

Universidade de São Paulo Instituto de Física

Função Resposta de Detectores Semicondutores, Ge e Si(Li).

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do grau de Doutor em Ciências na área de Física

Membros da banca examinadora:

Prof. Dr. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)
Prof. Dr. Elizabeth Mateus Yoshimura (IFUSP)
Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz (IFUSP)
Prof. Dr. Márcia Almeida Rizzutto (IFUSP)
Prof. Dr. Odair Dias Gonçalves (UFRJ)

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3928 ex.1

Juan Yury Zevallos Chávez

Orientador: Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz
São Paulo-2003

Manoel Tiago Freitas da Cruz



Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

04/14/08/03

537.622
≡ 638
D
XX.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Zevallos Chávez, Juan Yury

Função Resposta de Detectores Semicondutores, Ge e
Si(Li). São Paulo, SP - 2003

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Função Resposta;
2. Detectores de Ge e Si(Li)
3. Detecção Gama;
4. Monte Carlo.

USP/IF/SBI-0612003

Agradecimentos

A Deus pela saúde e persistência para a finalização deste trabalho. Foi de fato um teste de paciência.

Aos meus pais e irmãos que de longe, lá no Peru, me forneceram incentivo e apoio sempre em todo momento

Ao meu orientador Manoel Tiago Freitas da Cruz, que participou em todas as etapas deste trabalho e mesmo em situações adversas, esforçou-se em mostrar-me a luz no final do túnel. Muito obrigado meu amigo. Estendo este agradecimento para a família do professor Tiago, Márcia, Ligia e Dona Carmem.

Aos professores Marcos Martins e Cibele Bugno Zamboni por participar tanto das diversas discussões que este trabalho originou como assuntos relacionados a outras áreas de pesquisa.

Aos meus amigos Frederico Genezini, Militão V. Figueredo, Eduardo do Nascimento e Juan Iraburu por compartilhar o valioso tempo de suas vidas com atividades relacionadas a produção desta tese e com conversas amenas que ajudaram, e ajudam, a fazer os meus dias no Brasil tempos para guardar como grandes lembranças.

Um abraço para mais amigos, Alberto e Sofia, Ruy Morgado de Castro, Zwinglio de Oliveira G. Filho, Francis Bringas, Joel Meza, Patrícia Perso, Paulo de Tarso D. Siqueira, Rogério Tramontano, Paulo Rios, João Pacheco, Ana Cecília de Souza Lima, Ricardo F. Barbosa, Carlos Takiya, José C. Morel, Juan Alcântara, Walter Féria, Leôncio, Agostinho e Ilca.

Ao Laboratório do Acelerador Linear, aos professores, as secretárias e aos meus amigos da eletrônica, Edu, Cacá, Renato e Alexandre.

Um agradecimento para Rita Tereza dos Santos do Laboratório da química e para o pessoal da oficina mecânica

*À agência de fomento CAPES pelo apoio financeiro
Finalmente para todos aqueles que foram esquecidos recebam também meus agradecimentos.*

Resumo

A Função Resposta (FR) foi obtida para os detectores semicondutores Ge e Si(Li) usando o método semiempírico. A FR foi calculada para cinco detectores, 4 de HpGe, de volumes ativos 89 cm^3 , 50 cm^3 , 8 cm^3 e 5 cm^3 , e um detector de Si(Li) de $0,143 \text{ cm}^3$ de volume ativo. O intervalo de energia estudado foi de 6 keV até 1,5 MeV.

Dois tipos de estudos foram realizados neste trabalho.

O primeiro estudo foi a dependência da FR com a geometria de detecção. Este estudo envolveu o cálculo da FR para uma geometria denominada simples e a extrapolação da FR calculada. A extrapolação da FR foi realizada para analisar tanto espectros obtidos com uma geometria com blindagem, como espectros onde a distância fonte-detector foi modificada.

O segundo estudo foi a dependência da FR com a eletrônica de detecção. Este estudo foi realizado variando-se o tempo de formação de pulso na eletrônica de detecção. O objetivo foi a de verificar a existência ou ausência do efeito do *déficit balístico* na resolução do detector. Este efeito não foi observado.

As componentes da FR que descrevem a região de absorção total da energia dos fótons incidentes, bem como as componentes que descrevem a absorção parcial dessa energia foram estudadas. Particularmente, neste trabalho, foram propostas funções empíricas tanto para o tratamento do espalhamento Compton múltiplo originado no próprio detector (cristal), como para o espalhamento de fótons originado nas vizinhanças do cristal. Um estudo através de simulações via Monte Carlo foi também realizado, para a compreensão das estruturas de espalhamento de fótons produzidas numa blindagem de ferro.

Uma proposta de deconvolução de espectros envolvendo radiação espalhada foi estudada, para fins de cálculo da dose depositada no material espalhador.

Abstract

The Response Function (RF) for Ge and Si(Li) semiconductor detectors was obtained. The RF was calculated for five detectors, four HpGe with active volumes of 89 cm^3 , 50 cm^3 , 8 cm^3 and 5 cm^3 , and one Si(Li) with 0.143 cm^3 of active volume. The interval of energy studied ranged from 6 keV up to 1.5 MeV.

Two kinds of studies were done in this work.

The first one was the RF dependence with the detection geometry. Here the calculation of the RF for a geometry named as simple and an extrapolation of that RF, were both done. The extrapolation process analyzed both, spectra obtained with a shielding geometry and spectra where the source-detector distance was modified.

The second one was the RF dependence with the detection electronics. This study was done varying the shaping time of the pulse in the detection electronics. The purpose was to verify the effect of the *ballistic deficit* in the resolution of the detector. This effect was not observed.

The RF components that describe the region of the total absorption of the energy of the incident photons, and the partial absorption of this energy, were both treated. In particular, empirical functions were proposed for the treatment of both, the multiple scattering originated in the detector (crystal), and the photon scattering originated in materials of the neighborhood of the crystal. Another study involving Monte Carlo simulations was also done in order to comprehend the photon scattering structures produced in an iron shield.

A deconvolution method is suggested, for spectra related to scattered radiation in order to assess the dose delivered to the scatterer.

Conteúdo

Introdução e Objetivos	1
Introdução	2
Objetivos	6
<hr/>	
Capítulo 1. Definições Gerais-Espectroscopia de Raios Gama e Detecção de Radiação Gama com Detectores Semicondutores.	7
1.1 Espectroscopia gama.	8
1.1.1 Efeito fotoelétrico ou absorção fotoelétrica.....	8
1.1.2 Efeito Compton.....	10
1.1.3 Produção de pares.....	12
1.1.4 Espalhamento coerente ou Rayleigh.....	12
1.1.5 Representação gráfica dos tipos de eventos descritos.....	13
1.2 Detecção de radiação gama com detectores semicondutores.	15
1.2.1 Resolução energia.....	16
1.2.2 Estrutura de Bandas.....	18
1.2.3 Migração dos portadores de carga sob ação de um campo elétrico.....	19
1.3 Tipos de semicondutores.	21
1.3.1 Semicondutor ou material intrínseco.....	21
1.3.2 Semicondutor ou material <i>tipo-n</i>	22
1.3.3 Semicondutor ou material <i>tipo-p</i>	23
1.4 Armadilhamento e recombinação dos portadores de carga.	25
1.5 Formação do sinal de um detector.	26
1.6 Referências.	27
<hr/>	
Capítulo 2. Função Resposta (FR) de um detector e Métodos de Determinação da FR.	28
2.1 Função Resposta Detector.	29
2.2 Métodos de determinação da FR.	30
2.2.1 Método de Monte Carlo.....	30
2.2.2 Interpolação de espectros.....	33
2.2.3 Método semiempírico – Ajuste de funções empíricas e/ou teóricas.....	34
2.3 Referências.	36
<hr/>	
Capítulo 3. Preparo Experimental para a Determinação da FR.	38
3.1 Preparo de fontes radioativas.	40

3.2 Suportes para as fontes radioativas.....	42
3.3 Geometria simples.....	45
3.4 Geometria com blindagem.....	46
3.5 Espectros obtidos usando os dois tipos de geometrias.....	48
3.5.1 Espectros obtidos para a geometria simples.....	48
3.5.2 Espectros obtidos para a geometria com a blindagem de ferro.....	50
3.6 Variação da distância fonte-detector.....	59
3.6.1 Variação da distância fonte-detector para a geometria simples.....	60
3.6.2 Variação da distância fonte-detector para a geometria com blindagem.....	67
3.7 Variação da eletrônica de detecção.....	69
3.8 Tipos de estudo realizados para a FR.....	71
3.9 Referências.....	71

Capítulo 4. Composição Algébrica da FR e Origens das Estruturas observadas nos Espectros.....	72
4.1 Função resposta para detector de pequeno volume: FR1.....	74
4.1.1. Pico de absorção total ou fotopico.....	74
4.1.2 Coleção incompleta de carga (CIC) – primeira componente.....	75
4.1.3 Coleção incompleta de carga (CIC) – segunda componente.....	75
4.1.4 Efeito Compton simples no detector.....	78
4.1.5 Espalhamento de fótons nas vizinhanças do cristal semicondutor (REV)....	80
4.1.6 Limite inferior da estrutura do REV.....	81
4.1.7 Degrau da estrutura do REV.....	82
4.1.8 Escape dos raios-X característicos do material do detector.....	82
4.2 Função resposta para detector de grande volume: FR2.....	84
4.2.1 Efeito Compton múltiplo no detector.....	85
4.2.2 Picos de escape - simples e duplo.....	90
4.2.3 Compton do fóton de aniquilação.....	91
4.2.4 Referências.....	93

Capítulo 5. Metodologia de Ajuste de espectros.....	95
5.1 Metodologia de ajuste de espectros experimentais.....	96
5.2 Procedimento de ajuste.....	98
5.3 Configuração para o estudo da FR.....	99
5.4 Referências.....	102

Capítulo 6. Apresentação de Resultados.....	103
6.1 Apresentação de resultados.....	104
6.2 Ajustes e cálculo da FR para o detector D3.....	105
6.2.1 Mapeamento do detector.....	105
6.2.2 Ajustes dos parâmetros como função da energia.....	108
6.2.3 Teste da função resposta.....	113
6.2.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.....	115
6.3 Ajustes e cálculo da FR para o detector D1.....	121
6.3.1 Mapeamento do detector.....	121
6.3.2 Ajustes dos parâmetros como função da energia.....	126
6.3.3 Teste da função resposta.....	132
6.3.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.....	136
6.4 Referências.....	141
<hr/>	
Capítulo 7. Resultados da Extrapolação da FR.....	142
7.1 Resultados da extrapolação da FR variando a distância fonte-detector para o detector D3(5 cm ³).....	144
7.2 Resultados da extrapolação da FR variando a distância fonte-detector para o detector D1(89 cm ³).....	151
7.3 Conclusões para o estudo da dependência da FR com a variação da distância fonte-detector.....	165
7.4 Resultados da extrapolação da FR para a geometria com blindagem para o detector D3(5 cm ³).....	162
7.5 Resultados da extrapolação da FR para a geometria com blindagem para o detector D2(50 cm ³).....	166
7.6 Conclusões para o estudo da dependência da FR com a geometria com blindagem.....	175
<hr/>	
Capítulo 8. Resultados do Estudo da Dependência da FR com a Eletrônica de Detecção.....	176
8.1 Resultados da dependência da FR com a variação do TFP.....	177
8.2. Conclusões.....	180

<hr/>	
Capítulo 9. Estudo da Estrutura do REV da FR via Monte Carlo-EGS4.....	181
9.1 Preparo da simulação.....	182
9.2 Processo de sorteio da partícula de saída.....	185
9.3 Procedimento experimental.....	186
9.4 Resultados.....	187
9.5 Conclusões.....	193
9.6 Referências.....	193
<hr/>	
Capítulo 10. Conclusões Finais e Perspectivas.....	194
10.1 Conclusões finais.....	195
10.2 Perspectivas.....	196
10.3 Referências.....	200
<hr/>	
Apêndice A. Curvas de atenuação de Fótons em Polietileno e Curvas de Eficiência para os Detectores de Ge e Si(Li).....	201
A.1 Curvas de atenuação de fótons em polietileno.....	202
A.2 Curvas de eficiências para os detectores utilizados.....	203
<hr/>	
Apêndice B. Espectros para os Detectores D1, D3 e D5.....	208
B.1 Espectros para o detector D3 usando a geometria com blindagem.....	209
B.2 Espectros para o detector D1 usando a geometria simples.....	209
B.3 Espectros para o detector D3 usando a geometria simples.....	210
B.4 Espectros para o detector D5 usando a geometria simples.....	211
<hr/>	
Apêndice C. Expressões para os Limites do Compton Duplo e Triplo...	213
C.1 Expressões para os limites do Compton duplo e triplo.....	214

<hr/>	
Apêndice D. Resultados do Cálculo da FR para os Detectores D4(8cm³), D5(Si(Li)) e D2(50cm³).	216
D.1 Resultados do cálculo da FR para o detector D4.	217
D.1.1 Mapeamento do detector.	217
D.1.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.	220
D.1.3 Teste da função resposta.	223
D.2 Resultados do cálculo da FR para o detector D5.	226
D.2.1 Mapeamento do detector.	227
D.2.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.	230
D.2.3 Teste da função resposta.	233
D.2.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.	236
D.3 Resultados do cálculo da FR para o detector D2.	241
D.3.1 Mapeamento do detector.	241
D.3.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.	246
D.3.3 Teste da função resposta.	251
D.4 Referências.	255
<hr/>	
Apêndice E. Valores dos Parâmetros Ajustados das Funções dos p_i.	256
<hr/>	
Apêndice F. Resultados da Extrapolação da FR para os Detectores D5(Si(Li)) e D2(50 cm³).	262
F.1 Resultados da extrapolação da FR para o detector D5(Si(Li)) usando 2,6 cm de distância fonte-detector com a geometria simples.	263
F.2 Resultados da extrapolação da FR para o detector D2(50 cm ³) usando 5 cm de distância fonte-detector com a geometria simples.	268
F.3 Resultados da extrapolação da FR para o detector D2(50 cm ³) usando 18 cm de distância fonte-detector com a geometria simples.	273
F.4 Resultados da extrapolação da FR para o detector D5(Si(Li)) usando 2 mm de distância fonte-detector com a geometria com blindagem.	278
<hr/>	
Lista de Tabelas e Figuras.	282
Lista de tabelas.	283
Lista de figuras.	284

Introdução e Objetivos

Introdução

O conhecimento dos espectros de energia de radiações ionizantes incidentes ou espalhadas é importante nas áreas de física nuclear, física das radiações e física médica.

Para esse fim, é preciso conhecer com precisão e acurácia (exatidão) a Função Resposta, FR, dos detectores de radiação empregados, buscando uma descrição compacta e computacionalmente prática para os efeitos das interações da radiação com o detector e sua vizinhança. Esta função depende dos processos envolvidos na produção do sinal do detector. No caso de detectores semicondutores, cada evento de detecção envolve a forma como os portadores de carga estão distribuídos em seu volume ativo, a coleção dessa carga e a sua integração para a determinação da energia depositada pela radiação incidente.

O conhecimento sobre a FR ou resposta dos detectores semicondutores para radiação gama e raios-X tem se tornado uma necessidade crescente, precisando de estudos cada vez mais precisos que possam esclarecer os diferentes efeitos de detecção do arranjo experimental utilizado (detector, blindagens, eletrônica, etc.).

Os estudos da FR para a detecção da radiação gama de muito baixa energia e raios-X não estão ainda completos, os processos físicos envolvidos a baixa energia (principalmente perto das bordas de absorção do material do detector) envolvem tanto uma formulação mais precisa dos modelos físicos que tentam descrever os espectros experimentais [1], como o cálculo de parâmetros que caracterizam os detectores de semicondutor. Estes parâmetros são a energia média para a produção de um par elétron-buraco, ϵ , o fator de Fano [2-3], entre outros.

Análises cada vez mais específicas sobre a interação da radiação gama com os detectores mostram que: efeitos como o escape de elétrons secundários do detector precisam ter uma compreensão mais clara [4-5]; medidas separadas das componentes da FR podem ser realizadas para poder avaliar, por exemplo, a contribuição da radiação gama originada por fontes secundárias [6] (fótons espalhados no encapsulamento da fonte radioativa, espalhamento de fótons na blindagem e materiais em volta do detector); a influência real das regiões inativas do detector (camada morta do detector [7]) devem ser bem conhecidas para que se possa construir modelos de FR fidedignos.

Uma área onde se encontra grande aplicação é a área de física médica onde se requer a recuperação do espectro incidente para o cálculo de dose (e kerma) a partir do espectro detectado [8-9]. É necessário conhecer para este tipo de cálculo não somente a contribuição de fótons primários, mas também de fótons que sofreram espalhamento antes de serem detectados. Isto é importante para poder se obter uma medida da taxa de dose no meio ambiente e locais expostos à irradiação usando detectores de germânio portáteis. A informação total sobre fótons tanto primários como secundários poderá ser usada também para a calibração de dosímetros e para avaliação das profundidades de radionuclídeos no solo [10].

Outras aplicações são encontradas em física nuclear como: a obtenção do espectro de fótons de bremsstrahlung interno, através de processos de deconvolução, usando uma FR mais adequada. O uso de uma FR detalhada poderia ajudar a resolver discrepâncias encontradas, numa medida de intensidade do espectro de fótons de bremsstrahlung, quando a teoria e experimento são comparados [11].

Portanto, este trabalho visa contribuir de forma geral através do cálculo da FR de cinco detectores semicondutores, para a compreensão dos diferentes efeitos na detecção de fótons (primários e secundários) na faixa de energia que vão desde 6 keV até 1,5 MeV

A apresentação do presente trabalho foi dividida em 10 capítulos e 6 apêndices.

No capítulo 1 são tratados os principais mecanismos de interação da radiação com a matéria e a física de detecção da radiação usando detectores semicondutores. A finalidade deste capítulo é fazer uma revisão dos conceitos e termos usados em espectroscopia de raios-X e gama, e da mesma forma conhecer o mecanismo de detecção da radiação usando um detector semiconductor. Este capítulo fornece informação para a construção da FR.

No capítulo 2 são descritos os três métodos existentes para o cálculo da FR de um detector. Aqui é realizada também uma revisão bibliográfica dos métodos.

No capítulo 3 é descrito o preparo experimental para o cálculo da FR de cinco detectores semicondutores. Aqui são mostradas: a obtenção das fontes radioativas; as características dos detectores usados; a geometria e eletrônica de detecção usada e os tipos de estudo realizados para o cálculo da FR. Neste capítulo uma série de espectros, coletados com os detectores semicondutores, são apresentados. Este capítulo é complementado com os apêndices A e B.

No capítulo 4 é mostrado um conjunto de funções f_i para compor a FR. Aqui são discutidas também as origens das estruturas observadas nos espectros. Este capítulo é complementado com o apêndice C.

No capítulo 5 é mostrada a metodologia de ajuste de espectros. Aqui é fornecido o procedimento de ajuste de espectros, e a escolha das configurações de geometria e eletrônica de detecção para o cálculo da FR dos detectores semicondutores.

No capítulo 6 é indicada tanto a forma de apresentação dos resultados, como os próprios resultados do cálculo da FR para dois detectores semicondutores. Os resultados para os outros três foram colocados no apêndice D. Neste capítulo é discutido o comportamento dos parâmetros p_i que fazem parte da FR.

No capítulo 7 são mostrados os resultados da extrapolação da FR. Aqui são realizados ajustes de espectros para várias condições de geometria de detecção, usando a FR calculada no capítulo 6. A finalidade deste capítulo é mostrar a generalidade da FR. Este capítulo é complementado com o apêndice F.

No capítulo 8 é mostrado o resultado do estudo da FR como função da eletrônica de detecção.

No capítulo 9 é apresentado o estudo da estrutura de espalhamento de fótons nas vizinhanças do detector semicondutor. Este estudo que envolveu simulações de Monte Carlo, teve a finalidade de ajudar na compreensão das origens das estruturas de espalhamento de fótons devidas a uma blindagem ao redor do detector.

O capítulo 10 contém as conclusões finais e perspectivas deste trabalho.

Nos apêndices A, B, C, D, E e F são fornecidas informações complementares referente aos capítulos mencionados.

Todo o capítulo que apresente resultados (Capítulos 6,7,8,e 9), estará acompanhado de sua respectiva conclusão.

Este trabalho não contém uma seção de referências geral. A introdução e cada capítulo, quando necessário, contém sua própria seção de referências. A ordem de citação é apresentada independentemente para cada capítulo.

Tanto as equações como tabelas e figuras são numeradas para cada capítulo, com o número do capítulo precedendo o número de ordem de citação. No final do texto são apresentadas listas de tabelas e figuras.

Referências.

- [1] J. M. F. dos Santos, C. M. B. Monteiro, *Applied Radiation and Isotopes* 55(2001) 331-334.
- [2] M. C. Lépy, J. L. Campbell, J. M. Laborie, J. Plagnard, P. Stemmler, W. J. Teesdale, *Nucl. Instr. and Meth. A* 439(2000) 239-246.
- [3] F. Scholze, H. Henneken, P. Kuschnerus, H. Rabus, M. Richter, G. Ulm, *Nucl. Instr. and Meth. A* 439(2000) 208-215.
- [4] Shunji Goto, *Nucl. Instr. and Meth. A* 333(1993) 452-457.
- [5] J. L. Campbell, G. Cauchon, M. C. Lépy, L. McDonald, J. Plagnard, P. Stemmler, W. J. Teesdale, G. White. *Nucl. Instr. and Meth. A* 418(1998) 394-404.
- [6] S. Pasic, K. Ilakovac, *Nucl. Instr. and Meth. A* 405(1998) 45-42.
- [7] J. Ródenas, A. Pascual, I. Zarza, V. Senadell, J. Ortiz, I. Ballesteros, *Nucl. Instr. And Meth. A* 496(2003) 390-399.
- [8] G. Fehrenbacher, R. Meckbach, P. Jacob, *Nucl. Instr. and Meth. A* 383(1996) 454-462.
- [9] R. Meckbach, P. Jacob, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 24(1990) 321-326.
- [10] P. Jacob, V. Golikov, F. Gering, *Gamma ray spectrometry in the enviroment and modeling of external exposures*, Proc. IRPA9-1996 Int. Congress on Radiation Protection, Viena, 1996, Austrian Research Center, Seibersdorf, Vol. 1(1996) p. 189.
- [11] K. Riisager, A. De Rújula, P. G. Hansen, B. Jonson, H. L. Ravn, *Physica Scripta*, Vol. 31 (1985) 321-327.

Objetivos

Este trabalho foi orientado para o estudo da FR, usando o método semiempírico, de cinco detectores semicondutores, quatro de Ge e um de Si(Li). Para esta finalidade vários tipos e tamanhos de detectores foram usados, uma grande faixa de energia de fótons foi considerada (desde 6 keV até 1,5 MeV), bem como variações do arranjo experimental. Desta forma vários estudos foram realizados:

1. Estudo da dependência da FR com a geometria de detecção de fótons. Pretende-se verificar quão geral pode ser um estudo quando a configuração do arranjo experimental sofre algumas variações (distância fonte-detector e uso de blindagem).
2. Estudo da dependência da FR com a eletrônica de detecção. Pretende-se verificar o comportamento da FR para diferentes tempos de formação de pulso fornecido pelo amplificador.
3. Estudo das estruturas de espalhamento de fótons nas vizinhanças do detector semiconductor.
4. Contribuir para a compreensão dos efeitos de detecção para fótons de baixa energia usando detectores de Si(Li) e Ge.
5. Estimar, através da FR, algum dos parâmetros do detector, tal como a energia média para a produção de um par de portadores de carga, ϵ .

Capítulo 1

Definições Gerais–Espectroscopia de Raios Gama e Detecção de Radiação Gama com Detectores Semicondutores

Neste capítulo serão enunciados alguns conceitos fundamentais em espectroscopia de raios gama e raios-X, e características do comportamento de detectores semicondutores na presença de radiação. Esta seção não pretende desenvolver de maneira ampla cada definição apresentada, mas sim colocar em evidência os diferentes processos de interação dos fótons com os detectores semicondutores para facilitar a compreensão da composição da FR de um detector.

Na seção 1.1 são tratados os principais processos de interação da radiação gama com a matéria. Na seção 1.2 são fornecidas definições com a resolução em energia de um detector e também é mostrada a estrutura de um semicondutor bem como o processo de migração dos portadores de carga.

Na seção 1.3 são tratados os tipos de detectores semicondutores segundo a dopagem. Na seção 1.4 é discutido o efeito de impurezas num detector semicondutor (o armadilhamento e a recombinação dos portadores de carga).

Finalmente, na seção 1.5, é discutida a formação do sinal do detector.

1.1 Espectroscopia gama.

Os três principais tipos de interação da radiação gama com a matéria que possuem um papel importante em medidas da radiação são, a absorção fotoelétrica, o espalhamento Compton e a produção de pares. Um outro processo de interação adicional é o espalhamento coerente ou Rayleigh. A figura 1.1 mostra em que faixa de energia cada um destes processos é dominante [1].

Estes efeitos também apresentam dependência com o meio onde a interação acontece ($\sigma_{\text{foto}} \propto Z^{4,5}$ por exemplo, onde σ_{foto} é a seção de choque para absorção fotoelétrica e Z é o número atômico do meio).

1.1.1 Efeito fotoelétrico ou absorção fotoelétrica.

No efeito fotoelétrico, o fóton incidente ao interagir com o meio absorvedor desaparece ou é absorvido completamente. Como consequência desta interação um fotoelétron do átomo (mais provavelmente da camada K) é ejetado com uma energia igual a $E_{e^-} = E_{\gamma} - E_b$, onde o termo do lado esquerdo da equação é a energia cinética do

fotoelétron, e os termos à direita da equação são a energia do fóton incidente e a energia de ligação do elétron na sua camada de origem.

Assim a emissão de um fotoelétron deixa o átomo ionizado com uma lacuna em uma das suas camadas. Esta lacuna é preenchida a través de um elétron livre do meio e/ou o rearranjo dos elétrons das outras camadas do átomo. Desta forma um ou mais raios-X característicos (ou elétrons Auger) podem ser emitidos. Na maior parte dos casos, estes raios-X são reabsorvidos no meio em eventos do tipo fotoelétrico

Existe a possibilidade do escape destes raios-X, do meio (detector), quando a absorção fotoelétrica acontece perto da superfície deste e quando os fótons incidentes possuem baixa energia. Este efeito torna-se ainda mais importante quando a razão superfície-volume do detector é grande.

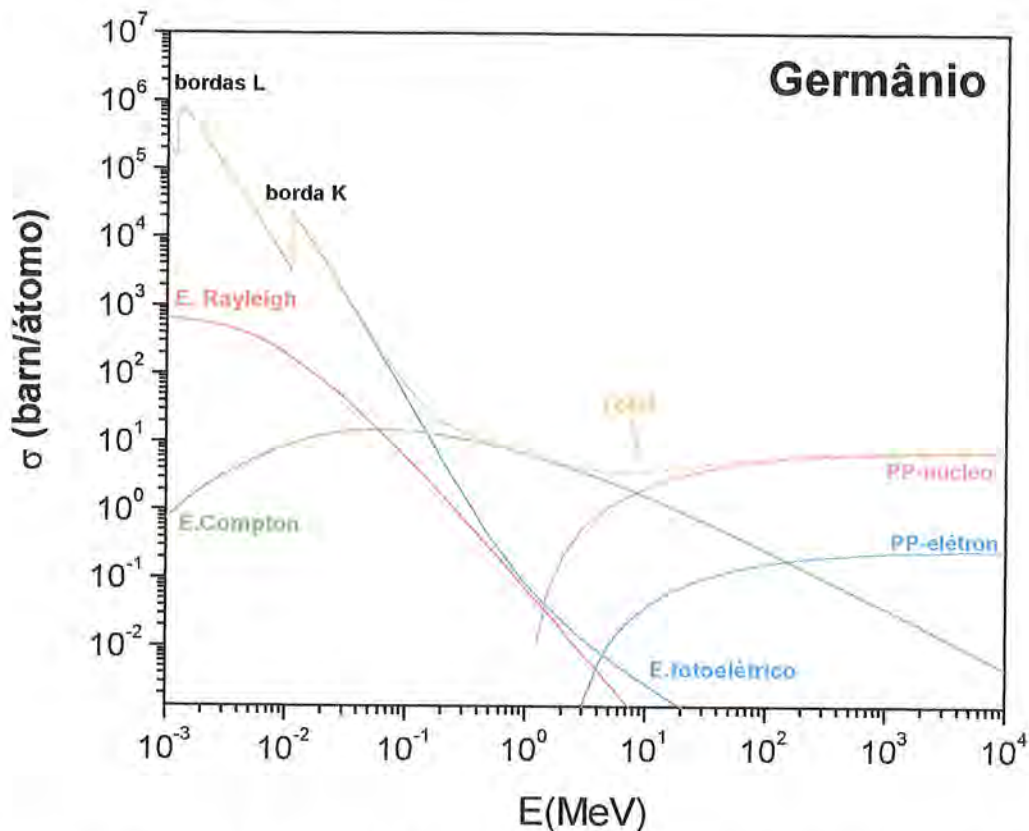


Figura 1.1. Seção de choque do germânio para os principais mecanismos de interação da radiação gama [1]. São mostradas na figura as seções de choque para: o efeito fotoelétrico (indicadas também as bordas L e K de absorção), o espalhamento Compton (incoerente), o espalhamento Rayleigh (coerente), a produção de pares no campo do núcleo, PP-núcleo, a produção de pares no campo do elétron, PP-elétron e a seção de choque total (soma das anteriores).

Numa interação do tipo absorção fotoelétrica é possível medir a energia total E_γ do fóton incidente. Nos espectros experimentais a serem mostrados mais adiante, se a energia do fóton incidente é absorvida totalmente, este evento será representado por um pico de forma gaussiana de largura “s” e centróide “ E_γ ”. Quando há escape dos raios-X característicos do detector, somente parte da energia do fóton é absorvida. Nos espectros experimentais deverá aparecer um pico gaussiano localizado a uma energia $E = E_\gamma - E_{rx}$, onde E_{rx} é a energia dos raios-X característicos do material. O pico de absorção total e o pico de escape de raio-X característico formam parte da FR do detector.

1.1.2 Efeito Compton.

Nesta interação um fóton primário incide no meio e é espalhado, a um certo ângulo θ em relação a sua direção original, por um elétron do meio (este elétron é considerado livre e em repouso). Ver figura 1.2. O fóton transfere parte da sua energia ao elétron, chamado de elétron de recuo.

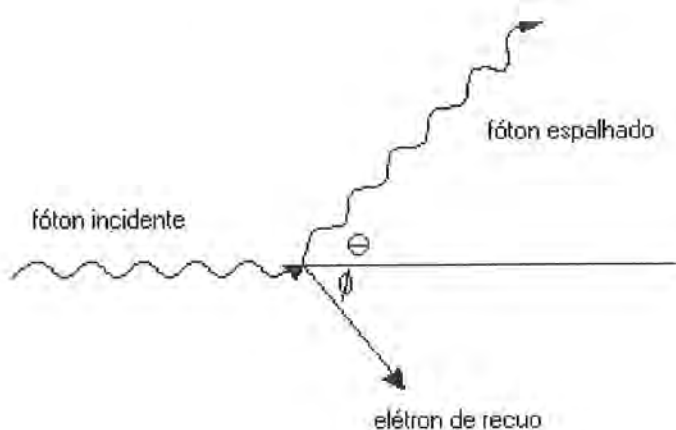


Figura 1.2. Espalhamento Compton de um fóton por um elétron do meio.

Como neste tipo de interação todos os ângulos de espalhamento são possíveis, a transferência de energia do fóton ao elétron pode ser desde o zero de energia até o máximo dado pela equação 1.1 quando o valor do ângulo θ é 180° .

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad 1.1$$

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{\left(1 + \frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{m_e c^2}\right)} \quad 1.2$$

onde E_e, E_γ, E'_γ são as energias do elétron de recuo, do fóton primário incidente e do fóton espalhado, respectivamente; θ é o ângulo de espalhamento formado entre a direção inicial do fóton incidente e a direção do fóton espalhado e $m_e c^2$ é a massa de repouso do elétron.

Se o fóton espalhado consegue escapar do meio então só parte da energia do fóton primário incidente será absorvida. Este tipo de efeito produz no espectro um contínuo desde o zero da energia ($\theta = 0^\circ$) até o máximo da energia E_c ($\theta = 180^\circ$), denominado como posição da borda do Compton simples (BCS). Este efeito é considerado na composição da FR do detector.

Se o fóton espalhado (agora com menor energia que o fóton incidente) não consegue escapar do detector e a sua energia é absorvida totalmente, então ter-se-á novamente um pico gaussiano no espectro experimental com centróide na energia E_γ .

Por outro lado se o fóton espalhado sofre outro espalhamento Compton no meio, ele criará novamente outro elétron de recuo. Se este fóton, já espalhado duas vezes, consegue escapar do meio, a contribuição ao espectro experimental é um espectro contínuo desde o zero da energia até um limite dado por E_{c1} (ver equação C3 do apêndice C). O valor de E_{c1} define o limite de energia para o Compton duplo. Dependendo da energia do fóton primário é possível acontecer até um espalhamento adicional denominado triplo espalhamento Compton. Os eventos de duplo e triplo espalhamento Compton também são tratados na composição da FR do detector.

Para raios gama de alta energia ou $E_\gamma \gg m_e c^2/2$, o valor de E'_γ para o ângulo de espalhamento igual a 180° adquire um valor constante igual a $m_e c^2/2$.

As equações apresentadas são obtidas sob a consideração que o elétron do meio é livre ou não ligado, fazendo que a forma do espectro contínuo produzido possua uma forte queda na energia $E = E_c$. Experimentalmente é observada uma derivada finita na posição da

borda Compton e um arredondamento nesse local, isto devido a que os elétrons não são realmente livres e deve-se levar em conta a sua distribuição de momentos [2].

