização e correcção de atenuação. Estas correcções são efectuadas nos sinogramas correspondentes às aquisições através de uma série de factores multiplicativos [9].

A correcção da radiação dispersa por efeito Compton não se efectua por meio de factores multiplicativos mas por subtracção da distribuição de coincidências dispersas à distribuição total de coincidências. Por se tratar de foco desta dissertação será apresentada de forma mais detalhada na secção 2..

1.9.1. Normalização

A não uniformidade nas dimensões físicas, variações geométricas ou a eficiência electrónica de cada detector individual, são contribuições importantes para as variações que se verificam na detecção de diferentes LOR's. Corrigem-se estes efeitos de forma individual para cada LOR, por um factor de multiplicação, que compense estas não uniformidades [9].

1.9.2. Correcção de atenuação

No seu percurso no interior do organismo um fotão sofre atenuação por parte dos diferentes tecidos que atravessa. Esta atenuação é dependente da energia do fotão e do tipo de tecido que atravessa. A correcção de atenuação é efectuada por multiplicação do sinograma de dados adquiridos por um sinograma cuja informação é a razão entre dois: o de referência (*blank*) e o de transmissão.

Antes do aparecimento dos sistemas PET/CT, a forma mais comum de se obter os sinogramas de referência e de transmissão baseava-se na utilização de uma fonte emissora de positrões que efectua um percurso circular no interior do tomógrafo com um tempo de

semi-vida longo. Um exemplo desse tipo de fontes é o $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$ com um tempo de semi-vida de 273 dias. Alternativamente podia utilizar-se uma fonte de ^{137}Cs , que emite fotões simples com 662 keV de energia e que tem um período de 30 anos. Actualmente e com a tecnologia PET/CT, a correcção de atenuação faz-se habitualmente utilizando os dados de CT, com os coeficientes de atenuação convertidos de forma adequada para 511 keV.

O *blank* é obtido sem qualquer objecto no campo de visão do tomógrafo. Para o sinograma de transmissão utiliza-se igualmente a fonte emissora de positrões a descrever o seu percurso circular em torno do objecto que se coloca no campo de visão do tomógrafo.

Obtém-se assim a razão $\frac{Blank}{Transmissão} = e^{\int \mu dt}$, que sendo multiplicada pelo sinograma de dado adquiridos, efectua a correcção dos mesmos para a atenuação.

Após as correcções de normalização e atenuação, procede-se à reconstrução dos dados, a fim de se obterem as imagens correspondentes. Assume-se que as correcções de tempo-morto e de coincidências aleatórias são anteriores às correcções apresentadas. [7, 9].

1.10. Métodos de Reconstrução

Quer no modo 2D, quer no modo 3D, a reconstrução pode ser efectuada de forma analítica ou iterativa, cuja complexidade e sensibilidade varia, tal como se apresenta na **Tabela IV**.

Tabela IV – Exemplo de alguns métodos utilizados para a reconstrução de dados.

| | Métodos Analíticos | Métodos Iterativos | |
|------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Reconstrução 2D | FBP | EM | Complexidade ↓ |
| | ... | OSEM | |
| | | (AW)OSEM | |
| | | ART | |
| | | RAMLA | |
| | | ... | |
| Reconstrução 3D | 3DRP | 3D OSEM | Flexibilidade → |
| | ... | 3D RAMLA | |

Apesar de não ser foco desta dissertação, a complexidade deste tema não podia ser passada em vão e pelo que se fará uma breve apresentação de algumas técnicas de reconstrução.

1.10.1. Algoritmos de reconstrução 2D

A reconstrução em PET 2D estima a distribuição do elemento radioactivo no volume, através dos dados adquiridos para as diferentes LOR's que definem cada plano. Segue-se um acoplamento de todos os planos, com que se obtém o conjunto de dados reconstruídos [14].

1.10.1.1. *Filtered Backprojection* – FBP

Trata-se de um dos primeiros métodos utilizados e um dos ainda muito em voga, devido aos bons resultados que fornece e à relativa facilidade e rapidez de implementação. O princípio básico passa por aplicar um filtro de rampa no domínio das frequências a todas as projecções angulares (filtro esse eventualmente multiplicado por uma função janela para redução de ruído de alta frequência em exames com pouca estatística de contagem), seguida de retro projecção das projecções assim filtradas [14].

1.10.1.2. Métodos iterativos

Encontram-se reportados na literatura diferentes métodos de reconstrução iterativa, alguns deles baseados em cálculos numéricos de álgebra linear e outros que operam por aproximação estatística.

A base dos métodos iterativos consiste em maximizar ou minimizar uma função, por vezes denominada de função alvo, que é à partida determinada pelo algoritmo utilizado. Esta função alvo pode ser alcançada através de repetição dos mesmos processos, isto é, de forma iterativa [14].

1.10.2. Algoritmos de reconstrução 3D

Os métodos de reconstrução de dados em PET 3D são variados e seguem igualmente a divisão em algébricos e iterativos. Dada a sua maior complexidade e tempo de computação, é comum converter os dados adquiridos nos planos oblíquos em PET 3D para PET 2D (que não tem planos oblíquos), efectuando para tal uma operação de *Rebining*, após a qual é possível aplicar aos dados 3D os algoritmos de reconstrução 2D.

1.10.3. *Rebining*

Existem diferentes métodos para a conversão dos dados 3D em dados da forma 2D: SSRB, MSRB e FORE. O *Single-Slice Rebining* (SSRB) faz corresponder ao plano transaxial que contém o ponto médio entre dois anéis que definam um conjunto de LOR's, a LOR correspondente a estas. O *Multi-Slice Rebining* faz o mesmo tipo de correspondência mas agora para todos os planos transaxiais que sejam contidos entre os dois anéis que definem este conjunto de LOR's.

A *Fourier Rebining* (FORE) baseia o seu procedimento na distância entre sinograma oblíquos no domínio da frequência, ou seja, domínio de Fourier. Este é um processo mais complexo do que esta descrição sumária pode deixar antever, no entanto não cabe a esta dissertação uma exposição pormenorizada do assunto [4, 14].

1.11. O PET-RPC

Os detectores gasosos *Resistive Plate Chambers* (RPC's) operam em modo de avalanche a uma pressão em que é permitido fazer medições de tempo de voo (*time-of-flight* – TOF). Numa organização multi-compartimental, denominada de *Multigap RPC's*, contém uma mistura não inflamável de três gases, $C_2H_2F_4$, isobutano e SF_6 , sendo limitados por uma placa cerâmica metalizada e uma placa de vidro (ver **Figura 12**). Possuem um modo de funcionamento distinto dos cristais de cintilação.

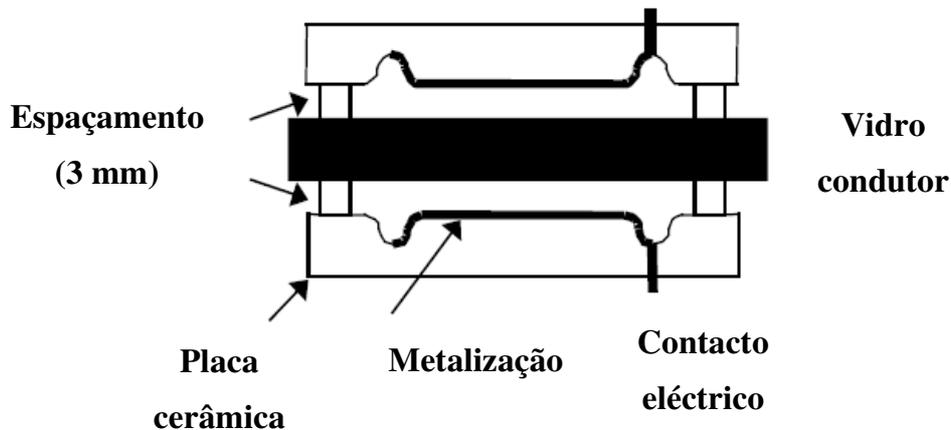


Figura 12 – Arranjo dos diferentes elementos constituintes de um detector RPC. Adaptada de [16].

Considerando a interacção entre fotão e detector, esta pode ocorrer por efeito Compton ou Fotoeléctrico, levando à libertação de um electrão. Este electrão é libertado para o espaço intermédio entre as placas que compõem o detector, que se encontra preenchido com o gás. O electrão choca com sucessivas moléculas de gás, levando à libertação de segundos electrões e criação de uma avalanche de electrões. Sob a acção de um campo eléctrico aplicado, o que se pode considerar devido ao paralelismo entre as placas, estes electrões movimentam-se no sentido daquele dando origem a uma corrente eléctrica, posteriormente mensurável e indicativa da ocorrência de interacção entre o fotão e o detector.

Acrescente-se que a vantagem de se operar com detectores constituídos por várias placas e, conseqüentemente, por vários intervalos entre estas, reside no facto de que se um fotão não interagir com a primeira, pode sempre interagir com a segunda e por ai em diante, o que aumenta a probabilidade de ser detectado. Por outro lado, é de se acrescentar que quanto mais energético for o fotão, maior a energia com que o electrão é ejectado. Esta superior energia do electrão aumenta a probabilidade de conseguir percorrer o caminho no eléctrodo até escapar para o gás, onde gera a avalanche e conseqüentemente o sinal. Pode afirmar-se que a eficiência de detecção de um detector deste tipo aumenta com a energia do fotão incidente (**Figura 13**), no entanto, não é possível extrair essa informação de energia após a detecção [10, 16].

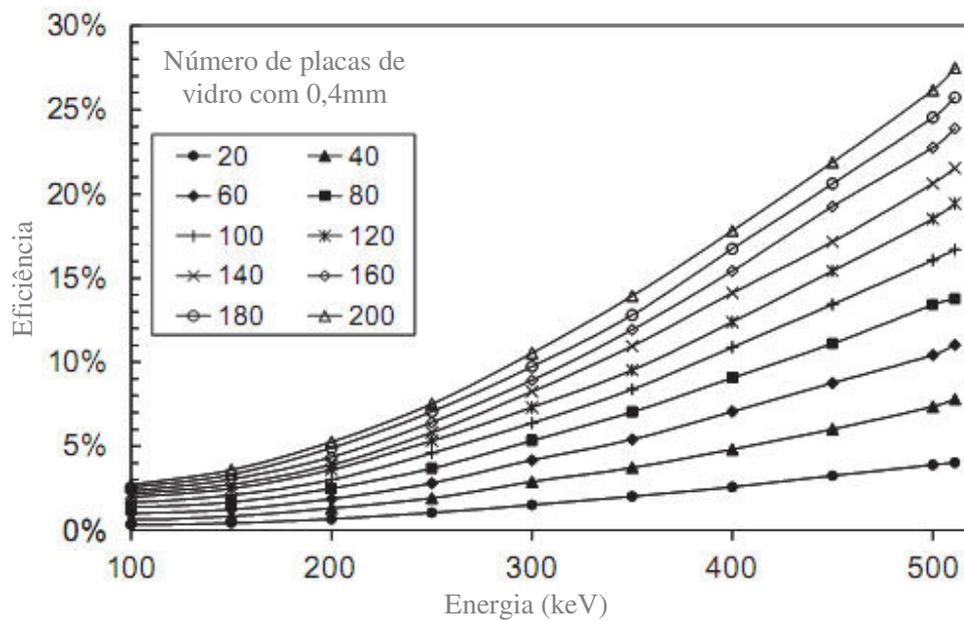


Figura 13 – Eficiência de detecção como função da energia. Adaptado de [10].

Este tipo de detectores apresenta características que os tornam importantes para serem considerados na construção de um tomógrafo PET, como sendo uma excelente resolução espacial ($<0,5\text{mm}$ FWHM) e temporal ($<1\text{ns}$), além de que o seu baixo custo permite considerar a construção de um tomógrafo de longo campo de visão axial, levando à redução do tempo de aquisição, o que com os cristais de cintilação em voga seria certamente mais dispendioso [16].

2. Interação da radiação – o efeito Compton e sua correcção

Os fótons de 511keV podem interagir com a matéria de diferentes formas, Por matéria entende-se os tecidos circundantes, o material de que é composto o detector do tomógrafo ou o material que compõe os *septa*. Esta interação ocorre maioritariamente de duas formas: Efeito Fotoeléctrico ou Efeito Compton [9].

2.1. Efeito Fotoeléctrico

Quando o fóton proveniente da aniquilação interage com um átomo do meio, pode acontecer transferência de energia do primeiro para o segundo. Essa energia pode ser utilizada por um electrão orbital para escapar do átomo. O fóton sofreu efeito Fotoeléctrico.

O Efeito Fotoeléctrico é tanto mais provável, quanto maior o número atómico efectivo em que se dá a propagação do fóton de 511keV [9].

2.2. Efeito Compton

Quando um fóton proveniente da aniquilação interage com um electrão perdendo energia e mudando de direcção, estamos perante o chamado efeito Compton (**Figura 14**). O electrão ganha energia cedida pelo fóton e ioniza o átomo (o electrão utiliza a energia que lhe é transmitida para quebrar a ligação com o átomo convertendo uma parte em energia cinética, com que é ejectado) [4, 17].

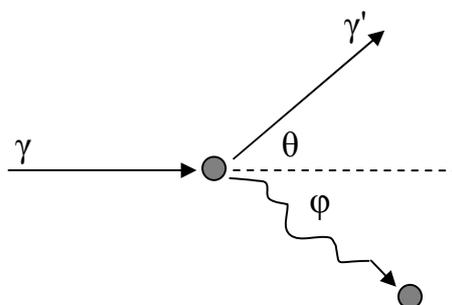


Figura 14 – Efeito Compton.

A energia com que o fóton é disperso depende da sua energia inicial, E_0 , e do ângulo de dispersão, θ , numa relação dada por:

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (8)$$

em que $m_0 c^2$ é a energia em repouso do electrão, e igual a 511keV [4].

A interacção de fótons de 511keV com a matéria, quer seja por absorção (Efeito Fotoeléctrico), quer aconteça por dispersão (Efeito Compton), pode ser descrita por uma relação exponencial: $I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$ (9), em que $I(x)$ corresponde ao fluxo de fótons de 511keV que atravessam o meio, I_0 ao fluxo inicial que incide no meio e x a espessura do meio a percorrer. O termo μ denomina-se de coeficiente de atenuação linear e corresponde à probabilidade que, por unidade de distância percorrida, existe de ocorrer interacção. A atenuação é função da energia do fóton e do número atómico do meio. Uma vez que essa interacção em PET é devida essencialmente aos efeitos Compton e Fotoeléctrico, pode considerar-se a relação:

$$\mu = \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Fotoeléctrico}} \quad (10)$$

A forma predominante de interacção dos fótons com uma energia de 511 keV nos tecidos é por efeito Compton (**Tabela V**) [3, 9].

Tabela V – Coeficiente de atenuação linear para diferentes tipos de tecidos para fótons de 511 keV.

Adaptada de [9].

| Tecido | $\mu_{\text{Compton}} (\text{cm}^{-1})$ | $\mu_{\text{Fotoeléctrico}} (\text{cm}^{-1})$ | $\mu (\text{cm}^{-1})$ |
|---------|---|---|------------------------|
| Adiposo | ~ 0,096 | ~ 0,00002 | ~ 0,096 |
| Ósseo | ~ 0,169 | ~ 0,001 | ~ 0,17 |

Para uma energia de 511 keV cerca de 99,98% das interacções efectuadas entre os fótons e os tecidos humanos ocorre por efeito Compton. Este efeito, se não corrigido, resulta numa ligeira perda de resolução e contraste da imagem, assim como numa aparente migração de actividade de zonas quentes para zonas frias (**Figura 15**).

