

LUCIANO SANTA RITA OLIVEIRA

AVALIAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES CINTILADORES DE NaI(Tl) EM  
MEDIÇÕES DE KERMA NO AR EM FEIXES DE RAIOS X DIAGNÓSTICO

Dissertação aprovada para obtenção do Grau de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Radioproteção e Dosimetria do Instituto de Radioproteção e Dosimetria da Comissão Nacional de Energia Nuclear na área de METROLOGIA.

Orientador(a):

Dr. Claudio de Carvalho Conti  
IRD/CNEN

Co-Orientador(a):

Dra. Aneuri Souza de Amorim  
CTEx

Rio de Janeiro – Brasil

2011

## *FICHA CATALOGRÁFICA*

Oliveira, Luciano Santa Rita

Avaliação da Resposta de Detectores Cintiladores de NaI(Tl) em Medições de Kerma no Ar em Feixes de Raios X Diagnóstico [Rio de Janeiro] 2011

Dissertação (mestrado) – Instituto de Radioproteção e Dosimetria – Rio de Janeiro, 2011

1. Medição de kerma; 2. Espectrometria de fótons; 3. Raios X diagnóstico; 4. Detectores cintiladores; 5. Teses.

I. Instituto de Radioproteção e Dosimetria II. Título

LUCIANO SANTA RITA OLIVEIRA

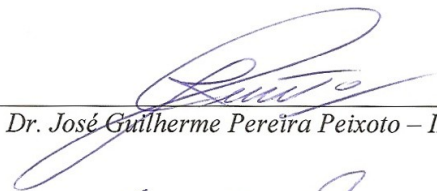
AVALIAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES CINTILADORES DE NaI(Tl) EM  
MEDIÇÕES DE KERMA NO AR EM FEIXES DE RAIOS X DIAGNÓSTICO

Rio de Janeiro, 17 de outubro de 2011.



---

Dr. Claudio de Carvalho Conti – IRD/CNEN




---

Dr. José Guilherme Pereira Peixoto – IRD/CNEN



---

Dr. Luis Fernando Gonçalves Pires – CTE<sub>x</sub>



---

Dr. Hélio de Carvalho Vital – CTE<sub>x</sub>

Aos meus pais Luciano (in memoriam) e Zilma,  
Esposa Jussara e Filho Gabriel

## *AGRADECIMENTOS*

Ao Dr Claudio de Carvalho Conti pela valiosa orientação, bem como pelo conhecimento transmitido com muita clareza e presteza, que foram essenciais na elaboração deste trabalho.

À Dra Aneuri Souza de Amorim pela orientação, dedicação e confiança depositada ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

Ao Centro Tecnológico do Exército (CTEx), especialmente à Divisão de Defesa Química, Biológica e Nuclear (DDQBN), por apoiar a realização deste trabalho.

Ao Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD), pela oportunidade de realização deste trabalho.

Ao Dr Mario Cesar Viegas Balthar, pela amizade e grande ajuda no desenvolvimento deste trabalho, sempre buscando novas maneiras de contornar as dificuldades encontradas.

Aos Drs. Helio de Carvalho Vital, José Guilherme Pereira Peixoto e Luis Fernando Gonçalves Pires, por participarem da minha banca, sugerindo valiosos aperfeiçoamentos para este trabalho.

À chefia da Seção de Defesa Nuclear (SDN) pelo apoio durante a realização deste trabalho.

Aos amigos da Sub Seção de Proteção Radiológica (SSPR) pelo companheirismo, incentivo e apoio.

Aos professores do curso de mestrado do IRD, pelo conhecimento transmitido.

Por fim, meu agradecimento a todos aqueles que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

## ***RESUMO***

### **AVALIAÇÃO DA RESPOSTA DE DETECTORES CINTILADORES DE NaI(Tl) EM MEDIÇÕES DE KERMA NO AR EM FEIXES DE RAIOS X DIAGNÓSTICO**

Luciano Santa Rita Oliveira

Outubro/2011

Orientadores: Claudio de Carvalho Conti

Aneuri Souza de Amorim

A grandeza kerma no ar é fundamental para a calibração dos padrões nacionais utilizados na área de radiodiagnóstico, bem como na determinação das grandezas operacionais de uso corrente em radioproteção. Sua medição com adequada incerteza, exatidão e reprodutibilidade é extremamente importante para a caracterização e controle do campo de irradiação e dosimetria de um paciente de radiodiagnóstico e também na avaliação dos sistemas que possibilitam a formação da imagem radiológica. O cálculo do kerma no ar utilizando o espectro de energia permitiria garantir que apenas o feixe incidente seria considerado. Para se estabelecer o espectro de energia de raio X, limpo das contribuições parciais de energia (LCPE), é necessário estabelecer um procedimento de desmembramento do espectro original para subtração da contribuição decorrente de fótons espalhados dos materiais no entorno, das interações parciais no volume ativo do detector e dos picos de escape. Este trabalho tem por objetivo o desenvolvimento teórico de uma metodologia de desmembramento do espectro de detectores cintiladores de iodeto de sódio com base no método de Monte Carlo e utilizando-se o código MCNP, para cálculo do kerma no ar associado a um feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico médico e odontológico.

## *ABSTRACT*

### RESPONSE EVALUATION OF NaI(Tl) SCINTILLATOR DETECTORS IN MEASUREMENTS OF AIR KERMA OF DIAGNOSTIC X-RAY BEAMS

Luciano Santa Rita Oliveira

October/2011

Advisors: Claudio de Carvalho Conti

Aneuri Souza de Amorim

Air kerma is a quantity essential for the calibration of national standards used in the field of diagnostic radiology as well as in the quantification of operational parameters commonly used in radiation protection. Its measurement within adequate limits of uncertainty, accuracy and reproducibility is extremely important for the characterization and control of the radiation field, dosimetry of patients subjected to diagnostic radiology and assessment of systems that produce radiological images. The calculation of air kerma by using an energy spectrum requires that only the incident beam be considered. Thus, partial energy depositions must be filtered out in order to obtain such X-ray spectrum. It has then become necessary to establish a procedure that treats the original spectrum by parts and subtracts the contribution due to photons scattered in the surrounding materials, accounting for partial energy losses in interactions in the active volume of the detector and also for the contributions from escape peaks. The purpose of this work is to develop a theoretical methodology to unfold the spectrum from sodium iodine scintillators detectors by using the Monte Carlo code MCNP for calculation of air kerma from an X-ray beam typical of medical and dental radiological applications.



## SUMÁRIO

RESUMO	vii
ABSTRACT	viii
SUMÁRIO	ix
LISTA DE FIGURAS	xii
LISTA DE TABELAS	xv
LISTA DE SIGLAS E ABREVIACÕES	xvi
1. INTRODUÇÃO E OBJETIVOS	01
1.1 OBJETIVO GERAL	04
1.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS	04
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	05
2.1 PROCESSO DE GERAÇÃO DOS RAIOS X	05
2.1.1 O equipamento de raios X diagnóstico	05
2.1.2 O espectro de raios X (componentes contínuo e discreto)	06
2.1.3 Fatores que afetam o espectro de raios X	07
2.2 INTERAÇÃO DOS FÓTONS DE RAIOS X COM A MATÉRIA	09
2.2.1 Efeito fotoelétrico	09
2.2.2 Espalhamento coerente ou <i>rayleigh</i>	10
2.2.3 Espalhamento incoerente ou <i>compton</i>	10
2.3 GRANDEZAS (RADIOMÉTRICAS E DOSIMÉTRICAS)	10
2.3.1 Fluência ( $\Phi$ )	10
2.3.2 Fluência de energia ( $\Psi$ )	11
2.3.3 Kerma (K)	11
2.4 PROPRIEDADES DOS CINTILADORES INORGÂNICOS	12
2.4.1 Resolução em energia	13
2.4.2 Eficiência de detecção	14
2.4.3 Detector cintiladores de NaI(Tl)	15

2.5 ESPECTROMETRIA DE FÓTONS COM CINTILADOR	17
2.5.1 Resposta de detectores para as energias dos fótons incidentes	17
2.6 O PROGRAMA <i>REPORT 78 SPECTRUM PROCESSOR</i>	19
3. MATERIAIS E MÉTODOS	20
3.1 MATERIAIS	20
3.1.1 O aparelho de raios X	20
3.1.2 Sistema de espectrometria com detector NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm (2"x 2")	21
3.1.3 Computador	22
3.1.4 Colimador	22
3.1.5 Fontes radiativas de referência	23
3.2 MÉTODO	24
3.2.1 Modelagem do detector de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm	25
3.2.1.1 Validação da modelagem do cintilador de NaI(Tl)	27
3.2.2 Geometria para a medição dos raios X	29
3.2.3 Espectro de raios X	30
3.2.4 Cálculo da grandeza kerma no ar com NaI(Tl)	31
3.2.4.1 Algoritmo inicial de limpeza das contribuições parciais de energias (LCPE)	32
3.2.4.2 Algoritmo de LCPE no espectro de raios X, incluindo energias intermediárias	38
3.2.4.3 Curva de eficiência intrínseca	41
3.2.4.4 Cálculo de kerma no ar	43
3.2.4.5 Resumo das etapas do desenvolvimento da dissertação	45
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES	47
4.1 MODELAGEM DO CINTILADOR DE NAI(TL)	47
4.1.1 Curva de calibração em energia	47
4.1.2 Curva de resolução	48
4.1.3 Coeficientes para uso da opção GEB	49
4.1.4 Validação da modelagem do cintilador de NaI(Tl)	50

4.1.4.1 Avaliação qualitativa da modelagem do cristal de NaI(Tl)	51
4.1.4.2 Avaliação quantitativa da modelagem do cristal de NaI(Tl)	52
4.2 GEOMETRIA PARA A MEDIÇÃO DO FEIXE DE RAIOS X	53
4.3 ESPECTRO DE RAIOS X SIMULADO PELO MCNP5	54
4.4 CÁLCULO DA GRANDEZA KERMA NO AR COM NAI(TL)	55
4.4.1 Contribuições parciais utilizando energias separadas por 1 FWHM	56
4.4.2 Contribuições parciais utilizando energias separadas por ½ FWHM	60
4.4.3 Curva de eficiência intrínseca	65
4.4.4 Cálculo do kerma n ar	67
5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	69
5.1 CONCLUSÕES	69
5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	70
5.2.1 Comparação com câmara de ionização	70
5.2.2 Uso de cintiladores com melhor resolução	70
5.2.3 Aplicação de algoritmo para LCPE com mais energias intermediárias	71
5.2.4 Indicação de procedimento para medição experimental	71
ANEXO A – O código MCNP5	73
ANEXO B – Orientações para a realização do procedimento experimental para espectrometria de feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico com cintiladores de NaI(Tl)	80
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	83

## ***LISTA DE FIGURAS***

Figura 2.1 – Tubo de raios X	06
Figura 2.2 – Espectro de raios X para um equipamento com anodo de tungstênio	07
Figura 2.3 – Representação gráfica da incidência de um fóton e a ocorrência de emissão de raios X característico com energia $E_x$	09
Figura 2.4 – Representação do efeito <i>Compton</i>	10
Figura 2.5 – Mecanismo de cintilação em cristais inorgânicos	13
Figura 2.6 – Resolução em energia do fotopico	14
Figura 2.7 – Tubo fotomultiplicador	16
Figura 2.8 – Resposta de detectores cintiladores para fótons incidentes	18
Figura 3.1 – Equipamento de raios X – INTECAL 125/600	21
Figura 3.2 – Sistema de espectrometria de fótons	21
Figura 3.3 – Colimador de latão construído, liga metálica composta basicamente de cobre (Cu: 89% – 58%) e zinco (Zn: 38% – 11%), também apresentar Pb, Fe e As, em quantidades podendo normalmente inferiores a 1%	23
Figura 3.4 – Diagrama das fontes de referência fornecidas pelo LNMRI/IRD	24
Figura 3.5 – Radiografia e detalhe do cristal do cintilador: (1) encapsulamento de Al; (2) espaçamento entre o cristal e o encapsulamento e (3) cristal de NaI(Tl)	25
Figura 3.6 – Geometria para calibração em energia do cintilador NaI(Tl)	26
Figura 3.7 – Geometria para a medição experimental da fonte $^{241}\text{Am}$	28
Figura 3.8 – Espectro simulado pelo programa <i>Report 78</i> com os ajustes : kVp = 80, ripple = 5%, CSR = 3,5 mmAl e inclinação de anodo = $18^\circ$	30
Figura 3.9 – Ação do algoritmo de limpeza das contribuições parciais para a energia $E_{\text{máx}}$	35

Figura 3.10 – Intersecção da área dos fotopicos de energias adjacentes	35
Figura 3.11 – Ação do algoritmo inicial de limpeza das contribuições parciais para energias adjacentes separadas por um (01) FWHM	37
Figura 3.12 – Posicionamento das energias principais e intermediárias utilizadas na definição do algoritmo de LCPE na faixa de energia do espectro de raios X simulado neste trabalho (0,080MeV)	38
Figura 3.13 – Ação do algoritmo de limpeza das contribuições parciais para energias adjacentes separadas por $\frac{1}{2}$ FWHM	40
Figura 4.1 – Curvas de calibração em energia. Equações fornecidas pelo programa GENIE2000	47
Figura 4.2 – Curva de resolução em energia (LABFit).	49
Figura 4.3 – Ajuste de FWHM x Energia para obter os coeficientes da opção GEB (LABFit).	50
Figura 4.4 – Geometria simulada pelo MCNP5 para a avaliação qualitativa do cintilador de NaI(Tl)	51
Figura 4.5 – Geometria simulada pelo MCNP5 para avaliação quantitativa do cintilador NaI(Tl)	51
Figura 4.6 – Comparação de um espectro experimental de uma fonte de $^{137}\text{Cs}$ e de uma fonte monoenergética com energia de 0,66166MeV	52
Figura 4.7 – Dimensões do colimador utilizado nas simulações pelo MCNP5	53
Figura 4.8 – Geometria simulada para a medição do espectro de raios X	53
Figura 4.9 – Espectro de raios X simulado no programa <i>Report 78 Spectrum Processor</i> do IPEM	54
Figura 4.10 – Espectro de raios X obtido pelo cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV	55
Figura 4.11A – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,150 e 0,131MeV	56
Figura 4.11B – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,113 e 0,097MeV	57
Figura 4.11C – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,083 e 0,069MeV	57

Figura 4.11D – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,058 e 0,047MeV	57
Figura 4.11E – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,038 e 0,030MeV	58
Figura 4.11F – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,023 e 0,018MeV	58
Figura 4.11G – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,013 e 0,009MeV	58
Figura 4.12 – Espectro de raios X obtido pelo cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV e o espectro SCP até 0,030 MeV	60
Figura 4.13A – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,090 e 0,076MeV	61
Figura 4.13B – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,064 e 0,053MeV	62
Figura 4.13C – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,043 e 0,034MeV	62
Figura 4.13D – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,027 e 0,021MeV	62
Figura 4.14 – Resposta do cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm ao espectro simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV e o espectro SCP até 0,027 MeV	65
Figura 4.15 – Curva de eficiência intrínseca do detector NaI(Tl) simulado pelo MCNP5 até a energia de 0,034MeV.	66
Figura 4.16 – Curva de eficiência intrínseca do detector NaI(Tl) simulado pelo MCNP5 na a faixa de energia de 0,034 até 0,150MeV.	66

## ***LISTA DE TABELAS***

Tabela 2.1 – Influência dos fatores influenciadores no espectro de raios X	08
Tabela 3.1 – Dados nucleares das fontes de referência fornecidas pelo LNMRI/IRD utilizadas nas medições experimentais realizadas	23
Tabela 3.2 – Valores de coeficiente de transferência de energia em massa	45
Tabela 4.1 – Dados das energias utilizadas na curva de resolução experimental	48
Tabela 4.2 – Coeficientes para a opção GEB com um coeficiente de determinação $R^2$ para o ajuste de 0,9978	50
Tabela 4.3 – Energias principais utilizadas na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)	56
Tabela 4.4 – Fatores de correção (FC) para limpeza das contribuições parciais no espectro de raios X, utilizando o algoritmo inicial	59
Tabela 4.5 – Energias intermediárias utilizadas na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)	61
Tabela 4.6 – Energias utilizadas pelo algoritmo na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)	63
Tabela 4.7 – Fatores de correção (FC) para limpeza das contribuições parciais no espectro de raios X	64
Tabela 4.8 – Valores de Eficiência intrínseca utilizados no ajuste da curva	65
Tabela 4.9 – Coeficientes da função de ajuste da curva de eficiência até a energia de 0,034 MeV, com um coeficiente de determinação $R^2$ de 0,9960	67
Tabela 4.10 – Coeficientes da função de ajuste da curva de eficiência na faixa de energia de 0,034 a 0,150 MeV, com um coeficiente de determinação $R^2$ de 0,9944	67
Tabela 4.11 – Comparação entre o valor de referência e os valores determinados pelos algoritmos (3.2.4.1) e (3.2.4.2)	68

## ***LISTA DE SIGLAS E ABREVIACOES***

CP	– Contribuições Parciais;
CTEx	– Centro Tecnológico do Exército;
DAP	– Distribuição de Altura de pulso;
DFD	– Distância Fonte Detector;
FC	– Fator de Correção para as contribuições parciais de energia;
FWHM	– Largura a meia altura do pico ;
GEB	– <i>Gaussian Energy Broadening</i> , propicia uma conformação gaussiana na função resposta simulada pelo MCNP5;
IOE	– Indivíduo Ocupacionalmente Exposto;
LAQER	– Laboratório de Aferição da Qualidade de Equipamentos de Radiodiagnóstico;
LCPE	– Limpeza das Contribuições Parciais de Energia;
LNMRI	– Laboratório Nacional de Metrologia das Radiações Ionizantes;
MCA	– Analisador multicanal;
MCNP5	– <u>Monte Carlo N-Particle</u> versão 5, código computacional usado para simular um processo estatístico;
NaI(Tl)	– Cintilador de iodeto de sódio com impureza de tlio.
SCP	– Sem contribuições parciais.



## **CAPÍTULO 1**

### **INTRODUÇÃO E OBJETIVOS**

A descoberta dos raios X por Wilhelm Konrad Roentgen em 08 de novembro de 1895 está entre os mais importantes eventos da história humana. Mesmo com os trabalhos desenvolvidos nas décadas de 1870 e 1880 sobre condução de raios catódicos através dos tubos de Crookes, esta foi uma descoberta acidental. Contemporâneos de Roentgen já haviam observado anteriormente a radiação X, mas nenhum deles havia reconhecido a sua importância, porém Roentgen, em pouco mais de um mês de investigação, já havia descrito a radiação X com quase todas as propriedades que conhecemos hoje (Bushong, 2010).

A radiologia moderna teve o seu desenvolvimento a partir da fluoroscopia e não da radiografia. A fluoroscopia tem possibilitado um estudo dinâmico das estruturas anatômicas de interesse, inicialmente por meio de telas fluorescentes e, hoje, pela visualização em um visor ou monitor de imagens. Para a formação da imagem radiográfica, necessita-se da utilização de filmes sensíveis aos raios X para registro das estruturas anatômicas a serem demonstradas. O equipamento utilizado para emissão da radiação tem construção semelhante tanto para imagens estáticas quanto dinâmicas, sendo que este último possibilita exposições em períodos compatíveis com a visualização dinâmica das estruturas.

Os ajustes de tensão para a geração de raios X na faixa de energia utilizada até hoje no segmento do radiodiagnóstico é da ordem de quilovolt (kV), normalmente até 150kV, assim como as correntes típicas nesses equipamento são expressas em miliamperes (mA). Estas características no início da radiologia médica impunham tempos de exposição extremamente elevados, resultando em imagens radiográficas com pouca ou nenhuma definição, características que fizeram da fluoroscopia o principal uso das ações da radiologia em seu início até o surgimento de telas intensificadoras e o

desenvolvimento de filmes com dupla emulsão radiográfica por volta dos anos 20 no século passado (Bushong, 2010).

Ao mesmo tempo em que a utilização desta descoberta sinalizava com enormes ganhos, principalmente associados à área de saúde, danos começavam a ser associados a ela. Desta forma, desenvolvimentos tecnológicos foram iniciados, possibilitando a redução das exposições às radiações e viabilizando uso mais racional (Bushong, 2010).

Alguns desses desenvolvimentos tecnológicos foram:

- o uso de diafragma e filtração de feixe em imagens odontológicas;
- desenvolvimento do uso de transformadores no início do século passado para a geração da alta tensão;
- o desenvolvimento da grade antidifusora estacionária por Gustav Bucky neste mesmo período e, posteriormente, o desenvolvimento de um sistema de grade móvel por Hollis Potter e
- o desenvolvimento, nos anos 40 do século XX, da fluoroscopia com a utilização de sistema de intensificação de imagem.

A produção de raios X e seu uso seguro para auxílio no diagnóstico de patologias servem de base para a radiologia atual, o desenvolvimento nesta área e seu histórico levaram a uma ênfase na busca de um controle eficiente da emissão de radiação em radiodiagnóstico e nas doses decorrentes dos procedimentos da rotina diagnóstica para os IOEs e pessoas do público.

O uso das radiações ionizantes para fins médicos, há muito, constitui a principal forma de exposição da população às radiações ionizantes devido a fontes artificiais e os raios X, utilizados para fins de diagnóstico, tanto na área médica, quanto na odontológica têm contribuição muito significativa.

Com base nos diagnósticos que se utilizam de raios X, consegue-se, de uma maneira não invasiva, a imagem das estruturas anatômicas do corpo humano as quais contribuem para o estadiamento de diversas patologias e também apoiam de forma significativa a elucidação de hipóteses diagnósticas. Os riscos individuais em função da sua utilização são geralmente minimizados pela correta utilização dos princípios fundamentais da proteção radiológica e também em função do benefício decorrente do diagnóstico alcançado, tornando justificável aos olhos da legislação a dose recebida pelo paciente.

O acesso cada vez maior a serviços de radiodiagnóstico médico e odontológico e a maior longevidade da população tornam necessárias maior precisão e acuidade nas estimativas da dose obtidas na prática médica, visando à redução dos riscos aos quais os pacientes são expostos durante a realização desses serviços. Além disso, ressalta-se que o estabelecimento de programas de controle de qualidade para equipamentos emissores de raios X são de grande importância para que tal objetivo seja alcançado.

A medição com adequada incerteza, exatidão e reprodutibilidade é extremamente importante para a caracterização e controle do campo de irradiação e dosimetria de um paciente de radiodiagnóstico, bem como para a avaliação do sistema que possibilita a formação da imagem radiológica. A grandeza kerma no ar é fundamental para a calibração dos padrões nacionais na área de radiodiagnóstico e na determinação das grandezas operacionais de uso corrente em radioproteção.

O kerma em um determinado ponto está relacionado com a fluência de energia ( $\Psi_E$ ) pelo coeficiente de transferência de energia em massa  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ , o qual é função da energia de fóton e do número atômico do material no ponto considerado (Conti, 1999).

Com base nas informações contidas no espectro de energia dos fótons emitidos por uma fonte de raios X e medido por meio de um sistema de espectrometria, torna-se possível garantir-se que as medições realizadas para obtenção do valor da grandeza kerma no ar esteja de acordo com sua definição, incluindo apenas o feixe primário incidente e nenhuma radiação espalhada.

Os detectores cintiladores como os de iodeto de sódio, surgido em 1948, possibilitam a composição de um sistema de espectrometria de fótons e consequentemente a medição de espectros de energia. O número atômico relativamente alto do iodo presente no cristal ( $Z=53$ ) e sua massa específica ( $3,667 \text{ g/cm}^3$ ) influenciam de forma significativa o efeito de absorção fotoelétrica, necessário para a máxima deposição de energia da radiação incidente, dando a este cristal boa eficiência de cintilação.

O espectro de fótons obtidos através de um sistema de espectrometria com detectores cintiladores permite identificar os eventos que influenciam na função resposta do cintilador, podendo ser discriminado neste espectro o fotopico, resultante das interações fotoelétricas no cristal cintilador, assim como as interações parciais de energia como pico de raios X característico, de retro espalhamento e escape ou ainda

interação por espalhamento *Compton*, que influenciam no espectro de energia e não devem estar presentes no cálculo do valor da grandeza kerma no ar.

## **1.1 OBJETIVO GERAL**

Desenvolver uma metodologia que permita a medição da grandeza kerma no ar em função de um feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico médico e odontológico utilizando detectores cintiladores de iodeto de sódio com cristal de 5,08cm x 5,08cm e, desta forma, avaliar a resposta deste detector cintilador ao espectro contínuo e discreto de fótons que caracteriza esta fonte de emissão de radiação ionizante.

## **1.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS**

Através da avaliação da resposta do detector cintilador de iodeto de sódio a um feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico:

- Estabelecer e validar a modelagem de um cristal de iodeto de sódio com dimensões de 5,08cm x 5,08cm, utilizando o código MCNP5;
- Estabelecer e simular, utilizando o código MCNP5, uma geometria para a medição de um feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico;
- Desenvolver um algoritmo de limpeza das contribuições parciais de energia no espectro de fótons obtido, viabilizando a medição da grandeza kerma no ar por detectores cintiladores;
- Estabelecer uma metodologia para cálculo do valor de kerma no ar para um feixe de raios X da faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico sem a influência das contribuições parciais de energia em seu espectro.

## CAPÍTULO 2

### FUNDAMENTOS TEÓRICOS

#### 2.1 PROCESSO DE GERAÇÃO DOS RAIOS X

Os raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico são produzidos quando elétrons acelerados a altíssimas velocidades atingem um alvo metálico e têm sua energia cinética transformada em radiação eletromagnética ionizante. Essa radiação apresenta uma componente de distribuição de energia contínua em função da desaceleração brusca destas partículas carregadas, chamada de *bremsstrahlung* e também uma componente de energia discreta em função de uma reorganização das camadas eletrônicas dos átomos do material do alvo, chamada raios X característicos.

