



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE SANTA CRUZ
PRO-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MODELAGEM COMPUTACIONAL
EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA

ANDERSON CONCEIÇÃO RODRIGUES

MODELAGEM DA RESPOSTA DE UM SEMICONDUTOR HPG_e PARA SUA
APLICAÇÃO NA ESPECTROMETRIA DE TRANSURÂNICOS

ILHÉUS-BA
2017

ANDERSON CONCEIÇÃO RODRIGUES

**MODELAGEM DA RESPOSTA DE UM SEMICONDUTOR
HPGe PARA SUA APLICAÇÃO NA ESPECTROMETRIA DE
TRANSURÂNICOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional em Ciência e Tecnologia da Universidade Estadual de Santa Cruz, como parte das exigências para obtenção do título de Mestre em Modelagem Computacional em Ciência e Tecnologia.

Orientador: Prof. Dra. Maria Victoria Manso Guevara

Coorientador: Prof. Dr. Francisco Bruno Souza Oliveira

ILHÉUS-BA
2017

R633 Rodrigues, Anderson Conceição.
Modelagem da resposta de um semicondutor
HPGe para sua aplicação na espectrometria de transurânicos / Anderson Conceição Rodrigues. – Ilhéus,
BA: UESC, 2017.
68 f. : il.

Orientadora: Maria Victoria Manso Guevara.
Coorientador: Francisco Bruno Souza Oliveira.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual
de Santa Cruz. Programa de Pós-Graduação em
Modelagem Computacional em Ciência e Tecnologia.
Referências: f. 65-68.

1. Semicondutores. 2. Espectrometria de raio gamma. 3. Arduino (Controlador programável). 4. Sistemas de varredura. 5. Elementos transurânicos. I. Título.

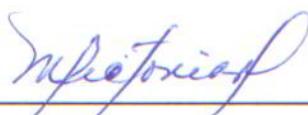
CDD 621.38152

ANDERSON CONCEIÇÃO RODRIGUES

MODELAGEM DA RESPOSTA DE UM SEMICONDUTOR
HPGE PARA SUA APLICAÇÃO NA ESPECTROMETRIA DE
TRANSURÂNICOS

Ilhéus-BA, 03/03/2017

Comissão Examinadora



Prof. Dra. Maria Victoria Manso Guevara
UESC
(Orientador)



Prof. Dr. Francisco Bruno Souza Oliveira
UESC
(Coorientador)



Prof. Dr. Paulo Eduardo Ambrósio
UESC



Prof. Dr. Joel Mesa Hormaza
UNESP

Dedico á minha família.

Agradecimentos

- À professora Maria Victoria Manso Guevara pela orientação, paciência, atenção e apoio em todas as etapas da pesquisa.
- À todos os professores do PPGMC que contribuíram direta ou indiretamente no andamento do trabalho.
- A Diango e Evelin pela paciência e auxílio na coleta de dados.
- Aos meus companheiros do DCET da Depressão por compartilharem as alegrias, decepções e resenhas.
- À minha esposa Maiane e minha filha Manuela pelo companheirismo, apoio e amor.
- Aos meus pais, Valdeci e Ione, que sempre me apoiaram em todas as decisões.

“A verdadeira viagem de descobrimento não consiste em procurar novas paisagens, mas em ter novos olhos”. (Marcel Proust).

Modelagem da resposta de um semicondutor HPGe para sua aplicação na espectrometria de transurânicos

Resumo

Neste trabalho buscou-se modelar a resposta de um detector semicondutor HPGe (Germânio hiper puro), *a priori* com parâmetros de entrada fornecidos pelo fabricante, em seguida simular todas as possíveis interações de radiação eletromagnética que nele aconteçam. Estes cálculos combinados com a resposta experimental do sistema obtida a partir de fontes isotópicas a diferentes distâncias do detector, permitiu determinar as peculiaridades físicas reais do espectrômetro bem como ajustar a função resposta e a curva de eficiência, para isso fez-se necessário desenhar e construir um escâner automatizado, auxiliando-se de uma fonte radioativa de baixa atividade que possibilitou a varredura da área ativa do detector tanto na direção axial quanto na direção radial. Para tanto foi necessário o desenvolvimento de uma interface entre o escâner e a eletrônica associada o que permitiu o registro de espectros sensíveis a posição de varredura. O escâner e softwares desenvolvidos, auxiliaram na verificação dos parâmetros nominais como: largura da camada morta, dimensões externas/internas e distribuição da parte ativa do detector, contatos elétricos e outros. Todos estes elementos são de suma importância para a determinação precisa da resposta e da curva de eficiência. Os resultados foram comparados com os fornecidos pelo fabricante e com as medidas experimentais de eficiência, ambas objeto de um outro projeto de mestrado. Contudo este projeto possibilitará pautar os protocolos de medição para qualquer tipo de analito, geometria da amostra, elemento radioativo natural, sempre que a amostra emita na faixa de energia de interesse.

Palavras-chave: Pencil beam, espectrometria gama, escâner, arduino, HPGe.

Modeling the response of an HPGe semiconductor for its application in transuranic spectrometry

Abstract

In this work we have tried to model the response of a semiconductor detector HPGe (hyper pure germanium), *a priori* with input parameters supplied by the manufacturer, then simulate all possible interactions of electromagnetic radiation occurring in it. These calculations combined with the experimental response of the system obtained from isotopic sources at different detector distances, allowed us to determine the actual physical peculiarities of the spectrometer as well as adjust the response function and the efficiency curve, it was necessary to draw and construct an automated scanner, aided by a low activity radioactive source that enabled scanning of the active area of the detector in both the axial and radial directions. For this, it was necessary to develop an interface between the scanner and the associated electronics, which allowed the recording of spectra sensitive to the scanning position. The scanner and software developed, assisted in the verification of the nominal parameters such as: dead band width, external / internal dimensions and distribution of the active part of the detector, electrical contacts and others. All these elements are of paramount importance for the precise determination of the response and the efficiency curve. The results were compared with those provided by the manufacturer and with the experimental measures of efficiency, both objects of another master's project. However, this project will enable the measurement protocols for any type of analyte, sample geometry and natural radioactive element, whenever the sample emits in the range of energy of interest.

Keywords: Pencil beam, gamma spectrometry, scan, arduino, HPGe.

Lista de figuras

Figura 1 – Impurezas doadoras e receptoras em uma estrutura cristalina, onde P= fósforo, B=boro e Si=silício.	9
Figura 2 – Ilustração tubos raios X e detectores dispostos de maneira circular em um tomografo.	16
Figura 3 – Representação do voxel (elemtno de volume) -Pixel (Elemento de imagem).	18
Figura 4 – As projeções $P(\mu, \theta)$ são compostas das somas das contagens de radiatividade do volume ao longo de linhas perpendiculares ao detector, em um determinado ângulo θ	22
Figura 5 – Representação de um pulso retangular que pode ser descrito de forma a se obter uma amplitude de sinal compatível com o pulso.	25
Figura 6 – Laboratório de Espectrometria Gama (LEG).	27
Figura 7 – Interior da câmara de baixo fundo.	28
Figura 8 – Imagem do tomografo i-Cat, HPGe posicionado para tomada de TC.	30
Figura 9 – Esquema descritivo do espaço interno da camara de baixo que levou a definição da largura do escâner.	31
Figura 10 – (a) Esquema de varredura axial ESC01 (b)Esquema de varredura radial ESC02.	32
Figura 11 – Desenho técnico inicial ESC02 em escala 1:2.	32
Figura 12 – Probabilidades de interação da radiação gama segundo Z e a energia do fóton.	33
Figura 13 – Fonte radioativa certificada pelo IRD utilizada no experimento.	34
Figura 14 – Esquema de varredura axial do detector.	35
Figura 15 – Fluxo integração Genie 2000 x interface de automação.	38
Figura 16 – Fluxo processamento de espectros coletados em varreduras Axial e Radial	39
Figura 17 – Representação dos pontos utilizados no cálculo do FWHM de um fotopico	42
Figura 18 – Esquema descritivo do formato de um detector Canberra HPGe coaxial tipo p.	46
Figura 19 – Modelo do detector HPGe simulado no MCNPX v. 2.6c. 1) Ampliação da zona superior, mostra a camada morta e a janela IR. 2) Ampliação da zona do <i>bare hole</i> , mostra a camada morta interna	47
Figura 20 – Cortes sagital e frontal tomados a partir de um tomógrafo computadorizado <i>cone beam</i> utilizado em odontologia.	50

Figura 21 – Cortes sagitais tomados a partir de um tomógrafo computadorizado <i>cone beam</i> modelo i-Cat utilizados para estimativa de parâmetros geométricos do cristal.	51
Figura 22 – Escâner <i>pencil beam</i> com dispositivo colimador posicionado no carrinho móvel.	52
Figura 23 – Escâner posicionado na câmara de baixo fundo para execução de varredura axial.	52
Figura 24 – Interface de automação utilizada no controle do dispositivo escâner.	53
Figura 25 – Interface de processamento destacando o painel de visualização, ajustes e processamento de arquivos CNF.	54
Figura 26 – Espectros tomados das varreduras radiais com fonte posicionada em alinhamento ao centro do cristal, distância 10 mm.	55
Figura 27 – Resultado varredura radial ^{241}Am , valores da contagem na área do fopico para a energia de 59,5 keV, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao ponto central do topo do <i>endcap</i>	56
Figura 28 – Resultado varredura radial ^{133}Ba , valores da contagem na área do fopico para a energia de 356 keV, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao ponto central do topo do <i>endcap</i>	56
Figura 29 – Resultado varreduras axiais, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao topo do <i>endcap</i>	57
Figura 30 – Distribuição da sensibilidade do detector fontes ^{241}Am e ^{133}Ba	58
Figura 31 – Procedimento utilizado para verificação da posição de alinhamento da fonte em relação às bordas do cristal.	59
Figura 32 – Imagens resultante do processamento de dados para diferentes energias do ^{133}Ba	60
Figura 33 – Geometria com fonte pontual colocada a 25 cm do detector. Mostra-se também o cristal de germânio (cilindro azul).	61
Figura 34 – Comparação entre os espectros simulados e os obtidos experimentalmente para as fontes de ^{152}Eu	62
Figura 35 – Função resposta experimental x simulado utilizando uma fonte ^{133}Ba posicionada a 25 cm de distância do topo do <i>endcap</i>	62
Figura 36 – Função resposta experimental x simulada ^{133}Ba zoom nas regiões de 80 keV e 356 keV.	63
Figura 37 – Curva de eficiência para o detector estudado, fonte posicionada a 25cm do <i>endcap</i>	63

Lista de tabelas

Tabela 1 – Linhas características das fontes utilizadas	34
Tabela 2 – Relação FWHM x desvio padrão x confiabilidade	42
Tabela 3 – Coeficientes atenuação ^{231}Am energia de 59 keV utilizados no experimento de transmissão.	45
Tabela 4 – Parâmetros geométricos utilizados na modelagem do detector HPGe>(* Olivares (2016), **Canberra (2012))	47
Tabela 5 – Materiais utilizados para modelagem do detector	48
Tabela 6 – Parâmetros geométricos do detector HPGe estimados a partir de imagens tomográficas de um tomógrafo i-Cat (120 keV de energia máxim(a)	51
Tabela 7 – Relação fontes, quantidade de espectros, tempo de coleta e tamanho do passo utilizados nas varreduras.	54
Tabela 8 – Parâmetros nominais do cristal estimados a partir da tomografia e o escâner <i>pencil beam</i>	58
Tabela 9 – Parâmetros nominais do cristal estimados a partir da tomografia e o escâner <i>pencil beam</i>	60

Sumário

1 – Introdução	1
1.1 Objetivo Geral	3
1.2 Objetivos específicos	3
1.3 Estado da arte	4
2 – Fundamentação Teórica	8
2.1 Detectores semicondutores para utilização em espectrometria gama	8
2.1.1 Criação de doadores e receptores em um material	8
2.1.2 Interação da radiação com o material semicondutor	9
2.1.3 Espectrometria gamma com HPGe	10
2.1.4 Processos de Interação da radiação gama com a matéria	11
2.1.5 Blindagem do detector	12
2.2 MCNP ferramenta para modelagem da resposta do detector por Monte Carlo	13
2.3 Tomografia computadorizada	15
3 – Materiais e métodos	27
3.1 Sistema espectrométrico estudado	27
3.2 Estudo dos parâmetros nominais do detector	28
3.2.1 Tomografia computadorizada cone beam	30
3.2.2 Escâner tipo pencil beam	30
3.2.2.1 Desenho do escâner	31
3.2.2.2 Escolha de materiais	31
3.2.2.3 Fontes radioativas certificadas utilizadas	33
3.2.2.4 Construção e componentes do escâner	33
3.2.2.5 Aquisição de dados	36
3.2.2.6 Desenvolvimento de interface de automação	36
3.2.2.7 Integração Genie 2000	37
3.2.2.8 Processamento dos espectros obtidos a partir do <i>pencil beam</i>	37
3.3 Modelagem do detector utilizando MCNPX	46
3.4 Obtenção de espectros utilizando o MCNPX	48
4 – Resultados e discussões	50
4.1 Tomografia computadorizada cone beam	50
4.2 Desenho do escâner	52

4.3	Parâmetros nominais do cristal	58
4.4	Modelagem do detector	61
5	– Conclusão	64
5.1	Trabalhos Futuros	64
	Referências	65

1 Introdução

A espectrometria gama com semicondutores de alta resolução é uma das técnicas analíticas mais empregadas para determinação qualitativa e quantitativa de radio-nuclídeos emissores gama (GILMORE; HEMINGWAY, 1995; DETECTION, 2000) em amostras ambientais e/ou biológicas. Entre suas vantagens, destacam-se sua alta sensibilidade na determinação de metais pesados e contaminantes radiativos, redução de procedimentos pré-tratamento físico-químico das amostras, a versatilidade na escolha de diversas geometrias de analito e possibilidade de análise multielemental permitindo encurtar o tempo de análise. Esta é uma técnica de análise não-destrutiva, pois em geral a amostra não sofre alteração em sua integridade durante a medida. Por tais razões, vem sendo utilizada em diferentes campos: no escopo de programas de monitoração radiológica ambiental, na análise de amostras decorrentes da operação rotineira de instalações radioativas e nucleares, amostras de alimentos e matérias-primas para atendimento a exigências legais e como ferramenta de pesquisa para outras áreas, notadamente a física nuclear, a geologia e estudos ambientais em geral.

A utilização desta técnica envolve duas fases importantes: a aquisição de espectros gama característicos dos elementos presentes em cada analito e, posteriormente, o processamento e análise propriamente dita destes espectros (DETECTION, 2000). No entanto, nesta última fase são usados programas computacionais que de elevado custo financeiro (CANBERRA, 2006). Geralmente estes programas se limitam a suportar apenas algumas linhas de equipamentos e formatos de arquivos. Além disso, são adotadas duas restrições fundamentais: o uso de chaves do código e a utilização destes softwares em apenas uma estação de trabalho. Contudo, países em desenvolvimento, e em particular, na área acadêmica incentiva-se o desenvolvimento de códigos abertos para análise e processamento de espectros. Tal fato é decorrente principalmente do potencial humano disponível na área de Informática e de Física, e ainda da restrição cada vez maior a soluções de alto custo (DIBBELL, 2004), unida a uma política de adoção de medidas de coibição do uso ilegal de programas computacionais (SLTI, 2004). Todavia, o desenvolvimento a rigor destes programas abertos, compreende também várias etapas, a saber, requer tanto o conhecimento da resposta quanto a curva de eficiência do detector que se utiliza na cadeia espectrométrica.

O conhecimento dos espectros de energia de radiação eletromagnética de origem nuclear e atômica e da radiação espalhada em diferentes materiais, tem uma grande aplicação nas áreas de Física Nuclear, Física das Radiações, Física Médica e Física Aplicada ao Médio Ambiente. Para aprimorar a espectrometria, faz-se necessário conhecer com precisão e exatidão a função resposta do sensor de radiação empregado, procurando

ter uma descrição compacta, mas prática do ponto de vista dos cálculos, da resposta do detector. Esta função resposta é resultante de todo um conjunto de efeitos provocados pelas interações da radiação com o próprio detector e com os materiais que o rodeiam, ou acham-se na vizinhança do mesmo. A função resposta de um semiconductor é bastante complexa, esta depende de parâmetros geométricos que envolvem a fonte de radiação, o detector e a eletrônica associada. Este trabalho só abrange o estudo associado à influência dos parâmetros geométricos. É importante salientar que no caso específico de detectores semicondutores cada evento de detecção envolve a forma como os portadores de carga distribuem-se no volume ativo, a coleção e a interação desta carga. O conjunto de componentes que integram o sensor visa determinar a energia depositada pela radiação incidente e o número de fótons que realmente interagiram com o detector.

Motivação

Em razão do exposto na seção anterior, a principal motivação do trabalho é desvendar, em primeira aproximação, as incertezas nas dimensões geométricas do volume ativo que constituem um aspecto importante na determinação da função resposta do detector.

Importância do trabalho

Análises mais específicas relacionadas à interação da radiação gama e aos raios X com semicondutores, demonstram que medidas separadas dos componentes da função resposta de um dado detector permitem avaliar, entre outros aspectos, a contribuição dos fótons espalhados no encapsulamento de uma dada fonte radioativa, o espalhamento de fótons na blindagem e nos materiais ao redor do detector. Isto é, os fótons originados por fontes secundárias. Por outro lado, o estudo da função resposta permite conhecer a influência real das regiões inativas do detector (camada morta) nas incertezas em determinação quantitativa de radioelementos numa dada matriz ambiental e o biológica.

Hipótese científica

É possível obter por simulação computacional a função resposta do detector, desde que, se conheça com exatidão suficiente as dimensões do cristal (volume ativo) que em geral divergem das fornecidas pelo fabricante.

1.1 Objetivo Geral

Modelar um detector semiconductor coaxial **HPGe** *Hiper Pure Germanium* (acrônimo em inglês para Germânio hiper puro) tipo p com dimensões reais e simular suas interações no cristal e nos materiais que o rodeiam.

1.2 Objetivos específicos

1. Determinar os parâmetros característicos e dimensões geométrica do cristal que mais influenciam as curvas de eficiência, valendo-se de medidas diretas e indiretas;
2. Modelar o detector com os parâmetros geométricos estimados por tomografia e feixe colimado, e simular sua resposta com o MCNPX;
3. Otimizar os parâmetros geométricos do detector, comparando os valores simulados com os valores experimentais de eficiência;
4. Comparar as curvas calculadas com a curva obtida a partir dos parâmetros fornecidos pelo fabricante.

Estrutura do trabalho

Este trabalho foi estruturado em cinco capítulos. No capítulo 1 são elencados a motivação, justificativa e objetivos a serem alcançados por este trabalho. No capítulo 2 são abordados os conceitos fundamentais que norteiam e justificam a metodologia utilizada. Alguns tópicos como espectrometria gama, modelagem de detectores e influência da curva de eficiência na modelagem de detectores semicondutores.

No capítulo 3 são descritos os equipamentos, procedimentos e métodos utilizados na pesquisa, são destacados ainda, as soluções de integração com o software do detector, os procedimentos utilizados no processamento de dados, a modelagem do detector em questão e a utilização das fontes para obtenção dos parâmetros e distribuição do volume ativo do detector.

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos a partir dos métodos descritos no capítulo 3, escâner *pencil beam* utilizado para obtenção de dados, imagens tomográficas do detector, parâmetros nominais obtidos a partir das varreduras e das tomografias, curva de eficiência e comparativo da resposta do modelo em relação aos dados experimentais.

No último capítulo apresenta-se as conclusões obtidas a partir da análise de resultados oriundos das imagens tomográficas, varreduras automatizadas simulações e comparações de resultados com dados experimentais.

1.3 Estado da arte

Os códigos mais utilizados na simulação do transporte de fótons e sua interação nos detectores são: GEANT4, MCNP e PENELOPE (SANTOS, 2012; PEYRÉS, 2010). De maneira geral, cada código necessita de dados relacionados aos materiais de uma configuração geométrica do sistema a estudar e da definição do tipo de fonte.

VIDMAR (2008) fez um exercício de intercomparação entre os códigos de Monte Carlo mais utilizados na espectrometria gama: EGS4, GEANT3, GEANT4, GESPECOR, MCNPX, PENELOPE e TRIPOLI-4. O exercício teve como objetivo principal comparar os resultados de eficiência obtidos pelos diferentes códigos, sem referência prévia a dados experimentais. Depois de um primeiro exercício de comparação, os autores encontraram diferenças da ordem de até 10% no valor médio da eficiência entre usuários de um mesmo código. Para unificar os resultados durante o exercício de intercomparação foram definidas algumas pautas como: não utilizar técnicas de redução da variância, adotar 1 keV como energia de corte e fixar um espectro com 1000 canais para todas as energias simuladas. As estimativas finais mostraram para as mais altas energias, que os códigos exibiam diferenças inferiores a 1%; porém, discrepâncias de até 10% foram verificadas na faixa de energias inferiores a 50 keV. Este fato foi justificado, explicando que as seções de choque usadas na faixa de baixas energias por códigos mais antigos como o GEANT3 e o MCNP, apresentam algumas discrepâncias em relação aos valores reportados na literatura atual.

O MCNP (acrônimo em inglês: *Monte Carlo N-Particle*) é um código desenvolvido em “Los Alamos National Laboratory” há pouco mais de 60 anos. Com esse código pode ser simulado o transporte de fótons, elétrons e nêutrons em uma ampla faixa de energia (BRIESMEISTER, 2000). A versão MCNPX (MCNP eXtended) incorpora, entre outros elementos, o transporte de íons ($Z > 2$) e a captura de múons (PELOWITZ et al., 2008). O MCNPX para o caso de fótons abrange, além dos mecanismos principais de interação, o espalhamento coerente e não coerente, a emissão fluorescente e a fotoprodução de partículas. Este código é utilizado na espectrometria gama em conjunto com detectores semicondutores para determinar a função resposta de detectores HPGe (SIMA, 2010; SOOD; GARDNER, 2004); calcular fatores de correção por efeito soma (GARCÍA-TALAVERA et al., 2001; JOHNSTON et al., 2006) e por auto-absorção nas amostras (VARGAS et al., 2002), assim como para estudar o comportamento da eficiência do fotopico dos detectores HPGe (AGARWAL et al., 2011; BELGIN; AYCİK, 2015; DRYAK; KOVAR, 2006; MOLNAR, 2001; HARDY et al., 2002; HELMER et al., 2003; MORERA-GÓMEZ et al., 2015).

A utilização do MCNPX (últimas versões) na determinação das curvas de eficiência tem permitido a extensão das mesmas até intervalos maiores de energia e o estudo de diferentes tipos de matrizes e geometrias de medição. Em Hardy et al. (2002)

se faz a calibração em eficiência de um detector HPGe coaxial em um intervalo de energia que inclui desde 53 até 1836 keV. Para isso, combinaram dados experimentais de eficiência com dados teóricos calculados por Monte Carlo. As eficiências calculadas a partir do Monte Carlo foram ajustadas até conseguir uma concordância de 0,1% com os valores experimentais. Esse procedimento permitiu utilizar os valores simulados, para interpolar os valores de eficiência com precisão de 0,2% para energias acima de 200 keV e com 0,4% para energias abaixo desse valor. [Helmer et al. \(2004\)](#) realizaram um procedimento similar que estendeu o estudo de eficiência até 3,5 MeV, obtendo precisão de até 0,4%.

