

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

SBI-IFUSP



305M810T2919

Correções de Atenuação e Espalhamento em SPECT
Reconstruída por Retroprojeção-Filtrada

AMAURY DE CASTRO RIBEIRO E SILVA JR

*Dissertação Apresentada ao Instituto
de Física para obtenção do grau de
Mestre em Ciências.*

Orientadora :

Prof. Dra. Cecil Chow Robilotta (IFUSP)

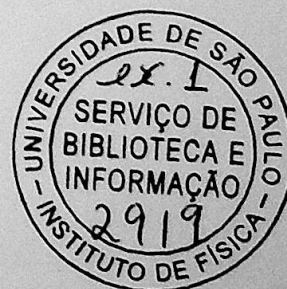
Comissão :

Prof. Dr. Marco Antônio Gutierrez (InCor)

Prof. Dra. Suzana Salém Vasconcelos (IFUSP)

Silvio Camargo
Prof. Silvio Roberto Accioly Canuque
Presidente da Comissão de Pós-Graduação
de Física 12/2/98

Novembro, 1998



716.07572
S586C
M
ex 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Silva Junior, Amaury de Castro Ribeiro e

Correções de Atenuação e Espalhamento em SPECT
Reconstruídas por Retroprojeção-Filtrada.
São Paulo 1998.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Geral

Orientador: Profa. Dra. Cecil Chow Robilotta
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. SPECT;
2. Reconstrução por Retroprojeção-Filtrada;
3. Atenuação; 4. Espalhamento.

USP/IF/SBI-055/98



Agradecimentos

Agradeço a Ceci pela compreensão, paciência e estímulo de suas orientações.

Agradeço ao Serviço de Tradução do InCor, e especialmente ao Rubens pela ajuda com as traduções e adaptações das imagens.

Agradeço ao Prof. Dr. Carlos de Sá por sua orientação dos algoritmos e programação dos métodos de

análise de imagens no trabalho de Fina da USP pelo apoio e estímulo.

Agradeço ao médico de Suécia Ålfred pelo software PIP.

Ao Prof. Dr. Andrew Todd Pokropok pela atenção dada aos meus e-mails.

A toda minha família, e amigos, e um especial ao Zé pelo cuidado sempre pronto para corrigir-me sobre as coisas que, na maioria das vezes, só eu entendo.

Ao CNPq e a FIO pelo apoio. *Dedico este trabalho a vocês, meus pais, pela confiança incondicional em mim depositada e pelo exemplo de amor e fé que sempre deram.*

Amory Jr.

Agradecimentos

Principalmente à Cecil pela compreensão, paciência e estímulo de sua orientação.

A todo pessoal do Serviço de Radioisótopos do InCor, e especialmente ao Rubens pela ajuda na parte experimental relativa às aquisições das imagens.

À Ana Maria pelas dicas e discussões dos algoritmos e programação dos métodos de correção.

A todo grupo de Biofísica do Instituto de Física da USP pelo apoio e estímulo.

À Agência Internacional de Energia Atômica pelo software PIP.

Ao Prof. Dr. Andrew Todd-Pokropek pela atenção dada aos meus e-mails.

A toda minha família e amigos, e um especial ao Zé pelo ouvido sempre pronto para ouvir-me falar de coisas que, na maioria das vezes, só eu entendia.

Ao CNPq e à FIG pelo apoio financeiro.

Amaury Jr.

Resumo

A precisão da quantificação das imagens de SPECT tornou-se um dos principais objetivos a serem alcançados pelas técnicas de reconstrução tomográfica, cujo padrão de qualidade reflete-se diretamente nos diagnósticos médicos. Os efeitos produzidos pelo espalhamento e pela atenuação são os mais significativos e que mais influenciam na quantificação eles causam degradações na imagem como, por exemplo, o borramento e a consequente redução de resolução geométrica devido ao espalhamento, a diminuição de contagens, que leva à redução de contraste e ao aumento de ruído, decorrentes da atenuação da radiação. Esta dissertação trata justamente da análise de alguns dos métodos de compensação destes efeitos, que podem ser encontrados em sistemas de processamento de imagens comerciais aplicados à reconstrução por retroprojeção-filtrada com filtro de Butterworth.

Para a correção de espalhamento, foram avaliados os seguintes métodos: uso do coeficiente de atenuação efetivo, subtração proposto por Jaszczak e deconvolução em uma dimensão. Para a correção de atenuação, os métodos de Chang de primeira e segunda ordens e o iterativo foram considerados. Todos os algoritmos de correção foram implementados em Linguagem C e incorporados à plataforma de processamento de imagens PIP (Portable Image Processing), dentro do projeto "Atualização de Procedimentos em Medicina Nuclear ARCAL XXIII" patrocinado pela AIEA (Agência Internacional de Energia Atômica). Utilizamos imagens do "phantom" Jaszczak, adquiridas com a câmara cintilográfica Vertex-Plus EPIC™ da ADAC Laboratories no Serviço de Radioisótopos do Instituto do Coração do HCFMUSP. Foram utilizados como parâmetros de avaliação a uniformidade tomográfica, o contraste, o ruído e a resolução geométrica, além da análise visual. Os resultados obtidos mostram a necessidade da utilização de métodos de correção de espalhamento e atenuação, pois eles melhoram a qualidade das imagens tanto quantitativa como qualitativamente. Das combinações dos métodos propostos, aquelas

ATTENUATION AND SCATTER CORRECTIONS IN SPECT RECONSTRUCTED BY FILTER-BACKPROJECTION

Abstract

*P*recision in quantification of SPECT images for medical diagnostics is one of the goals to be achieved by the techniques of tomographic reconstruction. The effects caused by scatter and attenuation of the emitted photons are the most important and they affect strongly this quantification. This is due to the production of imperfections in the image as, for example, the blurring that decrease the geometric resolution, caused by scatter, decreases of counts and the resulting loss of contrast and increase of noise, caused by radiation attenuation. This work presents the analysis of some compensation methods applied to FBP reconstructed images with the Butterworth filter.

For scatter correction, the following methods were evaluated: use of the effective attenuation coefficients, Jaszczak's subtraction and one-dimensional deconvolution by the scatter function obtained from the system LSF. For attenuation correction, the first and second orders and the iterative Chang method was considered. All algorithms of correction were performed in Language C and implemented in the Portable Image Processing system (PIP), as part of the IAEA-ARCAL XXIII project in "Upgrading Nuclear Medicine Practices". We used the Jaszczak phantom images acquired with an ADAC Vertex Plus EPICTM camera. The parameters used for evaluating the chosen methods were: tomographic uniformity, image contrast, RMS noise and geometric resolution. Visual analysis was also performed. The results indicated the need for scatter and attenuation corrections, as they improve the reconstructed images both qualitative and quantitatively. From the proposed combinations, those using either Jaszczak or deconvolution method, for scatter correction, associated with the second order or iterative Chang attenuation correction resulted in the best performance for the majority of the evaluated parameters.

Índice

Capítulo 1 - Introdução	01
1.1 - Objetivos.....	03
1.2 - Organização.....	04
Capítulo 2 - Aquisição de dados em SPECT	05
2.1 - Radiofármacos	06
2.2 - Câmara de Cintilação	08
2.3 - Características de Desempenho	14
2.4 - Ruídos	15
2.5 - Parâmetros de Aquisição	17
Capítulo 3 - Reconstrução Tomográfica	19
3.1 - O Problema da Reconstrução	20
3.2 - Métodos Analíticos	21
3.2.1 - Método de Fourier	21
3.2.2 - Retroprojeção Filtrada	23
3.3 - Métodos Algébricos	27
Capítulo 4 - Métodos de Correção	30
4.1 - Interação da Radiação com a Matéria	30
4.2 - Correção de Espalhamento	36
4.2.1 - Compensação pelo Coeficiente de Atenuação	37
4.2.2 - Deconvolução	38
4.2.3 - Janela Secundária (Método de Jaszczak)	41
4.2.4 - Outros Métodos Baseados no Espectro de Energia	43
4.3 - Correção de Atenuação	44
4.3.1 - Pré-processamento: Método de Sorenson	45
4.3.2 - Pós-processamento: Método de Chang	46
4.3.2.1 - Primeira Ordem	47
4.3.2.2 - Segunda Ordem	49
4.3.2.3 - Iterativo	50

Capítulo 5 - Materiais e Métodos	53
5.1 - Equipamentos	54
5.1.1 - Câmara de Cintilação	54
5.1.2 - Simuladores Físicos	55
5.1.3 - Computador	58
5.2 - Plataforma "Portable Image Processing" (PIP)	58
5.3 - Metodologia	60
5.3.1 - Modelagem da Função de Espalhamento	60
5.3.1.1 - Preparação do Simulador	60
5.3.1.2 - Aquisição	61
5.3.1.3 - Amplitude e Inclinação do Espalhamento	61
5.3.2 - Determinação de k	62
5.3.3 - Imagens com Simulador Jaszczak	64
5.3.3.1 - Preparação do Simulador	64
5.3.3.2 - Aquisição e Reconstrução	65
5.3.3.3 - Correções Aplicadas.....	65
5.3.4 - Métodos de Avaliação	67
5.3.4.1 - Uniformidade Tomográfica	67
5.3.4.2 - Resolução Geométrica	68
5.3.4.3 - Contraste	69
5.3.4.4 - Ruído RQM.....	69
Capítulo 6 - Resultados e Discussão.....	71
6.1 - Estudos com Simuladores	72
6.1.1 - Fonte Linear	72
6.1.1.1 - Projeções	72
6.1.1.2 - Funções de Dispersão Linear (LSF)	73
6.1.1.3 - Parâmetros A e B	77
6.1.2 - Simulador Jaszczak	81
6.1.2.1 - Projeções e Sinogramas	81
6.1.2.2 - Imagens Reconstruídas sem Correção	83
6.1.2.3 - Imagens Corrigidas	84

6.1.2.3.1 - Correção de Espalhamento	84
6.1.2.3.2 - Correção de Atenuação	87
6.1.2.3.3 - Correções de Espalhamento e Atenuação	89
6.1.3 - Uniformidade Tomográfica	92
6.1.4 - Resolução Geométrica.....	93
6.1.5 - Contraste	96
6.1.6 - Ruído RQM	99
6.1.7 - Classificação Geral dos Métodos	100
Capítulo 7 - Conclusões	103
Referências Bibliográficas	105
Apêndice A - Lista de Tabelas	111
Apêndice B - Lista de Figuras	112
Apêndice C- Características de Desempenho	115

A Medicina Nuclear é uma especialidade médica que utiliza técnicas modernas introduzidas recentemente na prática clínica. O processo de obtenção de imagens tomográficas utiliza um radiofarmaco que se concentra num órgão de interesse do paciente. Com o uso de uma câmara de detecção, são detectadas as fótons emitidos e as imagens tomográficas obtidas fazem parte de um conjunto de imagens que é utilizado para diagnóstico médico como a radiografia, a ultrassonografia e a imagem por ressonância magnética nuclear. Estas características relacionadas à especificidade do fármaco usado, a Medicina Nuclear é indicada principalmente para estudos funcionais e metabólicos de um determinado órgão ou tecido, através de imagens estáticas ou dinâmicas, possibilitando estudos também em escala temporal. A oncologia é uma das áreas da Medicina que se beneficia dos recursos disponíveis na Medicina Nuclear. Pode ocorrer de um tumor não apresentar alterações metabólicas durante um determinado período, porém já passar mudanças funcionais. Este exemplo demonstra a importância das imagens de medicina Nuclear, já que os outros métodos de imagem, como a tomografia por raios X, são empregados fundamentalmente para análise anatómica.

Capítulo 1

Introdução

A Medicina Nuclear é uma especialidade médica que utiliza compostos radioativos introduzidos no corpo para diagnósticos e terapias. O processo de obtenção de imagens resume-se em administrar um radiofármaco que se concentrará num órgão de interesse do paciente e então, com o uso de uma câmara de cintilação, são detectados os fótons emitidos. As imagens cintilográficas obtidas fazem parte de um conjunto de imagens com fim de diagnóstico médico como a radiografia, a ultrassonografia e a imagem por ressonância magnética nuclear. Por suas características relacionadas à especificidade do fármaco usado, a Medicina Nuclear é indicada principalmente para análise funcional e metabólica de um determinado órgão ou tecido, através de imagens estáticas ou dinâmicas, possibilitando estudos também em escala temporal. A oncologia é uma das áreas da Medicina que se beneficiam dos recursos disponíveis na Medicina Nuclear. Pode acontecer de um tumor não apresentar alterações anatômicas durante um determinado período, porém já possuir mudanças funcionais. Este exemplo demonstra a importância das imagens de Medicina Nuclear, já que as outras modalidades de imagens, como a tomografia por raios X, são empregadas fundamentalmente para análise anatômica.

As imagens obtidas em Medicina Nuclear podem ser planas, também chamadas de cintilografias convencionais, quando a câmara fica estacionária num determinado ângulo, ou tomográficas, quando as imagens são reconstruídas a partir de projeções obtidas em vários ângulos ao redor do paciente. A superposição de diferentes distribuições radioativas é a diferença básica entre as imagens planas e tomográficas, cujo efeito é eliminado pelo método de reconstrução tomográfica. Do ponto de vista clínico, as imagens tomográficas são mais detalhadas pois permitem a visualização de estruturas internas do corpo separadamente. Dividem-se em duas categorias as técnicas de obtenção de imagens tomográficas : a tomografia computadorizada por emissão de fóton único ou SPECT (Single Photon Emission Computerized Tomographic), uma técnica de obtenção de imagens tomográficas em que o radionuclídeo usado decai por emissão de um ou mais fótons; a tomografia por emissão de pósitrons ou PET (Positron Emission Tomography), na qual as imagens são obtidas pela detecção dos fótons de aniquilação do pósitron emitido com um elétron livre dentro do paciente. A primeira se caracteriza pela utilização de radionuclídeos de meia-vida física longa, em relação aos de PET, o que facilita seu manuseio. A câmara cintilográfica utilizada em SPECT é relativamente mais simples e barata que a de PET, porém a resolução geométrica é inferior, porque necessitam de colimadores. A segunda utiliza de radionuclídeos de meia-vida física curta, tanto que devem ser produzidos próximos ou mesmo no hospital, o que torna a utilização de PET delicada. Além disso, o sistema de imagens PET é mais elaborado, pois utiliza anéis de detectores, que tornam a técnica mais elaborada e cara. Porém suas imagens têm melhor resolução, e não dependem de colimadores.

As imagens de Medicina Nuclear são formadas a partir da emissão de fótons dentro da pessoa, por este motivo, elas apresentam degradações causadas pelas interações dos fótons com os tecidos do corpo. Estas degradações são resultados de dois eventos principais, a atenuação e o espalhamento Compton. Os efeitos destas interações, redução e aumento de contagens respectivamente, dificultam principalmente a quantificação, geométrica ou de atividade, das imagens. O estado da arte em SPECT está concentrado no aperfeiçoamento dos algoritmos utilizados na compensação dos efeitos de atenuação e espalhamento, objetivando um aumento na precisão da quantificação.

1.1 - Objetivos

No processo de aquisição das imagens em Medicina Nuclear, ocorrem interações dos fótons com a matéria que podem causar sérias distorções na imagem final. Em SPECT, as interações mais significativas são a *atenuação* e o *espalhamento Compton*, já mencionadas na seção anterior. A atenuação, causada pela absorção dos fótons primários pelos tecidos do corpo, provoca uma redução nos fótons detectados, e a consequente diminuição de contraste, principalmente na região central da imagem. O espalhamento por sua vez, causa degradação na resolução geométrica da imagem pois, o fóton espalhado, além de ter sua energia reduzida, também muda a direção da sua trajetória original.

Os efeitos dessas interações podem ser parcialmente compensados se aplicarmos alguma técnica de correção. Existem várias e estão divididas em duas classes : as correções pré- e pós-reconstrução, ou seja, elas se aplicam, respectivamente, nas projeções e na imagem reconstruída. Existem também os métodos iterativos que incorporam estas e outras correções diretamente no algoritmo de reconstrução. O estudo de algumas destas técnicas e suas influências nas imagens reconstruídas, foi o que nos motivou a elaborarmos esta dissertação, que trata justamente da avaliação das *técnicas de correção de atenuação e espalhamento em imagens de SPECT, reconstruídas pelo método de retroprojeção filtrada*. Para tanto, serão analisados os parâmetros de controle de qualidade de imagens tomográficas convencionados para se estimar o desempenho das técnicas empregadas. A uniformidade tomográfica e o ruído (raiz quadrática média) são parâmetros utilizados para a verificação da correção de atenuação. A resolução geométrica e o contraste são os parâmetros utilizados para a verificação da correção de espalhamento.

1.2 - Organização

O texto apresentado nesta dissertação está organizado de tal forma que, inicialmente, os conceitos e instrumentos básicos utilizados no trabalho sejam revistos para depois apresentarmos os resultados obtidos, as discussões e conclusões.

No capítulo 2, é apresentada a instrumentação utilizada para obtenção de imagens em Medicina Nuclear, bem como os parâmetros físicos envolvidos neste processo e a importância do controle de qualidade do equipamento.

No capítulo 3, é feita uma revisão sucinta de alguns métodos de reconstrução tomográfica e descrita, mais detalhadamente, a retroprojeção filtrada.

O capítulo 4 faz uma pequena introdução aos mecanismos de interação da radiação com a matéria e enfoca, principalmente, as técnicas de correção de atenuação e espalhamento.

No capítulo 5, são descritas as especificações técnicas da câmara cintilográfica, do software de processamento e da metodologia empregada na análise dos resultados. Os resultados da aplicação das técnicas de correção de atenuação e espalhamento estão relatados no capítulo 6, bem como a discussão a respeito dos parâmetros utilizados para avaliação. No capítulo 7, estão as conclusões do trabalho.

Fazem parte do texto também as referências bibliográficas e os apêndices A, B e C que são, a lista de tabelas, a lista das figuras, os componentes e funcionamento da câmara, respectivamente.

Capítulo 2

Aquisição de dados em SPECT

O processo de confecção de imagens em SPECT inclui várias etapas. Ele inicia-se com a aplicação de um radiofármaco apropriado ao paciente que, após aguardar alguns minutos para que o material se concentre no órgão de interesse, é submetido à aquisição das imagens. Neste momento, o paciente é posicionado na maca de forma que o órgão em estudo fique evidenciado. O operador inicia então a aquisição das projeções ao redor do paciente (Figura 2.1), após estabelecer os parâmetros de aquisição. Estes parâmetros são ajustáveis para cada situação em particular, porém como os exames são realizados rotineiramente, são elaborados protocolos clínicos que são padronizados para estudos específicos. Alguns cuidados devem ser tomados para garantir a boa qualidade da imagem final, por exemplo, não esquecer de remover do paciente objetos metálicos que possam absorver os fótons emitidos dentro do campo de visão da câmara. Evitar que o paciente se movimente também é muito importante, pois resultará em artefatos nas imagens reconstruídas.

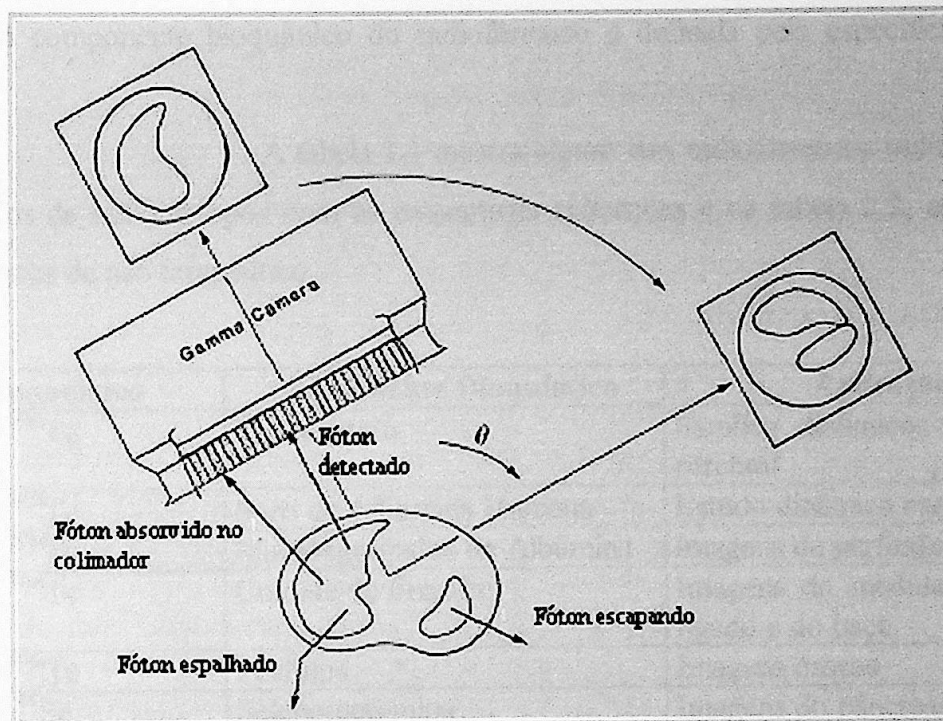


Figura 2.1 - Aquisição de dados ao redor do paciente em SPECT [Sorenson87].

Neste capítulo serão discutidos os aspectos mais relevantes do processo de aquisição das imagens em SPECT, entre eles os radiofármacos mais utilizados e suas aplicações, a câmara cintilográfica através dos componentes principais e seu funcionamento, as características de desempenho da câmara utilizadas para garantia e controle da qualidade das imagens, os ruídos envolvidos no processo e sua influência nas imagens e, os parâmetros de aquisição que são ajustáveis e que devem ser regulados apropriadamente em cada situação.

2.1 - Radiofármacos

Os radiofármacos são substâncias compostas pela junção de um radionuclídeo e uma biomolécula, que possua propriedades bioquímicas, fisiológicas e metabólicas capazes de auxiliar em diagnósticos ou em terapias. Em diagnóstico, geralmente, eles são aplicados em dose única e não apresentam efeitos farmacológicos [Chandra87]. O projeto e o desenvolvimento de radiofármacos são normalmente divididos entre a escolha do radionuclídeo e do componente bioquímico. A escolha do radionuclídeo deve levar em conta a minimização da dose de radiação

absorvida pelo paciente e também as restrições da instrumentação disponível. Já a escolha do componente bioquímico do radiofármaco é definida pela especificidade desejada.

A tabela 2.1 mostra alguns dos radiofármacos utilizados nos serviços de radioisótopos com as respectivas aplicações e na tabela 2.2, alguns radiofármacos de uso terapêutico.

Radionuclídeo	Componente Bioquímico	Aplicação
^{99m}Tc	Pertecnetato	Estudos dinâmicos cardíaco e cerebral
^{99m}Tc	Soro de Albumina Humana	Estudo dinâmico cardíaco
^{99m}Tc	Macroagregados de Albumina	Imagens de perfusão pulmonar
^{99m}Tc	Colóide de Enxofre	Imagens da medula óssea, do fígado e do baço
^{99m}Tc	Fosfatos	Imagens ósseas
^{95}Se	Selenometionina	Imagens do pâncreas
^{201}Tl	Cloreto de Tálcio (Cl^{201}Tl)	Imagem do miocárdio
^{123}I	Iodeto de Sódio (Na^{123}I)	Imagens da tireóide

Tabela 2.1 - Radiofármacos usados em diagnóstico [Chandra87]

Radionuclídeo	Região de atividade e via de administração	Aplicação
^{123}I	111-370 GBq, Oral	Hipertiroidismo
^{123}I	1850-7400 GBq, Oral	Câncer de Tireóide
^{32}P	111-740 GBq, Intravenosa	Policitemia, metástases ósseas e leucemia

Tabela 2.2 - Radiofármacos usados em terapias [Chandra87].

2.2 - Câmara de Cintilação

A câmara de cintilação, também conhecida como gama-câmara, tem a função de detectar as radiações provenientes de compostos marcados com radionuclídeos, concentrados em algum órgão ou tecido de interesse, selecionar os fótons relevantes e formar a imagem que será utilizada no diagnóstico. A Figura 2.2 mostra os principais componentes do sistema de formação de imagens em Medicina Nuclear. A câmara cintilográfica será descrita seguindo os seguintes componentes :

- a - Colimador;
- b - Sistema de transdução;
- c - Circuitos eletrônicos.

a - Colimador

A função básica do colimador é selecionar os fótons que atingem o cristal de acordo com a sua direção de incidência, para que a imagem assim formada corresponda corretamente aos locais da emissão dos fótons detectados. Existem diferentes tipos de colimadores e a escolha de um ou outro depende de cada aplicação em particular.

Um colimador é caracterizado pela geometria que apresenta e pelo material com que é construído. O colimador mais usado é o de furos paralelos, constituído de chumbo ou de alguma liga metálica contendo chumbo. A geometria do colimador, definida pelo comprimento, pela forma e pelo diâmetro dos furos e a espessura da parede septal, influi bastante na qualidade da imagem adquirida, particularmente na resolução espacial, pois quanto maior o diâmetro e menor o comprimento, mais fótons entrarão pelos furos, como está ilustrado na figura 2.3, onde o cone de aceitação no colimador de uso geral é maior que o do colimador de alta resolução.

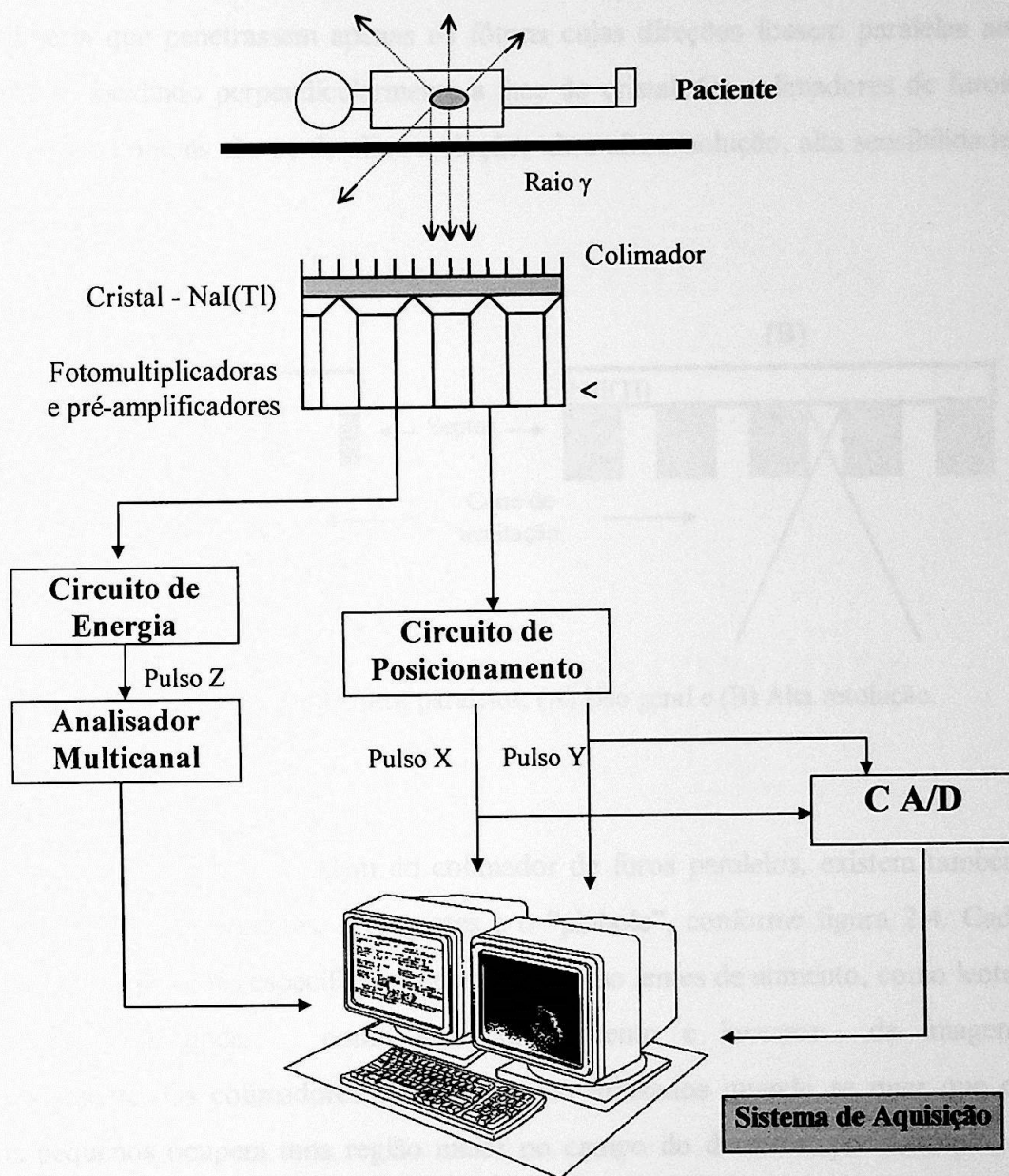


Figura 2.2 - Sistema de formação de Imagens em Medicina Nuclear.

O ideal seria que penetrassem apenas os fótons cujas direções fossem paralelas ao furo, isto é, incidindo perpendicularmente à face do cristal. Os colimadores de furos paralelos mais comuns são os de alta resolução, ultra alta resolução, alta sensibilidade e o de uso geral.

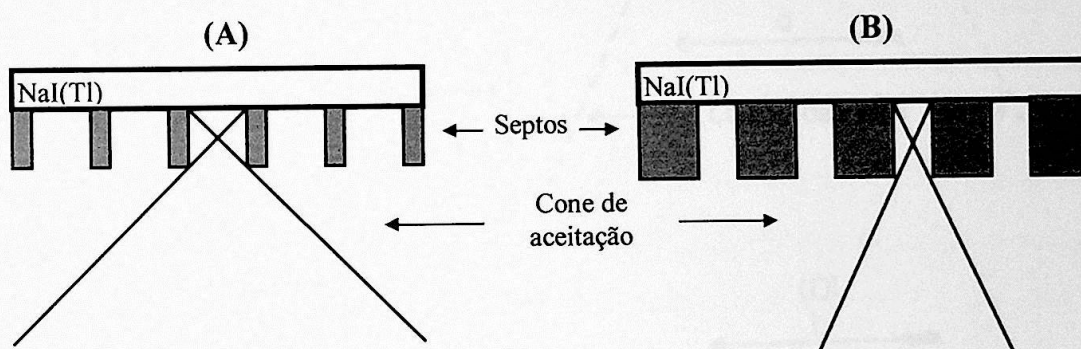


Figura 2.3 - Colimadores de furos paralelos; (A) Uso geral e (B) Alta resolução.

Além do colimador de furos paralelos, existem também os colimadores convergentes, divergentes e o "pinhole", conforme figura 2.4. Cada um deles tem aplicações específicas funcionando como lentes de aumento, como lentes de redução, ou ainda, como lente de aumento e inversor da imagem, respectivamente. Os colimadores divergentes são utilizados quando se quer que os órgãos pequenos ocupem uma região maior no campo do detector, por exemplo, o exame cardíaco infantil. Caso contrário, quando o órgão ocupa uma área maior que a do detector, utiliza-se o colimador convergente para reduzir o tamanho da imagem, por exemplo, a cintilografia pulmonar com Gálio-67 com câmara portátil. Por último, o colimador do tipo "Pinhole" é muito utilizado no mapeamento da glândula tireóide.

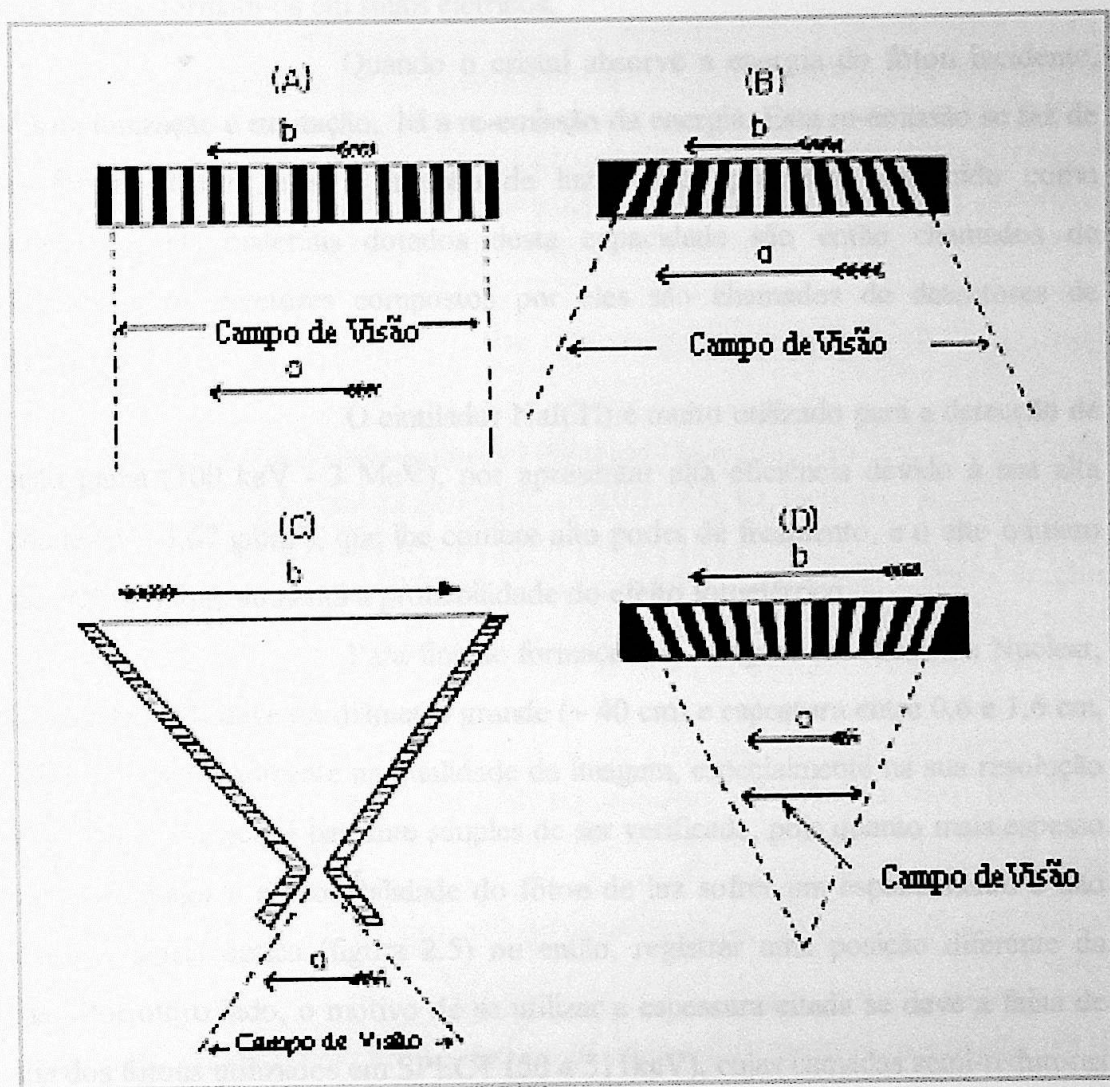


Figura 2.4 - Tipos de Colimadores: (A) Furos paralelos; (B) Convergente; (C) Pinhole; (D) Divergente, com respectivos campos de visão, orientação e tamanho das imagens [Sorenson87a].

b - Sistema de Transdução

Em todo sistema formador de imagens, existe um transdutor, que é a componente que converte um tipo de energia em outro. Assim é com as imagens fotográficas que têm o filme como transdutor, ou as imagens de ultrassom, onde o transdutor é uma cerâmica piezoelétrica que converte pulsos mecânicos (ondas ultrassônicas) em sinais de voltagem e vice-versa. Em SPECT, esse processo é executado pela câmara de cintilação, que detecta e converte um raio gama em um sinal elétrico. Na realidade, existem na câmara dois transdutores, o cristal de NaI(Tl) que captura um fóton de raio gama e emite uma cintilação, e as

fotomultiplicadoras, que detectam os fótons das cintilações e, por um processo de avalanche, transformam-os em sinais elétricos.

Quando o cristal absorve a energia do fóton incidente, através de ionização e excitação, há a re-emissão da energia. Esta re-emissão se faz de várias formas, dentre elas a emissão de luz visível, processo conhecido como luminescência. Os materiais dotados desta capacidade são então chamados de cintiladores, e os detectores compostos por eles são chamados de detectores de cintilação.

O cintilador NaI(Tl) é muito utilizado para a detecção de radiação gama (100 keV - 3 MeV), por apresentar alta eficiência devido à sua alta densidade ($\rho = 3,67 \text{ g/cm}^3$), que lhe confere alto poder de freamento, e o alto número atômico ($Z=53$), que aumenta a probabilidade do efeito fotoelétrico.

Para fins de formação de imagens em Medicina Nuclear, o cristal de NaI(Tl) deve ter diâmetro grande ($\sim 40 \text{ cm}$) e espessura entre 0,6 e 1,6 cm, pois esta influi sensivelmente na qualidade da imagem, especialmente na sua resolução espacial. Esta influência é bastante simples de ser verificada, pois quanto mais espesso for o cristal, maior é a probabilidade do fóton de luz sofrer um espalhamento e não encontrar a janela óptica (figura 2.5) ou então, registrar uma posição diferente da original. Por outro lado, o motivo de se utilizar a espessura citada se deve a faixa de energia dos fótons utilizados em SPECT (50 a 511keV), cujas camadas semi-redutoras no NaI(Tl) não ultrapassam 1 cm.

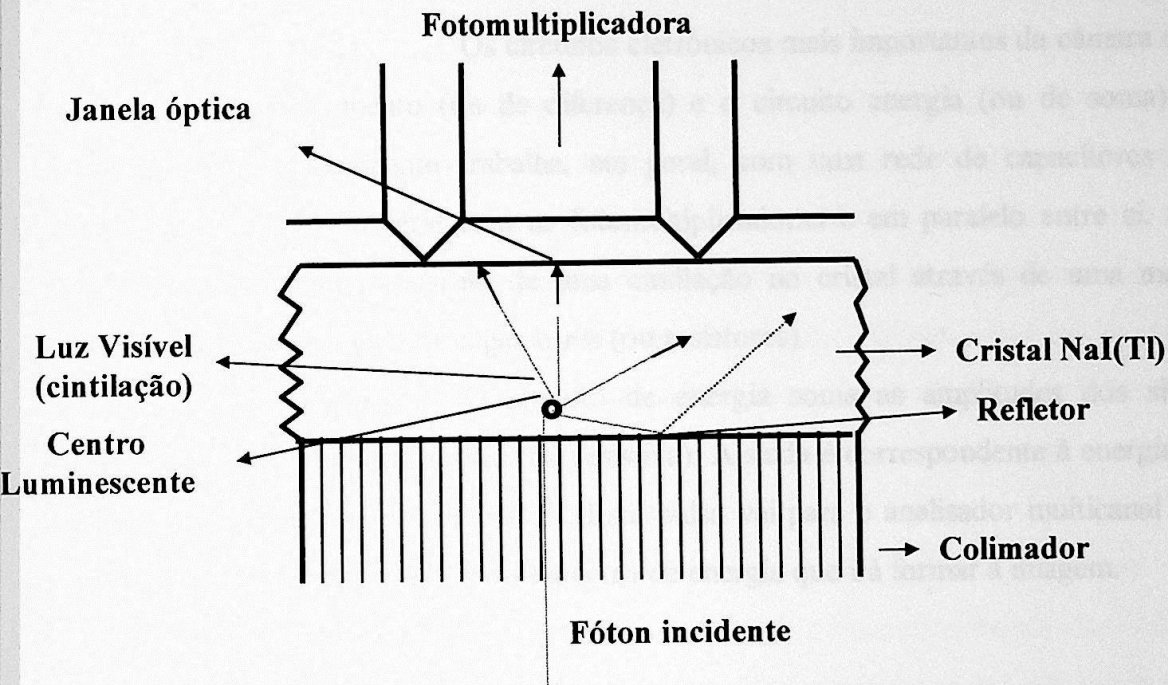


Figura 2.5 - Ampliação do sistema detector.

