



UNIVERSIDADE DE COIMBRA
FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Correcção da Dispersão de Compton em PET
utilizando informação da energia dos fótons

Luís Martins

Coimbra
2012

Esta cópia da tese é fornecida na condição de que quem a consulta reconhece que os direitos de autor são pertença do autor da tese e que nenhuma citação ou informação obtida a partir dela pode ser publicada sem a referência apropriada. This copy of the thesis has been supplied on condition that anyone who consults it is understood to recognize that its copyright rests with its author and that no quotation from the thesis and no information derived from it may be published without proper acknowledgement.

UNIVERSIDADE DE COIMBRA
FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Correcção da Dispersão de Compton em PET
utilizando informação da energia dos fótons**

Dissertação realizada sob a orientação científica do Professor Doutor Nuno David de Sousa Chichorro da Fonseca Ferreira e do Professor Doutor Francisco José Santiago Fernandes Amado Caramelo e apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Biomédica.

Luís Carlos Alves Martins
Coimbra, 2012

Agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer aos meus orientadores Prof. Dr. Nuno Chichorro Ferreira e Prof. Dr. Francisco Caramelo pelo apoio incondicional dado ao longo de todo o trabalho desenvolvido nesta tese. Estiveram sempre disponíveis para ajudar e esclarecer qualquer dúvida que fosse surgindo. A eles, o meu muito, muito obrigado.

Agradeço também a todos os amigos que fiz nestes anos e por todos os bons momentos que me proporcionaram.

Por fim, mas não menos importante, fica o agradecimento eterno aos meus pais, irmã e avô que sempre me apoiaram nos bons e maus momentos deste percurso e permitiram a obtenção deste mestrado.

Abstract

Nowadays, PET has an important role in the study of the metabolic pathways, using tracers like ^{18}F -FDG. Additionally, the role of PET in the detection of lesions in a wide range of anatomical structures is also very well established. Devices based on this technology have evolved and new prototypes have been developed, such as the RPC-PET and ClearPEM scanners. RPC-PET is a whole-body positron emission tomograph based on resistive plate chamber detectors with an axial Field of View of 2.4 m and the ClearPEM scanner is a prototype designed for breast and axilla studies with two planar detector heads.

The aim of this thesis is to correct for the events scattered by Compton effect in the ClearPEM scanner, using the Estimation of Trues Method - an energy-based method that uses two different energy windows in order to estimate the scatter distribution in standard window of acquisition. This method was applied successfully in ClearPEM prototype.

For the RPC-PET prototype, where the energy of the events is not measured, the goal is to study if an adaptation of this scatter correction method is feasible, by using detector plates with expected smaller scatter fractions to estimate the scatter distribution in the other plates. This method was implemented and applied successfully in the ClearPEM prototype. In the RPC-PET prototype, the adapted method would not produce the desired effect since the reduction of scatter fraction in specific detector plates would be insufficient.

Resumo

Hoje em dia a Tomografia por Emissão de Positrões detém um papel importante no estudo das vias metabólicas usando radiotraçadores como o ^{18}F -FDG. Além disso o PET tem um papel fundamental na detecção de lesões nos órgãos do corpo humano. Os dispositivos baseados nesta tecnologia têm evoluído e têm aparecido novos protótipos como o RPC-PET ou o scanner ClearPEM. O protótipo RPC-PET é um tomógrafo baseado em Câmaras de Placas Resistivas de corpo inteiro com um campo de visão axial de cerca de 2.4 m enquanto que o scanner ClearPEM é um protótipo com duas cabeças detectoras planares concebido especificamente para estudos da mama e axila.

O objectivo desta tese centra-se na correcção dos eventos dispersos por efeito de Compton nestes dois protótipos com o método *Estimation of Trues Method* - um método baseado em janelas de energias. Este método foi aplicado com sucesso no scanner ClearPEM. No entanto, não pôde ser aplicado ao protótipo RPC-PET devido à fracção de coincidências dispersas calculada para cada conjunto de placas de detecção.

Lista de Figuras	i
Lista de Tabelas	vii
Lista de Acrónimos e Abreviaturas	ix
1 Introdução	1
1.1 Objectivo	2
1.2 Organização da Tese	3
1.3 Publicações	3
2 Tomografia por Emissão de Positrões	5
2.1 Princípios físicos em PET	5
2.1.1 Decaimento beta	6
2.1.2 Princípio de detecção em PET	7
2.1.3 Interação do fóton com a matéria	7
2.1.3.1 Dispersão de Compton	7
2.1.3.2 Dispersão de Rayleigh	9
2.1.3.3 Absorção fotonuclear	10
2.1.3.4 Produção de pares	10
2.1.3.5 Efeito fotoeléctrico	11
2.1.4 Eventos detectados	12

2.1.4.1	Coincidências verdadeiras	12
2.1.4.2	Coincidências dispersas	12
2.1.4.3	Coincidências aleatórias	13
2.1.4.4	Coincidências múltiplas	13
2.2	Instrumentação de detecção	13
2.2.1	Cristais de cintilação	13
2.2.2	Tubo Fotomultiplicador	15
2.2.3	Electrónica de aquisição	16
2.3	Características intrínsecas dos sistemas de PET	16
2.3.1	Resolução espacial	17
2.3.2	Resolução temporal	18
2.3.3	Resolução em energia	18
2.3.4	Sensibilidade	18
2.3.5	Fracção de coincidências dispersas	18
2.3.6	Taxa equivalente de ruído	19
2.4	Aquisição 2D e 3D	19
2.5	Correcção e Reconstrução dos dados	21
2.5.1	Correcção da dispersão de Compton	21
2.5.1.1	Métodos baseados em discriminação de energia	22
2.5.1.2	Métodos de convolução e desconvolução	24
2.5.1.3	Métodos baseados na estimativa directa da distribuição de dispersão	24
2.5.1.4	Métodos de reconstrução estatística	25
2.5.1.5	Alterações a nível de <i>hardware</i>	25
2.5.2	Métodos de reconstrução	25
2.6	Tempo-de-voo em PET	29
3	Protótipos baseados na tecnologia PET	31
3.1	Câmaras de Placas Resistivas	31
3.1.1	Modos de funcionamento das RPCs	32
3.1.1.1	Modo avalanche	33
3.1.1.2	Modo <i>streamer</i>	33
3.1.2	Aplicações dos RPCs em medicina nuclear	34
3.2	Mamografia por Emissão de Positrões	35
3.2.1	Clear-PEM	37

4	Metodologia	41
4.1	RPC-PET	41
4.2	ClearPEM	45
4.2.1	Aquisição dos dados	46
4.2.2	Reconstrução dos dados	46
4.2.3	Escolha das janelas de energia	47
4.2.4	Validação	50
5	Resultados e Discussão	53
5.1	RPC-PET	53
5.1.1	Resultados	53
5.1.2	Discussão	57
5.2	Clear-PEM	58
5.2.1	Validação	74
5.2.2	Discussão	78
6	Conclusões	81
	Referências Bibliográficas	83

Lista de Figuras

2.1	Emissão e aniquilação de um positrão. Adaptado de [5].	6
2.2	a) Representação da LOR (linha vermelha tracejada); b) Possível ângulo de desvio originando a não colinearidade (esquema exagerado na figura para melhor visibilidade).	7
2.3	Efeito de Compton.	8
2.4	Secção eficaz de <i>Klein-Nishina</i> em função do ângulo de dispersão θ [1]. . .	8
2.5	Efeito de Compton dentro do tomógrafo. A interacção de Compton origina uma falsa LOR, originando uma falsa detecção da aniquilação.	9
2.6	Esquema representativo da produção de pares - Interacção de um fóton com o núcleo do átomo e conversão no par electrão-positrão.	10
2.7	Esquema representativo do efeito fotoeléctrico.	11
2.8	Possíveis tipos de eventos detectados em PET – a) coincidências verdadeiras, b) coincidências dispersas, c) coincidências aleatórias, d) coincidências múltiplas. Apenas as coincidências verdadeiras fornecem a informação correcta, pois é o único tipo de coincidência em que a LOR (a tracejado) passa pelo ponto de aniquilação.	12
2.9	Esquema representativo do interior de um fotomultiplicador. Adaptado de: [19, 20].	15
2.10	Esquema representativo de um bloco de detecção. Adaptado de [14].	17
2.11	Definição dos planos: a) cruzados e b) directos. Adaptado de [14].	20
2.12	Planos obtidos no modo 3D. Adaptado de: [14].	20

2.13	Projecções e sinograma. Adaptado de [35].	26
2.14	Processo de <i>rebinning</i> dos dados [41].	28
2.15	Ilustração das diferenças na aquisição com e sem a informação de TOF em PET - a) sem informação de TOF b) com informação de TOF.	29
3.1	Esquema dos detectores baseados em RPCs [45].	32
3.2	a) PET convencional b)Protótipo RPC-PET [47].	34
3.3	Geometrias possíveis dos detectores para um scanner PEM (detectores representados a cinzento e a mama a cor rosada)(adaptado de [38]).	36
3.4	Esquema do primeiro protótipo PEM. a) Esquema de um mamógrafo convencional. b) Adaptação sugerida para a realização de uma mamografia por emissão de positrões [54].	36
3.5	Tomógrafo Clear-PEM instalado no ICNAS.	37
3.6	Esquema dos detectores de radiação do scanner ClearPEM. O rectângulo vermelho representa um dos 8 módulos de detecção. Cada módulo de detecção é constituído por vários sub-módulos (6x2) cada um com 4x8 cristais individuais [55].	38
3.7	Esquema do scanner ClearPEM em: a) posição de aquisição mamária; b) posição de aquisição axilar [55].	38
4.1	Geometria do protótipo RPC-PET (adaptado de [58]).	42
4.2	a) Representação da projecção de 2000 eventos. A imagem apresentada resulta da soma de todos os planos transaxiais (perpendiculares ao eixo do tomógrafo). A verde encontra-se representado o local da aniquilação dos positrões. O símbolo • representa o local de detecção do fóton na placa detectora, sendo as intensidades de vermelho a representação dos diferentes detectores (intensidade mais baixa como sendo os detectores mais próximo do centro e intensidades mais elevadas como sendo os detectores mais exteriores. As linhas a preto representam as LORs das diferentes detecções.) b) Estrutura interna das paredes de detecção do tomógrafo (Cada parede de detecção é constituída por 20 placas de detecção).	43

4.3	Processamento do sinograma. A linha central corresponde ao fantoma, sendo os pontos dispersos em seu redor coincidências dispersas (é apenas apresentado o sinograma respeitante aos eventos do conjunto de placas detectoras mais próximo do centro do FOV). a) - Sinograma do fantoma. b) - Sinograma centrado.	44
4.4	Perfil obtido segundo a direcção radial dos dados do sinograma representado na figura 4.3.	44
4.5	Ajuste da distribuição de coincidências dispersas no pico central de contagens. A vermelho encontra-se a região com contribuição para a taxa de coincidências dispersas. A1 representa a área das coincidências dispersas e A2 representa a área de coincidências não dispersas.	45
4.6	Gráfico com o número de contagens em relação ao intervalo da janela de energia. O ULD foi sempre o mesmo (700 keV).	48
4.7	Representação da aplicação do método ETM aos dados em estudo (Adaptado de [61].)	49
4.8	Esquema do fantoma usado para validação da aplicação do método. a) - vista de topo; b) - vista lateral.	51
5.1	Perfis de contagens do primeiro e último nível de detectores. a) Perfis de contagens considerando a existência de coincidências dispersas nos detectores. A azul encontra-se o perfil de contagens do primeiro nível, a azul-ciano o perfil de contagens do último nível e a vermelho a região com contribuição para a taxa de coincidências dispersas. b) Perfis de contagens considerando a não existência de coincidências dispersas nos detectores. A azul encontra-se o perfil de contagens do primeiro nível, a azul-ciano o perfil de contagens do último nível e a vermelho região a com contribuição para a taxa de coincidências dispersas.	54
5.2	Perfis de contagens normalizados para o máximo do primeiro e último nível de detectores.	54
5.3	Gráfico com a SF de cada um dos níveis de detectores (estudo 1).	55
5.4	Gráfico com a SF de cada um dos níveis de detectores (estudo 2).	55
5.5	Reconstruções do fantoma 1 sem correcção de coincidências dispersas utilizando o algoritmo 1 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.	58

5.6	Reconstruções do fantoma 1 utilizando o algoritmo 2 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.	59
5.7	Reconstruções da mama direita do doente 1 utilizando o algoritmo 1 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.	60
5.8	Reconstruções da mama direita do doente 1 utilizando o algoritmo 2 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.	60
5.9	a) Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} (ver secção 4.2.3) para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	62
5.10	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	63
5.11	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} (ver secção 4.2.3) para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	64
5.12	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	65
5.13	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	66
5.14	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	67
5.15	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	68
5.16	Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	69
5.17	Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = f_{max} para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	70

5.18	Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = $fmax$ para cada <i>slice</i> . Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	71
5.19	Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = $fmax$ a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	72
5.20	Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = $fmax$ a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.	73
5.21	Método ETM aplicado ao fantoma de validação com factor de escala = $fmax$ para cada <i>slice</i> , aplicado ao algoritmo 1 (figura da esquerda) e ao algoritmo 2 (figura da direita).	75
5.22	a) Perfil traçado no volume sem correcção e com correcção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixeis segundo a linha desenha no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 1. Factor de escala = $fmax$ aplicado a cada <i>slice</i>	75
5.23	a) Perfil traçado no volume sem correcção e com correcção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixeis segundo a linha desenha no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 2. Factor de escala = $fmax$ aplicado a cada <i>slice</i>	76
5.25	a) Perfil traçado no volume sem correcção e com correcção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixeis segundo a linha desenha no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 1. Factor de escala = $fmax$ aplicado a todo o volume.	76
5.24	Método ETM aplicado ao fantoma de validação com factor de escala = $fmax$ para todo o volume, aplicado ao algoritmo 1 (figura da esquerda) e ao algoritmo 2 (figura da direita).	77
5.26	a) Perfil traçado no volume sem correcção e com correcção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixeis segundo a linha desenha no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 2. Factor de escala = $fmax$ aplicado a todo o volume.	77

Lista de Tabelas

2.1	Propriedades de alguns cristais cintiladores usados em PET. Adaptado de [18].	15
2.2	Alguns métodos de reconstrução usados em PET [37, 38].	26
4.1	Número de contagens em relação ao intervalo de janelas de energia.	47
5.1	SF relativa aos níveis dos detectores (estudo 1).	55
5.2	SF relativa aos níveis dos detectores (estudo 2).	56
5.3	Número de contagens das janelas escolhidas para as imagens das reconstruções das figuras 5.5 e 5.6.	59
5.4	Número de contagens das janelas escolhidas para as imagens das reconstruções das figuras 5.7 e 5.8.	61
5.5	Estimativas de fracção de coincidências dispersas resultantes da aplicação do método ETM (%)	74
5.6	Estimativas de fracção de coincidências dispersas resultantes da aplicação do método ETM (%)	74

Lista de Acrónimos e Abreviaturas

AFOV	<i><u>A</u>xial <u>F</u>ield <u>o</u>f <u>V</u>iew</i> (Campo de Visão axial)
DOI	<i><u>D</u>epth <u>o</u>f <u>I</u>nteraction</i> (Profundidade de Interacção)
ETM	<i><u>E</u>stimation of <u>T</u>ruer <u>M</u>ethod</i> (Estimação das coincidências verdadeiras)
FBP	<i><u>F</u>iltered <u>B</u>ack <u>P</u>rojection</i> (Filtragem das Projeções Retroprojectadas)
FDG	2-[¹⁸ F] <u>F</u> luoro-2-deoxy- <u>D</u> - <u>G</u> lucose
FOV	<i><u>F</u>ield-<u>o</u>f-<u>V</u>iew</i> (Campo de Visão)
FWHM	<i><u>F</u>ull <u>W</u>idth at <u>H</u>alf <u>M</u>aximum</i> (Máxima Largura a Meia Altura)
HW	<i><u>H</u>igh <u>W</u>indow</i> (Janela alta de energia)
LLD	<i><u>L</u>ow <u>L</u>evel <u>D</u>iscriminator</i> (Discriminador do nível mínimo)
LOR	<i><u>L</u>ine <u>O</u>f <u>R</u>esponse</i> (Linha de Resposta)
LYSO	<i><u>L</u>utetium-<u>Y</u>trium <u>O</u>xyortho<u>S</u>ilicate</i> (Oxiortosilicato de Lutécio e Ítrio)

ML-EM	<i><u>M</u>aximum-<u>L</u>ikelihood by <u>E</u>xpectation <u>M</u>aximization</i>
PEM	<i><u>P</u>ositron <u>E</u>mission <u>M</u>ammography</i> (Mamografia por Emissão de Positrões)
PET	<i><u>P</u>ositron <u>E</u>mission <u>T</u>omography</i> (Tomografia por Emissão de Positrões)
PMMA	<i><u>P</u>oly(<u>m</u>ethyl <u>m</u>ethacrylate)</i> Polimetil-metacrilato
RPC	<i><u>R</u>esistive <u>P</u>late <u>C</u>hamber</i> (Câmaras de Placas Resistivas)
SF	<i><u>S</u>catter <u>F</u>raction</i> (Fracção de coincidências dispersas)
SH	<i><u>S</u>tandard <u>W</u>indow</i> (Janela normal de energia)
TOF	<i><u>T</u>ime <u>O</u>f <u>F</u>light</i> (Tempo de Voo)
ULD	<i><u>L</u>ow <u>L</u>evel <u>D</u>iscriminator</i> (Discriminador do nível mínimo)

CAPÍTULO 1

Introdução

A Tomografia por Emissão de Positrões (PET – do inglês *Positron Emission Tomography*) é uma técnica imagiológica médica onde se injecta o doente com um composto marcado com um isótopo radioactivo, de modo a ser possível acompanhar determinada via metabólica através de imagens. Este marcador radioactivo é usado não só para detectar precocemente lesões (neoplasias) nos tecidos de qualquer órgão, mas também para marcar processos fisiológicos em neurologia, cardiologia, farmacologia, entre muitas outras áreas.

Com o avançar do tempo, novas vertentes desta técnica vão sendo desenvolvidas, sempre com o objectivo de detectar precocemente o mais variado tipo de lesões. No âmbito desta tese, são referidos dois protótipos de tomógrafos PET: o RPC-PET e o ClearPEM.

O primeiro é um protótipo de um tomógrafo PET baseado em Câmaras de Placas Resistivas (RPC – do inglês *Resistive Plate Chamber*) desenvolvido pelos grupos LIP Coimbra¹, IBILI², CEI³ que conta com a colaboração e participação do pessoal docente do Departamento de Física da Universidade de Coimbra, da Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra e do Instituto Superior de Engenharia de Coimbra [1]. Este protótipo tem como principais características ser um tomógrafo de corpo inteiro, tendo um campo de visão axial (AFOV - do inglês *Axial Field of View*) com cerca de 2 m, com uma alta sensibilidade e

¹LIP – Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas

²IBILI – Instituto Biomédico de Investigação da Luz e da Imagem, Faculdade de Medicina da Universidade de Coimbra

³CEI - Centro de Electrónica e Instrumentação, Departamento de Física da Universidade de Coimbra

de baixo custo, com a possibilidade de implementação da tecnologia tempo de voo (TOF – do inglês *Time of Flight*) [2]. Com estas características, é possível obter a bio-distribuição do radiofármaco em simultâneo para todo o corpo e detectar tumores em fase inicial com um sensibilidade 20 vezes superior à dos tomógrafos actuais (baseados em simulações de Monte Carlo) [3]. As RPCs são detectores planares gasosos que detectam a passagem de uma partícula através da formação de uma avalanche proveniente da ionização do gás encapsulado entre as placas detectoras (*gap*). A grande vantagem deste tipo de detectores é a excelente resolução espacial e a capacidade de fornecer informação de profundidade de interacção com muito boa resolução (DOI – do inglês *Depth of Interaction*)⁴, pois o erro de paralaxe é anulado com a determinação exacta da DOI no *gap* que detecta o fóton [1, 4, 5].

O ClearPEM é um tomógrafo dedicado de alta sensibilidade que visa o estudo de lesões a nível da mama e axila, desenvolvido pelo consórcio português PET-Mamografia em parceria com a Colaboração *Crystal Clear* do CERN⁵, com o intuito de alcançar uma resolução espacial inferior a 2 mm e um baixo ruído de fundo nas imagens [6, 7]. Este protótipo conta com duas cabeças planares de detectores preenchidas com cristais LYSO e um sistema electrónico de aquisição de dados bastante eficiente e inovador, que permite a determinação da DOI ao longo do cristal de cintilação e a consequente diminuição dos erros de paralaxe.

Actualmente o protótipo encontra-se no ICNAS⁶, em fase de testes.

Os dados usados para os estudo apresentados nesta tese são simulados no caso do RPC-PET, visto estar actualmente a ser construído o primeiro protótipo de corpo inteiro, enquanto que no caso do ClearPEM são usados dados de aquisições de doentes e de fantomas.

1.1 Objectivo

O objectivo desta tese visa o estudo da viabilidade da aplicação do método da Estimacção das Coincidências Verdadeiras (ETM – do inglês *Estimation of Trues Method*) para correcção dos eventos dispersos por efeito Compton nos dispositivos apresentados anteriormente: RPC-PET e ClearPEM.

⁴DOI - efeito que resulta da possibilidade de fótons incidentes obliquamente ao cristal poderem penetrar para além deste e serem detectados em cristais vizinhos.

⁵CERN - *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

⁶ICNAS - Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde

1.2 Organização da Tese

Esta tese tem início com uma fundamentação teórica (Capítulo 2 - Tomografia por Emissão de Positrões), necessária e essencial para entendimento dos vários conceitos e definições usados ao longo dos restantes capítulos. O Capítulo 3 - Protótipos baseados na tecnologia PET explica de forma mais detalhada os protótipos em estudo, bem como o estado actual do seu desenvolvimento.

No Capítulo 4 - Metodologia são descritos os métodos e os materiais usados no estudo da viabilidade da aplicação do método ETM na correcção dos dados dispersos por efeito Compton nos dois protótipos apresentados, assim como uma explicação mais pormenorizada dos métodos de reconstrução dos dados do ClearPEM. Os resultados obtidos e respectiva discussão são apresentados no Capítulo 5 - Resultados e Discussão. O Capítulo 6 apresenta as conclusões obtidas após a realização e análise de todo o trabalho executado, assim como o trabalho futuro que pode ser realizado de modo a complementar e melhorar o presente estudo.

1.3 Publicações

- N. C. Ferreira, F. Rodrigues, **L. Martins**, C. Ortigão, F. Caramelo, L. Mendes, C. S. Ferreira, P. Almeida, M. Castelo-Branco and J. Varela *Image-based data corrections for Positron Emission Mammography*, IEEE Medical Image Conference. October 2012.
- **Luís Martins**, Nuno C. Ferreira, Francisco Caramelo, Catarina Ortigão, Ana S. Rodrigues, Fabiana Rodrigues, R. Bugalho, J. Varela, P. Almeida and M. Castelo-Branco *Scatter Correction for Positron Emission Mammography using an Estimation of Trues Method Approach*. HCIST 2012 - International Conference on Health and Social Care Information Systems and Technologies. October 2012.

Tomografia por Emissão de Positrões

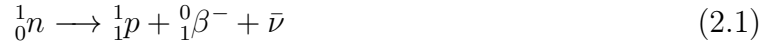
A Tomografia por Emissão de Positrões (PET) é uma modalidade imagiológica que fornece informação metabólica e funcional *in vivo*. Esta modalidade usa ínfimas quantidades de material radioactivo que são administradas ao doente, sendo aplicada clinicamente em oncologia, neurologia e cardiologia [8].

2.1 Princípios físicos em PET

Em PET são detectadas quantidades muito pequenas, que podem ir até concentrações pico-molares (fruto da elevada sensibilidade da PET) de um determinado fármaco marcado com um isótopo radioactivo (neste caso, um radionuclídeo emissor de positrões). O produto final, conhecido por radiotraçador, é administrado ao doente de modo a marcar algumas vias metabólicas tais como o metabolismo da glicose, o transporte de aminoácidos, a síntese de proteínas ou o transporte de catecolaminas. Estes radionuclídeos são isótopos dos principais constituintes das moléculas orgânicas como o oxigénio (^{15}O), o carbono (^{11}C) ou o azoto (^{13}N), o que possibilita usar traçadores com as mesmas características químicas das moléculas nativas [5].

2.1.1 Decaimento beta

Os isótopos radioactivos usados em PET são emissores de positrões, sofrendo por isso decaimento beta devido ao excesso de protões ou deficiência de neutrões. O decaimento beta pode resultar na transmutação de um neutrão (n) ou de um protão (p):



Quando um átomo possui um excesso de neutrões relativamente à configuração mais estável ocorre uma transmutação (equação 2.1), na qual surge um protão e são emitidos um electrão (β^-) e um anti-neutrino ($\bar{\nu}$). Este processo é conhecido com decaimento β^- . A equação 2.2 traduz a transmutação de um protão num neutrão com emissão de um positrão (β^+) e de um neutrino (ν), ocorrente em decaimentos β^+ quando um átomo possui um excesso de protões relativamente à configuração mais estável.

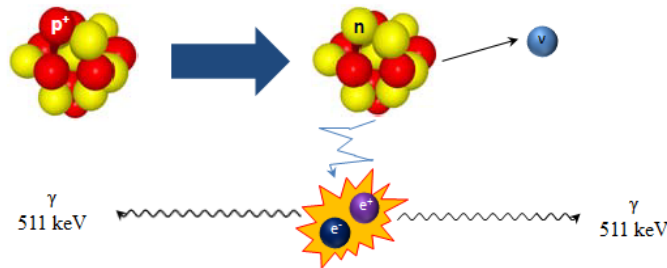


Figura 2.1: Emissão e aniquilação de um positrão. Adaptado de [5].

A energia cinética do positrão libertado é perdida gradualmente através de colisões com a matéria envolvente e/ou, então, por emissão radiativa conhecida como emissão *bremstrahlung*. Quando o positrão perde a maior parte da sua energia cinética, este colide com um electrão (antipartícula do positrão) e ocorre, assim, a aniquilação. Como os positrões têm um momento linear residual aquando da aniquilação, a emissão dos dois fótons de 511 keV criados não é exactamente colinear. A criação destes fótons assegura a conservação de carga de energia ($2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$) e do momento linear [9].

2.1.2 Princípio de detecção em PET

O princípio de funcionamento do PET baseia-se na detecção, através de anéis de detectores, destes dois fótons emitidos. Quando os fótons alcançam os detectores, uma linha que une os dois detectores é definida - a Linha da Resposta (LOR - do inglês *Line of Response*). A LOR é originada caso os dois fótons sejam detectados dentro de uma janela de tempo definida pelo scanner. A figura 2.2 representa uma LOR (linha vermelha tracejada) e o seu ângulo de desvio.

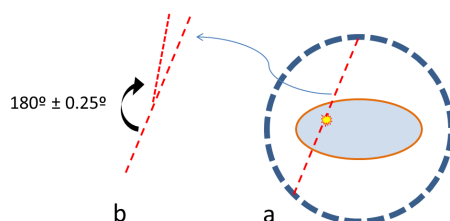


Figura 2.2: a) Representação da LOR (linha vermelha tracejada); b) Possível ângulo de desvio originando a não colinearidade (esquema exagerado na figura para melhor visibilidade).

2.1.3 Interação do fóton com a matéria

O fóton é considerado radiação electromagnética, não tendo massa em repouso nem carga. É comum distinguirem-se cinco interações possíveis do fóton com a matéria - a dispersão de Compton, a dispersão de Rayleigh, a absorção fotonuclear, a produção de pares e o efeito fotoelétrico.

2.1.3.1 Dispersão de Compton

A dispersão de Compton, também conhecida como efeito Compton, consiste na interação entre um fóton e um electrão fracamente ligado ao átomo. Idealmente, após a aniquilação, os fótons deveriam viajar sem interagir desde o local da aniquilação até aos detectores; contudo, não é isso que se verifica, pois o seu curso é muitas vezes impedido devido a interações com a matéria. Desta interação resulta a mudança de direcção do fóton, acompanhada por uma perda de parte da sua energia inicial e a ionização do átomo, uma vez que a energia perdida pelo fóton é transferida para o electrão.