1.1.3 Produção de pares.

Este tipo de interação é energeticamente possível se a energia do fóton incidente excede duas vezes a energia da massa de repouso do elétron, $E_\gamma \geq 2m_e c^2$. Nesta interação, a qual acontece na presença do campo coulombiano do núcleo, o fóton incidente desaparece e um par elétron-pósitron é criado. Sendo que $2m_e c^2$ é o valor de energia mínima para a criação de um par, tanto o elétron como o pósitron possuirão energia cinética se o fóton incidente excede esse limiar de energia ($K_{e^-} + K_{e^+} = E_\gamma - 2m_e c^2$).

No meio absorvedor ambas partículas criadas podem perder toda a energia cinética. Eventualmente o pósitron se aniquilará com um elétron do meio absorvedor, desaparecendo desta forma e sendo substituído, na maior parte das vezes, por dois fótons de aniquilação, cada um com energia igual a $m_e c^2$ (0,511MeV). Se a energia cinética do par elétron-pósitron é totalmente depositada no meio absorvedor e a energia dos fótons de aniquilação é também absorvida, deve-se observar no espectro, um pico localizado na energia E_γ do fóton primário incidente. Por outro lado, há a possibilidade de que ambos os fótons de aniquilação escapem do meio produzindo um pico localizado na energia $E_\gamma - 2m_e c^2$ no espectro experimental conhecido como *pico de escape duplo* (Ed). Finalmente, se só um dos fótons de aniquilação consegue escapar, será produzido um pico localizado na energia $E_\gamma - m_e c^2$ no espectro experimental, conhecido como *pico de escape simples* (Es). Ambos os picos de escape dos fótons de aniquilação também são considerados na composição da FR.

1.1.4 Espalhamento coerente ou Rayleigh.

Além do espalhamento Compton, outro tipo de espalhamento pode ocorrer, conhecido como espalhamento coerente ou Rayleigh. Neste processo, um fóton primário incide no meio e interage de forma elástica com todos os elétrons do meio absorvedor.

Neste tipo de interação não é produzida excitação ou ionização do átomo do meio, portanto o fóton incidente preserva a sua energia original E_γ após o espalhamento. O resultado deste processo é mudar a direção inicial do fóton primário, sem transferência de energia ao meio. Segundo a figura 1.1 a probabilidade do espalhamento Rayleigh é significativa para fótons de baixa energia, e para meios absorvedores de alto número atômico Z .

Em todos os processos descritos, a exceção do espalhamento Rayleigh, são gerados elétrons secundários a partir de um fóton primário incidente e a absorção total da energia cinética desses elétrons deverá ser o objetivo em um detector ideal.

A seguir serão apresentados, graficamente, os tipos de interação até agora descritos e outros efeitos que os fótons produzem quando interagem primeiro com materiais nas vizinhanças do meio (detector) antes de serem detectados.

1.1.5 Representação gráfica dos tipos de eventos descritos.

Na figura 1.3 foi realizada uma simplificação do que seria o detector mais a blindagem usados neste trabalho. Foram indicadas várias trajetórias de fótons incidindo no detector ou na blindagem através de cores relacionadas com algum processo dominante: azul para absorção fotoelétrica, verde para espalhamento Compton (simples ou múltiplo (duplo ou triplo)), vermelho para a produção de pares e preta para outros processos, tais como aniquilação de pares, escape de raios-X característicos, escape de elétrons secundários, escape dos fótons de aniquilação e o espalhamento (Compton ou Rayleigh) de fótons primários nas vizinhanças do detector. Cada trajetória carrega uma “história” para cada fóton emitido pela fonte radioativa localizada em O na figura 1.3.

(a) A trajetória 1 refere-se ao processo onde houve uma absorção fotoelétrica com a subsequente emissão de um raio-X característico do detector, mas a energia do fóton incidente não é totalmente absorvida devido ao escape desses raios-X.

(b) A trajetória 2 produz a absorção total fotoelétrica do fóton primário.

(c) A trajetória 3 refere-se a um espalhamento Compton simples seguido de vários outros espalhamentos sem conseguir absorver toda a energia do fóton primário incidente. Este evento é chamado de Compton múltiplo (CM).

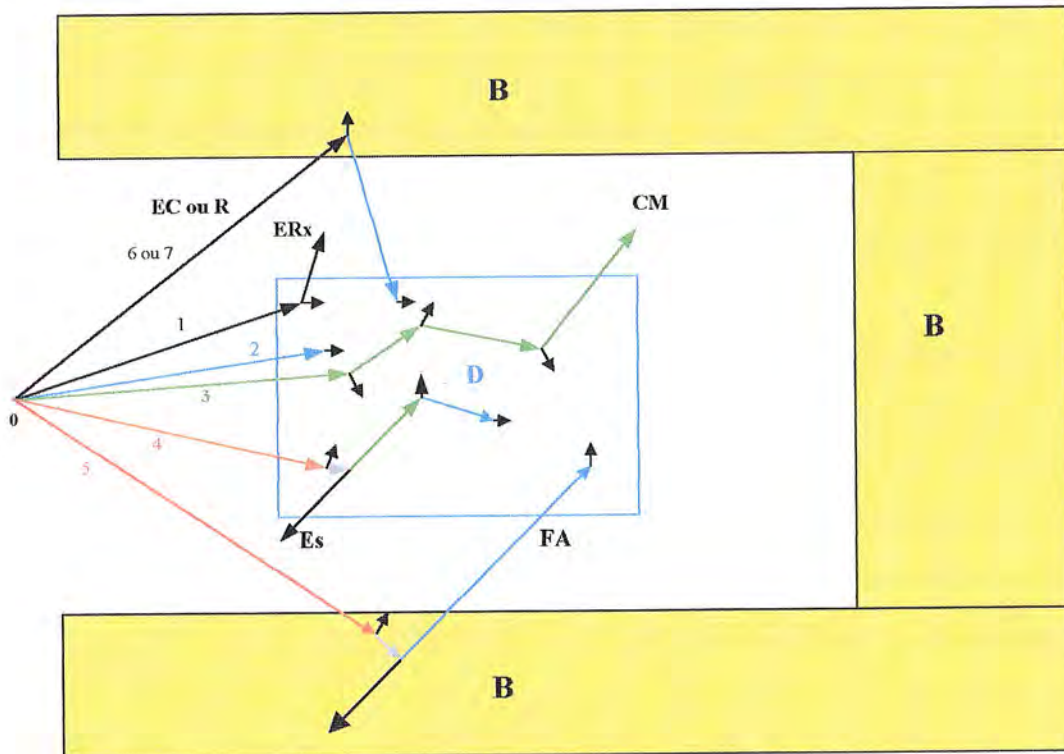


Figura 1.3. Representação gráfica dos tipos de eventos de interação descritos. Cada trajetória possui uma cor significando que um tipo de evento irá acontecer. A cor azul é para o efeito fotoelétrico, a cor verde é para o espalhamento Compton (simples e múltiplo(CM)), a cor vermelha é para a criação de pares e a cor preta é para outros processos como: o escape de raios-X (ERx), escape de um fóton de aniquilação (Es), detecção de um fóton de aniquilação originado na blindagem (FA), produção de um fóton secundário na vizinhança do detector (EC) e o espalhamento Rayleigh (R). Foram indicadas também, com flecha pequena de cor preta a criação de um elétron e com flecha pequena de cor lilás a criação de um pósitron. Na figura foram usadas as letras B para indicar a blindagem, D para o detector e O para definir a posição da fonte radioativa.

(d) A trajetória 4 produzirá um par elétron-pósitron com a emissão quase instantânea de um par de fótons de aniquilação. Nesta situação, um dos fótons de aniquilação sofre um espalhamento Compton seguido de uma absorção fotoelétrica e o outro fóton de aniquilação consegue escapar do detector. A contribuição deste evento para o espectro experimental é o pico de escape simples (Es).

(e) Na trajetória 5 o fóton primário produz um par elétron-positron na blindagem com a emissão quase instantânea de um par de fótons de aniquilação, sendo que um deles

será absorvido totalmente no detector. A contribuição para o espectro experimental é de um pico gaussiano na energia $m_e c^2$ (0,511 MeV).

(f) **A trajetória 6** é o evento conhecido como espalhamento Compton nas vizinhanças (EC). O fóton primário interage inicialmente via espalhamento Compton com a blindagem em volta do detector. Este fóton espalhado ou fóton secundário depositará posteriormente toda a sua energia no detector. Dependendo da energia do fóton primário a localização destes eventos poderá ser: encostado no pico de absorção total para energias $E_\gamma < 230$ keV, superposto com o efeito Compton simples na região da posição da BCS para energias $230 \text{ keV} < E_\gamma < 400$ keV e afastado da BCS para energias $E_\gamma > 400$ keV. (Ver o capítulo 3).

(g) **A trajetória 7** é o evento conhecido como espalhamento Rayleigh (R), onde o fóton de energia E_γ incide da blindagem e é espalhado elasticamente na direção do detector. Logo a energia do fóton espalhado é totalmente absorvida no detector.

1.2 Detecção de radiação gama com detectores semicondutores.

O resultado da interação entre a radiação e um detector semicondutor é a produção de uma quantidade muito grande de portadores de carga. Os portadores de carga num detector semicondutor são o elétron e o buraco. Uma discussão em detalhe sobre estes portadores de carga será realizada na seção 1.2.2.

Um parâmetro importante para estes detectores é o valor da energia média para a produção de um par elétron-buraco, ϵ . Este valor é de aproximadamente 3 eV e 4 eV para os detectores de germânio e silício, respectivamente. O valor de ϵ para os detectores a gás é de 30 eV podendo produzir desta forma um número de portadores (no caso um par de íons) uma ordem de grandeza 10 vezes menor comparado com os detectores de semicondutor. Estudos mostram que o valor de ϵ depende da natureza da radiação incidente. Muitas das calibrações para os detectores são realizadas usando partículas alfa sendo o valor de ϵ obtido com base nesse modo de excitação [3]. Valores experimentais para ϵ usando outro tipo de partícula, como íons leves ou elétrons rápidos, apresentam valores próximos. Por outro lado, diferenças de até 2,2 % no valor de ϵ são encontradas, quando comparado com valores a partir de calibrações com prótons e partículas alfa. Desta forma é recomendado

calibrar o detector com o mesmo tipo de radiação que estará sendo usada para a aplicação particular num experimento.

A informação sobre a energia depositada pela radiação incidente depende do número de portadores de carga criados no cristal semiconductor. A geração de um grande número de portadores de cargas em relação aos detectores de gás possibilita a melhora na resolução em energia devido à diminuição na flutuação estatística no número de portadores criados por pulso.

A flutuação estatística é um fator importante na determinação da resolução em energia do detector. As flutuações estatísticas, observadas no número de portadores de carga, são menores quando comparadas com as estimadas segundo uma distribuição de Poisson. No modelo de Poisson é estabelecido que, se todos os eventos produzidos pela passagem de radiação são independentes, a variância (ou flutuação) no número de pares elétron-buraco é igual ao número total de pares criados $N (= E/\epsilon$, onde E é a energia da radiação incidente). Desta maneira é introduzido o fator de Fano F , para corrigir a variância segundo Poisson

$$\text{variância observada} = F * N \quad 1.3$$

Para obter uma boa resolução em energia deve se esperar valores de F menores que um. Os valores do fator de Fano para os detectores de germânio e silício, a uma temperatura de 77 K, são 0,129 e 0,143, respectivamente [3].

1.2.1 Resolução em energia.

A resolução em energia \mathcal{R} , de um detector, é definida com a largura a meia altura de um pico, FWHM (sigla em inglês), dividido pela posição do centróide do pico. Ver figura 1.4.

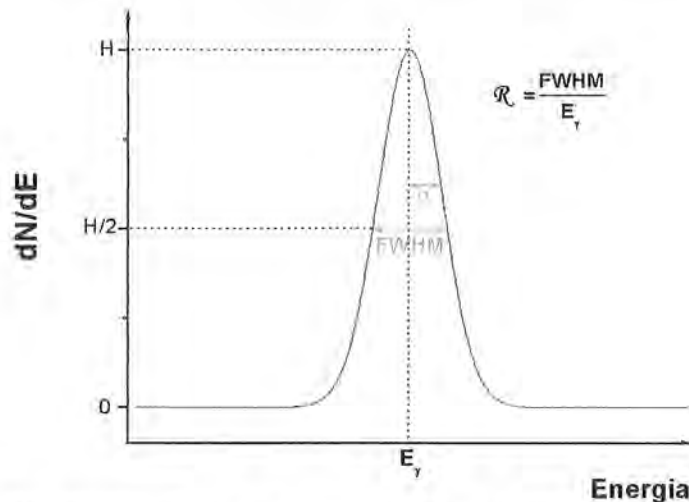


Figura 1.4. Resolução \mathcal{R} em energia de um detector. Na figura, no eixo vertical encontram-se as contagens N por intervalo de energia E , e no eixo horizontal a energia. A centróide do pico encontra-se localizada em E_γ

A resolução em energia para um detector de germânio ou silício, está determinada pela combinação de três fatores. O primeiro fator leva em conta a flutuação estatística no número de portadores de carga, o segundo fator refere-se à variação na eficiência de coleção dos portadores de carga e o terceiro leva em conta as contribuições devidas ao ruído eletrônico. A largura a meia altura total, $FWHM_t$, de um pico no espectro, produzido pela detecção de um raio gama, pode ser escrita como:

$$FWHM_t^2 = FWHM_{flutu}^2 + FWHM_{coleção}^2 + FWHM_{ruído}^2 \quad 1.4$$

onde os termos do lado direito da equação 1.4, são as contribuições á largura total devidas à: flutuação estatística, efeito de coleção dos portadores de carga e o ruído eletrônico, respectivamente. O termo de flutuação estatística pode ser escrito como:

$$FWHM_{flutu}^2 = (2,35)^2 * F * \epsilon * E_\gamma \quad 1.5$$

onde F é o fator de Fano, ϵ é o valor da energia média para a produção de um par elétron-buraco e E_γ é o valor da energia do raio gama incidente.

O termo do efeito de coleção dos portadores de carga é fortemente dependente da presença de impurezas existentes no detector semiconductor. Estas impurezas não permitem a coleção total dos portadores de carga. Este assunto é discutido na seção 1.4.

O termo de ruído eletrônico representa o efeito devido as componentes eletrônicas do detector (resistores, contatos elétricos, entre outros).

1.2.2 Estrutura de Bandas.

O meio absorvedor da radiação, neste trabalho, é um semiconductor cuja estrutura é formada por uma rede cristalina que permite a formação de bandas de energia para os elétrons do material. Pode-se distinguir dois tipos de bandas separadas por um *gap* de energia, E_g , que corresponde à região proibida para os elétrons (isto num cristal puro). A primeira banda é chamada de banda de valência, BV, e é onde os elétrons se encontram ligados e ocupando todos os níveis de energia permitidos; a segunda banda é chamada de condução, BC, e é onde os elétrons podem se mover livremente através do cristal. Veja figura 1.5.

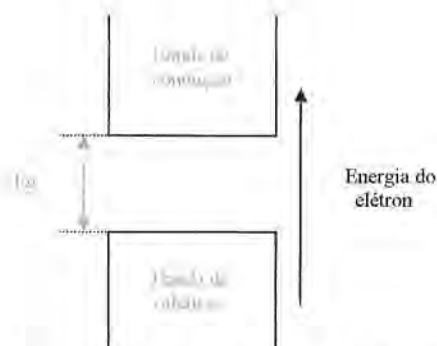


Figura 1.5. Estrutura de bandas para um elétron num semiconductor ideal (cristal puro). Na figura E_g é $\cong 1$ eV e é indicado também o sentido na energia crescente do elétron.

Em ausência de excitação térmica a BV encontra-se completamente preenchida e a BC encontra-se completamente vazia. Quando o semiconductor encontra-se a uma temperatura diferente de zero, os elétrons da BV podem ganhar energia térmica suficiente para se deslocar para a BC, atravessando a região proibida.

Portanto, quando um elétron da BV é promovido para a BC por um mecanismo de excitação (de origem térmica ou devido à presença de radiação ionizante, por exemplo) este deixará uma vacância ou buraco na BV. Tanto o elétron na BC como o buraco na BV, são chamados de portadores de carga.

A probabilidade por unidade de tempo, $P(t)$, para que um par elétron-buraco seja produzido termicamente é dada por:

$$P(t) = C * T^{\frac{3}{2}} * \exp\left[-\frac{E_g}{2 * k * T}\right] \quad 1.6$$

onde T é a temperatura absoluta, E_g é o valor do gap de energia, k é constante de Boltzman e C é a constante de proporcionalidade característica de cada material. A equação 1.6 evidencia que a probabilidade $P(t)$ é reduzida drasticamente com o resfriamento do detector, evitando desta forma a produção de portadores de carga devidos à excitação térmica.

1.2.3 Migração dos portadores de carga sob ação de um campo elétrico.

Quando um campo elétrico é aplicado ao detector os portadores de carga sofrerão uma migração resultante. O movimento será a combinação de velocidades, uma velocidade de origem térmica aleatória, V_t , e outra velocidade de difusão, V_d , paralela à direção do campo elétrico. O movimento de um buraco de uma posição para outra, na BV, acontecerá se, um elétron deixa um lugar normal de valência para preencher um buraco já existente. A lacuna deixada pelo elétron representa uma nova posição para um buraco. Ver figura 1.6.

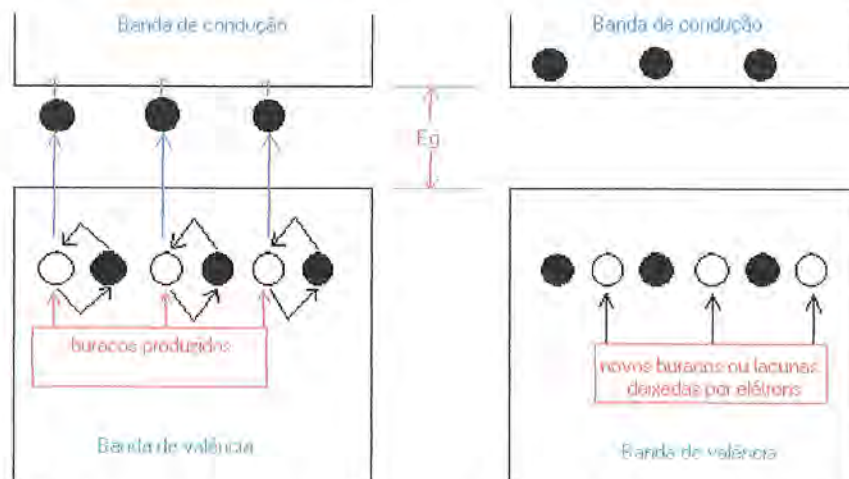


Figura 1.6. Movimento de buracos na banda de valência. Na figura os elétrons que passam para a BC produzem buracos. Os buracos serão preenchidos por outros elétrons. É desta forma que os buracos se movimentam na BV.

Para valores de campo elétrico baixos-médios a velocidade de difusão média, V_d , é proporcional ao campo elétrico aplicado. Desta forma pode-se expressar as velocidades para o elétron e para o buraco como:

$$V_{db} = \mu_b * \mathcal{E} \tag{1.7}$$

$$V_{de} = \mu * \mathcal{E} \tag{1.8}$$

onde \mathcal{E} é a magnitude do campo elétrico e μ representa a mobilidade. Para altos valores de campos elétricos, as velocidades de difusão aumentam lentamente com o campo elétrico aplicado. Finalmente uma velocidade de saturação será atingida, a qual será independente de campos elétricos mais intensos. Ver figura 1.7. Estas velocidades são da ordem de 10^7 cm/s, produzindo um tempo de coleção dos portadores de carga da ordem de 100 ns para dimensões de 1 cm de detector.

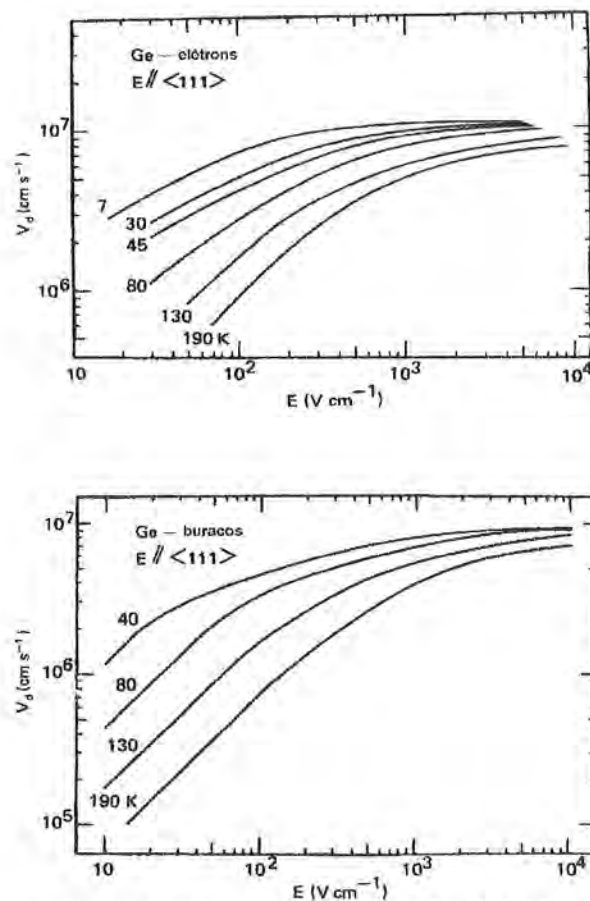


Figura 1.7. Comportamento das velocidades de difusão V_d para os elétrons (figura superior) e para os buracos (figura inferior) em detectores de germânio[4].

A migração dos portadores de carga, sob a ação de um campo elétrico, acontece até estes chegarem a seus respectivos eletrodos. Na figura 1.8 é mostrado como os portadores de carga se movimentam num detector de germânio de geometria denominada plana. Os buracos se movimentam sempre na direção e no sentido do campo elétrico, e os elétrons se movimentam no sentido contrario ao campo. Os elétrons serão coletados no eletrodo denominado como contato tipo n^+ e os buracos serão coletados no eletrodo denominado como contato p^+ . Para coletar eficientemente todos os portadores de carga, é necessário trabalhar com campos elétricos suficientemente intensos para evitar que os portadores de carga possam ser perdidos, devido a processos de recombinação, por exemplo, durante a migração para os eletrodos.

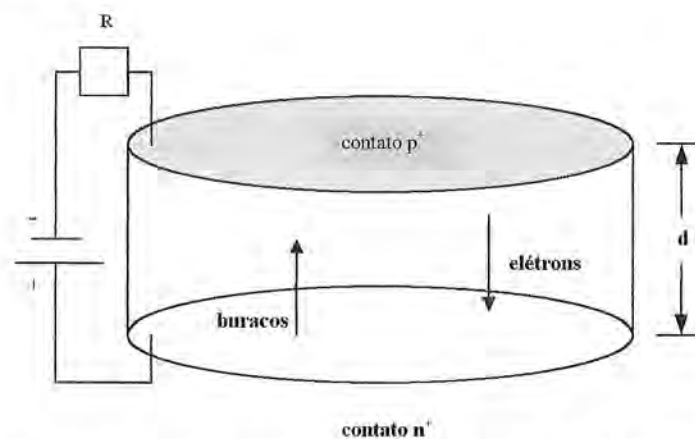


Figura 1.8. Configuração de um detector planar de Ge tipo-p [4]. É mostrado na figura que sob a influência de um campo elétrico externo é produzida a migração dos portadores de carga para seus respectivos eletrodos. Na figura são também indicados os tipos de contato, p^+ e n^+ , e a voltagem externa medida no resistor R.

1.3 Tipos de semicondutores.

1.3.1 Semicondutor ou material intrínseco.

Em um semicondutor puro, todos os elétrons na BC e os buracos na BV podem ser produzidos por excitação térmica (se não há presença de radiação ionizante). Como cada elétron deve deixar um buraco, o número de elétrons na BC ou concentração de elétrons n_i , deve ser exatamente igual ao número de buracos na BV ou concentração de buracos p_i na BV. Tal semicondutor é chamado de semicondutor intrínseco, que na prática é impossível

de ser fabricado, devido às impurezas residuais existentes no próprio processo de fabricação. Para este tipo de material pode-se escrever

$$n_i = p_i \quad 1.9$$

onde o subscrito i é para indicar que o material é intrínseco.

1.3.2 Semicondutor ou material tipo-n.

Para explicar este tipo de semicondutor deve-se considerar como acontece o efeito de dopagem num semicondutor como o germânio por exemplo. O germânio é um átomo tetravalente (quatro elétrons de valência), que numa estrutura cristalina forma ligações covalentes com os átomos vizinhos. Veja a figura 1.9, onde cada traço representa um elétron de valência formando parte de uma ligação covalente. Num material intrínseco, a excitação de origem térmica liberaria um elétron da ligação covalente produzindo um buraco ou ligação insaturada.

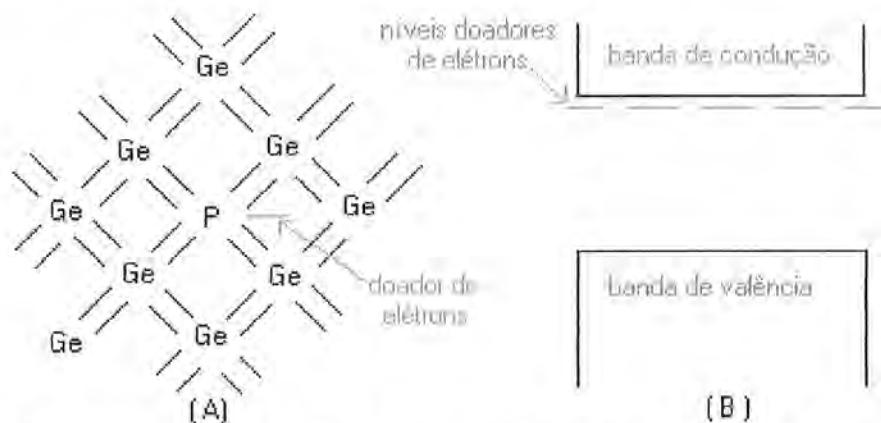


Figura 1.9. Representação de uma impureza doadora na rede cristalina. Na figura (A) são mostradas as ligações entre os átomos de germânio e as ligações entre uma impureza doadora (fósforo) com os átomos de germânio vizinhos. Na figura (B) é mostrada a posição dos níveis de energias que a impureza tipo doadora produz.

Quando no semicondutor há a presença de uma pequena contribuição (partes por milhão ou menor) de átomos de impurezas residuais (como resultado do processo de fabricação ou eles estão presentes propositalmente para fins de monitoração das propriedades do material), o efeito será a ocupação de um lugar na rede cristalina pelo átomo de impureza, deslocando um átomo de germânio. Ver a figura 1.9. Vamos supor que

este átomo de impureza é pentavalente (ou do grupo V da tabela periódica, como o fósforo por exemplo), portanto quatro dos seus cinco elétrons de valência formarão as ligações covalentes como os elétrons de valência dos átomos de germânio. O quinto elétron de valência do átomo de impureza permanecerá fracamente ligado ao átomo pentavalente. O resultado desta configuração permite que o quinto elétron de valência precise de pouca energia para se deslocar para a BC, sem deixar um buraco. As impurezas deste tipo são chamadas de impurezas doadoras, já que elas contribuem com elétrons facilmente para a BC. A presença dos elétrons fracamente ligados das impurezas, produzirá níveis de energia localizados muito perto da BC. Ver figura 1.9.

Na maior parte dos casos, a concentração de impurezas N_D é maior quando comparada com a concentração de elétrons na BC em um material intrínseco. Desta forma o número de elétrons de condução n , estará dominado pela contribuição das impurezas doadoras, assim

$$n \cong N_D \quad 1.10$$

O efeito resultante de um material *tipo-n* é criar uma situação onde, o número de elétrons de condução é muito maior e o número de buracos é muito menor, quando comparados com os existentes num material intrínseco. A condutividade elétrica estará determinada quase exclusivamente pelo fluxo de elétrons, contrariamente aos buracos, cuja contribuição à condutividade não é tão importante. Nesta situação, os elétrons são chamados de portadores de carga majoritários e os buracos de portadores de carga minoritários.

1.3.3 Semicondutor ou material *tipo-p*.

Neste caso os átomos de impureza são trivalentes (ou do grupo III da tabela periódica, como o boro por exemplo). A impureza, ocupando uma posição na rede cristalina, tem um elétron de valência a menos que os átomos de germânio vizinhos, portanto se tem uma ligação covalente insaturada. Ver figura 1.10.

Esta ligação insaturada representa uma lacuna ou buraco, semelhante ao deixado quando um elétron de valência é excitado para a BC, mas as características energéticas do buraco são um pouco diferentes. Se um elétron é capturado e preenche a lacuna, ele

formará parte de uma ligação covalente que não é igual ao resto das ligações covalentes no semiconductor. Isto é devido a que um dos átomos que participa é um átomo de impureza trivalente.

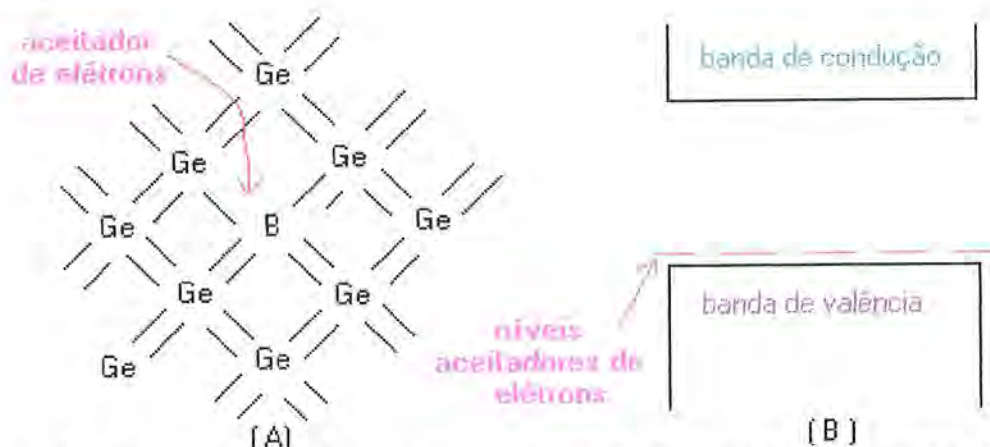


Figura 1.10. Representação de uma impureza aceitadora na rede cristalina. Na figura (A) são mostradas as ligações entre os átomos de germânio e as ligações entre uma impureza aceitadora (boro) com os átomos de germânio vizinhos. Na figura (B) é mostrada a posição dos níveis de energias que a impureza tipo aceitadora produz.

O elétron que preencheu a lacuna não estará fortemente ligado, quando comparado com os elétrons da BV. Desta forma os átomos de impurezas aceitadoras criam níveis de energia para os elétrons perto da BV (figura 1.10), devido a que as propriedades desses níveis são semelhantes às propriedades encontradas para os elétrons que se encontram na BV.

Uma excitação térmica no cristal garante que haverá elétrons disponíveis para preencher as lacunas dos níveis criados pelas impurezas aceitadoras. Sendo que a diferença de energia entre estes níveis e o topo da BV, é pequena, muitas lacunas dos níveis de impurezas serão preenchidas por elétrons. Estes elétrons provem de ligações covalentes comuns que deixaram buracos na BV. Desta forma, pode se dizer que um buraco é criado na BV sempre que um átomo de impureza aceitadora é adicionado. Se a concentração N_A de impurezas aceitadoras é grande, quando comparada com a concentração intrínseca de buracos p_i , então o número de buracos estará determinado pela concentração de impurezas aceitadoras, assim

$$p \cong N_A \quad 1.11$$

Num material *tipo p* os buracos são os portadores de carga majoritários e eles determinam a condutividade elétrica.

Outro tipo de materiais, como o material compensado e o material fortemente dopado podem ser vistos na referência [4].

1.4 Armadilhamento e recombinação dos portadores de carga.

As impurezas até aqui tratadas, são denominadas de impurezas não profundas, devido à posição dos níveis de energia que elas criam no semicondutor.

Um outro tipo de impureza denominada de impureza profunda está também presente no semicondutor, e seus átomos encontram-se substituindo átomos de germânio (ou silício) na rede cristalina. Estes átomos são do tipo metálicos como o cobre, zinco, ouro e cádmio (os níveis que os átomos de impurezas produzem possuem características diferentes, comparados com os níveis de impurezas produzidos pelo processo de dopagem durante a fabricação do detector).

Estas impurezas produzem níveis de energia, que podem se comportar como armadilhas e como centros de recombinação dos portadores de carga. Quando estes níveis se comportam como armadilhas, os portadores de carga podem ser aprisionados por períodos de tempo consideráveis impedindo desta forma a coleção de toda a carga produzida por um fóton interagindo com o detector. Quando estes níveis se comportam como centros de recombinação, ocasionam que tanto os elétrons como os buracos se recombinem em algum nível de impureza, perdendo-se parte da carga criada pelo fóton incidente.

Estes dois efeitos, armadilhamento e recombinação produzem perda dos portadores de carga, portanto teremos uma coleção incompleta da carga (CIC). Um detalhamento sobre o comportamento destas armadilhas pode ser encontrado na referência [5]. Portanto, a formação de um pulso com CIC deteriorará a resolução da energia. Há outros efeitos que produzem maior deterioração da resolução do detector como a exposição do detector à radiação de partícula carregada ou neutra (prótons, nêutrons e fragmentos de fissão). Os efeitos de armadilhamento e recombinação são uma parte importante da descrição da FR,

particularmente o efeito que eles produzem é uma assimetria na região do pico de absorção total de energia.

1.5 Formação do sinal de um detector.

A quantidade de carga que é produzida (ou coletada) nos eletrodos é uma carga induzida, e é devida ao movimento dos portadores de carga desde que são criados numa posição do detector até chegarem aos eletrodos. Este mecanismo de coleção de carga depende da geometria e do tipo de cristal semiconductor.