A válvula fotomultiplicadora, como o próprio nome identifica, multiplica os fotoelétrons provenientes do fotocátodo. Há uma variedade de modelos à disposição no mercado e, cada qual, com suas próprias características para determinadas finalidades.

A câmara cintilográfica utiliza algumas dezenas dessas válvulas para cobrir toda a área delineada pelo cristal. Algumas câmaras utilizam fotomultiplicadoras de formato hexagonal, outras em formato circular e ainda há aquelas que usam os dois tipos. Existe uma relação direta entre o número de fotomultiplicadoras e a resolução do sistema detector. Além disso, cada válvula é ajustada para aumentar/diminuir a amplificação do sinal (ganho), pois todos os tubos devem responder a uma cintilação da mesma forma, para evitar artefatos causados por não-linearidades.

c - Circuitos eletrônicos

Os circuitos eletrônicos mais importantes da câmara são: o circuito posicionamento (ou de diferença) e o circuito energia (ou de soma). O circuito de posicionamento trabalha, em geral, com uma rede de capacitores (ou resistores) ligados em série com as fotomultiplicadoras e em paralelo entre si. Sua função é determinar a posição de uma cintilação no cristal através de uma média ponderada pelos valores dos capacitores (ou resistores).

O circuito de energia soma as amplitudes dos sinais provenientes da malha capacitiva (ou resistiva). A saída é correspondente à energia do fóton absorvido pelo cristal (sinal Z). Este pulso vai para o analisador multicanal que por sua vez, seleciona a região do espectro de energia que irá formar a imagem.

2.3 - Características de Desempenho

As características de desempenho da câmara (sistema detector e eletrônica) apresentam limitações internas e externas a ela própria. As limitações internas são aquelas devidas a um mal funcionamento do equipamento, por exemplo, a má calibração do ganho das fotomultiplicadoras, os problemas de angulação dos furos do colimador, a resposta do circuito de posicionamento que não corresponde à posição real da cintilação, os problemas com o CA/D, etc. Já as limitações externas estão relacionadas à fonte emissora, por exemplo, na análise da uniformidade com uma fonte plana, a própria fonte pode não ser totalmente plana e ter regiões de maior concentração de material radioativo, além do ruído randômico provocado por baixas taxas de contagem.

Para se determinar e controlar o desempenho da câmara SPECT foram convencionados alguns parâmetros básicos. São eles : a linearidade, a uniformidade do campo de detecção, a resolução espacial, a sensibilidade, a resolução energética e o centro de rotação. A linearidade mede a capacidade do sistema em determinar com a mesma precisão os locais das cintilações no plano da imagem. A uniformidade é a característica de desempenho mais importante, pois um defeito, ou mal funcionamento do equipamento, pode gerar imagens defeituosas que resultam em

diagnósticos equivocados. Em fim, estes parâmetros devem ser monitorados continuamente e estão mais detalhadamente descritos no Apêndice C.

O processo de formação da imagem em Medicina Nuclear envolve muitas variáveis e, por isso, em cada fase do processo, desde a fabricação do radiofármaco até a impressão da imagem final, é necessário que se controle alguns parâmetros condicionantes da boa qualidade de todo o processo. Existem vários protocolos de garantia de qualidade em Medicina Nuclear como o TecDoc da IAEA de 1991 (SPECT em 1994), o protocolo NEMA (National Electrical Manufacturers' Association) de 1980, da AAPM (American Association of Physicists in Medicine) de 1987, que podem servir de roteiro para a rotina de um serviço de Medicina Nuclear.

A importância do controle de qualidade é evidente pois, se em algum momento, um dos parâmetros divergir consideravelmente dos valores aceitáveis, certamente todo o processo de formação da imagem estará comprometido. As consequências da falta de um controle de qualidade rigoroso são bastante sérias, podendo induzir a diagnósticos imprecisos, provocados pela identificação de defeitos, causados por artefatos, que na realidade inexistem.

2.4 - Ruídos

O ruído existente no processo de aquisição da imagem provém de duas fontes, uma devido a efeitos instrumentais conhecido como ruído estrutural, a outra fonte é o processo de decaimento radioativo que por natureza tem um comportamento aleatório, este tipo de ruído é chamado de ruído estatístico. O ruído estatístico é definido em termos da densidade de informação (cts/cm^2) e segue a estatística de Poisson, como está descrito a seguir. A densidade de informação é dada por

$$ID (\text{cts}/\text{cm}^2) = R \cdot t$$

onde R é a taxa de contagem e t o tempo de aquisição. O número de contagens registradas será dado por

$$N = A \times ID$$

onde A é a área total do cristal. O desvio padrão, ou simplesmente desvio, do valor do pixel será dado por

$$\sigma = \sqrt{AxID}$$

ou

$$\sigma = \sqrt{N}.$$

Alguns autores [Links93] dizem que a função mais importante do processamento da imagem é reduzir o ruído e, dessa forma, aumentar a relação sinal ruído (SNR), equações 2.2 e 2.3 [Hutton95], que em Medicina Nuclear já é bastante baixa:

$$SNR = \frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N} \quad (\text{Eq. 2.2})$$

(relação sinal ruído para imagem plana)

$$SNR = \frac{\sqrt{N}}{\sqrt[4]{R}} \quad (\text{Eq. 2.3})$$

(relação sinal ruído para imagens de SPECT)

onde R é o número total de pixels reconstruídos contendo contagens.

O nível de ruído na imagem também pode ser avaliado pelo ruído raiz quadrática média (RQM), que é calculado pela seguinte expressão [Graham95] :

$$\% \text{ RQM} = \frac{\text{Desvio Padrão}}{\text{Valor Médio do Pixel}} \times 100\%$$

Há uma relação intrínseca entre o ruído e a resolução da imagem. Na realidade, a relação é inversamente proporcional, ou seja, processamento que visa diminuir o nível de ruído piora a resolução. A suavização da imagem, seja por um filtro espacial ou por um filtro adicionado ao algoritmo de reconstrução (ver o próximo capítulo), reduz o nível de ruído na imagem, porém diminui a resolução. Portanto, é necessário um estudo particular, em cada caso, do grau de suavização mais apropriado.

2.5 - Parâmetros de aquisição

A aquisição de imagens em Medicina Nuclear envolve a escolha de vários parâmetros cuja combinação deve ser criteriosamente estudada para

otimizar o processo de formação da imagem. Destacaremos nesta seção alguns destes parâmetros, bem como os seus significados.

A *janela de energia*, a ser ajustada no analisador de altura de pulsos, é a região de energia na qual o sistema irá reconhecer os fótons para a formação da imagem. A janela de energia é centralizada no fotopico característico do radionuclídeo em estudo com uma largura que varia, de acordo com a resolução energética do sistema, de 10% a 20% da energia do fotopico. Por exemplo, para o ^{99m}Tc , onde o fóton possui 140 keV, o fotopico é centrado nesta energia e serão contados, para formação da imagem, fótons de energia entre 126 e 154 keV, para uma janela de 20%. A largura da janela não pode ser muito grande ($>20\%$), pois ela entra na região de fótons secundários (espalhamento), e também não muito pequena ($<10\%$), pois o número de fótons contados seria baixo, acarretando em evidenciamento da não-uniformidade, perda de contraste e aumento do ruído. Existe a possibilidade de se incluir outras janelas ao longo do espectro de energia com o objetivo de estimar o número de fótons espalhados que foram contados na janela do fotopico, ou uma janela reservada para imagem de transmissão. Estas abordagens serão detalhadas no capítulo 3 em correção de espalhamento e atenuação.

O *teorema de amostragem*, $\Delta x \leq 1/2w_n$, onde w_n é a frequência de Nyquist ($w_n = w_{\text{máx}}$ contida nas informações detetadas). E a *amostragem angular*, ou *número de projeções* (N_p), são relacionados pelo teorema de amostragem, dado pela equação 2.4 [Bailey95]. Para uma gama-câmara cuja resolução espacial (FWHM) de aproximadamente 8 a 10 mm, a matriz deveria ter pixel de 4 a 5 mm de largura (FWHM/2). Para um campo de visão central (CFOV - Central Field Of View), ou seja, a área central do campo da câmara (70% da área total), de aproximadamente 300 mm de raio, isto resultaria em uma matriz de 64 x 64 pixels. A amostragem angular definida pela equação 2.4. A reconstrução tomográfica de um conjunto de projeções menor que o estabelecido por esta relação (subamostragem) fica bastante prejudicada, devido à perda de resolução geométrica e à alocação errada do fóton detectado.

$$N_p \geq \frac{\pi M}{2} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

onde M é o número de elementos amostrados na projeção, isto é, 64, 128, 256.

O *tempo por projeção* é o tempo durante o qual o detetor irá contar os fótons em cada projeção. Em SPECT clínico, este tempo fica em torno de 20 segundos por projeção. Este parâmetro é influenciado pela densidade de informação (contagem/pixel), pela dose administrada ao paciente que, pelo princípio ALARA ("As Low As Reasonably Achievable"), deve ser a menor possível, sem contudo afetar os resultados do exame, assim como o tempo de exame suportável pelo paciente. Portanto, o tempo por projeção deve ser determinado pela densidade de informação que se deseja na imagem final, sem causar desconforto desnecessário ao paciente.

O *ângulo varrido* é o arco total no qual as projeções serão adquiridas. Em SPECT, este ângulo está entre 180° ou 360° , dependendo do tipo de estudo que está sendo realizado. Quando o órgão em estudo se encontra numa região periférica de um lado do corpo, então a aquisição pode ser realizada, devido à falta de simetria, em 180° , como é o caso das imagens de perfusão do miocárdio. Para SPECT cerebral utiliza-se um arco de 360° . O ângulo incompleto de 180° , no entanto, pode introduzir artefatos como deformação geométrica, ao mesmo tempo que pode aumentar o contraste.

O *raio de rotação* deve ser o menor possível, pois a resolução do sistema diminui com o aumento da distância, como está mostrado no gráfico da figura C.3.

A escolha do *colimador* é determinada por um balanço entre resolução e sensibilidade. Em geral, essas duas características estão inversamente relacionadas, ou seja, um colimador de alta resolução tem baixa sensibilidade, neste caso a relação sinal ruído (SNR) nos dados da aquisição piora; por outro lado, os colimadores de baixa resolução mas de alta sensibilidade reduzem o contraste na imagem. Portanto, a alternativa é balancear sempre entre resolução e sensibilidade. Entretanto, os colimadores de alta resolução são os mais indicados em SPECT, pois a perda em sensibilidade pode ser corrigida com a técnica de amplificação do sinal [Phelps82].

Capítulo 3

Reconstrução Tomográfica

As técnicas de resolução do problema de reconstrução tomográfica estão inseridas no contexto de várias áreas da ciência, como a radioastronomia, a microscopia eletrônica, ensaios não-destrutivos, geofísica, tomografia computadorizada, entre outros [Kak82] [Gonzales92][Mascarenhas84].

O problema consiste em extrairmos informações contidas em um objeto a partir de projeções deste em vários ângulos ao seu redor. Especificamente, no caso da tomografia computadorizada por emissão de fóton único (SPECT), o objetivo da reconstrução tomográfica é tentar encontrar a distribuição de radionuclídeos depositados no órgão em estudo. Para tanto, reconstroem-se cortes deste volume e depois estes são empilhados, de forma que o resultado possa ser apresentado em 3D. A seção seguinte descreve em detalhes a semiótica do problema de reconstrução.

3.1 - O problema de reconstrução

Dada uma distribuição volumétrica de radioatividade, procura-se qual seria a função $f(x,y)$ que descreveria a imagem de um determinado corte dessa distribuição, como mostra a figura 3.1 abaixo [Gelfand88]:

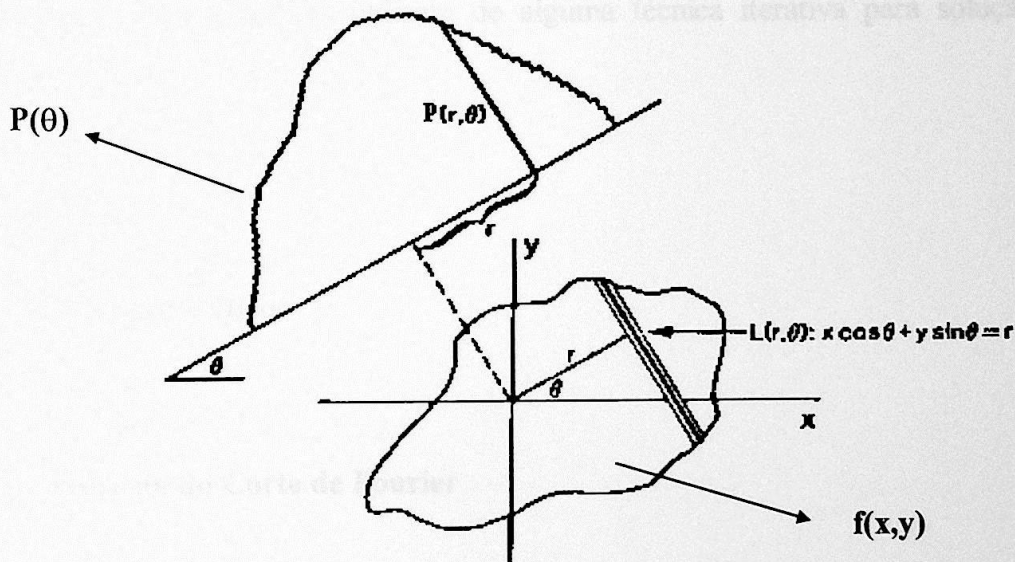


Figura 3.1 - Problema de reconstrução: distribuição de radioatividade e projeção no ângulo θ .

Em uma direção de projeção θ em uma direção r a qual é transversal onde $P_\theta(r)$ é a projeção da distribuição $f(x,y)$ ao longo da linha de coordenada r , segundo o ângulo θ , $P(\theta)$ é o perfil da distribuição $f(x,y)$ numa dada projeção. A projeção $P_\theta(r)$ é a soma dos fótons emitidos ao longo da linha $L(r,\theta)$, também chamada de raio soma. Este conceito é melhor definido com a introdução da integral de linha de $f(x,y)$ ao longo de $L(r,\theta)$, ou seja,

$$P_\theta(r) = \int_L f(x,y) ds$$

ou, na forma discretizada,

$$P_{\theta}(r) = \sum_i \sum_j f(x_i, y_j) \quad \text{com } i \text{ e } j \text{ limitados por } L(r, \theta).$$

O problema de reconstrução está justamente em encontrarmos a distribuição $f(x, y)$, a partir das projeções $P_{\theta}(r)$, também chamado de problema inverso. Existem vários métodos para se determinar $f(x, y)$, eles são normalmente divididos em dois grupos: os métodos analíticos, que resolvem o problema analiticamente com o uso do conceito da Transformada de Fourier, e os métodos algébricos, que se baseiam em soluções numéricas tentativas de um sistema de equações algébricas, estes são também chamados de iterativos pois utilizam de alguma técnica iterativa para solução do sistema.

3.2 - Métodos Analíticos

3.2.1 - Teorema do Corte de Fourier

Pelo teorema do corte de Fourier [Kak87], a Transformada de Fourier da projeção $P_{\theta}(r)$ em uma dimensão é igual à Transformada de Fourier da distribuição $f(x, y)$ [Hutton4], ou seja,

$$F(u, v) = \sum \sum f(x, y) \exp[-ixu + iyv]$$

mas,

$$\sum f(x, y) = P_{\theta}(r)$$

Então,

$$F(u, v) = \sum P_{\theta}(r) \exp[-(ixu + iyv)].$$

Portanto, a distribuição $f(x,y)$ pode ser encontrada aplicando-se agora a Transformada inversa,

$$f(x,y) = \mathfrak{F}^{-1}\{F(u,v)\}$$

... a análise de resolver o problema de Retroprojeção-Filtrada, ou Convolução-Retroprojeção, que é o algoritmo utilizado nos algoritmos de reconstrução dos tomógrafos de SPECT. É a técnica mais ágil e que apresenta bons resultados. Ela foi desenvolvida por Kak e Slaney e Lakshminarayana e partir da retroprojeção de uma fonte pontual foi descartada pois ela introduz artefatos visíveis na figura 3.3, causados pela superposição dos raios de retroprojeção. A solução para o problema da Retroprojeção-Filtrada está justamente no fato de filtrar os dados antes da retroprojeção.

Como exemplo vamos supor que desejamos reconstruir a imagem de uma fonte pontual adquirida por uma câmara de câmbio em SPECT, conforme a figura 3.2 abaixo.

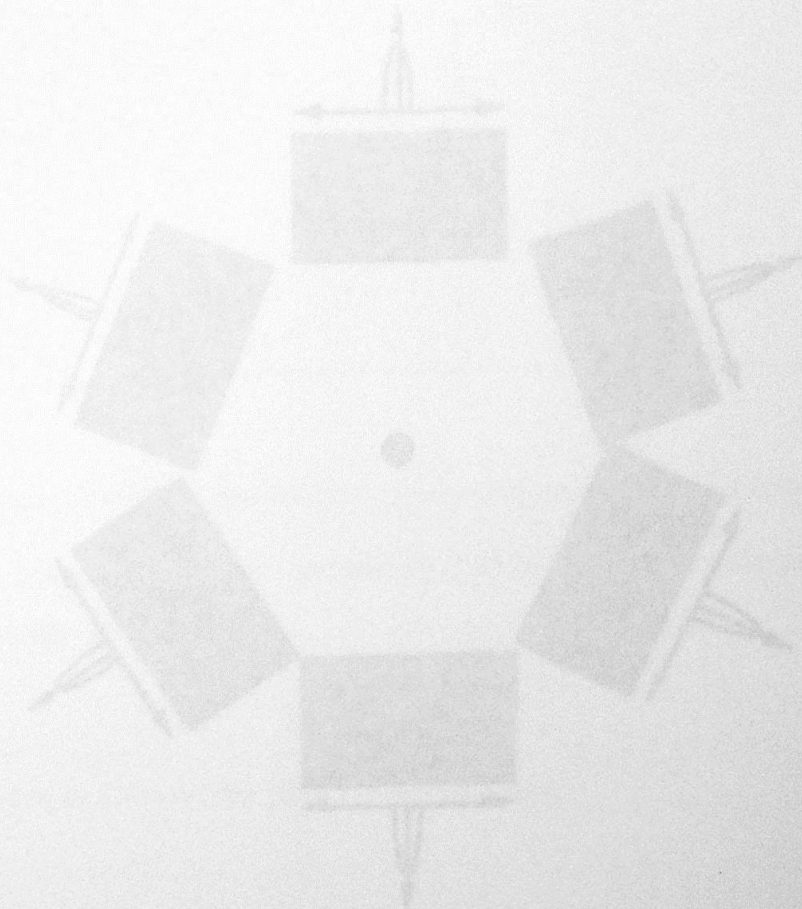


Figura 3.2 - Aquisição tomográfica de uma fonte pontual (Rutten)

3.2.2 - Retroprojeção-Filtrada

Uma outra técnica analítica de resolver o problema de reconstrução é a Retroprojeção-Filtrada, ou Convolução-Retroprojeção, que é o método ainda mais utilizado nos algoritmos de reconstrução dos tomógrafos de aplicação médica, porque é a técnica mais ágil e que apresenta bons resultados. Ela foi proposta em 1968 por Ramachandran e Lakshminarayanan a partir da retroprojeção simples [Ramachandran71]. Esta última foi descartada pois ela introduz artefatos do tipo estrela, como pode ser visto na figura 3.3, causados pela superposição dos raios soma. O refinamento alcançado pela Retroprojeção-Filtrada está justamente no fato dela filtrar as projeções durante a retroprojeção.

Como exemplo vamos supor que desejamos reconstruir a imagem de uma fonte pontual adquirida por uma câmara de cintilação em vários ângulos como na figura 3.2 abaixo.

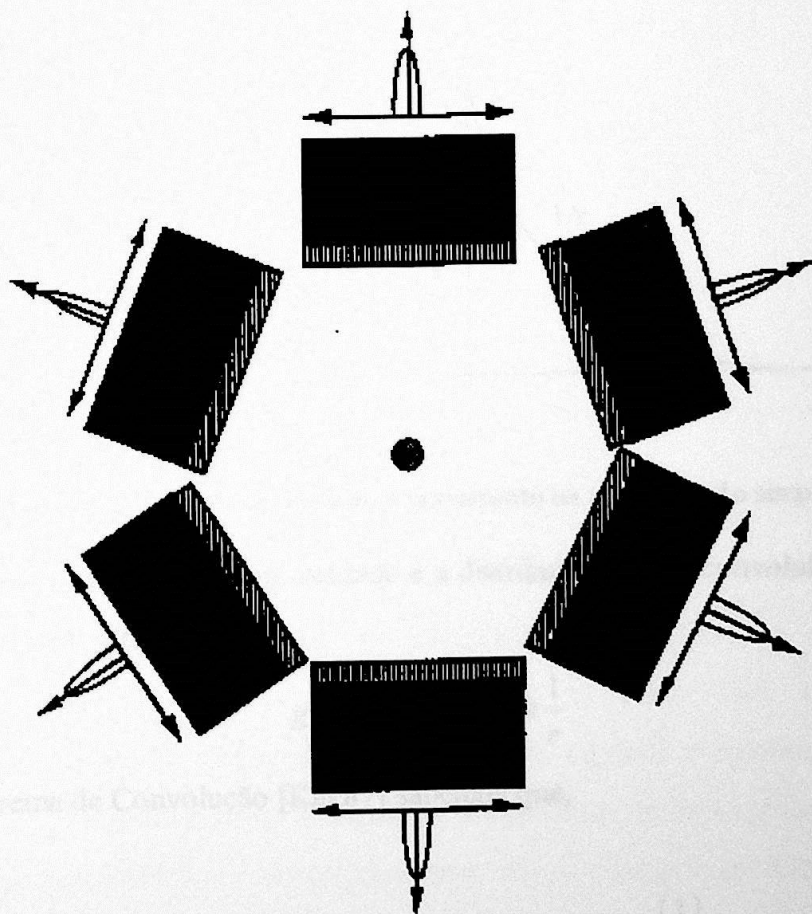


Figura 3.2 - Aquisição tomográfica de uma fonte pontual [Hutton1].

Na retroprojeção simples, os dados relativos aos perfis são retroprojetados numa matriz correspondente ao corte de interesse, dando uma estimativa da distribuição de radioatividade original.

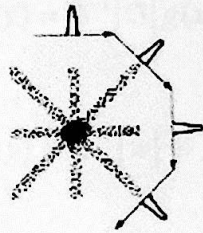


Figura 3.3 - Efeito estrela causado pela retroprojeção simples [Sorenson87d].

Porém, reconstruindo dessa maneira surge um artefato, que é encontrado na reconstrução da fonte pontual, e tem a forma da função $1/r$ (figura 3.4), onde r é a distância entre a fonte e o detector [Gelfand88].

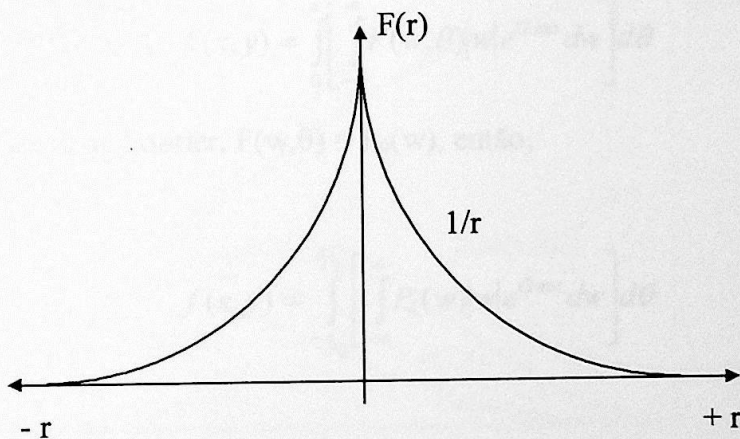


Figura 3.4 - Função que descreve o borramento na retroprojeção simples.

Portanto, a imagem obtida na verdade é a distribuição $f(x,y)$ convoluída com a função de borramento $1/r$, ou seja,

$$g(x,y) = f(x,y) \otimes \frac{1}{r}$$

Do Teorema de Convolução [Kak87] sabemos que,

$$\mathfrak{F}\{g(x,y)\} = \mathfrak{F}\{f(x,y)\} \cdot \mathfrak{F}\left\{\frac{1}{r}\right\}$$

Mas,

$$\mathfrak{F}\left\{\frac{1}{r}\right\} = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} r^{-1} J_0(2\pi wr) r dr = w^{-1}$$

Então,

$$f(x,y) = \mathfrak{F}^{-1}\{\mathfrak{F}\{g(x,y)\} \cdot w\}$$

ou,

$$f(x,y) = \mathfrak{F}^{-1}\{w\} \otimes g(x,y)$$

Este resultado foi obtido no domínio de freqüências, ou de Fourier. No domínio de espaço, a transformada inversa da expressão acima em coordenadas polares [Kak82] é dada por :

$$f(x,y) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(w,\theta) e^{i2\pi w(x \cos \theta + y \sin \theta)} w dw d\theta$$

sabendo que $F(w,\theta+\pi) = F(-w,\theta)$ a expressão acima pode ser reescrita como:

$$f(x,y) = \int_0^{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} F(w,\theta) |w| e^{i2\pi w t} dw \right] d\theta$$

Pelo teorema do corte de Fourier, $F(w,\theta) = P_{\theta}(w)$, então,

$$f(x,y) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} P_{\theta}(w) |w| e^{i2\pi w t} dw \right] d\theta$$

onde

$$t = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta$$

Na expressão acima, a integral que aparece no interior pode ser interpretada como a transformada inversa da projeção filtrada pela função $|w|$, onde o filtro surgiu naturalmente, a partir de uma simples mudança de coordenadas.

Este filtro, conhecido como filtro Rampa, reduz o borramento cortando sinais de baixa freqüência espacial e amplificando os de alta freqüência, que inclui o ruído proveniente do processo de decaimento radioativo. Para contornar este problema, é necessário operar sobre a imagem um filtro de suavização. A multiplicação deste filtro pelo Rampa gera o que é chamada de suavização, que são do tipo passa banda. Esta janela pode ter várias formas, como por exemplo, as dos

filtros Hann, Hamming, Butterworth, Parzen, Shepp-Logan, entre outros. A figura 3.5 mostra o gráfico dos filtros mencionados, bem como as suas equações. A frequência de corte que aparece nas equações dos filtros pode ser medida de diferentes maneiras, em ciclos/cm, ciclos/pixel, ciclos/FOV e submúltiplos da frequência de Nyquist, $f_n=1/(2d)$, onde d é o tamanho do pixel. Portanto, ajustando a frequência de corte do filtro, ou a frequência crítica no caso do filtro Butterworth, encontram-se diferentes janelas. A escolha de cada uma deve levar em conta que o grau de suavização da imagem depende da frequência de corte, já que o ruído constitui sinal de alta frequência. Porém, a resolução pode ser prejudicada pois os detalhes finos, como as bordas, localizam-se também na região de altas frequências.

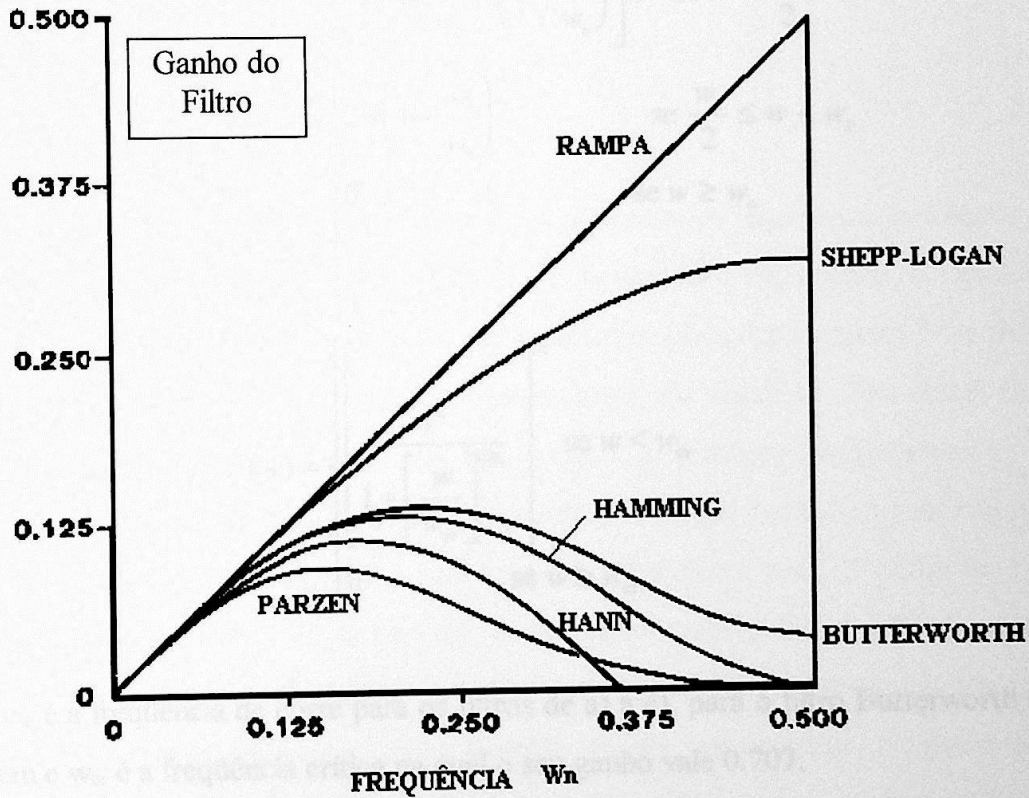


Figura 3.5 - Gráfico dos filtros utilizados na reconstrução tomográfica [Gelfand88].

a) Rampa :

$$F(w) = \begin{cases} w & \text{se } w < w_c \\ 0 & \text{se } w \geq w_c \end{cases}$$

b) Shepp-Logan :

$$F(w) = \begin{cases} 2w_c \cdot \text{sen}\left(\frac{w}{2w_c}\right) & \text{se } w < w_c \\ 0 & \text{se } w \geq w_c \end{cases}$$

c) Hann :

$$F(w) = \begin{cases} 0,5w \left(1 + \cos\left(\frac{w}{w_c}\right) \right) & \text{se } w < w_c \\ 0 & \text{se } w \geq w_c \end{cases}$$

d) Hamming :

$$F(w) = \begin{cases} w \left(0,54 + 0,46 \cos\left(\frac{w}{w_c}\right) \right) & \text{se } w < w_c \\ 0 & \text{se } w \geq w_c \end{cases}$$

e) Parzen :

$$F(w) = \begin{cases} \left[1 - 6\left(\frac{w}{w_c}\right)^2 \left(1 - \frac{w}{w_c}\right) \right] w & \text{se } w < \frac{w_c}{2} \\ 2w \left(1 - \frac{w}{w_c}\right)^3 & \text{se } \frac{w_c}{2} \leq w < w_c \\ 0 & \text{se } w \geq w_c \end{cases}$$

f) Butterworth :

$$F(w) = \begin{cases} \left[\frac{w^2}{1 + \left[\frac{w}{w_{cr}}\right]^{2n}} \right]^{\frac{1}{2}} & \text{se } w < w_{cr} \\ 0 & \text{se } w \geq w_{cr} \end{cases}$$

onde w_c é a frequência de corte para os filtros de a) a e), para o filtro Butterworth n é a ordem e w_{cr} é a frequência crítica na qual o seu ganho vale 0.707.

A reconstrução tomográfica por retroprojeção filtrada, esquematizada no fluxograma da figura 3.6, continua sendo o método ainda mais utilizado nos sistemas comerciais. Por esse motivo e pelo fato de os métodos de correção de atenuação e de espalhamento propostos (descritos no próximo capítulo) terem sido elaborados inicialmente para a retroprojeção filtrada, optamos por utilizá-la neste trabalho.

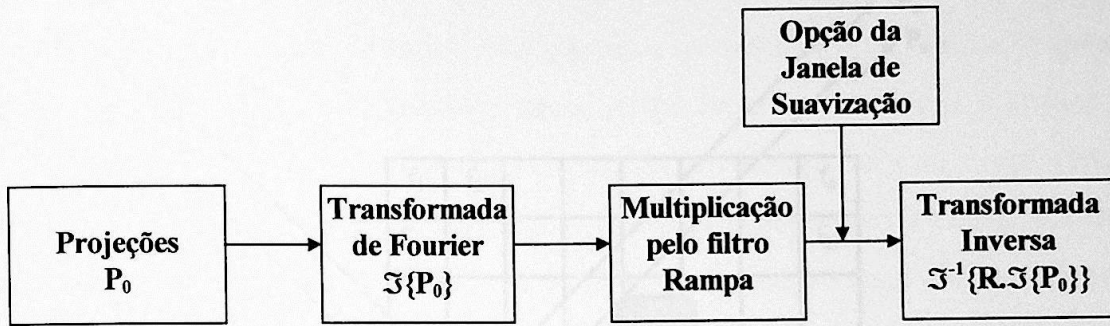


Figura 3.6 - Fluxograma esquemático do método de Retroprojeção-Filtrada.

3.3 - Métodos Algébricos

Na reconstrução por métodos algébricos, pressupõe-se [Kak87] que o corte consiste de um conjunto de incógnitas e um sistema de equações algébricas é estabelecido em termos dos dados das projeções. Este sistema é resolvido iterativamente até que algum critério de convergência seja satisfeito. Para tanto, esses métodos utilizam o caminho dos raios, que conecta as correspondentes posições do emissor e do receptor. Em alguns casos, é possível combinar técnicas algébricas com técnicas de "ray-tracing" digitais e procedimentos iterativos para, a partir de uma primeira estimativa, resolver o sistema de equações algébricas, e obter o corte desejado. Os valores na 1ª estimativa podem ser considerados constantes em cada célula da malha, para iniciar a primeira iteração, ou em outros casos, ela pode ser a imagem obtida pela retroprojeção filtrada. A figura 3.7 mostra a geometria do problema. No método algébrico usa-se uma malha quadrada que é sobreposta à imagem $f(x,y)$.

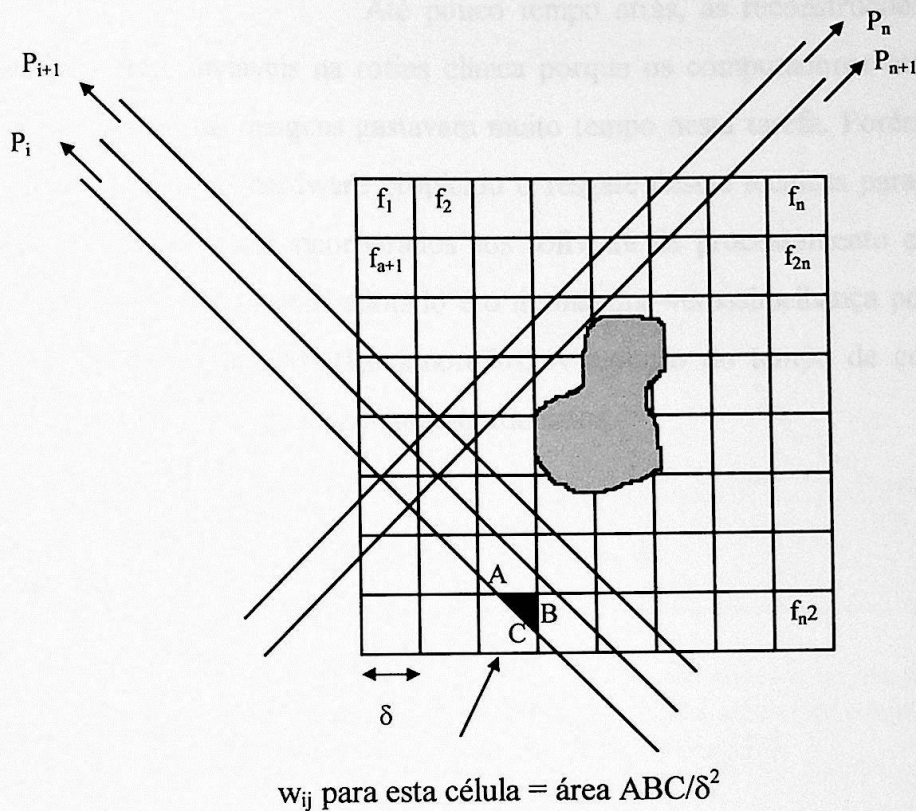


Figura 3.7 - Geometria da abordagem utilizada pelos métodos iterativos [Kak87].

Nesta representação f_j denota um valor constante da j -ésima célula de um total de N células. A técnica algébrica usa uma faixa no plano (x,y) para identificar um raio, na figura temos o i -ésimo raio de largura τ . Na maioria dos casos τ tem a mesma largura da célula. Ainda, as projeções são representadas por p_i , medida através de uma integral de linha do i -ésimo raio, chamada raio-soma.

Na prática existem três diferentes implementações de algoritmos algébricos. Estes são [Kak87] ART (*Algebraic Reconstruction Techniques*), SIRT (*Simultaneous Iterative Reconstructive Technique*) e SART (*Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique*). Por não ser escopo deste trabalho, estas técnicas não serão apresentadas. No entanto, podemos dizer que, em todos estes métodos a qualidade da reconstrução é superior aos métodos analíticos pois, como são técnicas iterativas que usam informações *a priori*, isto é, é possível embutir processos de formação de imagem e correções, como as de atenuação e de redução de ruído, diretamente no algoritmo de reconstrução.

Até pouco tempo atrás, as reconstruções por métodos iterativos eram inviáveis na rotina clínica porque os computadores utilizados para o processamento das imagens gastavam muito tempo nesta tarefa. Porém, o avanço da atual tecnologia do hardware propiciou o resgate destas técnicas para o uso clínico, que já começam a ser incorporados aos software de processamento comerciais mais modernos. O método mais adotado é o de máxima-verossimelhança por maximização da expectativa (ML-EM) [Rockmore76]. A redução do tempo de convergência foi conseguida pelo uso de subconjuntos ordenados.

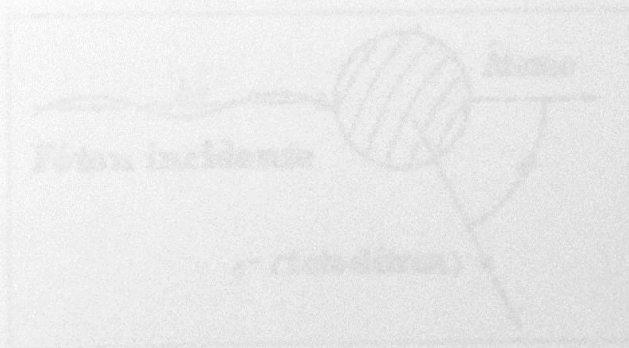


Figura 4.2 - Efeito Fotoelétrico [Giacom77].