A figura 2.3 exemplifica o efeito referido. A energia do fóton, após a colisão com o electrão, está relacionada com a sua energia inicial e com o ângulo de dispersão θ de

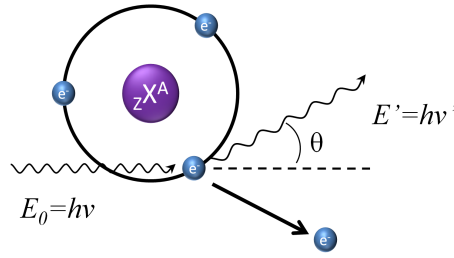


Figura 2.3: Efeito de Compton.

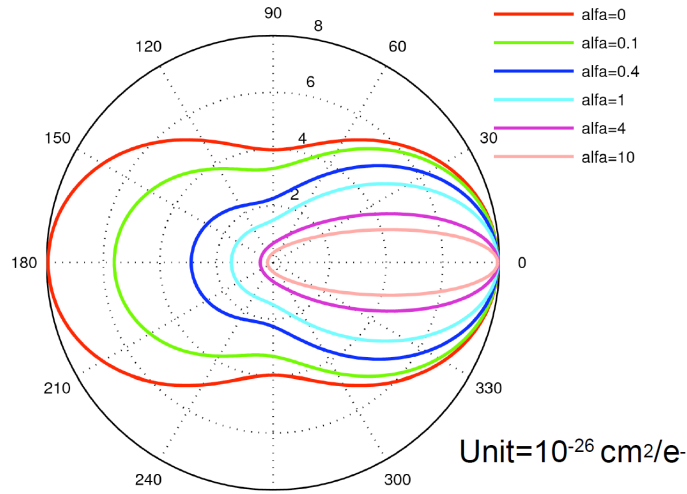


Figura 2.4: Secção eficaz de *Klein-Nishina* em função do ângulo de dispersão θ [1].

acordo com a equação:

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)}, \quad (2.3)$$

onde E_0 e E' representam a energia do fóton antes e depois da colisão, respectivamente. A probabilidade de um fóton sofrer dispersão de Compton é dada pela equação de Klein-Nishina (equação 2.4). Esta devolve a secção eficaz por electrão para determinado ângulo θ (ângulo de dispersão do fóton):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{f}{(1+g)^3} \left(1 + \frac{g^2}{f(1+g)}\right), \quad (2.4)$$

sendo $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.818 fm$ o raio clássico do electrão, $f = 1 + \cos^2 \theta$ e $g = \frac{E_0}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)$. Na figura 2.4 é possível observar a secção eficaz de *Klein-Nishina* em função do ângulo de dispersão θ e da energia do fóton.

O efeito de Compton provoca uma redução do contraste da imagem, ou seja, as zonas

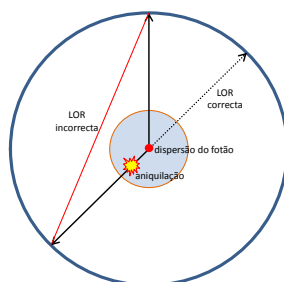


Figura 2.5: Efeito de Compton dentro do tomógrafo. A interacção de Compton origina uma falsa LOR, originando uma falsa detecção da aniquilação.

em que a actividade é menor são reforçadas com actividade das regiões em que a actividade é maior. Esta diferença de contraste provoca variações severas a nível de quantificação, principalmente no modo 3D¹, pois a ausência de *septa* entre os anéis de detecção leva a que num dado plano sejam aceites coincidências dispersas que deveriam ser atribuídas a planos vizinhos [5].

A figura 2.5 mostra o que pode acontecer devido a dispersão de Compton dentro do tomógrafo (vista transaxial). Neste caso apenas se considera a dispersão de um dos fótons.

2.1.3.2 Dispersão de Rayleigh

A dispersão de Rayleigh é caracterizada pelo facto de ser uma dispersão coerente, ou seja, a energia do fóton mantém-se praticamente inalterada (colisão elástica) [10]. Neste tipo de dispersão todo o átomo recebe o momento transferido, mas não é ionizado ou excitado, ocorrendo o regresso dos electrões ao seu estado original após a interacção. Esta forma de dispersão ocorre com maior probabilidade do que a dispersão de Compton em fótons cuja energia é menor do que 100 keV, sendo a sua probabilidade pequena para as energias de interesse em PET, próximas de 511 keV. Como o ângulo de dispersão é pequeno e a alteração da energia do fóton é desprezável, a dispersão de Rayleigh não tem praticamente efeito em imagiologia médica com radioisótopos.

2.1.3.3 Absorção fotonuclear

A absorção fotonuclear, também conhecida como reacção fotonuclear, fotodesintegração ou efeito fotoeléctrico nuclear, consiste na absorção de um fóton por parte do núcleo atómico

¹Modo de aquisição 2D - caracterizado pela utilização de *septa* (colimadores) entre anéis de detectores (tem caído em desuso); modo de aquisição 3D - caracterizado pela ausência de *septa*, recorrendo apenas a colimação electrónica.

com vista à emissão de um neutrão. Para tal reacção ocorrer, o fóton tem de ter uma energia suficiente de modo a superar a energia de ligação do nucleão [11]. A probabilidade de uma absorção fotonuclear ocorrer é significativamente baixa (ordens de magnitude) relativamente ao efeito de Compton, efeito fotoeléctrico ou produção de pares. Este efeito é desprezável em PET porque necessitaria de energias muito mais elevadas do que as dos fótons usados em PET.

2.1.3.4 Produção de pares

No processo de produção de pares, um fóton cuja energia é pelo menos duas vezes a energia do electrão em repouso, $h\nu \geq 2mc^2$, é convertido num par electrão-positrão na proximidade de um núcleo. Esta conversão ocorre devido à interacção do fóton com o campo do núcleo atómico ou do electrão atómico (neste caso a probabilidade de ocorrência é bastante mais diminuída, além de ter um limite energético maior, ou seja, $h\nu \geq 4mc^2$) [11]. A figura 2.6 representa um esquema do processo de produção de pares. Quando a

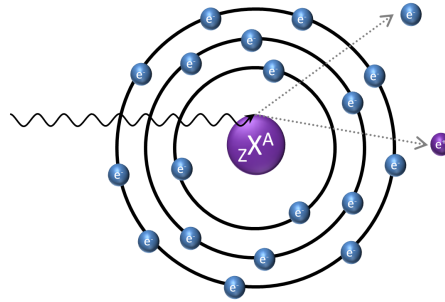


Figura 2.6: Esquema representativo da produção de pares - Interacção de um fóton com o núcleo do átomo e conversão no par electrão-positrão.

produção de pares ocorre no campo nuclear do átomo, o fóton de energia $h\nu$ é convertido em $2mc^2$ mais as energias cinéticas do positrão e do electrão, T_+ e T_- , respectivamente, como é exemplificado na equação 2.5:

$$h\nu = 2mc^2 + T_+ + T_- . \quad (2.5)$$

A probabilidade de ocorrência de produção de pares aumenta com o número atómico Z e só ocorre em fótons de alta energia, ou seja, a produção de pares só ocorre para fótons com energia superior a 1.022 MeV, o que faz este processo não ter relevância em PET pois as energias usadas são menores que 511 keV.

2.1.3.5 Efeito fotoelétrico

Quando uma superfície metálica é iluminada com luz existem electrões dessa superfície que podem ser emitidos. Este fenómeno é conhecido como efeito fotoelétrico e ocorre quando a energia do fotão $h\nu$ é maior que a energia de ligação do electrão orbital B_E . A figura 2.7 representa este efeito num átomo.

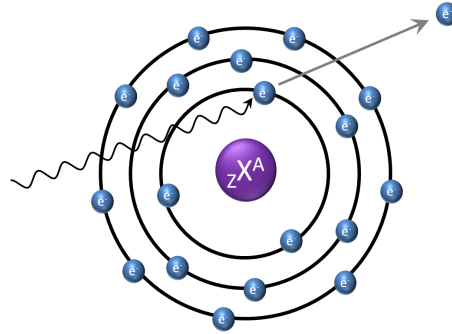


Figura 2.7: Esquema representativo do efeito fotoelétrico.

Para este efeito ocorrer, o fotão terá de possuir uma energia $h\nu$ mínima necessária para superar a energia de ligação do electrão. Caso essa condição se verifique, o fotão será completamente absorvido pelo electrão, sendo depois emitido um fotoelectrão com uma energia T_e , de acordo com a equação 2.6:

$$T_e = h\nu - B_E. \quad (2.6)$$

Após a emissão do fotoelectrão, este deixa um espaço livre na orbital que é rapidamente preenchido por electrões livres ou por electrões de uma camada electrónica superior. A diferença energética resultante desta transição traduz-se na emissão de um fotão característico ou na emissão de um electrão Auger [12].

A probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico depende fortemente do número atómico Z e da energia $h\nu$ dos fotões. A probabilidade é aproximadamente proporcional a $Z^4/h\nu^3$ [11].

2.1.4 Eventos detectados

Após a aniquilação, os fotões nem sempre seguem em direcções opostas até aos detectores existindo quatro classificações para as coincidências detectadas – verdadeiras, dispersas, aleatórias e múltiplas. Dos eventos referidos, as coincidências verdadeiras são as únicas que

nos fornecem um sinal correcto da aniquilação. À excepção das coincidências múltiplas que são descartadas logo aquando da detecção, as restantes são consideradas ruído e, portanto, necessitam de correcção. A figura 2.8 apresenta as possíveis opções após a aniquilação. Os eventos são aceites quando estes se encontram dentro da janela de energia definida e dentro da janela temporal de coincidências (tipicamente, 2 a 5 nanosegundos) [13].

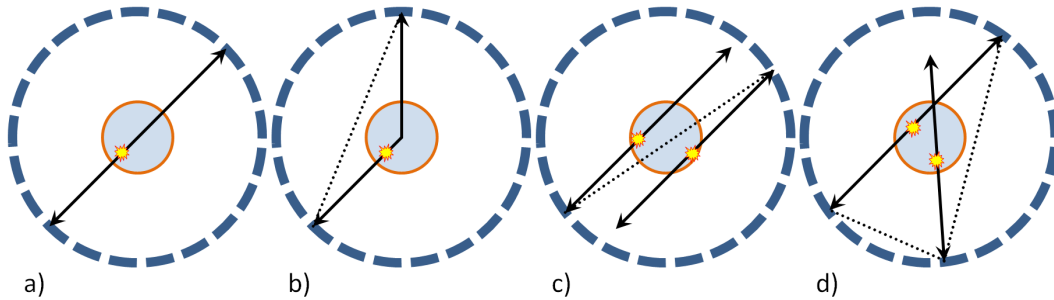


Figura 2.8: Possíveis tipos de eventos detectados em PET – a) coincidências verdadeiras, b) coincidências dispersas, c) coincidências aleatórias, d) coincidências múltiplas. Apenas as coincidências verdadeiras fornecem a informação correcta, pois é o único tipo de coincidência em que a LOR (a tracejado) passa pelo ponto de aniquilação.

2.1.4.1 Coincidências verdadeiras

Este tipo de coincidências é obtido quando os fótons resultantes da aniquilação seguem na mesma direcção mas em sentidos opostos, e são detectados dentro da mesma janela de energia (figura 2.8-a)). É com base nas LORs geradas por estas coincidências que se obtêm as imagens e dados de quantificação.

2.1.4.2 Coincidências dispersas

As coincidências dispersas resultam da dispersão de um ou de ambos os fótons. Após a aniquilação, o fóton é desviado da sua trajectória pela matéria envolvente assumindo uma nova trajectória (figura 2.8-b)). Quando os fótons são detectados é gerada uma falsa LOR devido à mudança de trajectória do fóton (ou fótons). Estes é um dos tipos de eventos que contribui para a degradação da imagem, provocando um esborratamento (conhecido como *blurring*) e uma diminuição no contraste.

2.1.4.3 Coincidências aleatórias

Estas coincidências são geradas por fótons provenientes de aniquilações diferentes que atingem os detectores dentro da mesma janela temporal (figura 2.8-c)). Este tipo de coincidências é proporcional ao quadrado à actividade existente no campo de visão do tomógrafo. Tal como as coincidências dispersas, estas também contribuem também para a degradação da imagem, diminuindo o contraste da mesma.

2.1.4.4 Coincidências múltiplas

Neste tipo de coincidências existe a formação de duas LORs originadas por fótons provenientes de duas aniquilações (figura 2.8-d)). Neste caso, um dos fótons de determinada aniquilação vai pertencer à formação de duas LORs devido ao instante de detecção ser dentro da janela temporal de outros fótons provenientes de outras aniquilações. Estas coincidências são por norma descartadas pelo tomógrafo devido à ambiguidade na determinação do local da aniquilação. Hipoteticamente existirão 2 ou mais LORs atribuídas ao evento e por isso ele não é contado.

2.2 Instrumentação de detecção

A detecção da radiação na Tomografia por Emissão de Positrões passa, principalmente, pelo acoplamento de um conjunto de cristais de cintilação a fotomultiplicadores, de modo a converterem a radiação detectada em impulsos eléctricos. É através destes impulsos que é determinada a LOR correspondente.

2.2.1 Cristais de cintilação

Os cristais de cintilação são a base dos detectores mais usados nos tomógrafos PET actuais. Os cristais cintilam quando alguma partícula ou radiação interage com estes depositando energia suficiente, a qual é, em parte, transformada em luz cujo comprimento de onda se situa dentro do espectro do visível. Esta luz é convertida em impulsos eléctricos pelos fotomultiplicadores.

Os cortes que são vistos nos cristais cintiladores têm diferentes profundidades de modo a conduzirem a luz até ao tubo fotomultiplicador por forma a dar a posição da interacção do fóton dentro do cristal de cintilação. Caso um fóton interaja num canto do cristal, a profundidade do corte do cristal faz com que praticamente toda a luz de cintilação dos

fotoes produzida seja recolhida na sua maioria pelo tubo fotomultiplicador que se situa debaixo dos cristais. Por outro lado, caso um fotoes interaja no meio do cristal cintilador onde os cortes são menos profundos, a luz de cintilação é distribuída mais uniformemente por todos os fotomultiplicadores situados abaixo do cristal de cintilação [14].

Um cristal ideal deve possuir as seguintes características [5, 15–17]:

- elevado poder de atenuação dos fotoes de 511 keV, ou seja, o cristal deve ser bastante denso e possuir átomos com elevado número atómico de forma a maximizar a eficiência de detecção por unidade de volume de cristal - sensibilidade do sistema;
- possuir uma constante de decaimento da cintilação pequena de modo a diminuir a taxa de aquisição de coincidências aleatórias, fazendo assim aumentar a taxa de coincidências não dispersas;
- possuir um índice de refração da ordem dos 1.5, para que exista uma boa transmissão da luz do cristal para o tubo fotomultiplicador;
- ter um comprimento de onda de emissão de aproximadamente 400 nm para oferecer uma boa correspondência à resposta do tubo fotomultiplicador;
- ser portador de características tanto físicas como químicas por forma a preencher os requisitos de acordo com as necessidades de fiabilidade, durabilidade e baixo custo de um tomógrafo;
- não deve ser higroscópico para que seja possível um simples e fácil acondicionamento.

Sendo estas características muito restritas, existe um número muito baixo de escolhas possíveis. Entre os cintiladores mais usados encontra-se o BGO (Germanato de Bismuto), o LSO (Oxiortosilicato de Lutécio), o LYSO (Oxiortosilicato de Lutécio e Ítrio) e, mais recentemente, o LaBr₃ (Brometo de Lantânio). A tabela 2.1 apresenta algumas das características dos detectores mais usados:

2.2.2 Tubo Fotomultiplicador

Os tubos fotomultiplicadores servem para converter a luz de cintilação produzida nos cristais de cintilação aquando da interacção dos fotoes em impulsos eléctricos. A tendência da evolução da tecnologia aponta para a substituição destes por outros fotomultiplicadores mais compactos, como os fotomultiplicadores de silicone (SiPM - do inglês *Silicon Photomultiplier*). Dada a importância passada dos tubos fotomultiplicadores e, por serem ainda

Tabela 2.1: Propriedades de alguns cristais cintiladores usados em PET. Adaptado de [18].

Características	NAI(Tl)	BGO	GSO	LSO	LYSO	LaBr ₃
Número atómico efectivo (Z)	51	74	59	66	60	47
Coefficiente de atenuação linear (cm^{-1})	0.34	0.92	0.62	0.87	0.86	0.47
Índice de refração	1.85	2.15	1.85	1.82	1.81	1.88
Pico de comprimento de onda (nm)	410	480	430	420	420	370
Higroscópico	Sim	Não	Não	Não	Não	Não

muito referidos, faz sentido apresentar uma breve descrição deles nesta tese. A figura 2.9 ilustra o funcionamento de um fotomultiplicador. Um tubo fotomultiplicador é um tubo em vácuo feito de vidro e tem no seu interior um fotocátodo numa extremidade, dínodos revestidos de material emissor e um ânodo em vácuo. A título de exemplo, o ânodo e o

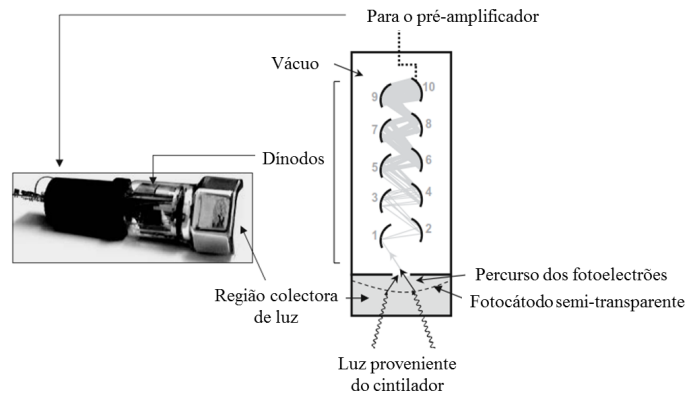


Figura 2.9: Esquema representativo do interior de um fotomultiplicador. Adaptado de: [19, 20].

cátodo estão a uma diferença de potencial de aproximadamente 1000 volts, existindo um incremento de 100 volts entre os dínodos [21]. A luz proveniente do cristal cintilador atinge o fotocátodo e provoca a emissão de electrões por efeito fotoeléctrico. Devido à diferença de potencial existente entre os dínodos, os electrões emitidos são acelerados até ao dínodo, mais próximo colidindo com estes. Visto os dínodos serem revestidos de material que facilita a emissão de novos electrões, cada electrão promove a ejeção de múltiplos electrões secundários, sendo estes electrões secundários novamente acelerados. O processo repete-se até que se atinja o último dínodo onde é criada uma avalanche de electrões que é atraída

pelo ânodo, produzindo-se assim um impulso eléctrico. Todo este processo de amplificação origina uma corrente detectável (na ordem dos miliamperes), sendo esta aproximadamente proporcional à energia depositada pelo fóton no cristal (desde que o detector não esteja a funcionar em modo *Geiger*).

2.2.3 Electrónica de aquisição

Nos sistemas em PET são usados geralmente alguns cristais de cintilação acoplados aos tubos fotomultiplicadores (geralmente 4) formando um bloco de detecção, como exemplifica a figura 2.10. Existem vários processadores que recebem e reorganizam a informação proveniente dos cristais de cintilação acoplados aos tubos fotomultiplicadores de forma a acelerar o processamento e reconstrução dos dados. Para determinar se houve detecção em coincidência noutro detector, é gravado o instante da interacção do fóton no cristal. As coordenadas X e Y da interacção do fóton com o bloco de detecção são calculadas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} X &= (A - C + B - D)/(A + B + C + D) \\ Y &= (C - D + A - B)/(A + B + C + D), \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde A , B , C , D são os sinais detectados nos quatro tubos fotomultiplicadores.

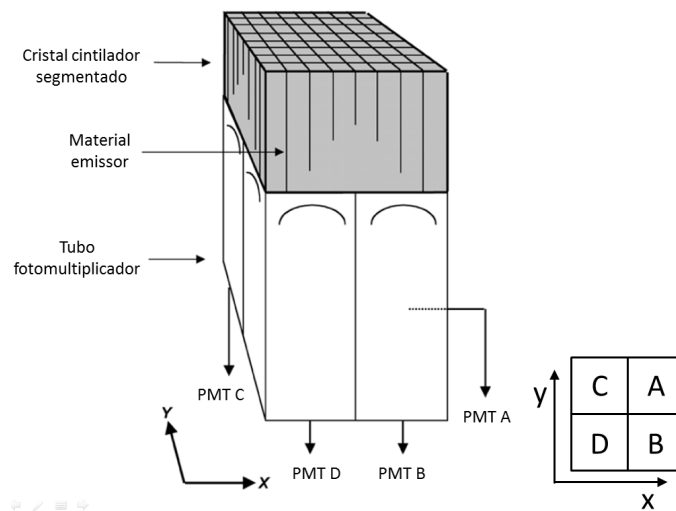


Figura 2.10: Esquema representativo de um bloco de detecção. Adaptado de [14].

2.3 Características intrínsecas dos sistemas de PET

Os tomógrafos PET possuem algumas características através das quais se consegue melhorar o resultado final das imagens obtidas com estes sistemas. São exemplos destas características a resolução espacial, a resolução temporal e a taxa equivalente de ruído.

2.3.1 Resolução espacial

A resolução espacial define-se como a distância mínima entre dois pontos que um sistema consegue distinguir. Os dois pontos distinguem-se quando a distância entre eles é maior do que a largura a meia-altura (FWHM – do inglês *Full Width at Half Maximum*) de uma gaussiana correspondente à função de resposta da máquina (PSF² – do inglês *Point Spread Function*). Apesar do aperfeiçoamento dos equipamentos de PET a resolução espacial ainda continua a ser limitada. Este parâmetro é afectado por uma série de factores [22]:

- características geométricas do detector;
- tamanho e resolução intrínseca dos detectores;
- distância que o positrão percorre antes da aniquilação;
- não-colinearidade dos fótons resultantes da aniquilação (resolução aqui é tanto pior quanto maior é o raio do anel do tomógrafo);
- acoplamento entre os cristais de detecção e os tubos fotomultiplicadores;
- efeitos de amostragem;
- parâmetros da reconstrução das imagens.

2.3.2 Resolução temporal

A resolução temporal é o tempo mínimo que difere entre a detecção de duas coincidências. Esta característica é muito importante nos sistemas de aquisição, pois quanto maior for esta resolução temporal menor é a taxa de eventos aleatórios (esta taxa é proporcional à largura da janela temporal de coincidências, a qual depende da resolução temporal) e mais facilmente se conseguem diferenciar os eventos múltiplos, dispersos dos restantes através da utilização da técnica tempo de voo (TOF), no caso da resolução temporal ser da ordem do nanosegundo ou inferior [23].

²PSF - função definida pela convolução de todas as contribuições físicas e instrumentais do detector

2.3.3 Resolução em energia

A resolução em energia é definida como capacidade de distinguir duas energias diferentes. Este tipo de resolução é dada pela FWHM de um foto-pico a uma determinada energia. Este parâmetro é bastante importante, pois quanto maior for a resolução em energia de um sistema PET, maior a capacidade de rejeitar fótons que sofreram dispersão [24].

2.3.4 Sensibilidade

A sensibilidade é um parâmetro muito importante em PET uma vez que nos dá a razão entre o número de contagens por segundo e a concentração de actividade. Este parâmetro é geralmente medido com um conjunto de cilindros concêntricos a envolver uma fonte linear. As unidades SI³, e a própria forma de medir a sensibilidade, são reguladas pelas normas NEMA⁴ [25] e, segundo as normas de 2001, são contagens por segundo(cps) por unidade de concentração de radioactividade, resultando em $\frac{[cps]}{\frac{[Bq]}{[cm^3]}}$. A sensibilidade depende bastante da eficiência de detecção e da eficiência geométrica [26], sendo a primeira o produto da probabilidade de detecção de um fóton emitido que chega ao detector pela fracção de fótons que chegam ao mesmo, enquanto a segunda está relacionada com o ângulo sólido do tomógrafo.

2.3.5 Fracção de coincidências dispersas

A fracção de coincidências dispersas ou fracção de dispersão (SF – do inglês *Scatter Fraction*) é uma medida da contaminação dos dados com eventos dispersos que depende do tipo e geometria do detector, da janela de energia de aquisição e do uso de colimadores (tais como os *septa* entre anéis, em sistemas mais antigos de PET). Esta fracção é a razão entre o número de coincidências dispersas (S) e o número total de coincidências (dispersas (S) + não dispersas (U)):

$$SF = \frac{S}{S + U}, \quad (2.8)$$

Segundo as normas NEMA, a SF é estimada a partir de aquisições feitas com um cilindro de 20.3 cm de diâmetro e 70 cm de altura contendo uma fonte linear com 70 cm colocada a uma distância de 4.5 cm desviada do centro do cilindro [25].

³Sistema Internacional

⁴National Electrical Manufacturers Association

2.3.6 Taxa equivalente de ruído

A taxa equivalente de ruído (NECR – do inglês *Noise Equivalent Count Ratio*) devolve uma medida global da relação sinal-ruído porque não é sensível às variações regionais das distribuições das fontes. A NECR é definida por:

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + 2fR}, \quad (2.9)$$

onde T representa a taxa de coincidências verdadeiras, S a taxa de coincidências dispersas, R a taxa de coincidências aleatórias e f a razão entre o diâmetro da fonte radioactiva e o diâmetro do tomógrafo. O factor 2 advém da subtracção/correção de coincidências aleatórias [14].

2.4 Aquisição 2D e 3D

Ao longo da evolução dos tomógrafos, vários sistemas de aquisição têm sido usados e testados de forma a garantir uma boa qualidade de imagem no final da reconstrução. Na primeira geração de tomógrafos as coincidências eram só gravadas em planos directos e planos cruzados. Os planos directos são definidos pelas coincidências detectadas nos detectores pertencentes ao mesmo anel de detecção, enquanto que os planos cruzados são definidos pela média de coincidências detectadas por detectores situados entre dois anéis de detecção, como exemplifica a figura 2.11.

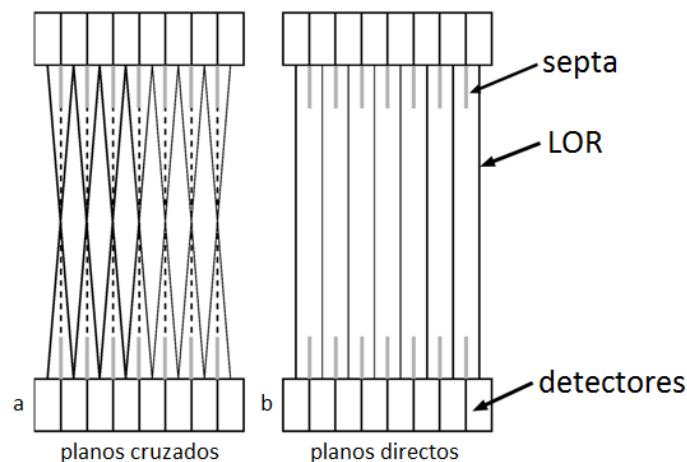


Figura 2.11: Definição dos planos: a) cruzados e b) directos. Adaptado de [14].

Os *septa* (pequenos escudos de tungsténio) eram usados entre os anéis de detectores de

forma a absorver os fótons incidentes de largos ângulos para reduzir o total de contagens, reduzindo, assim, a probabilidade de serem detectadas coincidências aleatórias e também para absorver fótons dispersos no corpo. Este tipo de aquisição é normalmente referenciado como *aquisição 2D* [14]. Porém, a sensibilidade dos tomógrafos pôde ser melhorada aproveitando as várias combinações de planos entre os vários anéis de detectores, bastando remover os *septa* de tungsténio de modo a permitir a formação de LORs oblíquas como é exemplificado na figura 2.12.

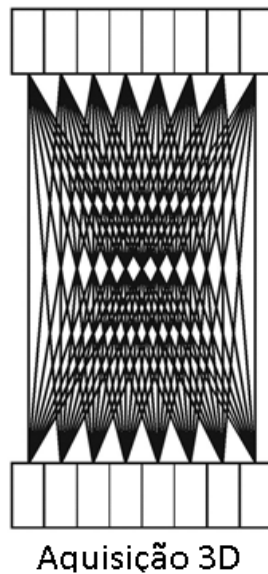


Figura 2.12: Planos obtidos no modo 3D. Adaptado de: [14].