Portanto a saída principal de um detector é a quantidade de carga induzida, criada pela absorção da radiação incidente. Uma expressão da carga induzida Q (considerar a carga induzida dependente do tempo) para um detector com geometria plana, por exemplo, pode ser escrita como

$$Q(t) = \frac{q_0}{d} [d_e + d_b] \quad 1.12$$

onde d é a espessura do detector (ver figura 1.8), q_0 é o modulo da carga criada pela radiação incidente e d_e e d_b são as distâncias de difusão para os elétrons e buracos, respectivamente.

O valor inicial da carga induzida é zero, que corresponde ao tempo em que os portadores foram criados devido à presença de radiação. Esta carga induzida atinge seu valor máximo, q_0 , quando ambos portadores de carga são coletados nos eletrodos. A expressão da carga induzida para um detector com geometria coaxial é apresentada na referência [4].

Para os detectores de semiconductor esta carga induzida é tão pequena que não pode ser tratada diretamente sem uma prévia amplificação. Para fins de um bom processamento de um sinal, o primeiro passo é a utilização de um pré-amplificador que será a interface entre o detector e a fase de processamento de um pulso com a sua análise eletrônica. O pré-amplificador produz saídas típicas de voltagens de umas poucas dezenas ou centenas de milivolts, que ainda são pequenas para serem usadas no processamento do sinal (no pré-amplificador é produzido um pulso linear cuja subida deve ser consistente com o tempo de coleção de carga no detector). O próximo passo será a passagem do sinal fornecido pelo

pré-amplificador por um amplificador linear onde pode se obter ganhos de 1000 ou mais, podendo obter sinais de voltagens de 0 até 10 V. É neste estágio que é realizada a formação do pulso através de malhas de circuitos CR-RC (C e R para designar um capacitor e um resistor, respectivamente), que definem constantes de tempo τ (da ordem de micro segundo) para a formação dos pulsos. Neste trabalho foi estudada a função resposta dos detectores como função destes tempos τ .

Mais informação sobre o funcionamento, propriedades e características dos detectores semicondutores de germânio e silício, danos devidos à radiação e o processamento de sinais são apresentadas nas referências [4] e [5].

1.6 Referências.

-
- [1] M. J. Berger and J. H. Hubbell, XCOM: Photon Cross Sections Database, NIST Standard Reference Database 8, Version 2.0 (1990).
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.
- [2] J. Felsteiner, S. Kahane, B. Rosner, Nucl. Instr. and Meth., 188(1974)73.
- [3] G. Bertolini, A. Coche, Semiconductor Detectors, North Holland, 1968.
- [4] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3^a edição, 2000, John Wiley & Sons, Inc.
- [5] T. E. Schlesinger, R. B. James, Semiconductor for room temperature nuclear detector application, Vol. 43, Academic Press 1995.

Capítulo 2

Função Resposta (FR) de um Detector e Métodos de Determinação da FR

Neste capítulo é definida a FR de um detector na seção 2.1. Na seção 2.2 são discutidos os três métodos existentes para a determinação da FR. Na seção 2.2, o método de Monte Carlo e o método semiempírico estão acompanhados de um conjunto de referências, que constituem uma revisão bibliográfica do estudo da FR. Nesta revisão é apresentado o título do trabalho e uma descrição sucinta do estudo realizado.

2.1 Função resposta de um detector.

Define-se a função resposta $R(E, E_\gamma)$ de um detector como aquela função que representa a presença da intensidade R na energia E no espectro detectado, devido à incidência de fótons de energia E_γ no sistema detector. Esta função deve ser convoluída com as intensidades incidentes para produzir o espectro registrado no multicanal, que denominaremos espectro detectado. Assim, uma definição integral para R é dada por

$$\left[\frac{dN(E)}{dE} \right]_{\text{det}} = \int_E^{E_{\text{max}}} dE_\gamma \left[\frac{dN(E_\gamma)}{dE_\gamma} \right]_{\text{inc}} R(E, E_\gamma) \quad 2.1$$

onde o espectro incidente é dado por $\left[\frac{dN(E_\gamma)}{dE_\gamma} \right]_{\text{inc}}$. A integral acima tem por limite inferior a própria energia E , pois não são esperados efeitos de detecção nessa energia devido a fótons incidentes com energias mais baixas, a menos que o efeito de empilhamento seja importante, o que pode ser introduzido aqui como uma generalização. Assim o espectro produzido por uma intensidade incidente I_0 monocromática, descrita com o auxílio da distribuição de Dirac,

$$I(E_\gamma) = I_0 \delta(E_\gamma - E_0) \quad 2.2$$

terá a forma

$$\left[\frac{dN(E)}{dE} \right]_{\text{det}} = I_0 R(E, E_0) \quad 2.3$$

em conformidade com a definição e de onde se vê que o ajuste de espectros de fontes monocromáticas adequadamente escolhidas permite que se chegue ao conhecimento de $R(E, E_\gamma)$.

2.2 Métodos de determinação da FR.

Existem diversos métodos para determinação da FR de um detector, envolvendo diferentes princípios: (1) simulação por Monte Carlo, (2) o uso de um “catálogo” de espectros experimentais tomados para diversas fontes monocromáticas (cobrindo uma ampla faixa de energias), ou (3) o ajuste de funções específicas para os efeitos de detecção observados em espectros de fontes monocromáticas. Este último processo estabelece de forma analítica a FR dos detectores de radiação.

Os três métodos acima mencionados possuem vantagens e desvantagens inerentes. Os métodos (2) e (3) são considerados como métodos mais diretos, mas precisam dispor de fontes monoenergéticas para todo o intervalo de energia de interesse. Além do mais nem sempre é possível de se obter de maneira analítica a descrição para todos os efeitos de detecção. O primeiro método fornece um conhecimento mais profundo dos processos físicos envolvidos, mas precisa um bom detalhamento do arranjo experimental e as dimensões do detector.

A seguir é dada uma descrição de cada método juntamente com alguns trabalhos e ou aplicações.

2.2.1 Monte Carlo.

Resolver de forma analítica todos os processos de interação da radiação com a matéria é uma tarefa difícil de levar a cabo, devido à complexidade das equações envolvidas e às particularidades das soluções (aproximações e condições de contorno da geometria do problema). Um método que resolve estas dificuldades, não somente pela facilidade de incluir geometrias complexas mas também porque é possível incluir processos de interesse particular, é o método de Monte Carlo.

Outra característica do método de Monte Carlo é sua natureza aleatória. Desta forma, cada história de uma partícula sendo transportada será diferente de qualquer outra. Isto é o que realmente acontece quando partículas interagem num meio, uma vez que elas são regidas pelas leis de probabilidade da mecânica quântica. No estudo da FR a medida da energia depositada é de interesse. A medida desta energia apresenta flutuações estatísticas inerentes, devidas ao próprio processo de detecção. O método de Monte Carlo devido a sua natureza aleatória, fornece também as flutuações estatísticas necessárias para a energia depositada.

Uma das limitações do método é a falta do detalhamento de componentes da geometria do detector. As informações obtidas através do fabricante são limitadas, como consequência os resultados das simulações deverão ser avaliados criteriosamente quanto à sua precisão e exatidão. Nos manuais do fabricante só é possível encontrar parâmetros básicos e técnicos, isto representa uma limitação na descrição da geometria do problema em estudo. Parâmetros do detector como encapsulamento do cristal, camada morta do detector (o valor real discorda na prática com o fornecido pelo fabricante [1]), a própria geometria do cristal (no caso de detectores com geometria coaxial), entre outros parâmetros, não são fornecidos. Neste trabalho, em particular, estes detalhes foram de grande interesse para o estudo do espalhamento de fótons nas vizinhanças do cristal (REV).

As aplicações deste método são inúmeras, sendo quase impossível enumerá-las, isto devido a sua aplicabilidade nas áreas de física de altas energias, dosimetria da radiação, espectroscopia de partículas carregadas (elétron, alfa, prótons) e neutras (nêutrons e fótons).

A seguir citam-se alguns trabalhos usando a técnica de Monte Carlo que podem ser usados como referência para o cálculo da FR do detector (alguns trabalhos incluem o detalhe da geometria do detector) ou partes da FR que precisam ser tratadas de maneira separada para elucidar suas origens.

(a) Unfolding the response of a Ge detector used for in-situ gamma-ray spectroscopy[2]. Aqui foi necessário o conhecimento da FR de detectores portáteis de germânio usados para proteção radiológica ambiental. Com os resultados da simulação via Monte Carlo, usando os códigos EGS4[11] e MCNP[12], foram determinadas através de processos de deconvolução as taxas de fluência de fótons.

(b) Application of Ge Semi-conductor detector to whole body counter[3]. Aqui efetuou-se a simulação do arranjo de um sistema de vários detectores de germânio, formando um contador de corpo inteiro que produza a melhor eficiência de detecção. Este estudo visa substituir os detectores de NaI(Tl) devido a baixa resolução que eles apresentam em relação aos detectores de semiconductor.

(c) User-friendly Monte Carlo program for the generation of gamma-ray spectral responses in complex source-detector arrangements[4]. Este trabalho põe à disposição o programa chamado PHOTON (entre aqueles que possuem uma grande quantidade de usuários: EGS4[10], MCNP[11] e GEANT[23]) para a simulação do transporte de fótons através de diferentes meios com diferentes geometrias (cilíndrica, toroidal e prismática). Os autores testaram o programa calculando a FR de um detector de NaI(Tl) de 3x3 polegadas para fótons de 2,6 MeV e também a FR de um detector de germânio exposto a uma fonte de ^{60}Co .

(d) An alternative approach to the response function of Si(Li) X-ray detectors based on XPS study of silicon and front contact material[5]. Aqui foi realizado um estudo da FR de detectores de Si(Li). Neste estudo estabeleceram correspondências entre os espectros medidos de fotoelétrons e elétrons Auger (criados na detecção de raios-X K_{α} do cobre e raios-X L_{α} da prata) com as várias componentes da FR. As simulações via Monte Carlo, também realizadas, foram testadas a partir dos espectros medidos. Há um interesse no estudo das camadas inativas de coleção de carga e os contatos elétricos do detector.

(e) More realistic Monte Carlo calculation of photon detector response function[6]. Aqui foram realizados cálculos para a FR de detectores de NaI(Tl), Si(Li), Ge(Li) e germanato de bismuto. Estudos de eficiência, fotofração e fração dos eventos de escape simples e duplo foram analisadas. Foram avaliados os efeitos de encapsulamento, camada morta e absorvedores na resposta dos detectores. Finalmente fizeram comparações dos estudos mencionados com diferentes códigos (EGS3, CYLTRAN e ETRAN) baseados na simulação do transporte de partículas via Monte Carlo.

(f) Unfolding of Ge-detector response by Monte Carlo simulation and application in radiation protection[7]. Aqui foi calculada a FR de detectores de germânio portáteis para radiação gama. Usando o código MCNP foram realizados estudos de exposição à radiação gama e cálculos do espectro de fluência de fótons.

(g) A quantitative explanation of low-energy tailing features of Si(Li) and Ge X-ray detectors, using synchrotron radiation[8]. Este trabalho visa reproduzir via Monte Carlo uma das componentes da FR denominado como *tailing* ou cauda em baixa energia associado ao escape de fotoelétrons e elétrons Auger do detector.

(h) Analysis of the influence of germanium dead layer on detector calibration simulation for environmental radioactive samples using the Monte Carlo method[1].

Aqui foi determinada a espessura da camada morta total inativa de germânio e o volume ativo para obter a menor discrepância entre a eficiência experimental e a estimada. Neste estudo foi verificado que valores de espessura de camada morta de detector fornecidos pelo fabricante produzem grandes discrepâncias no cálculo da eficiência do detector.

(i) Semi-empirical method for self-absorption corrections of photons with energies as low as 10 keV in environmental samples[9]. Este estudo propõe correções para autoabsorção de fótons. Com a ajuda do Monte Carlo são calculadas: curvas de eficiência de fotopico para dois tipos de detectores e curvas de transmitância de fótons.

2.2.2 Interpolação de espectros.

Este método consiste em medir espectros de altura de pulso produzidos por um número grande de fontes monoenergéticas para poder formar uma matriz resposta. Neste método se requer um “catálogo” extenso de espectros de raios gama, medidos experimentalmente, para poder formar a matriz resposta. Para cintiladores de NaI(Tl) há catálogos para cerca de 300 radionuclídeos registrados com um detector de 3x3 polegadas [12]. Devido a grande variedade de formas e tamanhos dos detectores de germânio, catálogos de espectros padrões não são tão comuns como aqueles publicados para os de NaI(Tl). Com estes espectros pode ser construída a FR. O método consegue calcular o espectro desconhecido através de um procedimento de interpolação via aproximações gráficas para baixas, médias e altas energias. Uma descrição do método pode ser encontrada na referência [13].

2.2.3 Método semiempírico - Ajuste de funções empíricas e/ou teóricas.

Este método consiste em determinar a FR de detectores através da medida de vários espectros experimentais (envolvendo a faixa de energia de interesse) numa primeira etapa. A seguir, usando funções empíricas e teóricas (baseadas em física) são ajustados os espectros coletados. Numa situação ideal os espectros devem ser produzidos por fontes monocromáticas para evitar interferências das FR de dois fótons de energias diferentes.

O resultado dos ajustes permite avaliar parâmetros da FR para diferentes valores de energia. Outra etapa de ajustes é necessária para poder expressar os parâmetros da FR como função da energia.

Neste trabalho o método semiempírico foi empregado e sua descrição completa é realizada no capítulo 5. Na tese também foram realizadas algumas simulações via Monte Carlo (primeiro método), com a finalidade de corroborar a origem de algumas componentes da FR presentes nos espectros experimentais.

Em seguida é dada uma lista de alguns trabalhos que podem ser utilizados como ponto de partida para o presente estudo. Não será dada uma lista completa do grande esforço já realizado nesta área mas sim de trabalhos mais recentes. Em alguns trabalhos só é tratada alguma componente da FR devido ao seu reduzido tratamento ou conhecimento.

(a) Extension of the semi-empirical germanium detector response function to low energy gamma rays[14]. Aqui foi calculada a FR para detectores de germânio de grande volume para o intervalo de energia entre 60 keV e 6,2 MeV.

(b) Response function of a germanium detector to photon energies between 6 and 120 keV[15]. Aqui se calcula a FR para fótons de baixa energia usando um detector de germânio de 8 cm³. É também tratada a estrutura de espalhamento de fótons produzidos nas vizinhanças do detector. Este efeito gera uma componente importante para fótons de baixa energia e raios-X.

(c) The semi-empirical full response function of semiconductors, their dependence on source designs and influence on low-energy photon intensities[16]. Aqui foi calculada a FR para detectores de Si(Li) e Ge de pequeno volume, 0,1 cm³ e 2 cm³, respectivamente, com a finalidade de produzir o espectro de fótons do ¹⁶⁹Yb e compará-lo com seu padrão internacional (EUROMET action 410).

(d) Response function of a Si(Li) detector for photon energies from 1 to 10 keV[17].

Aqui foi estudado o efeito de coleção incompleta de carga num detector de Si(Li) para fótons de muito baixa energia. Esta componente da FR está relacionada aos processos de escape de elétrons secundários (fotoelétrons e elétrons Auger) do detector e a processos de recombinação dos portadores de carga.

(e) Measurement of the component of the Ge-detector response function due to escape of secondary radiation[18].

Aqui foi desenvolvido um método para a medida do escape de fótons secundários do detector. Este é um método que pode ser usado para a descrição da componente da FR relacionada ao espalhamento de fótons nas vizinhanças do detector.

(f) Experimental study of the response of semiconductor detectors to low-energy photons[19].

Aqui foi realizado um estudo da FR para fótons de muito baixa energia (1 keV até 10 keV) usando detectores de Si(Li) e Ge. Um estudo do escape de elétrons secundários do detector é realizado, mas ainda não é totalmente conclusivo. Foram realizados também cálculos da energia média para a criação de um par elétron-buraco, ϵ , para ambos os tipos de detector e conseqüentemente valores para o fator de Fano, F . Finalmente calibrações das curvas de eficiência foram obtidas para as faixas de energia em estudo (1keV até 8 keV).

(g) The response of high-purity germanium detectors to X-rays with energy in the region of Ge K-absorption edge[20].

Aqui foram realizados estudos sobre a resolução de energia e de linearidade do funcionamento do detector de germânio para fótons de baixa energia. Este estudo visa esclarecer a ausência ou existência de não linearidades na região da borda K do germânio através do comportamento do valor da energia para a produção de um par de portadores de carga, ϵ , e a resolução da energia do detector para energias de raios-X($E < 15$ keV)

Trabalhos mais antigos porém, onde é fornecida uma ampla variedade de ajuste das formas de pico, podem ser encontradas nas referências [21] e [22].

2.3 Referências.

-
- [1] J. Ródenas, A. Pascual, I. Zarza, V. Senadell, J. Ortiz, I. Ballesteros, Nucl. Instr. And Meth. A 496(2003) 390-399.
- [2] G. Fehrenbacher, R. Meckbach, P. Jacob, Nucl. Instr. and Meth. A 383(1996) 454-462
- [3] S. Kinase, H. Noguchi, T. Nakamura, proceedings of the Ninth EGS4 User's Meeting in Japan, KEK proceeding 2001-22, 30-36.
- [4] J.M. Puzovic, I.V. Anicin, Nucl. Instr. and Meth. A 414(1998) 279-282.
- [5] T. Papp, J. L. Campbell, D. Varga, G. Kalinka, Nucl. Instr. and Meth. A 412(1998) 109-122.
- [6] D. W. O. Rogers, Nucl. Instr. and Meth. 199(1982) 531-548.
- [7] R. Meckbach, P. Jacob, Progress in Nuclear Energy, Vol 24,(1990) 321-326.
- [8] J. L. Campbell, G. Cauchon, M. C. Lépy, L. McDonald, J. Plagnard, P. Stemmler, W. J. Teesdale, G. White. Nucl. Instr. and Meth. A 418(1998) 394-404.
- [9] F. Hernández, F. El-Daoushy, Nucl. Instr. and meth. A 484(2002) 625-641.
- [10] H. Hirayama, W.R. Nelson, D.W.O. Rogers, The EGS4 code system, Stanford Linear Accelerator, SLAC-report 265(1985).
- [11] Los Alamos National Laboratory Group X-6, MCNP, A general Monte Carlo code for neutron and photon transport, Los Alamos National Laboratory report LA-7396-(1979).
- [12] R. L. Heath, Scintillation Spectroscopy Gamma-Ray Spectrum Catalogue, IDO-16880, Vols. 1 e 2 (1964).
- [13] Stephen M. Shafroth, Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation, Vol. 1, Gordon and Breach science publishers (1967).
- [14] Myung C. Lee, K. Verghese, R P. Gardner, Nucl. Instr. and Meth. A 262(1987) 430-438.
- [15] J. Y. Zevallos-Chávez, M. T. F. da Cruz, M. N. Martins, V. P. Likachev, C. B. Zamboni, S. P. Camargo, F. A. Genezini, J. A.G. Medeiros, M. M. Hindi, Nucl. Instr. And Meth. A 457(2001) 212-219.
- [16] G. E. Shchukin, V. V. Fedorov, A. M. Hejdelman, K. P. Yakovlev, J. Morel, M. Etcheverry, Nucl. Instr. and Meth. 474(2001)46-54.
- [17] Shunji Goto, Nucl. Instr. and Meth. A 333(1993) 452-457.

Capítulo 2. Função Resposta (FR) de um Detector e Métodos de Determinação da FR

[18] S. Pasic, K. Ilakovic, Nucl. Instr. and Meth. A 405(1998) 45-42.

[19] M. C. Lépy, J. L. Campbell, J. M. Laborie, J. Plagnard, P. Stemmler, W. J. Teesdale, Nucl. Instr. and Meth. A 439(2000) 239-246.

[20] J. M. F. dos Santos, C. M. B. Monteiro, Applied Radiation and Isotopes 55(2001) 331-334.

[21] H. H. Jorch, J. L. Campbell, Nucl. Instr. and Meth. 143(1977) 551-559.

[22] L. A. Mcnelles, J. L. Campbell, Nucl. Instr. and Meth. 127(1975) 73-81.

[23] GEANT – Detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup, Cern (1994).

Capítulo 3

Preparo Experimental para a Determinação da FR

O uso do método semiempírico para a determinação da FR requer a coleção de um conjunto de espectros produzidos por várias fontes radioativas. O conhecimento de como determinados fatores influem na FR (seja da fonte, arranjo experimental ou da eletrônica de detecção) é fundamental. A aplicação da FR em processos de deconvolução ou convolução deve levar em consideração as condições pelas quais foi obtida.

Desta forma o planejamento realizado para estudar a FR dos detectores semicondutores, usados neste trabalho, foi baseado em coletar espectros para diferentes geometrias e eletrônicas de detecção. Este planejamento levou em conta algumas considerações. Foi necessário testar o funcionamento do arranjo experimental como um todo, isto é, para uma certa escolha de detector, geometria (posicionamento do detector, distância fonte-detector, suporte da fonte radioativa e fonte radioativa) e eletrônica de detecção, os espectros coletados deverão apresentar boa estatística de contagens e baixas taxas de empilhamento. Desta forma várias configurações foram testadas, as quais permitiram coletar um grande número de espectros. Os detalhes destas configurações serão descritos neste capítulo.

Na seção 3.1 será discutido o preparo das fontes radioativas e na seção 3.2 será feita uma descrição dos suportes para as fontes radioativas.

Nas seções 3.3 e 3.4 serão descritos dois tipos de geometrias de detecção, que serão chamadas de geometria simples e geometria com blindagem, respectivamente. Um sumário dos detectores usados neste trabalho é mostrado na tabela 3.2. Na seção 3.5 alguns espectros obtidos usando os dois tipos de geometrias serão apresentados.

Nos dois tipos de geometrias mencionadas foi realizada a variação da distância fonte-detector, e os espectros produzidos serão mostrados na seção 3.6.

Nas configurações testadas, foi considerada a variação da eletrônica de detecção através das mudanças do tempo de formação de pulso realizadas num módulo de instrumentação nuclear. O objetivo foi verificar a existência ou não do efeito de *déficit balístico*, a ser descrito na seção 3.7.

Finalmente na seção 3.8, serão mostrados os tipos de estudos da FR que foram realizados neste trabalho.

3.1 Preparo de fontes radioativas

As fontes radioativas usadas na determinação da FR dos detectores semicondutores usados neste trabalho foram preparadas no Laboratório de Metrologia do IPEN/CNEN-SP.

O preparo das fontes consiste na deposição de algumas gotas de material radioativo no centro de uma folha de polietileno de 0,4 mm de espessura. Com a ajuda de um fluxo de gás de nitrogênio as gotas são secadas e cobertas com outra folha de polietileno de 0,1 ou 0,4 mm. Estas espessuras produzem uma pequena atenuação de 2 e 7%, respectivamente, para fótons de 10 keV (apêndice A). Finalmente as fontes são presas com um par de anéis de alumínio nas bordas das folhas de polietileno, selando desta maneira o material radioativo. Os diâmetros dos anéis e do material radioativo são 30 mm e 10 mm, respectivamente (figura 3.1).

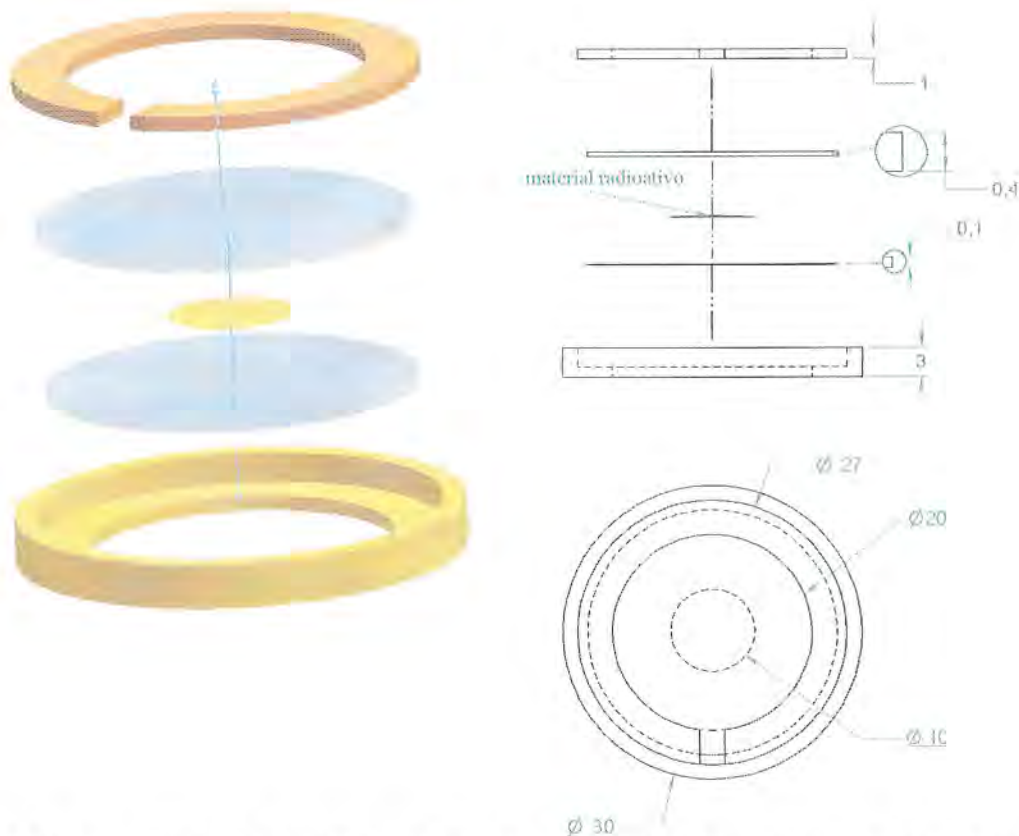


Figura 3.1. Geometria da fonte de radioativa. A figura em perspectiva mostra todos os componentes da fonte radioativa de cima para baixo: anel de alumínio, folha de polietileno, material radioativo, folha de polietileno e anel alumínio. No lado superior direito apresenta-se um corte da fonte desmontada (vista lateral), e no lado inferior direito é mostrado um corte da fonte montada (vista de cima). O diâmetro é indicado como letra grega ϕ . Todas as dimensões são dadas em milímetros.

O conjunto de fontes radioativas usadas neste trabalho é mostrado na tabela 3.1 juntamente com as suas atividades. Nesta tabela também são indicados os detectores juntamente com seu volume ativo (maiores detalhes sobre os detectores são descritos após a seção 3.4).

Tabela 3.1. Fontes radioativas e atividades

Detector	Isótopo	Atividade (μCi)
D1(89 cm ³) e D2(50 cm ³)	⁵⁷ Co	0,11
	* ⁶⁰ Co	3,48
	¹³⁷ Cs	12,0
	¹³³ Ba	0,77
	⁵⁴ Mn	0,23
	¹⁵² Eu	4,62
D3 (5 cm ³) e D5 (Si(Li))	⁵⁷ Co	0,10
	¹⁰⁹ Cd	0,17
	²⁴¹ Am	0,49
	¹⁵² Eu	0,47
	** ¹³³ Ba	0,77
	** ¹⁵² Eu	4,58
D4(8 cm ³)	⁵⁷ Co	0,02
	¹⁰⁹ Cd	0,14
	²⁴¹ Am	0,49
	¹⁵² Eu	0,53

* A fonte de ⁶⁰Co teve uma atividade ligeiramente diferente ao tempo de ser usada com o detector D1 (3,46 (μCi)).

**Dentro desse conjunto, para os detectores de pequeno volume, as duas fontes de ¹³³Ba e ¹⁵²Eu só foram usadas com o detector D5.

3.2 Suportes para as fontes radioativas.

Os suportes usados com os detectores de germânio foram: um suporte longitudinal mais uma peça circular, ambos de lucite conforme ilustrado na figura 3.2 e 3.3, respectivamente. Nestas figuras as dimensões são dadas em milímetros.

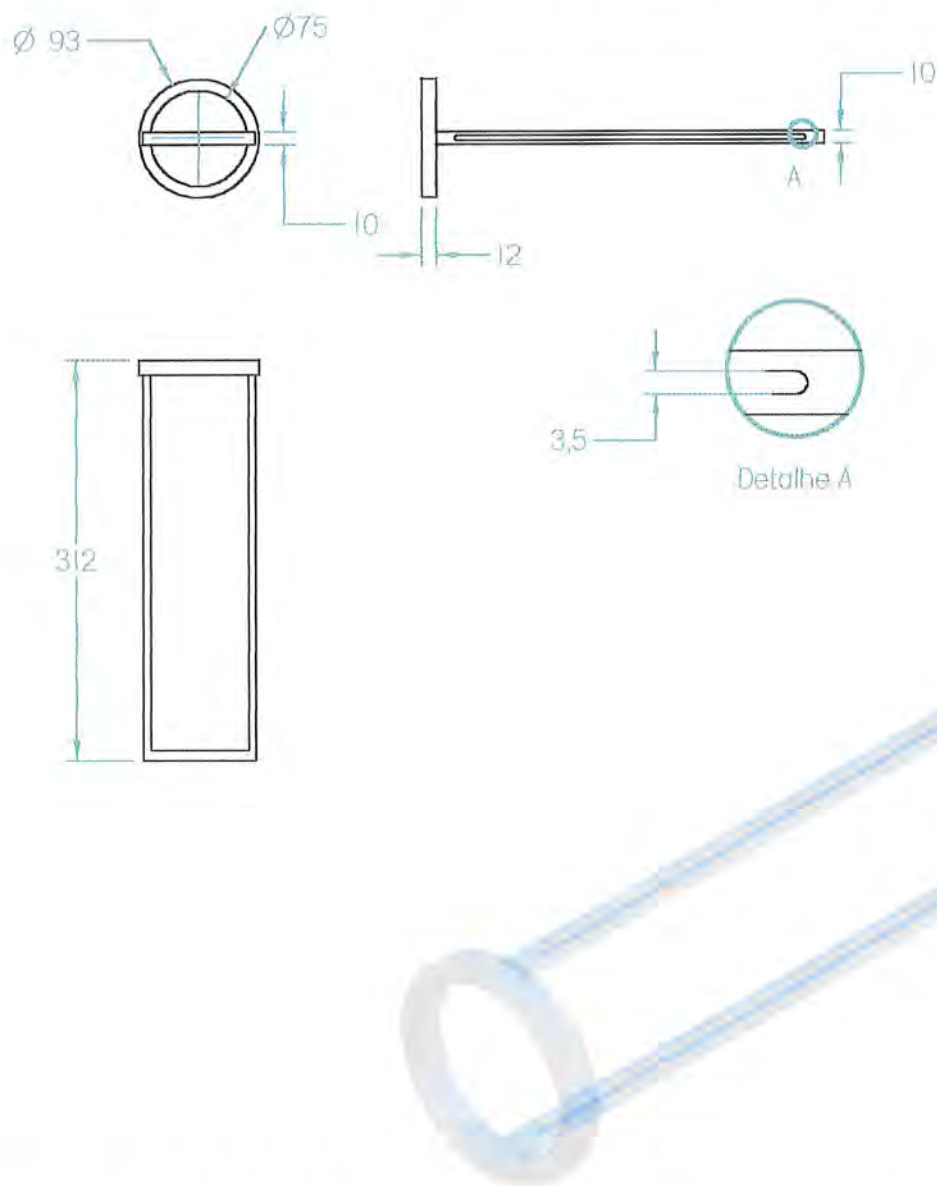


Figura 3.2. Suporte longitudinal de lucite usado com os detectores de germânio.

O suporte mostrado na figura 3.2 possui um anel circular numa das extremidades para encaixar a cápsula externa de alumínio do detector. No detalhe A ou na figura em perspectiva podem-se perceber os trilhos ao longo dos braços do suporte, estes trilhos

servem para a livre movimentação da peça circular de lucite (ver figura 3.3). O suporte contém uma escala graduada em centímetros sobre um dos braços longitudinais. Nesta escala é definida a distância fonte-detector do experimento.

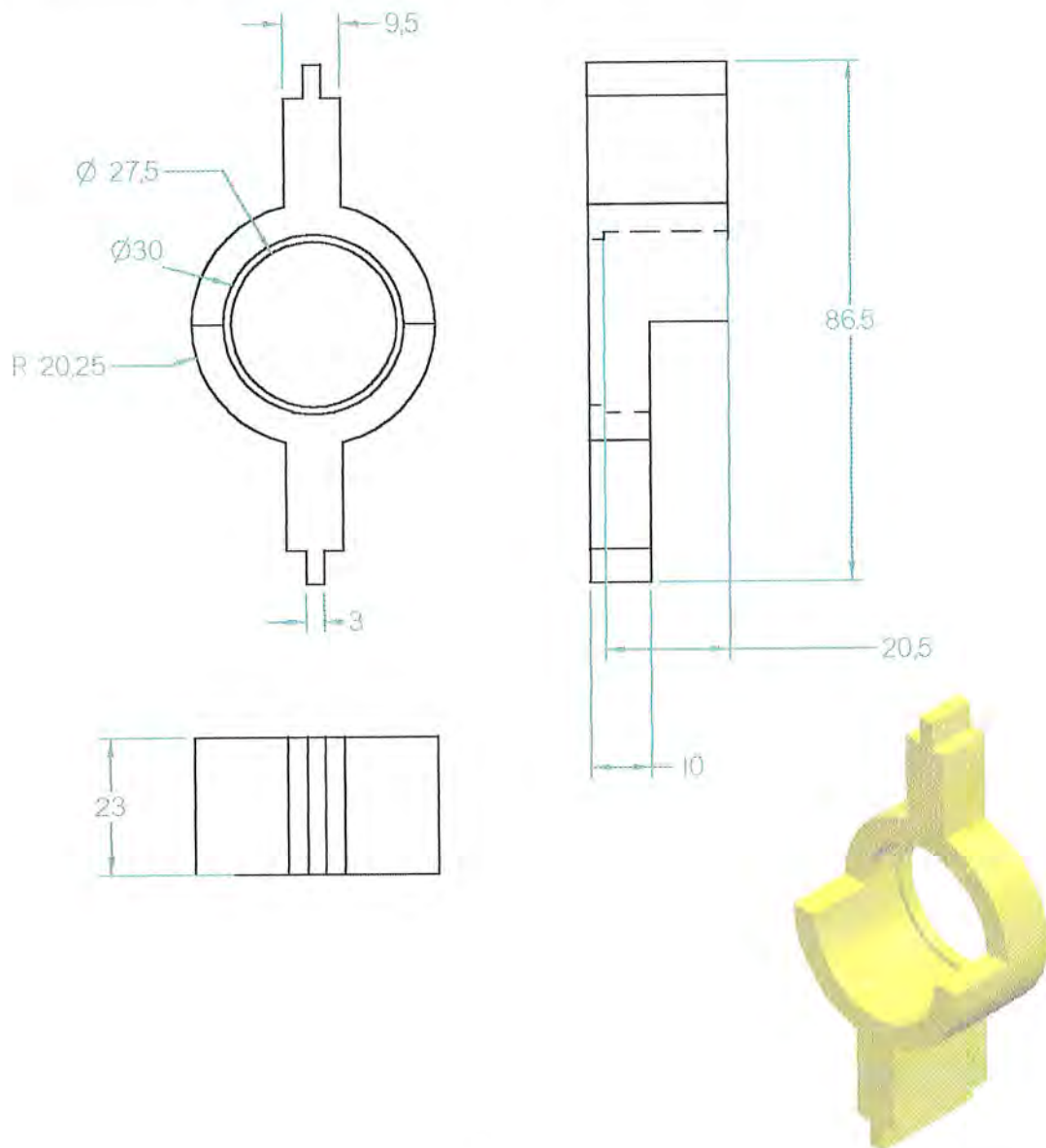


Figura 3.3. Peça circular de lucite. É nesta peça que é colocada a fonte radioativa. Ambas extremidades, superior e inferior da peça, vão encaixadas nos trilhos do suporte longitudinal.

