

INSTITUTO DE ENGENHARIA NUCLEAR

GUILHERME JORGE DE SOUZA CORRÊA

**SIMULAÇÃO DE DETECÇÃO DE FÓTONS EM SISTEMA ESPECTROMÉTRICO
DE ALTA PUREZA (HPGe) USANDO O CÓDIGO MCNPX**

Rio de Janeiro

2013

GUILHERME JORGE DE SOUZA CORRÊA

**SIMULAÇÃO DE DETECÇÃO DE FÓTONS EM SISTEMA ESPECTROMÉTRICO
DE ALTA PUREZA (HPGe) USANDO O CÓDIGO MCNPX**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Ciência e Tecnologia Nucleares do Instituto de Engenharia Nuclear da Comissão Nacional de Energia Nuclear como parte dos requisitos necessários para a obtenção de Grau de Mestre em Ciências e Tecnologia Nucleares – Acadêmico em Impacto Ambiental e Avaliação de Risco.

Orientador: Prof. Dr. Francisco Fernando Lamego Simões Filho

Co-orientador: Prof. Dr. Domingos D'Oliveira Cardoso

Rio de Janeiro

2013

CORR Corrêa, Guilherme Jorge de Souza
Simulação de Detecção de Fótons em Sistema
Espectrométrico de Alta Pureza (HPGe) Usando o Código
MCNPX / Guilherme Jorge de Souza Corrêa – Rio de
Janeiro: CNEN/IEN, 2013.

162 f.

Orientadores : Francisco Fernando Lamego Simões Filho e
Domingos D'Oliveira Cardoso

Dissertação (Mestrado Acadêmico em Ciências e
Tecnologia Nucleares) – Instituto de Engenharia Nuclear,
PPGIEN, 2013.

1. HPGe. 2. Códigos de Monte Carlo. 3. Rejeitos radiativos.

SIMULAÇÃO DE DETECÇÃO DE FÓTONS EM SISTEMA ESPECTROMÉTRICO
DE ALTA PUREZA (HPGe) USANDO O CÓDIGO MCNPX

GUILHERME JORGE DE SOUZA CORRÊA

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM
CIÊNCIA E TECNOLOGIA NUCLEARES DO INSTITUTO DE ENGENHARIA
NUCLEAR DA COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA NUCLEARES – ACADÊMICO EM IMPACTO
AMBIENTAL E AVALIAÇÃO DE RISCO.

Aprovada por:

Francisco Fernando Lamego Simões Filho, D.Sc.

Domingos D'Oliveira Cardoso, D.Sc.

Cláudio Márcio do Nascimento Abreu Pereira, D.Sc.

Wilson Freitas Rebello da Silva Júnior, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL
FEVEREIRO DE 2013

Em memória de minha avó Nelly Bressan, grande incentivadora de minha carreira, e em homenagem aos meus avós Jorge e Conceição, que cooperaram sempre para tornar meu mundo um lugar melhor.

AGRADECIMENTOS

A Deus, pela saúde, pela força para ser perseverante, pela capacidade de questionar, pelo consolo na angústia e pelas pessoas que ele pôs ao meu redor, sem as quais seria impossível qualquer realização.

Aos meus pais, Jorge e Jacyara, pela vida, pela educação, pela dedicação, pelos conselhos, pela torcida e pelo apoio prestado em todos os momentos.

Aos meus irmãos, Carolina, Natália, Jorge e Maria Clara, que sempre têm me honrado com sua confiança e que são motivação inesgotável para permanecer sempre progredindo na vida e melhorando como pessoa.

Aos amigos que me cederam suas orações, suas palavras de força e seus ouvidos, dentro os quais não posso me furtar de registrar aqui a gratidão expressa e especial ao Fábio, ao Hugo, ao Leonardo, ao Luiz Sérgio, ao Raul e ao Ruhany. Amigos mais chegados que irmãos e que, com certeza, ao contribuírem muito com a minha pessoa, acrescentaram também muitos “tijolos” a esta obra.

Aos pesquisadores que comigo estudaram ao longo do curso, dentre os quais honrosamente cito Marcos Paulo Cavaliere, Paula Ladeira, Tiago Rusin, Fabiana Peixoto, Ligiane, Robson, Bruno, Osmar, Diogo, Mariana, Bary, Rodrigo, Antônio, Richard, Mércia, Máira, Thiago, Deise, André e o técnico Fábio Mesquita.

Ao IEN, à CNEN e ao IME, personificados nas figuras de educadores pesquisadores da mais alta estirpe, dentre os quais é digno homenagear os professores Domingos Cardoso, Fernando Lamego, Rudnei Karam, Wilson Rebello, Celso Lapa, Samanta Corrêa, Nádyá Prado, Carlos Renke e Ronaldo Cabral. A esses dedicados professores, deixo aqui os sinceros agradecimentos de quem foi profundamente enriquecido pelos seus conhecimentos de vida e das ciências nucleares.

“Sabemos que todas as coisas
cooperam para o bem daqueles que
amam a Deus”
Romanos 8:28a

SUMÁRIO

LISTA DE ILUSTRAÇÕES	10
LISTA DE TABELAS	16
LISTA DE UNIDADES DE MEDIDAS E SÍMBOLOS.....	17
LISTA DE SIGLAS	19
1 INTRODUÇÃO.....	22
1.1 Emprego de códigos de Monte Carlo para o cálculo da eficiência de detecção	22
1.2 Motivação e objetivos da dissertação.....	25
1.3 Organização da dissertação.....	26
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	28
2.1 Aspectos pertinentes sobre os detectores de germânio de alta pureza	28
2.1.1 Camada morta.....	28
2.1.2 Criostato e dewar.....	29
2.2 Espectroscopia.....	31
2.2.1 Eficiência	31
2.2.2 Fatores que influenciam no cálculo das medidas	33
2.2.3 Resolução em energia de um sistema de detecção	44
2.2.4 Calibração em energia em sistemas com detectores HPGe	49
2.2.5 Efeito soma-coincidência.....	50
2.2.6 Pile-up	51
2.2.7 Ajuste de polo-zero.....	53
2.2.8 Danos causados pela radiação e o choque térmico	54
2.2.9 O espectro do detector de germânio	57
2.3 A influência da temperatura do meio nas interações nucleares.....	65
2.4 Retrospecto de trabalhos sobre a modelagem de detectores HPGe	66
3 METODOLOGIA	80
3.1 Modelagem do sistema	80
3.2 Características do HPGe e informações sobre o detector modelado.....	83
3.3 Familiarização com o sistema de detecção.....	87
3.4 Aspectos gerais sobre o MCNPX.....	89
3.4.1 Diferença conceitual entre emissões radiativas e histórias simuladas	89

3.4.2	GEB.....	90
3.4.3	Raios-X característicos no MCNPX.....	91
3.4.4	Dificuldades nas simulações	93
3.4.5	Visualização do sistema modelado.....	94
3.5	Familiarização com o MCNPX	97
3.5.1	Calibração em energia.....	98
3.5.2	Energia de corte	99
3.5.3	Número de histórias a serem simuladas.....	99
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	101
4.1	Resultados experimentais	101
4.2	Resultados computacionais	106
4.3	Discussão dos resultados apresentados.....	127
4.3.1	Elevado FWHM experimental	127
4.3.2	Baixa eficiência do sistema laboratorial.....	128
4.3.3	Baixa temperatura não considerada nas simulações	130
4.3.4	Valor obtido para a camada morta do modelo computacional.....	131
4.3.5	Viabilidade do emprego do MCNPX para auxiliar na classificação de rejeitos	133
5	CONCLUSÃO	135
6	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	139
7	ANEXOS	142
7.1	Anexo 1: diagrama do detector fornecido pela ORTEC	143
7.2	Anexo 2: códigos em MCNPX.....	144
7.2.1	Arquivo H11	144
7.2.2	Arquivo H20	147
7.2.3	Arquivo H21	150
7.2.4	Arquivo H22	153
7.2.5	Arquivo H26	156
7.2.6	Arquivo H41	159

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1: Imagem do site da ORTEC mostrando os contatos.	29
Figura 2: Criostato e Dewar.....	30
Figura 3: A razão de pico pelo total é igual ao número de contagens (N_p) sob o fotopico dividida pelo número total de contagens (N_t)	32
Figura 4: Uma fonte isotrópica e um sistema de contagem de pulsos.	33
Figura 5: O meio entre a fonte e o detector pode espalhar ou absorver partículas emitidas pela fonte.	35
Figura 6: A fração de partículas emitidas por uma fonte pontual isotrópica que entra no detector é definida pelo ângulo sólido subtendido pelo detector em relação à posição da fonte.	36
Figura 7: Auto-absorção da fonte.	37
Figura 8: O suporte da fonte pode retroespalhar partículas e necessita-se então de um fator de retroespalhamento f_b	39
Figura 9: A janela do detector pode espalhar e/ou absorver algumas das partículas emitidas pela fonte.	40
Figura 10: As partículas detectadas são aquelas que interagem dentro do detector e produzem um pulso maior do que o nível do discriminador.	41
Figura 11: Característica geral da variação da eficiência intrínseca de pico total para detectores coaxiais de germânio pela energia do fóton incidente. A diferença entre os comportamentos dos detectores tipo-p e tipo-n em baixas energias é devida à atenuação causada pelos contatos de diferentes espessuras.	43
Figura 12: (a) O espectro de energia de uma fonte de raios gama monoenergéticos, (b) A distribuição de altura de pulsos obtida com um cintilador NaI(Tl).....	44

Figura 13: A resolução em energia de um detector é dada pela largura Γ ou pela razão Γ/E_0	45
Figura 14: Espectro consistindo de duas energias distintas.....	47
Figura 15: Espectro medido para o caso I.....	48
Figura 16: Espectro medido para o caso II.....	48
Figura 17: Espectro medido para o caso III.....	49
Figura 18: Esquema nuclear de decaimento simplificado que pode levar ao efeito soma no espectro gama. Dado que o estado intermediário (E_B) tem vida muito curta, γ_1 e γ_2 são emitidos em uma coincidência virtual.....	50
Figura 19: <i>Pile-up</i> causado por cauda ou undershoot de um pulso anterior. Ambos são chamados de <i>pile-up</i> de cauda. O efeito sobre o espectro diferencial de altura para pulsos de amplitude constante é mostrado à direita nas áreas escuras. (KNOLL, 2010, p. 655)	52
Figura 20: <i>Pile-up</i> de pico, no qual dois pulsos muito próximos se combinam para formar um pulso distorcido. Alguns casos diferentes são esboçados com aumento da superposição entre o primeiro e o segundo pulso.....	53
Figura 21: A deterioração do espectro gama de um detector de germânio (Ge(Li)) com o aumento da fluência de nêutrons. Apenas a parte superior do espectro é mostrada.	56
Figura 22: Espectros de altura de pulso empregando-se um detector cintilador e um detector semiconductor de germânio Ge(Li).	58
Figura 23: O efeito da resolução em energia sobre a capacidade de identificar um pico fraco superposto em uma região contínua. A área sob o pico é a mesma em todos os três casos.	60
Figura 24: Espectro de altura de pulsos de um detector HPGe tipo-p com 110% de eficiência relativa.....	61

Figura 25: Frações que contribuem com o pico de energia total de diferentes mecanismos de perda de energia em um HPGe coaxial, previsto por meio de simulações em Monte Carlo. A absorção dos fótons por um único efeito fotoelétrico domina apenas para energias abaixo de 140 keV.	63
Figura 26: Forma detalhada de um pico observado com um detector de germânio Ge(Li).	65
Figura 27:: Comparação das distribuições de altura de pulso experimental e simulada obtida por VASCONELOS ET AL (2011).	75
Figura 28: Comparação das eficiências experimental e simulada para quatro ajustes de camada morta.	77
Figura 29: Fonte radiativa de ^{137}Cs	81
Figura 30: Blindagem de chumbo utilizada.....	81
Figura 31: Diagrama do detector HPGe coaxial.....	84
Figura 32: Visualização externa do HPGe. Este invólucro em alumínio é o chamado <i>end cap</i>	85
Figura 33: Trecho inicial do espectro levantado com um GEB fictício de excelente resolução. As energias marcadas no gráfico são as energias dos centros dos fotopicos.....	92
Figura 34: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem e a fonte de cério empregada. Figura gerada pelo programa MORITZ.	95
Figura 35: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem e a fonte de cério empregada. Figura gerada pelo programa MORITZ, visualizada com inclinação.	96
Figura 36: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem, a fonte de cério empregada e a visualização das interações dos raios gama por meio do comando ptrack. Figura gerada pelo programa MORITZ.....	97
Figura 37: Gráfico de eficiência total, na posição P1, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.	103

Figura 38: Gráfico de eficiência total, na posição P2, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.	104
Figura 39: Gráfico de eficiência total, na posição P3, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.	105
Figura 40: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).....	108
Figura 41: Comparação dos fotopicos do céσιο simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).....	109
Figura 42: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).	110
Figura 43: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).....	111
Figura 44: Comparação dos fotopicos do céσιο simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).....	112
Figura 45: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).	113
Figura 46: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).....	114
Figura 47: Comparação dos fotopicos do céσιο simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).....	115

Figura 48: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).	116
Figura 49: Curva de ajuste do GEB para a posição P1.....	118
Figura 50: Curva de ajuste do GEB para a posição P2.....	119
Figura 51: Curva de ajuste do GEB para a posição P3.....	119
Figura 52: Comparação dos espectros totais simulados com o GEB configurado pontualmente para o fotopico do céσιο (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm.....	121
Figura 53: Comparação dos fotopicos simulados com o GEB configurado pontualmente para o fotopico do céσιο (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm.....	122
Figura 54: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo simulados com o GEB configurado pontualmente para o fotopico do céσιο (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415cm.....	123
Figura 55: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26).	124
Figura 56: Comparação dos fotopicos do céσιο simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26).	125

Figura 57: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26). 126

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Comparação das eficiências de pico de energia total obtida por VASCONCELOS ET AL (2011).....	76
Tabela 2: Razão entre as eficiências de pico de energia total entre os modelos simulado e o experimental. Modelo 1: 1,5 mm; Modelo 2: 1,25 mm; Modelo 3: 1,0 mm e Modelo 4: 0,5 mm.....	78
Tabela 3: Especificações do detector empregado neste trabalho.....	86
Tabela 4: Raios-X característicos de maior intensidade do chumbo.....	91
Tabela 5: Desvios entre espectros simulados e experimentais com a camada morta simulada com espessura igual a 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas em cada um (aproximadamente 6 dias para cada).	107
Tabela 6: Valores de FWHM em keV obtidos para energias do ^{152}Eu e ^{137}Cs	117
Tabela 7: Parâmetros do GEB obtidos por meio de ajuste da sua curva de definição empregando nove valores de FWHM obtidos com nove energias diferentes.....	118
Tabela 8: Comparação dos parâmetros do GEB quando ajustados apenas para a energia do ^{137}Cs e quando ajustados pelo método dos mínimos quadrados.	120

LISTA DE UNIDADES DE MEDIDAS E SÍMBOLOS

UNIDADES DE MEDIDAS

Bq	-	Becquerel
cm	-	centímetro
cm ²	-	centímetro quadrado
cm ³	-	centímetro cúbico
eV	-	elétron-volt
g	-	grama
K	-	kelvin
KeV	-	kilo electron-volt
μ	-	micro, ou 10 ⁻⁶
MeV	-	mega elétron-volt
mm	-	milímetro
Ω	-	ohm
s	-	segundo
μs	-	microsegundo
V	-	volt

SÍMBOLOS

A	-	Atividade da fonte
D	-	Desvio relativo
E _g	-	Largura da banda proibida em unidades de energia
E _f	-	Eficiência Total
E _{fi}	-	Eficiência intrínseca do detector
E _{fp}	-	Eficiência de pico de energia total

F	-	Fator Fano
Ψ	-	Fluência em energia
Kc	-	Kerma de colisão
I	-	Intensidade de emissão de uma determinada radiação
N	-	número de pulsos registrados sob o fotopico
N_0	-	número de fótons emitidos pela fonte
μ_{en}/ρ	-	Coefficiente de absorção em massa
Ω	-	Fator geométrico
P	-	Razão de pico pelo total
R	-	Resolução do sistema
r	-	Taxa de contagem
S	-	Número de partículas emitidas por segundo pela fonte
ρ	-	Resistividade
T	-	Intervalo de tempo
Γ	-	Largura de pulso a meia altura (FWHM)
w	-	Energia necessária para criar um par elétron-buraco
V	-	Tensão

LISTA DE SIGLAS

CM	Camada morta
CNEN	Comissão Nacional de Energia Nuclear
CPE	<i>Charged particle equilibrium</i>
FWHM	<i>Full-Width at Half-Maximum</i>
GEB	<i>Gaussian Energy Broadening</i>
HPGe	<i>High Purity Germanium</i>
IEN	Instituto Engenharia Nuclear
IME	Instituto Militar de Engenharia
MCNP	<i>Monte Carlo Nuclear Particle</i>
MCNPX	<i>Monte Carlo Nuclear Particle versão X</i>

RESUMO

A Comissão Nacional de Energia Nuclear define parâmetros para a classificação e gerenciamento de rejeitos radiativos de acordo com a atividade dos materiais. A eficiência de um sistema de detecção é crucial para se determinar a real atividade de uma fonte radiativa. Quando possível, a calibração do sistema deve ser realizada por meio de uma fonte padrão. Infelizmente, apenas em poucos casos a calibração pode ser feita desta forma, dada a dificuldade de se obter a fonte padrão apropriada para cada tipo de medição. Assim, simulações computacionais podem ser realizadas para auxiliar no cálculo da eficiência do sistema e, por consequência, auxiliar também na classificação de rejeitos. Este trabalho tem por objetivo modelar um detector de germânio de alta pureza com o código MCNPX, aproximando, mediante alterações na camada morta externa do cristal de germânio do detector modelado, os valores espectrais obtidos computacionalmente dos valores obtidos experimentalmente para o fótópico do ^{137}Cs .

ABSTRACT

The National Commission of Nuclear Energy defines parameters for classification and management of radioactive waste in accordance with the activity of materials. The efficiency of a detection system is crucial to determine the real activity of a radioactive source. When it's possible, the system's calibration should be performed using a standard source. Unfortunately, there are only a few cases that it can be done this way, considering the difficulty of obtaining appropriate standard sources for each type of measurement. So, computer simulations can be performed to assist in calculating of the efficiency of the system and, consequently, also auxiliary the classification of radioactive waste. This study aims to model a high purity germanium (HPGe) detector with MCNPX code, approaching the spectral values computationally obtained of the values experimentally obtained for the photopeak of ^{137}Cs . The approach will be made through changes in outer dead layer of the germanium crystal modeled.

1 INTRODUÇÃO

1.1 Emprego de códigos de Monte Carlo para o cálculo da eficiência de detecção

A resposta de um sistema de espectrometria pode ser influenciada por diversos aspectos concernentes não apenas às características do detector, mas também a vários fatores relacionados ao restante do sistema de medição, como a blindagem empregada no experimento, a distância entre a fonte radiativa e o detector, o retroespalhamento da fonte e as composições químicas e densidades de todos os materiais do meio no qual as medidas são efetuadas. A respeito do próprio detector, pode-se citar como determinantes na resposta os seguintes fatores: seu volume ativo e suas camadas mortas superficiais, a distribuição do campo elétrico no interior do cristal e a distância da janela do detector ao cristal. A dificuldade está em como levar em consideração todos os possíveis fatores no cálculo da eficiência.

Quanto ao ângulo sólido, por exemplo, o problema reside no fato de que a equação matemática que o define só pode ser resolvida analiticamente em alguns poucos casos. Soluções aproximadas podem ser obtidas por séries de expansão, pela integração numérica ou ainda por outras aproximações. Um método geral que pode ser empregado com qualquer geometria é baseado em códigos de Monte Carlo, que simulam, computacionalmente, a emissão e a detecção de partículas. Um programa computacional é escrito baseado no modelo da geometria fonte-detector. Empregando-se números aleatórios, a posição de geração das partículas e sua direção de emissão são determinadas. O programa então verifica se a direção selecionada aleatoriamente intersecta o volume do detector. A vantagem dos cálculos de Monte Carlo é a sua capacidade de estudar geometrias complexas (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226).

Um outro exemplo de dificuldade no cálculo da eficiência é a característica intrínseca do próprio detector, isto é, conhecendo-se o número de partículas que chegam ao detector, qual fração desse número efetivamente será registrada. Segundo TSOULFANIDIS & LANDSBERGER (2010, p. 234), o método de Monte

Carlo é ideal para tais cálculos e já tem sido amplamente empregado para este propósito.

O método de Monte Carlo pode ser usado para processos estocásticos (como a interação de partículas nucleares com materiais) e é útil para problemas complexos que não possam ser modelados por códigos computacionais que empreguem métodos determinísticos. Os eventos probabilísticos individuais que compõem um processo são simulados seqüencialmente com Monte Carlo. Em geral, a simulação é realizada em um computador porque o número de eventos necessários para descrever adequadamente um processo geralmente é bastante grande. A resposta estatística é baseada na seleção de números aleatórios, semelhante ao dado jogando em um cassino (por isso o nome "Monte Carlo"). Trata-se realmente de seguir cada uma das muitas partículas geradas por uma fonte desde a criação até sua energia limiar final, sendo suas interações estabelecidas de forma aleatória.

O *Monte Carlo Nuclear Particle* (MCNP) é um código utilizado para cálculo de transporte de radiação, baseado no método de Monte Carlo, já consagrado para utilização em Engenharia Nuclear, que permite simular a interação da radiação com a matéria, calculando fluxos e energias depositadas, considerando vários tipos de radiação, inúmeros grupos de energia e geometrias complexas.

O MCNP é um código de propósito geral, ou seja, não possui aplicação específica, simula o transporte de partículas, como nêutrons, fótons e elétrons, individualmente ou em conjunto (fótons incidentes e elétrons produzidos por suas interações, por exemplo), através da matéria. Assim, o código pode ser aplicado para simular a potência de um reator nuclear, a dose de energia depositada em um paciente submetido a tratamento por radioterapia ou mesmo o espectro obtido por um detector, como é o caso deste trabalho. O MCNP foi desenvolvido no Laboratório Nacional de Los Álamos, nos Estados Unidos. É, mundialmente, um dos códigos mais utilizados na área de transporte de radiação envolvendo nêutrons, fótons e elétrons.

A seguir será explicado como o código de Monte Carlo pode colaborar com o cálculo da eficiência e, posteriormente, com o cálculo da atividade de uma fonte. Uma vez que se tenha a contagem de N pulsos sob o fotopico gerados por interações das partículas emitidas por uma fonte radiativa em um intervalo de tempo, todos os fatores mencionados - e outros mais - serão relevantes para se relacionar

N e o número N_0 de fótons emitidos pela fonte no período de contagem. Esta relação, chamada de eficiência de pico de energia total (Ef_p) do sistema de medição (EQ. 1.1), pode ser obtida por uma fonte radiativa padrão com mesma energia de emissão, composição e geometria da fonte a ser medida. Contudo, este padrão pode nem sempre estar disponível, e obtê-lo pode ser uma tarefa de alto custo e demandar muito tempo.

$$Ef_p = \frac{N}{N_0} \quad (1.1)$$

Um detector simulado pode servir como uma ferramenta adicional para calcular as eficiências do sistema de medição para uma variedade de fontes, em várias geometrias de medição. O código MCNPX possui a função $F8$ (chamada de *tally F8*) que fornece o número de pulsos gerados em cada canal de energia do espectro. O resultado do espectro simulado é normalizado para um fóton emitido, e permite a obtenção do número n de pulsos contados sob o pico de energia total como se a fonte emitisse apenas 1 (um) fóton. A partir daí, para se obter a atividade real A da fonte, utiliza-se o espectro experimental para conhecer o número de pulsos sob o fotopico (variável N) registrados pelo detector. Assim, com a relação previamente fornecida pela simulação entre o que é emitido e o que é detectado, pode ser obtido o número de emissões N_0 realizados pela fonte. As relações para o cálculo da atividade são apresentadas nas EQ. 1.2 e 1.3 onde a quantidade I representa a intensidade de emissão de uma certa radiação por uma fonte e T é o tempo de medição.

$$\frac{n}{1} = \frac{N}{N_0} \quad (1.2)$$

Tendo sido obtido o número N_0 na EQ. 1.2, pode-se então obter a atividade da fonte pela EQ. 1.3, baseada na definição desta grandeza.

$$A = \frac{N_0}{T \cdot I} \quad (1.3)$$

Para este propósito, o código MCNPX apresenta-se como uma poderosa ferramenta capaz de simular muitos dos mais particulares aspectos envolvidos no sistema de espectrometria, como o uso de tantos canais quanto os que forem usados em laboratório, a resolução de energia do detector e até mesmo os raios-X gerados pelos componentes do sistema de medição.

1.2 Motivação e objetivos da dissertação

Este trabalho é motivado pela necessidade de calcular a atividade de fontes radiativas. A norma CNEN-NE-6.05 de dezembro de 1985 estabelece critérios para gerência de rejeitos radiativos em instalações radiativas. Segundo estabelecido no documento mencionado, a deposição de rejeitos líquidos e sólidos deve seguir uma série de determinações, dentre as quais pode ser citada a necessária classificação segundo a atividade: baixo nível, médio nível e alto nível. Fontes radiativas com informações sobre atividade desconhecidas podem ter sua classificação auxiliada pelas simulações em códigos de Monte Carlo, que pode cooperar com a estimativa da atividade de uma fonte.

Isto porque o código MCNPX permite modelar fontes gasosas, líquidas ou sólidas das mais variadas geometrias fornecendo a relação entre o que é emitido pela fonte e o que é registrado pelo detector para várias energias. Primeiramente identifica-se o espectro de energia emitido pelo material com um detector real. A energia emitida identifica, de forma análoga a uma digital humana, qual material radiativo está presente na amostra. Em seguida, por meio dos resultados obtidos na simulação, pode-se estimar a atividade da amostra pelas EQ. 1.1 e 1.2.

O presente trabalho tem por objetivo simular computacionalmente um detector HPGe juntamente com uma fonte cilíndrica de ^{137}Cs e comparar a resposta simulada para o fótico do ^{137}Cs com o resultado experimental obtido sob as mesmas condições, buscando a aproximação entre estes valores por meio de alteração do valor nominal da camada morta externa do cristal de germânio do HPGe. O método de modelagem será semelhante a procedimentos descritos em artigos científicos a serem apresentados ao longo deste texto, como SALGADO ET AL (2006) e

COURTINE ET AL (2008). Ambos realizaram ajustes da camada morta por meio de tentativa e erro.

A resposta computacional deverá reproduzir com adequação razoável o espectro obtido em laboratório para a fonte de césio posicionada em três diferentes distâncias a partir da janela de entrada do detector. Assim, o detector modelado será ajustado em uma das três posições e tal ajuste deverá satisfazer também às outras duas posições. Será considerado como razoável o modelo que fornecer divergência entre eficiências simulada e experimental menor do que 10%. A discrepância de 10% é utilizada com base no disposto por TZIKA ET AL (2010), que consideram tal desvio adequado para aplicações em proteção radiológica. Tal parâmetro coaduna-se, também, com o valor aceito por LABORIE ET AL (2000) que, diante de uma variação de 15% concluíram que, pelo menos nos casos mais simples, o código de Monte Carlo é capaz de atingir aceitável concordância com os valores experimentais.

1.3 Organização da dissertação

Este trabalho divide-se em 5 capítulos. Neste primeiro foi realizada uma introdução sobre a relevância das simulações em códigos de Monte Carlo para a área de detecção nuclear, bem como foram expostos a motivação para o trabalho e o objetivo do mesmo.

No capítulo 2 são expostas as fundamentações teóricas que embasarão as discussões desta dissertação. Apresenta-se, também, neste capítulo, um retrospecto de trabalhos envolvendo o tema.

No capítulo 3 é apresentada a metodologia, sendo indicado o processo de modelagem, aspectos específicos do MCNPX aplicáveis ao caso em pauta e, ainda, apresenta-se o detector modelado.

No capítulo 4 são expostos os resultados das experiências e simulações realizadas juntamente com a discussão dos dados obtidos.

No capítulo 5 é realizada a conclusão desta dissertação e são apontadas sugestões para trabalhos futuros.

Nos anexos são apresentados o diagrama do detector de germânio hiper-puro empregado e os arquivos de entrada do MCNPX.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Aspectos pertinentes sobre os detectores de germânio de alta pureza

2.1.1 Camada morta

As propriedades de um semicondutor mudam se forem introduzidas impurezas. Com a presença delas, novos estados são criados e o semicondutor recebe elétrons extras ou buracos extras que aumentam a condutividade do material (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 198).

Finas camadas de material semicondutor que tenham uma concentração elevada de impurezas recebem uma notação específica. Assim, n^+ e p^+ são símbolos usados para designar camadas densamente povoadas com impurezas tipo-n e tipo-p e que, como resultado, têm condutividade muito alta. Essas camadas frequentemente são empregadas na fabricação dos contatos elétricos dos detectores semicondutores (KNOLL, 2010, p. 375).

Como uma primeira aproximação, o volume ativo do detector de germânio é simplesmente a região entre os contatos n^+ e p^+ . Contudo, esses contatos podem ter espessuras consideráveis e podem agir como uma camada morta (no inglês, *dead layer*) sobre a superfície do cristal, através da qual a radiação incidente tem que passar. Para raios gama de cerca de 200 keV de energia ou acima disso, a atenuação em tais camadas é geralmente desprezível e a eficiência de detecção gama não é consideravelmente afetada pela presença da camada morta. Todavia, se o objetivo é realizar a medição de raios gama ou raios-X de mais baixas energias, a presença de camadas dessa espessura deve ser evitada para prevenir a atenuação dos fótons (KNOLL, 2010, p. 423).

A camada morta superficial dos detectores de germânio pode variar lentamente ao longo do tempo por causa da formação dos chamados canais de superfície (do inglês *surface channels*), nos quais o campo elétrico e a eficiência da coleta de cargas são reduzidos. Portanto, é importante revisar a eficiência de medição

periodicamente, especialmente para medições de baixas energias, onde esses efeitos serão mais significativos (KNOLL, 2010, p. 424).

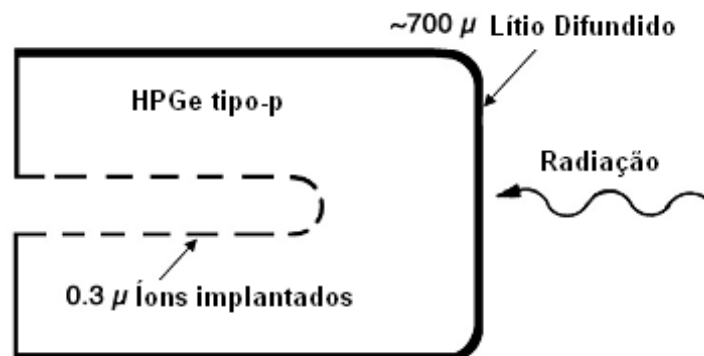


Figura 1: Imagem do site da ORTEC mostrando os contatos.

(Fonte: <http://www.ortec-online.com/download/GEM.pdf>. Acesso em 7 de janeiro de 2013.)

2.1.2 Criostato e dewar

Em um átomo livre, permite-se que os elétrons existam apenas em estados energéticos discretos. Já nos sólidos, os elétrons podem ocupar estados energéticos mais largos, chamados bandas de energia. Mas há espaços nos quais os elétrons não podem estar, chamados de bandas proibidas.

Em semicondutores, a banda de valência está completa e a banda de condução está vazia, mas a banda proibida entre elas tem energia E_g muito pequena. Em baixas temperaturas, próximas a zero kelvin, a condutividade dos semicondutores é zero e se assemelha a um isolante. Todavia, quando a temperatura aumenta, alguns elétrons conseguem energia suficiente para atravessar a banda proibida e chegar à banda de condução, e o material passa a apresentar alguma condutividade. Uma vez na banda de condução, os elétrons se moverão sob a influência de um campo elétrico (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 194).

Devido à pequena largura da banda proibida de 0,7 V, a operação de detectores de germânio na temperatura ambiente é impossível devido à intensa corrente de

fuga que se formaria. Em vez disso, os detectores de germânio têm que ser refrigerados para reduzir a corrente de fuga até o ponto em que o ruído associado não prejudique sua excelente resolução em energia. Normalmente, a temperatura é reduzida a 77 K através do uso de um *dewar* isolado termicamente, no qual um reservatório de nitrogênio líquido é mantido em contato térmico com o detector (KNOLL, 2010, p. 424).

Os antigos detectores Ge(Li) tinham que ser mantidos continuamente na baixa temperatura para evitar uma redistribuição catastrófica do lítio que aconteceria rapidamente na temperatura ambiente. Esse problema foi eliminado nos detectores HPGe, e eles podem ser mantidos à temperatura ambiente nos períodos sem utilização. Esta vantagem é a principal razão para os detectores HPGe terem substituído os detectores Ge(Li) (KNOLL, 2010, p. 424).

O cristal do detector tem que ser encapsulado em um criostato sob vácuo para inibir a condutividade térmica entre o cristal e o ar que o envolveria (KNOLL, 2010, p. 424).



Figura 2: Criostato e Dewar.

(Fonte: <http://www.ortec-online.com/download/GEM.pdf>. Acesso em 7 de janeiro de 2013.)

Devido à possível condensação de impurezas gasosas sobre a superfície do detector, existe uma vantagem de se estabelecer condições de alto vácuo no criostato. A entrada de vapor d'água e outros gases por meio de selos de vácuo imperfeitos é a causa mais comum de falhas em detectores de germânio operando

por longos períodos de tempo. A contaminação da superfície acarreta o aumento na corrente de fuga do detector, e pode prejudicar a sua resolução em energia. Uma atenção mais cuidadosa à vedação para o vácuo pode manter a corrente de fuga na ordem de picoamperes, necessária para manter as especificações originais do detector. A presença de água e outros contaminantes na vizinhança do detector geralmente será mais significativa quando o detector estiver na temperatura ambiente. Por esta razão, pode ser aconselhável manter os detectores de germânio constantemente na temperatura do nitrogênio líquido como precaução para assegurar um maior tempo de vida útil (KNOLL, 2010, p. 426).

2.2 Espectroscopia

A espectroscopia é o campo das medições de radiação que trata das medidas da distribuição de energia de radiações emitidas por uma determinada fonte radiativa (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 239).

2.2.1 Eficiência

2.2.1.1 Eficiência total e eficiência de pico de energia total

Serão abordados nesta seção dois tipos de eficiência: a eficiência total do detector e a eficiência de pico de energia total. Ambas podem ser consideradas nas variáveis intrínseca, absoluta ou relativa.

A eficiência intrínseca total do detector é a probabilidade de que um gama de dada energia que atinja o detector seja registrada. A eficiência absoluta total do detector é a probabilidade de que um gama emitido por uma fonte específica seja registrado pelo detector (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 317). A eficiência relativa toma como referência a eficiência absoluta de pico de energia total

de um detector cintilador padrão de iodeto de sódio dopado com tálio (NaI(Tl)) em determinadas condições também padronizadas (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 323).

A eficiência de pico de energia total é definida pela seguinte equação:

$$Ef_p = (\text{eficiência total do detector}) \times \frac{\text{contagens no pico de energia total}}{\text{contagem total no espectro}} \quad (2.1)$$

A razão pela qual a eficiência é multiplicada na EQ. 2.1 é chamada razão de pico pelo total (P). A Figura 3 mostra como a quantidade P é medida.

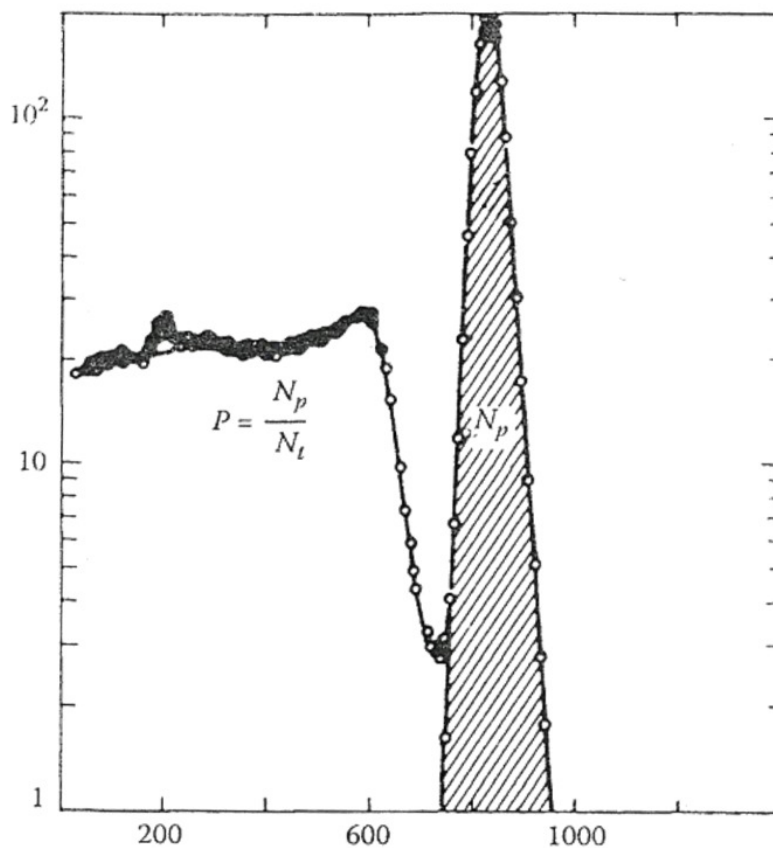


Figura 3: A razão de pico pelo total é igual ao número de contagens (N_p) sob o fotopico dividida pelo número total de contagens (N_t) (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 318).

2.2.2 Fatores que influenciam no cálculo das medidas

A Figura 4 apresenta um fonte de partículas posicionada a uma certa distância de um detector que está conectado a um sistema de contagem de pulsos.

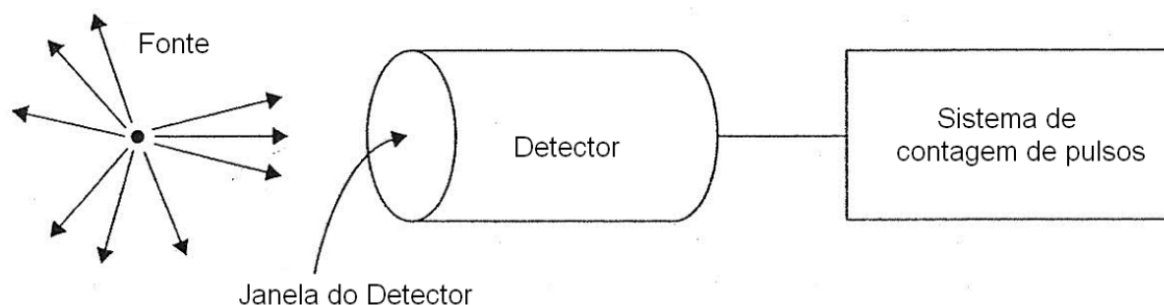


Figura 4: Uma fonte isotrópica e um sistema de contagem de pulsos.
(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 217)

Sejam S o número de partículas emitidas por segundo pela fonte e r o número de partículas por segundo registradas pelo contador. Assumindo-se que a taxa de contagem r tenha sido corrigida para o tempo morto e para a radiação de fundo (*background*), a relação entre S e r será dada por (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218):

$$r = f_1 f_2 f_3 \dots f_n S \quad (2.2)$$

onde os fatores f representam os efeitos do arranjo experimental sobre as medições. Esses fatores podem ser agrupados em três categorias (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218):

i) Efeitos geométricos: o termo “geométricos” se refere ao tamanho e forma da fonte (pontual, um feixe paralelo, um disco, uma fonte retangular), ao tamanho e forma da abertura do detector (cilíndrica, retangular, etc), e à distância entre a fonte e o detector.

ii) Efeitos da fonte: o tamanho e, em particular, a forma com que a fonte é feita têm efeitos sobre as medidas. Se a fonte é um material sólido ou um depósito fino

vaporizado sobre uma folha metálica pode fazer diferença. O efeito da espessura da fonte é diferente para partículas carregadas, raios gama e nêutrons.

iii) Efeitos do detector: o detector pode afetar as medidas de duas formas: primeiro, pelo tamanho e espessura da janela do detector (Figura 4), que determina quantas partículas entram no detector e quanta energia elas perdem quando atravessam a janela. Segundo, pelas partículas que entram no detector e que não são necessariamente contadas. A fração de partículas que é registrada depende da eficiência intrínseca do detector.