##### 2.1.1 O equipamento de raios X diagnóstico

O equipamento emissor de raios X para a área do radiodiagnóstico, utilizado em exames para obtenção de imagem radiográfica ou em fluoroscopia são constituídos pelo o painel de controle, o gerador de alta tensão e o tubo de raios X.

O gerador de alta tensão fornece a diferença de potencial necessária para a aceleração dos elétrons até o alvo, tendo grande influência na distribuição da energia contínua do feixe de raios X, pois esta tensão pode ser fornecida ao tubo por meio de geradores monofásicos, trifásicos e de alta frequência que alteram a ondulação de tensão ou tensão de *ripple* do equipamento, o que influi de forma decisiva no valor médio de tensão e conseqüentemente de energia do feixe de raios X gerado.

O tubo de raios X pode ser dividido em dois componentes principais, o catodo e o anodo. O catodo é o eletrodo negativo, de onde os elétrons partem por emissão

termiônica em direção ao alvo e o anodo é o eletrodo positivo, que contém o material alvo, normalmente tungstênio (W), podendo ser fixo (radiologia odontológica) ou giratório (radiologia médica) em função da corrente e do tempo de exposição utilizadas. A Figura 2.1 apresenta a representação gráfica de um tubo de raios X.

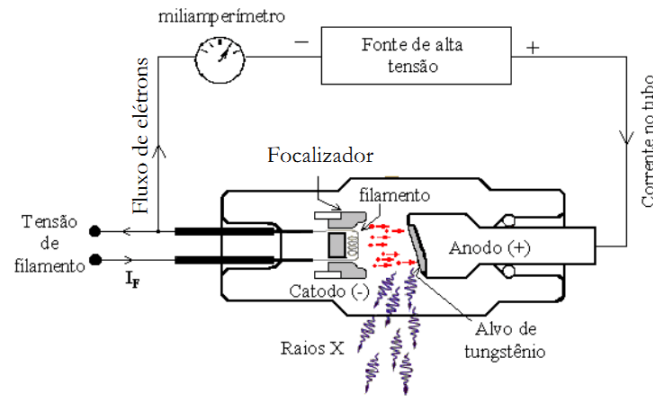


Figura 2.1 Tubo de raios X (Salgado, 2003)

### 2.1.2 O espectro de raios X (seus componentes contínuo e discreto)

Os elétrons projetados no material alvo do tubo de raios X interagem com a coroa eletrônica ou com o campo nuclear, resultando na conversão de energia cinética dos elétrons em energia térmica (calor) e em radiação eletromagnética ionizante ou raios X. O espectro de emissão dos raios X possui um componente contínuo (*bremstrahlung*) e um componente discreto chamado de raios X característicos.

A radiação de frenagem ou *bremstrahlung* ocorre quando partículas carregadas, neste caso elétrons, interagem com o campo coulombiano de átomos com número atômico elevado, resultando em redução de sua energia cinética e emissão dessa diferença de energia na forma de raios X. A energia dos raios X gerados por frenagem varia desde valores muito baixos até um valor máximo, igual à energia cinética da partícula incidente.

Os raios X característicos são produzidos quando átomos do material alvo são ionizados por partículas incidentes e possuem energia necessária para retirar elétrons das camadas eletrônicas mais internas. Neste caso ocorre uma vaga temporária, que torna o átomo instável e faz com que elétrons das camadas mais externas desloquem-se para preencher a vaga. Ao se deslocar de um nível mais externo para um mais interno na

estrutura eletrônica, o elétron libera o excesso de energia na forma de radiação eletromagnética ionizante, cuja intensidade é igual a diferença das energias de ligação das camadas eletrônicas correspondentes.

As energias dos raios X característicos são dependentes dos níveis de energia da eletrosfera do átomo e do preenchimento da vaga, que pode ser devido a uma única transição ou a múltiplas transições de energia. As energias dos raios X característicos são resultantes das transições de elétrons para as camadas K, L, M, N acrescentadas das letras  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  definindo a camada de onde se originou a transição do elétron. Desta forma, um fóton de raios X ( $K\alpha$ ) é produzido por uma transição de um elétron da camada L para a camada K e um fóton de raios X ( $K\beta$ ) é produzido de uma transição de um elétron da camada M para a camada K (Salgado, 2003).

### 2.1.3 Fatores que afetam o espectro de raios X

A forma geral de um espectro de energia emitido por uma fonte de raios X é ilustrada na Figura 2.2, onde é informado o número de fótons por faixa de energia até o valor máximo ajustado e a presença dos componentes contínuos e discretos do espectro. A área sob a curva do espectro emitido é igual ao número total de fótons de raios X emitidos pela fonte, sendo função dos ajustes realizados.

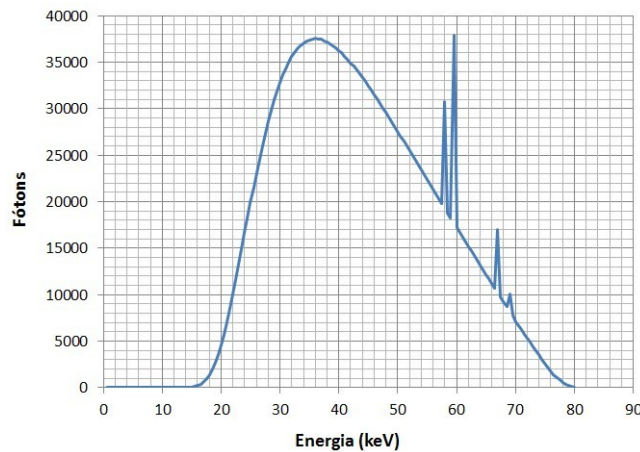


Figura 2.2 – Espectro de raios X para um equipamento com anodo de tungstênio

Esta forma geral do espectro de raios X pode ser alterada em relação à qualidade e à quantidade de fótons presentes no feixe. Quando o ponto máximo da curva está mais à direita, maior é a energia efetiva ou a qualidade do feixe. Quanto maior a área sob a

curva, maior é a quantidade de fótons emitidos. Alguns fatores influenciadores da qualidade do feixe e da quantidade de fótons emitidos são apresentados a seguir (Bushong, 2010):

- Corrente (mA) e produto corrente tempo (mAs): A sua alteração resulta em variação proporcional na amplitude do espectro e conseqüentemente da área sob a curva do espectro de raios X, alterando a quantidade de fótons emitidos;
- Tensão de pico (kVp): A sua alteração afeta a amplitude e a distribuição relativa das energias dos raios X no espectro de emissão, alterando desta forma a quantidade e a qualidade dos fótons emitidos. A posição do espectro discreto, raios X característico, não é afetada;
- Filtração adicional: Produz redução no número de fótons de baixas energias no feixe e com isso obtêm-se aumento na energia média do feixe de raios X;
- Material do alvo: O aumento do número atômico do material do alvo aumenta a eficiência na produção da radiação de frenagem e o espectro dos raios X característico é deslocado para a direita, indicando maior energia;
- Forma de onda de tensão: Tensões com menor *ripple*, ou menor ondulação, resultam em maior quantidade de fótons produzidos e melhor qualidade do feixe de raios X.

A Tabela 2.1 apresenta um demonstrativo dos fatores influenciadores na quantidade de fótons e na qualidade do feixe de raios X.

*Tabela 2.1 – Influência dos fatores influenciadores no espectro de raios X (Bushong, 2010)*

<i>Alterações no feixe de raios X produzidas por seus fatores influenciadores</i>	
<i>Aumento:</i>	<i>Resulta em:</i>
Corrente (mA)	aumento na quantidade de fótons e nenhuma alteração na qualidade do feixe;
Tensão (kVp)	aumento na quantidade de fótons e na qualidade do feixe;
Filtração adicional	diminuição na quantidade de fótons e aumento na qualidade do feixe;
Nº atômico (Z) do alvo	aumento na quantidade de fótons e na qualidade do feixe;
<i>Ripple</i>	diminuição na quantidade de fótons e na qualidade do feixe.



## 2.2 INTERAÇÃO DOS FÓTONS DE RAIOS X COM A MATÉRIA

A interação da radiação eletromagnética ionizante com a matéria pode ocorrer por efeito fotoelétrico, espalhamentos coerente (*rayleigh*) e incoerente (*compton*), produção de pares e por fotodesintegração. Os dois últimos tipos de interação não são relevantes na faixa de energia do raio X diagnóstico, pois o efeito de produção de pares somente ocorre com fótons de energia superior a 1,022 MeV e a fotodesintegração somente ocorre com energia acima de 10 MeV. Portanto, para este trabalho, somente serão considerados as ocorrências de interação por efeito fotoelétrico e espalhamentos coerente e incoerente.

### 2.2.1 Efeito fotoelétrico

Este processo de interação é caracterizado pela transferência total da energia do fóton de raios X incidente para um único elétron orbital que é expelido da estrutura eletrônica, com energia cinética ( $\Delta E$ ) igual à energia do fóton ( $E=h\nu$ ) subtraído da energia de ligação ( $E_0$ ) do elétron orbital. A emissão de um fotoelétron produz uma vaga na estrutura eletrônica do átomo, que é preenchida pelo deslocamento de um elétron de uma camada mais externa (com energia  $E_1$ ) e esta transição eletrônica é acompanhada pela emissão de um fóton de raios X ou de um elétron *Auger*. A Figura 2.3 apresenta a representação gráfica do efeito fotoelétrico.

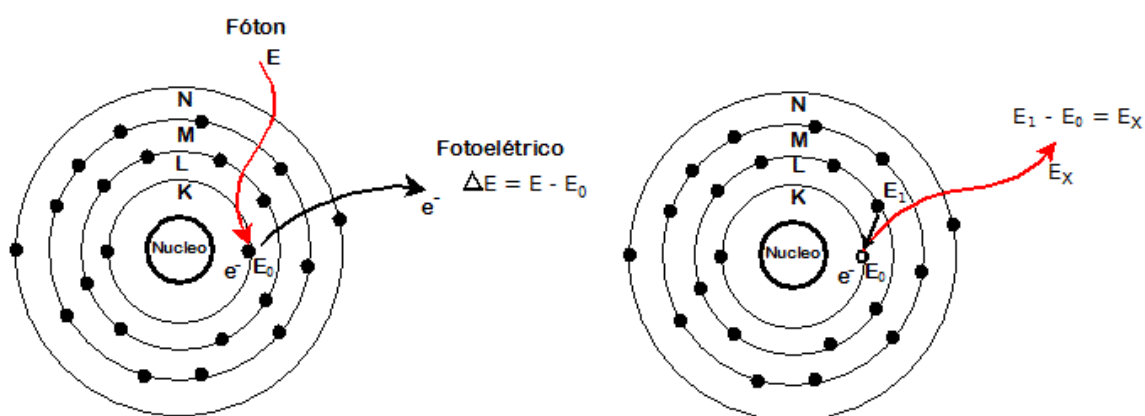


Figura 2.3 – Representação gráfica da incidência de um fóton e a ocorrência de emissão de raios X característico com energia  $E_x$

### 2.2.2 Espalhamento coerente ou *Rayleigh*

Ocorre em função da interação na matéria, dos fótons de raios X com energias baixas, inferiores às energias de ligação dos elétrons orbitais. O fóton espalhado possui a mesma energia do fóton incidente, ocorrendo apenas uma mudança na direção de sua trajetória. Não há transferência de energia, nem ionização.

### 2.2.3 Espalhamento incoerente ou *Compton*

Os fótons incidentes do feixe de raios X transferem parcialmente sua energia para um elétron de uma camada fracamente ligada ao núcleo, ejetando-o.

A Figura 2.4 apresenta a representação gráfica do efeito *Compton*, onde  $h\nu$  representa a energia do fóton incidente,  $h\nu'$  a energia do fóton espalhado,  $\theta$  o ângulo de espalhamento do fóton e  $\phi$  o ângulo de espalhamento do elétron.

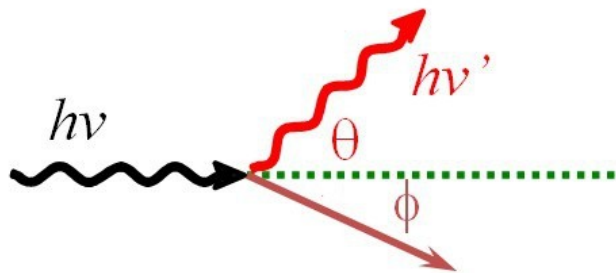


Figura 2.4 – Representação do efeito Compton

Uma condição particular do espalhamento *Compton* e com influência nos espectros de baixa energia, ocorre quando o ângulo ( $\theta$ ) do fóton espalhado é igual a  $180^\circ$  com isto o elétron ejetado pelo espalhamento *Compton* tem seu valor máximo de energia e o fóton espalhado a sua menor energia.

## 2.3 GRANDEZAS (RADIOMÉTRICAS E DOSIMÉTRICAS)

2.3.1 Fluência ( $\Phi$ ):  $\Phi = \frac{dN}{da}$  (Equação 2.1)

Grandeza radiométrica definida pelo quociente de  $dN$  por  $da$ , onde  $dN$  é o número de partículas ou fótons incidentes em uma esfera infinitesimal com área de seção reta perpendicular ao feixe  $da$ .

**2.3.2 Fluência de energia ( $\Psi$ ):**  $\Psi = \frac{dR}{da}$  (Equação 2.2)

Onde  $dR$  é a energia radiante incidente em uma esfera infinitesimal de seção reta  $da$ . Para um campo monoenergético:  $\Psi_E = E \cdot \Phi$ .

As grandezas escalares fluência e fluência de energia são relevantes na determinação da grandeza kerma.

**2.3.3 Kerma ( $K$ ):**  $K = \frac{dE_{tr}}{dm}$  (Equação 2.3)

É o quociente  $dE_{tr}$  por  $dm$ , onde  $dE_{tr}$  (energia transferida em determinado elemento de volume  $dV$ ) é a soma de todas as energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas por partículas neutras ou fótons, incidentes em um material de massa  $dm$ .

O kerma em um determinado ponto está relacionado com a fluência de energia  $\Psi_E$  pelo coeficiente de transferência de energia em massa  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ , o qual é função da energia de fóton e do número atômico do material no ponto considerado. Para feixes monoenergéticos esta relação é dada por (Conti, 1999):

$$K = \Psi \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad \text{(Equação 2.4)}$$

Quando há um espectro de fótons, com energias entre  $E_0$  a  $E_{MAX}$  presente no ponto de interesse, a relação entre kerma e fluência de energia é dada por:

$$K = \int_{E_0}^{E_{MAX}} \Psi(E) \cdot \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} dE \quad \text{(Equação 2.5)}$$

No sistema internacional de unidades, o kerma é expresso em  $J.kg^{-1}$ , denominado de *Gray* (Gy).

## 2.4 PROPRIEDADES DOS CINTILADORES INORGÂNICOS

A detecção de radiações ionizantes pela cintilação produzida em determinados materiais é uma das técnicas mais antigas registradas. Detectores baseados nestes materiais possuem elevada eficiência de cintilação, conversão linear da quantidade de energia em luz, tempo de decaimento da luminescência curto para a geração rápida de pulsos, meio transparente e índice de refração próximo ao do vidro permitindo o acoplamento do cristal com o tubo fotomultiplicador (Knoll, 2000).

Os tubos fotomultiplicadores são um passo essencial no desenvolvimento dos detectores cintiladores. Com a sua utilização, tornou-se possível a detecção de sinais luminosos de baixa intensidade em função da interação de pequeno número de fótons e a sua conversão em sinais elétricos, viabilizando seu uso em detecção de radiações ionizantes.

O mecanismo de cintilação em materiais inorgânicos depende dos estados de energia da rede cristalina do material. Num cristal cintilador puro, a energia da radiação incidente absorvida é cedida aos elétrons da banda de valência, sendo estes excitados para a banda de condução. Entre essas bandas existe uma faixa intermediária de energia chamada de banda proibida, na qual não há estados possíveis e, portanto, não se encontram elétrons. O retorno do elétron para a banda de valência com a emissão de um fóton representa um processo ineficiente de cintilação, pois as diferenças energéticas são tais que o fóton resultante possui uma energia muito alta e não se enquadra na faixa do visível. Como resultado desse processo, o cristal apresenta-se opaco à sua radiação de cintilação (Lima, 2006).

A adição de pequenas quantidades de impurezas ou material ativador (no caso do NaI é usado o Tálcio) cria níveis de energia na banda proibida. Criados pelo elemento ativador na banda proibida, eles permitem a desexcitação de um elétron da banda de condução para a banda de valência, com a emissão de fótons com comprimento de onda

(410 nm), o que corresponde à luz do espectro visível. O cristal é basicamente transparente para esses fótons, que assim alcançam o fotocatodo do tubo fotomultiplicador, que possui boa sensibilidade à cintilação dessa luz visível (Lima, 2006).

Na Figura 2.5, está ilustrado o processo de absorção de energia e cintilação nos casos em que a banda proibida é muito grande. A ação do ativador é também representada.

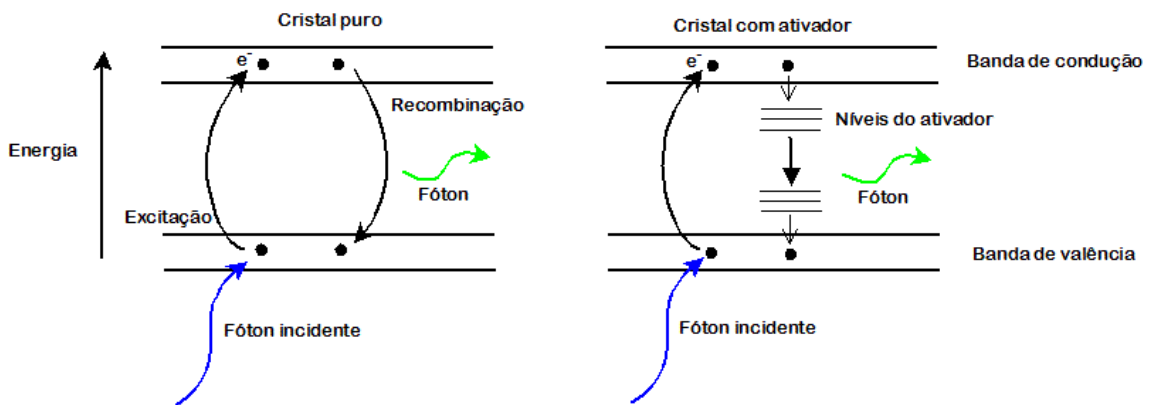


Figura 2.5 – Mecanismo de cintilação em cristais inorgânicos (Lima,2006)

### 2.4.1 Resolução em energia

Relaciona-se com a capacidade do detector de cintilação em discriminar a energia de dois fótons emitidos com energias diferentes em seu volume útil. A resolução de um detector é determinante em sua capacidade de medir a distribuição de energia da radiação incidente e é convencionalmente definida como a razão entre a largura à meia altura do pico (FWHM) e o valor do canal central da distribuição do pico ( $H_0$ ).

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (\text{Equação 2.6})$$

Quanto menor é o valor de FWHM, melhor é a resolução do sistema de detecção. Esta largura reflete a flutuação registrada de um pulso elétrico para outro, embora o mesmo valor de energia tenha sido depositado no detector para cada evento na região do fotopico. A resolução de qualquer detector pode conter flutuações devido à

variação estatística da coleta de cargas, do ruído eletrônico, da resposta em função do volume útil do detector e, no caso de cintiladores, do ganho do tubo fotomultiplicador de um evento para outro (Knoll, 2000).

A Figura 2.6 apresenta esquematicamente a determinação da resolução em energia de um fotopico.

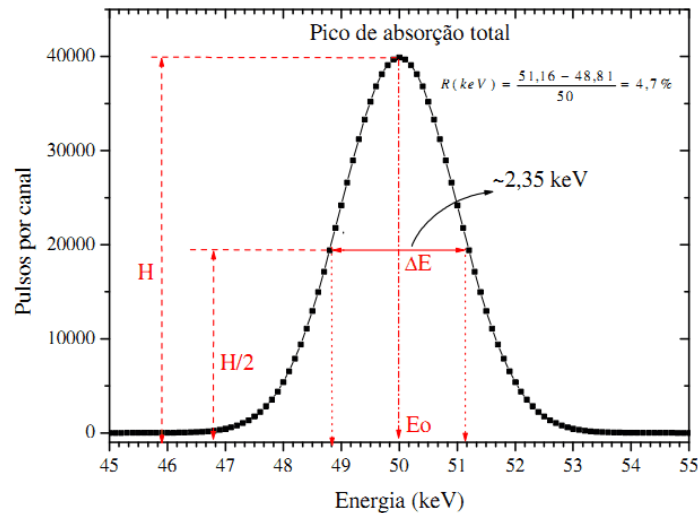


Figura 2.6 – Resolução em energia do fotopico (Salgado, 2010)

Na espectrometria de fótons com energia discreta, a maior contribuição para o aumento do FWHM deve-se à variação estatística na conversão dos fótons de cintilação em elétrons no fotocátodo. A eficiência de cintilação para o NaI(Tl) é de somente 12%, isto exerce uma grande influência na amplitude do sinal produzido no tubo fotomultiplicador, que é proporcional ao número de fotoelétrons. Para eventos repetidos, com mesma energia depositada no cristal, a amplitude do pulso irá flutuar em função da quantidade de fotoelétrons coletados em cada evento (Knoll, 2000).

A resolução em energia típica de detectores cintiladores cilíndricos de NaI(Tl) para a energia do fóton gama emitido por uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  (0,66166 MeV) é cerca de 6 a 7%.

#### 2.4.2 Eficiência de detecção

Caracteriza a capacidade do detector em registrar os fótons emitidos por uma

fonte de radiação ou que incidem na superfície de um detector. O tamanho e a forma do cristal influenciam a eficiência de detecção, sendo que a espessura do cristal cintilador na direção da trajetória do fóton incidente tem maior influência. A eficiência de um detector pode ser classificada como absoluta e intrínseca.

A eficiência absoluta é dada pela razão entre o número de partículas ou fótons detectados e o número de partículas ou fótons emitidos pela fonte de radiação. Esta eficiência sofre influência da geometria de medição utilizada.

$$\varepsilon_{ab} = \frac{\text{Número de partículas detectadas}}{\text{Número de partículas emitidas pela fonte}} \quad (\text{Equação 2.7})$$

A eficiência intrínseca é dada pela razão entre o número de partículas ou fótons detectados e o número de partículas ou fótons incidentes no detector. Diferente da eficiência absoluta, não sofre influência da geometria de medição utilizada, mas da dimensão da face do detector em que a radiação incide.

$$\varepsilon = \frac{\text{Número de partículas detectadas}}{\text{Número de partículas incidentes no detector}} \quad (\text{Equação 2.8})$$

### 2.4.3 Detectores cintiladores de NaI(Tl)

Em 1948, Robert Hofstadter demonstrou que o cristal de iodeto de sódio (NaI), com tálio (Tl) como elemento ativador, produz emissão de luz de cintilação excepcionalmente intensa em comparação com os materiais orgânicos que já haviam sido estudados. Mais do que qualquer outro evento, tal descoberta inaugurou a era moderna da espectrometria por cintilação da radiação eletromagnética ionizante com energia discreta, sendo este cristal de cintilação ainda hoje frequentemente usado em espectrometria de fótons, apesar de décadas de pesquisas subsequentes com outros materiais de cintilação. (Knoll, 2000)

O número atômico relativamente alto do iodo ( $Z=53$ ) e a massa específica do cristal ( $3,667 \text{ g/cm}^3$ ) influenciam de forma significativa o efeito de absorção fotoelétrica, necessário para a máxima deposição de energia da radiação incidente,

dando a este cristal boa eficiência de cintilação. A resposta em intensidade luminosa do cristal de NaI(Tl) é razoavelmente linear com a energia do elétron depositado, havendo uma pequena não proporcionalidade na faixa de 0,010 – 0,100 MeV. Esta proporcionalidade permite relacionar a energia absorvida pelo cristal com a amplitude do sinal de corrente obtido com o detector, que por sua vez, está relacionado com a energia do fóton incidente.

O cristal de NaI(Tl) é higroscópico devendo ser mantido hermeticamente fechado revestido por material refletor, exceto na superfície do fotocatodo do tubo fotomultiplicador, reduzindo assim as perdas por reflexão e absorção nas superfícies laterais do cristal. Suas dimensões e forma influenciam na eficiência de cintilação para a função resposta do detector.

Nos detectores cintiladores de NaI(Tl), a cintilação produzida pela passagem de radiação ionizante precisa ser convertida em sinais elétricos para que se possa medir a energia depositada. Para tal, há a necessidade da presença do tubo fotomultiplicador. A estrutura básica de um tubo fotomultiplicador é apresentada na Figura 2.7, possuindo como componentes principais o fotocatodo, a óptica de focalização dos elétrons, os dinodos e o anodo. O processo de multiplicação se inicia com a transferência da energia dos fótons de cintilação para elétrons no fotocatodo que, através de uma óptica de focalização, os direcionam até o primeiro de um sequencia de dinodos, que acabam por liberar um número de elétrons maior que o incidente e que são recolhidos no anodo (Lima, 2006).

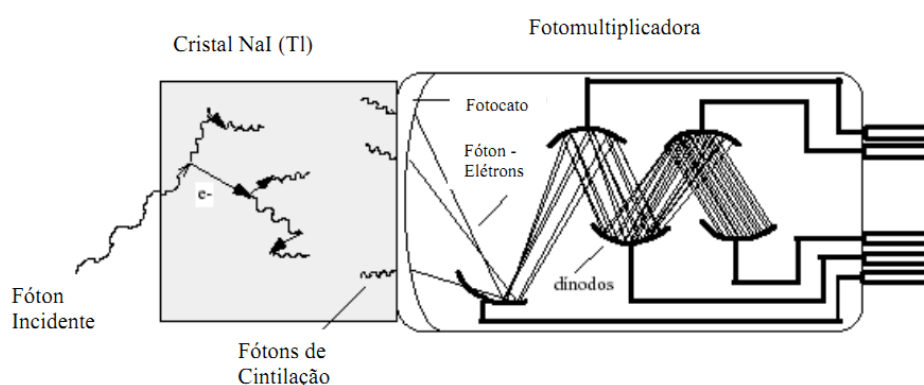


Figura 2.7 – Tubo fotomultiplicador (Lima, 2006)



## 2.5 ESPECTROMETRIA DE FÓTONS COM CINTILADOR

Os fótons não possuem carga ou massa sendo, portanto, radiação indiretamente ionizante e capaz de transferir toda ou parte de sua energia para os elétrons orbitais dos átomos do material. Esses elétrons têm energia máxima igual à energia do fóton incidente subtraída da sua energia de ligação e que depositarão essa energia por meio de ionizações e excitações no meio de interação.