Contudo, a utilização de procedimentos de modelagem computacional encontra algumas dificuldades difíceis de contornar. A falta de informações precisas sobre a geometria interna do detector (conhecido na literatura como parâmetros nominais) e das características físico-químicas da amostra que se deseja estudar por espectrometria gama, constituem exemplos dessas dificuldades. Para obtenção de uma boa concordância entre os valores de eficiência experimentais e simulados é necessário ter a informação detalhada de: a geometria do arranjo experimental, as características físicas do detector, as dimensões, composição elementar e densidade dos materiais que conformam todo sistema (geometria de medição). Por outro lado é necessário conhecer as características da fonte, tipo de radiação, dimensões e espectro de energia emitido por essa fonte. Porém, mesmo quando os métodos computacionais fornecem funções similares às descritas pelos dados experimentais, os resultados comparativos entre a eficiência calculada usando dados fornecidos pelo fabricante acham-se tipicamente entre 10-20% acima das estimativas experimentais ([BOSON et al., 2008](#)). Neste sentido, como as incertezas dos dados experimentais são, geralmente, inferiores a 5%, as discrepâncias entre ambos os métodos são atribuídas às incertezas da geometria e dimensões reais do volume ativo do detector ([AZLI; CHAOUI, 2015](#); [BERNDT; MORTREAU, 2012](#); [BOSON et al., 2008](#)). Para piorar, este efeito é mais notável em detectores coaxiais, onde existem diferentes regiões insensíveis à radiação ([DEBERTIN; HELMER,](#)).

Neste sentido, vale salientar que devido à complexidade do processo de fabricação dos detectores semicondutores, a produção em série é muito difícil. Portanto, os parâmetros nominais para um mesmo modelo variam levemente entre eles.

Geralmente, os dados fornecidos por um fabricante são utilizados como base na construção do modelo teórico do detector. Porém, o esquema e as dimensões que nele aparecem correspondem às de um detector padrão e não às do próprio detector em particular.

Alguns autores como ([GASPARRO et al., 2008](#); [JOHNSTON et al., 2006](#); [HELMER et al., 2003](#)) mostram que pequenas incertezas na estimativa dos parâmetros nominais do detector, introduzem erros na estimativa da eficiência intrínseca superiores a 20%.

Conforme [Budjáš et al. \(2009\)](#) analisaram, essas variações têm sua origem na limitada precisão no processo de montagem, o qual produz erros na distância do cristal ao *endcap* e o desalinhamento dos eixos do cristal. Além disso, deve-se as mudanças nas dimensões dos componentes do detector depois de esfriá-lo a temperaturas criogênicas.

([MILLER; VOUTCHKOV, 2013](#)) modelaram o “impacto de sensibilidade normalizado” (*NSI* - acrônimo em inglês: Normalized Sensitivity Impact), nos valores de eficiência das incertezas associadas às características físicas de um detector HPGe tipo *p* e concluíram que os parâmetros, cujos erros geram maior impacto na eficiência são: o raio do cristal, a altura do cristal ($NSI=0.16$) e o espaçamento (*gap*) entre a superfície do cristal e o encapsulado de alumínio. Porém, este estudo não reporta dados sobre a influência das dimensões do buraco interno (*bore hole*), ou da camada morta (espessura dos contatos *p+* e *n+*), cuja influência sobre os valores de eficiência tem sido demonstrada em vários trabalhos ([ANDREUCCI, 2014](#); [SANTO et al., 2012](#); [HUY, 2011](#); [KARFOPOULOS; ANAGNOSTAKIS, 2010](#); [CABAL et al., 2010](#)).

Em detectores HPGe coaxiais, tipo *p*, o contato *n+* cobre as superfícies frontais e laterais do cristal de germânio. Esse contato é criado a partir da difusão de átomos de lítio dentro do cristal de germânio e é considerado como um material completamente inativo. A energia depositada pela radiação incidente nesta camada não contribui para o sinal gerado no volume ativo do detector ([CHHAM et al., 2015](#)). É por este motivo que essa zona é denominada “camada inativa de germânio” ou “camada morta”, a qual geralmente tem uma espessura de centenas de micrômetros. Esse valor pode aumentar com o tempo, reduzindo dessa forma o volume ativo do cristal e, portanto, a eficiência do detector ([KNOLL, 2010](#)).

Inúmeros autores assinalam que a espessura da camada morta nos detectores de germânio é um parâmetro importante que pode afetar sua resposta ([AGUAYO et al., 2013](#); [ANDREUCCI, 2014](#); [BRUALLA et al., 2015](#); [ELANIQUE et al., 2012](#); [RODENAS et al., 2003](#)). Nesses mesmos trabalhos reporta-se que o valor da espessura da camada morta é, geralmente, maior do que o valor nominal fornecido pelo fabricante. Além disso, estudos mais recentes têm mostrado, que a camada morta não é homogênea, ela tende a apresentar irregularidades na sua espessura, as quais têm grande influência na eficiência de detecção, fundamentalmente na faixa de baixas energias ([CHHAM et al., 2015](#); [BOSON et al., 2008](#); [MAIDANA et al., 2013](#)). Por estas razões, é necessário o estudo e a avaliação contínua deste parâmetro, nas aplicações que envolvam o trabalho com detectores de germânio, fundamentalmente se estão submetidos a danos por radiação ou tenham sido usados por muitos anos.

Em estudos anteriores, as dimensões internas dos detectores HPGe foram medidas usando imagens de raios-X ([BOSON et al., 2008](#); [JOHNSTON et al., 2006](#); [BUDJÁŠ et al., 2009](#); [DRYAK; KOVAR, 2006](#)). Técnicas de imagem têm avançado em radiologia

de diagnóstico para a aquisição de informações anatômicas detalhadas sobre os tecidos e órgãos dentro do corpo humano, e atualmente é uma prática comum a utilização de tomografia computadorizada (TC) para essa finalidade. Na tomografia computadorizada, o tubo de raios X e os detectores giram ao redor do objeto examinado e as imagens de corte transversal são calculadas a partir dos dados coletados. A imagem por TC possibilita uma melhor resolução de contraste alta e baixa comparada à imagem convencional de raios-X e, além disso, possibilita a reconstrução da imagem em três dimensões (KOOB, 2000).

2 Fundamentação Teórica

2.1 Detectores semicondutores para utilização em espectrometria gama

Materiais cristalinos, são caracterizados por possuir uma estrutura de bandas. Considera-se que há três bandas de energia que definem a condutividade do material: uma banda de valência, de energia mais baixa, onde os elétrons normalmente se encontram em um material não excitado; uma banda de condução, por onde os elétrons normalmente migram, e uma banda proibida, que é uma região onde os elétrons não são permitidos popularem.

Em função da largura em energia da banda proibida caracteriza-se materiais isolantes, semicondutores e condutores. Quando a largura da banda proibida é grande (aproximadamente 5 eV), os elétrons têm pouca probabilidade de alcançar a banda de condução e, portanto, o material oferece grande resistência a passagem de corrente; nesse caso se diz que o material é um isolante. Quando a largura da banda é muito pequena, até mesmo a agitação térmica à temperatura ambiente, faz com que os elétrons tenham energia para chegar à banda de condução; nesse caso o material é considerado um condutor. Em alguns casos, a largura da banda proibida é tal que (da ordem de 1 eV) em determinadas circunstâncias os elétrons conseguem alcançar a banda de condução, neste caso o material considera-se semicondutor.

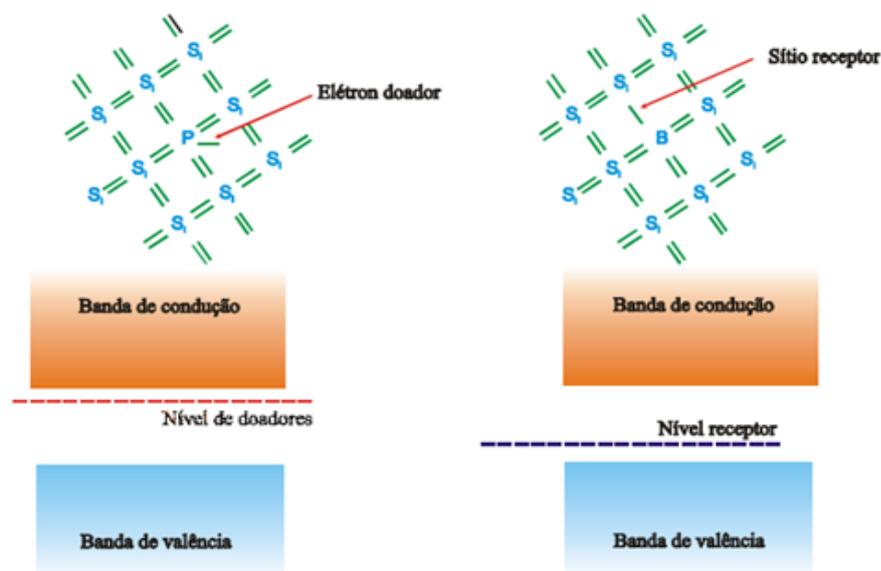
Em um material qualquer os elétrons ocupam a banda de valência. Se o material é excitado com energia suficiente, elétrons podem ser retirados da banda de valência e serem alçados à banda de condução. Em contrapartida o elétron retirado provoca um desequilíbrio na carga da estrutura da banda de valência, que, pela ausência do elétron, pode ser representado como um buraco com carga positiva. Da mesma forma que um campo elétrico aplicado ao material pode fazer o elétron se mover na banda de condução, o buraco irá se mover no sentido oposto na banda de valência.

2.1.1 Criação de doadores e receptores em um material

Os elétrons existentes em um material com banda proibida larga estão aprisionados na banda de valência e têm dificuldade de penetrar na banda de condução. A adição de pequenas quantidades (algumas partes por milhão) de impurezas com excesso de elétrons, pode alterar essa condição. As impurezas doadoras são aquelas que têm um número de elétrons na última camada maior em relação ao material original. Por exemplo: para um material semicondutor, com quatro elétrons na última

camada e com seus átomos ligados à estrutura cristalina por uma ligação covalente, é introduzida uma impureza com cinco elétrons na última camada. Uma impureza desse tipo é denominada de doadora. Ao ocupar o lugar destinado ao átomo do material na estrutura cristalina, a impureza, além de ter seus elétrons compartilhados na ligação covalente, terá um elétron sem função, uma vez que as ligações disponíveis já foram ocupadas. A ligação desse elétron é muito fraca e normalmente ocupa posições dentro da região da banda proibida, perto da banda de condução. Os semicondutor “dopados” com esse tipo de impureza são chamados de semicondutores tipo *n*. Analogamente, uma impureza com falta de elétrons em relação ao material semiconductor (no exemplo anterior, uma impureza com três elétrons na última camada) irá criar uma configuração com falta de um elétron. A impureza é denominada de receptora. Os níveis de energia da impureza se acham perto da banda de valência, encurtando a largura da banda proibida. A falta de elétrons nesses níveis exerce um papel semelhante ao do buraco criado ao retirar um elétron da banda de valência. Os semicondutores dopados com impurezas receptoras são chamados de tipo *p*, a figura 1 ilustra essa situação.

Figura 1 – Impurezas doadoras e receptoras em uma estrutura cristalina, onde P= fósforo, B=boro e Si=silício.



2.1.2 Interação da radiação com o material semiconductor

A passagem da radiação por um material semiconductor com estrutura de bandas provoca a criação de um grande número de pares elétrons-buracos, que são coletados pelo campo elétrico aplicado ao material. A energia média gasta para criar um par elétron-buraco é denominada energia de ionização e depende do tipo e energia da radiação incidente. A principal vantagem dos semicondutores reside na pouca energia necessária para criar um par elétron-buraco (em torno de 3 eV para o germânio), quando

comparada com aquela necessária à criação de um par de íons nos gases (em torno de 30 eV para um detector típico à gás). O grande número de pares criados (portadores de carga) propicia duas vantagens aos detectores semicondutores sob ponto de vista de resolução: diminui a flutuação estatística e diminui a influência do ruído eletrônico, levando a uma melhor relação sinal-ruído. Junção $p-n$ em semicondutores: Uma junção $p-n$ é a região de junção entre materiais tipo n e tipo p . Na prática é obtida pela adição de impurezas doadoras (tipo n) a uma região tipo p (que tem buracos em excesso) ou adição de impurezas receptoras (tipo p) a uma região tipo n . A principal propriedade de uma junção $p-n$ é que prontamente conduz corrente quando a tensão é aplicada na direção correta, mas deixa passar pouca corrente quando a tensão é aplicada na direção incorreta. Região de depleção: A junção de uma região n com uma região p irá provocar inicialmente movimentos das cargas negativas para a região p . O resultado é a criação de uma região com carga líquida negativa na região p e uma região com carga líquida positiva na região n , evitando novos movimentos e criando um equilíbrio dinâmico na região, embora com desequilíbrio de carga. Essa região onde existe o desequilíbrio de carga é denominada de região de depleção ou de empobrecimento de carga. Ela se estende por ambos os lados da junção, e é responsável pela aceitação do movimento de cargas em um só sentido. Nessa região, os portadores de carga formados como resultado da interação com a radiação são coletados eficientemente, sendo esse o verdadeiro volume ativo do detector. Polarização reversa: Procedimento que torna eficiente a coleta de cargas na região de depleção. A polarização reversa é simplesmente o tipo de tensão aplicada à junção: diz-se polaridade positiva ao semiconductor tipo n e negativa ao semiconductor tipo p .

2.1.3 Espectrometria gamma com HPGe

A espectrometria gama de alta resolução (KNOLL, 2010) é uma metodologia que se baseia na coleta e medida de cargas elétricas produzidas pela interação da radiação gama incidente sobre um cristal semiconductor. Esta técnica visa a medição de emissores gama com baixa atividade e identificação de radioisótopos presentes em materiais do meio ambiente, em uma grande faixa de energia (alguns keV até 10 MeV). Detectores de germânio dopados com lítio - Ge(Li) - foram largamente utilizados com esta finalidade, mas logo têm sido substituídos, principalmente por causa das dificuldades operacionais, exigindo que sejam mantidos em refrigeração à temperatura do nitrogênio líquido (77° K), mesmo quando não estavam em funcionamento, para evitar danos em sua estrutura com a migração do lítio no material. Os substitutos por excelência têm sido os detectores de germânio de alta pureza ("High Purity Germanium" - HPGe), também denominados de germânio intrínseco, que só necessitam de refrigeração quando em operação, podendo manter-se na temperatura ambiente pelo período de muitos dias sem danos ou alterações em suas condições de operação.

Os detectores de germânio para espectroscopia gama são construídos geralmente na geometria cilíndrica ou coaxial, o que permite a obtenção de volumes ativos maiores, necessários para melhorar a eficiência absoluta em espectrometria gama. Existem vários modelos comerciais segundo os diferentes fabricantes, com dimensões e eficiência de detecção diversas, em configurações do tipo axial, horizontal, em formato de "J", de tipo poço e até portáteis. É importante salientar que o pré-amplificador se encontra acoplado ao detector, uma vez que necessita ser refrigerado à temperatura do nitrogênio líquido, para conseguir processar os pulsos de pequena amplitude e evitar os ruídos eletrônicos.

Existe uma relação bem definida entre a energia cedida pelo fóton gama incidente e a carga liberada no cristal. O cristal é mantido sob baixa temperatura e alta tensão elétrica, o que permite a coleta de portadores de carga por meio de equipamentos eletrônicos apropriados. A carga coletada resulta em pulsos que, após amplificação, são classificados em canais de acordo com sua amplitude e gerando, após um tempo suficiente de medida, um espectro de altura de pulsos (FILHO et al., 2000). Uma vez que cada radionuclídeo emissor gama possui um espectro característico de energias de emissão, torna-se possível a identificação do(s) elemento(s) presente(s) numa amostra a partir da análise do espectro gerado.

2.1.4 Processos de Interação da radiação gama com a matéria

São conhecidos diversos mecanismos de interação da radiação gama com a matéria, dos quais três tipos desempenham um papel importante na faixa de energia entre 40 keV e 10 MeV (faixa de energia de interesse analítico). São eles a absorção fotoelétrica, o espalhamento Compton e a produção de pares (KNOLL, 2010). Na absorção fotoelétrica, a energia do fóton gama é totalmente absorvida por um elétron, necessariamente considerado ligado ao átomo. Isto porque devido à conservação de momento, um elétron livre não pode absorver totalmente um fóton. O elétron anteriormente ligado é então ejetado, desligando-se do átomo e tornando-se um elétron livre, o fotoelétron.

A energia do fotoelétron será:

$$E = hv - Eb \quad (1)$$

onde Eb é a energia de ligação do elétron ao átomo, (no caso mais comum na camada K). A vacância no átomo causa uma imediata absorção de um elétron livre do meio e/ou um rearranjo dos elétrons nos níveis atômicos. Consequentemente, pode ocorrer a emissão de raios-X característicos, para núcleos atômicos pesados, ou emissão de elétrons Auger, no caso de núcleos leves. Os raios-X característicos comumente são dos tipos $K - \alpha$ e $K - \beta$. A interação por efeito fotoelétrico predomina para raios-X e para energias gama até cerca de 0,5 MeV, para materiais com alto número atômico. Particularmente para o germânio, predomina até aproximadamente 0,2 MeV.

No espalhamento Compton, o fóton incidente transfere parte de sua energia a um elétron do meio, resultando num elétron de recuo e um fóton de menor energia que o original, que é desviado com um ângulo Θ de espalhamento. A energia do fóton espalhado é dada por:

$$hv' = hv * [1 + (\frac{hv}{mc^2})(1 - \cos\Theta)]^{-1} \quad (2)$$

Esse processo é o predominante para energias gama intermediárias, embora os limites variem com o número atômico (Z) do elemento. Especificamente, para o germânio (Z=32), o efeito Compton predomina na faixa entre 0,2 a 8 MeV, aproximadamente. Para fótons com energia superior a 1,022 MeV, ou seja, o dobro da energia de repouso do elétron, cresce a probabilidade de interação por produção de pares. Isto é, o fóton gama converte-se num par elétron-pósitron, onde o excesso de energia aparece na forma de energia cinética compartilhada entre as duas partículas resultantes. O pósitron, após sofrer desaceleração no meio, é prontamente aniquilado dando origem a dois fótons de 511 keV emitidos em sentidos opostos. Em consequência dos processos descritos, a energia dos fótons gama é depositada total ou parcialmente na matéria. Quando essa transferência ocorre integralmente no volume do cristal detector, a acumulação de contagens decorrentes de determinada transição forma um pico chamado de Pico de absorção total. Para os objetivos do presente trabalho, é fundamental a determinação dos parâmetros matemáticos que caracterizam cada um desses picos.

2.1.5 Blindagem do detector

Um cuidado especial deve ser dedicado à blindagem do detector. A blindagem ideal para estas aplicações deve utilizar chumbo envelhecido, assim denominado, por ser isento de impurezas radioativas, principalmente as provenientes de precipitações de testes nucleares (*fallout*), realizados no período de 1944 a 2000. Para blindagens com alto fator de atenuação, principalmente em relação às radiações do meio ambiente (*background*) deve-se usar três camadas metálicas na sua composição. A primeira camada externa, é constituída de chumbo (blocos ou peça fundida) com 5 a 10 cm de espessura, uma segunda camada de revestimento interno com espessura cerca de 5 mm de cádmio e uma terceira, de cobre ou alumínio, com cerca de 2 mm de espessura. A função da camada de cobre é de atenuar os raios X característicos emitidos pela fluorescência do chumbo, com energias entre 72 a 87 keV, devido as interações com as radiações externas. A camada de cádmio é para atenuar estas radiações do chumbo que, por sua vez, emite raios X característicos com energias entre 22 e 27 keV. O cobre atenua tais radiações, mas emite raios X característicos de 8 keV, com baixíssima intensidade.

2.2 MCNP ferramenta para modelagem da resposta do detector por Monte Carlo

O método de Monte Carlo aplicado a este problema pode simular sequencialmente um determinado evento na trajetória de uma partícula, guiado pela sua probabilidade de ocorrência. No caso de transporte de fótons, estes são seguidos desde sua emissão a partir da fonte até serem absorvidos, espalhados ou escaparem do meio (PEYRÉS, 2010). Após a interação dos fótons cada uma das partículas geradas: elétrons, pósitrons e fótons secundários (fótons de Bremsstrahlung), Raios X característicos e fótons de aniquilação, são rastreados ao longo do seu caminho no detector. O resultado de cada interação vem determinado pela probabilidade de ocorrência de cada um dos mecanismos de interação. Na física essa grandeza é conhecida como seção de choque.

Na simulação do transporte de fótons, primeiramente se calcula a distância entre colisões e se identifica as características do átomo, com o qual vai a interagir. Dependendo da energia do fóton e da natureza do átomo, é determinado o tipo de interação que terá lugar. Os principais processos de interação da radiação gama com a matéria, que estão inclusos no MCNP são: efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, formação de pares e espalhamento coerente (espalhamento de Thomson). No caso dos fótons, o MCNP, utiliza a biblioteca ENDF (acrônimo em inglês: Evaluated Nuclear Data File), a qual contém dados de interação de fótons (seções de choque, bordas fotoelétricas, etc.) para elementos desde $Z=1$ até $Z=94$, em um intervalo de energia entre 1 keV e 100 MeV (BRIESMEISTER, 2000). No caso particular do MNCPIX, a versão 2.6 inclui a biblioteca BCDLIB, a qual possui dados atualizados de estrutura nuclear, que melhoram a descrição do processo de decaimento gama e, portanto os resultados das interações com a matéria (PELOWITZ et al., 2008).

O MCNP tem dois modelos de interação de fótons: o modelo simples e o modelo detalhado (BRIESMEISTER, 2000). O simples se concentra em resolver problemas de fótons de altas energias ou problemas com elétrons livres. Esse modelo não leva em conta os processos de espalhamento coerente e assume que o espalhamento Compton acontece com elétrons livres, o que quer dizer, que não utiliza os fatores de forma atômica. O modelo detalhado, além dos mecanismos de interação principais, inclui a dispersão coerente, a emissão de fótons de fluorescência após a absorção fotoelétrica e interações fotonucleares. Utiliza também, fatores de forma, que levam em consideração os efeitos de ligação dos elétrons dentro do átomo. O limite de aplicabilidade desse modelo é até 100 MeV e é o mais utilizado na maioria das aplicações, principalmente, aquelas que envolvem núcleos pesados. O modelo detalhado é o utilizado por padrão no MCNPX (BRIESMEISTER, 2000).

Como foi citado anteriormente a interação da radiação gama com a matéria

produz partículas secundárias, fundamentalmente elétrons e pósitrons, por isso é necessário fazer menção a algumas particularidades em relação a como o MCNP realiza o transporte dessas partículas. No caso de elétrons e pósitrons, os processos de interação com a matéria são dados por colisões elásticas e inelásticas, emissão de radiação de freamento (Bremsstrahlung) e aniquilação positrônica. O transporte de elétrons está dominado pela força de Coulomb, a qual gera uma grande quantidade de interações. As bibliotecas de elétrons, usadas pelo MCNP, possuem tabelas com os dados de seções de choque para produção de Bremsstrahlung, parâmetros do poder de freamento radiativo, energias das bordas K, produção de elétrons de Auger, fatores de correção de Mott à seção de choque de Rutherford (utilizada na teoria de Goudsmit-Saunderson da deflexão angular de elétrons), entre outros processos (BRIESMEISTER, 2000).

Os resultados da simulação do transporte através de um detector ou meio qualquer são obtidos a partir dos tallies. Esses são os observáveis de interesse, pois registram parâmetros como: a corrente de partículas, o fluxo através de uma superfície ou de um volume, a distribuição de energia e/ou a energia depositada em uma célula, entre outros. O tipo de tally a ser escolhido vai depender da finalidade do estudo e é definido pelo usuário no arquivo de entrada. O arquivo de saída registrado como tally F8, o qual é o utilizado nesse trabalho, é conhecido como tally de altura de pulso. Quando uma partícula atravessa uma célula, deposita nela parte de sua energia. Se a partícula abandonar a célula, a energia que carrega consigo será adicionada à conta da célula, na qual está entrando. Ao concluir o ciclo, a conta em cada célula é normalizada em função do número de partículas emitidas pela fonte, e o valor de energia resultante é armazenado no bin de energia correspondente, na forma de um pulso. A partir do número de pulsos em cada bin de energia se obtém a distribuição de altura de pulsos gerado na célula de interesse. Os dados resultantes da tally F8 são análogos ao espectro de altura de pulso de um detector de radiação, pois os bins de energia podem ser estabelecidos ou fixados como os canais do analisador multicanal (BRIESMEISTER, 2000). Quando utilizado o *tally *F8*, o MCNPX fornece na saída a energia depositada (em MeV) pelas partículas na cela especificada.