Cada um dos itens acima será discutido nas subseções a seguir. É pertinente o seu estudo porque reforça a importância das simulações em Monte Carlo, que são capazes de considerar a maioria deles.

2.2.2.1 Efeitos geométricos

A geometria pode afetar as medições de duas maneiras. Primeiro, o meio entre a fonte e o detector pode espalhar e pode absorver algumas partículas. Segundo, o tamanho e a forma da fonte e do detector e a distância entre eles determinam qual fração de partículas irão entrar no detector e terão a possibilidade de serem contadas (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218).

O efeito do meio entre a fonte e o detector.

Sejam uma fonte e um detector separados por uma distância d como na Figura 6. Normalmente, o meio entre a fonte e o detector é o ar, um meio de baixa densidade. Para medidas de fótons e nêutrons, o ar não tem nenhum efeito. Se a fonte emite partículas carregadas, aí sim todas as partículas irão sofrer alguma perda de energia e algumas podem ser espalhadas para dentro ou para fora do detector (como na Figura 5) (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218).

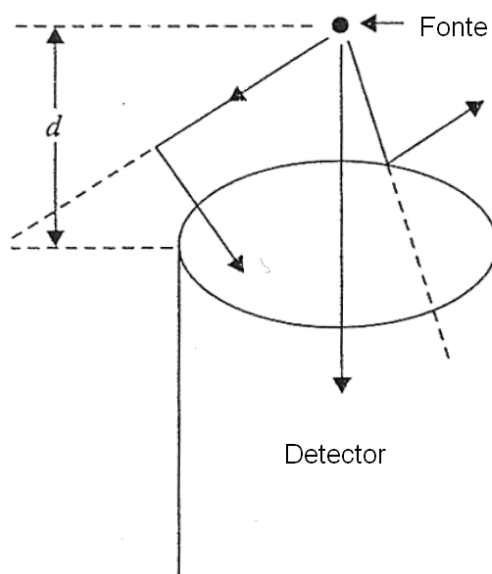


Figura 5: O meio entre a fonte e o detector pode espalhar ou absorver partículas emitidas pela fonte.

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218)

Fração de partículas irão entrar no detector.

Seja uma fonte pontual isotrópica a uma certa distância do detector como mostrado na Figura 6. Como as partículas são emitidas pela fonte com igual probabilidade em todas as direções, algumas dessas partículas têm uma possibilidade de entrarem no detector. Esta parte das partículas que entram no detector é proporcional à fração do ângulo sólido ocupado pelo detector em relação à posição da fonte (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 218).

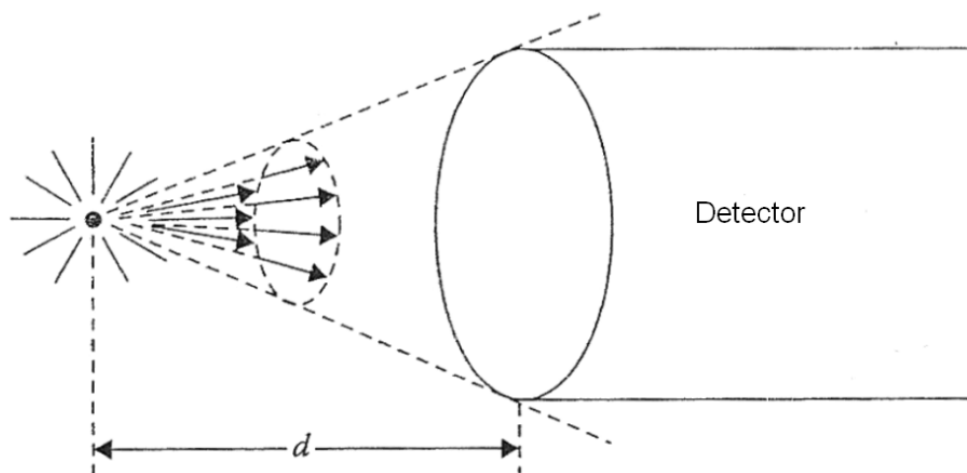


Figura 6: A fração de partículas emitidas por uma fonte pontual isotrópica que entra no detector é definida pelo ângulo sólido subtendido pelo detector em relação à posição da fonte.

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 219)

No caso geral de uma fonte estendida, o ângulo sólido Ω é definido por (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 219):

$$\Omega = \frac{\left(\text{número de partículas por segundo emitidas dentro do espaço definido pelo contorno da fonte e pela abertura do detector} \right)}{\left(\text{número de partículas por segundo emitidas pela fonte} \right)} \quad (2.3)$$

O ângulo sólido é um valor entre 0 e 1. Em medições de radiação ele é chamado de ângulo sólido ou fator geométrico (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 219).

2.2.2.2 Efeitos da fonte

A absorção de partículas pela fonte e o efeito de retroespalhamento do material que serve como suporte para a fonte podem causar alterações nas medidas. Esses dois efeitos sempre são importantes em medidas de partículas carregadas. Em

alguns casos eles podem ser significantes em medidas de raios-X e de nêutrons térmicos (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226).

A auto-absorção da fonte

Substâncias radiativas são depositadas sobre um material de suporte em finos depósitos. Mas, não importa quão fino seja, o depósito tem uma espessura finita e pode causar absorção de algumas partículas emitidas pela fonte. Seja uma fonte de espessura t como mostrado na Figura 7. A partícula 1 atravessa o depósito da fonte e entra no detector. A partícula 2 é absorvida dentro da própria fonte de modo que não é contada pelo detector (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226). Assim, a auto-absorção da fonte resulta em uma diminuição na taxa r de contagens.

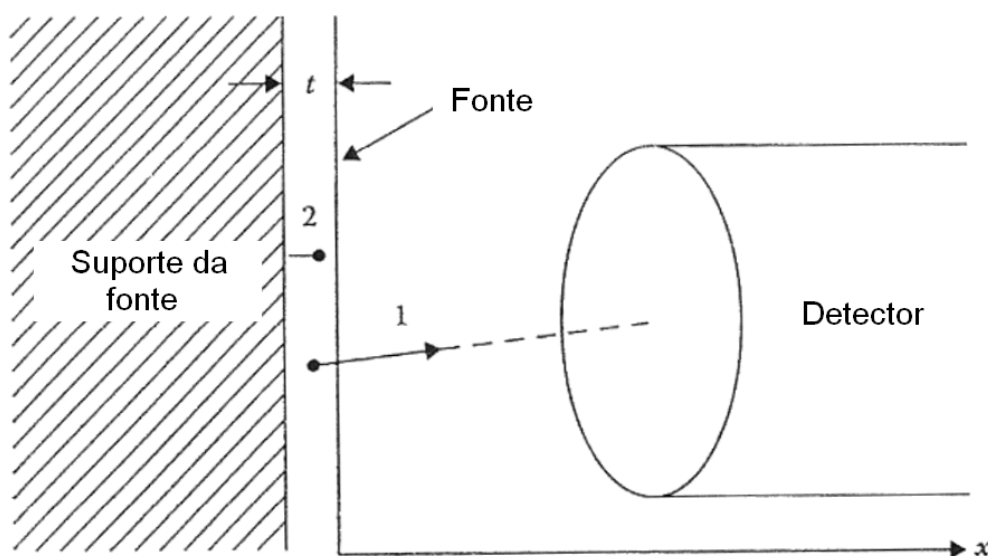


Figura 7: Auto-absorção da fonte.

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226)

Esta auto-absorção pode ser reduzida a um valor insignificante mas não pode ser eliminada totalmente. Ela sempre é importante para partículas carregadas e, geralmente, mais importante ainda para partículas pesadas (prótons, alfas, íons pesados) do que para elétrons (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226).

A auto-absorção da fonte, além de alterar o número de partículas que escapam da fonte, pode mudar também a energia das partículas que conseguem deixá-la. A partícula 1 na Figura 7 deixa o depósito com sucesso, mas ela perde alguma energia no caminho que ela percorre através do depósito. Esta perda é importante quando se realizam medições da energia da partícula (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226).

Uma correção aproximada para a auto-absorção pode ser obtida se a fonte emitir partículas seguindo uma lei de atenuação conhecida. Esse cálculo foge ao escopo deste trabalho, mas determinará um fator f_a entre 0 e 1 que é definido por (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226):

$$f_a = \frac{\text{número de partículas que escapam da fonte quando ocorre auto-absorção}}{\text{número de partículas que escapam da fonte quando não ocorre auto-absorção}} \quad (2.4)$$

O retro-espalhamento da fonte

Não há como colocar a fonte sobre o ar. Ela sempre será depositada sobre um material que será chamado de suporte da fonte. O suporte da fonte normalmente é um material muito fino, mas, não importando quão fino seja, ele poderá retroespalhar as partículas emitidas novamente para a direção do detector (Figura 8) (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 228).

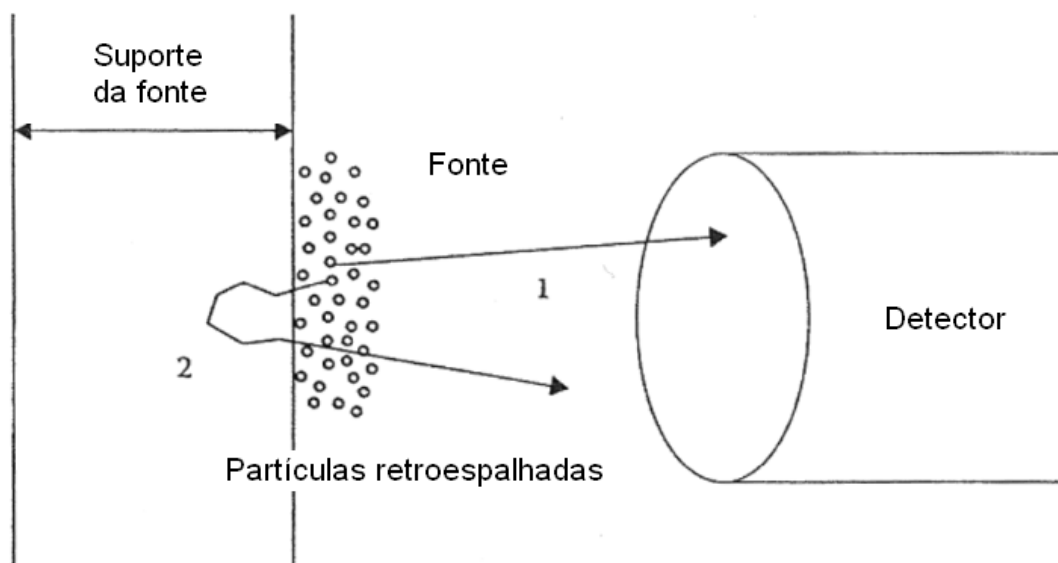


Figura 8: O suporte da fonte pode retroespalhar partículas e necessita-se então de um fator de retroespalhamento f_b .

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 228)

A partícula 1 da Figura 8 é emitida em direção ao detector. A partícula 2 é emitida na direção oposta. Sem o suporte da fonte, a partícula 2 não retornaria. Com o material de suporte presente, há uma possibilidade de que a partícula 2 seja espalhada, tenha a direção do seu movimento alterada e consiga entrar no detector. Para se corrigir este efeito, o fator de retroespalhamento da fonte, f_b , é definido por (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 228):

$$f_b = \frac{\text{número de partículas contadas quando há suporte}}{\text{número de partículas contadas quando não há suporte}} \quad (2.5)$$

A partir da definição constata-se que f_b é um número menor que dois e maior que a unidade.

2.2.2.3 Efeitos do detector

O detector pode afetar as medidas de duas formas. Primeiro, as partículas podem ser espalhadas ou absorvidas pela janela do detector. Segundo, algumas partículas podem entrar no detector e não produzirem nenhum sinal, ou produzirem um sinal mais baixo do que o limite do discriminador (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 230).

Espalhamento e absorção pela janela do detector

Seja uma fonte posicionada fora do detector como na Figura 9. A radiação precisa ultrapassar a janela do detector para ter a possibilidade de ser contada. As interações entre a radiação e o material do qual a janela do detector é feita podem espalhar ou absorver as partículas. Isto é importante principalmente para partículas β de baixas energias (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 230).

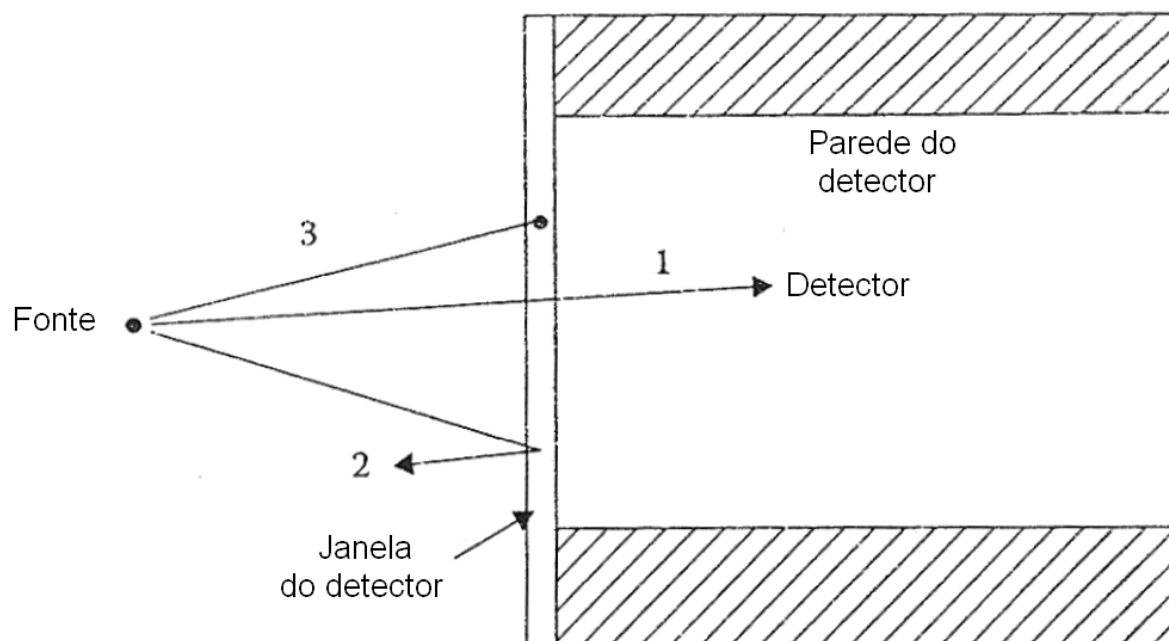


Figura 9: A janela do detector pode espalhar e/ou absorver algumas das partículas emitidas pela fonte.

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 231)

Em detectores semicondutores, a janela consiste de uma camada metálica que cobre a face frontal do detector. Esta camada é extremamente fina, mas ainda assim ela pode afetar as medidas de partículas alfa ou outras partículas carregadas

pesadas devido à perda de energia que nela ocorre (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 230).

Eficiência intrínseca do detector (E_f)

Não é certo que uma partícula seja contada apenas pelo fato de ela ter entrado no detector. Pode ocorrer, dependendo do tipo e energia da partícula e do tamanho do detector, que ela passe através dele sem que ocorra nenhuma interação (como no caso da partícula 1 da Figura 10).

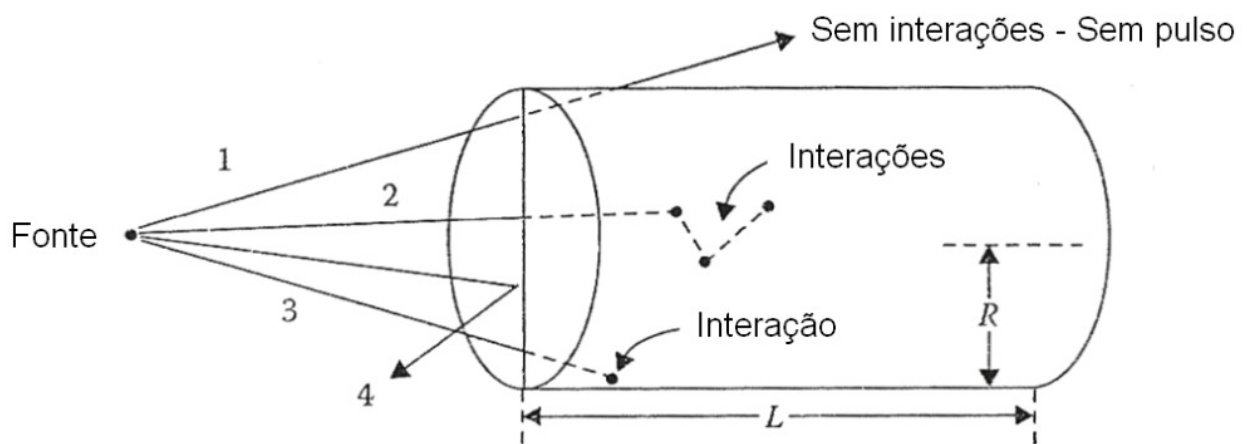


Figura 10: As partículas detectadas são aquelas que interagem dentro do detector e produzem um pulso maior do que o nível do discriminador.

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 231)

As partículas podem, ainda, produzir um sinal tão pequeno que seja impossível de se registrar com os instrumentos eletrônicos disponíveis (partícula 3). Pode acontecer, também, que ela seja impedida de entrar no detector pela janela (partícula 4). Na Figura 10, a partícula com melhor chance de ser detectada é a partícula 2. O número que fornece a fração de partículas detectadas é chamado de eficiência do detector, E_f , dado por (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 231):

$$Ef_i = \frac{\text{número de partículas registradas por unidade de tempo}}{\text{número de partículas incidindo sob o detector por unidade de tempo}} \quad (2.6)$$

A eficiência intrínseca de um detector pode ser determinada por meio de medições ou de cálculos. O método mais simples para se medir a eficiência intrínseca, e também provavelmente o mais preciso, é o método da utilização de uma fonte calibrada, ou seja, de uma fonte com atividade conhecida. A Figura 10 apresenta uma fonte pontual monoenergética isotrópica emitindo S partículas por segundo. Se a taxa de contagens líquida for igual a r contagens por segundo, o ângulo sólido for Ω , e a eficiência for Ef_i , a equação que fornece a eficiência é (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 232):

$$Ef_i(E) = \frac{r}{\Omega.F(E).S} \quad (2.7)$$

na qual $F=f_a f_b \dots$ é uma combinação de todos os fatores de correção que possam ser aplicados aos resultados (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 232). Deve-se notar que os fatores de correção e a eficiência dependem da energia da partícula. Métodos matemáticos para o cálculo da eficiência fogem ao escopo deste trabalho.

Um esboço da variação típica da eficiência intrínseca de pico total para um detector de germânio coaxial é apresentada na Figura 11. As curvas são mostradas para detectores tipo-p e tipo-n de mesmos volumes. O comportamento diferente não tem nada a ver com os dopantes no material, e sim com a natureza do contato que tem que ser feito sobre os dois tipos de material. A diferença nas eficiências surge porque o contato externo mais espesso (geralmente formado por um processo de difusão) sobre o material tipo-p contrasta muito com o fino contato externo típico de um detector tipo-n. Assim, a perda de eficiência para detectores tipo-p abaixo de 150 keV é devida à absorção de fótons de baixas energias que passam através da camada morta do contato externo (KNOLL, 2010, p. 452).

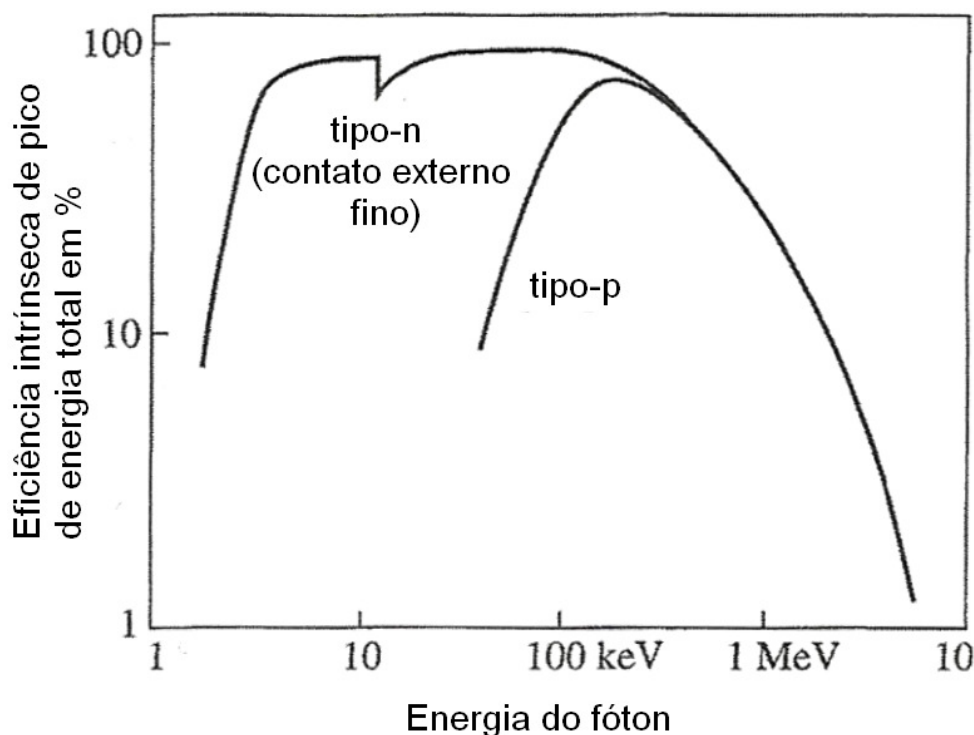


Figura 11: Característica geral da variação da eficiência intrínseca de pico total para detectores coaxiais de germânio pela energia do fóton incidente. A diferença entre os comportamentos dos detectores tipo-p e tipo-n em baixas energias é devida à atenuação causada pelos contatos de diferentes espessuras.

(KNOLL, 2010, p. 453)

Na curva mais alongada do detector tipo-n, a eficiência intrínseca do pico de energia total permanece próxima de 100% de alguns poucos keV a valores próximos de 100 keV. Esta é a região na qual a absorção fotoelétrica domina no germânio, e mesmo uns poucos milímetros de espessura são suficientes para interceptar quase todos os fótons incidentes. Quando a energia fica entre 100 keV e 1 MeV, a maior parte dos fótons ainda interage no detector, mas agora alguns irão sofrer espalhamento Compton e escapar, e isso fará com que deixem de contribuir com o pico de energia total. Em energias acima de 1 MeV, uma fração significativa de todos os raios gama pode passar pelo detector sem qualquer tipo de interação, e a eficiência de pico cai rapidamente (KNOLL, 2010, p. 453).

2.2.3 Resolução em energia de um sistema de detecção

A qualidade do desempenho de um sistema de detecção empregado no uso de medidas dos valores de energia é caracterizada pela largura do pulso da distribuição obtido com partículas de mesma energia (fonte monoenergética). Mesmo no caso em que cada partícula deposita exatamente a mesma energia no detector, a distribuição de altura de pulsos não será uma linha única (como mostrado na Figura 12.a). Em vez disso, haverá sempre uma largura finita - Figura 12.b e Figura 13 - que será devida a (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 243):

- i) Flutuação estatística no número de portadores de carga produzidos no detector (Γ_D);
- ii) Ruído eletrônico do próprio detector, do preamplificador e do amplificador (Γ_E);
- iii) Coleta incompleta de cargas produzidas no detector (Γ_X).

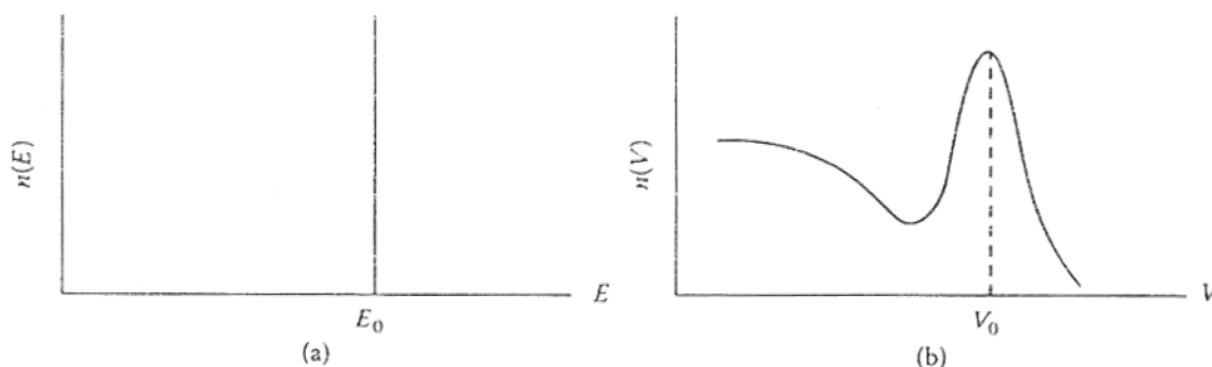


Figura 12: (a) O espectro de energia de uma fonte de raios gama monoenergéticos,
(b) A distribuição de altura de pulsos obtida com um cintilador NaI(Tl).

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 244)

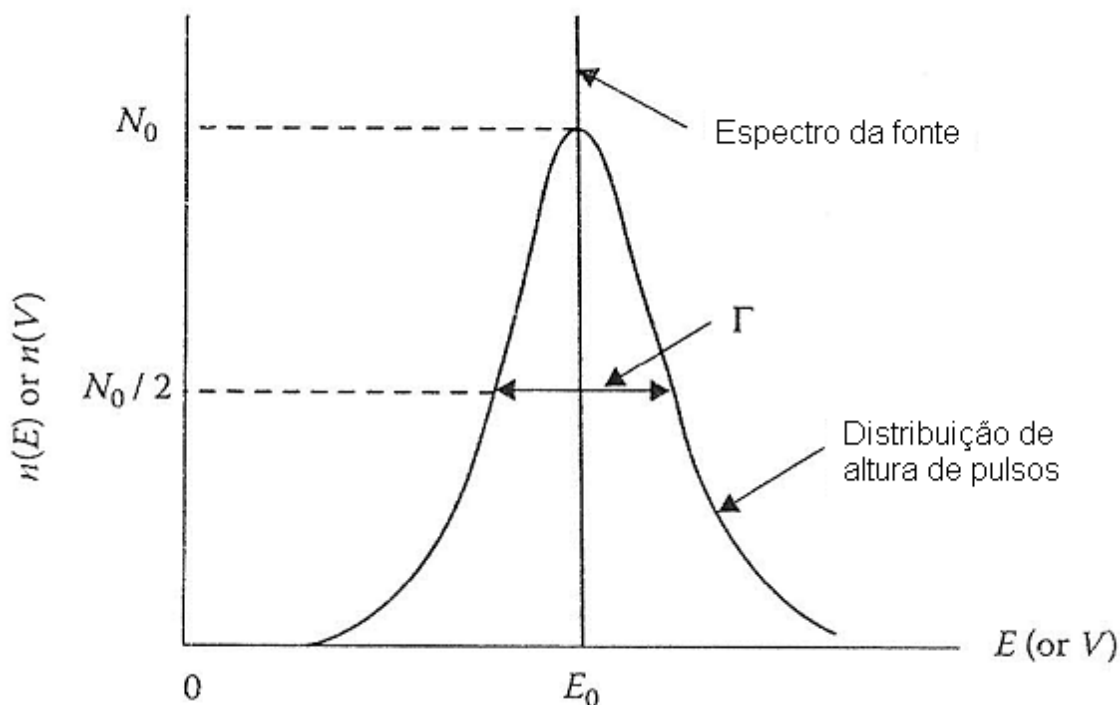


Figura 13: A resolução em energia de um detector é dada pela largura Γ ou pela razão Γ / E_0 .

(TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 244)

A largura, medida na metade do máximo da curva em forma de sino, é indicada por Γ ou pela sigla FWHM (são as iniciais de *Full Width at Half Maximum* ou, em português, largura do pico na metade da altura máxima). A habilidade do detector em identificar partículas de energias diferentes, chamada resolução em energia, é dada em termos de Γ ou em termos da razão $R(E_0)$, onde (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 244):

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \quad (2.8)$$

A largura Γ é dada em unidades de energia, enquanto a razão R é dada como um percentual (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 226). O MCNPX, por meio da função GEB, permite inserir na simulação a mesma resolução do sistema real.

Os elementos mais importantes que afetam a resolução em energia de um sistema de detecção de radiação são os três fatores estatísticos mencionados anteriormente relacionados à largura Γ . Vale à pena repetir que em medidas de energia é a resolução em energia do sistema de contagem (detector-preamplificador-amplificador) que é o valor mais importante, e não somente a resolução do detector por si próprio (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 244).

Resolução em energia nos detectores de germânio

A característica dominante dos detectores de germânio é sua excelente resolução em energia quando aplicados à espectroscopia gama. Essa excelente resolução em energia permite a separação de energias gama muito próximas, que não seriam perceptíveis em um espectro levantado com um cintilador NaI(Tl) (KNOLL, 2010, p. 426).

A largura de pulso à meia altura, Γ , de um pulso típico no espectro devido à detecção de um raio gama monoenergético pode ser sintetizada por (KNOLL, 2010, p. 426):

$$\Gamma^2 = \Gamma_D^2 + \Gamma_X^2 + \Gamma_E^2 \quad (2.9)$$

onde os valores Γ_i são as larguras do pico à meia altura que seriam observadas devidas apenas, respectivamente, aos efeitos da estatística dos portadores, da coleta de portadores de carga e do ruído eletrônico.

A variável Γ_D^2 representa a flutuação estatística inerente ao número de portadores de carga e é dada por (KNOLL, 2010, p. 427):

$$\Gamma_D^2 = (2,35)^2 FwE \quad (2.10)$$

onde F é o fator Fano, w é a energia necessária para criar um par elétron-buraco e E é a energia do raio gama.

A contribuição do segundo termo, Γ_X , é devida à coleta incompleta de cargas e é mais significativa em detectores de germânio de grande volume e baixo campo

elétrico médio (KNOLL, 2010, p. 428). O terceiro fator, Γ_E , representa os efeitos de todos os componentes eletrônicos seguintes ao detector (KNOLL, 2010, p. 428).

Em baixas energias, a contribuição do termo de ruído eletrônico e da coleta de cargas domina, enquanto que a variação estatística da coleta de cargas se torna mais significativa para altas energias.

A importância da boa resolução em energia

Independentemente do tipo de partícula ou de interação, a importância de uma boa resolução em energia torna-se óbvia se o espectro em energia a ser medido for composto de várias energias discretas. Como exemplo, tem-se a Figura 14, consistindo de duas energias E_1 e E_2 .

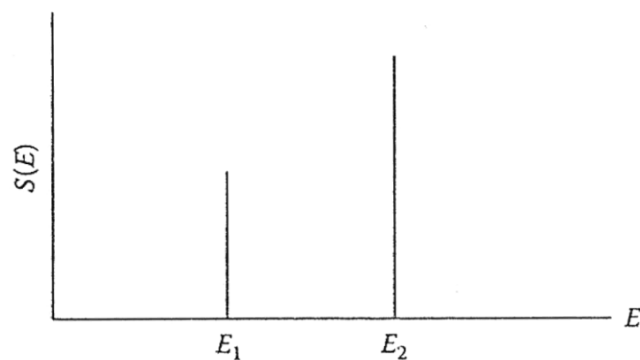


Figura 14: Espectro consistindo de duas energias distintas.

(KNOLL, 2010, p. 248)

Assumindo-se que o espectro seja medido com um sistema com resolução em energia igual a Γ (que pode ser diferente nas duas energias, mas a diferença será muito pequena se elas forem próximas), podem ocorrer os seguintes casos (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 247):

Caso I: $E_2 - E_1 > 2\Gamma$. O espectro medido é mostrado na Figura 15 para este caso. O sistema pode “resolver” os dois picos, ou seja, apresentar os dois picos diferentes separadamente.

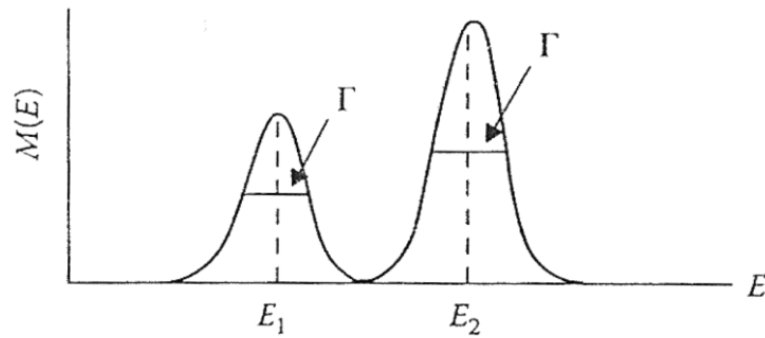


Figura 15: Espectro medido para o caso I.

(KNOLL, 2010, p. 249)

Caso II: $E_2 - E_1 = 2\Gamma$. O espectro medido é mostrado na Figura 16. O sistema ainda pode apresentar os dois picos diferentes separadamente.

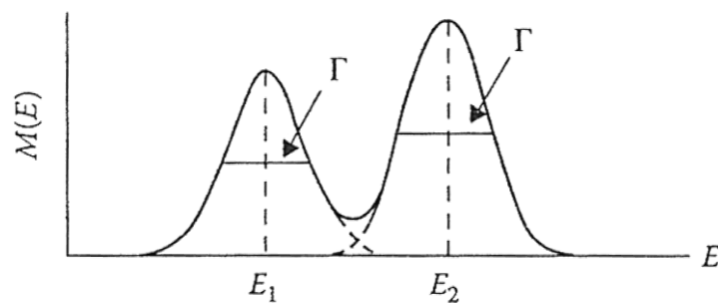


Figura 16: Espectro medido para o caso II.

(KNOLL, 2010, p. 249)

Caso III: $E_2 - E_1 < 2\Gamma$. O espectro medido é mostrado na Figura 17 para este caso. A linha sólida mostra como o espectro medido será apresentado como a soma dos dois picos (os dois que aparecem como linhas pontilhadas).

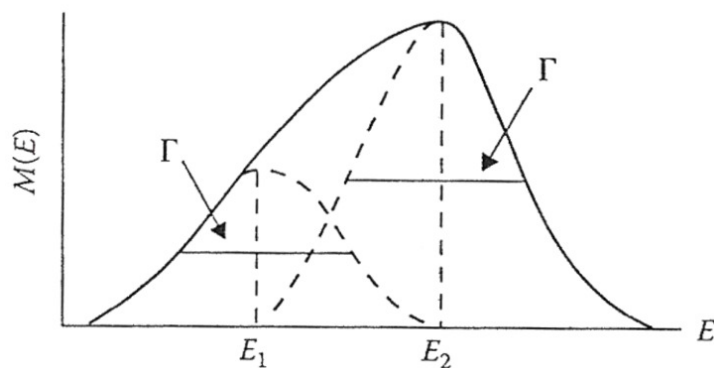


Figura 17: Espectro medido para o caso III.

(KNOLL, 2010, p. 249)

Os três casos examinados acima têm a intenção de mostrar quão importante é uma boa resolução em energia para espectros com muitos picos de energia.

2.2.4 Calibração em energia em sistemas com detectores HPGe

A análise de um espectro implica, primeiramente, na atribuição dos valores de energia aos picos do espectro e, posteriormente, na determinação do número de contagens (ou seja, da área) de cada pico (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 331). O código MCNPX permite também inserir na simulação a mesma calibração em energia empregada em laboratório.

A determinação da energia dos picos do espectro é realizada pela calibração do detector com uma fonte que emita gamas de energia e intensidade conhecidas. Calibrar significa determinar as constantes da equação (TSOULFANIDIS & LANDSBERGER, 2010, p. 331):

$$E = a_1 + a_2C + a_3C^2 \quad (2.11)$$

onde C é o número do canal (para a maioria dos sistemas, a_3 é muito pequeno, ou zero).

2.2.5 Efeito soma-coincidência

Picos adicionais causados pela detecção em coincidência de dois (ou mais) fótons podem aparecer também no espectro de altura de pulsos. A situação mais comum ocorre em aplicações que envolvam um isótopo com emissões em cascata de vários raios gama em seu esquema de decaimento, como mostrado na Figura 18 (KNOLL, 2010, p. 335).

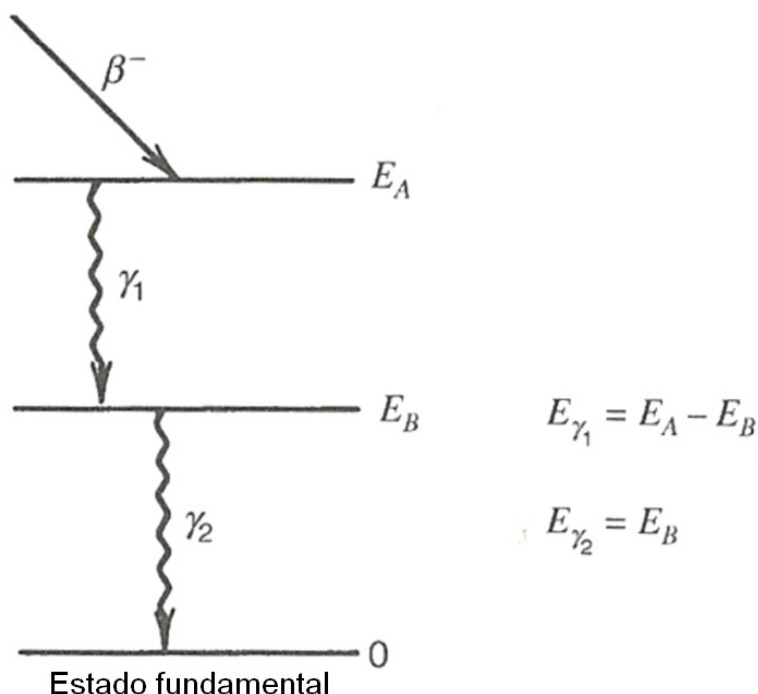


Figura 18: Esquema nuclear de decaimento simplificado que pode levar ao efeito soma no espectro gama. Dado que o estado intermediário (E_B) tem vida muito curta, γ_1 e γ_2 são emitidos em uma coincidência virtual.

(KNOLL, 2010, p. 335)

Se for considerado que nenhum estado isomérico está envolvido, o tempo de vida do estado intermediário é geralmente tão curto que os dois raios gama são, na realidade, emitidos em coincidência. É possível então que os dois raios gama

oriundos de um único decaimento interajam e depositem suas energias dentro de um intervalo de tempo muito curto comparado ao tempo de resposta do detector. Se vários desses eventos ocorrem, um pico de soma da coincidência (*sum coincidence peak*) é observado no espectro, correspondendo à soma das duas energias individuais dos raios gama. Uma região contínua dos eventos soma também ocorre em menores amplitudes devido à soma das interações com deposição de energia parcial (KNOLL, 2010, p. 335).

2.2.6 Pile-up

O fato de que pulsos de um detector de radiação são aleatoriamente espalhados no tempo pode levar a interferências entre os pulsos quando as taxas de contagens não forem baixas. Esses efeitos são geralmente chamados de *pile-up* e podem ser minimizados fazendo-se a largura total dos pulsos tão pequena quanto possível (KNOLL, 2010, p. 655).

O fenômeno *pile-up* pode ocorrer de duas formas gerais que têm efeitos um pouco diferentes sobre as medidas de altura de pulsos. O primeiro tipo é conhecido como *pile-up* de cauda e envolve a superposição de pulsos sobre a cauda longa ou sobre o *undershoot* de um pulso anterior, como ilustrado na Figura 19. Sob certas condições, caudas ou *undershoots* podem persistir por períodos de tempo relativamente longos, de modo que o *pile-up* de cauda seja significativo mesmo em taxas de contagem relativamente baixas. O efeito sobre as medidas é uma piora na resolução pelas “asas” adicionadas aos picos registrados no espectro de altura de pulsos, como mostrado na Figura 19. A solução para o *pile-up* de cauda é eliminar caudas ou *undershoots* residuais através do cancelamento de pólo-zero (KNOLL, 2010, p. 655).