Nas aquisições PET 3D a componente de radiação dispersa pode exceder os 30% para aquisições cerebrais e os 50% para aquisições do tronco da radiação detectada. No modo 2D, esta percentagem decresce mas continua a ser uma componente que compromete a qualidade da imagem final obtida. Esta diferença de valores que se deve à ausência de *septa* (no modo 3D) explica-se por aceitação de coincidências dispersas provenientes de planos vizinhos, algo que não acontece de forma tão significativa no modo 2D [4, 18].

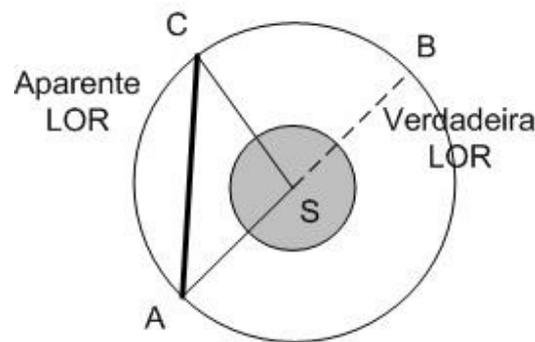


Figura 15 – Efeito Compton no ponto S. A LOR verdadeira, na ausência de efeito Compton seria detectada por A e B. Com a ocorrência de efeito Compton no ponto S, dá-se a detecção do fóton disperso em C e faz-se corresponder a A e C uma LOR que não contém o objecto.

A ocorrência de efeito Compton não é igualmente provável para todas as energias e ângulos de dispersão, como é expresso pela equação de *Klein-Nishina*:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta_c)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos^2\theta_c)}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \alpha(1 - \cos\theta_c))} \right) \quad (11)$$

Na equação (11), $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a secção diferencial de dispersão, Z é o número atómico efectivo do material onde ocorre a dispersão, r_0 é o raio clássico do electrão ($2,8179 \times 10^{-15}$ m), e $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$. Para a radiação de aniquilação, $\alpha = 1$, pelo que se simplificará a equação apresentada. Na **Figura 16**, encontra-se a modelação gráfica desta equação como função do ângulo de dispersão.

Simulações efectuadas por Monte Carlo demonstram que a dispersão sofrida por fótons provenientes de radiação de aniquilação (cerca de 80%) ocorre uma única vez. Por cada par de fótons formados na aniquilação, apenas um interage uma única vez com um electrão do meio, por efeito Compton [3].

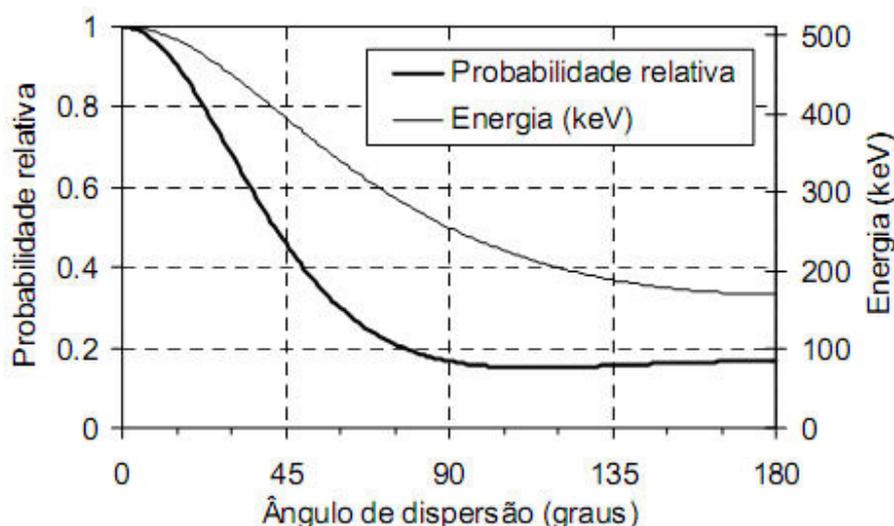


Figura 16 – Energia e probabilidade relativa dependentes do ângulo de dispersão, de um fóton que sofre efeito Compton. Retirado de [4].

2.3. Possíveis correcções ao efeito Compton

Os métodos de correcção de coincidências dispersa baseiam-se em propriedades conhecidas do efeito Compton e da distribuição espacial de coincidências dispersas.

- A actividade que é medida em zonas onde normalmente não deveria haver actividade (fora do objecto e eventualmente em certas regiões do interior do objecto) pode assumir-se como sendo exclusivamente devida a coincidências dispersas por efeito Compton (supondo que a correcção de coincidências aleatórias já foi efectuada) (ver **Figura 15**);
- A forma da distribuição de coincidências dispersas varia em geral lentamente no espaço, sendo constituída principalmente por componentes de baixa frequência espacial (ver **Figura 17**);
- Para energias muito abaixo da janela do fotopico (i.e., a janela que abrange praticamente toda a gama de energias onde se localizam as coincidências verdadeiras,

centrada em 511 keV e com uma largura que depende da resolução em energia do sistema), consideram-se maioritariamente eventos provenientes de dispersão;

- Coincidências dispersas que se encontrem na janela do fotopico são essencialmente devidas a fótons que sofreram dispersão única [19].

As técnicas para correção do efeito Compton em tomografia PET são várias, e seguidamente será feita uma apresentação sumária de quatro delas. As técnicas baseadas em janelas de energia utilizam o facto da energia dos fótons dispersos ser menor do que a dos fótons não dispersos. Nos métodos baseados na convolução e no ajuste (*fitting*) das caudas, a estimativa da radiação de dispersão é efectuada com base nos dados medidos, por intermédio de ajustes a funções e estimativas conhecidas. Por fim será apresentado um método baseado numa simulação numérica, o *Single Scatter Simulation* (SSS), que conta à data já com várias versões, e que parte do pressuposto de que uma larga fracção dos fótons que sofrem efeito Compton obedecem a dois requisitos: apenas um dos dois fótons resultantes da aniquilação sofre dispersão e esta dispersão acontece uma única vez.

A metodologia seguida baseou-se na implementação do algoritmo de simulação numérica *Single Scatter Simulation* – SSS. A escolha do método prendeu-se com várias razões:

1. A não discriminação em energia por parte dos detectores baseados em RPC's tornavam os métodos baseados em janelas de energia impraticáveis [16];
2. A inexistência de dados experimentais provenientes do tomógrafo PET-RPC não permitia a implementação do método baseado na convolução, uma vez que este se baseia em características dos dados medidos no tomógrafo, os quais poderiam não se verificar na realidade, quando estivessem disponíveis. [17,19].
3. Pelo mesmo motivo, a baixa fiabilidade que o método do *fitting* das caudas poderia apresentar, dada a inexistência de dados experimentais, foi determinante para este não ser considerado [17,19];
4. Além de o método SSS ser o mais em uso nos tomógrafos actuais, devido à sua flexibilidade e precisão, resultante também da alta taxa de dispersão única que nos mesmos é medida (75-80%), dados simulados em Geant4

demonstram que no tomógrafo em estudo essa percentagem é igualmente elevada, situando-se em valores que rondam os 55-60%, para tecidos do organismo humano (**Figura 39**) [3];

5. O facto de ser um método baseado numa simulação e a possibilidade de utilizar o mesmo recorrendo a um fantoma humano voxelizado (NCAT).

2.3.1. Técnicas baseadas em Janelas de Energia

As técnicas baseadas em Janelas de Energia são muito variadas, podendo fundamentar-se em duas considerações distintas, consoante os métodos: 1) uma grande porção de fótons dispersos por efeito Compton encontra-se na zona do fotopico de interesse (511keV); 2) existe um limiar crítico de energia acima do qual só os fótons não dispersos são detectados (**Figura 17**).

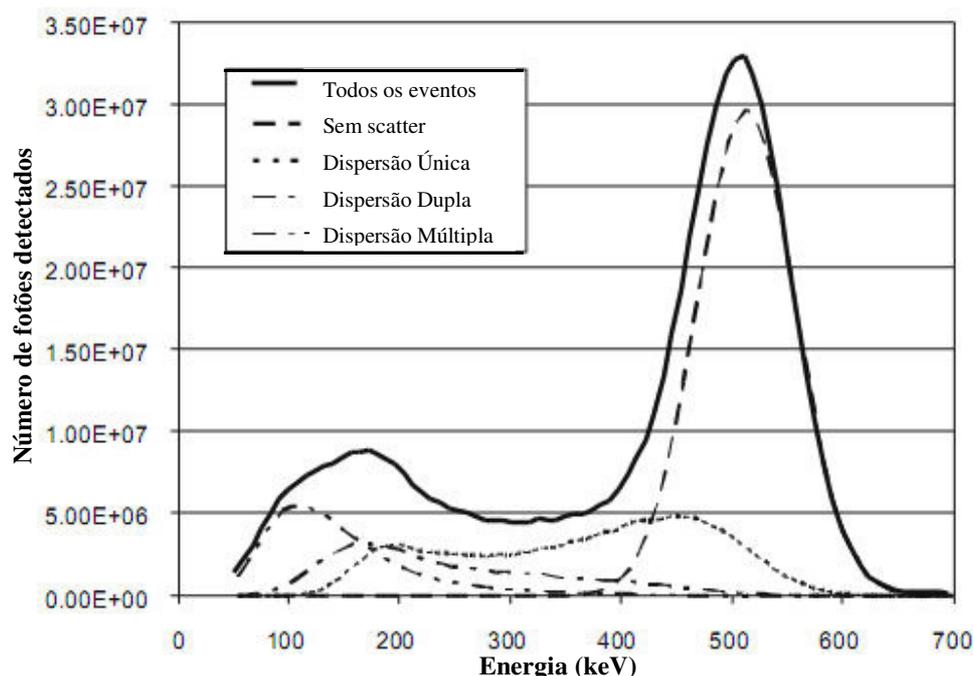


Figura 17 – Espectro de energia. Adaptado de [19].

Os dados são medidos em janelas de energia colocadas acima ou abaixo do fotopico, ou ambos, que posteriormente são utilizados para estimar a contribuição de

dispersão para a janela que inclui o fotopico (pw - *photopeak window*), doravante designada de *standard*. Estes métodos podem ser executados com duas, três ou múltiplas janelas de energia [17, 19].

Vários grupos investigaram o potencial de aquisição em duas (Grootenk et al., 1991; Harrison et al., 1991; Bendriem et al., 1993), três (Shao et al., 1994) e múltiplas janelas de energia (Bentourkia et al., 1993) para correção de radiação de dispersão em PET 3D.

2.3.1.1. Métodos com três janelas de energia

Considerem-se dois dos métodos que utilizam duas janelas de energia: DEW (*Dual Energy Window*) e ETM (*Estimation of True Method*). O DEW calcula a componente não dispersa na janela de aquisição *standard*, considerando eventos obtidos em janelas de energia colocadas abaixo desta (lw – *lower window*) (**Figura 18**), enquanto que o ETM obtém a mesma quantidade através de contagens obtidas para janelas de energia superior ao fotopico (uw – *upper window*) (**Figura 19**).

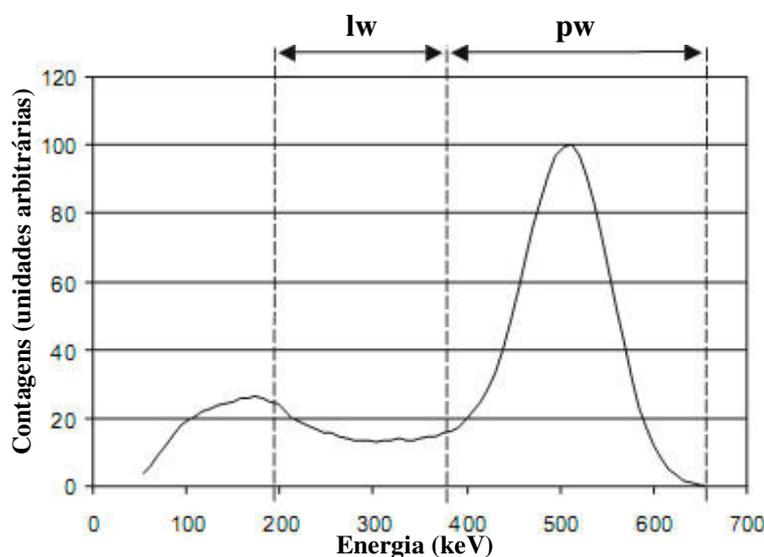


Figura 18 – Espectro de energia utilizado para o método DEW baseado em duas janelas de energia – *Dual Energy Windows*. Adaptado de [19].

Com o DEW, calcula-se a porção livre de dispersão na janela *standard*, partindo da relação:

$$C_{Unsc}^{PW} = \frac{C^{PW} \cdot R_{Sc} - C^{LW}}{R_{Sc} - R_{Unsc}} \quad (12)$$

Os eventos livres de dispersão na janela *standard*, C_{Unsc}^{PW} , são definidos tendo em conta o número total de eventos de coincidência que se registam na janela *standard*, C^{PW} , e na janela de energia inferior, C^{LW} . R_{Sc} e R_{Unsc} são a razão entre o número de coincidências medidas nas janelas de energia inferior e superior, com e sem eventos de dispersão, respectivamente. Estes termos são independentes do tamanho, forma e limites do objecto. Alguns estudos demonstram que estes métodos não são suficientemente eficazes quando aplicados em distribuições de fontes complexas ou em objectos que apresentem uma densidade não uniforme.

Consideram eventos de dispersão que tenham origem fora do AFOV, como acontece em eventos de dispersão que ocorrem nos detectores de um tomógrafo.

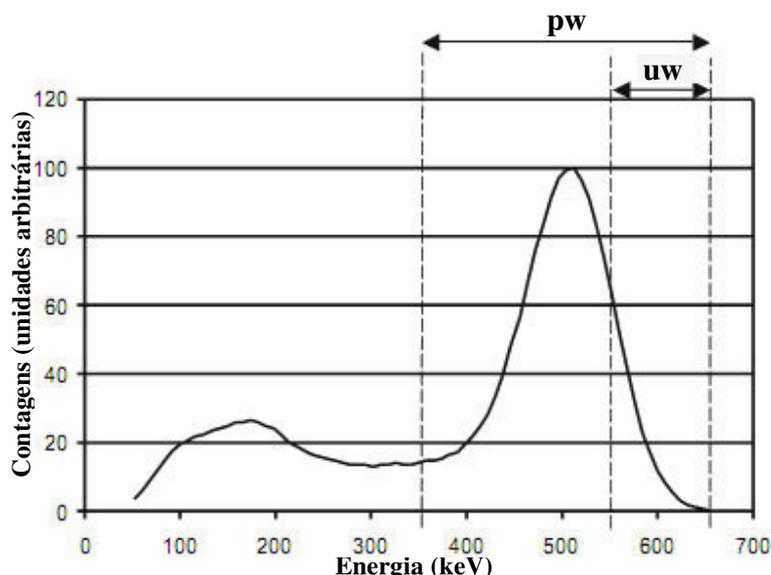


Figura 19 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em duas janelas de energia – *Estimation of True Methods*. Adaptado de [19].

Com o ETM assume-se que acima de um certo limiar de energia não ocorrem eventos de dispersão. Utilizam-se duas janelas de energia, a *standard* e outra de energia superior de modo a sobrepor-se à parte terminal da primeira. As contagens sem dispersão que se encontram na janela de maior energia são relacionadas com as coincidências verdadeiras da janela *standard*.