Os resultados dos tallies são impressos num arquivo de saída junto ao erro relativo (ϵ_r). O MCNP estima o valor do *tally* e a incerteza dele depois de completar cada história. O erro relativo é proporcional a $N^{-1/2}$, onde n é o número de histórias simuladas (BRIESMEISTER, 2000), motivo pelo qual para ter resultados precisos ($\epsilon_r \leq 0,01$), o número de histórias devem ser superiores a 100 mil histórias. O erro relativo estimado pode ser utilizado para construir um intervalo de confiança ao redor do valor médio. Dessa forma podem ser realizadas as análises sobre o nível de precisão dos resultados, já que partindo do Teorema do Limite Central, se conhece que para grandes valores de n ($N \rightarrow \infty$) a probabilidade de que o resultado certo fique no intervalo de um desvio padrão (σ) é de 68% e de 95% se o intervalo for de duas vezes o desvio padrão (2σ).

2.3 Tomografia computadorizada

A tomografia computadorizada (CT) foi revolucionária na radiologia e contribuiu fortemente para os avanços no campo do radiodiagnóstico por imagem (SEERAM, 2001). Para NAGEL (2002) a fascinação em todo o mundo, em 1972, sobre a possibilidade de produção de uma imagem dispondo a seção transversal do corpo através da tomografia, só foi excedida pela descoberta dos raios X em 1895.

O método obteve grande repercussão, principalmente pela possibilidade de avaliação de tecidos "moles" como músculos, vísceras, e cavidades cranianas os quais até então não eram passíveis de visualização através de imagens em seres vivos. A introdução desta técnica revolucionou diversos ramos da área da medicina dentre eles o diagnóstico neurológico.

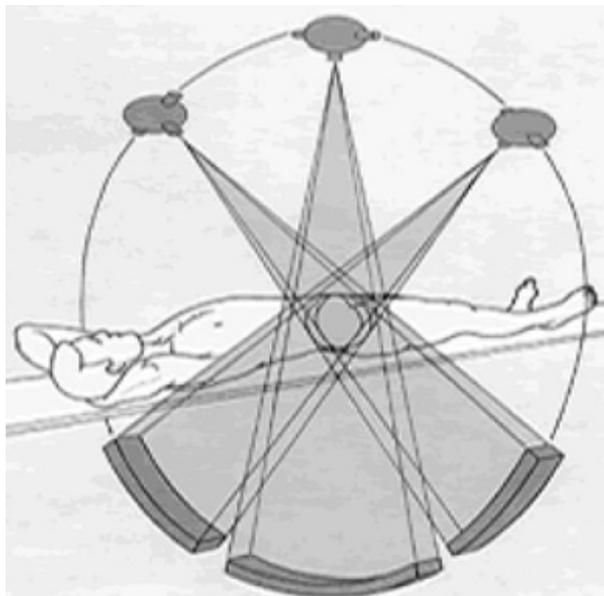
Ainda hoje esta técnica, parece não ter alcançado os seus limites potenciais e vem sofrendo grandes transformações sendo objeto de constantes pesquisas, todas voltadas, principalmente, para a redução do tempo de exames e ganhos de resolução das imagens produzidas. Programas de computador permitem ainda diversificar o alcance esta técnica, possibilitando apresentações dinâmicas, funcionais e de navegação virtual pelo interior de vasos e vísceras (NOBREGA, 2005).

O método

A tomografia Computadorizada é um método de diagnóstico por imagem que combina o uso de raios-X obtidos por tubos de alta potência com computadores especialmente adaptados para processar grande volume de informação e produzir imagens com alto grau de resolução. O tubo de raio-X geralmente se localiza no interior do aparelho em um dispositivo rotatório de forma justaposta a um conjunto de elementos que coletam o residual do feixe de radiação que atravessa o paciente neste caso são conhecidos como detectores. O conjunto de detectores constitui o principal elemento da coleta do sinal da tomografia e é responsável pela transformação da energia residual incidente em correntes elétricas que podem ser processadas por computador conforme pode ser acompanhado na figura 2.

O processo de aquisição de um corte tomográfico, se inicia no momento que o tubo gira ao redor do paciente e um feixe de radiação é emitido, incidindo nos detectores que coletam as informações obtidas a partir de múltiplas projeções. As informações captadas pelos detectores são enviadas ao equipamento responsável pelo processamento das imagens. O primeiro tomógrafo utilizado em radiodiagnóstico foi apresentado por Godfrey N. Housfield (NOBREGA, 2005), engenheiro eletrônico, em 1972, na Inglaterra. O equipamento foi fabricado pela empresa E.M.I. e constava de um tubo de raios-X simples de anodo fixo e alvo dimensões relativamente exageradas (3 X 13 mm),

Figura 2 – Ilustração tubos raios X e detectores dispostos de maneira circular em um tomógrafo.



Fonte: [Nobrega \(2005\)](#)

mas suficientemente potente para suportar o alto "calor" produzido pelos sucessivos bombardeios de elétrons. A construção dos cortes tomográficos (scans) se fazia por meio de um feixe estreito da espessura aproximada de um lápis que, após atravessar o corpo do paciente, incidia em dispositivos detectores da radiação residual. A imagem era formada a partir do sinal obtido nos detectores. Cerca de 160 exposições eram realizadas ao longo de uma direção (varredura linear). Após completar esta varredura o conjunto tubo/detector executava um movimento de rotação de 1 grau e uma nova varredura linear se iniciava. O movimento de rotação se repetia cerca de 180 vezes, alterando-se a cada 1 grau. Os dados obtidos e armazenados no computador podiam então ser utilizados na reconstrução do corte tomográfico. O feixe do primeiro equipamento possuía as dimensões aproximadas de 3 x 13mm.

Princípios básicos

Conforme [Nobrega \(2005\)](#) nos atuais tomógrafos computadorizados, um tubo de raios-X emite um feixe de radiação laminar em forma de leque (*fan beam*) e de espessura muito fina e que atravessa o paciente indo sensibilizar o conjunto de detectores. Este, por sua vez, se encarrega de transmitir os sinais obtidos em forma de correntes elétricas de pequenas intensidades a um dispositivo eletrônico que transforma os sinais obtidos em dígitos de computador.

Para que a imagem possa ser interpretada como uma imagem anatômica, múltiplas projeções são realizadas a partir de diferentes ângulos. O computador de posse dos

dados obtidos nas diferentes projeções constrói uma imagem digital. Cada elemento de imagem (pixel) se apresentará com um tom de cinza correspondente a sua densidade radiológica. Estrutura com alta densidade radiológica, como os ossos por exemplo, se apresentam claras "hiperatenuante", na imagem tomográfica, o ar, pela sua densidade se apresenta escuro "hipoatenuante".

A escala de Hounsfield representa em unidade HU (Hounsfield Unit) as densidades radiológicas das diferentes estruturas anatômicas, atribuindo-lhes uma graduação específica na escala de cinzas de equipamento de tomografia.

Características do método

- A tomografia apresenta um feixe laminar e em forma de leque.
- A aquisição das imagens ocorre no plano de gantry, o que, primeiramente gera cortes transversais ao plano do corpo.
- A imagem final é digital e pode ser facilmente manipulada por softwares.
- quanto maior a matriz, melhor será a resolução da imagem.

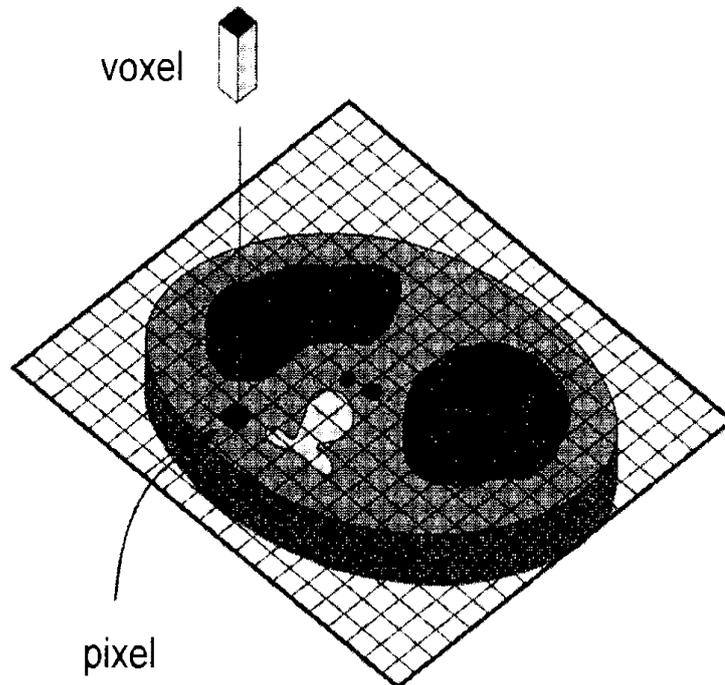
A matriz da imagem de tomografia computadorizada

A matriz em TC pode ser definida como o arranjo das linhas e colunas que formam a imagem digital. Quanto maior o número de linhas e colunas melhor será a resolução da imagem. O elemento de imagem formado pela intersecção das linhas e colunas e chamado de *pixel* (acrônimo do inglês *Picture element*, elemento de imagem). Uma matriz de alta resolução apresenta pixels de pequenas dimensões, o que lhe garante maior resolutividade. A espessura do corte de uma imagem formada pela TC está relacionada à profundidade do corte. O volume formado pelas dimensões do pixel e profundidade do corte é conhecido por *voxel*.

Nos equipamentos atuais de tomografia computadorizada são geradas imagens com matrizes de dimensões 512 linhas x 512 colunas.

No primeiro tomografo EMI apresentado por Hounsfield, a matriz apresentava resolução de 80 linhas x 80 colunas. A reconstrução da imagem de forma a demonstrar as estruturas em sua forma real, necessita de múltiplas tomadas de dados em diferentes ângulos de projeção (NOBREGA, 2005). A partir dos dados obtidos em cada leitura, o computador interpreta o grau de densidade dos diferentes tecidos atribuindo a cada um o valor correspondente a uma escala de tons de cinza. O resultado final é apresentado pelos *pixels* que formam a imagem tomográfica. Cada voxel representa a unidade de volume de imagem, considerando a espessura do corte, e apresenta coeficientes de atenuação específicos.

Figura 3 – Representação do voxel (elemtno de volume) -Pixel (Elemento de imagem).



Fonte: [Nobrega \(2005\)](#)

Reconstrução de imagens

A tomografia computadorizada é um método que mede a intensidade da radiação residual após um feixe ter interagido com um órgão ou objeto e ter sensibilizado um detector. A Intensidade da Radiação Residual compreende a radiação incidente menos a radiação absorvida pelo objeto e pode ser obtida segundo a equação:

$$n = N_0 * e^{-(\mu)x} \quad (3)$$

Onde N é a intensidade de radiação residual, N_0 é a intensidade radiação incidente, e é a base do logaritmo natural, μ é o coeficiente de atenuação linear e o x é a espessura do objeto.

Considerando que a imagem tomográfica formado por "n"pequenos blocos de imagem correspondente a cada voxel da matriz, a equação se torna mais complexa a medida que as matrizes vão apresentando melhor resolução ([NOBREGA, 2005](#)). Em um equipamento mais moderno que trabalha com matrizes 512 x 512, a equação poderia ser dado por:

$$n = N_0 * e^{-(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \dots + \mu_{512})x} \quad (4)$$

O número de equações utilizadas para reconstrução de uma imagem aumenta em função do número de detectores de equipamento e do número de projeções utilizadas na construção de imagens. Nos equipamentos atuais de matriz de alta resolução são necessárias, muitas vezes, o emprego de 200.000 equações para reconstrução de uma única imagem, daí a necessidade de um sistema de computação potente e veloz.

Métodos de reconstrução das imagens

O método matemático utilizada na reconstrução das imagens é denominado algoritmo. Basicamente três formas de cálculo são utilizadas para este fim:

1. Retroprojeção;
2. Método iterativo;
3. Método analítico.

Os métodos analíticos baseiam-se no Teorema do Corte de Fourier (TFC), enquanto que os métodos iterativos procuram soluções numéricas para resolver as equações das projeções (SILVA, 1998).

Retroprojeção

É um método teórico, não utilizado nos equipamentos atuais. Consiste basicamente na obtenção de imagens em diferentes projeções, com a correspondente somatória dos resultados obtidos em cada projeção. O resultado final apresenta a imagem real do objeto, contaminada pelo efeito das inúmeras projeções.

O método iterativo

O método iterativo considera um valor médio de atenuação para cada coluna ou linha de imagem. A partir deste pressuposto compara o resultado obtido com a média previamente estabelecida e faz os ajustes necessários adicionando-se e subtraindo-se valores em densidade para cada elemento da imagem, até a sua reconstrução final. O primeiro equipamento de tomografia E.M.I. utilizou este método para a construção de suas imagens. Embora parecido com o método da retroprojeção, apresenta imagens mais nítidas por eliminar as "contaminações" também conhecidos como artefatos.

O método analítico

O método analítico é método utilizado em quase todos os equipamentos comerciais. Este método é dividido em dois métodos amplamente conhecidos entre os matemáticos:

Dentre os métodos analíticos, o método da retroprojeção filtrada (filtered back-projection – FBP) talvez seja o mais simples de todas as técnicas de reconstrução tomográfica. Consiste basicamente na filtragem das projeções no espaço de frequências usando um filtro rampa e, após realizar a transformação inversa, retroprojetar esses valores para formar a imagem final. Esse é o algoritmo preferencialmente utilizado em reconstrução de imagens clínicas de TC, pois o tempo necessário para efetivá-la é curto e produz imagens razoáveis para análise qualitativa (SILVA, 1998).

- Análise bidimensional de Fourier;
- Retroprojeção filtrada.

Na análise bidimensional de Fourier, funções de tempo e espaço são analisadas pelas somas das frequências em amplitudes correspondentes. Trata-se de um método complexidade bastante elevada (NOBREGA, 2005). A vantagem do método analítico pela análise bidimensional de Fourier reside no fato de o computador poder trabalhar com maior velocidade, dado este relevante em qualquer sistema de tomografia.

O método analítico de retroprojeção filtrada é similar ao da retroprojeção, exceto pelo fato de que as frequências correspondentes ao borramento verificado na retroprojeção são eliminados, tornando a imagem mais nítida. É um método utilizado em alguns equipamentos comerciais.

Técnicas de processamento de imagens

Princípios matemáticos

Durante a aquisição tomográfica, o detetor realiza movimento de rotação em torno do objeto e, para cada ângulo, armazena projeções de um volume de radioatividade contido nesse. As projeções são compostas das somas das contagens de radioatividade do volume ao longo de linhas perpendiculares ao detetor, em um determinado ângulo Θ , que serão tratadas como $g(s, \Theta)$, onde s corresponde a posição no detetor e Θ a posição angular onde ele se encontra.

O princípio da tomografia computadorizada conforme abordamos anteriormente, consiste na análise da atenuação sofrida por um feixe de radiação, o qual atravessa um objeto. A partir desta atenuação tem-se as medidas da integral na linha de distribuição da densidade de massa, através do caminho percorrido pelo feixe. A resposta de vários feixes com orientações diferentes, em relação ao volume estudado é que permite a reconstrução da imagem de acordo com a distribuição espacial de densidade (ARID, 1988).

Matematicamente podemos expressar o processo de atenuação da seguinte forma, seja $f(x)$ o coeficiente de atenuação do meio material em um ponto x , isto é fótons que atravessa uma pequena distância Δx a x , sofrendo a relativa perda de intensidade:

$$\frac{\Delta I}{I_0} = f(x)\Delta x \quad (5)$$

Onde I_0 é a intensidade incidente e I é a intensidade residual.

Considerando a direção por onde passa o feixe combinado a função anterior então temos:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\left(-\int_L f(x)dx\right)} \quad (6)$$

Calculando a integral de linha da função $f(x)$ ao longo de cada uma das linhas L pode-se reconstruir a função $f(x)$. A transformada de Radon é uma transformação que traça uma função em R^2 em uma linha integral. Assim o problema da reconstrução de CT é chamada inversão da transformada de Radon em R^2 (RADON, 1917).

A função $f(x, E)$ dado em razão da aproximação função de Klein-Nishima como se segue:

$$f(x, E) = E^{-3}f_1(x) + C(E)f_2(x) \quad (7)$$

Onde o termo $C(E)$ que é da função de Klein-nishima, tem uma pequena variação para feixes de baixa energia de forma que o endurecimento do feixe é mais pronunciado em altas energias.

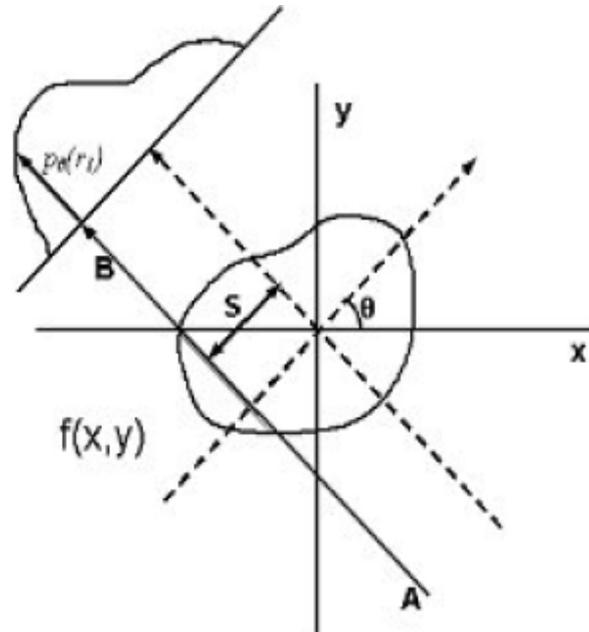
A transformada de Radon

Se $P(u, \theta)$ representar um grupo de projeções conhecidas como a raio soma, conforme é ilustrado na figura 4.

Define-se então $f(x, y)$ ao longo de um feixe de ângulo θ , ($0 < \theta < \pi$), e desta forma u representa a distância desde a origem ($-r \leq u \leq r = \text{dimensão da seção estudada}$), a relação entre estes será dada pela integral a seguir (NATTERER, 1986):

$$P(u, \theta) = \int_L f(x, y)dv \quad (8)$$

Figura 4 – As projeções $P(\mu, \theta)$ são compostas das somas das contagens de radiatividade do volume ao longo de linhas perpendiculares ao detector, em um determinado ângulo θ .



Fonte: Tetzner (2008).

Quando o ângulo θ é conhecido para um grupo de projeções sendo $\theta = [0, \pi]$, a equação denomina-se Transformada de Radon de $f(x, y)$, sendo representada por:

$$P(u, \theta) = \int_0^\pi f(x, y) dv \quad (9)$$

Conforme (TETZNER, 2008), basicamente, o problema da reconstrução tomográfica está em inverter a transformada de Radon para poder estimar $f(x, y)$ a partir de $p(u, \theta)$:

$$R[f(x, y)] = \int p(u, \theta) d\theta \quad (10)$$

A reconstrução da imagem

A reconstrução da imagem tomográfica pode ser obtida por meio de uma matriz discreta, por meio de um sistema de equações de grande tamanho. Assim a ideia fundamental deste método é inverter o sistema de equações de uma forma iterativa (TETZNER, 2008). A fim de exemplificar, a seguir é utilizado um sistema matricial 4x4, representativo de quatro projeções. Os valores de p representam as medidas experimentais, r_{ij} são parâmetros de regressão e f as funções de x e y , as quais serão determinadas

pela resolução da equação matricial:

$$\begin{aligned}
 P_1 &= r_{11}f_1 + r_{12}f_2 + r_{13}f_3 + r_{14}f_4 \\
 P_2 &= r_{21}f_1 + r_{22}f_2 + r_{23}f_3 + r_{24}f_4 \\
 P_3 &= r_{31}f_1 + r_{32}f_2 + r_{33}f_3 + r_{34}f_4 \\
 P_4 &= r_{41}f_1 + r_{42}f_2 + r_{43}f_3 + r_{44}f_4
 \end{aligned} \tag{11}$$

Matricialmente este sistema é reescrito como a seguir:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & \dots & r_{14} \\ r_{21} & \dots & r_{24} \\ r_{31} & \dots & r_{34} \\ r_{41} & \dots & r_{44} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix} \tag{12}$$

E o vetor $f(x, y)$ representativo da imagem procurada igual a:

$$\begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & \dots & r_{14} \\ r_{21} & \dots & r_{24} \\ r_{31} & \dots & r_{34} \\ r_{41} & \dots & r_{44} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{bmatrix} \tag{13}$$

Digitalização da Imagem

Os valores numéricos de todas as projeção tomográficas p conforme seção anterior, determinam uma função de distribuição bidimensional dos coeficientes lineares de atenuação. O número de projeções é finito e o número de valores dos coeficientes da seção estudada será finito, esta seção pode ser decomposta em um número de unidades de volume com a forma de um prisma, *voxel*. Cada *voxel* tem dimensão aproximadamente igual ao diâmetro do feixe de radiação, sendo caracterizado por um valor simples de coeficiente r_{ij} de atenuação linear. Para cada *voxel* pode ser atribuída um pixel de imagem, cuja sombra (cor) será proporcional ao valor numérico dos coeficientes de atenuação. Este mapa contendo os resultados bidimensionais representará a distribuição dos coeficientes lineares de atenuação sobre a ação inteira cuja resolução espacial será igual ao tamanho do *voxel*.

A representação da função de distribuição dos coeficientes médio por projeção, será a imagem final da tomografia.

Processamento de imagens: Transformada de Fourier

A transformada de Fourier pode ser utilizada na reconstrução bidimensional de imagens, em função da facilidade e rapidez de cálculos, comparado com a resolução

das equações de projeção algébrica, que consistem na montagem de uma matriz e sua resolução.

A transformada de Fourier de uma função $f(x)$ é definida como:

$$\mathcal{F}[f(x)] \equiv \mathcal{F}(w_x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-2i\pi w_0 x} dx \quad (14)$$

A transformada inversa de Fourier, \mathcal{F}^{-1} que recupera a função original é descrita por:

$$\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(w_x)] \equiv f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(w_x)e^{2i\pi w_0 x} dw_x \quad (15)$$

Onde w_x é a frequência angular e $i \equiv \sqrt{-1}$.

Analogamente pode se definir também:

$$\mathcal{F}[f(x)] \equiv \mathcal{F}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ivx} dx \quad (16)$$

A Transformada inversa de Fourier, que recupera a função original é dada como:

$$\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(v)] \equiv f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(v)e^{ivx} dx \quad (17)$$

Sendo que o termo $v = 2\pi w_x$ significa a frequência linear. Nota-se que:

$$e^{-ivx} \equiv \cos(-ivx) + i \sin(-ivx) \quad (18)$$

A condição suficiente para a existência da transformada de Fourier de uma função $f(x)$ qualquer é que a função seja integrável, e finita, isto é:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx < \infty \quad (19)$$

As imagens tomográficas são sempre integráveis e finitas. Um pulso retangular pode ser integrado de forma a se obter uma amplitude de sinal compatível com o pulso onde conforme é ilustrado na figura 5.