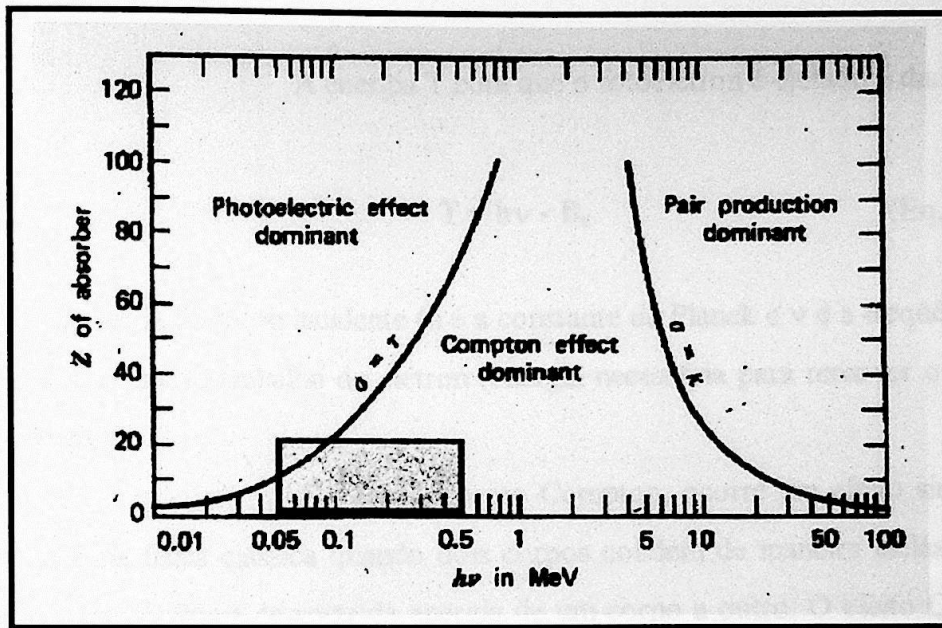


Figura 4.1 - Principais efeitos competitivos na interação do fóton com a matéria. A região destacada indica a faixa de energia e o Z médio considerados em Medicina Nuclear [Evans55].

O efeito fotoelétrico, esquematizado na figura 4.2, é um processo de absorção de energia realizado pela colisão de um fóton com um átomo, de onde é ejetado um fotoelétron com energia dada pela equação 4.1. Existe a possibilidade do átomo entrar num estado excitado e então emitir radiação característica ou elétrons Auger retornando desta forma ao seu estado fundamental.

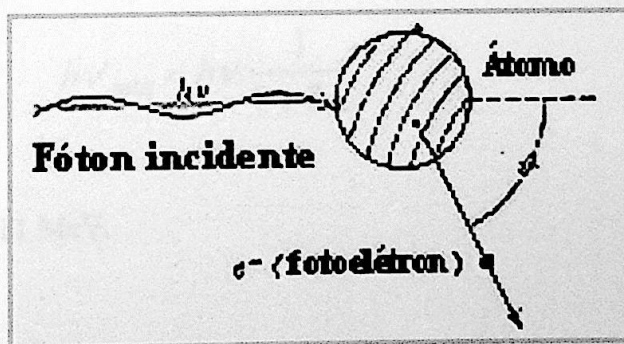


Figura 4.2 - Efeito fotoelétrico [Evans55].

A energia T com que o fotoelétron é ejetado é dada por:

$$T = h\nu - B_e \quad (\text{Eq. 4.1})$$

onde $h\nu$ é a energia do fóton incidente (h é a constante de Planck e ν é a frequência do fóton) e B_e é a função trabalho do elétron (energia necessária para remover o elétron do sua orbita) .

No espalhamento Compton, ocorre um efeito similar ao que acontece na física clássica quando dois corpos colidem de maneira inelástica, ou seja, ocorre transferência de parte da energia de um corpo a outro. O efeito Compton pode ser melhor analisado com o auxílio dos princípios de conservação de energia e momento. A figura 4.3 mostra as componentes do fóton incidente, cuja energia é dada por $h\nu_0$, o elétron ejetado possui energia E e momento q e o fóton espalhado, energia $h\nu'$ e momento P' . Como as velocidades envolvidas neste processo são da mesma ordem da velocidade da luz, são necessárias expressões relativísticas. Destas expressões e, das relações obtidas do triângulo formado pelos vetores dos momentos, determinamos a energia máxima do elétron ejetado e a energia mínima do fóton espalhado, equações 4.2 e 4.3 respectivamente [Johns83].

$$E_{max} = h\nu \cdot \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \quad (\text{Eq. 4.2})$$

$$h\nu'_{min} = h\nu \cdot \frac{1}{1 + 2\alpha} \quad (\text{Eq. 4.3})$$

onde $\alpha = h\nu / 0,511 \text{ MeV}$.

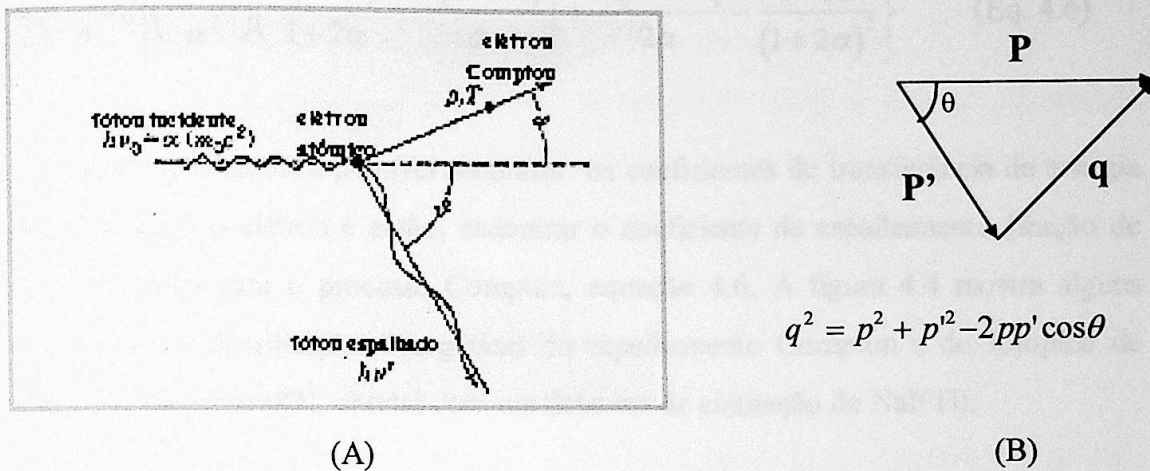


Figura 4.3 - Espalhamento Compton entre um fóton de energia $h\nu_0$ e um elétron atômico [Evans55] (A), componentes dos momentos antes e após a colisão (B).

A interação da radiação com a matéria é um fenômeno aleatório e, por isso, as interações devem ser tratadas com uma abordagem probabilística. A probabilidade de uma mudança do estado inicial do fóton incidente, que tem energia $h\nu$, para o estado final $h\nu'$ é determinada pela Mecânica Quântica. A equação de Klein-Nishina [Johns83] mostra que a probabilidade de ocorrer espalhamento Compton por unidade de ângulo sólido é dada pela expressão do espalhamento Thomson multiplicada por um fator F_{KN} , ou seja,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot F_{KN} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cdot F_{KN} \quad (\text{Eq. 4.4})$$

onde

$$F_{KN} = \left\{ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right\}^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)](1 + \cos^2\theta)} \right\} \quad (\text{Eq. 4.5})$$

cujo valor é sempre menor ou igual a 1. Integrando a equação de Klein-Nishina sobre todos os ângulos θ , para $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, teremos a probabilidade total de ocorrer uma interação Compton,

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_0 \left\{ \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \right) \left(\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \quad (\text{Eq. 4.6})$$

Com estes resultados, é possível encontrar os coeficientes de transferência de energia do fóton para o elétron e então, encontrar o coeficiente de espalhamento (fração de espalhamento) para o processo Compton, equação 4.6. A figura 4.4 mostra alguns exemplos das distribuições energéticas do espalhamento Compton e do fotoeletrônico de absorção [Sorenson87], obtidas com um detector de cintilação de NaI(Tl).

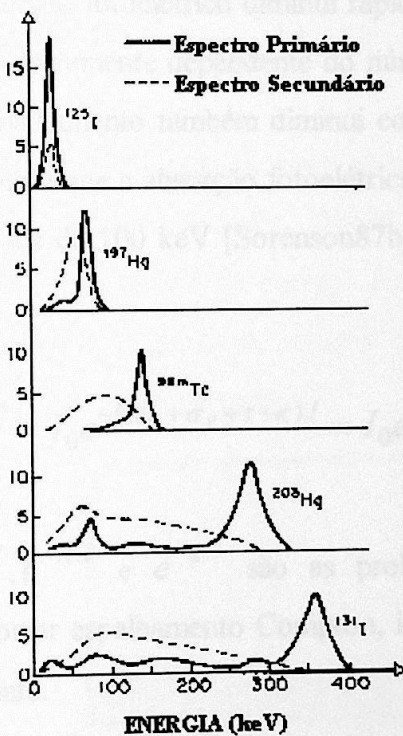


Figura 4.4 - Distribuições energéticas do espalhamento Compton (secundário) e do fotoeletrônico de absorção (primário).

A atenuação da intensidade, diminuição do número de fótons detectados, é devida à absorção por efeito fotoelétrico e espalhamento Compton. A probabilidade de que ocorra alguma dessas interações depende da energia, da composição e espessura do absorvedor. Portanto, é necessário levar em conta que o número de fótons detectados é menor que os emitidos pela fonte. Matematicamente podemos expressar a atenuação como:

$$I = I_0 e^{-\mu l} \quad (\text{Eq. 4.7})$$

onde I é a intensidade detectada, I_0 é a intensidade inicial emitida pela fonte, μ é o coeficiente de atenuação linear total e l é a espessura do absorvedor.

O coeficiente de atenuação linear μ depende da energia da fonte e é expresso pela soma dos coeficientes de absorção (σ_a), espalhamento (σ_e), interação fotoelétrica (τ) e produção de pares (κ), ou seja,

$$\mu = \sigma_a + \sigma_e + \tau + \kappa, \quad (\text{Eq. 4.8})$$

o coeficiente de absorção fotoelétrico diminui rapidamente com o aumento da energia do fóton ($\sim 1/E^3$) e é fortemente dependente do número atômico do absorvedor ($\sim Z^3$). O coeficiente de espalhamento também diminui com o aumento da energia do fóton, mas menos rapidamente que a absorção fotoelétrica e é relativamente independente do número atômico acima de 100 keV [Sorenson87b]. Portanto a equação 4.7 pode ser reescrita na forma:

$$I = I_0 e^{-\mu.l} = I_0 e^{-(\sigma_a + \sigma_e + \tau + \kappa).l} = I_0 e^{-\sigma_a.l} . e^{-\sigma_e.l} . e^{-\tau.l} . e^{-\kappa.l}$$

onde $e^{-(\sigma_a + \sigma_e).l}$, $e^{-\tau.l}$ e $e^{-\kappa.l}$ são as probabilidades do fóton atravessar o absorvedor sem ocorrer espalhamento Compton, interação fotoelétrica e produção de pares, respectivamente.

4.2 - Correção de Espalhamento

As interações do fóton com a matéria descritas na seção anterior causam degradações na imagem por SPECT, pois as posições dos pontos emissores são alteradas devido aos efeitos do espalhamento, figura 4.5. A atenuação reduz o contraste, pois menos fótons atingem a câmara. Portanto, para análise quantitativa e qualitativa, é necessário realizar uma compensação destes efeitos sobre a imagem de distribuição do radiofármaco. Nesta seção, serão apresentados os métodos de correção de espalhamento mais utilizados na rotina clínica e que foram estudados, avaliados e analisados neste trabalho, além de outros métodos ainda não muito difundidos.

O espalhamento reduz o contraste na imagem devido à inclusão de um borramento de baixa frequência na imagem. O impacto do espalhamento geralmente depende da energia do fóton, da resolução energética da câmara, do posicionamento da janela de energia, da forma do objeto e da distribuição de radiofármacos da fonte [Ljungberg94].

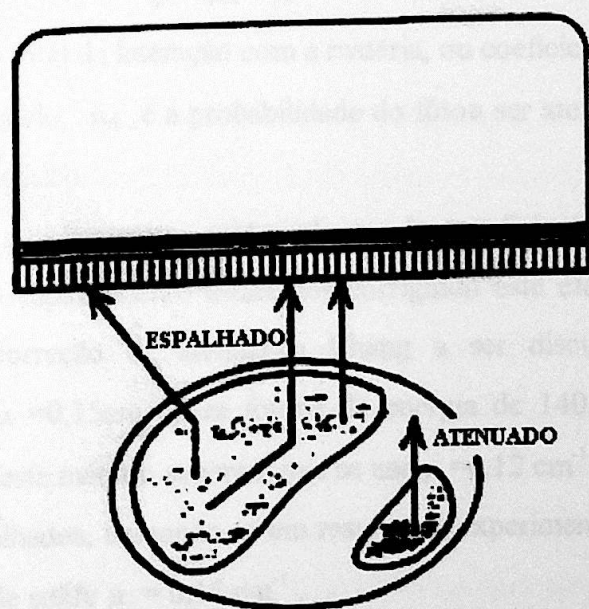


Figura 4.5 - Fótons atenuados e espalhados no interior do corpo.

As principais técnicas desenvolvidas para realizar a correção de espalhamento em imagens de SPECT são as que envolvem, de alguma maneira, uma análise do espectro de energia e as que se baseiam na modelagem de uma função de distribuição de espalhamento, para ser deconvoluída da imagem obtida com

a janela de energia centrada no fotopico. Estes métodos levam em conta a suposição de que o espalhamento é aditivo, ou seja,

$$C_{\text{obs}} = C_p + C_s$$

onde C_{obs} é a projeção medida no fotopico, C_p é a distribuição dos fótons primários e C_s a dos fótons secundários.

4.2.1 - Método de compensação pelo Coeficiente de Atenuação Efetivo

O método de correção de espalhamento pelo coeficiente de atenuação efetivo [Harris84] baseia-se no fato de que as possíveis interações do fóton com a matéria podem desviá-lo de sua trajetória original ou absorvê-lo completamente. A probabilidade total de ocorrência de uma interação é dada pela soma das probabilidades de cada interação individualmente, ou seja,

$$\mu = \mu_A + f_E,$$

onde μ é a probabilidade total de interação com a matéria, ou coeficiente de atenuação linear como é mais conhecido, μ_A é a probabilidade do fóton ser atenuado e f_E é um fator de espalhamento empírico.

Portanto, subtraindo-se do coeficiente de atenuação linear a parte relativa ao espalhamento estaremos corrigindo este efeito. Na prática, quando é aplicada a correção de atenuação Chang a ser discutida em 4.3.2, normalmente se utiliza $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ para fótons de energia de 140,5 keV na água [Evans55]. Os autores deste método sugerem que se use $\mu = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ como forma de exclusão dos fótons espalhados, baseando-se em resultados experimentais que indicam uma relativa superioridade sobre $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$.

Este método dá resultados razoavelmente bons quando estamos interessados numa análise qualitativa da imagem, porém, se o objetivo é quantificar algum parâmetro, este método é inadequado [Jaszczak84], pois introduz erros, pelo fato de adotar um espalhamento uniforme em todo o volume.

4.2.2 - Deconvolução

A técnica de correção de espalhamento por deconvolução [Axelson84], ou subtração da convolução [Ljungberg90], modela uma estimativa da função de distribuição de espalhamento no interior da janela do fotopico e, através da deconvolução dos dados medidos pela função de espalhamento, equação 4.9, encontra-se a componente de espalhamento na janela do fotopico:

$$S(x) = \int_{-D}^D P(\tau) \times F(x - \tau) d\tau \quad (\text{Eq. 4.9})$$

onde $P(\tau)$ denota a projeção medida e $F(x - \tau)$, a amplitude do espalhamento a uma distância $|x - \tau|$ da posição da fonte e $2D$ é a extensão do campo da imagem. Computacionalmente a deconvolução pode ser aplicada em 1D e 2D [Msaki87], respectivamente, por:

$$P_i = T_i - \sum_{v=1}^N T_v F_1(r_{v-i})$$

$$P_{ij} = T_{ij} - \sum_{\mu=1}^M \sum_{v=1}^N T_{\mu v} F_2(r_{\mu-i, v-j})$$

Onde T é a projeção sem correção e F a função de distribuição de espalhamento. O método supõe que a função de distribuição de espalhamento é independente da posição e que a fração de espalhamento é constante dentro do volume do objeto. Porém estudos realizados pelo método de Monte Carlo têm mostrado que a distribuição de espalhamento depende muito da geometria e da densidade do objeto [Hutton3].

A função de distribuição de espalhamento é característica de cada sistema detetor, devendo ser modelada para cada situação em particular. Esta função pode ser modelada por uma função monoexponencial ou por qualquer outra função que se modele a parte da curva de Klein-Nishina que entra na região do fotopico (figura 4.6). Por exemplo a função :

$$F(x) = A \cdot e^{-Bx} \quad (\text{Eq. 4.10})$$

onde os parâmetro A e B são encontrados experimentalmente [Axelson84].

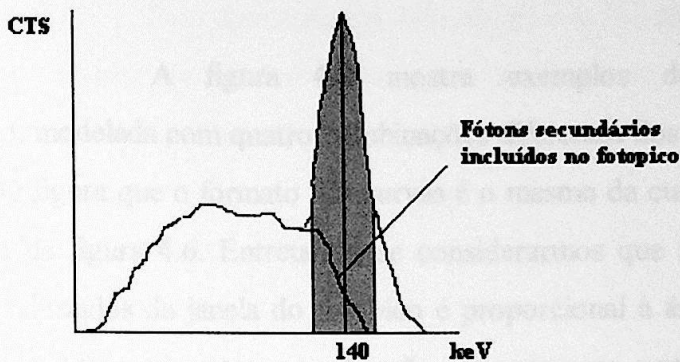


Figura 4.6 - Espectro de energia e componente de espalhamento adicionada à janela do fotopico

Os parâmetros A (amplitude) e B (inclinação) são extraídos da função de dispersão pontual (PSF) ou linear (LSF). Estas funções são obtidas com uma fonte pontual (ou linear) imersa em água. Para uma melhor precisão nos resultados é sugerido que se varie a distância da fonte ao detetor e encontre a média. Um exemplo de LSF é mostrado na figura 4.7. A é definido [Axelson84] como a razão entre a contagem no ponto da intersecção das duas retas 1 e 2 e o número total de eventos registrados e B pela média das inclinações das duas retas 1 e 2. Em outras palavras, quanto mais abertas forem as retas 1 e 2, um número maior de fótons serão adicionados à janela do fotopico. O resultado é o aumento do borramento na imagem, que consequentemente reduz a resolução espacial.

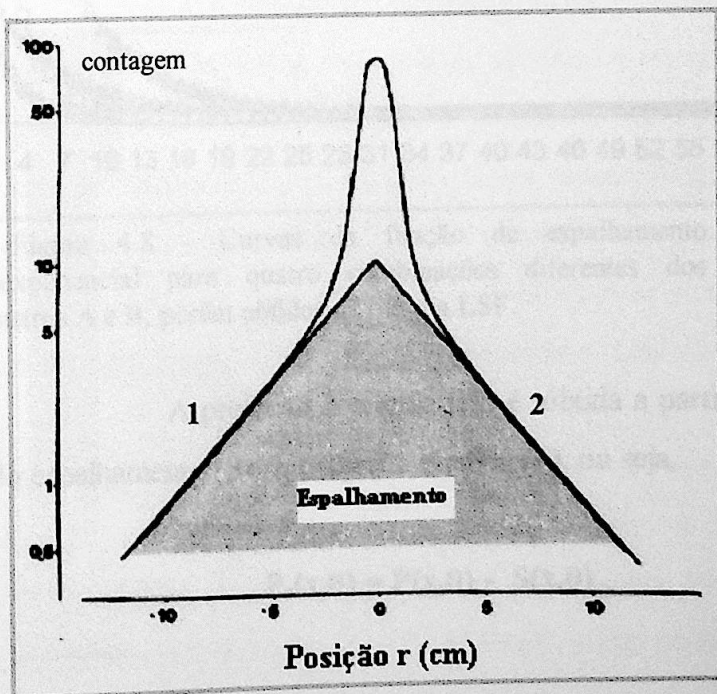


Figura 4.7 - Função de dispersão linear (LSF) em escala semi-log.

A figura 4.8 mostra exemplos de funções de espalhamento, $F(x)$, modelada com quatro combinações diferentes dos parâmetros A e B. Percebe-se desta figura que o formato das curvas é o mesmo da curva que entra na janela do fotopico da figura 4.6. Entretanto, se considerarmos que a quantidade de fótons que serão subtraídos da janela do fotopico é proporcional à área sob a curva, então existirá uma diferença entre a aplicação de uma ou outra combinação. Outrossim, é preciso ter critérios para a determinação dos parâmetros A e B, pois os parâmetros que foram utilizados nas curvas da figura 4.8 foram obtidos da mesma LSF, mas com diferentes abordagens, como será discutido na seção 6.1.1.3.

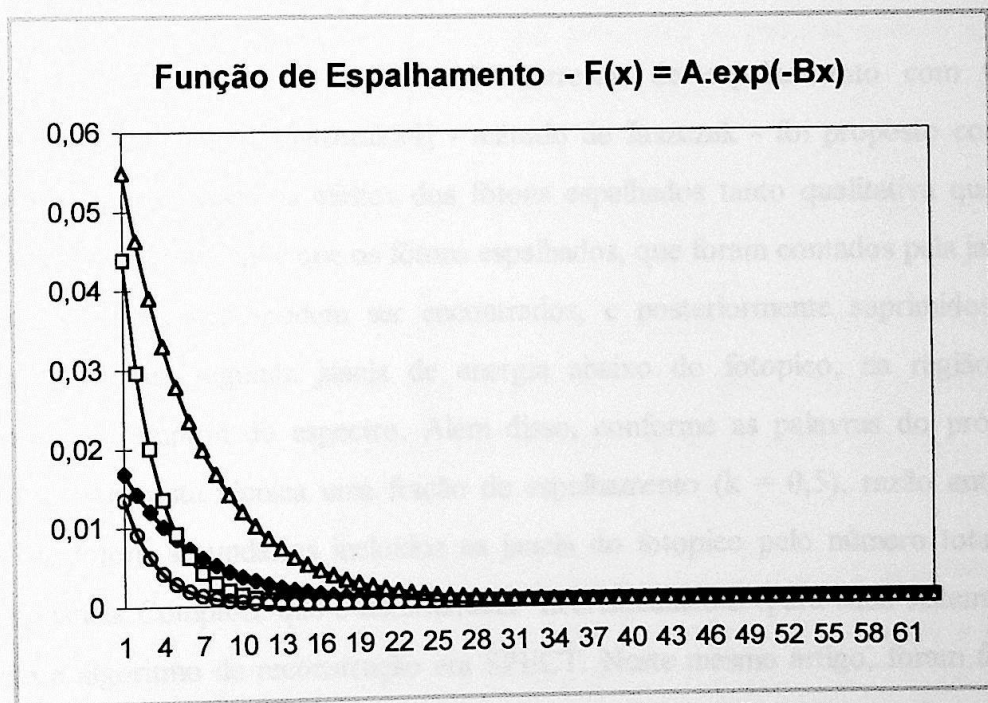


Figura 4.8 - Curvas da função de espalhamento monoexponencial para quatro combinações diferentes dos parâmetros A e B, porém obtidos da mesma LSF.

A projeção corrigida (P_c) é obtida a partir da subtração da componente do espalhamento (S) da projeção medida (P), ou seja,

$$P_c(x, \theta) = P(x, \theta) - S(x, \theta)$$

Para aplicação em duas dimensões [Msaki87] o princípio é o mesmo, ou seja, o número de eventos “t” em algum pixel da imagem é considerado como uma mistura de eventos primários “p” e espalhados “s” de acordo com a soma:

$$t_{ij} = p_{ij} + s_{ij}$$

onde i e j são respectivamente a linha e a coluna do pixel de uma matriz N x N, de modo que $i, j = 1, 2, \dots, N$.

4.2.3 - Janela Secundária - Método de Jaszczak

O método de correção de espalhamento com uma segunda janela de energia [Jaszczak84] - método de Jaszczak - foi proposto com o objetivo de se compensar os efeitos dos fótons espalhados tanto qualitativa quanto quantitativamente. Ele supõe que os fótons espalhados, que foram contados pela janela de energia do fotopico, podem ser encontrados, e posteriormente suprimidos da imagem, com uma segunda janela de energia abaixo do fotopico, na região de espalhamento Compton do espectro. Além disso, conforme as palavras do próprio autor, utiliza-se nesta técnica uma fração de espalhamento ($k = 0,5$), razão entre o número de fótons secundários incluídos na janela do fotopico pelo número total de fótons na janela Compton, que é determinada “heurísticamente” para cada sistema de aquisição e algoritmo de reconstrução em SPECT. Neste mesmo artigo, foram feitas simulações com o método de Monte Carlo, onde é possível controlar o número de fótons primários e secundários que são detetados, encontraram-se valores para k da ordem de 0,57, que de certa forma valida o método “heurístico” empregado.

O procedimento de correção é bastante simples, necessitando apenas que a câmara cintilográfica adquira imagens em duas janelas de energia. Para o ^{99m}Tc , onde a janela do fotopico é centrada em 140 keV (126 a 154keV) a janela secundária fica na região de 92 a 125 keV, como pode ser observado no espectro de energia a seguir

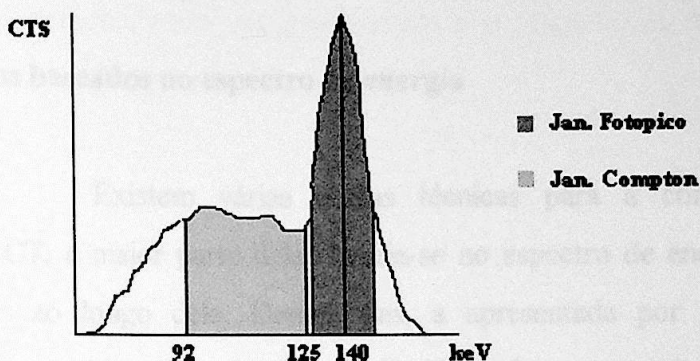


Figura 4.9 - Espectro de energia do ^{99m}Tc com as respectivas janelas de energia.

A imagem reconstruída das projeções adquiridas com a janela secundária, $F_2(x,y)$, é multiplicada pela fração de espalhamento (k) e então subtraída da imagem reconstruída a partir das projeções adquiridas com a janela centrada no fotopico, $F_1(x,y)$, conforme a equação 4.11 abaixo

$$F_c(x,y) = F_1(x,y) - k \cdot F_2(x,y) \quad (\text{Eq. 4.11})$$

onde $F_c(x,y)$ é a imagem corrigida para o efeito do espalhamento. Esta técnica pode ser empregada antes ou após a reconstrução tomográfica [Gilardi88], então optamos por aplicar a técnica de correção diretamente nas projeções, como na figura abaixo.

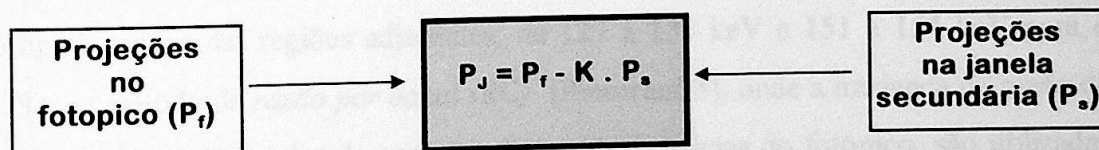


Figura 4.10 - Método de correção de Jaszczak aplicado nas projeções.

4.2.4 - Outros métodos baseados no espectro de energia

Existem várias outras técnicas para a correção de espalhamento em SPECT, a maior parte delas baseia-se no espectro de energia e na distribuição de janelas ao longo dele. Dentre elas, a apresentada por A. Todd-Pokropek e colaboradores utiliza várias janelas distribuídas pelo espectro de energia e, a componente do espalhamento é modelada por uma média ponderada das diferentes projeções registradas convoluídas com um filtro, ou seja,

$$S(x, \theta) = \sum_i K_{Ti} \cdot C_i(x, \theta) \otimes h_i(x)$$

onde $S(x, \theta)$ é a componente de espalhamento Compton no fotopico, $C_i(x, \theta)$ é a projeção Compton adquirida, K_{Ti} é o fator de peso e $h_i(x)$ é a função do filtro para a i -ésima janela de energia. A compensação é feita subtraindo-se das projeções do fotopico as componentes do espalhamento encontradas com o método,

$$P_c(x, \theta) = P(x, \theta) - S(x, \theta)$$

Além deste, existem os métodos da *dupla janela no fotopico*, [King92] e [Hademenos93], e da *tripla janela* [Ogawa91], sendo uma no fotopico e duas nas regiões adjacentes, de 127 a 130 keV e 151 a 154 keV para o ^{99m}Tc . O método da *razão por canal (RC)* [Pretorius93], onde a mudança da razão de contagens de duas janelas de energia adjacentes, próximas do fotopico, são utilizadas para subtrair a componente do espalhamento do fotopico.

A análise fatorial também pode ser empregada na correção de espalhamento [Hannequin90], supondo-se que o número de fótons do espectro pode ser decomposto em uma componente no fotopico, outra no espectro Compton e a adição de um erro. Os modelos de análise fatorial mais conhecidos são o FAMIS (“Factor Analysis of Medical Image Sequences”) e o FAMIS-TAS (“Factor Analysis of Medical Image Sequences Using Target-Apex Seeking”) [Buvat93]. Na prática, estes métodos, assim como aquele proposto por Todd-Pokropek, são difíceis de serem implementados porque necessitam de uma aquisição com muitas janelas de

energia, alguns aproximadamente trinta. Artigos resentes têm discutido estes métodos e comparado seus resultados, [Buvat95] e [Bonnin94].

4.3 - Correção de Atenuação

Em SPECT, o problema da atenuação dos raios γ é amplificado, pois a solução do problema de reconstrução é dada pela superposição das projeções da fonte em vários ângulos, e se essas projeções possuírem defeitos (degradações), a imagem final poderá apresentar artefatos, ou seja, a imagem poderá apresentar regiões com atividades alteradas que podem induzir o médico a diagnósticos errôneos, indicando falsos positivos ou falsos negativos. A figura 4.11 mostra esquematicamente o efeito da atenuação nas imagens. Pode-se observar que, nas regiões mais internas, a atenuação será maior, pois o caminho que o fóton terá que percorrer será maior.

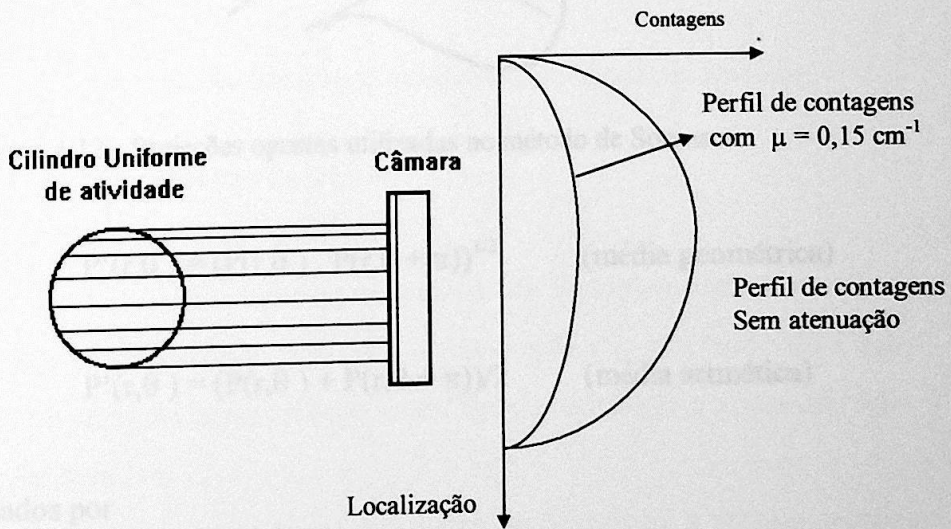


Figura 4.11 - Efeito da atenuação com a profundidade.

Para corrigir, ou compensar, estas degradações foram desenvolvidos vários métodos em SPECT, que se dividem basicamente em dois grupos: Pré-reconstrução e Pós-reconstrução.

Em ambos os métodos é necessário supormos que o coeficiente de atenuação linear seja constante para todos os tecidos.

4.3.1 - Pré-reconstrução - Método de Sorenson

O método de Sorenson [Sorenson74] é considerado pré-processamento por executar a correção de atenuação antes da reconstrução. Ele consiste em calcular, inicialmente, a média geométrica (ou aritmética) de duas projeções opostas, para todas as projeções (figura 4.12) e então multiplicá-las por um fator de correção, ou seja,

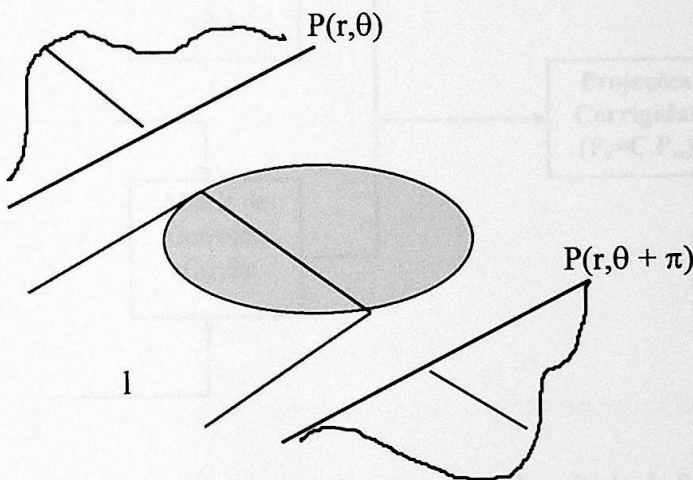


Figura 4.12 - Projeções opostas utilizadas no método de Sorenson

$$P'(r, \theta) = (P(r, \theta) \cdot P(r, \theta + \pi))^{1/2} \quad (\text{média geométrica})$$

ou

$$P'(r, \theta) = (P(r, \theta) + P(r, \theta + \pi))/2 \quad (\text{média aritmética})$$

que são modificados por

$$C(r, \theta) = \frac{\mu l \exp\left[\frac{\mu l}{2}\right]}{\sinh\left(\frac{\mu l}{2}\right)} \quad (\text{Eq. 4.12})$$

que é o fator de correção, onde l é o comprimento do objeto no ângulo θ e μ o coeficiente de atenuação.

Embora este método não tenha sido utilizado neste trabalho, consideramos importante citá-lo, pois foi a primeira proposta deste tipo de

correção. É importante lembrar que esta técnica só é válida para aquisições com um ângulo varrido de 360° pois utiliza a média das projeções opostas. A média é utilizada para diminuir os efeitos da profundidade da fonte [Evans55]. O algoritmo da figura 4.13 mostra os passos que devem ser seguidos para a aplicação do método de Sorenson.

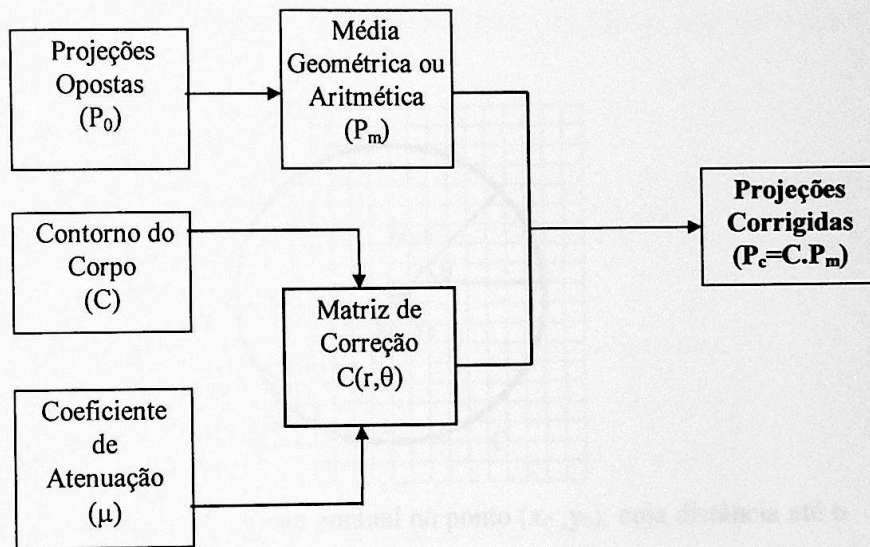


Figura 4.13 - Fluxograma da correção de atenuação pelo método de Sorenson

4.3.2 - Pós-reconstrução - Método de Chang

Ao contrário do método de Sorenson, onde a matriz de correção é encontrada utilizando-se um dado de aquisição (I), o método de Chang constrói a matriz de correção independentemente, após a aquisição e a reconstrução, ou durante, no caso iterativo.

Assim como o método de Sorenson, a técnica recebeu esta classificação, pós-processamento, por se tratar de correção depois da reconstrução da imagem, contudo ela é mais conhecida como "Método de Chang", em homenagem a Lee Tsu Chang [Chang78], seu propositor.

O método supõe que a atividade representada pela contagem em cada pixel da imagem é reduzida exponencialmente com a distância até o contorno. Para compensar este efeito o método propõe a multiplicação da imagem

reconstruída por uma matriz de correção, criada a partir de um coeficiente de atenuação linear constante e do tamanho do pixel.

4.3.2.1 - Primeira ordem

Consideremos uma fonte pontual localizada no ponto (x_0, y_0) , inserida em um meio de coeficiente de atenuação uniforme, conforme a figura 4.14.

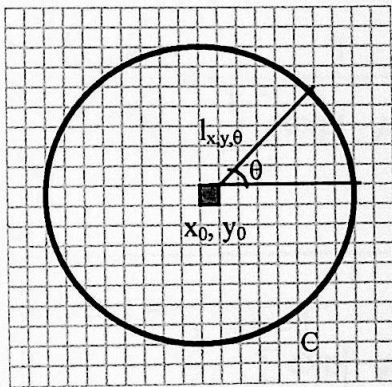


Figura 4.14 - Fonte pontual no ponto (x_0, y_0) , cuja distância até o contorno C é $l_{x,y,\theta}$.