Calcula-se uma estimativa da dispersão no fotopico, por diferença entre os dados medidos na janela *standard* e os obtidos na janela de maior energia, multiplicados por um factor de escala apropriado. Esta estimativa é subtraída à janela *standard* obtendo-se, então, uma medida livre de dispersão [17, 19].

2.3.1.2. Métodos com três janelas de energia

Vista como uma extensão da DEW, a TEW (*Triple Energy Window*) utiliza duas janelas com o mesmo máximo de energia (**Figura 20**), com porções de ambas sobrepostas e adjacentes à janela *standard*. A razão entre os eventos detectados nas janelas de menor energia para um objecto, e para um fantoma utilizado para fins de calibração, permite obter a função de calibração para uma distribuição de coincidências dispersas. A função de calibração é usada para estimar a componente de dispersão na janela *standard* [17, 19].

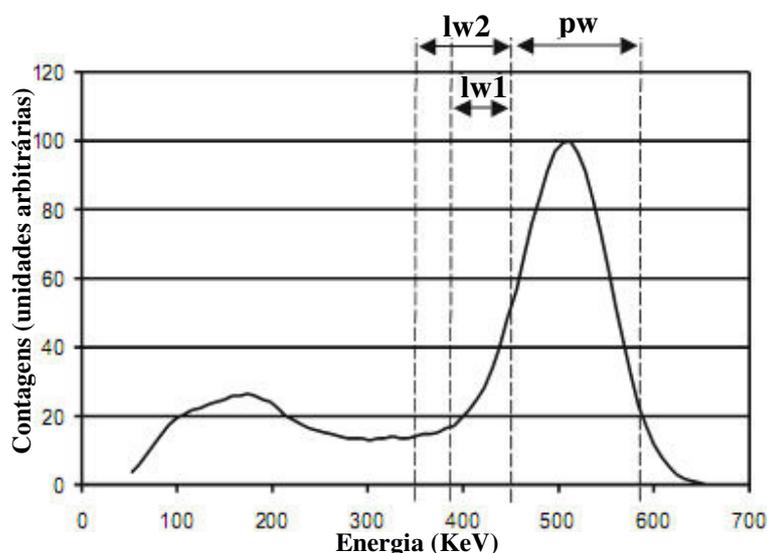


Figura 20 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em três janelas de energia. Adaptado de [19].

2.3.1.3. Métodos com múltiplas janelas de energia

Os métodos baseados em duas e três janelas de energia não os consideram, mas 80% dos eventos que ocorrem acima dos 129keV correspondem a coincidências verdadeiras ou coincidências dispersas no detector, logo, úteis para a formação de imagem.

Com o método das múltiplas janelas de energia, adquirem-se dados num número elevado de janelas (**Figura 21**), todas com o mesmo intervalo de energia. Em cada janela a distribuição espacial de cada componente pode ser ajustada por meio de funções mono-exponenciais.

De entre os métodos baseados em energia, este é o de implementação mais complexa, uma vez que requer *hardware* especializado e um intervalo de medidas alargado a fim de melhor se caracterizar a componente de dispersão [17, 19].

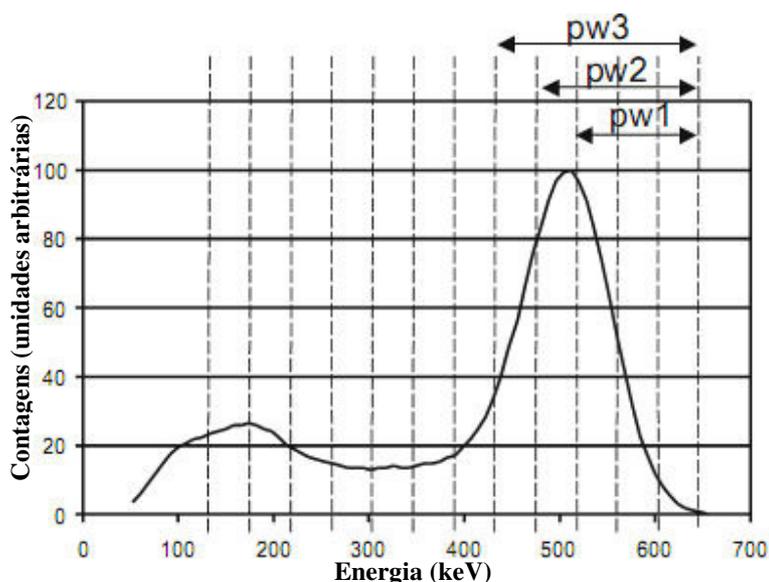


Figura 21 – Espectro de energia utilizado para o método baseado em múltiplas janelas de energia (intervalos de energia para as três primeiras janelas consideradas). Adaptado de [19].

2.3.2. Convolução

Enquanto que os métodos baseados em energia obtêm informação sobre distribuição de dispersão através de medidas adicionais, métodos baseados na convolução retiram a

informação de dispersão nas projecções adquiridas com os parâmetros habituais, utilizando a janela de energias normal centrada no fotopico.

Para os métodos baseados na convolução existe a necessidade de determinar dois parâmetros *a priori*: a fracção de dispersão, h (magnitude de dispersão esperada) e a função de dispersão, k (relação espacial entre a fracção de dispersão e os dados adquiridos em torno do fotopico). Estas quantidades são específicas do tomógrafo em que se aplica a correcção de dispersão.

Os dados obtidos (g_O) num tomógrafo PET correspondem a uma adição entre três factores: componente sem dispersão (g_U), com dispersão (g_S) e ruído estatístico (η):

$$g_O = g_U + g_S + \eta \quad (13)$$

Dentre estes factores, apenas os dados obtidos podem ser medidos, contendo já, quer a componente dispersão quer o ruído. Aparece então a problemática de, a partir de g_O se obter g_S , e daí g_U .

A aproximação por Convolução aplicada em PET 3D antes da reconstrução, assume que a convolução da distribuição de actividade com a função de dispersão, k , resulta numa estimativa da componente de dispersão, g_S .

Pode calcular-se uma estimativa de g_S partindo de $\hat{g}_S = g_U \otimes k$ (14), em que \otimes representa a operação de convolução e '^' indica que o parâmetro é uma estimativa da componente de dispersão. Esta estimativa é então subtraída aos dados obtidos, após uma correcção por um factor de escala, a fracção de dispersão, h .

O método é iterativo e utiliza para a primeira iteração g_O como aproximação de g_U . Dai em diante, a cada iteração utiliza-se a estimativa anterior para a componente sem dispersão, g_U , a fim de se estimar a componente com dispersão, g_S .

$$\hat{g}_U = g_O - h \cdot (g_O \otimes k) \quad (15), \text{ para } n = 1$$

$$\hat{g}_U^{(n)} = g_O - h \left(\hat{g}_U^{(n-1)} \otimes k \right) \quad (16), \text{ para } n > 1$$

A cada iteração n , a componente sem dispersão que é introduzida na estimativa da componente de dispersão torna-se cada vez mais próximo do real, tendendo-se para um resultado mais válido a cada iteração [17, 19].

2.3.3. Ajuste das caudas da distribuição fora do objecto

Talvez a aproximação mais simples de todas para a correcção de dispersão, consiste em fazer um ajuste, através de uma função analítica, às distribuições de actividade que se encontrem fora do objecto.

Esta aproximação para a correcção de dispersão assume que a observação em sinogramas de eventos fora do objecto são provenientes de efeito Compton (assumindo que coincidências aleatórias foram previamente subtraídas) cujas funções de distribuição variam de forma lenta e contém essencialmente frequências espaciais baixas. A componente de dispersão pode ser estimada por ajuste (“fitting”) de uma função, usualmente Gaussiana ou polinomial de segunda ordem, que se adapte às “caudas” de actividade que se verificam fora do objecto. Esta função é interpolada de acordo com a função de distribuição que se encontre confinada ao objecto e, seguidamente, a função de dispersão é subtraída à distribuição de actividade observada [17, 19].

2.3.4. *Single Scatter Simulation* (SSS)

A *Single Scatter Simulation* (SSS) é uma simulação numérica em que a distribuição de dispersão é calculada partindo da hipótese que esta é apenas devida a uma única dispersão Compton por par de fótons resultantes da aniquilação. Em suma, por par de fótons provenientes da aniquilação apenas um dos fótons sofre dispersão por efeito Compton e esse efeito ocorre uma única vez. Esta é uma hipótese válida e comprovada como estando na origem de 75-80% dos eventos de dispersão detectados num anel tomográfico com 10-15cm de campo de visão axial para a aquisição tomográfica de um volume correspondente ao organismo humano.

Algoritmos para correcção de radiação de dispersão baseados no evento único de dispersão Compton foram já propostos por Barney, et al. (1991), Ollinger e Johns (1993) e Hiltz e McKee (1994). Posteriormente, foram propostas técnicas de correcção adicional para pequenas contribuições de múltipla dispersão.

A implementação deste algoritmo inicia-se com um espalhamento, de forma aleatória, de vários pontos sobre um volume de dados, pontos esse onde se assume que

ocorreu efeito Compton. Para cada LOR onde se queira calcular a componente de coincidências dispersas, considera-se que num extremo foi detectado um fóton não disperso e no outro extremo o par correspondente que sofreu dispersão por efeito Compton num dos pontos anteriormente dispostos sobre o volume.

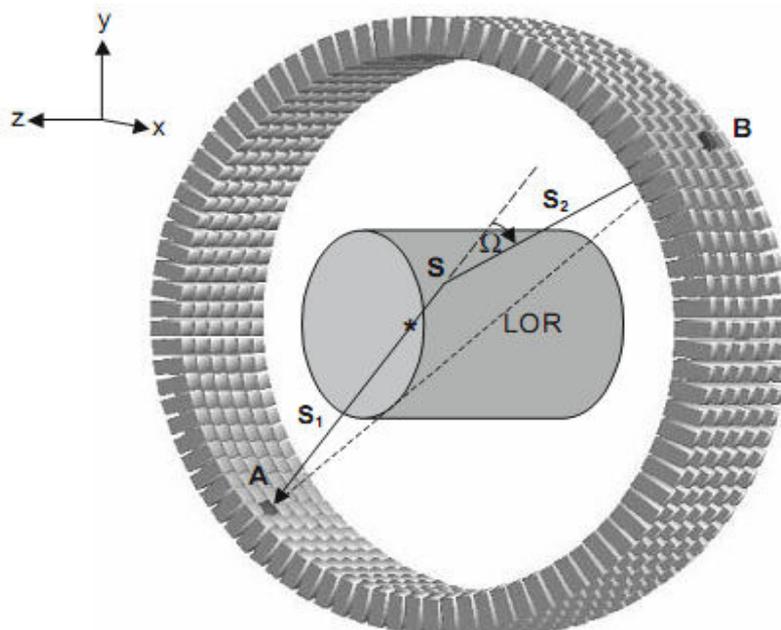


Figura 22 – Geometria do modelo de dispersão única usado na simulação SSS. O ponto S corresponde ao ponto de onde ocorre o efeito Compton. Retirado de [19].

Considerem-se dois detectores, A e B, e a LOR definida por ambos, onde se pretende calcular a componente de coincidências dispersas (**Figura 22**). Supondo que se detectou uma coincidência dispersa em AB e que o efeito Compton ocorreu uma única vez e no ponto S, a geometria do problema simplifica-se e está limitada a uma de duas situações: 1) ou a aniquilação se deu entre A e S (caso da figura, onde o ponto de aniquilação está representado por um asterisco) ou se deu entre S e B. No primeiro caso o fóton detectado em B é disperso e o detectado em A não foi disperso. No segundo caso inverte-se a situação (o fóton detectado em A é disperso e o detectado em B não foi disperso).

Conhecendo-se a distribuição de fontes de emissão e de meios de atenuação no campo de visão, é possível estimar a probabilidade de ocorrência destas duas situações e, somando estas, obter-se a probabilidade de se observar uma coincidência Compton na LOR AB, utilizando um modelo de dispersão simples supondo que o efeito Compton se deu em S. Para uma melhor estimativa da componente de coincidências dispersas medida na LOR AB, repete-se o cálculo para todos os pontos S que se espalharam pelo objecto.

Consideram-se diferentes factores como contribuintes para a LOR:

- Atenuação que o fóton de 511keV sofre ao longo do percurso S_1 ;
- Intensidade de actividade ao longo de S_1 , considerando que a aniquilação ocorreu do lado do detector A;
- Probabilidade de um fóton sofrer interacção de Compton no ponto S, segundo um ângulo Ω e ser detectado pelo detector B, o que é obtido pela Equação de *Klein-Nishina*;
- Atenuação que o fóton disperso sofre ao longo do percurso S_2 ;
- Eficiência dos detectores A e B como função do ângulo de incidência e da energia do fóton.

Para a situação em que se considera que a aniquilação se dá do lado do detector B as contribuições acima indicadas são igualmente consideradas com as respectivas rectificações que essa situação requer.

A taxa de coincidências na LOR devido a eventos provenientes de dispersão única é dada pela equação de *Watson et al.* (17). Esta equação equivale à soma de todas as contribuições para uma mesma LOR definida por um fóton não disperso e outro que sofreu dispersão nos diversos pontos disposto anteriormente sobre o volume de dispersão (a que equivale o integral de volume presente na equação):

$$R_{Scatt}^{AB} = \int_{V_S} dV_S \left(\frac{\sigma_A \sigma_B}{4\pi R_1^2 R_2^2} \right) \frac{\mu}{\sigma} \frac{d\sigma_C}{d\Omega} (I_A + I_B) \quad (17)$$

Nesta expressão I_A e I_B são as contribuições respeitantes à posição do ponto de aniquilação, em relação ao ponto de dispersão, do lado do detector A e B, respectivamente. São dados por:

$$I_A = \varepsilon_A \varepsilon'_B \cdot e^{-\left(\int_S^A \mu ds + \int_S^B \mu' ds\right)} \int_S^A \lambda dS \quad (18)$$

$$I_B = \varepsilon'_A \varepsilon_B \cdot e^{-\left(\int_S^A \mu' dS + \int_S^B \mu dS\right)} \int_S^B \lambda dS \quad (19)$$

Nestas expressões, λ é a actividade específica do emissor, μ o coeficiente de atenuação, σ_C é a secção eficaz para dispersão Compton, calculada através da fórmula de Klein-Nishina e Ω é o ângulo sólido de dispersão. σ_A e σ_B são as secções eficazes dos detectores A e B, vistos de S, R_1 e R_2 as suas respectivas distâncias ao mesmo ponto, ε_A e ε_B são as eficiências de detecção para fotões que lhes cheguem partindo de S.

Este integral é calculado de modo parcial para um determinado número de LOR's. Esta projecção de LOR's é interpolada a fim de completar toda a projecção de radiação dispersa, sendo esta, após normalização, subtraída à projecção observada. Trata-se de um método iterativo, pelo que este procedimento pode ser repetido até se considerar que os dados se encontram corrigidos. Na bibliografia consultada definiram-se 1-2 iterações como suficientes para se efectuar a correcção dos dados de forma satisfatória. Após a subtracção da projecção de radiação dispersa aos dados observados, efectua-se a reconstrução dos mesmos.

Este algoritmo de simulação não incorpora qualquer correcção para múltiplos fenómenos de dispersão, mas estes assumem uma função de distribuição semelhante à do fenómeno de dispersão única. Assume-se que todos os cristais respondem de forma igual à radiação dispersa, desprezando efeitos devidos às falhas entre cristais ou entre anéis, ou à posição de um cristal dentro do anel.