Para que um material possa ser utilizado como detector e servir para a realização de espectrometria de energia para fótons, ele deve ser capaz de realizar a transferência de energia desses fótons para elétrons orbitais dos átomos da estrutura e funcionar como elemento de detecção dos elétrons secundários produzidos pelos fótons incidentes por meio da coleta dos elétrons liberados na ionização dos átomos do meio.

### 2.5.1 Resposta de detectores para as energias dos fótons incidentes

O espectro de energia de fótons de radiação gama ou raios X irá depender do tamanho, da forma, da composição do detector e também da geometria de irradiação. Para espectros de fótons com baixa energia, a função resposta do detector será influenciada pelo espalhamento *Compton* (componente contínuo) e pela interação por efeito fotoelétrico (componente discreto).

A função resposta do detector para o espectro de energia dos fótons incidentes, também pode ser afetada, tanto em seu componente contínuo quanto no componente discreto da função resposta do espectro de energia dos fótons incidentes em virtude dos seguintes mecanismos (Lima, 2006):

- Formação de pico escape por elétrons secundários,
- Ocorrência de *bremstrahlung*,
- Presença de raios X característicos e
- Interações secundárias criadas por decaimento radioativo, como a influência dos materiais envoltórios.

A Figura 2.8 apresenta o espectro decorrente de fótons com uma única energia esperado para um detector real onde os processos de interação citados acima estão

representados.

Na faixa de energia utilizada neste trabalho, atenção particular deve ser dada à formação de pico pelo escape de raios X característicos do material do cristal, na condição particular do espalhamento *Compton* relatada em 2.2.3 e também à influência dos materiais envoltórios.

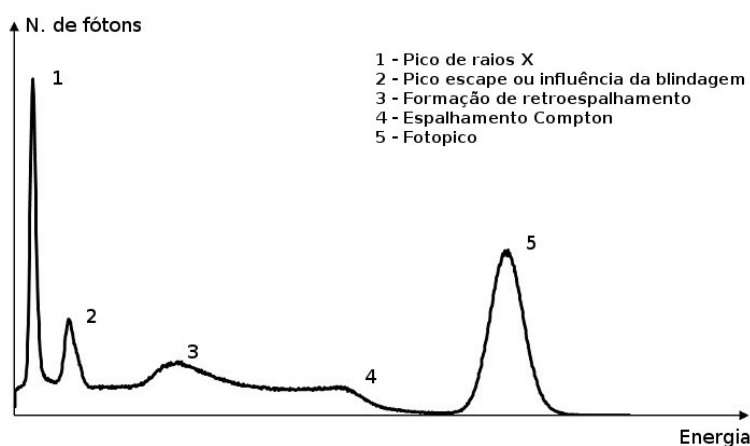


Figura 2.8 – Resposta de detectores cintiladores para fótons incidentes

O pico escape dos raios X característico se forma quando a absorção fotoelétrica ocorre próximo à superfície do detector, podendo ocorrer o escape do raio X característico gerado. Um novo pico surge na função resposta separado do fotopico, por uma diferença de energia igual àquela dos raios X característicos que escaparam.

Nos detectores cintiladores com cristal de NaI(Tl), ocorre a emissão de 2 (dois) raios X característicos em função da presença do iodo (I) no cristal. Estes raios X característicos possuem a energia de 0,0286 MeV ( $K_{\alpha}$ ) e 0,0332 MeV ( $K_{\beta}$ ) (Preedy et al, 2009). Normalmente, estas energias são absorvidas pelo cristal. Entretanto, se a energia do fóton incidente é baixa, a interação ocorre próximo à superfície do cristal e este fóton escapa. Como resultado, no espectro de função resposta do detector a uma fonte monoenergética com energia na faixa utilizada em raios X para diagnóstico, aparecerá um pico cuja energia corresponde à energia do fóton incidente menos a energia dos raios X característico do iodo, que normalmente são representadas no espectro como um único pico com energia média em torno de 0,028 MeV, chamado pico escape do iodo. Neste trabalho faz-se uso de energias em que ocorre a representação separada no espectro dos 2 (dois) raios X característicos do iodo.

Os detectores para serem usados em espectrometria são normalmente envolvidos por outro material, seja o material de seu encapsulamento, blindagem para redução de radiação de fundo (*background*) ou uso de colimadores na geometria de medição. Estes materiais podem ser fontes potenciais de radiação secundária e, se esta interagir com o detector, pode influenciar na forma da sua função resposta do espectro (Lima, 2006).

## **2.6 O PROGRAMA *REPORT 78 SPECTRUM PROCESSOR***

Este programa é um catálogo de dados de espectros para raios X diagnóstico desenvolvido pelo *Institute of Physics and Engineering in Medicine – IPEM*, que permite a simulação de espectros de raio X com a definição de diversos fatores influenciadores da qualidade do feixe e da quantidade de fótons. Este programa permite que sejam definidos o material do alvo, a alta tensão do tubo de raios X e conseqüentemente a energia máxima do feixe, o ângulo do anodo, o percentual de *ripple* da tensão aplicada e o tipo de material utilizado na camada semirredutora, bem como sua espessura. Com estes ajustes, o programa possibilita a simulação do espectro de energia de um equipamento específico de raios X (Cranley et al, 1997).

As características mencionadas acima permitiram a simulação do espectro do feixe de raios X do equipamento INTECAL CR-125, modelo instalado no Laboratório de Aferição da Qualidade de Equipamentos de Radiodiagnóstico – LAQER do Centro Tecnológico do Exército – CTEEx.

## CAPÍTULO 3

### MATERIAIS E MÉTODOS

O trabalho experimental desenvolvido tem por objetivo determinar os parâmetros necessários para utilização na simulação pelo código MCNP5 da geometria de medição de um feixe de raios X diagnóstico, utilizando um detector cintilador de NaI(Tl) com cristal de 5,08cm x 5,08cm, considerando sua resolução característica. Para isso foi utilizado um sistema de espectrometria gama com eletrônica associada e realizadas medições com fontes pontuais de referência na faixa de energia dos raios X diagnóstico. O trabalho teórico está relacionado ao desenvolvimento de uma metodologia para desmembramento de espectro visando ao cálculo da grandeza kerma no ar por meio de medições de um feixe de raios X, realizadas com detectores cintiladores de NaI(Tl).

#### 3.1 MATERIAIS

##### 3.1.1 O aparelho de raios X

Encontra-se nas instalações do Laboratório de Aferição da Qualidade de Equipamentos de Radiodiagnóstico – LAQER do Centro Tecnológico do Exército – CTEx o aparelho de raio X modelo Intecal 125/600mA, apresentado na Figura 3.1, com comando microprocessado instalado, material do anodo: tungstênio (W); inclinação do anodo de 18°; CSR: 3,5 mmAl e; *ripple*: 5%.



Figura 3.1 – Equipamento de raios X – INTECAL 125/600

As características do equipamento de raios X, INTECAL 125/600, foram utilizadas como fatores influenciadores da qualidade do feixe de raios X nos dados de entrada para a simulação da distribuição de fótons do feixe de raios X pelo programa *Report 78 Spectrum Processor*.

### 3.1.2 Sistema de espectrometria com detector NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm (2”x 2”)

O sistema de espectrometria para determinação dos parâmetros é composto de detector NaI(Tl) Teledyne, modelo 5,08cm x 5,08cm, nº série S/N; base para tubo fotomultiplicador, modelo 266, nº série 2947; preamplificador para cintilação, modelo 113, nº série 6427; amplificador, modelo 572, nº série 4582; fonte de alta tensão, modelo 556, nº série 5478 e; MCA, modelo *Inspector*, nº série S/N.

Na Figura 3.2, é apresentado o diagrama representativo do sistema de espectrometria utilizado para a operação do detector NaI(Tl) com as conexões necessárias entre os diversos módulos utilizados.

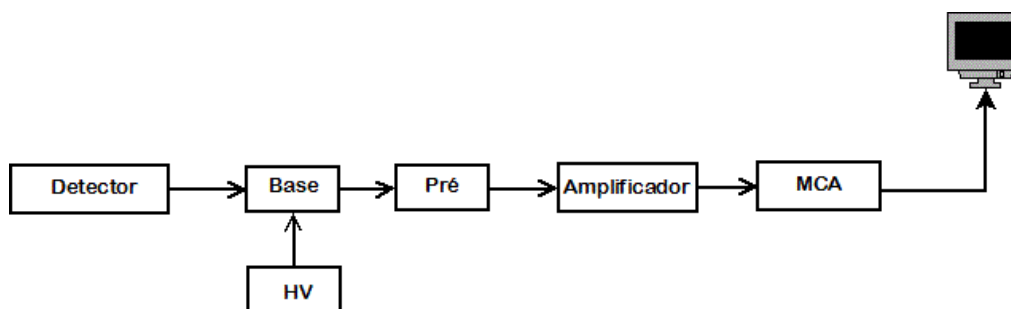


Figura 3.2 – Sistema de espectrometria de fótons

O sistema de espectrometria foi operado por microcomputador tipo PC com processador AMD Athlon de 1,24 Ghz e memória de 1Gbyte, para as ações de aquisição e armazenamento dos espectros experimentais. Os dados de saída obtidos foram controlados pelo programa de aquisição de espectros GENIE2000 desenvolvido pela CANBERRA.

### **3.1.3 Computador**

Um microcomputador com processador INTEL dual core com 2,20 GHz, e memória de 2 Gbytes foi utilizado para a realização dos cálculos com o código MCNP5 na modelagem da geometria de detecção contendo o cristal cintilador, o colimador e as fontes com espectro discreto e contínuo, afim de determinar a função resposta do detector NaI(Tl).

### **3.1.4 Colimador**

Neste trabalho foi desenvolvido no CTE<sub>x</sub>, um colimador utilizando latão como material para garantir a incidência perpendicular dos fótons no detector e também adequar sua taxa de fluência. O colimador possui as seguintes dimensões: diâmetro externo de 7,64 cm, comprimento de 12,84 cm, cavidade de 7,20 cm e diâmetro do canal do colimador de 0,46 cm.

A construção deste colimador foi realizada para que suas dimensões e composição fossem parte da modelagem da geometria definida nos dados de entrada (INPUT) para o código MCNP5 utilizado neste trabalho. A Figura 3.3 apresenta o colimador que foi desenvolvido.

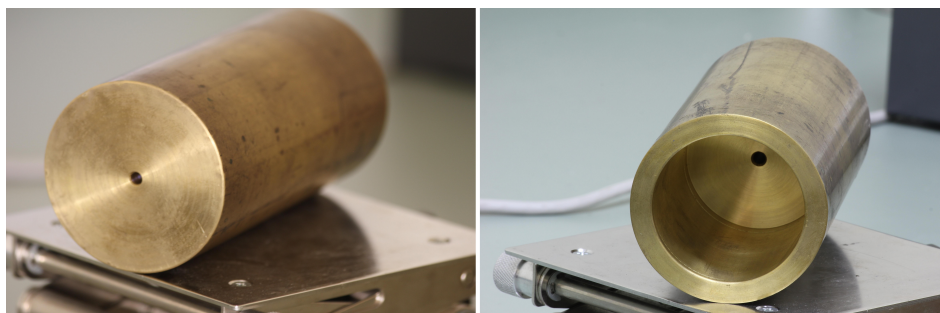


Figura 3.3 – Colimador de latão construído, liga metálica composta basicamente de cobre (Cu: 89% – 58%) e zinco (Zn: 38% – 11%), podendo também apresentar Pb, Fe e As, em quantidades normalmente inferiores a 1%

### 3.1.5 Fontes radioativas de referência

Para obter-se, na simulação pelo código MCNP5, uma função resposta do detector compatível com um cintilador real foi necessária a utilização da opção GEB (*Gaussian Energy Broadening*) do comando FT8 do MCNP5. A obtenção dos parâmetros necessários para utilização desta opção exige a construção de uma curva, relacionando a largura à meia altura do pico (FWHM) com a energia a partir de dados experimentais, ajustados utilizando a Equação A.1 apresentada no Anexo A, sendo necessárias medições com fontes radioativas gama na faixa de energia de interesse. As características das fontes de referências fornecidas pelo LNMRI/IRD, que foram utilizadas para a obtenção dos parâmetros da opção GEB e para a obtenção das retas de calibração em energia, são apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Dados nucleares das fontes de referência fornecidas pelo LNMRI/IRD utilizadas nas medições experimentais realizadas

Fontes	Meia vida	Energia (keV)*	Probabilidade de emissão (%)	Atividade (kBq)**
<sup>57</sup> Co	271,80 ± 0,05 d	14,413 (31)	9,150	111,819 ± 1%
<sup>210</sup> Pb	22,23 ± 0,12 a	46,539 (1)	4,252	53,429 ± 2,7%
<sup>241</sup> Am	432,6 ± 0,6 a	59,541 (1)	35,92	74,419 ± 2,3%
<sup>109</sup> Cd	461,4 ± 1,2 d	88,034 (1)	3,626	35,663 ± 4,1%
<sup>133</sup> Ba	10,540 ± 0,006 a	80,998 (11) 356,013 (7)	32,09 62,05	46,063 ± 3,5%

\* NUCLÉIDE Gamma and Alpha Library em <http://laraweb.free.fr>; \*\* LNMRI/IRD intervalo de confiança de 95,45% (k=2)

Para se obter os coeficientes para uso da opção GEB no MNCP5, foram determinadas duas curvas de calibração para o sistema de espectrometria, uma para a faixa de energia até 0,200 MeV e uma outra para a faixa de energia até 0,800 MeV, alcançando assim um melhor ajuste na curva entre FWHM x Energia, com uso da Equação A.1. Para a faixa de energia de 0,200MeV a 0,800MeV, também foi usada uma fonte de referência de  $^{137}\text{Cs}$  (0,66166 MeV) com atividade de 37kBq (1 $\mu\text{Ci}$ ), integrante do kit *gamma source set – model RSS-8* fornecida pelo *Spectrum Techniques*.

A Figura 3.4 apresenta um diagrama de montagem das fontes fornecidas pelo LNMRI/IRD. Tanto as fontes fornecidas pelo LNMRI/IRD como a fonte de  $^{137}\text{Cs}$  utilizada possuem características de construção necessárias para utilização como uma fonte pontual.

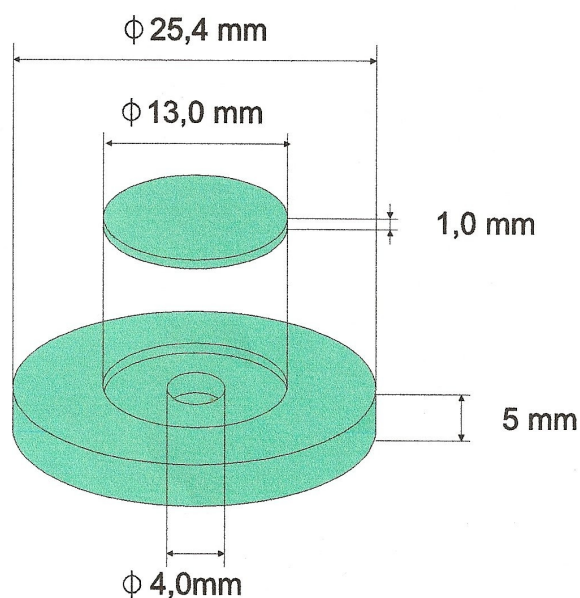


Figura 3.4 – Diagrama das fonte de referência fornecidas pelo LNMRI/IRD

### 3.2 MÉTODO

A escolha do uso de modelagem por Monte Carlo para a realização das simulações necessárias para o desenvolvimento da metodologia para o cálculo de kerma no ar, deve-se a sua grande aceitabilidade na área de transporte de fótons, possibilitando



alcançar uma resposta compatível com os espectros experimentais, inclusive apresentando a ocorrência dos elementos influenciadores do componente contínuo e discreto da função resposta do espectro de energia dos fótons incidentes como a formação de pico pelo escape de raios X característicos, espalhamento *Compton* e o efeito dos materiais envoltórios na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico.

Dentre os diferentes códigos disponíveis, optou-se pelo MCNP5 devido à grande flexibilidade e por ser amplamente validado.

### 3.2.1 Modelagem do detector de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm

O cristal de NaI(Tl) utilizado foi radiografado para confirmar ou corrigir as dimensões fornecidas pelo fabricante com relação a forma e volume (Salgado, 2010).

A imagem radiográfica foi obtida expondo o detector a um feixe de raios X de um equipamento utilizado em radiodiagnóstico médico. A imagem da Figura 3.5 apresenta a radiografia do detector e destaca a região do cristal de NaI(Tl) de 5,08 cm x 5,08 cm. Analisando-se essa radiografia foi possível obter as dimensões do cristal (5,38 cm x 5,24 cm), a espessura do encapsulamento de alumínio (0,06 cm) e o espaçamento existente entre o encapsulamento e o cristal (0,20 cm) que, nas simulações pelo MCNP, foi assumido como vácuo.

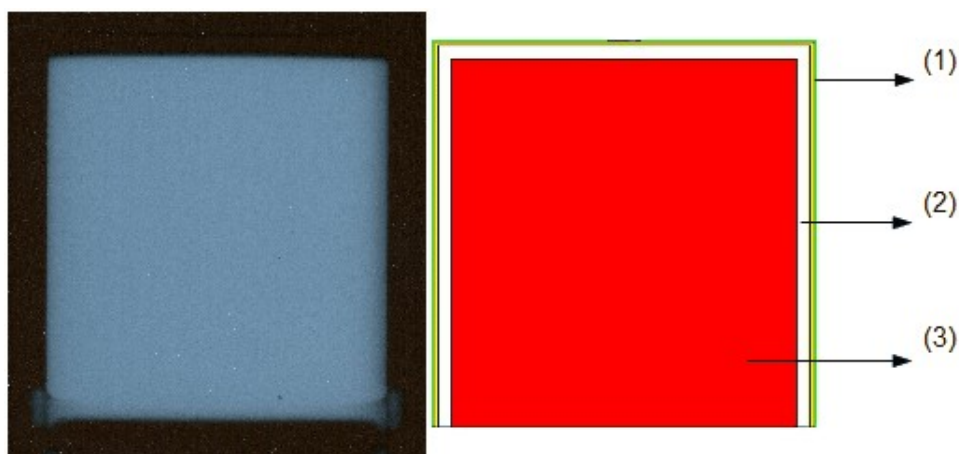
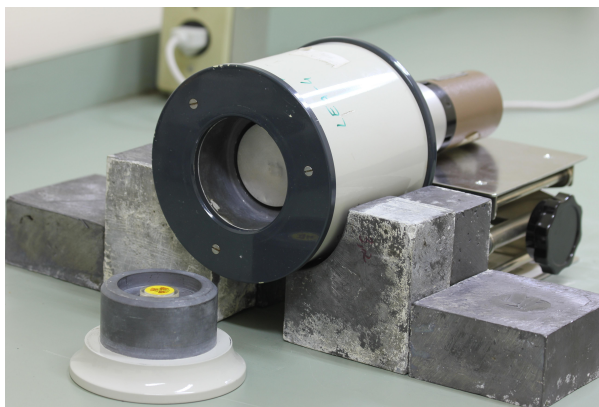


Figura 3.5 -Radiografia e detalhe do cristal do cintilador: (1) encapsulamento de Al; (2) espaçamento entre o cristal e o encapsulamento e (3) cristal de NaI (Tl).

A resposta dos detectores cintiladores NaI(Tl) para fotopicos segue uma distribuição gaussiana e para obter esta resposta na modelagem é necessário a utilização da opção GEB do comando FT8 do código MCNP5 que propicia uma conformação gaussiana na função resposta. Este comando usa a função apresentada na Equação A.1 e requer que o usuário forneça os coeficientes da curva que podem ser gerados no ajuste entre os valores de FWHM e energia do fotopico utilizando o programa gráfico LABFit.

Para obter os valores de FWHM para os fotopicos dentro da faixa de energia desejada, existe a necessidade de se realizar medições experimentais com as fontes de referência descritas no item 3.1.5, por meio de um sistema de espectrometria com detector NaI(Tl) calibrado em energia numa determinada geometria, conforme é mostrado na Figura 3.6.



*Figura 3.6 – Geometria para calibração em energia do cintilador NaI(Tl)*

Utilizando o sistema de espectrometria mostrado na Figura 3.2, a geometria de medição mostrada na Figura 3.6 e o programa de aquisição de espectros GENIE2000, foi realizada a calibração em energia do sistema para 0,200MeV e também 0,800MeV em 1024 canais. A construção dessas curvas de calibração possibilitando o uso das energias das fontes de  $^{133}\text{Ba}$  e  $^{137}\text{Cs}$ , acima da faixa de energia utilizada no radiodiagnóstico, torna melhor o ajuste entre os valores de FWHM x Energia, usando-se a Equação A.1, o que é necessário para melhor adequar a resposta do cintilador, simulado como um cristal de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm.

Os valores de FWHM obtidos para as energias das fontes, foram utilizadas para a obtenção dos coeficientes da opção GEB no comando FT8 do MCNP5 e para construção da curva de resolução do detector de NaI(Tl).

A curva de resolução, como descrito no item 2.4.1, expressa a capacidade do detector em discriminar a energia de dois fótons emitidos com energias diferentes em seu volume ativo. Por meio desta curva serão definidas as energias principais e intermediárias das fontes monoenergéticas simuladas, utilizadas no procedimento de limpeza do espectro de raios X das contribuições parciais de energia na metodologia desenvolvida neste trabalho.

### **3.2.1.1 Validação da modelagem do cintilador de NaI(Tl)**

Algumas informações importantes na definição da modelagem do cintilador de NaI(Tl) devem ser mencionadas:

- Na definição desta modelagem, dada a faixa de energia utilizada, não há a necessidade de incluir a representação do tubo fotomultiplicador, pois as interações dos fótons ocorrem muito próximas da superfície do cristal;
- As fontes radioativas simuladas pelo MCNP5 foram tratadas como pontuais e com emissão isotrópica;
- Foram usadas duas geometrias para as medições realizadas, uma para a fonte de  $^{137}\text{Cs}$  e outra para a fonte de  $^{241}\text{Am}$ , com distâncias entre detector e fonte diferentes, e ambas as geometrias foram simuladas no MCNP5;
- Nas simulações, foi considerado somente o transporte de fótons através do comando *mode (mode card MCNP5 command)*;
- O número de histórias definido no comando NPS visou garantir uma boa estatística em cada faixa de energia do espectro simulado, a fim de obter-se valor de erro relativo estimado (R) menor que 1% para a região correspondente ao fotopico e também para todo o espectro simulado.

Para validar a modelagem do cristal cintilador de NaI(Tl) realizada com o código MCNP5, foram feitas duas etapas: uma avaliação qualitativa e outra quantitativa.

A avaliação qualitativa é baseada na comparação do espectro de energia experimentalmente obtido com o espectro simulado de uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$ , utilizando a geometria apresentada na Figura 3.6, dividindo-se as contagens em cada faixa de energia pela área do fotopico, tanto na resposta experimental quanto na simulada, para

que se possa realizar a comparação, buscando observar as coincidências das regiões do fotopico, joelho *Compton*, *backscatter* e raios X em função da blindagem de chumbo em torno do detector.

A avaliação quantitativa é baseada na determinação experimental e simulada da eficiência absoluta do detector para os fótons emitidos por uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  utilizando a geometria mostrada na Figura 3.7.

Nesta geometria, a fonte está mais afastada do cristal e o detector é posicionado verticalmente, ficando contido na blindagem de chumbo para que somente os fótons oriundos da fonte sensibilizem o detector. As configurações do comando de saída (*tally card*) F8 utilizadas na avaliação qualitativa da modelagem foram mantidas.



Figura 3.7 – Geometria para a medição experimental da fonte  $^{241}\text{Am}$

Para o cálculo da eficiência absoluta ( $\epsilon$ ), foi utilizada a Equação 3.1:

$$\epsilon(E) = \frac{S}{T \cdot I \cdot A \cdot k} \quad (\text{Equação 3.1})$$

Onde:

- S = contagem líquida no fotopico de absorção total na energia E;
- T = tempo de contagem, descontado o tempo morto do sistema de espectrometria (s);
- I = probabilidade de emissão dos fótons na energia E;

- A = atividade da fonte (Bq);
- K = correção de decaimento (não houve necessidade);

Tendo obtido o espectro experimental de  $^{241}\text{Am}$  e o espectro simulado para uma fonte monoenergética de 0,05954 MeV, calcula-se a eficiência absoluta para o sistema de espectrometria experimental e para a modelagem realizada com o MCNP5. A concordância alcançada entre os valores é um indicativo da representatividade da modelagem.

### 3.2.2 Geometria para a medição dos raios X

A alta taxa de fluência de fótons, quando um equipamento emissor de raios X (como o Intecal 125/600mA) opera sob condições de exposição radiográfica, é um elemento complicador para a medição de espectros reais de raios X na faixa de energia do radiodiagnóstico. A redução da taxa de fluência de fótons para valores desejáveis pode ser alcançada com o aumento da distância entre a fonte e o detector, pela diminuição da corrente no tubo de raios X e a utilização de colimadores.

A geometria idealizada e simulada para a medição de um feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico, visa a permitir a incidência dos fótons perpendicularmente ao eixo transversal do cristal de NaI(Tl) para que a ocorrência de interação por efeito fotoelétrico seja maximizada em relação a outros processos. Desta forma, principalmente, a distância fonte – detector (DFD) e o ângulo de abertura do feixe de raios X devem ser tais que facilitem esta forma de interação. Para este trabalho, foi adotada uma distância de 1 metro e um ângulo de abertura do feixe de  $10^\circ$ .