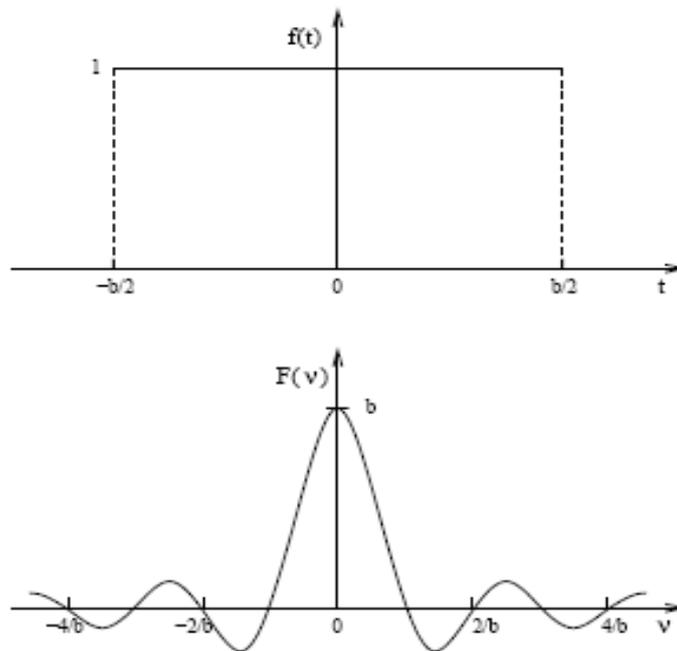
Embora a imagem seja real, a transformada de Fourier é uma função complexa, com coeficientes reais e imaginários:

$$F(w_x) = \Re[F(w_x)] + i\Im[F(w_x)] \quad (20)$$

o espectro de potências $P(w_x)$ é definido como:

$$P(w_x) = \Re[F(w_x)]^2 + \Im[F(w_x)]^2 \quad (21)$$

Figura 5 – Representação de um pulso retangular que pode ser descrito de forma a se obter uma amplitude de sinal compatível com o pulso.



Fonte: [Tetzner \(2008\)](#)

o ângulo de fase é dado por:

$$\Phi(w_x) = \tan^{-1} \frac{\Im[F(w_x)]}{\Re[F(w_x)]} \quad (22)$$

Problemas comuns em tomografia computadorizada

O efeito de volume parcial

Em tomografia, a imagem final representa a densidade correspondente de cada tecido através de uma escala de cinza. Particularmente nas imagens com pouca resolução (matrizes baixas), um voxel pode ser representada numa tonalidade de cinza não correspondente ao tecido que representa. Isto pode acontecer, por exemplo, quando um voxel representa a imagem de um material de baixa densidade e parcialmente a imagem de um material de alta densidade. Os cálculos efetuados pelo computador podem atribuir uma tonalidade de cinza correspondente de um corpo com alto coeficiente, causando um efeito de imagem conhecido por Efeito de Volume Parcial. Este efeito tende a ser reduzido nas matrizes de alta resolução.

Artefatos de anel (Rings Artifacts)

Os artefatos em forma de anel que se apresentam na imagem estão inicialmente relacionados com problemas nos detectores. Como os detectores necessitam de calibra-

ção com o "ar" para reconhecimento dos demais tecidos, ocasionalmente pode ocorrer de perderem os valores de referencia, o que ocasiona artefatos na imagem na forma de anéis. Este artefato pode ser evitado se o operador nesta circunstancia efetuar uma calibração nos detectores. A periodicidade com que se devem ser feitas estas calibrações variam de aparelho para aparelho. A maior parte dos equipamentos admite uma única calibração diária.

Materiais de alta densidade (Strike)

Os objetos metálicos, como projeteis de bala, implantes de materiais de alta densidade, como as obturações dentarias entre outros, produzem artefatos lineares de alta densidade em consequência dos altos coeficientes de atenuação linear apresentados por estes materiais. A presença deste artefatos pode ser atenuada a partir do uso de um feixe de alta energia (120 / 140 KV), embora não possam ser evitados.

Materiais de alto número atômico

Os materiais de alto número atômico tendem a se comportar como os materiais metálicos e a produzir artefatos tipo "strike". Os meios de contrastes positivos, como o iodo e bário, em altas concentrações, devem ser evitados ou usados com critério.

Ruído da imagem

O ruído, aspecto que confere granulosidade às imagens, ocorre principalmente em consequência da utilização de feixes de baixa energia ou quando o objeto apresenta grandes dimensões, como no caso dos pacientes obesos.

3 Materiais e métodos

Todas as medições e coletas de dados foram realizadas no Laboratório de Espectrometria Gama (LEG), localizado no Centro de Pesquisa em Ciências e Tecnologia das Radiações (CPqCTR) na UESC.

Figura 6 – Laboratório de Espectrometria Gama (LEG).



3.1 Sistema espectrométrico estudado

O espectrômetro gama, objeto de estudo é um semicondutor de germânio de alta pureza (HPGe) em geometria coaxial, com contato *p*, modelo GC2518, fabricado pela Canberra (número de série 10440), ante um feixe de radiação bem colimado proveniente de uma fonte radioativa, considerada pontual de modo que sejam minimizados os efeitos relativos a múltiplos espalhamentos nos materiais que rodeiam o detector. O detector, possui uma resolução de 1,723 keV para a linha de 1332 keV do ^{60}Co , relação Pico Compton (58:1) e uma eficiência relativa de 25,8%, relativa a um detector com cintilador NaI (Tl) (OLIVARES, 2016).

Acoplado ao detector se encontra ligado um pré-amplificador modelo 2002C, também da Canberra, no qual encontra-se a fonte de alta tensão ajustada em +4000 V, por recomendação do fabricante. O detector encontra-se dentro de uma câmara de baixo fundo, cilíndrica figura 7, (Modelo 747) com 50,8 cm de diâmetro e 63,5 cm de altura. A câmara está composta por camadas de diferentes materiais. A mais externa é de aço com baixo conteúdo de carbono (0,95 cm de espessura), a camada intermédia – a mais espessa com 10 cm é de chumbo e as duas camadas mais internas são constituídas por estanho e cobre (0,1 cm e 0,16 cm de espessura, respectivamente). Estas duas últimas camadas são projetadas para atenuar os raios X do chumbo, cuja energia distribui-se ao longo da faixa 70-80 keV.

Figura 7 – Interior da câmara de baixo fundo.



O sinal de saída do detector é armazenado e processado por um sistema de aquisição de dados ligado ao computador. O processamento do pulso é realizado no DSA-200 (acrônimo no inglês: Digital Spectrum Analyzer), no qual estão integrados todos os subsistemas eletrônicos necessários para realizar a conformação do pulso a saber: o processador de sinais digitais (DSP - acrônimo no inglês: Digital Signal Processor), o estabilizador digital e o analisador multicanal (MCA - acrônimo no inglês: Multichannel Analyzer). Através do DSA-200 se liga e desliga o detector e se fornece tensão a ele. Uma vantagem adicional, que possui este equipamento é que todos os parâmetros da eletrônica podem ser ajustados através do computador, utilizando o software GENIE 2000 (CANBERRA, 2006), fornecido pela Canberra e que permite a aquisição dos espectros gamas. Todos os espectros foram obtidos com os seguintes parâmetros iniciais: 8192 canais, um tempo de conformação do pulso (*shaping time*) de 4 μs e o ganho de 40x (ganho grosso) e 1,0052x (ganho fino).

3.2 Estudo dos parâmetros nominais do detector

Existem dois métodos para verificar os parâmetros nominais de um detector semicondutor, isto é, verificar as dimensões do cristal e delimitar o volume ativo do mesmo. O primeiro método é tomar imagens radiográficas do cristal para estimar suas dimensões reais, seu posicionamento no interior do encapsulado de alumínio, as dimensões da cavidade interna e outros. Todavia este método deve ser complementado por um método auxiliar que permite estimar a espessura da camada inativa (camada morta).

O segundo método é modelar a resposta do detector com a geometria e dimensões fornecidas pelo fabricante, e simular as interações que ocorram nele, devido à radiação proveniente de fontes pontuais. Contudo, uma vez obtido o espectro diferencial de altura de pulsos resultante de todas as interações com o detector e os materiais

que rodeiam o mesmo, deve ser estimada a curva de eficiência intrínseca para o intervalo de energia estudado.

Este trabalho fornece uma combinação de dois métodos visando reduzir o tempo de cômputo e desenvolver um feixe próprio tipo (*pencil-beam*) de aplicação versátil para caracterização de outros detectores.

Em condições reais, o espectro de altura de pulsos obtido, representa a superposição de diferentes efeitos, devido entre outros a: escape de elétrons secundários, escape de radiação de *Bremsstrahlung* e escape de raio-X característico. Todos estes eventos estão associados as dimensões do próprio detector, a efeitos relacionados à posição da fonte em relação ao detector, contribuição da radiação secundária gerada perto da fonte (radiação de aniquilamento e *Bremsstrahlung*) e ainda a contribuição da blindagem ou outros materiais que rodeiam o detector.

Portanto a área do pico de absorção total ou fotopico, deve ser corrigida em primeira aproximação, pelo continuo resultante dos múltiplos espalhamentos não coerentes da radiação gama com os materiais que rodeiam o detector e com ele próprio.

Considerando o fotopico como uma função gaussiana para regiões de energia superiores à 80 keV e um modelo de fundo (background) linear, temos que:

$$A_p = \sum_{i=A}^B C_i - (B - A) \frac{(C_A - C_B)}{2} \quad (23)$$

Onde C_i = Área do Pico entre o canal A e o canal B. A e B canais que marcam a subida e descida, respectivamente do pico (limites laterais do pico). C_A e C_B = taxa de contagem no canal A e canal B, respectivamente.

Com essa área o analista deve determinar a eficiência intrínseca para cada valor de energia pela expressão:

$$\varepsilon = \frac{A_p}{T \cdot S \cdot I_\gamma \cdot e^{-\lambda t}} \quad (24)$$

Onde ε = eficiência para cada energia, T é o tempo de coleta da medida, S a intensidade da fonte ou atividade, I_γ a probabilidade de emissão para essa linha energética, λ constante de decaimento radioativo e t o tempo de decaimento da fonte

Este valor de eficiência é facilmente modificável se não são tomados os parâmetros geométricos reais (volume ativo) do detector.

3.2.1 Tomografia computadorizada cone beam

A primeira aproximação das dimensões externas do cristal e sua posição relativa ao encapsulado de alumínio, foram estimadas valendo-se de imagens tomográficas do detector. Esse tipo de imagem tem sido utilizado como ferramenta auxiliar em estudos de caracterização de detectores (HEDMAN, 2015). As imagens foram adquiridas utilizando um tomógrafo volumétrico de feixe cônico modelo **i-Cat** figura 8, configurado com os seguintes parâmetros: 120 kVp e 36,12 mAs. O tempo de aquisição das imagens foi de 40 s.

Figura 8 – Imagem do tomógrafo i-Cat, HPGe posicionado para tomada de TC.



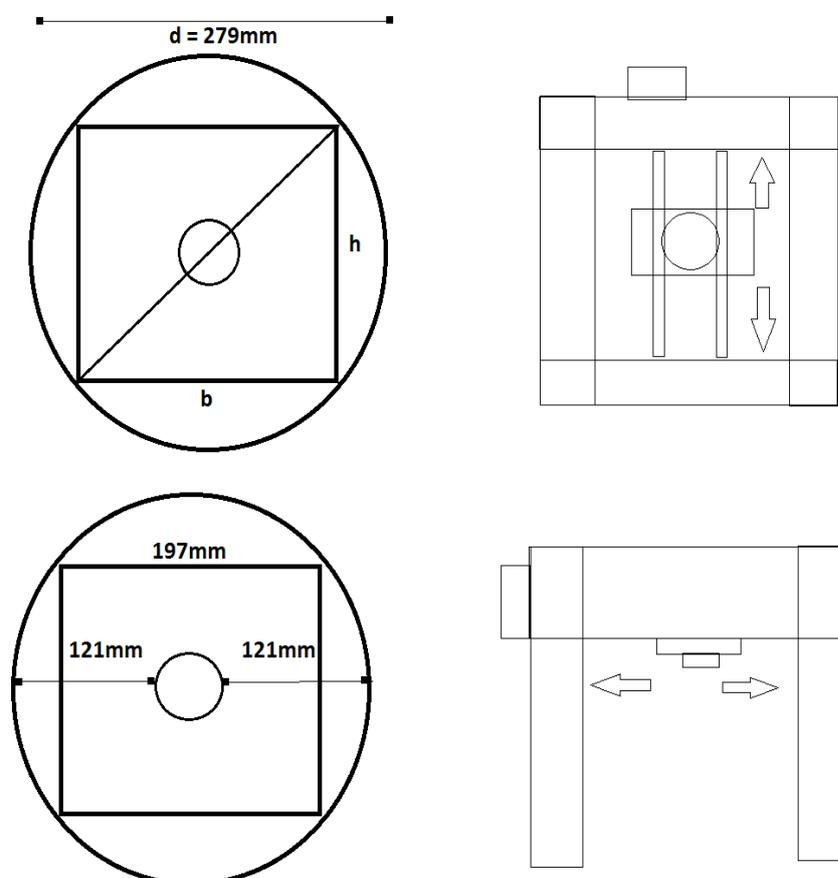
Foram obtidos um total de 516 cortes transversais com espessura de 0.25 mm e espaçamento entre si também de 0.25 mm. As imagens provenientes dos cortes oferecem resolução de 640x640 pixels. Além dos cortes transversais, foram obtidos também um corte frontal e um sagital.

É importante ressaltar que devido ao fato do tomógrafo ser utilizado em estudo radiodiagnóstico de arcada dentária, este oferece recursos apenas para alinhamento de seres humanos, conseqüentemente dificultou o alinhamento correto do conjunto *dewar-detector* com o feixe do tomógrafo, resultando em uma inclinação entre 5° e 10° em relação ao chão.

3.2.2 Escâner tipo pencil beam

O detector HPGe se encontra posicionado ao centro da câmara de baixo fundo a qual possui diâmetro interno de 279 mm, este fato constitui um grande desafio para posicionamento de ferramentas de suporte às fontes ou amostras a serem estudadas. Outro fato importante que eleva a complexidade ao efetuar medições é a necessidade de fechamento da tampa superior da câmara. Estas condições se tornam extremamente limitantes ao desenho do dispositivo escâner, pois restringem o espaço disponível para posicionamento, deslocamento e manuseio de equipamentos no interior da câmara.

Figura 9 – Esquema descritivo do espaço interno da camara de baixo que levou a definição da largura do escâner.



3.2.2.1 Desenho do escâner

Na etapa de desenho do escâner foram abordados duas estratégias denominadas de ESC01 e ESC02 respectivamente. Na ESC01, o escâner teria formato semelhante a duas torres paralelas, conforme pode ser observado na ilustração e acomodaria a fonte em uma caixa montada com acrílico e chumbo. A segunda estratégia ESC02 propunha um formato retangular para o escâner, possibilitando acomodação tanto para varreduras axiais quanto para varreduras radiais, o fato do ESC02 ser confeccionado basicamente em alumínio e facilidade de manuseio e usinagem do mesmo levou a escolha deste como ferramenta auxiliar.

Na figura 11 é ilustrado o desenho técnico inicial do ESC02, em escala de 1:2, detalhes dimensionais respeitando as restrições impostas pela câmara de baixo fundo podem ser observados.

3.2.2.2 Escolha de materiais

Para a obtenção de imagens que reflitam a área ativa do detector minimizando as interações por espalhamento múltiplo em materiais que o rodeiam, fez-se necessário

Figura 10 – (a) Esquema de varredura axial ESC01 (b) Esquema de varredura radial ESC02.

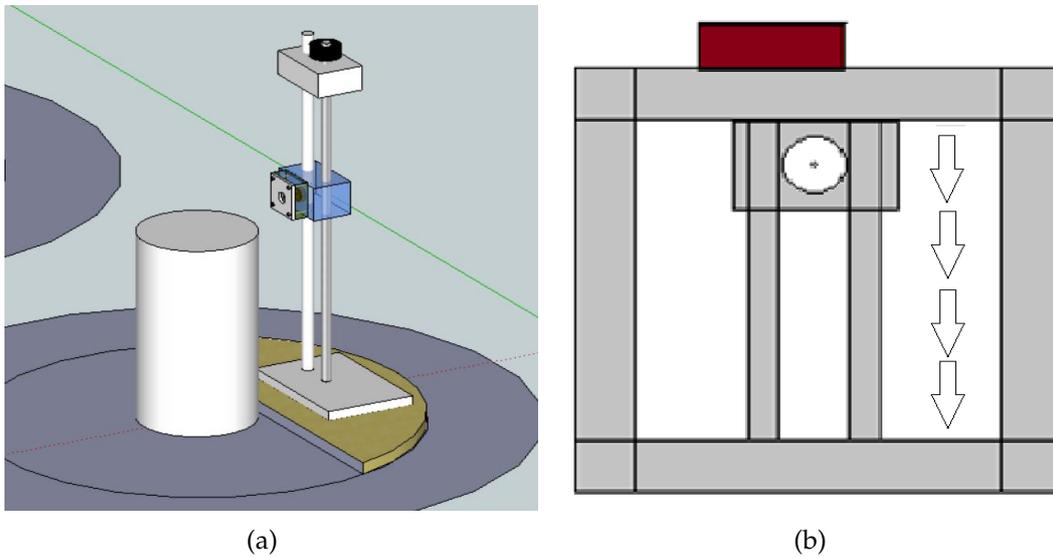
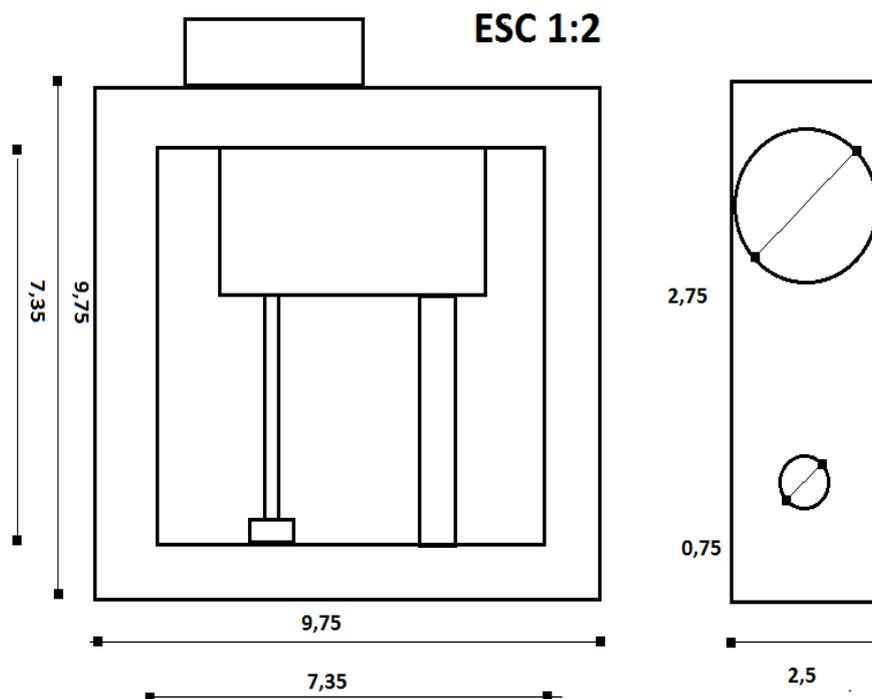


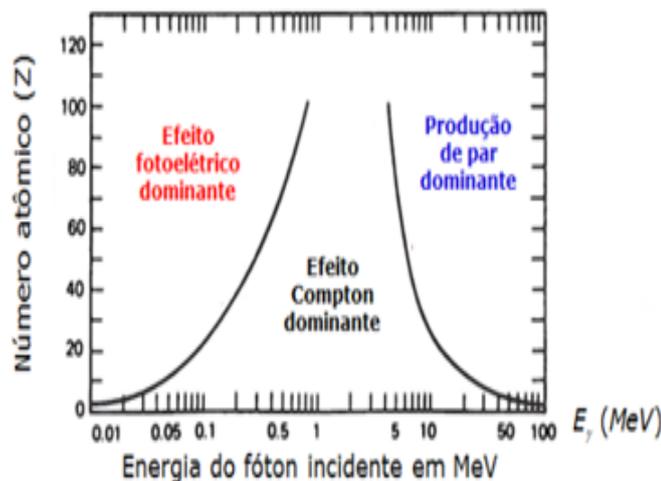
Figura 11 – Desenho técnico inicial ESC02 em escala 1:2.



a utilização de materiais leves, com baixo número atômico. Segundo (PIRES, 2011), um dos materiais indicados para esta finalidade é o acrílico, no entanto, dadas as restrições financeiras do projeto e a disponibilidade deste material optou-se pelo uso do alumínio como material de apoio principalmente pela facilidade de manuseio e usinagem. O fato do alumínio possuir baixo número atômico ($Z=13$), eleva a dificuldade

de processamento dos espectros, uma vez que a probabilidade de interação entre os fótons gama, na faixa de energia que interessa é alta, conforme pode ser demonstrado na figura 12.

Figura 12 – Probabilidades de interação da radiação gama segundo Z e a energia do fóton.



Fonte: Knoll (1989).

3.2.2.3 Fontes radioativas certificadas utilizadas

As fontes radioativas utilizadas neste trabalho são fontes radioativa certificadas, fornecidas pelo Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD). Estas, são fontes pontuais seladas em acrílico, onde o material radiativo fica confinado em uma cavidade central de 4 mm de diâmetro e 3 mm de altura, conforme pode ser observado na figura 13.

Para conformar o feixe foram escolhidas fontes de ^{241}Am e ^{133}Ba , as quais emitem fótons gamas que se concentram em 59,5 keV para o caso do Amerício e 80,9, 276,4, 302,9, 356 e 383,8 keV para o Bário. O objetivo de usar Amerício responde a uma condição física para favorecer a interação na camada mais externa do detector, de forma a permitir a verificação da espessura da camada morta externa. No caso do Bário procura-se conhecer analisando o pico de 356 keV as dimensões do *inner bare hole* (cavidade interna do detector), usado para acoplamento de contatos eletrônicos e guia térmica.

3.2.2.4 Construção e componentes do escâner

As dimensões do suporte para o motor do *pencil beam* e do trilho, foram limitadas pelas dimensões livres entre o diâmetro interno da câmara de baixo fundo e o perímetro do encapsulado de alumínio do detector figura 9. Foi considerada uma pequena redução de 8 mm e relação ao diâmetro interno da câmara, de forma a facilitar a inserção e retirada do aparelho sem causar riscos mecânicos no detector.

Figura 13 – Fonte radioativa certificada pelo IRD utilizada no experimento.