Esta distribuição pode ser expressa por $A\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)$ e a sua projeção em um ângulo θ ,

$$P_\theta(r) = A\delta(r - x_0 \cos\theta - y_0 \sin\theta)\exp(-\mu l_\theta) \quad (\text{Eq. 4.13})$$

onde l_θ é a distância do ponto (x_0, y_0) ao contorno no ângulo θ . A projeção filtrada da projeção no ângulo θ é dada por :

$$P_\theta''(r) = \int_{-K_m}^{K_m} F[P_\theta(r)]|K| \exp(i2\pi kr) dK \quad (\text{Eq. 4.14})$$

onde K_m é a frequência de Nyquist. Substituindo $P_\theta(r)$ na expressão acima obtemos :

$$P_\theta''(r) = \int_{-K_m}^{K_m} A \exp[-i2\pi K(x_0 \cos\theta + y_0 \sin\theta - r)] \exp[-\mu l_\theta] |K| dK \quad (\text{Eq. 4.15})$$

Aplicando então a retroprojeção encontramos :

$$F(x, y) = \int_0^\pi \int_{-K_m}^{K_m} A \exp\{i2\pi K[(x - x_0) \cos\theta + (y - y_0) \sin\theta]\} \exp(-\mu l_\theta) |K| dK d\theta \quad (\text{Eq. 4.16})$$

Podemos então calcular o valor da atividade na imagem reconstruída no ponto (x_0, y_0) , ou seja,

$$F(x_0, y_0) = \int_0^{2\pi} \int_0^m A \exp(-\mu l_0) K dK d\theta$$

$$F(x_0, y_0) = \pi K_m^2 A \left[\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-\mu l_0) d\theta \right] \quad (\text{Eq. 4.17})$$

Os elementos da matriz de correção mencionada na introdução desta seção, que também são conhecidos por fator de correção, podem ser encontrados fazendo:

$$C(x_0, y_0) = \frac{f^{\mu=0}(x_0, y_0)}{f^{\mu>0}(x_0, y_0)} = \frac{1}{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-\mu l_0) d\theta} \quad (\text{Eq. 4.18})$$

ou,

$$C(x, y) = \frac{1}{\frac{1}{M} \sum_{q=0}^{M-1} \exp[-\mu l(x, y, \theta)]} \quad (\text{Eq. 4.19})$$

onde M é o número de projeções, (x, y) varia dentro do contorno e μ é o coeficiente de atenuação linear médio. A figura 4.15 mostra um fluxograma de aplicação da técnica de Chang de primeira ordem.

O fato da suposição da atenuação ser uniforme e constante torna o método limitado, por exemplo, no caso de imagens cardíacas, onde a radiação parte do coração e atravessa regiões de diferentes densidades e constituintes, portanto diferentes coeficientes de atenuação.

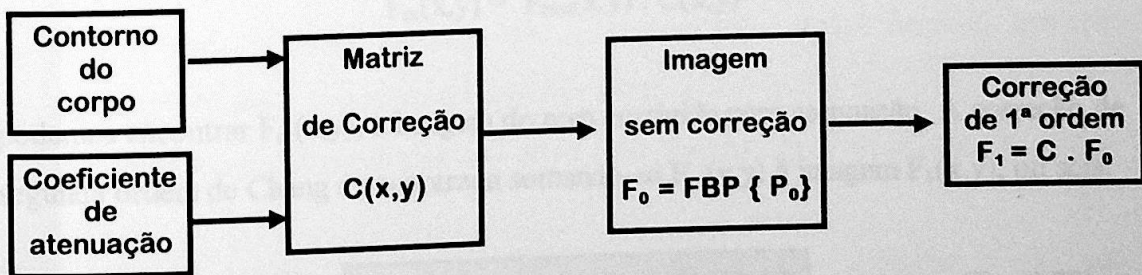


Figura 4.15 - Fluxograma da correção de atenuação por Chang em 1ª ordem.

4.3.2.2 - Segunda Ordem

A correção de Chang de 1ª ordem foi aperfeiçoada pelo próprio Chang, gerando um outro algoritmo que foi chamado de correção de Chang de 2ª ordem [Chang79] e esquematizado na figura 4.16. Este segundo passo foi introduzido para corrigir a sobrecorreção na região central da imagem criada pela correção em primeira ordem.

A projeção inicial (sem correção de atenuação) é dada por $P_{\text{inicial}}(r, \theta_i)$, onde $\theta_i = \frac{2\pi}{M}(i-1)$ e $i = 1, \dots, M$. Aplica-se a técnica de reconstrução por retroprojeção filtrada para se obter a imagem $F_0(x, y)$ sem correção de atenuação. Pelo método de Chang de 1ª ordem, se multiplicarmos $F_0(x, y)$ pela matriz de correção $C(x, y)$ teremos:

$$F_1(x, y) = F_0(x, y) \cdot C(x, y)$$

que é a imagem corrigida em 1ª ordem. Se fizermos o processo inverso com $F_1(x, y)$, isto é, projetarmos segundo os ângulos θ_i , e encontrarmos as $P_{\text{final}}(r, \theta_i)$, que permitem estimar a projeção do erro,

$$P_{\text{erro}}(r, \theta_i) = P_{\text{inicial}}(r, \theta_i) - P_{\text{final}}(r, \theta_i)$$

para $i = 1, \dots, M$. A imagem diferença $F_{\text{erro}}(x, y)$ pode ser obtida reconstruindo-se $P_{\text{erro}}(r, \theta_i)$. Ao se aplicar novamente o fator de correção sobre esta imagem,

$$F_{\text{ec}}(x, y) = F_{\text{erro}}(x, y) \cdot C(x, y)$$

podemos encontrar $F_{\text{ec}}(x, y)$, a imagem do erro corrigida para atenuação. A correção de segunda ordem de Chang é encontrada somando-se $F_{\text{ec}}(x, y)$ à imagem $F_1(x, y)$, ou seja,

$$F_2(x, y) = F_1(x, y) + F_{\text{ec}}(x, y) \quad (\text{Eq. 4.20})$$

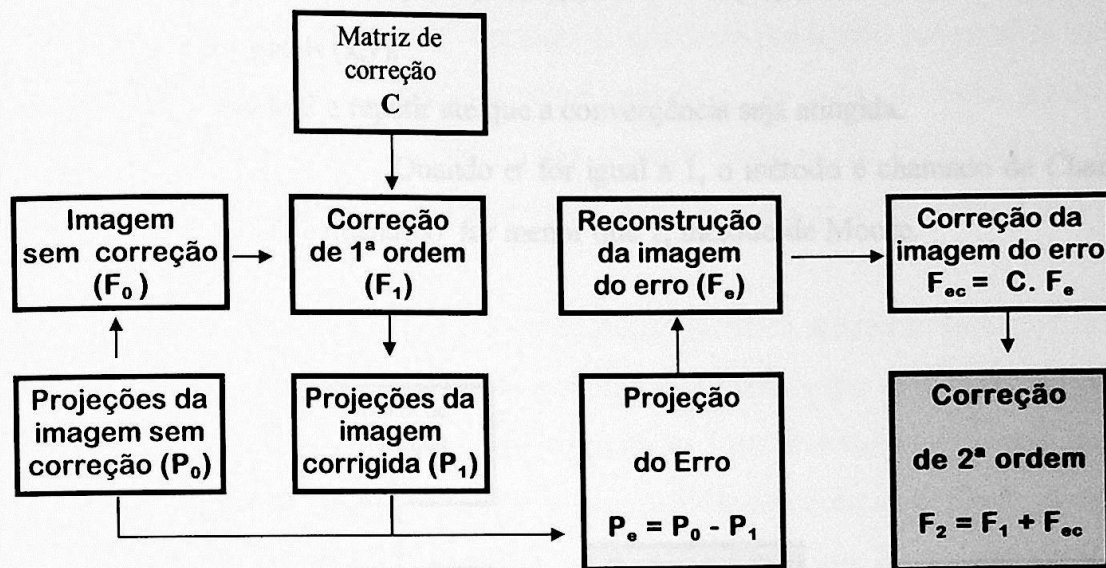


Figura 4.16 - Fluxograma da correção de atenuação em segunda ordem.

4.3.2.3 - Iterativo

Uma alternativa mais precisa para a correção de atenuação é a versão iterativa do método Chang, incluída na classe dos chamados métodos híbridos. Este método processa a imagem através de múltiplas iterações e pode ser incorporado ao algoritmo da reconstrução tomográfica, se for utilizado um método iterativo para reconstruir os cortes. O algoritmo de Chang iterativo, proposto por Moore [Moore81], mais utilizado em gama câmaras comerciais segue os seguintes passos:

1. Reconstruir a imagem $F(x,y)$ usando um método padrão (retroprojeção filtrada) e corrigindo para atenuação com Chang de primeira ordem;
2. Fazer uma estimativa dos dados da projeção a partir de $F(x,y)$;
3. Subtrair cada projeção estimada dos correspondentes dados reais da projeção medida de forma a obter uma projeção do erro;
4. Reconstruir com as projeções dos erros uma imagem do erro, $\Delta^i(x,y)$ da i -ésima iteração;
5. Usar a imagem do erro para calcular um fator σ^i que minimize o χ^2 (qui-quadrado);
6. Obter a próxima imagem pelo cálculo:

$$f^{i+1}(x, y) = f^i(x, y) + \sigma^i \cdot \Delta^i(x, y)$$

para todos os pixels (x,y).

7. Retornar ao passo 2 e repetir até que a convergência seja atingida.

Quando σ^i for igual a 1, o método é chamado de Chang Iterativo (figura 4.17) e quando σ^i for menor que 1, método de Moore.

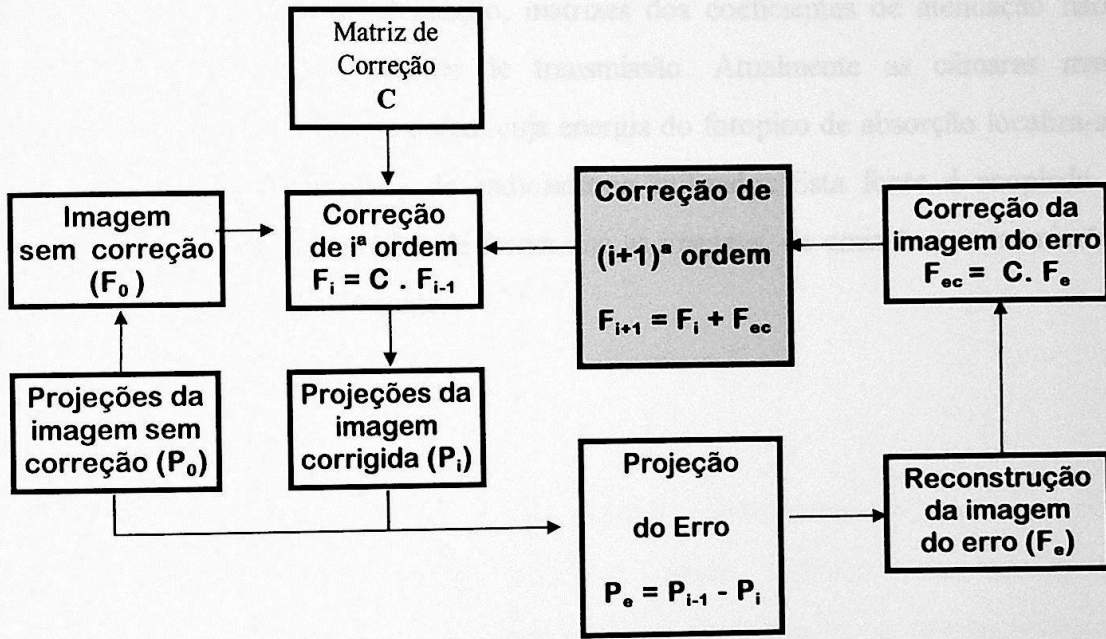


Figura 4.17 - Fluxograma do Método de Chang Iterativo.

Pode-se usar, como parâmetros de convergência do método de Chang Iterativo, o erro quadrático médio,

$$\varepsilon = \sum \sum (f_{i+1}^2 - f_i^2), \tag{Eq. 4.22}$$

ou o erro relativo entre duas iterações,

$$\varepsilon = \frac{\|f^{i+1} - f^i\|}{\|f^i\|}. \tag{Eq. 4.23}$$

Quando é aplicada uma técnica iterativa na reconstrução e, se neste algoritmo for incluída a compensação da atenuação, os resultados serão bem melhores, ou seja, a resolução, o contraste, a uniformidade e a relação Sinal/Ruído serão otimizados e a quantificação muito mais precisa. Porém, neste caso

há a necessidade de uma abordagem mais complexa a respeito da convergência, como o método do gradiente conjugado e método do gradiente conjugado pré-condicionado [Gullberg77]. O avanço da tecnologia computacional e, por efeito, o maior acesso a estes recursos, possibilitou o emprego das técnicas iterativas na rotina clínica. Os software comerciais começam a utilizar destes recursos que aumentam sensivelmente a qualidade das imagens médicas.

A correção de atenuação pode ser ainda mais precisa se forem incluídos mapas de atenuação, matrizes dos coeficientes de atenuação não-uniformes, obtidos com imagens de transmissão. Atualmente as câmaras mais modernas utilizam uma fonte externa, cuja energia do fotopico de absorção localiza-se na mesma região do fotopico do radioisótopo utilizado. Esta fonte é acoplada à estrutura da câmara tomográfica de forma que as imagens, de emissão e transmissão, sejam adquiridas simultaneamente.

Capítulo 5

Materiais e Métodos

Neste capítulo, serão relacionados os materiais utilizados neste trabalho, os parâmetros adotados na aquisição e na reconstrução da imagem, o software de processamento utilizado (P I P), os métodos de correção aplicados e os índices calculados para análise da qualidade das imagens, além da metodologia empregada na obtenção e no processamento das imagens.

5.1 - Equipamentos

5.1.1 - Câmara de Cintilação

Utilizamos, neste trabalho, a câmara cintilográfica VERTEX-Plus EPIC da ADAC Laboratories (figura 5.1), recentemente instalada no Serviço de Radioisótopos do Instituto do Coração do Hospital das Clínicas da Faculdade de Medicina da Universidade de São Paulo. A tabela 5.1 mostra as especificações técnicas da câmara.

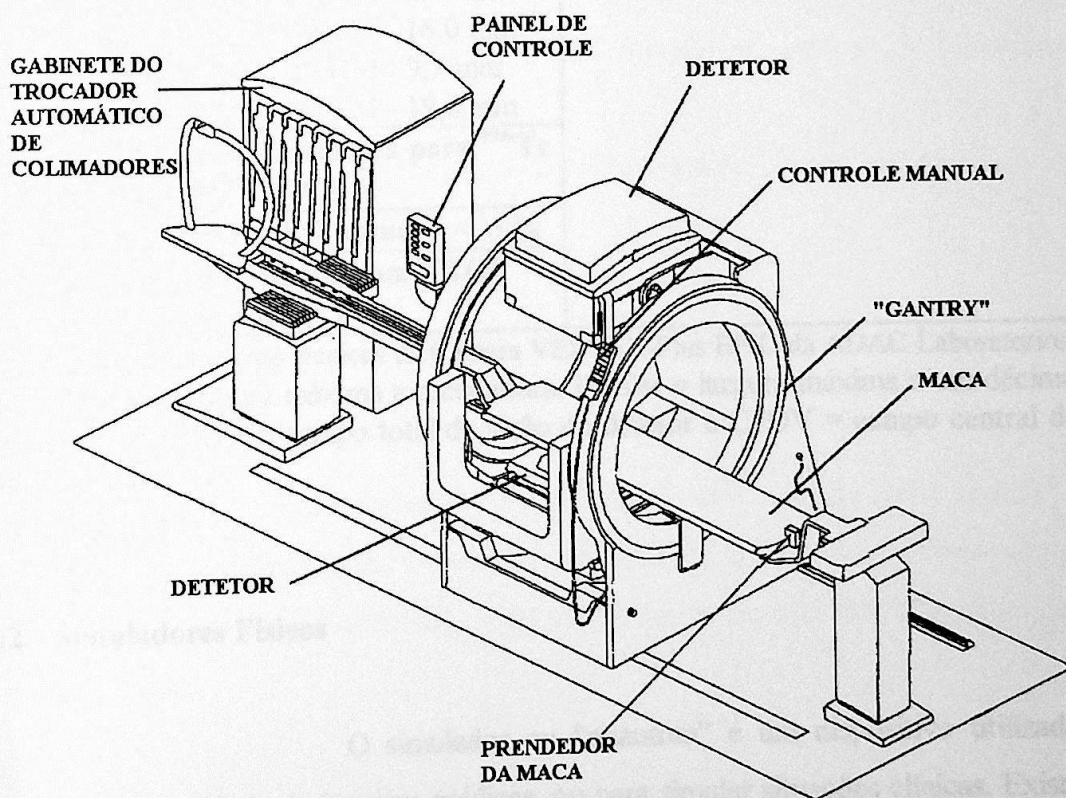


Figura 5.1 - Câmara Cintilográfica Vertex-Plus EPIC™ da ADAC Laboratories.

Esta câmara possui dois detetores, que podem ser colocados em oposição ou formando um ângulo de 90°, de modo que o tempo de exame possa ser reduzido.

Parâmetro	UFOV	CFOV
Número de fotomultiplicadoras = 55/detector		
Espessura do cristal = 15,9 mm		
Colimador = Baixa Energia para Propósito Geral (VXGP)		
Resolução Espacial Intrínseca		
FWHM	3,5 mm	3,5 mm
FWTM	6,6 mm	6,6 mm
Uniformidade de Campo Plano Intrínseca		
Integral	± 2.5 %	± 2,5 %
Diferencial	± 2.0 %	± 1,5 %
Linearidade Espacial Intrínseca		
Absoluta	≤ 0,5 mm	≤ 0.35 mm
Diferencial	≤ 0,2 mm	≤ 0.15 mm
Resolução Espacial do Sistema com colimador VXGP		
Sem Espalhamento FWHM - 8,8 mm		
FWTM - 16,0 mm		
Com Espalhamento FWHM - 9,5 mm		
FWTM - 19,8 mm		
Resolução Energética Intrínseca para ^{99m}Tc		
FWHM ≤ 9,8 %		
Sensibilidade com Fonte Pontual < 5 %		
Sensibilidade do Sistema com VXGP		
285 cpm/μCi		

Tabela 5.1 - Especificações técnicas da Câmara VERTEX-Plus EPIC da ADAC Laboratórios. Onde : FWHM = largura máxima a meia altura; FWTM = largura máxima a um décimo da altura total; UFOV = campo total de visão do detector e CFOV = campo central de visão do detector.

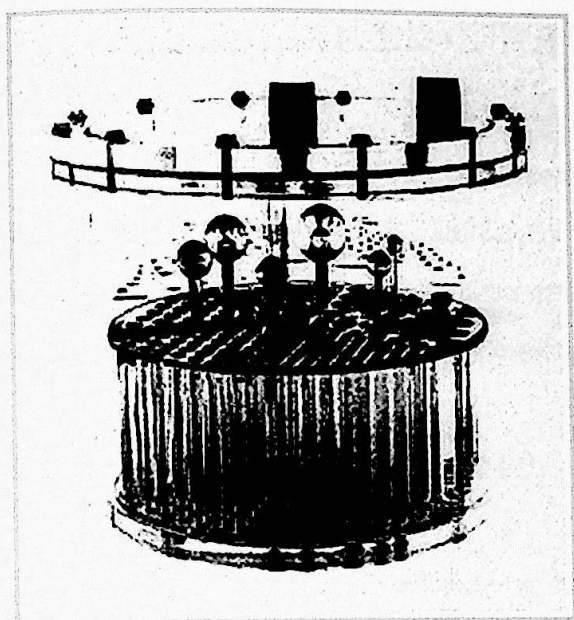
5.1.2 - Simuladores Físicos

O simulador ou “phantom” é um dispositivo utilizado para avaliar a qualidade de imagens médicas, ou para simular situações clínicas. Existe uma variedade de tipos de “phantoms” no mercado com finalidades particulares. Na prática, costuma-se classificar os “phantoms” como planos ou tomográficos. Os simuladores planos, por exemplo o “phantom” de barras paralelas ou o de furos ortogonais, são utilizados para testes de linearidade, resolução espacial e uniformidade. Os tomográficos, em geral cilindros com compartimentos internos, que são preenchidos com um material radioativo ou não, criando regiões “quentes” e “frias”,

por exemplo, o “phantom” Hoffmann que simula uma distribuição de atividade no cérebro. Neste trabalho, utilizamos o “phantom” da Data Spectrum Corporation (figura 5.2), modelo Standard 5000 [Data], que foi projetado e construído por Ronald J. Jaszczak, por esta razão ele é mais conhecido como “phantom Jaszczak”. Este pode ser utilizado para a avaliação do desempenho das seguintes características em tomografia por emissão :

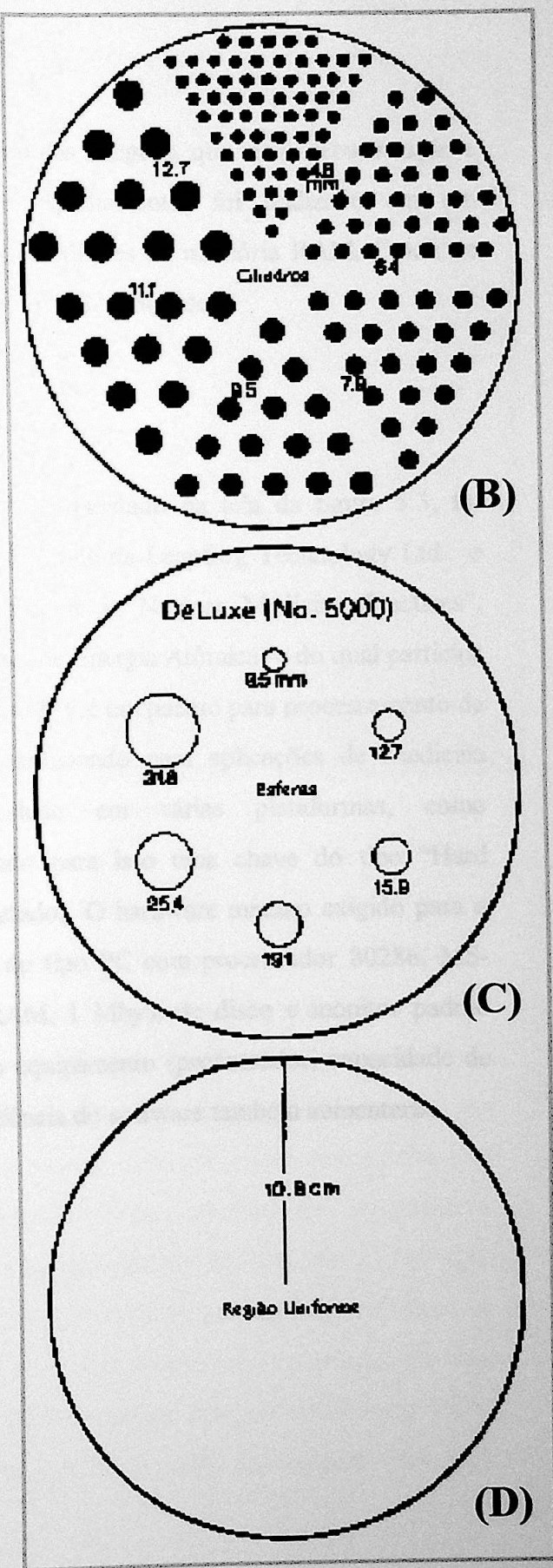
1. Sensibilidade volumétrica do sistema;
2. Efeito da variação regional no sistema de resposta intrínseco (ganho das fotomultiplicadoras);
3. Acurácia do algoritmo de compensação da atenuação;
4. Variação da resolução espacial no campo da câmara (FOV - “Field Of View”);
5. Detectabilidade de lesões frias usando as esferas de diferentes diâmetros;
6. Efeito na resolução espacial devido ao espalhamento Compton;
7. Contraste na imagem;
8. Ruído e relação Sinal/Ruído;
9. Medidas de dispersão linear (LSF - “Line Spread Function”) no ar e na água.

Neste trabalho este simulador foi utilizado para avaliar a uniformidade tomográfica (região uniforme do “phantom”), o contraste entre as esferas frias e a vizinhança ativa, a resolução geométrica (determinação dos diâmetros das esferas) e o ruído.



(A)

Figura 5.2 - "Phantom" Jaszczak:
 (A) - uma fotografia do simulador, (B) - um corte na região dos cilindros frios, (C) - um corte na região das esferas frias e (D) - um corte na região uniforme.



5.1.3 - Computador

O processamento das imagens, que inclui reconstrução e aplicação das correções de atenuação e espalhamento, foi realizado em um microcomputador do tipo PC Pentium com 16 Mbytes de memória RAM, Clock de 166MHz, disco rígido de 2,1 Gbytes e monitor SVGA colorido

5.2 - Portable Image Processing (PIP)

O sistema PIP, apresentado na tela da figura 5.3, foi desenvolvido por Andrew Todd-Pokropek e equipe da Leapfrog Technology Ltd. e incluído no projeto ARCAL XXIII - "Upgrade in Nuclear Medicine Practices", patrocinado pela AIEA (Agência Internacional de Energia Atômica) e do qual participa o grupo de Física Médica do DFGE/IFUSP. O PIP é um pacote para processamento de imagens em geral, mas que está sendo direcionado para aplicações de Medicina Nuclear. O software pode ser instalado em várias plataformas, como microcomputadores PC (Intel), necessitando para isso uma chave do tipo "Hard Lock", inserida na saída paralela do computador. O hardware mínimo exigido para o sistema consiste de um microcomputador do tipo PC com processador 80286, MS-DOS versão 3.2, 1 Mbyte de memória RAM, 1 Mbyte de disco e monitor padrão CGA. Evidentemente quanto melhor for o equipamento (processador, capacidade de memória e monitor), o desempenho e a eficiência do software também aumentarão.

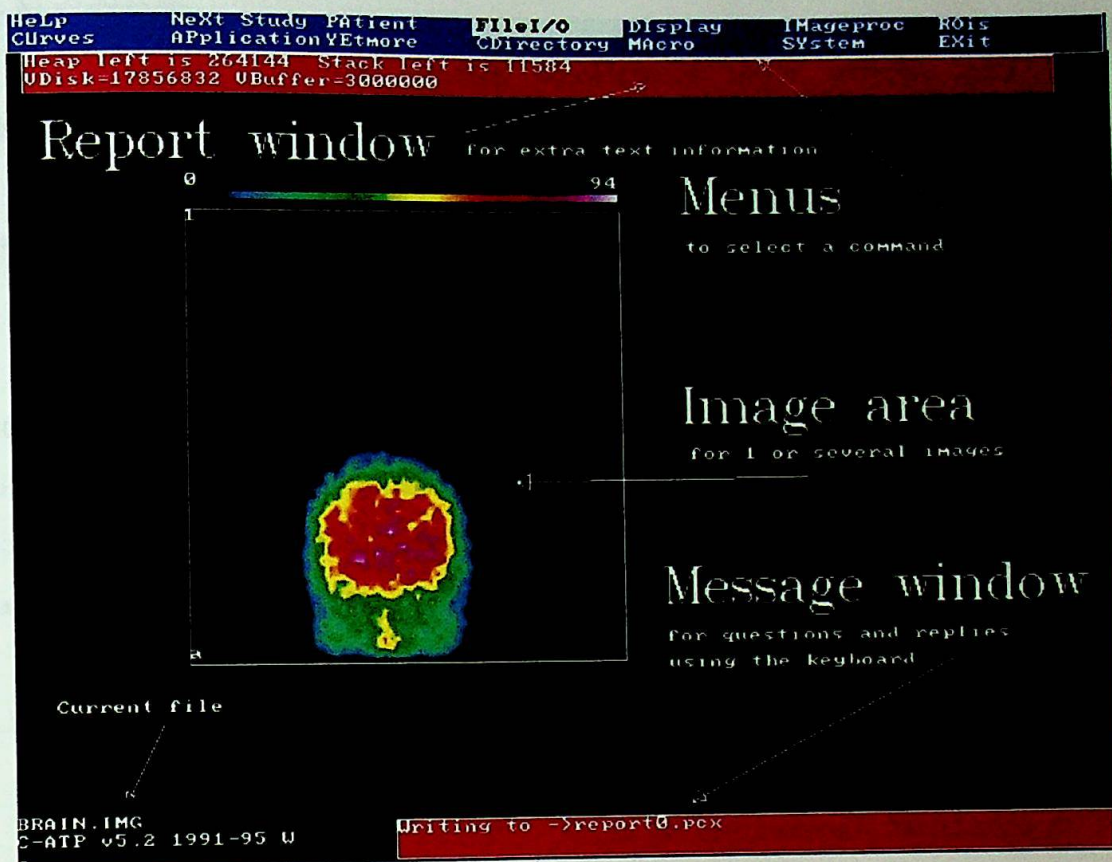


Figura 5.3 - Tela de apresentação do software P I P.

A característica principal do PIP é a sua versatilidade e portabilidade, pois é um sistema aberto, que possibilita ao usuário incluir suas próprias funções. Além disso é um software que possui programas de processamento de imagens médicas como a reconstrução por retroprojeção-filtrada, filtros espaciais, análise factorial, administração de pacientes, protocolos clínicos, enfim, muitas das funções exigidas de um software comercial comum usado na rotina clínica. Como o objetivo deste trabalho é analisar a influência das correções de atenuação e espalhamento em imagens de SPECT, e como estes métodos não estavam à disposição no software, com exceção do método de Chang de primeira ordem, desenvolvemos os programas necessários para isso na linguagem que o software foi concebido, Borland C versão 3.2. O PIP possui a capacidade de ler e gravar imagens em formato PCX, Interfile, além do formato IMG proprietário, que torna fácil a comunicação dele com outros sistemas.

5.3 - Metodologia

Os métodos considerados neste trabalho para a aquisição, processamento e análise serão descritos nesta seção.

5.3.1 - Modelagem da função de espalhamento

A modelagem da função de espalhamento a que nos referimos é uma função monoexponencial decrescente [Axelsson84], que é utilizada para estimar a contribuição do espalhamento na janela do fotopico de absorção. Como já foi mostrado na seção 4.3.2, esta função é usada no algoritmo de correção de espalhamento por deconvolução.

5.3.1.1 - Preparação do Simulador

Para estimar a porção de espalhamento introduzida na imagem, fizemos a aquisição de uma fonte linear colocada num cilindro preenchido com água, como ilustrado na figura 5.4. Na fonte linear foi introduzido ^{99m}Tc com atividade de 740 GBq.

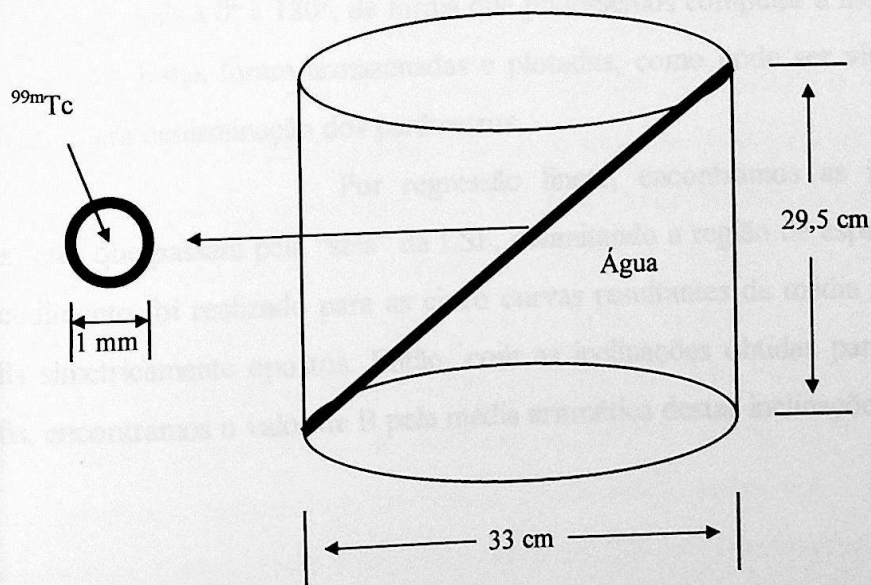


Figura 5.4 - Fonte linear inserida num cilindro preenchido de água.

5.3.1.2 - Aquisição

O eixo longitudinal do simulador acima foi alinhado com o eixo de rotação da câmara e centrado no campo do detector. As projeções foram adquiridas usando uma órbita circular num arco varrido de 360° , com raio de rotação de 160 ± 5 mm. Uma janela de energia de 20% foi centrada no fotopico, ou seja, $140 \text{ keV} \pm 10\%$ (126-156 keV). Foram adquiridas 64 projeções com matriz de 64×64 pixels, para um total de 600.000 contagens do estudo, que consumiram 22 segundos por projeção.

5.3.1.3 - Amplitude (A) e inclinação (B) do espalhamento

A modelagem da função de espalhamento resume-se a encontrar os parâmetros A (amplitude) e B (inclinação) da equação 4.10, a partir da função de dispersão linear (LSF). Com as projeções adquiridas com a fonte linear, traçamos os perfis de contagens passando pelo ponto central da imagem, que chamamos de linha 32, e a 2, 4, 6 e 8 cm do centro, correspondendo respectivamente ao que chamamos de linhas 30, 28, 26 e 24 (figura 5.5). Foram extraídos os perfis das projeções opostas a 0° e 180° , de forma que pudéssemos computar a média geométrica dos mesmos. Estas foram armazenadas e plotadas, como pode ser visto no capítulo seguinte, para determinação dos parâmetros.

Por regressão linear, encontramos as inclinações das duas retas que passam pela "saia" da LSF, delimitando a região de espalhamento. Este procedimento foi realizado para as cinco curvas resultantes da média geométrica dos perfis simetricamente opostos. Então, com as inclinações obtidas para cada um dos perfis, encontramos o valor de B pela média aritmética destas inclinações.

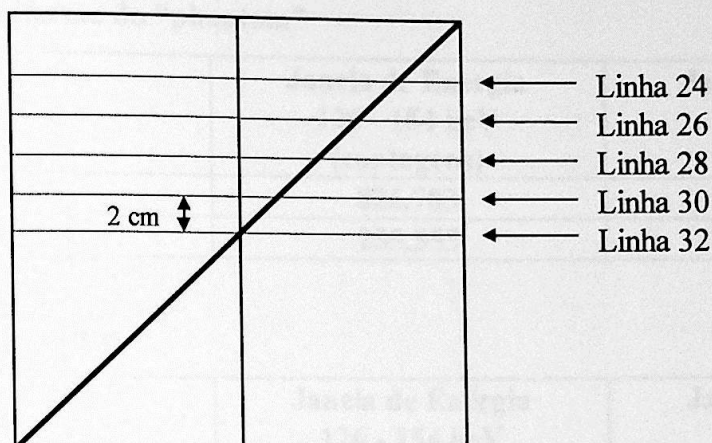


Figura 5.5 - Linhas por onde foram traçados os perfis utilizados para obtenção dos parâmetros A e B.

Para encontrarmos a amplitude do espalhamento A, obtivemos o ponto de intersecção das retas interpoladas e então, calculada a razão entre o valor do pico por este. Da mesma maneira, a estimativa do parâmetro A foi encontrada pela média aritmética dos valores encontrados para cada LSF.

5.3.2 - Determinação de k

O valor do parâmetro k, usado na correção de espalhamento pelo método de Jaszczak, seção 4.2.3, definido pela razão do número de fótons espalhados adicionados à janela do fotopico pelo número total de fótons espalhados na janela de espalhamento Compton, deve ser cuidadosamente determinado para cada situação em particular, pois ele varia sensivelmente com a geometria e densidade do objeto em estudo e também varia com a largura da janela de energia utilizada. Para encontrarmos o valor de k na nossa configuração, foi utilizada uma simulação pelo Método de Monte Carlo, efetuada por A.M.M.Silva [Silva98] com o pacote SimSet (Universidade de Washington, Seattle, EUA) gerou, separados, os fótons primários, secundários, terciários, quaternários, enfim até a nona ordem de espalhamento. Os espectros energéticos da figura 5.6 foram encontrados na simulação de uma fonte linear descentrada, imersa num cilindro preenchido com água. Estes mostram claramente a fração dos fótons espalhados que é incluída na janela do fotopico. A simulação do "phantom" Jaszczak produziu os seguintes resultados :

A - Região Uniforme do "phantom"

	Janela de Energia 126 - 154 keV (contagens)	Janela de Energia 92 - 125 keV (contagens)
Fótons primários	826.703	20.903
Fótons espalhados	255.555	507.210

B - Região das esferas

	Janela de Energia 126 - 154 keV (contagens)	Janela de Energia 92 - 125 keV (contagens)
Fótons primários	791.874	20.364
Fótons espalhados	270.310	550.602

Portanto, o cálculo do parâmetro k fica simples diante

destes resultados, ou seja,

$X_A = N^\circ$ de fótons espalhados incluídos no fotopico (Região A) = 255.555 cts;

$Y_A = N^\circ$ total de fótons espalhados na janela Compton (Região A) = 507.210 cts;

$$k = \frac{X_A}{Y_A} = \frac{255.555}{507.210} = 0,504$$

$X_B = N^\circ$ de fótons espalhados incluídos no fotopico (Região B) = 270.310 cts;

$Y_B = N^\circ$ total de fótons espalhados na janela Compton (Região B) = 550.602 cts;

$$k = \frac{X_B}{Y_B} = \frac{270.310}{550.602} = 0,491$$

Para esta configuração específica, o valor de k igual a 0,5, proposto por R. Jazszczak [Jazszczak78], está coerente, porém lembramos que este valor é particular para a geometria e densidade do objeto de estudo considerado e para as janelas de energia mencionadas. Para outras geometrias, densidades e janelas de energia será necessário um estudo caso a caso.

**Espectros Energéticos
(simulação fonte linear)**

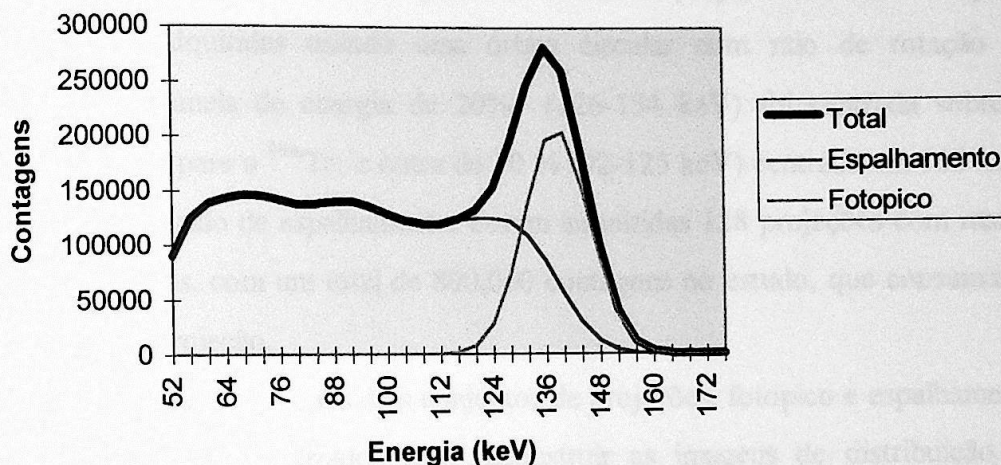


Figura 5.6 - Espectros energéticos resultantes da simulação pelo Método de Monte Carlo de uma fonte linear de ^{99m}Tc imersa num cilindro preenchido com água.

5.3.3 - Estudos com Simulador Jaszczak

O "phantom" Jaszczak, mostrado no item 5.1.2, foi escolhido para execução deste trabalho porque possui os componentes necessários para nossa avaliação. A região uniforme foi utilizada para o cálculo das uniformidades diferencial e integral e também para o cálculo do ruído RQM, e as esferas frias, no cálculo do contraste e resolução geométrica.