O colimador, mostrado no item 3.1.4 e simulado no MCNP5, tem papel determinante na geometria adotada, pois além de exercer a função de redução da taxa de fluência de fótons, é elemento primordial na garantia da máxima incidência perpendicular dos fótons da fonte de raios X simulada. Algumas premissas foram adotadas em sua definição:

- O material utilizado deveria ser denso;
- O canal de abertura deveria ter diâmetro que atendesse a condição de perpendicularidade do feixe de raios X incidente no cristal.

Na simulação pelo código MCNP5, a composição para o latão adotada para o colimador foi 70% de cobre e 30% de zinco.

### 3.2.3 Espectro de raios X

Na obtenção da distribuição de fótons pelos componentes contínuo e discreto que compõem um espectro de raios X foi utilizado o programa *Report 78 Spectrum Processor*. Esta escolha deveu-se à grande aceitabilidade deste programa nas simulações de espectros de raios X. Ele possibilita por meio da especificação de importantes fatores influenciadores da qualidade do feixe de raios X, a reprodução de um feixe gerado por um equipamento específico. Desta forma, particularizando fatores como material do alvo (tungstênio – W), tensão máxima no tubo (80 kVp), ângulo de inclinação do anodo (18°), valor de *ripple* da alta tensão (5%) e especificação da camada semirredutora (CSR = 3,5 mmAl), foi possível obter um feixe com as características do equipamento INTECAL modelo 125/600 disponível no CTEEx.

O programa *Report 78 Spectrum Processor* permite ajuste do valor de *ripple* da alta tensão somente para a faixa de 55 – 90 kVp e desta forma foi escolhido para alta tensão o ajuste de 80 kVp.

A Figura 3.8 apresenta o espectro de raios X obtido.

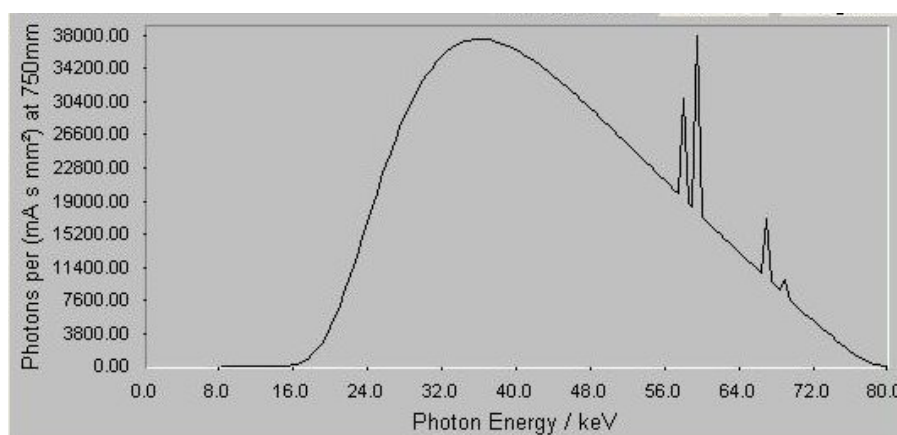


Figura 3.8 – Espectro obtido pelo programa *Report 78* com os ajustes: *kVp* = 80, *ripple* = 5%, *CSR* = 3,5 mmAl e inclinação de anodo = 18°

Os valores normalizados desta distribuição por faixa de energia foram simulados utilizando o comando SDEF de especificação da fonte (*SOURCE card*) (Shultis e Faw, 2004) e definindo:

- A fonte com uma direção de emissão preferencial, voltada para o colimador;
- Um ângulo de abertura do feixe em  $10^\circ$  uma vez que o mesmo é divergente;
- Uma distribuição de energia contínua tabelada em energias discretas por faixas, através dos comandos SI e SP.

### **3.2.4 Cálculo da grandeza kerma no ar com NaI(Tl)**

A medição do kerma no ar tem grande importância nas áreas de radiodiagnóstico médico e odontológico. Esta grandeza é de fundamental importância na calibração de padrões nacionais nesta área, na realização de dosimetria em pacientes, no controle de qualidade de equipamentos de raios X diagnóstico tanto na caracterização e controle da fonte quanto para a avaliação do desempenho do sistema de captação e registro da imagem. A partir da grandeza kerma no ar podem-se determinar todas as demais grandezas de uso prático para o radiodiagnóstico (Ramos e Tauhata, 2008).

Para a sua medição em um determinado ponto é necessário que o sistema de detecção utilizado seja capaz de medir a transferência total da energia desses fótons para o meio, sem incluir as transferências parciais de energia, nem tão pouco, a radiação retroespalhada do meio.

A metodologia proposta neste trabalho para a medição de kerma no ar por detectores cintiladores de NaI(Tl) a partir de um feixe de raios X visa a quantificar a contribuição dos eventos nos quais ocorre transferência parcial de energia dos fótons do feixe de raios X (efeito *Compton* e pico escape) para subtraí-los do espectro, permanecendo, assim, somente aqueles em que ocorre a deposição total de energia (efeito fotoelétrico).

A geometria simulada com a fonte posicionada a uma DFD de 100 cm no eixo longitudinal do cristal cintilador, visa a proporcionar um feixe praticamente perpendicular incidindo sobre o eixo transversal do cristal.

Foi desenvolvido algoritmo próprio para a realização da subtração das contribuições decorrentes da deposição parcial de energia no cristal e de espalhamento no material do entorno.

A partir do espectro livre das contribuições indesejáveis, com a utilização das energias definidas que, em primeira abordagem, foram selecionadas energias espaçadas por um FWHM e apresentadas no item 3.2.4.1.

Em outra abordagem, foram introduzidos valores intermediários de energias de fontes monoenergéticas espaçadas da metade de um FWHM, visando a obtenção de melhores resultados para a depuração do processo de desmembramento do espectro.

#### ***3.2.4.1 Algoritmo inicial de limpeza das contribuições parciais de energias (LCPE)***

A partir da curva de resolução obtida experimentalmente no processo de modelagem do detector de NaI(Tl), foram definidos os valores das energias principais a serem utilizados no algoritmo inicial de limpeza na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico. Os valores são considerados em ordem decrescentes, pois a influência sobre contribuições parciais no espectro ocorre da energia de maior para o menor valor.

Utilizando-se a geometria de medição do feixe de raios X, definida nos itens 3.2.2 e 3.2.3, foi obtido, na simulação, o espectro referente a resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X descrito no item 3.2.3, bem como os espectros referente a resposta do NaI(Tl) as fontes monoenergéticas simuladas com os valores de energias principais obtidos na curva de resolução experimental.

Em função dos valores típicos de resolução para cintiladores de NaI(Tl) nesta faixa de energia, na elaboração do algoritmo para a limpeza do espectro, foi utilizado somente a metade direita da área do fotopico das fontes monoenergéticas, gerando um fator (FC) que proporcionará a retirada das contribuições parciais destas energias principais do espectro de raios X simulado.

A opção em utilizar a metade direita da área do fotopico e multiplicar por dois foi em função da influencia do pico escape, em decorrência da interação dos fótons próximo da superfície do cristal cintilador, formado pela emissão dos raios X característicos de 0,0286 MeV e 0,0332 MeV do iodo presente no cristal de NaI(Tl) na



metade esquerda do fotopico, o que conduziria a erros no cálculo.

O algoritmo tem início nas correlações de área do fotopico de maior energia ( $E_{m\acute{a}x}$ ) com o área correspondente ao espectro de raios X simulado, gerando um fator de correção  $FC_{E_{max}}$ , obtido pela Equação 3.2. Este fator é aplicado conforme a Equação 3.3 no espectro da fonte monoenergética simulada, nas contagens correspondentes às energias inferiores à energia ( $E_p$ ) definida na Equação 3.4. Os valores de contagens no espectro simulado representam as interações das histórias que contribuem para a DAP do NaI(Tl) neste valor de energia.

$$FC_{E_{max}} = \frac{R_{E_{max}}}{MC_{E_{max}}} \quad (\text{Equação 3.2})$$

Onde:

- $FC_{E_{max}}$  = fator de correção para a maior energia utilizada no algoritmo de LCPE
- $MC_{E_{max}}$  = área correspondente à metade direita do fotopico da fonte monoenergética simulada, com maior valor de energia utilizada no algoritmo de LCPE. O valor de  $E_{m\acute{a}x}$  para o espectro de raios X simulado neste trabalho é 0,097MeV;
- $R_{E_{max}}$  = área correspondente no espectro de resposta do NaI(Tl) à fonte de raios X simulada, na faixa de energia correspondente à  $MC_{E_{max}}$ .

$$CP_{i,j} = Hist_{i,j} \cdot FC_j \quad (\text{Equação 3.3})$$

Onde:

- $CP_{i,j}$  = contribuições parciais por energia (i) referentes a energia (j) utilizada no algoritmo de LCPE;
- $Hist_{i,j}$  = valor das contagens por energia (i) da fonte monoenergética simulada de energia (j), sendo apenas considerados os valores de energia inferiores à  $E_p$ ;
- $FC_j$  = fator de correção, cujo valor inicial corresponde ao  $FC_{E_{max}}$ .

$$E_p = E_j - FWHM_j \quad (\text{Equação 3.4})$$

Onde:

- $E_p$  = próximo valor de energia, utilizada no algoritmo de LCPE;
- $E_j$  = valor (j) de energia utilizado no algoritmo de LCPE. O valor inicial de  $E_j$  é  $E_{\text{máx}}$  ;
- $FWHM_j$  = largura à meia altura do fotopico de energia  $E_j$  .

Para a obtenção do espectro de raios X simulado livre das contribuições parciais da energia de  $E_{\text{máx}}$  , deve-se subtrair esses valores das contagens deste espectro através da Equação 3.5 até o valor de energia  $E_p$ . Os valores de contagens para as energias superiores a  $E_p$  permanecem sem alterações em relação ao espectro de raios X simulado.

$$Rx_{scpi,j} = HistRx_i - CP_{i,j} \quad (\text{Equação 3.5})$$

Onde:

- $Rx_{scpi,j}$  = representa espectro da resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X, sem as contribuições parciais por energia (i) em função da energia ( $E_j$ );
- $HistRx_i$  = valor das contagens por energia (i) do espectro referente a resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X;
- $CP_{i,j}$  = definição na Equação 3.3.

Na Figura 3.9, podemos observar a ação do algoritmo inicial de limpeza, gerando um espectro limpo das contribuições parciais decorrente da interação no cristal de NaI(Tl) dos fótons de maior energia na faixa considerada ( $E_{\text{máx}}$ ).

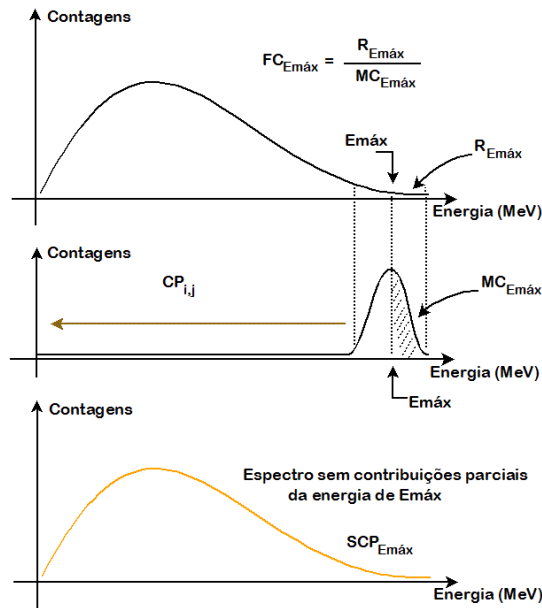


Figura 3.9 – Ação do algoritmo de limpeza das contribuições parciais para a energia  $E_{máx}$

Para a geração dos demais fatores de correção utilizados no algoritmo inicial, é necessário a definição de um fator que leve em consideração a intersecção que irá existir entre as áreas de fotopicos de energia ( $E_p$ ) adjacentes em função da resolução característica dos detectores NaI(Tl).

Na Figura 3.10, esta intersecção é demonstrada e a faixa de energia influenciada por ela considerada no desenvolvimento da metodologia corresponde ao valor de um FWHM.

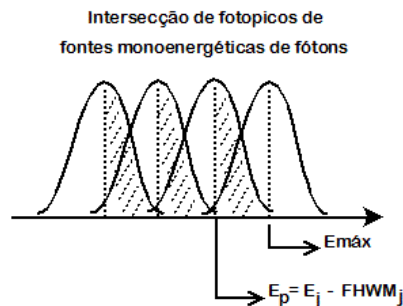


Figura 3.10 – Intersecção da área dos fotopicos de energias adjacentes

Para realizar a correção da intersecção demonstrada na Figura 3.10, deve-se utilizar as Equações 3.6 e 3.7 para o cálculo do fator de correção das contribuições parciais no espectro.

$$R_{T_j} = R_j - R_k \quad (\text{Equação 3.6})$$

Onde:

- $R_{T_j}$  = área correspondente no espectro de raios X que ocorre a a LCPE, na faixa de energia correspondente a  $MC_j$  (definição na Equação 3.7), descontada a interseção dos fotopicos.
- $R_j$  = área correspondente no espectro de raios X que ocorre a LCPE, na faixa de energia da metade direita do fotopico da fonte monoenergética simulada de energia  $j$  (MeV),
- $R_k$  = área correspondente no espectro de raios X que ocorre a a LCPE, na faixa de energia da metade direita do fotopico da fonte monoenergética simulada de energia  $k$  (MeV), sendo  $k$  a energia do fotopico anteriormente considerado no processo de limpeza.

$$FC_j = \frac{R_{T_j}}{MC_j} \quad (\text{Equação 3.7})$$

Onde:

- $FC_j$  = fator de correção para fótons de energia  $j$  (MeV);
- $MC_j$  = área correspondente à metade direita do fotopico da fonte monoenergética simulada de energia  $j$  (MeV);
- $R_{T_j}$  = definição na Equação 3.6.

Para a obtenção do espectro de raios X simulado sem a influência das contribuições parciais das energias principais utilizadas neste trabalho, mostrado na Figura 3.11, deve-se:

- Obter primeiro o fator de correção pela Equação 3.7, no caso da energia  $E_{\text{máx}}$ , a Equação 3.2 deve ser utilizada.
- Calcular, utilizando a Equação 3.3, as contribuições parciais de cada energia principal estabelecida, baseado na curva de resolução e na Equação 3.4;
- Obter o espectro de raios X, sem as contribuições parciais em função da interação de fótons de energia ( $j$ ), pela Equação 3.5. Mantendo os valores de contagens para as energias superiores a  $E_p$  sem alterações em relação ao espectro de raios X anteriormente considerado.

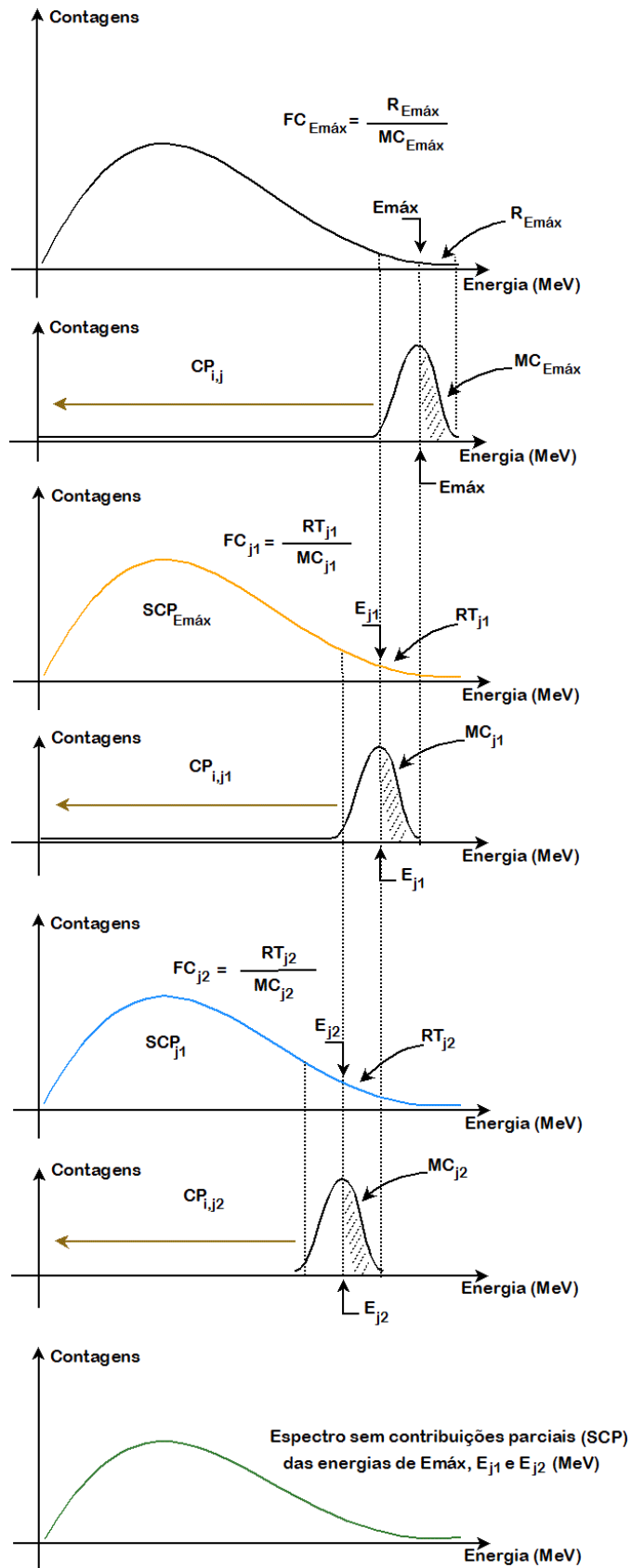


Figura 3.11 – Ação do algoritmo inicial de limpeza das contribuições parciais para energias adjacentes separadas por um (01) FWHM.

### 3.2.4.2 Algoritmo de LCPE no espectro de raios X incluindo energias intermediárias

O uso de energias intermediárias possibilita a utilização de energias para limpeza do espectro, separadas por um valor de  $\frac{1}{2}$  FWHM, visando a aprimorar a metodologia desenvolvida, tornando o valor obtido para o cálculo de kerma no ar mais próximo do valor de referência.

A Figura 3.12 mostra o posicionamento para as energias intermediárias utilizadas na faixa de energia do espectro de raios X simulado no MCNP5.

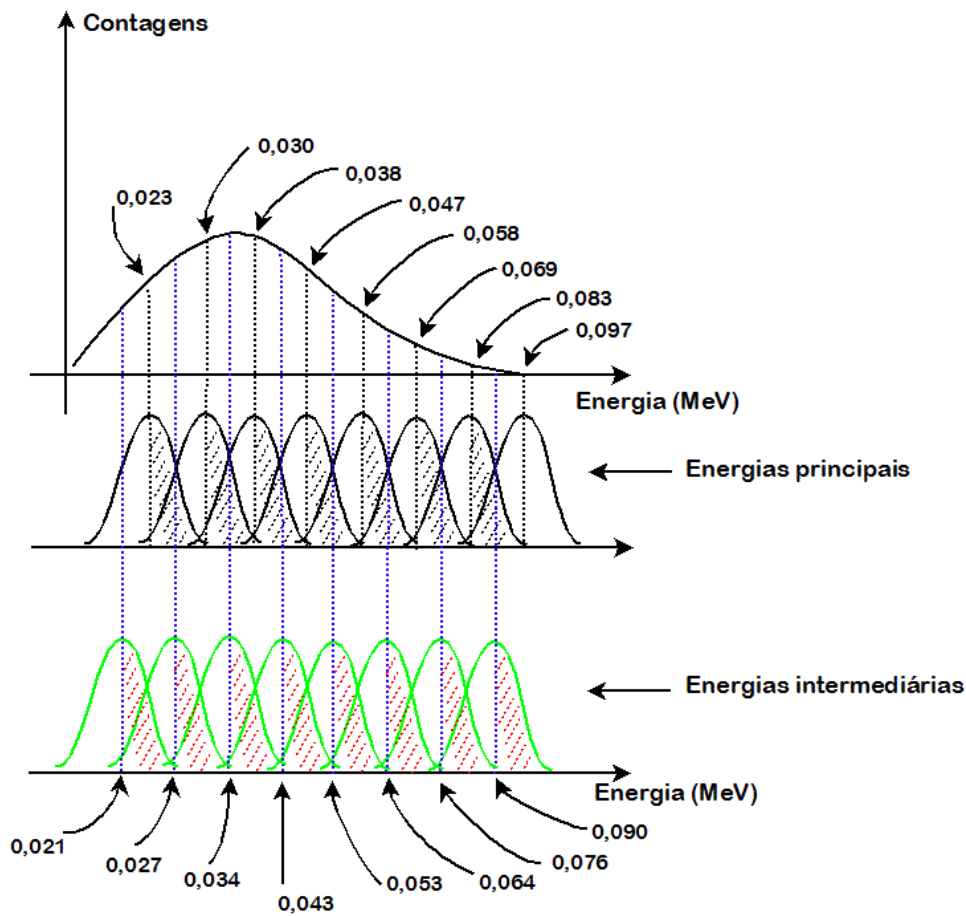


Figura 3.12 – Posicionamento das energias principais e intermediárias utilizadas na definição do algoritmo de LCPE na faixa de energia do espectro de raios X simulado neste trabalho (0,080MeV)

As energias intermediárias utilizadas possibilitaram a correlação de áreas do espectro de raios X em intervalos de energia menores com a área do fotopico da energia considerada. A definição da área do fotopico foi alterada em relação à definição do algoritmo inicial de LCPE, afetando o fator de correção (FC). Além disso, modificou-se

a aplicação do fator FC na região do espectro que será limpo de contribuições referente a uma determinada energia. Não mais se inicia o desmembramento do espectro a partir do próximo valor de energia utilizado no algoritmo inicial de LCPE, como definido no item 3.2.4.1, mas a partir da energia em que termina a influência do fotopico de energia da fonte monoenergética simulada.

Na definição do fator FC, agora utilizado, mantém-se o uso do somatório da metade direita do fotopico, pelas razões já apresentadas no item 3.2.4.1, multiplicando-se por dois, conforme é mostrado na Equação 3.8.

$$FC_j = \frac{R_j}{(MC_j) \cdot 2} \quad (\text{Equação 3.8})$$

Onde:

- $FC_j$  = fator de correção para fótons de energia j (MeV);
- $MC_j$  = área correspondente à metade direita do fotopico da fonte monoenergética simulada de energia j (MeV);
- $R_j$  = área correspondente no espectro de raios X que está sendo LCPE, na faixa de energia j (MeV) até a energia adjacente, imediatamente superior, separada por  $\frac{1}{2}$  FWHM.

Este novo fator FC definido na Equação 3.8 é aplicado conforme a Equação 3.3 no espectro da fonte monoenergética simulada, nas contagens correspondentes às energias inferiores à energia  $E_p$ , onde esta energia representa a energia em que termina a influência do fotopico de energia da fonte monoenergética simulada.

Para a obtenção do espectro de raios X simulado, livre das contribuições parciais das energias principais e intermediárias consideradas neste algoritmo, devem ser corrigidos os valores das contagens deste espectro através da Equação 3.5 até o valor de energia  $E_p$ . Mantendo-se os valores de contagens para as energias superiores a  $E_p$  sem alterações em relação ao espectro de raios X anteriormente considerado.

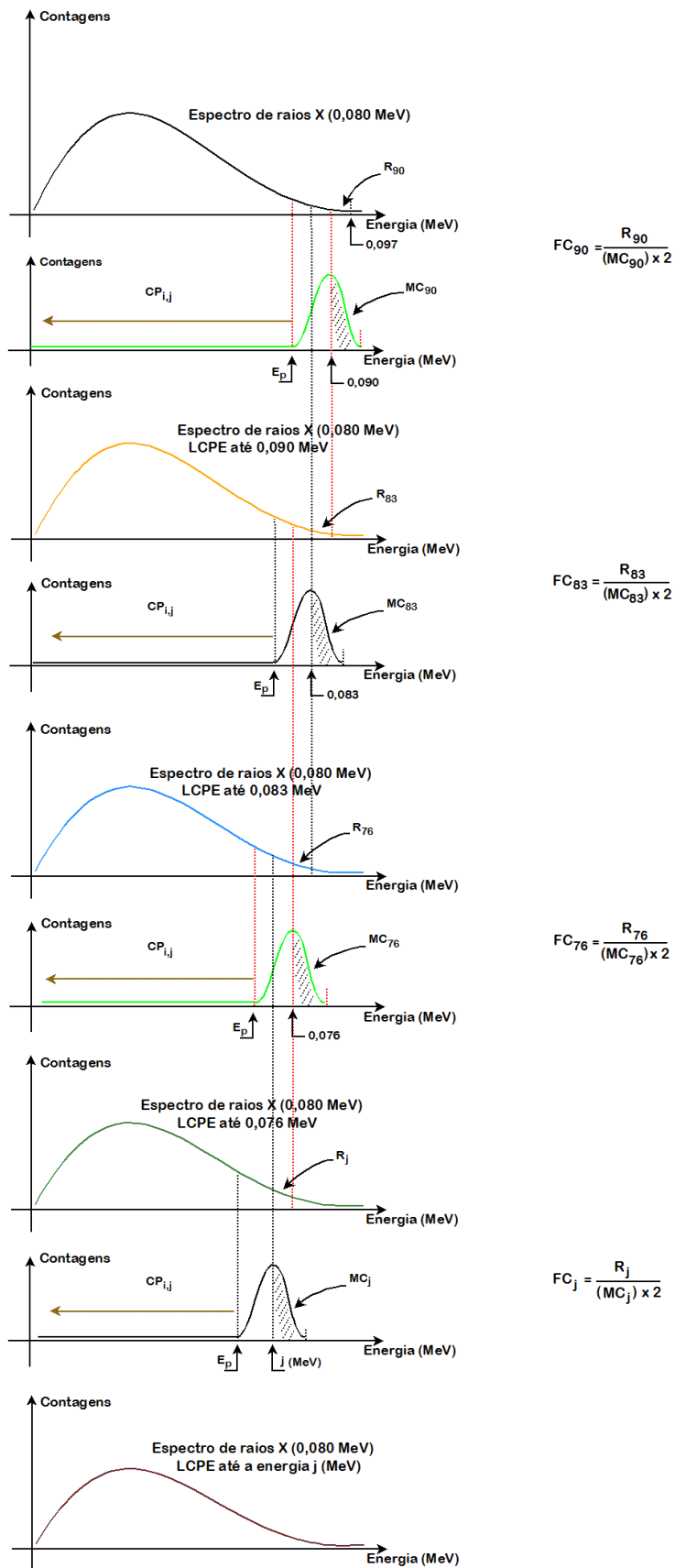


Figura 3.13 – Ação do algoritmo de limpeza das contribuições parciais para energias adjacentes separadas por  $\frac{1}{2}$  FWHM.