A melhoria de sensibilidade no modo de aquisição 3D, possibilita melhorar a relação sinal-ruído, diminuir o tempo de aquisição e reduzir a quantidade de radiofármaco injectado no doente. O perfil de sensibilidade ao longo do eixo axial do tomógrafo varia consoante o tipo de aquisição, tendo uma forma triangular no caso de aquisições 3D ao contrário das aquisições 2D.

2.5 Correção e Reconstrução dos dados

Os dados depois de armazenados precisam de ser reconstruídos para que seja possível interpretar o que foi adquirido pelo tomógrafo. Na bibliografia existe uma enorme quantidade de técnicas propostas, no entanto só serão abordados os princípios básicos de reconstrução de imagem. O objectivo final é obter um volume de imagens cujos pixels nos

indiquem a quantidade de actividade (Bq/cm^3) numa determinada região. De forma a ser possível obter um valor fidedigno para cada pixel, algumas correcções são feitas aos dados adquiridos. São elas [5]:

- correcção de atenuação;
- correcção normalização;
- correcção das coincidências dispersas por efeito de Compton;
- correcção das coincidências aleatórias;
- correcção de decaimento;
- correcção de movimento;
- correcção do efeito de volume parcial;
- correcção do erro de paralaxe.

No âmbito desta dissertação é dado mais ênfase à correcção das coincidências dispersas por efeito de Compton.

2.5.1 Correcção da dispersão de Compton

Um dos maiores problemas em Medicina Nuclear é a radiação dispersa proveniente, na sua maioria, do efeito de Compton [27].

Esta dispersão causa uma perda no contraste das imagens reconstruídas e pode apresentar regiões “falsas” de actividade, como por exemplo nas regiões fora do doente, onde não existe actividade. Alguns métodos têm sido desenvolvidos para corrigir a dispersão no PET [28]. Os estudos referem quatro categorias [29], mas existe uma outra que também pode ser incluída [28]:

1. Métodos baseados em discriminação de energia;
2. Métodos de convolução e desconvolução;
3. Métodos baseados na estimativa directa da distribuição de dispersão;
4. Métodos de reconstrução estatística;

5. Alterações a nível de *hardware* com recurso à utilização de *septa* ou escudos bloqueadores de raios

2.5.1.1 Métodos baseados em discriminação de energia

Graças ao desenvolvimento em aquisições no modo 3D e aos avanços ao nível da resolução em energia dos detectores foi possível implementar a correcção de dispersão baseada em análise do espectro de energias.

Algumas equipas/grupos de investigação estudaram o processo de aquisição com duas [30, 31], três [32] e múltiplas [33] janelas de energia.

Relativamente aos processos de aquisição com duas janelas, dois métodos foram propostos: o primeiro estimando a componente dispersa na janela de energia em torno do fotopico, usando eventos adquiridos numa janela de baixa energia (DEW – *Dual Energy Window*) [30], e o segundo estimando a componente não dispersa na janela envolvente do fotopico usando os eventos não dispersos de uma janela de altas energias situada acima do fotopico (ETM – *Estimation of Trues Method*) [31].

O primeiro método foi implementado no tomógrafo ECAT 953B (CTI/Siemens) e atribui tanto coincidências dispersas como não dispersas a duas janelas de energia. As coincidências cujos fotões têm energia situada entre 380 e os 850 keV são aceites na janela em torno do fotopico (U), enquanto na segunda janela (L) são aceites coincidências cujos fotões têm energia entre os 200 e os 380 keV. Sabendo a componente dispersa, é possível estimar a componente não dispersa através de duas equações [30]:

$$UE_{total} = UE_{unsc} + UE_{sc} \quad (2.10)$$

$$LE_{total} = LE_{unsc} + LE_{sc}. \quad (2.11)$$

UE_{total} e LE_{total} representam o total de coincidências na janela de altas energias e na janela de baixas energias, respectivamente, enquanto os índices sc e $unsc$ se referem às componentes dispersas e não dispersas, respectivamente.

Procedendo ao rearranjo das duas expressões acima indicadas é possível chegar à estimativa de coincidências não dispersas:

$$UE_{sc} = \left(\frac{1}{R_{sc} - R_{unsc}} LE_{total} - \frac{R_{unsc}}{R_{sc} - R_{unsc}} UE_{total} \right), \quad (2.12)$$

sendo R_{sc} a razão entre os eventos dispersos (LE_{sc}/UE_{sc}) e R_{unsc} a razão entre eventos

não dispersos (LE_{unsc}/UE_{unsc}).

O método ETM baseia-se na aquisição de eventos simultaneamente em duas janelas de energia. É usada uma janela estreita logo acima dos 511 keV (U) em conjunto com outra janela mais larga contendo a janela de altas energias. O limite superior é igual para as duas janelas. Este método assume que o número de eventos não dispersos adquiridos em determinada janela depende das características energéticas da janela em uso e do ângulo de incidência dos fótons aniquilados na face do detector [27]. Além disso, o método pressupõe a inexistência de coincidências dispersas acima de uma certa energia [34]. Assumindo que a janela de energias U acima do fotopico só contém apenas coincidências não dispersas U_{unsc} , a estimativa de coincidências dispersas W_{sc} na janela de energias larga W em torno do fotopico pode ser calculada da seguinte forma:

$$W_{sc} = [W_{total} - f \cdot U_{unsc}]_{filtered}, \quad (2.13)$$

sendo W_{total} a distribuição total de coincidências na janela de energia W (coincidências dispersas, W_{sc} + coincidências não dispersas, W_{unsc}). A função f escala as coincidências não dispersas das duas janelas, isto é, $f = W_{unsc}/W_{sc}$.

No que diz respeito à janela tripla de energia, duas destas janelas situam-se abaixo do fotopico (L_1 e L_2). Tal como o método ETM, as janelas L_1 e L_2 estão sobrepostas parcialmente e têm o mesmo limite energético superior (450 keV) [32]. A componente dispersa na janela normal de aquisição é estimada através da função de calibração (função obtida da razão de eventos coincidentes obtidos nas duas janelas de energia baixas do objecto em estudo e de um cilindro uniforme homogéneo) [32].

O método multi-espectral (variadas janelas de energia) envolve uma grande quantidade de processamento de dados assim como um aumento substancial de ruído devido ao elevado número de janelas de energia. Alguns investigadores [33] usaram 256 janelas de energia de modo a melhorar a eficiência na correcção, apresentando a vantagem de ter uma alta sensibilidade e uma pequena taxa de rejeição de eventos detectados (a posição dos fótons dispersos no detector pode ser restaurado). Apesar disso, o ruído estatístico é um dos grandes entraves ao uso deste tipo de método na correcção de dados nos sistemas de PET comerciais.

2.5.1.2 Métodos de convolução e desconvolução

Os métodos de convolução e desconvolução assumem que a distribuição espacial de coincidências dispersas varia lentamente no espaço [5]. Além de estimarem a distribuição de eventos dispersos através dos dados recolhidos na janela em torno do fotopico, estes métodos necessitam normalmente de dois parâmetros *a priori* de modo a ser possível estimar a componente dispersa: a fracção de dispersão (SF – scatter fraction), que indica a quantidade de dispersão esperada, e a função de resposta de dispersão (srf – scatter response function), que define a distribuição de dispersão nos dados em torno do fotopico [27]. As técnicas de convolução usam como primeira aproximação a distribuição medida (distribuição real + coincidências dispersas), pois a distribuição real é desconhecida. O passo seguinte é repetir o processo, ou seja, utiliza-se na iteração seguinte a distribuição medida, subtraída da estimativa da distribuição de coincidências dispersas obtida na iteração anterior.

No métodos de desconvolução é recuperada a distribuição de coincidências não dispersas a partir da distribuição medida.

2.5.1.3 Métodos baseados na estimativa directa da distribuição de dispersão

Estes métodos assumem que a distribuição de eventos dispersos podem ser calculados a partir da informação contida nas medidas de transmissão e emissão usando um modelo físico de processos de detecção, emissão, atenuação ou mesmo de dispersão da radiação. Para a maioria dos eventos dispersos detectados (cerca de 75% dos eventos dispersos detectados), apenas um dos dois fótons resultantes da aniquilação sofre interacção simples de Compton, para simplificação dos cálculos [5, 27]. A distribuição de dispersão múltipla usa aproximações simples: um integral de transformação da distribuição dispersa simples. Além disso, estes métodos consideram ainda que:

- o efeito de Compton é a interacção prevalente (o efeito fotoeléctrico é desprezável nas janelas de energia consideradas);
- a resolução em energia é bem modelada através de uma gaussiana com desvio-padrão variável de acordo com a energia e correspondente com os valores de medida da resolução em energia;
- as distribuições de atenuação e emissão são bem conhecidas;

- coincidências dispersas fora do campo de visão da câmara contêm a mesma distribuição espacial das coincidências dispersas dentro do campo de visão da câmara.

Um exemplo destes métodos em uso é o SSS (*Single Scatter Simulation*).

2.5.1.4 Métodos de reconstrução estatística

Neste caso, estes métodos baseiam-se em dois pontos:

- a distribuição de coincidências dispersas consiste na sua maioria em componentes de baixa frequência na imagem;
- estas componentes de baixa frequência irão convergir mais rapidamente que componentes de altas frequência em métodos de reconstrução iterativos, como é o caso do método OSEM (ordered subsets - expectation maximization).

2.5.1.5 Alterações a nível de *hardware*

O uso de septa no modo 3D oferece resultados com maior sensibilidade do que aqueles obtidos quando adquiridos em modo 2D usando *septa* entre os anéis de detecção. No caso dos escudos bloqueadores, estes são feitos de chumbo e colocados em redor do doente de forma a atenuar os raios primários, fazendo assim com que seja possível calcular a estimativa da componente dispersa através das LORs bloqueadas pelos escudos, directamente no domínio do sinograma [28].

2.5.2 Métodos de reconstrução

Como já foi referido na secção anterior, para se obter uma distribuição 3D da actividade dentro do corpo é necessário proceder-se a algumas correcções, mas também é necessário reconstruir os dados. As imagens finais observadas não são imagens directas da aquisição, pois durante as aquisições são adquiridos dados em várias posições e em diferentes vistas (conhecidas como projecções). As projecções são depois usadas em algoritmos matemáticos de forma a ser obtido um volume de imagens contendo a informação da actividade no espaço. Na maioria das vezes os dados são armazenados em forma de sinogramas. Este tipo de armazenamento consiste na representação de projecções em linhas, ou seja, as LORs são descritas em função da orientação angular e da sua posição relativamente ao campo-de-visão do tomógrafo (ver figura 2.13).

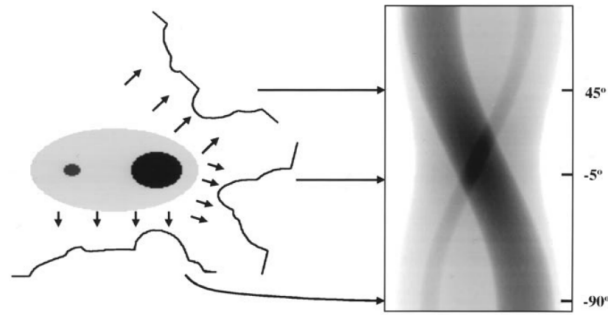


Figura 2.13: Projeções e sinograma. Adaptado de [35].

Independentemente da aquisição ser no modo 2D ou 3D, os métodos de reconstrução dividem-se em dois tipos distintos: métodos de reconstrução analíticos e métodos de reconstrução iterativos. A tabela 2.2 apresenta alguns tipos métodos relativamente ao modo de aquisição.

Um dos métodos analíticos mais usados é o da filtragem das projeções retroprojectadas (FBP - do inglês *Filtered BackProjection*). Este método fornece bons resultados e é muito fácil e rápido de implementar. O método aplica a transformada de Fourier às projeções e, de seguida, um filtro-rampa no domínio da frequência. Finalmente é feita a retroprojectação das projeções filtradas [36].

Tabela 2.2: Alguns métodos de reconstrução usados em PET [37, 38].

		Método	
		Analítico	Iterativo
Modo	2D	FBP	OS-EM
			ML-EM
			ART
3D	3D RP	3D OS-EM	
		RAMLA	

Os métodos iterativos são métodos de reconstrução mais lentos e que produzem uma série de estimativas sucessivas que convergem para a solução do problema, ou seja, neste caso, após cada iteração, o valor da actividade calculado é cada vez mais próximo da realidade. Para cada iteração são usados os valores calculados nas iterações anteriores. Uma das grandes vantagens dos métodos iterativos é o facto de poderem incorporar modelos de correcção e poderem-se corrigir os dados durante a reconstrução, enquanto que os métodos analíticos como o FBP assumem que o valor de um elemento de projecção é igual ao integral da actividade ao longo da linha de projecção, obrigando a que todo o tipo de correcção

dos dados seja aplicada antes da reconstrução [5, 38]. Os métodos iterativos necessitam de cinco componentes [5, 39]:

1. uma parametrização finita da distribuição de actividade, ou seja, uma imagem na forma matricial ou vectorial;
2. uma matriz \mathbf{A} do sistema de forma a relacionar a matriz da imagem \mathbf{f} com uma matriz \mathbf{p} contendo as medidas espectáveis da projecções, tal que $\mathbf{p}=\mathbf{A}\mathbf{f}$;
3. um modelo estatístico com a informação dos valores expectáveis em torno das medidas dos detectores;
4. uma função objectivo que tende a ser maximizada de forma a encontrar a melhor estimativa de distribuição (matriz da imagem);
5. um algoritmo para maximizar a função objectivo que inclui a informação da estimativa inicial de distribuição e um critério de paragem.

O método ML-EM (*Maximum-Likelihood by Expectation Maximization*) [40] usa o algoritmo EM e é o método de reconstrução iterativo mais conhecido. Além deste existe o algoritmo OSEM (*Ordered Subsets Expectation-Maximization*) que usa subgrupos (*subsets*) de dados e aplica o método EM em cada um dos grupos de forma sucessiva, sendo usado o resultado do subgrupo anterior aplicado no subgrupo seguinte. O método é tão rápido quanto maior o número de subgrupos, no entanto quando os subgrupos não têm informação suficiente, a convergência pode resultar numa imagem diferente da imagem correcta. [5].

Outra forma de reconstrução que agrupa a sensibilidade das aquisições em modo 3D com a rapidez de processamento característico das aquisições em modo 2D são os algoritmos de *rebinning* (rearranjo de dados). Estes algoritmos utilizam os dados adquiridos em modo

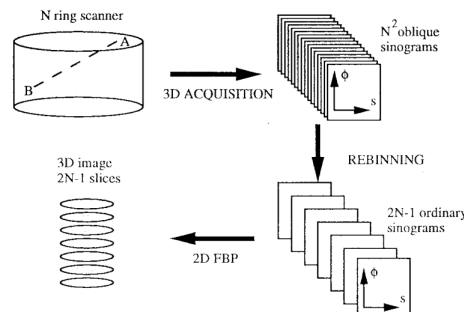


Figura 2.14: Processo de *rebinning* dos dados [41].

3D e conseguem converter o volume de dados em planos paralelos em duas dimensões, aos quais são posteriormente aplicados os algoritmos convencionais de reconstrução 2D. Os planos resultantes da divisão dos dados adquiridos em modo 3D são guardados na forma de sinogramas. A figura 2.14 exemplifica como se processam os algoritmos de *rebinning*.

Para uma determinada aquisição em modo 3D cujo tomógrafo é constituído por N anéis de detectores, obtém-se N^2 sinogramas (N directos + $N(N-1)$ oblíquos). Dentro deste tipo de reconstrução existem pelo menos três algoritmos que são usados: o método SSRB (do inglês *Single Slice Rebinning*), MSRB (do inglês *Multiple Slice Rebinning*) e FORE (do inglês *Fourier Rebinning*).

O método SSRB [42] atribui a LOR oblíqua ao plano não oblíquo que se situa a meia distância dos anéis de detecção. As LORs oblíqua são somadas a esse plano. Neste método o erro da atribuição do plano da LOR aumenta com a obliquidade da LOR.

O método MSRB [43] é semelhante ao SSRB. A diferença é que em vez de atribuir o plano não oblíquo médio que se situa a meia distância dos anéis de detecção, distribui o valor da LOR por todos os planos transaxiais que cruza. É um método mais preciso e mais rápido em relação ao SSRB, porém é instável para dados com muito ruído.

No caso do método FORE [41], este só pode ser usado para obliquidades relativamente pequenas. Este método tem a vantagem de ser muito mais preciso do que o SSRB ou o MSRB para ângulos de obliquidade aproximadamente até 20 graus, sendo suficiente para a maioria dos tomógrafos (excepto no caso do protótipo RPC-PET, devido ao seu longo FOV axial). O método FORE tira partido dos sinogramas oblíquos e trans-axiais no espaço de Fourier, ou seja, calcula a transformada 2D de Fourier (representada por F) de cada sinograma:

$$S(\nu, \kappa, z, \theta) = F(s(x, \phi, z, \theta)), \quad (2.14)$$

baseando-se posteriormente na relação distância-frequência. Esta relação diz que o valor da transformada em determinada frequência recebe contribuições de fontes radioactivas colocadas a uma distância fixa $d = -k/2\pi\nu$ ao longo das linhas de integração [5, 41]. Esta relação é grande para grandes valores de frequência. Apesar disso, este método não deve ser usado quando existem grandes aberturas axiais uma vez que existe uma perda de resolução axial [37, 38].

2.6 Tempo-de-voo em PET

O princípio tempo de voo (TOF) baseia-se na localização espacial da aniquilação, através da medição do intervalo de tempo entre a aniquilação e a detecção do fóton no detector.

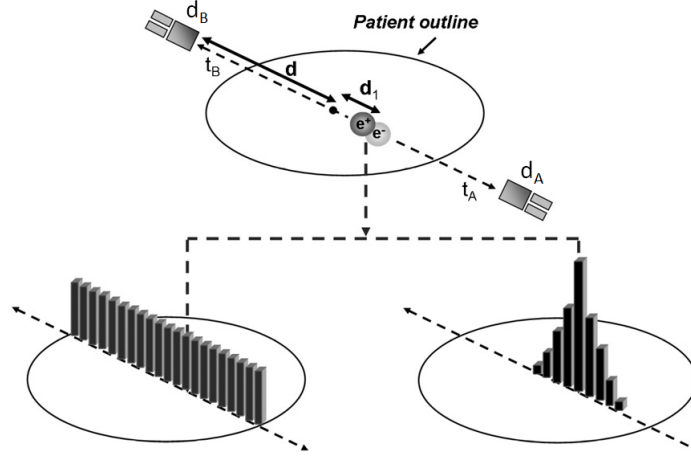


Figura 2.15: Ilustração das diferenças na aquisição com e sem a informação de TOF em PET - a) sem informação de TOF b) com informação de TOF.

Considerando uma aniquilação no centro da FOV ($d_1=0$), os fótons resultantes irão ser detectados no mesmo instante em detectores opostos. Para fótons que viajam à velocidade da luz (c), a diferença do tempo de chegada é $\frac{2d_1}{c}$ (considerando a não existência de interação com a matéria circundante).

A resolução temporal dos detectores em coincidência é obtida através da soma quadrática das contribuições de cada um dos detectores ($\sigma_{d_A d_B}^2 = \sigma_{d_A}^2 + \sigma_{d_B}^2$), sendo expressa em termos de largura a meia altura (FWHM), ou seja:

$$\delta t(FWHM) = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_{d_A d_B}. \quad (2.15)$$

Os detectores gasosos baseados em RPCs têm uma resolução temporal para fóton único (511 keV) na ordem dos 90 ps [1]. Com base neste valor e aplicando a equação 2.15, é possível obter um $\delta t = 300$ ps, correspondendo esta incerteza a um erro na posição da aniquilação da ordem dos 45 mm.

Protótipos baseados na tecnologia PET

Após a entrada da tecnologia de emissão de positrões na área da saúde, houve uma grande tentativa de rentabilizar e aproveitar ao máximo as potencialidades desta técnica. Assim começaram a surgir estudos de aplicações desta técnica imagiológica em partes do corpo mais específicas, como o coração ou a mama. Além disso, ao nível do *hardware*, tem havido também uma tentativa de avanço na escolha e na forma como os cristais de cintilação são usados, visto que estes são muitos pequenos e muito dispendiosos. Recentemente, alguns grupos de investigação têm sugerido protótipos de corpo inteiro sem recurso à utilização de cristais, substituindo estes por detectores gasosos [4].

3.1 Câmaras de Placas Resistivas

As Câmaras de Placas Resistivas (RPC) são detectores gasosos de placas paralelas onde existe um campo eléctrico uniforme entre essas placas, sendo o material de pelo menos um dos eléctrodos de elevada resistividade volúmica ($\rho \approx 10^7$ a $10^{12} \Omega \cdot cm$) [44]. Como se pode ver pela figura 3.1, entre os eléctrodos de elevada resistividade encontram-se os espaços que são preenchidos com gás.

Como os eléctrodos são resistivos, uma carga Q_0 que é colectada nestes eléctrodos

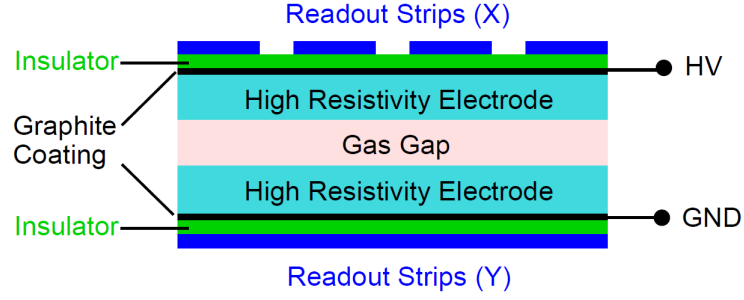


Figura 3.1: Esquema dos detectores baseados em RPCs [45].

diminui ao longo do tempo t de acordo com:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau}, \quad (3.1)$$

onde $\tau = \rho \epsilon_0 \epsilon_r$ representa o tempo de relaxamento do eléctrodo resistivo, ρ a resistividade volumica, ϵ_0 a constante dieléctrica e ϵ_r a permitividade do material resistivo.

Como a figura 3.1 ilustra, os eléctrodos de recolha de sinal são dispostos ortogonalmente entre si de forma a poderem indicar a coordenada x e y do sinal. As descargas nas superfícies dos eléctrodos são pontuais, pois estes têm elevada resistividade volumica e têm um tempo de vida τ , ou seja, não se propagam em toda a área do detector, evitando assim a descarga completa deste e a destruição da electrónica de leitura [1, 45].

3.1.1 Modos de funcionamento das RPCs

A interacção entre o fóton e o detector pode ocorrer através de efeito Compton ou por efeito fotoeléctrico. Estes efeitos ocorrem nas placas detectoras, causando a libertação de um electrão que atinge o espaço entre placas, que se encontra preenchido com gás, e colide com as moléculas desse gás, fazendo com que se libertem electrões secundários, criando assim uma avalanche de electrões (multiplicação de *Townsend*). Como já foi referido, existe um campo eléctrico entre essas placas e, deste modo, é formada uma corrente devido ao movimento dos electrões na presença do campo eléctrico. Essa corrente é depois detectada pelos eléctrodos de recolha. Além disso, este tipo de detectores são geralmente constituídos por várias placas (e consequentemente com vários espaçamentos preenchidos com gás), de forma a garantir que o fóton seja detectado.

Os detectores RPCs têm dois modos de funcionamento: modo avalanche ou modo *streamer*.

3.1.1.1 Modo avalanche

Em modo avalanche, o processo principal nos detectores é a ionização de átomos (ou moléculas) de gás existente entre as placas com a formação de uma avalanche que se estende até aos eléctrodos resistivos. Porém esta avalanche criada não chega a criar o efeito de carga espacial¹, não havendo por isso, a formação de uma *streamer*². A magnitude do sinal formado por este modo de funcionamento chega a ser dez vezes inferior quando o sistema está a funcionar em modo *streamer* e, por isso, permite aos detectores uma maior taxa de contagem (na ordem dos kHz/cm^2 devido a um tempo morto inferior). Por outro lado, para tal acontecer, é necessária uma electrónica de pré-amplificação e de baixo ruído.

3.1.1.2 Modo *streamer*

Este modo resulta da existência de um campo eléctrico bastante forte entre as placas e do gás encapsulado entre as placas. O gás tem de possibilitar a propagação de avalanches formadas, ou seja, tem de permitir a criação do efeito de carga espacial potenciando, assim, uma *streamer* [26, 45]. A velocidade de propagação dos *streamers* é consideravelmente maior que a velocidade medida em modo avalanche. [45, 46].

Dentro da formação de *streamers*, existem dois mecanismos diferentes [45]:

- um mecanismo relativamente lento em que é necessária a ocorrência de múltiplas avalanches consecutivas nos espaçamentos preenchidos com gás. Os fotões UV emitidos que não foram absorvidos podem ainda chocar com electrões presentes na superfície do cátodo e em alguns electrões distanciados alguns milímetros na direcção radial da avalanche. Estes electrões geram avalanches sucessivas que podem culminar com a formação de *streamers*. A nível experimental observa-se primeiro um pulso correspondente a uma avalanche (conhecido como sinal precursor), seguido pelo sinal de *streamer*;
- um mecanismo rápido, que converte directamente a primeira avalanche em *streamer* (*Kanalaufbau*).

Uma das desvantagens dos RPCs com funcionamento *streamer* é a menor taxa de contagem devido ao tempo morto do sistema (tempo necessário para recarregar os eléctrodos

¹Quando existe um grande ganho em avalanche, a densidade das partículas portadoras de carga é tal que faz com que o campo eléctrico criado pela carga da avalanche seja comparável com o campo eléctrico aplicado [1].

²*streamer* é definido como um processo cujos fotões da gama dos ultra-violeta (UV) emitidos pela avalanche favorecem a propagação dos portadores de carga.

após descarga).

3.1.2 Aplicações dos RPCs em medicina nuclear

Em medicina nuclear, têm sido estudados novos dispositivos de aquisição e chegou-se à conclusão que os RPCs podem melhorar determinados aspectos dos tomógrafos convencionais. Para tal, têm sido usados *timing* RPCs (tRPCs), que consistem em detectores cujas placas estão colocadas paralelamente entre si distanciadas da ordem das centenas de micrómetros [4, 26]. Os tomógrafos convencionais necessitam de vários movimentos da cama para se conseguir fazer uma aquisição de corpo inteiro e usam detectores que têm um custo elevado. O que se tem vindo a estudar e a tentar desenvolver é um tomógrafo de corpo inteiro baseado em RPCs, que poderia adquirir todo o corpo utilizando uma só posição de cama, como demonstra a figura 3.2.

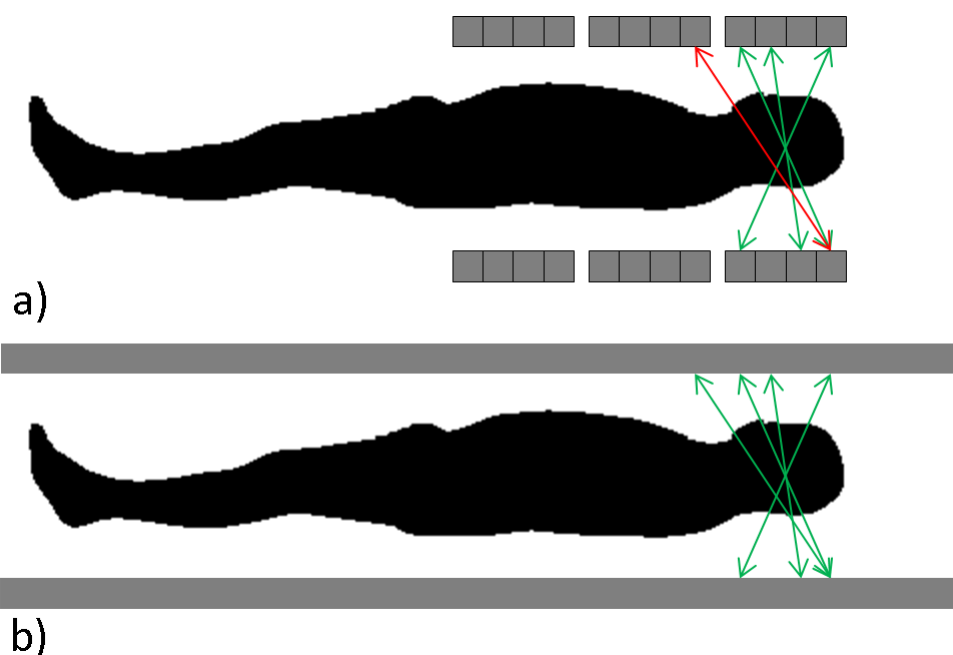


Figura 3.2: a) PET convencional b) Protótipo RPC-PET [47].