Para o detector de Si(Li) foi usado como suporte um tubo de PVC mais um anel de borracha conforme ilustrado na figura 3.4.

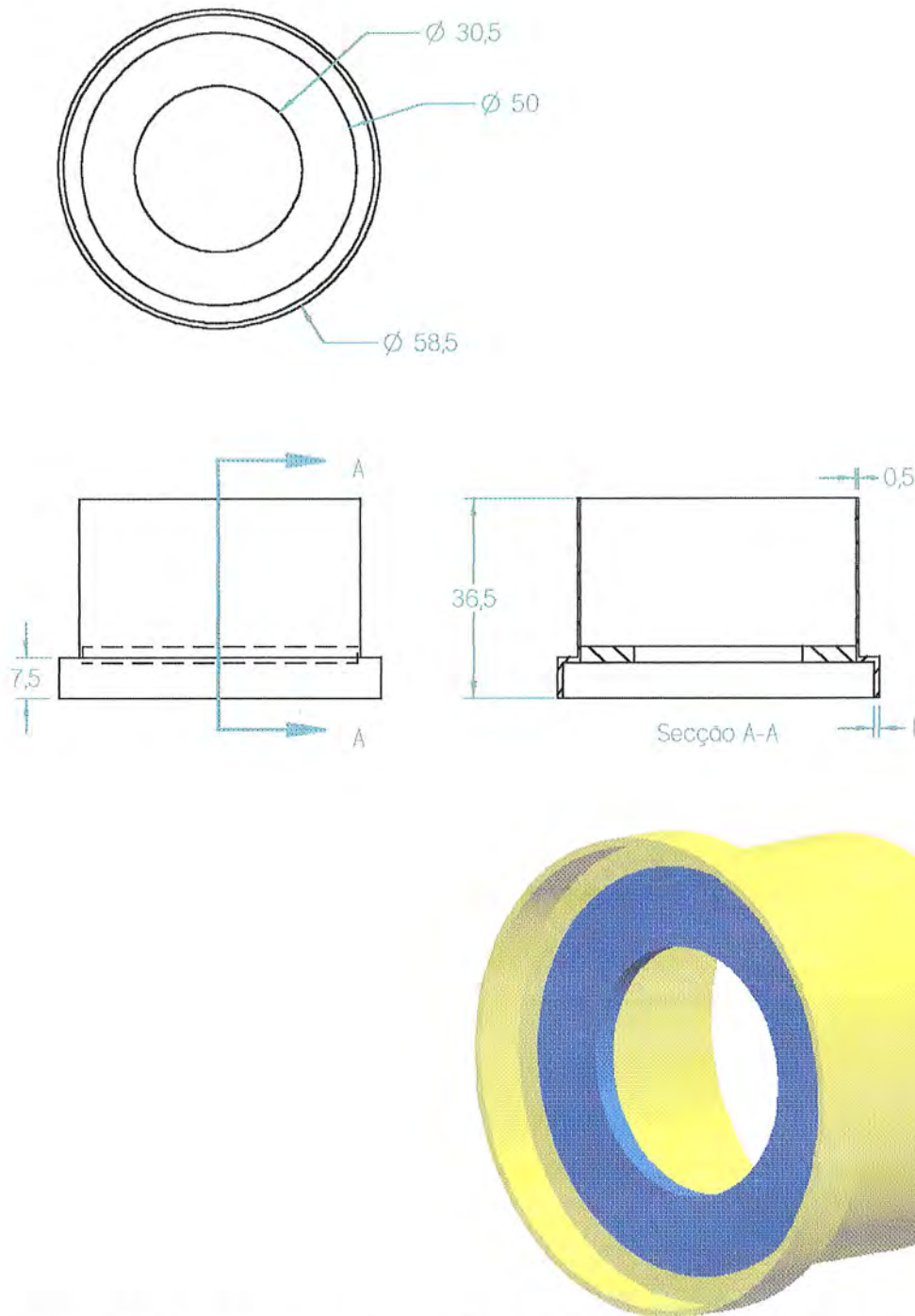


Figura 3.4. Suporte para o detector de Si(Li). Ele é composto de um tubo PVC mais um anel de borracha. O anel de borracha aparece em azul na figura em perspectiva. É neste lugar onde é encaixada a fonte radioativa.

Na figura 3.4, o deslocamento do anel de borracha no interior do tubo define as distâncias fonte-detector.

3.3 Geometria simples.

Usaremos o termo geometria simples na situação onde o arranjo experimental é composto por três sistemas: sistema detector, sistema suporte e o sistema fonte.

O sistema detector refere-se ao conjunto dewar, criostato, cápsula do cristal e o cristal de germânio (ou Si(Li)).

O sistema suporte para os detectores de germânio inclui os suportes mostrados nas figuras 3.2 e 3.3. Para o detector de Si(Li) este sistema inclui o suporte mostrado na figura 3.4.

O sistema fonte foi mostrado na figura 3.1.

Esta geometria simples foi localizada no centro de uma sala de experimentos, afastada o máximo possível de objetos de grande massa e volume. Na figura 3.5 é mostrada esta geometria simples.

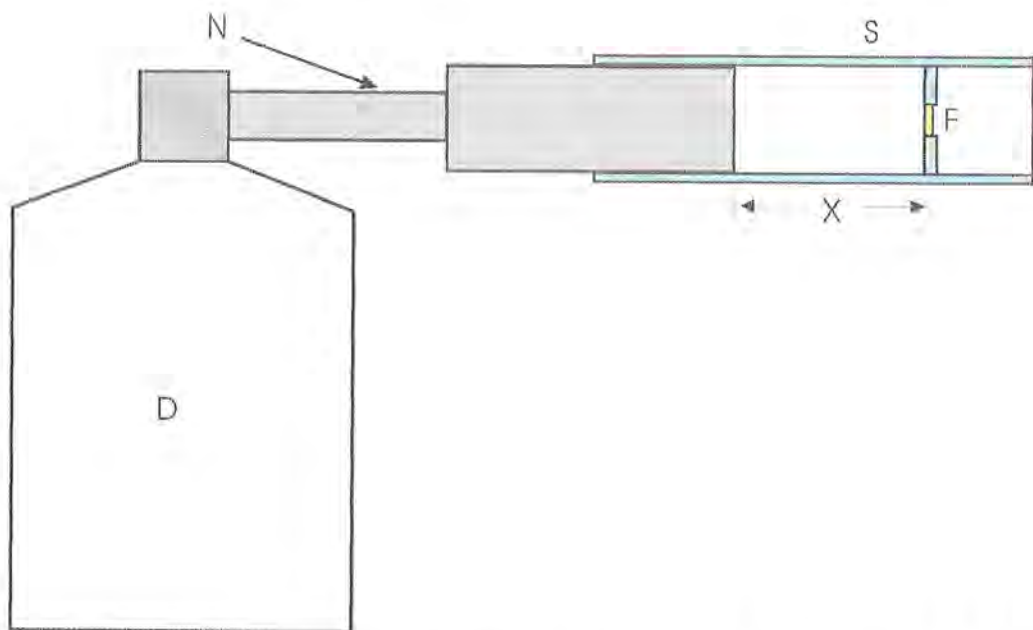


Figura 3.5. Arranjo experimental para a geometria simples com os detectores de germânio. Na figura são mostrados o dewar (D), o criostato (N), a fonte radioativa (F) e os suportes de lucite (S).

Na figura 3.5 mostra o arranjo experimental com os detectores de germânio, um arranjo similar foi usado com o detector de Si(Li).

3.4 Geometria com blindagem.

Esta geometria corresponde à geometria simples posicionada dentro de uma blindagem de ferro. Esta blindagem de ferro possui a forma de um cilindro oco de 43,0 cm de comprimento, 10,3 cm de diâmetro interno e 30,5 cm de diâmetro externo. Veja a figura 3.6.

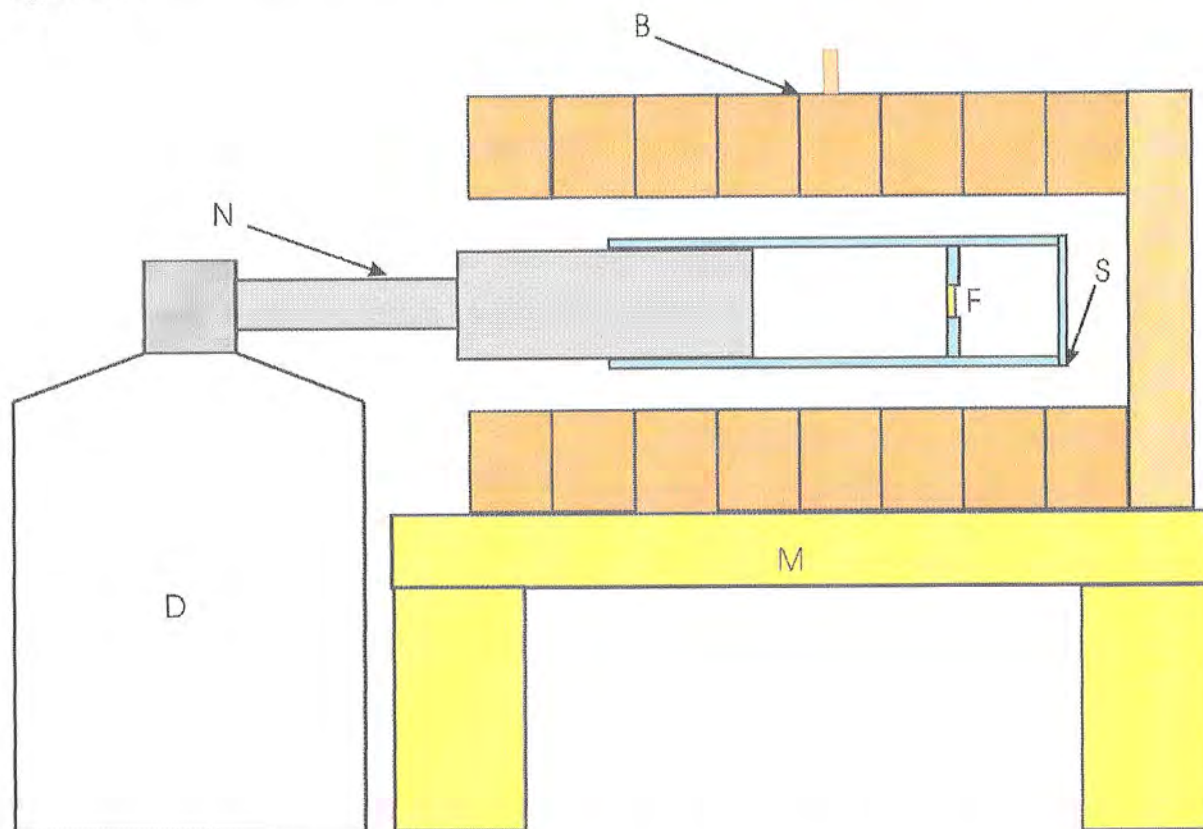


Figura 3.6. Arranjo experimental para a geometria com blindagem. Este é constituído de uma Blindagem de ferro (B), mesa de madeira (M), dewar (D), criostato (N), fonte radioativa (F) e suportes de lucite (S).

Na tabela 3.2 são apresentadas as características relevantes dos diferentes detectores semicondutores usados neste trabalho e no apêndice A as curvas de eficiência para os cinco detectores usados.

Tabela 3.2. Características dos detectores usados neste trabalho.

Detector	tipo e geometria	*diâmetro (mm)	*comprimento (mm)	*volume (cm ³)	FWHM		°C-1 ^d J	°Razão Pico-Compton manual		°V (volts)
					^a medido	^b manual		medido	manual	
D1(HpGe-p)	<i>closed-end</i> coaxial	47	54,4	89	2,08 keV	1,77 keV	^c 0,7mm	43,6	51,4	+4800
D2(HpGe-p)	<i>closed-end</i> coaxial	45,8	36,1	50	2,09 keV	1,63 keV	^c 0,7mm	33,5	45,8	+2500
D3(HpGe-p)	Planar LEPS	25	10	5	669 eV	530 eV	^d 0,25mm	-	-	-1000
D4(HpGe-p)	Planar LEPS	32	10	8	607 eV	568 eV	^d 0,254mm	-	-	-1000
D5(Si(Li))	Planar LEPS	6	5,2	0,147	279 eV	163 eV	^d 0,025mm ^e 0,1µm	-	-	-1000

*O diâmetro e comprimento referem-se ao cristal e o volume é o volume ativo total.

^a Valor calculado através dos ajustes para um tempo de formação de pulso de 6 µs. Para o detector de Si(Li) o valor medido é em relação ao fóton de 14,4 keV do ⁵⁷Co.

^b Valor extraído do manual. Para os detectores D1 e D2 este valor é medido em relação ao fóton de 1,33 MeV do ⁶⁰Co, para os detectores D3 e D4 este valor é medido em relação ao fóton de 122 keV do ⁵⁷Co e para o detector de Si(Li) este valor é medido em relação ao raio-X K_α do Mn de energia 5,9 keV.

^c Espessura da camada de absorção de germânio.

^d Espessura da janela de berílio.

^e Espessura da camada morta de Si(Li).

^f A razão pico para Compton é medida em relação ao fóton gama de 1332 keV do ⁶⁰Co.

^g Voltagem de polarização.

Tanto os detectores de germânio como o de Si(Li) são de fabricação EG&G ORTEC.

3.5 Espectros obtidos usando os dois tipos de geometrias.

Nos espectros a serem mostrados nas futuras seções, já foi realizada a subtração das contagens de fundo.

3.5.1 Espectros obtidos para a geometria simples.

Os espectros obtidos com a geometria simples serviram de referência para poder compara-los com outros espectros usando outras geometrias (a geometria com blindagem, por exemplo). É com os espectros coletados a partir da geometria simples, que se tem menos complexidade para o calcular a FR do detector. O aumento em complexidade está relacionado com a descrição da estrutura de espalhamento, detectada por nosso arranjo experimental, devida à interação de fótons com materiais nas vizinhanças do cristal semiconductor. Para o caso de geometria simples é possível observar as estruturas de espalhamento, como mostrado nas figuras 3.7 e 3.8.

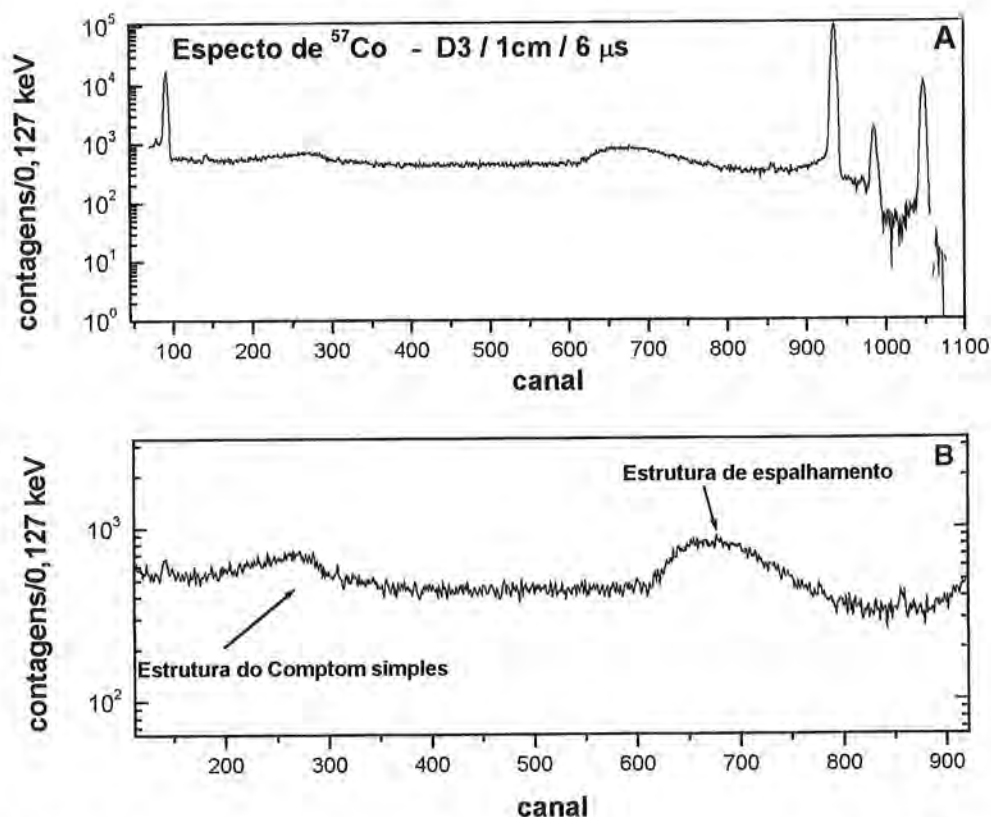


Figura 3.7. Espectros de energia da fonte de ^{57}Co usando o detector D3(5 cm^3), para um tempo de formação de pulso de 6 μs com 1 hora de aquisição e para uma distância fonte detector de 1 cm.

Na parte “A” da figura 3.7, é mostrado o espectro total de ^{57}Co . Na parte “B” (detalhe da figura “A”), são mostrados: à direita, a estrutura de espalhamento devido aos fótons de energias E2(122 keV) e E3(136 keV) nas vizinhanças do cristal e à esquerda a estrutura do espalhamento Compton simples, dos mesmos fótons, no cristal semiconductor.

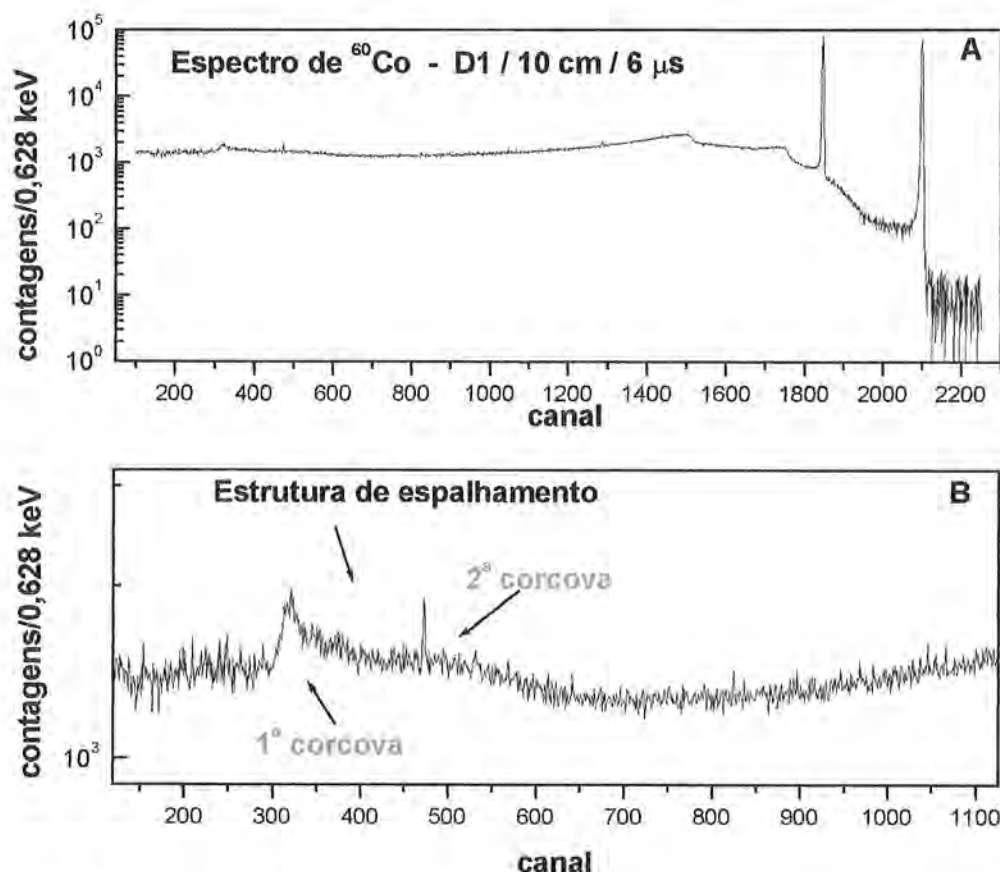


Figura 3.8. Espectros de energia da fonte de ^{60}Co usando o detector D1(89 cm^3) para um tempo de formação de pulso de 6 μs com 1 hora de aquisição e para uma distância fonte detector de 10 cm.

Na parte “A” da figura 3.8, é mostrado o espectro total de ^{60}Co . Na parte “B” (detalhe da figura “A”), é mostrada a estrutura de espalhamento devido aos fótons de energias E1(1173 keV) e E2(1332 keV) nas vizinhanças do cristal.

Nesta seção 3.5.1, só foram mostrados espectros para duas fontes radioativas (^{57}Co e ^{60}Co) e para dois detectores (D3 e D1). Outros espectros obtidos com a geometria simples serão mostrados, juntamente com os espectros obtidos usando a blindagem de ferro, na

seção 3.5.2. Para fins de abreviar o enunciado: espalhamento de fótons nas vizinhanças do cristal semiconductor poderá ser usado o termo **REV**.

3.5.2 Espectros obtidos para geometria com a blindagem de ferro.

Em cada figura desta seção é feita a comparação entre dois espectros, um espectro produzido sem blindagem (ou com a geometria simples) e outro com a blindagem de ferro. A finalidade de apresentar os espectros desta forma é para apreciar melhor o efeito da blindagem de ferro nos espectros coletados. Dois efeitos são esperados usando a blindagem de ferro, um deles é o aumento do número de eventos detectados provenientes de múltiplo espalhamento de fótons nas vizinhanças e o segundo é a diminuição na radiação de fundo.

Para ilustrar, alguns espectros são mostrados a seguir.

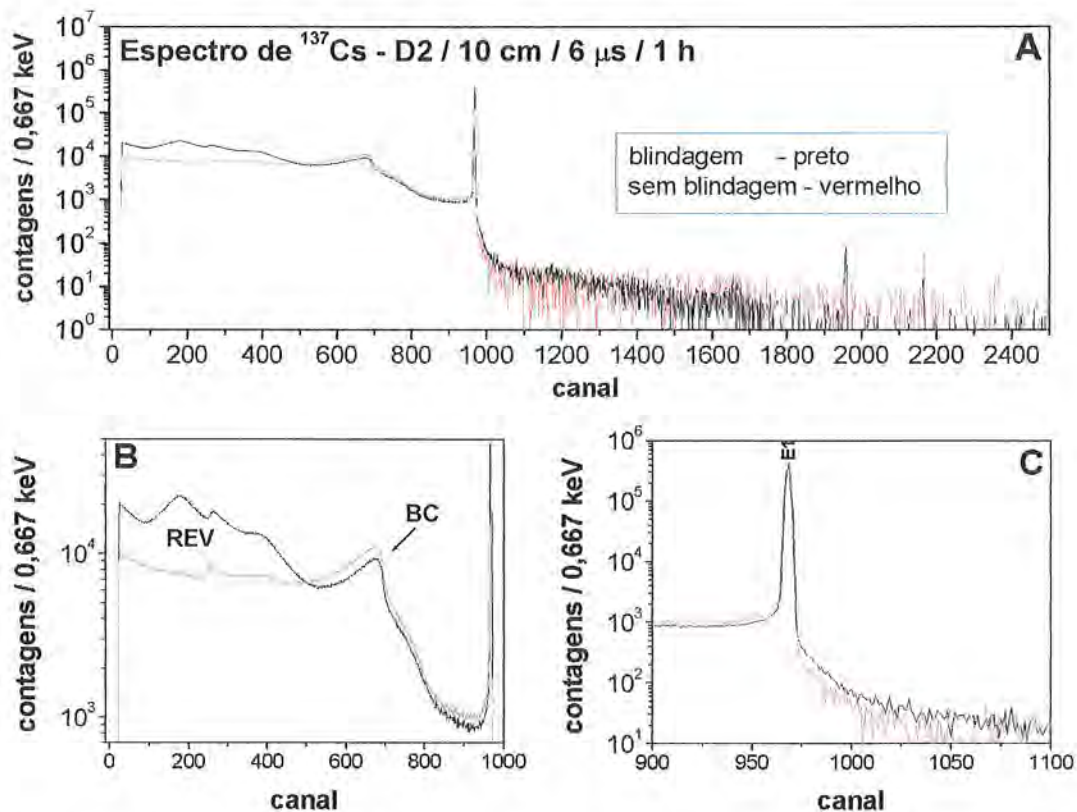


Figura 3.9. Espectros de ^{137}Cs usando o detector D2(50 cm^3) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{137}Cs . Em “B” é mostrada a estrutura do REV, e é indicada a borda Compton (BC). Em “C” é mostrado o fóton de energia E1(661,66keV) emitida por essa fonte.

Na figura 3.9 nota-se que, a forma da estrutura do REV quando usada a blindagem é muito mais complexa que para o caso da geometria simples. Nesta mesma figura é observado que, a forma dos espectros com e sem da blindagem são similares fora da região onde a estrutura do REV é mais importante, podendo desta maneira usar a descrição da FR do sistema simples para o sistema com blindagem fora dessa região. Continuando, são mostrados espectros de outras fontes radioativas onde as estruturas de espalhamento são produzidas por mais de uma transição gama.

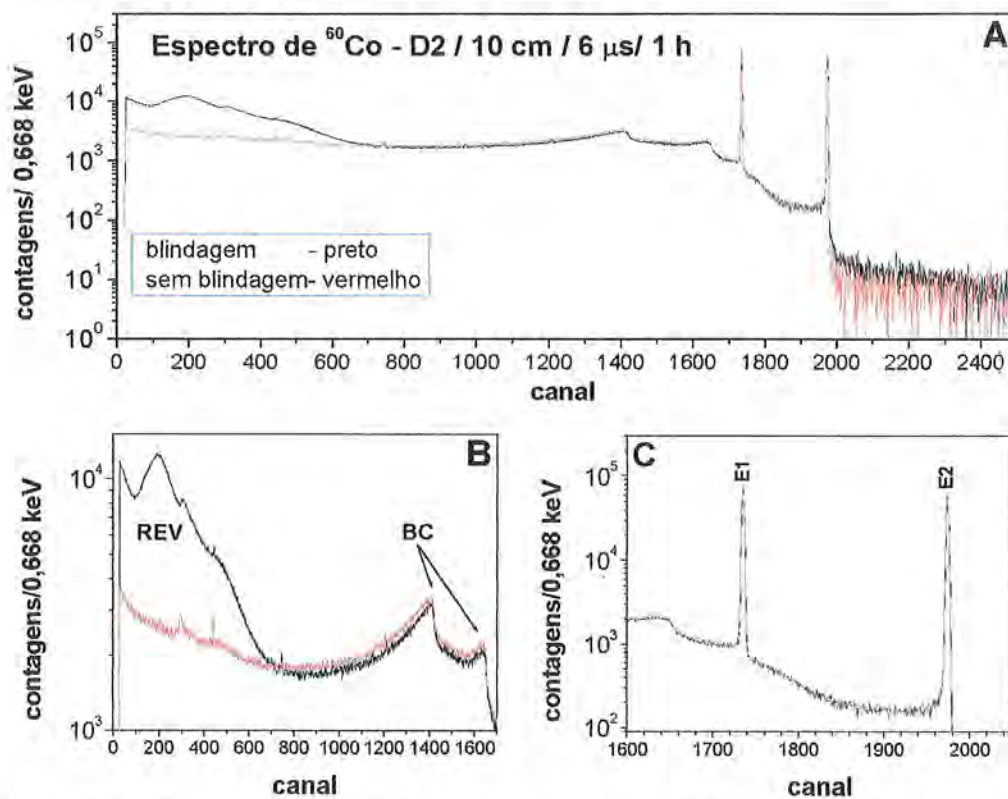


Figura 3.10. Espectros de ^{60}Co usando o detector D2(50 cm³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura "A" são mostrados os espectros totais de ^{60}Co . Em "B" é mostrada a estrutura do REV, e são indicadas as posições das bordas Compton (BC) correspondentes aos fótons de energias E1(1173keV) e E2(1332 keV). Em "C" são mostradas os fótons de energias E1 e E2 emitidas por essa fonte.

Na figura 3.10, a estrutura do REV no espectro de ^{60}Co está associada aos fótons com energias E1(1173keV) e E2(1332 keV). No espectro produzido usando a blindagem, a maior parte da estrutura do REV tem a sua origem na própria blindagem de ferro. Portanto a estrutura de espalhamento é produzida pela detecção dos fótons secundários (fótons

espalhados) originados na blindagem, envolvendo uma grande família de ângulos de espalhamento.

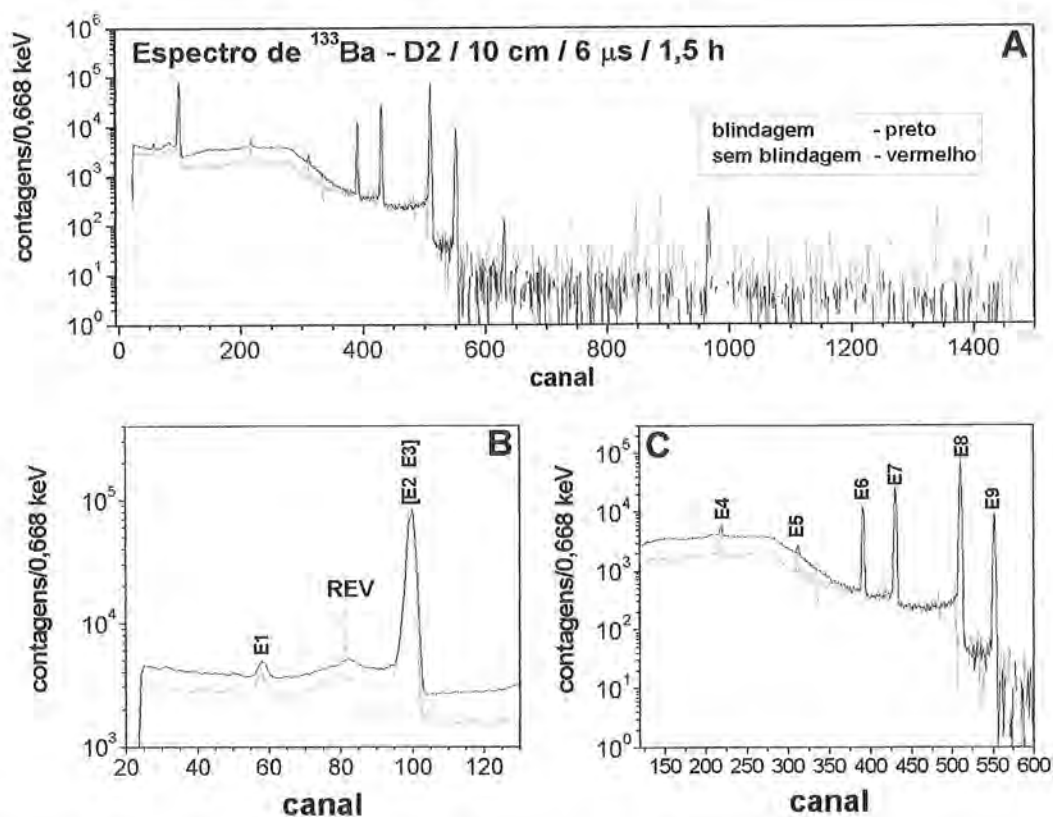


Figura 3.11. Espectros de ^{133}Ba usando o detector D2(50 cm^3) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura "A" são mostrados os espectros totais de ^{133}Ba . Em "B" são mostradas três transições gama (53,1 79,6 e 80,9 keV) e a estrutura do REV dentro e fora da blindagem. Em "C" são mostrados, os seis fótons de energias E4(160,6), E5(223,2), E6(276,4), E7(302,9), E8(356,0) e E9(383,4 keV) sobre um fundo contínuo. Este fundo é devido principalmente ao Compton no cristal de germânio, o REV e ao escape de fotoelétrons do cristal de germânio.

Na parte "B" da figura 3.11, é mostrada a estrutura do REV associada aos fótons de energias E2(79,6 keV) e E3(80,9 keV). Em "C", a estrutura de espalhamento terá uma forma complexa sendo determinada pela contribuição de cada uma das transições que aparecem nessa região.

Vejamos agora o efeito produzido pela blindagem nos detectores de pequenos volumes.