A Figura 3.13 apresenta o processo de limpeza das contribuições parciais das energias principais e intermediárias consideradas neste trabalho para a faixa de energia do espectro de raios X, simulado no código MCNP5, destacando as energias de 0,090, 0,083 e 0,076MeV. Na definição deste algoritmo, todos os fatores de correção (FC) são definidos da mesma maneira, o que não ocorria no algoritmo inicial estabelecido no item 3.2.4.1.

Este algoritmo, desenvolvido com a utilização das energias separadas por um valor de energia correspondente a  $\frac{1}{2}$  FWHM, simplifica o processo inicial, pois não há mais a necessidade do uso das Equações 3.4, 3.6 e 3.7, estabelecidas no algoritmo inicial e permite, com maior depuração, a limpeza do espectro de fótons de raios X das contribuições parciais que ocorrem nas interações com o cristal de NaI(Tl).

### 3.2.4.3 Curva de eficiência intrínseca

A obtenção da curva de eficiência do detector é essencial para o cálculo do valor da grandeza kerma no ar com detector NaI(Tl), pois possibilita obter a quantidade de fótons incidentes no detector para cada faixa de energia do espectro de raios X simulado e limpo das CP e, conseqüentemente, obter a fluência de energia para cada faixa do espectro contínuo de raios X.

Para a obtenção da curva de eficiência intrínseca na faixa de energia desejada, considera-se o número de fótons detectados e incidentes no detector para cada uma das energias de interesse, que são as energias dos fotopicos das fontes monoenergéticas simuladas para o processo de limpeza das contribuições parciais de energia.

Em função da influência da formação do pico escape do iodo na região de fotopico das DAP, para as fontes com energias na faixa de 0,080 – 0,150 MeV, deve-se considerar a área da metade direita do fotopico dobrada como a área do fotopico, desconsiderando-se a metade da esquerda. Desta forma, a área do fotopico para cada uma das energias utilizadas deve ser calculada pela Equação 3.9 a seguir:

$$A_{TF_j} = (ADF_j \cdot 2) \cdot NPS \quad \text{(Equação 3.9)}$$

Onde:

- $A_{TF_j}$  = área do fotopico de energia j (MeV);
- $ADF_j$  = metade direita da área do fotopico de energia j (MeV);
- NPS = número de histórias utilizadas na simulação pelo MCNP5.

O número de fótons incidentes por energia das fontes monoenergéticas simuladas podem ser obtidos, calculando-se o fluxo de fótons para cada uma das energias de interesse pela Equação 3.10 e depois se multiplica o fluxo pela área que corresponde a seção reta do canal de abertura do colimador simulado, conforme a Equação 3.11.

$$\varphi_j = \frac{S_j \cdot e^{-\mu_j d}}{4\pi d^2} \quad (\text{Equação 3.10})$$

Onde:

- $\varphi_j$  = fluxo de fótons de energia j (fótons/cm<sup>2</sup>.s)
- $S_j$  = taxa de emissão de fótons da fonte de energia j (fótons/s);
- $\mu_j$  = coeficiente de atenuação linear no ar para energia j (cm<sup>-1</sup>);
- d = distância fonte – detector (cm).

$$FI_j = \varphi_j \cdot \pi R^2 \quad (\text{Equação 3.11})$$

Onde:

- $FI_j$  = fótons incidentes de energia j (fótons/s);
- $\varphi_j$  = ver definição na Equação 3.10;
- R = raio da seção reta do canal de abertura do colimador simulado (cm).

Tendo a área do fotopico pela Equação 3.9 e o número de fótons incidentes por energia pela Equação 3.11, obtem-se a eficiência intrínseca do detector para cada energia dos fotopicos das fontes monoenergéticas simuladas. Com esses dados e utilizando a Equação 3.12, pode-se determinar a curva de eficiência intrínseca para a faixa de energia de interesse neste trabalho. Porém em função da grande influência da

formação do pico escape no iodo na faixa de energia de 0,034 a 0,047MeV, é necessário a realização de dois ajustes na curva de eficiência, utilizando a Equação 3.12, o primeiro ajuste até a energia de 0,034 MeV e um segundo ajuste para a faixa de energia de 0,034 a 0,150MeV.

$$Efic(E) = A.E^{(B+CE)} \quad (\text{Equação 3.12})$$

Onde:

- Efic(E) = eficiência intrínseca por faixa de energia;
- E = faixa de energia (MeV);
- A, B e C= coeficientes da função de ajuste da curva de eficiência.

#### 3.2.4.4 Cálculo de kerma no ar

Para a realização do cálculo de kerma no ar, será utilizada a Equação 3.13, que relaciona o kerma no ar com a fluência de energia para cada faixa de energia utilizada no espectro de raios X simulado. Após o cálculo do somatório do valor de kerma no ar para cada faixa de energia, obtêm-se o valor de kerma no ar referente ao feixe de raios X simulado no código MCNP5 (Conti, 1999).

$$\dot{K} = 1,602 \cdot 10^{-10} \sum_i^L \dot{\Phi}_{i,j} \cdot E_i \cdot \frac{(\mu_{tr})_{E_i,ar}}{\rho_{ar}} \quad (\text{Equação 3.13})$$

Onde:

- $\dot{K}$  = taxa de kerma no ar no ponto considerado para a fluência de fótons (Gy/s);
- $E_i$  = valor de energia (i) de cada faixa do espectro simulado de raios X (MeV);
- $\dot{\Phi}_{i,j}$  = taxa de fluência de fótons por faixa de energia (i) do espectro de resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X simulado, sem as contribuições parciais até a energia (j) (fótons/cm<sup>2</sup> .s);

- $\frac{(\mu_{tr})_{E_i, ar}}{\rho_{ar}}$  = coeficiente de transferência de energia em massa para fótons de energia  $E_i$  no ar.

Na Equação 3.13, as faixas de energia utilizadas no cálculo são aquelas disponibilizadas pelo MCNP5 nos arquivos de saída. Neste trabalho, foram usadas 1008 faixas de energia.

Para obtenção do valor de fluência de fótons para cada um das 1008 faixas de energias utilizadas foi necessário utilizar a Equação 3.12, para obter-se o valor de eficiência para cada faixa de energia do espectro de raios X simulado e limpo das contribuições parciais indesejadas. Utilizando a Equação 3.14, obtêm-se a quantidade de fótons que interagiram no cristal, sem as contribuições parciais indesejadas. Com o número de fótons por energia, a área da seção reta do canal de abertura do colimador simulado e o tempo desejado chega-se a taxa de fluência de fótons no detector NaI(Tl), utilizando a Equação 3.15.

$$FE_{i,j} = \frac{Rx_{sep,i,j}}{Efic(E_i)} \quad \text{(Equação 3.14)}$$

Onde:

- $FE_{i,j}$  = fótons por faixa de energia (i) do espectro de resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X simulado, sem as contribuições parciais até a energia (j);
- $Rx_{sep,i,j}$  = representa as contagens por faixa de energia (i) do espectro da resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X, sem as contribuições parciais até a energia (j);
- $Efic(E_i)$  = eficiência intrínseca por faixa de energia (i);

$$\dot{\Phi}_{i,j} = \frac{FE_{i,j}}{A \cdot t} \quad \text{(Equação 3.15)}$$

Onde:

- $\dot{\Phi}_{i,j}$  = taxa de fluência de fótons por faixa de energia (i) do espectro de resposta do NaI(Tl) ao feixe de raios X simulado, sem as contribuições parciais até a energia (j)
- $FE_{i,j}$  = definição na Equação 3.14;
- $A$  = área da seção reta do canal de abertura do colimador simulado;
- $t$  = tempo considerado para expressar a taxa de fluência.

Para o cálculo do valor de kerma no ar pela Equação 3.13, ainda há a necessidade de se obter os valores do coeficiente de transferência de energia em massa para cada uma das 1008 faixas de energias utilizadas. Para isto, utilizou-se como referência, os valores disponibilizados por *Attix* (1986) e apresentados na Tabela 3.2. Os valores dos coeficientes de transferência de energia em massa para fótons em cada faixa de energia do espectro foram obtidos por meio de interpolação linear baseada nos valores da Tabela 3.2.

*Tabela 3.2 – Valores de coeficiente de transferência de energia em massa*

<b>Energia (MeV)</b>	<b><math>(\mu_{tr}/\rho)^*</math></b>
0,010	4,6100
0,015	1,2700
0,020	0,5110
0,030	0,1480
0,040	0,0668
0,050	0,0406
0,060	0,0305
0,080	0,0243
0,100	0,0234
0,150	0,0250
0,200	0,0268
0,300	0,0287

\* *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry - Attix*

#### **3.2.4.5 Resumo das etapas do desenvolvimento da dissertação**

1. Obter espectro de fótons raios X, discriminar as interações parciais de energia e realizar LCPE;
2. Desenvolver metodologia para desmembramento de espectro utilizando o código

MCNP5 e o seu uso para o cálculo da grandeza kerma no ar para um feixe de raios X diagnóstico.

**Fase experimental:**

**Objetivo:** Obter parâmetros para modelagem do cristal de NaI(Tl) pelo código MCNP5.

**Etapas:**

1. *Dimensões do cristal de NaI(Tl)* – Radiografia do detector.
2. *Coefficientes da opção GEB* – Elaboração das curvas FWHM x energia, resolução x energia e canal x energia.

**Fase teórica:**

**Objetivo:** Desenvolvimento de algoritmo de LCPE

**Etapas:**

1. *Modelagem do cristal de NaI(Tl)* – Validação qualitativa e quantitativa.
2. *Geometria de medição* – Colimação do feixe; Definição da fonte de raios X; Localização e alinhamento fonte detector.
3. *Espectro de raios X* – Estabelecer distribuição de fótons por energia (programa *Report 78 Spectrum Processor*).
4. *Algoritmo de LCPE* – Espectros simulados monoenergéticos separados por  $\frac{1}{2}$  FWHM; estabelecer o FC; subtrair as CP; e obter espectro de raios X LCPE.
5. *Curva de eficiência intrínseca.*
6. *Cálculo do kerma no ar.*

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

#### 4.1 MODELAGEM DO CINTILADOR DE NaI(Tl)

Para obter os coeficientes da função GEB e assim ter uma resposta nas simulações realizadas com o código MCNP5, compatível com um detector de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm, medições experimentais com fontes de referência gama foram realizadas para obtenção da reta de calibração em energia do sistema experimental e a curva de resolução.

##### 4.1.1 Calibração em energia

As duas curvas de calibração em energia, para a faixa até 0,200 MeV e 0,800 MeV, foram obtidas por meio do programa GENIE2000, sendo mostradas na Figura 4.1, após medições realizadas com as fontes de referência apresentadas no item 3.1.5, utilizando o sistema de espectrometria mostrado no item 3.1.2 e a geometria de calibração no item 3.2.1.

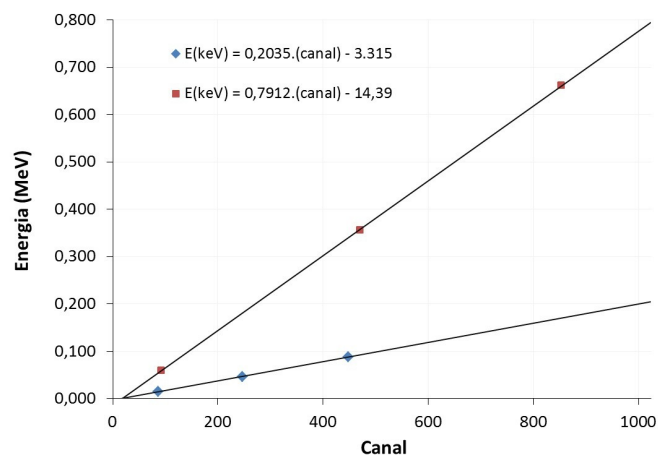


Figura 4.1 – Curvas de calibração em energia. Equações fornecidas pelo programa GENIE2000

Para a calibração em energia na faixa de 0,200MeV, foram utilizadas as energias  $^{57}\text{Co}$  ( $E_\gamma = 0,01441\text{MeV}$ ),  $^{210}\text{Pb}$  ( $E_\gamma = 0,04654\text{MeV}$ ) e  $^{109}\text{Cd}$  ( $E_\gamma = 0,08803\text{MeV}$ ) e para a faixa de 0,800MeV foram utilizadas as energias  $^{241}\text{Am}$  ( $E_\gamma = 0,05954\text{MeV}$ ),  $^{133}\text{Ba}$  ( $E_\gamma = 0,35601\text{MeV}$ ) e  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 0,66166\text{MeV}$ ). O programa GENIE2000 não fornece as incertezas para cálculo da Equação de reta de calibração em energia.

#### 4.1.2 Curva de Resolução

Após a realização da calibração em energia do sistema de espectrometria experimental, obteve-se a curva de resolução usando os valores da Tabela 4.1 onde os valores de FWHM foram fornecidos pelo programa GENIE2000 após a marcação das áreas dos fotopicos utilizados.

Tabela 4.1 – Dados das energias utilizadas na curva de resolução experimental

Fonte	Energia (keV)*	FWHM (keV)**	Resolução (%)
$^{57}\text{Co}$	14,413 (31)	4,495	31,19
$^{210}\text{Pb}$	46,539 (1)	8,556	18,38
$^{241}\text{Am}$	59,541 (1)	9,808	16,47
$^{133}\text{Ba}$	80,998 (11)	13,213	16,31
$^{133}\text{Ba}$	356,013 (7)	35,028	9,84
$^{137}\text{Cs}$	661,657 (3)	50,448	7,62

\* NUCLÉIDE Gamma and Alpha Library em <http://laraweb.free.fr>; \*\* Programa GENIE2000 – Canberra .

A Figura 4.2 apresenta a curva de resolução em energia do sistema de espectrometria experimental utilizado obtida com o programa gráfico *LABFit*, sendo que a linha central representa a função ajustada, as linhas externas contínuas definem a faixa com 95,4% de confiança e as linhas externas tracejadas definem a faixa de predição dos pontos experimentais (da Silva et al, 2004).



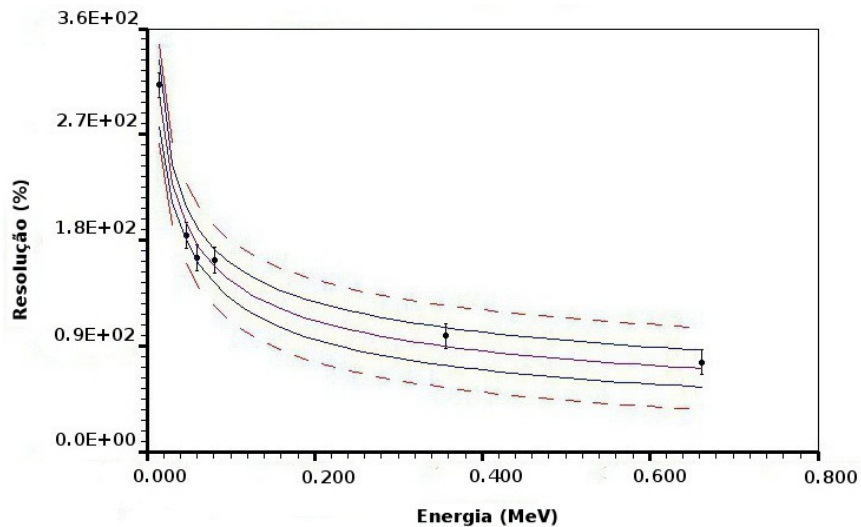


Figura 4.2 – Curva de resolução em energia (LABFit).

A função de potência,  $\text{Resolução (\%)} = A.E^B$ , foi a curva de melhor ajuste para os dados referentes à resolução, apresentados na Figura 4.2. Sendo o coeficiente de determinação  $R^2 = 0,9868$ ;  $A = 6,03 \pm 0,53$  e;  $B = -0,382 \pm 0,025$ , para o intervalo de energia (MeV) de 0,01441 – 0,66166.

A utilização das energias de 0,35601MeV ( $^{133}\text{Ba}$ ) e 0,66166MeV ( $^{137}\text{Cs}$ ), apesar de fora da faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico, possibilitou um melhor ajuste da curva de resolução para o sistema de espectrometria experimental e, conseqüentemente, um melhor ajuste para os pontos, FWHM x Energia, possibilitando obter coeficientes para a opção GEB mais representativos para a modelagem do cristal de NaI(Tl).

#### 4.1.3 Coeficientes para uso da opção GEB

Utilizando os valores de energia e FWHM apresentados na Tabela 4.1, mas convertendo-os para (MeV), realizou-se um ajuste dos pontos pela Equação A.1 para uso da opção GEB do MCNP5 através do programa gráfico *LABFit*, mostrado na Figura 4.3 e as informações sobre os coeficientes apresentadas na Tabela 4.2.

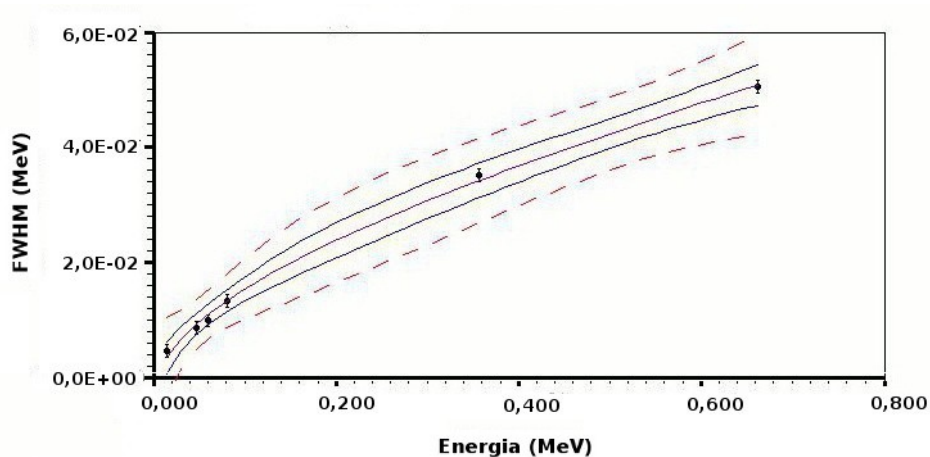


Figura 4.3 – Ajuste de FWHM x Energia para obter os coeficientes da opção GEB (LABFit).

Tabela 4.2 – Coeficientes para a opção GEB com um coeficiente de determinação  $R^2$  para o ajuste de 0,9978

Coeficientes	
A	$-3,74.10^{-3} \pm 1,57.10^{-3}$
B	$5,90.10^{-2} \pm 0,68.10^{-2}$
C	$4,40.10^{-1} \pm 3,81.10^{-1}$

Para o intervalo de energia (MeV) de 0,01441 – 0,66166

#### 4.1.4 Validação da modelagem do cintilador de NaI(Tl)

Para a validação da modelagem realizada pelo código MCNP5 do cintilador de NaI(Tl), fez-se uma avaliação qualitativa e quantitativa da modelagem realizada. As geometrias experimentais utilizadas para estas avaliações foram mostradas nas Figuras 3.6 e 3.7. Com as informações das dimensões do cristal obtidas da imagem radiográfica, podem-se simular estas geometrias de medição pelo código MCNP5. As Figuras 4.4 e 4.5 mostram as geometrias simuladas para a avaliação qualitativa e quantitativa da modelagem.

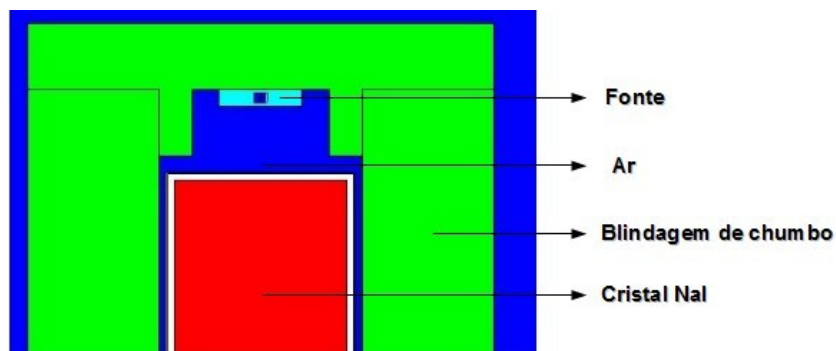


Figura 4.4 – Geometria simulada pelo MCNP5 para a avaliação qualitativa do cintilador de NaI(Tl)

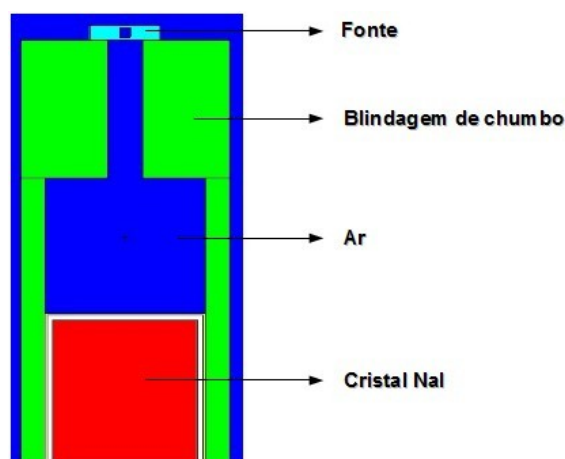


Figura 4.5 – Geometria simulada pelo MCNP5 para avaliação quantitativa do cintilador NaI(Tl)

#### 4.1.4.1 Avaliação qualitativa da modelagem do cristal de NaI(Tl)

Utilizando a geometria experimental apresentada na Figura 3.6, fez-se a medição de uma fonte de referência de  $^{137}\text{Cs}$ , obtendo-se o espectro em energia desta fonte e com a geometria simulada pelo MCNP5 mostrada na Figura 4.4, obteve-se um espectro para a simulação de uma fonte monoenergética com energia de 0,66166 MeV.

Para a comparação dos espectros obtidos, foi realizado em ambos, uma normalização das contagens (experimental) e histórias (simulado) pela área dos respectivos fotopicos. O resultado é apresentado na Figura 4.6, onde estão marcadas as regiões que foram utilizadas para a validação qualitativa desta modelagem, sendo elas,

[1] a formação do pico pela emissão dos raios X em função da blindagem de chumbo, [2] a formação de *backscatter*, [3] a formação do *compton* (incluindo a região do joelho) e [4] a formação do fotopico. O pico que aparece no espectro experimental e não no simulado, corresponde à energia média dos raios X emitidos pelo  $^{137}\text{Ba}$  e que não foram definidos na simulação.

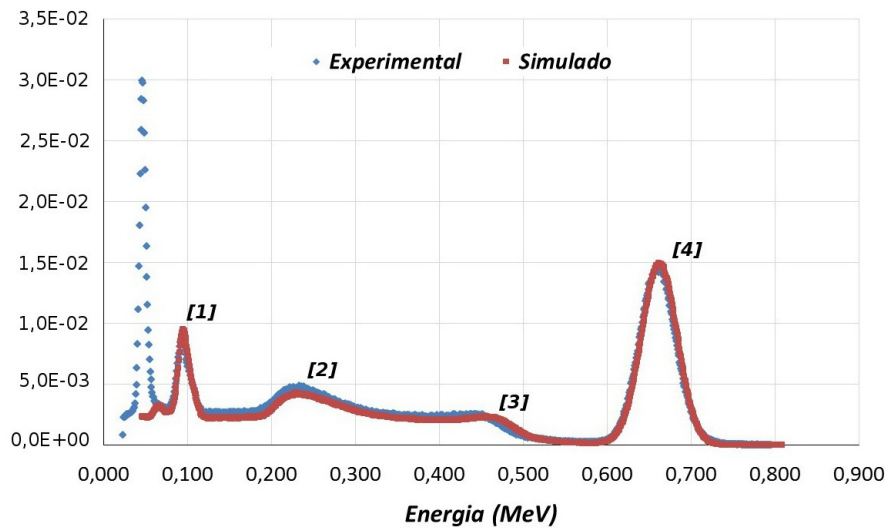


Figura 4.6 – Comparação de um espectro experimental de uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  e de uma fonte monoenergética com energia de 0,66166MeV.

#### 4.1.4.2 Avaliação quantitativa da modelagem do cristal de NaI(Tl)

Para a avaliação quantitativa da modelagem, realizou-se a comparação entre a eficiência absoluta da geometria de medição experimental mostrada na Figura 3.7 para uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  e comparou-se o valor obtido com a eficiência absoluta encontrada para a geometria simulada no MCNP5, mostrada na Figura 4.5, para uma fonte monoenergética com energia de 0,05954 MeV.

O valor obtido para a eficiência absoluta experimental foi igual a  $2,96 \cdot 10^{-3} \pm 2,71\%$  ( $k=2$ ), enquanto que o valor obtido para a eficiência absoluta na simulação foi igual a  $2,98 \cdot 10^{-3} \pm 2,30\%$  ( $k = 2$ ). A discrepância entre os valores é de 0,68%.