Vários estudos demonstraram uma resolução temporal de cerca de 300 ps FWHM para pares de fótons coincidentes usando detectores cujo espaço de amplificação era 0.3 mm [4] para simulações efectuadas num scanner RPC-PET. Por ter uma excelente resolução temporal é possível aplicar a informação de TOF neste tomógrafo [23]. Além da resolução temporal, com um tomógrafo PET baseado em RPCs é possível obter resoluções intrínsecas na ordem dos 0.52 mm FWHM e no espaço imagem da ordem dos 0.51 mm FWHM,

usando o método de reconstrução FBP, e 0.31 *mm* FWHM ,usando o método de reconstrução ML-EM [3, 48].

3.2 Mamografia por Emissão de Positrões

Sendo o cancro da mama a segunda causa de morte por cancro nas mulheres [49], houve a necessidade de se desenvolver novas formas de diagnóstico de modo a complementar as já existentes, melhorando as suas características. Assim, usando os princípios inerentes à tecnologia PET, surgiu a Mamografia por Emissão de Positrões (PEM – do inglês *Positron Emission Mammography*). Tal como em PET, em PEM é marcado um composto com um isótopo radioactivo, de forma a ser possível visualizar os processos fisiológicos. Devido ao facto dos tomógrafos convencionais apresentarem características intrínsecas incapazes de detectar pequenas lesões na mama, houve necessidade de desenvolver dispositivos orientados para esse fim capazes de detectar essas mesmas lesões. A forma mais simples para tal consistiu em aproximar os detectores da mama e alterar a geometria convencional dos blocos de detectores em anel para duas placas paralelas. Estas alterações permitiram aumentar o ângulo sólido do detector, usar cristais de cintilação pequenos e reduzir o volume total de cristal necessário, permitindo assim, um baixo custo de produção e limitar o material de absorção para o tecido mamário [38]. No entanto, existiram várias possibilidades acerca da geometria do detector, como é ilustrado na figura 3.3. Diferentes grupos de investigação escolheram as geometrias que mais lhes interessaram, tendo em conta os factores referidos anteriormente.

Os dispositivos PEM, comparados com os tomógrafos convencionais, mostraram características intrínsecas superiores na detecção de pequenas lesões na mama [50]. Isto deve-se à baixa sensibilidade e resolução espacial por parte dos tomógrafos convencionais que, na sua maioria, não conseguem detectar lesões inferiores a 1 *cm*.

Além dos tomógrafos dedicados ao estudo e detecção de lesões na mama, estão a ser desenvolvidos outros dispositivos para imagiologia de cérebros [51], próstata [52] ou pequenos animais [53].

Vários grupos de investigadores têm estado a desenvolver tomógrafos dedicados ao estudo do cancro da mama. As principais diferenças entre os dispositivos apresentados são as geometrias usadas (foi apresentado pelo menos um protótipo para cada geometria ilustrada na figura 3.3), com o tipo de cristais de cintilação usados, com a capacidade de determinação de profundidade de interacção (DOI) ou com os diferentes algoritmos de

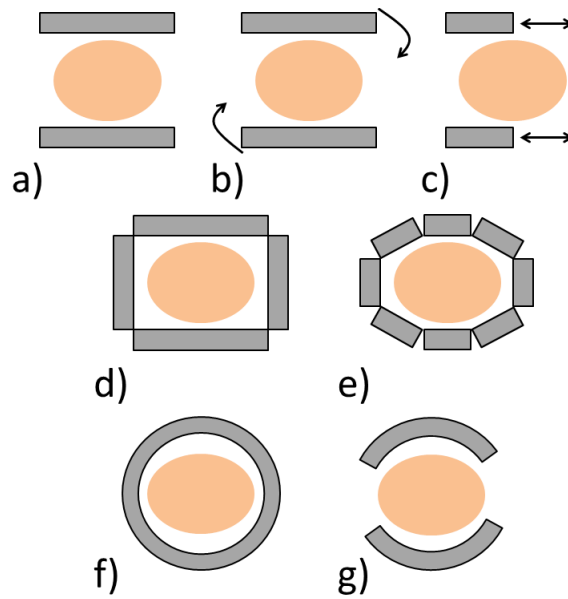


Figura 3.3: Geometrias possíveis dos detectores para um scanner PEM (detectores representados a cinzento e a mama a cor rosada)(adaptado de [38]).

reconstrução [38].

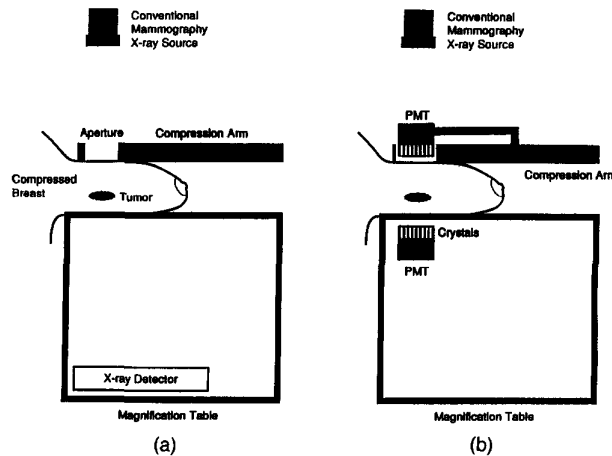


Figura 3.4: Esquema do primeiro protótipo PEM. a) Esquema de um mamógrafo convencional. b) Adaptação sugerida para a realização de uma mamografia por emissão de positrões [54].

O primeiro estudo nesta área foi apresentado por Thompson et al. [54]. O protótipo apresentado (figura 3.4) acopla dois detectores de aniquilações de positrões a um mamógrafo convencional. Os primeiros resultados obtidos foram encorajadores, particularmente devido ao alcance de uma resolução espacial de 2 mm com o uso de cristais de BGO [54].

3.2.1 Clear-PEM

O detector Clear-PEM (figura 3.5), desenvolvido pelo consórcio português PET-Mamografia em parceria com a Colaboração *Crystal Clear* do CERN, é um tomógrafo de alta resolução que permite detectar lesões precoces do cancro da mama.

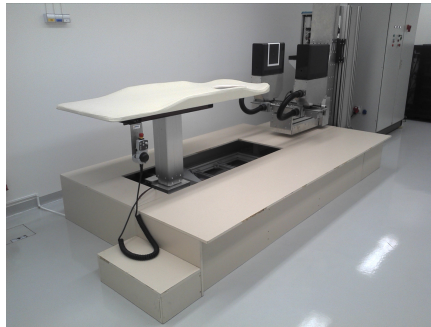


Figura 3.5: Tomógrafo Clear-PEM instalado no ICNAS.

O objectivo do desenvolvimento deste tomógrafo é atingir um baixo ruído de fundo nas imagens, ter uma alta sensibilidade e possuir uma resolução espacial menor do que 2 mm [6, 7]. É possível alcançar o primeiro objectivo, visto a dose injectada neste tipo de exames ficar praticamente fora da FOV e o tomógrafo ser capaz de lidar com uma grande taxa de fótons simples através do uso de detectores rápidos e de um sistema electrónico de leitura capaz de alcançar uma grande resolução temporal. O segundo objectivo pretende diminuir a dose injectada aos doentes bem como diminuir a duração do tempo de exames. De forma a atingir este ponto, o detector ClearPEM usa cristais de cintilação com elevado Z (secção 2.2.1), de forma a melhorar a detecção dos fótons de 511 keV . Por fim, de modo a ser possível alcançar uma resolução espacial uniforme em todo o FOV na ordem dos 2 mm , os detectores têm de ter pequenas dimensões (cristais com dimensões de $2\times 2\times 20\text{ mm}^3$) e serem capazes de medir a DOI dos fótons incidentes [6].

O scanner é constituído por duas placas planares de detectores, tendo cada detector 150.2 cm por 171.5 cm e 8 módulos de detecção. Por sua vez, cada módulo é constituído por 12 placas constituídas por 8×4 cristais de LYSO:Ce (figura 3.6).

Cada cristal de cintilação tem acoplado a si dois fotodíodos de avalanche, cada um colocado numa extremidade do cristal. É graças a estes dois fotodíodos que se obtém a informação da DOI do fóton incidente com aproximadamente 2 mm de precisão [7].

As cabeças de detecção estão acopladas a um braço mecânico giratório que possibilita a realização de estudos e exames não só a nível da mama, mas também ao nível da axila, permitindo assim ampliar o campo de aplicações do scanner.

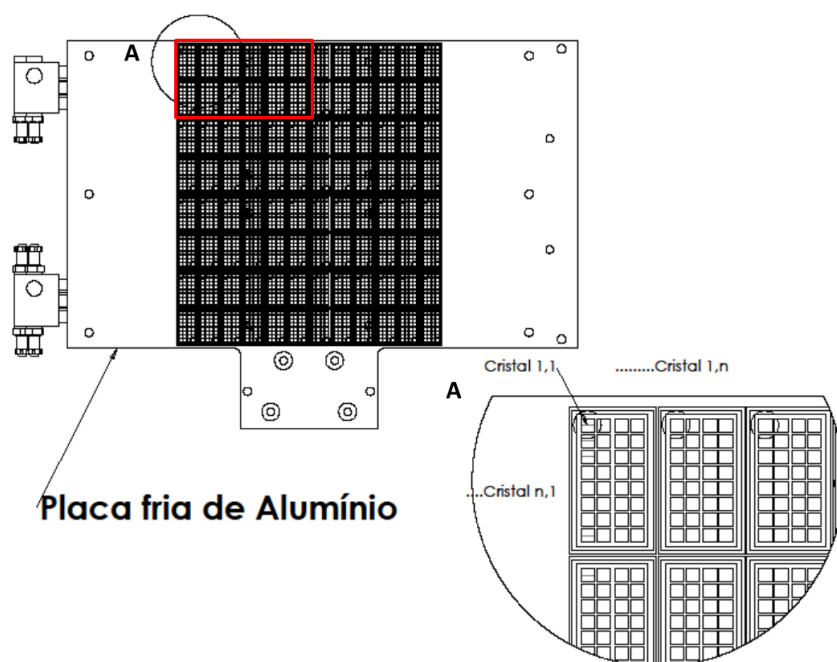


Figura 3.6: Esquema dos detectores de radiação do scanner ClearPEM. O rectângulo vermelho representa um dos 8 módulos de detecção. Cada módulo de detecção é constituído por vários sub-módulos (6x2) cada um com 4x8 cristais individuais [55].

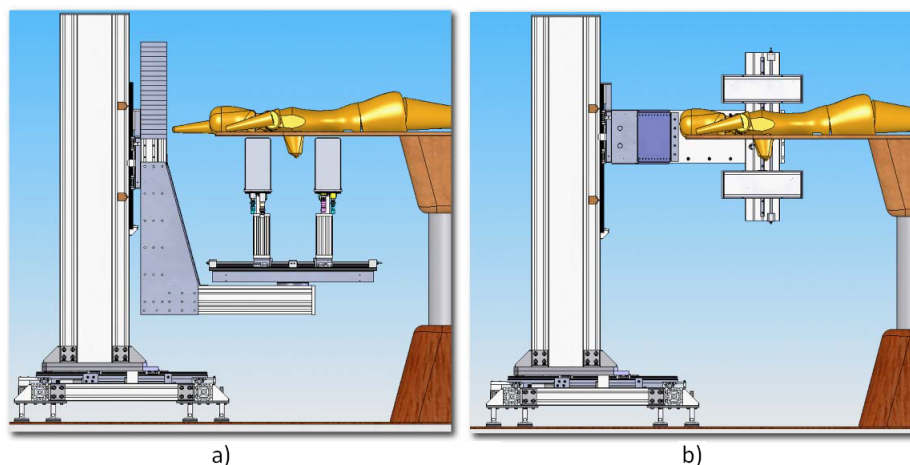


Figura 3.7: Esquema do scanner ClearPEM em: a) posição de aquisição mamária; b) posição de aquisição axilar [55].

Ao nível da reconstrução dos dados, têm sido usados algoritmos de reconstrução iterativa como o *software* STIR (do inglês *Software for Tomographic Image Reconstruction*) que é livre e foi projectado originalmente para detectores cilíndricos e adaptado posteriormente para detectores planares [56], e cujo método usado é o OSMAPOL. Tem sido usado

também outro método adaptado especificamente para o scanner ClearPET [\[57\]](#) baseado no algoritmo de reconstrução ML-EM.

De modo a estudar a aplicação do método ETM (secção 2.5.1.1) na correcção dos eventos dispersos por efeito de Compton nos protótipos RPC-PET (secção 3.1.2) e ClearPEM (secção 3.2.1), foram executados vários procedimentos, tendo em conta o protótipo em causa com vista ao cumprimento dos objectivos propostos para este projecto.

4.1 RPC-PET

Actualmente está a ser construído o primeiro protótipo RPC-PET, não havendo por isso dados reais adquiridos. No entanto, foram feitas simulações, previamente ao trabalho apresentado, de forma a estudar o comportamento das placas resistivas face à interacção com a radiação [58]. Os dados simulados foram gerados usando o *GEANT4, release 9.1, patch 2*, com recurso ao pacote *standard energy physics* (SEP) [58]. Os dados foram gravados em formato *list-mode*¹. Os dados foram simulados para a geometria apresentada na figura 4.1.

Usaram-se os dados previamente simulados para tentar corrigir os eventos dispersos por efeito Compton. Sabe-se que não é possível conhecer a energia dos fotões detectados

¹Formato de dados em *list-mode* - todas as LORs criadas durante a aquisição são gravadas num ficheiro, sendo uma LOR uma linha desse ficheiro contendo variadas informações, tais como a posição da detecção dos dois eventos no detector (x,y,z), a energia de cada um dos fotões, a distância entre placas ou a classificação do evento (se é um evento aleatório ou não).

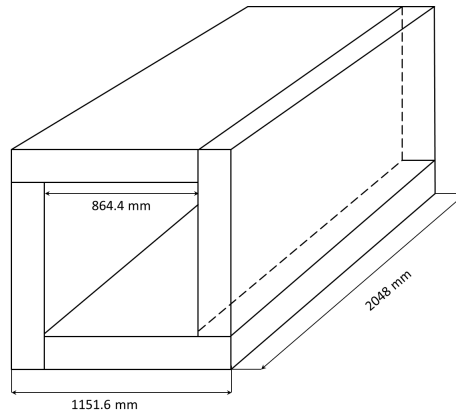


Figura 4.1: Geometria do protótipo RPC-PET (adaptado de [58]).

no RPC-PET, mas sim a sua localização exacta nos eléctrodos (placas de detecção) onde estes colidem. Assim, é proposto utilizar a informação dada pelo conjunto das últimas placas de detecção (conjunto de placas mais afastado do centro do FOV) e comparar com a informação dada pelo conjunto das primeiras placas de detecção (conjunto de placas mais próximo do centro do FOV). Através do cálculo da fracção de coincidências dispersas dos diferentes níveis de detecção é possível verificar se podem ser usadas informações de placas de detecção mais afastadas do centro do FOV de modo a tentar diminuir o ruído proveniente de coincidências dispersas nas primeiras placas de detecção ou vice-versa. O objectivo é tentar adaptar o método ETM, não através de janelas de energia mas sim com base na informação dos diferentes conjuntos de placas detectoras.

Na secção de Resultados (secção 5.1.1), cada conjunto de placas detectoras será nomeado como nível, ou seja, existem 20 conjuntos de placas de detecção. O nível 1 será considerado o conjunto de placas de detecção mais próximo do centro do FOV e o nível 20 será considerado o conjunto de placas de detecção mais afastado do centro do FOV.

Como os dados são simulados, foi possível escolher os dados da forma que mais nos interessou, tendo sido realizados dois estudos. No primeiro estudo (estudo 1), foi calculada a fracção de coincidências dispersas considerando todo o tipo de eventos e no segundo estudo (estudo 2), foram rejeitados os eventos que sofreram dispersão nas diferentes placas de detecção.

Cada detector RPC é constituído por um conjunto de 6 vidros de soda-cal com 0.2 mm espaçados de 0.35 mm, formando assim os espaçamentos preenchidos com gás. Foi simulado um fantoma (volume com 0.001 mm de diâmetro preenchido com água e incorporado num revestimento de polimetil-metacrilato (PMMA - do inglês *Poly(methyl methacrylate)*))

com 2 mm de diâmetro) com uma actividade de 10 μCi . O protótipo tem a forma paralelepípedica com 4 paredes de detecção, sendo cada parede constituída por 20 detectores RPC.

A figura 4.2 ilustra uma representação dos eventos simulados sem qualquer processamento.

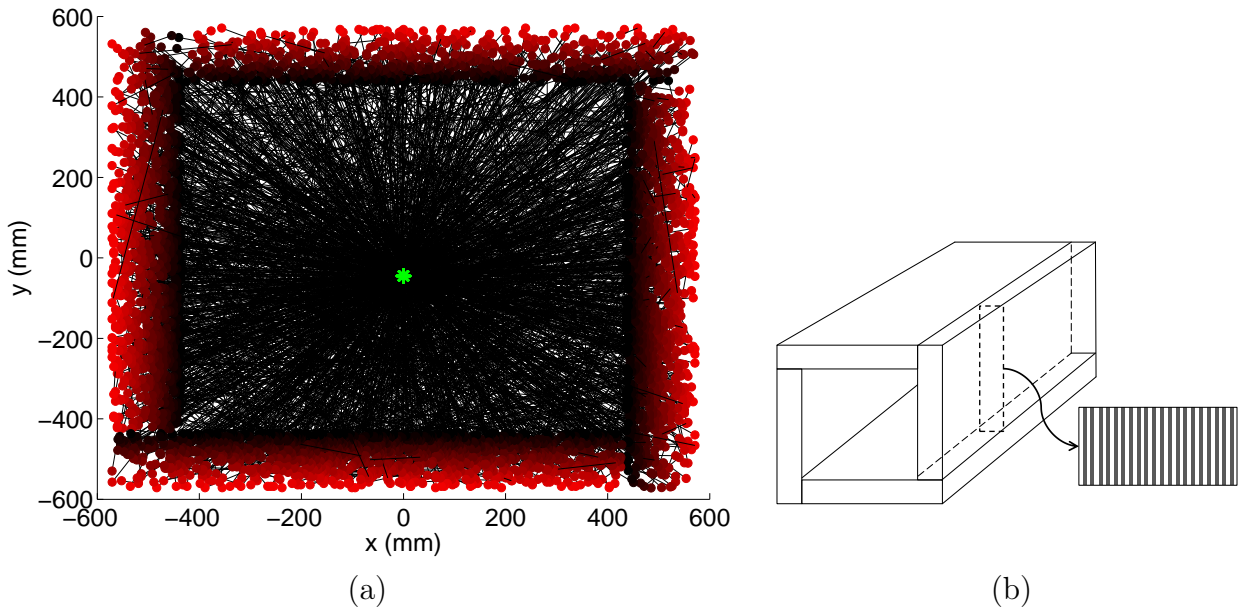


Figura 4.2: a) Representação da projecção de 2000 eventos. A imagem apresentada resulta da soma de todos os planos transaxiais (perpendiculares ao eixo do tomógrafo). A verde encontra-se representado o local da aniquilação dos positrões. O símbolo \bullet representa o local de detecção do fóton na placa detecedora, sendo as intensidades de vermelho a representação dos diferentes detectores (intensidade mais baixa como sendo os detectores mais próximo do centro e intensidades mais elevadas como sendo os detectores mais exteriores. As linhas a preto representam as LORs das diferentes detecções.) b) Estrutura interna das paredes de detecção do tomógrafo (Cada parede de detecção é constituída por 20 placas de detecção).

Através das coordenadas espaciais dos pontos de detecção dos fótons nas placas de detecção organizaram-se os dados no sinograma correspondente a cada placa, de forma a poder ser calculada a fracção das coincidências dispersas para cada conjunto de placas de detecção (secção 2.3.5).

O fantoma não se encontrava centrado no FOV, por isso, no espaço sinograma, os dados tiveram de ser processados. Para se centrar o sinograma, encontrou-se o valor máximo de cada linha horizontal (valor máximo para cada ângulo) e moveu-se para o centro da FOV. A

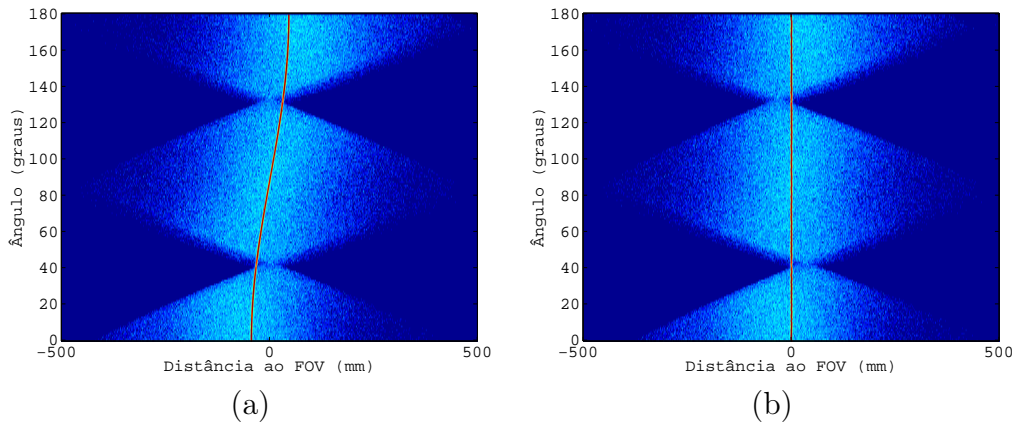


Figura 4.3: Processamento do sinograma. A linha central corresponde ao fantoma, sendo os pontos dispersos em seu redor coincidências dispersas (é apenas apresentado o sinograma respeitante aos eventos do conjunto de placas detectoras mais próximo do centro do FOV). a) - Sinograma do fantoma. b) - Sinograma centrado.

figura 4.3 apresenta apenas o sinograma correspondente aos eventos detectados no primeiro conjuntos de placas de detecção

Para calcular a fracção das coincidências dispersas foi feito um perfil ao longo da vista axial no sinograma (figura 4.4).

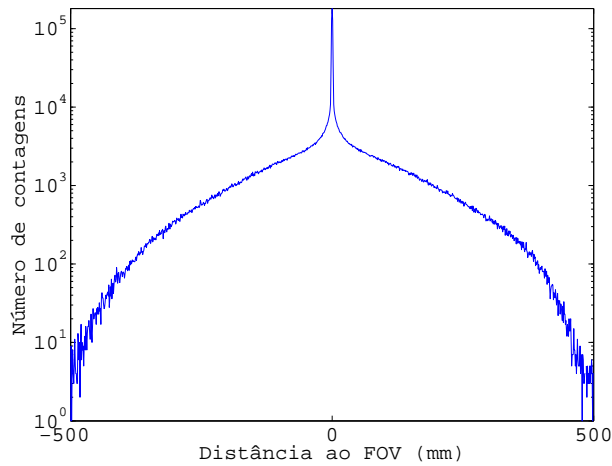


Figura 4.4: Perfil obtido segundo a direcção radial dos dados do sinograma representado na figura 4.3.

Depois disso, foram criadas duas áreas no perfil de contagens, de modo a tentar separar os eventos dispersos dos eventos não dispersos.

A separação destas duas áreas foi feita através de uma extrapolação da distribuição de coincidências dispersas que se obtém nas regiões fora do pico central de contagens para

a zona do pico central. Para isso ajustou-se o resultado a uma função exponencial 2D (do tipo Ae^{-Bd} , sendo d a distância ao pico central), assumindo que na região do pico (região com 30 pixels de lado centrada no pico para estudo 1 e 5 pixels para o estudo 2) a distribuição de coincidências dispersas era igual ao ajuste da função.

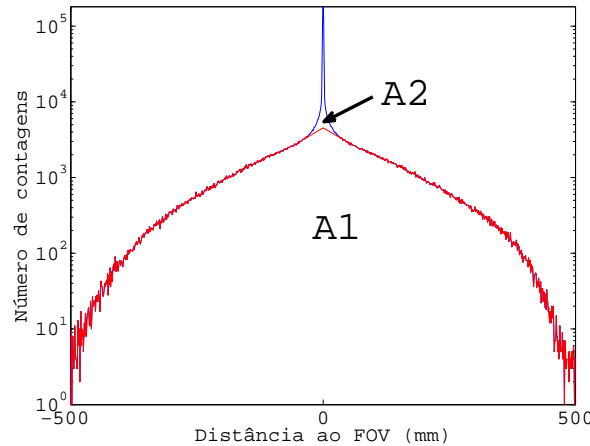


Figura 4.5: Ajuste da distribuição de coincidências dispersas no pico central de contagens. A vermelho encontra-se a região com contribuição para a taxa de coincidências dispersas. **A1** representa a área das coincidências dispersas e **A2** representa a área de coincidências não dispersas.

Após a delimitação das áreas (figura 4.5), foi calculada a fracção das coincidências dispersas aplicando a equação 2.8 da secção 2.3.5:

$$SF = \frac{A1}{A1 + A2} \quad (4.1)$$

A fracção das coincidências dispersas foi calculada para todos os conjuntos de placas detectoras e analisada posteriormente para saber a viabilidade da aplicação do ETM na correcção destes dados.

4.2 ClearPEM

A existência de dados reais obtidos, quer de fantasmas quer de doentes por este scanner, possibilitou a utilização dos mesmos para os estudos em questão.

Tal como no protótipo RPC-PET, no ClearPEM os dados usados foram gravados em formato *list-mode*.

Para estudar a correcção dos eventos dispersos através do método ETM foi usado um fantoma de gelatina cilíndrico de 600 *ml* com 10 *cm* de diâmetro (caracterizando o fundo do fantoma), com várias lesões esféricas de diversas dimensões inseridas. A razão sinal-ruído (LTB - do inglês *Lesion to Background*) simulada foi de 20:1, sendo a concentração de ^{18}F -FDG para a actividade de fundo de 4.81 *kBq/ml*, representando a densidade mamária como extremamente densa [56, 59]. Este fantoma foi considerado como fantoma 1.

Visto existirem dados de doentes, usaram-se os dados relativos a um doente. Será considerada a mama do doente 1. O exame foi efectuado com uma actividade de 9.30 *mCi* de ^{18}F -FDG.

4.2.1 Aquisição dos dados

Os dados em estudo foram adquiridos em quatro ângulos: 90.°, 135.°, 180.° e 225.° tendo cada projecção 5 minutos de aquisição, perfazendo assim um total de 20 minutos de aquisição. A distância entre as cabeças de detectores usada para o fantoma 1 foi de 130 *mm*, enquanto no estudo do doente 1, a distância entre as cabeças de detectores foi de 160 *mm*.

4.2.2 Reconstrução dos dados

Ao nível da reconstrução dos dados utilizaram-se dois métodos de reconstrução iterativa. Um dos métodos retro-projecta cada LOR numa grelha tridimensional de pontos. Tal como o método anterior, este método não necessita dos dados armazenados em sinogramas ou outras formas de organização dos dados, sendo suficiente apenas um ficheiro em formato *list-mode*, pois a LOR é projectada directamente na grelha de pontos usando um critério variável baseado na distância do ponto da grelha à linha. O método é semelhante ao *Point-based MLEM* apresentado por Ivan S. Klyuzhin *et. al.* [60]. Além disso, este método inclui na sua reconstrução volumes de sensibilidade pré adquiridos para cada um dos ângulos de forma a corrigir as variações espaciais de sensibilidade. No entanto, é ainda necessário ser corrigido segundo a direcção axial o factor de normalização a usar, pois nota-se uma “perda” de actividade do fantoma à medida que se aproxima das extremidades do FOV axial (durante o seguimento desta tese será nomeado como algoritmo 1).

O outro método foi desenvolvido por L. Cao *et al.* (será nomeado como algoritmo 2) [57]. Este método usa o algoritmo iterativo ML-EM e vai processando os dados durante a reconstrução e corrige a eficiência dos vóxeis a partir de mapas de eficiência pré-calculados

através de aquisições feitas anteriormente com fantasmas [57].