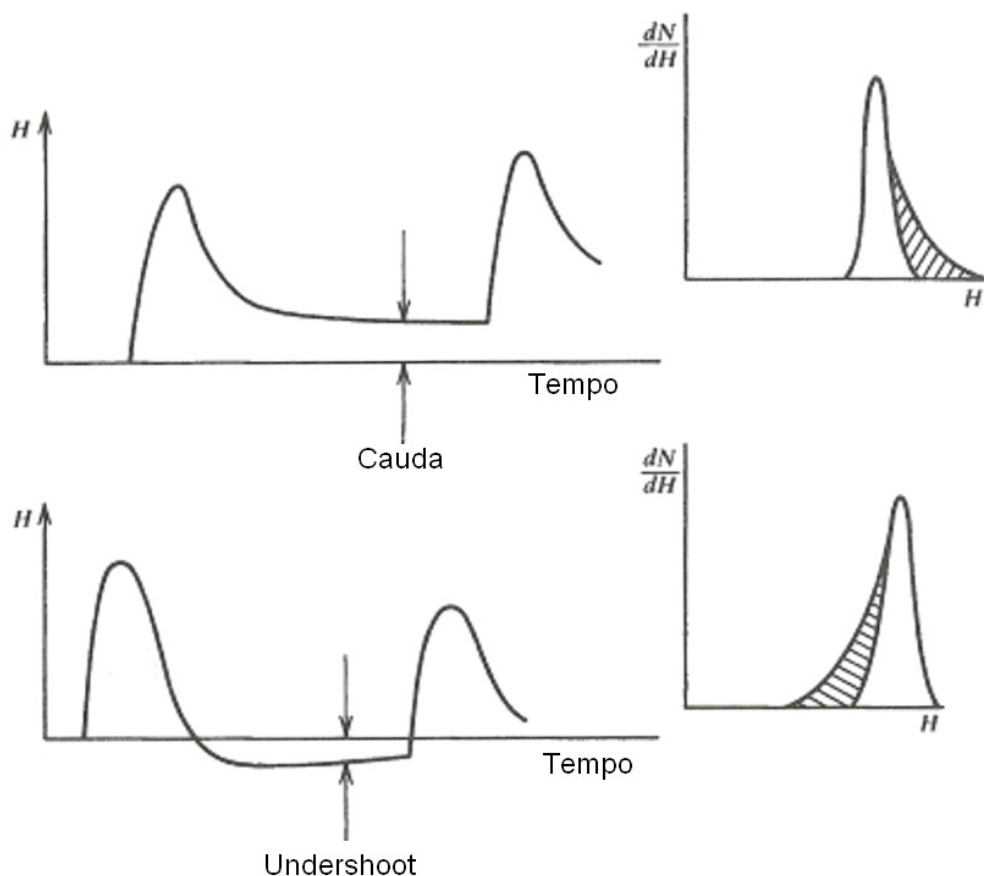


Figura 19: *Pile-up* causado por cauda ou undershoot de um pulso anterior. Ambos são chamados de *pile-up* de cauda. O efeito sobre o espectro diferencial de altura para pulsos de amplitude constante é mostrado à direita nas áreas escuras.

(KNOLL, 2010, p. 655)

O segundo tipo de *pile-up*, chamado de *pile-up* de pico, ocorre quando dois pulsos estão tão próximos no tempo que eles são tratados como um único pulso pelo sistema de análise. Como mostrado a seguir na Figura 20, a superposição de pulsos com topos relativamente planos irá levar a um pulso combinado de amplitude aparente igual à soma das duas amplitudes individuais. Este tipo de *pile-up* não leva apenas a distorções no espectro resultante, incluindo picos-soma ocasionais, mas também interfere nas medidas quantitativas das áreas sob os picos de energia total. O *pile-up* de dois pulsos de energia total remove ambos de suas próprias posições no espectro de altura de pulsos, e a área sob o pico de energia total não representará a medida verdadeira do número total de eventos de energia total. Como o *pile-up* de pico leva ao registro de um pulso no lugar de dois, a área total

sob o espectro registrado também é menor do que o número total de pulsos apresentados ao sistema durante seu tempo vivo (KNOLL, 2010, p. 655).

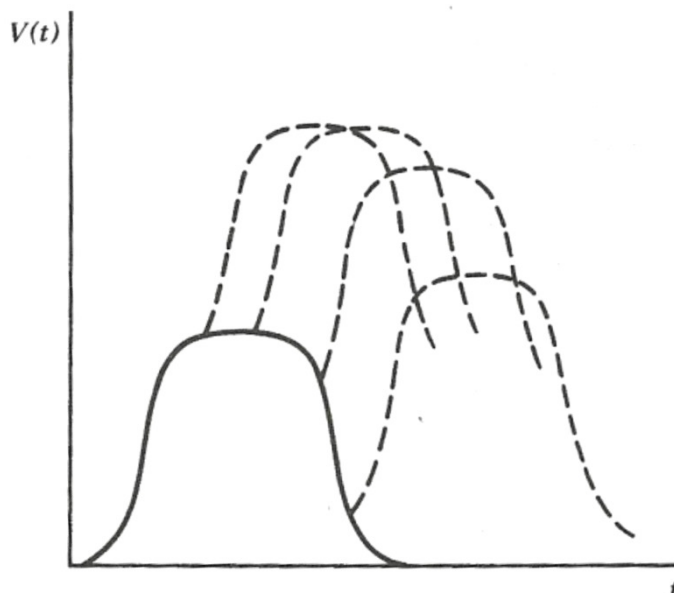


Figura 20: *Pile-up* de pico, no qual dois pulsos muito próximos se combinam para formar um pulso distorcido. Alguns casos diferentes são esboçados com aumento da superposição entre o primeiro e o segundo pulso.

(KNOLL, 2010, p. 656)

2.2.7 Ajuste de polo-zero

O termo cancelamento de pólo-zero ou ajuste de pólo-zero se refere a uma técnica na qual o circuito de medição é modificado para restaurar a saída exponencial sem o *undershoot*. Uma resistência é adicionada em paralelo com o capacitor do circuito RC¹ de medição modificando a função de transferência do sistema (KNOLL, 2010, p. 633).

Uma escolha apropriada do valor de resistência depende do valor do tempo de decaimento particular do preamplificador em uso, e, na prática, ela é frequentemente

¹ Formado por resistência e capacitância.

escolhida empiricamente. Ajusta-se o circuito de acordo com o pulso de saída observado em um osciloscópio e o ajuste é feito para se eliminar o longo *undershoot* que possa estar aparecendo na visualização. Como alternativa, alguns sistemas disponíveis comercialmente executam um ajuste de pólo-zero automático pela verificação eletrônica do *undershoot* (KNOLL, 2010, p. 634).

2.2.8 Danos causados pela radiação e o choque térmico

Detectores semicondutores são sensíveis à perda de desempenho causada por danos criados no detector pela radiação incidente. O grande volume e os longos caminhos de coleta de cargas nos detectores de germânio de raios gama os tornam mais suscetíveis à degradação do que os detectores de silício utilizados para detecção de partículas carregadas (KNOLL, 2010, p. 460).

Uma vez que elétrons e buracos tenham sido formados no semicondutor, eles tenderão a migrar espontaneamente sob a influência do campo elétrico aplicado até que cada um deles seja coletado em um eletrodo ou ocorra uma recombinação. Existem previsões teóricas de que o tempo médio de vida de portadores de carga em um semicondutor perfeitamente puro poderia ser maior do que um segundo. Na prática, tempos de vida com pelo menos três ou quatro ordens de grandeza menores do que um segundo é que são observados e são dominados inteiramente pelo baixo nível de impurezas remanescentes no material. Algumas dessas impurezas, tais como ouro, zinco, cádmio ou outros átomos de metais ocupam posições na rede cristalina em substituição ao material semicondutor, introduzindo níveis de energia próximos da metade da banda proibida do material (KNOLL, 2010, p. 375).

Essas impurezas podem agir como armadilhas para portadores de carga, ou seja, um buraco ou um elétron pode ser capturado e ficar imobilizado por um período de tempo relativamente longo. Embora a armadilha possa liberar o portador de carga de volta para a banda da qual ele veio, o atraso costuma ser suficientemente longo para impedir que o tal portador contribua com o pulso medido (KNOLL, 2010, p. 375).

A principal consequência do dano por radiação é o aumento da quantidade de armadilhas dentro do volume ativo do detector. Em um detector danificado, a quantidade de cargas coletadas está sujeita à perda causada por estas armadilhas, que irão variar a forma do pulso dependendo da região de interação. Os picos medidos no espectro de altura de pulso mostrarão então uma cauda em direção ao lado de menor energia. Os espectros mostrados na Figura 21 ilustram um alargamento gradual dos picos de raios gama em um detector de germânio quando a exposição a nêutrons rápidos é aumentada (KNOLL, 2010, p. 461).

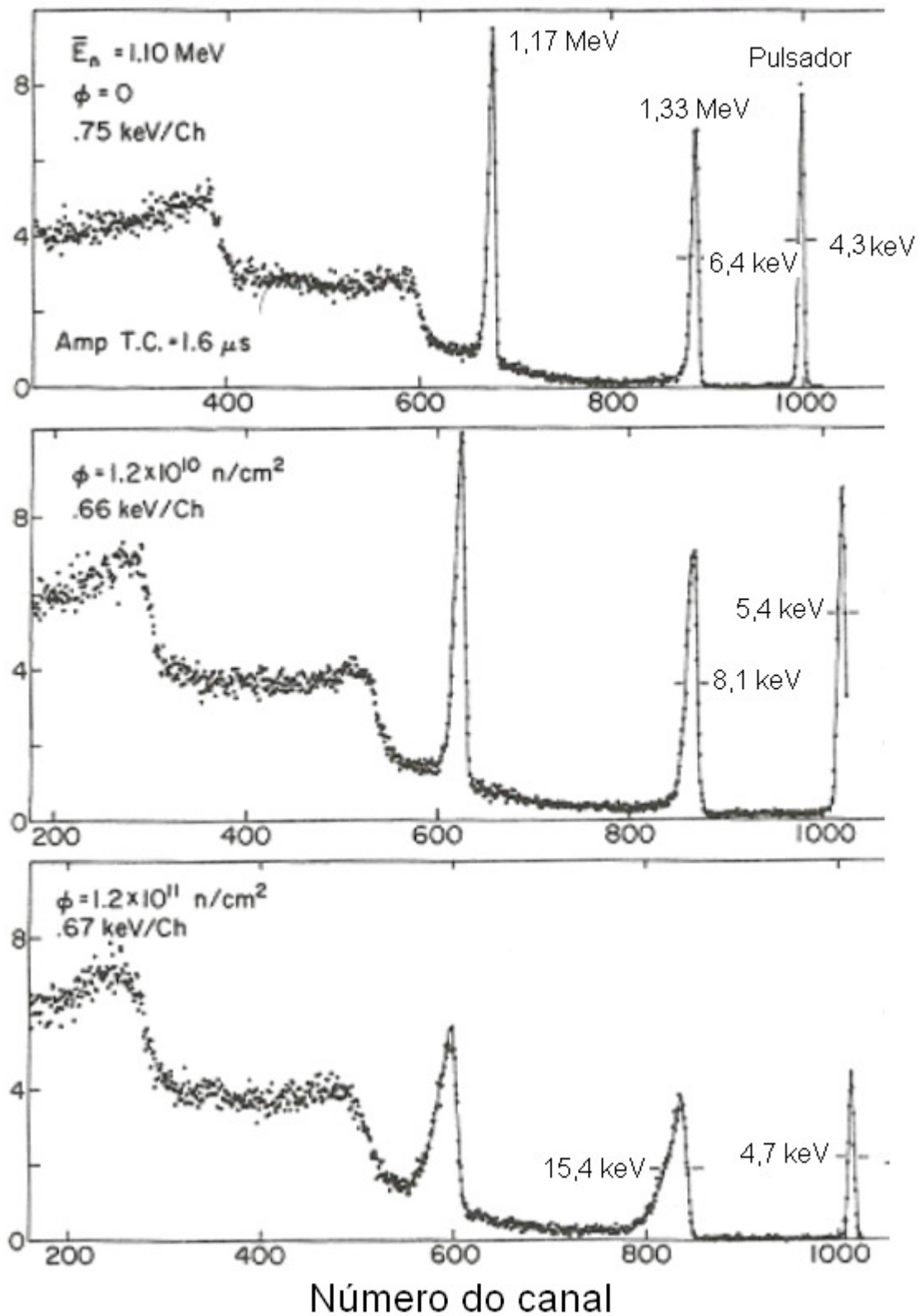


Figura 21: A deterioração do espectro gama de um detector de germânio (Ge(Li)) com o aumento da fluência de nêutrons. Apenas a parte superior do espectro é mostrada.

(KNOLL, 2010, p. 461)

Em detectores coaxiais, a configuração específica do detector pode ter uma forte influência sobre os efeitos espectrais medidos. Em HPGe coaxiais fabricados com germânio de alta pureza do tipo-p, os buracos são a espécie de portadores que se movem em direção ao contato p^+ fabricados sobre a superfície mais externa do cilindro. Percebe-se que detectores HPGe tipo-n mostram muito menor perda de desempenho por danos por radiação quando comparados com os detectores de tipo-p (KNOLL, 2010, p. 461).

Uma das vantagens dos detectores HPGe sobre os detectores Ge(Li) é que, quando o dano causado pelas radiações ocorre, eles podem ser reparados pelo aquecimento do detector (processo chamado também de choque térmico). A elevação da temperatura a 120°C por 72 horas pode restaurar detectores HPGe tipo-n levemente danificados, levando-os de volta à sua resolução inicial. Durante o processo de aquecimento, uma bomba de vácuo tem que ser conectada para preservar o criostato. O processo é suficientemente simples de modo que muitos usuários são capazes de executar este procedimento em seus próprios laboratórios (KNOLL, 2010, p. 462).

2.2.9 O espectro do detector de germânio

Em medidas de raios gama de energias acima de algumas centenas de keV, há, na atualidade, apenas duas categorias de detectores de maior importância: os cintiladores inorgânicos e os detectores semicondutores de germânio (KNOLL, 2010, p. 437).

A resolução em energia dos cintiladores é muito pobre. Como se pode ver na Figura 22, os detectores de germânio têm uma clara superioridade quando energias de raios gama muito próximas tem que ser separadas. Bons sistemas de germânio terão uma resolução de energia típica de uns poucos décimos por cento comparados com a faixa de 5-10% para o iodeto de sódio. Todavia, os menores tamanhos em que os detectores de germânio estão disponíveis e o baixo número

atômico do germânio ($Z = 32$) resultam em uma eficiência de fôtopico mais baixa (KNOLL, 2010, p. 437).

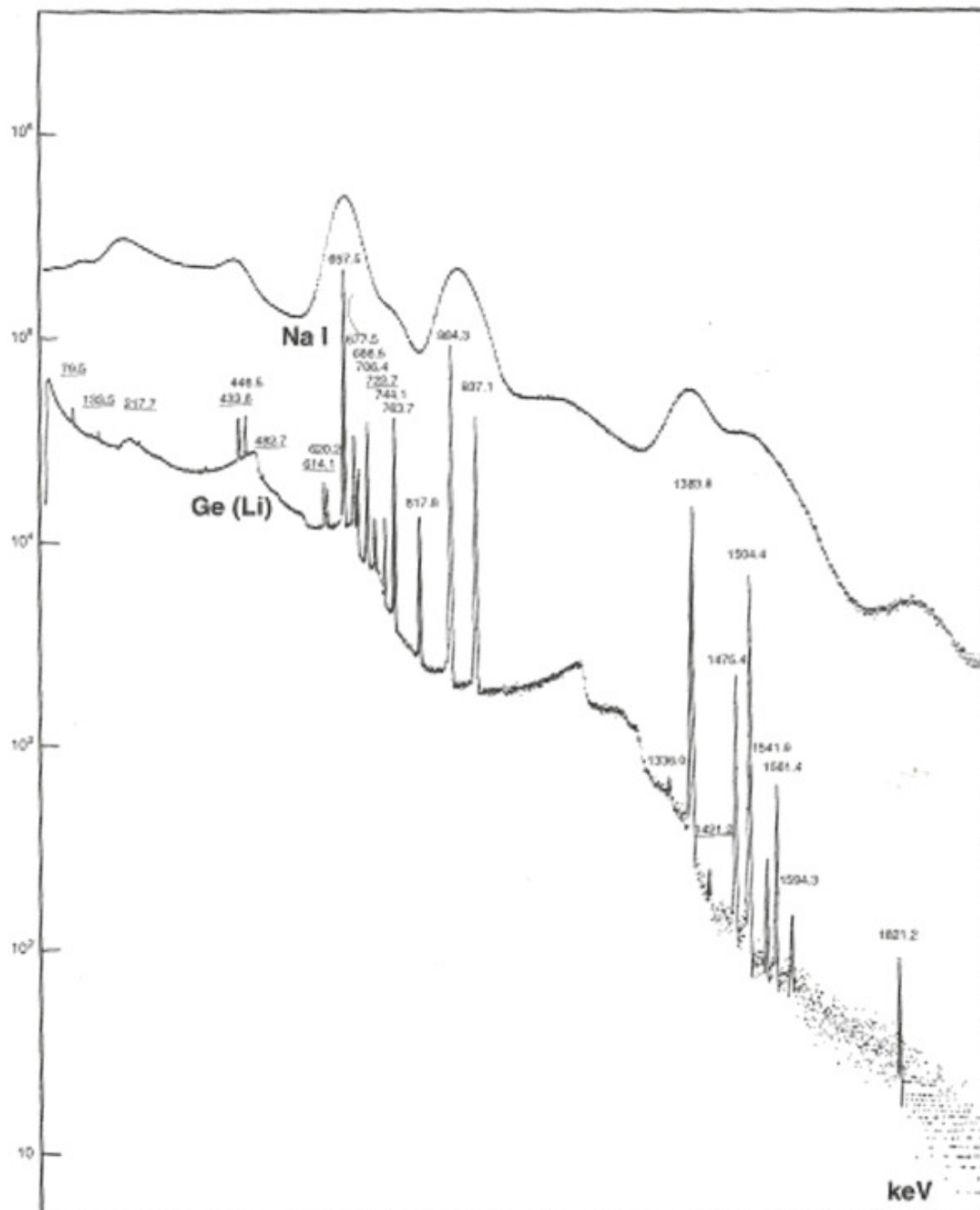


Figura 22: Espectros de altura de pulso empregando-se um detector cintilador e um detector semiconductor de germânio Ge(Li).

(KNOLL, 2010, p. 427)

Esta última desvantagem é um pouco compensada pela resolução em energia superior do germânio. A boa resolução não apenas ajuda a separar picos muito próximos, mas também auxilia na detecção de fontes fracas de energias discretas quando superpostas a um amplo espectro contínuo. Detectores com eficiências iguais resultarão em iguais áreas sob o pico, mas aqueles que tiverem boa resolução em energia produzirão um pico mais estreito e mais alto que poderão sobressair ao ruído estatístico da faixa contínua. Este efeito é apresentado na Figura 23 (KNOLL, 2010, p. 437).

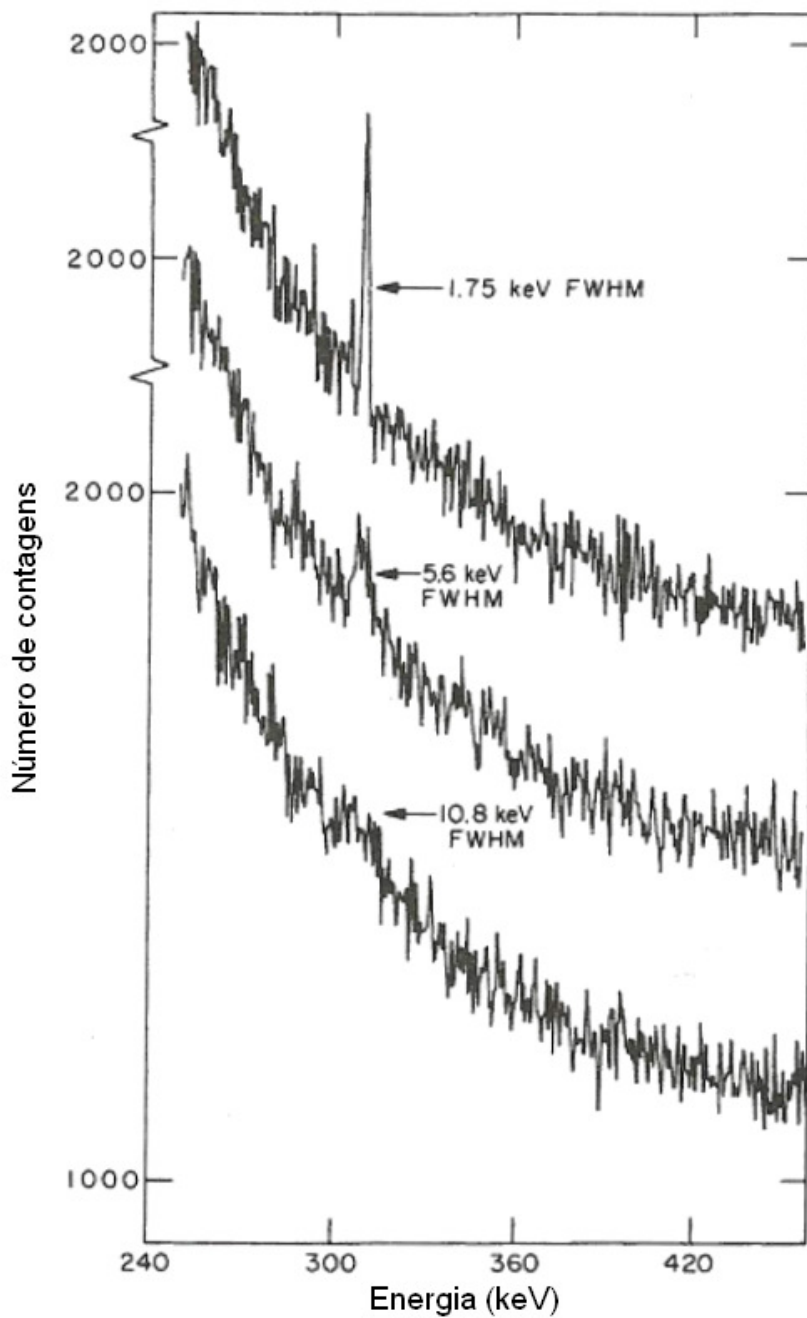


Figura 23: O efeito da resolução em energia sobre a capacidade de identificar um pico fraco superposto em uma região contínua. A área sob o pico é a mesma em todos os três casos.

(KNOLL, 2010, p. 438)

Os detectores de germânio são claramente preferíveis para a análise de espectros complexos de raios gama envolvendo muitos picos. A escolha é menos óbvia quando apenas algumas poucas energias amplamente espaçadas estão

envolvidas, particularmente se uma medição da intensidade é mais importante do que a determinação precisa da energia. Então a maior eficiência, a maior fração sob o fotopeak, e custo mais baixo dos cintiladores podem pender a seu favor (KNOLL, 2010, p. 437).

A Figura 24 apresenta exemplos de espectros de altura de pulso com um detector de germânio para raios gama monoenergéticos incidentes. Os processos de absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e produção de par podem contribuir para a resposta observada. O baixo número atômico do germânio e o pequeno volume ativo típico dos detectores de germânio quando comparados aos cintiladores de NaI(Tl), levam a diferenças significativas nas várias características do espectro de altura de pulso (KNOLL, 2010, p. 438).

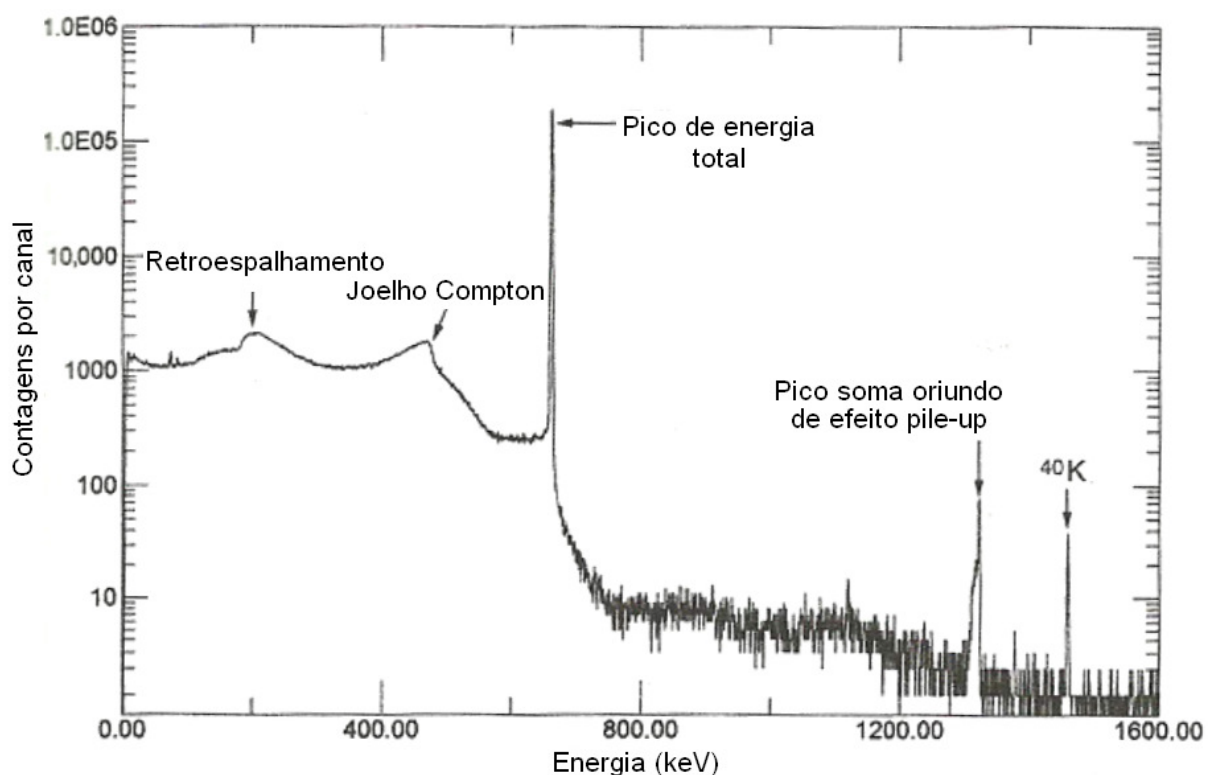


Figura 24: Espectro de altura de pulsos de um detector HPGe tipo-p.
(KNOLL, 2010, p. 439)

O baixo número atômico do germânio leva a uma seção de choque para efeito fotoelétrico de 10 a 20 vezes menor do que a do iodeto de sódio, e uma grande

discrepância existe também na comparação com outros cintiladores de elevado número atômico. Como resultado direto, a eficiência de pico intrínseca de um detector de germânio é muitas vezes menor do que a do iodeto de sódio para um volume equivalente. Apesar da área sob o fotopico ser muito menor, esses picos ainda são partes proeminentes do espectro porque sua largura é muito pequena devido à resolução em energia superior dos detectores semicondutores. Os eventos que contribuem para o pico de energia total agora provavelmente consistem muito mais de múltiplas interações – como espalhamento Compton seguido de absorção fotoelétrica do fóton espalhado –, sendo a absorção por um único efeito fotoelétrico um fenômeno relativamente raro. Na Figura 25 pode-se ver que os eventos de múltiplas etapas são os principais contribuintes para o pico de energia total em relação a todos os eventos isoladamente, exceto na faixa mais baixa de energia dos raios gama (KNOLL, 2010, p. 438).

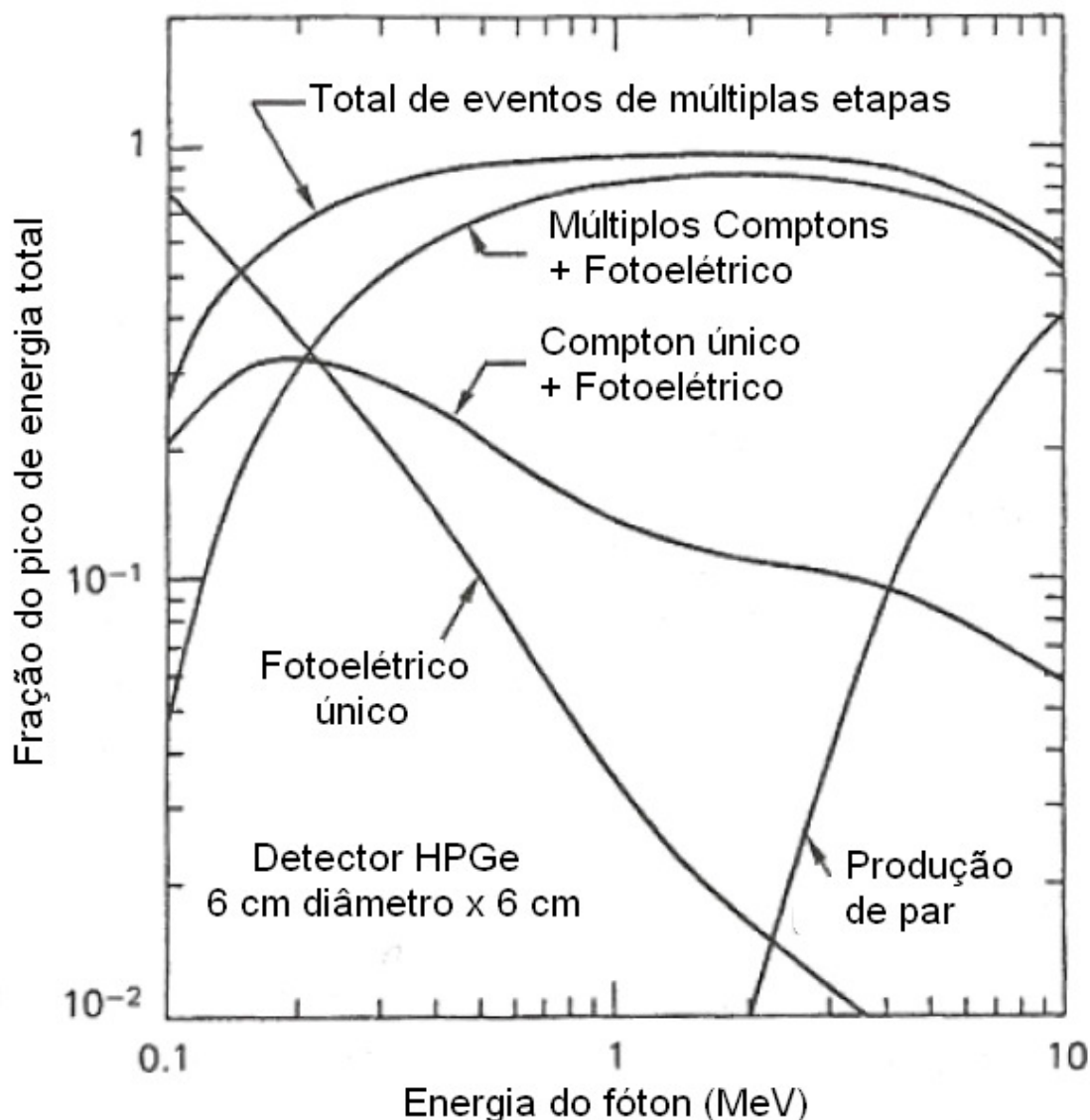


Figura 25: Frações que contribuem com o pico de energia total de diferentes mecanismos de perda de energia em um HPGe coaxial, previsto por meio de simulações em Monte Carlo. A absorção dos fótons por um único efeito fotoelétrico domina apenas para energias abaixo de 140 keV.

(KNOLL, 2010, p. 439)

O Compton contínuo também é uma parte proeminente do espectro obtido com o detector de germânio. Devido à razão das seções de choque de Compton e Fotoelétrico serem muito maiores no germânio do que no iodeto de sódio (NaI), uma fração muito maior dos eventos detectados recai dentro dessa faixa contínua do que sob o fotopico. A melhoria na resolução em energia leva a uma reprodução mais fiel

da forma da distribuição, incluindo a subida na região Compton próxima ao chamado joelho Compton. Devido ao espalhamento Compton ser uma interação com elétrons, a posição do joelho Compton está na mesma energia em todos os tipos de detector (KNOLL, 2010, p. 440). Uma desvantagem do germânio é a dificuldade de se conseguir uma camada morta frontal fina para minimizar a atenuação dos raios-X de baixas energias. (KNOLL, 2010, p. 441).

Uma forma detalhada dos picos observados no espectro de germânio é importante se a área sob o pico deve ser precisamente medida. Alguns detalhes das possíveis características da forma do pico são mostradas na Figura 26. A maioria dos ajustes empíricos do fotopico utiliza modificações de uma distribuição Gaussiana, permitindo a formação da cauda no lado de baixa energia da distribuição. A cauda surge de diversos fatores físicos, incluindo a coleta imperfeita de cargas em algumas regiões do detector ou elétrons secundários e radiações de *bremstrahlung* que escapam do volume ativo do detector. A distinção entre as caudas curta e longa na Figura 26 deve-se ao fato de que a cauda curta tem um efeito mais sério sobre a forma do pico próximo à sua base, ao passo que a cauda longa frequentemente pode ser tratada como uma parte adicional da radiação de fundo (*background*) (KNOLL, 2010, p. 443).

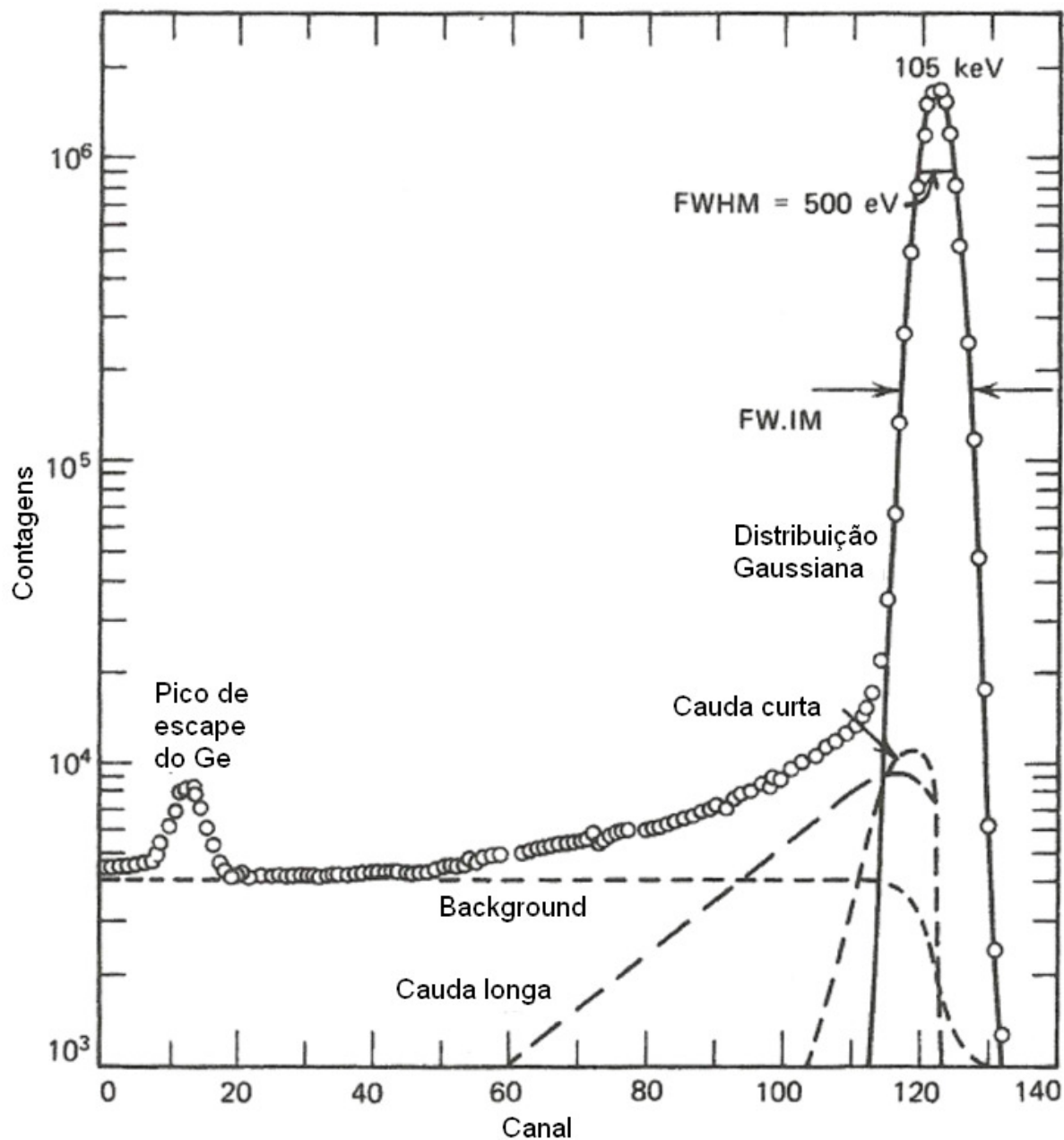


Figura 26: Forma detalhada de um pico observado com um detector de germânio Ge(Li).
(KNOLL, 2010, p. 446)

2.3 A influência da temperatura do meio nas interações nucleares

Um questionamento que se faz, quando da simulação de fótons em códigos de Monte Carlo, é se a temperatura do meio não influenciaria no espectro dado como

resposta. Acontece que os códigos de Monte Carlo simulam um espectro resultante da energia depositada mediante interações nucleares e a temperatura do meio não é um fator de influência considerável quando das interações de fótons com a matéria.

ATTIX (2004, p. 69) explica que, na condição de equilíbrio da partícula carregada (no inglês *Charged Particle Equilibrium*, ou CPE), a dose absorvida pelo meio pode ser aproximada pelo Kerma de colisão (K_c), e este é dado por:

$$D \stackrel{CPE}{\Rightarrow} K_c = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \quad (2.12)$$

onde Ψ é a fluência em energia e μ_{en}/ρ é o coeficiente de absorção em massa, que é tabelado apenas em função da energia incidente e da composição do material absorvedor, mas não de sua temperatura.

2.4 Retrospecto de trabalhos sobre a modelagem de detectores HPGe

O emprego de códigos de Monte Carlo para realização de simulações de detectores já ocorre há algumas décadas. Diversos trabalhos têm mostrado a capacidade de tais modelos computacionais em reproduzir um sistema de medição e auxiliar a espectroscopia.

Em 2000, LUDINGTON E HELMER publicaram artigo no qual empregavam o código CYLTRAN² para fornecer pontos adicionais a uma curva de eficiência relativa de detectores HPGe coaxiais. Para tal, realizaram testes prévios com seu modelo, a fim de garantir a precisão adequada do detector simulado. Desta maneira, puderam empregar a modelagem para fornecer pontos que preenchessem as lacunas entre as energias com as quais trabalharam em laboratório. Nessa ocasião os autores comentaram uma das dificuldades encontradas quando da realização da modelagem, a saber, a possibilidade de vir a ser necessário o emprego de variações nas dimensões fornecidas pelos fabricantes. Segundo eles, as especificações usadas em Monte Carlo necessitam ser diferentes daquelas constantes nas especificações

² CYLTRAN é um dos códigos de Monte Carlo disponíveis atualmente.

do fabricante para se obter a melhor concordância com os valores medidos de eficiência.

Explicaram essas alterações sob duas vertentes: na primeira, as mudanças se justificariam pelo fato de as camadas mortas não possuírem espessura uniforme, devendo-se esperar que possuam uma transição suave para o volume totalmente sensível em vez de uma fronteira nítida; a segunda justificativa se daria por meio das alterações no campo elétrico que poderiam ser feitas pelo fabricante, e que tornariam insensível parte do cristal. Desta forma, os autores do artigo mencionado se propuseram a testar alterações em três parâmetros do detector: a espessura da janela frontal do detector, a espessura da camada morta superficial do cristal e o comprimento do detector.

LABORIE ET AL (2000) publicaram, no mesmo ano, um artigo no qual trabalharam com um detector HPGe tipo poço com fontes de volumes diferentes, realizando as simulações no código GEANT³. Além disso, eles realizaram no mesmo artigo um teste prévio do GEANT, simulando um detector HPGe coaxial tipo-n convencional. Nesta simulação inicial eles empregaram energias de 46,5 keV a 1836 keV, e obtiveram as razões entre as eficiências experimental e simulada variando entre 0,98 e 1,05. Para tal, a espessura da camada morta fornecida pelo fabricante (menor ou igual a 500 micrômetros) foi usada com o ser valor máximo (500 micrômetros) e a espessura da janela de entrada de alumínio (*endcap*) foi empregada com 0,75 mm enquanto o fabricante especificava apenas que era menor ou igual a 1 mm. Desta etapa eles concluíram ser muito boa a concordância obtida e que os valores simulados de eficiência eram suficientemente precisos para produzir a curva de calibração de eficiência de pico de energia total e, assim, simplificar grandemente o trabalho experimental.