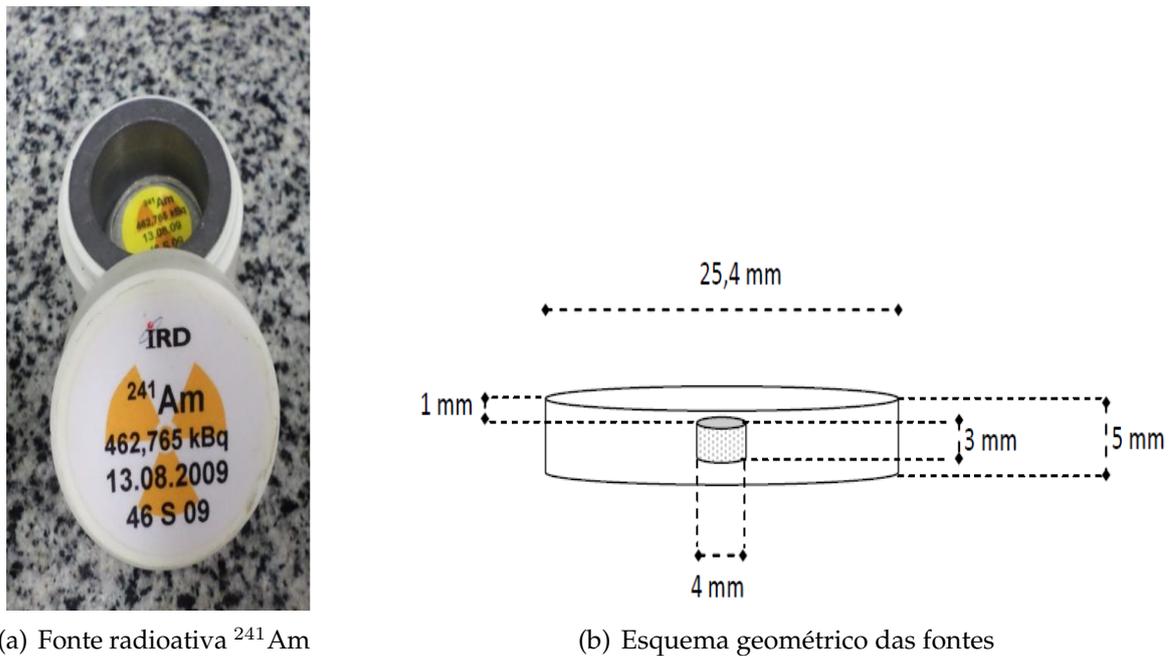


Tabela 1 – Linhas características das fontes utilizadas

Fonte	Energia(keV)	$I_{\gamma}(\%)$
^{133}Ba	80,9	$32,90 \pm 0,03$
	276,4	$7,16 \pm 0,05$
	302,9	$18,3 \pm 0,1$
	356,0	$62,1 \pm 0,2$
^{241}Am	383,8	$8,9 \pm 0,1$
	59,5	$35,8 \pm 0,1$

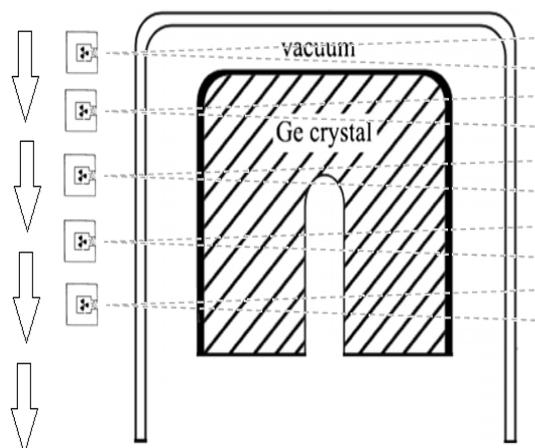
O feixe fino tipo lápis (*pencil beam*), foi alcançado inserindo a fonte num pequeno recipiente de chumbo, o qual possui uma fenda de 2 mm de abertura na parte central. Este arranjo que suporta o feixe está posicionado na parte móvel do escâner. O mecanismo móvel do escâner permitiu deslocamentos com passos de 2 mm a cada colheita de espectro, percorrendo toda a superfície radial e posteriormente axial para as energias citadas.

O suporte para o trilho e motor foram confeccionados utilizando perfis de alumínio retangular com dimensões de 50x25x2 mm de largura, altura e espessura respectivamente, sendo fixados com auxílio de um alicate rebitor. Para maior estabilidade foram utilizados parafusos m6 para fixação das partes em conjunto com porcas e arruelas.

a. Dispositivo portador do colimador

Caixa confeccionada utilizando perfis de alumínio em formato de L com dimensões de 25x50x90 mm e espessura de 2 mm. Para junção das partes foram utilizados

Figura 14 – Esquema de varredura axial do detector.



rebites. A caixa pode acoplar colimadores cilíndricos com diâmetro de até 49,5mm e altura de até 48mm.

b. Circuito eletrônico

Como circuito eletrônico, foi utilizado o Arduíno UNO, uma placa micro processada baseada na ATmega 328p, a mesma oferece 14 pinos para entrada e saída de sinais digitais e 6 pinos de entrada e saída de sinais analógicos, alimentação de 9-12 V. Dado seu baixo custo, é amplamente utilizada em processos de automação e análises científicas. Possui vasta documentação e utiliza a linguagem de programação C. A placa foi utilizada para comunicação da interface com o motor via porta USB/Serial.

c. Motor de passo

O motor de passo utilizado foi extraído de um aparelho de fax quebrado, este motor, modelo MITISUMI M5SSP-1, mede 55mm de diâmetro e 23 mm de altura, possui duas bobinas, alimentação de 12 V e ângulo de passo de 7.5° . O torque oferecido pelo mesmo é de cerca de 24.5 mNm/200 pps, suficiente para deslocar o carrinho contendo a fonte e seu colimador de chumbo em ambas as direções tanto axial quanto radial.

d. Motor Shield

Motor Shield L293D integrando alta tensão, alta corrente e controle de 4 canais. suporta conexões de motores DC e uma fonte de tensão de mais de 36 V com controle automático de corrente distribuindo até 600 mA por canal. Este shield também pode ser utilizado como um tipo de Ponte H o qual permite direcionar a corrente em qualquer sentido para os canais disponíveis controlando facilmente, motores DC e motores de passo.

e. Colimador

Recipiente cilíndrico de chumbo com diâmetro de 44 mm, altura de 42 mm, o

canal colimador possui diâmetro de 2 mm e comprimento de 22 mm. O critério para definição da largura do colimador teve como parâmetro norteador a obtenção de uma contagem mínima superior a 10000 pulsos em relação ao fundo radioativo natural, para medições usando fontes de baixa atividade durante 60 minutos. O canal colimador foi conseguido auxiliando-se de uma furadeira de bancada. Como auxílio foram utilizados discos de chumbos de espessuras variadas para evitar o retroespalhamento, buscando garantir que a maior parte dos fótons emitidos pelas fontes utilizados no processo de escaneamento, escoassem pelo canal do colimador.

3.2.2.5 Aquisição de dados

O processo de aquisição de dados visou a coleta de espectros ao longo da direção axial e radial do detector, sendo necessário a cobertura de toda a superfície do cristal. Objetivando garantir uma margem de segurança, as coletas devem iniciar a uma posição que extrapole o encapsulado de alumínio em uma distancia diretamente proporcional ao tamanho do passo de reposicionamento utilizado na varredura. A quantidade de coletas a ser registradas para o passo de 2 mm são 40 coletas para a varredura radial e 25 coletas para a varredura axial. Por ser um procedimento oneroso, repetitivo e sujeito a introdução de erros devido a manipulação e posicionamento dos equipamentos, optou-se pelo uso de um dispositivo automatizador de coleta de espectros e reposicionamento das fontes.

3.2.2.6 Desenvolvimento de interface de automação

Para desenvolvimento da interface de automação responsável pela coleta de espectros, utilizou-se o *Borland Delphi 7* como IDE de desenvolvimento em conjunto com a linguagem de programação *Pascal*. Apesar da mesma seguir um paradigma de programação procedural, a interface permitiu o desenvolvimento sem restrições, possibilitando alcançar o objetivo final: sincronia e controle do mecanismo de movimentação do escâner.

O código se baseia em comunicação via porta serial/USB entre a placa microcontrolada Arduino UNO e o microcomputador hospedeiro da aplicação. Como mecanismo facilitador foi utilizado também um *Motor Shield* o qual, permitiu facilmente o controle do motor de passo e configuração.

As configurações utilizadas no código priorizaram o torque uma vez que por ser confeccionado em chumbo, o recipiente colimador possui um peso considerável cerca de 400g.

3.2.2.7 Integração Genie 2000

O Genie 2000 é um software fornecido pela Canberra, o qual acompanha o sistema espectrométrico sendo responsável pelo registro e visualização dos espectros mensurados. Para automação da coleta de espectros utilizando o escâner confeccionado, fez-se necessário a integração entre a interface de controle do escâner e o software de gerenciamento do detector. Como forma de integração da interface e o software gerenciador, foram consideradas duas estratégias. A primeira estratégia de integração com o Genie 2000 foi através do uso de suas dlls (*Dynamic-link library*, acrônimo em inglês para biblioteca de vínculo dinâmico), no entanto a falta de documentação de uso destas dlls bem como a descrição de suas limitações impossibilitaram o uso das mesmas. Como estratégia secundária, adotamos o sistema de execução *descripts* de coleta através do Genie 2000 o qual possibilita a configuração de passos sequenciais a serem executadas cronologicamente pelo Genie 2000.

Para configuração dos *scripts* sequenciais de análise é necessário programá-los no próprio Genie 2000, para tanto, basta acessar o menu *Analysis sequence* o qual exibirá uma janela de configurações. A partir da janela de configurações devem ser inseridos os passos a serem executados no *script* através do botão (*Insert Step*). Neste projeto foram utilizados os passos de coleta (*Aquisition*) e registro (*Save Datasource*). Para o registro de espectros foi configurada a aquisição de forma a sincronizar com o *real time* tempo absoluto de coleta. Outros parâmetros também poderiam ser utilizados para delimitar o processo de aquisição a saber *live time* tempo vivo, *total count* contagem total.

Arquivos CNF

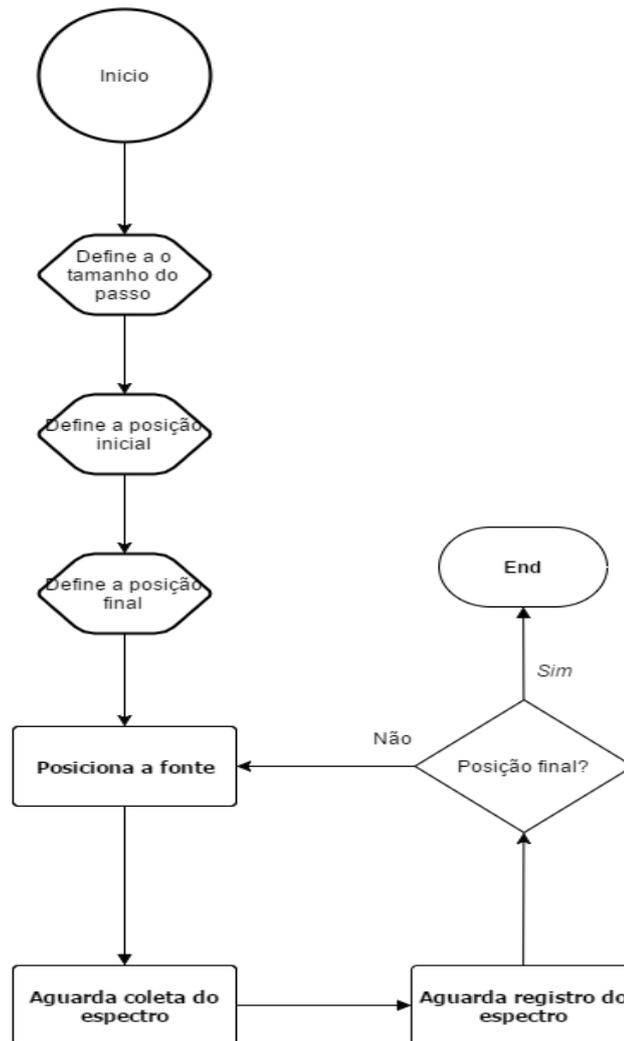
Os arquivos CNF são arquivos binários gerados pelo software Genie 2000, estes servem para armazenar informações tais como: tempo vivo, tempo morto, tempo total, número de canais, contagens em cada canal, coeficiente de calibração, data da coleta de espectros entre outras informações. Estes arquivos podem ser gerado ao efetuar a coleta de um espectro ou para carregar as informações de uma coleta de espectro armazenada previamente pelo Genie 2000 (CANBERRA, 2010).

3.2.2.8 Processamento dos espectros obtidos a partir do *pencil beam*

Para obtenção dos parâmetros do detector, bem como a distribuição da camada morta ao longo da face externa do detector, foram utilizadas as leituras radiais e axiais efetuadas com as fontes certificadas relacionadas na tabela 1. Objetivando facilitar o processo, organizou-se o processamento de dados em três etapas.

A primeira etapa consistiu em processar os espectros relativos às varreduras, conforme diagrama representado na figura 16. Este processo é efetuado para todos

Figura 15 – Fluxo integração Genie 2000 x interface de automação.

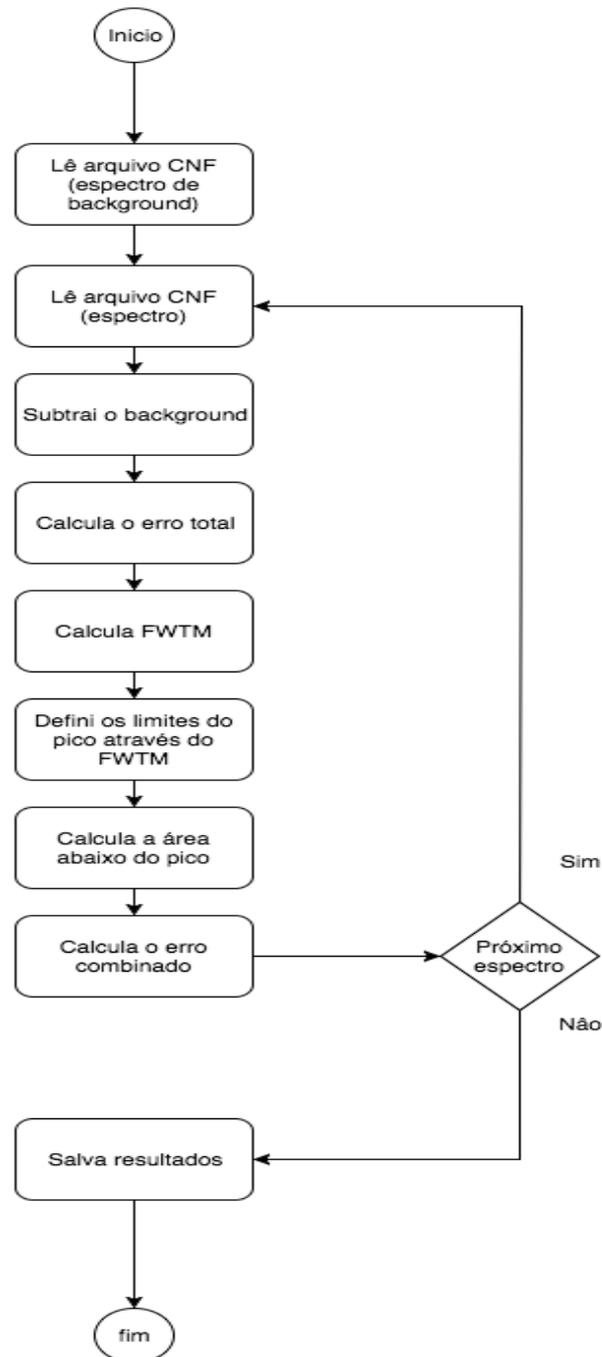
Automação coleta de espectros

os espectros colhidos. Ao final o algoritmo armazena as informações em um arquivo texto, possibilitando facilmente a importação através de softwares como Excel, Matlab e outros.

A segunda etapa consistiu em estimar os parâmetros nominais do detector utilizando técnicas de regressão polinomial, ajustes por mínimos quadrados e análise das varreduras obtidas.

A terceira etapa consistiu na produção de imagens que descrevam a distribuição do volume ativo do detector, camada morta externa e impacto do *inner bare hole* para varreduras com energias superior a 250 keV.

Figura 16 – Fluxo processamento de espectros coletados em varreduras Axial e Radial



Primeira etapa - Cálculo área do fotopico

Para processamento dos espectros coletados, faz-se necessário a contabilização da área abaixo do pico referente a energia de interesse, para tanto utilizou-se a Equação 24. A modelagem do pico de energia para o detector Canberra HPGe estudado, partiu de um modelo simplificado o qual relaciona a eficiência à CPS (contagem de pulsos por segundos) registrada no espectro medido. O fato do decaimento radioativo ocorrer aleatoriamente no tempo, torna a medição do número de eventos detectados em um dado período de tempo, um processo de cunho probabilístico, apresentando valores

médios acompanhados de incertezas. Valores médios melhores podem ser obtidos adquirindo dados em períodos de tempo mais longos. No entanto, isso nem sempre é possível, sendo necessário a estimar a precisão de qualquer média.

Vários trabalhos relatam que, eventos nucleares seguem uma distribuição de Poisson, a qual se assemelha bastante a uma distribuição gaussiana quando o número de eventos observados é grande.

A distribuição de Poisson para observar N eventos quando a média é \bar{N} , é dada por:

$$P_N = \frac{\bar{N}^N e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (25)$$

A distribuição de *Poisson* possui o desvio padrão σ (sigma) igual a $\sqrt{\bar{N}}$, nesta distribuição as curvas são assimétricas e têm a propriedade de que N não é exatamente o valor mais provável mas está próximo a ele. Todavia, à medida que N aumenta a curva se torna mais simétrica e se aproxima da distribuição Gaussiana (CANBERRA, 2010):

$$P_N = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} * e^{\left[\frac{-x^2}{2\bar{N}}\right]} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\alpha}} * e^{\left[\frac{-x}{2\sigma^2}\right]} \quad (26)$$

onde $x = \bar{N} - N$

Muitos trabalhos ajustam o fotopico por uma função Gaussiana como relata (OLIVARES, 2016), reescrevendo a equação 26 em razão da energia/centroide de interesse E , temos:

$$G(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\left[\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right]} \quad (27)$$

Onde A corresponde à amplitude, σ é a dispersão na energia do pico e E_0 o centroide do pico. A dispersão da gaussiana relaciona-se com sua largura a meia altura (FWHM - acrônimo em inglês: Full Width at Half Maximum) por meio da expressão (KNOLL, 1989).

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma \quad (28)$$

Segundo (OLIVARES, 2016) a largura típica dos fotopicos descritos nos espectros gama, impõe um limite para distinguir entre linhas próximas e entre si. É por isso que o FWHM está convencionalmente relacionado com a resolução do detector. Esta grandeza é utilizada nos algoritmos de identificação de picos, para estabelecer a região

do espectro que corresponde ao fotopico analisado e estimar o número de contagens (área do fotopico).

Em (CANBERRA, 2012) define-se que o primeiro passo para a determinação da resolução de um detector de germânio é determinar o fator de conversão (r), o qual representa a energia por canal. Para esse procedimento a Canberra recomenda o uso de alguns dos seguintes isótopos: ^{109}Cd , ^{60}Co , ^{57}Co e ^{55}Fe . Conforme a seguinte equação:

$$r = \frac{\Delta E(\text{keV})}{\text{Separação em canais}} \quad (29)$$

Determinação limites do fotopico

Para maior confiabilidade do resultado fez-se necessário a determinação dos limites iniciais e finais do fotopico relativo a energia de interesse.

Os limites do fotópico da energia de interesse foram delimitados pelo algoritmo com base no FW.1M, esta estratégia foi adotado por conta da necessidade de se obter pelo menos 96% dos dados. A marca a esquerda foi determinada com base na seguinte equação:

$$lm = C(E_0) - \frac{\text{FW.1M}}{2} \quad (30)$$

onde lm é o limite esquerdo do fotopico ou canal no espectro mais a esquerda do fotopico, $C(E_0)$ é o centroide da energia de interesse e FW.1M é largura máxima a 1/10 de altura do fotopico conforme pode ser acompanhado na tabela 2.

Analogamente podemos calcular o limite direito do fotopico rm , seguindo a equação:

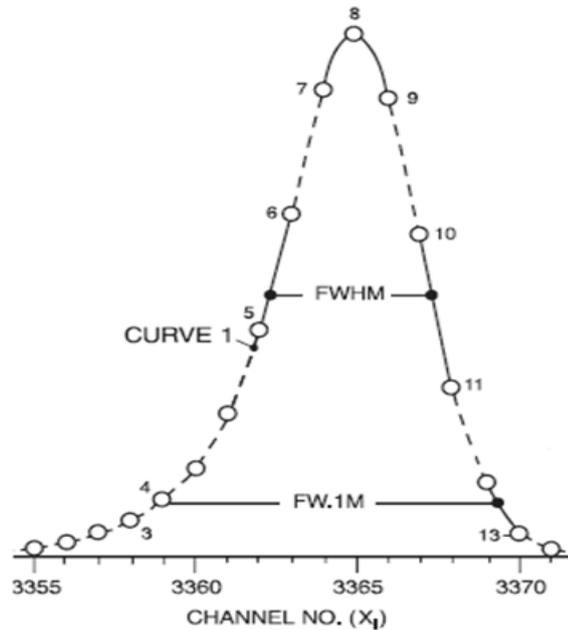
$$rm = C(E_0) + \frac{\text{FW.1M}}{2} \quad (31)$$

O FW.1M pode ser calculado encontrando primeiro o FWHM e em seguida multiplicando-se pelo coeficiente que os relaciona 2,38 (IEEE, 1996). Já para calculo do FWHM utilizamos o procedimento citado por (OLIVARES, 2016):

$$FWHM = \left[(f - d) + \left(\frac{c - HM}{c - b} \right) + \left(\frac{e - HM}{e - g} \right) \right] * r \quad (32)$$

Onde cada termo representa: **b**: Número de contagens inferior mais próximo ao HM à esquerda do pico (5). **c**: Número de contagens inferior mais próximo ao HM à esquerda do pico (6). **d**: Canal correspondente a c. **e**: Número de contagens superior mais próximo ao HM à direita do pico (10). **f**: Canal correspondente a e. **g**: Número de contagens inferior mais próximo ao HM à direita do pico (11). **r**: fator de conversão.

Figura 17 – Representação dos pontos utilizados no cálculo do FWHM de um fotopico



Fonte: [IEEE \(1996\)](#)

Tabela 2 – Relação FWHM x desvio padrão x confiabilidade

	FWHM	desvio padrão (σ)	confiabilidade %
FWHM	1	2,35	75,8
FW.1M	1,82	4,277	96,68
FW.02M	2,38	5,593	99,48

Fonte: [IEEE \(1996\)](#)

Cálculo da área do fotopico

Para cálculo da área do fotopico, o primeiro passo é delimitar as extremidades esquerda e direita do fotopico para a energia de interesse, o qual, pode ser efetuado utilizando-se das expressões 30 e 31, l_m (marca a esquerda do centroide) e r_m (marca a direita do centroide) respectivamente. Em seguida rearranjando a expressão inicial 24 e discretizando os pulsos obtidos nos espectros chegasse a expressão:

$$S[n] = S_{fundo}[n] + T * S * e^{-\lambda t_m} I_\gamma * \varepsilon(n) \quad (33)$$

onde $S[n]$ é a contagem de pulsos no canal n , $S_{fundo}[n]$ é a contagem de pulsos da contribuição do fundo radioativo, T é o tempo de medida, S é atividade da fonte no instante medido, λ é a constante de decaimento e $\varepsilon(n)$ é a eficiência do detector para o canal n .

O passo seguinte no processo de cálculo da área do fotopico apoia-se no somatório dos pulsos para os canais dentro dos limites estabelecidos pelas expressões anteriores subtraindo as contribuições de fundo, resultado na seguinte expressão:

$$A_{\text{pico}} = \sum_{n=lm}^{rm} (S[n] - S_{\text{fundo}}[n]) \quad (34)$$

Para redução das incertezas optou-se é recomendado normalizar a área do pico pelo número total de contagens, para tanto a equação anterior pode ser reescrita da seguinte forma:

$$A_{\text{picoNormalizado}} = \frac{\sum_{n=lm}^{rm} (S[n] - S_{\text{fundo}}[n])}{\sum_{n=0}^N (S[n] - S_{\text{fundo}}[n])} \quad (35)$$

Segunda etapa - Estimativa dos parâmetros geométricos do detector

Em geral para determinação dos parâmetros geométricos do detector, a saber: largura do cristal, altura do cristal, altura do buraco interno, largura do buraco interno e posição em relação ao encapsulado de alumínio, várias técnicas são relatadas na literatura. A principal técnica consiste em obter um corte longitudinal através de tomografia computadorizada. Como alternativa é possível efetuar varreduras, usando o próprio detector como sensor e através do uso de fontes certificadas, analisar os espectros de diferença de pulso de forma a verificar as variações de intensidade a cada reposicionamento identificando as bordas do detector bem como a influência do buraco interno nas coletas.

Determinação das dimensões do cristal

Para determinação das dimensões do cristal podem ser utilizadas tanto as varreduras do ^{133}Ba quanto do ^{241}Am . O objetivo é encontrar a medida processada que identifica a posição de alinhamento colimador borda do cristal. Para tanto foram utilizadas técnicas matemáticas de regressão linear e polinomial descritas a seguir.