## 4.2 GEOMETRIA PARA A MEDIÇÃO DOS RAIOS X

A geometria de medição idealizada para este trabalho fez uso de um colimador com as características discutidas nos itens 3.1.4 e 3.2.2 e uma distância fonte – detector (DFD) de 1 m, garantindo a incidência perpendicular dos fótons emitidos pelas fontes simuladas com o código MCNP5. As dimensões do colimador são mostradas na Figura 4.7.

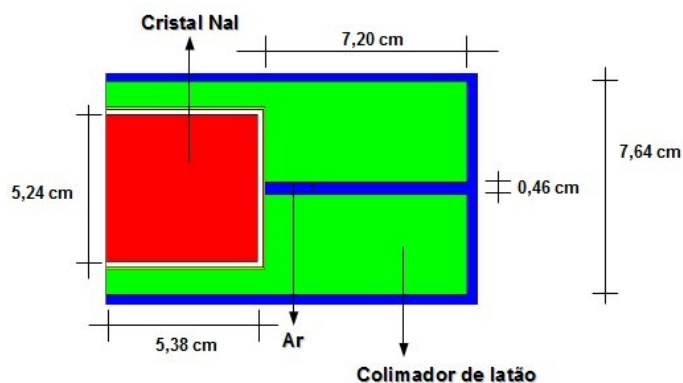


Figura 4.7 – Dimensões do colimador utilizado nas simulações pelo MCNP5

A Figura 4.8 mostra a geometria de medição simulada no código MCNP5, indicando os limites que foram considerados e o posicionamento da fonte de raios X simulada. As fontes monoenergéticas simuladas utilizadas neste trabalho também fizeram uso desta geometria e com este posicionamento.

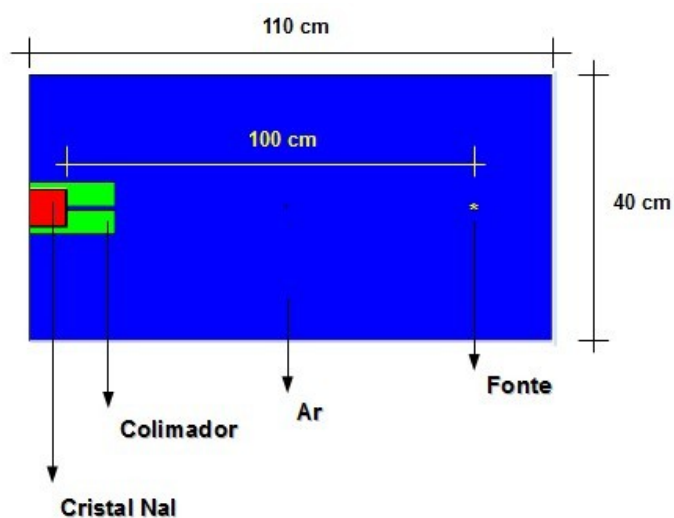


Figura 4.8 – Geometria simulada para a medição do espectro de raios X

### 4.3 ESPECTRO DE RAIOS X SIMULADO PELO MCNP5

Conforme apresentado nos itens 3.1.1 e 3.2.3 para a simulação do espectro de uma fonte de raios X pelo MCNP5 para o uso da metodologia desenvolvida, fez-se uso do programa *Report 78 Spectrum Processor* para a obtenção da distribuição dos fótons por faixa de energia. A Figura 4.9 apresenta o espectro de raios X obtido.

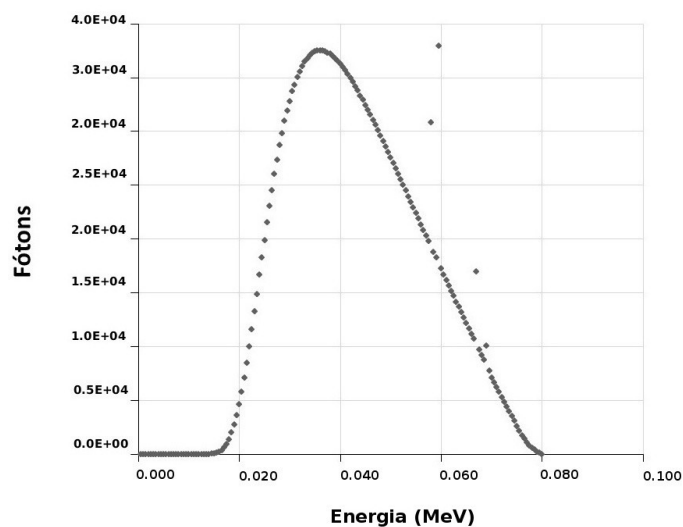


Figura 4.9 – Espectro de raios X obtido pelo programa *Report 78 Spectrum Processor* do IPEM

Com a distribuição de fótons por energia, pode-se simular uma fonte de raios X no código MCNP5 com estas características, utilizando o comando SDEF de especificação da fonte conforme descrito nos itens 3.2.2 e 3.2.3. Visando a garantir uma boa estatística em cada faixa de contagem do espectro simulado, definiu-se o número de histórias no comando NPS do MCNP5 em  $2 \times 10^9$ .

Utilizando a geometria de medição simulada no código MCNP5 mostrada na Figura 4.8, foi obtida a função resposta do cintilador de NaI(Tl) para a distribuição de fótons da fonte de raios X simulada. O espectro de raios X obtido é apresentado na Figura 4.10.

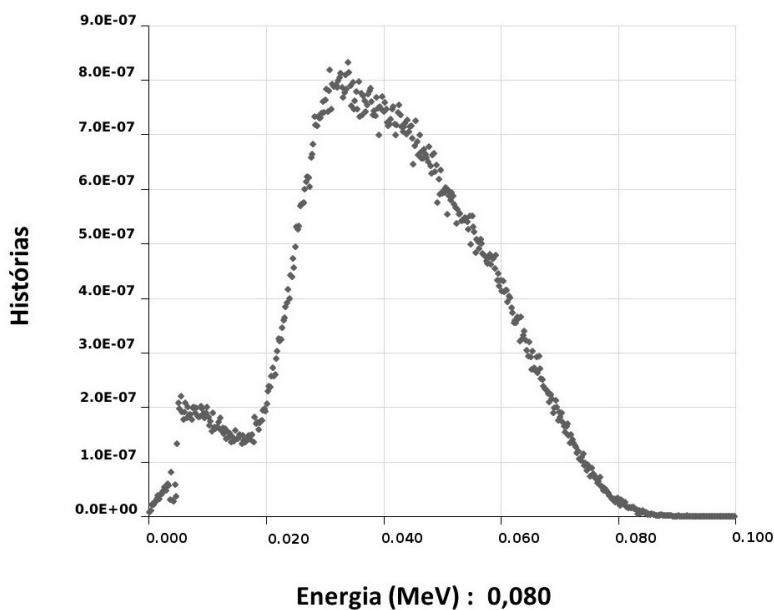


Figura 4.10 – Espectro de raios X obtido pelo cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV

#### 4.4 CÁLCULO DA GRANDEZA KERMA NO AR COM NaI(Tl)

A função resposta do cintilador ao espectro de fótons emitido pela fonte de raios X, corresponde a eventos de deposição total e parcial de energia no cristal conforme mostrado no item 3.2.4. Para o cálculo da grandeza kerma no ar, é necessário o desmembramento do espectro para subtração das contribuições parciais de energia (LCPE). Utilizando a curva de resolução da Figura 4.2, pode-se definir as energias principais que estão interagindo no cintilador de NaI(Tl), garantindo entre elas um afastamento de um (01) FWHM, conforme explicado no item 3.2.4.1. A Tabela 4.3 apresenta todas as energias principais utilizadas e as respectivas resoluções para o detector de Na(Tl) simulado.

Em função do espectro de raios X simulado ter uma energia máxima de 0,080MeV, a energia principal de maior valor considerada para o processo de LCPE foi de 0,097MeV. Este valor foi estabelecido por haver contagens no espectro de raios X obtido através do cristal de NaI simulado pelo código MCNP5, acima da energia de 0,080MeV conforme é mostrado na Figura 4.10.

Tabela 4.3 – Energias principais utilizadas na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)

Energia (MeV)	Resolução (%)*	FWHM (MeV)
0,150	12,45 ± 1,56	0,019
0,131	13,11 ± 1,54	0,017
0,113	13,90 ± 1,52	0,016
0,097	14,70 ± 1,49	0,014
0,083	15,60 ± 1,46	0,013
0,069	16,75 ± 1,43	0,012
0,058	17,89 ± 1,41	0,010
0,047	19,38 ± 1,41	0,009
0,038	21,03 ± 1,47	0,008
0,030	23,02 ± 1,62	0,007
0,023	25,48 ± 1,93	0,006
0,018	27,98 ± 2,36	0,005
0,013	31,68 ± 3,14	0,004
0,009	36,46 ± 4,35	0,003

\*Intervalo de confiança de 95,45%

#### 4.4.1 Contribuições parciais utilizando energias separadas por 1 FWHM

Para a aplicação deste algoritmo inicial de limpeza é necessário obter os espectros simulados pelo MCNP5 das fontes monoenergéticas com as energias constantes na Tabela 4.3. Para estas simulações, foi utilizada a geometria mostrada na Figura 4.8 colocando as fontes monoenergéticas a 100cm e também utilizando um ângulo de abertura de 10° voltado para o colimador. O número de histórias definido no comando NPS do MCNP5 foi de  $2 \times 10^9$  para garantir uma boa estatística de contagem.

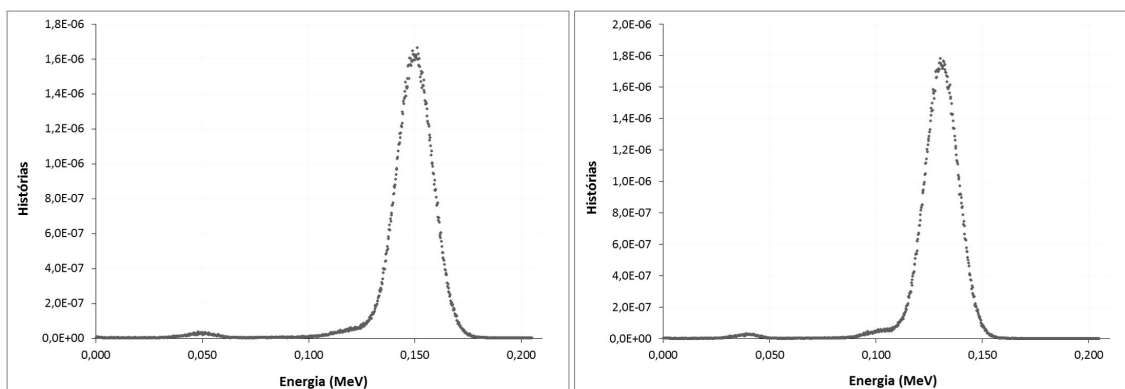


Figura 4.11A – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,150 e 0,131MeV



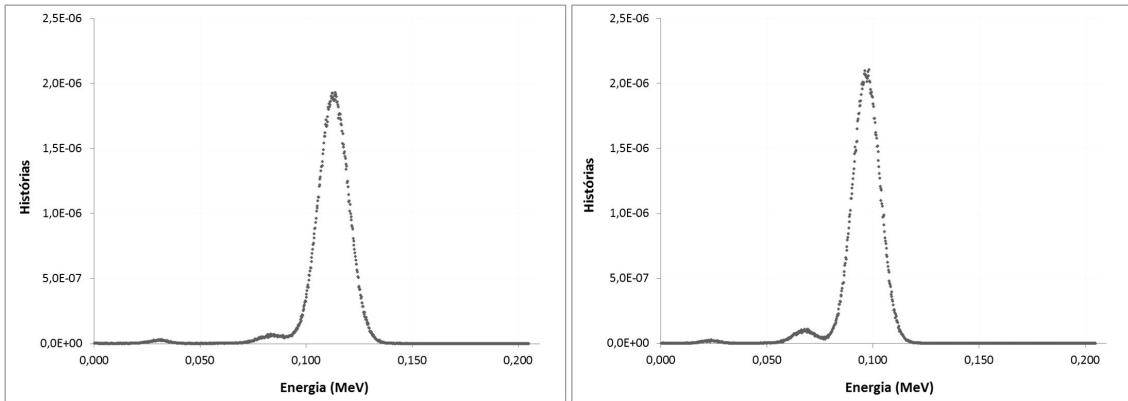


Figura 4.11B – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,113 e 0,097MeV

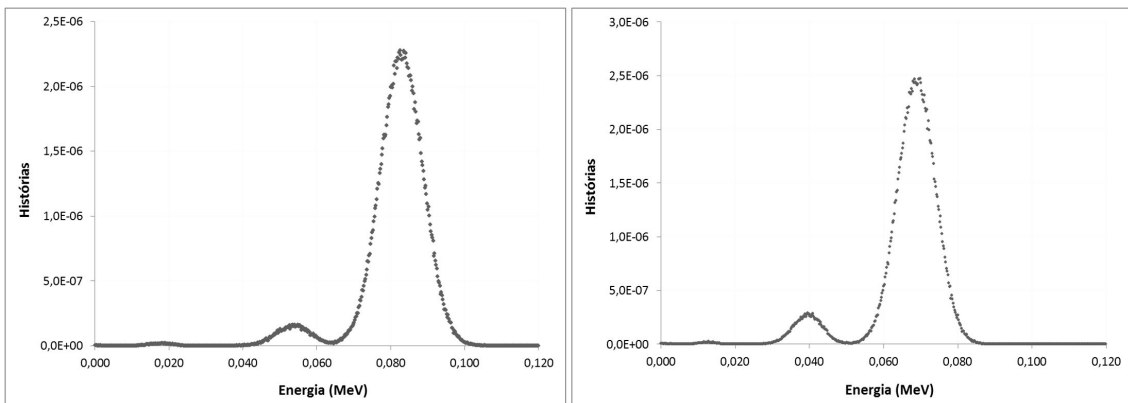


Figura 4.11C – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,083 e 0,069MeV

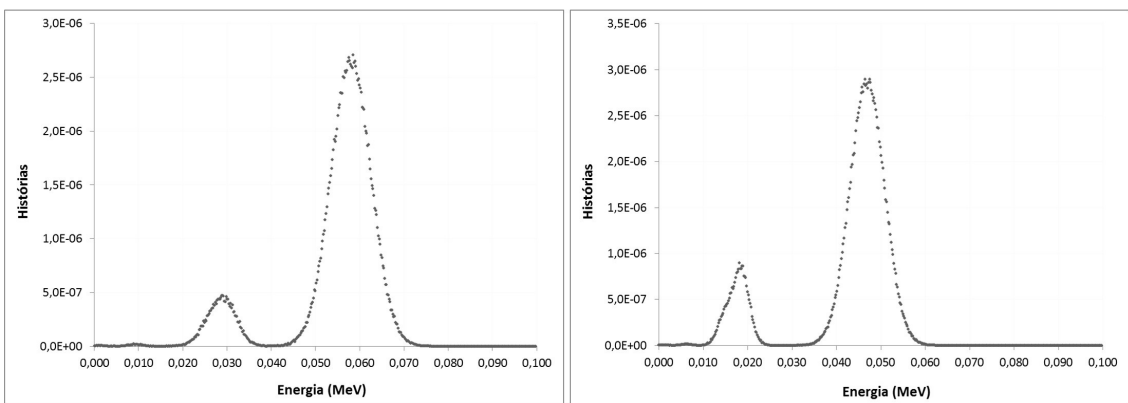


Figura 4.11D – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,058 e 0,047MeV

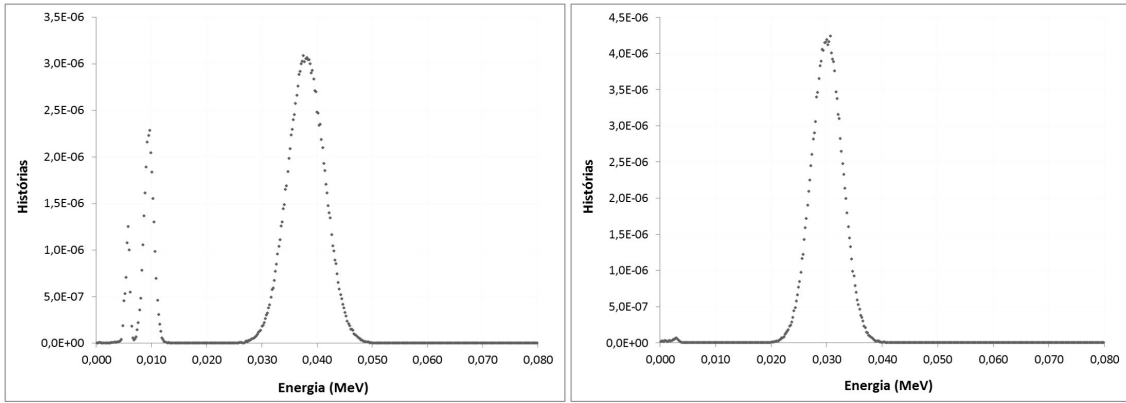


Figura 4.11E – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,038 e 0,030MeV

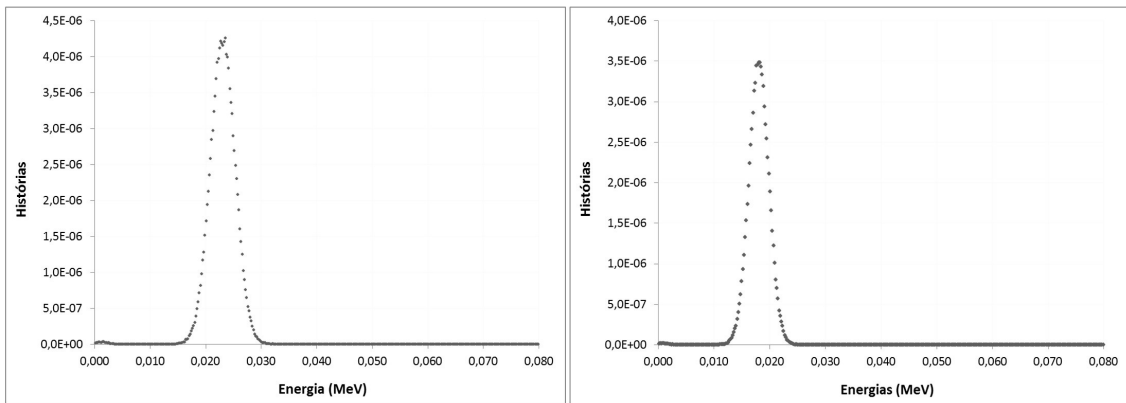


Figura 4.11F – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,023 e 0,018MeV

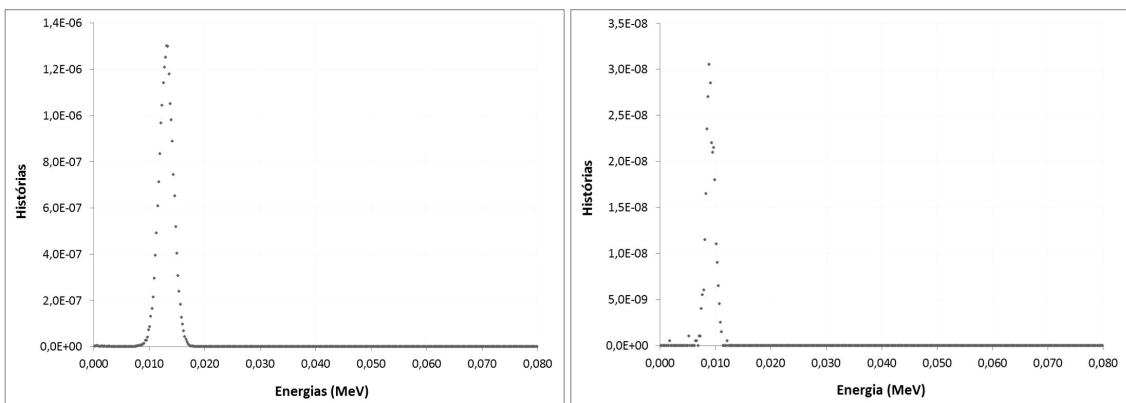


Figura 4.11G – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,013 e 0,009MeV

Os espectros monoenergéticos mostrados na Figura 4.11A, B, C, D, E, F e G representam as energias principais para o detector cintilador de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm separadas por um FWHM. Elas mostram que as principais influências para as contribuições parciais de energia na função resposta do detector de NaI(Tl) são a formação do pico escape em função dos raios X característicos de 0,0286MeV e

0,0332MeV do iodo, como explicado no item 3.2.4.1 e também pela absorção no cristal do elétron ejetado por efeito *Compton* com seu valor de energia máxima, conforme mostrado no item 2.2.3. Neste caso, o fóton espalhado não deposita sua energia no cristal.

Nos espectros de energia mais alta (0,150, 0,131, 0,113 e 0,097 MeV) o pico escape pela emissão dos raios X característicos do iodo aparece influenciando e alterando a metade esquerda do fotopico correspondente da energia da fonte simulada. A partir da energia de 0,083MeV, pode-se observar de forma nítida a formação do pico escape, sendo que nas energias de 0,047MeV e 0,038MeV a sua influência é maior. No espectro de energia de 0,038MeV, pode ser observado que as energias dos dois raios X característicos do iodo estão representadas separadas no espectro.

Também pode ser observado nos espectros simulados até o espectro da fonte monoenergética de 0,030MeV, a contribuição parcial no espectro pela absorção do elétron ejetado de maior energia por efeito *Compton*.

A Tabela 4.4 apresenta os fatores de correção (FC) em função das energias consideradas na Tabela 4.3 que compõem o algoritmo inicial aplicado ao processo de limpeza das contribuições parciais de energia no espectro de raios X simulado. Como a energia máxima considerada na simulação foi de 0,080MeV, os fatores de correção para as energias de 0,150, 0,131 e 0,113MeV são iguais a zero. Também pode ser observado uma alta incerteza, já esperada, para o FC em função da energia de 0,097MeV.

*Tabela 4.4 – Fatores de correção (FC) para limpeza das contribuições parciais no espectro de raios X, utilizando o algoritmo inicial*

Energia (MeV)	Área da metade direita do fotopico (MC <sub>j</sub> )	Área correspondente no espectro de raios X (RT <sub>j</sub> )	Fator de correção (FC)
0,097	$8,20 \cdot 10^{-5} \pm 2,03 \cdot 10^{-7}$	$5,00 \cdot 10^{-10} \pm 5,00 \cdot 10^{-10}$	$6,10 \cdot 10^{-6} \pm 6,10 \cdot 10^{-6}$
0,083	$8,07 \cdot 10^{-5} \pm 2,01 \cdot 10^{-7}$	$1,51 \cdot 10^{-7} \pm 8,72 \cdot 10^{-9}$	$1,87 \cdot 10^{-3} \pm 1,08 \cdot 10^{-4}$
0,069	$7,96 \cdot 10^{-5} \pm 1,99 \cdot 10^{-7}$	$5,90 \cdot 10^{-6} \pm 5,57 \cdot 10^{-8}$	$7,42 \cdot 10^{-2} \pm 7,24 \cdot 10^{-4}$
0,058	$7,58 \cdot 10^{-5} \pm 1,95 \cdot 10^{-7}$	$1,29 \cdot 10^{-5} \pm 1,12 \cdot 10^{-7}$	$1,70 \cdot 10^{-1} \pm 1,54 \cdot 10^{-3}$
0,047	$7,18 \cdot 10^{-5} \pm 1,89 \cdot 10^{-7}$	$1,80 \cdot 10^{-5} \pm 1,72 \cdot 10^{-7}$	$2,50 \cdot 10^{-1} \pm 2,48 \cdot 10^{-3}$
0,038	$6,51 \cdot 10^{-5} \pm 1,80 \cdot 10^{-7}$	$1,35 \cdot 10^{-5} \pm 2,21 \cdot 10^{-7}$	$2,08 \cdot 10^{-1} \pm 3,44 \cdot 10^{-3}$
0,030	$7,41 \cdot 10^{-5} \pm 1,92 \cdot 10^{-7}$	$1,57 \cdot 10^{-5} \pm 2,59 \cdot 10^{-7}$	$2,11 \cdot 10^{-1} \pm 3,54 \cdot 10^{-3}$

*\*Intervalo de confiança de 68%*

Após a realização da limpeza do espectro de raios X resultante da simulação, será calculado o espectro de raios X livre das contribuições parciais das energias, que influenciam na resposta do detector de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm até a energia de 0,030 MeV. O espectro resultante após a realização da LCPE por esta metodologia inicialmente proposta, bem como o espectro de raios X sem a limpeza destas contribuições parciais é mostrado na Figura 4.12.

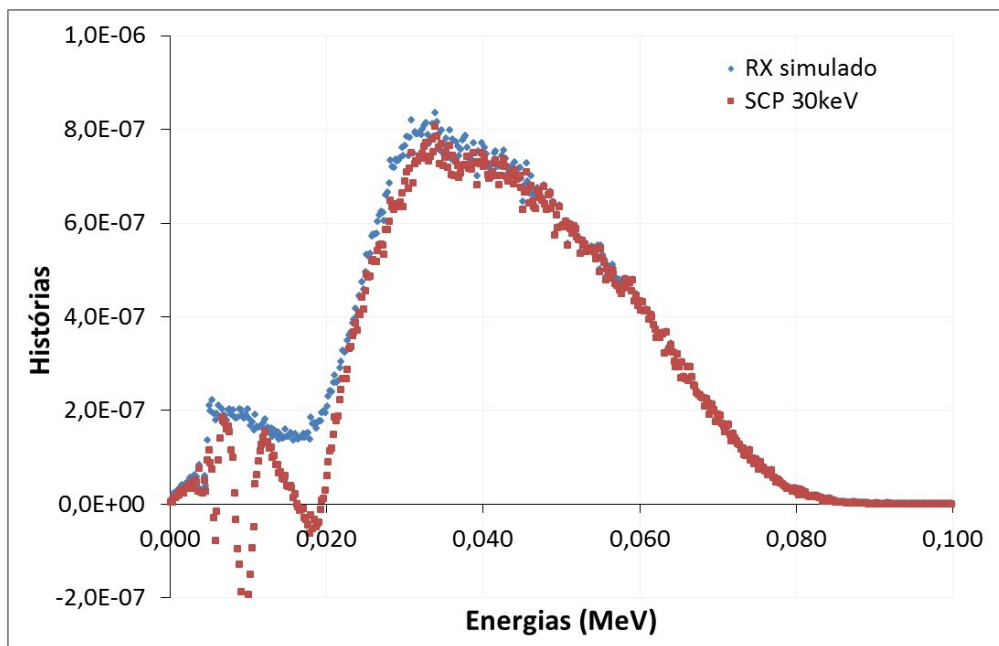


Figura 4.12 – Espectro de raios X obtido pelo cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV e o espectro sem contribuições parciais (SCP) até 0,030 MeV.