5.3.3.1 - Preparação do "Phantom"

O "phantom" Jaszczak foi preenchido com uma solução aquosa de ^{99m}Tc de 788,1 GBq, num volume de aproximadamente 5 litros.

5.3.3.2 - Aquisição e Reconstrução

O eixo central do simulador foi alinhado com o eixo de rotação da câmara e centrado no campo do detector. As projeções no arco completo de 360° foram adquiridas usando uma órbita circular com raio de rotação de 160 ± 5 mm. Uma janela de energia de 20% (126-154 keV) foi centrada sobre o fotopico, 140 keV para o ^{99m}Tc , e outra de 30 % (92-125 keV) centrada em 108 keV, representando a região de espalhamento. Foram adquiridas 128 projeções com matriz de 128×128 pixels, com um total de 800.000 contagens no estudo, que consumiram 20 segundos por projeção.

Os dois conjuntos de projeções, fotopico e espalhamento respectivamente, foram utilizados para reconstruir as imagens de distribuição de atividade. Porém, como dispomos de outro método de correção de espalhamento, por deconvolução, além do método de Jaszczak, consideramos três reconstruções: uma baseada apenas nas projeções do fotopico, outra na qual as projeções do fotopico são deconvoluídas com uma função de espalhamento previamente modelada (seção 5.3.1) e outra baseada no método de correção de espalhamento de Jaszczak, descrita na seção 4.3.3.

Utilizamos, para reconstrução dos cortes transversais das projeções do fotopico e do espalhamento, o método da retroprojeção-filtrada, reconstruindo cortes transversais com 3 cm de espessura cada, na região uniforme, e com 1 cm de espessura, na região das esferas. Como forma de avaliação e busca da combinação mais adequada, realizamos três variações dos parâmetros de reconstrução, especificamente os filtros. Finalmente optamos por utilizar o filtro Butterworth com frequência de corte $0,4 W_n$ e ordem 4.

5.3.3.3 - Correções aplicadas

Além das correções de uniformidade, centro de rotação e energia efetuadas automaticamente pela câmara, aplicamos os métodos de correção de atenuação e espalhamento, objetos do estudo, descritos no capítulo 4.

Os métodos de correção de espalhamento, Jaszczak e deconvolução, foram aplicados nas projeções. Para o método de Jaszczak utilizamos o valor 0,5 para a fração de espalhamento k , conforme seção 5.3.2.

Para correção de atenuação, aplicamos o método de Chang de primeira e segunda ordens, e o método híbrido, também chamado Chang Iterativo. A aplicação destes métodos pressupõe o conhecimento de dois parâmetros: o tamanho do pixel, que em todas operações foi utilizado o valor 4,72 mm obtido da calibração de três fontes pontuais, e o coeficiente de atenuação linear (μ) que em apenas um caso foi usado o valor $0,12 \text{ cm}^{-1}$ e nos demais $0,15 \text{ cm}^{-1}$, para energia de fóton igual a 140 keV.

Como forma de padronização e para facilitar a manipulação dos dados, adotamos as seguintes abreviações para as 16 combinações das correções aplicadas que foram realizadas:

- | | | |
|---|---|-----|
| 1. Sem nenhuma correção | - | SEM |
| 2. Método de Jaszczak | - | JAK |
| 3. Deconvolução | - | DEC |
| 4. Método de Chang de 1ª ordem com $\mu = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ | - | C12 |
| 5. Método de Chang de 1ª ordem com $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ | - | C1 |
| 6. Método de Chang de segunda ordem c/ $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ | - | C2 |
| 7. Método de Chang Iterativo (3 iterações) | - | I3 |
| 8. Método de Chang Iterativo (4 iterações) | - | I4 |
| 9. Método de Jaszczak + Chang (C1) | - | JC1 |
| 10. Método de Jaszczak + Chang (C2) | - | JC2 |
| 11. Método de Jaszczak + Chang (I3) | - | JI3 |
| 12. Método de Jaszczak + Chang (I4) | - | JI4 |
| 13. Deconvolução + Chang (C1) | - | DC1 |
| 14. Deconvolução + Chang (C2) | - | DC2 |
| 15. Deconvolução + Chang (I3) | - | DI3 |
| 16. Deconvolução + Chang (I4) | - | DI4 |

5.3.4 - Métodos de Avaliação

As técnicas de correção aplicadas às imagens foram avaliadas através do cálculo de alguns parâmetros de controle de qualidade convencionados por organismos internacionais. Estes parâmetros, a Uniformidade Tomográfica, o Contraste Tomográfico, a Resolução Geométrica e o Ruído, fornecem informações da imagem que possibilitam uma análise criteriosa do desempenho dos métodos utilizados.

5.3.4.1 - Uniformidade Tomográfica

A correção de atenuação pode ser melhor avaliada quando calculamos a uniformidade tomográfica. A razão é simples, o efeito da atenuação é reduzir exponencialmente o número de contagens na imagem na direção do seu centro, resultando em um aumento da não-uniformidade. Portanto, o cálculo da uniformidade antes e depois da correção de atenuação permite analisarmos, tanto qualitativa quanto quantitativamente, a compensação deste efeito pelos métodos utilizados.

Os resultados que serão apresentados no próximo capítulo basearam-se em cálculos de uniformidade propostos pelos protocolos da NEMA [NEMA94] e da AAPM [Graham95].

Como mostrado no apêndice C, o cálculo da uniformidade, pelo protocolo NEMA, divide-se em Integral e Diferencial, no UFOV e no CFOV, e é definida apenas para imagens planas. Com o objetivo de facilitar e agilizar o processo de controle de qualidade de imagens de SPECT, Graham e colaboradores, representando a AAPM, propuseram o cálculo da uniformidade integral apenas no CFOV. Esta abordagem é coerente pois as imagens tomográficas geralmente estão completamente inseridas no CFOV.

Outro fator que não deve ser esquecido é a contagem total por corte tomográfico e em todo volume. Nos protocolos da Data Spectrum [Data89] e da AAPM, é sugerido o uso de um total de aproximadamente 30 milhões de contagens no volume total e algo em torno de 2 a 3 milhões nos cortes que contêm

as esferas e a parte uniforme. O uso de contagens inferiores a estas pode incluir artefatos na imagens planas, que têm a forma de anéis na imagem reconstruída.

Para o cálculo da uniformidade integral AAPM, foi criado um programa para selecionar uma região de interesse circular, com raio igual a 75 % do raio do "phantom", dentro da qual é encontrada a uniformidade pela mesma expressão da NEMA.

5.3.4.2 - Resolução Geométrica

A Resolução Geométrica que utilizamos é definida pelo cálculo e comparação dos diâmetros das três maiores esferas do "phantom" Jazsczak. Chamamos de esfera A, a esfera de 3,18 cm de diâmetro, de esfera B, a esfera de 2,54cm de diâmetro e de esfera C, a esfera de 1,91 cm de diâmetro. Não foram consideradas as esferas menores devido à resolução do sistema.

Para o cálculo dos diâmetros foi escrito um programa para traçar os perfis de contagens a 45° e 135°, centrados nas esferas. Para todas as 16 combinações foram utilizados exatamente os mesmos perfis. O diâmetro foi encontrado utilizando-se um limiar de 70 %, conforme exemplo da figura abaixo.

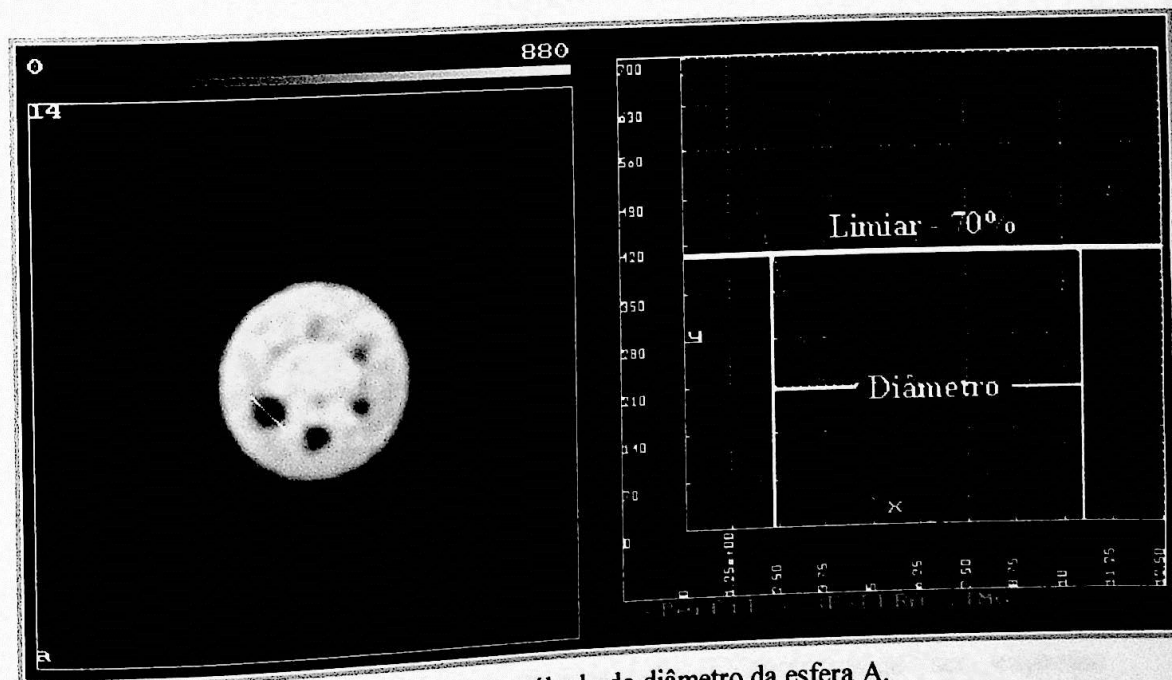


Figura 5.7 - Exemplo do cálculo do diâmetro da esfera A.

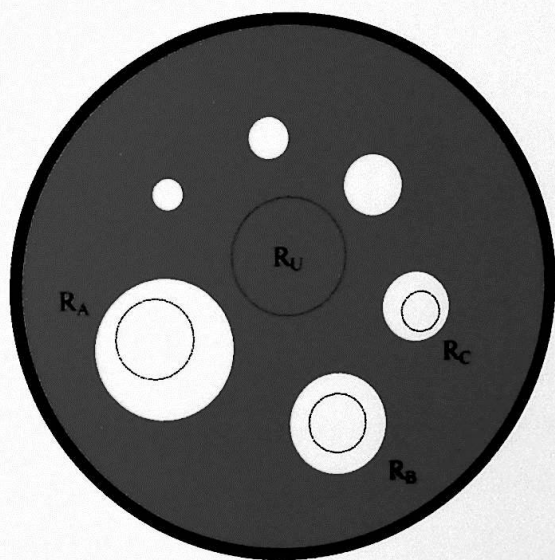
5.3.4.3 - Contraste

O contraste, definido no protocolo da IAEA e comentado no capítulo 2, pode fornecer informações sobre a capacidade do sistema em detectar lesões pequenas nas imagens. A título de comparação, foi também calculado o contraste de acordo com a fórmula proposta pelo protocolo NEMA,

$$C = \frac{R_u - P_m}{R_u}$$

onde R_u é o valor médio de contagens numa região uniforme e P_m é o valor do pixel de contagem mínima na região interna das esferas.

A figura abaixo mostra as regiões de interesse e as respectivas dimensões, definidas para o cálculo do contraste das esferas A, B e C.



Dimensões

$$R_A = 16 \text{ pixels}$$

$$A_{R_A} = 401,0 \text{ mm}^2$$

$$R_B = 13 \text{ pixels}$$

$$A_{R_B} = 289,6 \text{ mm}^2$$

$$R_C = 6 \text{ pixels}$$

$$A_{R_C} = 133,7 \text{ mm}^2$$

$$R_U = 96 \text{ pixels}$$

$$A_{R_U} = 2138,9 \text{ mm}^2$$

Figura 5.8 - Regiões de interesse utilizadas para o cálculo do contraste.

5.3.4.4 - Ruído RQM

O nível de ruído na imagem pode ser expresso calculando-se a porcentagem de ruído RQM (raiz quadrática média, ou RMS="Root-Mean-Square") na porção uniforme do "phantom". Este cálculo é efetuado utilizando-

se o valor médio e o desvio padrão na região de interesse (mesma região utilizada para o cálculo da uniformidade integral AAPM), ou seja,

$$\% \text{ RQM} = \frac{\text{Desvio Padrão}}{\text{Valor Médio do Pixel}} \times 100\%$$

Resultados e Discussão

Os resultados da aplicação das técnicas de correção de espalhamento e atenuação propostas e analisadas neste trabalho, são apresentados neste capítulo. Poderão ser comparadas as imagens adquiridas e processadas pelas técnicas e métodos descritos no capítulo anterior, de forma qualitativa, ou seja, visualmente, e de forma quantitativa, através da análise dos gráficos e tabelas dos parâmetros de avaliação calculados para cada combinação proposta no item 5.3.3.3.

Capítulo 6

Resultados e Discussão

Os resultados da aplicação das técnicas de correção de espalhamento e atenuação, propostas e analisadas neste trabalho, estão apresentados neste capítulo. Poderão ser comparadas as imagens adquiridas e processadas pelas técnicas e métodos descritos no capítulo anterior, de forma qualitativa, ou seja, visualmente, e de forma quantitativa, através da análise dos gráficos e tabelas dos parâmetros de avaliação calculados para cada combinação proposta no item 5.3.3.3.

6.1 - Estudos com Simuladores

Apresentamos nesta seção os resultados obtidos das aquisições, reconstruções tomográficas e aplicações das correções. Na seção 6.1.1 são mostradas as projeções da fonte linear imersa em água, e os respectivos cálculos efetuados em concordância com o proposto na seção 5.3.1, cujos resultados serviram para a modelagem da função de distribuição de espalhamento utilizada no método de deconvolução. Na seção 6.1.2 estão as imagens, projeções e imagens reconstruídas do "phantom" Jazszczak, bem como as imagens resultantes da aplicação das correções propostas.

6.1.1 - Fonte Linear

6.1.1.1 - Projeções

A configuração do "phantom" descrita no item 5.3.1.1 gerou as 64 projeções mostradas na figura 6.1. Porém, foram utilizadas apenas as projeções de números 1 e 33, correspondentes a 0° e 180° , respectivamente. Percebe-se na projeção 1 (ou na 33) que a parte inferior (ou a parte superior) da fonte foi mais atenuada que a superior (ou inferior). De fato, este era um resultado esperado já que os fótons provenientes desta região sofreram mais interações dentro do meio absorvedor.

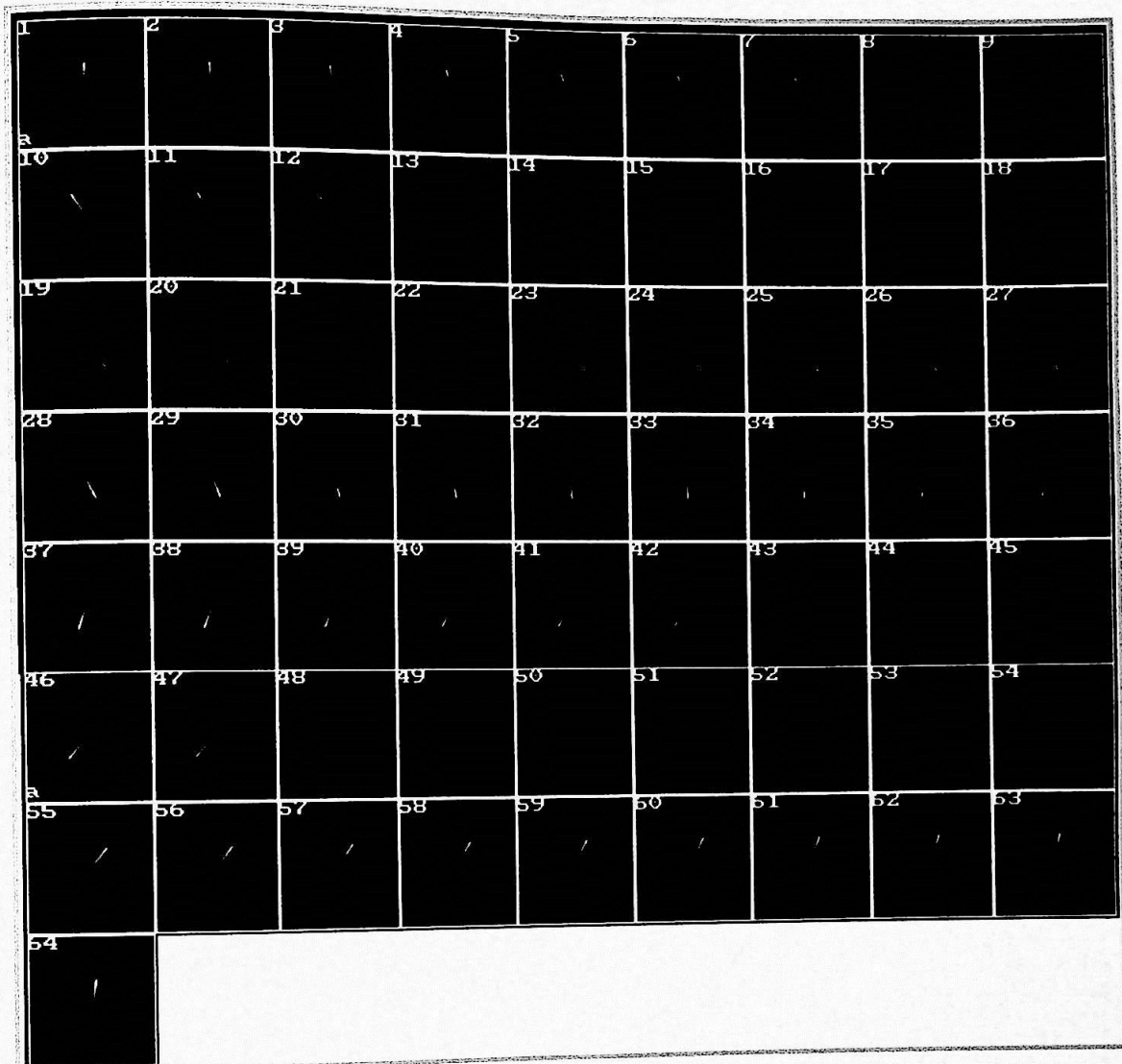


Figura 6.1 - Projeções da Fonte linear imersa no cilindro preenchido com água.

6.1.1.2 - LSF's

Na seção 4.2.2, discutimos o método de correção de espalhamento por deconvolução. A função de espalhamento proposta precisa ser modelada e suas constantes encontradas experimentalmente. A função de dispersão linear (LSF) da figura 4.7 [Axelsson84] tem exatamente a mesma forma das LSF's mostradas na figura 6.2, cujos gráficos representam as médias geométricas dos perfis em 0° e 180° , plotadas em escala mono-logarítmica.

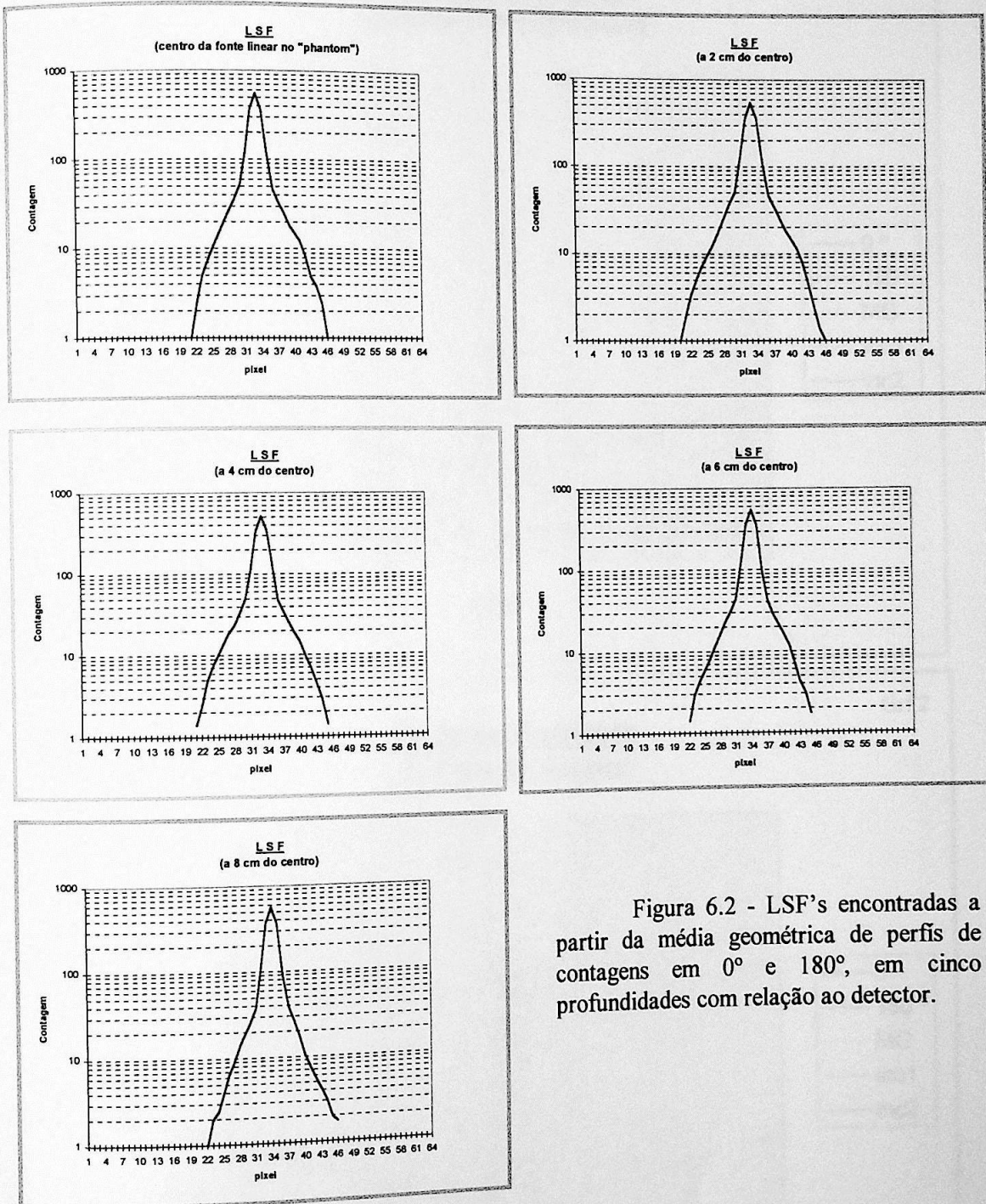
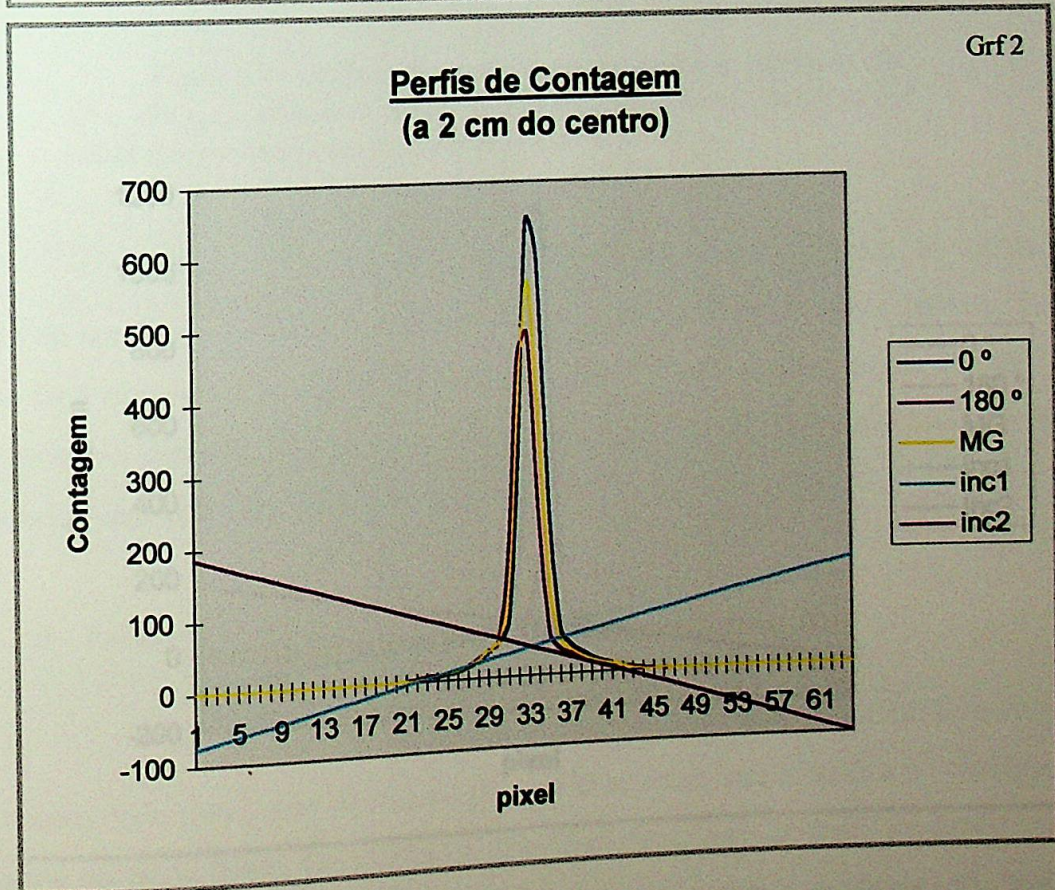
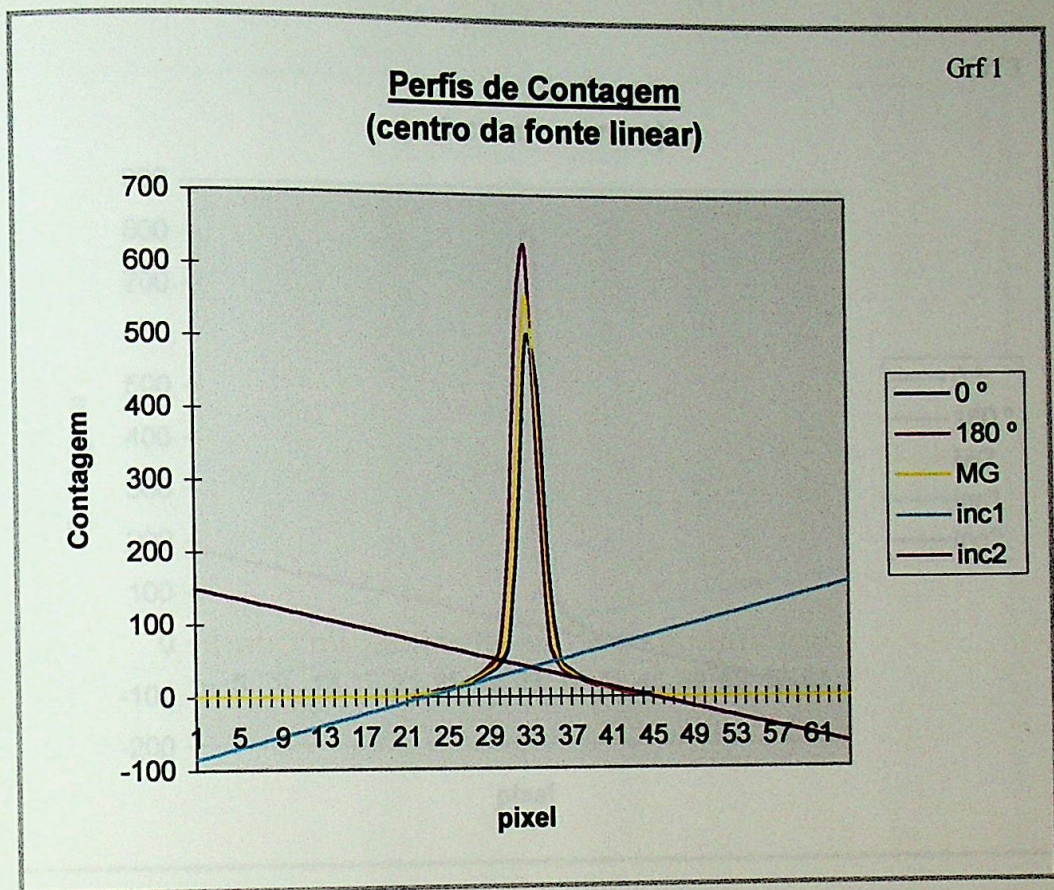
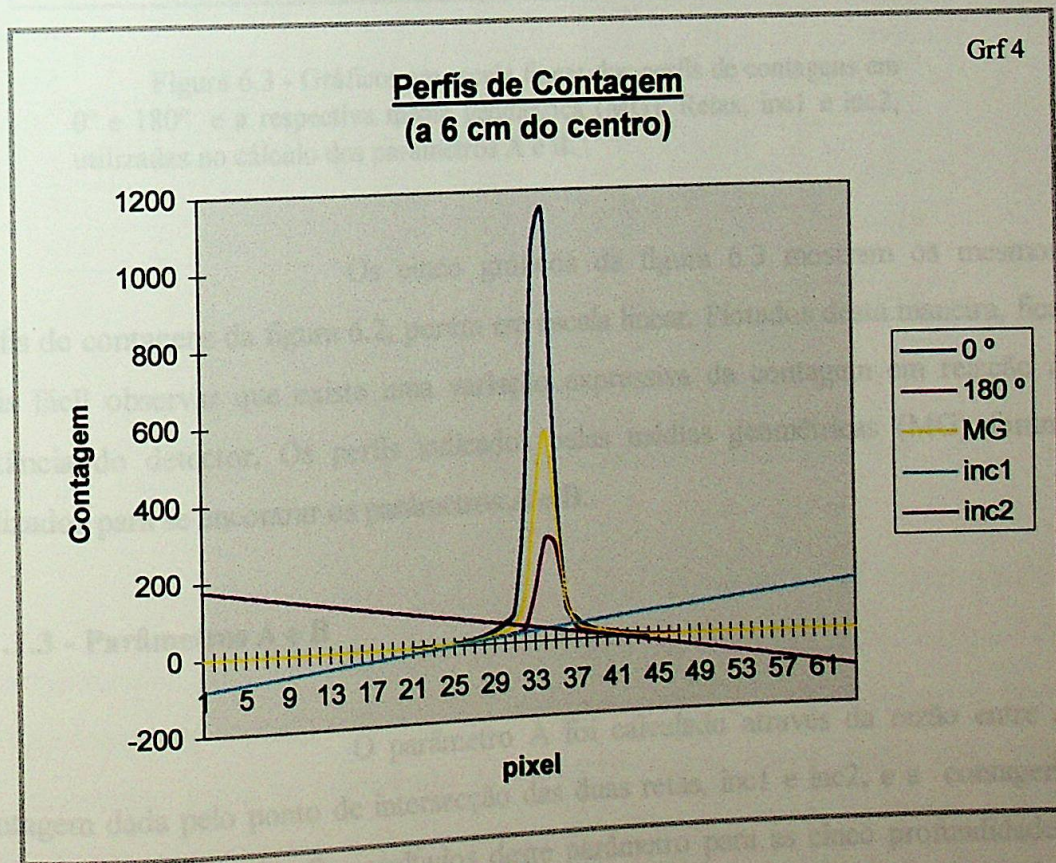
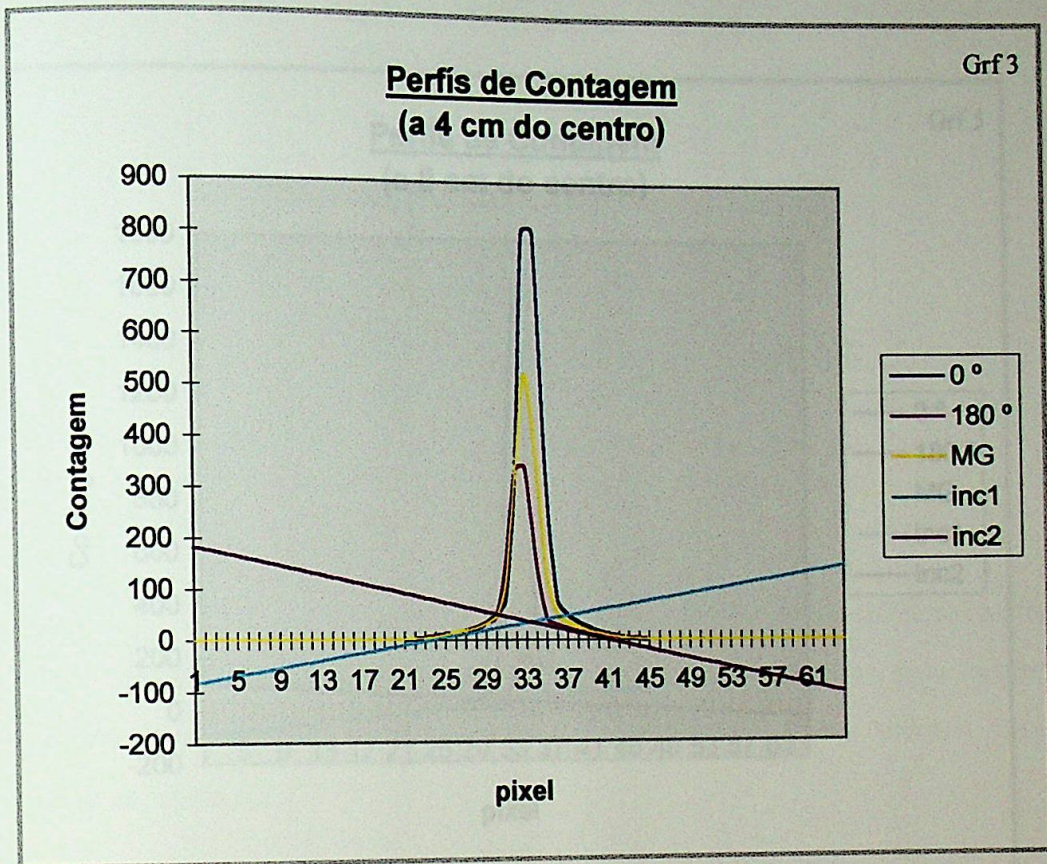


Figura 6.2 - LSF's encontradas a partir da média geométrica de perfis de contagens em 0° e 180° , em cinco profundidades com relação ao detector.





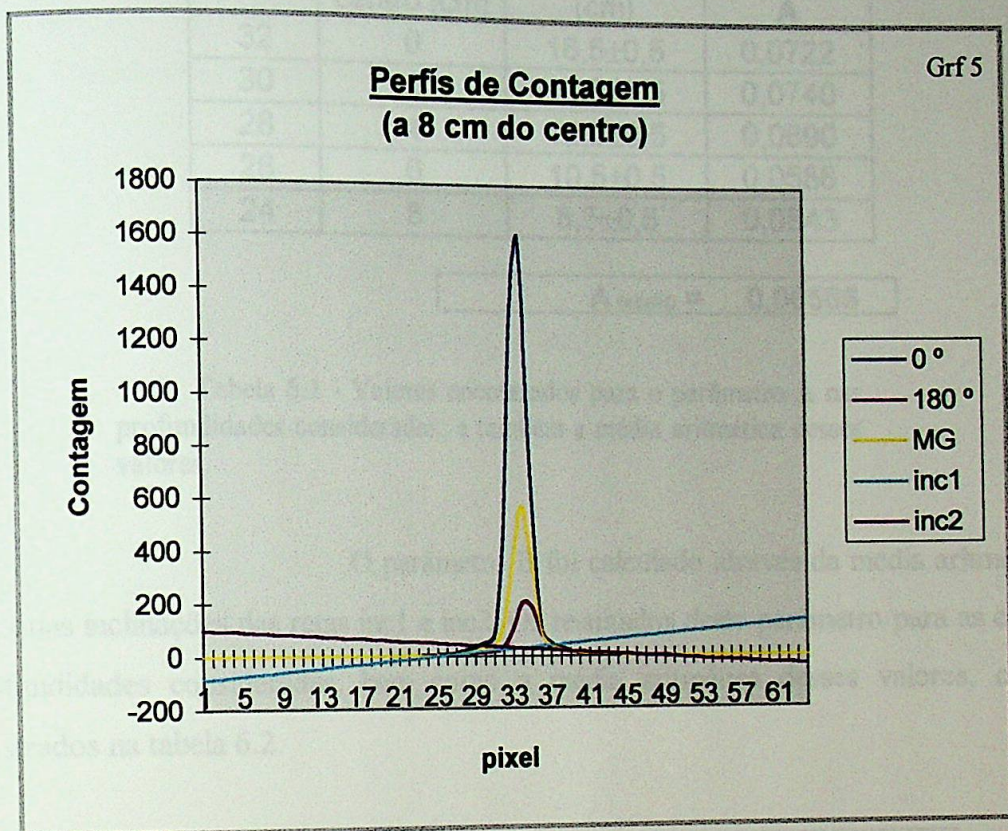


Figura 6.3 - Gráficos em escala linear dos perfis de contagens em 0° e 180° e a respectiva média geométrica (MG). Retas, inc1 e inc2, utilizadas no cálculo dos parâmetros A e B.

Os cinco gráficos da figura 6.3 mostram os mesmos perfis de contagens da figura 6.2, porém em escala linear. Plotados desta maneira, fica mais fácil observar que existe uma variação expressiva da contagem em relação à distância do detector. Os perfis indicados pelas médias geométricas (MG) foram utilizados para se encontrar os parâmetros A e B.

6.1.1.3 - Parâmetros A e B

O parâmetro A foi calculado através da razão entre a contagem dada pelo ponto de intersecção das duas retas, inc1 e inc2, e a contagem máxima do perfil (MG). Os resultados deste parâmetro para as cinco profundidades consideradas, bem como a média aritmética desses valores, estão mostrados na tabela

6.1.

Perfil	Distância do centro (cm)	Profundidade (cm)	Amplitude A
32	0	16,5±0,5	0,0722
30	2	14,5±0,5	0,0740
28	4	12,5±0,5	0,0690
26	6	10,5±0,5	0,0588
24	8	8,5±0,5	0,0543

$$A_{\text{médio}} = 0,06566$$

Tabela 6.1 - Valores encontrados para o parâmetro A nas profundidades consideradas, e também a média aritmética desses valores.

O parâmetro B foi calculado através da média aritmética das duas inclinações das retas *incl1* e *incl2*. Os resultados deste parâmetro para as cinco profundidades consideradas, bem como a média aritmética desses valores, estão mostrados na tabela 6.2.

perfil	a_1	a_2	B_1	B_2	$B_{\text{médio}}$
32	0,1742	0,1687	0,4011	0,3884	0,3948
30	0,1742	0,1715	0,4011	0,3949	0,3980
28	0,1687	0,1715	0,3884	0,3949	0,3917
26	0,1657	0,1624	0,3815	0,3739	0,3777
24	0,1755	0,1767	0,4041	0,4069	0,4055

$$B_{\text{médio}} = 0,3935$$

Tabela 6.2 - Valores encontrados para as inclinações, a_1 e a_2 , das retas *incl1* e *incl2* no gráfico (escala mono-log), para os parâmetros B_1 e B_2 e $B_{\text{médio}}$ nas profundidades consideradas, e também a média aritmética desses valores.