Considerando uma varredura axial, quando o colimador esta posicionado fora dos limites do cristal, a tendência é que sejam registrados apenas os fótons gama que interagem com materiais ao redor e são espalhados em direção ao cristal. Todavia a medida que reposicionamos o colimador em direção ao centro do cristal, quando o feixe colimado intersecta a borda do cristal, percebe-se um aumento repentino na contagem de fótons que interagem com o cristal.

É possível modelar o feixe colimado como um tronco de cone e o cristal como um cilindro. Desta forma é fácil perceber que a medida que o tronco de cone inicia a interseção com o cilindro, aumenta-se a intensidade de registro dos fótons, estabilizando o aumento de intensidade quando a interseção é máxima, uma vez que o raio da base do cristal é bem maior que o raio da base do feixe.

Como forma de descrever o alinhamento do ponto central do cone(feixe colimado) com a borda externa do cilindro (detector), pode-se aproximar o conjunto de pontos quando a área de interseção é máxima, através de mínimos quadrados, de forma a encontrar o ponto médio, (y_{max}) que melhor ajusta estes pontos. Em seguida aproxima-se os pontos que representam o aumento de contagem a uma função polinomial $f(x)$, a posição de alinhamento pode ser descrita pela posição da fonte x quando: $f(x) = \frac{y_{max}}{2}$, bastando estimar o ponto de alinhamento entre o colimador e a borda do detector, marcando o limite esquerdo da borda. O mesmo processo pode ser efetuado para determinação do limite da borda direita, possibilitando obter-se o diâmetro do cristal.

Igualmente para determinação da altura do cristal o procedimento pode ser efetuado tomando cuidado ao tentar identificar a borda inferior do cristal uma vez que a mesma sofre interferência na contagem por parte do *inner bare hole*.

Determinação do inner bare hole

Para determinação das dimensões do *inner bare hole* foram utilizados dados processados das varreduras com o ^{133}Ba para a energia de 356 keV. Os mesmos procedimentos utilizados para determinação da largura e altura do cristal também foram utilizados para determinação das dimensões do *inner bare hole*, todavia foi necessário um cuidado especial ao aferir a altura pois, esta sofre interferência de um anel externo de cobre que é utilizado para fixar o cristal.

Determinação da camada morta

Para estimar a espessura da camada morta externa foi utilizado um experimento de transmissão. Este experimento é possível, quando um feixe de radiação gama de intensidade I_0 incide em um material de espessura L e coeficiente de atenuação linear μ , a intensidade do feixe emergente I vem dada pela Lei de Beer-Lambert, expressão válida apenas quando o feixe é estreito, paralelo e monoenergético e não considera a radiação espalhado no detector (OLIVARES, 2016). Devido ao fato de que o fótons de baixa energias interagem mais provavelmente na superfície do detector, para determinar a espessura da camada morta se mostrou como melhor alternativa a escolha da linha de 59 keV do ^{241}Am .

Devido a restrições espaciais, não foi possível posicionar a fonte a uma distância que garantisse as condições básicas necessárias ao experimento, feixe homogêneo,

Tabela 3 – Coeficientes atenuação ^{231}Am energia de 59 keV utilizados no experimento de transmissão.

Material	$\mu L(\text{cm}^{-1})$	Espessura (cm)
Acrílico	$2,30 \times 10^{-1}$	0,1
Ar	$2,42 \times 10^{-4}$	4
Alumínio	$7,68 \times 10^{-1}$	0,15
Mylar+Kapton	$2,61 \times 10^{-1}$	$1,10 \times 10^{-2}$
Germânio	1,13	

Fonte: NIST XCOM 2016.

estreito e paralelo. Por consequência uma elevada contabilização de eventos de interação proveniente de múltiplos espalhamentos foi contabilizada pelo detector inviabilizando o experimento. Como alternativa foram utilizados os dados reportados por [Olivares \(2016\)](#), o qual efetuou estudos para este mesmo detector.

Terceira etapa - Produção de imagens

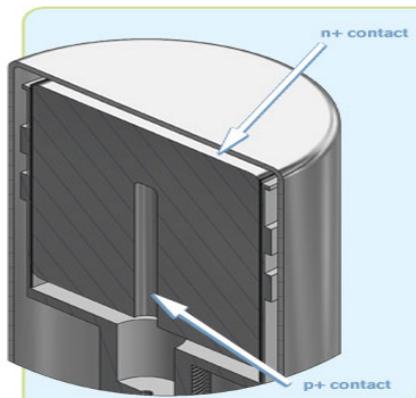
Para obtenção das imagens que descrevem o volume ativo do detector, após a obtenção dos dados através da varredura e processamento, fez-se necessário identificar dentre os dados coletados para a leitura radial, o ponto mais próximo da posição de alinhamento ao centro da base do cristal. Para tanto pode-se traçar um plano virtual dividindo o conjuntos de pontos e levando em conta a geometria simétrica do cristal, buscar identificar a menor distância entre as duas porções de dados (taxa de contagem normalizada). Encontrado a coordenada mais próxima ao ponto central, obtém-se novos pontos como resultado da média entre as duas porções. Em seguida foi ajustada uma função através de interpolação por *splines* cúbicos. Optou-se por *splines* cúbicos devido a geometria suavemente arredondada do detector. A necessidade de ajustar os dados a uma função fez-se necessária pois, a resolução da imagem obtida com o conjunto de pontos original era muito pequena, resultando em uma imagem de baixa resolução espacial. As imagens finais foram obtidas como resultado da multiplicação das matrizes de leitura axial e radial tratadas. Os dados utilizados no processamento descrito acima foram resultado do processamento da taxa de contagem normalizada dos respectivos fotópicos.

3.3 Modelagem do detector utilizando MCNPX

Definição da geometria

As características do detector podem-se descrever com oito dimensões relevantes (Tabela 4): o diâmetro do cristal, o comprimento do cristal, a espessura e o diâmetro do encapsulado de alumínio, a distância do cristal ao encapsulado de alumínio, a espessura da camada inativa de Germânio e o diâmetro e profundidade do núcleo oco interno (*inner bare hole*). Um esquema do detector apresenta-se na figura 18.

Figura 18 – Esquema descritivo do formato de um detector Canberra HPGe coaxial tipo *p*.



Fonte: [Canberra \(2010\)](#)

Apoiado nos resultados das imagens tomográficas, nos resultados obtidos com o escâner *pencil beam*, em [Olivares \(2016\)](#) e na informação fornecida pelo fabricante, construiu-se o modelo computacional do detector para realizar a simulação com o código MCNPX versão 2.6c ([PELOWITZ et al., 2008](#)).

O detector a modelar é um detector coaxial HPGe tipo *p*, modelo GC2518. Este detector possui uma resolução de 1,723 keV, conforme relata ([OLIVARES, 2016](#)) para a energia de 1.332 MeV da fonte de ^{60}Co , e uma eficiência de 25,8% relativa a um detector de NaI (Tl) de dimensões 7,62 cm x 7,62 cm).

O cristal do detector foi simulado inicialmente como um cilindro de germânio ($\rho = 5,32 \text{ g/cm}^3$) com uma cavidade (*bare hole*) localizada ao centro, também em forma de cilindro figura 18. Dentro do cristal de germânio, foram definidas três regiões: a mais externa corresponde ao contato *n+* (camada morta externa), que cobre as superfícies frontais e laterais; uma camada intermediária definida como volume ativo do detector e uma terceira camada, mais interna, que corresponde ao contato *p+* (camada morta interna) e que rodeia ao *bare hole*. A parte superior do cristal de germânio foi coberta com uma camada composta de *mylar* e *kapton* ($\rho = 1,41 \text{ g/cm}^3$). A superfície do cristal

Tabela 4 – Parâmetros geométricos utilizados na modelagem do detector HPGe. (* Olivares (2016), **Canberra (2012))

Parâmetros	Valores nominais (mm)
Diâmetro do cristal (D)	59,9
Altura do cristal (L)	36,3
Diâmetro <i>bare hole</i> (d)	7,8
Altura <i>bare hole</i> (h)	21
Espessura da camada de alumínio	1,5
Espessura da camada morta externa (t)*	$0,87 \pm 8$
Espessura da camada morta interna**	$0,3 \cdot 10^{-3}$
Espessura da janela IR (mylar + kapton)**	$1,1 \cdot 10^{-2}$

foi colocada a 4,88 mm do encapsulado de alumínio ($\rho = 2,70 \text{ g/cm}^3$) que cobre todo o detector. Todo esse sistema foi colocado dentro da câmara de baixo fundo, simulada seguindo também as especificações fornecidas pelo fabricante (Anexo B). Na figura 19 é mostrado o modelo computacional do detector com as dimensões especificadas pelo fabricante (tabela 4). A imagem foi desenhada usando o visor MORITZ do MCNPX.

Figura 19 – Modelo do detector HPGe simulado no MCNPX v. 2.6c. 1) Ampliação da zona superior, mostra a camada morta e a janela IR. 2) Ampliação da zona do *bare hole*, mostra a camada morta interna

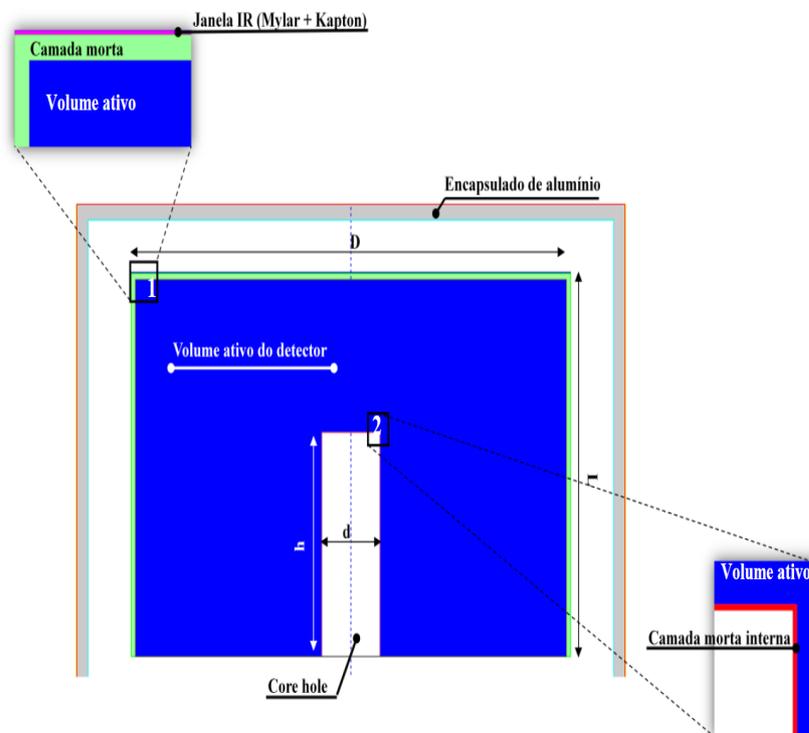


Tabela 5 – Materiais utilizados para modelagem do detector

Material	Proporção	Elemento	Densidade (g/cm^3)
Alumínio	-	^{13}Al	2,70
Germânio	-	^{32}Ge	5,35
Cobre	-	^{29}Cu	8,96
Estanho	-	^{50}Sn	5,769
Chumbo	-	^{82}Pb	11,34
	Ar		0,013
Nitrogênio	78,08%	7N	-
Oxigênio	20,95%	8O	-
Neônio	0,04%	^{10}Ne	-
Argônio	0,93%	^{18}Ar	-
	Mylar+Kapton		1,41
Hidrogênio	3,416%	1H	-
Carbono	65,8075%	6C	-
Nitrogênio	3,6635%	7N	-
Oxigênio	27,113%	8O	-

3.4 Obtenção de espectros utilizando o MCNPX

Para obtenção de espectros simulados a partir do MCNPX é preciso definir os parâmetros de entrada através de um arquivo de extensão MCN. Este arquivo deve conter as seguintes definições: geometria das células (parâmetros geométricos do detector, fonte e câmara de blindagem), superfícies limitantes de cada cela, modo de simulação, materiais de composição das células, energia máxima das partículas e as *tallies* de interesse.

Os termos fontes no código definiram-se como pontuais e isotrópicas. As fontes de ^{22}Na , ^{137}Cs e ^{241}Am foram definidas mono energéticas, pois só têm uma única linha com alta probabilidade de emissão: 1274 keV (99,94%), 661 keV (84,99%) e 59 keV (35,78%), respectivamente. No caso das fontes de ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{152}Eu e ^{155}Eu foram levados em consideração todas as linhas gama de seus espectros, assim como as probabilidades de emissão de cada uma delas.

Os materiais que compõem as células devem ser definidos no arquivo de entrada do MCNPX informando: identificação do material para vínculo com as células, número atômico do elemento químico de composição e a proporção do material. Para as simulações os materiais foram definidas conforme tabela 5:

Para reproduzir e facilitar a comparação dos espectros diferenciais de altura de pulsos, foi definido nos espectros simulados um *bin* de energia de 0,2302 keV/canal. Os valores de eficiência se obtiveram a partir do *tally* F8, que resulta equivalente ao espectro de altura de pulso.

Para testar a validade do modelo do detector construído (figura 19) ainda foram realizadas diferentes simulações variando a distância fonte-detector e comparando com espectros e curvas experimentais de eficiência. O critério para fixar o número total de histórias em cada simulação foi a escolha de um número grande suficiente para minimizar as incertezas dos resultados simulados de eficiência. Neste caso, para as fontes definidas monoenergéticas o número total de histórias foi de 70 milhões, e para as fontes multienergéticas foi de 140 milhões. Não foi usada nenhuma técnica de redução de variância. Em ambos os casos o erros relativos ficaram abaixo de 1% exceto para a linha de 1212 keV do ^{152}Eu , que devido à baixa probabilidade de emissão (0.64%), o erro relativo máximo foi de aproximadamente 1.72%.

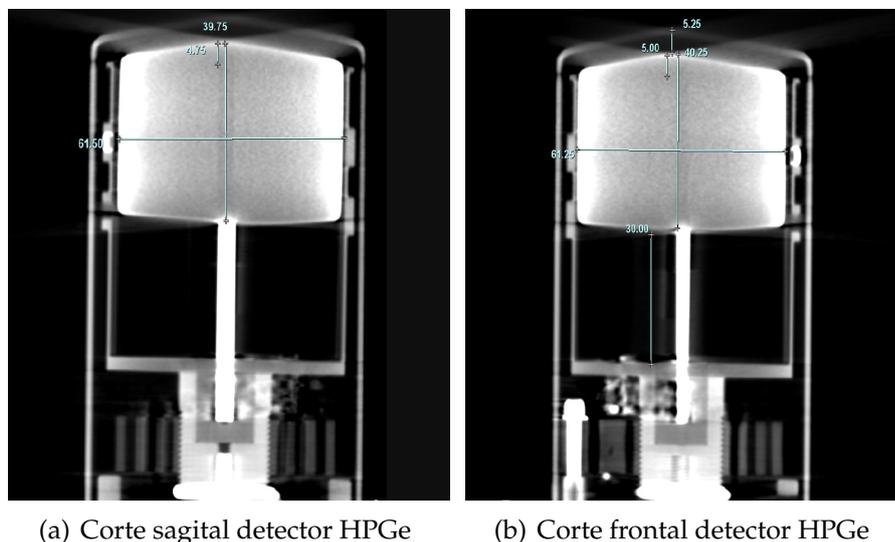
4 Resultados e discussões

Nesta seção são apresentados as ferramentas construídas, discussões e resultados da aplicação de técnicas e métodos descritos na seção anterior.

4.1 Tomografia computadorizada cone beam

Foram obtidos cortes tomográficos que descrevem com razoável nitidez a disposição dos componentes e dimensões geométricas do detector. Nas figuras 20 ((a) e ((b) é possível observar o posicionamento do cristal em relação ao *endcap* de alumínio, o suporte interno do cristal, o *cold finger* e os contatos que interligam o mesmo. A forma do cristal mostrada nas imagens, deve-se ao grande desvio no posicionamento do detector em relação ao seu eixo vertical. Ainda assim a técnica permite estimar a largura e altura do cristal com uma incerteza propagada, devido ao desalinhamento do feixe do tomógrafo.

Figura 20 – Cortes sagital e frontal tomados a partir de um tomógrafo computadorizado *cone beam* utilizado em odontologia.



Para verificação da largura e altura tanto do cristal quanto do *inner bare hole*, cortes resultantes das iterações 70, 76, 86, 106, 146, 212 e 216 foram utilizados. Cada corte foi tomado em distância fixa de 0,25 mm a partir do anterior. A posição que marca o início do cristal resulta da iteração #76 com deslocamento do feixe a 18,875 mm da posição inicial de leitura, o corte que marca o fim do cristal é o de iteração #212 a 52,875 mm da posição inicial.

Tabela 6 – Parâmetros geométricos do detector HPGe estimados a partir de imagens tomográficas de um tomógrafo i-Cat (120 keV de energia máx(a))

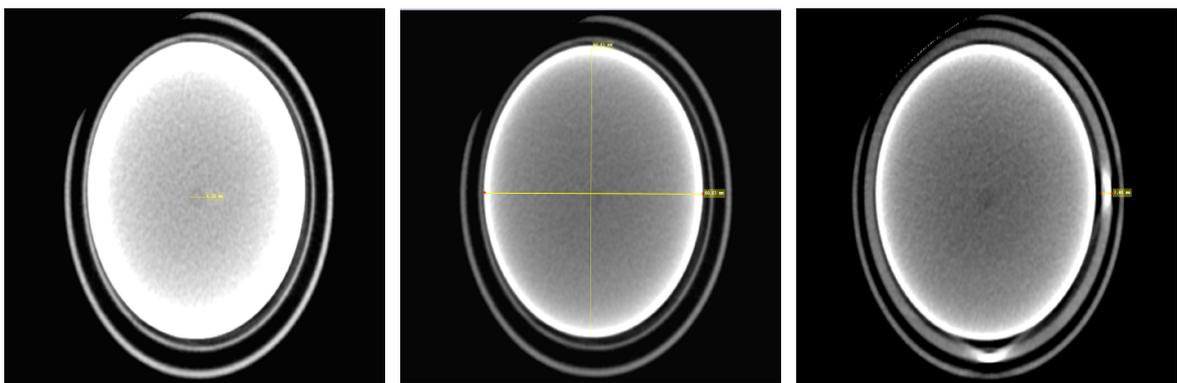
Parâmetros	Valores nominais (mm)
Diâmetro do cristal (D)	$61,62 \pm 2$
Altura do cristal (L)	34 ± 1
Altura <i>bare hole</i> (h)	-
Distância cristal topo do <i>endcap</i>	5 ± 0.25

Na figura 21 (a) é apresentado o corte sagital resultado da iteração #90 tomado a 22,375 mm da posição inicial de varredura, utilizado na estimativa da largura do *bare hole*. Devido ao elevado coeficiente de atenuação do Ge, $Z=32$, e a baixa energia dos raios X utilizado pelo tomógrafo, os fótons emitidos encontram dificuldade em transpassar todo o volume do detector, por consequência não é possível identificar com segurança a dimensão do buraco interno.

Na figura 21 (b) é apresentado o corte sagital resultado da iteração # 96 tomado a 23,875 mm da posição inicial de varredura, utilizado para estimar o diâmetro do cristal.

Na figura 21 (c) é apresentado o corte sagital resultado da iteração #146 tomado a 36,375 mm da posição inicial de varredura, utilizado para estimar a distância do cristal em relação a lateral do encapsulado e também a espessura do anel de cobre que circunda e fixa o cristal.

Figura 21 – Cortes sagitais tomados a partir de um tomógrafo computadorizado *cone beam* modelo i-Cat utilizados para estimativa de parâmetros geométricos do cristal.



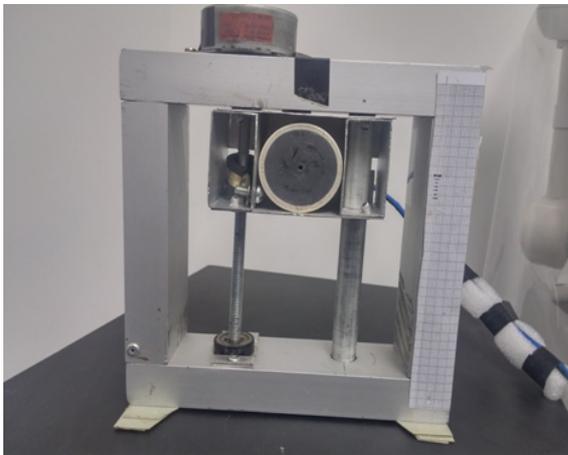
(a) Corte sagital detector HPGe 90. (b) Corte frontal detector HPGe 96. (c) Corte frontal detector HPGe 146.

As dimensões estimadas através das imagens tomográficas podem ser acompanhadas na tabela 6:

4.2 Desenho do escâner

A figura 22 (a) mostra o resultado do projeto do escâner construído utilizando peças de baixo valor e alumínio. No interior do carrinho móvel é possível observar o dispositivo colimador, e na parte superior o motor de passo acoplado ao trilho. O movimento circular oferecido pelo motor de passo, oferece uma relação de 34 passos por mm. O erro no reposicionamento da fonte, em razão de uma pequena inclinação no carrinho que suporta o conjunto (colimador-fonte), foi estimado em $\approx 10\%$.

Figura 22 – Escâner *pencil beam* com dispositivo colimador posicionado no carrinho móvel.



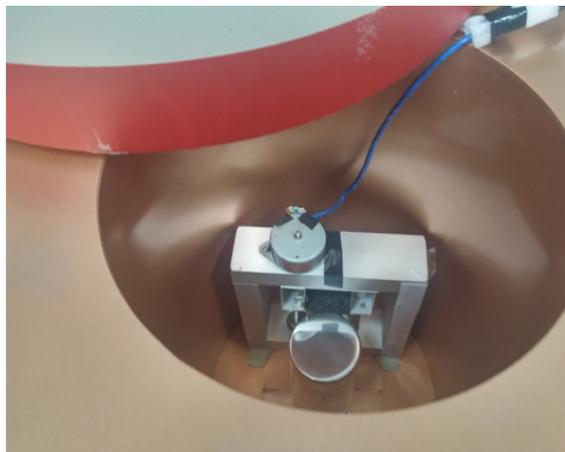
(a) Vista frontal escâner.



(b) Vista inferior escâner.

Na figura 22 (b) onde é exibida um vista inferior do escâner, é possível observar pequenos calços, estes foram necessários para compensar um desnível de cerca de 2mm na parte inferior da câmara de baixo fundo. Os calços também serviram para evitar que o escâner se movimentasse durante o reposicionamento da fonte.

Figura 23 – Escâner posicionado na câmara de baixo fundo para execução de varredura axial.



Interface de controle do escâner

A interface de controle foi essencial para a automação do processo de coleta de dados. A partir desta foi possível a automatização da coleta de espectros e sincronismo com o software gerenciador do detector HPGe. É possível através da interface a configuração de largura de passo, reposicionamento milimétrico da fonte, configuração da quantidade de passos, acompanhamento da posição da fonte, configuração do tempo entre cada reposicionamento e desativação automática do motor. Detalhes visuais das opções oferecidos por esta interface podem ser observados na figura 24.

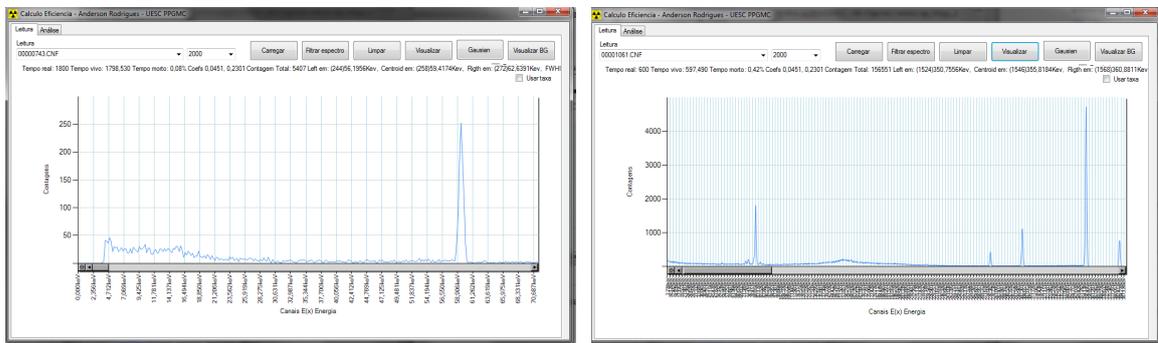
Figura 24 – Interface de automação utilizada no controle do dispositivo escâner.