#### 4.4.2 Contribuições parciais utilizando energias separadas por $\frac{1}{2}$ FWHM

Para a aplicação deste algoritmo de LCPE, foram realizadas novas simulações para a obtenção dos espectros das fontes monoenergéticas com os valores de energia mostrados na Tabela 4.5. Estes valores correspondem às energias intermediárias necessárias para esta metodologia. A geometria utilizada nestas simulações foi a mesma

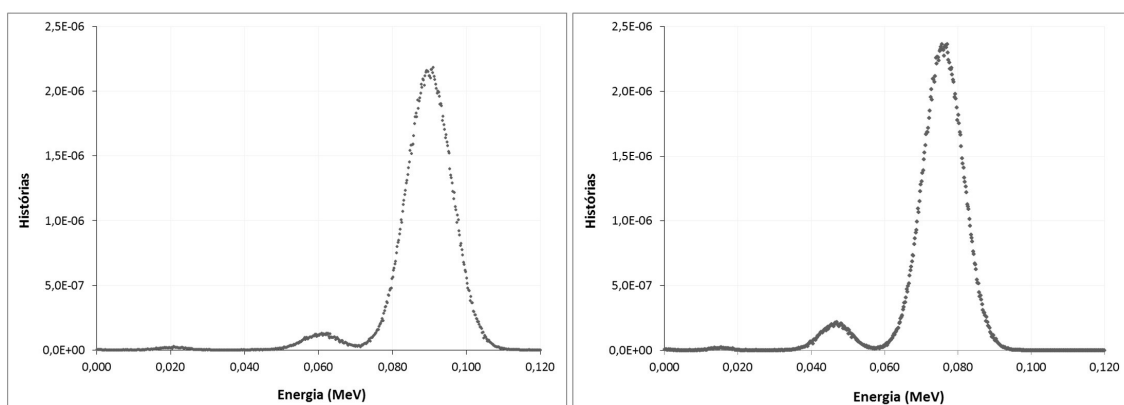
que aquela utilizada no item 4.4.1 e é mostrada na Figura 4.8, sendo também mantidos o ângulo de abertura do feixe em  $10^\circ$ , como também o número de histórias em  $2 \times 10^9$  garantindo uma boa estatística de contagem.

*Tabela 4.5 – Energias intermediárias utilizadas na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)*

Energia (MeV)	Resolução (%)*	FWHM (MeV)
0,090	$15,13 \pm 1,47$	0,014
0,076	$16,14 \pm 1,44$	0,012
0,064	$17,23 \pm 1,42$	0,011
0,053	$18,52 \pm 1,40$	0,010
0,043	$20,06 \pm 1,43$	0,009
0,034	$21,94 \pm 1,53$	0,007
0,027	$23,96 \pm 1,73$	0,006
0,021	$26,34 \pm 2,07$	0,006

*\*Intervalo de confiança de 95,45%*

Os espectros obtidos nas simulações com o código MCNP5 das fontes monoenergéticas com valores de energia mostrados na Tabela 4.5 são apresentados a seguir nas Figuras 4.13A, B, C e D.



*Figura 4.13A – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,090 e 0,076MeV*

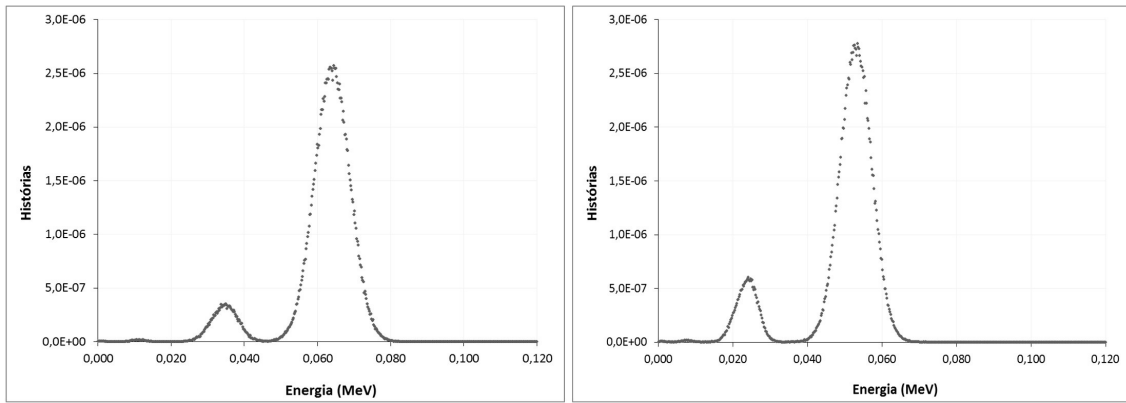


Figura 4.13B – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,064 e 0,053MeV

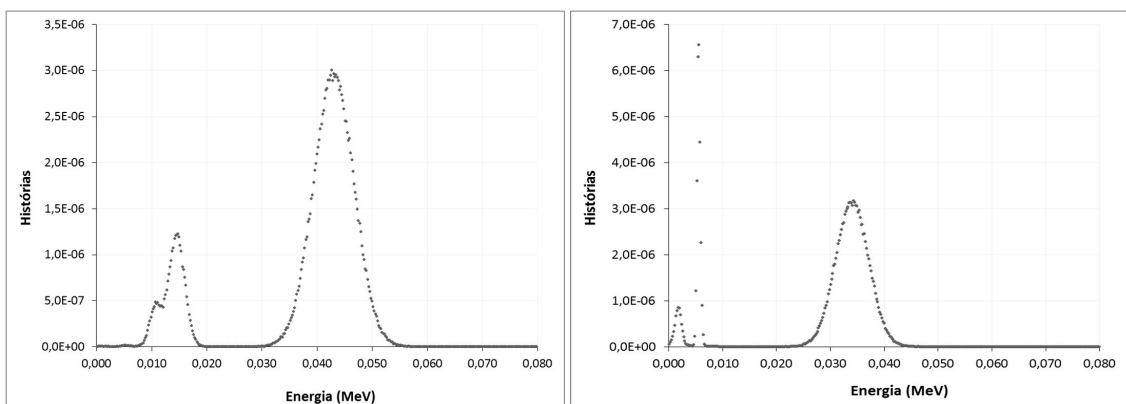


Figura 4.13C – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,043 e 0,034MeV

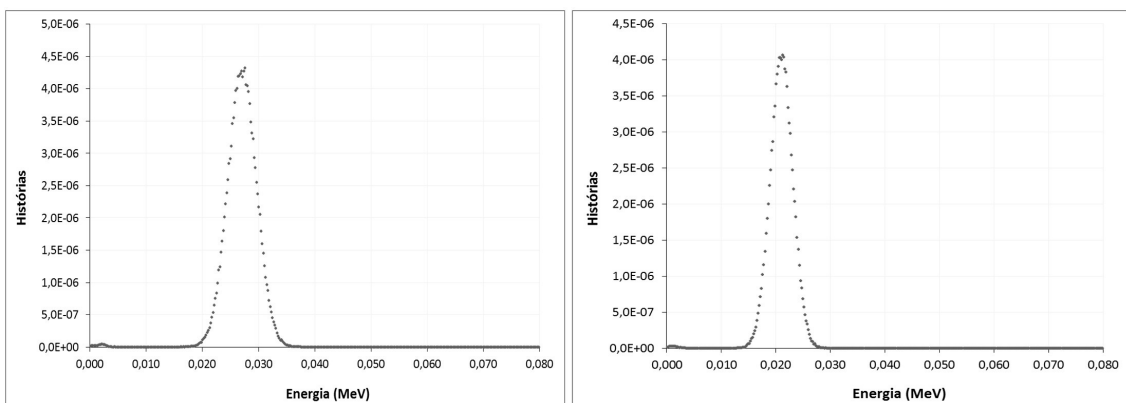


Figura 4.13D – Espectros obtidos no MCNP5 para fontes com energia de 0,027 e 0,021MeV

Os espectros monoenergéticos com as energias intermediárias apresentadas na Tabela 4.5 continuam a evidenciar a influência do pico do escape pelos raios X emitidos pelo iodo nas contribuições parciais de energia na função resposta do detector de NaI(Tl). Nos espectros referentes as energias de 0,038 MeV (Figura 4.11E) e 0,034MeV

(Figura 4.13C) os dois picos de escape decorrentes dos raios X de 0,0286 MeV e 0,0332MeV do iodo são apresentados separados.

A Tabela 4.6 mostra todas as energias, principais e intermediárias, separadas por  $\frac{1}{2}$  FWHM e que são utilizadas no desenvolvimento do algoritmo de LCPE da metodologia desenvolvida neste trabalho.

*Tabela 4.6 – Energias utilizadas pelo algoritmo na LCPE no espectro de raios X obtido pelo cintilador de NaI(Tl)*

Energia (MeV)	Resolução (%)*	FWHM/2 (MeV)
0,097	14,70 ± 1,49	0,007
0,090	15,13 ± 1,47	0,007
0,083	15,60 ± 1,46	0,007
0,076	16,14 ± 1,44	0,006
0,069	16,75 ± 1,43	0,006
0,064	17,23 ± 1,42	0,006
0,058	17,89 ± 1,41	0,005
0,053	18,52 ± 1,40	0,005
0,047	19,38 ± 1,41	0,005
0,043	20,06 ± 1,43	0,005
0,038	21,03 ± 1,47	0,004
0,034	21,94 ± 1,53	0,004
0,030	23,02 ± 1,62	0,004
0,027	23,96 ± 1,73	0,003
0,021	26,34 ± 2,07	0,003

*Intervalo de confiança de 95,45%*

A faixa de energia compreendida entre 0,047 MeV e 0,034 MeV exerce grande influência nos fatores de correção e consequentemente no algoritmo de LCPE sobre o espectro de raios X simulado. A Tabela 4.7 apresenta os fatores de correção (FC) em função das energias consideradas na Tabela 4.6 e que compõem o algoritmo aplicado ao processo de limpeza das contribuições parciais de energia no espectro de raios X simulado, conforme mostrado no item 3.2.4.2.

Tabela 4.7 – Fatores de correção (FC) para limpeza das contribuições parciais no espectro de raios X

Energia (MeV)	Área do fotopico (MC <sub>j</sub> )	Área no espectro de raios X (R <sub>j</sub> )	Fator de correção (FC)
0,090	$1,63.10^{-4} \pm 4,03.10^{-7}$	$6,50.10^{-9} \pm 1,80.10^{-9}$	$3,99.10^{-5} \pm 1,11.10^{-5}$
0,083	$1,64.10^{-4} \pm 4,05.10^{-7}$	$1,47.10^{-7} \pm 8,56.10^{-9}$	$8,94.10^{-4} \pm 5,23.10^{-5}$
0,076	$1,60.10^{-4} \pm 4,00.10^{-7}$	$1,24.10^{-6} \pm 2,49.10^{-8}$	$7,74.10^{-3} \pm 1,57.10^{-4}$
0,069	$1,60.10^{-4} \pm 4,00.10^{-7}$	$4,78.10^{-6} \pm 4,89.10^{-8}$	$2,99.10^{-2} \pm 3,14.10^{-4}$
0,064	$1,55.10^{-4} \pm 3,93.10^{-7}$	$6,42.10^{-6} \pm 5,67.10^{-8}$	$4,15.10^{-2} \pm 3,81.10^{-4}$
0,058	$1,54.10^{-4} \pm 3,92.10^{-7}$	$1,22.10^{-5} \pm 7,82.10^{-8}$	$7,94.10^{-2} \pm 5,47.10^{-4}$
0,053	$1,47.10^{-4} \pm 3,83.10^{-7}$	$1,24.10^{-5} \pm 7,86.10^{-8}$	$8,41.10^{-2} \pm 5,78.10^{-4}$
0,047	$1,44.10^{-4} \pm 3,80.10^{-7}$	$1,82.10^{-5} \pm 9,56.10^{-8}$	$1,26.10^{-1} \pm 7,42.10^{-4}$
0,043	$1,36.10^{-4} \pm 3,69.10^{-7}$	$1,31.10^{-5} \pm 8,12.10^{-8}$	$9,64.10^{-2} \pm 6,53.10^{-4}$
0,038	$1,31.10^{-4} \pm 3,62.10^{-7}$	$1,81.10^{-5} \pm 9,61.10^{-8}$	$1,38.10^{-1} \pm 8,26.10^{-4}$
0,034	$1,27.10^{-4} \pm 3,56.10^{-7}$	$1,50.10^{-5} \pm 8,79.10^{-8}$	$1,18.10^{-1} \pm 7,68.10^{-4}$
0,030	$1,49.10^{-4} \pm 3,86.10^{-7}$	$1,42.10^{-5} \pm 8,65.10^{-8}$	$9,58.10^{-2} \pm 6,32.10^{-4}$
0,027	$1,42.10^{-4} \pm 3,77.10^{-7}$	$9,68.10^{-6} \pm 7,25.10^{-8}$	$6,80.10^{-2} \pm 5,40.10^{-4}$

\*Intervalo de confiança de 68%

Após a realização da limpeza do espectro de raios X obtido na simulação, utilizando o algoritmo de limpeza descrito no item 3.2.4.2, foi obtido um espectro de raios X livre das contribuições parciais das energias que influenciam a resposta do detector de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm até a energia de 0,027 MeV.

A Figura 4.14 mostra que com o algoritmo apresentado no item 3.2.4.2 é possível a utilização do cintilador de NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm em energias a partir de 0,01561 MeV e pelo algoritmo anterior (item 3.2.4.1) somente em 0,01947 MeV. Esta melhora na energia de corte é bastante significativa, pois a distribuição de fótons por energia da fonte de raios X simulada utilizada, somente apresenta fótons a partir de 0,014MeV de energia em função das características definidas no programa *Report 78 Spectrum Processor*.



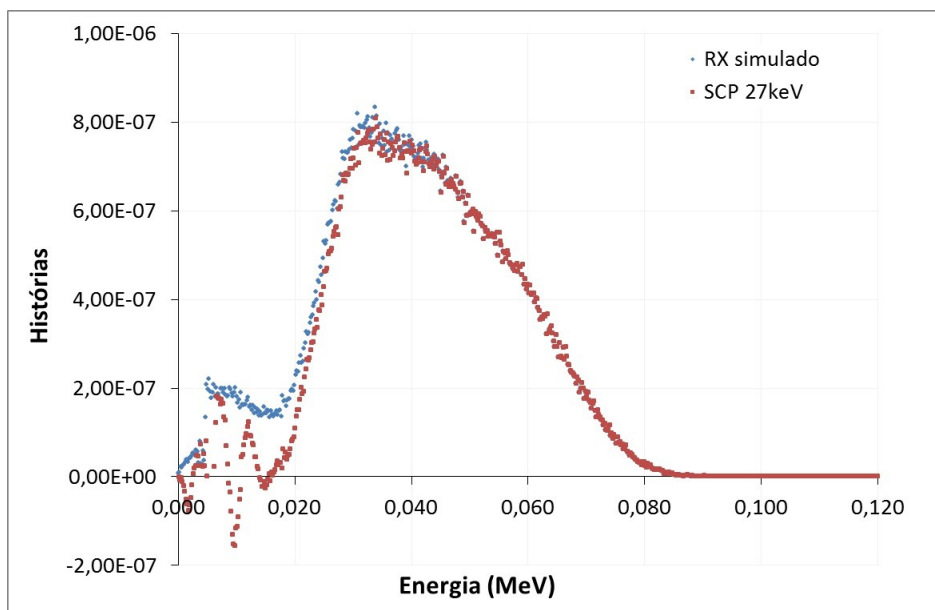


Figura 4.14 – Resposta do cintilador NaI(Tl) de 5,08cm x 5,08cm ao espectro simulado pelo MCNP5 referente a uma fonte de raios X de 0,080MeV e o espectro SCP até 0,027 MeV.

#### 4.4.3 Curva de eficiência intrínseca

Para o cálculo do kerma no ar é necessário a curva de eficiência intrínseca do detector de NaI(Tl) simulado, pois com base nela é possível obter a quantidade de fótons por faixa de energia do espectro do NaI(Tl) ao feixe de raios X simulado, sem as contribuições parciais indesejadas e, assim, obter a taxa de fluência para cada uma das 1008 faixas de energia do espectro de raios X simulado.

Utilizando o procedimento estabelecido no item 3.2.4.3, foi possível obter os valores de eficiência para cada uma das energias principais simuladas, mostrados na Tabela 4.8.

Tabela 4.8 – Valores de Eficiência intrínseca utilizados no ajuste da curva

Energia (MeV)	Eficiência (ε)	Energia (MeV)	Eficiência (ε)	Energia (MeV)	Eficiência (ε)
0,008*	$3,144 \cdot 10^{-4}$	0,034	$7,537 \cdot 10^{-1}$	0,097	$9,705 \cdot 10^{-1}$
0,009	$3,524 \cdot 10^{-3}$	0,038	$7,763 \cdot 10^{-1}$	0,113	$9,730 \cdot 10^{-1}$
0,013	$1,689 \cdot 10^{-1}$	0,047	$8,499 \cdot 10^{-1}$	0,131	$9,897 \cdot 10^{-1}$
0,018	$5,204 \cdot 10^{-1}$	0,058	$9,040 \cdot 10^{-1}$	0,150	$1,003 \cdot 10^0$
0,023	$7,757 \cdot 10^{-1}$	0,069	$9,389 \cdot 10^{-1}$		
0,030	$8,888 \cdot 10^{-1}$	0,083	$9,594 \cdot 10^{-1}$		

\*Representa o menor valor de energia de uma fonte monoenergética que o NaI(Tl) é capaz de produzir um espectro de resposta.

A Figura 4.15 apresenta a curva de eficiência intrínseca do detector de NaI(Tl), obtida através do programa gráfico LABFit e ajustada pela Equação 3.12, até a energia de 0,034 MeV e a Figura 4.16 apresenta o ajuste para a faixa de energia de 0,034 a 0,150 MeV. As informações sobre os coeficientes da função estão apresentadas nas Tabelas 4.9 e 4.10.

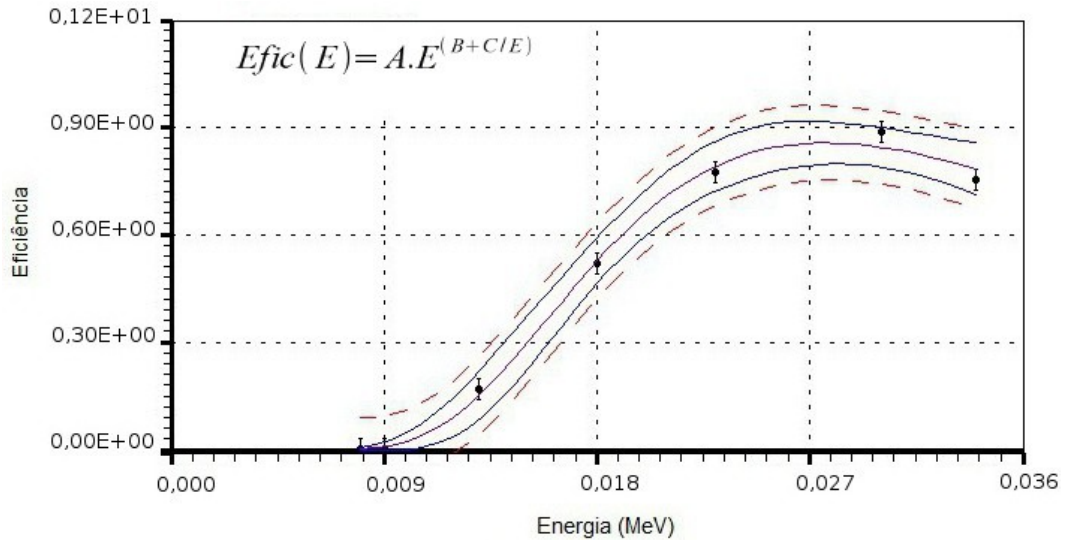


Figura 4.15 – Curva de eficiência intrínseca do detector NaI(Tl) simulado pelo MCNP5 até a energia de 0,034 MeV.

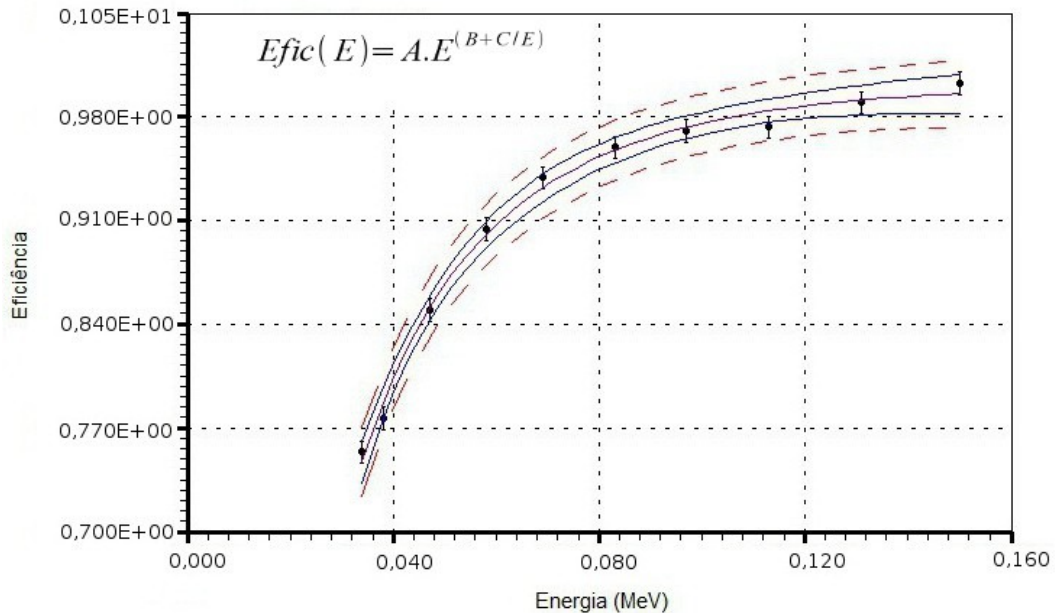


Figura 4.16 – Curva de eficiência intrínseca do detector NaI(Tl) simulado pelo MCNP5 na faixa de energia de 0,034 a 0,150 MeV.

Tabela 4.9 – Coeficientes da função de ajuste da curva de eficiência até a energia de 0,034 MeV, com um coeficiente de determinação  $R^2$  de 0,9960

Coeficientes	
A	$2,999.10^{-5} \pm 4,803.10^{-5}$
B	$-3,655.10^0 \pm 5,477.10^{-1}$
C	$2,199.10^{-2} \pm 2,749.10^{-3}$

\*Intervalo de confiança de 95,4%

Tabela 4.10 – Coeficientes da função de ajuste da curva de eficiência na faixa de energia de 0,034 a 0,150 MeV, com um coeficiente de determinação  $R^2$  de 0,9944

Coeficientes	
A	$9,359.10^{-1} \pm 3,876.10^{-2}$
B	$-6,166.10^{-2} \pm 2,205.10^{-2}$
C	$4,361.10^{-3} \pm 3,903.10^{-4}$

\*Intervalo de confiança de 95,4%

#### 4.4.4 Cálculo do kerma no ar

Para a obtenção do kerma no ar na metodologia proposta, aplica-se a Equação 3.13 para cada uma dos 1008 faixas de energia do espectro raios X simulado limpo das contribuições parciais das energias consideradas e faz-se o somatório destes valores.

O kerma no ar foi calculado para o espectro de raios X livre da influência das contribuições parciais até a energia de 0,030 MeV pelo algoritmo inicial de energias separadas por 1 FWHM estabelecido no item 3.2.4.1 e até a energia de 0,027 MeV pelo algoritmo depurado com energias separadas por  $\frac{1}{2}$  FWHM estabelecido no item 3.2.4.2.

Os resultados de kerma no ar após os procedimentos de limpeza de espectro e sem LCPE foram comparados com o valor de referência para taxa de kerma no ar. O valor de referência foi calculado a partir do espectro em energia utilizado como dado de entrada para as simulações no MCNP5. A Tabela 4.11 apresenta o resultado a partir do espectro sem nenhuma limpeza, os resultados obtidos através dos dois procedimentos de limpeza, o valor de referência e a discrepância.

Tabela 4.11 - Comparação entre o valor de referência e os valores determinados pelos algoritmos (3.2.4.1) e (3.2.4.2).

	Referência (A) em (Gy/s)	Medido (B) (Gy/s)	Discrepância (%) [(A - B)/A]*100
Sem LCPE	$1,099 \cdot 10^{-6}$	$(1,797 \pm 0,004) \cdot 10^{-6}$	63,51
1 FWHM	$1,099 \cdot 10^{-6}$	$(1,051 \pm 0,004) \cdot 10^{-6}$	4,37
½ FWHM	$1,099 \cdot 10^{-6}$	$(1,101 \pm 0,004) \cdot 10^{-6}$	0,18

\*Intervalo de confiança de 95,4%

O kerma no ar obtido utilizando o espectro de energia em que não foi realizada a LCPE é 63,51% maior que o valor de referência utilizado para a taxa de kerma no ar, como apresentado na Tabela 4.11. Quando se compara o valor de referência com o espectro de raios X simulado com LCPE pelo algoritmo inicial estabelecido pela metodologia apresentada no item 3.2.4.1 observa-se que o valor de kerma no ar encontrado é 4,37% menor que o valor de referência. Este valor, mesmo sendo mais próximo do valor de referência adotado, demonstra que este algoritmo limpou as contribuições parciais de forma excessiva e podia ser depurado.