Os parâmetros A e B devem ser determinados criteriosamente, pois os resultados da aplicação da correção pelo método de deconvolução são bastante influenciados por estes parâmetros. O parâmetro A pode ser encontrado como se estabeleceu no parágrafo acima, porém existe uma outra possibilidade. O parâmetro A pode também ser estimado através da razão entre o número de contagens dado pelo ponto de intersecção das duas retas, *incl1* e *incl2*, e a soma das contagens do perfil (MG) [Axelsson84]. É uma diferença sutil, porém altera consideravelmente a função de espalhamento, porque o parâmetro A é a amplitude do

espalhamento que será subtraído da projeção no fotopico. Já ao parâmetro B cabe uma observação prática, pois no cálculo da inclinação deve-se levar em conta a escala do gráfico. Calculamos o parâmetro B a partir de:

$$f(x) = Ae^{-Bx},$$

então,

$$\log f(x) = \log(Ae^{-Bx}),$$

$$\log f(x) = (-B \log e).x + \log A.$$

Considerando,

$$y = a.x + b,$$

o parâmetro fica,

$$B = \left| \frac{a}{\log e} \right| \quad \text{Eq. 6.1}$$

onde

$$a = \frac{\log N_2 - \log N_1}{p_2 - p_1} \quad \text{Eq. 6.2}$$

e N_i é o número de contagens no pixel p_i .

Por esta razão, foram consideradas as inclinações calculadas pela equação 6.1, cujos resultados podem ser verificados na tabela 6.2. Consideramos esta observação relevante posto que nos artigos que analisamos [Axelsson84] [Msaki87] [Ljungberg90] utilizam a equação 6.2 como parâmetro B.

Para avaliar a influência da variação destes parâmetros nas projeções e nas imagens reconstruídas, encontramos quatro combinações possíveis dos dos parâmetros A e B, calculados conforme a discussão anterior para as mesmas LSF's. As combinações de parâmetros utilizadas nesta avaliação estão na tabela 6.3. Na tabela 6.4 estão os totais de contagens nas 128 projeções adquiridas, sem e com as correções com os respectivos parâmetros.

Combinação	A	B
DEC2	0,06566	0,3935
DEC1	0,06566	0,17
DEC4	0,02071	0,17
DEC3	0,02071	0,3935

Tabela 6.3 - Combinações possíveis dos parâmetros A e B utilizados pelo método de correção de espalhamento por deconvolução.

Corrigidas por :	Total de Contagens (contagens)
SEM	53.512.104
DEC2	37.339.280
DEC1	23.007.190
DEC4	41.937.488
DEC3	14.492.100

Tabela 6.4 - Total de contagens encontradas para a soma das 128 projeções, sem e com a correção de espalhamento por deconvolução.

Os resultados encontrados na tabela 6.4 mostram que a escolha do mesmo cálculo para o parâmetro B nas combinações DEC2 e DEC3, mas com o parâmetro A encontrado de maneira diferente, produziu uma diferença de 61,2% na contagem total. Estes resultados reforçam nossa afirmação de que a escolha destes parâmetros e a aplicação da deconvolução devem ser cuidadosas, porque como se viu, a quantificação pode ser profundamente alterada. As imagens da figura 6.4 são os cortes tomográficos da região das esferas, reconstruídos por retroprojeção filtrada, com filtro Butterworth de ordem 4 e frequência crítica $0,4 W_n$, das projeções previamente corrigidas por deconvolução com os parâmetros citados na tabela 6.3. Percebe-se nessas imagens que a sua morfologia não foi alterada, ou seja, nenhum artefato foi criado, porém o número de contagens varia conforme a tabela 6.4.

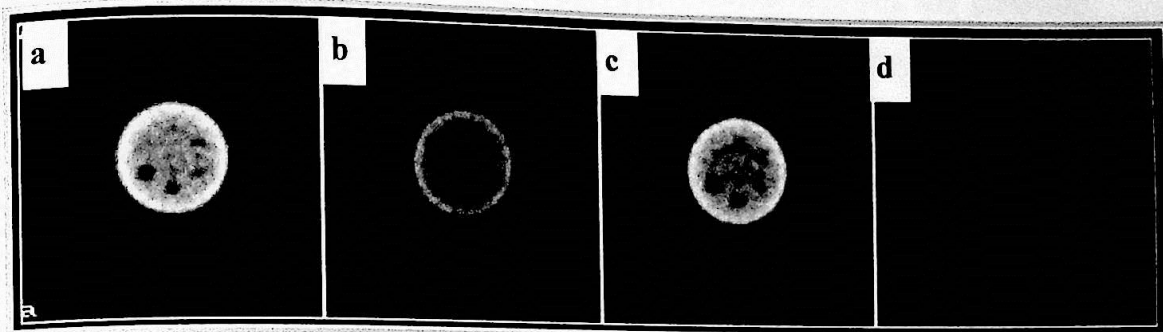


Figura 6.4 - Cortes tomográficos da região das esferas do “phantom” Jaszczak, reconstruídos por retroprojeção filtrada, com filtro Butterworth de ordem 4 e frequência crítica $0,4 W_n$, das projeções previamente corrigidas por deconvolução com os parâmetros citados na tabela 6.3. Legenda: (a) DEC2; (b) DEC1; (c) DEC4 e (d) DEC3.

6.1.2 - Simulador Jaszczak

Os resultados (imagens) obtidos da aquisição, reconstrução e correção são apresentados, nesta seção e serão discutidos do ponto de vista qualitativo, de forma que os métodos empregados possam ser avaliados visualmente.

6.1.2.1 - Projeções e Sinogramas

As 128 projeções do “phantom” Jaszczak foram adquiridas conforme a metodologia proposta na seção 5.3.3. As dez primeiras e as cinco últimas projeções obtidas são mostradas na figura 6.5.

Na figura 6.6 estão ilustrados os sinogramas, gerados para três regiões do “phantom” para espessuras de corte sugeridas no manual de usuário [Data89]:

- i) a região uniforme, cujo corte tomográfico foi utilizado para avaliação da uniformidade tomográfica e do ruído RQM;
- ii) a região das esferas frias, cujo corte tomográfico foi utilizado na avaliação do contraste e no cálculo do diâmetro das três maiores esferas;

iii) a região dos cilindros frios que, embora não tenha sido utilizada nas avaliações quantitativas, pôde servir para a avaliação da resolução espacial tomográfica do sistema. Para este corte foi criado um sinograma com espessura de 8 cm.

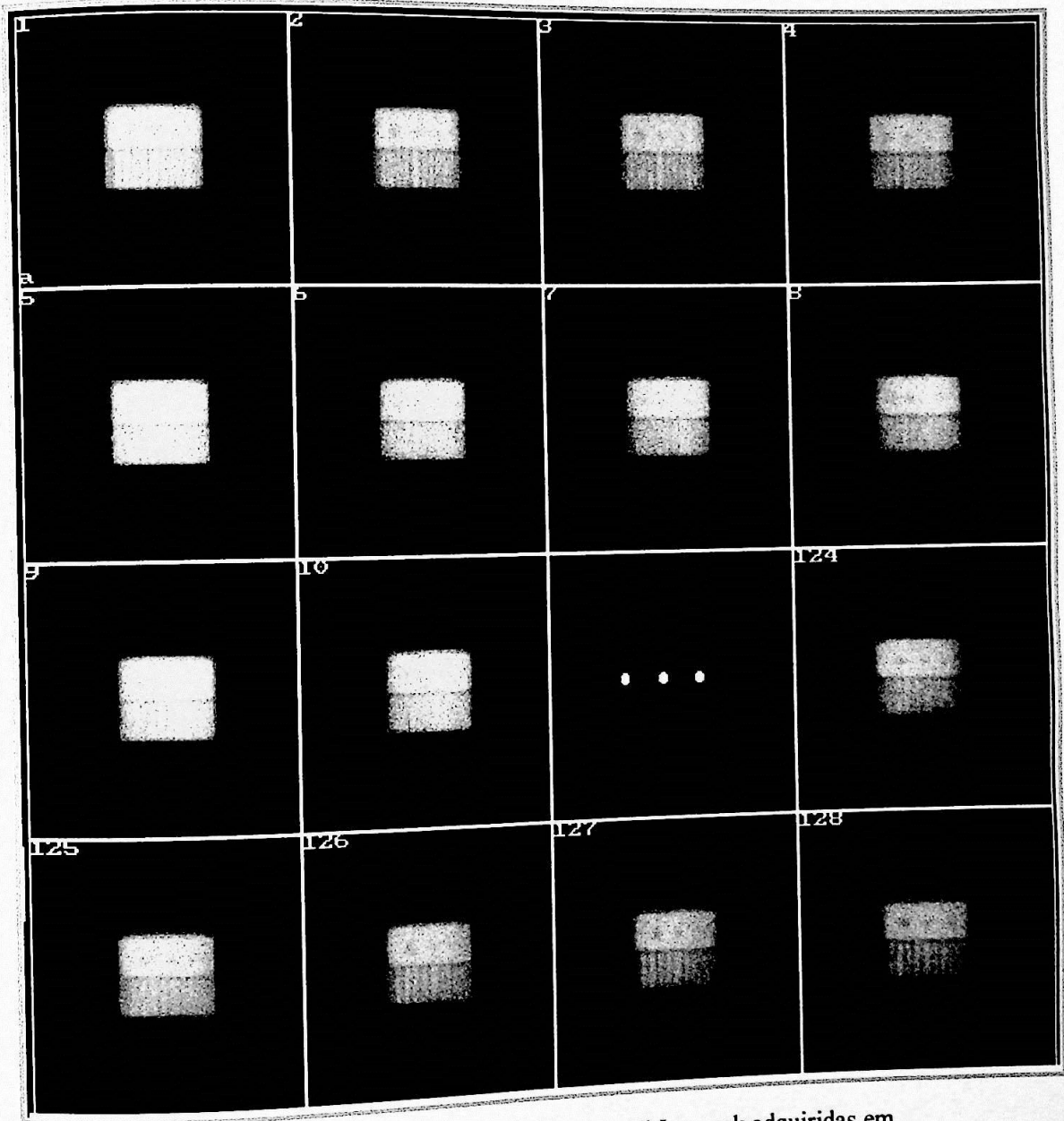


Figura 6.5 - Projeções planas do "phantom" Jaszczak adquiridas em 360° na janela do fopico.

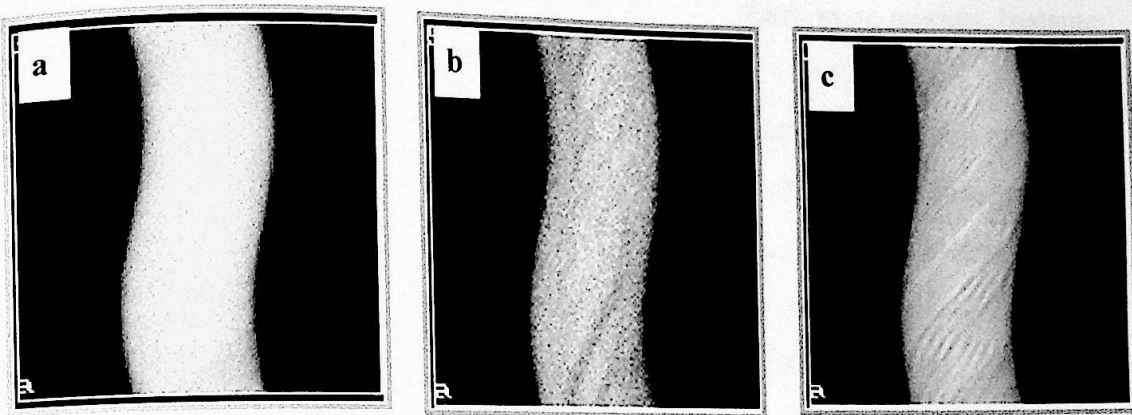


Figura 6.6 - Sinogramas gerados a partir das projecções da figura 6.5. (a) Sinograma da região uniforme; (b) Sinograma da região das esferas; (c) Sinograma da região dos cilindros frios.

6.1.2.2 - Imagens reconstruídas sem correção

Os sinogramas descritos acima foram usados na reconstrução pelo método de retroprojeção-filtrada com filtro de suavização Butterworth de ordem 4 e com frequência crítica $0,4 W_n$, conforme seção 5.3.3.2. As imagens resultantes, figura 6.7, mostram os cortes tomográficos da região uniforme, da região das esferas e da região dos cilindros frios.

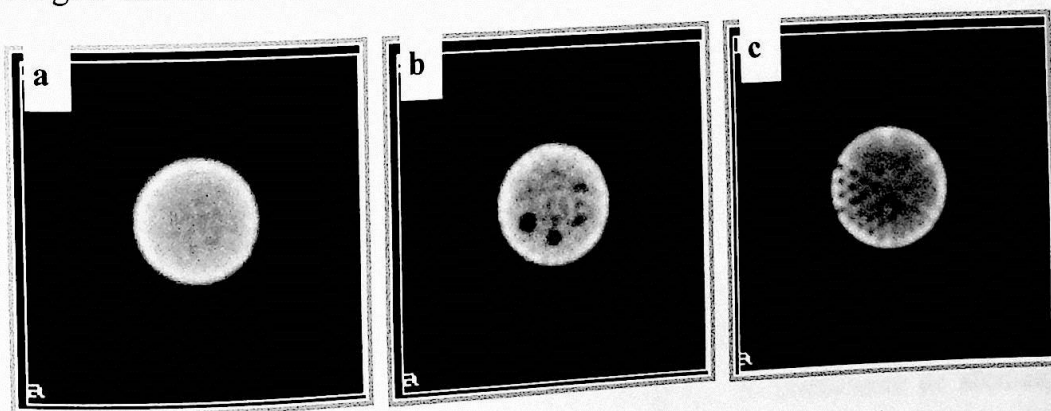


Figura 6.7 - Imagens reconstruídas dos sinogramas da figura 6.6. (a) região uniforme; (b) região das esferas; (c) região dos cilindros frios.

Para avaliação e validação do algoritmo de reconstrução tomográfica do software PIP, calculamos a contagem total na imagem antes (sinograma) e depois (imagem reconstruída) da reconstrução. Por exemplo, para o corte das esferas, o sinograma tinha um total de 1.472.148 contagens e após a reconstrução a imagem passou a um total de 1.470.253 contagens. Isso significa uma

variação de aproximadamente 0,13 %, o que torna o algoritmo, neste aspecto, bastante preciso.

A imagem da região uniforme mostra um gradiente decrescente no número de contagens por pixel na direção do centro da imagem. Este efeito é causado pela atenuação dos fótons. Já a imagem da região das esferas mostra que além da atenuação a imagem também tem baixa resolução, causada pelo borramento resultante do espalhamento dos fótons pelo meio absorvedor.

6.1.2.3 - Imagens corrigidas

As imagens que serão os focos das discussões daqui para frente correspondem às imagens resultantes das aplicações das correções ora escolhidas neste estudo, ou seja, as técnicas mais práticas para se compensar os efeitos da atenuação e do espalhamento. Ao software PIP foram desenvolvidas e adicionadas 16 novas funções para realizar as correções e os cálculos dos parâmetros de avaliação.

6.1.2.3.1 - Correção de Espalhamento

A correção de espalhamento é essencial não apenas para quantificação, mas sobretudo para detecção de lesões e segmentação da imagem [Ljungberg94]. Os métodos de correção de espalhamento discutidos no capítulo 4 e na seção 5.3.3.3 foram aplicados ora nas projeções, métodos de Jaszczak e de deconvolução, e ora nas imagens reconstruídas, método do coeficiente de atenuação efetivo. A figura 6.8 mostra as projeções respectivamente sem nenhuma correção aplicada, corrigida pelo método de Jaszczak, pelo método de deconvolução e na figura 6.9 um gráfico com os perfis de contagens na região das esferas para as três projeções.

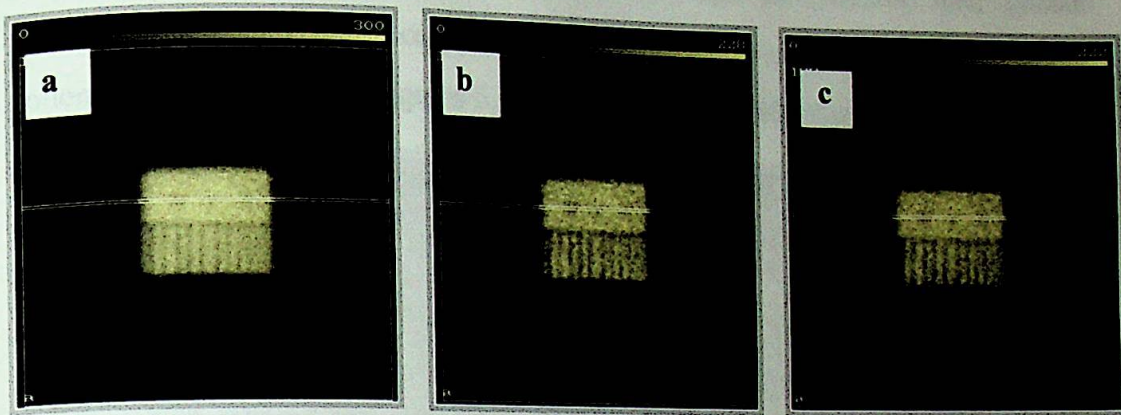


Figura 6.8 - Projeções do “phantom” Jaszczak sem correção (a), corrigida para espalhamento pelo método de Jaszczak (b) e pelo método de Deconvolução (c). As linhas horizontais referem-se as linhas nas quais foram traçados os perfis de contagens da figura 6.9.

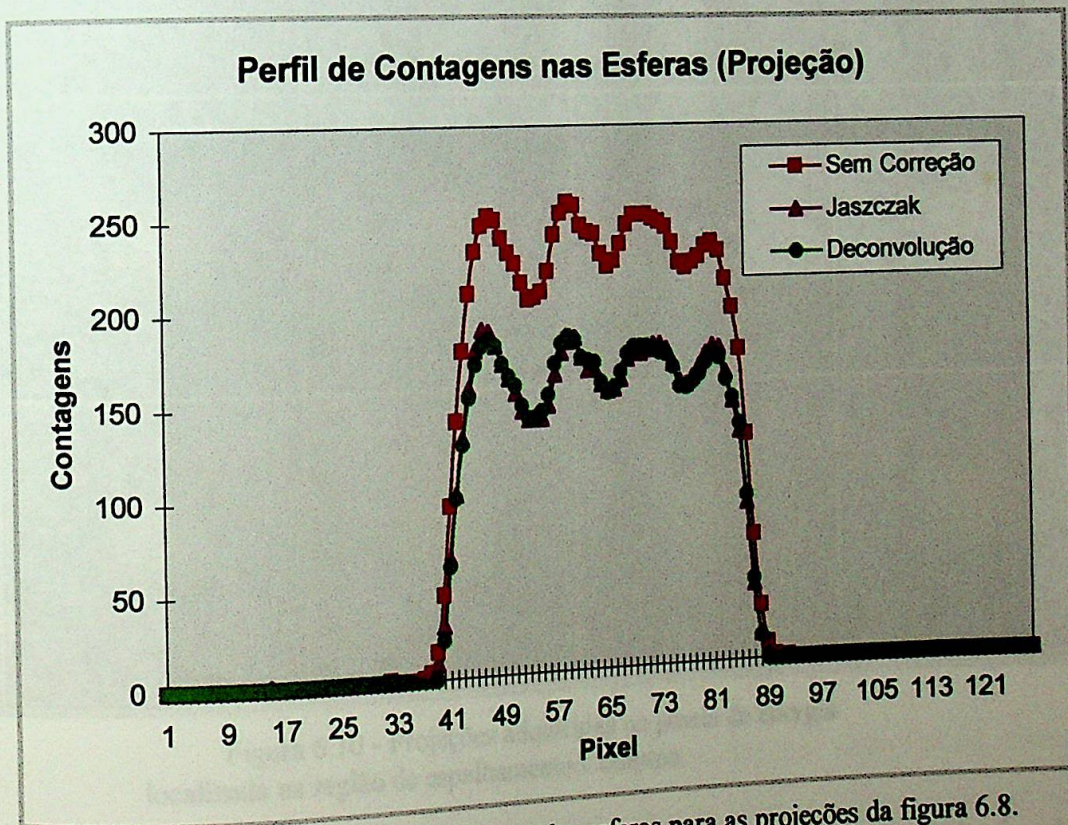


Figura 6.9 - Perfis de contagens na região das esferas para as projeções da figura 6.8.

Para a correção de espalhamento pelo método de Jaszczak, foi utilizado o valor da fração de espalhamento na janela do fotopico (k) igual a 0,5, conforme seção 5.3.2. A figura 6.10 mostra as projeções da janela Compton, adquiridas simultaneamente com as projeções do fotopico (figura 6.4). Utilizando-se o valor de k e estes dois conjuntos de projeções, encontramos as

projeções corrigidas para espalhamento pelo método de Jaszczak que, quando reconstruídas, geram os dois cortes tomográficos da região uniforme e das esferas, que podem ser visualizados nas figuras 6.13(2) e 6.14(2), respectivamente.

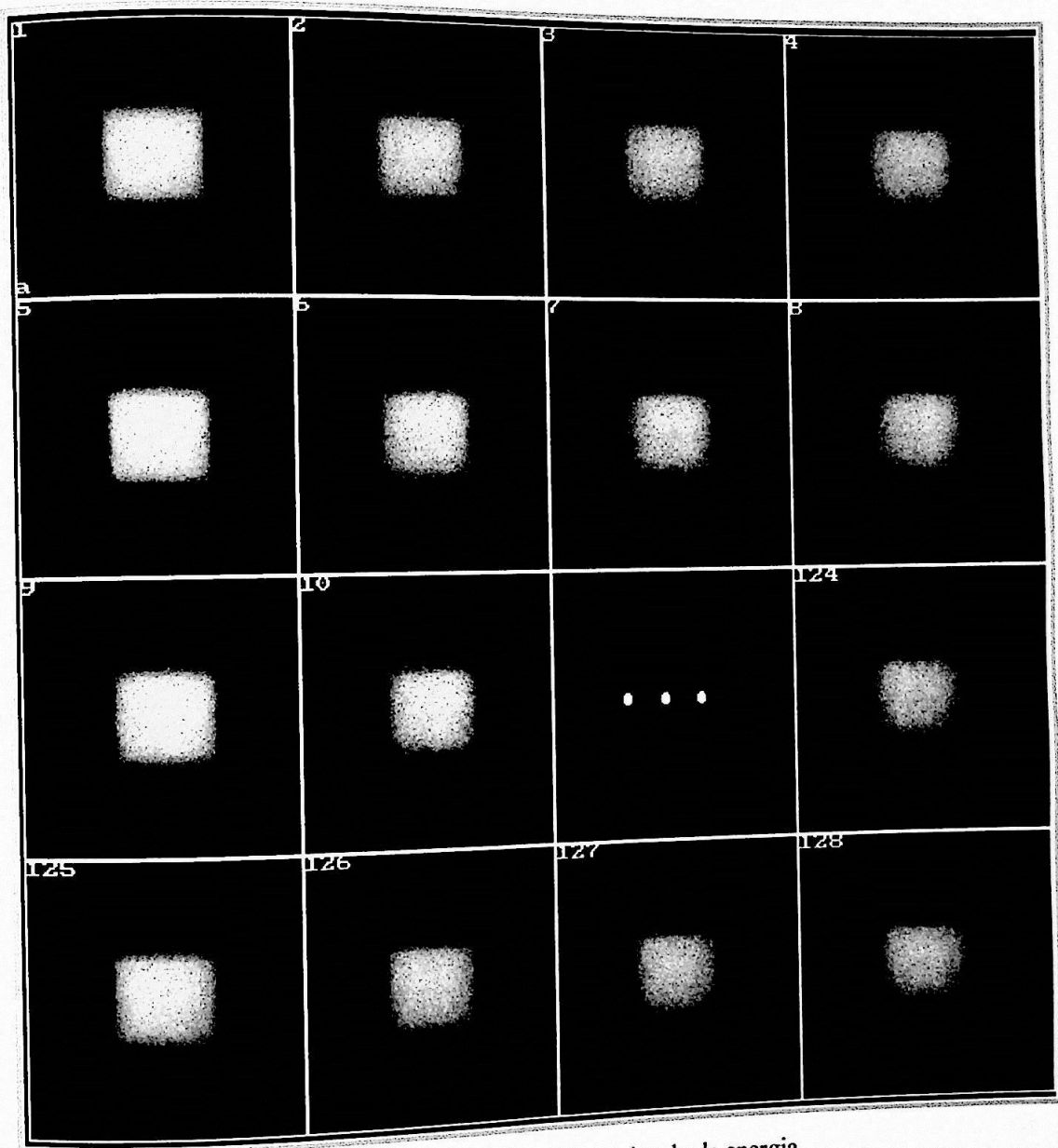


Figura 6.10 - Projeções adquiridas na janela de energia localizada na região de espalhamento Compton.

Para a correção de espalhamento pelo método de deconvolução, utilizamos a função de espalhamento modelada com os parâmetros $A=0,06566$ e $B=0,3935$, combinação DEC2 da seção 6.1.1.3. O resultado da operação de deconvolução desta função com as projeções do fopico (figura 6.5) está mostrado no exemplo da figura 6.8. Quando tais projeções foram reconstruídas, geraram os dois cortes tomográficos da região uniforme e das esferas, que podem ser visualizados nas figuras 6.13(3) e 6.14(3), respectivamente.

O método do coeficiente de atenuação efetivo, embora não seja estritamente um método de correção de espalhamento e sim, de espalhamento e atenuação juntamente, está tratado nesta seção. Para compensação por este método, que é de pós-reconstrução, utilizaram-se as imagens reconstruídas das projeções do fopico sem nenhuma correção. Como descrito no Capítulo 4, utilizamos o método de Chang de primeira ordem com coeficiente de atenuação (μ) igual a $0,12 \text{ cm}^{-1}$. A matriz de correção gerada com este coeficiente e com o tamanho do pixel igual a $4,72 \text{ mm}$ é mostrada na figura 6.11. Os resultados da operação desta matriz com as imagens sem correção na região uniforme e na região das esferas podem ser vistos nas imagens 6.13(4) e 6.14(4), respectivamente.

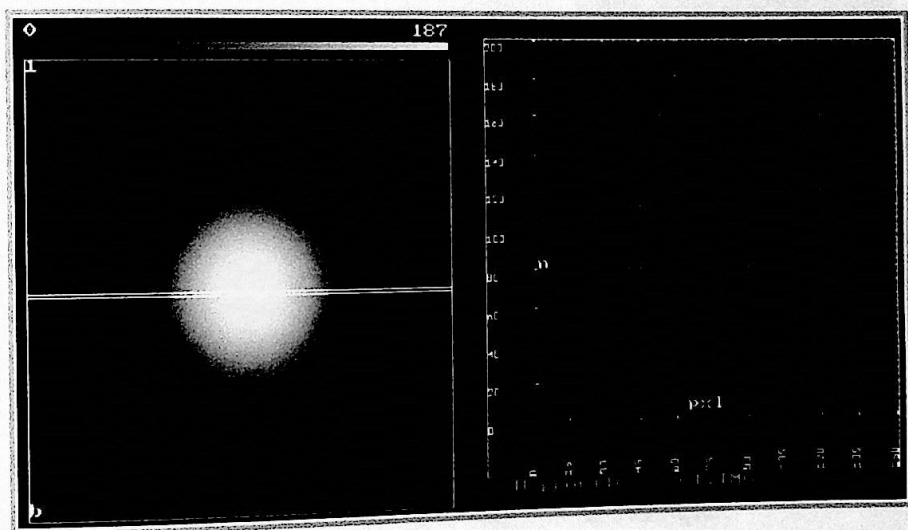


Figura 6.11 - Matriz de correção utilizada pelo Método de Chang para compensação do espalhamento e atenuação, criada com $\mu=0,12 \text{ cm}^{-1}$ e tamanho do pixel igual a $4,72 \text{ mm}$.

6.1.2.3.2 - Correção de Atenuação

As imagens que serão mostradas nesta seção foram corrigidas apenas para o efeito da atenuação, ou seja, sem a correção prévia de espalhamento vista no item anterior.

Os métodos utilizados foram descritos detalhadamente nas seções 4.3.2 e 5.3.3.3. Eles, o método de Chang de primeira ordem, de segunda ordem e o iterativo, utilizaram a matriz de correção da figura 6.12, que foi criada com o coeficiente de atenuação (μ) igual a $0,15 \text{ cm}^{-1}$ e o tamanho do pixel igual a $4,72 \text{ mm}$. As imagens resultantes das aplicações das técnicas de correção de atenuação são,

respectivamente, as figuras 6.13(5) e 6.14(5) para Chang de primeira ordem, 6.13(6) e 6.14(6) para Chang de segunda ordem, 6.13(7) e 6.14(7) para Chang iterativo com 3 iterações e 6.13(8) e 6.14(8) para Chang iterativo com 4 iterações.

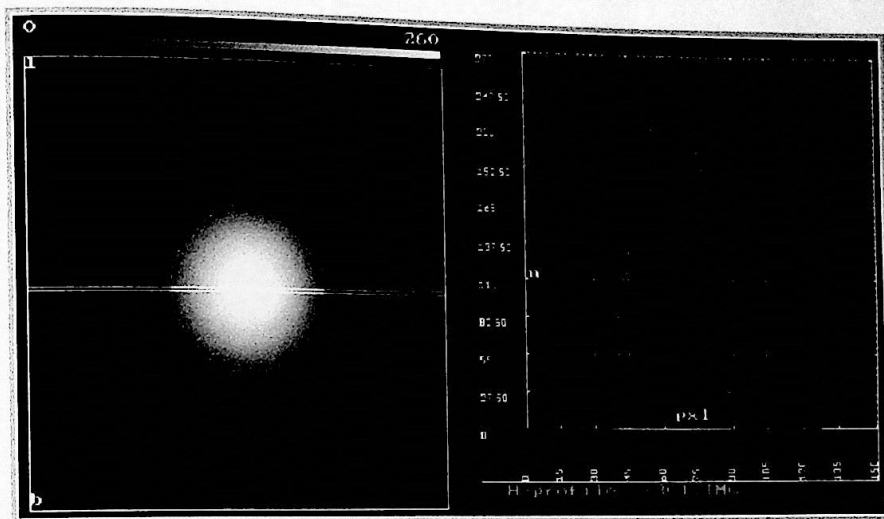


Figura 6.12 - Matriz de correção utilizada pelo Método de Chang para compensação do efeito da atenuação, criada com $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ e tamanho do pixel igual a 4,72 mm.

Para avaliação visual da correção de atenuação, utilizamos as imagens da figura 6.13, a região uniforme. A avaliação, neste caso, pode ser subjetiva, identificando e comparando as imagens, buscando aquelas cuja “aparência” seja a mais uniforme. Por outro lado, os perfis de contagens traçados sobre as próprias imagens também servem para esse tipo de avaliação.

O perfil de contagens da figura 6.13(1), sem nenhuma correção, mostra claramente o efeito da atenuação, ou seja, a redução da contagem em direção ao centro. Observando as quatro correções de atenuação, 6.13(5,6,7,8), concluímos que, em todos os casos, a contagem foi recuperada, ou, de outro ponto de vista, a uniformidade foi restaurada. Das quatro imagens, o pior caso ficou com a correção de primeira ordem (figura 6.13(5)), pois observa-se nela uma sobrecorreção do método na região central. Este efeito na realidade era esperado e previsto no artigo do próprio autor [Chang78], que enfatiza a necessidade de um segundo passo na correção de atenuação por esse método. Quanto às demais imagens, 6.13(6,7,8), todas recuperaram a uniformidade de contagens e não existem grandes diferenças entre elas, exceto pelo fato de as imagens 6.13(7,8) estarem um pouco mais suavizadas, pois foram submetidas mais vezes ao filtro de suavização na reconstrução a cada iteração.

6.1.2.3.3 - Correções de Espalhamento e Atenuação

A quantificação tão desejada em SPECT pressupõe a necessidade de correção dos efeitos causados pelas interações dos fótons emitidos de um órgão do paciente com os tecidos em torno dele. Destas interações, convém enfatizar novamente, as mais significativas são justamente o espalhamento Compton e a atenuação. Portanto, na prática rotineira de um serviço com SPECT, é aconselhável empregar os dois tipos de correção. As imagens que seguirão nesta seção são resultantes das aplicações das duas correções com as técnicas escolhidas para este trabalho.

A avaliação visual das imagens, neste caso, além da uniformidade, deve levar em conta também o contraste e a detectabilidade de lesões, que no nosso caso seria a identificação e resolução das esferas. As imagens que possuem as duas correções são: a 6.13(4) e a 6.14(4), corrigidas com o método do coeficiente de atenuação efetivo ($\mu = 0,12 \text{ cm}^{-1}$), as imagens 6.13(9,10,11,12) e 6.14(9,10,11,12), corrigidas com o método de Jaszczak e os métodos de correção de atenuação como na seção anterior e as imagens 6.13(13,14,15,16) e 6.14(13,14,15,16), corrigidas com o método de deconvolução e também pelos métodos de correção de atenuação.

A imagem 6.14(4), quando comparada com as outras imagens que também possuem um método de correção de espalhamento empregado, ou seja, as imagens 6.14(9,10,11,12) e 6.14(13,14,15,16), demonstra ser o pior caso. O fato deste método compensar o espalhamento subcorrigindo para atenuação causa um borramento, que pode ser observado pelas imagens das esferas. Além disso, a uniformidade também é prejudicada pois, como visto da seção anterior, a correção de atenuação pelo método de Chang de primeira ordem é insuficiente.

A comparação fica, portanto, entre as imagens corrigidas com os métodos de Jaszczak e de deconvolução. Analisando-se visualmente as uniformidades das duas sequências, observa-se que as imagens por deconvolução (6.13(13,14,15,16)) são levemente mais suavizadas. Entretanto, quando comparamos as imagens das esferas, figura 6.14, notamos que visualmente não existem diferenças significativas entre os dois métodos.

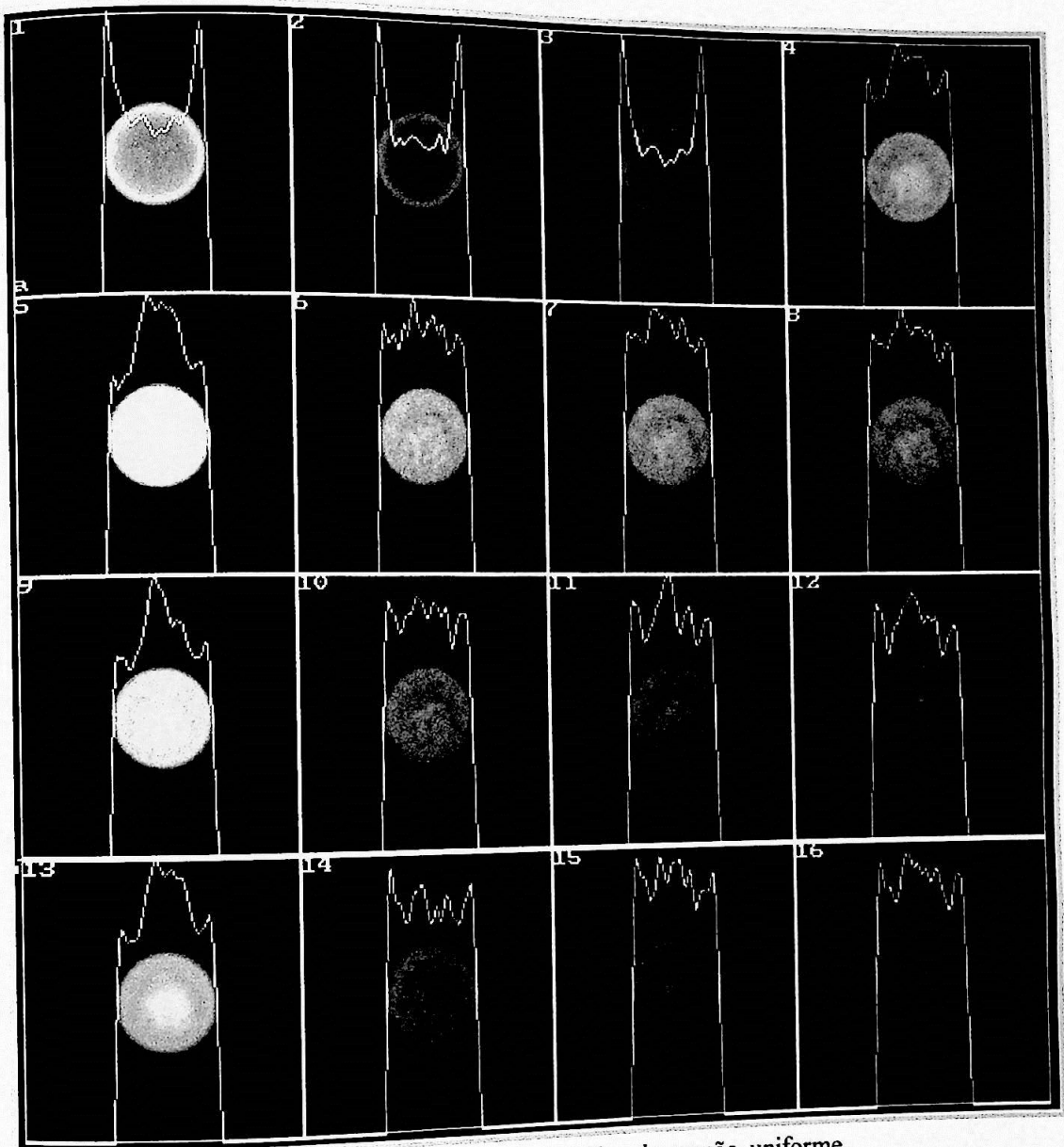


Figura 6.13 - Imagens reconstruídas da secção uniforme do "phantom" Jaszczak com os respectivos perfis de contagens passando pelo centro da imagem.