Interface de processamento

Conforme justificado na seção anterior, desenvolveu-se uma interface auxiliar de processamento seguindo o fluxograma descrito na figura 16. A interface possui dois painéis de controle, o primeiro oferece ferramentas para seleção e visualização de arquivos CNF, ajuste do pico através de uma função gaussiana e filtragem do *background* (contribuição do fundo radioativo natural). Já o segundo painel possibilita a classificação, processamento e extração de informações referentes a um conjunto de leituras (varredur(a)). Nas figuras 25 (a) e (b) é possível visualizar, dados provenientes de espectros coletados e armazenados através do Genie 2000 em arquivos CNF. As informações podem ser visualizadas em gráficos que descrevem o espectro diferencial de altura de pulsos, para escala decimal ou logarítmica em razão tanto das contagens quanto da taxa de contagem.

Figura 25 – Interface de processamento destacando o painel de visualização, ajustes e processamento de arquivos CNF.



(a) Espectro altura de pulsos fonte ^{241}Am carregado a partir de um CNF. (b) Espectro altura de pulsos fonte ^{133}Ba carregado a partir de um CNF.

Tabela 7 – Relação fontes, quantidade de espectros, tempo de coleta e tamanho do passo utilizados nas varreduras.

Fonte	tipo varredura	tempo vivo (s)	tamanho do passo (mm)	espectros
^{241}Am	Axial	3600	2	25
^{133}Ba	Axial	600	2	25
^{241}Am	Radial	3600	2	40
^{133}Ba	Radial	600	2	40
^{241}Am	Radial	3600	2	40
^{241}Am	Radial	3600	2	40

Coleta de dados

Para estudo e caracterização do detector HPGe em questão, foram medidos um total de 212 espectros, totalizando 302 horas de medição. Outros detalhes referentes ao volume de dados produzido podem ser acompanhados na tabela 7.

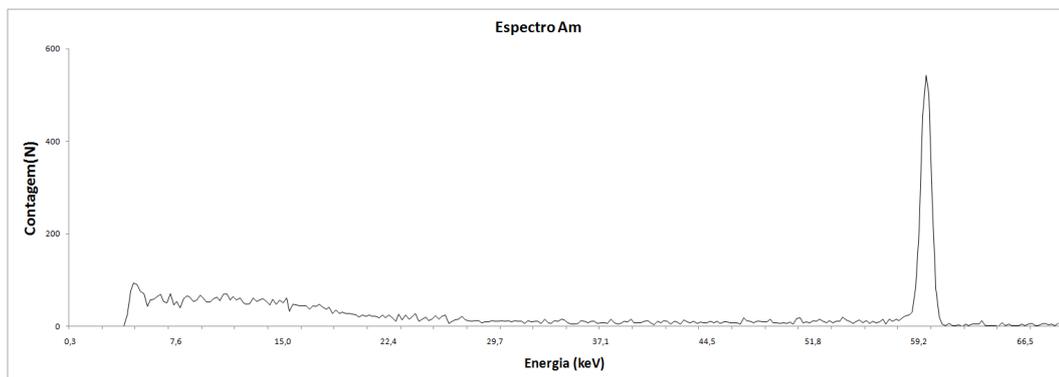
Como forma de ilustração, as figuras 26 (a) e (b) mostram espectros tomados com escâner utilizando fontes de ^{241}Am e ^{133}Ba , ambas com fonte posicionada a 10 mm do topo do encapsulado de alumínio.

Varreduras

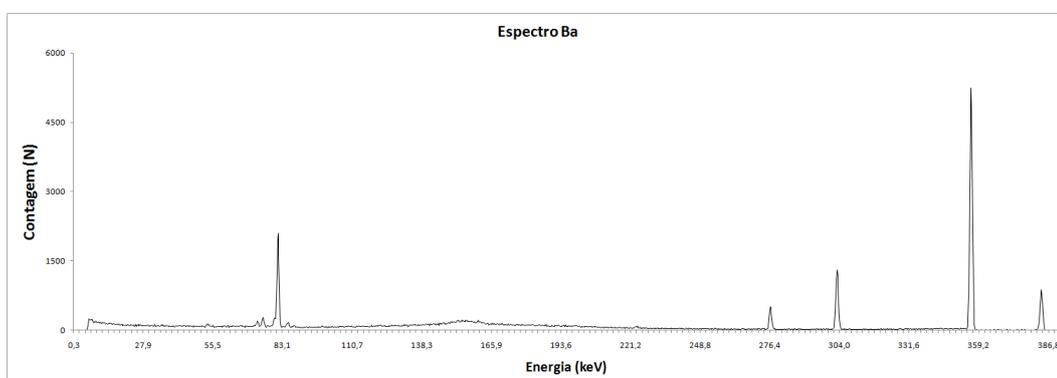
Durante o experimento foi levado em conta uma incerteza na posição da fonte em relação ao encapsulado de alumínio estimada em 18%. Esta incerteza foi estimada considerando: 1) Incerteza na distância entre a borda do colimador e o início do encapsulado de alumínio; 2) Incerteza no deslocamento do carrinho que suporta a fonte durante o reposicionamento.

As varreduras objetivaram principalmente, a verificação dos parâmetros geomé-

Figura 26 – Espectros tomados das varreduras radiais com fonte posicionada em alinhamento ao centro do cristal, distância 10 mm.



(a) Fotopico característico fonte ^{241}Am , contagem por canal de energia (keV, distância 10 mm em relação ao topo do encapsulado).



(b) Fotopicos característicos fonte ^{133}Ba , contagem por canal de energia (keV), distância 10 mm em relação ao topo do encapsulado .

tricos do detector. As imagens a seguir relacionam para o eixo x , a posição de leitura deslocada em (mm), tendo como referência o centro do encapsulado de alumínio e o eixo y o número de contagens subtraído a contribuição natural de fundo.

Na figura 27 é exibido o resultado da varredura radial utilizando ^{241}Am , esta imagem permite identificar visualmente utilizando o critério do ponto médio, as bordas laterais do cristal em $29,75 \pm 0,36$ mm a esquerda e $29,75 \pm 0,36$ mm a direita do centro do cristal. Observa-se ainda entre as leituras para os intervalos $[-28, -24]$ e $[24, 28]$ mm um padrão crescente e decrescente respectivamente, compatível com o acabamento chanfrado das bordas do cristal.

Detalhes do *inner bare hole* podem ser observados na figura 28, onde uma redução nas contas registrado no intervalo $[-8, 8]$ mm em relação ao centro do cristal, reflete a posição e largura do mesmo. Esta redução esta relacionada diretamente ao percurso livre médio dos fótons gama com energia 356 keV do ^{133}Ba , o qual possuem energia suficiente para transpassar a parte superior do cristal atingindo a cavidade interna e consequentemente não sendo contabilizados pelo detector.

Figura 27 – Resultado varredura radial ^{241}Am , valores da contagem na área do fotopico para a energia de 59,5 keV, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao ponto central do topo do *endcap*.

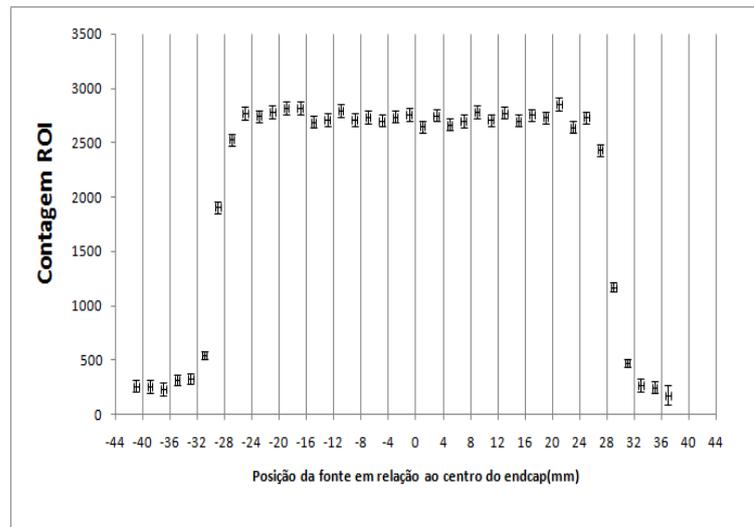
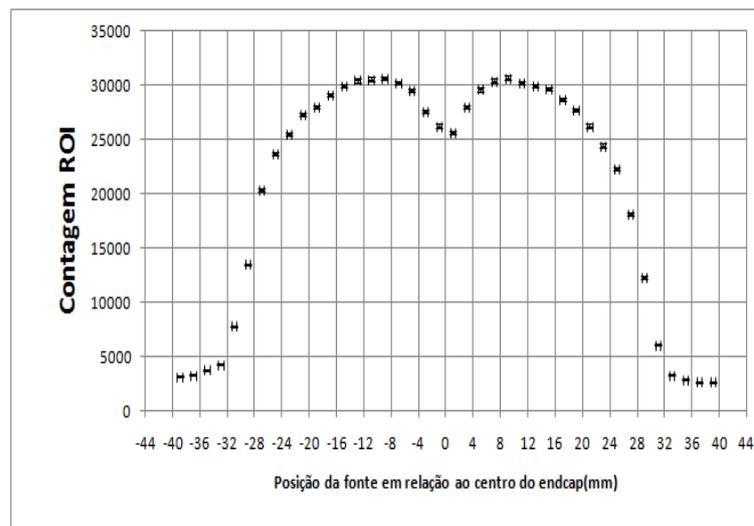


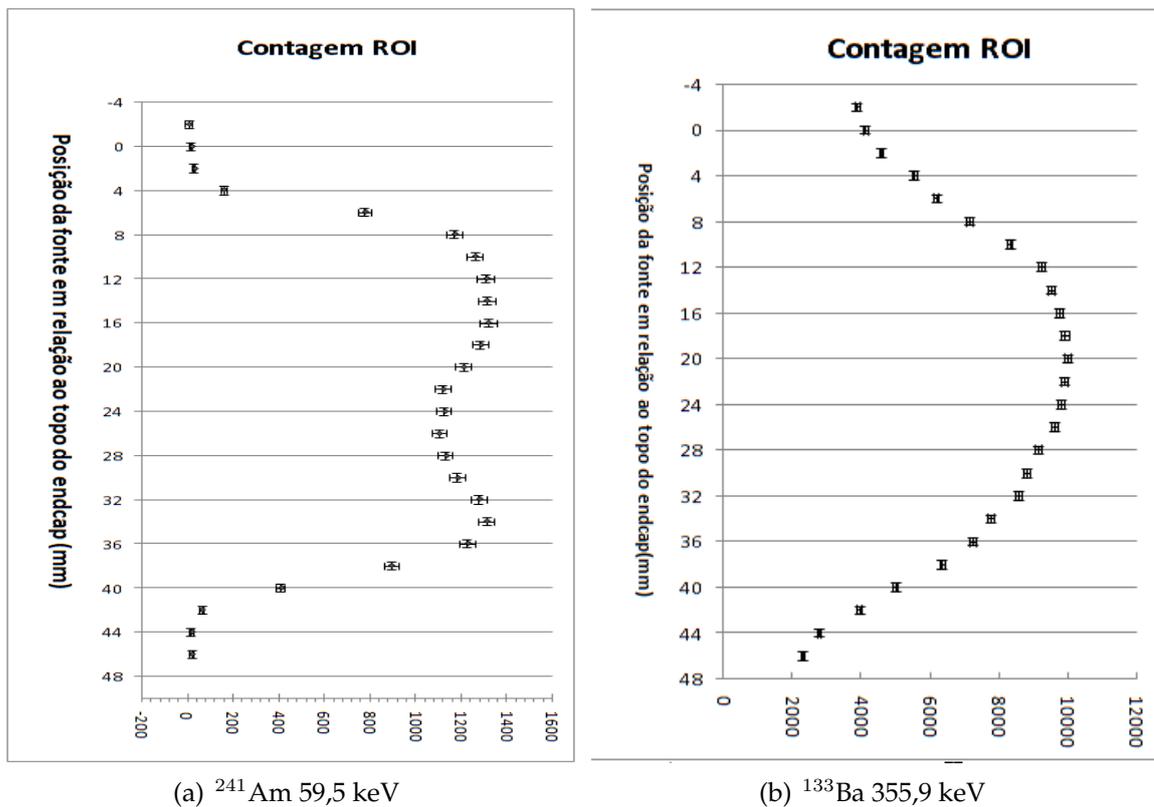
Figura 28 – Resultado varredura radial ^{133}Ba , valores da contagem na área do fotopico para a energia de 356 keV, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao ponto central do topo do *endcap*.



Nas figuras 29 (a) e (b) são exibidos os resultados das varreduras axiais utilizando as fontes de ^{241}Am e ^{133}Ba respectivamente, tendo como posição inicial de coleta a fonte posicionada a 2 mm antes do topo do encapsulado de alumínio a uma distância de 10 mm entre a borda do colimador e o encapsulado, sendo reposicionada em passos de 2 mm em direção a base da câmara. Na figura (a) é apresentado o resultado da varredura na direção axial do detector para a energia 59 keV. Nela é possível observar visualmente o intervalo que descreve a altura do cristal, intervalo [5, 39], o qual também foi determinado através do método do ponto médio. Para o intervalo [18, 32] é possível observar uma redução nas contagens, esta redução é consequência da absorção de parte

do fótons por um anel de cobre que é utilizado na fixação interna do cristal. Na figura (b) é apresentado o resultado da varredura na direção axial para fonte de ^{133}Ba com dados processado para a energia 356 keV. A função não é simétrica pois, na parte superior [4,24] temos mais volume ativo que na segunda. É possível observar no intervalo [20, 40] a redução na contagem resultante da influencia da cavidade interna na contabilização de fótons absorvidos pelo volume ativo do cristal.

Figura 29 – Resultado varreduras axiais, deslocamento da fonte com passos de 2mm em relação ao topo do *endcap*.

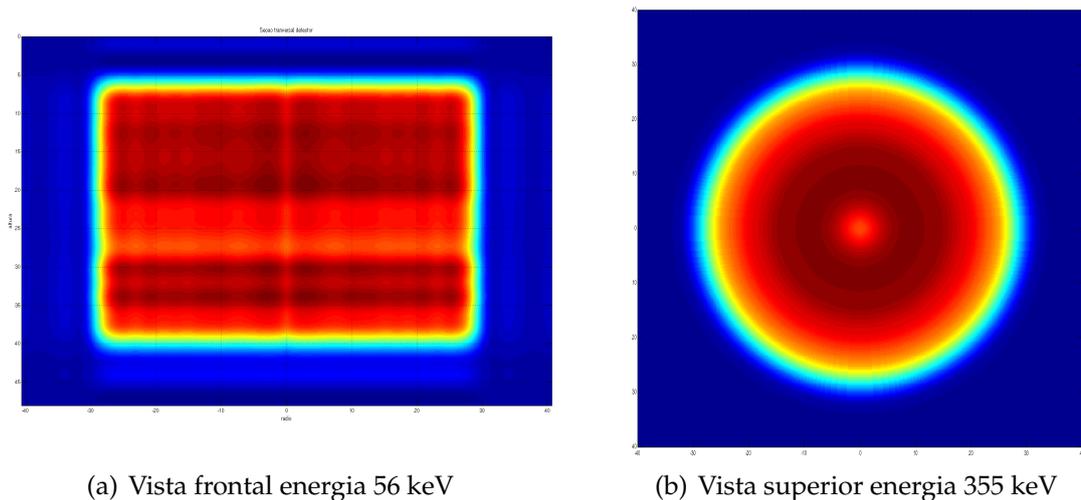


Nas figuras 30 (a) e (b) observa-se o resultado da distribuição de radiação expressadas através do produto da taxa de contagem normalizada para a linha de 59,5 keV do ^{241}Am , e a mesma grandeza porém, relativa a linha de 356 keV do isótopo ^{133}Ba , obtidas no plano frontal do detector. Na (a) é possível observar a distribuição da camada morta externa do detector ao longo de suas paredes laterais. Esta distribuição foi obtida a partir do processamento das leituras Axiais e radiais do ^{241}Am para a energia de 56,5 keV. Alguns tratamentos foram aplicados a fim de minimizar as incertezas e corrigir as variações. É possível observar na parte inferior da imagem uma redução na sensibilidade, isto se justifica pelo fato do suporte interno do detector possuir um anel de cobre de aproximadamente 8 mm de altura que circunda todo o cristal pela parte externa. Já na (b) é possível observar a distribuição do volume ativo do detector a partir da vista superior do detector. As zonas mais quentes representam a área onde o detector tem maior sensibilidade. É possível acompanhar uma diminuição significativa

Tabela 8 – Parâmetros nominais do cristal estimados a partir da tomografia e o escâner *pencil beam*

Parâmetro	Valor (mm)
Diâmetro do Cristal	$59,5 \pm (0,36)$
Altura do Cristal	$36,1 \pm (0,36)$
Altura do <i>inner bare hole</i>	$20,9 \pm (0,36)$
Diâmetro do <i>inner bare hole</i>	$7,9 \pm (0,36)$
Camada morta externa superior	-
Olivares (2016)	
Camada morta externa superior	$0,087 \pm (0,008)$

de sensibilidade na parte central do cristal, isso se deve ao fato do posicionamento do *inner bare hole*.

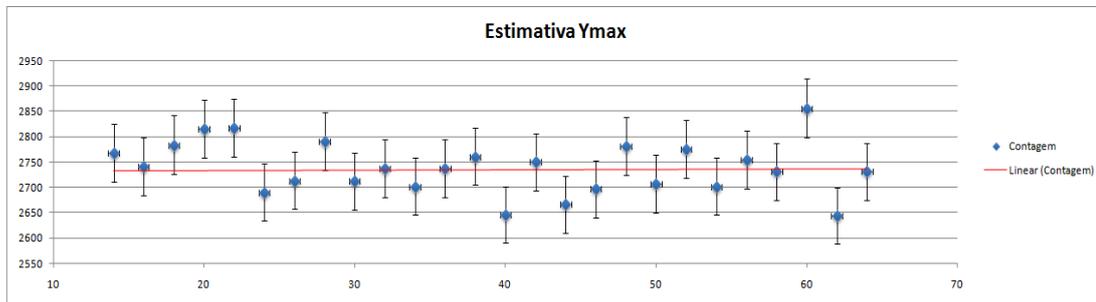
Figura 30 – Distribuição da sensibilidade do detector fontes ^{241}Am e ^{133}Ba .

4.3 Parâmetros nominais do cristal

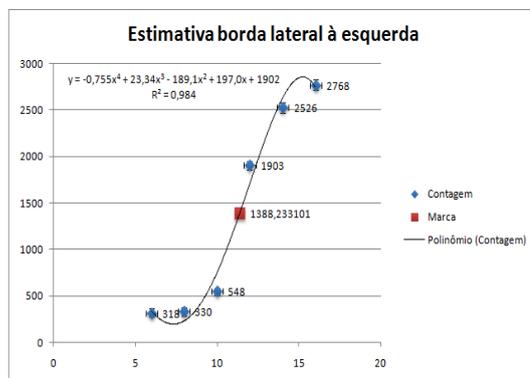
A metodologia utilizada para verificação dos parâmetros nominais do cristal seguiu o descrito na seção 3.2.2.8.

Na figura 31 (a) mostra-se uma ampliação dos dados apresentados na figura 27, os quais representam as interações nos primeiros milímetros da superfície externa do cristal. O valor médio dessa distribuição o qual denominamos (y_{max}), se encontra em cerca de 2732 registros de pulso, com um intervalo de confiança de 1σ . Outro detalhe que pode ser notado é que, os dados aparentam sofrer influência por um erro sistemático. Isto porque, durante as varreduras radiais, devido à posição que ocupa o escâner na câmara de baixo fundo e ao peso do próprio colimador, o ângulo de desvio

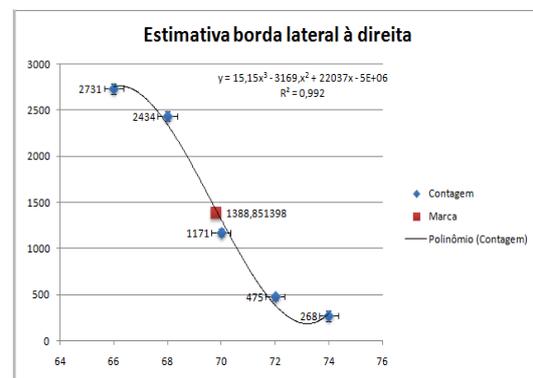
Figura 31 – Procedimento utilizado para verificação da posição de alinhamento da fonte em relação às bordas do cristal.



(a) Estimativa do y_{max}



(b) Alinhamento borda esquerda



(c) Alinhamento borda direita

entre a trajetória de movimento do carrinho porta fonte e o canal colimador não muda, diferentemente do que acontece nas varreduras axiais.

Na tabela 9 são listados os parâmetros geométricos fornecidos pelo fabricante e os estimados através da combinação da tomografia computadorizada e varreduras com o escâner *pencil beam*. Devido às condições necessárias, para estima a espessura da camada morta, descrita por Olivares (2016) não terem sido alcançadas, este trabalho não possibilitou uma estimativa dessa grandeza. O dado marcado por (*) foi estimado por Olivares (2016). Já a espessura da camada morta interna utilizou-se o valor fornecido pelo fabricante, uma vez que, é relatada na literatura que esta grandeza possui baixa influencia no modelo e é bastante complexa de ser estimada, dado marcado por (**). Dos valores estimados foi possível calcular o volume ativo do detector e fixar-lo em $99,12 \text{ cm}^3$.

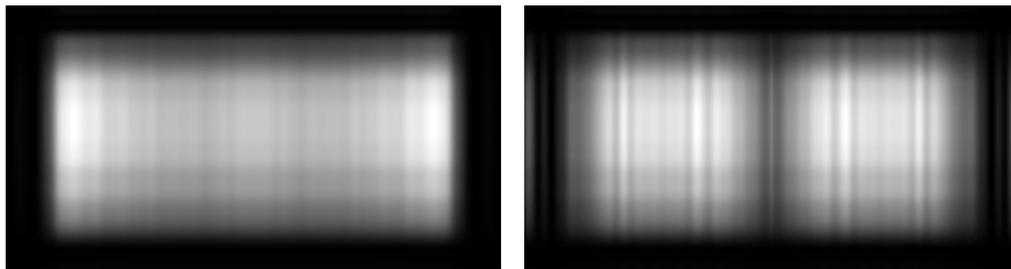
Imagens do detector

A pouca disponibilidade de projeções do detector, devido ao fato do espaço de trabalho limitado pelas dimensões da câmara, produziu informações pouco expressivas contaminadas com bastante ruído. Técnicas de processamento de imagem foram aplicadas afim de realçar o contraste e reduzir estes ruídos. A principal técnica utilizada

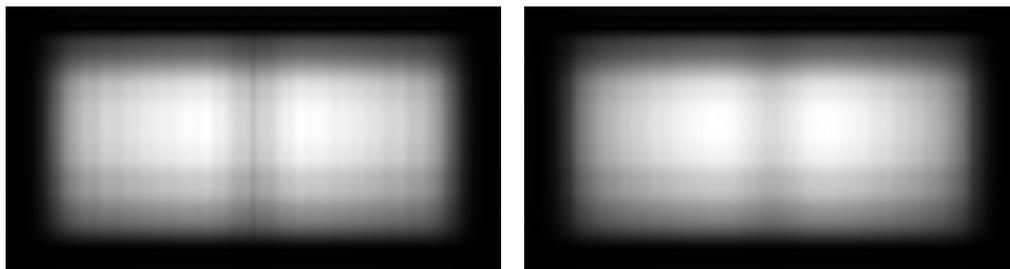
Tabela 9 – Parâmetros nominais do cristal estimados a partir da tomografia e o escâner *pencil beam*

Parâmetro	Fabricante (cm)	Dados experimentais (cm)
Altura do Cristal	3,6	3,64
Raio do cristal	3,045	2,975
Altura do <i>inner bare hole</i>	2,1	2,09
Raio do <i>inner bare hole</i>	0,4	0,395
Camada morta externa superior	0,059	0,092(*)
Camada morta interna	0,0003	0,0003(**)
Volume ativo (cm^3)	100,47	99,12

foi a aplicação de filtros no domínio da frequência. Filtros passa banda, combinado a técnicas de equalização de histograma também foram utilizadas nas imagens.