Na parte do trabalho relativa ao HPGe tipo poço, eles mencionam que, pelo fato de seu detector, fabricado em 1994, ter sido levado a baixas temperaturas rapidamente após a fabricação e sua temperatura nunca ter se elevado posteriormente, o lítio não teria se difundido significativamente para dentro do cristal e a camada morta praticamente não teria se modificado. Ao explanarem sobre sua modelagem, foi relatado que, segundo os dados do fabricante, o HPGe tipo poço empregado teria uma camada morta de cerca de 0,8 mm meses após a fabricação e,

³ GEANT é o código de Monte Carlo desenvolvido pelo CERN.

em alguns casos, poderia se estender até 2 mm. Na modelagem eles empregaram o valor de 1,5 mm. Algumas considerações importantes, reproduzidas a seguir, foram expostas pelos cientistas.

“Nós consideramos o contato n^+ como uma camada morta uniforme de algumas centenas de micrômetros e todo o volume do cristal, exceto essa camada morta, como um volume ativo. Este modelo funciona muito bem mas, de fato, o contato n^+ é parcialmente ativo, de forma que a fração da coleta de cargas aumenta de 0 a 1 a partir da superfície do cristal em direção ao seu interior. Assim, um fóton interagindo nesta região não pode fornecer uma contagem no pico de energia total, mas pode resultar em uma contagem em uma baixa energia. Além disso, o campo elétrico dentro do cristal não é uniforme, mas submete-se a variações, com o seu perfil dependendo do tipo de detector. Para evitar perdas de muitos portadores de cargas em regiões de campos muito baixos, os fabricantes algumas vezes tem removido a região: detectores coaxiais tem a borda arredondada na face frontal, mas variações importantes na força do campo elétrico dentro do cristal podem permancer e levar a longos tempos de subida, de forma que as cargas não sejam coletadas dentro de tempos de integração razoáveis.”

Eles comentam ainda que sempre obtiveram resultados simulados maiores do que os experimentais, e que as concordâncias ficaram dentro de 10% para fontes de volumes de 3 e 5 cm³ e dentro de 15% para 8 cm³. Concluíram, assim, que pelo menos nos casos mais simples, o código de Monte Carlo é capaz de atingir uma concordância razoável com os valores experimentais.

KARAMANIS ET AL (2002) publicaram artigo no qual simularam um HPGe coaxial tipo-p da ORTEC, com 40% de eficiência relativa, em dois códigos diferentes: o MCNP4B⁴ e o GEANT. Este trabalho é muito importante para essa dissertação por tratar-se de uma simulação bastante semelhante com a que se apresenta aqui. Eles calcularam a eficiência com a função *tally F8*⁵ no MCNP4B. Segundo os autores, os valores de eficiência experimental e simulada não estiveram em boa concordância com os parâmetros fornecidos pela ORTEC. A razão entre os valores experimental e simulado de eficiência foi de cerca de 0,8 para as energias do ¹⁵²Eu acima de 400 keV e de cerca de 0,73 para 121,8 keV. Atribuíram este resultado ao fato de as dimensões ativas do detector serem diferentes daquelas providas pelo

⁴ MCNP4B é uma das versões do código MCNP desenvolvido no Laboratório de Los Álamos.

⁵ O *tally F8* é o comando de saída do MCNPX que fornece o espectro de pulsos gerados, a partir de interações radiativas, em um determinado volume.

fabricante. Explicaram que existem duas razões principais para esta discrepância: primeiro, a espessura da zona morta pode ser diferente daquelas fornecidas na folha de especificações ou podem mudar com o tempo (refrigeração e aquecimento sucessivos) e aumentar até 1 mm depois de muitos anos. Por isso, essa espessura foi tratada por eles como um parâmetro ajustável. A segunda razão apontada foi a distância entre o cristal de germânio e a janela de alumínio que, segundo os autores, pode mudar devido à reparação. Mencionaram, ainda, que embora não existissem medidas diretas que evidenciassem as mudanças acima, seus ajustes geralmente reproduziam os valores experimentais observados.

Assim, no artigo mencionado, foi optado por se variar dois parâmetros. A distância do alumínio ao germânio foi aumentada de 3 mm para 8 mm e a camada morta foi aumentada em 0,6 mm para reproduzir a eficiência dos gamas de baixas energias. Assim, uma concordância melhor que 95% para quase todas as energias entre 99,509 keV e 1501,57 keV foi encontrada.

Em 2005, MALEKA E MAUČEC empregaram o método de Monte Carlo para simular a resposta de um detector HPGe para fótons de energias abaixo de 1 MeV. Um dos objetivos era estimar a incerteza devida a inadequadas especificações nos componentes físicos do detector, particularmente a espessura da camada morta e o invólucro de alumínio. O trabalho foi desenvolvido no código MCNP4C. Dos resultados de suas simulações, eles perceberam que a incerteza devida à camada morta tem grande efeito em fótons abaixo de 100 keV. Os autores mencionam que o ajuste de sua função GEB⁶, no qual foram empregados apenas 3 pontos, resultou nos parâmetros *a*, *b* e *c* com valores respectivamente iguais a 0,00036; 0,0018 e 0,02. Chamam atenção, por contrastarem com aqueles apresentados nas experiências desta dissertação⁷, os valores de FWHM expostos no artigo, a saber, 1 keV em 122 keV e 2,5 keV em 1332 keV. Sobre os parâmetros fornecidos pelo fabricante, eles relatam que as especificações do detector nem sempre são suficientes. Mencionam que são necessários aproximadamente 15 horas de tempo computacional e pelo menos 130 milhões de histórias processadas para se obter uma incerteza estatística na resposta de altura de pulso abaixo de 0,5%.

⁶ A função e a programação da função GEB são comentados na seção 3.4.2.

⁷ Os valores de FWHM são apresentados na Tabela 6. A diferença chama a atenção pelo fato do HPGe utilizado estar apresentando FWHM muito elevado.

Quanto à influência da camada morta, MALEKA E MAUČEC expõem também alguns importantes comentários. Segundo estes pesquisadores, para a energia mínima (dos fótons de 15 keV) os resultados indicaram que a intensidade total aumenta de um fator de 7 quando a camada morta é reduzida de 50%, o que resultou em aproximadamente 80% de redução da taxa de contagens totais no detector. Eles explicam que quando a energia incidente aumenta, o ponto de deposição de energia é movido ao longo da linha de progressão da partícula, isto é, em direção ao interior do cristal. Assim, para qualquer energia dada, o ponto da primeira colisão é determinado e dependente da espessura do material. Em baixas energias (isto é, aproximadamente 15 keV), a maior parte dos raios gama depositará suas energias em distâncias curtas dentro da camada morta e, por isso, não atingirá o volume ativo do cristal. Em altas energias, o efeito do aumento da espessura da camada morta é menos alarmante já que a maior parte dos raios gama atravessa a camada morta e atinge a área ativa do cristal.

Em 2006, SALGADO ET AL trabalharam na simulação de um HPGe de geometria planar. Eles ressaltaram a importância na determinação da camada morta, especialmente devido à chamada zona de transição, que é o intervalo que nem é totalmente inativo e nem totalmente ativo. Esse trabalho coopera com essa dissertação, pois descreve o procedimento que aqui foi empregado para ajuste do detector simulado. Os autores relatam que a simulação do detector foi baseada na informação fornecida pelo fabricante. Todavia, depreenderam uma atenção especial à espessura da camada morta, uma vez que não havia nenhuma informação disponível sobre a camada de transição. Assim, procederam à obtenção desta espessura. O procedimento aplicado para determinar precisamente a adição à espessura da camada morta consistiu na comparação entre dados experimentais e simulados. A espessura nominal da camada morta foi empregada para a simulação inicial e os resultados comparados com os experimentais. A simulação foi então repetida, ajustando-se o valor da espessura da camada morta de acordo com o resultado obtido anteriormente. Se a curva simulada caía acima dos pontos experimentais, a espessura da camada morta era aumentada; caso contrário, ela era diminuída.

No caso de SALGADO ET AL, o contato elétrico direcionado para a janela de entrada do detector era o contato p^+ de boro. O fabricante fornecia o valor de 0,5 μm

(segundo os autores, esse valor mostra que o fabricante considera apenas o contato elétrico e não toda a camada morta que pode existir) e eles obtiveram o melhor ajuste quando a camada morta foi simulada com a espessura de 4 μm .

SALGADO ET AL chamaram a atenção para o posicionamento da fonte. Segundo eles, que trabalharam com uma fonte de ^{241}Am , a fonte foi posicionada a 10 cm do detector para evitar qualquer contagem de coincidência.

Em 2007, HUY ET AL simularam um detector HPGe coaxial tipo-p no código MCNP4C2. Realizaram também o ajuste do modelo simulado mediante a comparação com os dados experimentais. Deste trabalho concluíram que a camada inativa de germânio (camada morta) aumentou de 0,35 mm para 1,16 mm após 9 anos de operação, sendo 5% nos três primeiros anos e 8% nos últimos seis. Eles associaram a perda de eficiência que notaram no detector ao aumento dessa camada inativa.

O que é interessante neste artigo é que eles associaram, mesmo para energias maiores do que 200 keV⁸, a perda de eficiência ao aumento da camada morta. Além disso, embora tradicionalmente seja aceito que os detectores HPGe podem ser armazenados à temperatura ambiente sem necessitarem que o cristal seja mantido em baixas temperaturas quando não estão em operação⁹, os autores associaram o aumento da camada morta ao fato do detector ter permanecido na temperatura ambiente.

“O detector HPGe GC1518 em estudo iniciou sua operação em março de 1996. No período de 1996 a 2005, ele ficou armazenado aquecido por cerca de 210 dias. Esta condição de armazenamento pode levar a um significativo aumento da camada inativa de germânio do detector e a uma perda de sua eficiência.”

Mais uma consideração importante foi feita por HUY ET AL. Ao realizarem a comparação dos resultados experimentais e simulados a fim de realizarem o ajuste da camada inativa de germânio, eles empregaram as fontes de ^{22}Na (gammas com energias de 511 e 1274 keV), ^{137}Cs (661,66 keV), ^{54}Mn (834 keV) e ^{60}Co (1173 e

⁸ O valor de 200 keV foi indicado por Knoll (2010) como sendo um limite superior das energias de raios gama sobre os quais a camada morta teria influência significativa. Ver seção 2.1.1.

⁹ O fato do cristal de germânio poder ser mantido à temperatura ambiente nos detectores HPGe é apontado como o principal fato para que esses detectores de germânio hiper-puro tenham substituído os antigos Ge(Li). Ver seção 2.1.2.

1332 keV). Para evitarem a ocorrência de efeito soma-coincidência, os pesquisadores posicionaram as fontes em uma distância de 15 cm do detector.

Ainda em 2007, SCHLÄGER simulou dois detectores HPGe coaxiais no código MCNP4C2. Segundo o autor, os modelos iniciais do detector, ainda baseados nos dados fornecidos pelo fabricante, forneceram eficiências de 10-20% maiores do que as eficiências medidas experimentalmente. Nesse ajuste foram empregadas três fontes: ^{241}Am (59,5 keV), ^{137}Cs (661,6 keV) e ^{60}Co (1332,5 keV). Para ele, a baixa energia da radiação do ^{241}Am é bem adaptada para a análise das dimensões externas do cristal cilíndrico, da espessura do invólucro externo de alumínio do detector e das camadas mortas, ao passo que a radiação mais penetrante emitida pelas duas outras fontes revelam mais detalhes das partes internas do cristal. De outra forma, ele empregou as emissões do césio e do cobalto para fazer leves modificações no diâmetro do buraco central do cristal.

Quanto às incertezas das simulações, SCHLÄGER menciona que para manter a incerteza de cálculo do MCNP abaixo de 1%, ele simulou em Monte Carlo de 40 a 150 milhões de emissões.

BOSON ET AL (2008) simularam no código MCNP5 um detector HPGe coaxial abulado, tipo-p, fabricado pela ORTEC, com 36% de eficiência relativa, fabricado mais de 20 anos antes da realização do trabalho. O raio do abaulamento era de 8 mm, muito similar ao detector utilizado ao longo do presente trabalho. Os autores comentam que a deficiência observada na eficiência do detector real é frequentemente atribuída a uma subestimativa¹⁰ da espessura da camada morta pela espessura do contato n^+ . Os autores iniciaram o trabalho empregando a espessura da camada morta igual a 0,7 mm, conforme indicado pelo fabricante, e seus ajustes levaram a uma camada morta média igual a 1,5 mm na lateral e 1,9 mm na parte frontal do detector.

O trabalho acima foi realizado com a emissão de 59,54 keV do ^{241}Am e 244,7 keV do ^{152}Eu . De acordo com os pesquisadores, a camada morta influenciaria bastante a baixa energia emitida pelo amerício e praticamente não influenciaria a energia do európio.

¹⁰ Como visto na seção 2.1.1, a camada morta não é exatamente o contato elétrico. Apenas como uma “primeira aproximação” pode-se considerar camada morta e contato elétrico como equivalentes.

BOSON ET AL concordaram com a afirmação de HUY ET AL (2007) com relação à variação da camada morta com o tempo dado o fato do detector não ficar permanentemente sob refrigeração.

“Huy et al apresentaram observações indicando que a camada morta de seu detector aumentou de 0,35 para 1,16 mm em um período de 9 anos. Dado que o detector neste estudo foi fabricado a mais de 20 anos atrás, e tem sido mantido à temperatura ambiente na maior parte deste tempo, é razoável suspeitar que algum aumento na espessura da camada morta tenha ocorrido. O resultado pode ter sido diferente do de um detector mais jovem, e certamente seria interessante repetir o estudo com um detector novo.”

Também em 2008, COURTINE ET AL modelaram um detector HPGe de cerca de 12 anos de fabricação no código GEANT4. No trabalho, os autores obtiveram uma concordância pobre entre a eficiência simulada com base nos dados nominais e a eficiência experimental quando empregada uma fonte de ^{137}Cs . Segundo eles, a eficiência simulada foi cerca de 10% maior que a eficiência experimental. Eles optaram então por melhorar o modelo por meio do método de tentativa e erro. Para isso, adotaram a camada morta como único parâmetro, com intenção de explorar as possibilidades e a pertinência deste parâmetro. No curso do trabalho, assumiram a possibilidade da espessura da camada morta não ser uniforme ao longo da superfície do detector. Contudo, explicaram que o modelo de camadas mortas que foi obtido caracterizou-se por uma espessura variável que contabilizou os efeitos que não são originados da camada morta verdadeira, tais como a coleta incompleta de cargas. Mas tais efeitos, segundo eles, podem, em uma primeira aproximação, serem representados pelas camadas mortas, sendo esta uma vantagem da parametrização que foi empregada.

Posteriormente, TZIKA ET AL (2010) simularam no MCNP um detector HPGe tipo-p, modelo GEM, da ORTEC, com 85% de eficiência relativa. A análise dos dados foi feita com o programa GammaVision (este é um dos programas de análise de espectro desenvolvidos pela ORTEC, assim como o MAESTRO) e foram empregadas no trabalho sete energias entre 53 e 1332 keV, incluindo a emissão de 661,66 keV do ^{137}Cs . Segundo os autores, o efeito da espessura da camada morta foi mais pronunciado para os fótons de energias mais baixas, de 53 a 122 keV, dado que fótons de baixas energias sofrem forte atenuação na camada morta externa.

Fótons de energias mais altas apresentaram menor sensibilidade à mudança na espessura da camada morta. O uso da espessura nominal da camada morta, igual a 0,7 mm, levou a uma superestimativa da eficiência de pico de energia total. Todavia, a camada morta com espessura de 1,0 mm apresentou uma diferença menor do que 10% entre as eficiências de pico de energia total para todas as energias dos fótons empregados. Para TZIKA ET AL, esta diferença foi considerada aceitável para proteção radiológica.

VASCONCELOS ET AL (2011) simularam em MCNP um detector HPGe coaxial. Mais uma vez ficou clara a preocupação com a zona de transição da camada morta para o volume ativo do detector, que acaba sendo considerada como um acréscimo na espessura da camada morta. Os autores relataram que a espessura efetiva da camada morta não é bem conhecida devido à existência de uma zona de transição entre a camada inativa e o germânio ativo no cristal cuja espessura é muito difícil de ser estimada. Em seu trabalho, assumiram a espessura de 1,5 mm (incluindo as espessuras dos eletrodos externo e interno).

Quanto às medições laboratoriais, VASCONCELOS ET AL empregaram 86400 segundos de tempo vivo (do inglês *live time*), ou seja, 24 horas. Como fonte, eles empregaram uma solução radiativa preparada em um *Marinelli beaker* e contendo quatro radionuclídeos, a saber: ^{133}Ba (81 keV, 276,4 keV, 302,9 keV, 356 keV e 383,9), ^{134}Cs (604,7 keV e 795,8 keV), ^{137}Cs (661,66 keV) e o ^{60}Co (1173,2 keV e 1332,5 keV). A comparação entre os espectros simulado e experimental realizada pelo grupo é apresentada na Figura 27.

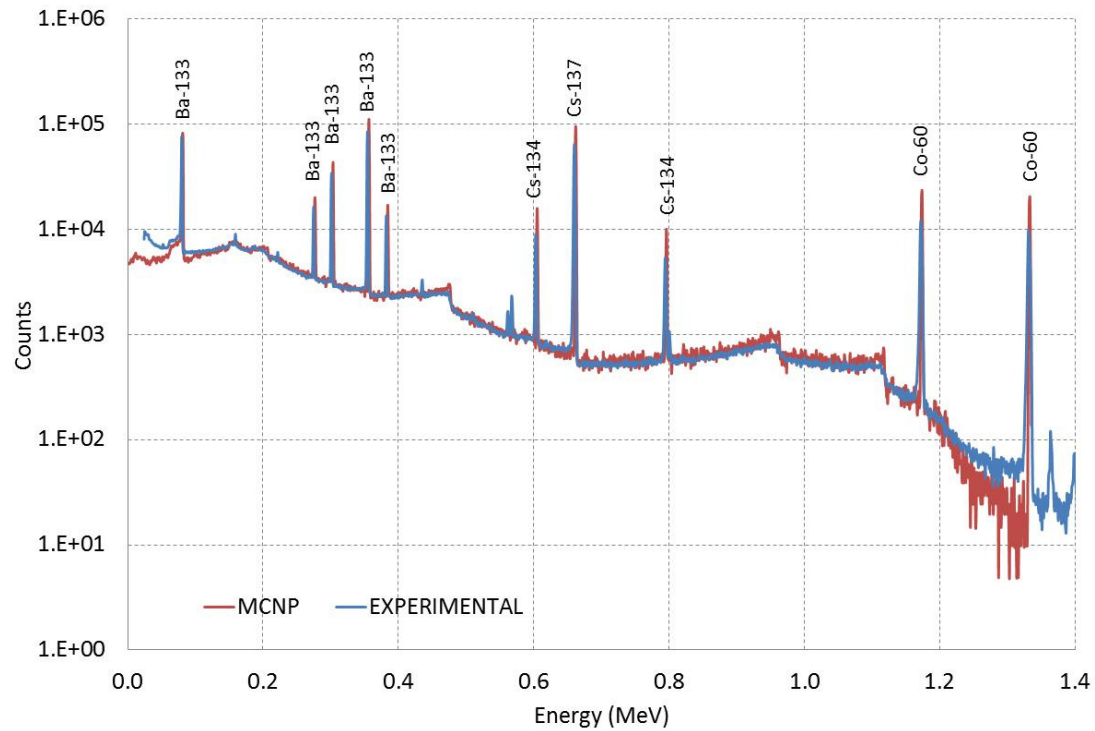


Figura 27:: Comparação das distribuições de altura de pulso experimental e simulada obtida por VASCONELOS ET AL (2011).

Foi apresentada ainda pelos pesquisadores, uma tabela comparativa das eficiências de pico de energia total simulada e experimental. Tais dados são expostos na Tabela 1.

Tabela 1: Comparação das eficiências de pico de energia total obtida por VASCONCELOS ET AL (2011).

Nuclídeo	Energia (keV)	Razão entre as eficiências de pico de energia total MCNP/Exp
¹³³ Ba	80,98	1,00
¹³³ Ba	276,39	1,11
¹³³ Ba	302,92	1,08
¹³³ Ba	356,01	1,07
¹³³ Ba	383,91	1,03
¹³⁴ Cs	604,72	1,12
¹³⁷ Cs	661,58	0,98
¹³⁴ Cs	795,86	1,11
⁶⁰ Co	1173,18	1,10
⁵⁰ Co	1332,5	1,12

FONTE: VASCONCELOS ET AL (2011).

Da análise da Tabela 1, percebe-se que, ao realizar o ajuste da camada morta em 1,5 mm, os pesquisadores conseguiram obter uma excelente concordância na energia mais baixa, mas uma concordância pobre em todas as energias acima de 200 keV. Dado que a literatura afirma que a camada morta tem influência desprezível para energias acima de 200 keV, uma pesquisa interessante seria o efeito do aumento da região inativa em relação aos valores apresentados na tabela acima. Será que de fato, ao elevar a espessura da camada morta, as eficiências em altas energias permaneceriam com o mesmo valor? Ou haveria uma espécie de *trade-off* (situação em que há conflito de escolha, um dilema), isto é, ao passo que o aumento da camada morta melhoraria a concordância nas altas energias, levaria a uma discordância em baixas energias? Analisando o restante do trabalho de VASCONCELOS ET AL, pode-se inferir a resposta a essa pergunta.

Na referida pesquisa foi apresentado um gráfico com a variação das eficiências com a variação da espessura da camada morta (0,5mm; 1,0 mm; 1,25 mm e 1,5 mm) e a correspondente tabela de razões entre a eficiência simulada e a experimental (apresentada numericamente na Tabela 2).

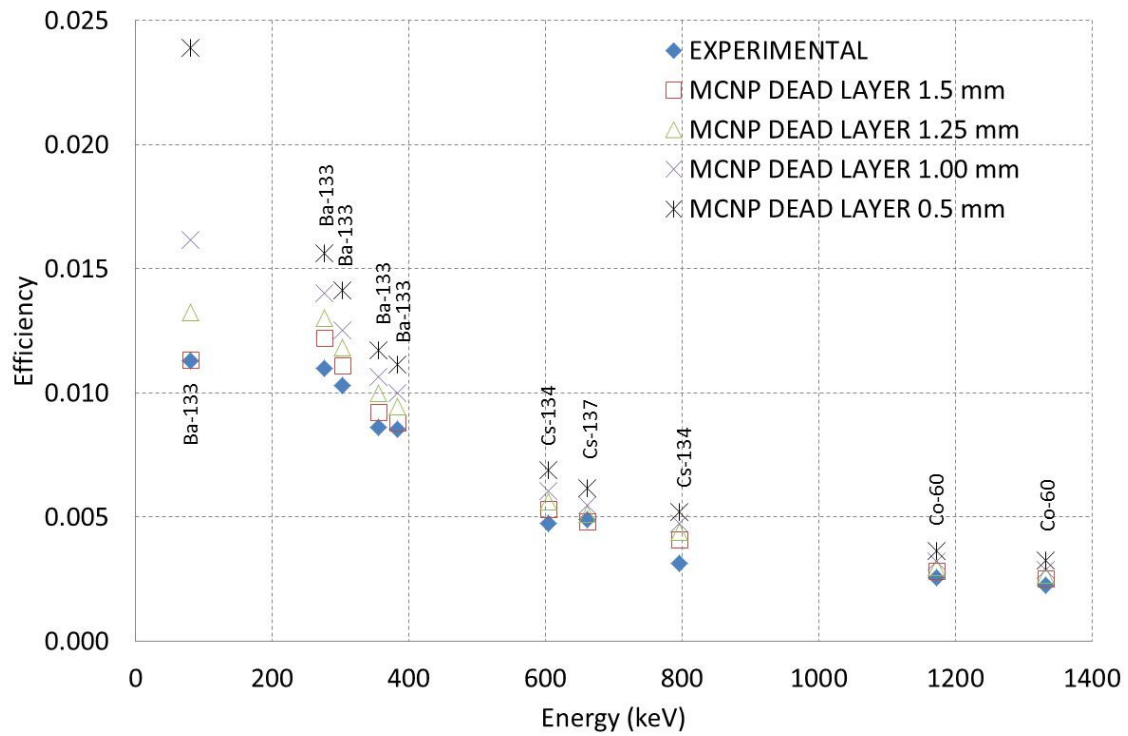


Figura 28: Comparação das eficiências experimental e simulada para quatro ajustes de camada morta.

(VASCONCELOS ET AL, 2011)

Tabela 2: Razão entre as eficiências de pico de energia total entre os modelos simulado e o experimental. Modelo 1: 1,5 mm; Modelo 2: 1,25 mm; Modelo 3: 1,0 mm e Modelo 4: 0,5 mm.

Nuclídeo	Energia (keV)	Razão modelo1/ experimental	Razão modelo2/ experimental	Razão modelo3/ experimental	Razão modelo4/ experimental
¹³³ Ba	80,98	1,00	1,17	1,43	2,11
¹³³ Ba	276,39	1,11	1,18	1,27	1,42
¹³³ Ba	302,92	1,08	1,15	1,21	1,37
¹³³ Ba	356,01	1,07	1,16	1,24	1,36
¹³³ Ba	383,91	1,03	1,11	1,17	1,31
¹³⁴ Cs	604,72	1,12	1,19	1,28	1,45
¹³⁷ Cs	661,58	0,98	1,04	1,12	1,26
¹³⁴ Cs	795,86	1,30	1,40	1,51	1,66
⁶⁰ Co	1173,18	1,10	1,17	1,25	1,42
⁵⁰ Co	1332,5	1,12	1,19	1,27	1,44

FONTES: VASCONELOS ET AL (2011).

É muito importante a observação do gráfico e da tabela acima. Fica nítido que, para altas energias, a melhor aproximação entre os valores simulado e experimental ocorreu na mais espessa camada morta. Tomando-se por base a energia mais alta do ¹³⁴Cs (795,86 keV), nota-se que, conforme a zona inativa aumenta, a eficiência simulada se aproxima da experimental. Teria sido interessante se os autores tivessem se proposto a aumentar ainda mais a espessura da camada morta. Dada a tendência apresentada, pode-se supor que, com uma camada morta ainda mais espessa (por exemplo, cerca de 2 mm ou 2,5 mm), as eficiências experimental e simulada praticamente se igualariam. O problema é que, se fosse feito tal ajuste, essa camada morta mais espessa certamente atenuaria excessivamente os fótons de baixas energias. Como consequência, uma melhora para altas energias na compatibilidade do modelo simulado para com o experimental, resultaria numa degradação da compatibilidade que ocorre na baixa energia com a camada morta de 1,5 mm. Este é o *trade-off* mencionado. Se o detector for modelado para baixas

energias, ele deixa a desejar nas altas energias. Se, por outro lado, ele é simulado para altas energias, deixará a desejar nas baixas.

Esse fato naturalmente gerou bastante discussão ao longo do desenvolvimento desta dissertação. Como será visto no Capítulo 4, ao se realizar a modelagem do detector baseando-se na energia de 661,66 keV do ^{137}Cs , obteve-se uma boa compatibilidade no respectivo fotopico, mas houve uma incompatibilidade entre os picos de raios-X característicos simulado e experimental: nestes, as contagens simuladas foram muito menores do que as experimentais, reflexo de uma superestimativa da camada morta simulada.

Toda essa discussão ganha importância a partir do momento em que não apenas um trabalho, mas alguns, indicam - contrariando aparentemente a literatura - que há sim uma influência da zona inativa mesmo em energias acima de 200 keV. Essa pode ser apenas uma falha nos modelos simulados, mas pode realmente representar o que ocorre fisicamente. Cabe ainda a reprodução de um fragmento da conclusão de VASCONCELOS ET AL (2011).

“A concordância entre as eficiências simulada e experimental é satisfatória e permite o estudo de parâmetros de projeto relevantes deste tipo de detectores. A espessura da camada morta é um dos mais importantes parâmetros, afetando a eficiência do sistema de detecção. O efeito deste parâmetro é mais importante na faixa de baixas energias (abaixo de 400 keV), mas não é desprezível para a faixa das altas energias (até o ^{60}Co).”

Fruto do que foi apresentado neste capítulo, percebe-se uma certa discordância, ainda não explicada, sobre a influência da camada morta dos detectores HPGe nas altas energias. Enquanto consagrada literatura afirma que tais camadas têm efeito praticamente desprezível em altas energias, algumas pesquisas com códigos de Monte Carlo acabam por apresentar o oposto.

3 METODOLOGIA

3.1 Modelagem do sistema

Neste trabalho procura-se alcançar a adequação da resposta do detector simulado, buscando-se a aproximação entre os espectros experimental e computacional. Os erros associados às contagens espectrométricas não são levados em consideração para esta dissertação. A ênfase recai sobre os valores medidos e calculados, sendo calculados apenas os desvios entre estas grandezas.

O detector é modelado com os parâmetros que foram fornecidos pelo fabricante, exceto para a camada morta externa, que é aumentada progressivamente, a partir do valor nominal, de forma que a resposta simulada se aproxime da experimental, seguindo o mesmo procedimento de trabalhos publicados anteriormente, como LABORIE ET AL (2000), SALGADO ET AL (2006), TZIKA ET AL (2010) e COURTINE ET AL (2008).

Considera-se que todas as outras dimensões do detector fornecidas pelo fabricante sejam confiáveis. Os ajustes da camada morta são realizados pelo método da tentativa e erro através da comparação dos resultados simulados com as respostas experimentais. Essa camada morta externa é ajustada sempre por mudanças homogêneas em sua espessura ao longo de sua superfície.

As simulações em Monte Carlo se restringem ao detector, à blindagem, à fonte (suporte e material radiativo) e ao meio de ar envoltório. Não é modelado o aparato eletrônico envolvido.

O processo é desenvolvido empregando-se uma fonte de ^{137}Cs , com atividade igual a 33,9 kBq na data das experiências e o ajuste do modelo se concentra em seu pico de 661,66 keV. As figuras a seguir apresentam a fonte radiativa utilizada e parte da blindagem de chumbo empregada em laboratório.



Figura 29: Fonte radiativa de ^{137}Cs .



Figura 30: Blindagem de chumbo utilizada.

Foi necessária uma super-estimativa da espessura da camada morta haja vista que, quando se simulou o detector com a camada morta nominal, a resposta computacional foi muito maior do que a experimental. A forma encontrada para se

compensar essa diferença foi aumentar a camada morta a níveis tão espessos em que ela passou a influenciar a resposta mesmo na energia de 661,66 keV.

O método de COURTINE ET AL (2008) mencionado na fundamentação teórica colaborou bastante com esta dissertação. Como será comentado adiante, o detector utilizado no presente curso apresentou uma ineficiência que não poderia ser explicada em termos apenas da camada morta. Com isso, buscando-se obter um modelo que ainda assim pudesse reproduzir os resultados experimentais, quaisquer efeitos que não a atenuação pelas camadas mortas foram contabilizados, tal qual fizeram COURTINE ET AL, como parte da própria camada morta.

Um outro aspecto que também se tornou fundamental para esta dissertação foi que COURTINE ET AL realizaram o ajuste da camada morta para a energia de 661,66 keV do ^{137}Cs . Assim como foi feito nesta dissertação, conquanto haja respeitada literatura afirmando que somente para gamas de até 200 keV há influência da camada morta na eficiência de detecção, optou-se por compensar no ajuste da sua espessura quaisquer outros fatores que pudessem estar reduzindo a eficiência do detector.

No curso das experiências desenvolvidas em laboratório sempre se trabalhou com tempo vivo (do inglês *live time*). Tempo vivo é o tempo em que o detector efetivamente está disponível para receber uma nova radiação e gerar um novo pulso. Ele se contrapõe ao chamado tempo morto (do inglês *dead time*) que é o tempo no qual o detector está processando o sinal gerado a partir de uma radiação incidente e que, por isso, não está apto para realizar a contagem das radiações que nele incidirem neste período. Assim, se na experiência era fixado um tempo vivo T para o acúmulo do espectro, o cálculo das contagens pelo modelo simulado também era feito considerando-se o mesmo tempo vivo de acúmulo, de forma a compensar as perdas por tempo morto que podem ocorrer nas experiências.

A calibração em energia do espectro foi feita empregando-se o programa MAESTRO-32. Em cada uma das posições onde a fonte de ^{137}Cs foi colocada nas experiências, realizou-se anteriormente um procedimento similar com uma fonte de ^{152}Eu com características geométricas similares.

As distâncias entre a fonte e o detector empregadas nas experiências cujos resultados serão apresentados nesta dissertação respeitam a recomendação de

SALGADO ET AL (2006) de posicionar a fonte a pelo menos 10 cm do detector para evitar a ocorrência de contagens de coincidência.

Os ajustes na camada morta externa foram feitos com base nos resultados obtidos em laboratório com a fonte de ^{137}Cs posicionada a 13,415 cm da janela do detector. Assim se obteve uma espessura ótima para a camada morta.

Empregando-se o modelo com esta camada morta ideal, comparou-se os espectros experimental e simulado obtidos para a fonte de ^{137}Cs nas outras duas posições (10,415 cm e 16,515 cm), buscando-se sempre manter a diferença entre as eficiências experimental e simulada menor do que 10%, limite este considerado aceitável por TZIKA ET AL (2010) para aplicação em proteção radiológica.

Para os cálculos necessários, as energias de emissão das fontes radiativas e suas intensidades de emissão foram extraídas de X-RAY AND GAMMA-RAY STANDARDS FOR DETECTOR CALIBRATION (1991).

Os desvios foram calculados através da EQ. 3.1.

$$D(\%) = \frac{\text{CONTAGENS EXPERIMENTAIS} - \text{CONTAGENS COMPUTACIONAIS}}{\text{CONTAGENS EXPERIMENTAIS}} \times 100\% \quad (3.1)$$

O processo de modelagem do detector se desenvolveu com um estágio inicial de familiarização com o sistema de detecção e com o MCNPX e, posteriormente, as experiências finais e suas respectivas simulações com as quais o modelo do detector foi sendo aprimorado.

3.2 Características do HPGe e informações sobre o detector modelado

O detector HPGe coaxial é basicamente um cristal de germânio encaixado de forma bem justa em um cilindro de alumínio (chamado de *mounting cup*). Esse cilindro possui um pequeno orifício em uma das extremidades para permitir a entrada do contato de cobre da barra de resfriamento com o cristal. Na outra extremidade o cilindro é totalmente aberto, possuindo em sua base apenas uma fina folha de um *mylar*.

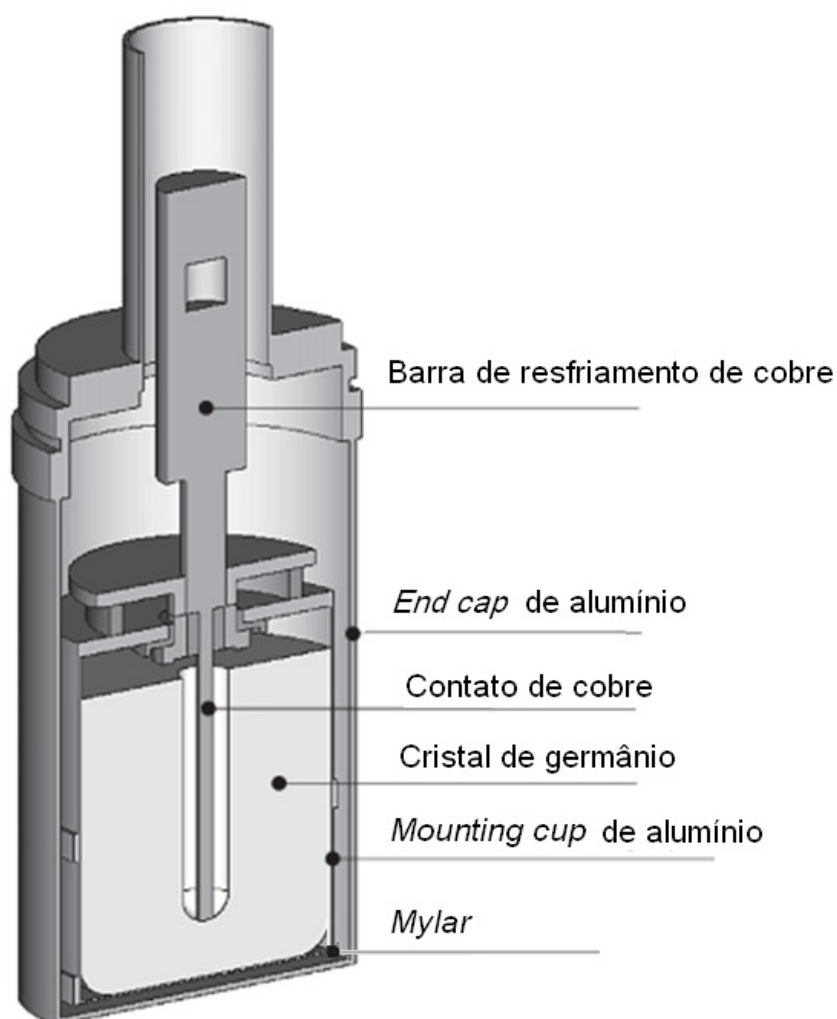


Figura 31: Diagrama do detector HPGe coaxial.

(Fonte: BOSON ET AL, 2008)

Essa estrutura formada pelo cristal e pelo *mounting cup* é, por sua vez, posicionada internamente a um outro cilindro de alumínio chamado de *end cap*. O *end cap* é o invólucro do detector com o qual o usuário tem contato, ou seja, é a parte externa.

Para se obter as informações sobre o detector necessárias ao estudo foi empregado primeiramente o manual do equipamento e, no curso do trabalho, foram feitos também alguns contatos diretamente com o fabricante, a ORTEC, nos Estados Unidos, e também com sua empresa representante no Brasil, a empresa REM. Além disso, buscou-se também informações no banco de patentes norte-americano. Abaixo é apresentada uma fotografia do detector HPGe utilizado.



Figura 32: Visualização externa do HPGe. Este invólucro em alumínio é o chamado *end cap*.

Trata-se de um detector ORTEC modelo GEM 15190-p, com patente americana de número 4851684. A Tabela 3 contém as especificações constantes do manual do detector.

Tabela 3: Especificações do detector empregado neste trabalho

Densidade do germânio (300 K)	5,33 g/cm ³
Geometria	<i>Closed-ended coaxial bulletized</i>
Eficiência nominal relativa à detecção de 1,33 MeV do ⁶⁰Co por um cintilador padrão Na(Tl)	15%
FWHM nominal	1,90 keV na energia de 1,33 MeV
	1000 eV na energia de 122 keV

Fonte: Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors, 1997.

O contato externo é dopado com lítio e tem espessura nominal igual a 700 µm e o detector tem uma queda de eficiência para energias abaixo de aproximadamente 100 keV, com quase todos os fótons abaixo de 40 keV sendo absorvidos nas camadas mortas (MODULAR PULSE-PROCESSING ELETRONICS AND SEMICONDUCTOR RADIATION DETECTORS, 1997).

Este detector entrou em operação em 1996 e já teve que ser submetido à manutenção por perda de vácuo, e tanto o passar do tempo como a exposição de seu cristal à atmosfera podem ter contribuído para sua perda de eficiência e deterioração da resolução.

O ANEXO 1 apresenta o diagrama com as demais especificações enviadas em documento específico pela ORTEC. Tentou-se confirmar as medidas fornecidas pela ORTEC por meio de raios-X do detector. Contudo, o aparelho de raios-X que foi disponibilizado em tempo hábil para esta dissertação foi um aparelho destinado a rádio-diagnóstico, e, apesar da boa cooperação do técnico responsável, não se conseguiu boa precisão nas medidas. Acontece que as distâncias entre o ponto de geração das radiações, o detector e o filme radiográfico eram muito grandes, e, por ser uma emissão pontual, acabava sendo gerada uma curvatura na geometria visualizada no filme, e, naturalmente, distorções nas medidas desejadas. Assim, o emprego do aparelho de raios-X, ao menos para esta dissertação, foi descartado.

Quanto à composição dos contatos e geometria e composição da barra de cobre de resfriamento, foi feito contato com a ORTEC americana e ela não informou maiores detalhes.

3.3 Familiarização com o sistema de detecção

Durante os primeiros meses de trabalho, enquanto se procedia ao levantamento de informações sobre o detector, desenvolvia-se as primeiras partes do modelo simulado do mesmo e se realizava a pesquisa bibliográfica, foram feitas algumas experiências para familiarização com o sistema de detecção.