Efeitos de dispersão nas blindagens eventualmente utilizadas (o que acontece no modo 2D devido aos *septa*), assim como nos detectores, não se encontram modelados. Este

algoritmo comporta-se com um operador linear, isto é, a componente de dispersão estimada para a soma de duas ou mais imagens de emissão será exactamente igual à soma do scatter estimado para cada imagem de forma individual [18, 19, 20]

3. Métodos

Toda a implementação do método foi efectuada usando como linguagem de programação, o IDL – *Interactive Data Language*. Os nomes das funções e procedimentos desenvolvidos serão referenciados ao longo deste capítulo, apresentando-se no mesmo, um esquema com a organização daqueles no código elaborado.

3.1. Implementação do método

A aplicação do método seguiu a organização que se indica de forma sumária:

1. Espalhamento, de forma aleatória, dos diversos pontos onde se considera ter ocorrido o efeito Compton, sobre o volume de dados;
2. Cálculo da contribuição para diferentes LOR's da componente de dispersão, dada pela eq. de *Watson et al.*.
3. Interpolação deste conjunto de LOR's a fim de se obter toda a projecção de radiação dispersa.

A implementação do método tal como foi efectuada, verifica algumas diferenças face ao modelo proposto por *Watson et al.*: não foi efectuada mais que uma iteração, nem houve multiplicação por um factor de escala que aproximasse a radiação dispersa às caudas que se verificam fora do objecto, a fim de se poder subtrair esta projecção aos dados iniciais e reconstruir os mesmos. Como a validação foi efectuada de modo qualitativo apenas, não foi necessário reconstruir os dados, mas antes, comparar a forma da radiação de dispersão que se obteve com outros resultados.

Tal como se apresenta, a metodologia seguida passa por diferentes etapas, que seguidamente serão explicadas detalhadamente.

3.1.1. Distribuição dos pontos onde ocorre o efeito de Compton

Distribuíram-se de forma aleatória um conjunto de pontos onde se considera ter ocorrido o fenómeno de dispersão por efeito Compton, no volume de atenuação para uma energia de 511 keV, através da função **get_scatter_points.pro**. A utilização do fantoma de atenuação e não de um que corresponda a uma distribuição de actividade, resulta do facto de que com o mesmo é possível melhor delinear o objecto, considerando um *threshold* abaixo do qual não existe valor possível para o coeficiente de atenuação e, conseqüentemente, não existe objecto, descartando, assim possíveis pontos que se encontrem fora do objecto. Assume-se que no ar não pode de todo ocorrer efeito Compton.

Para a colocação destes pontos o passo inicial passa por sobrepor ao volume de dados uma grelha tridimensional cujas intersecções são consideradas ponto de referência para a colocação dos pontos onde ocorre o efeito de dispersão. Ao redor destes pontos define-se um *offset* em que pode encontrar-se tal ponto, que será então, aleatoriamente disposto. Esta disposição aleatória dos pontos, serve para prevenir possíveis artefactos que se pudessem dever apenas a uma disposição de simetria.

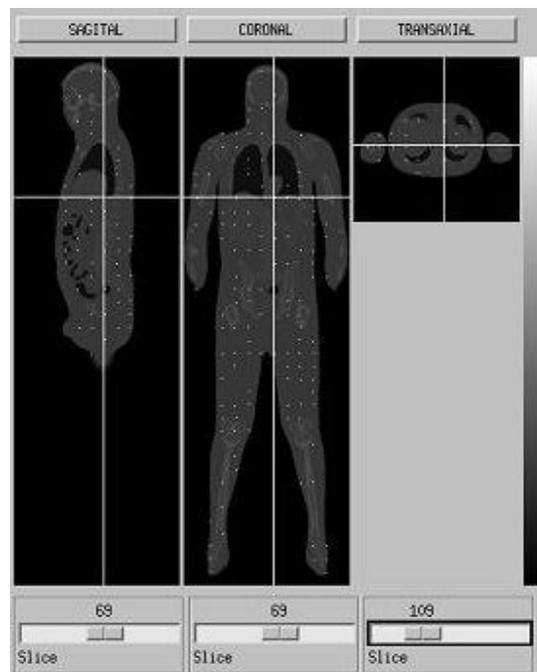


Figura 23 – Espalhamento de pontos onde ocorre efeito Compton sobre o fantoma NCAT segundo uma grelha, adicionada de um *offset* aleatório.

Tanto as dimensões da grelha como o *offset* ao redor das intersecções da mesma, são quantidades que o utilizador tem total liberdade de redimensionar no momento da aplicação do método. Neste trabalho foi considerado um espaçamento entre intersecções na grelha de 10 pixels e um *offset* de 2 pixels. Obteve-se um espalhamento de cerca de 1000 pontos para o fantoma NCAT (utilizado para a validação do método como se explicará na secção 3.2.), mostrando-se para este caso alguns desses pontos na **Figura 23**.

3.1.2. Aplicação da equação de *Watson et al.*

Para um dado ponto onde ocorre o efeito Compton são calculados os eventos que possam contribuir para todas as possíveis LOR's que se possam definir entre os detectores dos diferentes anéis, sendo que para cada uma destas se considera que um dos fótons provenientes do par resultante da aniquilação sofre efeito Compton nos diferentes pontos espalhados sobre o objecto. Tendo presente a equação de *Watson et al.* (17, 18 e 19), explicitam-se os diferentes procedimentos:

- Estimativa da distribuição de actividade e de atenuação: utilizam-se estas para os termos $\int_S^A \lambda dS$ e $\int_S^B \lambda dS$, para actividade e em $\int_S^A \mu ds$, $\int_S^B \mu ds$, $\int_S^A \mu' ds$ e $\int_S^B \mu' ds$, para atenuação. O cálculo dos integrais de linha é modelado pela função **get_sino_fwproj3d_SSS.pro**. Na secção **3.3. Distribuição de actividade e de atenuação**, explicita-se como foram obtidas as estimativas de actividade e de atenuação utilizadas para a validação do método.

- Relações de dispersão Compton: o fóton disperso por efeito Compton possui uma energia diferente daquele que lhe deu origem, dada em função do ângulo de dispersão. Através da função **get_scatter_angle.pro** calcula-se o ângulo de dispersão e a correspondente energia com que o fóton é disperso. O cálculo da energia de dispersão é imediato através da equação 8. Para o ângulo de dispersão seguiu-se o raciocínio apresentado na **Figura 24**.

Caso não houvesse efeito Compton, os fótons resultantes da aniquilação verdadeira seriam detectados nos detectores A e B. No caso em que ocorre dispersão no ponto S, segundo o ângulo θ , temos a detecção do fóton γ' a ser efectuada no detector A', ao invés do detector A. O conhecimento do ângulo de dispersão θ não é imediato, uma vez que na implementação da simulação os dados conhecidos são os detectores A' e B e o ponto S. Assim, partindo do conhecimento do ângulo suplementar a θ , α , pode conhecer-se o ângulo de dispersão através da relação $\theta = 180^\circ - \alpha$.

Apesar de não aparecerem directamente na equação de *Watson et al.*, estas duas quantidades são utilizadas para as parcelas em que se inclui a eficiência dos detectores, a secção diferencial de *Klein-Nishina* e a secção eficaz para detecção.

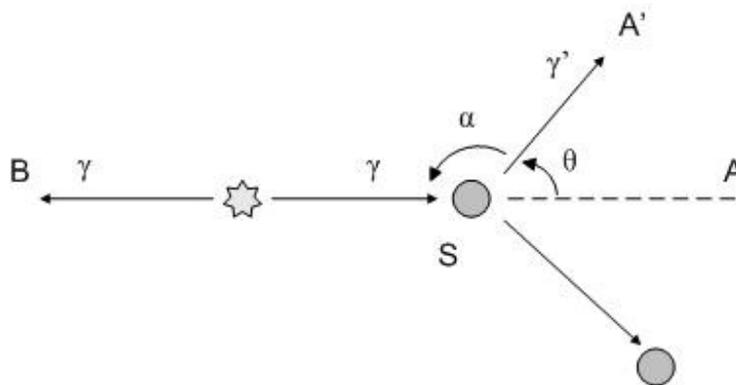


Figura 24 - Esquema ilustrativo do efeito Compton que um fóton resultante de uma aniquilação verdadeira pode sofrer. Considera-se S como o ponto onde ocorreu a dispersão, segundo um ângulo θ , A' e B como detectores afectos à detecção dos dois fótons e A como sendo o detector onde seria esperado detectar o fóton.

- Secção diferencial de Klein-Nishina: o termo $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é dependente do ângulo de dispersão, tal como apresentado na equação 11, sendo um dos valores devolvidos pela função **get_scatter_angle.pro**.

- Secção eficaz para detecção: o termo $\left(\frac{\sigma_A \sigma_B}{4\pi R_1^2 R_2^2}\right)$, em que se combinam as áreas que cada detector apresenta à detecção dos fótons e a distância que cada detector tem em relação ao ponto onde ocorre o efeito Compton, é devolvido pela função **get_detector_cross_section.pro**.

A secção eficaz que cada detector apresenta ao fóton que lhe é incidente, depende da área do próprio detector e do ângulo de incidência, face ao ponto onde ocorre a dispersão (ver **Figura 25**).

A área do detector A que apresenta eficiência à detecção do fóton disperso em S pode ser modelada por $dS_A = dx_1 dx_2 \cos \varphi$, em que $dx_1 = \frac{2\pi R}{N}$ e $dx_2 = \frac{L}{n^\circ \text{ anéis}}$. R corresponde ao raio da esfera definida pelo centro do anel que contém o detector A e o próprio detector, N é o número de detectores que cada anel possui e L o comprimento total do campo de visão axial. Raciocínio análogo é efectuado para calcular a área que o detector B apresenta à detecção de um fóton disperso em S.

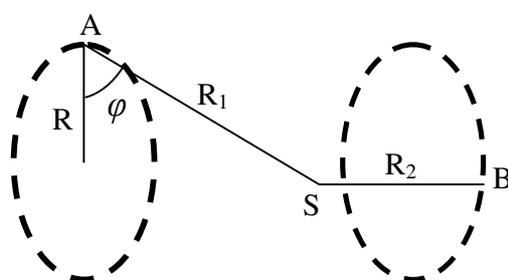


Figura 25 – Esquema utilizado no cálculo da secção eficaz que o detector A apresenta face ao fóton que dispersa em S. Considera-se R o raio do anel, φ o ângulo de incidência e R1 e R2 como as distâncias dos detectores A e B ao ponto S, respectivamente.

- Eficiência de detecção: é função da energia com que o fóton incide no detector e modelada através de uma função polinomial (ver **Figura 13**) retornada pela função `get_detector_efficiency.pro`, de onde se obtém os termos ϵ_A , ϵ_B , ϵ'_A e ϵ'_B .

O integral de volume $\int_{V_S} dV_S$ corresponde à soma para dada LOR das contribuições para devidas aos diferentes pontos onde ocorre efeito Compton, cujo propósito é alcançado através da função que engloba todas as restantes, a `get_sample_lor.pro`. Nesta função é calculada a secção eficaz de *Klein-Nishina*, σ , e para cada ponto onde ocorre a dispersão o valor do coeficiente de atenuação, μ , em situação de não dispersão, é conhecido.

Este procedimento é efectuado para várias projecções em cada ponto e alargado a diferentes planos, através da função **get_segment_fwproj3d.pro**, cuja chamada ocorre a partir da função principal. Os planos considerados efectuam um varrimento de todo o comprimento do tomógrafo e são definidos entre anéis adjacentes, isto é, de segmento 1. Acrescente-se que com o *software* desenvolvido é possível efectuar aquisições para diferentes segmentos, sendo um parâmetro que pode ser escolhido pelo utilizador no momento de execução do método, assim como as projecções para as quais se quer fazer a aquisição.

Por fim, todas as contribuições são somadas e armazenadas na forma de sinograma, com possibilidade de *interleaving*.

3.1.3. Interpolação

Por uma questão de economia de tempo, nem todas as projecções foram processadas, mas antes apenas algumas, o que implicou uma manobra de interpolação no final, a fim de se obter um sinograma que corresponda a todas as projecções, para cada plano.

Apresenta-se seguidamente um esquema com a organização das diferentes funções desenvolvidas para a implementação do método. A este procedimento seguiu-se a interpolação dos dados, utilizando para tal uma rotina já existente na linguagem de programação utilizada.

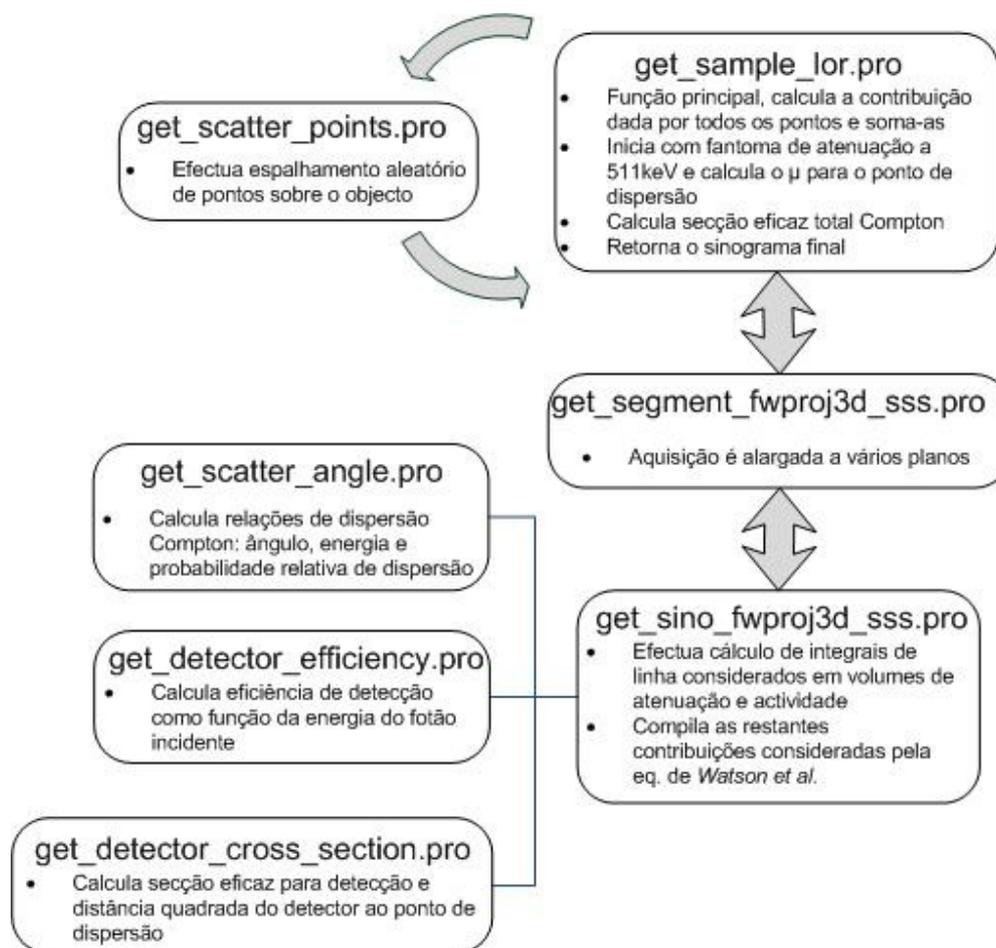


Figura 26 – Organização do código implementado em IDL.

3.2. Validação do método

Inicialmente, aplicou-se o método de *Single Scatter Simulation* (SSS) a um cilindro de 10cm de raio, cujo comprimento ocupa todo o campo de visão axial, com um coeficiente de atenuação correspondente ao da água, $0,096\text{cm}^{-1}$. A escolha desta geometria prendeu-se com a existência em bibliografia de resultados obtidos nas mesmas condições: cálculo de radiação de dispersão para geometria cilíndrica.