De referir que ambos os algoritmos se encontram ainda em fase de desenvolvimento, havendo por isso algumas falhas que poderão afectar os resultados. Os algoritmos funcionam um pouco de forma diferente, pelo que são esperadas diferenças nos resultados para os mesmos estudos nos mesmos fantasmas adequados.

Em ambos os métodos, a reconstrução das imagens foi realizada com o mesmo tamanho dos vóxeis: $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$.

4.2.3 Escolha das janelas de energia

A aplicação do método ETM implica o uso de duas janelas de energia - uma mais estreita, que ronda o pico de 511 keV, e outra mais abrangente, em que o limite superior é o mesmo para as duas janelas de energia. Assim, é necessário escolher os limites inferiores (LLD - do inglês *Low Level Discriminator*) das duas janelas de energia e o limite superior das janelas de energia (ULD - do inglês *Upper Level Discriminator*). Estes limites foram determinados tendo em conta as contagens obtidas para cada janela de energia.

A tabela 4.1 apresenta o número de contagens em função do intervalo da janela de energia para o ficheiro *list-mode* obtido na aquisição x do fantoma y (por ex).

Tabela 4.1: Número de contagens em relação ao intervalo de janelas de energia.

Intervalo de janelas	Número de contagens	Intervalo de janelas	Número de contagens
100-700 keV	10664495	400-700 keV	4852390
125-700 keV	10645349	425-700 keV	4008834
150-700 keV	10611626	450-700 keV	3114571
175-700 keV	10562647	475-700 keV	2119406
200-700 keV	10479730	500-700 keV	1119707
225-700 keV	10306028	525-700 keV	402021
250-700 keV	9968158	550-700 keV	95325
275-700 keV	9415062	575-700 keV	19067
300-700 keV	8632247	600-700 keV	4610
325-700 keV	7677117	625-700 keV	1588
350-700 keV	6671759	650-700 keV	552
375-700 keV	5722537	675-700 keV	117

É possível observar que, como é esperado, as primeiras janelas de energia (até à janela 225-700 keV) apresentam pouca variação quanto ao número de contagens, pois a maioria dos fótons têm energia superior a este nível.

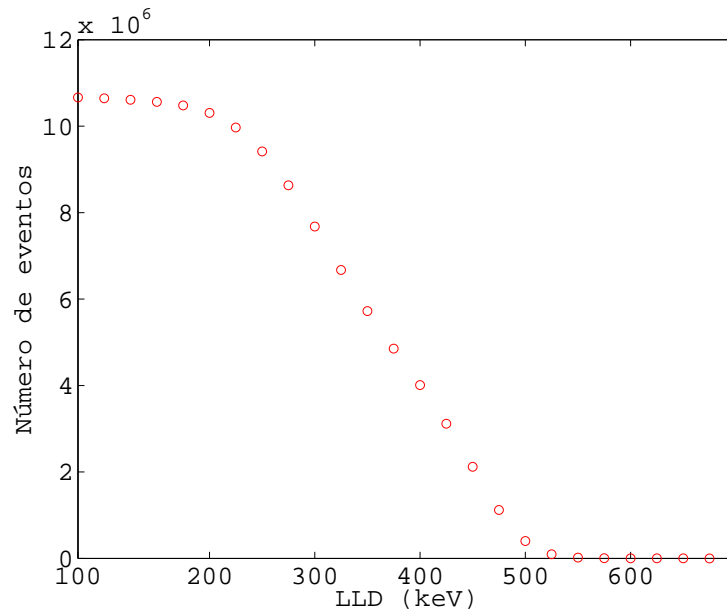


Figura 4.6: Gráfico com o número de contagens em relação ao intervalo da janela de energia. O ULD foi sempre o mesmo (700 keV).

No entanto, quanto menor começa a ser a janela de energia, menor é o número de contagens dessa mesma janela de energia.

O gráfico da figura 4.6 apresenta os dados da tabela 4.1, para uma melhor visualização.

Para todos os casos em estudo escolheu-se o mesmo ULD: 700 keV. Relativamente à janela de energia mais abrangente, escolheu-se a janela 350-700 keV, pois assim eliminam-se muitas contagens provenientes de dispersão e aleatórias. Para a janela de altas energias é necessário ter em atenção a escolha do LLD, pois é necessário existir um compromisso entre a menor SF possível e a máxima taxa de contagem possível, visto o primeiro critério aumentar o limite inferior ao invés do segundo ponto que tende a diminuir o limite inferior. Assim, o LLD nos estudos apresentados pode variar entre 500 a 550 keV para a janela de altas energias.

Após a reconstrução nas duas janelas de energia escolhidas, precedeu-se à aplicação do método ETM (Secção 2.5.1.1) seguindo o esquema da aplicação representado na figura 4.7. Inicialmente temos a distribuição das duas janelas de energia (*standard* (SH) e altas energias (HW)), na figura 4.7-a) e figura 4.7-b).

A distribuição de coincidências da janela de altas energias tem de ser escalada à distribuição de coincidências da janela *standard*. Para isso é multiplicada por um factor global de escala f . Este factor de escala pode variar de aquisição para aquisição e podem existir

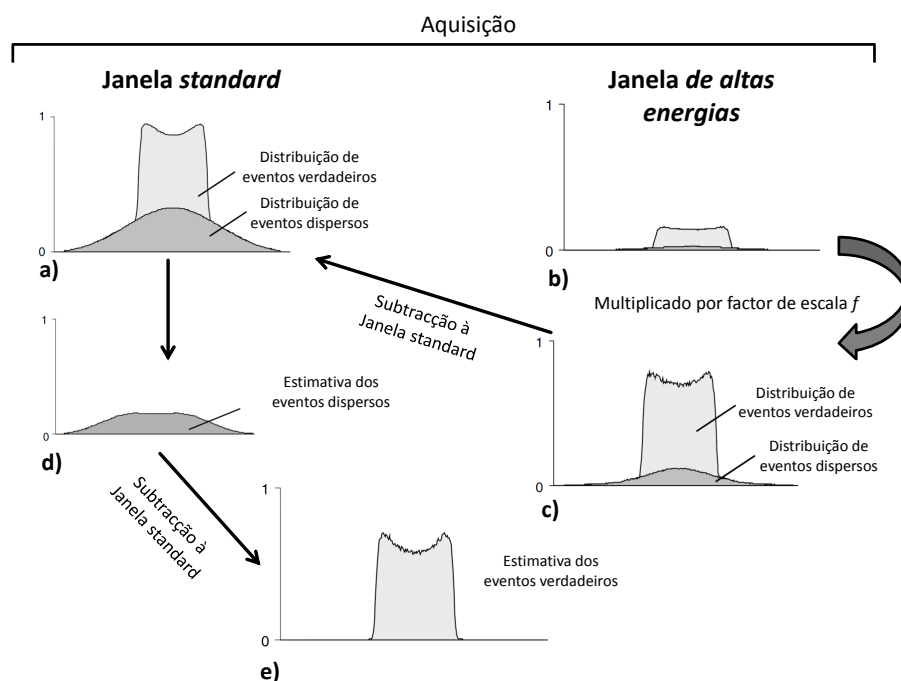


Figura 4.7: Representação da aplicação do método ETM aos dados em estudo (Adaptado de [61].)

várias soluções para se chegar a este valor. No capítulo seguinte são apresentados resultados tendo em conta diferentes formas de estimar este factor f . As várias possibilidades testadas foram as seguintes:

- razão entre a soma de todas as intensidades dos pixels da janela *standard* e da janela de altas energias:

$$f_{\text{total}} = \text{soma}(\text{janela SH}) / \text{soma}(\text{janela HW});$$

- razão entre o máximo de intensidade dos pixels da janela *standard* e da janela de altas energias:

$$f_{\text{max}} = \text{máximo}(\text{janela SH}) / \text{máximo}(\text{janela HW}).$$

Neste caso foi calculado apenas um valor (f) ao que qual se multiplicou todo o volume da janela de altas energias. Foram também testadas outras possibilidades, como as descritas anteriormente, mas desta vez calculando o valor f relativamente a cada *slice* de cada volume

e aplicado a cada *slice* do volume de altas energias, respectivamente. É necessário ter em atenção ao valor deste parâmetro pois a alteração da sensibilidade da janela de energia provoca pequenas alterações neste valor, podendo resultar em grandes flutuações no número de contagens na janela alta de energia, devido à escolha do LLD ser numa zona onde o número de contagens varia rapidamente com o aumento de energia [5, 62]. Além disso, se o valor for demasiado grande, a estimativa de coincidências dispersas (mesmo depois de suavizada) pode dar valores negativos, enquanto se o valor for demasiado pequeno, a estimativa de coincidências dispersas é sobrestimada.

Após a determinação deste factor de escala, este é multiplicado pelo volume de distribuição de coincidências da janela de altas energias, obtendo assim uma distribuição equiparada à distribuição da janela normal (figura 4.7-c)). Esta é depois subtraída à distribuição da janela normal de forma a ficar apenas com a estimativa dos eventos dispersos, como ilustra a figura 4.7-d). Esta estimativa é suavizada com um filtro gaussiano 3D. Este alisamento é necessário e desejável porque é esperado que a estimativa de coincidências dispersas contenha apenas contribuições de baixas frequências [62]. Finalmente, para se obter a distribuição de coincidências verdadeiras, é subtraído o resultado da operação anterior à distribuição de coincidências da janela normal. Ao longo dos estudos realizados não se corrigem os eventos dispersos na janela alta de energia.

Depois de aplicado o método, o resultado obtido é analisado no software de distribuição gratuita *AMIDE*² e num visualizador já desenvolvido em ambiente *IDL*^{®3}, de forma a ser possível verificar a diferença dos volumes antes e depois da aplicação do método.

4.2.4 Validação

Depois da aplicação do método ETM através de janelas de energia, este foi validado usando um cilindro cheio de água dentro de um suporte com água e ¹⁸F-FDG. O fantoma foi colocado no suporte da cama, como apresenta a figura 4.8-b). A actividade inicial era $\approx 6,6$ *mCi*.

Conhecendo a forma e as estruturas do fantoma, é possível prever onde pode haver dispersão e se esta foi bem corrigida ou não.

Foram feitas 22 aquisições. Cada aquisição demorou cerca de 20 minutos tendo sido adquiridos 4 ângulos (90°, 180°, 135° e 225°), com a duração de 5 minutos cada ângulo em cada aquisição. Inicialmente as aquisições foram espaçadas com intervalo de uma

²*AMIDE* - *Amide's a Medical Imaging Data Examiner*

³*IDL*[®] - *Interactive Data Language*

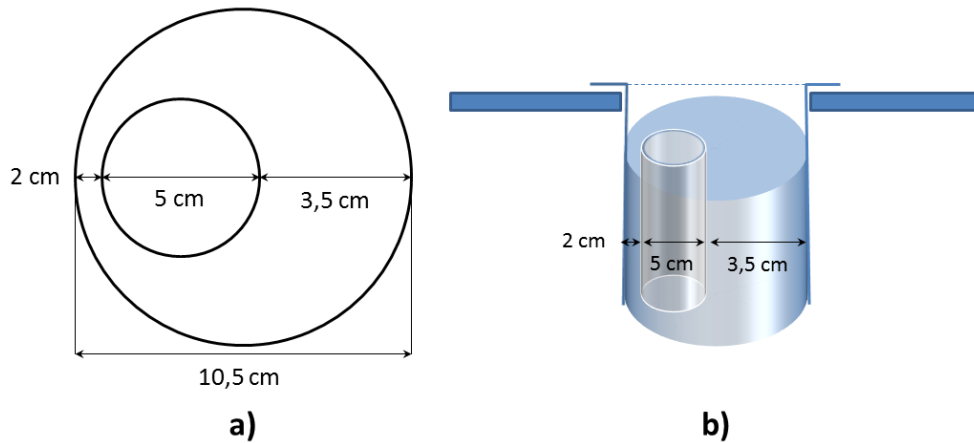


Figura 4.8: Esquema do fantoma usado para validação da aplicação do método. a) - vista de topo; b) - vista lateral.

hora. Após a quarta aquisição, foram feitas aquisições com espaçamento de meia hora. Depois foram escolhidos os ficheiros *list-mode* cujos tamanhos se equiparavam aos volumes estudados e aplicou-se o mesmo método de correcção, tendo-se posteriormente analisado com o *AMIDE* e *IDL*.

5.1 RPC-PET

5.1.1 Resultados

O gráfico da figura 5.1-a) a seguir apresentada traça o perfil de contagens do primeiro e último nível¹ de placas detectoras para o estudo 1¹, para uma melhor visualização da diferença destes ao nível de contagens e ao nível de coincidências dispersas. O gráfico da figura 5.1-b) ilustra o perfil de contagens do primeiro e último nível de placas detectoras relativo ao estudo 2.

A figura 5.2 apresenta os gráficos da figura 5.1, mas normalizados para o seu máximo. Assim, é possível ter uma ideia clara das diferenças reais na distribuição de eventos dispersos nos diferentes níveis das placas de detecção.

¹ver secção 4.1.

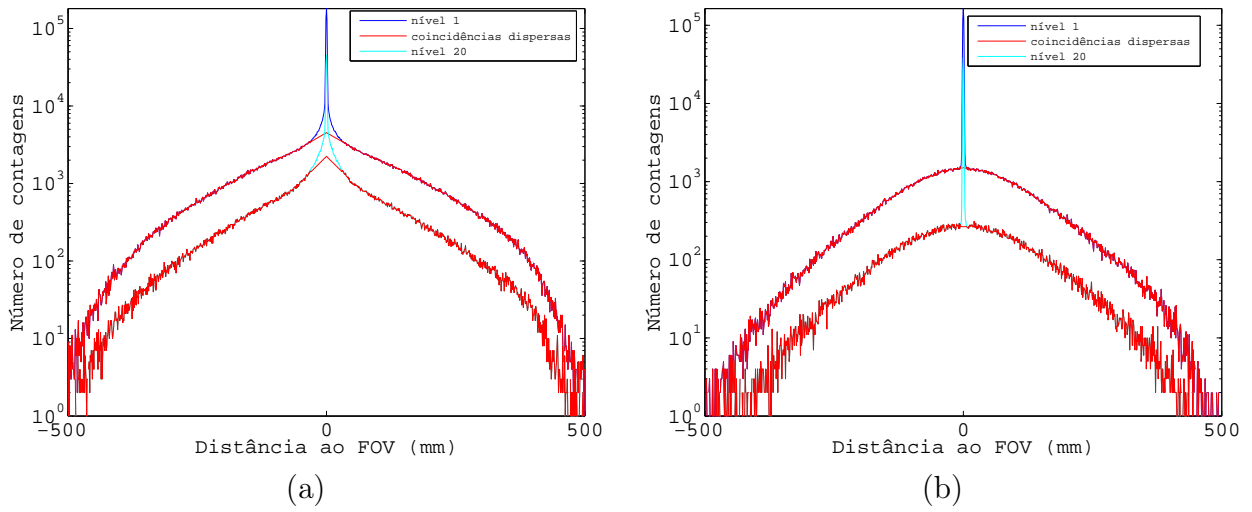


Figura 5.1: Perfis de contagens do primeiro e último nível de detectores. a) Perfis de contagens considerando a existência de coincidências dispersas nos detectores. A azul encontra-se o perfil de contagens do primeiro nível, a azul-ciano o perfil de contagens do último nível e a vermelho a região com contribuição para a taxa de coincidências dispersas. b) Perfis de contagens considerando a não existência de coincidências dispersas nos detectores. A azul encontra-se o perfil de contagens do primeiro nível, a azul-ciano o perfil de contagens do último nível e a vermelho região a com contribuição para a taxa de coincidências dispersas.

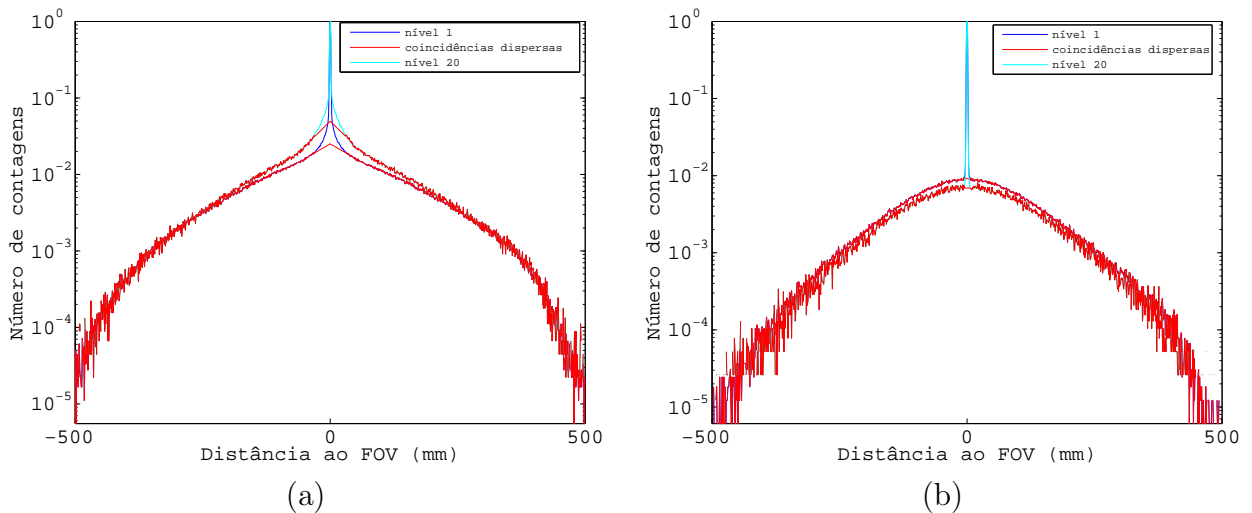


Figura 5.2: Perfis de contagens normalizados para o máximo do primeiro e último nível de detectores.

As tabelas 5.1 e 5.2 apresentam a SF de cada nível das placas de detecção calculadas no estudo 1 e no estudo 2, respectivamente. A coluna A1 representa a área das coincidências dispersas e a coluna A2 a área de coincidências não dispersas (ver secção 4.1).

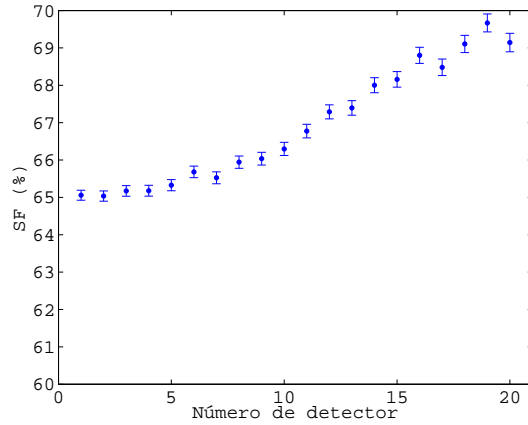


Figura 5.3: Gráfico com a SF de cada um dos níveis de detectores (estudo 1).

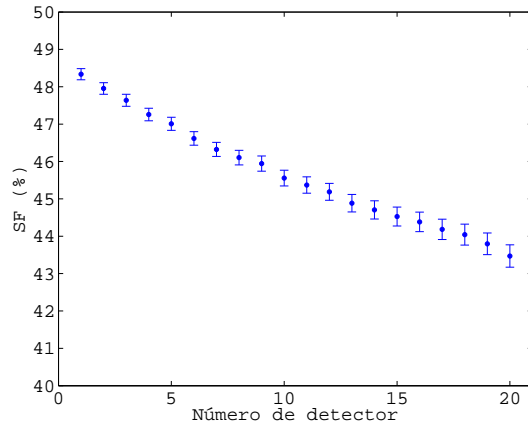


Figura 5.4: Gráfico com a SF de cada um dos níveis de detectores (estudo 2).

Tabela 5.1: SF relativa aos níveis dos detectores (estudo 1).

Conjunto de detectores	A1	A2	<i>Scatter Fraction</i> (%)
1	1057853.48	568160.52	65.06
2	1006939.24	541359.76	65.04
3	958763.89	512357.11	65.17
4	906512.31	484308.69	65.18
5	859949.63	456434.38	65.33
6	816460.89	426597.11	65.68
7	768494.44	404336.56	65.52
8	730537.41	377290.59	65.94

Conjunto de placas detectoras	A1	A2	<i>Scatter Fraction</i> (%)
9	690301.49	355029.52	66.04
10	652552.55	331725.45	66.30
11	619972.29	308481.70	66.77
12	588613.01	286131.99	67.29
13	555037.56	268544.44	67.34
14	528080.68	248476.32	68.00
15	496531.09	231962.91	68.16
16	470725.09	213443.91	68.80
17	439786.93	202418.07	68.48
18	416688.37	186281.63	69.11
19	392153.64	170733.361	69.67
20	361555.49	161349.51	69.14

Tabela 5.2: SF relativa aos níveis dos detectores (estudo 2).

Conjunto de detectores	A1	A2	<i>Scatter Fraction</i> (%)
1	412868.77	441318.23	48.33
2	373152.17	404998.83	47.95
3	339413.67	373079.33	47.64
4	308023.30	343789.70	47.26
5	281743.87	317603.13	47.01
6	255856.05	293002.95	46.62
7	233914.01	271049.99	46.32
8	214105.12	250288.88	46.10
9	196402.75	231077.25	45.94
10	178950.06	213867.94	45.56
11	164579.34	198168.66	45.37
12	151390.62	183634.38	45.19

Conjunto de detectores	A1	A2	<i>Scatter Fraction</i> (%)
13	138754.76	170381.24	44.88
14	127498.05	157706.95	44.70
15	117203.57	146014.43	44.53
16	108073.46	135425.54	44.38
17	99522.01	125721.99	44.18
18	92212.57	117158.43	44.04
19	85348.40	109526.60	43.79
20	78754.43	102416.57	43.47

5.1.2 Discussão

A partir da análise dos gráficos da figura 5.1-a), é possível inferir um certo aumento na largura da base do pico central (pico correspondente aos eventos verdadeiros) à medida que aumenta o nível dos detectores. Esse aumento traduz-se numa maior fracção de coincidências dispersas nesse nível de detector, como é possível observar pela tabela 5.1. É expectável que, conforme se aumenta o número de placas detectoras, a SF aumente, devido aos eventos que são dispersos em placas detectoras mais perto do FOV e que são detectados nas placas detectoras em níveis superiores (figura 5.3). Os valores obtidos para a fracção das coincidências dispersas são bastante elevados, não permitindo a utilização da informação dos eventos detectados nas placas de detecção mais afastadas para corrigir qualquer tipo de eventos dispersos.

Relativamente à análise dos gráficos da figura 5.1-b), não se consegue observar uma grande diferença entre diferentes placas de detectores. É possível notar alguma diferença observando a figura 5.1-b). No entanto, comparativamente à figura 5.1-a), não se verificam tantas contagens em torno do pico. Isto deve-se à ausência de eventos dispersos nos detectores. Esta ausência faz, como seria de esperar, diminuir a fracção de coincidências dispersas (figura 5.4) isto porque, após a aniquilação, os fótons podem sofrer dispersão no meio envolvente mas são logo recolhidos pelos detectores, não havendo dispersão. Apesar da SF ir diminuindo ao longo dos diferentes níveis de detecção, o valor varia pouco. No entanto, a eficiência de detecção em ambos os casos é muito semelhante, não sendo por isso possível aplicar o método ETM neste protótipo.

5.2 Clear-PEM

As figuras seguintes apresentam os dois tipos de reconstrução usados nos estudos efectuados. Na figura 5.5 é possível observar o resultado das reconstruções com o algoritmo 1² e, na figura 5.6, imagens da reconstrução com o algoritmo 2. Em ambas as figuras são apresentadas imagens de reconstruções com diferentes janelas de energia. De seguida é apresentada a tabela 5.3, com o número de contagens usado para as reconstruções das figuras 5.5 e 5.6. São depois, apresentadas as figuras correspondentes à reconstrução dos dados do doente 1 (figuras 5.7 e 5.8), com o algoritmo 1 e com o algoritmo 2, respectivamente. A tabela 5.4 apresenta o número de contagens para ambas as reconstruções.

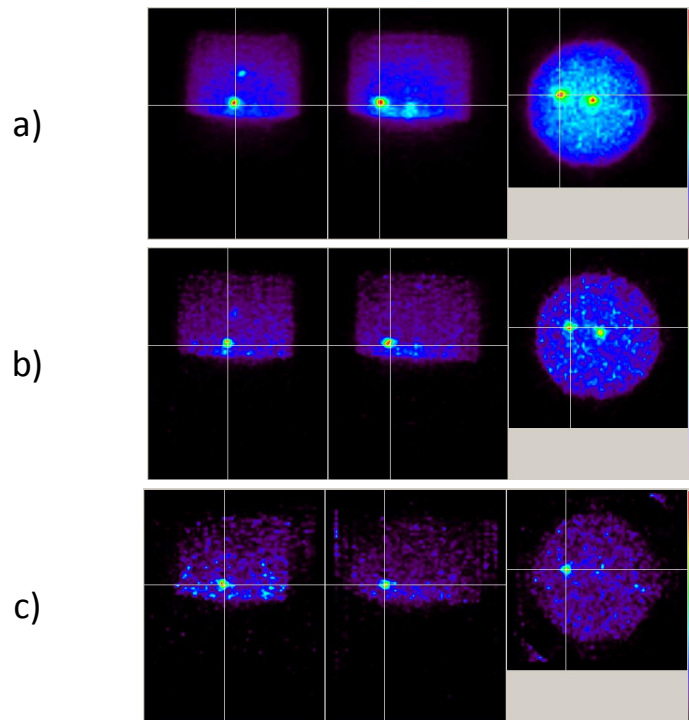


Figura 5.5: Reconstruções do fantoma 1 sem correcção de coincidências dispersas utilizando o algoritmo 1 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.

A tabela 5.3 apresenta o número de contagens das janelas de energia escolhidas para reconstrução do fantoma 1. O número de contagens varia entre os dois algoritmos de reconstrução para a mesma janela de energia. Este facto deve-se à selecção dos eventos a serem usados na reconstrução, ou seja, na reconstrução do algoritmo 1 não são aplicadas

²ver secção 4.2.2

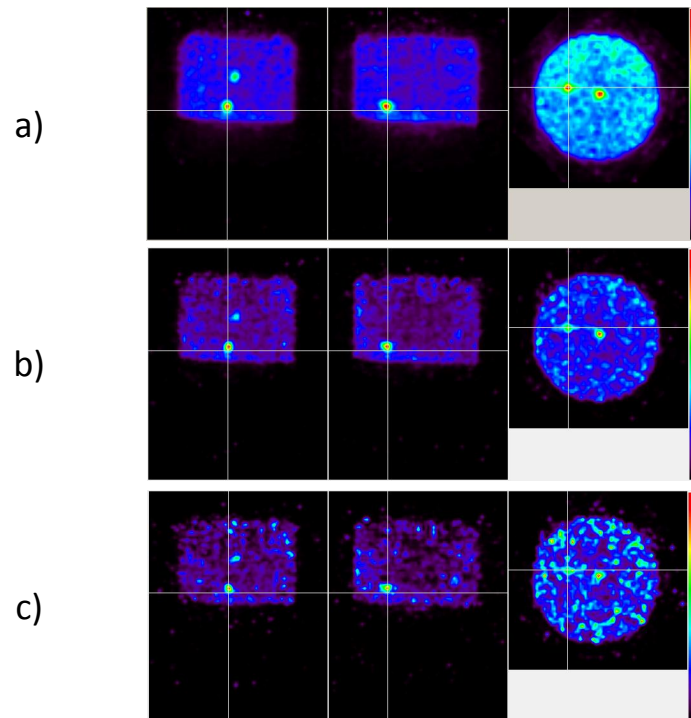


Figura 5.6: Reconstruções do fantoma 1 utilizando o algoritmo 2 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.

Tabela 5.3: Número de contagens das janelas escolhidas para as imagens das reconstruções das figuras 5.5 e 5.6.

Janelas de energia	Algoritmo 1	Algoritmo 2
100-700 keV	19767229	
350-700 keV	9096886	8934484
500-700 keV	987525	965318
525-700 keV	288625	279474

correções de eventos aleatórios, logo o número de eventos a ser usado nas reconstruções é maior. No algoritmo 2 são aplicadas correções de eventos aleatórios e, por isso, os eventos aceites na reconstrução são menores.