Nesses passos iniciais, a fim de se reduzir ao máximo as influências das demais partes do sistema de medição – aquelas cuja origem não seriam o detector nem a fonte –, aproximou-se demasiadamente a fonte do detector. Essas experiências foram realizadas com as fontes posicionadas imediatamente sobre a janela do detector e também a 5 cm de distância da janela do equipamento. Percebia-se um elevado tempo morto – que variava entre 9% e 18% do tempo real – e se procurava compensá-lo trabalhando-se sempre com os tempos vivos de acúmulo dos espectros. Assim, na hora de se comparar os espectros simulado e experimental, o fator multiplicativo empregado era simplesmente o número de fótons emitidos pela fonte no tempo vivo de acúmulo, não no tempo real. Desta forma, acreditava-se estar compensando corretamente todos os efeitos do tempo morto experimental. Mas isso era um engano.

Na verdade, o tempo morto elevado, ocasionado pela proximidade exagerada da fonte ao detector, acarreta não só uma perda no tempo real de medição, mas também favorece a ocorrência significativa de um segundo fenômeno: o *pile-up*. Com a fonte muito próxima do detector, aumenta a probabilidade de que dois fótons interajam no cristal em um intervalo de tempo tão pequeno que, em vez de um deles ser desprezado pelo detector como acontece com o fóton que chega durante o intervalo de tempo morto, ambos acabam sendo detectados mas, em vez de serem contados dois fótons, é contado apenas um fóton com a soma das energias dos dois incidentes. Assim, se originalmente eles depositariam no detector, por exemplo, 200

keV e 500 keV, em vez de se contar um pulso referente aos 200 keV e outro referente aos 500 keV, acaba sendo contado apenas um pulso referente a uma radiação inexistente de 700 keV. Isso naturalmente gera perdas no espectro, já que a radiação que cairia sobre um determinado fotopico, acaba sendo deslocada para a direita do mesmo e pode, inclusive, não aparecer no espectro, se tornando um pulso saturado.

Não foi apenas com as fontes coladas sobre o detector que se teve problemas. O elevado tempo morto – considerando-se assim qualquer valor maior que 3% – aconteceu também com as fontes posicionadas a 5 cm do detector. Em experiências posteriores buscou-se sanar essa deficiência não só afastando a fonte do detector, mas, também, aumentando-se o *lower level*¹¹ do analisador multicanal. Com esta última medida se conseguiu diminuir bastante os ruídos no espectro (que também elevavam o tempo morto). Perdeu-se a extremidade esquerda do gráfico – relativa ao acúmulo de energias muito baixas – mas a experiência foi mais bem sucedida já que se diminuiu o tempo morto a níveis aceitáveis.

No MCNPX, por não ser simulada a parte eletrônica do detector, o espectro gerado corresponde a um detector perfeito, em que não há perdas por *pile-up*. O código simula um fóton por vez e, assim, nunca há superposição de dois pulsos gerados por dois fótons diferentes, como pode ocorrer no laboratório. Desta maneira, o detector simulado comportava-se com muito mais eficiência do que o detector experimental que, ao ter a fonte posicionada muito próxima à sua janela, tinha a eficiência bastante reduzida devido às perdas por *pile-up* anteriormente explicadas.

Além disso, também chamou a atenção o aumento repentino que se verificava na taxa de contagens em alguns momentos. Sem qualquer motivo aparente, a taxa de repente saltava do valor de algumas contagens por segundo para, por exemplo, dez mil contagens por segundo. Verificou-se, então, depois de algum tempo, que essas alterações ocorriam sempre que alguém encostava no detector. Por algum problema ainda não esclarecido (haja vista ser um detector portátil), o sistema contava muitos pulsos quando havia qualquer contato com a carcaça do criostato. É

¹¹ *Lower level* é o nível de corte de tensão (ou energia) do analisador multicanal. Significa que, abaixo desse nível ajustado de sinal, o equipamento irá ignorar o pulso recebido.

importante que se mencione, ainda, que essa variação ocorria nos canais relativos às mais baixas energias, como, por exemplo, a faixa de zero a dez keV. Evitou-se essa interferência com a proibição de contato com o detector durante as experiências e com o aumento do *lower level* do analisador multicanal.

3.4 Aspectos gerais sobre o MCNPX

As simulações foram realizadas empregando-se o código MCNPX versão 2.5.0. O espectro de detecção é gerado no MCNPX por meio de uma função chamada *Tally F8*, cuja saída é o espectro de energia depositada em um determinado volume (denominado, neste trabalho, de volume ativo).

3.4.1 Diferença conceitual entre emissões radiativas e histórias simuladas

Não há nenhuma correspondência entre número de fótons emitidos e o número de histórias simuladas em Monte Carlo. Por exemplo, se a experiência for realizada em um intervalo de tempo de uma hora e isso corresponder a um milhão de fótons emitidos pela fonte, isso não significará que deverão ser simuladas um milhão de histórias no MCNPX para reproduzir o experimento.

O código de Monte Carlo simula cada emissão da fonte separadamente, uma de cada vez. Cada radiação emitida pela fonte está associada a uma história, que nada mais é do que todos os eventos que ocorrem a partir de uma - e apenas uma - determinada emissão pela fonte. A história se inicia no nascimento da radiação e se encerra quando ela é totalmente absorvida, quando deixa o volume de controle, ou quando é reduzida a um nível de energia de corte definido pelo programador.

O MCNPX fornece uma resposta com um erro estatístico associado, que está relacionado aos cálculos feitos pelo programa. Assim, o número de histórias deve ser estabelecido de acordo com o nível de erro estatístico que se deseja ter na

resposta computacional. Quanto mais histórias simuladas, menor será o erro estatístico na resposta.

De qualquer forma, independentemente do número de histórias simuladas, o código sempre normalizará a resposta para a emissão de apenas 1 fóton, fornecendo um espectro proporcional a esta única emissão. Para se obter a resposta adequada ao número de fótons emitidos pela fonte, deve-se multiplicar todo o espectro obtido exatamente pelo número de fótons emitidos pela fonte no período em que se levantou o espectro experimental. A diferença em se simular 100 de histórias ou um milhão de histórias residirá não na altura do fotopico, mas no erro estatístico dos cálculos do MCNPX. Em ambos os casos a resposta do MCNPX estará normalizada para apenas 1 fóton e precisará ser multiplicada pelo número de fótons emitidos pela fonte para se obter similaridade com o espectro experimental.

Para realizar esta multiplicação e fornecer a resposta correta – e não a resposta normalizada – o MCNP permite, para alguns *tallys* de saída, inserir um fator multiplicativo dentro do próprio código. Infelizmente, para o *tally* F8, que fornece o espectro de pulsos em uma determinada célula, não é possível inserir esse fator multiplicativo no código, e o produto deve ser feito em algum outro programa posteriormente, como o Microsoft Excel. Foi desta maneira que foram obtidos os espectros simulados neste trabalho.

3.4.2 GEB

Para se obter a forma Gaussiana do fotopico, o código MCNPX disponibiliza a função GEB (MCNPX USER'S MANUAL, 2005). Com isso, através dos 3 (três) parâmetros (a , b , c) do GEB relacionados ao FWHM de acordo com a EQ. 3.2, pode-se dar entrada no modelo simulado com a mesma resolução de energia do detector obtida experimentalmente.

$$FWHM = a + b\sqrt{E + cE^2} \quad (3.2)$$

Na EQ. 3.2, o FWHM é dado em MeV , E é a energia do canal em MeV e a , b e c são constantes com unidades respectivamente iguais a MeV , $MeV^{1/2}$ and MeV^{-1} . Acredita-se que c deveria ser estabelecido entre zero e a unidade. Se não for assim, estima-se que tal parâmetro seja responsável por gerar valores muito elevados nas contagens de baixas energias. Há na literatura, de forma exemplificativa, os valores adotados por MALEKA e MAUČEC (2005) apresentados na fundamentação teórica, a saber, respectivamente 0,00036; 0,0018 e 0,02.

Os três parâmetros do GEB não devem, em princípio, ser estabelecidos para uma única energia. Se fosse feito assim, ele conseguiria reproduzir no código apenas a resolução em energia do sistema laboratorial para a energia empregada. Em vez disso, para se obter um espectro simulado com a mesma resolução em energia do laboratório em todo o espectro, o ideal é elaborar um gráfico de valores de FWHM em função da energia e obter uma expressão, igual à apresentada acima para o GEB, que melhor se ajuste ao gráfico. Deste ajuste serão obtidos os parâmetros a , b e c .

VASCONCELOS ET AL (2011) citam o uso do GEB para fornecer um espectro que pudesse ser comparado com o espectro experimental em termos de resolução. Os parâmetros do GEB foram escolhidos por eles de forma a reproduzir a verdadeira calibração para toda a faixa de energia estudada.

3.4.3 Raios-X característicos no MCNPX

Pesquisando-se o espectro de raios-X do chumbo, encontrou-se os seguintes valores de emissão para as radiações características de maiores intensidades:

Tabela 4: Raios-X característicos de maior intensidade do chumbo.

Subnível na eletrosfera	$k\alpha_2$	$k\alpha_1$	$k\beta_1$	$k\beta_2$
Energia (keV)	72,80	74,97	84,8	87,3
Intensidade	55	(100)	35	10

Fonte: TABLE OF ISOTOPES (1967)

Foi realizada, para teste, uma simulação com um GEB não ajustado ao detector objeto deste estudo, e cujos parâmetros propositalmente geravam um FWHM muito pequeno (resolução excelente). Obteve-se um espectro cujos picos de mais baixas energias são mostrados na Figura 33.

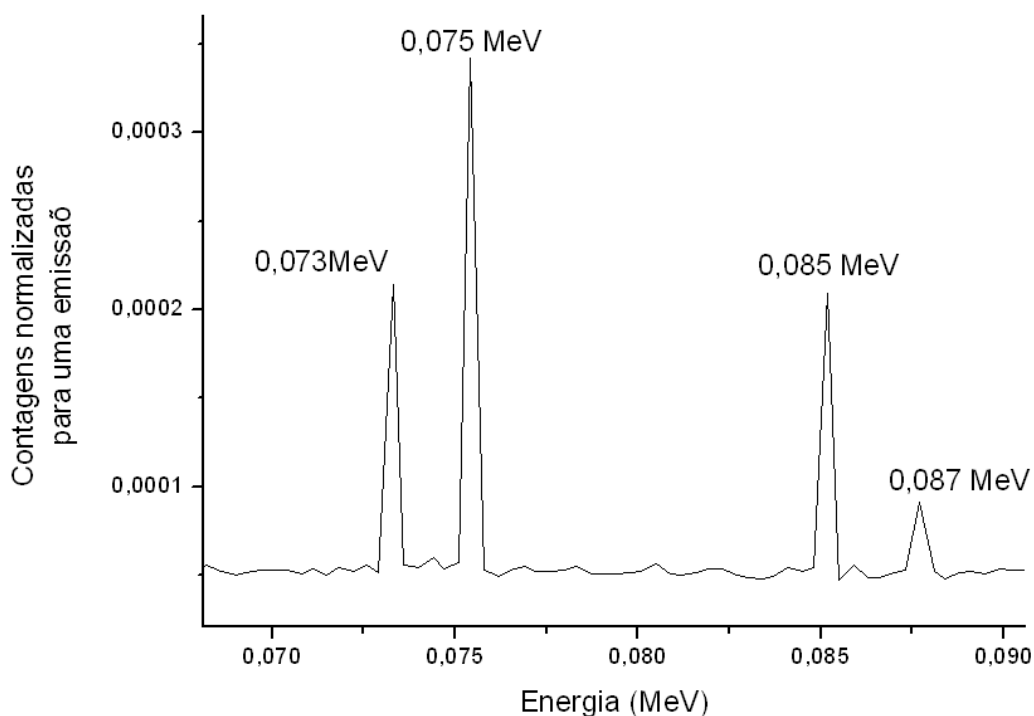


Figura 33: Trecho inicial do espectro levantado com um GEB fictício de excelente resolução. As energias marcadas no gráfico são as energias dos centros dos fotopicos.

Esses picos correspondem, com excelente aproximação, às quatro energias características do chumbo apresentadas na Tabela 4 e, com isso, demonstrou-se que o MCNPX é capaz até mesmo de simular os raios-X gerados nas interações entre os fótons e as eletrosferas.

3.4.4 Dificuldades nas simulações

A simulação também apresenta dificuldades. Um dos problemas encontrados quando empregadas as simulações em código de Monte Carlo é o grande número de histórias que precisam ser geradas para se obter uma incerteza estatística razoável na resposta. Por isto, os resultados gerados pelo código geralmente requerem longo tempo computacional para serem obtidos e podem até mesmo levar diversas semanas para serem alcançados. No curso deste trabalho foi observado que maiores distâncias entre a fonte e o detector resultam na necessidade de maior tempo computacional na simulação, mas há uma redução nos efeitos secundários causados pelas características eletrônicas do sistema de medição.

Uma outra dificuldade encontrada é que, mesmo quando dados geométricos precisos estão disponíveis, há alguns parâmetros que podem influenciar a resposta e que não podem ser diretamente medidos, como a espessura das camadas mortas do cristal de germânio e o campo elétrico no interior do cristal.

O campo elétrico não pode ter sua variação ao longo do cristal diretamente inserida no MCNPX, podendo ser inseridas no código apenas as características químicas, nucleares e geométricas do detector. O código MCNPX irá simular todos os efeitos nucleares que ocorrerão dentro do detector, mas ele não considerará a influência da eletrônica, tal como o efeito do campo elétrico na coleta de cargas. Neste trabalho levanta-se a suspeita, por exemplo, de que uma possível variação no campo elétrico ao longo do raio do cristal cilíndrico de germânio torne possível a obtenção de diferentes respostas para radiações com iguais energias que interajam com o detector por efeito fotoelétrico em partes diferentes do cristal. Esta característica, infelizmente, não pode ser obtida pela simulação no MCNPX, mesmo se todos os outros parâmetros do detector estiverem adequadamente ajustados. Deve-se mencionar ainda o *pile-up* e o tempo morto. O código não considera diretamente esses efeitos. Eles podem causar variações na resposta especialmente quando a fonte está mais próxima do detector.

Um outro parâmetro que não é facilmente obtido é a composição química dos contatos elétricos do cristal. Neste trabalho foi empregado um detector de germânio de alta pureza (HPGe) fabricado pela ORTEC. De acordo com este fabricante, este

é um detector tipo-p e seu contato externo é feito de germânio dopado com lítio e seu contato interno é composto de germânio dopado com boro. Infelizmente, o fabricante não forneceu os percentuais químicos desses dopantes.

3.4.5 Visualização do sistema modelado

Há alguns *softwares* que, a partir do código programado em MCNP, geram a visualização do sistema modelado. Como exemplos, pode-se citar o VISED e o MORITZ. Ao longo deste trabalho ambos foram testados mas, por fim, optou-se por fazer uso das figuras geradas pelo MORITZ, principalmente por gerar imagens em três dimensões e permitir, com maior facilidade, a visualização das interações radiativas. A seguir apresenta-se a visualização do sistema montado, incluindo o detector modelado, a blindagem de chumbo empregada e a fonte radiativa. O comando *ptrack* é inserido no código programado em MCNPX e permite a posterior visualização das interações radiativas que ocorrem no volume de interesse.

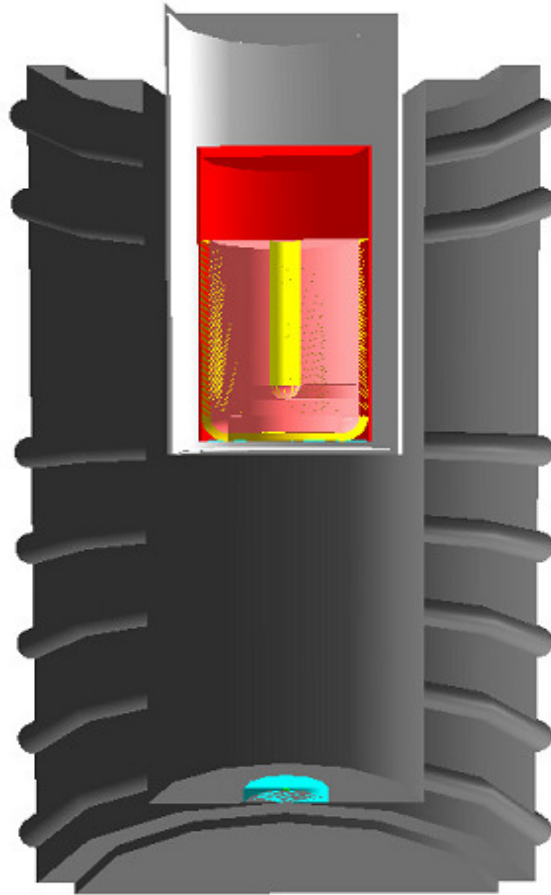


Figura 34: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem e a fonte de césio empregada. Figura gerada pelo programa MORITZ.

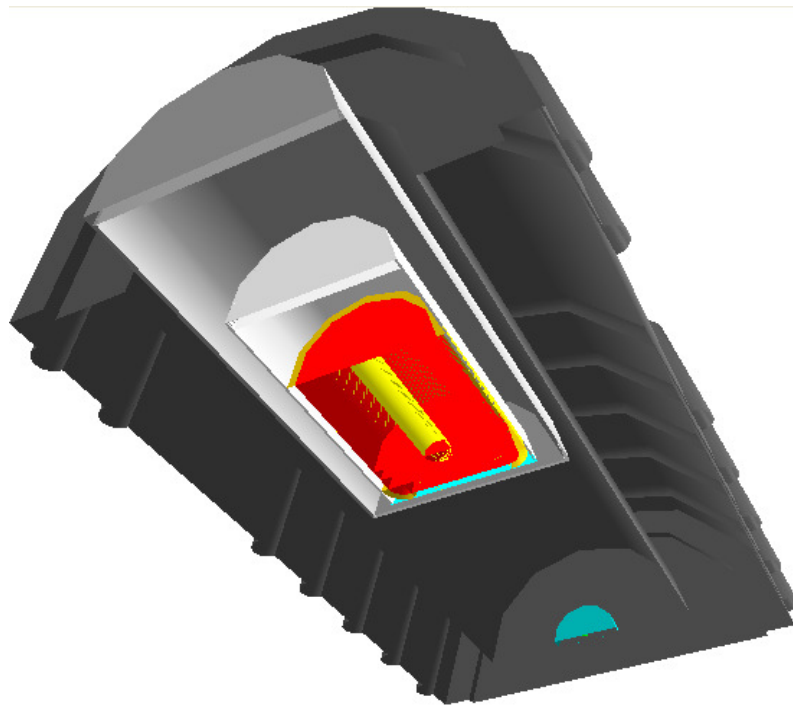


Figura 35: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem e a fonte de césio empregada. Figura gerada pelo programa MORITZ, visualizada com inclinação.

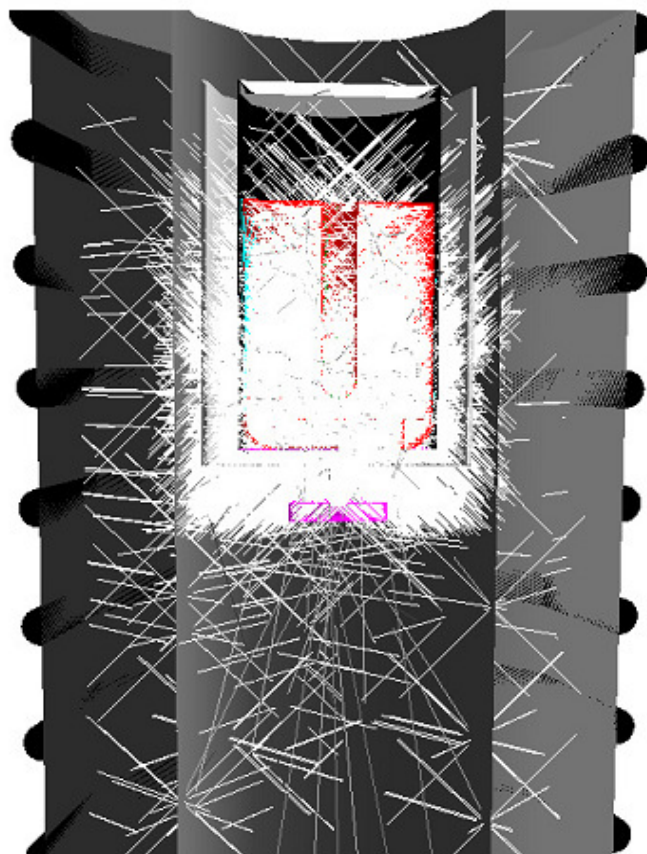


Figura 36: Sistema modelado, incluindo o detector, a blindagem, a fonte de césio empregada e a visualização das interações dos raios gama por meio do comando ptrack. Figura gerada pelo programa MORITZ.

3.5 Familiarização com o MCNPX

Os trabalhos apresentados na fundamentação teórica ajudaram a definir o roteiro básico percorrido nas simulações nesta dissertação:

- a) Realização do emprego do *tally F8* para se obter como resposta o espectro de pulsos de energia gerado em um detector simulado em códigos de Monte Carlo;
- b) Ajuste da função GEB para se obter no modelo computacional a mesma resolução do sistema real;
- c) Emprego de energias de corte tanto em fótons quanto em elétrons para realizar as simulações com o menor tempo computacional possível;

d) Simulação do maior número de histórias possível (acima de 120 milhões) a fim de se obter o erro estatístico no resultado da simulação abaixo de 0,5%.

A seguir, serão expostas, juntamente com outros aspectos relevantes, as formas adotadas para calibração em energia do espectro modelado, corte de energia, número de histórias e configuração do GEB ao longo da presente pesquisa.

3.5.1 Calibração em energia

Nas primeiras simulações ainda não se fazia uma precisa calibração em energia no MCNPX. Apenas se dividia linearmente, pelos 8192¹² canais simulados, o intervalo no qual o espectro havia sido levantado em laboratório. Não se tinha ainda o conhecimento de que o MCNPX permitia estabelecer exatamente o intervalo de energia de cada canal, com a mesma precisão que era percebida no laboratório. Isto gerava um deslocamento entre os fotopicos simulado e experimental quando os gráficos dos espectros eram superpostos. Com a evolução da pesquisa, isto foi corrigido.

O MCNPX permite trabalhar com a mesma calibração em energia do sistema de laboratório. Por exemplo, se entre 300 keV e 500 keV forem empregados 800 canais e entre 500 keV e 1000 keV forem empregados 1500 canais, o MCNPX permite que essa calibração seja precisamente inserida no código. A sintaxe de programação deste exemplo seria:

```
e8 0.030 MeV 800i 0.500 MeV 1500i 1.000 MeV
```

Assim, de acordo com a calibração em energia obtida com o MAESTRO para cada posição na qual se realizou experiências, procedeu-se também a uma adequação de tal calibração no código de entrada no MCNPX.

¹² Eram simulados 8192 canais porque em todas as experiências se trabalhou com os 8192 canais disponibilizados pelo analisador multicanal real.

3.5.2 Energia de corte

Nas primeiras simulações se perdeu muito tempo computacional com as baixas energias. Utilizava-se como energia de corte, tanto para fótons quanto para elétrons, o valor de energia do canal mais baixo do laboratório (valores menores que 10 keV). Assim, para simular poucas histórias era necessário demandar um intervalo de tempo consideravelmente longo.

O MCNPX permite que o acompanhamento da radiação seja encerrado quando ela tiver sua energia reduzida a um determinado nível pré-programado. Uma vez que a radiação atinja tal valor energético, o código considerará que toda a sua energia será depositada localmente, encerrando o ciclo de interações. Assim, se for desejado que o MCNPX acompanhe fótons e elétrons até atingirem a energia mínima de 34 keV, a sintaxe de programação será:

```
MODE P E  
cut:p 1J 0.034  
cut:e 1J 0.034
```

VASCONCELOS ET AL (2011) mencionam que para reduzir o tempo computacional foram empregadas energias de corte de 30 keV para transporte de elétrons e de 1 keV para fótons. Nesta presente pesquisa optou-se por empregar limite de corte de 30 keV tanto para fótons como para elétrons.

3.5.3 Número de histórias a serem simuladas

Inicialmente acreditava-se que simulando cinco ou seis milhões de histórias já se poderia ter ao menos uma noção razoável do fótico que o MCNPX apresentaria como resposta. Mas aí residia um engano. Ao longo do trabalho notou-se que o MCNPX é capaz de fornecer fóticos bastante diferentes se forem simuladas, por exemplo, 6 milhões, 15 milhões, 50 milhões, 100 ou 150 milhões de histórias.

Quanto mais histórias, obtém-se uma resposta melhor, com erro estatístico mais baixo.

O problema é que com mais histórias se gasta muito tempo computacional para a obtenção dos resultados, e isso acaba por dificultar o ajuste do detector modelado. Por exemplo, simulando-se cerca de 14 milhões de histórias, com baixas energias de corte para fótons e elétrons (na faixa de 2 keV para ambos) e a fonte a 5 cm do detector, foi necessário cerca de oito mil e quinhentos minutos computacionais¹³ (607 minutos por milhão de histórias), ou seja, quase seis dias de simulação com o computador dedicado a trabalhar apenas com uma simulação. Para um trabalho de ajuste por tentativa e erro, sem dúvida isso se torna um empecilho. Com uma energia de corte de 30 keV para fótons e elétrons, por sua vez, simulando a fonte a 16,515 cm do detector, foram necessários aproximadamente onze mil e trezentos minutos para cerca de 115,5 milhões de histórias (97,8 minutos por milhão de histórias) para se obter a incerteza estatística desejada para a resposta do MCNPX (inferior a 0,5%).

Aqui é conveniente novamente a menção ao trabalho de VASCONCELOS ET AL (2011), já que sua pesquisa em muito se assemelhou a que é apresentada nesta dissertação. O número de histórias foi fixado por eles em 100 milhões para se obter um erro relativo menor do que 1% em todo o pico.

MALEKA e MAUČEC (2005) mencionaram que necessitaram simular pelo menos 130 milhões de histórias para obterem incerteza estatística na resposta da altura de pulso fornecida pelo MCNP abaixo de 0,5%.

Assim, com base nos trabalhos mencionados e nos conhecimentos obtidos nos primeiros meses de trabalho, nesta pesquisa adotou-se o valor de 120 milhões de histórias simuladas como uma quantidade razoável para atender aos objetivos pretendidos e obter incertezas inferiores a 0,5% na resposta do MCNPX.

¹³ Minutos computacionais aqui se referem ao tempo em que o processador está dedicado ao máximo à uma única simulação. Caso haja mais simulações ocorrendo simultaneamente, o tempo real irá aumentar.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Resultados experimentais

Depois de uma série de experiências iniciais que, pelos motivos expostos na Metodologia e outros mais (desconsideração da influência do *background*, baixo *lower level* do discriminador do analisador multicanal, elevado tempo morto - maior que 3% -, excesso de ruídos, fonte muito próxima - menor que 10 cm de distância do detector -, não alinhamento do detector com o eixo das blindagens, não alinhamento horizontal do sistema, etc.) acabaram sendo descartadas (bem como as respectivas simulações), foram realizado novos experimentos nos quais se procurou eliminar ou reduzir as interferências ocasionadas pelos fatores mencionados.

Assim, neste novo ciclo os parâmetros do sistema foram ajustados nas seguintes condições:

- Analisador multicanal: *lower level* = 0,1 V
- Amplificador: *coarse gain* = 100; *fine gain* = 9,60; *shapping time* = 1 μ s; polaridade positive, saída unipolar.

As fontes foram posicionadas em três distâncias diferentes do detector: 16,515 cm (posição denominada P1); 13,415 cm (posição denominada P2) e 10,415 cm (posição denominada P3). O tempo vivo de acumulação experimental de cada um dos espectros foi de 12 horas. Em cada posição foi levantado o espectro de *background* e obteve-se os espectros líquidos, tanto do ^{137}Cs quanto do ^{152}Eu para cada uma delas. Com isso obteve-se os arquivos 137Cs-P1-líquido, 152Eu-P1-líquido, 137Cs-P2-líquido, 152Eu-P2-líquido, 137Cs-P3-líquido, 152Eu-P3-líquido.

Em todos os espectros experimentais, embora no osciloscópio não fossem observados pulsos saturados, pode-se perceber um acúmulo de contagens na extrema direita (pulsos correspondentes à máxima deposição energia), o que pode indicar a ocorrência do fenômeno *pile-up* de pico. Isto porque, uma vez que a energia máxima de emissão do ^{137}Cs é de cerca de 661 keV, não se pode explicar a detecção de energias superiores a esta com base nas emissões individuais deste nuclídeo. Contudo, tais picos podem ser entendidos pela superposição de pulsos de

fótons distintos emitidos em um intervalo de tempo muito curto. Possivelmente o valor mínimo de 10 cm utilizado por SALGADO ET AL (2006) para evitar coincidências (valor adotado para esta dissertação) não tenha sido suficiente para atender plenamente ao objetivo pretendido nesta presente pesquisa, isto é, gerar ocorrências de *pile-up* desprezíveis de forma a cooperar para a aproximação entre os espectros experimental e simulado. Seria interessante, em trabalhos futuros, utilizar o valor mínimo de afastamento de 15 cm sugerido por HUY ET AL (2007).

A atividade teórica da fonte de césio na ocasião das experiências foi calculada em 33887,46 Bq. Como já mencionado na Metodologia apresentada, não se considerou os erros referentes ao sistema experimental neste trabalho, focando-se a atenção estritamente sobre as diferenças entre os espectros simulados e experimentais e, também, sobre a minimização dos erros estatísticos fornecidos com a resposta do MCNPX. Não se conseguiu, junto ao Instituto fabricante da fonte, maiores informações sobre a mesma.

Pelo arquivo 137Cs-P1-líquido chegou-se a um FWHM igual a 2,67 keV para o fotopico do césio. O tempo morto informado pelo *software* MAESTRO foi igual a 0,26%. Inicialmente, o GEB foi configurado apenas para este valor de FWHM, e não foi feito um ajuste da equação do GEB para várias energias, o que seria mais adequado e possivelmente forneceria um espectro mais compatível com o experimental em toda a faixa acumulada. Este procedimento foi empregado em uma segunda etapa, a ser apresentada mais à frente. Assim, os parâmetros a , b e c inicialmente adotados para o GEB foram, respectivamente, iguais a 0,0015; 0,001 e 1,615. Este valor do parâmetro c destoa do requisito mencionado anteriormente, isto é, a necessidade do GEB entre zero e a unidade.

O arquivo 152Eu-P1-líquido foi empregado para se realizar a calibração do sistema e inserir a mesma calibração no arquivo de simulação desta posição. Foram empregados os cinco picos mais proeminentes do európio e mais o fotopico do césio nesta calibração.

Com o arquivo 152Eu-P1-líquido, levantou-se um gráfico de eficiência absoluta para as energias de maior intensidade do európio (Figura 37).

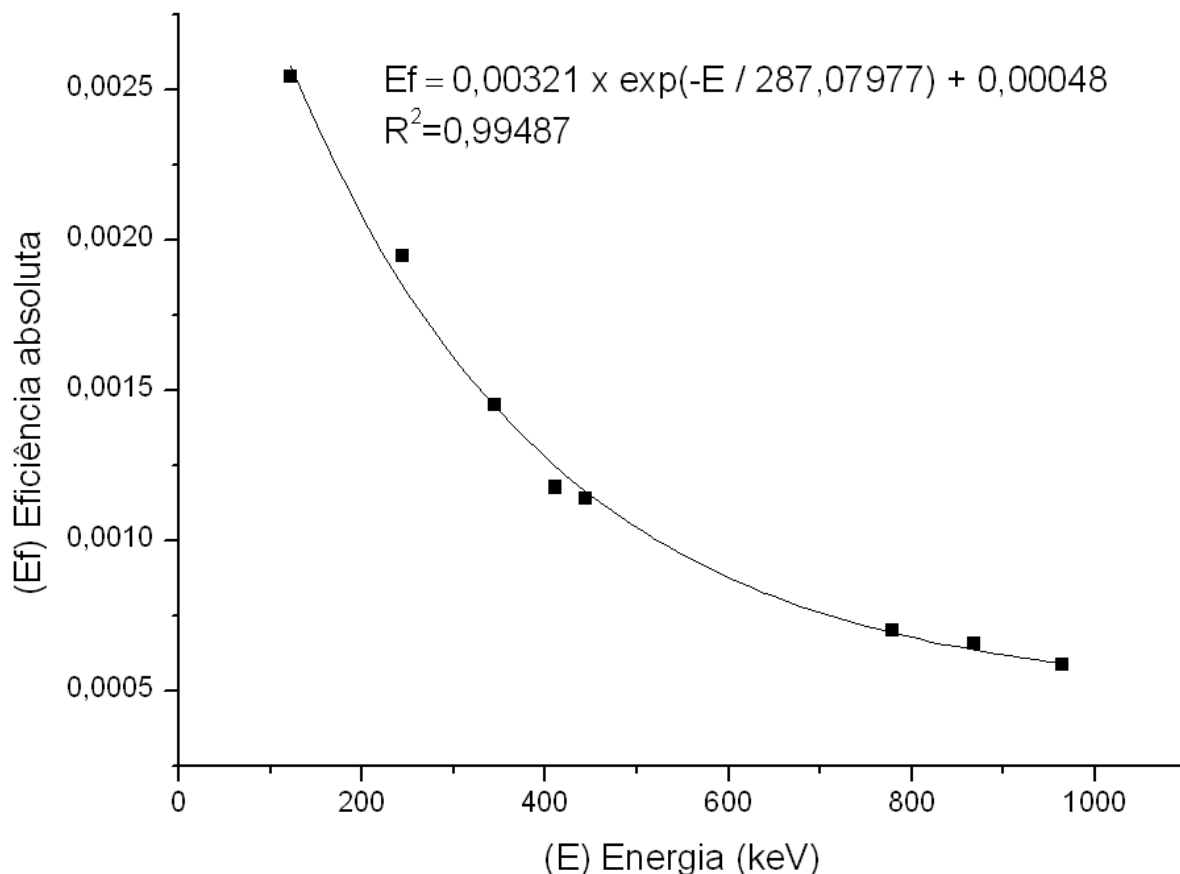


Figura 37: Gráfico de eficiência absoluta, na posição P1, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.

Com a curva de ajuste correspondente à Figura 37, calculou-se a eficiência do sistema para a energia do fotopico do césio e, por meio dela e do ritmo líquido de emissão do césio (obtido com o arquivo 137Cs-P1-líquido) chegou-se a uma atividade experimental igual a 32855,00 Bq para esta fonte. Isto resultou em um desvio igual a -3,04% entre os valores experimental e calculado, proporcionalmente ao valor experimental. Esse desvio foi considerado aceitável e o sistema experimental foi tido por satisfatório.

Pelo arquivo 137Cs-P2-líquido chegou-se a um FWHM igual a 2,86 keV para o fotopico do césio. O tempo morto experimental foi igual a 0,32%. O GEB foi configurado apenas para este valor de FWHM, não sendo realizado, tal como na P1, um ajuste da equação do GEB para várias energias. Assim, os parâmetros a , b e c escolhidos para o GEB foram, respectivamente, iguais a 0,0015; 0,001 e 2,713.

O arquivo 152Eu-P2-líquido foi empregado para se realizar a calibração do sistema experimental e inserir esta mesma calibração no arquivo de simulação desta posição. Foram empregados, novamente, os cinco picos mais proeminentes do európio e mais o fótico do cério.

Com o arquivo 152Eu-P2-líquido, levantou-se um gráfico de eficiência absoluta para as energias de maior intensidade do európio (Figura 38).

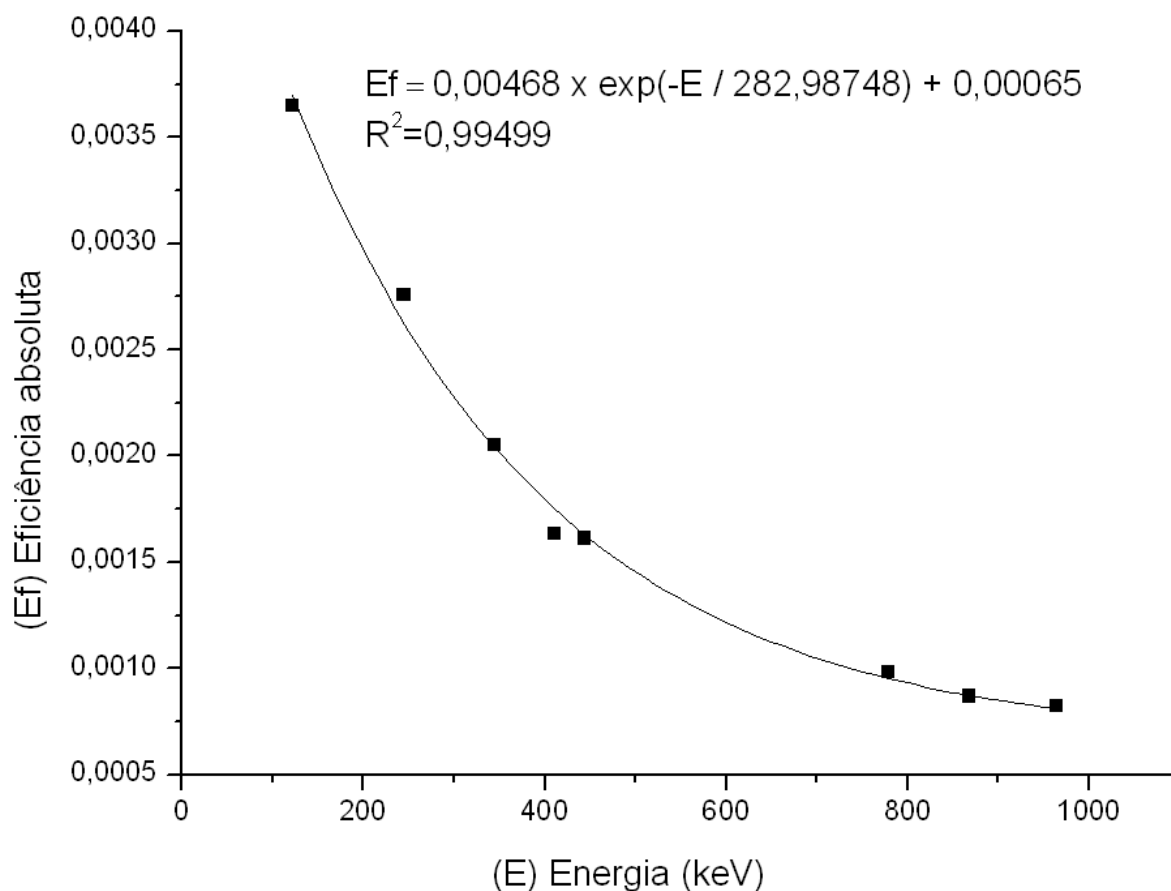


Figura 38: Gráfico de eficiência absoluta, na posição P2, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.

Com a curva de ajuste da Figura 38, calculou-se a eficiência do sistema para a energia do fótico do cério e, por meio dela e do ritmo líquido de emissão do cério (obtido com o arquivo 137Cs-P2-líquido) chegou-se a uma atividade experimental igual a 33982,01 Bq para esta fonte, resultando em um desvio igual a 0,28% em relação ao valor experimental. Esse desvio excelente foi decisivo para se escolher essa posição como a posição de ajuste da camada morta do modelo. As posições

P1 e P3 foram usadas apenas para fins de verificação da capacidade de reprodução da resposta experimental pelo detector modelado.

Pelo arquivo 137Cs-P3-líquido chegou-se a um FWHM igual a 2,87 keV para o fotopico do céσιο. O tempo morto foi igual a 0,45%. O GEB do arquivo de simulação para esta posição foi configurado apenas para este valor de FWHM, e, mais uma vez, não foi feito um ajuste da equação do GEB para várias energias. Assim, os parâmetros a , b e c escolhidos para o GEB foram, respectivamente, iguais a 0,0015; 0,001 e 2,776.

O arquivo 152Eu-P3-líquido foi empregado para se realizar a calibração do sistema e inserir a mesma calibração no arquivo de simulação desta terceira posição. Foram empregados, assim como realizado nas demais posições, os cinco picos mais proeminentes do európio e mais o fotopico do céσιο.

Com o arquivo 152Eu-P3-líquido, levantou-se um gráfico de eficiência absoluta para as energias de maior intensidade do európio (Figura 39).