Achou-se importante caracterizar a dispersão que ocorre para as diferentes LOR's que definem um plano, considerando que o efeito de dispersão ocorreu num único ponto, a

fim de se evidenciar qual a variação da aplicação da eq. de *Watson et al.* quando este mesmo ponto é movimentado. Definiu-se um único plano entre dois anéis na região central do campo de visão axial. Os anéis encontram-se nas posições -7,5cm e 7,5cm.

As simulações foram efectuadas para o ponto central, de coordenadas (0,0,0) e, seguidamente efectuaram-se movimentações deste ao longo do eixo vertical Y para as posições $y=-5$ e $y=5$, e ao longo da direcção axial, para as posições $z=3$ e $z=6$ (**Figura 27**).

Estes pontos únicos encontram-se em meio de atenuação cilíndrico, o mesmo anteriormente considerado. Após as simulações para pontos isolados estendeu-se, então, o método a diversos pontos (cerca de 500) aleatoriamente colocado sobre o referido cilindro, tal como já foi dito e justificado.

Por fim, a aplicação do método sobre o Fantoma NCAT foi efectuada e os resultados obtidos comparados com os provenientes de simulação em Geant4, o que permitiu fazer uma validação qualitativa do método.

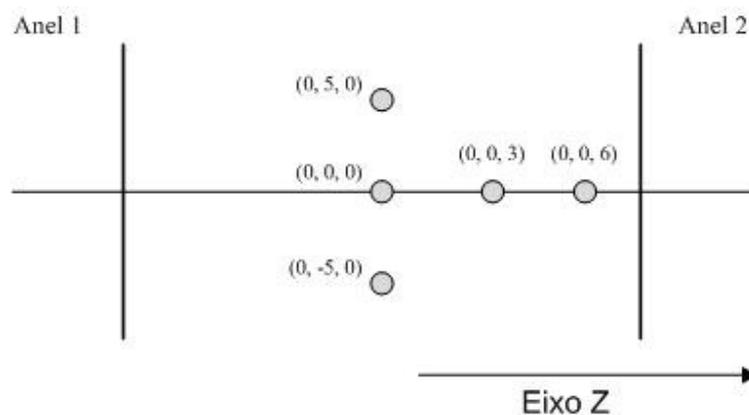


Figura 27 – Disposição dos diferentes pontos isolados para aplicação da simulação.

Considerando a simulação para um ponto único onde se assume ter ocorrido o efeito Compton, o primeiro ponto da descrição sumária apresentada na introdução da secção 3.1. não se aplica a este caso, uma vez que se sabe exactamente qual a localização de tal ponto, num parâmetro cuja importância é fulcral para o estudo em questão. Também nesta situação não é necessário proceder-se a interpolação das projecções, uma vez que tratando-se de um único ponto de dispersão e de aquisições para um único plano, a questão do elevado tempo de computação não se coloca, logo é possível fazer a aquisição para todas as LOR's.

3.3. Distribuição de actividade e de atenuação

Definiram-se as distribuições de actividade e atenuação para o fantoma NCAT, através de volumes de emissão e transmissão (a 511 keV). O fantoma *NURBS Cardiac Torso* (NCAT) oferece um modelo antropomórfico humano bastante realista e adequado para aplicações de imagiologia de Medicina Nuclear (disponível em <http://www.bme.unc.edu/~wsegars/index.html>). No caso do cilindro de atenuação construiu-se este como uma figura geométrica cilíndrica de 10cm de raio cujo valor de cada pixel é equivalente ao do coeficiente de atenuação da água, $0,096\text{cm}^{-1}$.

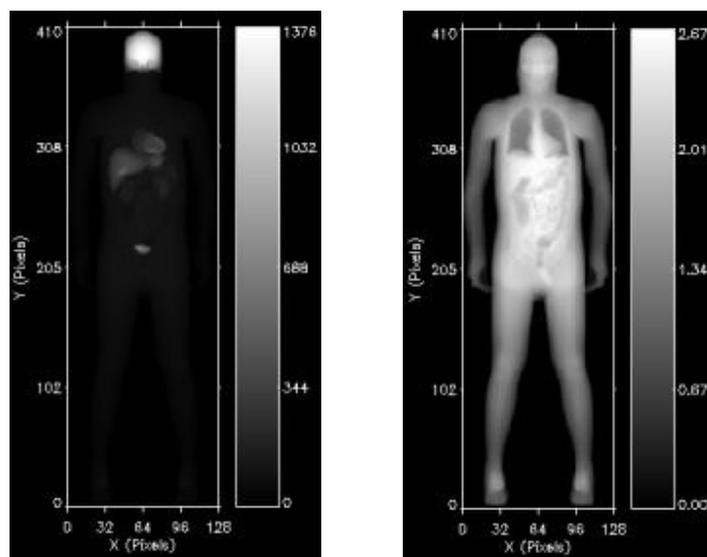


Figura 28 – Distribuições de actividade e de atenuação (a 511 keV) para o fantoma NCAT.

Os fantasmas apresentam-se como ficheiros binários onde o valor de cada voxel é armazenado na imagem final como uma variável de vírgula flutuante de 32 bits.

No caso da distribuição de actividade do fantoma NCAT considerou-se que a concentração de ^{18}F -FDG para cada tecido é proporcional à absorção que cada qual apresenta a uma dose injectada de 370 MBq, considerando um paciente cujo peso médio é 75 kg (**Tabela VI**) [21].

Tabela VI – Standardized Uptake Values de ^{18}F -FDG e a concentração do mesmo em diferentes órgãos que compõem o fantoma NCA. Adaptado de [21].

| Órgão | SUV _{médio} ± s.d. (g.ml ⁻¹) | [FDG] ± s.d. (kBq.ml ⁻¹) |
|--|---|--------------------------------------|
| Corpo | 0,43 ± 0,21 | 2,12 ± 1,04 |
| Aparelho circulatório à excepção da bomba cardíaca | 1,42 ± 0,33 | 7,01 ± 1,63 |
| Miocárdio | 4,44 ± 2,50 | 21,90 ± 12,33 |
| Fígado | 1,86 ± 0,27 | 9,18 ± 1,30 |
| Rins | 1,74 ± 0,39 | 8,58 ± 1,92 |
| Pulmões | 0,40 ± 0,06 | 1,97 ± 0,30 |
| Baço | 1,26 ± 0,23 | 6,22 ± 1,13 |
| Estômago | 1,99 ± 0,53 | 9,82 ± 2,61 |

Tendo em conta o comportamento não linear do coeficiente de atenuação em função da energia para os diferentes tecidos que constituem o organismo humano, criaram-se diferentes fantasmas de atenuação, com uma gama de energias que varia entre 170 e 510 keV, com intervalos de 10 keV, que se apresentou como um intervalo bastante razoável, uma vez que a variação do coeficiente de atenuação em função da energia apesar de não linear, é lenta, utilizando para tal a função **create_ncat_phantom_multiple_energies.pro**.

Posteriormente, e por uma questão de aceleração do processo, guardaram-se estes coeficientes numa matriz cuja primeira linha corresponde aos diferentes coeficientes que se encontram no fantoma para uma energia 511 keV, tendo-se armazenado nas linhas seguintes os valores dos coeficientes de atenuação dos tecidos para as energias acima indicadas. Esta matriz armazena assim os coeficientes para os diferentes intervalos de energia, através do procedimento **att_vs_en.pro**, como se mostra esquematicamente a seguir.

A energia do fóton disperso é dada pela equação 8. Na situação limite em que o fóton é disperso segundo um ângulo de 180°, substituindo nessa expressão as variáveis pelo seu valor, tem-se que: $E_0 = 511\text{keV}$, m_0c^2 é a energia em repouso do electrão, e igual a

$$511\text{keV e sendo } \theta = 180^\circ \Rightarrow \cos \theta = -1, E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \Leftrightarrow E = 170,33\text{keV}$$

Este valor de energia é o mínimo alcançado por um fóton que sofra efeito Compton,

daí a corresponder à última linha de energias que figura na matriz, considerada para os cálculos.

Tabela VI – Matriz de armazenamento dos coeficientes de atenuação linear correspondentes aos diversos fantomas, com base na energia do fóton de dispersão.

| Fantoma | μ_{Min} | $\mu_{Min} + \Delta\mu$ | $\mu_{Min} + 2\Delta\mu$ | ... | $\mu_{Min} + (N-1)\Delta\mu$ | μ_{Max} |
|---------|------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------------|------------------------------|-------------|
| | $\bar{\mu}_1$ | $\bar{\mu}_2$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}$ | $\bar{\mu}_N$ | |
| 511 keV | $\bar{\mu}_1^{511keV}$ | $\bar{\mu}_2^{511keV}$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}^{511keV}$ | $\bar{\mu}_N^{511keV}$ | |
| 510 keV | $\bar{\mu}_1^{510keV}$ | $\bar{\mu}_2^{510keV}$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}^{510keV}$ | $\bar{\mu}_N^{510keV}$ | |
| 500 keV | $\bar{\mu}_1^{500keV}$ | $\bar{\mu}_2^{500keV}$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}^{500keV}$ | $\bar{\mu}_N^{500keV}$ | |
| ... | ... | ... | ... | ... | ... | |
| 180 keV | $\bar{\mu}_1^{180keV}$ | $\bar{\mu}_2^{180keV}$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}^{180keV}$ | $\bar{\mu}_N^{180keV}$ | |
| 170 keV | $\bar{\mu}_1^{170keV}$ | $\bar{\mu}_2^{170keV}$ | ... | $\bar{\mu}_{N-1}^{170keV}$ | $\bar{\mu}_N^{170keV}$ | |

A construção da matriz começa por considerar a gama de valores que os coeficientes de atenuação podem apresentar no fantoma de 511keV. Consideram-se, então, os valores mínimo e máximo que estes coeficientes podem assumir, isto é, μ_{Min} e μ_{Max} , e com estes se delimita a primeira linha da matriz. É permitido então definir um número N de intervalos em que se pretende dividir esta gama de valores, em sub-intervalos com um espaçamento dado por: $\Delta\mu = \frac{\mu_{Max} - \mu_{Min}}{N}$. Ter-se-á para cada intervalo um valor que é a média entre os seus limites mínimo e máximo.

Considerando o coeficiente de atenuação genérico $\bar{\mu}_M$, este valor corresponde à média entre os valores dos seus limites, sendo o limite inferior $\mu_{Min} + (M-1)\Delta\mu$ e o limite superior dado por $\mu_{Min} + M\Delta\mu$.

Uma verificação adicional é feita no pixel onde ocorre o primeiro valor de $\bar{\mu}_M$ no fantoma de 511keV. Identificando o tecido onde este valor ocorre, utiliza-se esta coordenada para localizar o coeficiente de atenuação no tecido correspondente nos fantomas de diferentes energias, preenchendo-se assim a restante matriz.

4. Resultados

Os resultados apresentados encontram-se na forma de sinogramas cuja amostragem angular varia entre 0° e 180° .

Quando o método inclui a aquisição para vários planos, além do sinograma da componente de radiação dispersa estimada, mostrar-se-à o gráfico correspondente às contagens de coincidências dispersas estimadas que se verificam para cada plano.

Na simulação efectuada para o fantoma NCAT serão apresentados, igualmente, os resultados obtidos por simulação em Geant4, que foram efectuados e disponibilizados a fim de se comparar estes com os que foram obtidos pelo método de SSS.

4.1. Simulação para dispersão em ponto isolado em meio de atenuação cilíndrico

Tal como apresentado na **Figura 27**, apresenta-se a seguir a radiação dispersa calculada para situações em que o ponto de dispersão é conhecido, em geometria cilíndrica com coeficiente de atenuação correspondente ao da água. Na situação do ponto (0,0,0) são ainda apresentados os sinogramas correspondentes à eq. de *Klein-Nishina* (11) e ao termo da equação de *Watson et al.* (17) em que se inclui a eficiência de detecção dos detectores.

4.1.1. Efeito Compton no ponto (0,0,0).

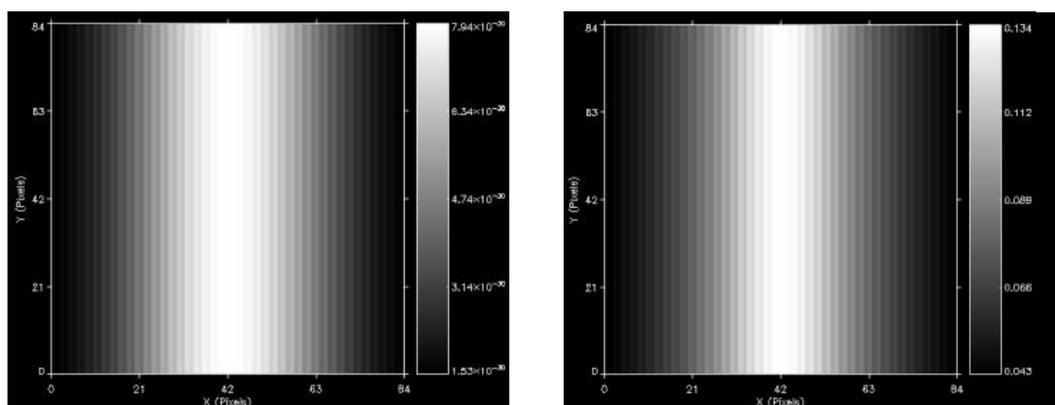


Figura 29 – Sinogramas correspondentes à aplicação da equação de *Klein-Nishina*, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, (esquerda) e o termo do produto da eficiência de detecção dos detectores (direita). Escala de valores entre $1,53 \times 10^{-30}$ e $7,94 \times 10^{-30}$, e entre 0,043 e 0,134, respectivamente.

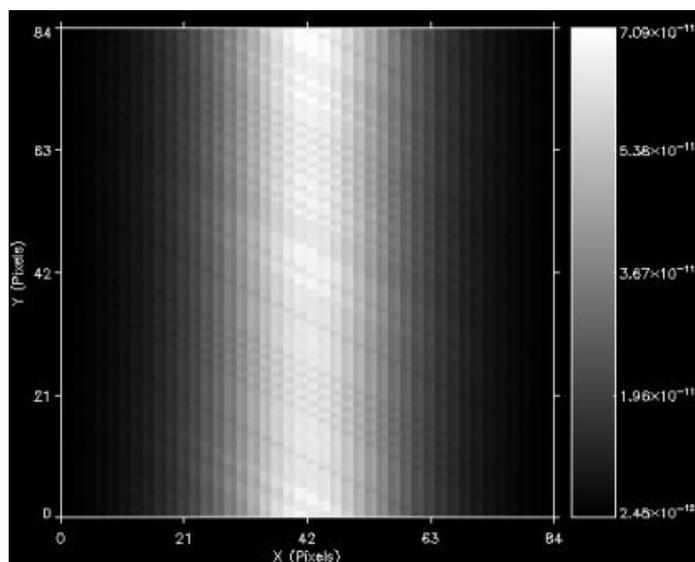


Figura 30 – Sinograma da componente de radiação dispersa estimada pelo método para a situação em que o ponto de dispersão se localiza no centro do campo de visão axial do tomógrafo. Escala de valores entre $2,45 \times 10^{-12}$ e $7,09 \times 10^{-11}$.