Figura 32 – Imagens resultante do processamento de dados para diferentes energias do ^{133}Ba 

(a) Imagem obtida a partir da energia 275,96 keV. (b) Imagem obtida a partir da energia 302,66 keV.



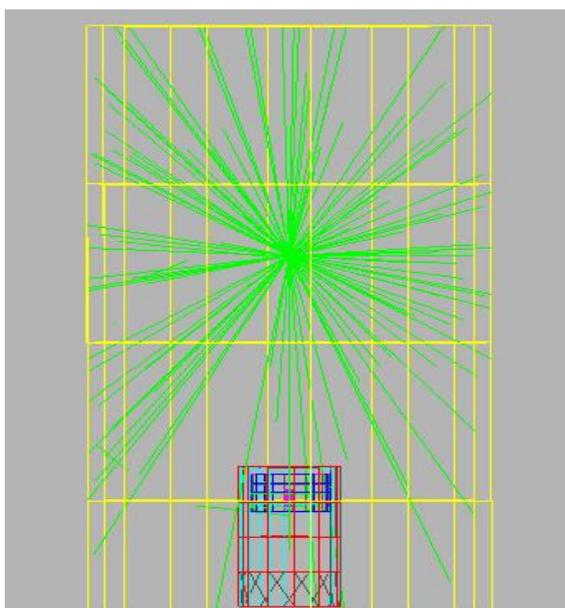
(c) Imagem obtida a partir da energia 356 keV. (d) Imagem obtida a partir da energia 383,43 keV.

4.4 Modelagem do detector

Uma vez determinados os parâmetros nominais do detector tentou-se determinar a curva de eficiência interseca simulando a geometria real estimada neste trabalho, para diferentes fontes radioativos, usando o código MCNPX (versão 2.6).

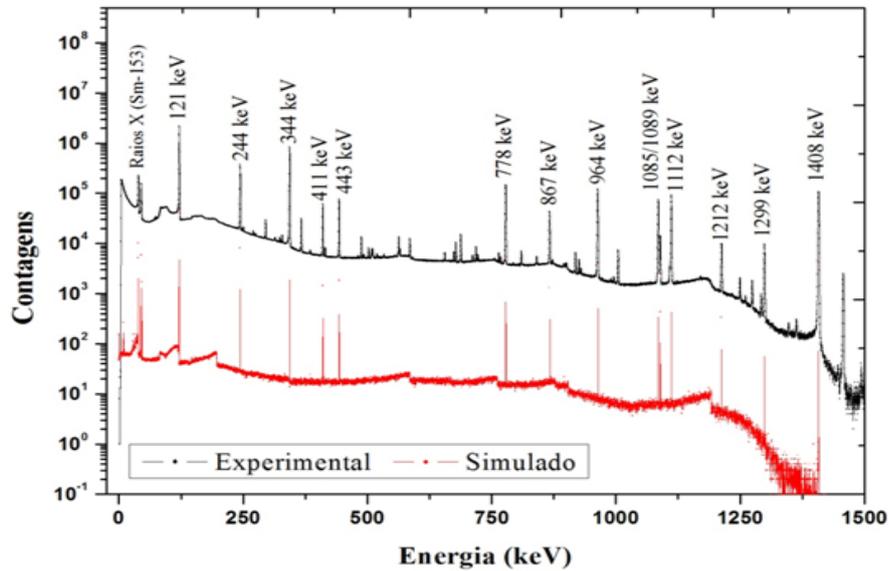
Na figura 33 mostra-se a geometria do sistema com o detector situado na posição de trabalho, a fonte pontual posicionada a uma distância de 25 cm em relação ao topo do encapsulado de alumínio. Especial ênfase foi colocado nos detalhes geométricos durante a modelagem para diminuir as possíveis fontes de incertezas no cálculo da eficiência e garantir o menor número de corridas possíveis. Os dados experimentais de eficiência foram tomados de (OLIVARES, 2016). Esta imagem foi tomada através do Moritz e apresenta uma simulação com 5000 histórias objetivando apenas ilustrar o modelo.

Figura 33 – Geometria com fonte pontual colocada a 25 cm do detector. Mostra-se também o cristal de germânio (cilindro azul).



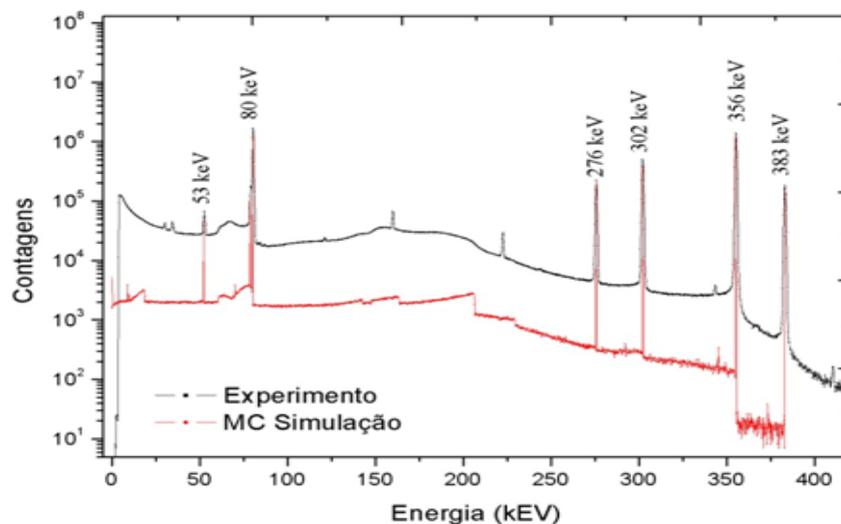
A figura 34 mostra uma comparação entre os espectros simulados e os obtidos experimentalmente para a fonte de ^{152}Eu . É possível observar que as várias energias características do ^{152}Eu são bem ajustadas pelo modelo. A diferença no número de contagens para o espectro simulado e o experimental ocorreu pois, a simulação foi efetuada fixando o número de histórias buscando alcançar uma boa estatística, já os dados experimentais foram tomados fixando o tempo vivo de coleta.

Figura 34 – Comparação entre os espectros simulados e os obtidos experimentalmente para as fontes de ^{152}Eu .



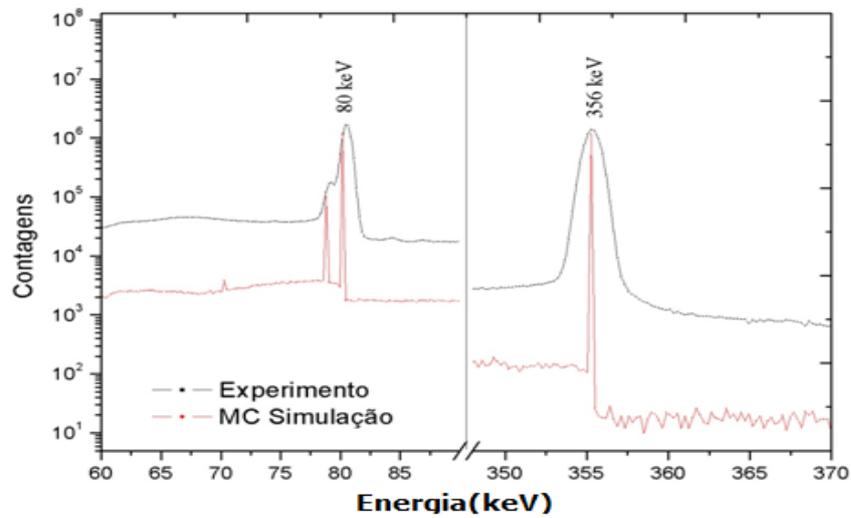
Na figura 35 mostra-se o espectro típico para uma fonte de ^{133}Ba , nele aparecem as principais linhas gamas. A comparação entre ambos os espectros foi feita igualmente para uma distância fonte-detector de 25 cm. É importante salientar que as linhas de 160 keV e 223 keV não foram consideradas na simulação, pois o *branching* delas é muito pequeno (0.64 e 0.45% respectivamente) e não se mostram de interesse para o trabalho.

Figura 35 – Função resposta experimental x simulado utilizando uma fonte ^{133}Ba posicionada a 25 cm de distância do topo do *endcap*.



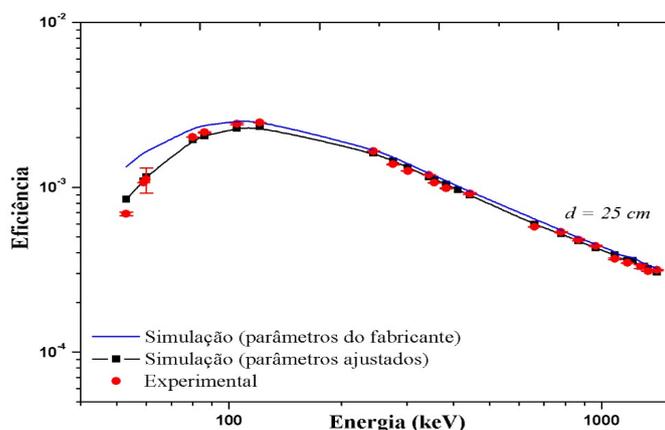
Um zoom feito em torno das regiões das linhas de 80 keV e 356 keV é mostrado na figura 36. No caso da linha de 80 keV aprecia-se que ela aparece superposta com a linha de 79.6 keV (2.6%), já que por serem linhas muito próximas, a resolução do detector não é capaz separar elas.

Figura 36 – Função resposta experimental x simulada ^{133}Ba zoom nas regiões de 80 keV e 356 keV.



Na figura 37 é evidenciado as diferenças existentes entre as curvas de eficiência, para uma distância fonte detector de 25 cm, obtidas de forma experimental (OLIVARES, 2016) e por meio da simulação (método de Monte Carlo MCNPX), utilizando os valores fornecidos pelo fabricante e dados ajustados por esta metodologia. No gráfico pode-se apreciar como a curva de eficiência obtida utilizando os parâmetros nominais (dados do fabricante) se afasta da curva experimental, principalmente para energias abaixo de 100 keV. É importante salientar que no experimento as fontes de calibração não foram colimadas, e que determinadas distâncias fonte-detector obriga a introduzir correções na eficiência. A condição de ponto só é garantida para essas dimensões de fontes a distâncias superiores a 15 cm do topo cristal.

Figura 37 – Curva de eficiência para o detector estudado, fonte posicionada a 25cm do *endcap*.



5 Conclusão

Apesar das incertezas introduzidas pelas limitações espaciais, geométricas, locomoção e posicionamento do conjunto (detector-câmara de baixo fundo), foi possível determinar os parâmetros geométricos do detector(exceto camada morta) por tomografia e feixe colimado com incertezas inferiores a 3% e 5%, respectivamente.

Os parâmetros obtidos através das varreduras e tomografias possibilitaram a definição do modelo do detector para uso no MCNPX e permitiram as simulações para as diferentes faixas de energias que se busca verificar a influência da camada morta. Uma diferença de 2% no volume ativo do detector foi constatado em relação aos dados do fabricante.

Através das simulações foram obtidos espectros utilizando os parâmetros estimados por Tomografia e Feixe colimado, razoavelmente similares aos espectros experimentais obtidos para as mesmas fontes.

Foi otimizada a camada morta externa que melhor ajusta a curva de eficiência experimental do fotopico.

Com os parâmetros otimizados, estimaram-se os valores de eficiência teórica para diferentes energias no intervalo entre 50 a 1500 keV.

5.1 Trabalhos Futuros

- Desenvolvimento de software auxiliar para determinação da eficiência absoluta com base no modelo obtido que ofereça:
 - Interface gráfica para a entrada de todas as informações referentes à amostra;
 - Parâmetros de calibração, parâmetros de análise e opções definíveis pelo usuário;
 - Compatibilidade com formatos comuns de arquivos gerados por outros softwares de espectrometria gama;
 - Possibilite apresentação dos resultados em forma gráfica e tabular.

Referências

- AGARWAL, C.; CHAUDHURY, S.; GOSWAMI, A.; GATHIBANDHE, M. Full energy peak efficiency calibration of hpge detector for point and extended sources using monte carlo code. **Journal of Environmental Radioactivity**, n. 287, p. 701–708, 2011.
- AGUAYO, E.; AMMAN, M.; AVIGNONE, F.; BARABASH, A.; BARTON, P.; BEENE, J.; BERTRAND, F. Characteristics of signals originating near the lithium-diffused n+ contact of high purity germanium p-type point contacts detectors. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 701, p. 176–185, 2013.
- ANDREUCCI, R. **A radiologia industrial**. São Paulo: Abendi, 2014.
- ARID, E. G. A. **Basic Physics for medical imaging**. [S.l.: s.n.], 1988.
- AZLI, T.; CHAOUI, Z.-E.-A. Performance reevaluation of an n-type coaxial hpge detector with front edges crystal using mcnp. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 97, p. 106–112, 2015.
- BELGIN, E. E.; AYCİK, G. Derivation of an efficiency-calibration simulation for a well-type hpge detector using the monte carlo approach and analytical techniques. **Radiation Measurements**, n. 73, p. 36–45, 2015.
- BERNDT, R.; MORTREAU, P. Monte carlo modelling of an n-type coaxial high purity germanium detector. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 694, p. 341–347, 2012.
- BOSON, J.; ÅGREN, G.; JOHANSSON, L. A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 587, n. 2-3, p. 304–314, 2008.
- BRIESMEISTER, J. F. **MCNPTM – A General Monte Carlo N – Particle Transport Code. Version 4c. New Mexico**, 2000. LA – 13709 – M.
- BRUALLA, L.; MAIDANA, N.; VANIN, V. Determination of the detection efficiency of a planar hpge detector with a non-uniform frontal dead-layer. **X-Ray Spectrometry**, n. 44, p. 89–92, 2015.
- BUDJÁŠ, D.; HEISEL, M.; MANESCHG, W.; SIMGEN, H. Optimisation of the mc-model of a p-type ge-spectrometer for the purpose of efficiency determination. **Applied Radiation and Isotopes**, Elsevier, v. 67, n. 5, p. 706–710, 2009.
- CABAL, F. P.; LOPEZ-PINO, N.; BERNAL-CASTILLO, J. L.; MARTINEZ-PALENZUELA, Y.; AGUILAR-MENA, J.; D’ALESSANDRO, K.; ARBELO, Y.; CORRALES, Y.; DIAZ, O. Monte carlo based geometrical model for efficiency calculation of an n-type hpge detector. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 68, p. 2403–2408, 2010.
- CANBERRA. **Genie 2000 Spectroscopy Software Operation manual**. Meriden, 2006.

CANBERRA. **Spectrum Analysis**. 2010. Disponível em: <<http://www.canberra.com/literature/fundamental-principles/pdf/Spectrum-Analysis.pdf>>.

CANBERRA. **Detector Specification and Performance Data**. Meriden, 2012. Doc. No.: DPF-009.

CHHAM, E.; GARCÍA, F. P.; BARDOUNI, T. E.; FERRO-GARCÍA, M. A.; AZAHRA, M.; BENAALILOU, K.; KRIKIZ, M.; ELYAAKOUBI, H.; BAKKALI, J. E.; KADDOUR, M. Monte carlo analysis of the influence of germanium dead layer thickness on the hpge gamma detector experimental efficiency measured by used of extended sources. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 95, p. 30–35, 2015.

DEBERTIN, K.; HELMER, R. Gamma and x-ray spectrometry with semiconductor detectors. **The Netherlands: Elsevier Science Publishers B**.

DETECTION, R. Measurement, glenn f. Knoll (**Segunda edição- John Wiley & Sons-1989**), 2000.

DIBBELL, J. We pledge allegiance to the penguin. **Wired Magazine**, v. 12, n. 11, 2004.

DRYAK, P.; KOVAR, P. Experimental and mc determination of hpge detector efficiency in the 40-2754 kev energy range for measuring point sources geometry with the source to detector distance of 25 cm. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 64, p. 1346–1349, 2006.

ELANIQUE, A.; MARZOCCHI, O.; LEONE, D.; HEGENBART, L.; BREUSTEDT, B.; OUFNI, L. Dead layer thickness characterization of an hpge detector by measurements and monte carlo simulations. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 70, p. 538–542, 2012.

FILHO, D. B. et al. **Aquisicao de dados em espectroscopia gama nuclear**. São Paulo: [s.n.], 2000.

GARCÍA-TALAVERA, M.; LAEDERMANNB, J.; DECOMBAZB M.J. DAZAA, B. Q. M. Coincidence summing correction for the natural decay series in gamma-ray spectrometry. **Journal of Radiation and Isotopes**, n. 54, p. 769–776, 2001.

GASPARRO, J.; HULT, M.; JOHNSTON, P. N.; TAGZIRIA, H. Monte carlo modelling of germanium crystals that are tilted and have rounded front edges. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 594, p. 196–201, 2008.

GILMORE, G.; HEMINGWAY, J. **Practical gamma-ray spectrometry**wiley. **New York**, 1995.

HARDY, J.; IACOB, V.; SANCHEZ-VEGA, M.; EFFINGER, R.; LIPNIK, P.; MAYES, V.; WILLIS, D.; HELMER, R. Monte carlo determination of full energy peak efficiency for an hpge detector. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 56, p. 65–69, 2002.

HEDMAN, A. Characterization of hpge detectors using computed tomography. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 785, p. 21–25, 2015.

HELMER, R.; HARDY, J.; IACOB, V.; SANCHEZ-VEGA, M.; NEILSON, R.; NELSON, J. The use of monte carlo calculations in the determination of a ge detector efficiency curve. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 511, p. 360–381, 2003.

HELMER, R.; NICA, N.; HARDY, J.; IACOB, V. Precise efficiency calibration of an hpge detector up to 3.5 mev, with measurements and monte carlo calculations. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 60, p. 173–177, 2004.

HUY, N. Q. Dead-layer thickness effect for gamma spectra measured in an hpge p-type detector. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 641, p. 101–104, 2011.

IEEE. **IEEE Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detectors**. United States of America, 1996.

JOHNSTON, P. N.; HULT, M.; GASPARRO, J. Cascade summing effects in close geometry gamma-ray spectrometry. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 64, n. 10–11, p. 1323–1328, 2006. Proceedings of the 15th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications.

KARFOPOULOS, K.; ANAGNOSTAKIS, M. Parameters affecting full energy peak efficiency determination during monte carlo simulation. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 68, p. 1435–1437, 2010.

KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurement**. 2. ed. New York: John Wiley & Sons Inc., 1989. 754 p.

KNOLL, G. F. **Complete Solutions Manual to Radiation Detection and Measurement**. 4th edition. ed. New York: John Wiley & Sons Inc., 2010. 754 p.

MAIDANA, N. L.; VANIN, V. R.; JAHNKE, V.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; MARTINS, M. N.; BRUALLA, L. Efficiency calibration of x-ray hpge detectors for photons with energies above the ge k binding energy. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, n. 729, p. 371–380, 2013.

MILLER, M.; VOUTCHKOV, M. Modeling the impact of uncertainty in detector specification on efficiency values of an hpge detector using angle software. **Nuclear Technology and Radiation Protection**, n. 28, p. 169–181, 2013.

MOLNAR, I. E. D. B. S. C. Z. Monte carlo determination of full energy peak efficiency for an hpge detector. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 55, p. 103–108, 2001.

MORERA-GÓMEZ, Y.; CARTAS-AGUILA, H. A.; ALONSO-HERNÁNDEZ, C. M.; BERNAL-CASTILLO, J. L.; GUILLÉN-ARRUEBARRENA, A. Application of the monte carlo efficiency transfer method to an hpge detector with the purpose of environmental samples measurement. **Applied Radiation and Isotopes**, n. 97, p. 59–62, 2015.

NAGEL, H. D. **Fundamentals of CT dosimetry**. [S.l.]: COCIR, 2002.

NATTERER, F. **The Mathematics of computerized tomography, classics in applied mathematics**. [S.l.]: Wiley, 1986.

NOBREGA, A. I. da. **Manual de Tomografia Computadorizada**. São Paulo: Editora Atheneu/Centro Universitário São Camilo, 2005.

OLIVARES, D. M. **Caracterização de um espectrômetro gama de baixo fundo para determinação de urânio e tório em amostras ambientais sólidas**. Dissertação (Mestrado) — Departamento de Ciência Exatas, Universidade Estadual de Santa Cruz, 2016.

PELOWITZ, D.; HENDRICKS, J.; DURKEE, J.; FENSIN, M.; JAMES, M.; MCKINNEY, G.; MASHNIK, S.; WATERS, L. *Mcnpx 2.7. A Extensions*. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 2008.

PEYRÉS, V. M. *Caracterización de detectores de fotones mediante el método de Monte Carlo y aplicación a la medida de emisores de positrones de interés en medicina nuclear*. 232 p. Tese (Doutorado) — Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid, Madrid, 2010.

PIRES, L. F. *Uso da energia nuclear para fins pacíficos: medidas de densidade, umidade e comprimento de materiais usando radiação gama*. 2011.

RADON, J. *Über die bestimmung von funktionen durch ihre integralwerte langs gewisser mannigfaltigkeiten*. *Ber, Vehr. Sachs. Akad Wiss Leipzig*, p. 69,262–277, 1917.

RODENAS, J.; PASCUAL, A.; ZARZA, I.; SERRADELL, V.; ORTIZ, J.; BALLESTEROS, L. *Analysis of the influence of germanium dead layer on detector calibration simulation for environmental radioactive samples using the monte carlo method*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, n. 496, p. 390–399, 2003.

SANTO, A. S.; WASSERMAN, F. G.; CONTI, C. C. *Hpge well detector calibration procedure by mcnp5 monte carlo computer cod*. *Annals of Nuclear Energy*, n. 46, p. 213–217, 2012.

SANTOS, R. *Desenvolvimento de um método para obtenção da eficiência de detecção para detectores HPGe em medidas com fontes extensas*. São Paulo: [s.n.], 2012. 86 p.

SEERAM, E. *Computer tomography physical principles, clinical applicatiaons*. 2. ed. EUA: W. B. Saunders, 2001.

SILVA, A. M. Marques da. *Reconstrução Quantitativa de SPECT: Avaliação de Correções*. São Paulo: [s.n.], 1998.

SIMA, O. *Application of response functions to make efficient monte carlo simulations of germanium detectors*. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 6, n. 68, p. 1043–1406, 2010.

SOOD, A.; GARDNER, R. P. *A new monte carlo assisted approach to detector response functions*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, n. 213, p. 100–104, 2004.

TETZNER, G. de C. *Aplicação da tomografia computadorizada industrial na análise de rochas*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de pesquisas energéticas e nucleares, Universidade de São Paulo, 2008.

VARGAS, M. J.; TIMÓN, A. F.; DIAZ, N. C.; SÁNCHEZ, D. P. *Monte carlo simulation of the self-absorption corrections for natural samples in gamma-ray spectrometry*. *Applied radiation and isotopes*, Elsevier, v. 57, n. 6, p. 893–898, 2002.

VIDMAR, T. e. a. *An intercomparison of monte carlo codes used in gamma-ray spectrometry*. *Applied Radiation and Isotopes*, v. 6, n. 66, p. 764–768, 2008.