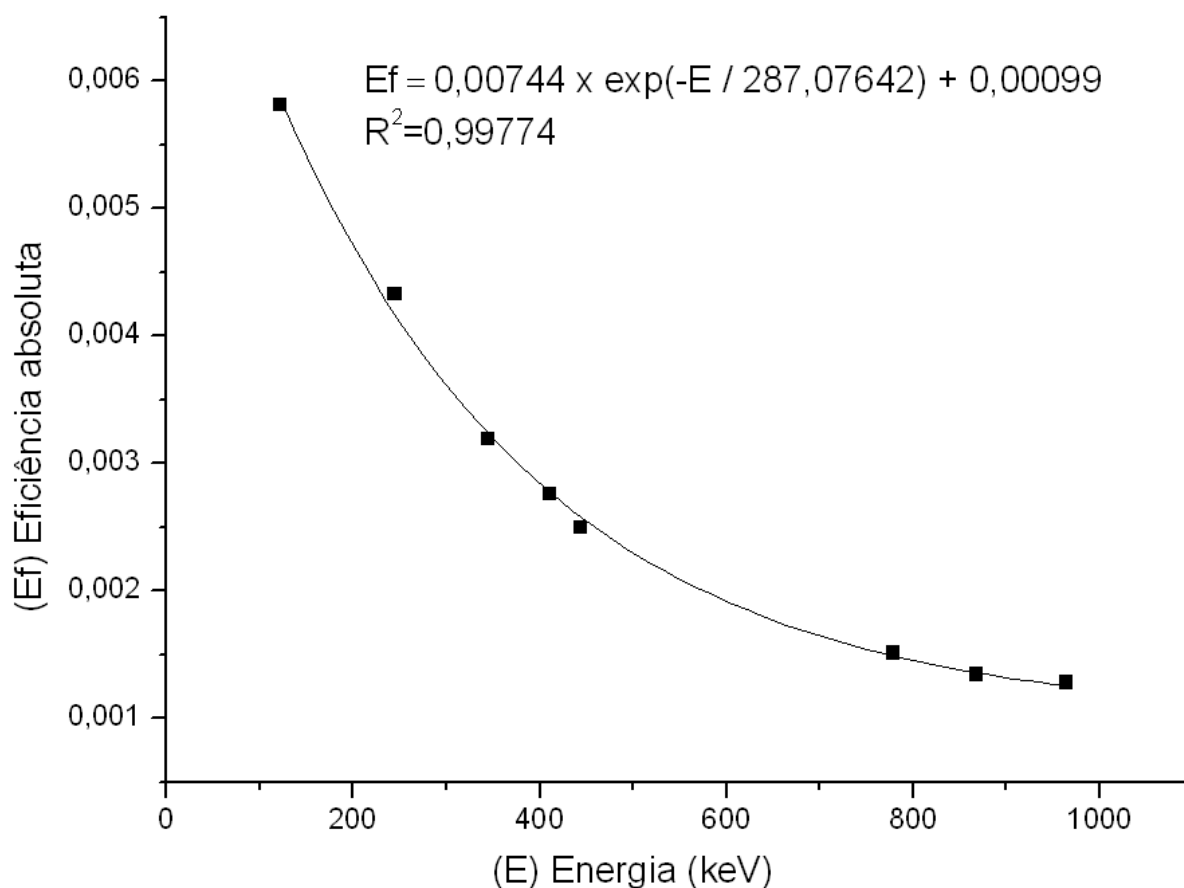


Figura 39: Gráfico de eficiência absoluta, na posição P3, para as energias mais intensas do ^{152}Eu e respectiva curva de ajuste.

Com a curva de ajuste obtida, calculou-se a eficiência do sistema para a energia do fótico do césio e, por meio dela e do ritmo líquido de emissão do césio, obtido com o arquivo 137Cs-P3-líquido, chegou-se a uma atividade experimental igual a 33210,15 Bq para esta fonte, resultando em um desvio igual a -2,00% em relação ao valor experimental. O sistema experimental foi considerado satisfatório.

4.2 Resultados computacionais

Os ajustes do modelo foram realizados sempre por variações na camada morta externa, pela comparação dos resultados experimental e simulado com a fonte na posição de 13,415 cm do detector (P2). A camada morta interna foi simulada sempre com o valor nominal, haja vista possuir espessura extremamente reduzida e pouca influência nos resultados. Os ajustes se focaram sempre na resposta obtida para o fótico do césio.

As simulações das experiências foram feitas no MCNPX por meio dos seguintes arquivos de entrada no código:

- Para a P1: arquivo H11 (CM=0,26 cm)
- Para a P2: H20 (CM=0,30 cm), H21 (CM=0,25 cm), H22 (CM=0,26cm), H23 (CM=0,27 cm)
- Para a P3: H41 (CM=0,26 cm).

Os ajustes apresentados neste trabalho já se iniciaram na camada morta externa com espessura igual a 0,30 cm pelo conhecimento gerado nas simulações iniciais – não descritas em detalhes no corpo desta dissertação a fim de evitar a prolixidade e, assim, tornar o documento mais objetivo – que indicavam uma eficiência simulada muito maior do que a experimental quando empregada a camada morta externa com seu valor nominal de fabricação (foram realizadas simulações com o valor nominal da espessura da camada morta externa, que é de 0,7 mm quando da fabricação do detector, cerca de 15 anos antes das experiências).

O arquivo H20, com a camada morta de espessura 0,30 cm foi o ponto de partida para o ajuste considerando os dados apresentados nesta dissertação. Logo ele foi descartado por revelar um espectro simulado muito inferior ao espectro experimental, indicando um excesso na espessura da camada morta do detector modelado.

Por sua vez, o arquivo H21 mostrou que a camada morta de espessura 0,25 cm tornaria o espectro simulado mais alto que o espectro experimental. Era preciso ainda tornar a camada morta um pouco mais espessa.

O arquivo H22, com 0,26 cm de camada morta, revelou excelente concordância entre os espectros. Com cerca de 120 milhões de histórias simuladas em quase nove mil minutos computacionais (mais de seis dias de dedicação do computador somente a esta simulação), obteve-se um desvio igual a +0,81% no fotopico e +8,73% quando comparados os espectros totais.

Foi feita uma tentativa adicional com a camada morta em 0,27 cm no arquivo H23, mas esta se mostrou ruim em relação à camada de 0,26 cm. Assim, esta espessura empregada no arquivo H22 foi considerada o valor ótimo da camada morta.

A camada morta com espessura 0,26 cm foi inserida nos arquivos H11 e H41, relativos, respectivamente, às posições de 16,515 cm e de 10,415 cm. Os desvios obtidos são apresentados na Tabela 5, para cerca de 120 milhões de histórias simuladas de cada um.

Tabela 5: Desvios entre espectros simulados e experimentais com a camada morta simulada com espessura igual a 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas em cada um (aproximadamente 6 dias para cada).

Arquivo	Desvio entre fotopicos	Desvio entre os espectros inteiros	Distância entre fonte e detector
H11	+0,62%	+7,43%	16,515 cm
H22	+0,81%	+8,73%	13,415 cm
H41	+2,01%	+9,91%	10,415 cm

As Figuras 40 – 48 apresentam as concordâncias gráficas obtidas nas três posições com a camada morta ótima.

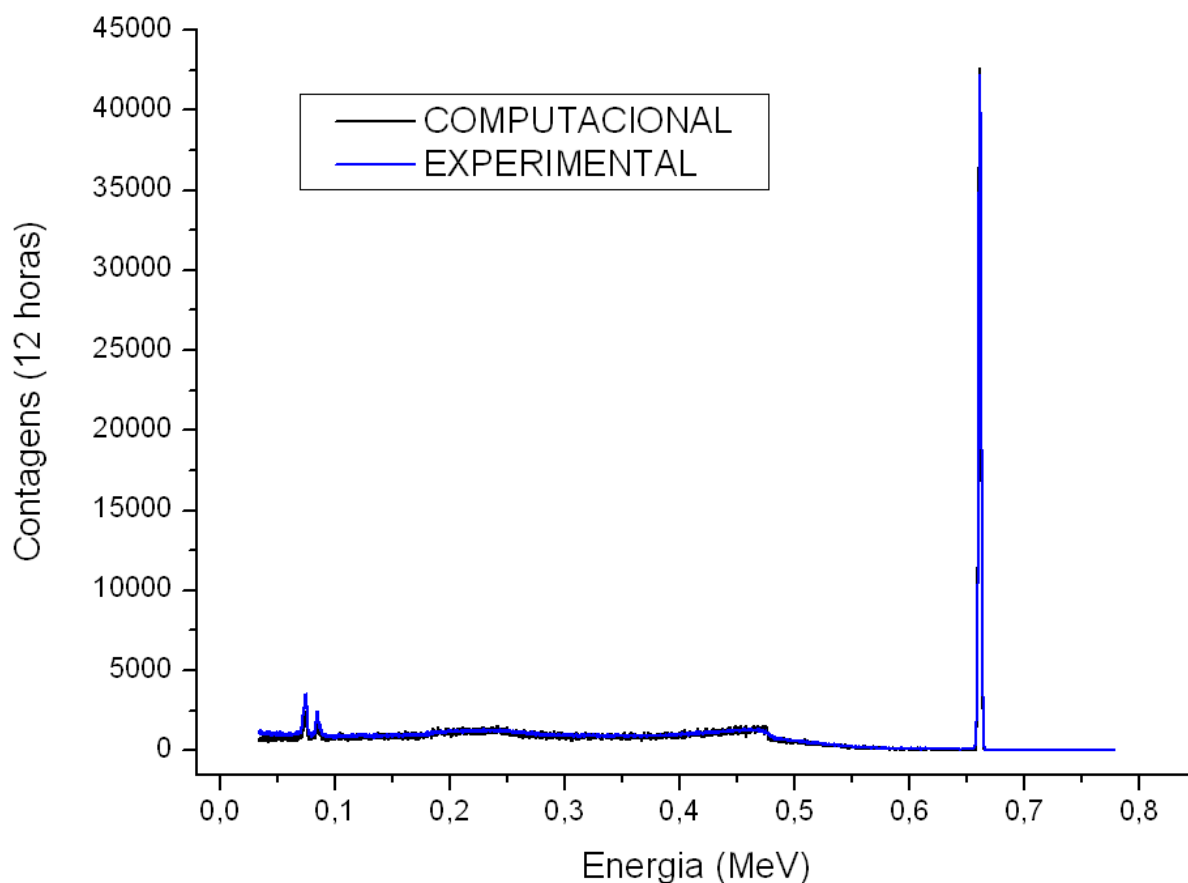


Figura 40: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).

É notória a excelente capacidade do MCNPX para reproduzir em detalhes os aspectos qualitativos do espectro experimental. Na Figura 40 podem-se verificar os raios-X característicos da blindagem de chumbo, a região Compton gerada por fótons cuja deposição de energia não se deu totalmente no volume ativo do detector, o Joelho Compton e o fotopico do ^{137}Cs . Pode-se notar, ainda que de forma sutil, a curvatura gerada pelo retroespalhamento dos fótons emitidos pela fonte logo após os picos de raios-X característicos. É interessante uma comparação visual dos aspectos qualitativos com o espectro disposto na Figura 24.

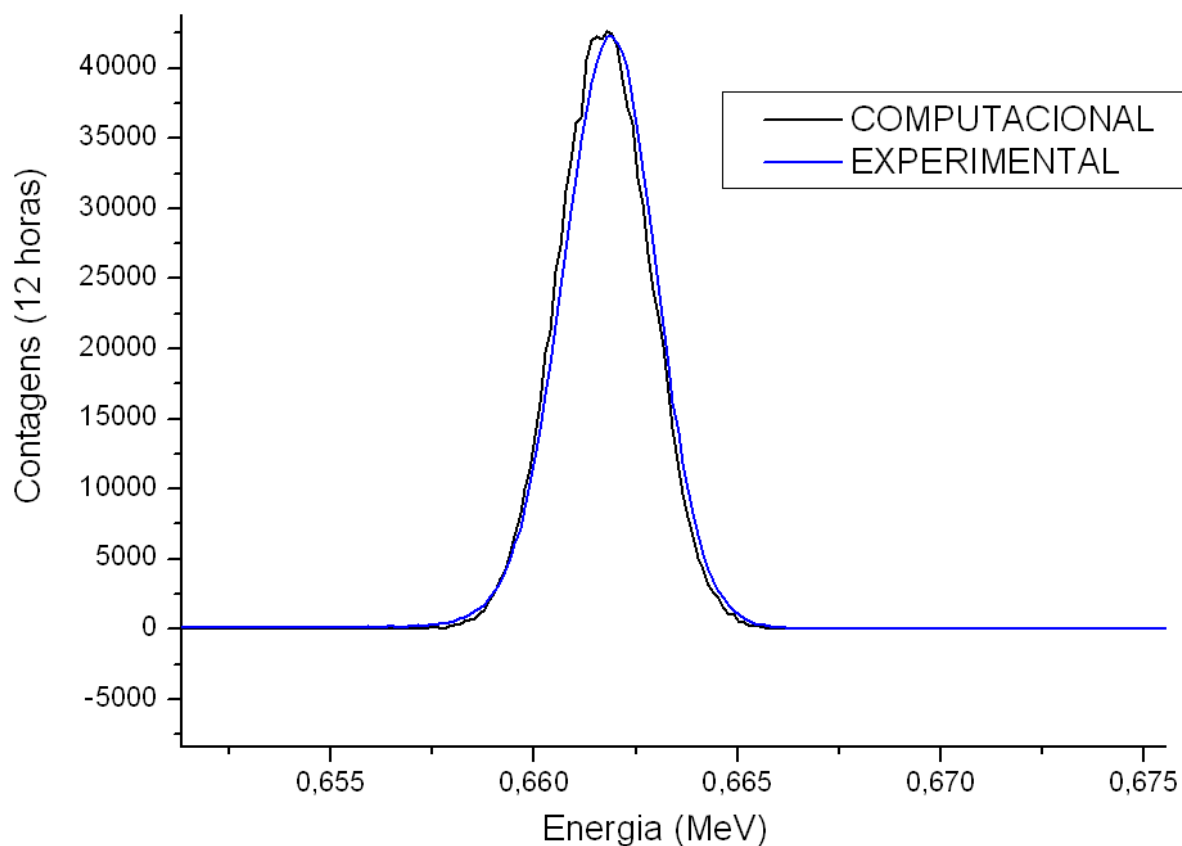


Figura 41: Comparação dos fotopicos do césio simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).

A excelente concordância visual dos fotopicos aponta para a ótima capacidade do código MCNPX em reproduzir a resolução e a calibração do sistema experimental.

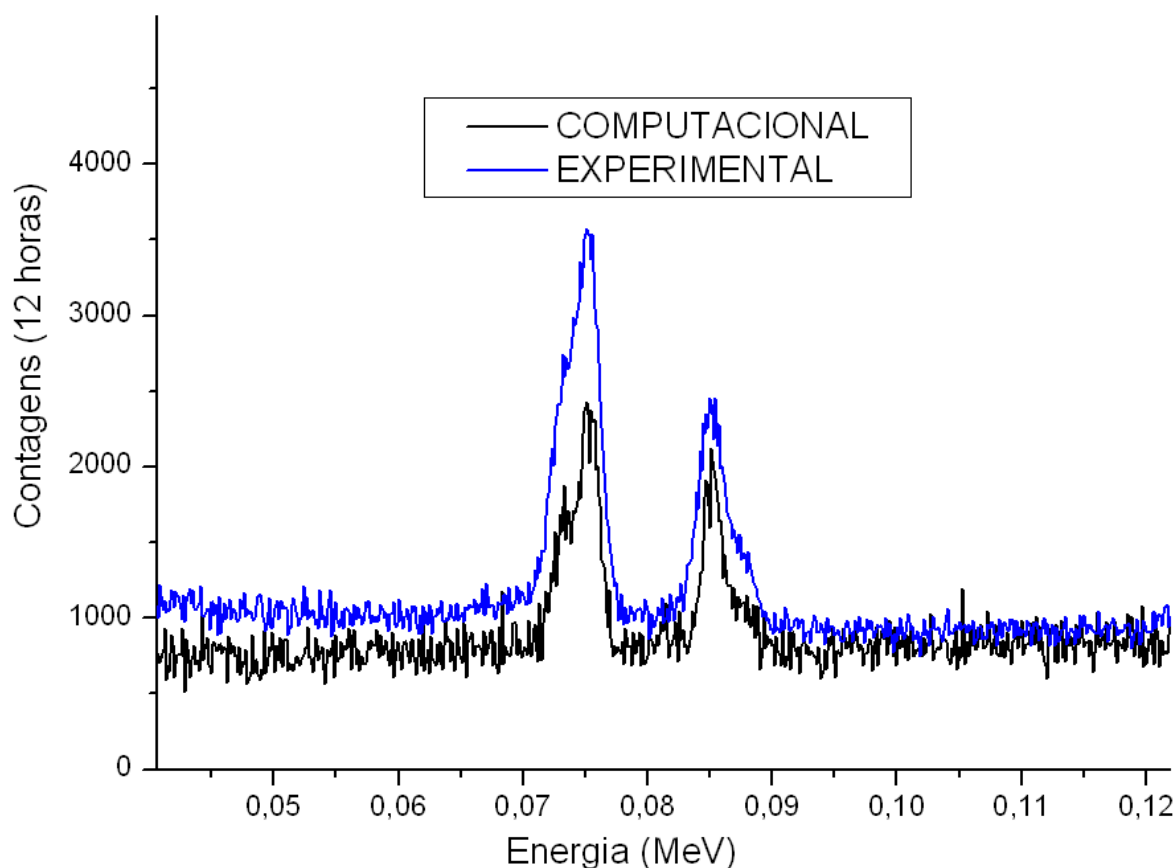


Figura 42: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 16,515 cm (arquivo H11).

Embora o chumbo apresente várias energias de raios-X característicos, como as energias mais intensas têm valores muito próximos, acabam aparecendo apenas dois picos de raios-X característicos no espectro, o que é explicado pela fraca resolução do detector. Esta situação é explicada por meio da Figura 17, na qual fica evidente que, se a diferença entre as energias medidas é menor do que o dobro do FWHM, os fotopicos se apresentam como um só.

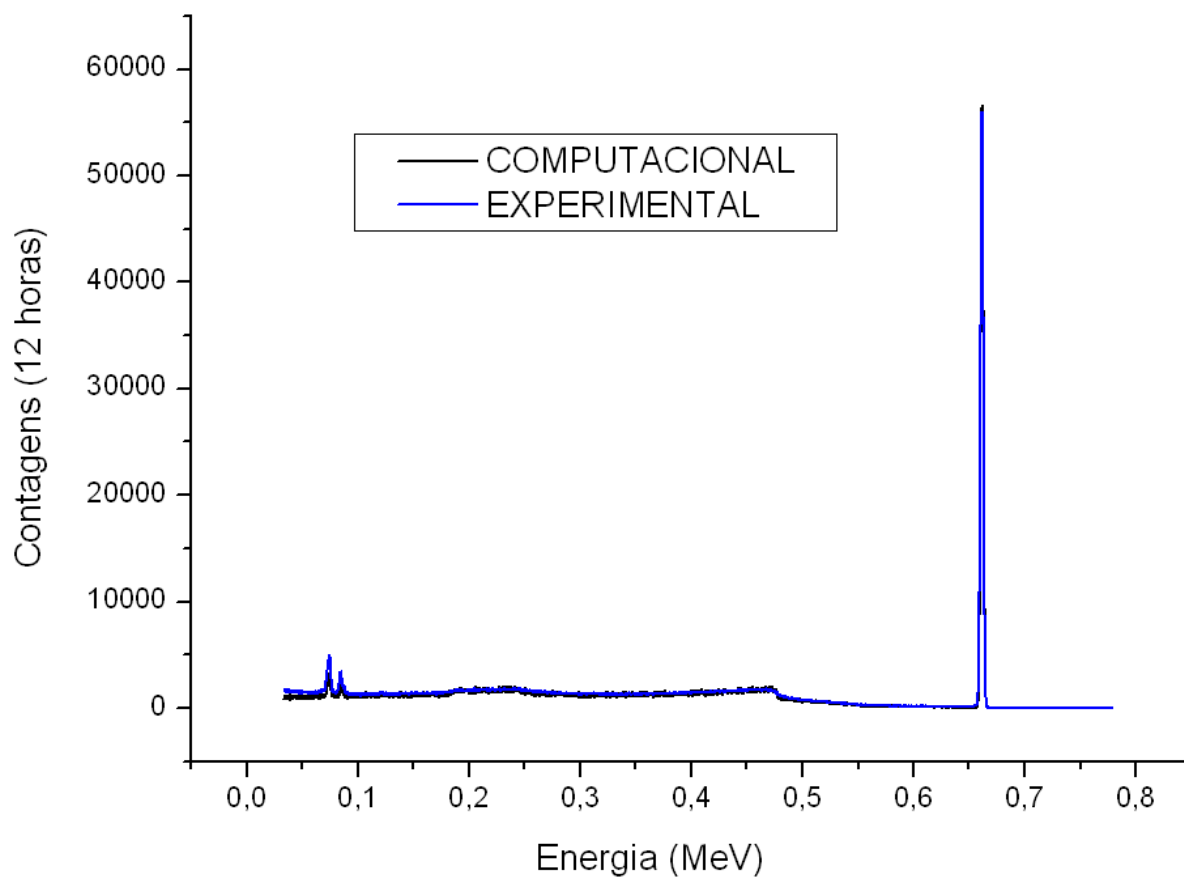


Figura 43: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).

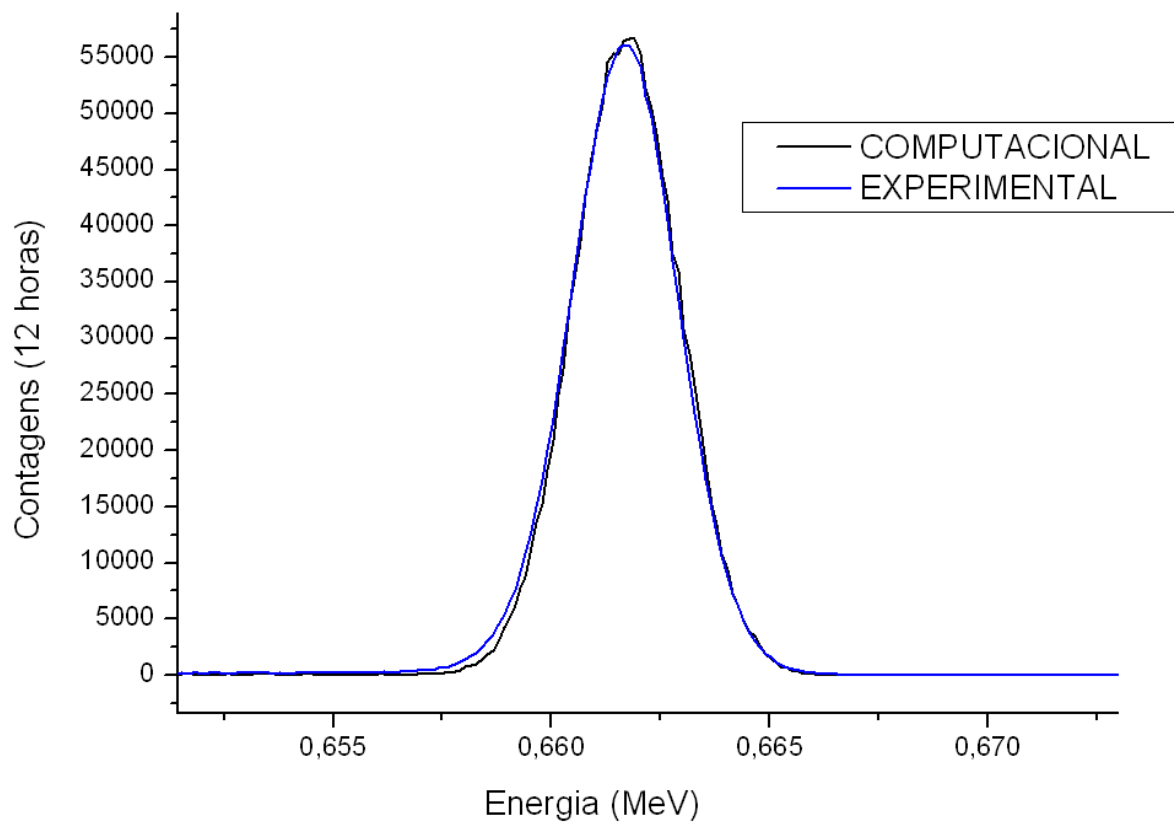


Figura 44: Comparação dos fotopicos do césio simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).

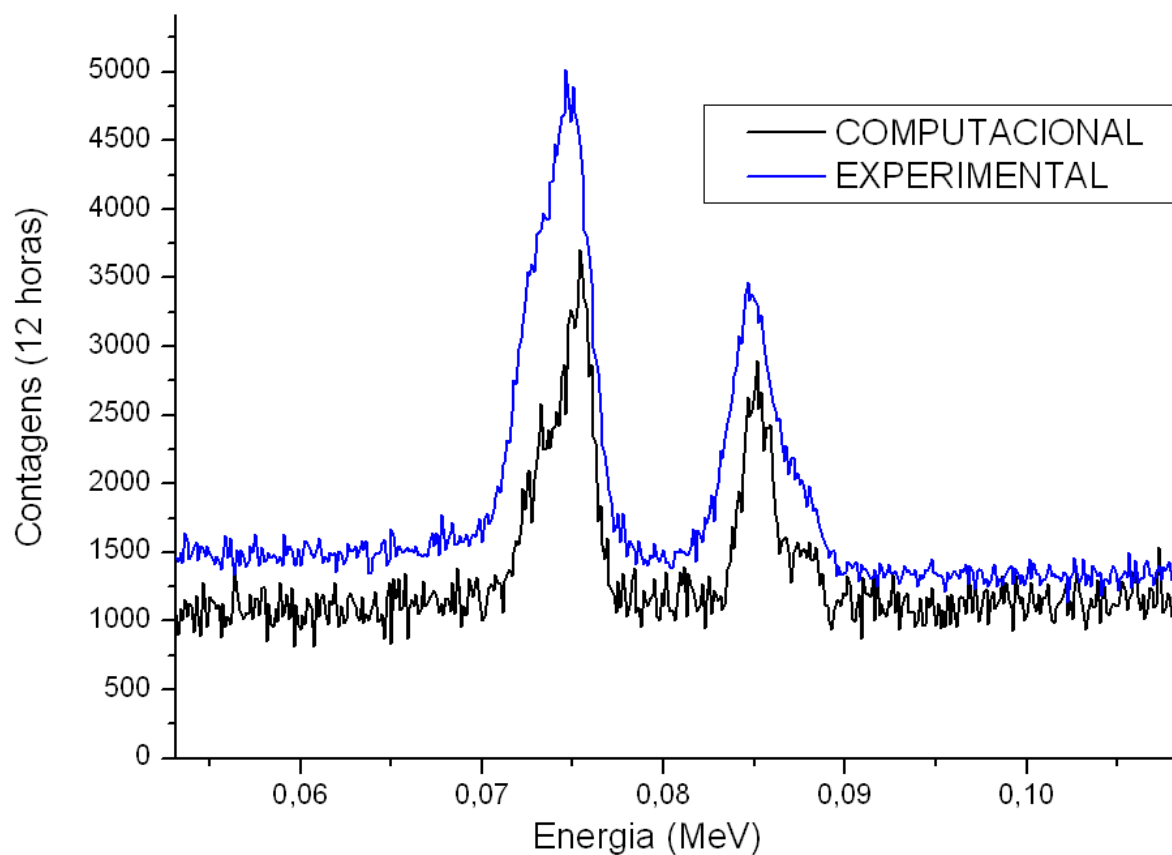


Figura 45: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm (arquivo H22).

Pela mesma análise realizada à Figura 42, os fotopicos dos raios-X característicos do chumbo explicitados na Tabela 4 apresentam-se como apenas dois picos.

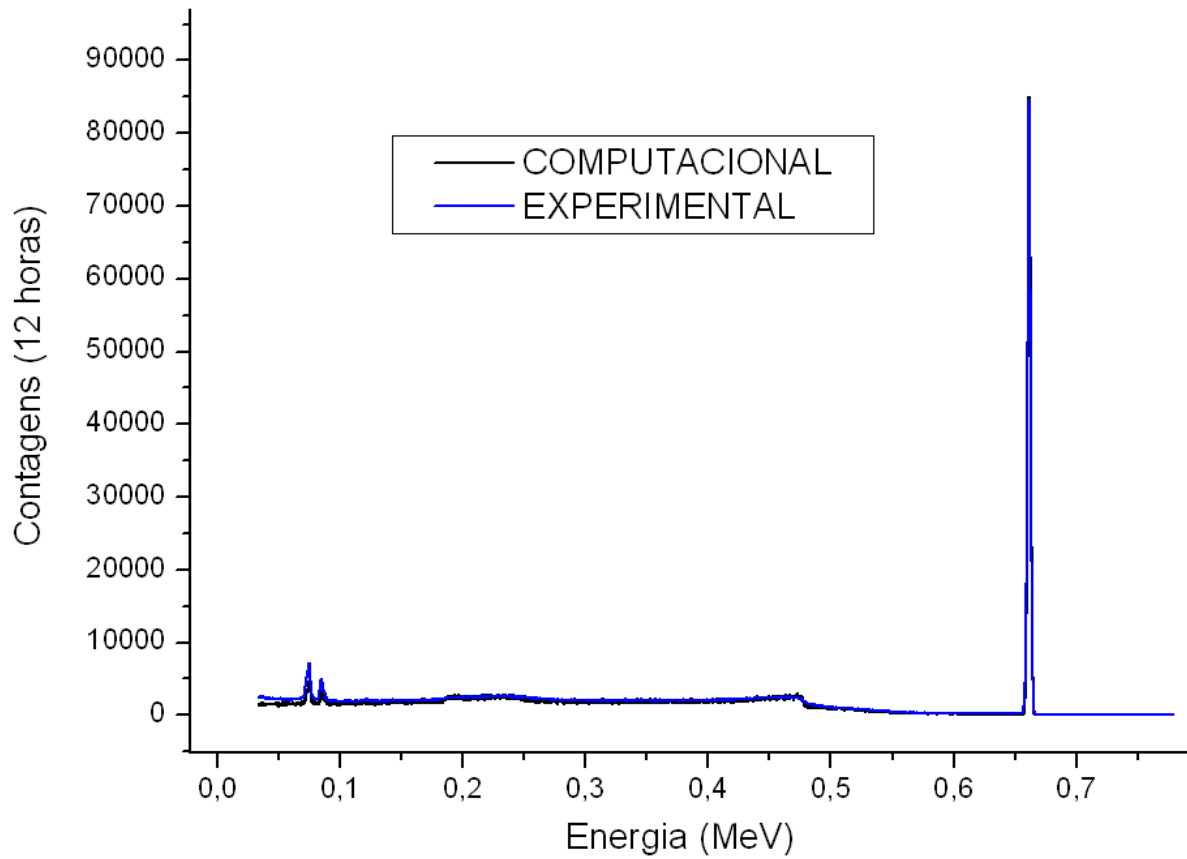


Figura 46: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).

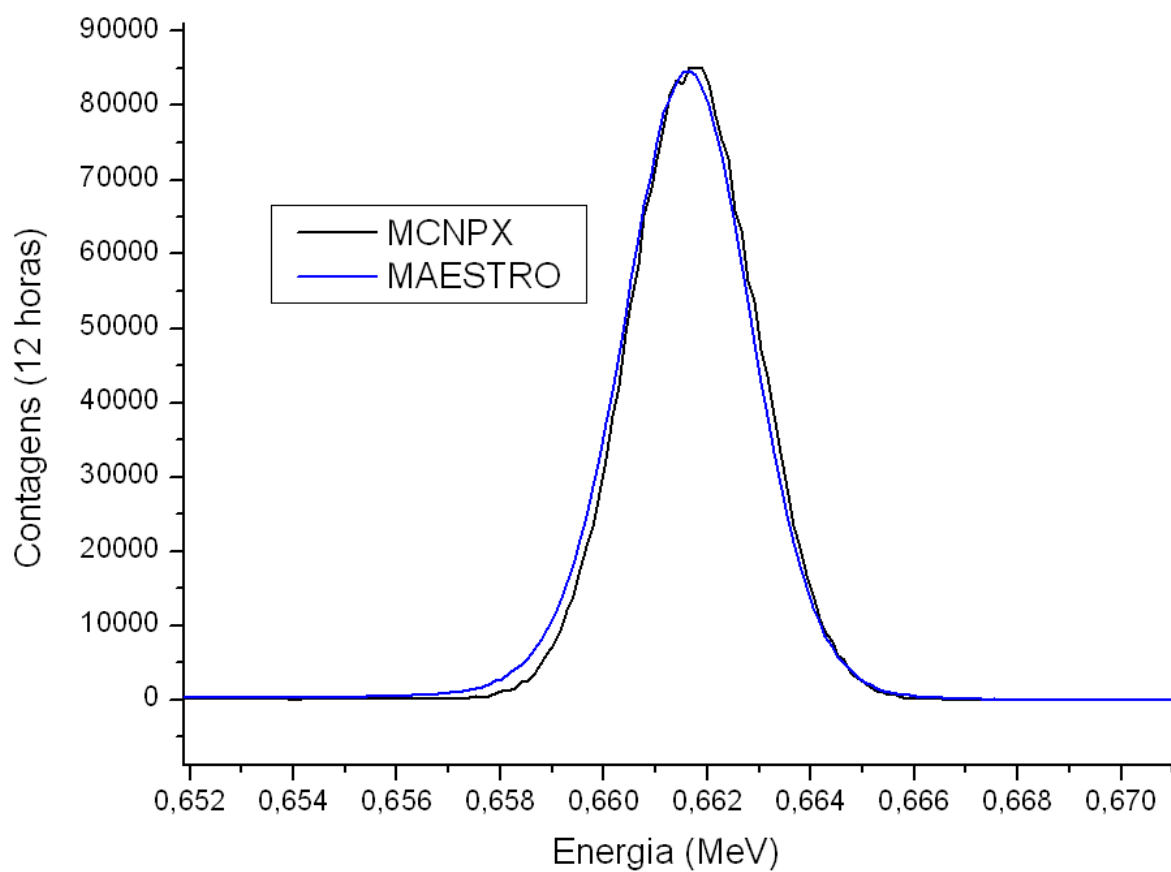


Figura 47: Comparação dos fotopicos do césio simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).

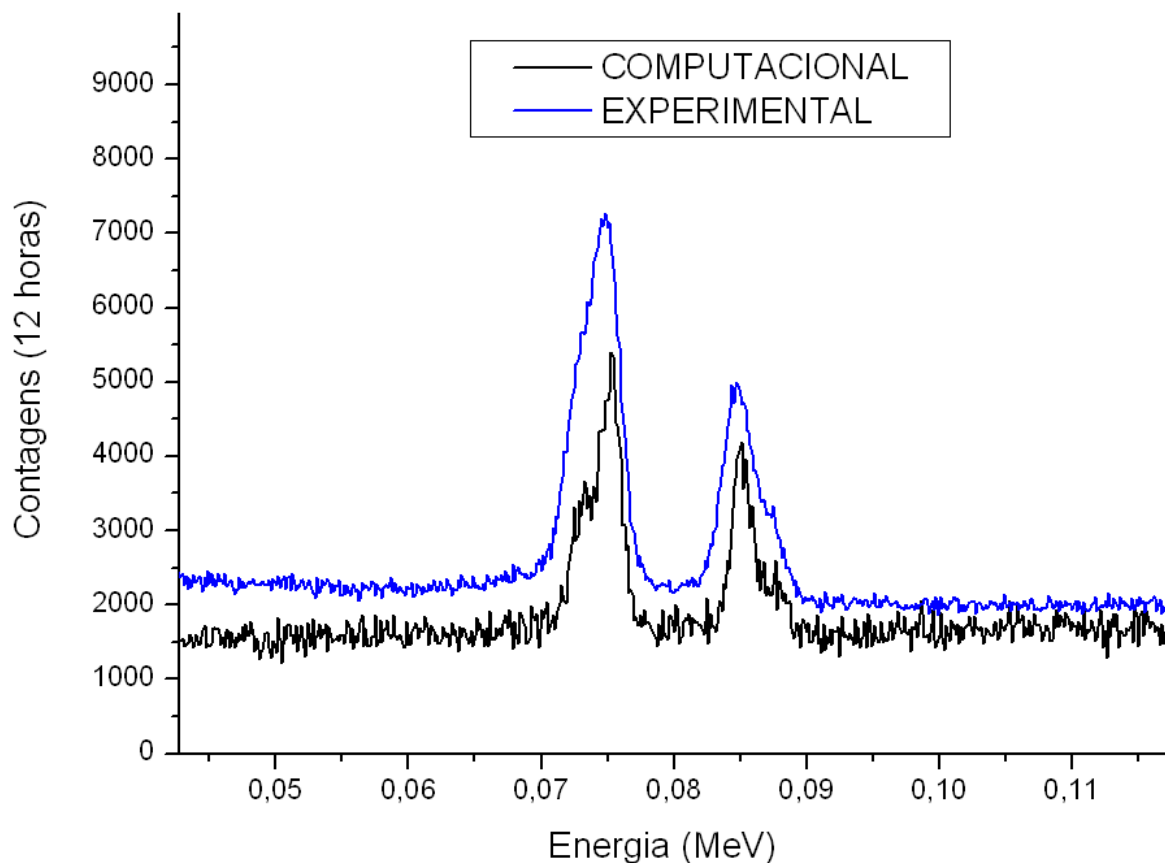


Figura 48: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo, simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 10,415 cm (arquivo H41).

A boa concordância obtida no fotopico de 661,66 keV do ^{137}Cs e o elevado desvio quando comparados os espectros inteiros (dados na Tabela 5) geraram boas discussões. Naturalmente, a primeira questão a se comentar é que, uma vez que a camada morta seja superestimada, ela atenuará muito mais os fótons de baixas energias do que os fótons de energias médias, como é o caso da energia do fotopico do ^{137}Cs . Assim, uma vez que se tenha ajustado o modelo para os 661,66 keV, acabou-se por gerar uma região inativa muito espessa, e isso comprometeu o emprego do modelo para as baixas energias.

Esta constatação conaduna-se com a pesquisa de MALEKA e MAUČEC (2005). Eles explicam que em baixas energias a maior parte dos fótons depositará suas energias em distâncias curtas dentro da camada morta e, por isso, não atingirá o volume ativo do cristal. Em energias mais altas, entretanto, o efeito da espessura da

camada morta, segundo tais pesquisadores, é menos alarmante, uma vez que a maior parte dos gamas atravessa a camada morta e atinge a área ativa do cristal.

Um segundo ponto que deve ser discutido é a configuração dos parâmetros do GEB. Uma vez que o GEB tenha sido especificado apenas para uma energia em cada posição, ele poderia estar gerando valores de FWHM errôneos no restante do espectro. O ideal, como já mencionado, é que se fizesse o ajuste dos seus três parâmetros por meio de uma função de ajuste pelo método dos mínimos quadrados, em que os parâmetros a , b e c surgissem como resultado do ajuste de uma curva para vários valores de FWHM em função de suas respectivas energias.

Por isso, optou-se pela realização desse referido ajuste empregando-se os fotopicos mais intensos do európio e o fotopico do césio que tinham sido obtidos experimentalmente. A Tabela 6 apresenta a listagem dos valores de FWHM para cada energia.

Tabela 6: Valores de FWHM em keV obtidos para energias do ^{152}Eu e ^{137}Cs .

Energia (keV)	P1-16,515 cm	P2-13,415 cm	P3-10,415 cm
121,7824	2,28	2,54	2,34
244,6989	2,35	2,61	2,43
344,2811	2,43	2,69	2,50
411,126	2,42	2,71	2,55
443,965	2,51	2,76	2,60
661,660	2,67	2,86	2,87
778,903	2,88	3,05	2,95
867,390	3,01	3,11	3,03
964,055	3,07	3,30	3,13

Para se realizar o ajuste da equação do GEB, ela foi inserida no programa LabFit juntamente com os pontos acima. O programa forneceu os parâmetros a , b e c expostos na Tabela 7 para cada uma das posições.

Tabela 7: Parâmetros do GEB obtidos por meio de ajuste da sua equação de definição empregando-se nove valores de FWHM obtidos para nove energias diferentes.

Parâmetro do GEB	P1	P2	P3
a	$0,2088 \times 10^{-2}$	$0,2389 \times 10^{-2}$	$0,2184 \times 10^{-2}$
b	$0,4896 \times 10^{-4}$	$0,4415 \times 10^{-4}$	$0,5331 \times 10^{-4}$
c	$0,4138 \times 10^{+3}$	$0,3721 \times 10^{+3}$	$0,3359 \times 10^{+3}$

O programa LabFit forneceu ainda os gráficos com as curvas ajustadas. Seguem abaixo os resultados obtidos.