4.1.2. Efeito Compton no ponto (0, -5, 0) e (0, 5, 0)

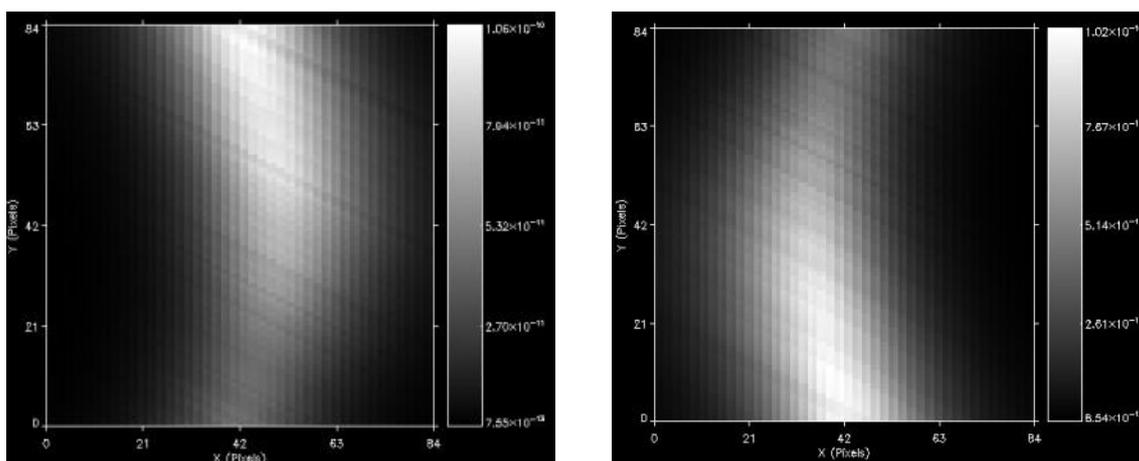


Figura 31 – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para pontos de dispersão de coordenadas (0, -5, 0) e (0, 5, 0), respectivamente. Escala de valores entre $7,55 \times 10^{-13}$ e $1,06 \times 10^{-10}$, e entre $6,54 \times 10^{-13}$ e $1,02 \times 10^{-10}$, respectivamente.

4.1.3. Efeito Compton no ponto (0, 0, 3) e (0, 0, 6)

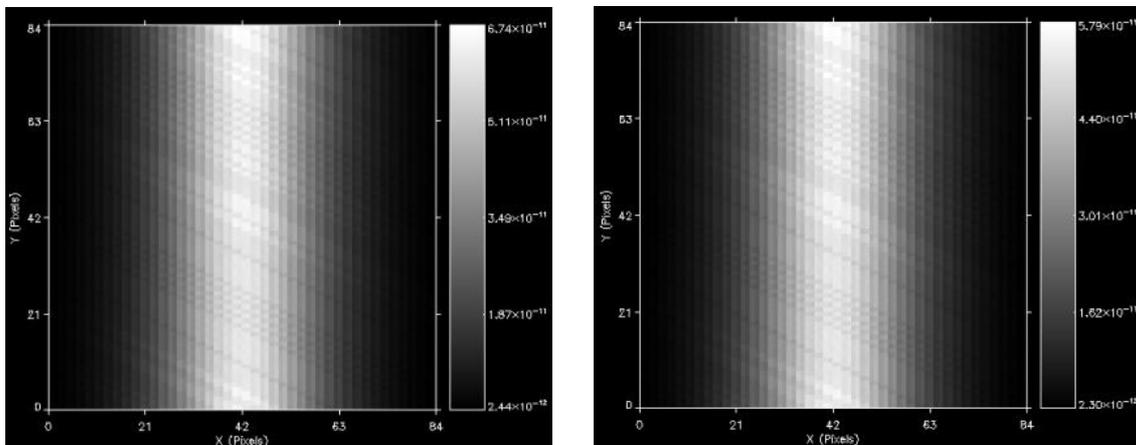


Figura 32 – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para pontos de dispersão de coordenadas (0, 0, 3) e (0, 0, 6), respectivamente. Escala de valores entre $2,44 \times 10^{-12}$ e $6,74 \times 10^{-11}$, e entre $2,30 \times 10^{-12}$ e $5,79 \times 10^{-11}$, respectivamente.

4.2. Simulação para diversos pontos de dispersão em meio de atenuação cilíndrico

Apresentam-se os resultados para uma geometria cilíndrica cujo coeficiente de atenuação corresponde ao da água, com cerca 500 pontos de dispersão.

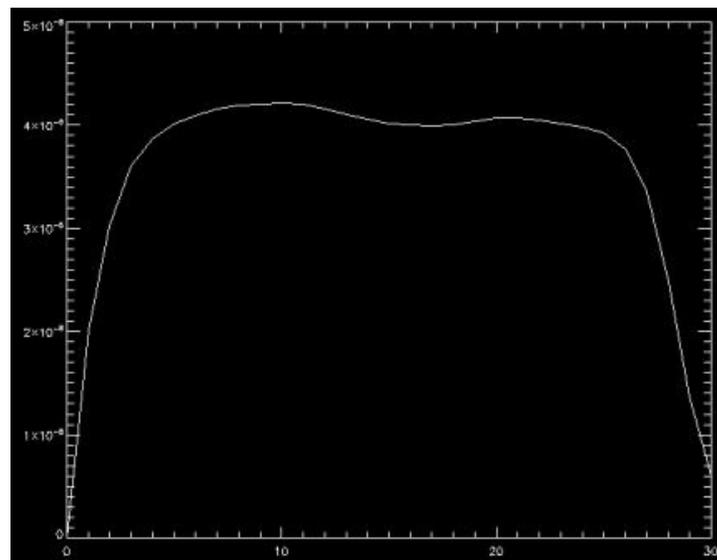


Figura 33 – Soma de contagens de radiação dispersa estimada pelo método, por plano após aplicação da eq. de *Watson et al.* ao meio de atenuação cilíndrico com cerca de 500 pontos de dispersão aleatoriamente colocados sobre o mesmo. Escala de valores entre 0 e 5×10^{-8} .

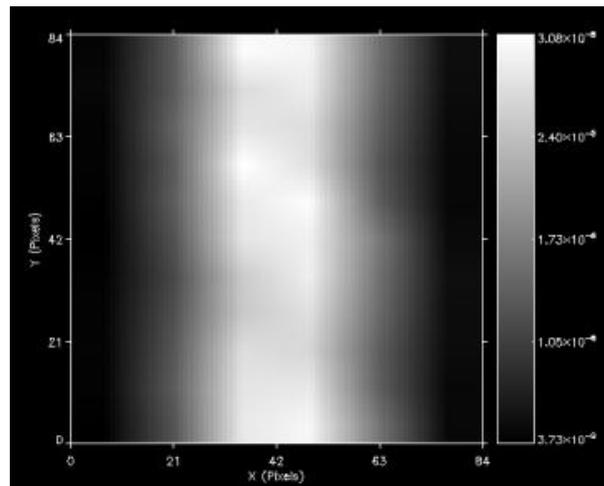


Figura 34 – Soma dos sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para todos os planos segundo a direcção axial (após interpolação). Escala de valores entre $3,73 \times 10^{-9}$ e $3,08 \times 10^{-8}$.

4.3. Simulação para diversos pontos de dispersão no Fantoma NCAT

Apresentam-se os resultados para o fantoma NCAT, com cerca 1000 pontos de dispersão. Além dos resultados respeitantes à aplicação do método, resultados provenientes de simulação em Geant4 serão apresentados. Com estes pretende-se validar o método (**Figura 37 e 38**) e a hipótese principal do mesmo, a existência fundamental de dispersão única (**Figura 39**)

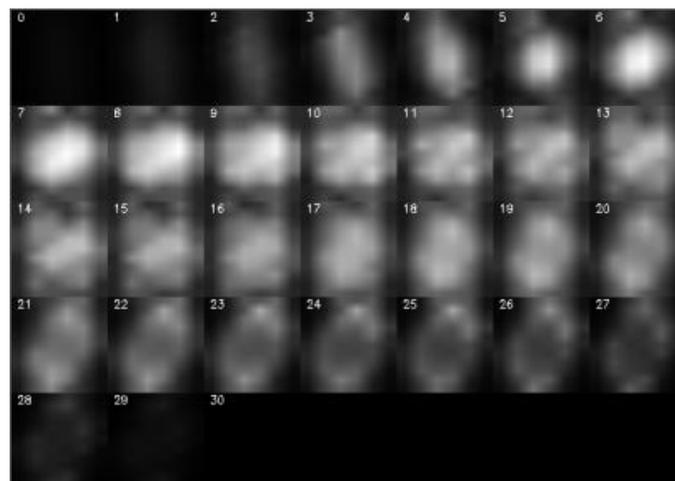


Figura 35 – Sinogramas da componente de radiação dispersa estimada para os vários planos adquiridos (após interpolação).

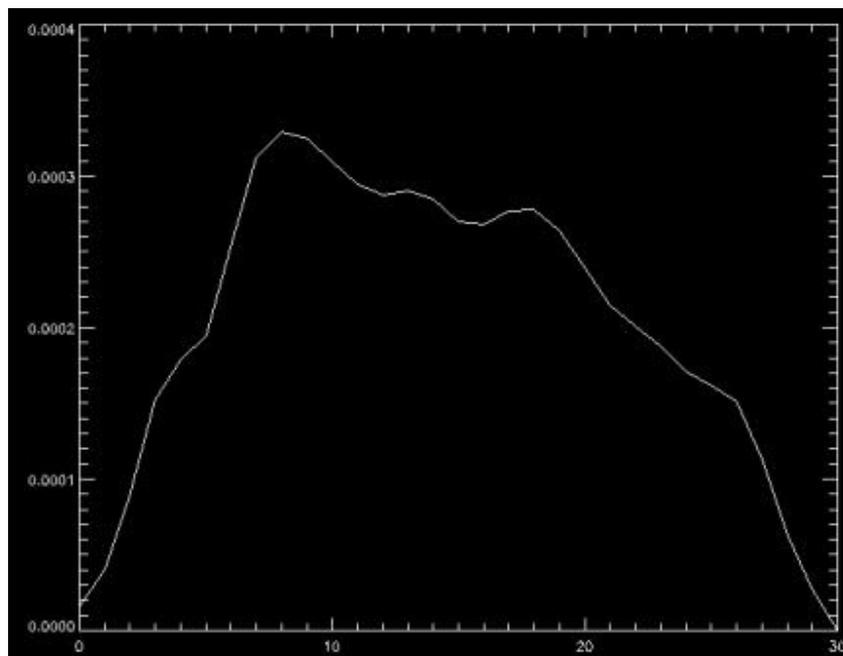


Figura 36 – Soma de contagens de radiação dispersa estimada pelo método, por plano após aplicação da eq. de *Watson et al.* ao volume de dados NCAT com cerca de 1000 pontos de dispersão aleatoriamente colocados sobre o mesmo. Escala de valores entre 0 e 0,0004.

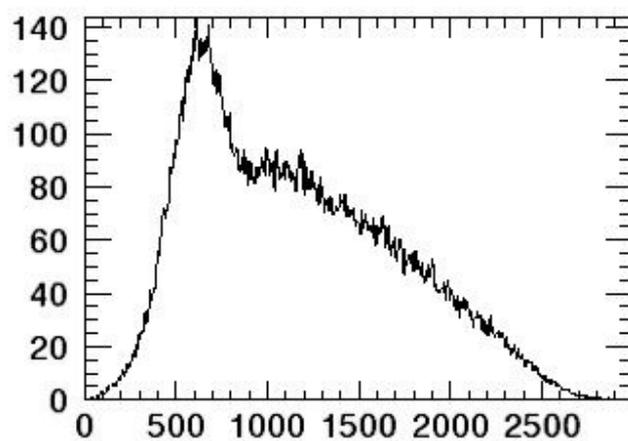


Figura 37 – Dispersão Única ao longo da direção axial. Dados obtidos por simulação em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Foi aplicado de um filtro para eliminação de altas-freqüências.

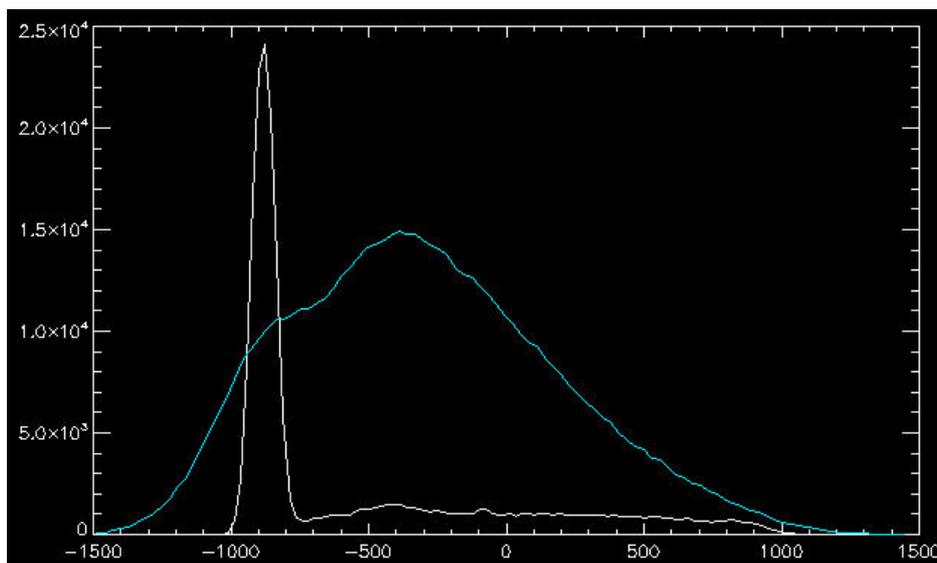


Figura 38 – Coincidências verdadeiras (branco) e coincidências provenientes de dispersão por efeito Compton (azul) simulados em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Escala de valores entre 0 e $2,5 \times 10^4$.

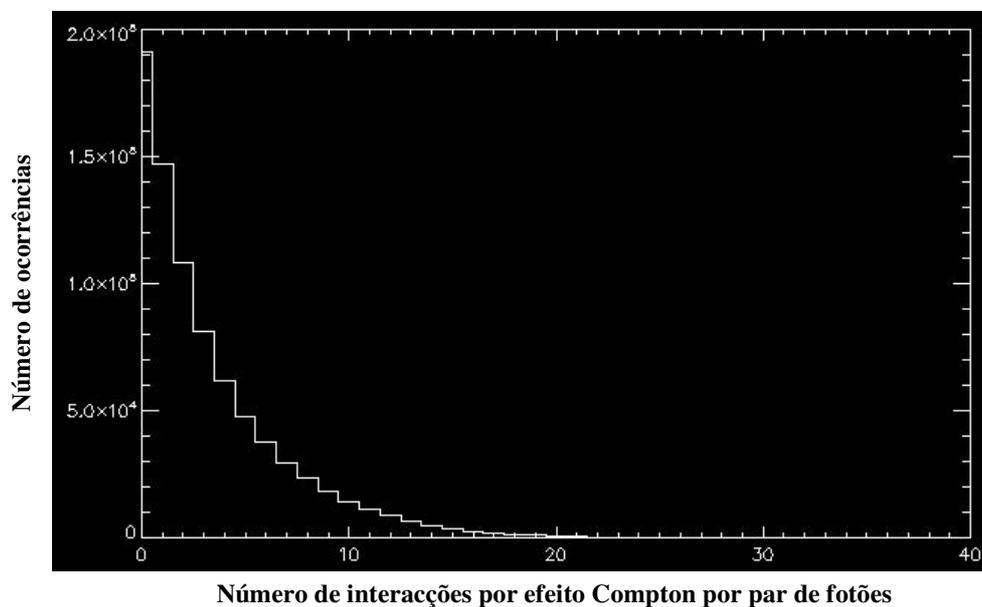


Figura 39 – Histograma do número de eventos verdadeiros e de dispersão Compton que ocorrem por par de fótons provenientes de aniquilação verdadeira. Simulação em Geant4 para um milhão de eventos em Fantoma NCAT. Escala de valores entre 0 e $2,0 \times 10^5$.