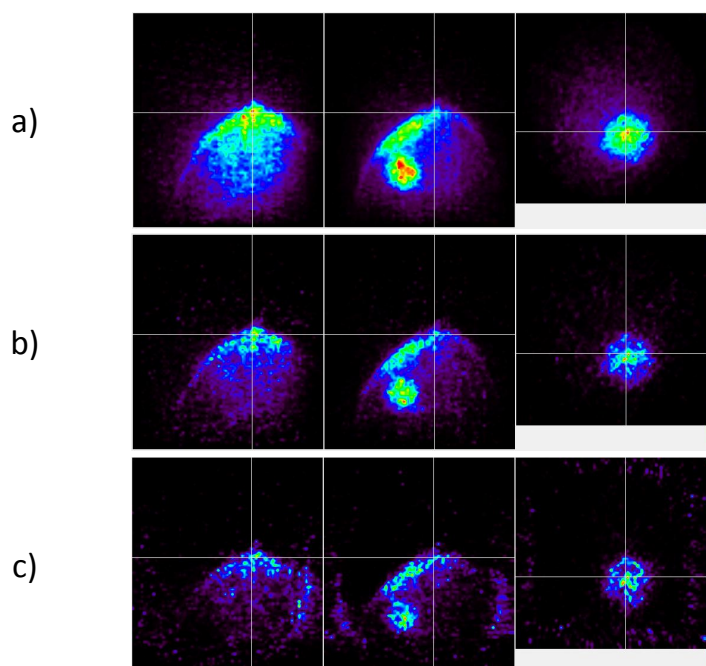


Figura 5.7: Reconstruções da mama direita do doente 1 utilizando o algoritmo 1 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.

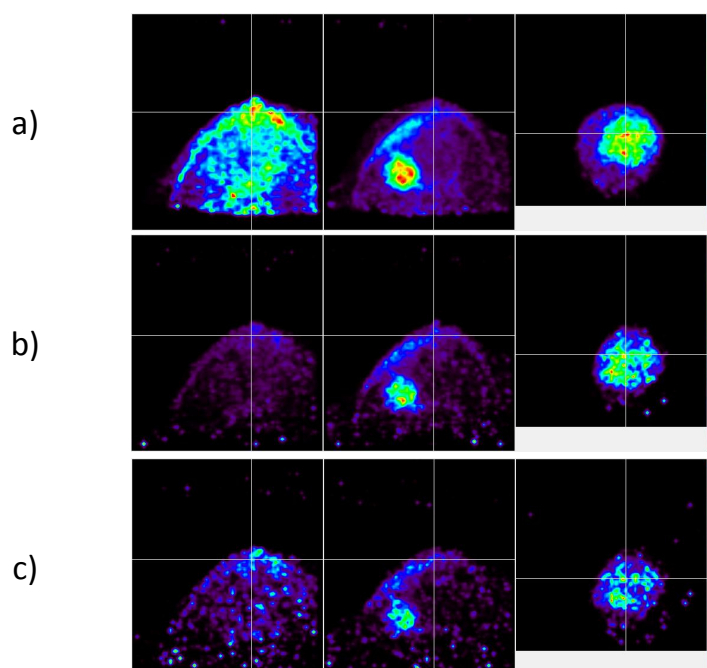


Figura 5.8: Reconstruções da mama direita do doente 1 utilizando o algoritmo 2 em diferentes janelas de energia. a) 350-700 keV. b) 500-700 keV. c) 525-700 keV.

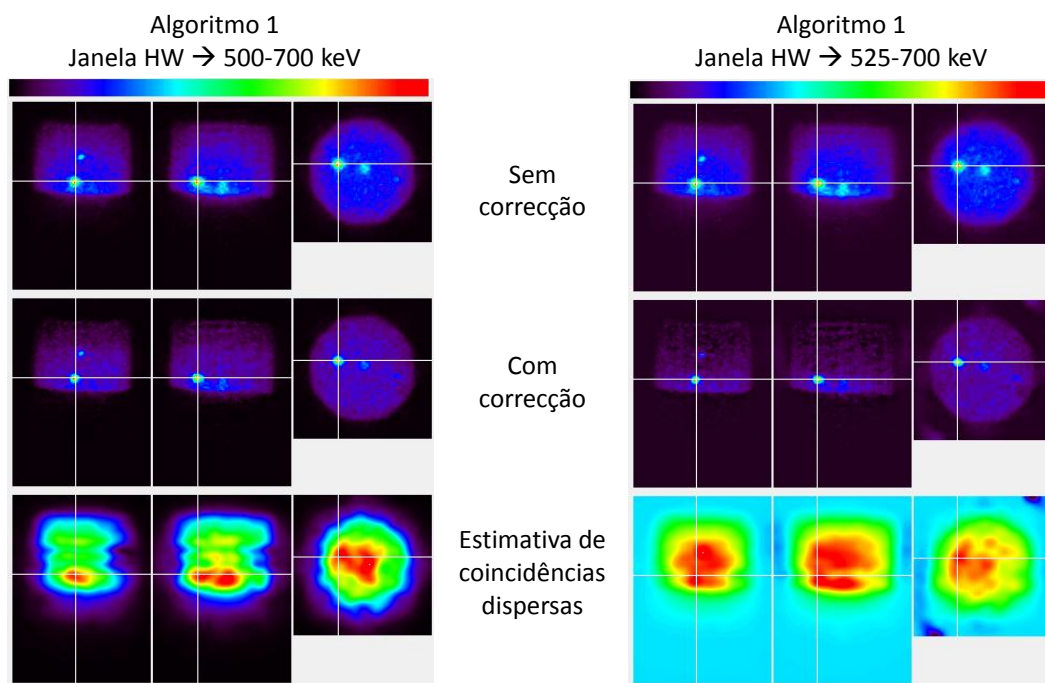
A tabela 5.4 apresenta o número de contagens das janelas de energia escolhidas para

reconstrução dos dados do doente 1. Tal como na tabela 5.3, o número de contagens varia entre os dois algoritmos de reconstrução para a mesma janela de energia. A justificação para tal é a mesma apresentada na tabela 5.3.

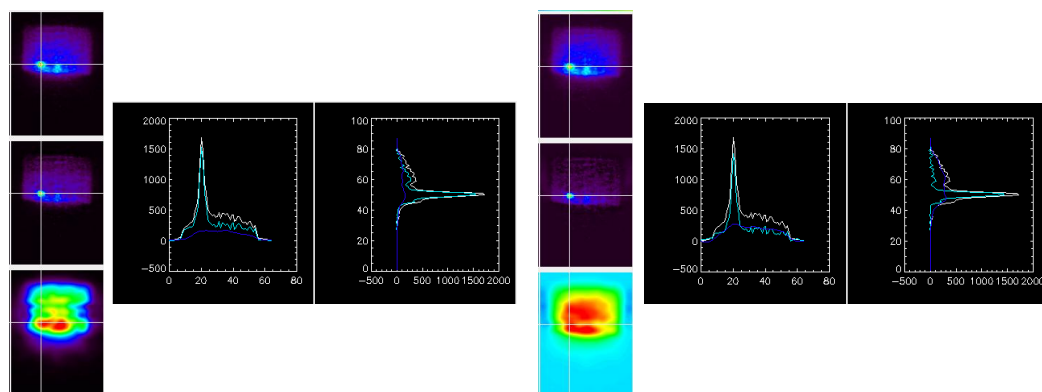
Tabela 5.4: Número de contagens das janelas escolhidas para as imagens das reconstruções das figuras 5.7 e 5.8.

Janelas de energia	Algoritmo 1	Algoritmo 2
100-700 keV	10664495	
350-700 keV	3878588	3307712
500-700 keV	700331	616358
525-700 keV	248408	216967

As figuras a seguir apresentadas são imagens da aplicação do método ETM ao fantoma 1 e ao doente 1. Na aplicação do método ETM são usadas duas janelas diferentes de altas energias, correspondendo cada grupo de imagens à janela de energia indicada no título correspondente. São também usados diferentes factores de escala, que se encontram identificados na legenda de cada figura. Além disso, é ainda apresentada uma coluna de imagens e os respectivos perfis. As linhas brancas verticais e horizontais nas imagens na coluna central representam os perfis usados para obtenção dos gráficos vistos (branco: sem correcção; ciano: com correcção; azul: estimativa da distribuição de eventos dispersos).

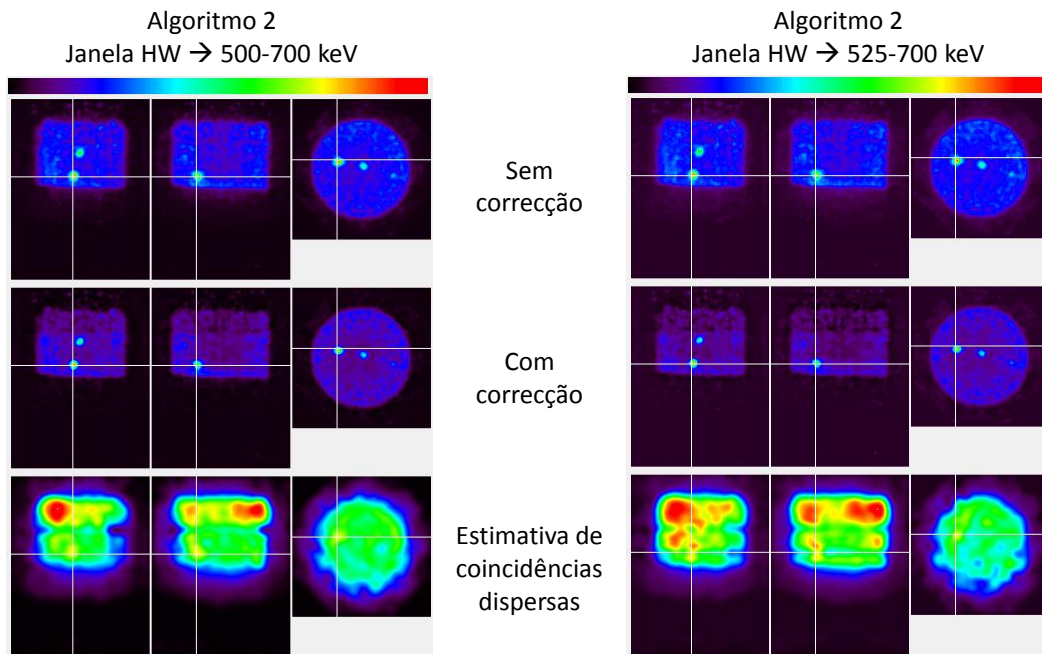


(a)

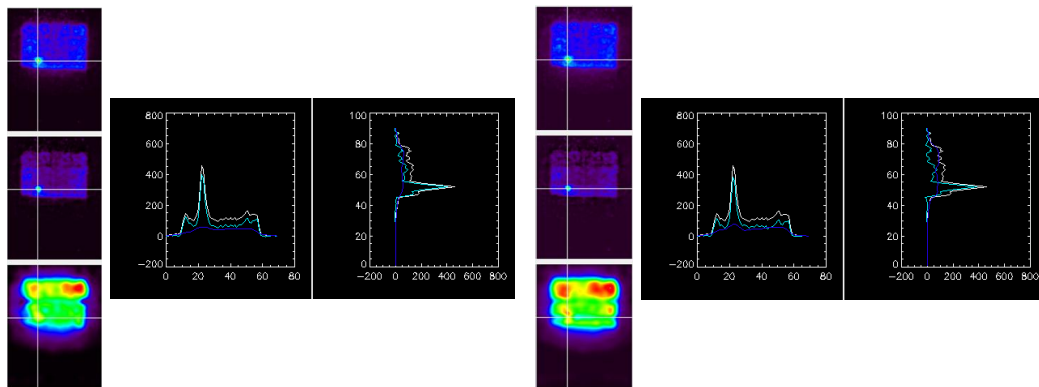


(b)

Figura 5.9: a) Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} (ver secção 4.2.3) para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.



(a)



(b)

Figura 5.10: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

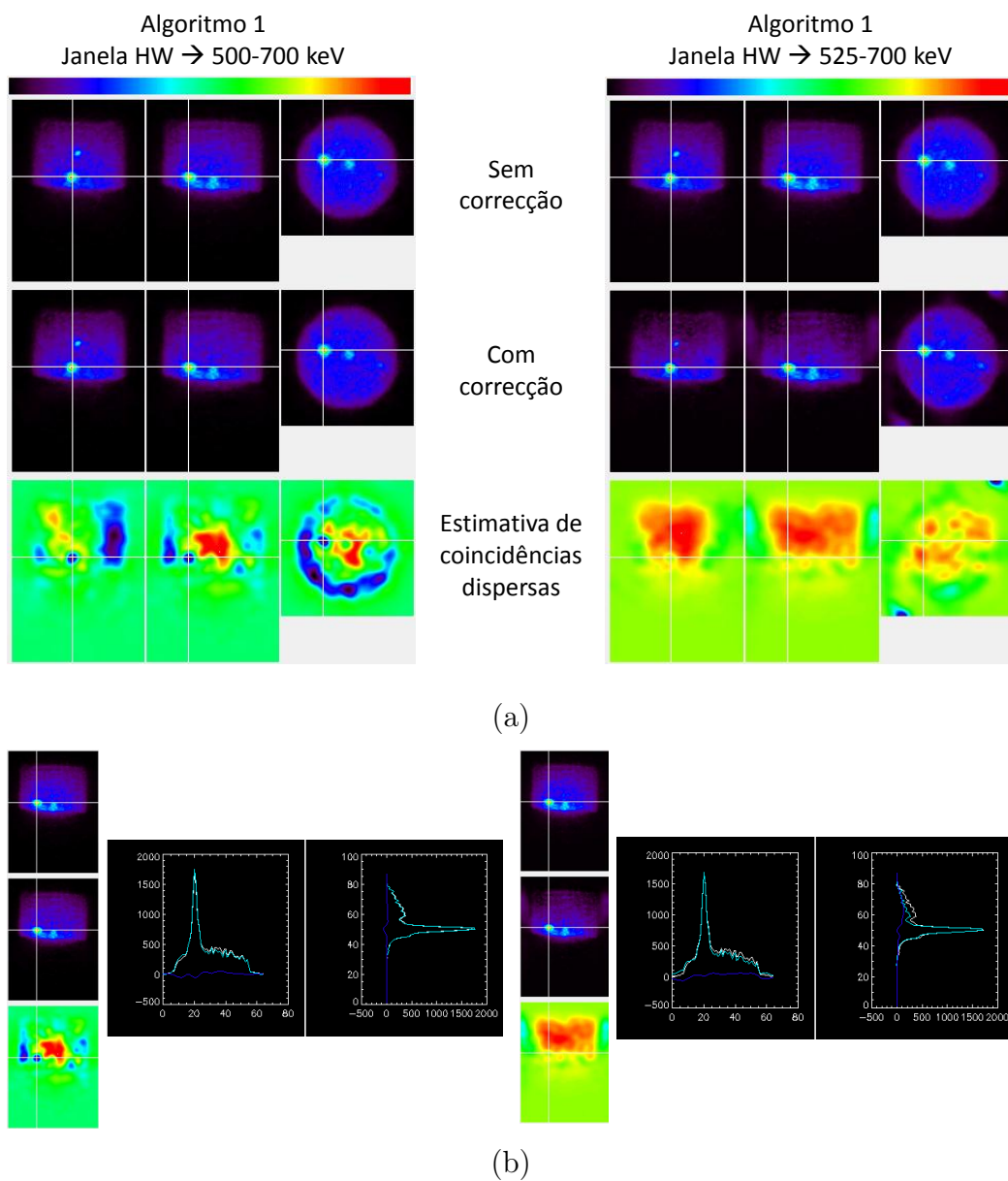
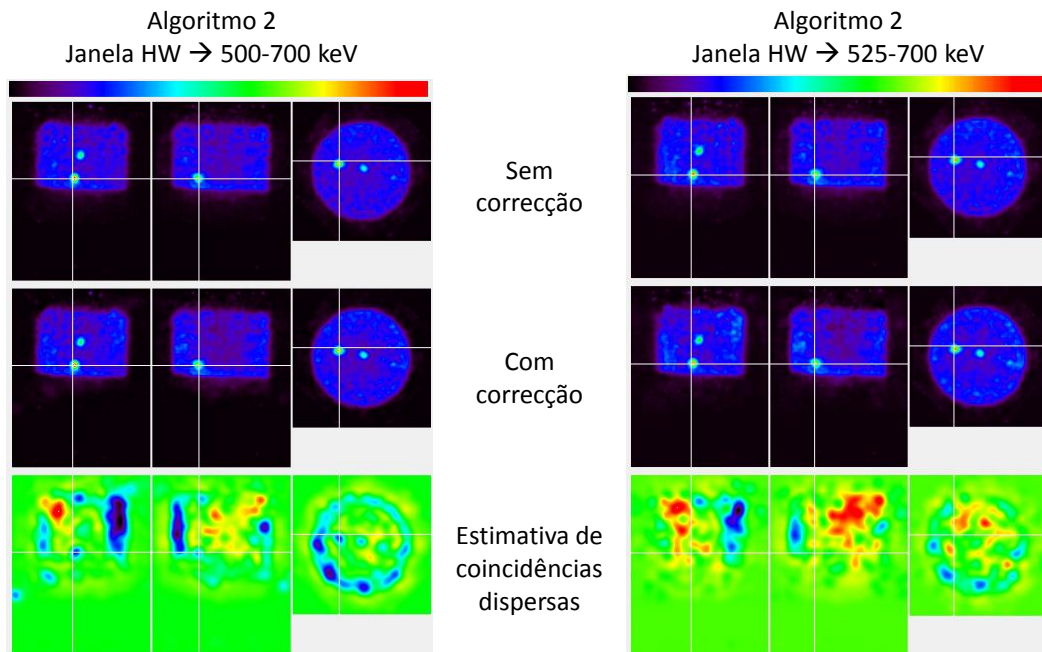
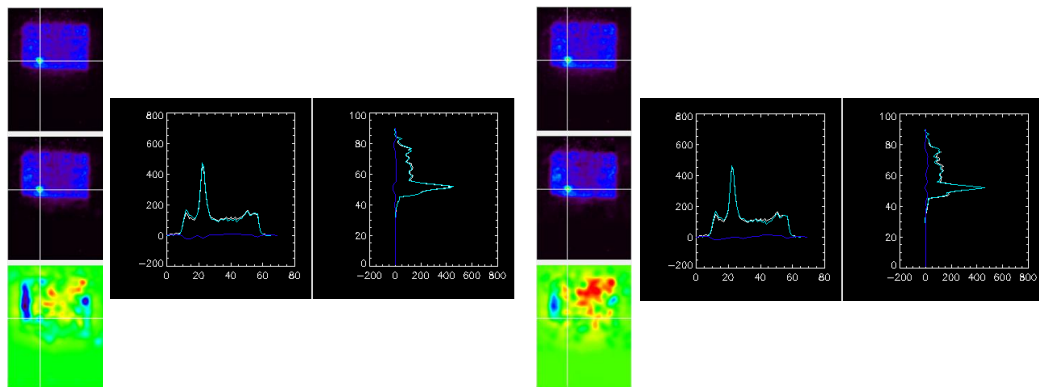


Figura 5.11: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} (ver secção 4.2.3) para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.



(a)



(b)

Figura 5.12: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

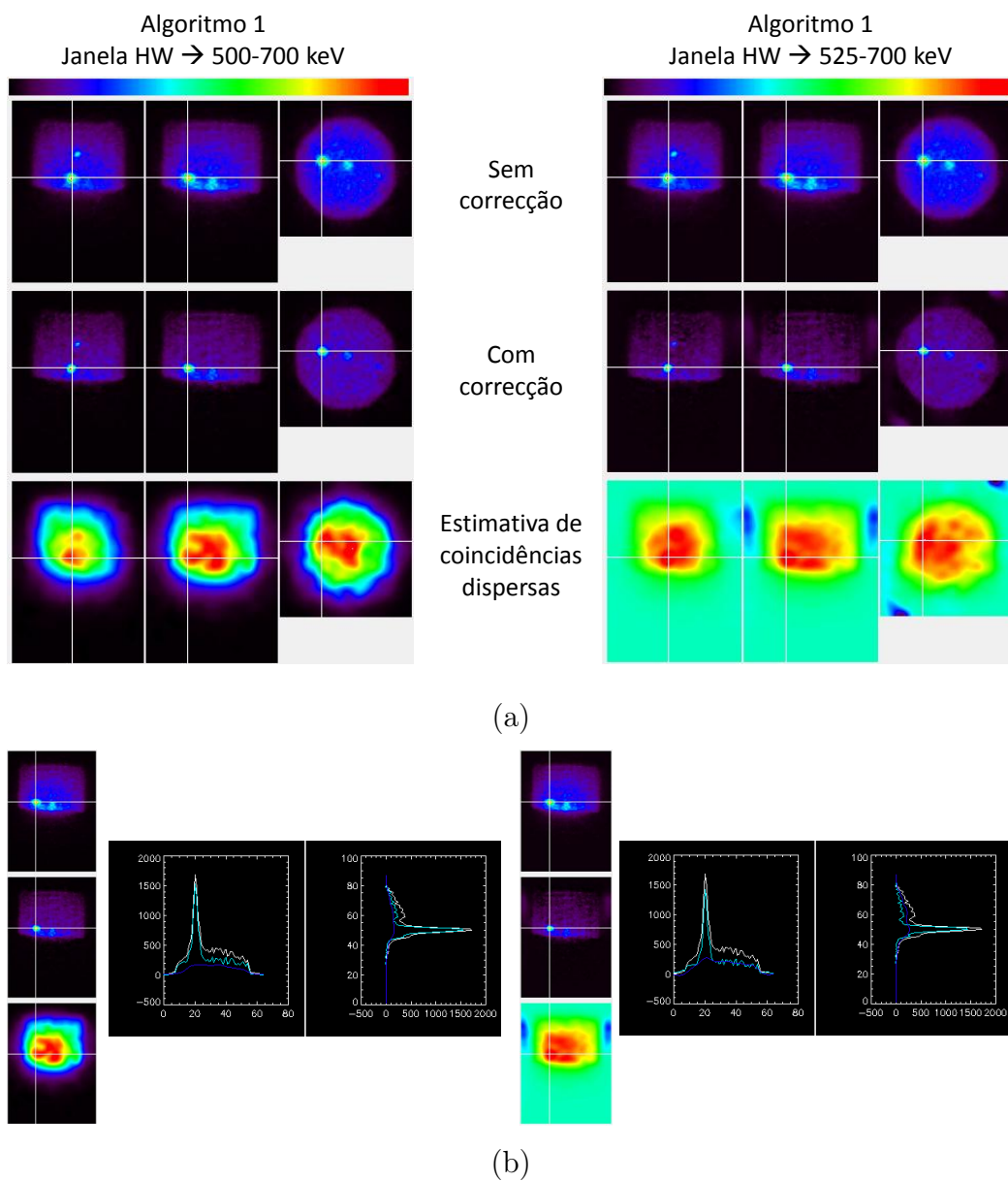


Figura 5.13: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

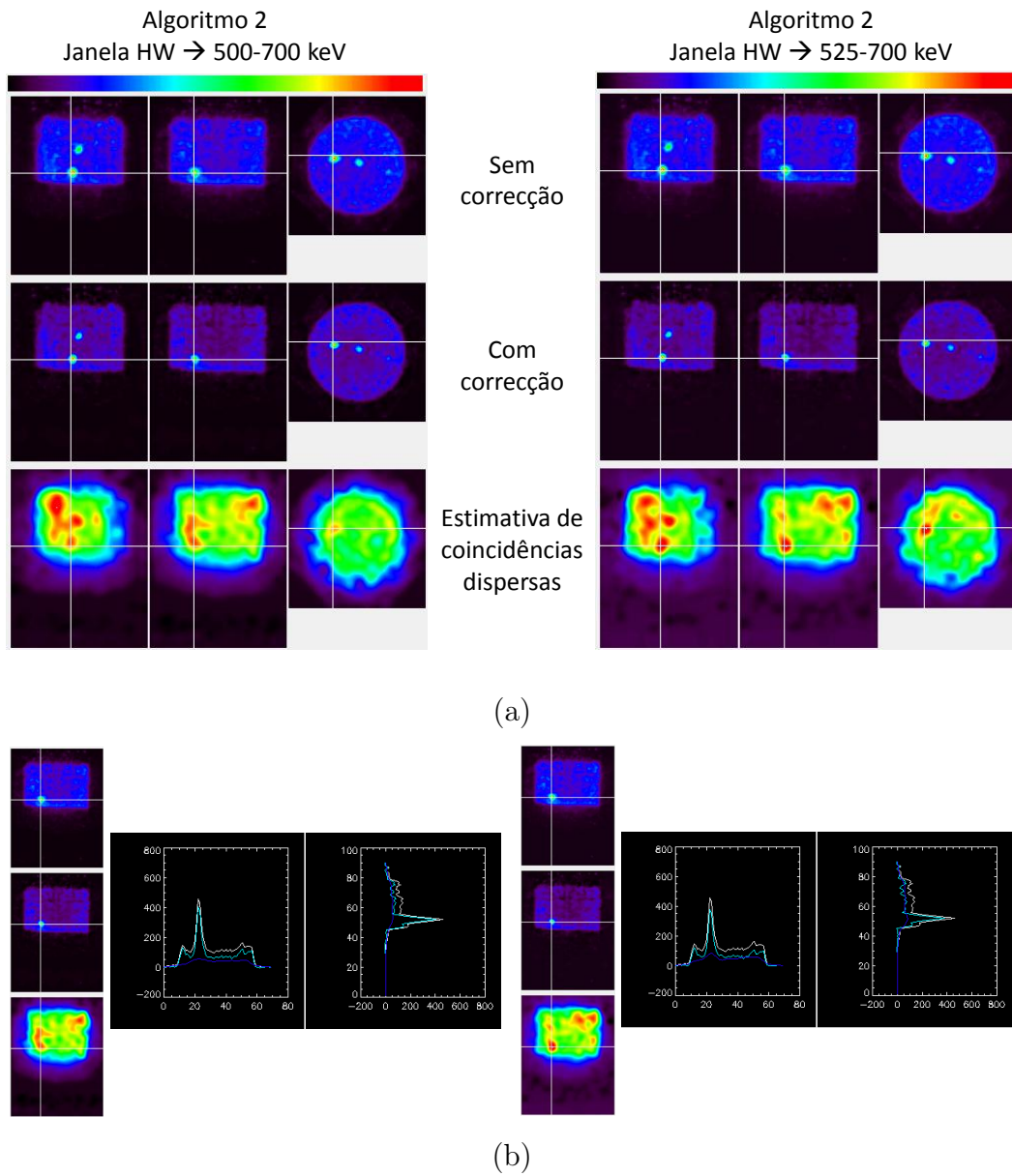
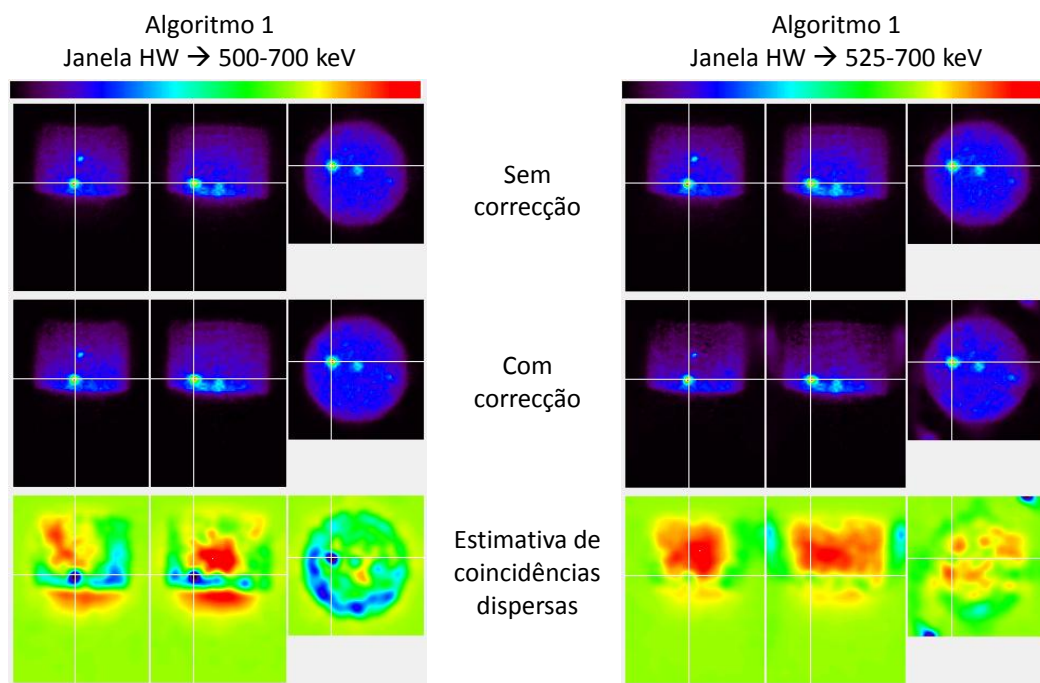
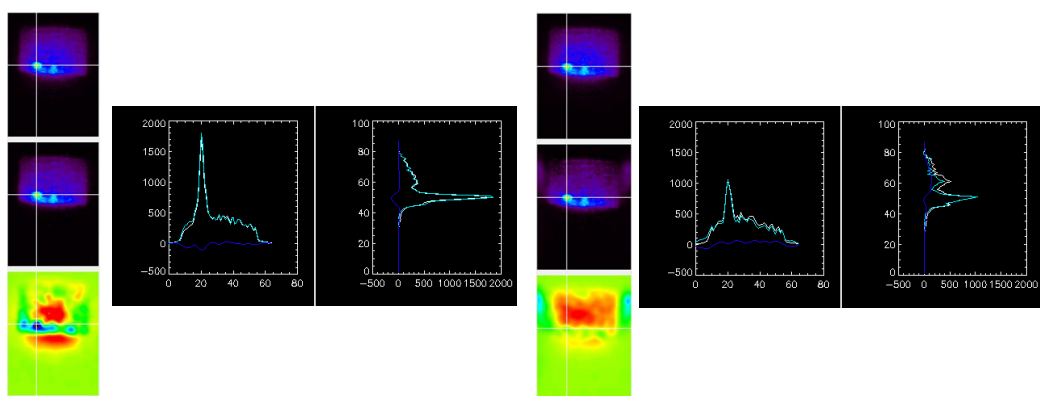


Figura 5.14: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.