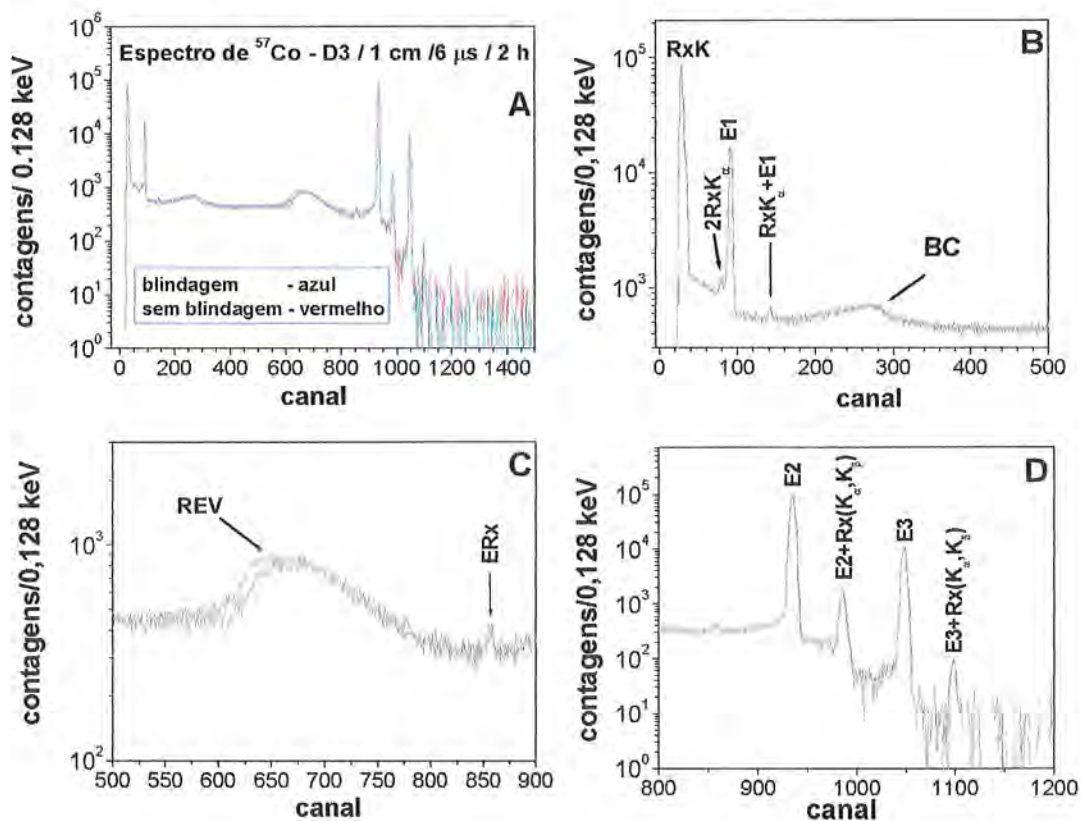


Figura 3.12. Espectros de ^{57}Co usando o detector D3(5 cm³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{57}Co . Em “B” são mostrados o fóton de energia E1(14,4 keV), os raios-X K_{α} e K_{β} , a borda Compton (BC) dos fótons de maior energia e duas somas (devidas ao efeito de empilhamento). Em “C” são mostradas a estrutura do REV dentro e fora da blindagem mais o pico de escape dos raios-X do germânio (ERx). Em “D” são mostradas duas transições gama de energias E1(122) e E2(136 keV) e duas somas devidas também ao empilhamento.

Na figura 3.12, é mostrada que a única variação observada é na região da estrutura do REV (parte “C” da figura). As outras características dos espectros permanecem constantes. No espectro de ^{57}Co a estrutura do REV é produzida pelos fótons de energias 122 keV e 136 keV.

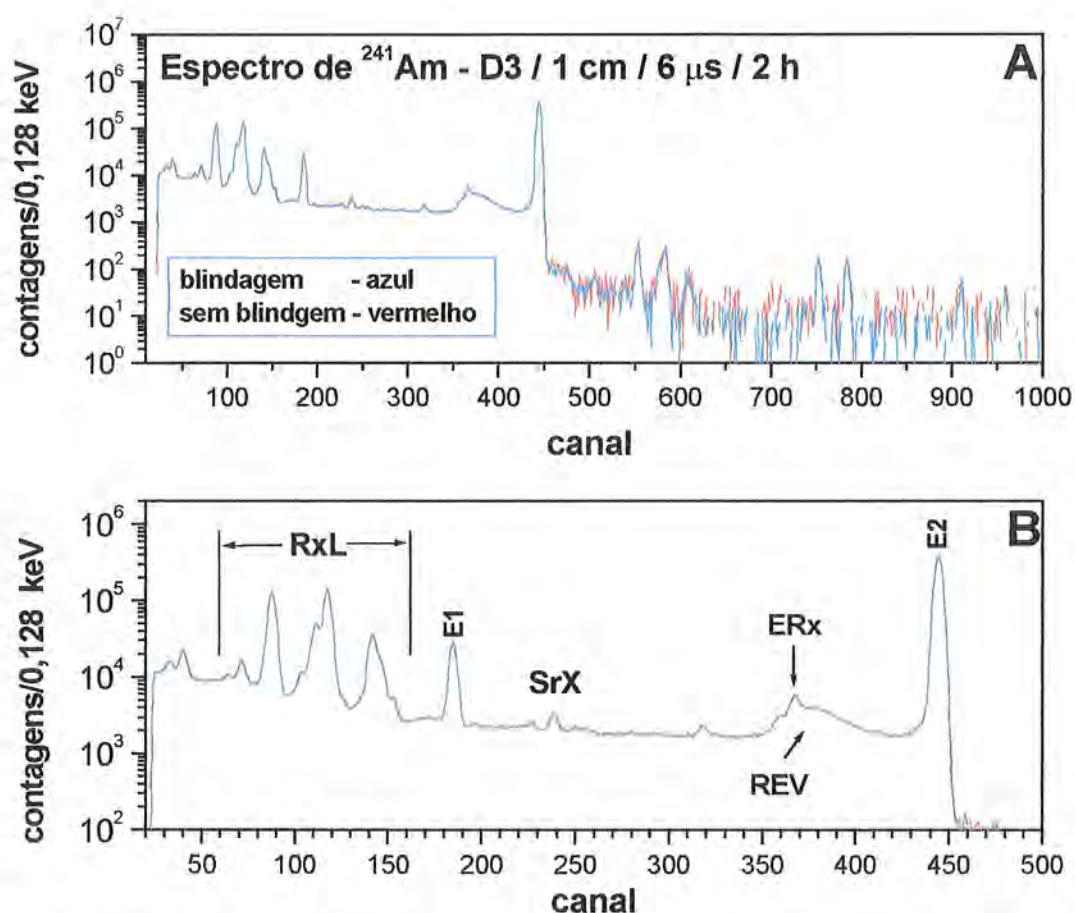


Figura 3.13. Espectros de ^{241}Am usando o detector D3(5 cm³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{241}Am . Em “B” são mostradas a família de raios-X L, os dois fótons de energias E1(26,34) e E2(59,5 keV), a estrutura do REV dentro e fora da blindagem mais o pico de escape dos raios-X do germânio (ERx). Algumas somas, devidas ao empilhamento dos raios-X L também são mostradas.

Na figura 3.13 fica evidenciado que a forma geral do espectro é mantida mesmo usando a blindagem. A estrutura do REV é produzida pelo fóton de energia 59,5 keV.

Uma das formas de modificar a forma do espectro detectado de ^{241}Am , usando a blindagem, é aumentar a distância fonte-detector. No apêndice B.1 são mostrados três espectros de ^{241}Am para três diferentes distâncias fonte-detector, 1 cm (da figura 3.13), 5 cm e 10 cm, respectivamente.

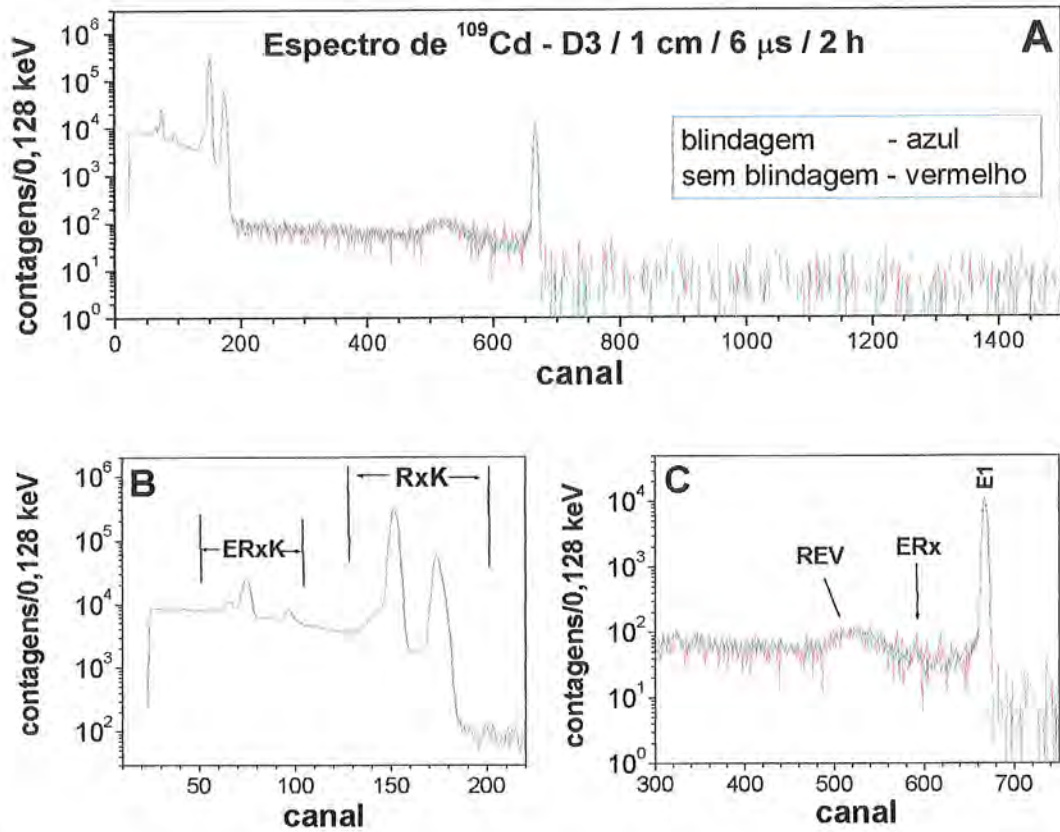


Figura 3.14. Espectros de ^{109}Cd usando o detector D3(5 cm^3) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura "A" são mostrados os espectros totais de ^{109}Cd . Em "B" são mostradas a família de raios-X K e os escapes dos próprios raios-X K (ERxK). Em "C" são mostradas, a estrutura do REV dentro e fora da blindagem e o pico de escape dos raios-X do germânio (ERx), devido ao fóton de energia E1(88 keV) emitida por essa fonte.

Na figura 3.14, da mesma forma que no caso anterior (figura 3.13), é observado que o espectro total mantém suas características tanto na região de raios-X como na região do fótópico.

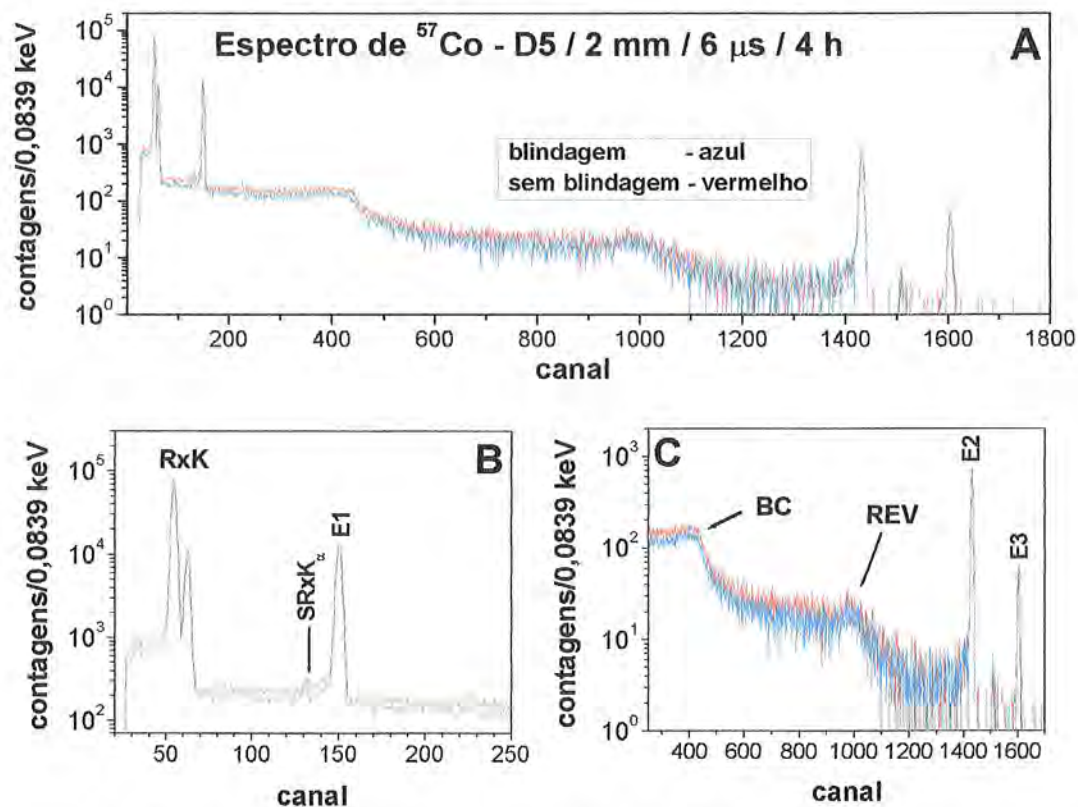


Figura 3.15. Espectros de ^{57}Co usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura "A" são mostrados os espectros totais de ^{57}Co . Em "B" são mostradas a família de raios-X K, a transição gama de energia E1(14,4 keV) e o pico soma de raios-X(SRxK $_{\alpha}$). Em "C" são mostradas a estrutura do REV dentro e fora da blindagem e a borda Compton (BC), produzidas pelos fótons de energias E2 (122 keV) e E3 (136 keV) emitidas por essa fonte.

Na figura 3.15 é mostrado que a forma geral de ambos espectros obtidos usando o detector de Si(Li), com e sem blindagem, é mantida.

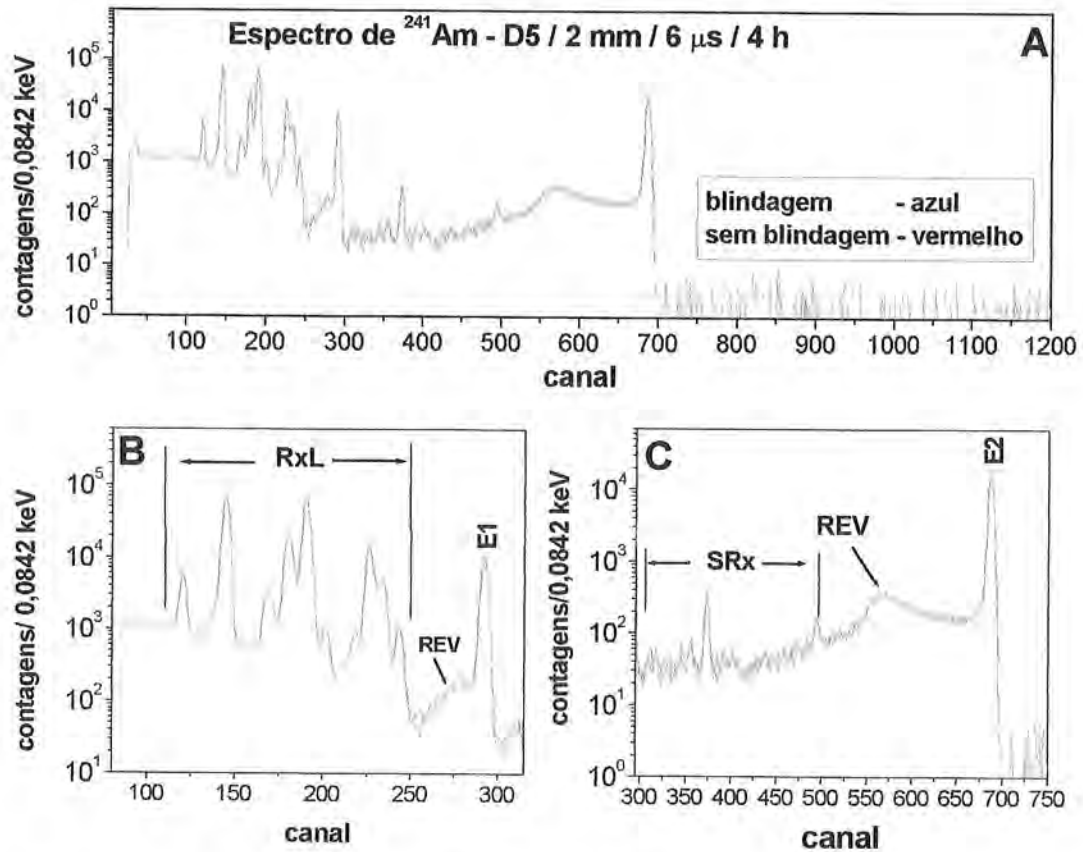


Figura 3.16. Espectros de ^{241}Am usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{241}Am . Em “B” são mostradas a família de raios-X L, a transição de energia E1(26,34 keV) e a estrutura do REV associada ao fóton de energia E1. Em “C” são mostradas a estrutura do REV dentro e fora da blindagem, o fóton de energia E2(59,5 keV) e algumas somas de raios-X L (SRx).

Na figura 3.16, de maneira similar ao caso da figura 3.15, tem-se que a forma geral dos espectros de ^{241}Am , obtidos com e sem blindagem, é mantida.

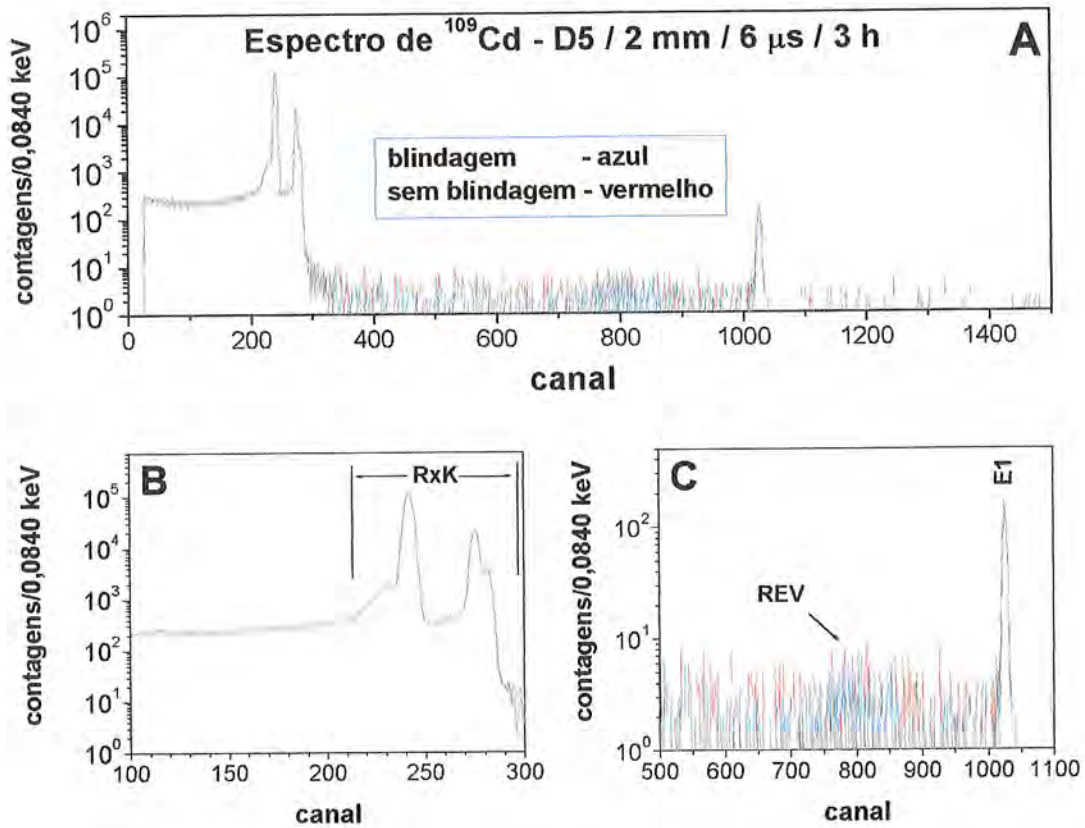


Figura 3.17. Espectros de ^{109}Cd usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente. Na figura "A" são mostrados os espectros totais de ^{109}Cd . Em "B" é mostrado a família dos raios-X K. Em "C" é mostrada a estrutura do REV dentro e fora da blindagem e o fóton de energia E1(88 keV) emitida por essa fonte.

Na figura 3.17, é mostrado, como nas figuras 3.15 e 3.16, mais uma vez que a forma dos espectros obtidos com e sem blindagem é mantida. Portanto para o detector Si(Li) o uso da blindagem não tem nenhum efeito relevante.

3.6. Variação da distância fonte-detector.

A distância fonte-detector é definida como a distância entre a fonte radioativa e a face frontal do *end cup* do detector, como indicado na figura 3.5 através da variável X.

Três diferentes distâncias (5, 10 e 18 cm) foram usadas para os detectores D1 e D2, três diferentes distâncias (1, 5 e 10 cm) para o detector D3, duas para o detector D5 (2 mm e 2,6 cm) e uma só (2 cm) para o detector D4.

Estas distâncias foram selecionadas de tal forma a se conseguir estatística suficiente para a análise dos espectros no caso dos detectores de pequeno volume (D3, D4 e D5), e evitar taxas de tempo morto elevadas ($< 15\%$) e altas taxas de empilhamento para o caso de detectores de grande volume. Esta escolha levou também em conta as atividades das fontes usadas com cada detector.

Esta mudança geométrica produz a distâncias fonte-detector maiores, uma diminuição do número de eventos detectados (devido às fontes radioativas usadas) em todo o intervalo de energia. Uma variação também muito significativa é observada na estrutura do REV, tanto nos detectores de grande como nos de pequeno volume. Isto é devido à mudança do ângulo sólido de chegada dos fótons à face frontal do *end cup* do detector.

Nas seções 3.6.1 e 3.6.2 serão apresentados espectros experimentais (usando-se várias distâncias fonte-detector) obtidos com a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.

Os espectros das seções 3.6.1 e 3.6.2 foram obtidos com um tempo de formação de pulso de 6 μs escolhido num módulo de instrumentação nuclear a ser descrito na seção 3.7.

3.6.1 Variação da distância fonte-detector para a geometria simples.

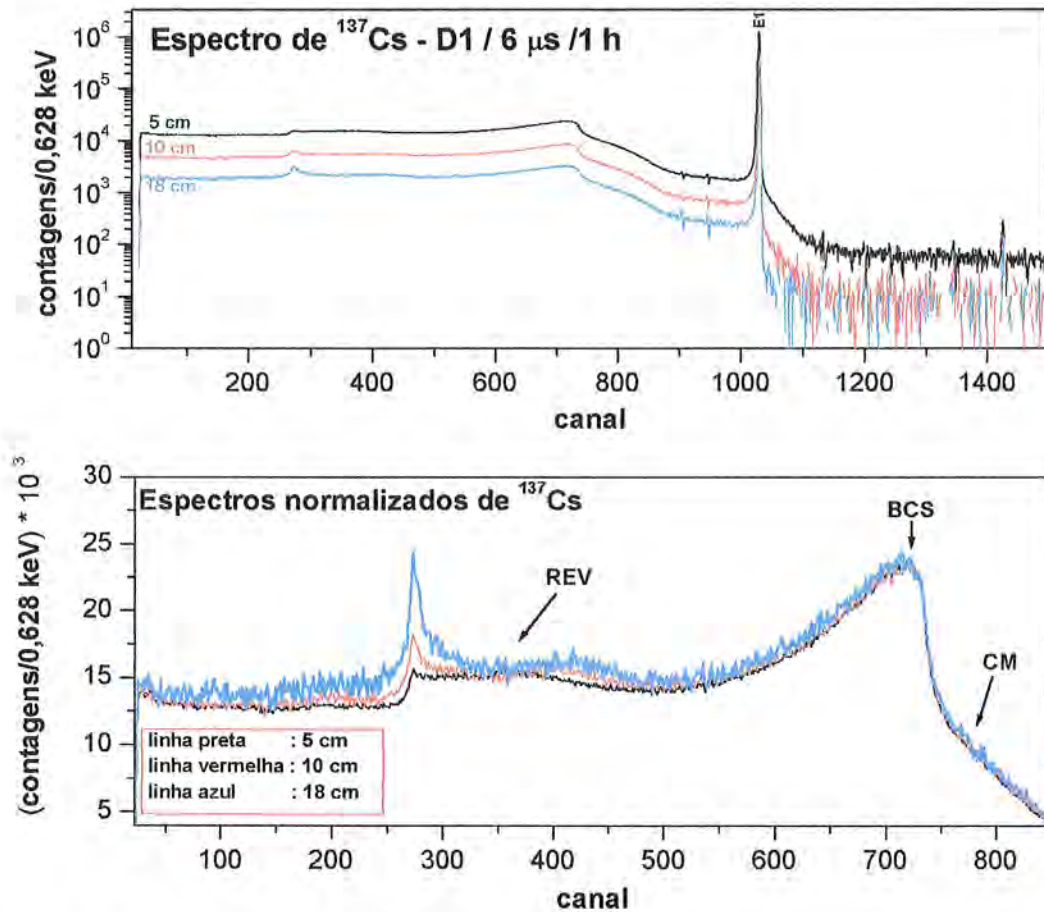


Figura 3.18. Espectros de ^{137}Cs para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 1 hora. Na figura superior são mostrados os espectros totais de ^{137}Cs produzidos pela detecção do fóton de energia E1(661,66 keV). Na figura inferior são mostrados os três espectros normalizados em relação à altura da borda Compton simples (BCS) do espectro produzido para 5 cm de distância fonte detector.

Na parte inferior da figura 3.18 pode-se ver a estrutura do REV sendo diferente para cada caso. Fora da região do REV, a forma geral dos três espectros é mantida. Nesta figura está indicada também a posição da borda do Compton simples BCS. As letras CM que aparecem na figura foram usadas para indicar o efeito Compton múltiplo no detector. Este efeito será tratado em detalhe no capítulo 4.

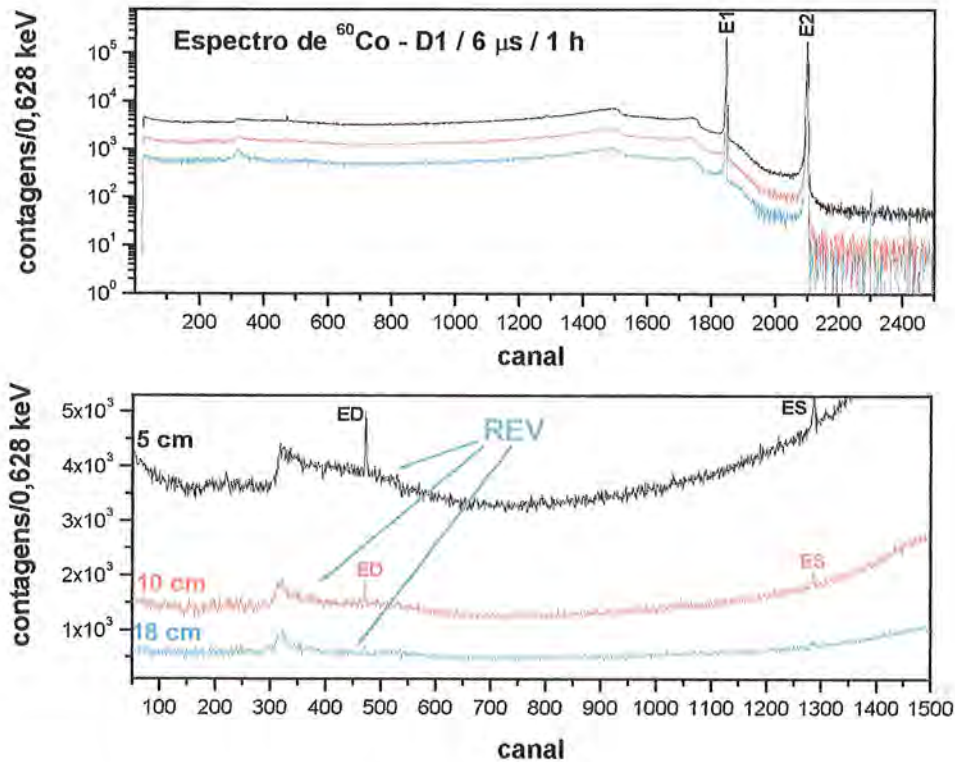


Figura 3.19. Espectros de ^{60}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 1 hora. Na figura superior são mostrados os espectros totais de ^{60}Co produzidos pela detecção dos fótons de energia E1(1173 keV) e E2(1332 keV). Na figura inferior é indicada a estrutura do REV.

Na parte inferior da figura 3.19 pode-se ver a estrutura do REV diferente para cada caso. Nesta figura também são mostrados os picos de escape simples (ES) e duplo (ED) dos fótons de aniquilação (já mencionados no capítulo 1), pertencentes a um dos fótons emitidos por esta fonte (1332 keV). Estes picos de escape serão descritos no capítulo 4.

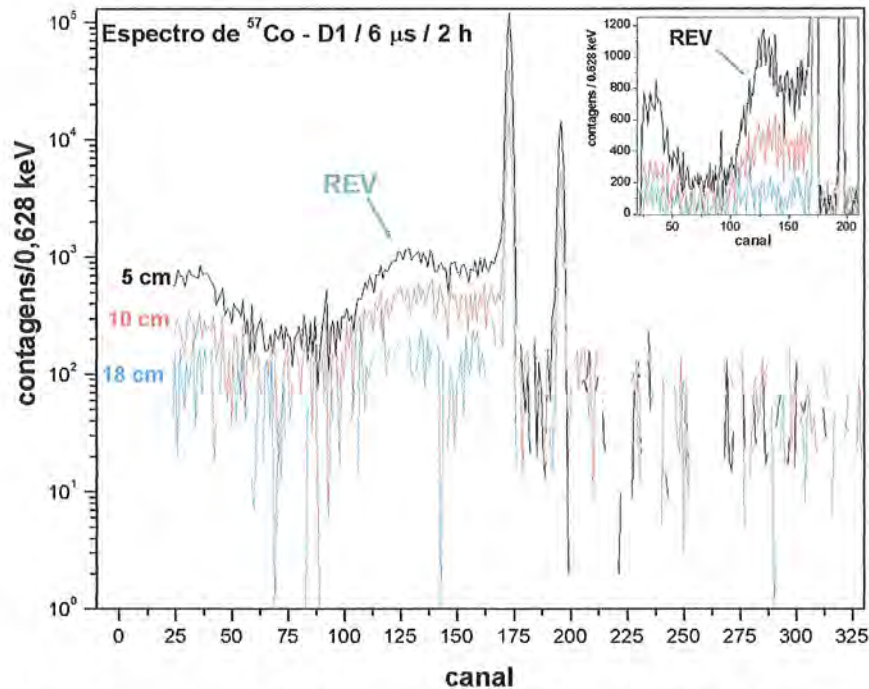


Figura 3.20. Espectros de ^{57}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 2 horas. Na figura são mostrados os espectros totais de ^{57}Co produzidos pela detecção dos fótons de energias E1(122 keV) e E2(136 keV). Na figura é indicada também a estrutura do REV.

No detalhe na parte superior da figura 3.20 são mostrados a região da estrutura do REV e o Compton simples, diferentes para cada caso de distância fonte-detector.

Outros espectros experimentais para o detector D1 podem ser vistos no apêndice B.2. Os espectros experimentais para o detector D2 são qualitativamente similares àqueles mostrados nas figuras 3.18. até 3.20. A seguir são mostrados espectros obtidos com os detectores de pequeno volume.

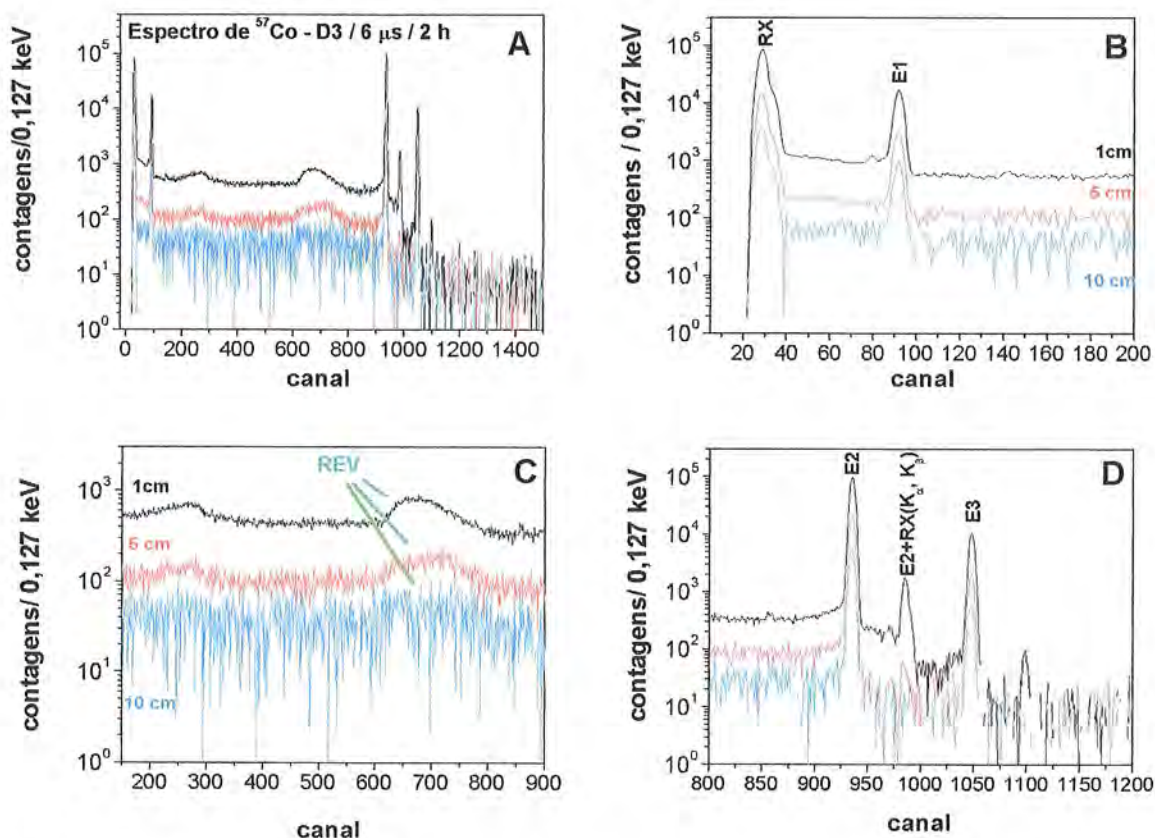


Figura 3.21. Espectros de ^{57}Co para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 2 horas. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{57}Co . Nas outras figuras “B”, “C” e “D” são mostrados detalhes das regiões dos espectros.