5. Discussão

5.1. Simulação para dispersão em ponto isolado em meio de atenuação cilíndrico

5.1.1. Efeito Compton no ponto (0,0,0).

Neste ponto de dispersão, correspondente ao centro do campo de visão (axial e transaxial), além de se ter estimado o sinograma da contribuição deste ponto para a componente dispersa que se observa num dos planos que liga os anéis representados na **Figura 27**, obtiveram-se sinogramas dos diferentes factores individuais que se encontram na equação de *Watson et al.* (17, 18 e 19), para avaliação e confirmação do cálculo efectuado.

5.1.1.1. Equação de *Klein-Nishina*

Segundo a equação de *Klein-Nishina*, a probabilidade de dispersão por efeito Compton diminui à medida que aumenta o ângulo de dispersão (ver **Figura 16**). Num sinograma, analisando o valor o ângulo de dispersão em função da distância de cada LOR ao centro do tomógrafo, aquele aumenta com o aumento desta. Será mais claro compreender esta associação atentando na **Figura 40** e na explicação dada posteriormente.

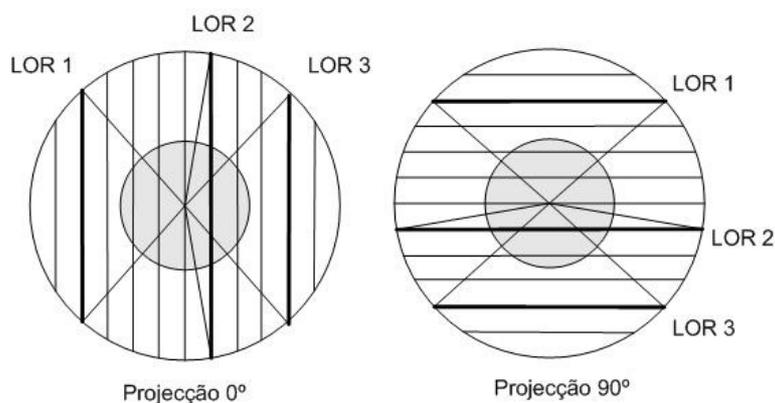


Figura 40 – Projeção para 0° e 90° na situação em que ocorre dispersão por efeito Compton no ponto central do campo de visão axial do tomógrafo.

Na **Figura 40** encontram-se representadas as projecções de LORs para uma orientação angular nula e outra de 90° . Estas duas projecções correspondem à primeira e à linha central do sinograma, respectivamente. Destacam-se três LORs em ambas as projecções e os eventos considerados na construção das mesmas.

É notório que as LORs 1 e 3 estão igualmente distanciadas da origem. O fóton disperso que foi detectado na origem destas LOR's possuirá, então, um mesmo ângulo de dispersão e conseqüentemente, uma mesma probabilidade de dispersão. Logo, LOR's igualmente distanciadas da origem, quando esta coincide com o ponto onde ocorre a dispersão, possuem uma mesma probabilidade de dispersão, daí o carácter simétrico da linha no sinograma associada a esta quantidade.

Fica por explicar a diminuição de contagens que se verifica do centro para a periferia em relação ao eixo vertical central do sinograma para a linha correspondente à projecção para 0° . Sendo θ_1 o ângulo de dispersão que um fóton sofre no ponto central, dando origem à LOR 1 e θ_2 o ângulo correspondente para a LOR 2, é imediato pela análise da figura que $\theta_2 < \theta_1$. Tendo em consideração a informação fornecida pela equação de *Klein-Nishina*, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (LOR 1) é inferior a $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (LOR 2). Assim, à medida que ocorre um afastamento da origem no sentido da periferia, ocorre um aumento de um ângulo de dispersão e, conseqüentemente, uma diminuição da probabilidade relativa de dispersão.

As variações acima explicadas verificam-se igualmente na projecção para 90° , o que é imediato por visualização da **Figura 40**. Tratando-se, pois de um ponto em que ocorre dispersão coincidente com a origem do centro do tomógrafo, para um plano definido nesta localização, qualquer projecção terá uma variação igual aquelas que se verificam para as projecções para 0 e 90° . Fica assim justificado o carácter simétrico da eq. de *Klein-Nishina* em relação ao eixo vertical.

No limite em que num par de fótons provenientes da aniquilação, nenhum deles sofre interacção Compton, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ tem o seu máximo, e é igual a $7,94 \times 10^{-30}$, que corresponde ao máximo de escala para o sinograma considerado e correspondente à LOR coincidente com o eixo vertical, tal como se verifica.

5.1.1.2. Eficiência de detecção

A eficiência de detecção dos RPC's é dependente da energia dos fótons incidentes. É modelada por uma equação polinomial e tem o seu máximo para fótons não dispersos, logo, para 511keV (ver **Figura 13**).

A energia que fótons dispersos possuem é função do ângulo com que os mesmos são dispersos (equação 8). Recorrendo de novo à **Figura 40**, o ângulo de dispersão que um fóton pode sofrer, aumenta com o deslocamento da LOR do centro para a periferia, ao que corresponde um decréscimo da energia para o fóton, logo, um decréscimo da eficiência de detecção.

Tal como na equação de *Klein-Nishina*, a forma de simetria em torno do eixo central deve-se à localização do ponto de dispersão no ponto central do tomógrafo, coincidente com o ponto central do meio atenuante, pelas razões apresentadas e justificadas anteriormente.

5.1.1.3. Radiação dispersa estimada

Na **Figura 30** encontra-se o sinograma correspondente à radiação dispersa estimada para a situação em que o ponto de dispersão ocorre no centro do campo de visão axial. Também este sinograma apresenta uma simetria em relação à origem, tal como os sinogramas para a probabilidade de dispersão e eficiência de detecção. Esta organização do sinograma tem uma forte influência dos dois itens acima considerados, mas para além destes, há que considerar o percurso que os fótons efectuam no interior do meio de atenuação, a fim de definirem a LOR.

Tal como apresentado na **Figura 27** plano considerado é definido entre dois anéis situados na posição $z=-7,5$ e $z=7,5$, pelo que, apesar de não se considerar que os fótons efectuem um percurso absolutamente radial, este é, sem dúvida, sempre idêntico qualquer que seja a LOR em definição. Assim, as contribuições dos integrais de linha correspondentes ao percurso que o fóton efectua quer no meio de atenuação, quer no meio de emissão, são idênticas para qualquer LOR, pelo que o sinograma correspondente à

radiação dispersa estimada será pesado por esta contribuição sensivelmente homogénea dos integrais de linha e por duas contribuições simétricas em relação ao eixo vertical correspondentes à eq. de *Klein-Nishina* e à eficiência de detecção. Daí se justifica a forma simétrica que o sinograma apresenta. Acrescente-se que o sinograma correspondente à variação da secção eficaz de detecção é bastante lenta, quer para este caso, quer para os seguintes, daí não ter sido considerada como fulcral para a forma do sinograma final, correspondente à estimativa de radiação dispersa simulada pelo método SSS.

5.1.2. Efeito Compton em ponto deslocado na direcção vertical

Na situação anteriormente exposta, a eq. de *Klein-Nishina* assim como a eficiência de detecção eram duas parcelas com um peso importante para a forma do sinograma do scatter estimado. Tal consideração era devida à homogeneidade nos sinogramas referentes aos integrais de linha em meio de atenuação e actividade. Com a variação do ponto onde ocorre a dispersão na direcção vertical, esta situação altera-se um pouco, daí as tão notórias diferenças nos sinogramas correspondentes à radiação dispersa estimada presentes na **Figura 31**.

A análise efectuada seguidamente incidirá sobre o deslocamento do ponto onde ocorre a dispersão no sentido negativo do eixo vertical. Para o deslocamento em sentido contrário as considerações serão análogas, mas simétricas.

Na **Figura 41** representam-se as projecções para 0° , 45° , 90° e 135° consideradas para a construção do sinograma da radiação dispersa estimada. Analisem-se cada uma destas de forma isolada, de modo a compreender a contribuição para o sinograma final.

A projecção para 0° corresponde à primeira linha do sinograma. Verifica-se que para esta projecção ocorre um aumento do ângulo de dispersão do centro para a periferia. Tal aumento do ângulo de dispersão é acompanhado da diminuição da probabilidade de dispersão, assim como da eficiência de detecção. Para estas duas quantidades temos então uma variação simétrica em relação ao eixo vertical. Considerando os integrais de linha correspondentes ao percurso do fóton no seio do volume, estes são também simétricos em relação ao eixo vertical. Assim, a primeira linha do sinograma terá pois que ser simétrica em relação à origem, o que se verifica.

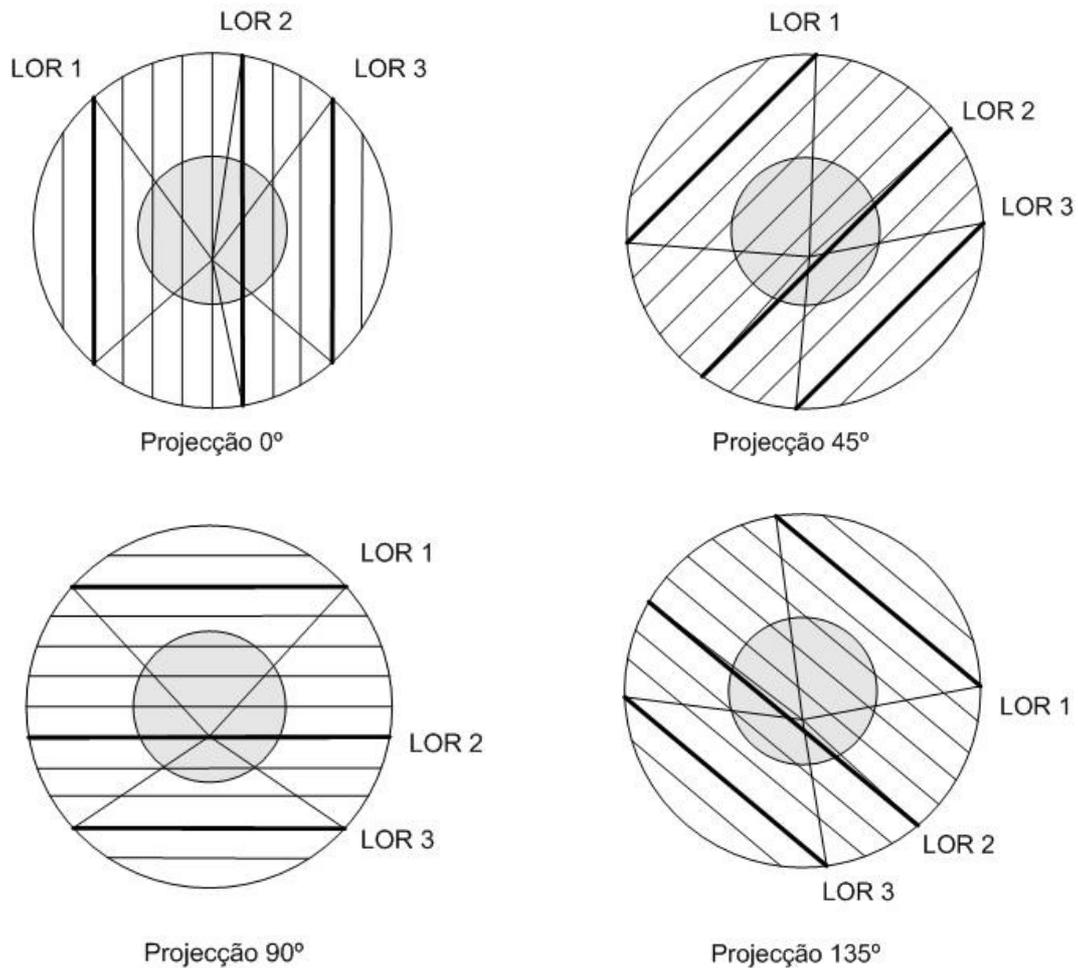


Figura 41 – Projeções para 0°, 45°, 90° e 135° para o ponto (0,-5,0).

Atentemos agora na projeção segundo 45°, que corresponde à linha a $\frac{1}{4}$ do sinograma. Verifica-se que o máximo da probabilidade de dispersão, assim como o da eficiência de detecção, cuja variação é dependente do ângulo de dispersão, encontra-se ligeiramente deslocado para a direita. As LOR's definidas para esta porção da linha do sinograma são definidas para um ângulo de dispersão inferior. Por seu turno, o percurso que o fóton efectua no meio de atenuação é superior para as LOR's definidas na porção esquerda da mesma linha. Cruzando esta informação, denota-se que os máximos destas contribuições ocorrem em porções diferentes da mesma linha.

Na projecção para 90° , correspondente à linha central do sinograma, o termo correspondente à eq. de *Klein-Nishina* assim como o da eficiência de detecção apresentam um máximo de novo mais deslocado para a direita. Continua a verificar-se um maior percurso do fóton para definir as LOR's presentes na porção esquerda. A partir deste ponto, em que a modelação da eq. de *Klein-Nishina* e a eficiência de detecção verificam o deslocamento máximo do seu máximo valor para a direita, este começa a ser trazido para a porção esquerda das linhas do sinograma definidas acima da linha central. Isto mesmo se verifica para a projecção para 135° . Nesta projecção, correspondente à linha a $\frac{3}{4}$ do sinograma ocorre um progressivo deslocar do máximo destas quantidades para a porção esquerda. Continua igualmente a verificar-se que o percurso dos fótons a que aparece associado os integrais de linha são superiores para as LOR's da porção esquerda. Em suma, ocorre um cruzamento de máximos de probabilidade de dispersão eficiência de detecção e integrais de linha na porção superior esquerda o sinograma, o que conduz ao aspecto do mesmo.

5.1.3. Efeito Compton em ponto deslocado na direcção axial

No caso do deslocamento se efectuar segundo a direcção axial, apesar de o sinograma da equação de *Klein-Nishina* ter uma forma similar à que se obtém para o ponto de dispersão localizado no centro de tomógrafo, há uma diminuição na escala de valores, à medida que o ponto de dispersão se afasta do ponto central para a periferia.

Neste caso a análise terá que ser feita no sistema de anéis e para uma LOR exemplo, uma vez que no sinograma seria ineficaz, devido à colocação do ponto sobre a direcção axial e análise dos sinogramas através de corte transaxial.

Para a LOR considerada no anel 1 é perceptível pela **Figura 42** que à medida que o ponto de dispersão avança no sentido positivo da direcção axial, há um aumento do ângulo de dispersão, isto é, $\theta_3 > \theta_2 > \theta_1$. Um aumento do ângulo de dispersão é acompanhado de uma diminuição da probabilidade de dispersão, assim como da eficiência de detecção. A contribuição destas quantidades para o resultado final será pois inferior. Para a LOR definida para o anel 2 verifica-se uma variação contrária do ângulo de dispersão e das quantidades associadas ao mesmo, pelo que apresentarão uma contribuição superior para o resultado final, face ao anel 1.