(a)



(b)

Figura 5.15: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

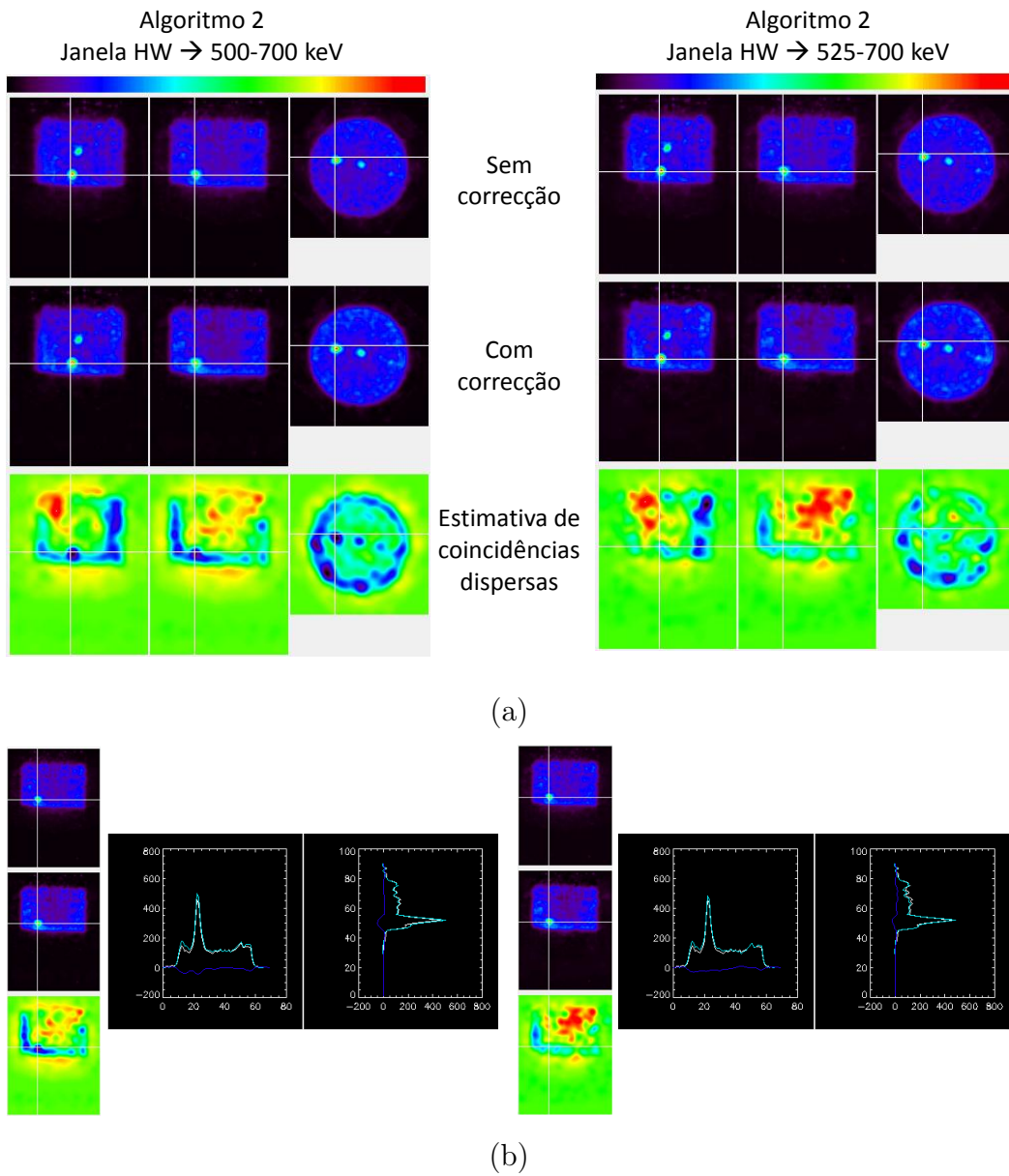
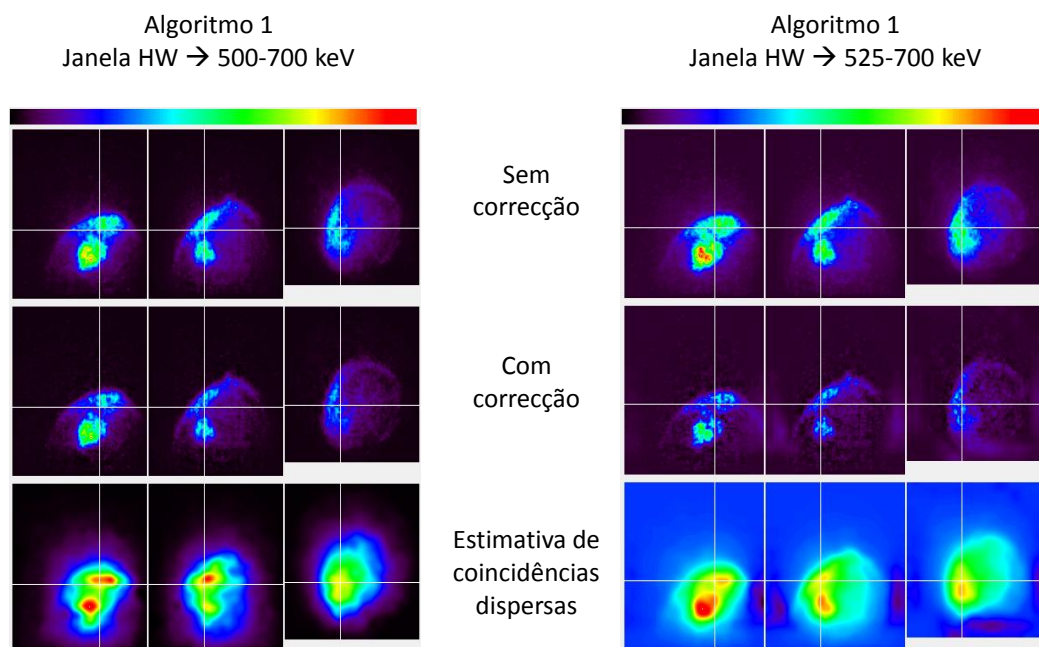
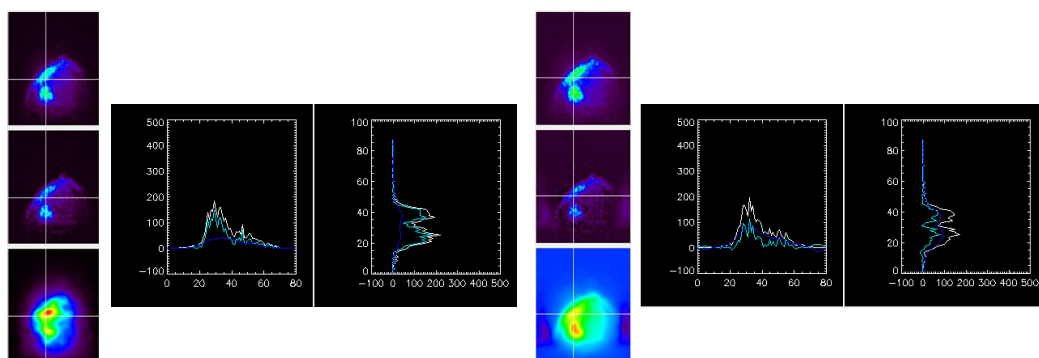


Figura 5.16: Método ETM aplicado ao fantoma 1 com factor de escala = f_{total} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

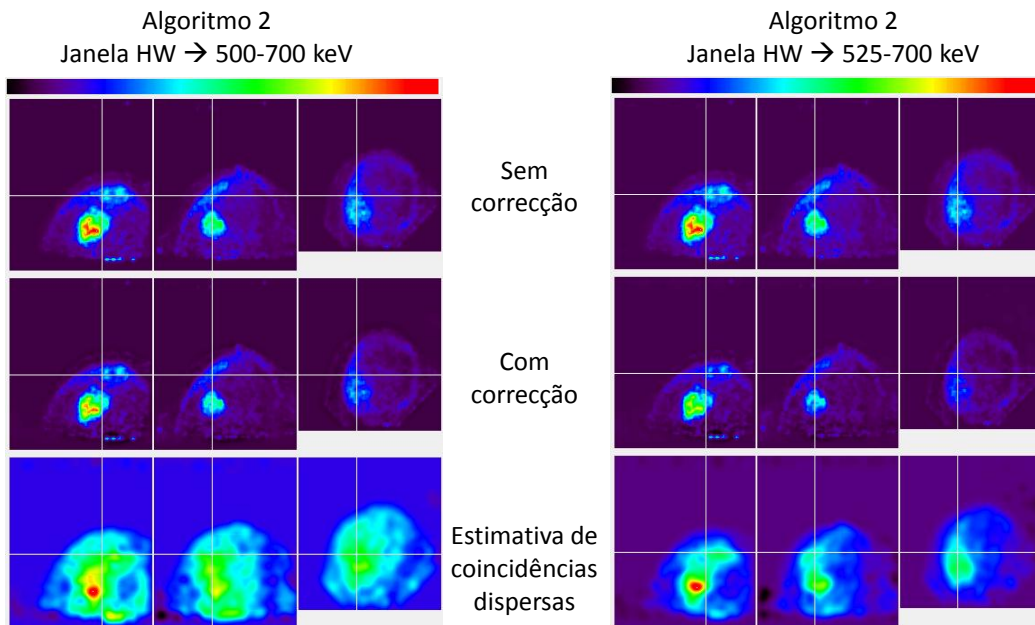


(a)

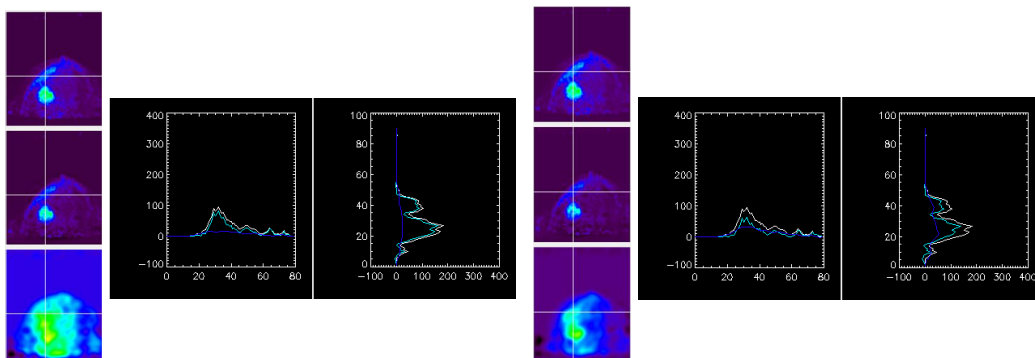


(b)

Figura 5.17: Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = f_{max} para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

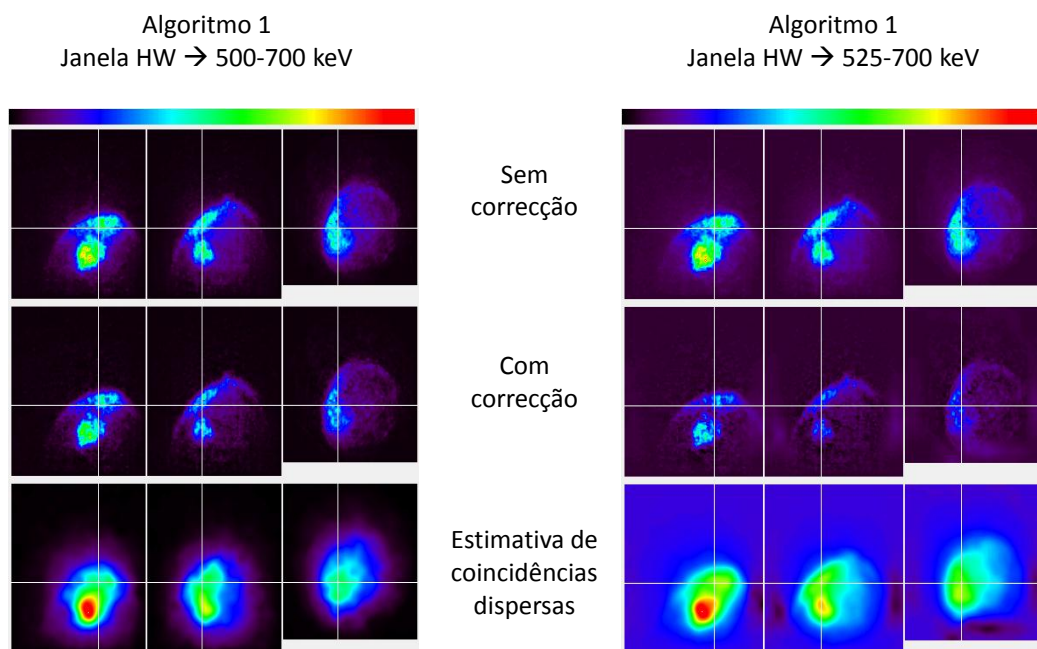


(a)

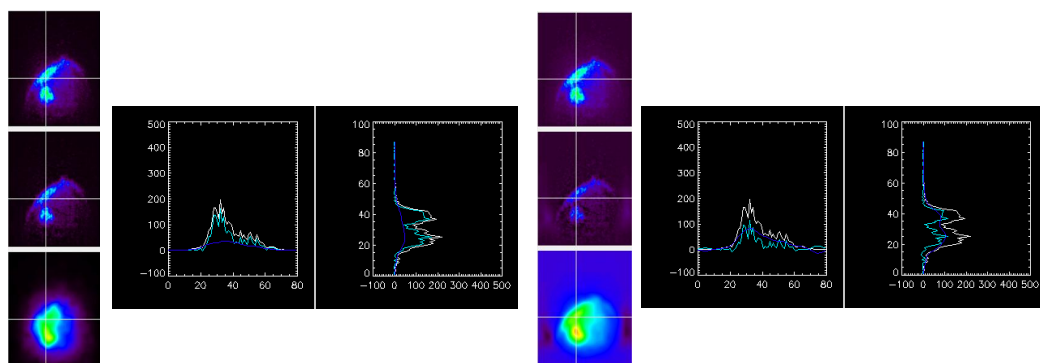


(b)

Figura 5.18: Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = f_{max} para cada *slice*. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

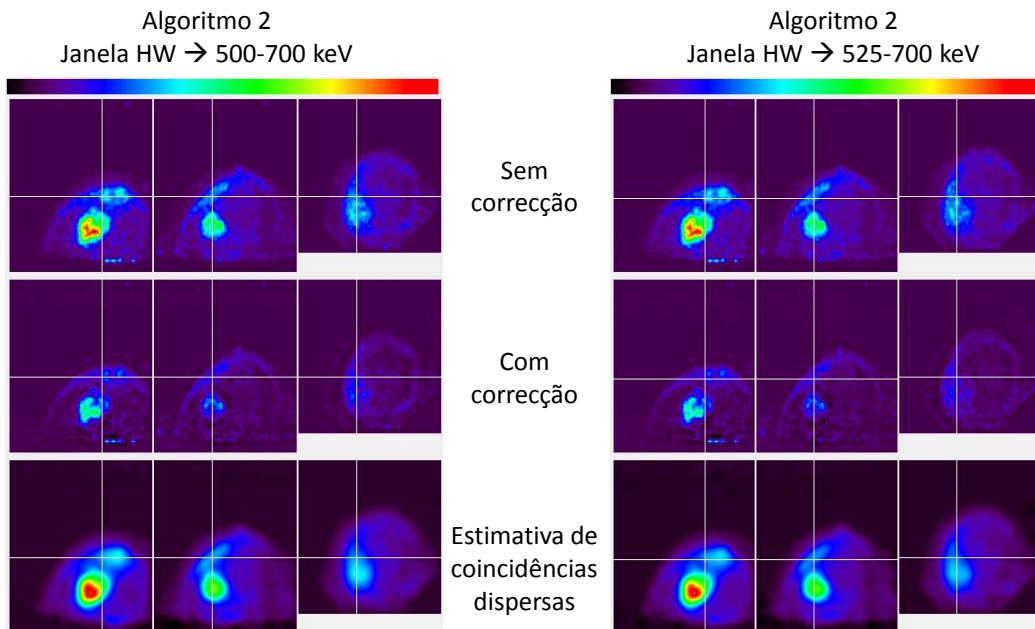


(a)

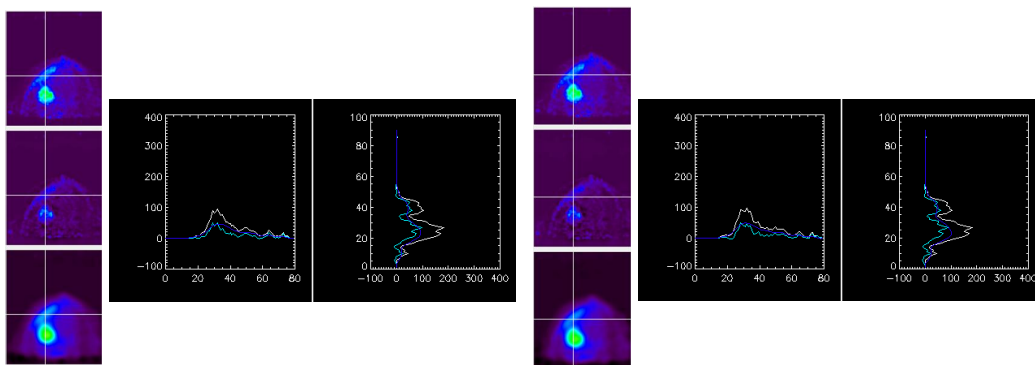


(b)

Figura 5.19: Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 1. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.



(a)



(b)

Figura 5.20: Método ETM aplicado ao doente 1 com factor de escala = f_{max} a todo o volume de dados. Reconstrução efectuada com o algoritmo 2. b) Perfis correspondentes à coluna de imagens.

Tabela 5.5: Estimativas de fracção de coincidências dispersas resultantes da aplicação do método ETM (%)

Figura	Algoritmo	500-700 keV	525-700 keV	Factor de escala
Fantoma 1				
Figura 5.9	algoritmo 1	35.7115	67.4228	<i>fmax</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.10	algoritmo 2	43.0479	61.8664	<i>fmax</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.11	algoritmo 1	0.0204923	0.590186	<i>ftotal</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.12	algoritmo 2	-0.0115609	0.0313720	<i>ftotal</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.13	algoritmo 1	36.7067	42.0205	<i>fmax</i> aplicado ao volume
Figura 5.14	algoritmo 2	37.6915	43.2289	<i>fmax</i> aplicado ao volume
Figura 5.15	algoritmo 1	0.000174254	0.621195	<i>ftotal</i> aplicado ao volume
Figura 5.16	algoritmo 2	-0.0363470	0.00638993	<i>ftotal</i> aplicado ao volume
Doente 1				
Figura 5.17	algoritmo 1	38.73204	49.9044	<i>fmax</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.18	algoritmo 2	31.0565	45.2357	<i>fmax</i> a cada <i>slice</i>
Figura 5.19	algoritmo 1	39.5850	53.1337	<i>fmax</i> aplicado ao volume
Figura 5.20	algoritmo 2	63.3706	65.5159	<i>fmax</i> aplicado ao volume

5.2.1 Validação

As figuras seguintes apresentam os resultados da validação do método de correcção no fantoma de validação. Neste caso, não se usou uma janela HW de 500-700 keV como nos casos anteriores, mas sim uma janela de 450-700 keV pois o número de eventos na janela com LLD de 500 keV continha poucos eventos, o que tornou impossível fazer a sua reconstrução adequadamente. Assim, apenas se utilizou uma janela SH para aplicação do método ETM. Os resultados relativos à aplicação do método com factor de escala *fmax* a cada *slice* são apresentados na figura 5.21 para o algoritmo 1 (sub-figura da esquerda) e para o algoritmo 2 (sub-figura da direita). A figura 5.24 apresenta os mesmos resultados que a figura 5.21, variando apenas o factor de escala *fmax* (é aplicado a todo o volume). Com o auxílio do software *AMIDE* foram criados perfis atravessando o volume reconstruído com zonas onde existe actividade e onde “não é suposto existir actividade” (no local do cilindro preenchido com água), e estudou-se quantitativamente a aplicação do método para os vários casos testados.

Tabela 5.6: Estimativas de fracção de coincidências dispersas resultantes da aplicação do método ETM (%)

Figura	Algoritmo 1	Algoritmo 2	Factor de escala
Figura 5.21	33.5510	72.7979	<i>fmax</i> aplicado a cada <i>slice</i>
Figura 5.24	36,8850	89.6931	<i>fmax</i> aplicado ao volume

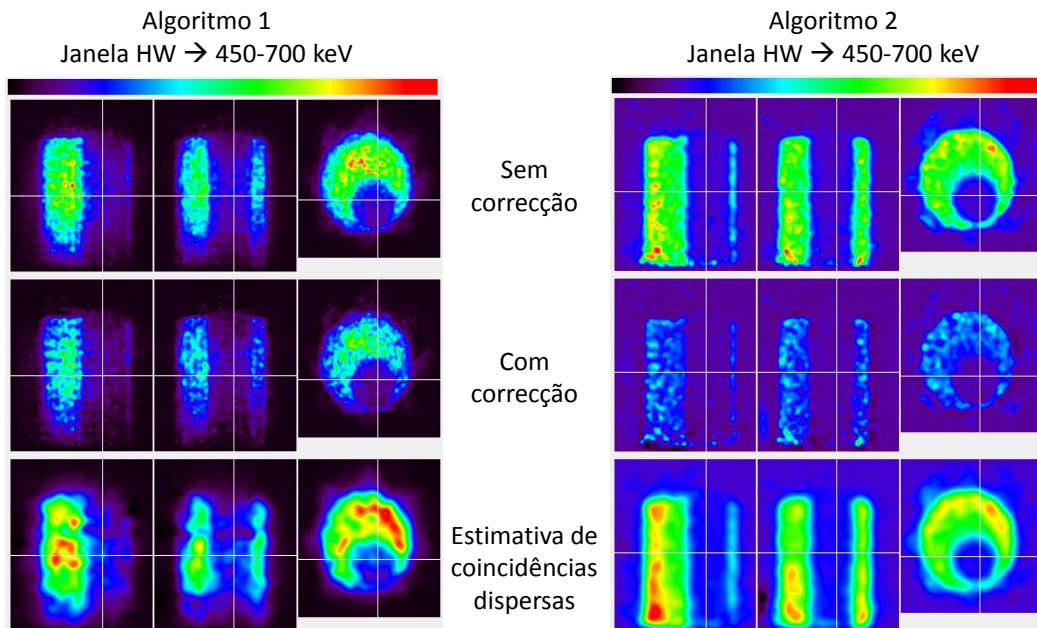


Figura 5.21: Método ETM aplicado ao fantoma de validação com factor de escala = f_{max} para cada *slice*, aplicado ao algoritmo 1 (figura da esquerda) e ao algoritmo 2 (figura da direita).

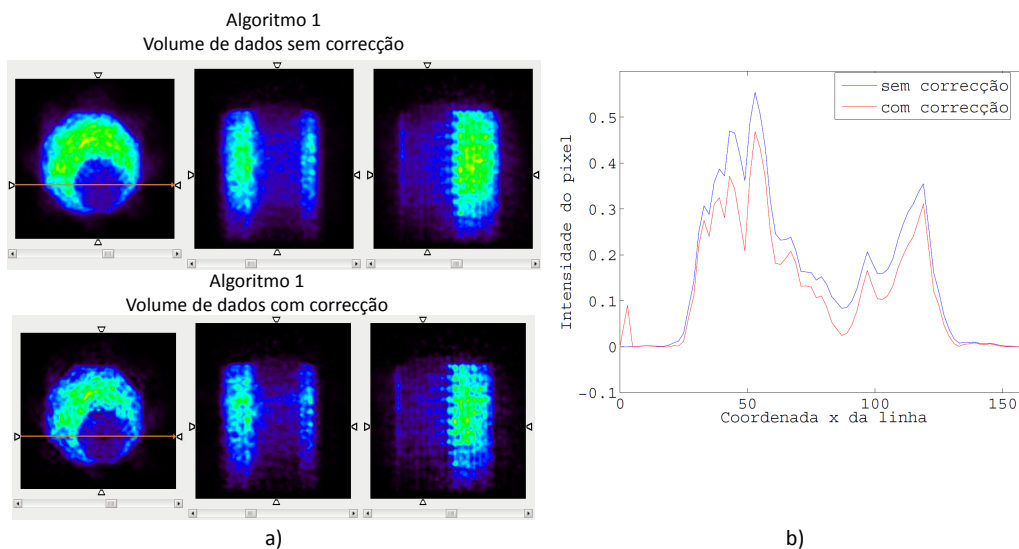


Figura 5.22: a) Perfil traçado no volume sem correcção e com correcção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixeis segundo a linha desenha no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 1. Factor de escala = f_{max} aplicado a cada *slice*.

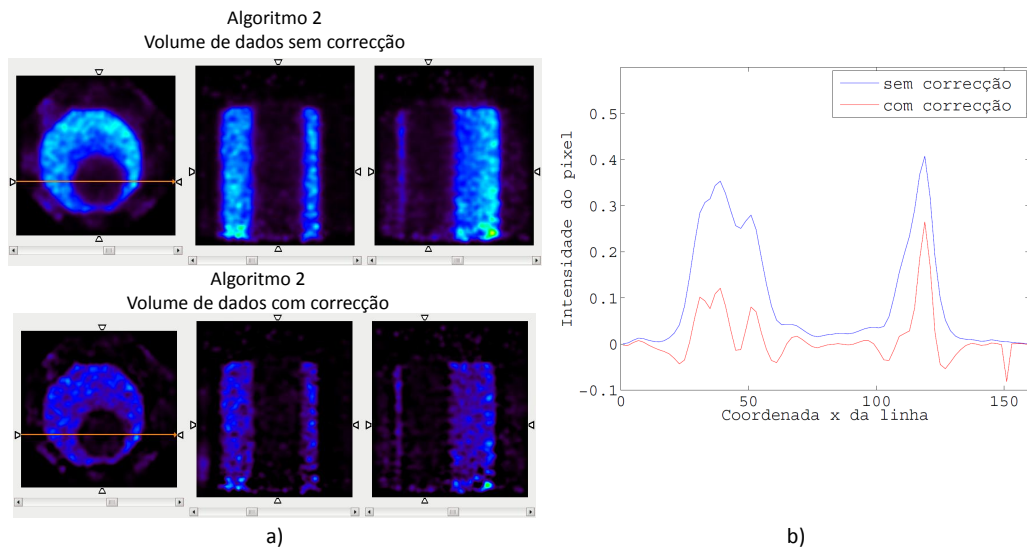


Figura 5.23: a) Perfil traçado no volume sem correção e com correção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixels segundo a linha desenhada no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 2. Factor de escala = f_{max} aplicado a cada *slice*.