Na figura 3.21, parte “B”, são mostrados a região dos raios-X e o fóton de baixa energia E1(14,4 keV). Na mesma figura, parte “C”, fica evidente a região do Compton (à esquerda) e a estrutura do REV (à direita). Finalmente, na parte “D” da figura observa-se os fótons de mais alta energia emitidos por essa fonte (E2(122 keV) e E3(136 keV)) e foi indicada também a soma por empilhamento com os raios-X, E2+RX(K_{α} , K_{β}).

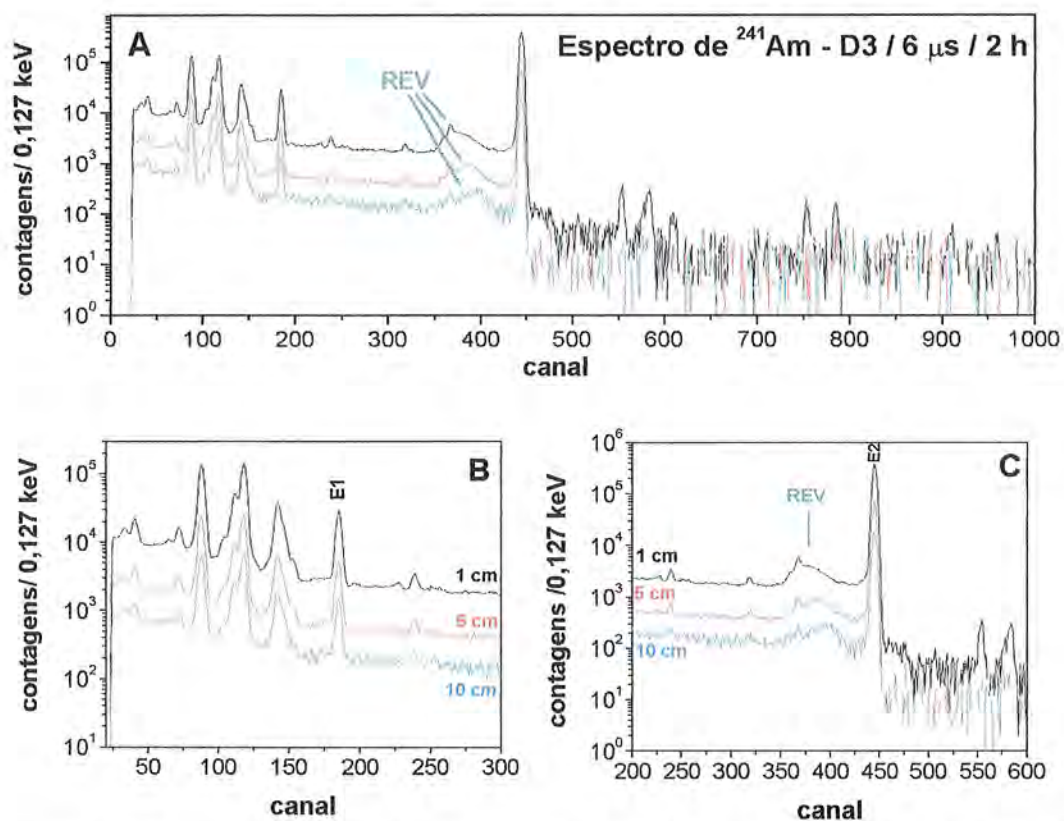


Figura 3.22. Espectros de ^{241}Am para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 2 horas. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{241}Am . Em “B” são mostrados a região de todas as famílias dos raios- X e fóton de baixa energia E1(26,34 keV). Em “C” fica evidente a estrutura do REV mais o fóton de energia E2(59,5 keV) emitido por essa fonte.

Outros espectros correspondentes a este detector D3 podem ser vistos no apêndice B.3. Finalmente mostra-se alguns espectros para o detector D5. Outros espectros deste detector podem ser vistos no apêndice B.4.

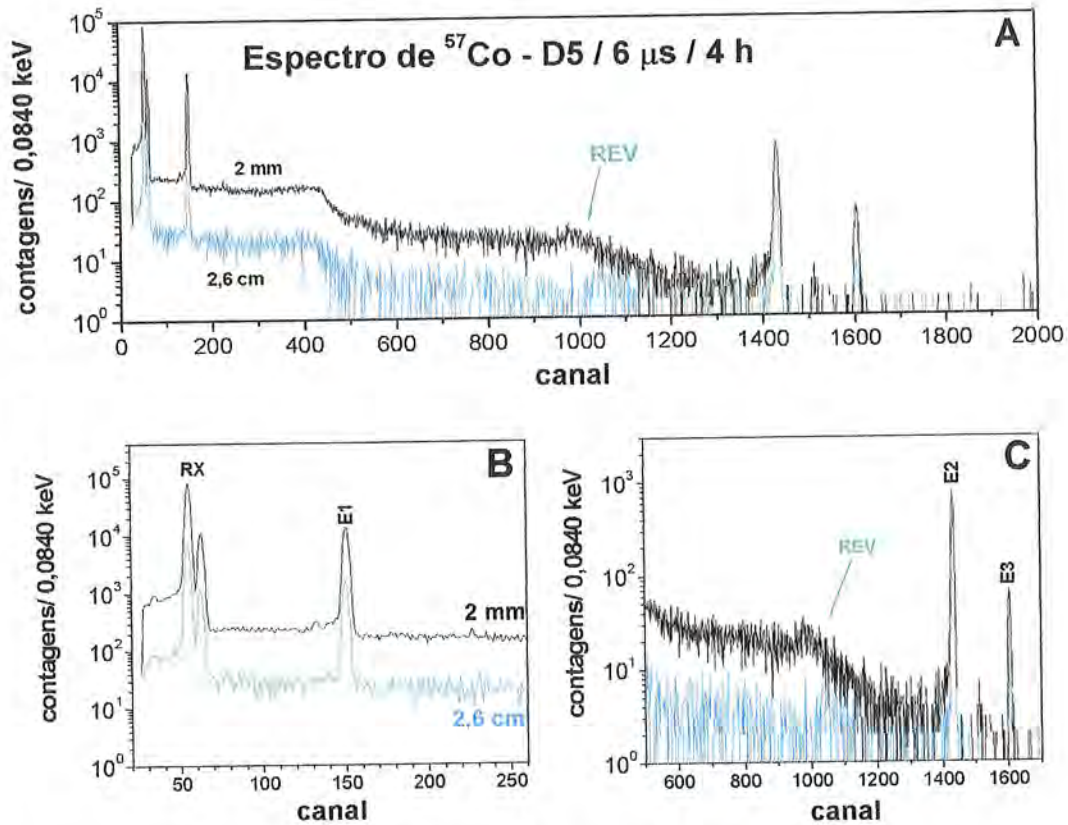


Figura 3.23. Espectros de ^{57}Co para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 4 horas. Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{57}Co . Nas outras figuras “B” e “C”, são mostrados outros detalhes dos espectros.

Na figura 3.23, parte “B”, são mostrados a região dos raios-X e o fóton de baixa energia E1(14,4 keV). Na mesma figura , parte “C”, fica evidente a estrutura do REV mais os dois fótons de energias E2(122 keV) e E3(136 keV) emitidos por essa fonte.

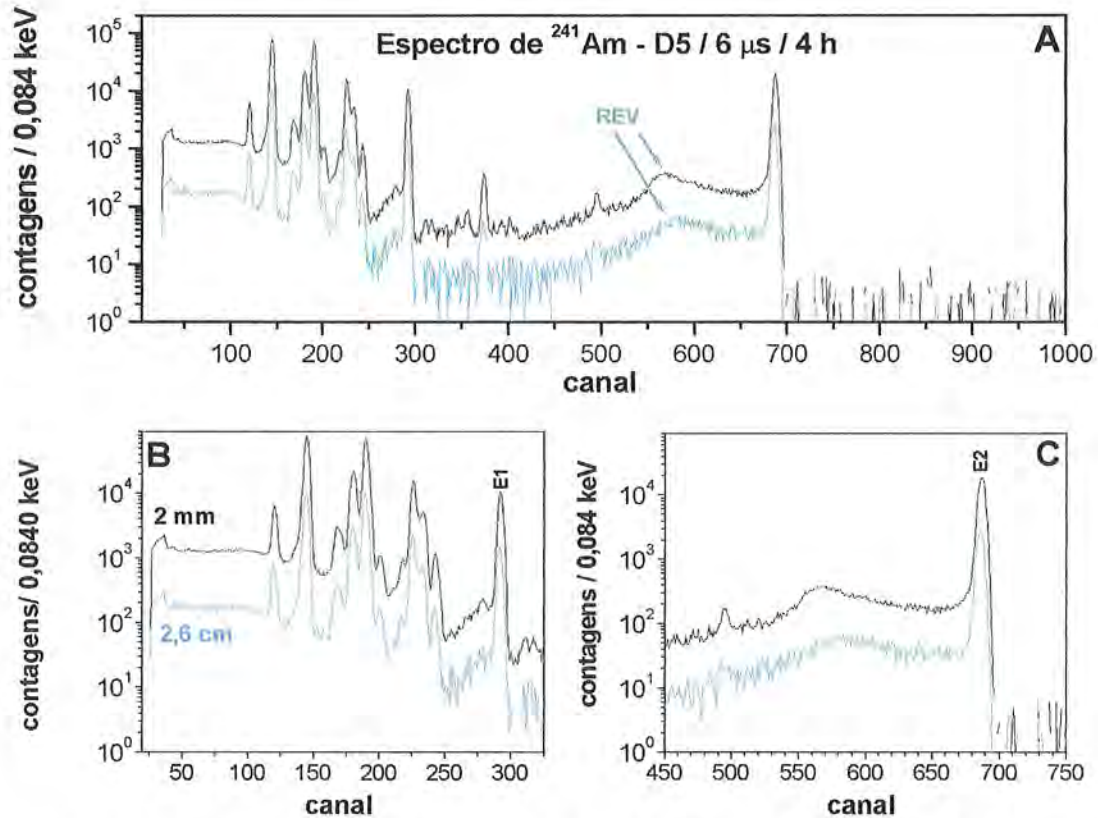


Figura 3.24. Espectros de ^{241}Am para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 4 horas. A figura “A” mostra os espectros totais de ^{241}Am . Em “B” mostra-se a região dos raios-X e o fóton de energia E1(26,34 keV), em “C” fica evidente a estrutura do REV mais o fóton de energia E2(59,5 keV) emitido por essa fonte.

A resposta da geometria simples à radiação variando-se a distância fonte-detector mostra mudanças nas estruturas que fazem parte do espectro total coletado. Em particular, a forma da estrutura do REV produzida dependerá da situação geométrica definida pelo experimentador.

3.6.2 Variação da distância fonte-detector para a geometria com blindagem.

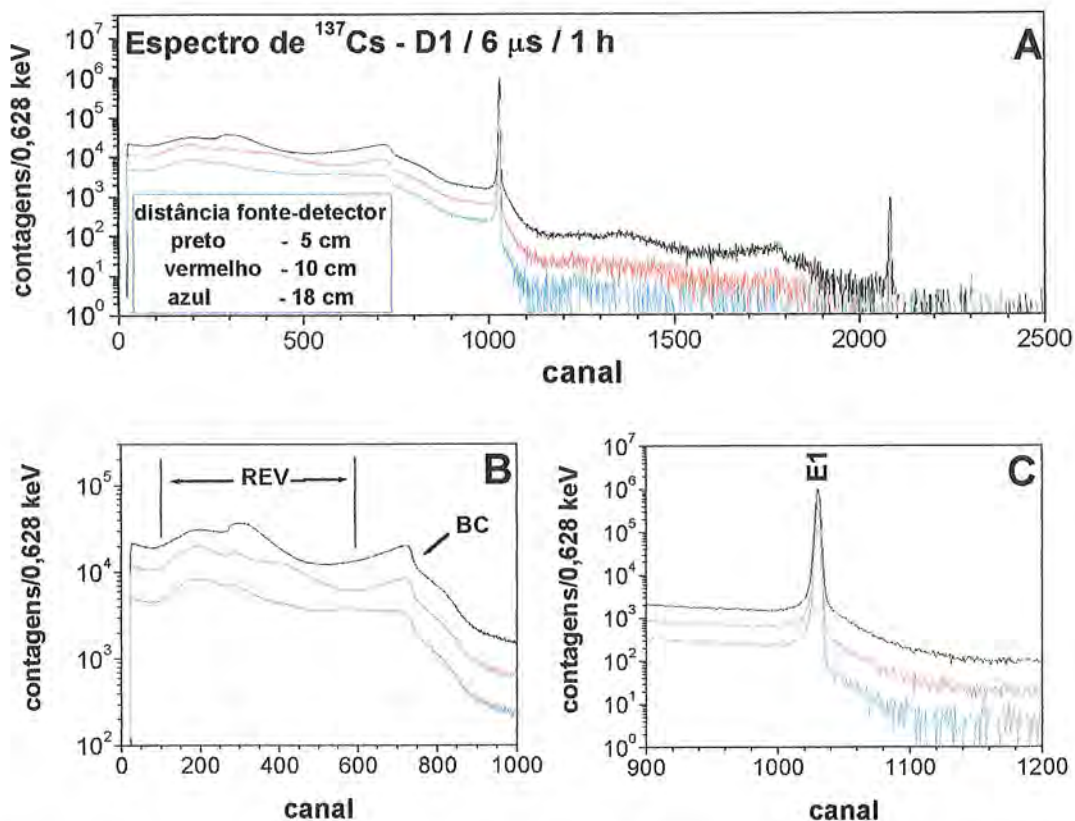


Figura 3.25. Espectros de ^{137}Cs para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 1 hora Na figura “A” são mostrados os espectros totais de ^{137}Cs . Em “B” são mostradas as estruturas do REV. Em “C”, é mostrado o fóton de energia E1(661,66 keV) emitida por essa fonte.

Nota-se na figura 3.25 a variação da forma do espectro na região da estrutura do REV quando variações da distância fonte-detector são realizadas.

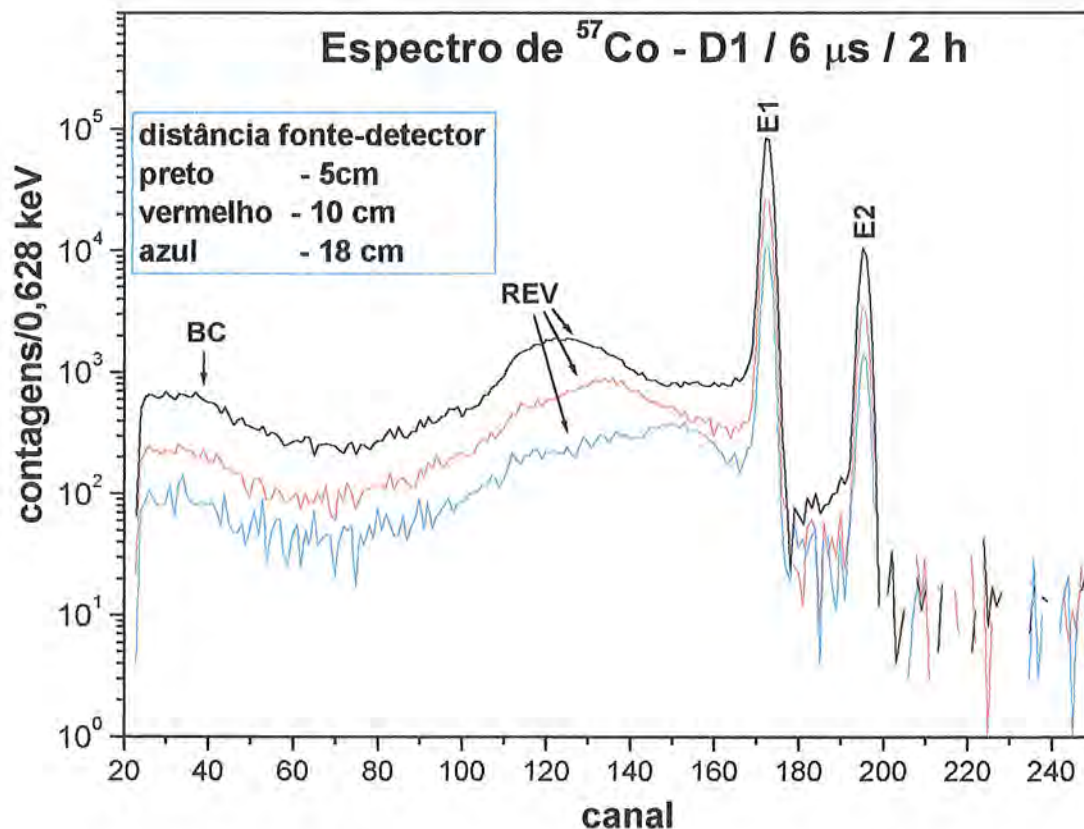


Figura 3.26. Espectros de ^{57}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. O tempo de aquisição foi de 2 horas. Na figura são mostradas a estrutura do REV, a borda do Compton (BC) e os fótons de energias E1(122 keV) e E2(136 keV) emitidas por essa fonte.

Uma característica interessante de ser observada na figura 3.26 é a estrutura do REV produzido para cada distância fonte detector. A estrutura do REV adquire uma forma particular e diferente em cada situação observada. A forte dependência do REV com a geométrica de detecção faz que a análise e ajuste (a ser mostrado no capítulo 5) dos espectros experimentais não seja uma tarefa fácil de ser realizada.

3.7 Variação da eletrônica de detecção.

A variação da eletrônica de detecção foi realizada mudando o tempo de formação de pulso (TFP) num amplificador linear. A formação de um sinal no amplificador deve satisfazer a condição de que, para uma escolha de um determinado TFP, a amplitude do sinal de saída forneça a informação correta da energia depositada no detector pela radiação incidente.

A escolha de um determinado TFP dependerá das condições do experimento.

Num experimento onde se requer medidas precisas da energia depositada pela radiação incidente é necessário trabalhar com um arranjo experimental (geometria e eletrônica de detecção) onde a taxa de empilhamento é desprezível. Nesta condição TFP da ordem de 6 μ s são normalmente usados.

Num outro experimento onde a taxa de contagens é elevada, devem ser usados TFP curtos, para evitar o efeito de empilhamento (ou tempos mortos do sistema de aquisição menor que 15 %). Mas há de ser ter cuidado para que estes TFP curtos, não sejam comparáveis com os tempos de coleção dos portadores de carga (t_{cc}) num detector. Caso isto aconteça aparecerá o efeito chamado *déficit balístico*[1].

Para entender o efeito do déficit balístico deve-se ter em mente as escalas de tempo envolvidas, tanto na formação de um sinal no amplificador como no tempo de coleção dos portadores de carga. Sendo que o t_{cc} (algumas centenas de nanosegundos) corresponde ao tempo de subida de um pulso no pré-amplificador, este tempo de subida deve ser muito menor que o TFP selecionado no amplificador (alguns microsegundos).

Por tanto, a operação de um amplificador com um TFP que não satisfaz a condição, $TFP \ll t_{cc}$, traz como consequência uma deterioração da resolução do detector[2]. Esta deterioração é observada no espectro mas claramente, através do alargamento dos fotopicos na parte de baixa energia. Isto é devido a que, a amplitude do pulso fornecida pelo amplificador (com $TFP \ll t_c$) será menor, quando comparada com amplitudes provenientes de $TFP > t_{cc}$. Portanto, podemos dizer que o grau em que a amplitude constante de um pulso de tempo infinito foi diminuída, pelo processo de formação de um pulso, é o chamado *déficit balístico*. Ver figura 3.27.

Outra consequência do uso de TFP curtos, é a deterioração da razão sinal-ruído podendo afetar a amplitude dos pulsos produzidos no detector.

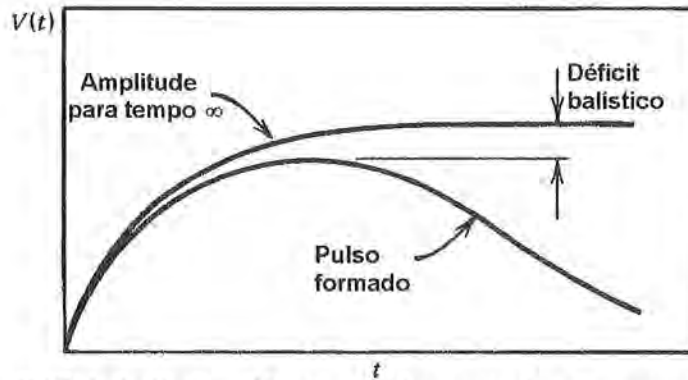


Figura 3.27. Déficit balístico. Na figura é mostrada a comparação entre a amplitude constante do pulso de tempo ∞ e, o pulso formado para um TFP selecionado no amplificador. O eixo vertical representa a amplitude do pulso em volt em função do tempo.

Para este estudo foram coletados espectros para os detectores D1, D2, D3 e D5 usando os arranjos experimentais das figuras 3.5 e 3.6, para diferentes tempos de formação de pulso escolhidos no amplificador ORTEC 572. Estes TFP foram de 2, 3 e 6 μ s, e, cada mudança do TFP sempre foi acompanhada do ajuste do pólo zero no amplificador. Duas saídas do amplificador foram utilizadas, a unipolar e a rejeição de empilhamento (INHIBIT). A primeira é a linear e a segunda uma porta lógica. Ambas saídas são conectadas a um conversor analógico digital ORTEC ADCAM AD811 instalado em um computador. A segunda entrada foi usada em modo de anticoincidência com a finalidade de excluir eventos de empilhamento. Ver figura 3.28. Os resultados deste estudo serão vistos no capítulo 8.

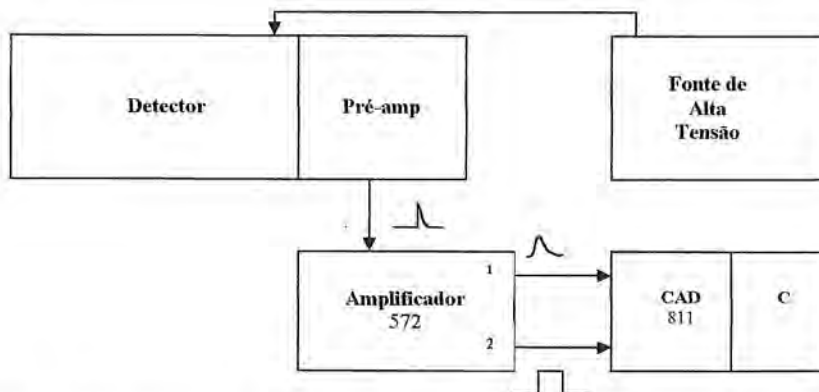


Figura 3.28. Eletrônica e sistema de aquisição. Na figura são mostrados o detector polarizado pela fonte de alta tensão, o sinal fornecido pelo pré-amplificador, os dois sinais de saída 1 (unipolar) e 2 (INHIBIT) do amplificador, o conversor analógico digital(CAD) e o computador(C).

3.8 Tipos de estudos realizados para a FR.

A partir do planejamento realizado para estudar a FR são mostrados na figura 3.29 os tipos de estudo que foram realizados neste trabalho.

O primeiro estudo foi a dependência da FR com a geometria de detecção. Este foi desdobrado em estudar as dependências com a geometria simples, com a geometria com blindagem e com variações da distância fonte-detector.

Um segundo estudo foi a dependência da FR com a eletrônica de detecção. Este estudo foi realizado variando o tempo de formação de pulso no amplificador.

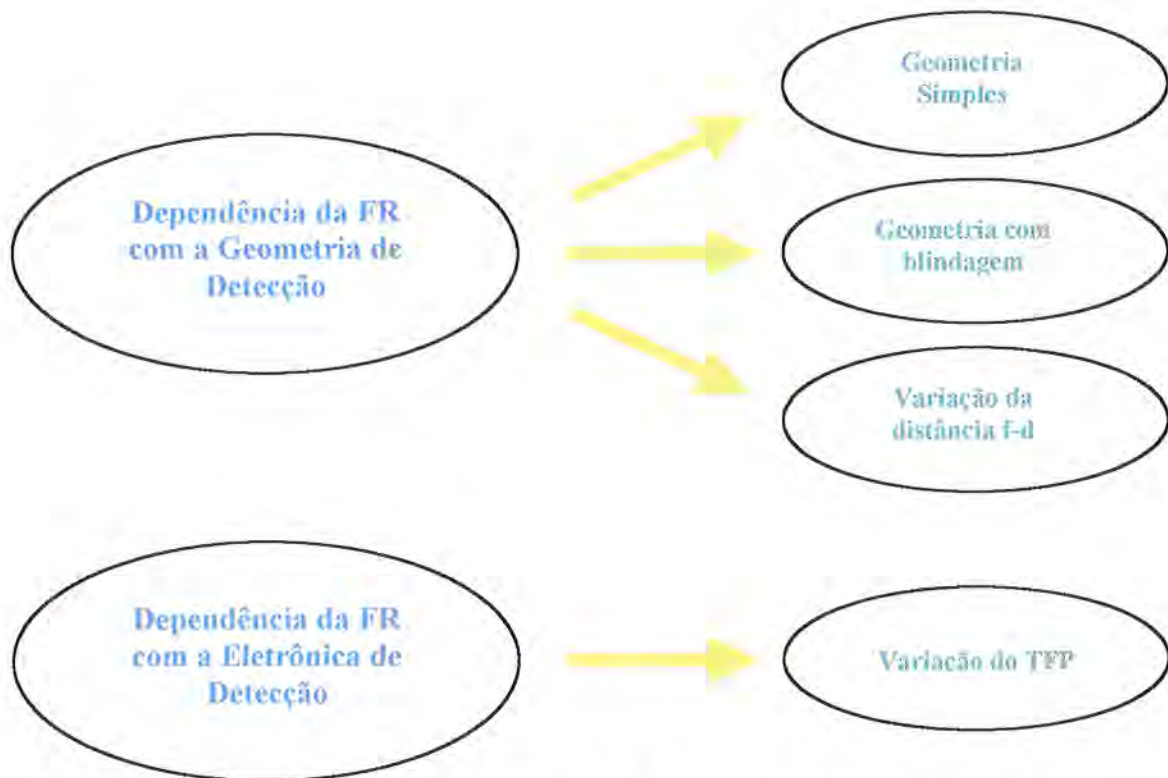


Figura 3.29. Estudos realizados para a FR dos detectores semicondutores.

3.9 Referências.

- [1] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3ª edição 2000.
- [2] T.E.Schiesinger, R.B.James, Semiconductor for Room Temperature- Nuclear Detector Applications, Volume 43, Capítulo 2, Academic Press 1995.

Capítulo 4

Composição Algébrica da FR e Origens das Estruturas observadas nos Espectros

No capítulo 3 evidenciou-se a variedade de estudos que podem ser realizados visando a obtenção da FR. O detalhamento da FR dependerá da aplicação a ser realizada em algum tipo de experimento, que pode ser desde o cálculo da componente da FR relacionada à deposição parcial da energia do fóton primário emitido pela fonte radioativa (como seria numa interação Compton), até a obtenção da componente relacionada com a estrutura da forma de linha na região de absorção total da energia do fóton primário emitido pela fonte radioativa. Estes dois tipos de componentes, por exemplo, são de vital importância para a avaliação correta da dose total absorvida por um corpo exposto a radiação ionizante.

No presente estudo a obtenção dessa FR será realizada usando o método semiempírico descrito na seção 2.2. Como este método é baseado no ajuste de funções empíricas e/ou baseadas em física (primeiros princípios), escolhe-se funções apropriadas para a descrição das diferentes estruturas presentes nos espectros experimentais. A maior parte destas estruturas já foi estudada [1-3] e funções analíticas lhes foram atribuídas tornando-se familiares quanto a seu uso. No entanto, a compreensão do significado de algumas funções continua sendo motivo de estudo [4], principalmente na detecção de radiação gama de baixa energia e raios-X.

Devido aos efeitos de detecção serem fortemente dependentes do tipo de detector, usaremos um tipo de FR para os detectores de pequeno volume (D3, D4 e D5) e um outro tipo para os detectores de grande volume (D1 e D2). A FR estará composta por um conjunto de funções f_i as quais são fortemente dependentes da energia do fóton incidente e do tipo de detector. Nas seções 4.1 e 4.2 onde são apresentadas as várias funções f_i , quatorze no total, indica-se quais funções foram usadas neste trabalho. O número de funções ou componentes usadas para os detectores de pequeno e grande volume foram oito e doze, respectivamente.

Uma síntese das funções f_i e dos parâmetros p_i que compõem a FR é apresentada na tabela 4.1.

A seguir são mostradas as componentes de cada uma das funções resposta discutindo-se em cada caso a sua origem e forma característica.

4.1 Função resposta para detector de pequeno volume: FR1.

A FR pode ser escrita como:

$$R(E, E_\gamma) = \sum_{i=1}^8 f_i(E, E_\gamma) \quad 4.1$$

onde a energia E é o argumento de R e E_γ é a energia do fóton emitido por uma fonte radioativa. As várias componentes f_i e seus parâmetros, os quais dependem da energia, são descritos a seguir

4.1.1 Pico de absorção total ou fotopico.

A absorção total de um fóton incidente de energia E_γ , com a subsequente coleção total de carga produzida por ele, será representada por uma distribuição gaussiana de amplitude p_1 , centrada em E_γ e com uma largura à meia altura p_2 (=FWHM) que depende da energia do fóton incidente.

$$f_1(E, E_\gamma) = p_1 * \exp \left\{ - \left[\frac{(E - E_\gamma)}{(0,6005 * p_2)} \right]^2 \right\} \quad 4.2$$

f_1 será a maior componente na descrição da forma do fotopico.

O parâmetro p_1 , carrega informação sobre a eficiência de detecção do fóton incidente de energia E_γ . As curvas de eficiência dos detectores encontram-se no apêndice A.

Há outros trabalhos com aproximações a partir de primeiros princípios para o cálculo da forma do pico, onde é considerado o armadilhamento dos portadores de carga [5-6]. O efeito de armadilhamento dos portadores de carga, descrito mais adiante, é responsável pela coleção incompleta da carga produzida pela absorção do fóton pelo cristal.

Neste trabalho foi tratado separadamente o efeito da coleção total de carga do efeito da coleção incompleta de carga, com a finalidade de se ter uma idéia o número de eventos perdidos do fotopico.

4.1.2 Coleção incompleta de carga (CIC) - primeira componente.

Este efeito está relacionado com o armadilhamento [1-2] dos portadores de carga durante o processo de migração a seus respectivos eletrodos. Este efeito é representado pela equação 4.3, através do produto de uma função exponencial com uma função erro complementar (*erfc*).

$$f_2(E, E_\gamma) = p_1 * p_3 * \text{erfc} \left[\frac{E - E_\gamma}{0,6005 * p_2} + \frac{1}{2 * p_4} \right] * \exp \left[\frac{E - E_\gamma}{\pi * 0,6005 * p_2 * p_4} \right] \quad 4.3$$

onde

p_3 : amplitude relativa à do fotopico.

p_4 : está relacionada com a queda da função e a posição da centróide de f_2

Um dos tratamentos da forma do pico ou forma de linha usando modelos físicos [5-6], envolve o conhecimento de parâmetros que dependem da posição de interação do fóton incidente com o cristal semiconductor. Alguns destes parâmetros são: as eficiências de coleção dos portadores de carga, o desvio padrão da forma de linha e os caminhos livres médios dos portadores de carga. Nestes modelos o efeito de armadilhamento, principalmente de buracos, deteriora a forma de linha [7]. Este efeito é realçado quando o detector sofre danos ao ser exposto a nêutrons. Para este fim, precisa-se também da seção de choque de armadilhamento que também depende da posição (lugar onde a interação do fóton incidente com o cristal semiconductor produz os portadores de carga) através do campo elétrico aplicado ao detector [6].

Não serão analisadas as dependências dos parâmetros mencionados com a posição. O tratamento da forma de linha apresentada consistirá em uma distribuição gaussiana e mais a função empírica f_2 representando a assimetria produzida pelo armadilhamento dos portadores de carga. Ver figura 4.1.

4.1.3 Coleção incompleta de carga (CIC) - segunda componente.

Este efeito está relacionado com o escape de fotoelétrons (ou elétrons secundários) [4],[8-9] e de fótons de bremsstrahlung do volume ativo do detector. Desta forma haverá uma deposição parcial de energia dos elétrons secundários no detector.

A função que representará este efeito é uma convolução de uma função constante com uma distribuição gaussiana, resultando em uma função erro complementar.

$$f_3(E, E_\gamma) = p_1 * p_5 * 0,5 * \operatorname{erfc} \left[\frac{E - E_\gamma}{0,6005 * p_2} \right] \quad 4.4$$

onde p_5 é a amplitude relativa. A forma desta função é a de um patamar. Veja figura 4.1.