A utilização do algoritmo depurado com a utilização de energias intermediárias adicionais conforme demonstrado no item 3.2.4.2, possibilitou obter um valor de kerma no ar 0,18% maior que o valor de referência. As incertezas calculadas para o valor de kerma no ar com a utilização, tanto do algoritmo inicial, quanto do algoritmo depurado, se mantém abaixo de 1% para um intervalo de confiança de 95,4%. Os valores de discrepância encontrados entre o valor de referência e os valores após as LCPE pelos algoritmos inicial e depurado estão associados à metodologia utilizada.

Este resultado mostra que as alterações realizadas no algoritmo inicial de LCPE com a introdução de valores de energias intermediárias efetivamente depuraram o algoritmo, aproximando o valor de kerma no ar obtido em relação ao valor de referência.

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

#### 5.1 CONCLUSÕES

O kerma no ar obtido através da metodologia desenvolvida neste trabalho para a faixa de energia avaliada em relação ao valor de referência, 0,18% usando o algoritmo definido no item 3.2.4.2, sinaliza positivamente para o uso de cintiladores com esta metodologia para a avaliação da taxa de kerma no ar para equipamentos emissores de raios X convencional utilizados em radiodiagnóstico. Cabe ainda salientar que os parâmetros de reprodutibilidade e linearidade, atualmente utilizados para este fim, consideram como satisfatórios valores inferiores a 10% para resultados de reprodutibilidade da taxa de kerma no ar e valores inferiores a 20% para linearidade da taxa de kerma no ar, para medições realizadas com detectores tipo câmaras de ionização (BRASIL, 2005).

As simulações pelo código MCNP5 das medições da fonte de raios X bem como das fontes monoenergéticas necessárias para a definição do algoritmo de LCPE, possibilitou a identificação e avaliação da grande influência que a formação do pico escape pelas emissões dos raios X característicos do iodo com energia de 0,0286 e 0,0332MeV exercem nas contribuições parciais de energia indesejadas na faixa energia estudada, principalmente na faixa de energia de 0,034 a 0,047MeV.

Através dos espectros monoenergéticos simulados pode-se observar a influência das interações parciais de energia na resposta do cintilador. A utilização dos mesmos demonstra a importância de seu uso para o cálculo do valor da grandeza kerma no ar e, por conseguinte, na utilização de detectores que possibilitam a realização de espectrometria de energia de fótons, como os detectores cintiladores de NaI(Tl).

O estudo realizado sobre os cintiladores de NaI(Tl), sua modelagem e o desenvolvimento desta metodologia para cálculo de kerma no ar pode permitir também a avaliação da qualidade do feixe de raios X emitido pelos equipamentos de raios X.

A modelagem do cristal de NaI(Tl) realizada e validada neste trabalho pelas simulações utilizando o código MCNP5 possibilita também que se estabeleça um procedimento de calibração para cintiladores de NaI(Tl) na faixa de energia utilizada para o radiodiagnóstico.

## **5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS**

Em função do aprendizado adquirido neste trabalho, a seguir são apresentadas quatro sugestões para continuidade e depuração da metodologia apresentada.

### **5.2.1 Comparação com Câmara de Ionização**

Comparar resultados de kerma no ar em feixe de raios X obtidos com medições utilizando detectores NaI(Tl) e aplicando a metodologia proposta neste trabalho com medições realizadas com detectores de câmara de ionização.

### **5.2.2 Uso de cintiladores com melhor resolução**

A resolução do detector cintilador para a metodologia aqui proposta é de enorme importância, pois ela é determinante para discriminar a energia de dois fótons emitidos com energias diferentes em seu volume útil.

Cintiladores com melhor resolução, como o brometo de lantânio, possuem FWHM menores resultando em fotopicos mais estreitos e, desta forma, possibilitam o uso de maior número de energias para a definição do algoritmo de limpeza utilizado.

Os cintiladores de brometo de lantânio ( $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ ) possuem uma resolução em energia significativamente melhor se comparado aos cintiladores de NaI(Tl). A resolução alcançada pelo cintilador de  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  para o fotopico da radiação gama emitida por uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  é de 2,7%, muito melhor que em um NaI(Tl) que possui

uma resolução típica de 7% para esta energia.

Também em energias mais baixas e compatíveis com a faixa utilizada em radiologia diagnóstica como as dos fotopicos gama de 0,1221 MeV e 0,1364 MeV emitidos por uma fonte de  $^{57}\text{Co}$  há ganhos expressivos. A resolução do cintilador de  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  para o fotopico do gama de 0,1221 MeV é de 5,7%. A resolução dos cintiladores de  $\text{NaI}(\text{Tl})$  não permite dissociar, no espectro obtido, os fotopicos das energias de 0,1221 e 0,1364 MeV emitidos pela fonte de  $^{57}\text{Co}$ , eles são representados como um único fotopico (Fiorini, 2006).

### **5.2.3 Aplicação de algoritmo para LCPE com mais energias intermediárias**

Como ficou evidenciado no item 3.2.4.2, a adição de energias intermediárias na composição do algoritmo LCPE possibilitou a redução da discrepância entre o valor obtido através desta metodologia, para obtenção do valor de kerma no ar a partir da retirada das contribuições parciais indesejadas e o valor de referência no ponto considerado.

Na composição do algoritmo utilizado neste trabalho, treze valores de energias foram utilizadas, sendo mantido um intervalo de  $\frac{1}{2}$  FWHM entre cada uma delas. A utilização de energias separadas por  $\frac{1}{4}$  FWHM deverá reduzir ainda mais a discrepância entre o valor obtido para kerma no ar pela metodologia de LCPE e o valor de referência utilizado.

### **5.2.4 Indicação de procedimento para medição experimental**

A medição experimental de um feixe de raios X com as características definidas no item 3.2.3, utilizando uma geometria experimental compatível com a simulada mostrada na Figura 4.8, é um procedimento que deve ser realizado visando o desenvolvimento desta metodologia. Tal medição não foi realizada como parte deste trabalho, em função da falta de parte da instrumentação necessária para a utilização de um detector cintilador de  $\text{NaI}(\text{Tl})$  nesta geometria e o tempo necessário para obtê-la era incompatível com o desenvolvimento deste trabalho.

A medição de um feixe experimental de raios X na faixa do radiodiagnóstico em modo grafia tem algumas características particulares que devem ser bem analisadas para viabilizar a medição experimental.

O feixe de raios X emitido neste modo de operação possui um tempo de exposição extremamente curto e uma elevada quantidade de fótons emitidos neste tempo, diante disto, a instrumentação e definição do arranjo experimental deve evitar que o detector cintilador atinja a condição de saturação, o que impediria que a medição fosse realizada.

Outra condição importante para se alcançar a medição do feixe de raios X é que o mesmo também possui a característica de ser divergente e atenção deve ser dada ao espalhamento que ocorrerá no ambiente em que for realizada a medição.

Para as medições experimentais seria muito interessante a realização também com feixes de raios X odontológicos, pois os mesmos apresentam características distintas dos equipamentos utilizados em radiologia médica para o modo grafia. Eles também apresentam a elevada quantidade de fótons emitidos, mas com um ajuste de tempo não tão curto e um valor de corrente menor o efeito de saturação é minimizado e, em função das características de emissão de fótons pelo equipamento, possibilitam menos espalhamento do feixe de raios X.

A medição do feixe de raios X diagnóstico em modo de fluoroscopia pode ser também realizada e dos três procedimentos sugeridos, deve ser o de melhor condição de geometria de medição, pois a quantidade de fótons emitidos por unidade de tempo é bem menor que nos modos grafia tanto para a radiologia médica quanto odontológica.

No Anexo B são apresentadas outras orientações para a realização do procedimento experimental para espectrometria de feixe de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico com cintiladores de NaI(Tl) de 5,08 cm x 5,08 cm.



## ANEXO A

### O CÓDIGO MCNP5

O MCNP5, Monte Carlo N-Particle versão 5, é um código computacional usado para simular um processo estatístico, tal como a interação da radiação com a matéria, sendo particularmente útil em situações onde a realização de medições experimentais para obtenção de resultados de problemas físicos são pouco viáveis. Pelo método de Monte Carlo, os eventos probabilísticos individuais de processos estatísticos de transporte da radiação são simulados, levando em conta os processos físicos envolvidos, como interação, espalhamento, captura etc (Balthar, 2002).

O código computacional de Monte Carlo é um dos mais utilizados mundialmente na área de transporte de radiação ionizante, envolvendo nêutrons, elétrons e fótons. Pela simulação de um grande número de eventos (histórias), obtêm-se informações sobre o valor médio de quantidades macroscópicas (grandezas) em diversas geometrias (Salgado, 2010).

#### 1. ESTRUTURA DOS DADOS DE ENTRADA DO CÓDIGO MCNP5

Um arquivo contendo os dados de entrada (INPUT) contem as informações pertinentes ao problema em estudo (descrição de geometria, materiais e registros de saída) e possui a seguinte estrutura geral:

Título do problema

CELL Cards

- 
- 
- 

Linha em branco (Delimita partes do arquivo de entrada)

SURFACE Cards

- 
- 
- 

Linha em branco (Delimita partes do arquivo de entrada)

DATA Cards

- 
- 
- 

Linha em branco (Finalização dos dados de entrada – Input)

### **1.1 Título do problema**

Esta linha descreve de forma sucinta o problema que está sendo simulado, está limitada como as demais a 80 colunas e aparecerá no arquivo de saída do MCNP5.

### **1.2 Descrição das Células – CELL Cards**

Neste ponto do arquivo de entrada (INPUT), é definida a geometria do problema utilizando-se de combinações de formas geométricas como planos, cilindros, esferas dentre outras que são selecionadas e descritas no tópico a seguir (SURFACE). As regiões podem ser combinadas fazendo uso de operadores booleanos, como interseção e união. Neste ponto da estrutura do arquivo, são indicados os materiais das células que compõem a geometria utilizada (Balthar, 2002).

### **1.3 Descrição das Superfícies – SURFACE Cards**

São definidas as formas geométricas que são usadas na geometria utilizada, fazendo-se uso de caracteres mnemônicos que indicam o tipo de superfície e os coeficientes da Equação da superfície selecionada.

## 1.4 Descrição dos dados Físicos – DATA Cards

Neste ponto do arquivo dos dados de entrada, é descrita a parte física do problema. Abaixo são relacionados os itens relevantes para este trabalho:

### 1.4.1 Tipo de radiação – MODE Card

Local do arquivo de entrada onde é definido o tipo de radiação que será analisada no problema. No MCNP5, a sintaxe deste comando tem a forma: MODE xi; onde xi pode ter os seguintes dados:

- N : transporte apenas de nêutrons;
- NP : transporte de nêutrons e fótons;
- P : transporte apenas de fótons;
- E : transporte apenas de elétrons;
- PE : transporte de fótons e elétrons;
- NPE : transporte de nêutrons, fótons e elétrons.

O intervalo de energia para nêutrons, fótons e elétrons que pode ser representado no MCNP5 para cada tipo de radiação é:

- Nêutrons:  $10^{-11}$  a 20 MeV para todos os isótopos e até 150 MeV para alguns isótopos;
- Fótons: 1 keV a 100 GeV;
- Elétrons: 1 keV a 1 GeV.

### 1.4.2 Importância das células – IMP Card

O MCNP5 utiliza este mnemônico para especificar a importância relativa da célula ou região da geometria desenvolvida. Pode-se usar IMP:P ou N ou E.

Por exemplo, em uma geometria com 3 células em que a região 2 não é de interesse, usa-se: IMP:P 1 0 1. Os fótons das células 1 e 3 seriam seguidos, porém ao entrar na região 2 seriam descartados.

### 1.4.3 Especificação da fonte – SOURCE Card

O MCNP5 apresenta várias opções para descrever a fonte, tais como posição da fonte, energia, tipo de partículas dentre outros dados que caracterizam a fonte.

### 1.4.4 Tipo de grandeza a ser calculada na simulação – TALLY Card

Através desta opção do MCNP é possível especificar o que será escrito no arquivo de dados de saída, ao final de uma execução. As opções possíveis de serem selecionadas através do mnemônico correspondente são apresentadas na Tabela A.1 (Balthar, 2002).

Tabela A.1 – Grandezas que podem ser calculadas pelo MCNP5

Mnemônico	Descrição
F1:N ou F1:P ou F1:E	Corrente integrada sobre uma superfície
F2:N ou F2:P ou F2:E	Fluxo médio sobre uma superfície
F4:N ou F4:P ou F4:E	Fluxo médio sobre uma célula
F5:N ou F5:P	Fluxo em um ponto
F6:N ou F6:N,P ou F6:P	Energia depositada em uma célula
F7:N	Deposição da energia média de fissão em uma célula
F8:E ou F8:P,E	Distribuição de pulsos de energia criados em um detetor
+F8:E	Deposição de carga

Para o desenvolvimento deste trabalho é necessário o uso do comando FTn que propicia um tratamento especial para o uso do TALLY Card, resultando numa conformação adequada à resposta de um cristal cintilador de NaI pelo uso da opção *Gaussian Energy Broadening* (GEB).

O comando FTn possibilita um tratamento especial para os *TALLIES*, possuindo a seguinte sintaxe:

$$FT_n ID_1 P_{1,1} P_{1,2} P_{1,3} \dots ID_2 P_{2,1} P_{2,2} P_{2,3} \dots$$

Onde:

- n = número do TALLY;
- ID<sub>i</sub> = identificador com chave alfabética para um tratamento especial e
- P<sub>i,j</sub> = parâmetros para este tratamento especial, podendo ser um número, parênteses ou sinal de dois pontos.

A função resposta de energia do detector NaI simulado deve ser compatível com uma conformação gaussiana e desta forma, neste trabalho, a utilização da opção GEB (*Gaussian Energy Broadening*) do comando FT8 responsável para um tratamento especial para os *tallies* definidos no código MCNP5 tem muita relevância.

Na utilização do GEB, três parâmetros (a, b e c) devem ser definidos. Os parâmetros especificam o valor de FWHM da conformação em energia observada em uma detecção física da radiação nas simulações realizadas.

$$FWHM = a + b\sqrt{E + c.E^2} \quad (\text{Equação A.1})$$

Onde E é a energia da partícula. As unidades de a, b e c estão em MeV, MeV<sup>1/2</sup> respectivamente. A energia realmente calculada é representada na forma gaussiana, considerando a largura a meia altura do pico (FWHM) característica de um detector de NaI. Maiores informações podem ser obtidas no volume 2 do manual do MCNP5 (Booth et al, 2003).

A distribuição de altura de pulso (DAP) resulta dos diferentes processos de interação da radiação com o detector especificado e dos fenômenos físicos decorrentes do processo de interação da radiação com o detector simulado, correspondendo ao espectro da fonte obtido através do detector. Estão representados na DAP os efeitos esperados e desejados como interação fotoelétrica, bem como alguns indesejados, como a formação de pico escape. Além disto, a eficiência do detector varia com a energia da radiação incidente. O comando F8:P do MCNP nos fornece a distribuição de energia dos pulsos criados no detector com a energia em MeV (Salgado, 2010).

#### ***1.4.5 Especificação de materiais – MATERIAL Card***

Através desta opção é feita a especificação dos materiais que serão utilizados na composição das células da geometria para os dados de entrada. A estrutura utilizada por este comando apresenta a seguinte forma: Mm Z Aid1 fraction1 Z Aid2 fraction2 ...

Onde:

- m – representa o número do material;

- $ZAID_i$  – número de identificação do elemento ou nuclídeo e tem sua representação numérica na forma  $ZZZAAAnnX$ , sendo  $ZZZ$ : o número atômico,  $AAA$ : massa atômica (ignorado para fótons e elétrons),  $nn$ : identificador da avaliação da seção de choque e  $X$ : classe de dados. Para fótons  $AAA= 000$  e  $nnX$  podem ser omitidos.
- $Fraction_i$  – fração atômica ou fração por massa no material.

#### ***1.4.6 Delimitação do problema (Cuttoffs)***

Nesta opção são apresentados os limites impostos pelo usuário na finalização do problema como tempo, faixa de energia, número de histórias, etc. O MCNP5 utilizará este parâmetro como um limitador para as opções selecionadas. Como exemplo, cita-se o mnemônico NPS que define o número de histórias para transporte. Ao ser atingido o número total de histórias selecionado, o código interrompe a execução, gera mensagem de finalização e produz um arquivo de saída com a solução do problema (Balthar, 2002).

## **2. ESTIMATIVA DO ERRO RELATIVO NO MCNP5**

O resultado de um cálculo, utilizando-se o método de Monte Carlo, representa a média de várias histórias executadas durante a simulação. As histórias são geradas por amostragem aleatória e um valor da grandeza estudada é associado a cada história (Balthar, 2002). Cada história termina quando o fóton ultrapassa os limites das regiões descritas na geometria ou quando a energia do fóton alcança a energia de corte estabelecida ou ainda quando o fóton é completamente absorvido pelo meio. A precisão e a flutuação estatística dos resultados são definidas pelo número de histórias (comando NPS) especificado no INPUT.

Todas as grandezas calculadas no MCNP5 aparecem nos arquivos de saída seguidas por um número (R) que é o erro relativo estimado, definido por:

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} \quad (\text{Equação A.2})$$

Onde:

- $(S_{\bar{x}})$  representa o desvio padrão estimado da média e
- $(\bar{x})$  representa a média estimada.

O parâmetro R pode ser usado para formar intervalos de confiança sobre o valor principal estimado. Para um número grande de histórias ele representa a probabilidade de 68% (isto é,  $1\sigma$ ) que o resultado verdadeiro esteja na faixa  $\bar{x} (1\pm R)$ .

O manual do MCNP5 apresenta a Tabela A.2 como recomendação para interpretação dos valores do parâmetro R das grandezas calculadas. Esta interpretação de R assume que todas as proporções da fase espacial do problema foram corretamente amostradas pelo processo de Monte Carlo.

*Tabela A.2 – Recomendação para interpretação do erro relativo R  
(Booth et al, 2003)*

<b>Valores de R</b>	<b>Classificação da grandeza calculada</b>
0,5 a 1	Descartável
0,2 a 0,5	Pouco confiável
0,1 a 0,2	Questionável
< 0,10	Geralmente confiável
< 0,05	Geralmente confiável, para detectores pontuais

## **ANEXO B**

### **ORIENTAÇÕES PARA A REALIZAÇÃO DO PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA ESPECTROMETRIA DE FEIXE DE RAIOS X NA FAIXA DE ENERGIA UTILIZADA EM RADIODIAGNÓSTICO COM CINTILADORES DE NAI(TI)**

#### **1. UTILIZANDO EQUIPAMENTO DE RADIODIAGNÓSTICO MÉDICO**

Os equipamentos emissores de raios X na faixa de energia utilizada em radiodiagnóstico médico convencional operados em modo grafia como o equipamento INTECAL CR-125-600mA, cujas especificações técnicas serviram de referência para a simulação do feixe de raios X utilizado neste trabalho, possuem um ajuste mínimo de corrente normalmente em 100mA e um ajuste de tempo na faixa de 8ms a 1s ou 1,5s. Ajustes de valores de tempo maiores que o anteriormente especificado não permitem que sejam mantidas as condições de operacionalidade e integridade do equipamento.

A quantidade de fótons emitidos por um equipamento deste tipo é definida pelo produto do valor de corrente em miliamperes (mA) pelo tempo ajustado em segundos (s). Desta forma os limites apresentados acima, para ajuste de corrente mínima e valores tempo mínimo e máximo, influem diretamente na quantidade de fótons gerados e que serão medidos através do cintilador.

Se for realizada uma medição do feixe de raios X com um detector cintilador de NaI(Tl) com o ajuste mínimo de corrente e qualquer valor de tempo na faixa mencionada o detector irá saturar, devido a grande quantidade de fótons gerados.

Para viabilizar a medição de um feixe de raios X com as características acima, a geometria de medição deve conter um sistema de colimação, bem como um preciso alinhamento do eixo ou raio central (RC) do feixe em relação ao centro do colimador utilizado, sendo recomendado o uso de laser para a realização deste alinhamento.



Também deve ser observada uma distância que garanta o perpendicularismo dos fótons ao atingirem o detector através do colimador. Não se recomenda que essa distância seja inferior a 100 cm.

Além dos ajustes na geometria de medição propostos acima, particular atenção deve ser dada ao espalhamento dos fótons em função da natureza divergente do feixe de raios X. Se a geometria utilizada na medição não proporcionar a blindagem necessária, eles serão medidos pelo cintilador e provocarão o surgimento no espectro de valores de energia incompatíveis com a energia máxima ajustada para o feixe, caracterizando a ocorrência de efeito soma no espectro de energia medido.

## **2. UTILIZANDO EQUIPAMENTO DE RADIODIAGNÓSTICO ODONTOLÓGICO**

Os equipamentos utilizados em radiodiagnóstico odontológico apresentam algumas características diferentes em relação ao utilizado em radiodiagnóstico médico. O valor de alta-tensão é fixo e característico do modelo, sendo mais usuais os valores de 60 e 70 kV. Também não há ajuste de corrente (mA) sendo o valor característico do modelo do equipamento, os valores na faixa de 7 a 12mA são mais comuns. O único ajuste disponível para definir a quantidade de fótons é o ajuste de tempo, com valores característicos na faixa de 0 a 3s .

As características acima proporcionam uma quantidade de fótons emitidos por unidade de tempo bem inferior ao equipamento médico, o que minimiza o efeito de saturação, mas ele se faz presente e continua sendo necessário o uso de sistema de colimação, alinhamento preciso do feixe e a garantia de perpendicularismo do mesmo.

Uma outra característica dos equipamentos odontológicos é a utilização pelo equipamento de um cilindro de focalização que visa garantir em sua abertura distal o máximo diâmetro de abertura do feixe em uma distância padronizada, normalmente de 15 a 18cm.

O uso desta distância, definida pelo tamanho do cilindro focalizador, minimiza muito a ocorrência do espalhamento do feixe e conseqüentemente reduz muito a ocorrência do efeito soma no espectro de energia medido.

O uso dessa distância, contudo, requer atenção na definição do diâmetro de abertura do colimador e no material escolhido para compor o mesmo. Pois uma definição inadequada da abertura do colimador proporcionaria a ocorrência de incidência de fótons de forma não perpendicular ao cristal influenciando a medição. Também uma escolha inadequada do material que comporá o colimador poderá permitir que fótons oriundos do feixe principal atravessassem a estrutura do colimador e incidam no cristal alterando a sua relação de eficiência e inviabilizando o uso do detector cintilador para a obtenção do valor de kerma no ar.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ATTIX, F. H., 1986, Introduction to Radiological Physics and Radiation dosimetry – Ed. John Wiley&Sons Inc. , Canada.

BALTHAR, Mario C.V., 2002, Cálculo de Dose em Órgãos, Fora do Volume Alvo, em Crianças Submetidas a Terapia Gama Externa, para Avaliação do Risco de Surgimento de Tumores Secundários – tese de doutorado, UERJ, RJ.

BOOTH, T. E. et al, 2003, MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume I: Overview and Theory, LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory.

BOOTH, T. E. et al, 2003, MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume II: User's Guide, LA-UR-03-0245, Los Alamos National Laboratory.

BRASIL, 2005, Radiodiagnóstico Médico: Desempenho de Equipamentos e Segurança/Ministério da Saúde, Agência Nacional de Vigilância Sanitária. - Brasília: Ministério da Saúde.

BUSHONG, S.C., 2010, Ciência Radiológica para Tecnólogos: Física, Biologia e Proteção – Rio de Janeiro, Ed. Elsevier, 9ª edição.

CONTI, Cláudio de C., 1999, Medida de Kerma no Ar e Determinação de Coeficientes de Conversão para Dose Devido à Radiação Gama Ambiental – tese de doutorado, COPPE/UFRJ, RJ.

CRANLEY, K et al, 1997, Report 78 Catalog of Diagnostic X-ray Spectra & Other Data – Institute of Physics and Engineering in Medicine, England.

DA SILVA, Wilton P., et al, 2004, “LAB Fit Ajuste de Curvas: Um Software em Português para Tratamento de Dados Experimentais” – Revista Brasileira de ensino de física v.26, n.4, p.419-427.

FIORINI, C. et al, 2006, “Gamma-Ray Spectroscopy with LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillator Readout by a Silicon Drift Detector”, IEE Transaction on Nuclear Science, Vol 53, n°4, August.

KNOLL, G. F., 2000, Radiation Detection and Measurement – 3<sup>a</sup> edição, Ed. John Wiley&Sons Inc. , USA.

LIMA, C. A., 2006, Avaliação da Performance de Detectores Iodeto de Sódio NaI(Tl) em Centrais Nucleares – dissertação de mestrado, COPPE/UFRJ, RJ.

MONTANHEIRO, M. N. S.; NASCIMENTO FILHO, V. F.; PINTO, F. A., 1977, Introdução a Espectrometria Gama. Boletim Didático n° 021, 37 p., Piracicaba, SP, CENA.

PREEDY, V. R., BURROW, G. N., WATSON, R. R., 2009, Comprehensive Handbook of Iodine Nutricional, Biochemical, Pathological and Therapeutic Aspects – Ed. Elsevier Inc. , San Diego – USA.

RAMOS, Manoel M.O., TAUHATA, Luiz, 2008, Grandezas e Unidades para Radiação Ionizante (Recomendações e definições) – LNMRI/IRD/CNEN/MCT.

SALGADO, César M., 2010, Identificação de Regime de Fluxos e Predição de Frações de Volume em Sistemas Multifásicos Usando Técnica Nuclear e Rede Neural Artificial – tese de doutorado, UFRJ, RJ.

SALGADO, César M., 2003, Estudo de Detectores Semicondutores com Aplicação em raios X Diagnóstico – dissertação de mestrado, IRD, RJ.

SHULTIS, J. K. e FAW, R. E., 2010, AN MCNP Premier. Dept. of Mechanical and Nuclear Engineering, Kansas State University, Manhattan, KS66506.