Curva de ajuste do GEB para a posição P1

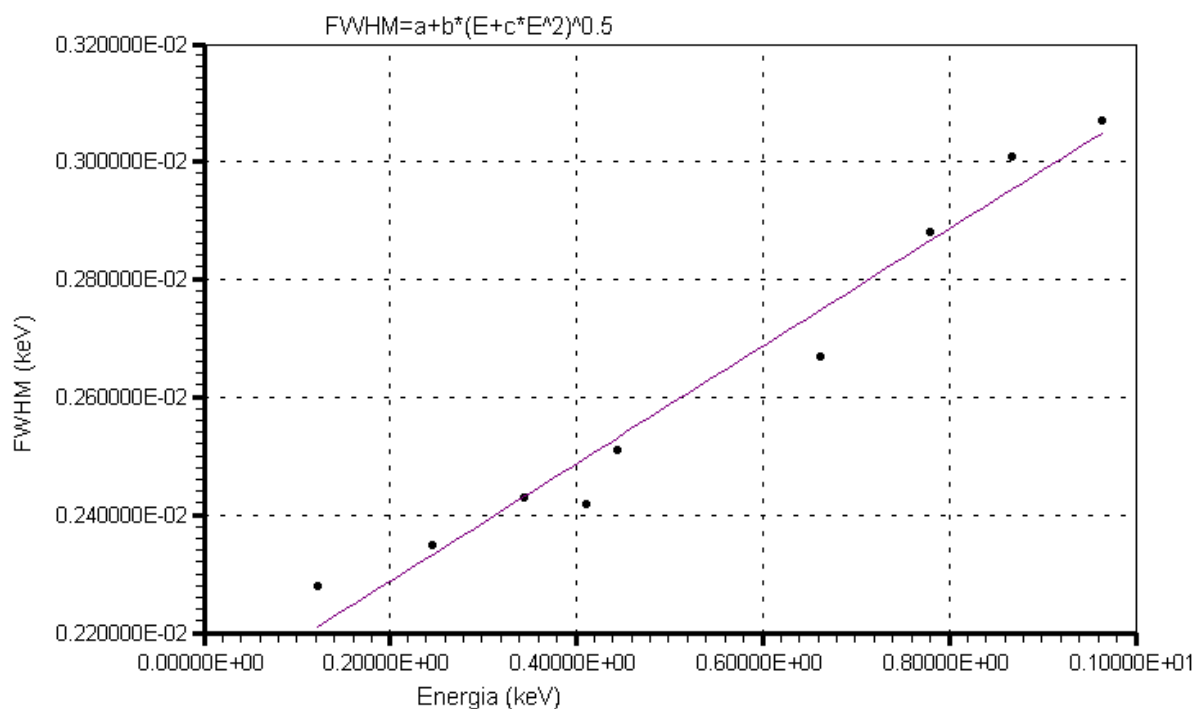


Figura 49: Curva de ajuste do GEB para a posição P1.

Ajuste da curva do GEB para a posição P2

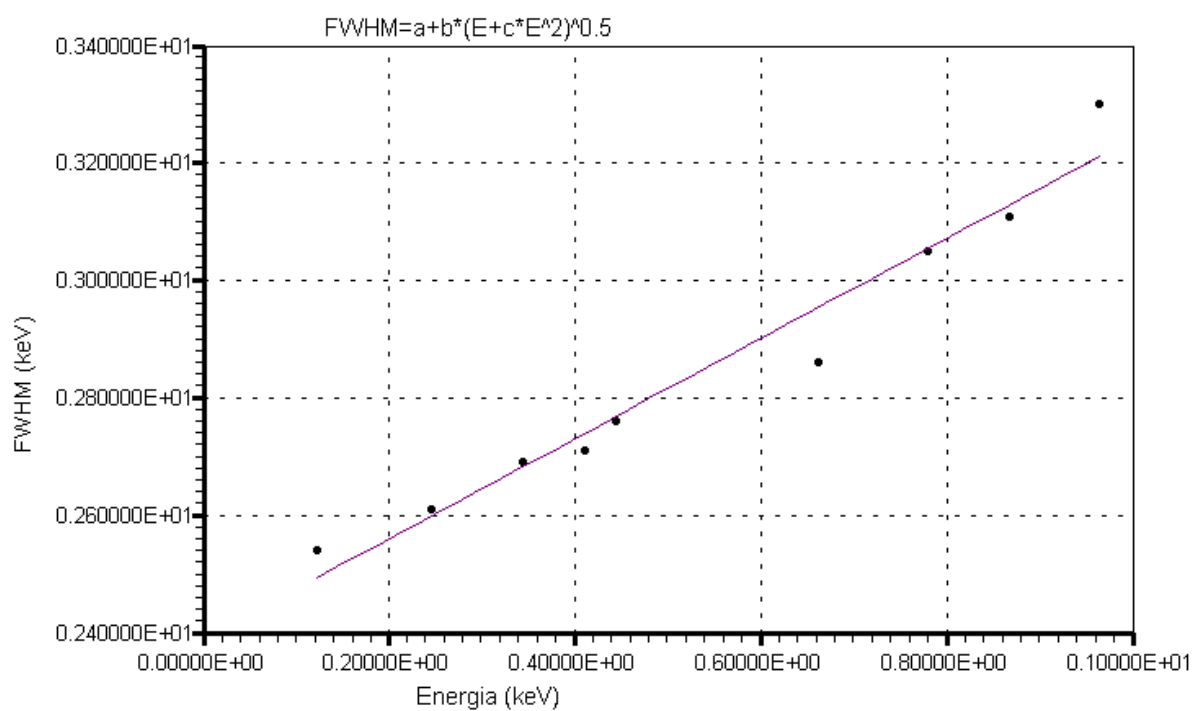


Figura 50: Curva de ajuste do GEB para a posição P2.

Ajuste da curva do GEB para a posição P3

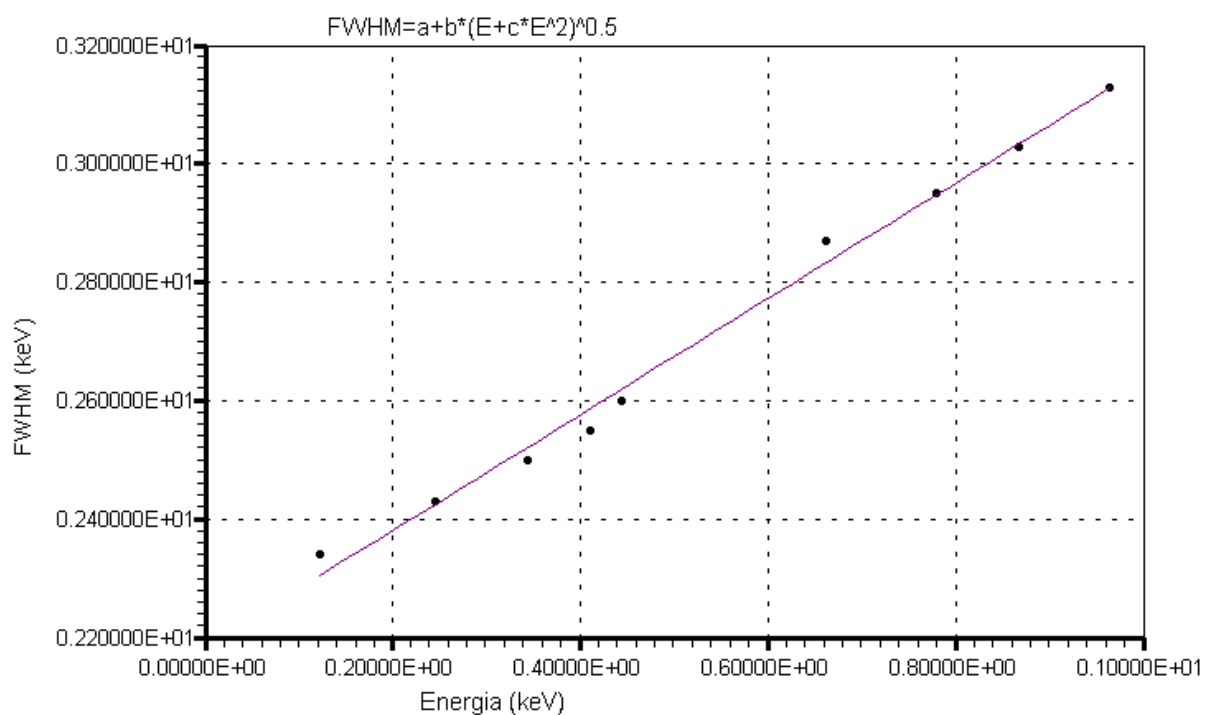


Figura 51: Curva de ajuste do GEB para a posição P3.

Como se pode notar, o programa praticamente linearizou as curvas dos GEB, gerando valores do parâmetro c bem maiores que os dos parâmetros a e b . Isso pode ter comprometido a qualidade desses GEB ajustados, já que, como anteriormente comentado, em princípio o parâmetro c deve ser um número entre zero e a unidade. Assim, possivelmente o parâmetro c super-avaliado tenha sido a causa de não haver alterações consideráveis quando da comparação dos espectros gerados com o GEB ajustado pontualmente ou multipontualmente.

O arquivo H26 simulou a fonte na posição de 13,415 cm de distância do detector com 120 milhões de histórias com o GEB ajustado pelos mínimos quadrados. Na Tabela 8 estão os parâmetros dos GEB empregados no H22 (ajuste pontual) e no H26 (ajuste pelo método dos mínimos quadrados ou simplesmente ajuste multipontual) para facilitar a comparação dos mesmos.

Tabela 8: Comparação dos parâmetros do GEB quando ajustados apenas para a energia do ^{137}Cs e quando ajustados pelo método dos mínimos quadrados.

Parâmetro	H22	H26
a	$0,15 \times 10^{-2}$	$0,2389 \times 10^{-2}$
b	10^{-3}	$0,4415 \times 10^{-4}$
c	2,713	$0,3721 \times 10^{+3}$

As Figuras 52 - 54 apresentam a comparação entre os espectros simulados nos arquivos H22 (GEB configurado pontualmente) e H26 (GEB obtido por ajuste multipontual).

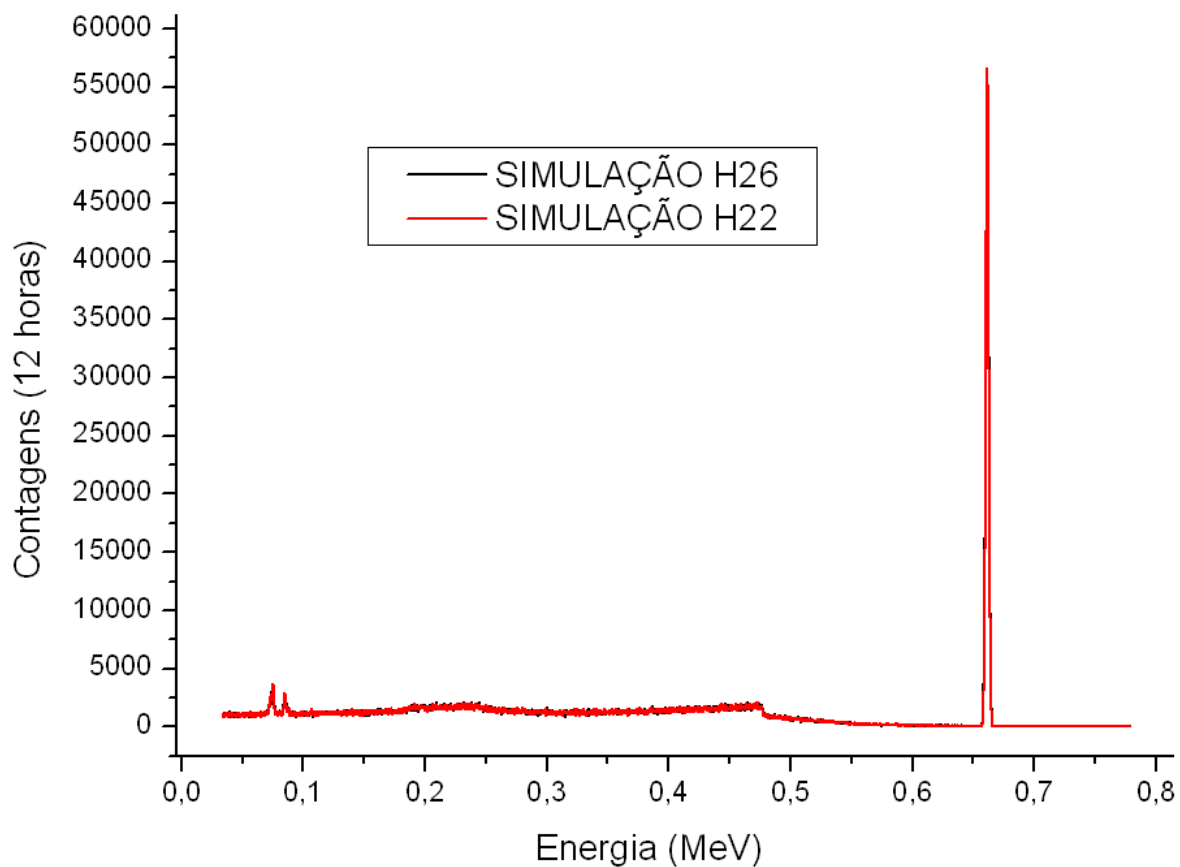


Figura 52: Comparação dos espectros totais simulados com o GEB configurado pontualmente para o fóton do césio (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm.

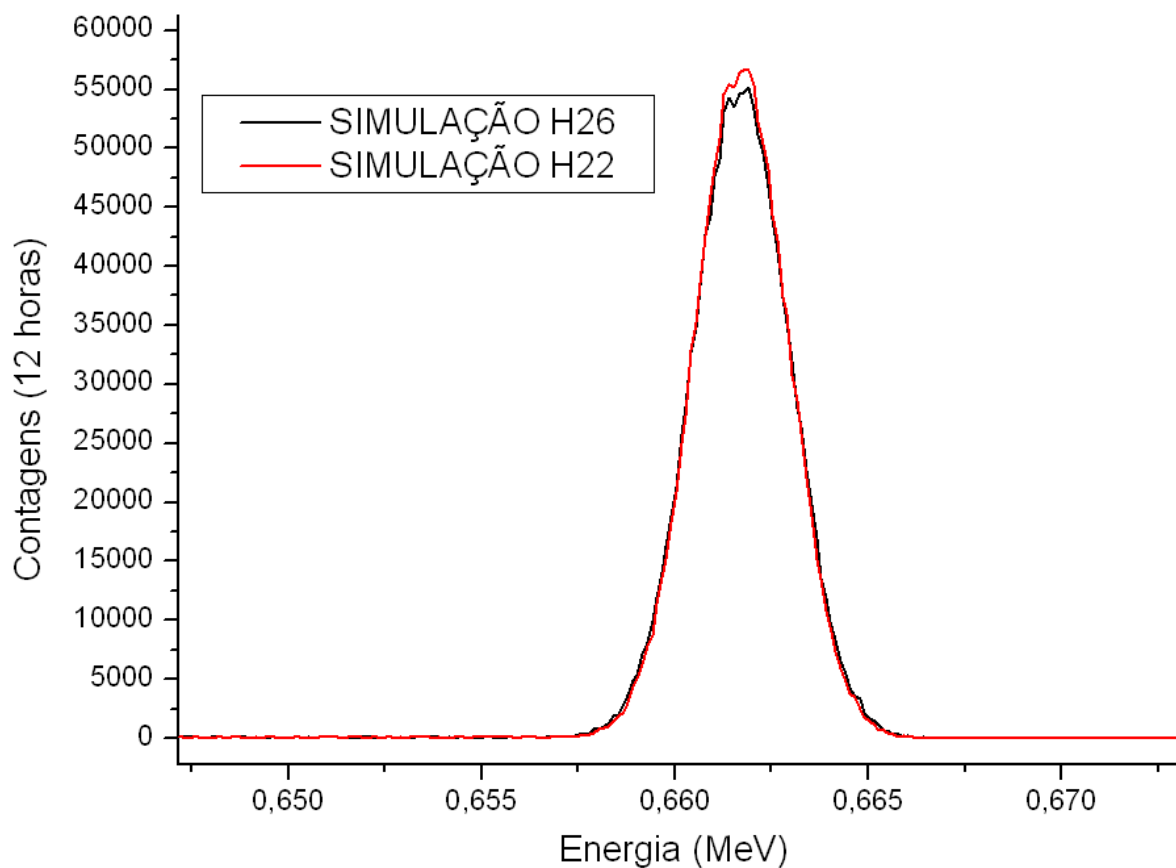


Figura 53: Comparação dos fotopicos simulados com o GEB configurado pontualmente para o fóton do césio (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm.

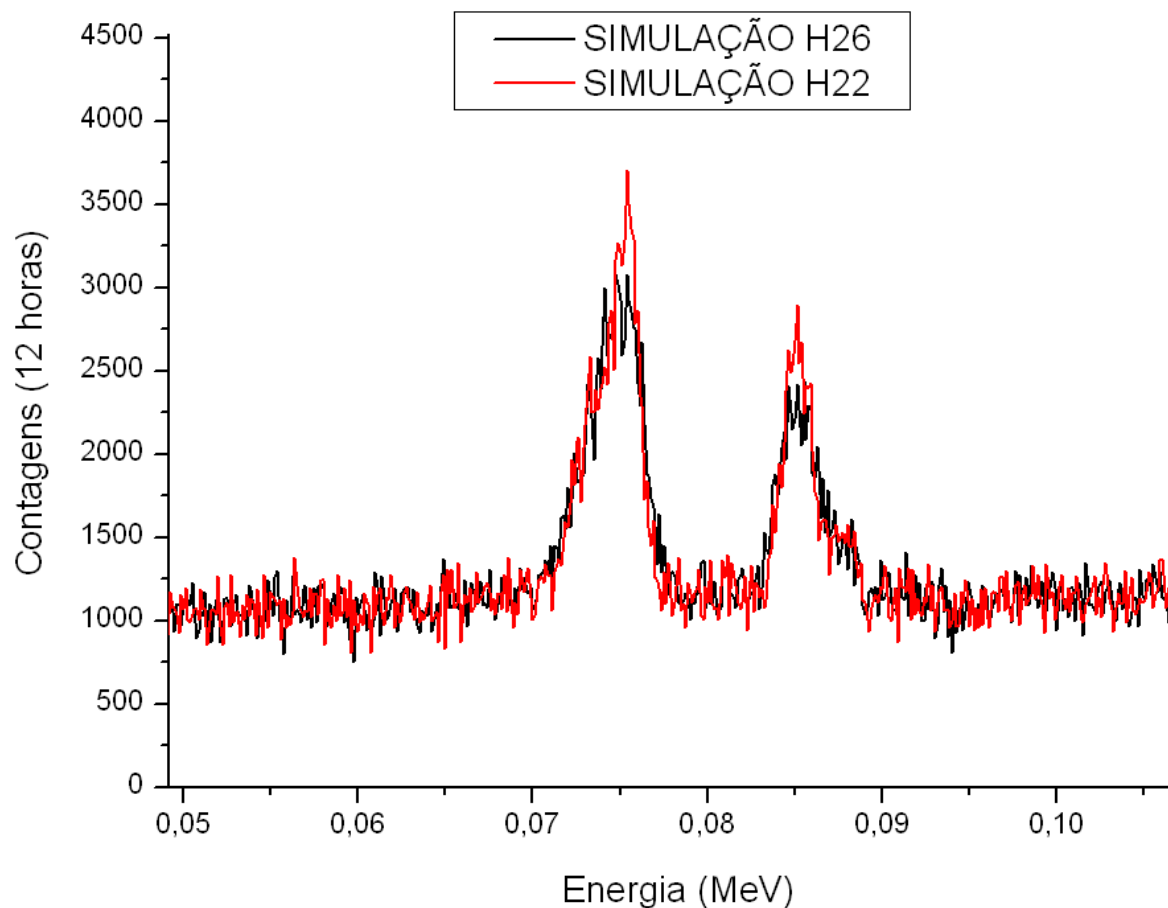


Figura 54: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo simulados com o GEB configurado pontualmente para o fotopico do césio (H22) e GEB obtido por meio de curva de ajuste multipontual (H26), para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415cm.

Como se pode perceber, não houve uma variação considerável ao fazer o ajuste do GEB com muitos pontos. Não houve alteração considerável nem na altura dos fotopicos, nem na resolução dos mesmos.

As Figuras 55 - 57 apresentam a comparação entre o arquivo H26 (GEB ajustado) e o espectro experimental na posição 13,415 cm.

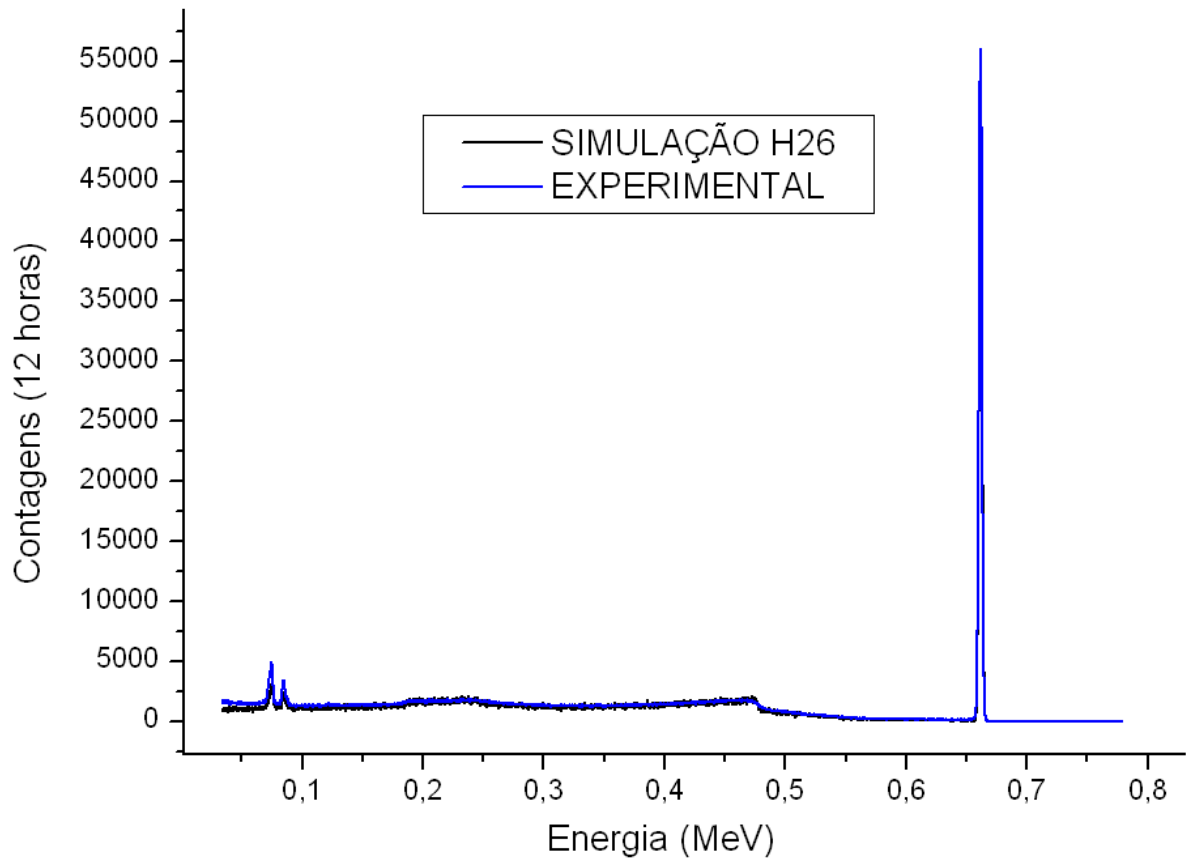


Figura 55: Comparação dos espectros totais simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26).

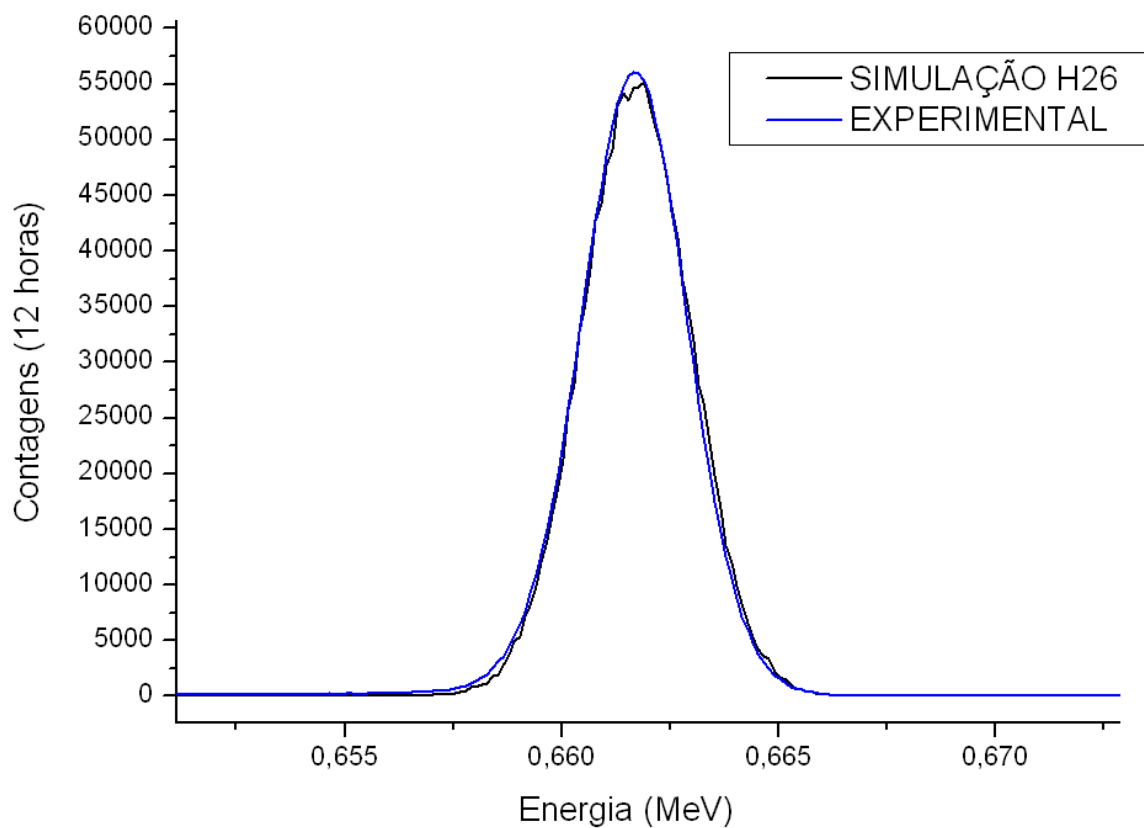


Figura 56: Comparação dos fotopicos do césio simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26).

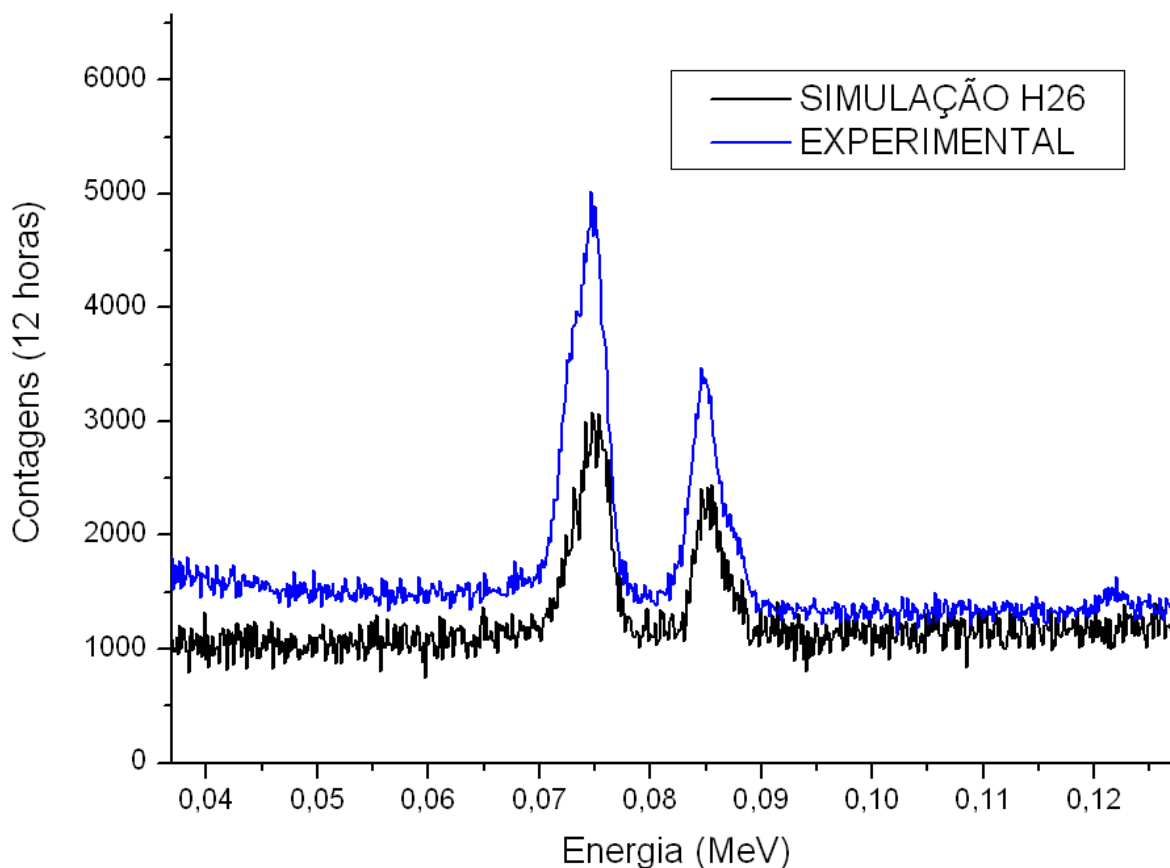


Figura 57: Comparação dos fotopicos de raios-X característicos do chumbo simulado e experimental, para a camada morta de espessura 0,26 cm, com cerca de 120 milhões de histórias simuladas, na posição de 13,415 cm, com GEB configurado por meio de ajuste multipontual (arquivo H26).

Como se pode perceber visualmente, o ajuste do GEB pelo método dos mínimos quadrados não resolveu o problema da baixa eficiência do espectro simulado nas menores energias. Tampouco esse ajuste do GEB trouxe qualquer mudança significativa no espectro, o que pode ser notado quando observadas as figuras de comparação dos espectros simulados nos arquivos H26 e H22. Dessa forma, para esta dissertação desconsiderou-se a influência da programação do GEB quando feita pontualmente ou multipontualmente.

Por isso, e para evitar a redundância, optou-se por não se exibir no corpo dessa dissertação as comparações feitas com a resposta simulada com o GEB ajustado pelo método dos mínimos quadrados para as outras duas posições.

4.3 Discussão dos resultados apresentados

4.3.1 Elevado FWHM experimental

A Tabela 6 apresentou os valores de FWHM experimentais e na Tabela 3 foram exibidos os valores de FWHM informados pelo fabricante do detector. Desta comparação percebeu-se que os valores de FWHM obtidos em laboratório estavam sobremodo elevados, indicando uma perda considerável de resolução do detector em relação aos valores nominais.

Como visto na seção 2.1.2, uma possível justificativa para esta resolução ruim é a contaminação da superfície do detector, que cria caminhos para as correntes de fuga que, por sua vez, deterioram a resolução do detector. Conforme a teoria disposta na seção mencionada, a entrada de vapor d'água e outros gases por meio de selos de vácuo imperfeitos é a causa mais comum de falhas em detectores de germânio operando por longos períodos de tempo. Seria necessária uma atenção maior à vedação para permanência das condições de vácuo de forma que se mantivesse a corrente de fuga em baixos níveis. Assim, seriam alcançadas, ainda que de forma aproximada, as especificações originais do detector.

Na teoria apresentada colocou-se também que a presença de água e outros contaminantes na vizinhança do detector será mais significativa quando o detector estiver na temperatura ambiente. Diante disso, estabeleceu-se que seria aconselhável manter o HPGe constantemente na temperatura do nitrogênio líquido para assegurar um maior tempo de vida útil. Como o detector utilizado neste trabalho já possuía cerca de 15 anos à época das experiências, foi aberto para sofrer manutenção por perda de vácuo, não possui uma verificação periódica dos selos de vácuo e passou pouco tempo sendo mantido em baixas temperaturas ao longo dos anos, é razoável considerar que a superfície do cristal possa ter sido contaminada com impurezas que estejam sendo causa para sua perda de resolução.

Há que se mencionar que KNOLL (2010), embora ratifique que a principal vantagem do HPGe em relação aos Ge(Li) é o fato de o HPGe não necessitar permanecer em baixa temperatura em todo o tempo, o mesmo autor também explica

que a manutenção do detector de germânio hiperpuro na temperatura do nitrogênio líquido é aconselhável para assegurar maior vida útil ao equipamento.

Prosseguindo a discussão, além de problemas relacionados ao selo de vácuo, deve-se mencionar também os danos causados pela radiação, apresentados na seção 2.2.8. Como disposto na fundamentação teórica desta dissertação, os danos causados pela própria incidência da radiação também colaboram com a deterioração da resolução do detector, aumentando a quantidade de armadilhas de buracos dentro do volume ativo. Foi estabelecido também que os HPGe tipo-p (objeto deste trabalho) são muito mais suscetíveis aos danos causados pela radiação do que os detectores tipo-n, o que reforça a idéia. A solução apresentada para corrigir estes problemas é o choque térmico no detector, aplicável aos detectores HPGe. Este procedimento pode ser uma forma de reduzir novamente os valores de FWHM do aparelho. Embora a Figura 21 trate de nêutrons, ajuda a ilustrar a perda de resolução de um detector semicondutor causada por danos gerados pela incidência da radiação.

O *pile-up* de cauda também é uma explicação para a perda de resolução. Embora tenha sido realizado o cancelamento de pólo zero em laboratório, as limitações do equipamento não permitiam grande precisão neste ajuste, o que pode ter contribuído para a permanência de caudas e *undershoots* que tenham deteriorado a resolução. Assim, embora esses efeitos não fossem visíveis ao osciloscópio, podem ter sido expostos pelo analisador do espectro (o Maestro). Para verificar este problema seria necessário desenvolver os mesmos procedimentos em um sistema mais moderno e com mais recursos.

4.3.2 Baixa eficiência do sistema laboratorial

Quando o sistema, ainda no início dos trabalhos, foi simulado com a camada morta nominal, percebeu-se que a eficiência do detector simulado estava mais de 30% acima da eficiência experimental. SCHLÄGER (2007), de forma semelhante, afirmou que, ao simular o detector HPGe coaxial com os dados nominais do

fabricante, as eficiências de seu modelo ficaram entre 10% e 20% acima dos valores de eficiência obtidos experimentalmente.

SALGADO EL AL (2006) e BOSON ET AL (2008) sugeriram explicação para esta perda de eficiência do detector real. Segundo ambas as pesquisas, tal deficiência pode ser atribuída a uma subestimativa da camada morta pelo fabricante, que considera inativa apenas a espessura do contato elétrico.

Por sua vez, HUY ET AL (2007), em cuja pesquisa também se simulou um HPGe tipo-p (e verificou-se aumento da camada morta nominal de 0,35 mm para 1,16 mm após 9 anos de operação), apresentaram como justificativa para a perda de eficiência exatamente o aumento da camada inativa. Segundo estes autores, tal aumento se daria como consequência de o detector haver permanecido a maior parte do tempo à temperatura ambiente.

Esta justificativa para esta perda de eficiência associada à variação da espessura da camada morta ao longo dos anos foi indicada também na seção 2.1.1, ao ser mencionado KNOLL (2010). Essa explicação é aceitável para a discrepância observada no corrente trabalho, haja vista o longo tempo decorrido desde a fabricação do detector utilizado e o fato de o mesmo permanecer pouco tempo em baixa temperatura.

LUDINGTON e HELMER (2000), por sua vez, explicaram as alterações de duas maneiras. Na primeira, as mudanças nas dimensões fornecidas pelo fabricante se justificariam pelo fato de as camadas mortas não possuírem espessura uniforme, devendo-se esperar que possuam transição suave para o volume totalmente sensível em vez de uma fronteira nítida.

A segunda explicação de LUDINGTON e HELMER (2000) se daria por meio de possíveis alterações no campo elétrico feitas pelo fabricante, que tornariam insensível parte do cristal. Esta também é uma explicação aceitável para a baixa eficiência do sistema experimental encontrada no presente trabalho em comparação com a eficiência do sistema modelado. De fato, nas simulações realizadas não foi empregado nenhum fator que diferenciasse a capacidade do detector registrar fótons que depositassem suas energias em diferentes pedaços do cristal. Isto é, em todas as simulações considerou-se que a parte do cristal entre as camadas mortas externa e interna era, em todos os seus pontos, igualmente capaz de registrar uma radiação incidente.

Uma outra possível razão para a perda de eficiência verificada é a ocorrência do *pile-up* de píco. Já o efeito soma-coincidência pode ser desconsiderado já que ^{137}Cs não emite gamas em cascata. A proximidade da fonte e do detector (embora tenha se posicionado a fonte a mais de 10 cm do detector, ainda assim havia uma considerável proximidade entre os mesmos), aliada a uma atividade razoável da fonte, pode ter contribuído para a ocorrência de pulsos tão próximos que tenham sido “entendidos” pelo sistema como um pulso único de valor mais elevado, de energia superior ao limite do espectro. Isso, naturalmente, faz com que as contagens no pico de energia total sejam reduzidas, baixando a eficiência de pico de energia total do sistema. Por sua vez, no espectro simulado tal redução não ocorre, uma vez que o MCNPX simula as emissões radiativas de forma totalmente independente uma da outra, sem superposição, isto é, uma nova emissão só ocorre quando o fóton anterior finaliza suas interações. De fato, como mencionado, ao longo das experiências verificou-se contagens à extrema direita do espectro, que poderiam indicar a ocorrência desse *pile-up*. Uma possível solução seria realizar novos experimentos com a fonte ainda mais distante do detector.

4.3.3 Baixa temperatura não considerada nas simulações

Como apresentado nesta dissertação, o HPGe é operado na temperatura do nitrogênio líquido para se evitar a intensa corrente de fuga que seria formada se detector estivesse à temperatura ambiente, isto devendo-se à curta banda proibida do germânio (0,7 V).

Entretanto, o MCNPX só permite a inserção da variável temperatura para simulações de nêutrons, não para simulações de fótons, que é o caso deste trabalho. Isso poderia ser proposto como uma fonte de erros para o resultado simulado.

Para justificar esta aparente limitação do código, foi demonstrado na seção 2.3 que a temperatura do meio não influencia na dose absorvida em interações de fótons. Por isso, qualquer problema relativo a interações nucleares que pudesse ser proposto como função da temperatura foi descartado.

O *tally F8*, função utilizada no MCNPX para obtenção do espectro de pulsos gerados por fótons depositados no detector, não possui uma forma de ser configurado para uma temperatura específica ao tratar de fótons. O MCNPX também não permite, ao contrário de seu comportamento ao simular interações com nêutrons, a configuração, por meio de seleção de suas bibliotecas, a escolha de seções de choque de interações com fótons em temperaturas específicas. Isso se coaduna ao apresentado por ATTIX (2004), que equacionou a deposição de energia de forma independente da temperatura.

4.3.4 Valor obtido para a camada morta do modelo computacional

O objetivo do trabalho foi buscar a aproximação entre as respostas dos sistemas de detecção real e modelado para a energia de fotopico do ^{137}Cs em três posições nas quais se trabalhou com a fonte. Um questionamento a ser feito deve-se à afirmação, estabelecida na seção 2.1.1, de que a camada morta só influenciaria de forma significativa fótons com energias até 200 keV. Dado que a fonte empregada emite fótons de aproximadamente 661 keV, seria razoável considerar o ajuste do modelo sendo feito na camada morta? Respondendo de forma retórica, se fótons de 661 keV não sofrem influência da camada morta, então, em primeira análise, não faria sentido o ajuste desta camada com base nas suas interações com fótons deste nível de energia.

Conquanto KNOLL (2010) tenha feito tal afirmação, alguns trabalhos pretéritos a esta dissertação seguiram a mesma linha aqui apresentada. HUY ET AL (2007) atribuíram a perda de eficiência à camada morta mesmo para energias acima de 200 keV. COURTINE ET AL (2008) também ajustaram a camada morta baseando-se na energia de 661 keV do césio. VASCONCELOS ET AL (2011) mostraram com suas simulações que, mesmo para energias maiores que 661 keV, um aumento da espessura da camada morta melhora a concordância entre os espectros simulado e experimental.