As funções mostradas na figura 4.1 (e mais adiante na figura 4.3) foram obtidas usando-se valores dos parâmetros p_i correspondentes ao fóton de 122 keV do ^{57}Co usando o detector D3. O eixo vertical da figura é dado em contagens/largura do canal em energia.

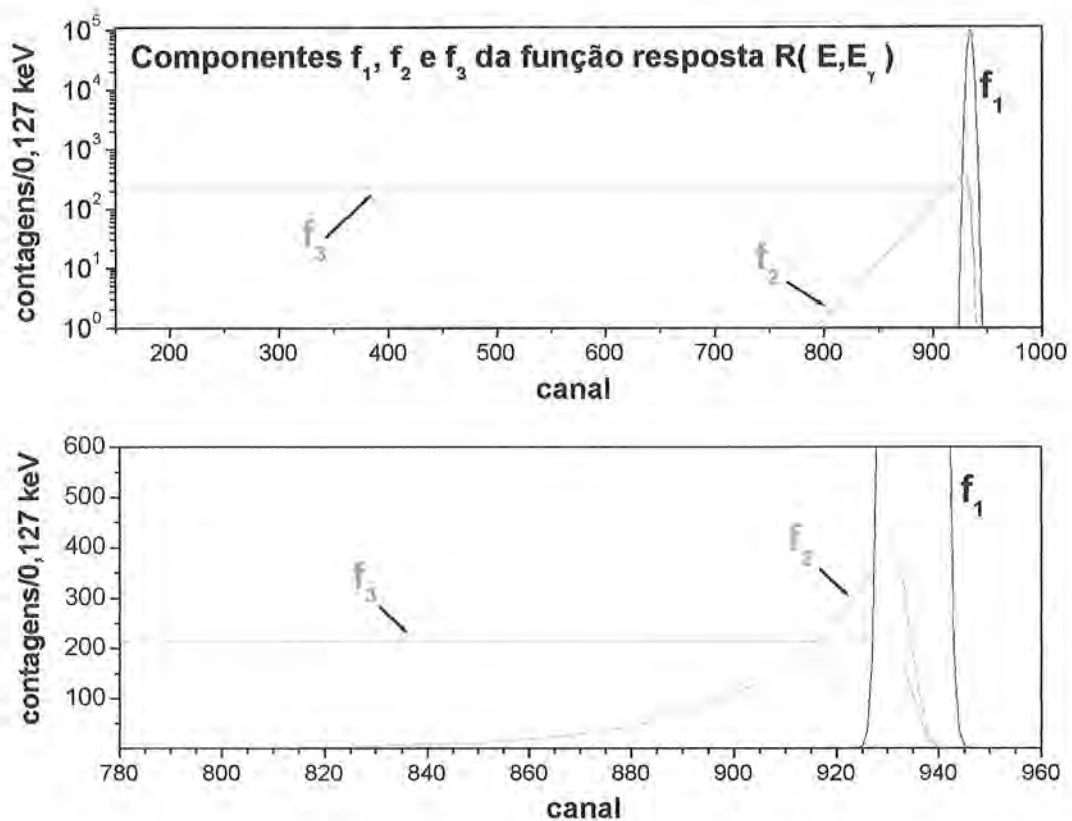


Figura 4.1. Componentes da função resposta $R(E, E_\gamma)$, f_1, f_2 e f_3 . Sendo f_1 o fotopico, f_2 e f_3 a CIC para a primeira e segunda componentes. A centróide do fotopico situa-se no canal 935

Em estudos realizados em detectores de Si(Li) [9] atribui-se este patamar contínuo f_3 , à contribuição de dois tipos de processos: (a) escape de elétrons secundários (fotoelétrons e elétrons Auger) do cristal de silício para o contato de ouro do detector e (b) escape de elétrons secundários do contato de ouro para o cristal de silício. No primeiro caso

um fóton incidindo no detector, na região do cristal de silício, poderá interagir perto da interface silício-ouro gerando elétrons secundários, isto é, um fotoelétron e um elétron Auger (ou um raio-X fluorescente). Estes elétrons criados na região do silício podem escapar (um ou ambos) para o contato de ouro não depositando ou depositando parcialmente a sua energia no silício (figura 4.2). No segundo caso um fóton incidindo no detector, desta vez na região do contato de ouro, gera da mesma forma um fotoelétron e um elétron Auger. Estes elétrons secundários poderão escapar, dependendo do lugar da interação no contato de ouro, e depositar parte da sua energia no cristal de silício (figura 4.2). Nesses estudos usou-se um modelo que leva em conta a difusão e reflexão dos portadores de carga para o cálculo da probabilidade de coleção como função da posição onde eles foram gerados.

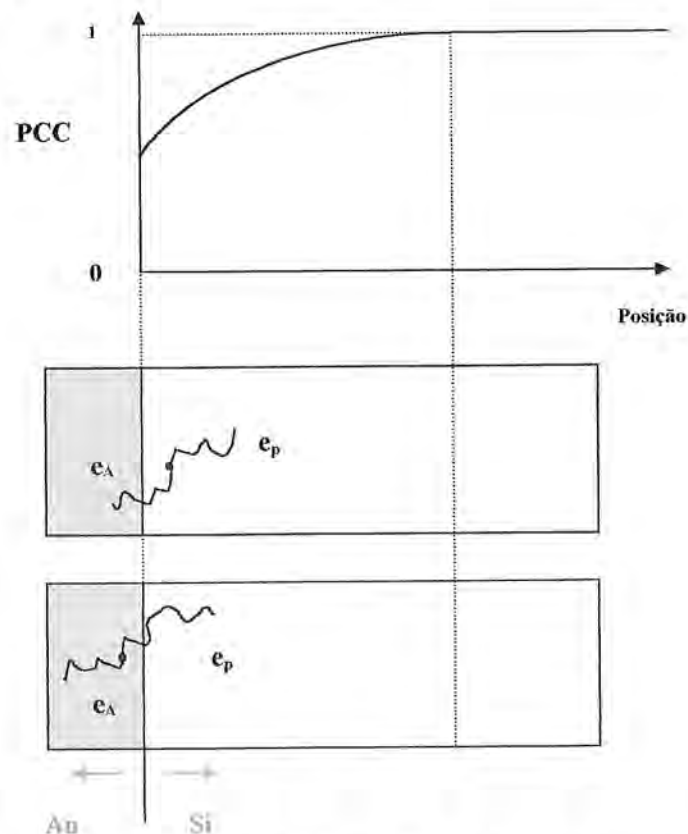


Figura 4.2. Dois processos possíveis para a coleção incompleta de carga devido ao escape de elétrons secundários. Foi indicado como e_p a presença de um fotoelétron, e como e_A a presença de um elétron Auger. O gráfico na parte superior da figura indica a probabilidade de coleção de carga, PCC, como função da posição de interação do fóton primário incidente do detector. Esta figura foi extraída parcialmente da referência [9].

4.1.4 Efeito Compton simples no detector.

Uma das componentes principais da FR é a parte contínua devido a eventos do tipo Compton. Numa interação Compton parte da energia E_γ do fóton incidente é transferida para um elétron do material desde o zero de energia até o limite dado pela equação 4.7 (energia da posição da borda Compton). Assim, num espalhamento Compton, um elétron de recuo é criado e um fóton é espalhado a um certo ângulo em relação à sua direção de incidência.

Nos espectros experimentais existe um arredondamento da borda Compton, principalmente em baixas energias, devido ao fato de que os elétrons não são realmente livres e sua distribuição de momentos deve ser considerada [10]. Portanto, se a função da energia do elétron determinada a partir da formula de Klein-Nishina [11] é multiplicada por uma função erro complementar, ela descreverá este tipo de efeito (figura 4.3). Assim a função de espalhamento modificada é:

$$f_4(E, E_\gamma) = p_1 * p_6 * \left[\frac{E_\gamma}{E - E_\gamma} + \frac{E - E_\gamma}{E_\gamma} - 1 + \cos^2 \theta \right] * \text{erfc} \left[\frac{E - E_c}{\sqrt{2} * p_7} \right], \quad 4.5$$

onde :

$$\cos \theta = \frac{m_e c^2}{E - E_\gamma} + 1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma}; \quad 4.6$$

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}; \quad 4.7$$

p_6 é a amplitude relativa;

p_7 é o parâmetro representando os efeitos de arredondamento da borda Compton;

E_c é a posição da borda Compton em MeV;

$m_e c^2$ é a massa em repouso do elétron em MeV.

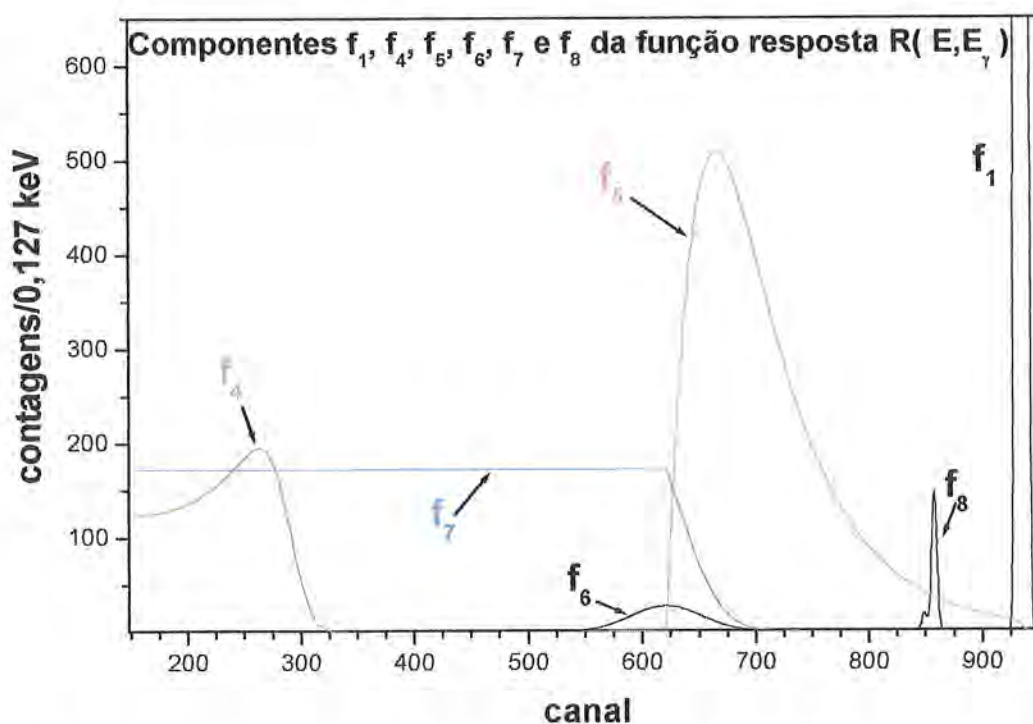


Figura 4.3. Componentes da função resposta $R(E, E_\gamma)$, f_1 , f_4 , f_5 , f_6 e f_7 e f_8 . Sendo f_1 o fotópico, f_4 o efeito Compton no detector, f_5 o efeito Compton nas vizinhanças, f_6 e f_7 o limite inferior e o degrau do efeito Compton nas vizinhanças respectivamente, e f_8 o escape dos raios-X característicos do material absorvedor.

Como para os detectores de pequeno volume a probabilidade do fóton espalhado sofrer um segundo espalhamento Compton é pequena, não foi considerada uma função para a descrição deste tipo de evento. Para descrever aproximadamente esses poucos eventos, a função f_4 pode ser diferente de zero para valores um pouco acima da energia da borda Compton, E_c . Myung C. Lee *et al.* [1] usam um parâmetro adicional dentro da função erro complementar da equação 4.5, que é simplesmente a posição da borda Compton (E_c). Foi mostrado que este parâmetro não é necessário [12] para detectores de pequeno volume, portanto durante os ajustes este valor será mantido fixo.

4.1.5 Espalhamento de fótons nas vizinhanças do cristal semiconductor (REV).

Os fótons secundários formados a partir de uma interação Compton fora do cristal semiconductor, nas vizinhanças do mesmo por exemplo, podem atingir o cristal e serem detectados formando uma região conhecida como estrutura de retroespalhamento. No espectro experimental da figura 3.7 são mostradas tanto a estrutura do REV como o Compton simples para detectores de pequeno volume e, no espectro experimental da figura 3.8 são mostradas também estas duas estruturas para detectores de grande volume. Estas duas estruturas trocam de posição entre si, quando a energia do fóton incidente é menor que ~250 keV.

A estrutura do REV apresenta-se como uma corcova (forma contínua) do lado esquerdo do fotopico. Estas estruturas são fáceis de serem vistas principalmente nos detectores de germânio em baixas energias e nos de Si(Li). Ver figuras 3.21 até 3.24. Esta estrutura é formada por diversas componentes associadas cada uma destas a um certo ângulo de espalhamento do fóton primário, emitido pela fonte radioativa, nas vizinhanças do cristal semiconductor. Não foram feitos cálculos para cada uma das componentes da corcova de espalhamento sendo que esta tem uma forte dependência geométrica [13] tornando-a muito particular para cada tipo de geometria. O tratamento dado para este efeito foi totalmente empírico escolhendo-se a função f_s , que ajusta esta corcova de espalhamento (veja as equações 4.8 até 4.10). Esta estrutura estende-se desde um valor mínimo de energia, que corresponde ao espalhamento a 180° do fóton com energia inicial E_γ , até a centróide energia do fotopico. Ver figura 4.3.

Foram realizadas várias simulações usando o código EGS4 [14] (Electron Gamma Shower) as quais mostraram que as principais contribuições vêm de espalhamentos dentro da estrutura que contém o cristal semiconductor [15] (encapsulamento e criostato) assim como também do dedo frio de cobre do detector .

Para descrever esta estrutura foi usada a integral de Dawson [16] mas modificada:

$$f_s(E, E_\gamma) = \begin{cases} p_1 * p_s * \exp(-y) * \text{erf}(y) * 0,5 * \text{erfc} \left[\frac{E - E_\gamma}{0,6005 * p_2} \right] & \text{para } E \geq E_{\min}, \\ 0 & \text{para } E < E_{\min}, \end{cases} \quad 4.8$$

onde :

$$y = p_9 * \frac{E - E_{min}}{E_\gamma - E_{min}} ; \quad 4.9$$

$$E_{min} = E_\gamma - (E_c + p_{10}) ; \quad 4.10$$

y é a coordenada para a transformação linear que controla a forma da estrutura através do parâmetro p_9 ;

p_8 é a amplitude relativa,

p_{10} é o parâmetro que fornece certo grau de liberdade para a posição inicial, dada por E_{min} , da estrutura;

E_c é a energia do fóton espalhado a 180° nas vizinhanças, em MeV.

A função erro complementar garante que a estrutura desapareça embaixo do fotopico (figura 4.3).

4.1.6 Limite inferior da estrutura do REV.

A função que descreve a estrutura do REV, f_5 , possui uma subida muito rápida no seu limite inferior localizado em E_{min} . Portanto, foi escolhida uma função para produzir uma subida suave na posição do limite inferior, a qual pode ser descrita como:

$$f_6(E, E_\gamma) = p_1 * p_{11} * \exp\left[-\frac{1}{2} * \left(\frac{E - E_{min}}{p_{12}}\right)^2\right] * \frac{1}{2} * \operatorname{erfc}\left[\frac{E - E_\gamma}{0,6005 * p_2}\right], \quad 4.11$$

onde :

p_{11} é a amplitude relativa

p_{12} é a largura da gaussiana com centro em E_{min} .

A função f_6 não é necessária para fótons com energias $E_\gamma < 40$ keV, pois nesta faixa de energia a própria estrutura de espalhamento terá uma largura pequena. A forma da função f_6 pode ser vista na figura 4.3.

4.1.7 Degrau da estrutura do REV.

A equação 4.12 representa uma função auxiliar necessária só para os detectores D3 e D5

$$f_{\gamma}(E, E_{\gamma}) = p_{13} * p_5 * p_8 * p_1 * \exp(-y^2) * \operatorname{erfc}(y) * \frac{1}{2} * \operatorname{erfc}\left[\frac{E - E_{\gamma}}{0,6005 * p_2}\right], \quad 4.12$$

onde :

p_{13} é a amplitude relativa.

Esta função produz um degrau à esquerda da estrutura do REV (ver figura 4.3). Esta é uma componente necessária só para fótons com energias maiores que ~50 keV (limite observado durante o ajuste de espectros). Embora a origem dessa estrutura não esteja totalmente esclarecida, podemos atribuir este tipo de estrutura a eventos de escape de fotoelétrons produzidos por fótons que sofreram algum tipo de espalhamento nas vizinhanças antes de interagir com o cristal detector. Desta maneira foi vinculada a sua amplitude relativa, p_{13} , à amplitude relativa do efeito de escape de fotoelétrons, p_5 , e à amplitude relativa da estrutura do REV, p_8 , através do produto desses parâmetros.

4.1.8 Escape dos raios-X característicos do material do detector.

Estes raios-X são gerados durante a interação dos fótons dentro do volume ativo do cristal, ocorrendo seu escape especialmente se estes são produzidos perto da superfície. Este tipo de evento é observado a baixas energias (~200 keV). Nos espectros medidos, o efeito de escape dos raios-X aparece como um par de picos nas energias: $E_{\gamma} - E_{k\alpha}$ e $E_{\gamma} - E_{k\beta}$, onde $E_{k\alpha}, E_{k\beta}$ são as energias dos raios-X K_{α} e K_{β} do germânio. Estes picos são representados por duas gaussianas centradas em $E_{\gamma} - E_{k\alpha}$ e $E_{\gamma} - E_{k\beta}$, vinculando suas amplitudes relativas às intensidades de fluorescência (figura 4.3). Os valores das energias dos raios-X K_{α} e K_{β} para o germânio são 9,87 keV e 10,98 keV, respectivamente e para o silício 1,740 keV e 1,836 keV, respectivamente.

$$f_8(E, E_\gamma) = p_1 * p_{14} * \left\{ \exp \left[- \left(\frac{E - (E_\gamma - E_{k\alpha})}{0,6005 * p_2} \right)^2 \right] + 0,129 * \exp \left[- \left(\frac{E - (E_\gamma - E_{k\beta})}{0,6005 * p_2} \right)^2 \right] \right\},$$

4.13

onde :

p_{14} é a amplitude relativa dos fótons produzidos do escape dos raios-X do germânio.

O fator 0,129 é a razão, entre os raios-X K_α e K_β , das intensidades de fluorescência para o germânio. Este valor é de 0,017 para o silício.

Foram também incluídas funções do tipo f_5 e f_6 para os picos de escape dos raios-X da mesma forma que foi feito para os fotopicos (f_1). O mesmo tratamento foi dado para o caso do escape dos raios-X característicos no detector de Si(Li).

4.2 Função resposta para detector de grande volume : FR2.

$$R(E, E_\gamma) = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq 6,7}}^{14} f_i(E, E_\gamma) \quad 4.14$$

Esta FR contém além das funções tratadas na seção 4.1, excluindo o uso das componentes f_6 e f_7 , uma função que trata os múltiplos espalhamentos Compton no detector, os escapes dos fótons de aniquilação e outra função que trata o efeito Compton simples dos fótons de aniquilação.

Antes de mostrar as novas funções é conveniente fazer alguns comentários em relação ao efeito Compton simples no detector e a estrutura do REV. Para o efeito Compton simples, descrito pela função f_4 , precisou-se desta vez usar um parâmetro a ser ajustado para fornecer certa liberdade na posição da borda Compton, E_c [1]. Este parâmetro adicional p_{15} aparece na equação 4.15.

$$f_4(E, E_\gamma) = p_1 * p_6 * \left[\frac{E_\gamma}{E - E_\gamma} + \frac{E - E_\gamma}{E_\gamma} - 1 + \cos^2 \theta \right] * \operatorname{erfc} \left[\frac{E - (E_c - p_{15})}{\sqrt{2} * p_7} \right], \quad 4.15$$

A função para a estrutura do REV, f_5 , não é suficiente quando detectores de grande volume são usados. Nos espectros experimentais, obtidos com a geometria simples, observou-se que a estrutura de espalhamento é mais larga, podendo diferenciar duas corcovas (figura 3.8). A segunda corcova não foi tratada.

A estrutura do REV produzida quando o sistema simples foi colocado dentro da blindagem de ferro não foi tratado usando o método semiempírico. Não foi proposta nenhuma função neste trabalho. Um estudo a este respeito foi feito, que consistiu em determinar a origem das estruturas de espalhamento e a suas contribuições ao espectro através de simulações Monte Carlo usando o código EGS4 [14]. Os resultados destas simulações juntamente com os dados experimentais serão vistos no capítulo 8.

4.2.1 Efeito Compton múltiplo no detector.

Entre a região do Compton simples e o fotopico, eventos provenientes de mais de um espalhamento Compton são observados. A função f_9 para o duplo espalhamento Compton consiste em uma série de integrais [17] que podem ser avaliadas na forma analítica.

$$f_9(E, E_\gamma) = \begin{cases} 0, & \text{se } \alpha' > \alpha \\ p_1 * p_{16} * \int_{\alpha''}^{\alpha} H(\alpha, \alpha') * H(\alpha', \alpha'') * d\alpha' & \text{se } \frac{\alpha}{(1+2\alpha)} < \alpha'' < \alpha \\ p_1 * p_{16} * \int_{\frac{\alpha}{(1+2\alpha)}}^{\frac{\alpha''}{(1-2\alpha'')}} H(\alpha, \alpha') * H(\alpha', \alpha'') * d\alpha' & \text{se } \frac{\alpha}{(1+4\alpha)} < \alpha'' < \frac{\alpha}{(1+2\alpha)} \\ 0, & \text{se } 0 < \alpha'' < \frac{\alpha}{(1+4\alpha)} \end{cases}, \quad 4.16$$

sendo

$$H(\alpha, \alpha') = \frac{\alpha'}{\alpha^3} + \left[\frac{1}{\alpha} - \frac{2}{\alpha^2} - \frac{2}{\alpha^3} \right] * \left[\frac{1}{\alpha'} \right] + \frac{1}{\alpha^2 * \alpha'^2} + \frac{2}{\alpha^3} + \frac{1}{\alpha^4}, \quad 4.17$$

onde :

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2};$$

$$\alpha' = \frac{E'}{m_e c^2};$$

$$\alpha'' = \frac{E''}{m_e c^2};$$

$$E'' = E_\gamma - E;$$

E_γ é a energia do fóton incidente emitido pela fonte radioativa;

E' é a variável de integração;

$m_e c^2$ é a massa em repouso do elétron em MeV.

O triplo espalhamento Compton pode ser descrito pelo seguinte conjunto de integrais [17]:

$$f_{10}(E, E_\gamma) = \begin{cases} 0, & \text{se } \alpha'' > \alpha \\ P_1 * P_{17} * \int_{\alpha''}^{\alpha} \int_{\alpha''}^{\beta} H(\alpha, \beta) * H(\beta, \gamma) * H(\gamma, \alpha'') * d\gamma d\beta & \text{se } \frac{\alpha}{(1+2\alpha)} < \alpha'' < \alpha \\ P_1 * P_{17} * \left[\int_{\frac{\alpha}{(1+2\alpha)}}^{\frac{\alpha''}{(1-2\alpha'')}} \int_{\frac{\alpha''}{\alpha}}^{\beta} H(\alpha, \beta) * H(\beta, \gamma) * H(\gamma, \alpha'') * d\gamma d\beta + \int_{\frac{\alpha''}{(1-2\alpha'')}}^{\alpha} \int_{\frac{\beta}{(1+2\beta)}}^{\frac{\alpha''}{(1-2\alpha'')}} H(\alpha, \beta) * H(\beta, \gamma) * H(\gamma, \alpha'') * d\gamma d\beta \right] & \text{se } \frac{\alpha}{(1+4\alpha)} < \alpha'' < \frac{\alpha}{(1+2\alpha)} \\ P_1 * P_{17} * \int_{\frac{\alpha}{(1+2\alpha)}}^{\frac{\alpha''}{(1-4\alpha'')(1-2\alpha'')}} \int_{\frac{\beta}{(1+2\beta)}}^{\frac{\alpha''}{\beta}} H(\alpha, \beta) * H(\beta, \gamma) * H(\gamma, \alpha'') * d\gamma d\beta & \text{se } \frac{\alpha}{(1+6\alpha)} < \alpha'' < \frac{\alpha}{(1+4\alpha)} \\ 0, & \text{se } 0 < \alpha'' < \frac{\alpha}{(1+6\alpha)} \end{cases}$$

4.18

As funções f_9 e f_{10} descrevem uma parte contínua do espectro desde o zero de energia até o máximo valor permitido. O resultado do ajuste preliminar do espectro experimental de ^{137}Cs usando essas duas funções mostrou uma região de discrepância (figura 4.4). Uma das formas de contornar esse problema é formular uma função que descreva os eventos do Compton múltiplo na região de desacordo sem levar em conta, como uma primeira aproximação, eventos de múltiplo Compton correspondentes a energias menores que E_c (equação 4.7). Esta aproximação é boa, devido a que as contribuições ao Compton múltiplo para energias menores que E_c , decaem rapidamente quando comparadas com os eventos do Compton simples para esse mesmo intervalo energia (figura 4.5).

Para obter uma função que descreva a forma do Compton múltiplo foi tratado o Compton múltiplo produzido pelo fóton de energia 661,66 keV, emitido por uma fonte de ^{137}Cs no detector D2. A forma da função usada pode ser vista na figura 4.5 e pode ser escrita como:

$$f_{cm}(E, E_\gamma) = p_1 * p_6 * [p_{18} * (E - E_{ci})^{p_{19}} + f_{11dc} * (E - E_{ci}) + f_{4c}]$$

4.19

$$f_{11}(E, E_\gamma) = f_{cm}(E, E_\gamma) * f_{aux}$$

onde :

p_{18} é o termo linear da amplitude;

p_{19} é o parâmetro no expoente que determina a curvatura de f_{11} ;

f_{11dc} é o valor da derivada no ponto de junção, E_{ci} , entre o Compton simples e múltiplo;

E_{ci} é o parâmetro da junção entre o Compton simples e múltiplo, $E_{ci} = E_c + p_{20}$;

$f_{4c} * p_1 * p_6$ é o valor do Compton simples no ponto de junção;

f_{aux} é a função auxiliar para o termino de f_{11} com derivada nula no fim do Compton múltiplo, e é expressa como

$$f_{aux} = 0,5 * \left[1 + \cos \left(\frac{\pi * (E - E_{ci})}{E_{cf} - E_{ci}} \right) \right];$$

4.20

$$E_{cf} = E_c + E_{c1} + E_{c2};$$

4.21

E_{cf} é o limite de energia da presença do Compton múltiplo;

E_c é a posição da borda Compton simples, definido pela equação 4.7;

E_{c1} é o limite de energia da presença do Compton duplo. Ver apêndice C;

E_{c2} é o limite de energia da presença do Compton triplo. Ver apêndice C;

A função periódica auxiliar f_{aux} só será usada no intervalo $[E_{ci} \ E_{cf}]$.

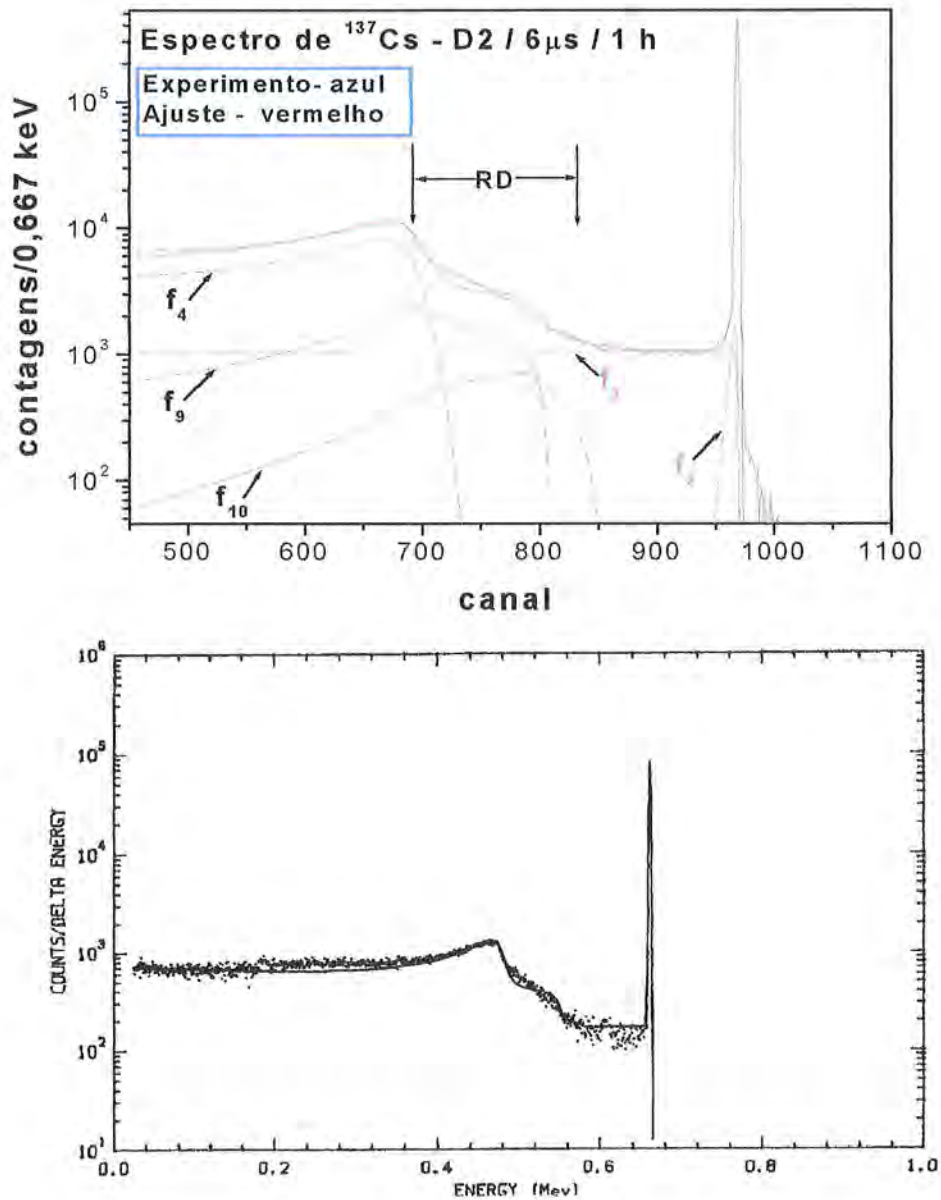


Figura 4.4. Ajuste para o espectro produzido pelo fóton de energia E_γ (661,66 keV) do ^{137}Cs . Na figura superior é mostrada a contribuição de cada uma das componentes ao efeito Compton no detector (D2) segundo a ref. [17]: Compton simples (f_4); Compton duplo (f_9); e Compton triplo (f_{10}). É mostrada também a coleção incompleta devida a primeira (f_2) e segunda (f_3) componentes. A figura inferior é a produzida por Myung C. Lee *et al.* [1]. Ambos os ajustes possuem uma região de discrepância (RD).

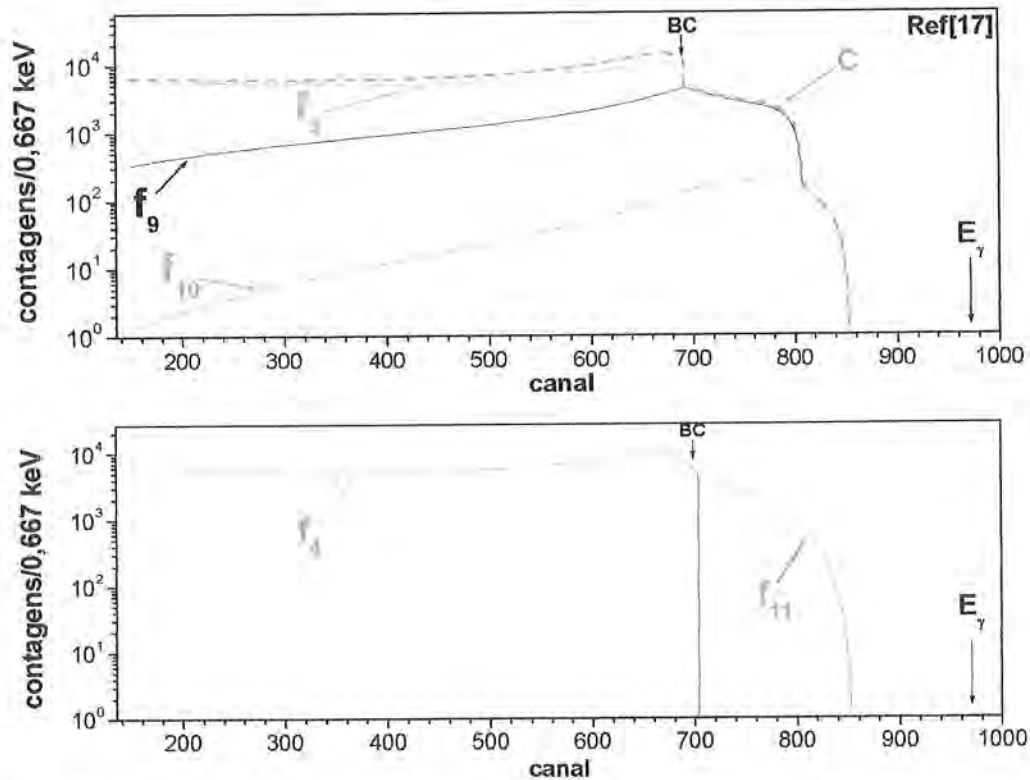


Figura 4.5. Componentes do efeito Compton no detector. Na figura superior é mostrada a forma de cada uma das componentes do efeito Compton no detector extraídas da referência [17]: Compton simples (f_4); Compton duplo (f_9); Compton triplo (f_{10}); e a soma deles nomeado como C . A figura inferior é a produzida neste trabalho, onde o Compton duplo e triplo são representados por uma única função f_{11} . As intensidades destas funções correspondem ao fóton de energia E_γ (661,66 keV) do ^{137}Cs , usando o detector D2. A centróide E_γ do fotopico corresponde ao canal 968.