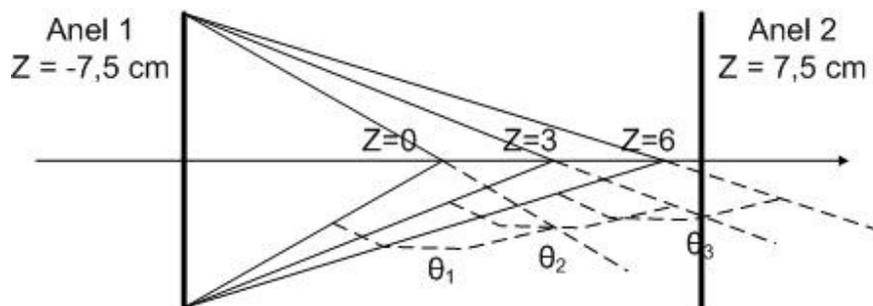


Figura 42 – Construção de uma LOR no anel 1 ($z=-7,5\text{cm}$) para as três situações distintas: ponto de dispersão em $z=0$, $z=3$ e $z=6$. Considerem-se θ_1 , θ_2 e θ_3 como os três ângulos de dispersão correspondentes.

Considerando agora o percurso que os fótons efectuam dentro do objecto, este aumenta à medida que nos afastamos do ponto central, para as LOR's definidas pelo anel 1. Tal situação implica que ao longo desse percurso há mais actividade, no entanto também coincide com um aumento da atenuação da radiação, cuja contribuição é exponencial. Assim sendo, apesar dos integrais de linha em meio de actividade para este anel serem maiores, como os de atenuação também aumentam e a sua contribuição é exponencial, há um dissipar da contribuição dos integrais de linha com o deslocamento progressivo no sentido positivo da direcção axial. Ainda que para o anel 2 esta atenuação não se faça sentir de forma tão pronunciada, o meio de actividade atravessado também é menor, logo somando todas as contribuições vistas para o sinograma final, haverá uma diminuição da componente dispersa com o afastamento ao ponto central segundo a direcção axial.

Saliente-se que apesar de se ter modelado a dispersão num único ponto, é visível a detecção de radiação fora do volume de atenuação. Tal é uma característica do efeito Compton, isto é, ocorre uma aparente migração da actividade das zonas mais activas para as menos activas, daí se terem detectado contagens fora do cilindro apesar de aí não haver actividade.

5.2. Simulação para diversos pontos de dispersão em meio de atenuação cilíndrico

Considerando os resultados obtidos para dispersão num ponto único num meio de atenuação cilíndrico e a análise efectuada para os mesmos, tornam-se mais compreensíveis

os resultados que se obtém para um conjunto de pontos aleatoriamente colocados sobre um meio de atenuação cilíndrico.

Na **Figura 33** apresenta-se o número total de contagens que se verifica para cada plano. Os planos limítrofes apresentam um menor número de contagens, o que se deve à ausência de detectores numa das posições laterais. Nos restantes planos, verifica-se que o número de contagens é aproximadamente constante, o que permite agrupar todos os planos num só, segundo a direcção axial, tal como mostrado na **Figura 34**, sem que haja alteração significativa de informação.

O sinograma referente à radiação dispersa estimada pelo método SSS num meio de atenuação cilíndrico encontra-se na **Figura 34**. Para a radiação dispersa estimada numa geometria com estas características, podem estar-lhe na origem contribuições como as que se apresentaram anteriormente para um único ponto de dispersão. Neste caso, somam-se todas essas contribuições, que não se encontram confinadas aos exemplos apresentados

Este sinograma apresenta algumas características que se relacionam com radiação de dispersão: maior número de contagens na zona central, isto é, na existência de objecto com actividade e disposição de pontos onde ocorre dispersão; diminuição de contagens do limite do objecto para a periferia, sendo que estas se devem exclusivamente a radiação dispersa, visto não haver actividade no exterior do objecto.

5.3. Simulação para diversos pontos de dispersão no Fantoma NCAT

Atentando na **Figura 35**, denota-se que os sinogramas referentes aos planos 0, 1, 2, 28, 29 e 30 verificam um mínimo de contagens face aos planos contidos no seu intervalo. Esta diminuição de contagens é devida às dimensões do fantoma. O fantoma não ocupa todo o campo de visão, mas apenas a porção que se encontra entre os planos 3 e 27. Desde já é notório que a existência de contagens nos planos que não estejam contidos no intervalo 3 a 27, ainda que com uma incidência inferior relativamente às contagens que se verificam nos planos contidos no intervalo mencionada é devida apenas a efeitos de dispersão.

Atentando nas **Figuras 36 e 37** desde já se justifica a diferença entre a escala de valores como sendo devida a um factor de escala que não se aplicou, tal como já se tinha alertado para o facto na secção 3.

Quer para a implementação do método de SSS quer para a simulação Geant4, é notória um maior número de contagens nos planos iniciais, coincidentes com o crânio do fantoma, onde a actividade é cerca de 15 vezes superior à do restante volume. Verifica-se uma diminuição progressiva do número de contagens na zona do tronco até aos membros inferiores que é acompanhada pelos dois métodos.

Será de se esperar que no tronco, onde se encontram órgãos que possuem níveis de actividade elevados, se verifique um número de contagens elevado em comparação com a parte inferior do fantoma.

Por outro lado, existem órgãos cuja actividade nos mesmos se destaca face a outros, basta para isso lembrar que no momento da injeção do radiofármaco no paciente o aparelho cardíaco está implicado numa grande captação do mesmo, muito à conta do sistema circulatório onde é introduzida a substância. Também os órgãos referentes à excreção do radiofármaco, como são os rins, apresentam níveis compreensivelmente elevados de actividade. Com isto pretende-se justificar um segundo pico, acompanhado nos dois métodos, SSS e Geant4, coincidentes com a zona do tronco, que poderão ter nas diferentes actividades verificadas em cada órgão a sua origem.

Realce-se que a implementação do método SSS foi efectuada para cerca de 1000 pontos de dispersão, numa quantidade que beneficia de um aumento. Também o facto de se obterem apenas algumas projecções o que leva à necessidade de interpolação, apesar de necessário do ponto de vista de aceleração da implementação do processo, retira alguma correcção ao mesmo. Estes aspectos do programa são facilmente alterados, se necessário, bastando mudar o valor de variáveis., sem esquecer que existe sempre um compromisso entre bons resultados e eficiência da implementação do método do ponto de vista de tempo de cálculo, a fim de se obterem melhores resultados.

No entanto, verifica-se uma semelhança bastante satisfatória entre os dados obtidos por simulação numérica através do algoritmo de *Single Scatter Simulation* e os obtidos com a simulação em Geant4.

Na **Figura 39** encontra-se o histograma de todos os tipos de eventos relativos ao fenómeno de dispersão. A maior porção ocorre para fotões não dispersos, logo seguido de eventos de dispersão única. Na verdade, e tal como foi enunciado como favorável à

implementação do método, cerca de 55% da radiação dispersa detectada é proveniente de dispersão única. Na **Figura 38** encontram-se as distribuições relativas aos fenómenos de aniquilação verdadeira e de dispersão total por efeito Compton (dispersão única e múltipla). Nota-se que a forma de distribuição para efeitos de dispersão múltipla não é muito dispar face à de dispersão única, com um pico adicional antes da zona do crânio, máximo de contagens para esta porção do fantoma e diminuição progressiva após esta. Podem apresentar-se algumas propostas de alteração na altura da implementação do método (aumento de pontos de dispersão, de projecções a calcular e afins), no entanto, continua a verificar-se uma semelhança entre resultados por SSS e Geant4 muito razoável.

6. Conclusão

Pretendeu-se com este trabalho dar resposta à questão da correcção da dispersão por efeito Compton aquando da realização de uma tomografia PET. Com o crescente progresso ao nível da tecnologia associada a tomografia PET e no seguimento do desenvolvimento de um tomógrafo de longo campo de visão axial baseado em RPC's (detectores gasosos não sensíveis à discriminação em energia de fótons incidentes e detectados), esta questão tomou um carácter pertinente.

Aplicando o método de SSS a pontos de dispersão isolados (o que é uma alteração ao método, uma vez que este considera vários pontos de dispersão e aleatoriamente dispersos) foi possível quantificar a contribuição que cada parcela presente na eq. de *Watson et al.* apresentava para a radiação dispersa total. Foi possível verificar que a maior porção de radiação dispersa se localizava sobre o objecto, no entanto registavam-se ocorrências fora do mesmo. Ocorre uma aparente migração de actividade que aparece associada ao efeito Compton: no exterior do volume, zona fria em termos radioactivos, verificam-se contagens.

O sinograma de radiação dispersa verificado para um meio de atenuação cilíndrico veio ao encontro do que seria esperado, tendo por base alguma bibliografia consultada, incluído os artigos que descreviam a implementação do SSS. Por outro lado, atendendo à geometria em questão e à análise dos resultados obtidos para pontos isolados eram de se esperar um maior número de coincidências dispersas na porção contida no volume de atenuação, existência de contagens no exterior do mesmo e diminuição destas com o aumento da distância aos limites do volume.

Antes de apresentar conclusões sobre a aplicação do método SSS ao fantoma NCAT, é de salientar que com a simulação realizada numa geometria simples como é a de cilindro, os resultados obtidos corroboram o que foi apresentado como sendo uma desvantagem do efeito Compton que se sobrepõe aos dados adquiridos em tomografia PET: ocorre de facto uma aparente migração de actividade, associada a esta pode afirmar-se que com o efeito Compton se degrada a imagem obtida, por perda de contraste.

A aplicação do método no Fantoma NCAT e comparação dos resultados obtidos com os de simulação em Geant4 foram bastante satisfatórios. Verificou-se uma proximidade entre as formas de variação para dispersão única nos dois procedimentos que permitem considerar que, não obstante algumas correcções e melhorias que se possam efectuar na implementação do método SSS, este é de facto bastante bom nos resultados que obtém.

Por outro lado, e tendo em conta que uma das vantagens do método seria a correcção para dispersão múltipla, na medida em que se baseava na similaridade de forma de distribuição que a dispersão simples e múltipla apresentam, esta consideração ficou também patente nos resultados obtidos pelo método SSS para dispersão única e pelo método Geant4 para dispersão múltipla.

Assim, num tomógrafo PET de longo campo de visão axial existe de facto uma proximidade entre a forma de distribuição da dispersão única e da dispersão múltipla, que reforça o método como favorável à correcção da radiação dispersa, que se sobrepõe a dados adquiridos nestas circunstâncias.

Como metodologia seguinte, e atendendo à excelente resolução temporal que um tomógrafo com estas características apresenta, será de se esperar a aplicação de um método de correcção de dispersão por efeito Compton à tecnologia TOF. Melhorias ao nível da eficiência e rapidez do método apresentado continuarão por certo a ser um objectivo a cumprir, assim como efectuar uma validação quantitativa da aplicação do método, para a qual não houve disponibilidade temporal.

7. Referências

- [1] Ollinger, John M., and Jeffrey A. Fessler. "Positron Emission Tomography." *IEEE Signal Processing Magazine*, January, 1997, 43-55.
- [2] Saha G. B., "*Fundamentals of Nuclear Pharmacy*", Fifth Edition, Springer, 2004.
- [3] Bailey, Dale L, Joel S Karp, and S. Surti (2003). "*Positron Emission Tomography: Basic Science and Practice*". 2, "*Physics and Instrumentation in PET*". Valk PE, Bailey DL, Townsend DW, Maisey MN. London: Springer-Verlag.
- [4] Ferreira, N. C. (2001). "*Contribuição para a quantificação em Tomografia por Emissão de Positrões no modo 3D.*" [tese de doutoramento] Departamento de Biofísica e Biomatemática, Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra.
- [5] <http://www.freshpatents.com/Method-of-obtaining-gallium-68-and-use-thereof-and-device-for-carrying-out-said-method-dt20070208ptan20070031329.php> (accessed 17/02/08).
- [6] <http://njironline.com/pet-ct-radiology-imaging-center-carlstadt-new-jersey.htm> (accessed 29/02/2008).
- [7] Bailey, Dale L, Joel S Karp, and Suleman Surti. "*Positron Emission Tomography: Basic Science and Practice*". 3, "*Data Acquisition and Performance Characterization in PET*". Valk PE, Bailey DL. London: Springer-Verlag, 2003.
- [8] Townsend, DW. "Physical Principles and Technology of Clinical PET Imaging". *Annals Academy of Medicine* vol. 33. No 2 (2004), 133-145, www.annals.edu.sg/pdf200403/V33N2p133.pdf. (accessed March, 2008).
- [9] Cherry, Simon R., and Magnus Dahlbom. "*PET - Molecular Imaging and its Biological Applications*". 1, "*PET: Physics, Instrumentation and Scanners.*" Michael E. Phelps. New-York: Springer-Verlag, 2004.
- [10] Couceiro, M., A. Blanco, Nuno C. Ferreira, R. F. Marques, P. Fonte e L. Lopes.

- "RPC-PET: Status and perspectives." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A580 (2007), 915-918.
- [11] Defrise, M. e P. E. Kinahan (1998). "*Data acquisition and image reconstruction for 3D PET*". "The Theory and practice of 3D PET". Eds. B. Bendriem and D. W. Townsend. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers: 11-23.
- [12] Fahey, Frederic H.. "Data Acquisition in PET Imaging." *Journal of Nuclear Medicine Technology* 30, no. 2 (2002): 39-49.
- [13] Ferreira, C. M. (2007). " *Contribuição para o estudo de viabilidade de tomógrafos PET com longo campo de visão axial baseados em RPC's*" [relatório de projecto] Departamento de Física, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra.
- [14] Tarantola G., Zito F., Gerundini P.; "*PET Instrumentation and Reconstruction Algorithms in Whole-Body Applications*"; *The Journal of Nuclear Medicine*, vol. 44, No. 5 (2003), 756-769.
- [15] Fonte, P; Smirnitski, A I; Williams, C. "A new high-resolution TOF technology", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A443 (2000), 201-204.
- [16] Blanco, A., Carolino, N., Marques, R. F., Fonte, P., González, D., Lopes, I., Policarpo, A.. An RPC-PET prototype with high spatial resolution. Retrieved May 15, 2008, from VII Workshop on Resistive Plate Chambers and related detectors – Clermont-Ferrand France (2003, October 20-22), Web site: <http://clrwww.in2p3.fr/RPC2003/>
- [17] Bailey, D. L., M.-C. Gilardi, S. Grootoonk, P. E. Kinahan, C. Nahmias, J. Ollinger, D. W. Townsend e M. Zito (1998). "*Quantitative procedures in 3D PET*." in *The Theory and practice of 3D PET*. Eds. B. Bendriem and D. W. Townsend. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers: 55-86.
- [18] Watson, C. C., D. Newport, e M. E. Casey (1996). "*A Single Scatter Simulation Technique for Scatter Correction in 3D PET*." *Three-Dimensional Image Reconstruction in Radiation and Nuclear Medicine*, Eds. P. Grangeat and J.-L. Amans.

Dordrecht, Kluwer Academic Publishers: 255-268.

- [19] Bailey, Dale L, Joel S Karp, and Suleman Surti. “*Positron Emission Tomography: Basic Science and Practice*”. 5, *Quantitative Techniques in PET*. Steven R. Meikle, Badawi RD. London: Springer-Verlag, 2003.
- [20] Accorsi, Roberto, Lars-Eric Adam, Matthew E. Werner, and Joel S. Karp. "Implementation of a Single Scatter Simulation Algorithm for 3D PET: Application to Emission and Transmission Scanning." *Nuclear Science Symposium Conference Record*, November 10-16, 2002, 816-820.
- [21] Rodrigues, P., A. Trindade, and J. Varela. "Clear-PEM system counting rates: a Monte Carlo study." *Journal of Instrumentation*. (2007): 1-16.