Assim, embora o meio científico aceite o limite dos 200 keV, se forem tomados como base os artigos mencionados e os resultados obtidos neste trabalho, não há

como deixar de suscitar o questionamento sobre tal limiar. De fato, para levantamentos espectrais de energias acima de 200 keV, não há influência da camada morta do cristal de germânio?

Prosseguindo a discussão, o trabalho apresentado nesta dissertação focou os ajustes do modelo simulado pela variação homogênea da espessura da camada morta externa ao longo do cristal. Isto levou à estimativa do aumento da camada morta de 0,7 mm (valor fornecido pelo fabricante) para 2,60 mm. A título de comparação, pode-se citar os aumentos de camada morta obtidos por:

- HUY ET AL (2007): 0,35 mm nominal alterado para uma camada ajustada com espessura igual a 1,16 mm para um detector com 9 anos de operação;
- BOSON ET AL (2008): 0,7 mm nominal alterado para uma camada ajustada com espessura igual a 1,9 mm na parte frontal do detector.

Considerou-se o valor de 2,60 mm como um valor fictício de camada morta que, assim como entenderam COURTINE ET AL (2008), compensou as perdas sob o fotopico que foram causadas por outros parâmetros do sistema não inseridos diretamente no MCNPX, como a ocorrência, em laboratório, do efeito *pile-up*, e a existência de uma zona de transição, na qual os fótons que ali interagem podem ou não ser contados (como indicado por LUDINGTON E HELMER (2000)). Essa elevada camada morta pode compensar também possíveis desvios nos parâmetros geométricos fornecidos pelo fabricante, como a distância entre o cristal e a janela de alumínio, o comprimento do detector e o diâmetro do buraco central (como sugeriram LUDINGTON E HELMER (2000), KARAMANIS ET AL (2002), MALEKA E MAUČEC (2005) e SCHLÄGER (2007)).

Uma justificativa dada tanto por HUY ET AL (2007) como por BOSON ET AL (2008) para o aumento da camada morta também contrasta com a literatura. Como mencionado na seção 2.1.2, a principal razão da substituição dos antigos Ge(Li) pelos detectores HPGe foi o fato destes últimos não necessitarem permanecer sob a baixa temperatura quando não estão sendo utilizados. Há, de fato, um aparente consenso no meio nuclear de que a camada morta não varia se o detector HPGe não permanecer na temperatura do nitrogênio líquido em todo tempo. Entretanto, HUY ET AL e BOSON ET AL concordaram entre si com a justificativa para o aumento da camada morta baseando-se no fato de que seus detectores não eram refrigerados permanentemente. BOSON ET AL sugerem, por isso, que seus

experimentos deveriam ser refeitos com um detector novo. Como o detector empregado na corrente pesquisa também permaneceu pouco tempo sob refrigeração ao longo de mais de uma década de operação, também parece razoável sugerir um considerável aumento na camada morta (e a conseqüente perda de eficiência) pelo mesmo motivo.

Uma vez realizado o ajuste do modelo do detector, percebeu-se que o aumento na camada morta causou alguns problemas. Enquanto se obteve uma excelente concordância no fotopico (Tabela 5), a espessa camada morta (2,60 mm) atenuou excessivamente fótons de baixas energias na simulação. Nas Figuras 42, 45, 48 e 57 pode-se ver que os resultados experimentais foram muito maiores do que os simulados para energias abaixo de 100 keV, e isto fica evidenciado nos fotopicos dos raios-X do chumbo localizados à esquerda dos espectros.

A Tabela 5 mostra que, quando se comparam os fotopicos totais simulado e experimental, as áreas sob as curvas são maiores para os resultados experimentais do que para os simulados. Isso mostra que a camada morta (superestimada) utilizada na simulação atenuou fótons de baixas energias excessivamente. Assim, perdeu-se a concordância entre os espectros simulado e experimental e o modelo ficou sem a capacidade de fornecer a eficiência total do sistema, sendo hábil apenas para o cálculo da energia de pico total para energias próximas a 661,660 keV do ^{137}Cs . Se a camada morta for reduzida, poder-se-á diminuir os desvios apresentados para os espectros totais, mas, em contrapartida, as diferenças entre os fotopicos apresentadas na Tabela 5 serão aumentadas.

4.3.5 Viabilidade do emprego do MCNPX para auxiliar na classificação de rejeitos

Em que pesem as dificuldades encontradas ao longo desta pesquisa e ainda dependendo de trabalhos futuros que se tornam necessários para validar o modelo do HPGe para utilização como ferramenta para a classificação de rejeitos radiativos, foi possível verificar a ótima capacidade do MCNPX para reproduzir um sistema de detecção de radiação. O nível de detalhamento em que se permite configurar o sistema de medição, aliado à variedade de funcionalidades disponibilizadas pelo

código para reprodução de um espectro laboratorial e aos resultados obtidos nesta dissertação, indicam a boa capacidade do programa para vir a se tornar ferramenta auxiliar para a classificação de rejeitos.

Percebe-se que, embora a camada morta do detector tenha sido superestimada para ser possível reproduzir o resultado laboratorial, o resultado foi coerente, isto é, para um detector antigo e desprovido de uma verificação permanente de suas características, o mais razoável seria mesmo imaginar uma perda de resolução e uma redução na eficiência. Além das deficiências do próprio detector, há que se considerar, ainda, as limitações da eletrônica do sistema de medição, que cooperam para a introdução de ruídos no espectro, prejudicando a resposta.

Assim, verifica-se que o MCNPX apresentou resultados coerentes, a saber, apresentando eficiência muito maior do que a experimental quando modelado o detector com parâmetros nominais. Quanto à resolução, percebeu-se a excelente capacidade do código para, por meio da função GEB, reproduzir a largura de pico que se obtém experimentalmente.

Há de se citar, também, a ótima capacidade do código para reproduzir a calibração em energia do sistema. Como pode ser observado nas comparações entre os espectros modelados e laboratoriais, os fotopicos das respostas computacionais posicionaram-se perfeitamente sobre os fotopicos experimentais tanto nas energias mais baixas como nas mais altas.

O código possui, entretanto, uma limitação quanto ao tempo necessário para se obter uma resposta aceitável, demandando alguns dias, em determinados casos, a depender do erro estatístico que se deseja na resposta. Durante este trabalho verificou-se que maiores distâncias entre a fonte e o detector resultam na necessidade de maior tempo de simulação para um mesmo erro estatístico, havendo, contudo, minimização de efeitos como o *pile-up*, um dos responsáveis por causar diferenças entre os espectros simulado e experimental.

Por fim, embora limitado apenas à região do fotopico do ^{137}Cs , o sistema modelado foi satisfatório se adotado o mesmo critério de TZIKA ET AL (2010), ou seja, considerando-se aceitável a modelagem para fins de proteção radiológica se a diferença entre as eficiências estiver abaixo de 10%.

5 CONCLUSÃO

O modelo do sistema de detecção atendeu ao objetivo, fornecendo respostas para o fotopico do ^{137}Cs com desvio aceitável para fins de proteção radiológica em relação aos valores experimentais. Contudo, para tal foi necessário que se aumentasse demasiadamente a camada morta externa do cristal de germânio, além daquilo que foi verificado em trabalhos anteriores.

Para esta discrepância foram sugeridas algumas causas relacionadas ao sistema de medição, como alterações no campo elétrico pelo fabricante, o aumento da camada morta pelo fato de o detector permanecer pouco tempo em baixa temperatura e a ocorrência do efeito *pile-up*. Estas proposições podem ser verificadas futuramente em trabalhos semelhantes nos quais sejam empregados outros sistemas HPGe. Seria interessante, também, proceder ao choque térmico do detector utilizado para verificar a melhora na resolução prevista pela literatura.

Foi verificado que, embora haja consagrada literatura afirmando a influência considerável da camada morta externa do germânio sobre as medições acima de 200 keV, há cientistas publicando pesquisas na comunidade internacional em que se dispõe o oposto. Há que se ressaltar, obviamente, que tais pesquisas se baseiam no emprego de códigos de Monte Carlo para simulação de sistemas de detecção e, por isso, seria necessário buscar outras formas e se ratificar essa constatação (a começar, por exemplo, com a realização de modelagem com outros códigos baseados em outros métodos).

Quanto à utilização do modelo para classificação de rejeitos é necessário tecer importantes considerações. A modelagem atingiu resultados satisfatórios apenas para um nível de energia, 661 keV, e foi baseada na fonte posicionada em uma única direção, a saber, com eixo coaxial ao eixo do cristal de germânio também cilíndrico. Para que o detector possa ser considerado validado, seria necessário, dentre outras verificações, analisar a resposta do modelo para diferentes fatores influentes no cálculo das medidas e mencionados na seção 2.2.2.

Assim, seria necessário modelar o sistema com a fonte em outras posições e com outros níveis de emissão de fótons para ser possível definir uma faixa espectral de validade do modelo. Só com estes procedimentos, por exemplo, o modelo

poderia ser testado quanto a diferentes fatores geométricos e quanto a diferentes influências da própria composição e geometria da fonte. Neste trabalho empregou-se uma fonte sólida de tamanho muito pequeno sobre acrílico, praticamente “vista” pelo sistema como uma fonte pontual. Isso praticamente inviabiliza a consideração de efeitos como a auto-atenuação da fonte. Seria necessário, portanto, simular o sistema com fontes maiores. Com essas verificações complementares, a depender dos resultados alcançados, poderá ser obtida a validação do modelo e entendê-lo como funcional para auxílio na classificação de rejeitos.

Diante do exposto relaciona-se a seguinte síntese de constatações baseadas nos resultados alcançados:

- Verificou-se perda de resolução do sistema em relação àquela prevista pelo fabricante do detector, justificada por possível contaminação da superfície do detector e ocorrência de *pile-up* de cauda;
- Verificou-se perda de eficiência do sistema, justificada por possível alteração na espessura da camada morta em relação ao dado nominal do detector, por possível alteração no campo elétrico pelo fabricante (desconsiderada nas correntes simulações) e pela possibilidade de ocorrência do *pile-up* de pico;
- Sugeriu-se a possibilidade da influência da camada morta para fótons com energias de valores superiores a 200 keV, contrastando com o disposto por KNOLL (2010);
- Verificou-se a necessidade de aumento demasiado da camada morta em relação ao seu valor nominal para que o sistema modelado pudesse reproduzir o fotopico obtido em laboratório, justificando-se este aumento das seguintes maneiras: pelo possível incremento real da camada morta ao longo dos anos; pela estimativa equivocada do fabricante para a espessura da camada morta, considerando apenas a espessura dos contatos elétricos; para compensar perdas geradas pelas limitações eletrônicas do sistema real (como a ocorrência de *pile-up*); pela existência de uma zona de transição no detector real onde apenas parte dos fótons é captada; e pelas discrepâncias em outros parâmetros fornecidos pelo fabricante (como a distância entre a janela do detector e o cristal);
- Foi sugerida a ocorrência de um aumento da camada morta ao longo dos anos pelo fato do HPGe permanecer pouco tempo em baixas temperaturas desde sua fabricação, chamando a atenção para o fato de que mesmo um detector de

germânio hiperpuro tem necessidade de permanecer sob baixa temperatura para fins de majoração de sua vida útil;

- Foi constatado um problema no sistema modelado no que diz respeito à reprodução do espectro experimental em baixas energias. O aumento proposital e demasiado da camada morta simulada gerou perdas muito elevadas na eficiência do sistema computacional para baixas energias. Verificou-se que o sistema modelado teve concordância consideravelmente melhor na região de 661 keV do que nas baixas energias;

- Verificou-se que a configuração dos parâmetros do GEB por meio de ajuste de sua curva com diversos pontos não produziu alterações consideráveis na resposta simulada. Sugeriu-se que isto se deu principalmente pelo elevado valor empregado para a variável c quando da realização do ajuste multipontual;

- Verificou-se que maiores distâncias entre fonte e detector geram necessidade de maior tempo computacional para se obter um mesmo erro estatístico associado à resposta do MCNPX. Contudo, este aumento na distância coopera para minimizar a ocorrência do *pile-up*;

- Verificou-se que o sistema modelado atendeu ao requisito de utilização para fins de proteção radiológica na energia de pico do ^{137}Cs adotando-se o critério de TZIKA ET AL (2010) – variação menor que 10% entre os espectros simulado e experimental;

- Concluiu-se que, mesmo diante das dificuldades encontradas ao longo desta pesquisa, e a depender de ratificação por meio de trabalhos futuros, o MCNPX demonstra bom potencial para atuar como ferramenta para auxiliar na classificação de rejeitos radiativos, permitindo descrever o sistema em detalhes e reproduzir com exatidão características como resolução e calibração em energia.

Assim, sugere-se a continuação deste trabalho em seis frentes:

- i. Realização de novas experiências com um detector novo, seguindo a sugestão de BOSON ET AL (2008);

- ii. Realização do ajuste da camada morta empregando-se radiações de baixas energias, como os raios gama emitidos por fontes como ^{57}Co , ^{241}Am e ^{243}Am . Como a camada morta tem maior influência nessas baixas energias, esta etapa permitirá a obtenção de um modelo com a camada morta real do detector e capaz de prover a eficiência total compatível com a realidade;

- iii. Variação de outros parâmetros do detector, como o comprimento do cristal, o diâmetro do buraco central do cristal e a distância do cristal à janela de alumínio, de preferência com o auxílio de uma imagem do detector gerada por um aparelho de raios-X que consiga uma fotografia mais fiel ao detector do que a que foi obtido com o aparelho de raios-X clínico empregado ao longo deste trabalho;
- iv. Realização de outras modelagens com diferentes configurações do GEB;
- v. Realização de modelagens com outras fontes (com dimensões maiores e em outros formatos) e posicionadas de forma diferente a que foi empregada nesta pesquisa, para possibilitar a validação do detector para auxiliar na classificação de rejeitos radiativos;
- vi. Realização de simulações utilizando computação paralela para, reduzindo o tempo necessário para a resposta do MCNPX, possibilitar melhorias no modelo e, além disso, tornar viável o emprego do código em aplicações cotidianas em que haja prazo limitado para se obter estimativa da eficiência do sistema.

6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurement**. Fourth edition. USA: John Wiley & Sons, 2010.
- TSOULFANIDIS, N. and LANDSBERGER, S. **Measurement and Detection of Radiation**. Third edition. Boca Raton: CRC Press, 2010.
- ATTIX, F. H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. Second edition. Germany: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- LUDINGTON, M. A. and HELMER, R. G. High accuracy measurements and Monte Carlo calculations of the relative efficiency curve of an HPGe detector from 433 to 2754 keV. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, A 446, pp. 506-521, 2000.
- LABORIE, J.-M., LE PETIT, G., ABT, D. and GIRARD, M. Monte Carlo calculation of the efficiency calibration curve and coincidence-summing corrections in low-level gamma-ray spectrometry using well-type HPGe detectors. **Applied Radiation and Isotopes**, 53, pp. 57-62, 2000.
- KARAMANIS, D., LACOSTE, V., ANDRIAMONJE, S., BARREAU, G. and PETIT, M. Experimental and simulated efficiency of a HPGe detector with point-like and extended sources. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, A 487, pp. 477-487, 2002.
- HURTADO, S., GARCÍA-LEÓN, M. and GARCÍA-TENORIO, R. Monte Carlo simulation of the response of a germanium detector for low-level spectrometry measurements using GEANT4. **Applied Radiation and Isotopes**, 61, pp. 139-143, 2004.
- MALEKA, P.P. and MAUČEC, M. Monte Carlo uncertainty analysis of germanium detector response to γ -rays with energies below 1 MeV. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, A 538, pp. 631-639, 2005.
- SALGADO, C. M., CONTI, C. C. and BECKER, P. H. B. Determination of HPGe detector response using MCNP5 for 20-150keV X-rays. **Applied Radiation and Isotopes**, 64, pp. 700-705, 2006.

HUY, N. Q. BINH, D. Q. and AN, V. X. Study on increase of inactive germanium layer in a high-purity germanium detector after a long time operation applying MCNP code. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A** 573, pp. 384-388, 2007.

SCHLÄGER, M. Precise Modelling of a coaxial germanium detectors in preparation for a mathematical calibration. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A** 580, pp. 137-140, 2007.

BOSON, J., ÁGREN, G. and JOHANSSON, L.. A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A** 587, pp. 304-314, 2008.

COURTINE, F., PILLEYRE, T., SANZELLE, S. and MIALLIER, D. Ge well detector calibration by means of a trial and error procedure using the dead layers as a unique parameter in a Monte Carlo simulation. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A** 596, pp. 229-234, 2008.

TZIKA, F., KONTOGEORGAKOS, D., VASILOPOULOU, T. and STAMATELATOS, I. E. Application of the Monte Carlo method for the calibration of an in situ gamma spectrometer. **Applied Radiation and Isotopes**, 68, pp. 1441-1444, 2010.

VARGAS, M. J., DÍAZ, N. C. and SÁNCHEZ, D. P. Efficiency transfer in the calibration of a coaxial p-type HPGe detector using the Monte Carlo method. **Applied Radiation and Isotopes**, 58, pp. 707-712, 2003.

VASCONCELOS, Danilo C., PEREIRA, Cláudia, GALLARDO, Sergio, ROCHA, Zildete and SANTOS, Talita O. Efficiency simulation of a HPGe detector for the environmental radioactivity laboratory/CDTN using a mcnp-gammavision method. In: INTERNATIONAL NUCLEAR ATLANTIC CONFERENCE, 2011, Belo Horizonte. Anais.

LOS ALAMOS NACIONAL LABORATORY. **MCNPX User's Manual** - Version 2.5.0., Denise B. Pelowitz (Ed.), USA, 2005.

EG & G, ORTEC. **Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors**. Oak Ridge, 1998.

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA). **X-ray and Gamma-ray Standards for Detector Calibration**, Vienna, Austria, 1991.

LEDERER, C. Michael, HOLLANDER, Jack M. and PERLMAN, Isadore. **Table of Isotopes**, sixth edition, p. 571. John Wiley & Sons, 1967.

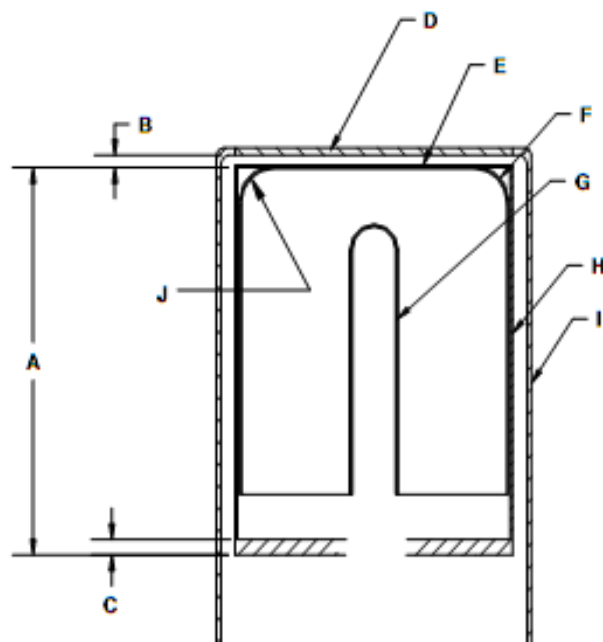
GEM AND PROFILE GEM DETECTORS. Disponível: <http://www.ortec-online.com/download/GEM.pdf> [capturado em 07 jan 2013].

MODULAR PHOTON DETECTOR CRYOSTAT ASSEMBLY AND SYSTEM. Disponível: <http://www.patents.com/us-4851684.html> [capturado em 27 dez 2011].

COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. **Norma CNEN-NE-6.05**. Gerência de Rejeitos Radioativos em Instalações Radiativas. Publicada no Diário Oficial da União de 17 de dezembro de 1985. Denominada Resolução CNEN 19/85.

7 ANEXOS

7.1 Anexo 1: diagrama do detector fornecido pela ORTEC

GERMANIUM DETECTOR DIAGRAMSERIAL NUMBER 35-P11141B**COMPANY PRIVATE**

BASIC DETECTOR DIMENSIONS	
DETECTOR DIAMETER	50 mm
DETECTOR LENGTH	64.4 mm
DETECTOR END RADIUS (J)	8 mm, NOMINAL
HOLE DIAMETER	9.2 mm
HOLE DEPTH	50.9 mm
HOLE BOTTOM RADIUS	HOLE DIAMETER / 2, NOMINAL

MISCELLANEOUS DETECTOR ASSEMBLY DIMENSIONS AND MATERIALS			
IDENTIFIER	DIMENSION	DESCRIPTION	MATERIAL(S)
A	94 mm	MOUNT CUP, LENGTH	ALUMINUM
B	3 mm	END CAP TO CRYSTAL GAP	N.A.
C	3.2 mm	MOUNT CUP BASE	ALUMINUM
D	1.3 mm	END CAP WINDOW	ALUMINUM
E	0.03/0.03 mm/mm	INSULATOR/SHIELD	MYLAR/ALUMINIZED MYLAR
F	700 microns	OUTSIDE CONTACT LAYER	Ge with Lithium ions
G	0.3 microns	HOLE CONTACT LAYER	Ge with Boron ions <input checked="" type="checkbox"/>
H	0.76 mm	MOUNT CUP WALL	ALUMINUM
I	1.3 mm	END CAP WALL	ALUMINUM

ORTEC
801 S. ILLINOIS AVE.
OAK RIDGE TN 37831

7.2 Anexo 2: códigos em MCNPX

7.2.1 Arquivo H11

```

C          ARQUIVO H11 - HPGe MCNP 2011
C  *****          CARTAO DE CELULAS          *****
C  *****
C DETECTOR
101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1  IMP:E=1  $
End Cap
103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1  IMP:E=1  $ Vácuo
105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1  IMP:E=1  $ Mylar da internet no meu
histórico
106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1  IMP:E=1  $ Mounting Cup
C
C buraco
108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1  IMP:E=1
C
C descrevendo o cristal
110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
(-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1  IMP:E=1
C
115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1  IMP:E=1  $ Vácuo em torno do toro de
abaolamento do cristal
C inlayer
116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1  IMP:E=1  $ Inlayer
C outlayer
118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
(-5 701 -700 54):&
(-11 4 -54) IMP:P=1  IMP:E=1
C câmara superior ao cristal
121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1  IMP:E=1
C
C BLINDAGEM
200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
(-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
-714:-715:-716:-717)&
IMP:P=1  IMP:E=1  $ cilindro de blindagem
C
C FONTE
C Césio
500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1  IMP:E=1
C Acrílico
501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1  IMP:E=1
C universo considerado
300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1  IMP:E=1  $ ar
envoltório
301 0 800 IMP:P=0  IMP:E=0  $ vácuo externo

C  ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
C detector
C planos do detector

```


1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 11 PZ 0.69 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33
 C cilindros do detector
 50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.24 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer
 C torus do detector
 700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.54 0.54 \$ Toro para fazer o outlayer
 C esferas do detector
 200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer
 C
 C blindagem
 C planos da blindagem
 20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -17.015
 24 PZ -19.79
 25 PZ -20.185
 C cilindros da blindagem
 60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795
 C torus da blindagem
 709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075
 713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075
 714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075

```

715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
716 TZ 0 0 -14.825 7.57 0.5075 0.5075
717 TZ 0 0 -18.005 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -16.515
31 PZ -17.015
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C césio
35 PZ -16.575     $ altura 0.04cm
36 PZ -16.615
71 CZ 0.1075      $ diametro 2.15mm
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -16.595 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2      $
energia do TECDOC
si1 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03427 700i 0.1217824 981i 0.2446989 795i 0.3442811 &
2535i 0.661660 935i 0.778903
FT8 GEB 0.0015 0.001 1.61546314414
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
           8016 -0.232
           18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
           32072 -0.2766
           32073 -0.0773
           32074 -0.3594
           32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar
M105 1001 -0.041959 $ H
           6012 -0.625017 $ C12
           8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
           82206 -0.241
           82207 -0.221
           82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
           56137 0.094   $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
           8016 0.1333
           6012 0.3334

```

C
 NPS 120000000 \$ NÚMERO DE HISTÓRIAS
 C CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS

7.2.2 Arquivo H20

C ARQUIVO H20 - HPGe MCNP 2011
 C ***** CARTAO DE CELULAS *****
 C *****
 C DETECTOR
 101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1 IMP:E=1 \$
 End Cap
 103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo
 105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mylar da internet no meu
 histórico
 106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mounting Cup
 C
 C buraco
 108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C descrevendo o cristal
 110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
 (-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo em torno do toro de
 abaolamento do cristal
 C inlayer
 116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Inlayer
 C outlayer
 118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
 (-5 701 -700 54):&
 (-11 4 -54) IMP:P=1 IMP:E=1
 C câmara superior ao cristal
 121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C BLINDAGEM
 200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
 (-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
 -714:-715:-716)&
 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ cilindro de blindagem
 C
 C FONTE
 C Césio
 500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1 IMP:E=1
 C Acrílico
 501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1 IMP:E=1
 C universo considerado
 300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ ar
 envoltório
 301 0 800 IMP:P=0 IMP:E=0 \$ vácuo externo

 C ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
 C detector
 C planos do detector

1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.78)
 11 PZ 0.73 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO (0,0,0.57)
 para outlayer
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33
 C cilindros do detector
 50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.20 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer
 C torus do detector
 700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.50 0.50 \$ Toro para fazer o outlayer
 C esferas do detector
 200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer
 C
 C blindagem
 C planos da blindagem
 20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -13.915
 24 PZ -16.69
 25 PZ -17.085
 C cilindros da blindagem
 60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795
 C torus da blindagem
 709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075

```

713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075
714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075
715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
716 TZ 0 0 -14.825 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -13.415
31 PZ -13.915
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C césio
35 PZ -13.475     $ altura 0.04cm
36 PZ -13.515
71 CZ 0.1075      $ diametro 2.15mm
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -13.495 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2      $
energia do TECDOC
sil 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03400 701i 0.1217824 982i 0.2446989 795i 0.3442811 &
2536i 0.661660 937i 778.903
FT8 GEB 0.0015 0.001 2.71346825328
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
      8016 -0.232
      18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
      32072 -0.2766
      32073 -0.0773
      32074 -0.3594
      32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar da internet no meu histórico
M105 1001 -0.041959 $ H
      6012 -0.625017 $ C12
      8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
      82206 -0.241
      82207 -0.221
      82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
      56137 0.094   $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
      8016 0.1333

```

6012 0.3334

C
 C NPS 100000000 \$ NÚMERO DE HISTÓRIAS
 CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS

7.2.3 Arquivo H21

C ARQUIVO H21 - HPGe MCNP 2011
 C ***** CARTAO DE CELULAS *****
 C *****
 C DETECTOR
 101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1 IMP:E=1 \$
 End Cap
 103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo
 105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mylar da internet no meu
 histórico
 106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mounting Cup
 C
 C buraco
 108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C descrevendo o cristal
 110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
 (-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo em torno do toro de
 abaolamento do cristal
 C inlayer
 116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Inlayer
 C outlayer
 118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
 (-5 701 -700 54):&
 (-11 4 -54) IMP:P=1 IMP:E=1
 C câmara superior ao cristal
 121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C BLINDAGEM
 200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
 (-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
 -714:-715:-716)&
 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ cilindro de blindagem
 C
 C FONTE
 C Césio
 500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1 IMP:E=1
 C Acrílico
 501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1 IMP:E=1
 C universo considerado
 300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ ar
 envoltório
 301 0 800 IMP:P=0 IMP:E=0 \$ vácuo externo
 C ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
 C detector

C planos do detector

1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 11 PZ 0.68 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z para outlayer
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33

C cilindros do detector

50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.25 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer

C torus do detector

700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.55 0.55 \$ Toro para fazer o outlayer

C esferas do detector

200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer

C

C blindagem

C planos da blindagem

20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -13.915
 24 PZ -16.69
 25 PZ -17.085

C cilindros da blindagem

60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795

C torus da blindagem

709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075
 713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075

```

714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075
715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
716 TZ 0 0 -14.825 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -13.415
31 PZ -13.915
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C céσιο
35 PZ -13.475     $ altura 0.04cm
36 PZ -13.515
71 CZ 0.1075      $ diametro 2.15mm
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -13.495 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2      $
energia do TECDOC
si1 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03400 701i 0.1217824 982i 0.2446989 795i 0.3442811 &
2536i 0.661660 937i 0.778903
FT8 GEB 0.0015 0.001 2.71346825328
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
           8016 -0.232
           18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
           32072 -0.2766
           32073 -0.0773
           32074 -0.3594
           32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar da internet no meu histórico
M105 1001 -0.041959 $ H
           6012 -0.625017 $ C12
           8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
           82206 -0.241
           82207 -0.221
           82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
           56137 0.094     $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
           8016 0.1333
           6012 0.3334

```


C
 NPS 60000000 \$ NÚMERO DE HISTÓRIAS
 C CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS

7.2.4 Arquivo H22

C ARQUIVO H22 - HPGe MCNP 2011
 C ***** CARTAO DE CELULAS *****
 C *****
 C DETECTOR
 101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1 IMP:E=1 \$
 End Cap
 103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo
 105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mylar da internet no meu
 histórico
 106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mounting Cup
 C
 C buraco
 108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C descrevendo o cristal
 110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
 (-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo em torno do toro de
 abaolamento do cristal
 C inlayer
 116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Inlayer
 C outlayer
 118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
 (-5 701 -700 54):&
 (-11 4 -54) IMP:P=1 IMP:E=1
 C câmara superior ao cristal
 121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C BLINDAGEM
 200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
 (-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
 -714:-715:-716)&
 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ cilindro de blindagem
 C
 C FONTE
 C Césio
 500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1 IMP:E=1
 C Acrílico
 501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1 IMP:E=1
 C universo considerado
 300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ ar
 envoltório
 301 0 800 IMP:P=0 IMP:E=0 \$ vácuo externo

 C ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
 C detector
 C planos do detector

1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 11 PZ 0.69 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33
 C cilindros do detector
 50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.24 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer
 C torus do detector
 700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.54 0.54 \$ Toro para fazer o outlayer
 C esferas do detector
 200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer
 C
 C blindagem
 C planos da blindagem
 20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -13.915
 24 PZ -16.69
 25 PZ -17.085
 C cilindros da blindagem
 60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795
 C torus da blindagem
 709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075
 713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075
 714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075

```

715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
716 TZ 0 0 -14.825 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -13.415
31 PZ -13.915
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C césio
35 PZ -13.475     $ altura 0.04cm
36 PZ -13.515
71 CZ 0.1075
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -13.495 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2          $
energia do TECDOC
sil 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03400 701i 0.1217824 982i 0.2446989 795i 0.3442811 &
2536i 0.661660 937i 0.778903
FT8 GEB 0.0015 0.001 2.71346825328
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
           8016 -0.232
           18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
           32072 -0.2766
           32073 -0.0773
           32074 -0.3594
           32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar da internet no meu histórico
M105 1001 -0.041959 $ H
           6012 -0.625017 $ C12
           8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
           82206 -0.241
           82207 -0.221
           82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
           56137 0.094   $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
           8016 0.1333
           6012 0.3334
C

```

NPS 45000000 \$ NÚMERO DE HISTÓRIAS
 C CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS

7.2.5 Arquivo H26

```

C          ARQUIVO H22 - HPGe MCNP 2011
C Fonte a 13.415 cm do detector
C GEB ajustado no LabFit com 9 pontos
C *****          CARTAO DE CELULAS          *****
C *****
C DETECTOR
101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1  IMP:E=1  $
End Cap
103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1  IMP:E=1  $ Vácuo
105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1  IMP:E=1 $ Mylar da internet no meu
histórico
106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1  IMP:E=1 $ Mounting Cup
C
C buraco
108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1  IMP:E=1
C
C descrevendo o cristal
110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
(-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1  IMP:E=1
C
115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1  IMP:E=1 $ Vácuo em torno do toro de
abaolamento do cristal
C inlayer
116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1  IMP:E=1 $ Inlayer
C outlayer
118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
(-5 701 -700 54):&
(-11 4 -54) IMP:P=1  IMP:E=1
C câmara superior ao cristal
121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1  IMP:E=1
C
C BLINDAGEM
200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
(-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
-714:-715:-716)&
IMP:P=1  IMP:E=1  $ cilindro de blindagem
C
C FONTE
C Césio
500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1  IMP:E=1
C Acrílico
501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1  IMP:E=1
C universo considerado
300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1  IMP:E=1 $ ar
envoltório
301 0 800 IMP:P=0  IMP:E=0 $ vácuo externo

C ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
C detector

```

C planos do detector

1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 11 PZ 0.69 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33

C cilindros do detector

50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.24 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer

C torus do detector

700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.54 0.54 \$ Toro para fazer o outlayer

C esferas do detector

200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer

C

C blindagem

C planos da blindagem

20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -13.915
 24 PZ -16.69
 25 PZ -17.085

C cilindros da blindagem

60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795

C torus da blindagem

709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075
 713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075

```

714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075
715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
716 TZ 0 0 -14.825 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -13.415
31 PZ -13.915
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C césio
35 PZ -13.475     $ altura 0.04cm
36 PZ -13.515
71 CZ 0.1075      $ diametro 2.15mm
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -13.495 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2      $
energia do TECDOC
si1 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03400 701i 0.1217824 982i 0.2446989 795i 0.3442811 &
2536i 0.661660 937i 0.778903
FT8 GEB 0.002389 0.00004415 372.1
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
           8016 -0.232
           18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
           32072 -0.2766
           32073 -0.0773
           32074 -0.3594
           32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar da internet no meu histórico
M105 1001 -0.041959 $ H
           6012 -0.625017 $ C12
           8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
           82206 -0.241
           82207 -0.221
           82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
           56137 0.094   $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
           8016 0.1333
           6012 0.3334

```

C
 NPS 120000000 \$ NÚMERO DE HISTÓRIAS
 C CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS

7.2.6 Arquivo H41

C ARQUIVO H41 - HPGe MCNP 2011
 C ***** CARTAO DE CELULAS *****
 C *****
 C DETECTOR
 101 104 -2.82 (-50 51 1 -12):(1 -2 -51):(-50 12 -13) IMP:P=1 IMP:E=1 \$
 End Cap
 103 0 (2 -51 52 -12):(-52 2 -3):(-51 8 -12) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo
 105 105 -1.40 -52 3 -4 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mylar da internet no meu
 histórico
 106 104 -2.82 (-52 53 4 -8):(-53 7 -8) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Mounting Cup
 C
 C buraco
 108 0 ((-55 9 -6):(-200 -9)) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C descrevendo o cristal
 110 101 -5.323 -6 9 -56 57:-9 201 10 -56:-10 5 -56:&
 (-54 11 -5):(54 -701 -5) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 115 0 (700 -53 54 -5 4) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Vácuo em torno do toro de
 abaolamento do cristal
 C inlayer
 116 101 -5.323 (55 -57 9 -6):(200 -201 -9) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ Inlayer
 C outlayer
 118 101 -5.323 (56 -53 5 -6):&
 (-5 701 -700 54):&
 (-11 4 -54) IMP:P=1 IMP:E=1
 C câmara superior ao cristal
 121 0 (-53 6 -7) IMP:P=1 IMP:E=1
 C
 C BLINDAGEM
 200 106 -11.340 (-20 21 -60 61):(-21 22 -60 62):&
 (-22 23 -63 64):(-63 -23 24):(-65 -24 25):(-709:-710:-711:-712:-713:&
 -714:-715)&
 IMP:P=1 IMP:E=1 \$ cilindro de blindagem
 C
 C FONTE
 C Césio
 500 107 -1.879 36 -35 -71 IMP:P=1 IMP:E=1
 C Acrílico
 501 108 -1.19 (-30 31 -70)#500 IMP:P=1 IMP:E=1
 C universo considerado
 300 100 -0.00125 (-800 #(-50 1 -13)#200#501#500) IMP:P=1 IMP:E=1 \$ ar
 envoltório
 301 0 800 IMP:P=0 IMP:E=0 \$ vácuo externo

 C ***** CARTAO DE SUPERFICIES *****
 C detector
 C planos do detector

1 PZ 0 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELA ORIGEM
 2 PZ 0.13 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.13)
 3 PZ 0.427 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.427)
 4 PZ 0.430 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,0.430)
 5 PZ 1.23 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,1.23)
 6 PZ 6.87 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,6.87)
 7 PZ 9.51 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.51)
 8 PZ 9.83 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,9.83)
 9 PZ 2.24 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z PASSANDO PELO PONTO
 (0,0,2.24)
 10 PZ 1.77997 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 11 PZ 0.69 \$ PLANO PERPENDICULAR AO EIXO Z
 12 PZ 14.01
 13 PZ 14.33
 C cilindros do detector
 50 CZ 3.5 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 7cm
 51 CZ 3.37 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 6.74cm
 52 CZ 2.576 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5.152cm
 53 CZ 2.50 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 5cm
 54 CZ 1.70 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 3.4cm
 55 CZ 0.46 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92cm
 56 CZ 2.24 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 4.86cm para outlayer
 57 CZ 0.46003 \$ CILINDRO SOBRE O EIXO Z COM DIÂMETRO 0.92006cm para
 inlayer
 C torus do detector
 700 TZ 0 0 1.23 1.70 0.80 0.80 \$ Toro para fazer o abaolamento do cristal
 701 TZ 0 0 1.23 1.70 0.54 0.54 \$ Toro para fazer o outlayer
 C esferas do detector
 200 SZ 2.24 0.46 \$ abaolamento do buraco
 201 SZ 2.24 0.46003 \$ abaolamento do buraco com inlayer
 C
 C blindagem
 C planos da blindagem
 20 PZ 8.815
 21 PZ 8.3
 22 PZ -4.27
 23 PZ -10.915
 24 PZ -13.69
 25 PZ -14.085
 C cilindros da blindagem
 60 CZ 7.595
 61 CZ 5.82
 62 CZ 4.2
 63 CZ 7.57
 64 CZ 4.03
 65 CZ 5.795
 C torus da blindagem
 709 TZ 0 0 7.315 7.595 0.5075 0.5075
 710 TZ 0 0 4.165 7.595 0.5075 0.5075
 711 TZ 0 0 1.015 7.595 0.5075 0.5075
 712 TZ 0 0 -2.135 7.595 0.5075 0.5075
 713 TZ 0 0 -5.285 7.57 0.5075 0.5075
 714 TZ 0 0 -8.465 7.57 0.5075 0.5075


```

715 TZ 0 0 -11.465 7.57 0.5075 0.5075
C
C FONTE
C acrílico
30 PZ -10.415
31 PZ -10.915
70 CZ 1.27          $ diametro 2.54cm
C césio
35 PZ -10.475     $ altura 0.04cm
36 PZ -10.515
71 CZ 0.1075      $ diametro 2.15mm
C
C Universo considerado
800 SO 30          $ UNIVERSO CONSIDERADO

C ***** CARTAO DE DADOS *****
MODE P E
cut:p 1J 0.030
cut:e 1J 0.030
sdef pos=0 0 -10.495 axs=0 0 1 rad=d1 ext=d2 erg=0.66166 par=2      $
energia do TECDOC
sil 0.1075
spl -21 1
si2 0.02
C
F8:P,E (110)      $ ESPECTRO DEPOSITADA NO CRISTAL
e8 0 1e-5 0.03408 701i 0.1217824 981i 0.2446989 796i 0.3442811 &
2536i 0.661660 937i 0.778903
FT8 GEB 0.0015 0.001 2.
C
C DEFINICAO DOS MATERIAIS
M100 7014 -0.755   $ AR
           8016 -0.232
           18040 -0.013
C DESCRICAO DO GERMÂNIO INTRÍNSECO
M101 32070 -0.2123
           32072 -0.2766
           32073 -0.0773
           32074 -0.3594
           32076 -0.0744
C ALUMÍNIO
M104 13027 1
C Mylar da internet no meu histórico
M105 1001 -0.041959 $ H
           6012 -0.625017 $ C12
           8016 -0.333025 $ O16
C CHUMBO
M106 82204 -0.014
           82206 -0.241
           82207 -0.221
           82208 -0.524
C Amostra radiativa
M107 55137 0.906   $ 137Cs
           56137 0.094   $ 137Ba no dia da experiência
C Acrílico
M108 1001 0.5333
           8016 0.1333
           6012 0.3334
C
NPS 120000000 $ NÚMERO DE HISTÓRIAS

```

C CTME 100000000 \$ NÚMERO DE MINUTOS