1-SEM; 2-JAK; 3-DEC; 4-C12; 5-C1; 6-C2; 7-I3; 8-I4; 9-JC1;
10-JC2; 11-JI3; 12-JI4; 13-DC1; 14-DC2; 15-DI3; 16-DI4

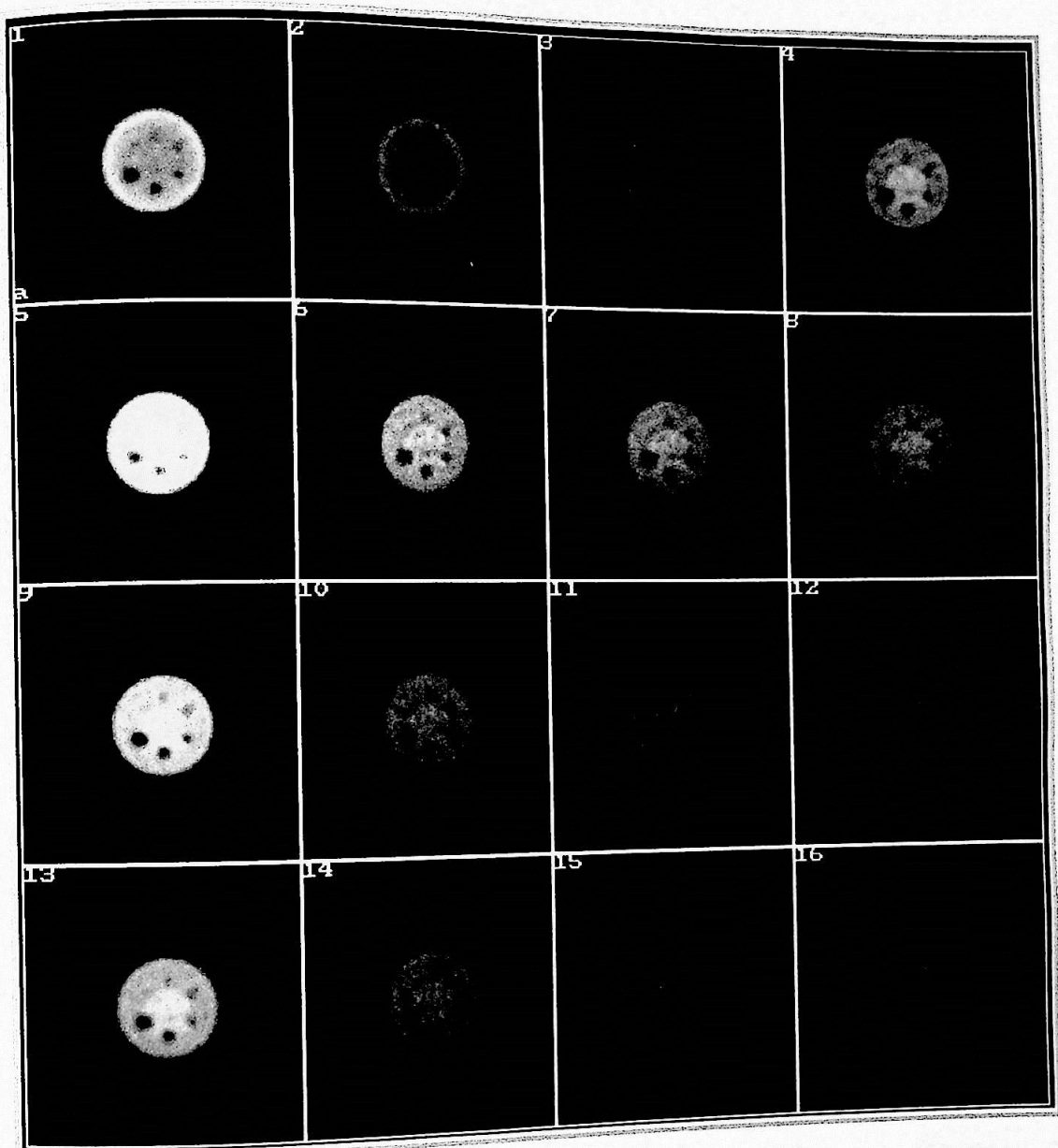


Figura 6.14 - Imagens reconstruídas da secção das esferas do "phantom" Jaszczak.

1-SEM; 2-JAK; 3-DEC; 4-C12; 5-C1; 6-C2; 7-I3; 8-I4; 9-JC1;
10-JC2; 11-JI3; 12-JI4; 13-DC1; 14-DC2; 15-DI3; 16-DI4

6.1.3 - Uniformidade Tomográfica

A uniformidade tomográfica foi calculada pelos métodos propostos na seção 5.3.4.1. O gráfico da figura 6.15 mostra os resultados das uniformidades integrais, calculadas para os cortes uniformes do "phantom" Jaszczak processados pelas 16 combinações de correções. O resultados obtidos foram calculados pelos protocolos sugeridos pela NEMA e pela AAPM.

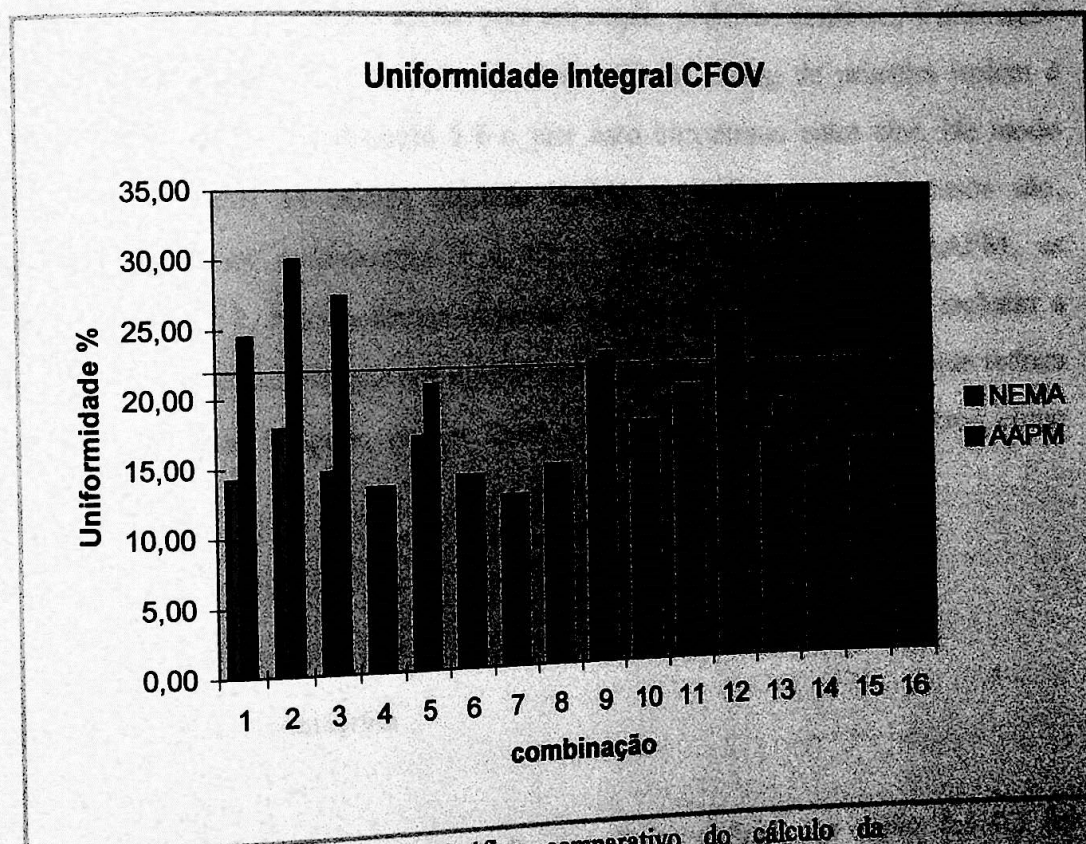


Figura 6.15 - Gráfico comparativo do cálculo da uniformidade integral no CFOV, pelos métodos da NEMA e da AAPM. A linha horizontal que cruza o gráfico estabelece o limite máximo proposto pela AAPM de 18,8 % [Graham95].

A linha horizontal que cruza o gráfico representa o limite máximo aceitável (18,8 %) sugerido pela AAPM [Graham95]. Na verdade, este limite é questionável, pois a determinação de uma condição como esta depende do número total de contagens no corte [Madsen97] e o filtro de suavização utilizado na reconstrução tomográfica.

Como o objetivo deste trabalho é avaliar o desempenho das técnicas de correção de espalhamento e atenuação, basta avaliarmos no gráfico as imagens que possuem o menor valor para uniformidade. Contudo, a conclusão a respeito de qual dos métodos obteve os melhores (ou piores) resultados deve ser encontrada ponderando-se todos os critérios de avaliação ao mesmo tempo.

Observando o gráfico acima percebemos que existe uma diferença significativa no método de calcular a uniformidade. Em todos os casos a uniformidade calculada pelo protocolo NEMA foi sempre menor ou igual àquela calculada pelo protocolo AAPM. Se nos concentrarmos apenas nas combinações 5,6,7 e 8, que são aquelas corrigidas apenas para atenuação, podemos confirmar a afirmação citada na seção 6.1.2, "...a correção de atenuação de Chang de primeira ordem é insuficiente...", pois a combinação 5 é o pior caso encontrado entre eles. De modo geral, com respeito ao cálculo segundo NEMA, o melhor e o pior casos são, respectivamente, as combinações 7 e 12, e quanto ao método da AAPM, as combinações 7 e 2. Não podemos esquecer que os piores casos citados incluem a correção de espalhamento, que por subtrair contagens da imagem é natural que reduza a uniformidade das imagens, porém, eleva a qualidade de outros parâmetros como veremos a seguir.

6.1.4 - Resolução Geométrica

A resolução geométrica definida na seção 5.3.4.2 foi calculada e seus resultados podem ser verificados na tabela 6.5 e nos gráficos das figuras 6.16, 6.17 e 6.18.

comb	Diâmetro (45°)			Diâmetro (135°)			Diâmetro Médio		
	A (px)	B (px)	C (px)	A (px)	B (px)	C (px)	A (cm)	B (cm)	C (cm)
1	7,1	6,0	3,7	6,9	6,1	3,8	$3,30 \pm 0,07$	$2,86 \pm 0,03$	$1,77 \pm 0,03$
2	7,3	6,6	4,2	7,8	7,0	3,9	$3,56 \pm 0,17$	$3,21 \pm 0,13$	$1,91 \pm 0,10$
3	7,5	6,3	4,2	7,8	6,6	3,8	$3,61 \pm 0,10$	$3,04 \pm 0,10$	$1,89 \pm 0,13$
4	6,0	4,5	3,1	7,3	4,2	3,7	$3,14 \pm 0,43$	$2,05 \pm 0,10$	$1,60 \pm 0,20$
5	5,7	4,5	2,8	7,0	4,5	2,9	$3,00 \pm 0,43$	$2,12 \pm 0,00$	$1,35 \pm 0,03$
6	6,7	5,0	3,6	7,8	5,2	4,3	$3,42 \pm 0,37$	$2,41 \pm 0,07$	$1,86 \pm 0,23$
7	7,0	5,1	3,3	7,4	5,2	3,0	$3,40 \pm 0,13$	$2,43 \pm 0,03$	$1,49 \pm 0,10$
8	6,9	5,3	3,5	6,9	5,2	3,1	$3,26 \pm 0,00$	$2,48 \pm 0,03$	$1,56 \pm 0,13$
9	7,5	5,8	4,4	8,5	6,0	4,3	$3,78 \pm 0,33$	$2,78 \pm 0,07$	$2,05 \pm 0,03$
10	7,4	6,0	3,7	9,0	6,1	4,2	$3,87 \pm 0,53$	$2,86 \pm 0,03$	$1,86 \pm 0,17$
11	7,9	5,9	5,0	8,0	6,1	5,0	$3,75 \pm 0,03$	$2,83 \pm 0,07$	$2,36 \pm 0,00$
12	7,7	6,1	5,1	8,0	5,9	4,5	$3,71 \pm 0,10$	$2,83 \pm 0,07$	$2,27 \pm 0,20$
13	6,8	4,9	3,5	7,9	5,4	2,7	$3,47 \pm 0,37$	$2,43 \pm 0,17$	$1,46 \pm 0,27$
14	7,1	5,4	4,1	8,2	5,9	4,4	$3,61 \pm 0,37$	$2,67 \pm 0,17$	$2,01 \pm 0,10$
15	7,6	5,7	4,7	8,1	5,9	4,3	$3,71 \pm 0,17$	$2,74 \pm 0,07$	$2,12 \pm 0,13$
16	7,6	5,7	4,7	8,1	5,9	4,3	$3,71 \pm 0,17$	$2,74 \pm 0,07$	$2,12 \pm 0,13$

Tabela 6.5 - Diâmetros calculados com os perfis traçados em 45° e 135°, e respectivos valores médios, para as três maiores esferas: Diâmetros, esfera A igual a 3,18 cm, B igual a 2,54 cm e C igual a 1,91 cm.

Os diâmetros que foram calculados e apresentados na tabela acima, e nos gráficos que se seguem, tinham como objetivo avaliar a capacidade do sistema em recuperar, ou quantificar, o valor do diâmetro das esferas. Dos resultados concluímos que, para a esfera A, o melhor e o pior caso são os diâmetros calculados nas combinações 4 e 10 respectivamente. Para a esfera B, foram as combinações 8 e 2 e para a esfera C, as combinações 2 e 5. O método empregado na determinação do diâmetro é sensivelmente afetado pelo limiar escolhido, o que explica a flutuação dos dados da tabela, porém o método foi utilizado para avaliar o quanto os métodos de correção melhoram esta determinação. Por outro lado existem outros métodos que melhor determinam o diâmetro, como o método de segmentação por detecção automática do contorno. Entretanto, não utilizamos outros métodos porque fugiriam do escopo pré-determinado neste trabalho, e os outros parâmetros avaliados foram suficientes.

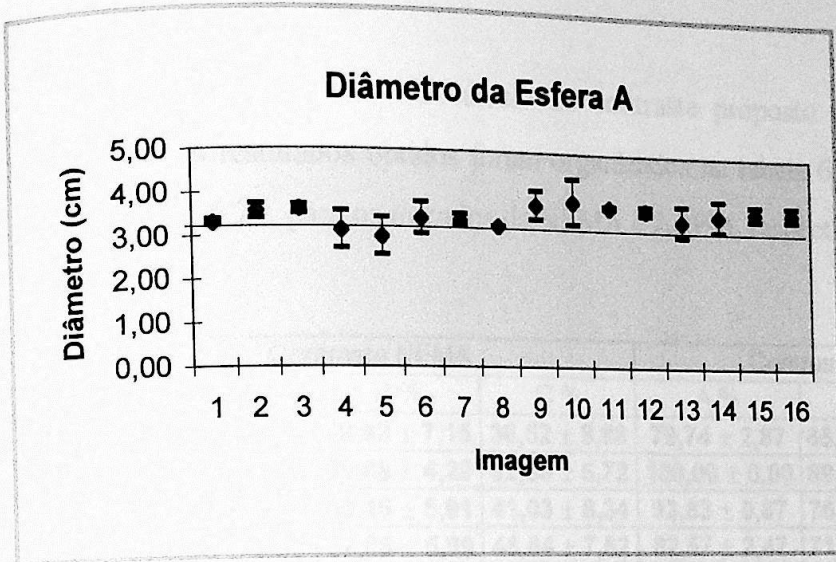


Figura 6.16 - Diâmetro Médio da esfera A. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=3,18$ cm).

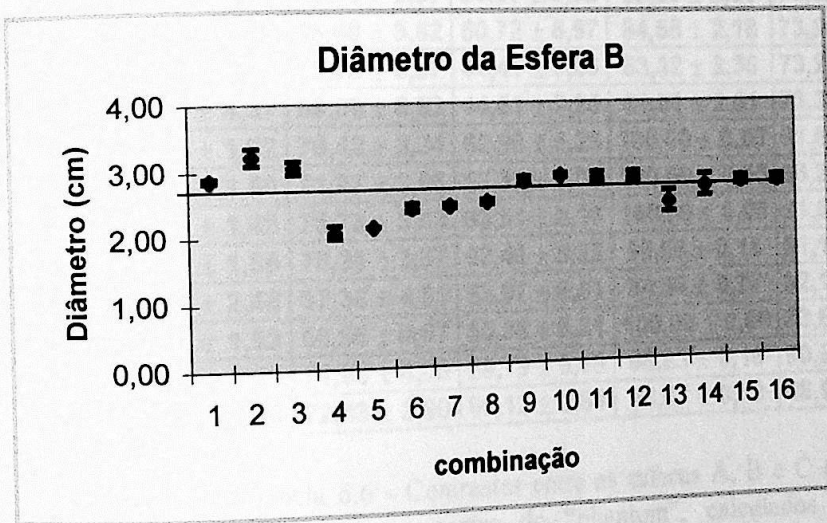


Figura 6.17 - Diâmetro Médio da esfera B. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=2,54$ cm).

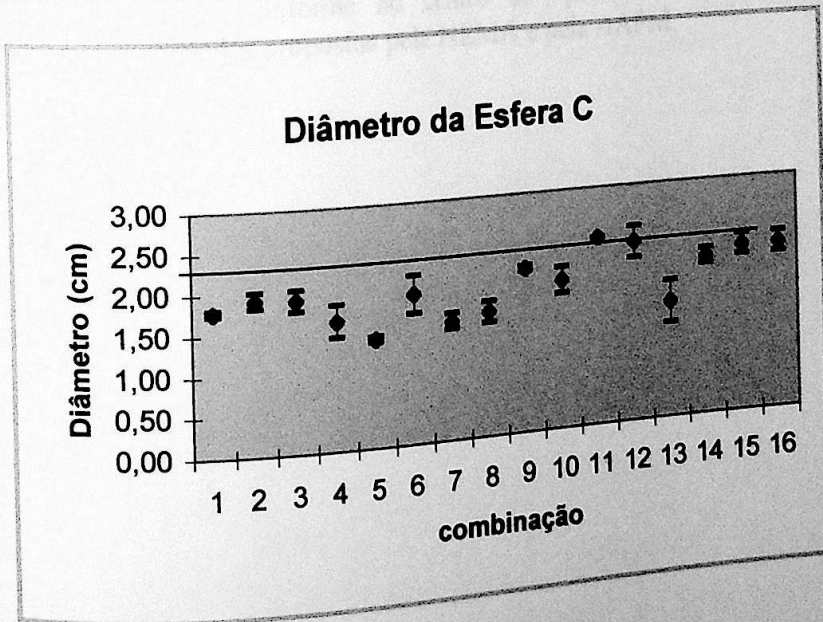


Figura 6.18 - Diâmetro Médio da esfera C. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=1,91$ cm).

6.1.5 - Contraste

O cálculo do contraste proposto na seção 5.3.4.2 foi realizado e os resultados obtidos foram organizados na tabela 6.6 e nos gráficos das figuras 6.19 e 6.20, para os métodos da NEMA e AAPM, respectivamente.

Comb.	Contraste NEMA			Contraste AAPM		
	A %	B %	C %	A %	B %	C %
1	64,21 ± 5,06	49,42 ± 7,15	36,52 ± 8,98	79,74 ± 2,87	65,53 ± 4,88	43,45 ± 8,00
2	86,41 ± 1,92	69,68 ± 4,29	52,50 ± 6,72	100,00 ± 0,00	89,02 ± 1,55	62,23 ± 5,34
3	75,18 ± 3,51	58,19 ± 5,91	41,03 ± 8,34	93,83 ± 0,87	76,65 ± 3,30	46,90 ± 7,51
4	71,83 ± 3,98	57,66 ± 5,99	46,84 ± 7,52	82,57 ± 2,47	71,45 ± 4,04	52,85 ± 6,67
5	74,31 ± 3,63	60,58 ± 5,57	50,37 ± 7,02	83,99 ± 2,26	73,52 ± 3,74	56,13 ± 6,20
6	71,54 ± 4,03	58,88 ± 5,82	50,72 ± 6,97	84,55 ± 2,18	73,90 ± 3,69	58,36 ± 5,89
7	70,22 ± 4,21	57,75 ± 5,97	44,41 ± 7,86	83,32 ± 2,36	73,24 ± 3,79	49,35 ± 7,16
8	69,10 ± 4,37	58,09 ± 5,93	44,51 ± 7,85	81,51 ± 2,61	73,38 ± 3,76	48,98 ± 7,22
9	90,68 ± 1,32	76,42 ± 3,34	62,90 ± 5,25	100,00 ± 0,00	91,61 ± 1,19	70,71 ± 4,14
10	88,72 ± 1,60	71,97 ± 3,96	57,39 ± 6,03	100,00 ± 0,00	86,30 ± 1,94	64,73 ± 4,99
11	89,51 ± 1,48	75,73 ± 3,43	63,51 ± 5,16	100,00 ± 0,00	91,56 ± 1,19	71,76 ± 3,99
12	88,05 ± 1,69	76,20 ± 3,37	62,41 ± 5,32	98,95 ± 0,15	91,17 ± 1,25	71,27 ± 4,06
13	82,47 ± 2,48	67,38 ± 4,61	53,97 ± 6,51	94,56 ± 0,77	82,18 ± 2,52	59,54 ± 5,72
14	86,41 ± 1,92	66,95 ± 4,67	55,38 ± 6,31	100,00 ± 0,00	83,82 ± 2,29	63,11 ± 5,22
15	85,91 ± 1,99	71,68 ± 4,00	59,79 ± 5,69	98,83 ± 0,16	90,38 ± 1,36	67,95 ± 4,53
16	84,52 ± 2,19	72,43 ± 3,90	60,12 ± 5,64	98,67 ± 0,19	88,95 ± 1,56	67,73 ± 4,56

Tabela 6.6 - Contrastes entre as esferas A, B e C e uma região uniforme no centro do "phantom", calculados pelos métodos propostos pela NEMA e pela AAPM.

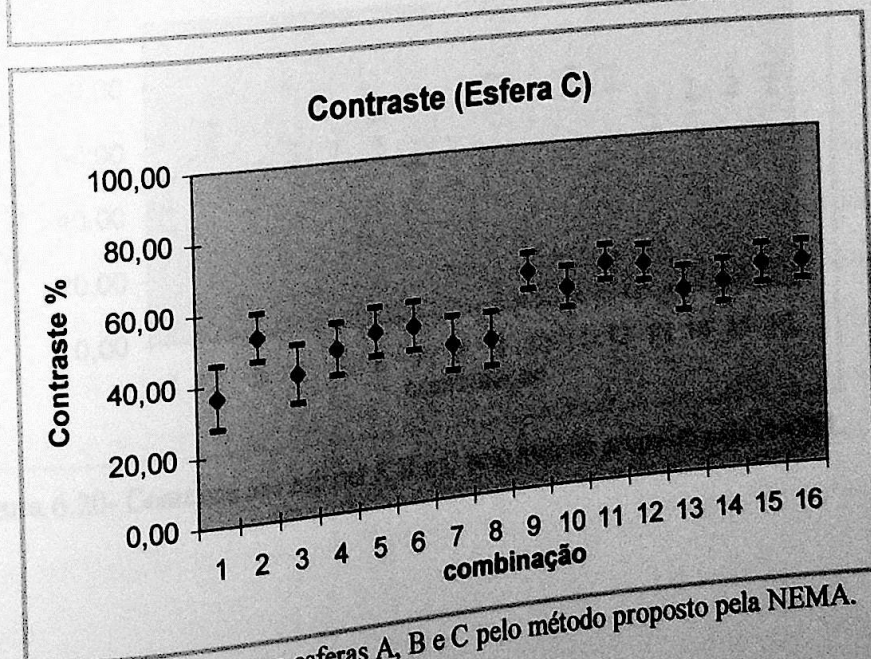
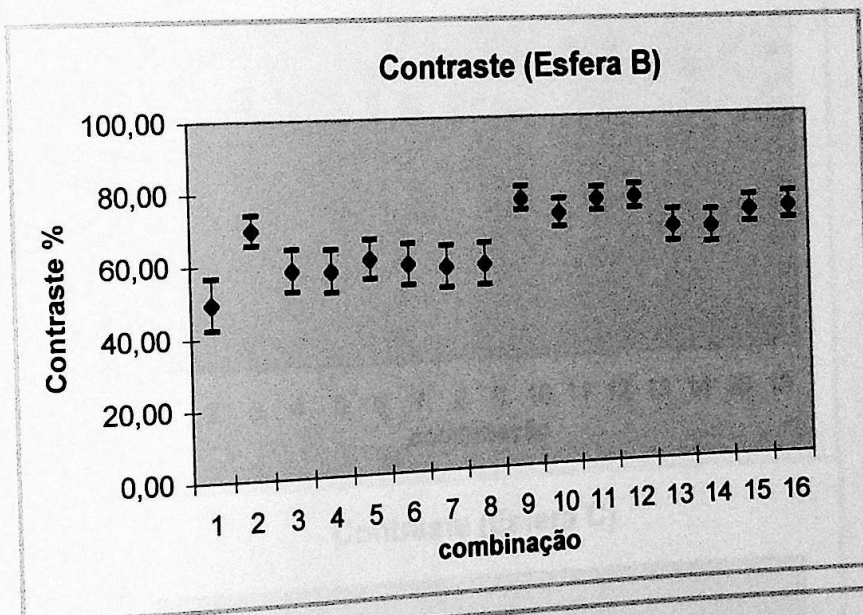
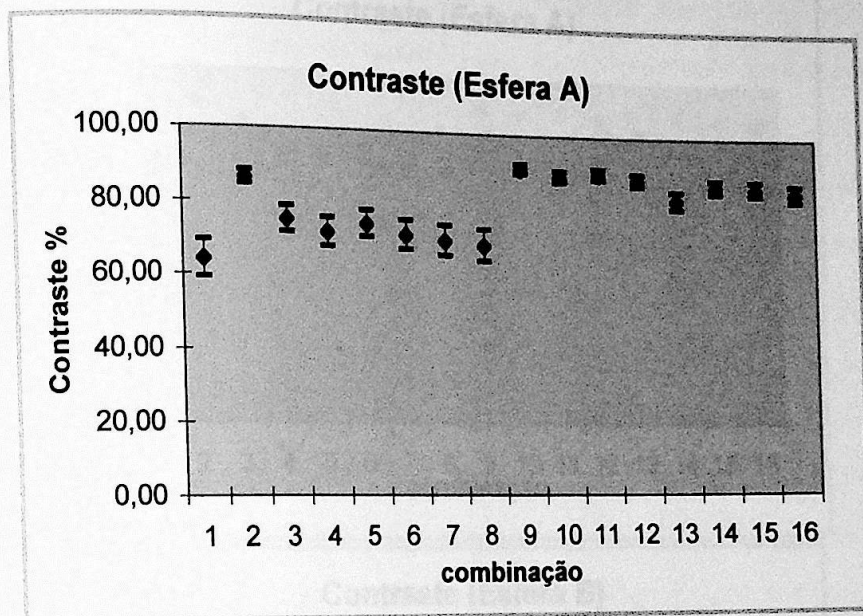


Figura 6.19 - Contraste nas esferas A, B e C pelo método proposto pela NEMA.

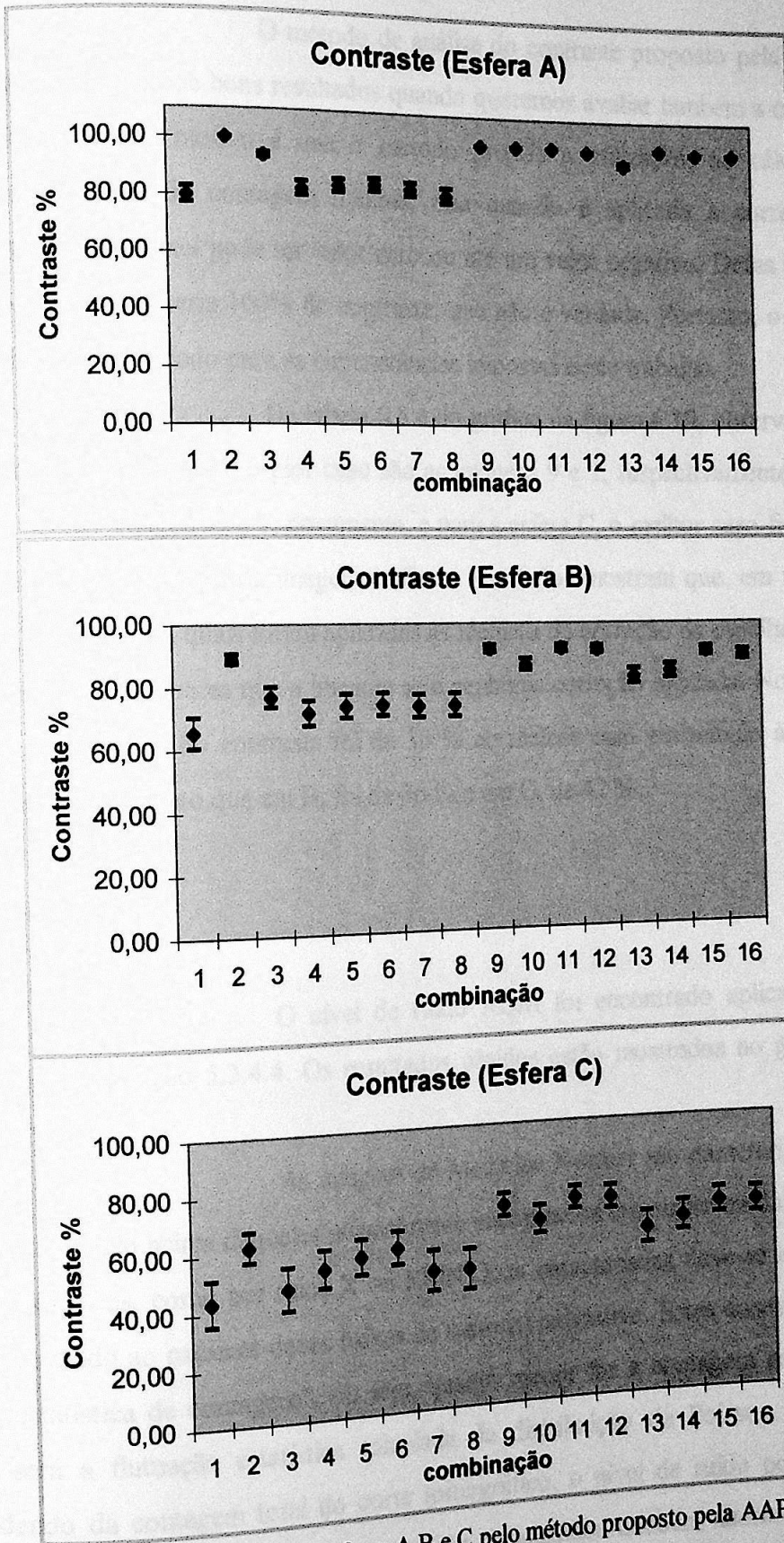


Figura 6.20- Contraste nas esferas A,B e C pelo método proposto pela AAPM.

O método de análise do contraste proposto pela AAPM [Graham95] não fornece bons resultados quando queremos avaliar também a correção de espalhamento. O motivo é que o método propõe a utilização, no cálculo do contraste, do pixel de contagem mínima, mas quando é aplicada a correção de espalhamento, este pixel pode ter valor zero ou até um valor negativo. Dessa forma o resultado do cálculo seria 100% de contraste, que não é verdade. Portanto, o método NEMA é mais apropriado para as circunstâncias impostas neste trabalho.

Da tabela 6.5 e do gráfico da figura 6.19, observa-se que para a esfera A o melhor e o pior caso são as imagens 9 e 1, respectivamente. Para a esfera B, são as imagens 9 e 1, novamente, e para a esfera C, o melhor caso ficou com a imagem 11 e o pior com a imagem 1. Estes resultados mostram que, em todos os casos, as imagens nas quais foram aplicadas as técnicas de correção de espalhamento e atenuação foram melhores que a imagem sem nenhuma correção aplicada. No caso da esfera A, o aumento do contraste foi de 30 % no melhor caso em relação à imagem sem correção, enquanto que em B, foi de 36 % e em C, de 42 %.

6.1.6 - Ruído RQM

O nível de ruído RQM foi encontrado aplicando-se a metodologia da seção 5.3.4.4. Os resultados obtidos estão mostrados no gráfico da figura 6.21.

As imagens de Medicina Nuclear são caracterizadas por um nível de ruído acima daqueles normalmente encontrados em outras modalidades de imagens médicas, como por raios X ou RMN. Esta característica deve-se ao fato de que é fornecido ao paciente doses baixas de material radioativo. Estas doses causam a baixa "estatística de contagens", ou seja, quanto menor for a contagem na imagem, maior será a flutuação estatística calculada da distribuição de Poisson. Portanto, dependendo da contagem total do corte tomográfico, o nível de ruído pode variar. Além disso, o filtro utilizado na reconstrução tomográfica também altera o nível de ruído, pois a suavização aplicada pelo filtro reduz (ou corta) pixels de alta frequência, como o ruído.

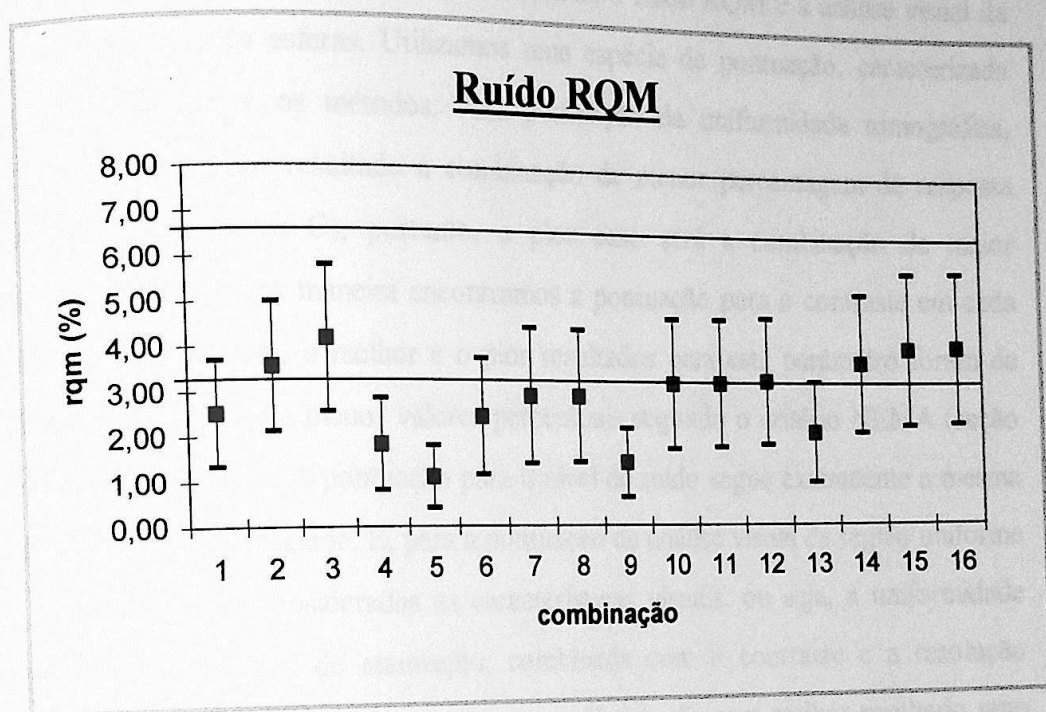
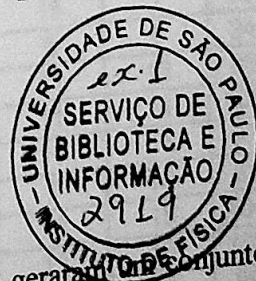


Figura 6.21 - Ruído RMS calculado para os cortes tomográficos da região uniforme do "phantom". As linhas horizontais são os limites máximo (7,2 %) e mínimo (3,6 %) recomendados pela AAPM [Graham95].

Na figura 6.21, as linhas horizontais que cortam o gráfico representam os limites máximo e mínimo encontrados pelo critério proposto pela AAPM, porém eles podem ser modificados, como dito no parágrafo anterior, pela variação de contagem. As imagens nas quais foram aplicadas a correção de Chang de primeira ordem, combinações 4, 5, 9 e 13, apresentam os menores valores para o nível de ruído. De fato, a correção de Chang de primeira ordem reduz o ruído na medida que provoca um efeito de suavização causado pela multiplicação da imagem pela matriz de correção. Se considerarmos que quanto menor for o ruído, melhor será a técnica, então o melhor e o pior caso são os resultados para as combinações 5 e 3, respectivamente.

6.1.7 - Classificação Geral dos Métodos



As dezesseis combinações geraram um conjunto grande de resultados que devem ser avaliados ao mesmo tempo. Para encontrarmos a melhor e a pior combinação, foram considerados os seguintes parâmetros: a uniformidade

tomográfica, o contraste em cada uma das esferas, o ruído RQM e a análise visual da região uniforme e das esferas. Utilizamos uma espécie de pontuação, caracterizada pela competição entre os métodos. Para pontuação da uniformidade tomográfica, consideramos o melhor resultado a combinação de menor percentagem de resposta não-uniforme (Apêndice C), portanto, o pior caso será a combinação de maior percentagem. Da mesma maneira encontramos a pontuação para o contraste em cada uma das esferas, porém, o melhor e o pior resultados para este parâmetro foram da combinação com maior e menor valores percentuais segundo o critério NEMA (seção 6.1.5), respectivamente. A pontuação para o nível de ruído segue exatamente a mesma metodologia da uniformidade. E, para a pontuação da análise visual da região uniforme e das esferas, foram consideradas as características visuais, ou seja, a uniformidade alcançada pela correção de atenuação, combinada com o contraste e a resolução espacial resultantes correção de espalhamento. O método com melhor resultado num dado parâmetro recebeu 16 (dezesesseis) pontos, e de maneira decrescente até o pior com 1 ponto. Por exemplo, consideremos a uniformidade integral no CFOV (figura 6.15) calculada pelo protocolo NEMA. O melhor caso ficou com a combinação 7, portanto, no sistema de pontuação esta combinação receberá 16 pontos. Por outro lado, a combinação 12 teve a pior uniformidade, portanto receberá um ponto. A análise visual recebeu peso dois pela sua importância.

comb.	Uniform.	Contr. A	Contr. B	Contr. C	Ruído	Vis. Unif.	Vis. Esf.	Total
1	12	1	1	1	11	4	4	42
2	4	11	10	8	5	2	2	46
3	10	7	5	2	1	3	3	37
4	15	5	2	5	14	8	6	69
5	7	6	7	6	16	5	5	62
6	13	4	6	7	12	14	8	86
7	16	3	3	7	10	16	7	81
8	11	2	4	4	10	15	7	75
9	2	16	16	15	15	6	9	94
10	5	14	12	11	8	11	13	98
11	3	15	14	16	7	11	14	105
12	1	13	15	14	6	11	13	97
13	8	8	9	14	6	7	10	81
14	14	12	8	10	4	13	15	104
15	9	10	8	10	4	13	16	103
16	6	9	11	12	3	13	15	99
			13	13	2	13		

Tabela 6.7 – Distribuição dos pontos obtidos pelas combinações nos respectivos parâmetros de avaliação.

Os resultados desta classificação constam do gráfico da figura 6.22 que foi obtido a partir da tabela 6.7, através da soma dos pontos atribuídos para cada combinação nos respectivos parâmetros de avaliação.

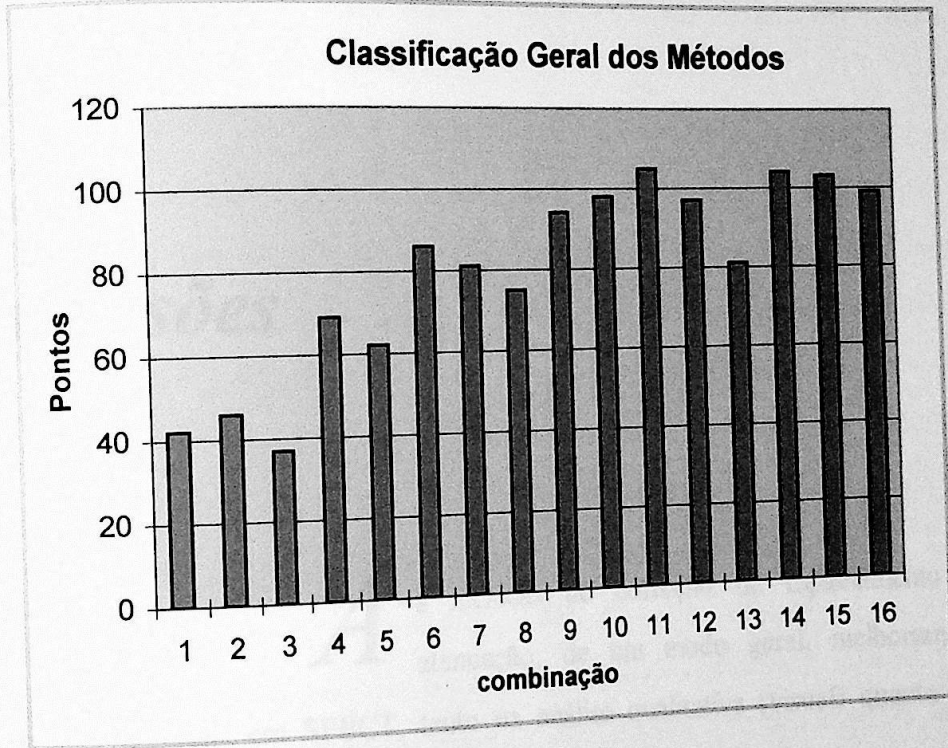


Figura 6.22 - Gráfico da Classificação Geral das combinações dos métodos utilizados.