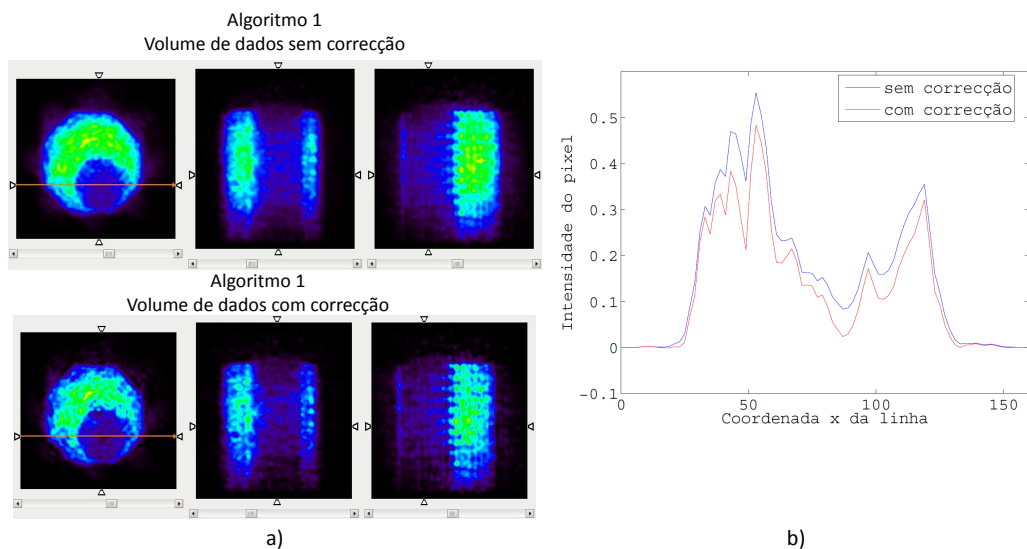


Figura 5.25: a) Perfil traçado no volume sem correção e com correção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixels segundo a linha desenhada no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 1. Factor de escala = f_{max} aplicado a todo o volume.

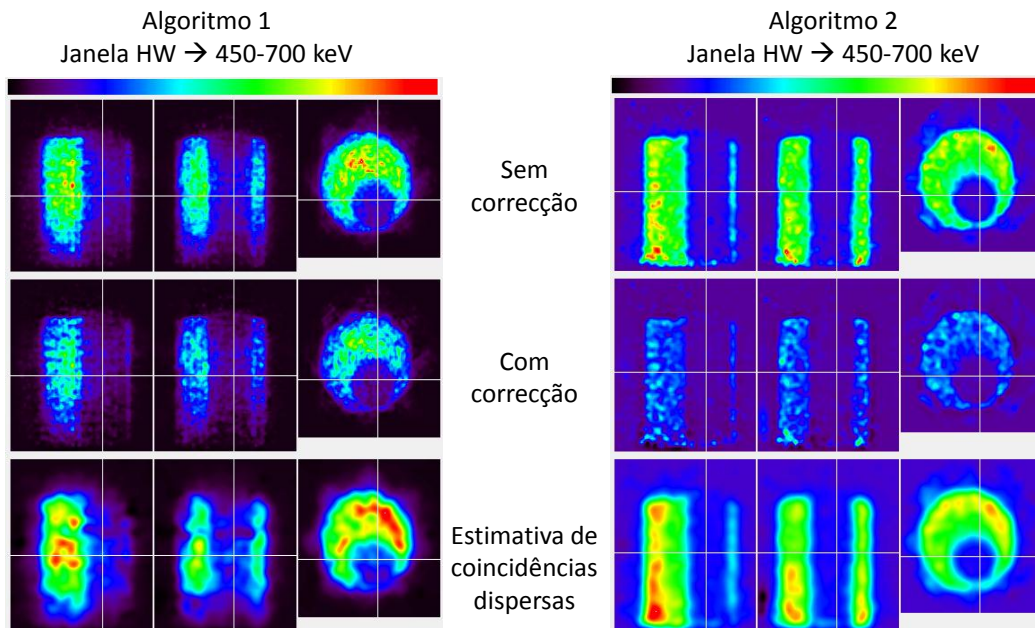


Figura 5.24: Método ETM aplicado ao fantoma de validação com factor de escala = f_{max} para todo o volume, aplicado ao algoritmo 1 (figura da esquerda) e ao algoritmo 2 (figura da direita).

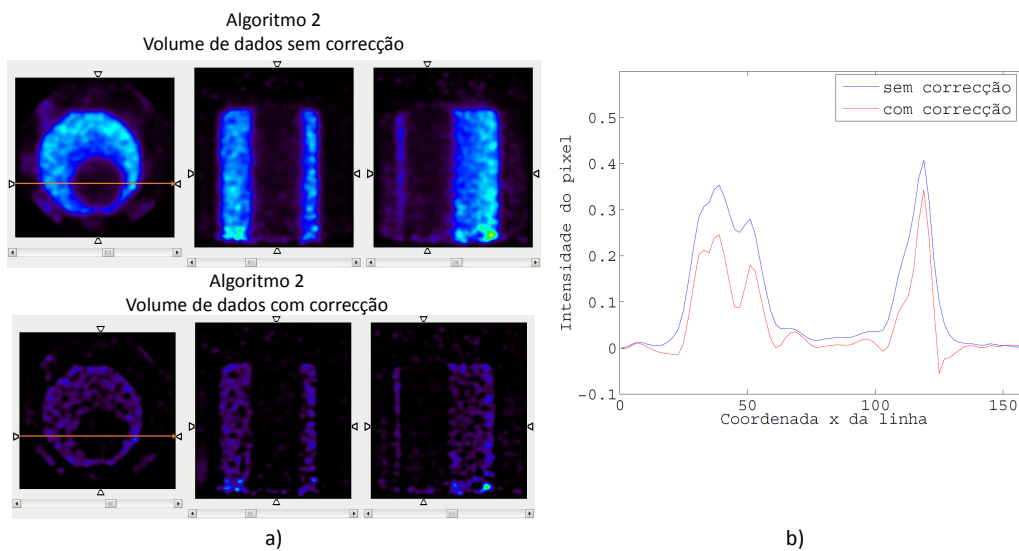


Figura 5.26: a) Perfil traçado no volume sem correção e com correção dos eventos dispersos. b) Intensidades dos pixels segundo a linha desenhada no volume da sub-figura a). Volumes normalizados para o seu máximo reconstruídos pelo algoritmo 2. Factor de escala = f_{max} aplicado a todo o volume.

5.2.2 Discussão

Relativamente à figura 5.9, é possível observar visualmente uma redução bastante acentuada dos eventos dispersos (diminuição das manchas a azul escuro) em ambas as correcções com diferentes janelas HW. No entanto, no que diz respeito às correcções com a janela 525-700 keV, esta sobrestima a distribuição de eventos dispersos, como é possível observar pelas curvas dos perfis do algoritmo 1 (figura 5.9-a) da direita). O mesmo se passa relativamente ao algoritmo 2 (figura 5.10). No que diz respeito às correcções cujo factor de escala é f_{total} para cada *slice* e para todo o volume (figuras 5.11, 5.12, 5.15, e 5.16), não foram obtidos bons resultados, pois os valores do factor de escala são relativamente grandes, fazendo com que a distribuição de eventos dispersos seja subestimada, dando por isso resultados indesejáveis. Foi aplicada a correcção apenas ao fantoma 1, pois a sua aplicação nos restantes casos era inviável visto a correcção aplicada originar SF com valores próximos de zero e mesmo valores negativos (tabela 5.5). Concluimos, então, que o conjunto de parâmetros que garantem uma correcção aceitável está relacionado com o factor de escala resultante da razão dos máximos (f_{max} aplicado a cada *slice* e f_{max} aplicado a todo o volume, dentro das hipóteses mostradas na secção 4.2.3).

Considerando as figuras 5.17 e 5.18, é possível afirmar que as correcções foram aplicadas de forma idêntica à figura 5.9, pois relativamente à correcção com a janela 500-700 keV, nota-se uma redução da distribuição de coincidências dispersas (representada pelas manchas a azul escuro na figura 5.17), havendo no entanto uma sobrestimação de eventos dispersos nas figuras em que as correcções foram efectuadas com a janela 525-700 keV. Em relação aos factores de escala, claramente os f_{max} são os mais adequados, por originarem uma correcção de coincidências dispersas mais aceitável e com resultados viáveis. No entanto, por vezes estes sobrestimam a distribuição de eventos dispersos quando é usado apenas um valor aplicado ao volume total. No caso deste valor ser calculado de *slice* em *slice*, a distribuição de eventos dispersos tende a ser mais realista.

A escolha da janela HW depende do número de contagens e do número de eventos dispersos. Nas figuras relativas ao fantoma 1, a correcção com a janela HW de 525-700 keV não é muito eficaz, uma vez que esta janela de energia possui poucas contagens e também alguns eventos dispersos, o que dificulta a utilização por aumentar a SF (ver tabela 5.5). No caso do doente 1, esta janela pode ser aplicada com o algoritmo 2, pois a distribuição de eventos dispersos tem valores bastantes aceitáveis, não sendo nem subestimada nem sobrestimada, como ilustra a curva azul do perfil (figura 5.18).

Para validação criou-se um fantoma¹. Foi escolhida apenas uma janela HW de 450-700 keV, pois foi o LLD mais baixo possível para se conseguir obter estatística suficiente para uma reconstrução que fosse perceptível. Ao serem comparados os dois algoritmos, observamos alguma discrepância entre estes. O algoritmo 2 sobrestima sempre a distribuição de coincidências dispersas. Este facto pode dever-se ao baixo LLD da janela HW que contém muitos eventos dispersos. É possível comprovar estes dados através da figura 5.23 e 5.26. É evidente uma diminuição de intensidade das áreas com maior actividade (pixeis com maior intensidade) no volume com correcção dos dados dispersos. Ao observarmos a curva do perfil correspondente (figura 5.23-b) e 5.26-b)) existem valores menores que zero, daí a sobrestimação de coincidências dispersas. O mesmo não acontece com os volumes reconstruídos pelo algoritmo 1 (figura 5.22 e 5.25). Nestes casos parece haver uma distribuição de coincidências dispersas menor, mas ainda insuficiente, pois nas curvas dos perfis dos volumes correspondentes (figura 5.22-b) e 5.25-b)), a correcção de coincidências dispersas nos locais onde não deveria haver actividade, não é muito alterada. Além disso, nestes volumes notam-se alguns artefactos nas imagens, que podem ser atribuídos ao algoritmo de reconstrução. Estes artefactos (formas circulares no fantoma) podem estar relacionados com os volumes de sensibilidade (variação do número total de contagens segundo a direcção axial) usados na correcção de normalização e usadas na reconstrução dos dados. No entanto, o facto do algoritmo 1 se comportar melhor relativamente ao algoritmo 2 pode dever-se às correcções previamente efectuadas. No caso do algoritmo 1, os dados só sofrem correcções de decaimento durante a reconstrução, ou seja, contém eventos aleatórios, enquanto que o algoritmo 2 efectua correcções de eventos aleatórios durante a sua reconstrução.

Outro aspecto bastante importante ao nível da correcção é a ausência de correcções de eventos dispersos na janela HW. Por mais estreita que seja esta janela, contém uma pequena fracção de eventos dispersos. Como estes eventos não foram corrigidos nesta janela, esta distribuição de eventos dispersos na janela HW revela-se na janela normal já corrigida, ou seja, existe ainda uma componente de coincidências dispersas que não são corrigidas.

No que diz respeito às SF do fantoma de validação (tabela 5.6), estas variam consoante o algoritmo e o factor de escala usado. No caso do algoritmo 1 e depois de visualizadas as curvas dos perfis (figura 5.22-b) e 5.25-b)) estas parecem relativamente aceitáveis, visto não existirem correcções de coincidências dispersas na janela HW. O algoritmo 2, como já foi referido, tende a sobrestimar a distribuição de eventos dispersos. Além disso, relativa-

¹ver secção 4.2.4

mente aos diferentes factores de escala, ambos os algoritmos apresentam resultados mais satisfatórios quando é calculado o f_{max} para cada *slice*. Isso acontece porque, neste caso, são calculados tantos factores de escala para cada *slice*, enquanto no outro caso o (f_{max} aplicado a todo o volume) é apenas aplicado um valor ao volume todo.

CAPÍTULO 6

Conclusões

Após o estudo da fracção das coincidências dispersas dos diferentes níveis de placas detectoras do protótipo RPC-PET, concluiu-se que não era possível aplicar o método ETM para correcção das coincidências dispersas. Os valores da SF variam muito pouco entre os diferentes níveis de detecção e, por isso, é difícil, senão mesmo impossível tirar qualquer informação dos eventos que neles são detectados. Porém, outro método pode ser usado na correcção das coincidências dispersas, como é o caso do método SSS (ver secção 2.5.1) uma vez que este método é o mais usado nos tomógrafos actuais devido à sua flexibilidade e precisão [20]. Por outro lado, não parece ser viável o uso de métodos de correcção baseados na convolução uma vez que estes se baseiam em dados medidos no tomógrafo [20].

Relativamente ao ClearPEM, é possível concluir que o método foi aplicado com sucesso ainda que com alguns problemas. É necessário ter em atenção a escolha da janela de altas energias, de forma a ser possível obter uma estimativa de coincidências dispersas que seja aceitável para subtrair na janela SH.

O factor de escala calculado a partir da razão da soma de todos os pixels do volume não funciona porque subestima a distribuição de coincidências dispersas por assumir valores elevados. Um outro problema do factor de escala é que depende da geometria e este método de correcção de coincidências dispersas nunca foi testado em tomógrafos com geometria variável (neste caso a distância entre cabeças do detector). Ainda assim, conseguiu-se provar a aplicação do método ETM com base medidas quantitativas. No entanto, ainda

podem ser feitas melhorias nesta área. Para trabalhos futuros podem ser estudadas outras formas de calcular o factor global de escala, de modo a conseguir ajustar melhor os dados da janela HW à janela SH.

De modo a que se obtenha uma quantificação rigorosa no protótipo ClearPEM, podem ser melhorados os algoritmos de reconstrução: no algoritmo 1, podem ser adicionadas as correcções de eventos aleatórios e corrigir o problema da diminuição de actividade dos objectos nas extremidades do FOV; no algoritmo 2, pode ser adicionado a correcção de tempo de decaimento.

Como estes métodos de reconstrução ainda não se encontram totalmente desenvolvidos e testados, e nem todo o tipo de correcções (correcção de atenuação) foram ainda aplicados os dados, é normal que a quantificação no ClearPEM ainda não permitam obter os resultados esperados. Porém, quando os algoritmos estiverem totalmente desenvolvidos e as correcções aplicadas, o scanner ClearPEM poderá servir para estudos cerebrais e para estudos com pequenos animais.

Referências Bibliográficas

- [1] J. Neves, “Desenvolvimento de um protótipo RPC-PET”, tese de mestrado, Universidade de Coimbra, 2001.
- [2] P. Crespo, J. Reis, M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, R. F. Marques e P. Fonte, “Whole-body single-bed time-of-flight RPC-PET: simulation of axial and planar sensitivities with nema and anthropomorphic phantoms”, em *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2009, pp. 3420 –3425.
- [3] M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, R. F. Marques, P. Fonte e L. Lopes, “RPC–PET: status and perspectives”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 580, 915–918, 2007.
- [4] A. Blanco, V. Chepel, R. Ferreira-Marquesa, P. Fonte, M. Lopes, V. Peskov e A. Policarpo, “Perspectives for positron emission tomography with RPCs”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 508, pp. 88–93, 2003.
- [5] N. C. Ferreira, “Contribuição para a quantificação em tomografia por emissão de positrões no modo 3D”, tese de doutoramento, Universidade de Coimbra, 2001.
- [6] C. Ortigão, “Development and experimental study of a detector module for positron emission mammography”, tese de doutoramento, Instituto Superior Técnico - Universidade Técnica de Lisboa, 2009.
- [7] M. Abreu, J. Aguiar, F. Almeida, P. Almeida, P. Bento, B. Carriço, M. Ferreira, N. C. Ferreira, F. Gonçalves, C. Leong, F. Lopes, P. Lousã, M. V. Martins, N. Matela, P. R. Mendes, R. Moura, J. Nobre, N. Oliveira, C. Ortigão, L. Peralta, R. Pereira,

- J. Rego, R. Ribeiro, P. Rodrigues, J. Sampaio, A. I. Santos, L. Silva, J. C. Silva, P. Sousa, I. C. Teixeira, J. P. Teixeira, A. Trindade e J. Varela, "Design and evaluation of the clear-PEM scanner for positron emission mammography", *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, vol. 53, n° 1, pp. 71–77, 2006.
- [8] E. L. Kramer, J. P. Ko, F. Ponzo e K. Mourtzikos, *Positron Emission Tomography/Computed Tomography: A Disease-Oriented Approach*. 2008.
- [9] J. Moore e G. Zouridakis, *Biomedical Technology and Devices Handbook*, C. P. LLC, ed. 2004.
- [10] V. Chepel e M. I. Lopes, "Rare gas liquid detectors", em *Electronic Excitations in Liquefied Rare Gases*, W. F. Schmidt e E. Illenberger, eds. American Scientific Publishers, 2005, cap. 11.
- [11] J. E. Turner, *Atoms, Radiation, and Radiation Protection*, 3ª ed. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007, cap. 8.
- [12] E. B. Podgorsak, *Radiation Physics for Medical Physicists*. Springer, 2005.
- [13] R. L. Wahl e R. S. Beanlands, *Principles and Practice of PET and PET/CT*. Lippincott Williams & Wilkins, 2009, cap. 3.
- [14] S. R. Cherry e M. Dahlbom, *PET: Physics, Instrumentation, and Scanners*. New York: Springer Science + Business Media, 2006.
- [15] B. Bendriem, "LES DETECTEURS DE POSITONS: caméra PET - caméra PET-SPECT", *Revue de l'ACOMEN*, vol. 4(1), pp. 34–40, 1998.
- [16] W. W. Moses e S. E. Derenzo, "Scintillators for positron emission tomography", Scint '95, Delft, Netherlands, 1995.
- [17] C. L. Melcher, "Scintillation crystals for PET", *J. Nucl. Med.*, vol. 41, pp. 1051–1055, 2000.
- [18] T. K. Lewellen, "Recent developments in PET detector technology", *Phys. Med. Biol.*, vol. 53(17), R287–R317, 2008.
- [19] D. L. Bailey, J. S. Karp e S. Surti, "Physics and instrumentation in PET", em *Positron Emission Tomography: Basic Science and Practice*, D. L. Bailey, D. W. Townsend, P. E. Valk e M. N. Maisey, eds. Springer, 2005, cap. 2, pp. 13–39.
- [20] S. Carvalho, "Contribuição para o estudo de viabilidade de um tomógrafo de longo campo de visão axial baseado em RPC's – correcção da radiação dispersa", tese de

mestrado, Universidade de Coimbra, 2008.

- [21] G. Saha, *Basics of PET Imaging - Physics, Chemistry, and Regulations*, 2^a ed. Springer, 2010.
- [22] J. S. Suri, D. L. Wilson e S. Laxminarayan, *Handbook of Biomedical Image Analysis - Volume I: Segmentation Models*. Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2005.
- [23] P. Crespo, G. Shakirin, F. Fiedler, W. Enghardt e A. Wagner, “Direct time-of-flight for quantitative, real-time in-beam PET: a concept and feasibility study”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 52, pp. 6795–6811, 2007.
- [24] M. Khalil, *Basic Sciences of Nuclear Medicine*. Springer, 2011.
- [25] National Electrical Manufacturers Association, “NEMA Standards Publication NU2-2001: Performance measurements of positron emission tomographs,” Rosslyn, VA, USA, National Electrical Manufacturers Association, 2001.
- [26] J. Reis, “Simulação da biodistribuição, aniquilação e escape de fótons PET no corpo humano”, tese de mestrado, Universidade de Coimbra, 2008.
- [27] H. Zaidi e K. F. Koral, “Scatter correction strategies in emission tomography”, em *Quantitative Analysis in Nuclear Medicine Imaging*, H. Zaidi, ed. Springer, 2006, cap. 7, pp. 205–235.
- [28] H. Zaidi e M.-L. Montandon, “Scatter compensation techniques in PET”, *PET Clinics*, vol. 2, pp. 219–234, 2007.
- [29] H. Zaidi e K. F. Koral, “Scatter modelling and compensation in emission tomography”, *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, n^o 31, pp. 761–782, 2004.
- [30] S. Grootenk, T. J. Spinks, D. Sashin, N. M. Spyrou e T. Jones, “Correction for scatter in 3d brain PET using a dual energy window method”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 41, n^o 12, pp. 2757–2774, 1996.
- [31] B. Bendriem, R. Trébossen, V. Frouin e A. Syrota, “A PET scatter correction using simultaneous acquisitions with low and high lower energy thresholds”, *1993 IEEE Med. Imag. Conf. Rec.*, vol. 3, pp. 1779–1783, 1993.
- [32] L. Shao, R. Freifelder e J. S. Karp, “Triple energy window scatter correction method for PET”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. 13, n^o 4, pp. 641–648, 1994.
- [33] M. Bentourkia, P. Msaki, J. Cadorette e R. Lecomte, “Assessment of scatter components in multispectral PET imaging”, *IEEE Nucl. Sci. Symp. and Med. Imag.*

Conf. Rec., 1993.

- [34] C. J. Thompson, “The problem of scatter correction in positron volume imaging”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. 12, n° 1, pp. 124–132, 1993.
- [35] F. H. Fahey, “Data acquisition in PET imaging”, *J. Nucl. Med. Technol.*, vol. 30, pp. 39–49, 2002.
- [36] G. Tarantola, F. Zito e P. Gerundini, “PET instrumentation and reconstruction algorithms in whole-body applications”, *J. Nucl. Med.*, vol. 44, n° 5, pp. 756–769, 2003.
- [37] C. Ferreira, “Contribuição para o estudo de viabilidade de tomógrafos PET com longo campo de visão axial baseados em rpcs”, Projecto de licenciatura, Universidade de Coimbra, 2007.
- [38] N. Matela, “2d iterative image reconstruction for a dual planar detector for positron emission mammography”, tese de doutoramento, Universidade de Lisboa, 2008.
- [39] J. A. Fessler, “Penalized weighted least-squares image reconstruction for positron emission tomography”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. 13, pp. 113–122, 1994.
- [40] L. A. Shepp e Y. Vardi, “Maximum likelihood reconstruction for emission tomography”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. MI-2, pp. 113–122, 1982.
- [41] M. Defrise, P. E. Kinahan, D. W. Townsend, C. Michel, M. Sibomana e D. Newport, “Exact and approximate rebinning algorithms for 3-d PET data”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. 16, pp. 145–158, 1997.
- [42] M. E. Daube-Witherspoon e G. Muehllehner, “Treatment of axial data in three-dimensional PET”, *J. Nucl. Med.*, vol. 28, pp. 1717–1724, 1987.
- [43] R. M. Lewitt, G. Muehllehner e J. S. Karp, “Three-dimensional reconstruction for PET by multi-slice rebinning and axial image filtering”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 39, pp. 321–340, 1994.
- [44] P. Fonte, “Applications and new developments in resistive plate chambers”, *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, vol. 49, n° 3, pp. 881–887, 2002.
- [45] C. Lippman, “Detector physics of resistive plate chambers”, tese de doutoramento, Johann Wolfgang Goethe University, 2003.
- [46] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths Advanced Physics Series, 1964.

- [47] P. Crespo, J. Reis, M. Couceiro, A. Blanco, N. C. Ferreira, R. F. Marques e P. Fonte, “Whole-body single-bed time-of-flight RPC-PET: simulation of axial and planar sensitivities with nema and anthropomorphic phantoms”, *Jornadas LIP*, 2010, (Set. 2012). endereço: <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=39&sessionId=7&resId=0&materialId=slides&confId=77313>.
- [48] A. Blanco, N. Carolino, C. M. B. A. Correia, L. Fazendeiro, N. C. Ferreira, M. F. F. Marques, R. F. Marques, P. Fonte, C. Gil, e M. P. Macedo, “RPC-PET: a new very high resolution PET technology”, *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, vol. 53, n° 5, pp. 2489–2494, 2006.
- [49] (Jul. de 2012). The Women’s Health Resource, endereço: <http://www.imaginis.com/>.
- [50] E. Levine, R. Freimanis, N. Perrier, K. Morton, N. Lesko, S. Bergman, K. Geisinger, R. Williams, C. Sharpe, V. Zavarzin, I. Weinberg, P. Stepanov, D. Beylin, K. Lauckner, M. Moss, J. Lovelace e L. Adler, “Positron emission mammography: initial clinical results”, *Annals of Surgical Oncology*, vol. 10, n° 1, pp. 86–91, 2003.
- [51] “Development of a brain PET system, PET-Hat: a wearable PET system for brain research”, *IEEE Trans. Med. Imag.*, vol. 58, pp. 668–673, 2011.
- [52] “Characterization of a PET camera optimized for prostate imaging”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 3, 2005.
- [53] “Molecular imaging of small animals with dedicated PET tomographs”, *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, vol. 29, n° 1, pp. 98–114, 2002.
- [54] C. Thompson, K. Murthy, I. Weinberg e F. Mako, “Feasibility study for positron emission mammography”, *Med. Phys.*, vol. 21, pp. 529–538, 1994.
- [55] A. Trindade, P. Rodrigues, J. Varela e C. Ortigão, *Operation manual - clearpem – positron emission mammography scanner*, PET-Mammography Consortium, 2009.
- [56] A. Rodrigues, “Investigação da detecção do cancro da mama com tomógrafo clearpem utilizando fantomas de gelatina”, tese de mestrado, Instituto Superior Técnico - Universidade Técnica de Lisboa, 2011.
- [57] L. Cao, R. Bugalho, N. Matela, M. Martins, P. Almeida, J. Peter e J. Varela, “List-mode maximum-likelihood reconstruction for the clearpem system”, em *IEEE Nucl. Sci. Symp. and Med. Imag. Conf. Rec.*, Valencia, 2011, pp. 4171–4174.

- [58] M. Couceiro, P. Crespo, L. Mendes, N. Ferreira, R. F. Marques e P. Fonte, “Spatial resolution of human RPC-PET system”, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 661, S156–S158, 2012.
- [59] N. Avril, S. Bense, S. I. Ziegler, J. Dose, W. Weber, C. Laubenbacher, W. Römer, F. Jänicke e M. Schwaiger, “Breast imaging with fluorine-18-FDG PET: quantitative image analysis”, *The Journal of nuclear medicine*, vol. 38, n° 8, 1186–1191, 1997.
- [60] I. S. Klyuzhin, K. Dinelle e V. Sossi, “PET image reconstruction and motion correction using direct backprojection on point grids and clouds”, em *IEEE Nucl. Sci. Symp. and Med. Imag. Conf. Rec.*, Valencia, 2011, pp. 4351–4356.
- [61] N. C. Ferreira, R. Trebossen, C. Lartizien, V. Brulon, P. Merceron e B. Bendriem, “A hybrid scatter correction for 3d PET based on an estimation of the distribution of unscattered coincidences: implementation on the ECAT EXACT HR+”, *Phys. Med. Biol.*, vol. 47, 1555–1571, 2002.
- [62] J. S. K. L.-E. Adam e R. Freifelder, “Scatter correction using adual energy window technique for 3D PET with nai(tl) detectors”, em *IEEE Med. Imag. Conf. Rec.*, vol. 3, Toronto, 1998, 2011–2018.