Capítulo 7

Conclusões

As técnicas de correção de espalhamento e atenuação, de um modo geral, melhoram a qualidade das imagens em SPECT, tanto na análise qualitativa (visual) quanto na quantitativa.

O efeito do espalhamento é parcialmente compensado pelos métodos propostos já que, em princípio, todos apresentam algumas aproximações. Porém, se compararmos as imagens antes e após as correções, chegamos à conclusão de que os métodos são satisfatórios. O método do coeficiente de atenuação efetivo ($\mu = 0,12 \text{ cm}^{-1}$) produz resultados aceitáveis para certas geometrias, melhorando localmente a uniformidade, porém a resolução e o contraste ficam prejudicados, tornando o método inadequado para quantificação. O método de correção de Jaszczak, por ser de fácil implementação e ágil no processamento, é normalmente mais utilizado. Entretanto, deve-se tomar muito cuidado na escolha da fração de espalhamento k , pois ela afeta sensivelmente a quantificação. O método de deconvolução é mais elaborado e exige uma implementação mais complexa, além de consumir um tempo de processamento maior, aproximadamente quinze minutos (sem otimização do algoritmo) no domínio de espaço em 1D, no microcomputador

utilizado. Este tempo pode ser bastante reduzido se utilizarmos o domínio de frequência, aplicando a transformada de Fourier bidimensional na imagem. Mostramos também que a definição da metodologia utilizada para o cálculo dos parâmetros A e B precisa ser melhor estudada, para que possa contribuir para melhoria dos processos de quantificação. As imagens mostram que este método dá bons resultados e, qualitativamente, analisando-se a morfologia e a resolução espacial, parece ser o melhor dos três métodos avaliados. Além disso, a deconvolução leva em conta as características do sistema, pois é obtida da LSF.

O efeito da atenuação é compensado de maneira bastante satisfatória. Pois, quando observamos as imagens da região uniforme, antes e após a correção, notamos que os métodos recuperam as contagens dos fótons que foram atenuados. A única deficiência dos métodos empregados é que eles não incorporam um mapa de atenuação proveniente de uma imagem de transmissão. Dos métodos analisados, Chang de primeira e segunda ordens e os iterativos com 3 e 4 iterações, com exceção da primeira ordem que é insuficiente, pois causa uma sobrecorreção na região central, geraram bons resultados e muito semelhantes um ao outro.

A conclusão obtida das análises visual e semi-quantitativa das imagens é que, das dezesseis combinações propostas, aquelas que obtiveram os melhores desempenhos foram as combinações que utilizaram as duas correções, espalhamento e atenuação. Do gráfico da figura 6.22 concluímos que, com exceção das imagens 9 e 13, nas imagens nas quais foram aplicadas a correção de espalhamento pelo método de Jaszczak e de deconvolução, com as correções de atenuação pelo método de Chang de segunda ordem e iterativo com três e quatro iterações, não apresentou-se diferenças significativas. Portanto, a escolha de qualquer uma destas combinações será igualmente boa.

Capítulo 9

Referências Bibliográficas

- [Almquist90] Almquist, H et al., 1990; "Quantitative SPECT by attenuation correction of the projection set using transmission data : evaluation of a method", *Eur J Nucl Med*, 16:587-594.
- [Andersen84] Andersen, A H and Kak, A C , 1984; "Simultaneous algebraic reconstruction technique (SART): A superior implementation of the art algorithm", *Ultrason Imaging*, 6:81-94.
- [Axelsson84] Axelsson, B , Msaki, P and Israelsson, A, 1984; " Subtraction of Compton-Scattered Photons in Single-Photon Emission Computerized Tomography", *J Nucl Med*, 25: 490-494.
- [Bacharach95a] Bacharach, SL, 1995; "Attenuation correction: Practical considerations", *Cardiac Positron Emission Tomography*, Chap. 2, pp. 49-64.
- [Bacharach95b] Bacharach, SL and Buvat, I, 1995; "Attenuation correction in cardiac positron emission tomography and single-photon emission computed tomography", *J Nucl Card*, 2 (3): 246-255.
- [Bailey] Bailey, DL e Parker, FA; "Single Photon Emission Computed Tomography", *Separata*.
- [Bonnin94] Bonnin, F, Buvat, I, Benali, H and Di Paola, R, 1994; "A comparative study of scatter correction methods for scintigraphic images", *Eur J Nucl Med*, 21 (5): 388-393.

- [Budinger74] Budinger, TF and Gullberg, GT, 1974; "Three-dimensional reconstruction in nuclear medicine emission imaging", IEEE Trans Nucl Sci, NS-21: 2-20.
- [Buvat95] Buvat, I et al., 1995; "Comparative assessment of nine scatter correction methods based on spectral analysis using Monte Carlo simulations", J Nucl Med, 36: 1476-1488.
- [Byrne96] Byrne, C L, 1996; "Block-Iterative Methods for Image Reconstruction from Projections"; IEEE Trans Im Proc, 5 (5): 792-794.
- [Chandra87] Chandra, R, 1987; "Introductory Physics of Nuclear Medicine", Third Edition, Lea & Febiger, Philadelphia, U.S.A.
- [Chang78] Chang, LT, 1978; "A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography", IEEE Trans Nucl Sci, NS-25(1): 638-643.
- [Chang79] Chang, LT, 1979; "Attenuation correction and incomplete projection in SPECT", IEEE Trans Nucl Sci, NS-26(2): 2780-2789.
- [Darroch72] Darroch, JN and Ratcliff, D, 1972; "Generalized iterative scaling for log-linear models", Annals Math Statist, 43: 1470-1480.
- [Data89] Greer, K., NMT; 1989; "SPECT Phantom User's Manual", Data Spectrum Corporation, Chapel Hill, North Carolina, USA.
- [Evans55] Evans, Robley D, 1955; "The Atomic Nucleus", McGraw-Hill Book Company, NY, Chap 22/23/24, pp. 673-735.
- [Faber84] Faber, TL et al., 1984; "Attenuation correction for SPECT: An evaluation of hybrid approaches", IEEE Trans Med Im, MI-3(3): 101-107.
- [Gelfand88] Gelfand, M J and Thomas, S R, 1988; "Effective Use of Computers in Nuclear Medicine", Chap 2, McGraw-Hill, USA.
- [Gilardi88] Gilardi, MC, Pokropek, AT et al., 1988; "Assessment and comparison of three scatter correction techniques in single photon emission computed tomography", J Nucl Med, 29: 1971-1979.
- [Gilbert72] Gilbert, P, 1972; "Iterative methods for the reconstruction of three dimensional objects from their projections", J Theor Biol, 36: 105-117.
- [Gonzales92] Gonzales, R C and Woods, T, 1992; "Digital Image Processing", Addison Company Press.
- [Gordon70] Gordon, R, Bender, R and Herman, GT, 1970; "Algebraic reconstruction techniques (ART) for three dimensional electron microscopy and X-ray photography", J Theor Biol, 29: 471-481.

- [Graham95] Graham, L S et al., 1995; "Quantitation of SPECT performance: report of task group 4, Nuclear Medicine Committee", *Med Phys*, 22(4): 401-409.
- [Gullberg85] Gullberg, GT et al., 1985; "An attenuated projector-backprojector for iterative SPECT reconstruction", *Phys Med Biol*, 30(8): 799-816.
- [Harris84] Harris, CC et al., 1984; "Tc-99m attenuation coefficients in water-filled phantoms determined with gamma cameras", *Med Phys*, 11: 681-685.
- [Haynor95] Haynor, DR et al., 1995; "Multiwindow scatter correction techniques in single-photon imaging", *Med Phys*, 22(12): 2015-2024.
- [Hine74] Hine, GJ and Sorenson, JA, 1974; "Instrumentation in Nuclear Medicine" NY Academic Press, Chapter 9, pp. 311-348.
- [Holman90] Holman, BL et al., 1990; "Brain perfusion SPECT using an annular single cristal camera: initial clinical experience", *J Nucl Med*, 31: 1456-1561.
- [Hutton1] Hutton, BF ; "Fourier Theory and Filtering", nota técnica do Royal Prince Alfred Hospital, Sydney, Australia.
- [Hutton2] Hutton, BF ; "Artifact reduction and quantification", nota técnica NSW 2145 do Royal Prince Alfred Hospital, Sydney, Australia.
- [Hutton3] Hutton, BF; "Developments in quantitative SPECT", nota técnica do Royal Prince Alfred Hospital, Sydney, Australia.
- [Hutton4] Hutton, BF ; "Practical aspects of SPECT aquisition and reconstruction", nota técnica NSW 2145 do Royal Prince Alfred Hospital, Sydney, Australia.
- [Jaszczak77] Jaszczak, RJ et al., 1977; "Radionuclide emission computed tomography of the head with ^{99m}Tc and a scintillation camera", *J Nucl Med*, 18: 373-380.
- [Jaszczak84] Jaszczak, RJ et al., 1984; "Improved SPECT quantification using compensation for scattered photons", *J Nucl Med*, 25: 893-900.
- [Johns83] Johns, HE, 1983; "The Physics of Radiology", Springfield, 3rd ed., Chap X, pp. 311-372.
- [Kaczmarz37] Kaczmarz, S, 1937; "Angenähert auflösung van systemen linearer gleichungen", *Bolletin of the Acad. Polon. Sci. Lett., A.*, 35: 355-357.
- [Kak87] Kak, AC e Slaney, M, 1987; "Principles of Computerized Tomographic Imaging", Chap. 3, IEEE Press, New York.
- [King84] King, MA et al., 1984; "Two-dimensional filtering of SPECT images using the Metz and Wiener filters", *J Nucl Med*, 25: 1234-1240.

- [King85] King, SE, Jih, F, Lim, CB, Chaney, R, Gray, E, 1985; "Spectral-Spatial-Sensitivity distortion trends and an accurate correction method in scintillation gamma cameras", *IEEE Trans Nucl Sci*, NS-32(1).
- [King95] King, MA et al., 1995; "Attenuation compensation for cardiac single-photon emission computed tomographic imaging: Part 1. Impact of attenuation and methods of estimating attenuation maps", *J Nucl Card*, 2(6): 513-524.
- [King96] King, MA et al., 1996; "Attenuation compensation for cardiac single-photon emission computed tomographic imaging: Part 2. Attenuation compensation algorithms", *J Nucl Card*, 3(1): 55-63.
- [Koral88] Koral, KF et al., 1988; "SPECT Compton-scattering correction by analysis of energy spectra", *J Nucl Med*, 29: 195-202.
- [Kuhl63] Kuhl, DE and Edwards, RQ, 1963; "Image separation radioisotope scanning", *Radiology*, 80: 653-662.
- [Kuhl76] Kuhl, DE et al., 1976; "The Mark IV system for radionuclide computed tomography of the brain", *Radiology*, 121: 405-413.
- [Lange84] Lange, K and Carson, R, 1984; "EM reconstruction for emission and transmission tomography", *J Comp Ass Tom*, 8: 306-312.
- [Lange87] Lange, K, Bahn, M and Little, R, 1987; "A theoretical study of some maximum likelihood algorithms for emission and transmission tomography", *IEEE Trans Med Im*, MI-6 (2): 106-114.
- [Links93] Links, J M, 1993; "Multidetector single-photon emission tomography: are two (or three or four) heads really better than one?", *Eur J Nucl Med*, 20: 440-447.
- [Ljungberg90] Ljungberg, M and Strand SE, 1990; "Scatter and attenuation correction in SPECT using density maps and Monte Carlo simulated scatter functions", *J Nucl Med*, 31: 1560-1567.
- [Ljungberg90] Ljungberg, M and Strand, SE, 1990; "Attenuation correction in SPECT based on transmission studies and Monte Carlo simulations of build-up functions", *J Nucl Med*, 31: 493-500.
- [Ljungberg94] Ljungberg, M et al., 1994; "Comparison of four scatter correction methods using Monte Carlo simulated source distributions", *J Nucl Med*, 35: 143-151.
- [Maeda81] Maeda, H et al., 1981; "Determination of the pleural edge by gamma-ray transmission computed tomography", *J Nucl Med*, 22: 815-817.
- [Mallon95] Mallon, AP, Grangeat, P and Donner, Q, 1995; "Convergence study of iterative algorithms for attenuation correction in SPECT", *International Meeting on Fully Three-Dimensional Image Reconstruction in Radiology and Nuclear Medicine, France*.

- [Mascarenhas84] Mascarenhas, NDA and Velasco, FRD, 1984; "Processamento Digital de Imagens", Cap. 5, pp. 5.1-5.20.
- [Msaki87] Msaki, P et al., 1987; "Generalized scatter correction method in SPECT using point scatter distribution functions", *J Nucl Med*, 28:1861-1869.
- [Pan93] Pan, X et al., 1993; "Correction for photon attenuation in SPECT: analytical framework, average attenuation factors, and a new hybrid approach", *Phys Med Biol*, 38: 1219-1234.
- [Pretorius93] Pretorius, PE et al., 1993; "The channel ratio method of scatter correction for radionuclide image quantitation", *J Nucl Med*, 34: 330-335.
- [Ramachandran71] Ramachandran, GN and Laskshminarayanan, AV, 1971; "Tree-Dimensional reconstruction from radiographs and electron micrographs: applications of convolutions instead of Fourier Transforms", *Proc Natl Acad Sci USA*, 68(9): 2236-2240.
- [Rockmore76] Rockmore, A and Macovski, A, 1976; "A maximum likelihood approach to emission image reconstruction from projections", *IEEE Trans Nucl Sci*, NS-23: 1428-1432.
- [Rosenfeld82] Rosenfeld, A and Kak, AC, 1982; "Digital Picture Processing", 2nd Ed., New York, NY, Academic.
- [Schmidlin72] Schmidlin, P, 1972; "Iterative separation of sections in tomographic scintigrams", *Nuclear Medicine*, 15 (1).
- [Shepp82] Shepp, L and Vardi, Y, 1982; "Maximum likelihood reconstruction for emission tomography", *IEEE Trans Med Im*, MI-1(2): 113-122.
- [Shosa81] Shosa, D and Kaufman, L, 1981; "Methods for evaluation of diagnostic imaging instrumentation", *Phys Med Biol*, 26: 101-112.
- [Sokole] Sokole, E B: "SPECT - Quality control and sources of artifacts", Academic Medical Centre, University of Amsterdam, The Netherlands, Separata.
- [Sorenson74] Sorenson, JA, 1974; "Methods for quantitative measurement of radioactivity in vivo by whole body counting." in Hine GJ, Sorenson JA (eds): *Instrumentation in Nuclear Medicine*. New York, Academic Press, 2: pp. 311-348.
- [Sorenson87a] Sorenson, J A and Phelps, M E, 1987; "Physics in Nuclear Medicine", Chap.15, pp 298-317, Second Edition, W.B. Saunders Company.
- [Sorenson87b] Sorenson, J A and Phelps, M E, 1987; "Physics in Nuclear Medicine", Chap.9, pp 178-196, Second Edition, W.B. Saunders Company.

[Sorenson87c] Sorenson, J A and Phelps, M E, 1987; "Physics in Nuclear Medicine", Chap.16, pp 318-345, Second Edition, W.B. Saunders Company.

[Sorenson87d] Sorenson, J A and Phelps, M E, 1987; "Physics in Nuclear Medicine", Chap.19, pp 391-423, Second Edition, W.B. Saunders Company.

[Silva98] Silva, AMM, 1998; "Reconstrução Quantitativa em SPECT", Tese de Doutorado, IFUSP.

[TECDOC91] IAEA-TECDOC-602, "Quality Control of Nuclear Medicine Instruments 1991", IAEA (International Atomic Energy Agency).

[Tsui89] Tsui, BMW et al., 1989; "Correction of Nonuniform attenuation in cardiac SPECT imaging", J Nucl Med, 30: 497-507.

[Vardi85] Vardi, Y, Shepp, L and Kaufman, L, 1985; "A statistical model for positron emission tomography", J Amer Statist Assoc, 80: 8-37.

Apêndice A

Lista de Tabelas

Tabela	Descrição	Página
2.1	Radiofármacos usados em diagnóstico [Chandra87].	7
2.2	Radiofármacos usados em terapias [Chandra87].	7
5.1	Especificações técnicas da Câmara VERTEX-Plus EPIC da ADAC Laboratorios.	55
6.1	Valores encontrados para o parâmetro A nas profundidades consideradas, e também a média aritmética desses valores.	78
6.2	Valores encontrados para as inclinações, a_1 e a_2 , das retas $inc1$ e $inc2$ no gráfico (escala mono-log), para os parâmetros B_1 e B_2 e $B_{médio}$ nas profundidades consideradas, e também a média aritmética desses valores.	78
6.3	Combinações possíveis dos parâmetros A e B utilizados pelo método de correção de espalhamento por Deconvolução.	80
6.4	Total de contagens encontradas para a soma das 128 projeções, sem e com a correção de espalhamento por Deconvolução.	80
6.5	Diâmetros calculados com os perfis traçados em 45° e 135° , e respectivos valores médios, para as três maiores esferas: Diâmetros, esfera A igual a 3,18 cm, B igual a 2,54 cm e C igual a 1,91 cm.	94
6.6	Contrastes entre as esferas A, B e C e uma região uniforme no centro do "phantom", calculados pelos métodos propostos pela NEMA e pela AAPM.	96
6.7	Distribuição dos pontos obtidos pelas combinações nos respectivos parâmetros de avaliação.	101

Apêndice B

Lista de Figuras

Figura	Descrição	Página
2.1	Aquisição de dados ao redor do paciente em SPECT [Sorenson87].	6
2.2	Sistema de formação de Imagens em Medicina Nuclear.	9
2.3	Colimadores de furos paralelos; (A) Uso geral e (B) Alta resolução.	10
2.4	Tipos de Colimadores: (A) Furos paralelos; (B) Convergente; (C) Pinhole; (D) Divergente, com respectivos campos de visão, orientação e tamanho das imagens [Sorenson87a].	11
2.5	Ampliação do sistema detector.	13
3.1	Problema de reconstrução: distribuição de radioatividade e projeção no ângulo θ .	20
3.2	Aquisição tomográfica de uma fonte pontual [Hutton1].	22
3.3	Borramento causado pela retroprojeção simples [Sorenson87d].	23
3.4	Função que descreve o borramento na retroprojeção simples.	23
3.5	Gráfico dos filtros utilizados na reconstrução tomográfica [Gelfand88].	25
3.6	Fluxograma esquemático do método de Retroprojeção-Filtrada.	27
3.7	Geometria da abordagem utilizada pelos métodos iterativos [Kak87].	28
4.1	Principais efeitos competitivos na interação do fóton com a matéria. A região destacada indica a faixa de energia e o Z médio considerados em Medicina Nuclear.	31
4.2	Efeito fotoelétrico [Evans55].	31
4.3	Espalhamento Compton entre um fóton de energia $h\nu_0$ elétron atômico [Evans55] (A), componentes dos momentos antes e após a colisão (B).	33
4.4	Distribuições energéticas do espalhamento Compton (secundário) e do fotopico de absorção (primário).	34
4.5	Fótons atenuados e espalhados no interior do corpo.	36
4.6	Componente de espalhamento na janela do fotopico.	39
4.7	Função de dispersão linear (LSF) em escala semi-log.	39
4.8	Curvas da função de espalhamento monoexponencial para quatro combinações diferentes dos parâmetros A e B, porém obtidos da mesma LSF.	40
4.9	Espectro de energia do ^{99m}Tc com as respectivas janelas de energia.	42

4.10	Método de correção de Jaszczak aplicado nas projeções.	42
4.11	Efeito da atenuação com a profundidade.	44
4.12	Projeções opostas utilizadas no método de Sorenson.	45
4.13	Fluxograma da correção de atenuação pelo método de Sorenson	46
4.14	Fonte pontual no ponto (x_0, y_0) , cuja distância até o contorno C é $l_{x,y,\theta}$.	47
4.15	Fluxograma da correção de atenuação por Chang em 1ª ordem.	48
4.16	Fluxograma da correção de atenuação em segunda ordem.	50
4.17	Fluxograma do Método de Chang Iterativo.	51
5.1	Câmara Cintilográfica Vertex-Plus EPIC™ da ADAC Laboratorios.	54
5.2	“Phantom” Jaszczak, em (A) uma fotografia do simulador, em (B) um corte na região dos cilindros frios, em (C) um corte na região das esferas frias e em (D) o corte na região uniforme.	57
5.3	Tela de apresentação do software P I P.	59
5.4	Fonte linear inserida num cilindro preenchido de água.	60
5.5	Linhas por onde foram traçados os perfis utilizados para obtenção dos parâmetros A e B.	62
5.6	Espectros energéticos resultantes da simulação pelo Método de Monte Carlo de uma fonte linear imersa num cilindro preenchido com água.	64
5.7	Exemplo do cálculo do diâmetro da esfera A.	68
5.8	Regiões de interesse utilizadas para o cálculo do contraste.	69
6.1	Projeções da Fonte linear imersa no cilindro preenchido com água.	73
6.2	LSF's encontradas a partir da média geométrica de perfis de contagens em 0 e 180 graus, em cinco profundidades em relação ao detector.	74
6.3	Gráficos em escala linear dos perfis de contagens em 0 graus, 180 graus e a respectiva média geométrica (MG). Retas, $inc1$ e $inc2$, utilizadas no cálculo dos parâmetros A e B.	75/76/77
6.4	Cortes tomográficos da região das esferas do “phantom” Jaszczak, reconstruídos por retroprojeção filtrada, com filtro Butterworth de ordem 4 e frequência crítica $0,4 W_n$, das projeções previamente corrigidas por Deconvolução com os parâmetros citados na tabela 6.3. Legenda: (a) DEC2; (b) DEC1; (c) DEC4 e (d) DEC3.	81
6.5	Projeções planas adquiridas em 360° ao redor do “phantom” Jaszczak.	82
6.6	Sinogramas gerados a partir das projeções da 6.4. (a) Sinograma da região uniforme; (b) Sinograma da região das esferas; (c) Sinograma da região da “pizza”.	83
6.7	Imagens reconstruídas dos sinogramas da 6.5. (a) região uniforme; (b) região das esferas; (c) região da “pizza”.	83
6.8	Projeções do “phantom” Jaszczak sem correção (a), corrigida para espalhamento pelo método de Jaszczak (b) e pelo método de Deconvolução (c). As linhas horizontais referem-se as linhas nas quais foram traçados os perfis de contagens da figura 6.9.	85

6.9	Perfis de contagens na região das esferas para as projeções da figura 6.8.	85
6.10	Projeções adquiridas na janela de energia localizada na região de espalhamento Compton.	86
6.11	Matriz de correção utilizada pelo Método de Chang para compensação do espalhamento, criada com $\mu = 0,12 \text{ cm}^{-1}$ e tamanho do pixel igual a 4,72 mm.	87
6.12	Matriz de correção utilizada pelo Método de Chang para compensação do efeito da atenuação, criada com $\mu = 0,15 \text{ cm}^{-1}$ e tamanho do pixel igual a 4,72 mm.	88
6.13	Imagens reconstruídas da secção uniforme do "phantom" Jaszczak com os respectivos perfis de contagens passando pelo centro da imagem. As dezesseis combinações correspondem àquelas da página 66.	90
6.14	Imagens reconstruídas da secção das esferas do "phantom" Jaszczak. As dezesseis combinações correspondem àquelas da página 66.	91
6.15	Gráfico comparativo do cálculo da uniformidade integral no CFOV, pelos métodos da NEMA e da AAPM. A linha horizontal que cruza o gráfico, estabelece o limite máximo imposto pela AAPM de 18,8 % [Graham95].	92
6.16	Diâmetro Médio da esfera A. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=3,18 \text{ cm}$).	95
6.17	Diâmetro Médio da esfera B. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=2,54 \text{ cm}$).	95
6.18	Diâmetro Médio da esfera C. A linha horizontal que cruza o gráfico indica o valor real ($\varnothing=1,91 \text{ cm}$).	95
6.19	Contraste nas esferas A, B e C pelo método proposto pela NEMA.	97
6.20	Contraste nas esferas A,B e C pelo método proposto pela AAPM.	98
6.21	Ruído RMS calculado para os cortes tomográficos da região uniforme do "phantom". As linhas horizontais são os limites máximo (7,2 %) e mínimo (3,6 %) encontrados pela AAPM [Graham95].	100
6.22	Gráfico da Classificação Geral das combinações dos métodos utilizados.	102
C.1	Distorções do sistema de formação de imagens causadas por não-linearidades.	116
C.2	Fonte pontual e respectiva PSF, para um colimador de furos paralelos.	119
C.3	Dependência da resolução espacial com a distância da fonte, para um colimador de furos paralelos [Sorenson87].	120

Apêndice C

Características de Desempenho

Este apêndice foi reservado para tratar com mais detalhes os parâmetros de desempenho da câmara, citados no Capítulo 2.

A - Não-linearidade

As câmaras de cintilação nem sempre determinam com precisão o posicionamento da cintilação. Esta imperfeição resulta da não-linearidade que é uma limitação intrínseca do equipamento. A não-linearidade pode se apresentar como dois tipos de distorções: do tipo almofada ou do tipo barril, como mostra a figura C.1.

As causas de não-linearidades mais frequentes são aquelas devido à diferença da eficiência entre tubos fotomultiplicadores, variação dos seus ganhos, já que todas devem responder da mesma forma a uma mesma cintilação, e, em menor grau, devido a defeitos de fabricação das fotomultiplicadoras.

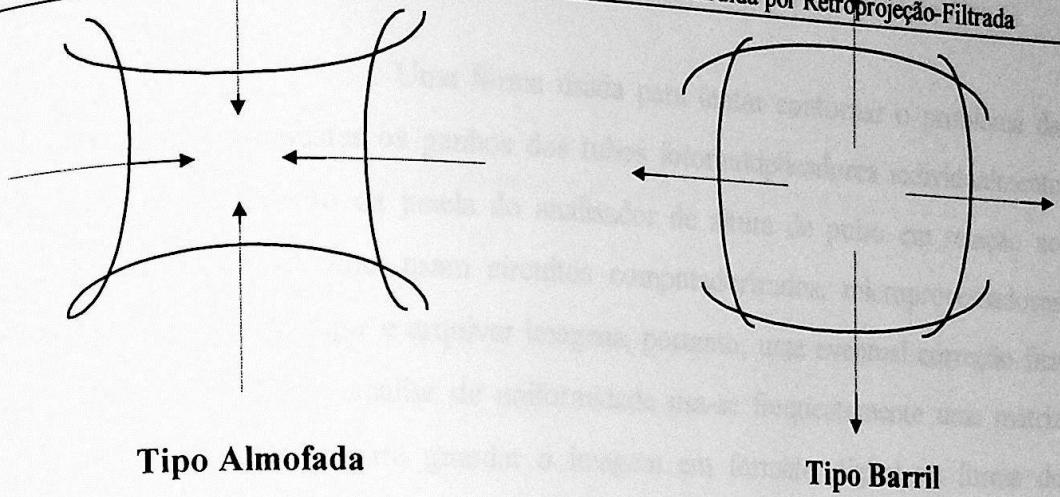


Figura C.1 - Distorções do sistema de formação de imagens causadas por não-linearidades.

A detecção da não-linearidade é feita, por exemplo, por um simulador (phantom) de barras paralelas, que é um método subjetivo pois é visual. As correções propostas para as não-linearidades são realizadas por hardware ou por software. Ajustar o mapa de ganho das fotomultiplicadoras é uma forma de correção por hardware e que existe na maioria das câmaras. A correção por software baseia-se num método de reposicionamento dos pontos através da adição de um fator de deslocamento, usando para isto matrizes de correção para cada coordenada x e y [King85].

B - Não-Uniformidade

A não-uniformidade da intensidade da fonte é o maior problema na visualização de imagens de um modo geral, pois podem causar falsos positivos ou falsos negativos, ou seja, diagnósticos errôneos. Portanto, a verificação da uniformidade deve ser diária. Abaixo estão relacionadas algumas causas primárias de não-uniformidades [Sorenson87]:

- 1) Não-uniformidade na eficiência de detecção causada principalmente pela pequena diferença no espectro de altura de pulso, ou, pela falta de sintonia das fotomultiplicadoras (calibração);
- 2) A não-linearidade é o fator mais importante, pois causa falsas regiões "quentes" devido ao efeito almofada, ou "frias" pelo efeito barril, na imagem;
- 3) O efeito do espectro de energia devido ao mal posicionamento da janela em relação ao fotopico.

Uma forma usada para tentar contornar o problema da não-uniformidade é ajustar os ganhos dos tubos fotomultiplicadores individualmente através do deslocamento da janela do analisador de altura de pulso em relação ao fotopico. Algumas câmaras usam circuitos computadorizados, microprocessadores programáveis, para corrigir e arquivar imagens, portanto, uma eventual correção fica muito mais rápida. Para análise de uniformidade usa-se frequentemente uma matriz pequena (64x64 pixels) para guardar a imagem em formato digital na forma de densidade de informação (contagem/área). Quando a densidade aumenta (área total ou central diminui) melhora as condições de avaliação da uniformidade. Sobre esta matriz são feitas operações que objetivam normalizar a imagem, ou seja, aumentar a intensidade de regiões frias e diminuir a de regiões quentes. Estes artefatos são detectados quando a câmara é submetida a uma fonte de radiação uniforme, como uma fonte pontual ou uma fonte plana.

Atualmente, algumas câmaras modernas, também chamadas de digitais, usam um microprocessador que programa as matrizes de correção para diferentes regiões do espectro de altura-de-pulso e para distorções de posição, de forma que a correção seja feita já no processo de aquisição da imagem. Este microprocessador utiliza medidas de fabricação para a calibração do ganho das fotomultiplicadoras. As vantagens deste método são as seguintes : primeiro, em termos quantitativos, este gera imagens nas quais o número de eventos registrados por unidade de área é representado com maior precisão, e em segundo lugar, as matrizes de correção são estáveis com o tempo, aplicáveis a vários radionuclídeos e condições da imagem, enquanto que o primeiro método exige diferentes matrizes de correção para diferentes radionuclídeos, bem como diferentes janelas de energia.

A avaliação da uniformidade segundo o protocolo da NEMA (National Electrical Manufacturers' Association) de 1980 se divide em uniformidade Integral e uniformidade Diferencial. A equação através da qual se calcula a uniformidade integral é, de acordo com Graham et al [Graham95],

$$UI = (C_{\text{máx}} - C_{\text{mín}}) / (C_{\text{máx}} + C_{\text{mín}}) \times 100\%$$

O cálculo da uniformidade diferencial é dado pela equação [Short85]:

$$D = \Delta C/M \times 100\%$$

onde ΔC é a máxima diferença na contagem de dois pixels adjacentes e M é a maior contagem dos dois pixels.

Em SPECT o problema da não-uniformidade é ainda mais grave do que o caso de imagens planas. Uma não-uniformidade da ordem de 1% numa projeção plana pode gerar uma não-uniformidade tomográfica da ordem de 10%, justamente porque SPECT faz a sobreposição destas projeções planas. Assim, é necessário que as projeções sejam corrigidas para não-uniformidades antes da execução do algoritmo de reconstrução. As instituições nacionais e internacionais que cuidam do controle de qualidade em Medicina Nuclear sugerem que o nível de não-uniformidade não passe de 3% para SPECT [NEMA80].

C - Resolução espacial

A resolução espacial é uma característica da câmara cintilográfica que define a habilidade do equipamento em distinguir duas fontes de radiação próximas. A medida da separação das fontes dá o valor da resolução espacial da câmara. Define-se como resolução espacial intrínseca a resolução obtida sem o colimador e, extrínseca ou do sistema, com o colimador acoplado. Na forma intrínseca o número de fótons detectados aumenta bastante e o ruído diminui. Além disso, quando temos altas taxas de contagens também surgem problemas como, a diminuição do contraste portanto perda da resolução espacial, e o principal que é o efeito de empilhamento (Pulse-pileup), que causa perdas de contagem e aumenta o tempo morto.

A resolução espacial intrínseca tem as seguintes

dependências:

- 1 - Flutuações estatísticas : A distribuição de fótons de luz que incidem sobre a fotomultiplicadora varia, de acordo com a distribuição de Poisson, de um evento para outro, da mesma forma que o problema do decaimento radioativo;
- 2 - Espessura do cristal : Quanto mais fino, melhor será a precisão na localização da cintilação;

- 3 - Atividade da fonte : A resolução espacial é diretamente proporcional à atividade da fonte, por exemplo, quando a atividade da fonte é baixa (número de fótons reduzido), aumenta a flutuação estatística e portanto, a resolução diminui;
- 4 - Número de tubos fotomultiplicadores.

A resolução espacial total do sistema, ou extrínseca, é obtida como a combinação da resolução do detector (intrínseca) e a resolução do colimador. A expressão que fornece a resolução do sistema [Sorenson87], é dada por,

$$R_s = \sqrt{R_i^2 + R_c^2}$$

onde R_s , R_i e R_c são as resoluções do sistema, intrínseca e do colimador, respectivamente. A resolução espacial intrínseca do detector e a resolução do colimador são determinadas com o uso de uma fonte pontual ou linear. A resolução é encontrada calculando-se a largura máxima à meia altura, FWHM como é normalmente conhecida, na função de dispersão pontual (PSF) ou linear (LSF), conforme o exemplo da figura C.2.

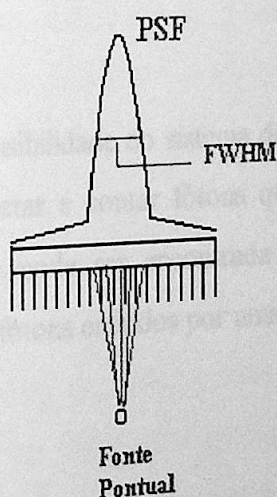


Figura C.2 - Fonte pontual e respectiva PSF, para um colimador de furos paralelos.

A resolução espacial também tem uma relação direta com a distância da fonte até o detector como mostra o gráfico da figura C.3. Além dos fatores mencionados acima, deve-se incluir, nos cálculos da resolução, um fator de

espalhamento devido à detecção de fótons secundários, de forma que a expressão da resolução dada acima fica,

$$R_s = \sqrt{R_i^2 + R_c^2 + R_{sc}^2}$$

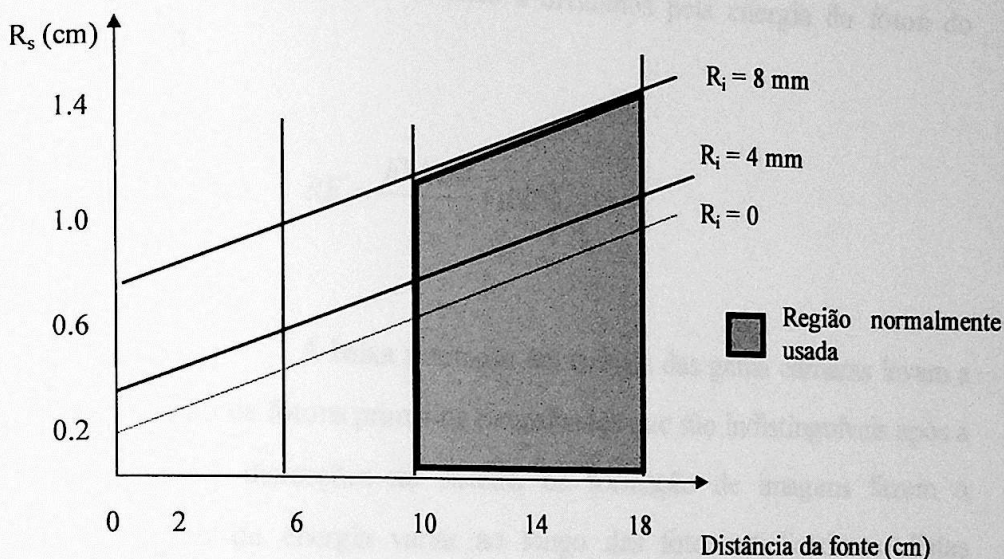


Figura C.3 - Dependência da resolução espacial com a distância da fonte, para um colimador de furos paralelos [Sorenson87].

D - Sensibilidade

A sensibilidade do sistema detetor, cristal e colimador, é a capacidade que ele tem em detetar e contar fótons que são emitidos pela fonte. Quantitativamente, a sensibilidade pode ser encontrada dividindo-se o número de fótons registrados pelo número de fótons emitidos por uma fonte calibrada.

E - Resolução Energética

A resolução energética está vinculada ao tipo de detetor que está sendo utilizado. Para a detecção de radiação gama, os dois detetores mais utilizados são os cintiladores e os semicondutores. Os detetores semicondutores como o Ge(Li) têm uma resolução energética muito superior à do NaI(Tl), porém do ponto de vista prático, eles são bastante complicados, por exemplo, a necessidade de operar em temperaturas da ordem do nitrogênio líquido. Esta e outras limitações dos

semicondutores tornam o NaI(Tl) mais viável, perdendo em resolução mas ganhando em eficiência.

O cálculo da resolução energética é bastante simples. Encontramos a FWHM do fotopico e então a dividimos pela energia do fóton do fotopico (E_γ), ou seja,

$$RE = \frac{FWHM}{E_\gamma} \times 100\%$$

A baixa resolução em energia das gama câmaras levam a uma mistura na detecção de fótons primários e espalhados que são indistinguíveis após a aquisição. Além disso, distorções no sistema de formação de imagens fazem o centróide do fotopico de energia variar ao longo das fotomultiplicadoras. Estas variações degradam o espectro de energia e, conseqüentemente, a resolução energética. Este problema pode ser corrigido de duas formas, através de uma calibração das fotomultiplicadoras por um ajuste por radiação ou óptico (ajuste fino), ou através de software [King85], centralizando o centróide do fotopico de todos eventos e fazer a composição deles. Esta correção é feita através de uma matriz de correção constituída de um mapa de ganhos locais obtidos individualmente para cada fotomultiplicadora.

F - Centro de Rotação

O centro de rotação é um parâmetro do processo de aquisição das imagens em SPECT que muito influi no processamento. O algoritmo de reconstrução tomográfica utiliza um valor para o centro de rotação que tem que coincidir com as coordenadas físicas. Quando isto não acontece, justamente porque o centro de rotação não foi corretamente ajustado, as imagens reconstruídas ficam distorcidas na forma, pelos deslocamentos laterais. A verificação do centro de rotação pode ser feita com uma fonte linear. Artefatos do tipo anel aparecem na imagem reconstruída quando o centro de rotação não estiver bem calibrado.