Nota-se na figura 4.5 que as duas formulações do Compton múltiplo são bem diferenciadas a partir da posição da borda Compton simples (BC). A presença de duas corcovas, na formulação da referência [17], não é reproduzida nos dados experimentais [1] e [17]. Uma forma mais simples, embora totalmente empírica, dada pela equação 4.19 reproduz mais fielmente os dados experimentais. A forma desta função junto com os dados experimentais é mostrada na figura 4.6.

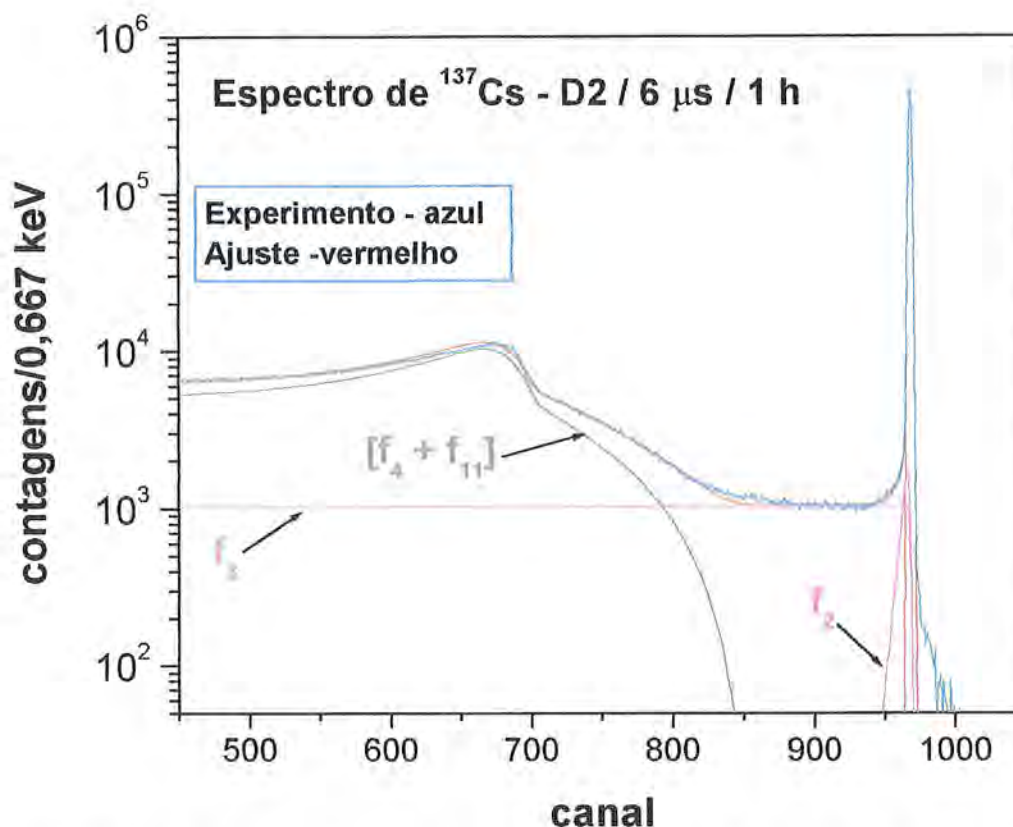


Figura 4.6. Ajuste para o espectro produzido pelo fóton de energia E_γ (661,66 keV) do ^{137}Cs usando f_4 e f_{11} . Mostra-se na figura a contribuição do efeito Compton (f_4+f_{11}), devido ao Compton simples, duplo e triplo. Este ajuste está em melhor acordo com os dados experimentais (linha azul). É mostrada também a coleção incompleta de carga para a primeira (f_2) e segunda (f_3) componentes.

4.2.2 Picos de escape- simples e duplo.

Quando a energia do fóton incidente é igual a duas vezes a massa de repouso do elétron ($2m_e c^2$) há um surgimento da probabilidade de produção de pares, elétron-pósitron. Esta produção de pares torna-se ainda mais importante na medida que a energia do fóton incidente aumenta. Se a energia do fóton incidente for maior que o limiar de $2m_e c^2$, o excesso de energia aparece como energia cinética do elétron e do pósitron.

Para energias típicas, o elétron e pósitron viajam distâncias relativamente curtas (alguns milímetros), perdendo posteriormente toda sua energia no meio absorvedor (detector). Nesse instante o pósitron se aniquila com um elétron do detector e desaparece

criando dois fótons de aniquilação ambos com energia $m_e c^2$ (0,511 MeV). Estes fótons de aniquilação podem escapar do detector sem ser absorvidos produzindo os chamados picos de escape.

Se ambos os fótons de aniquilação escapam do detector o efeito será o aparecimento do *pico de escape duplo* localizado a uma energia igual a $2m_e c^2$ abaixo da energia do fóton incidente. Nós representaremos este tipo de evento por uma gaussiana com centróide em $E_\gamma - 2m_e c^2$,

$$f_{12}(E, E_\gamma) = p_1 * p_{21} * \exp\left\{-\left[\frac{(E - (E_\gamma - 2m_e c^2))}{(0,6005 * p_{22})}\right]^2\right\}, \quad 4.22$$

onde :

p_{21} é a amplitude relativa;

p_{22} é a largura à meia altura da gaussiana.

Se um só dos fótons escapa do detector o efeito será o aparecimento do *pico de escape simples* localizado a uma energia igual a $m_e c^2$ abaixo da energia do fóton incidente. Este efeito é descrito por uma gaussiana com centróide em $E_\gamma - m_e c^2$,

$$f_{13}(E, E_\gamma) = p_1 * p_{23} * \exp\left\{-\left[\frac{(E - (E_\gamma - m_e c^2))}{(0,6005 * p_{24})}\right]^2\right\}, \quad 4.23$$

onde :

p_{23} é a amplitude relativa

p_{24} é a largura à meia altura da gaussiana

4.2.3. Compton do fóton de aniquilação.

Entre os picos de escape teremos eventos produzidos por interação Compton de um fóton de aniquilação antes de escapar do detector. A forma funcional terá a mesma estrutura que o efeito Compton do fóton incidente no detector.

$$f_{14}(E, E_\gamma) = p_1 * p_{25} * \left[\frac{E_1'}{E_1} + \frac{E_1}{E_1'} - 1 + \cos^2 \theta_1 \right] * \operatorname{erfc} \left[\frac{E - E_{ca}}{\sqrt{2} * p_{26}} \right], \quad 4.24$$

onde :

$$\cos \theta_1 = \frac{m_e c^2}{E_1} + 1 - \frac{m_e c^2}{E_1'}; \quad 4.25$$

$$E_{c1}' = \frac{E_1}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_1}}; \quad 4.26$$

$$E_1 = 0,511 \text{ MeV};$$

$$E_1' = E_1 - E_2;$$

$$E_2 = E - (E_\gamma - 1,022 \text{ MeV});$$

p_{25} é a amplitude relativa;

p_{26} é o parâmetro representando os efeitos de arredondamento da borda Compton;

E_{ca} é a posição da borda Compton do fóton de aniquilação;

$m_e c^2$ é a massa em repouso do elétron em MeV.

A seguir será mostrada, na tabela 4.1, um resumo das funções f_i e os parâmetros p_i da FR, indicando seus significados.

Tabela 4.1. Resumo das funções f_i juntamente com os seus parâmetros p_i .

Função f_i	Parâmetro p_i
f_1 : fotopico	p_1 : amplitude do fotopico p_2 : FWHM dado em MeV
f_2 : coleção incompleta de carga	p_3 : amplitude relativa p_4 : regula a queda e centróide da função
f_3 : coleção incompleta de carga	p_5 : amplitude relativa
f_4 : efeito Compton simples no detector	p_6 : amplitude relativa p_7 : regula o arredondamento da função p_{15} : fornece liberdade para a posição da borda Compton
f_5 : efeito Compton nas vizinhanças(REV)	p_8 : amplitude relativa p_9 : fornece a localização da função p_{10} : fornece liberdade para o início da função
f_6 : limite inferior da estrutura do REV	p_{11} : amplitude relativa p_{12} : largura da função
f_7 : degrau da estrutura do REV	p_{13} : amplitude relativa
f_8 : escape dos raios-X característicos	p_{14} : amplitude relativa
* f_9 : efeito Compton duplo no detector	p_{16} : amplitude relativa
* f_{10} : efeito Compton triplo no detector	p_{17} : amplitude relativa
f_{11} : efeito Compton múltiplo no detector	p_{18} : termo linear da amplitude p_{19} : fornece a curvatura da função p_{20} : fornece liberdade para o ponto de junção entre o Compton simples e múltiplo
f_{12} : pico de escape duplo	p_{21} : amplitude relativa p_{22} : largura da função
f_{13} : pico de escape triplo	p_{23} : amplitude relativa p_{24} : largura da função
f_{14} : Compton do fóton de aniquilação	p_{25} : amplitude relativa p_{26} : regula o arredondamento da função

*Deve-se lembrar que as funções f_9 e f_{10} não foram usadas para a descrição do efeito Compton múltiplo no detector.

4.2.4 Referências

- [1] Myung. C. Lee, K. Verghese, R. P. Gardner, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 430.
- [2] R. P. Gardner, J. M. Doster, Nucl. Instr. and Meth. 198 (1982) 381.
- [3] J. L. Campbell, H. H. Jorch, Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 163.
- [4] J.L. Campbell, G. Gauchon, M. C. Lépy, L. McDonald, J. Plagnard, P. Steimer, W. J. Teesdale, G. White, Nucl. Instr. and Meth. 418 (1998) 394-404.

- [5] R. Trammell, F.J. Walter, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 317.
- [6] T. W. Raudorf, R. H. Pehl, Nucl. Instr. and Meth. A255 (1987) 538-551.
- [7] T.E. Schiesinger, R.B. James, Semiconductors for room temperature nuclear detector applications, , Vol. 43, Academic Press 1995.
- [8] L.A. McNelles, J.L. Campbell. Nucl. Instr. and Meth. 127 (1975) 73.
- [9] Shunji Goto, Nucl. Instr. And Meth. A333(1993) 452-457.
- [10] J. Felsteiner, S. Kahane, B. Rosner, Nucl. Instr. and Meth. 188 (1974) 253.
- [11] R. D. Evans, The Atomic Nucleus, Mac-Graw-Hill, New York, 1955.
- [12] J. Y. Zevallos-Chávez, M. T. da Cruz, M. N. Martins, V. P. Likhachev, C. B. Zamboni, S. P. Camargo, F. A. Genezini, J. A. Medeiros, M. M. Hindi, Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001) 212-219.
- [13] A. C. Tanner and I. R. Epstein, Phys. Rev. A, Vol. 14 (1976) 313.
- [14] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W. O. Rogers, The EGS4 code system, SLAC Report 265, 1985.
- [15] G. Fehrenbacher, R. Meckbach and P. Jacob, Nucl. Instr. and Meth. A383 (1996) 454-462.
- [16] M Abramovitz, I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions, 9th Edição, Dover, New York 1970.
- [17] Y. Jin, R.P.Gardner, K. Verghese, Nucl. Instr. and Meth. A242 (1986) 416.

Capítulo 5

Metodología de Ajuste de Espectros

Na seção 5.1 deste capítulo, é exposta a metodologia de ajuste de espectros experimentais, desde o mapeamento do detector até o teste da FR. Na seção 5.2 é mostrado o procedimento de ajuste para os detectores de pequeno e grande volume. Na última seção, 5.3, é feito um resumo das configurações possíveis de geometria e eletrônica de detecção usadas neste trabalho e é indicado também o critério para a escolha de uma certa configuração para a determinação da FR.

5.1 Metodologia de ajuste de espectros experimentais.

O processo de ajuste de espectros experimentais usando a formulação da FR, mostrada no capítulo 4, pode ser chamado de mapeamento do detector, isto é, no final deste processo se tem conhecimento de como o detector (vinculado a uma geometria e eletrônica de detecção) responde à incidência de radiação. Já nesta etapa é feita uma primeira avaliação ou teste das funções f_i que compõem a FR.

Quando o conjunto de funções escolhidas satisfaz o critério de um bom ajuste (ou ajuste de boa qualidade) dos dados experimentais, através do valor de χ^2 (ou χ_{red}^2), a formulação semiempírica da FR estará completa. O critério de um bom ajuste está também vinculado à precisão e detalhamentos na descrição dos espectros que um experimentador requer. Um exemplo disto foi exposto no capítulo 4, onde foi proposta a função f_{11} para a descrição do efeito Compton múltiplo no detector, deixando de lado as funções f_9 e f_{10} propostas na literatura. A característica de escolha das funções f_i faz parte do método semiempírico.

O resultado do mapeamento do detector é a obtenção dos valores dos parâmetros p_i .

Dependendo do caráter da função f_i (empírica ou baseada em teoria), os parâmetros a ela associados poderão ter ou não significado físico. Cada parâmetro estimado deve corresponder a um único valor de energia, sendo este valor a energia do fóton incidente emitido pela fonte radioativa. Isto é consequência do uso de funções monocromáticas que o método semiempírico requer.

Neste trabalho mais de uma fonte radioativa não monocromática foi usada, devido à falta de disponibilidade. Nesta condição o valor do parâmetro p_i corresponde a um valor médio de várias energias. Quando isto acontece deve se ter cuidado para que esses valores

de energia sejam próximos, ou dito de outra forma, os fotopicos produzidos pela detecção de fótons de diferentes energias devem estar localizados numa pequena região do espectro. Usemos a fonte de ^{109}Cd , emissora de raios-X e um raio gama, como exemplo para compreender o uso de fontes não monocromáticas. O conjunto de parâmetros p_i da FR, estimados para a região dos raios-X K de energias 21,99 keV ($K_{\alpha 1}$), 22,16 keV ($K_{\alpha 2}$), 24,93 keV ($K_{\beta 1}$) e 25,60 keV ($K_{\beta 2}$), corresponderão a um valor médio de energia igual a 23,67 keV. Já um conjunto diferente de parâmetros p_i só será associado ao fóton de energia 88 keV do ^{109}Cd .

A descrição de espectros que apresentam mais de uma transição (mais de um fóton sendo emitido) ganha em complexidade quando comparado com espectros devidos a fontes monocromáticas.

Para finalizar o cálculo da FR deve-se encontrar a dependência da cada parâmetro p_i como função da energia. Desta forma ajusta-se o conjunto de dados experimentais do parâmetro p_i (estimados para diferentes valores de energias) usando funções as vezes lineares ou parabólicas e outras vezes precisando de funções mais complexas como exponenciais. Estes ajustes vão permitir calcular para qualquer valor de energia seu correspondente valor de p_i . A FR portanto estará completamente parametrizada.

O cálculo da FR assim concluído deve ser testado. O teste da FR foi realizado em duas etapas. A primeira etapa do teste consiste em ajustar novamente os espectros usados para a parametrização da FR (devido ao uso de fontes não monocromáticas). Usemos novamente a fonte de ^{109}Cd para explicar este passo. Teremos agora que, para cada energia de raio-X da fonte de ^{109}Cd há um conjunto conhecido de parâmetros p_i diferente. Desta forma, se o ajuste de cada parâmetro p_i como função da energia foi o adequado, isto refletirá num ajuste de boa qualidade ao se ajustar o espectro inteiro de ^{109}Cd (raios-X mais o fóton gama). A segunda etapa do teste consiste em ajustar espectros que não participaram na parametrização da FR.

A seguir são fornecidos o procedimento de ajuste de espectros e um resumo das configurações experimentais para o estudo da FR.

5.2 Procedimento de ajuste.

O procedimento de ajuste de espectros para os detectores de pequeno volume (D3, D4 e D5) é ligeiramente diferente que para os detectores de grande volume (D1 e D2).

Nos espectros coletados para os detectores de pequeno volume sempre encontraremos a região dos raios-X (ou de fótons de baixas energias) e a região dos fótons de energias maiores (de ~ 60 até 140 keV), devendo ajustar estas duas regiões separadamente. Já nos espectros coletados usando detectores de grande volume isto não é necessário, a exceção do espectro de ^{133}Ba onde são ajustadas duas regiões como no caso dos detectores de pequeno volume.

Para os detectores de pequeno volume será usada a FR da seção 4.1, FR1, e para os detectores de grande volume a FR da seção 4.2, FR2. A seguir é apresentado um roteiro do ajuste.

- (a) Antes de realizar qualquer ajuste, os espectros experimentais foram preparados, isto é, o fundo radioativo foi subtraído e a propagação de incertezas realizada.
- (b) Dividir o ajuste em duas regiões, se necessário, chamadas de baixa energia (região dos raios-X) e alta energia.
- (c) O arquivo de entrada para o mapeamento da FR requer o número de transições gama e/ou raios-X emitidas pela fonte radioativa, as energias das transições (veja tabela 5.2), as quais permanecerão constantes durante o ajuste, estimativas iniciais das amplitudes dos fotopicos produzidos por cada transição e finalmente uma primeira estimativa (ou chute inicial) dos valores iniciais dos parâmetros que aparecem na FR. Os ajustes são feitos em energia e não em canal, assim é incluída uma calibração linear em energia através de dois parâmetros adicionais.

Outros três parâmetros adicionais podem ser usados para um fundo auxiliar se for preciso. Este fundo geralmente com um valor constante aparece quando está sendo ajustada a região de baixa energia ou raios-X. Este fundo servirá para compensar a detecção de eventos originados por fótons de altas energias (que não participam do ajuste) que aparecem na região de baixa energia. Estes eventos podem ser, por exemplo, contribuições do efeito Compton e da segunda componente da coleção incompleta de carga.

Estes ajustes foram realizados usando o programa AJUSTE, que usa o algoritmo de Gauss-Marquardt [1] para ajuste de funções não lineares, desenvolvido na plataforma MATLAB.

(d) Ajustar os parâmetros p_i , obtidos no item (c), como função da energia. Aqui também é usado o programa AJUSTE.

(e) Realizar o teste de validade ajustando novamente os espectros usados na parametrização da FR, e, ajustar um espectro que não participou em nenhuma etapa do processo descrito. O arquivo de entrada para o teste requer o número de transições gama e/ou raios-X emitidas pela fonte radioativa, as energias das transições [2] e as amplitudes dos fotopicos produzidos por cada transição.

5.3 Configurações para o estudo da FR.

A utilização de diferentes geometria e eletrônica de detecção (mostrado no capítulo 3), permitiu obter várias configurações para estudar a FR dos detectores de germânio e silício. Um resumo destas configurações é mostrado na tabela 5.1

Tabela 5.1. Configurações possíveis para o estudo da FR.

Detector	Geometria		Distância fonte detector*				Tempo de formação de pulso(TFP)**	Número de espectros
	simples	Blindagem	A	B	C	D		
D1(89 cm ³)	X	X	X				X	98
D2(50 cm ³)	X	X	X				X	98
D3(5 cm ³)	X	X		X			X	80
D4(8 cm ³)		X			X		6 μ s	5
D5(Si(Li))	X	X				X	X	60

*A : 5 cm, 10cm e 18 cm, B: 1 cm, 5cm e 10 cm, C: 2 cm e D: 2mm e 2,6 cm.

**TFP: 2 μ s, 3 μ s e 6 μ s.

A escolha da configuração para o cálculo da FR foi baseada em três critérios.

O primeiro critério levou em conta a comparação entre os espectros produzidos com a geometria simples e a geometria com blindagem. Para os detectores de grande volume os espectros produzidos com a geometria simples foram os escolhidos, devido à forma não tão

complexa da estrutura do REV. A estrutura do REV observa-se complexa nos espectros produzidos com a geometria com blindagem. Já para os detectores de pequeno volume esta escolha não é muito relevante, como mostrado no capítulo 3. O segundo critério esteve relacionado à escolha de espectros contendo estatística suficiente em todo o intervalo de energia de ajuste. Isto garante que qualquer região do espectro ajustado é sensível a uso das funções f_i da FR. O terceiro critério envolveu a escolha de espectros onde o efeito de empilhamento fosse desprezível ou o tempo morto do sistema de detecção fosse menor ou igual que 10%. De acordo com os critérios estabelecidos, o cálculo da FR foi obtido ajustando espectros com as seguintes configurações:

- (a) espectros produzidos com a geometria simples para os detectores D1, D2, D3 e D5 e com a geometria com blindagem para o detector D4.
- (b) 10 cm de distância fonte detector para os detectores D1 e D2.
- (c) 1 cm de distância fonte detector para o detector D3.
- (d) 2 cm de distância fonte detector (neste caso só existe um valor) para o detector D4.
- (e) 2 mm de distância fonte detector para o detector D5.
- (f) Para os casos (b), (c), (d) e (e) foi usado um tempo de formação de pulso de 6 μ s.

Para o detector D4 não foi possível completar mais do que a configuração mencionada na tabela 5.1, isto devido a defeitos encontrados durante a sua operação. O número total espectros foi de 341.

O conjunto de fontes radioativas usadas neste trabalho é apresentado na tabela 3.1.

As fontes radioativas usadas para os detectores de pequeno volume D3, D4 e D5 foram ^{57}Co , ^{109}Cd , ^{241}Am e ^{152}Eu , e para detectores de grande volume D1 e D2 ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{54}Mn , ^{137}Cs e ^{152}Eu . Na tabela 5.2 são apresentadas as energias dos raios-X e das transições mais importantes (ou as mais intensas) emitidas pelas fontes radioativas.

Tabela 5.2. Valores das energias das transições gama e raios-X das fontes radioativas usadas neste trabalho[2].

Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)	Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)
^{57}Co (271,77 dias)	6,391 (R-XfeKa2)	^{54}Mn (312,20 dias)	5,405 (R-XcrKa2)
	6,404 (R-XfeKa1)		5,415 (R-XcrKa1)
	7,058 (R-XfeKb1)		5,947 (R-XcrKb1)
	14,4119 (g)	834,826 (g)	
	122,0612(g)	^{60}Co (5,271 anos)	1173,237 (g)
136,4730(g)	1332,501 (g)		

Capítulo 5. Metodologia de Ajuste de Espectros

Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)	Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)
^{109}Cd (1,2665 ano)	21,990 (R-XagKa2)	^{152}Eu (13,33 anos)	271,132 (g)
	22,163 (R-XAgKa1)		275,437 (g)
	24,934 (R-XAgKb1)		295,929 (g)
	25,603 (R-XAgKb2)		315,175 (g)
	88,0341 (g)		324,799 (g)
^{133}Ba (10,54 anos)	30,625 (R-XCsKa2)	329,423 (g)	
	30,973 (R-XCsKa1)	340,46 (g)	
	34,967 (R-XCsKb1)	344,286 (g)	
	36,006 (R-XCsKb2)	367,798 (g)	
	53,148 (g)	385,298 (g)	
	79,612 (g)	411,122 (g)	
	80,989 (g)	416,045 (g)	
	160,601 (g)	443,894 (g)	
	223,24 (g)	443,983 (g)	
	276,388 (g)	488,615 (g)	
	302,851 (g)	493,517 (g)	
	355,999 (g)	503,401 (g)	
	383,841 (g)	564,010 (g)	
	^{137}Cs (30,0 anos)	31,817 (R-XBaKa2)	566,420 (g)
		32,194 (R-XBaKa1)	586,307 (g)
36,357 (R-XBaKb1)		656,483 (g)	
37,450 (R-XBaKb2)		674,698 (g)	
661,660 (g)		675,045 (g)	
^{241}Am (432,7 anos)	11,871 (R-XNpL/)	678,586 (g)	
	13,946 (R-XNpLa1)	686,535 (g)	
	13,761 (R-XNpLa2)	688,675 (g)	
	15,861 (R-XNpLeta)	703,56 (g)	
	16,109 (R-XNpLb6)	712,854 (g)	
	16,817 (R-XNpLb2,15)	719,330 (g)	
	17,061 (R-XNpLb4)	719,419 (g)	
	17,505 (R-XNpLb5)	764,909 (g)	
	17,751 (R-XNpLb1)	768,953 (g)	
	17,992 (R-XNpLb3)	778,920 (g)	
	20,784 (R-XNpLg1)	794,79 (g)	
	21,099 (R-XNpLg2)	810,450 (g)	
	21,342 (R-XNpLg3)	839,446 (g)	
	21,491 (R-XNpLg6)	841,585 (g)	
	22,19 (RXNp[LO2+LO3]/2)	867,384 (g)	
	26,344 (g)	901,174 (g)	
	43,415 (g)	919,390 (g)	
	59,5364 (g)	926,316 (g)	
	^{152}Eu (13,33 anos)	39,522 (R-XSmKa2)	930,592 (g)
40,118 (R-XSmKa1)		963,360 (g)	
42,309 (R-XGdKa2)		964,110 (g)	
42,996 (R-XGdKa1)		1005,256 (g)	
45,379 (R-XSmb1)		1084,0 (g)	
46,819 (R-XSmKb2)		1085,885 (g)	
48,652 (R-XGdKb1)		1089,706 (g)	
50,214 (R-XGdKb2)		1109,193 (g)	
121,7758 (g)		1112,075 (g)	
244,6923 (g)		1212,934 (g)	
251,618 (g)		1249,947 (g)	

Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)	Fonte radioativa e meia vida da fonte	Energia (keV)
^{152}Eu (13,33 anos)	1292,781 (g)	^{152}Eu (13,33 anos)	1457,624 (g)
	1299,158 (g)		1528,116 (g)
	1408,002 (g)		

*Não são mencionadas as energias dos raios-XL dessas fontes, mas elas podem ser vistas na referência [2]. A letra “g” na tabela foi usada para se referir à letra grega γ . Ela serve tanto para indicar uma transição gama na forma (g) e também para identificar os raios-XNpLg da fonte de ^{241}Am . Na tabela foram usadas também as letras “a” e “b”, na identificação dos raios-X, para indicar as letras gregas α e β .

5.4 Referências.

-
- [1] P. R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science, McGraw-Hill, New York, 1969.
- [2] E. Browne, R. B. Firestone, Table of Radioactive Isotopes, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, 1986, John Wiley & Sons, Inc.

Capítulo 6

Apresentação de Resultados

6.1 Apresentação de resultados.

A apresentação dos resultados neste capítulo corresponde à configuração escolhida na seção 5.3.

Nesta seção são apresentados os resultados dos ajustes somente para um dos detectores de grande volume, o D1, e para um dos detectores de pequeno volume, o D3. Os resultados para os outros detectores encontram-se no apêndice D.

Nas seções 6.2.1 e 6.3.1 são mostrados, primeiramente, os ajustes para o mapeamento dos detectores D3 e D1, respectivamente. Desta forma uma seqüência de espectros experimentais ajustados será mostrada. Nestes espectros os pontos experimentais e as suas barras de incerteza são identificados em azul e o ajuste em vermelho. Os valores de χ^2_{red} para estes ajustes também são indicados.

Após o mapeamento são realizados os ajustes dos parâmetros como função da energia nas seções 6.2.2 e 6.3.2 para os detectores D3 e D1, respectivamente. Cada parâmetro p_i da FR será descrito por outros parâmetros cujos valores estimados e incertezas encontram-se no apêndice E.

Nas seções 6.2.3 e 6.3.3 é realizado o teste da FR para os detectores D3 e D1, respectivamente. No teste da FR a fonte não usada para a parametrização foi a de ^{152}Eu , tanto nos detectores de pequeno como de grande volume.

Finalmente, a discussão dos ajustes dos parâmetros p_i é realizada nas seções 6.2.4 e 6.3.4. Na seção 6.2.4 é feita uma discussão não somente do detector D3 mas também do outro detector de pequeno volume, o D4, de maneira conjunta. Isto devido às respostas parecidas que ambos detectores mostraram. Na seção 6.3.4 é feita também uma discussão conjunta dos detectores D1 e D2, por apresentar respostas parecidas.

No apêndice D é feita a discussão dos parâmetros p_i para o detector D5.

6.2 Ajustes e calculo da FR para o detector D3.

6.2.1 Mapeamento do detector.

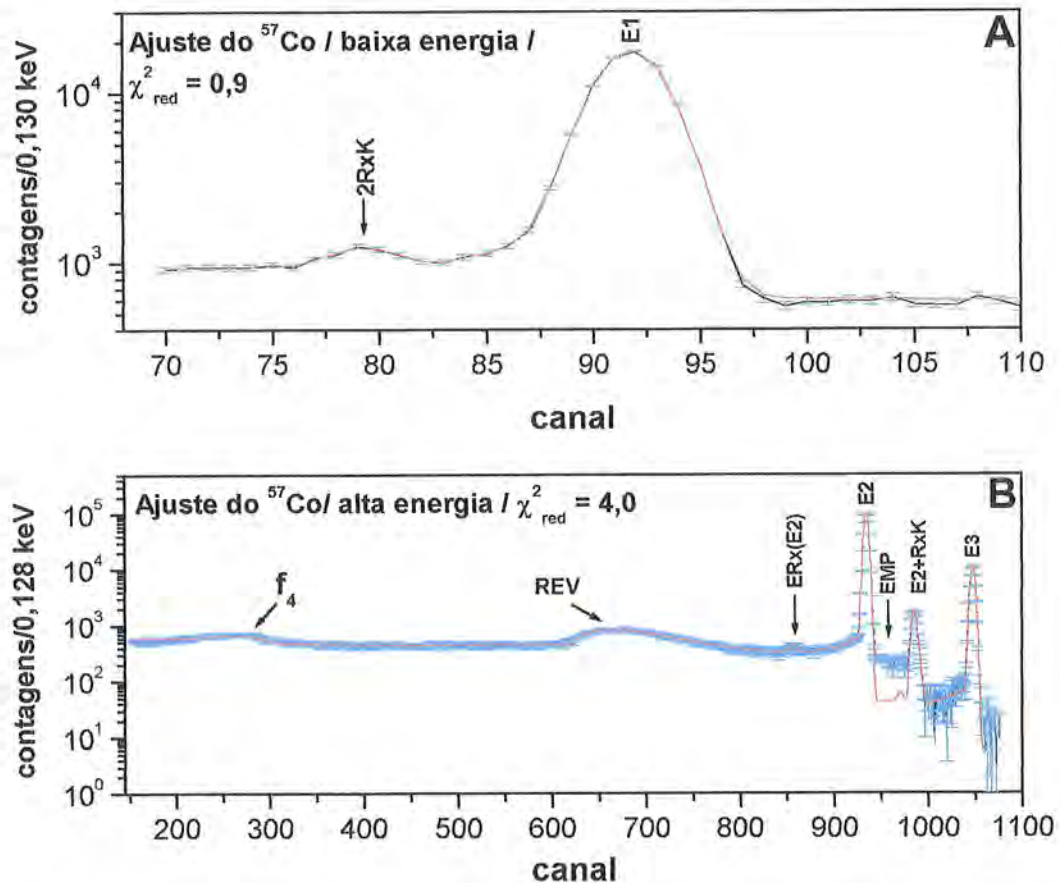


Figura 6.1. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura “A” é mostrada a região do fóton de 14,4 keV mais o pico soma de raios-X (2RxK). Na figura “B” são mostradas a região dos fotopicos correspondentes às energias 122 e 136 keV, respectivamente, a região do Compton simples (f_4) e a região do REV. Pode se ver também o pico soma por empilhamento do fóton de 122 keV com os raios-X, E2+RxK.

Na figura 6.1, pode se identificar a presença do efeito de empilhamento, EMP, desde a posição do fóton de energia E2, até o pico soma por empilhamento de energia E2+RxK.

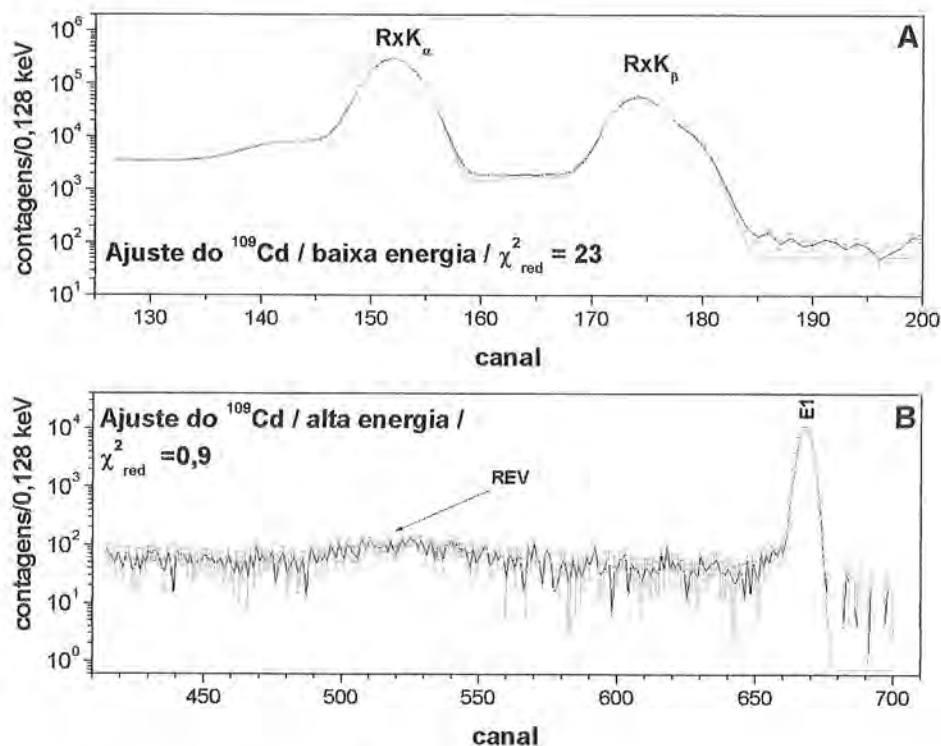


Figura 6.2. Ajuste do espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura "A" é mostrada a região dos raios-X, RxK_α e RxK_β . Na figura "B" é mostrada a região do fotopico correspondente à energia de 88 keV e a região da estrutura do REV.

No ajuste da região dos raios-X da figura 6.2 foi necessário simular os eventos da coleção incompleta de carga (f_3) e do degrau do efeito Compton nas vizinhanças(f_7), produzidos pelo fóton de 88 keV, através de um fundo constante.

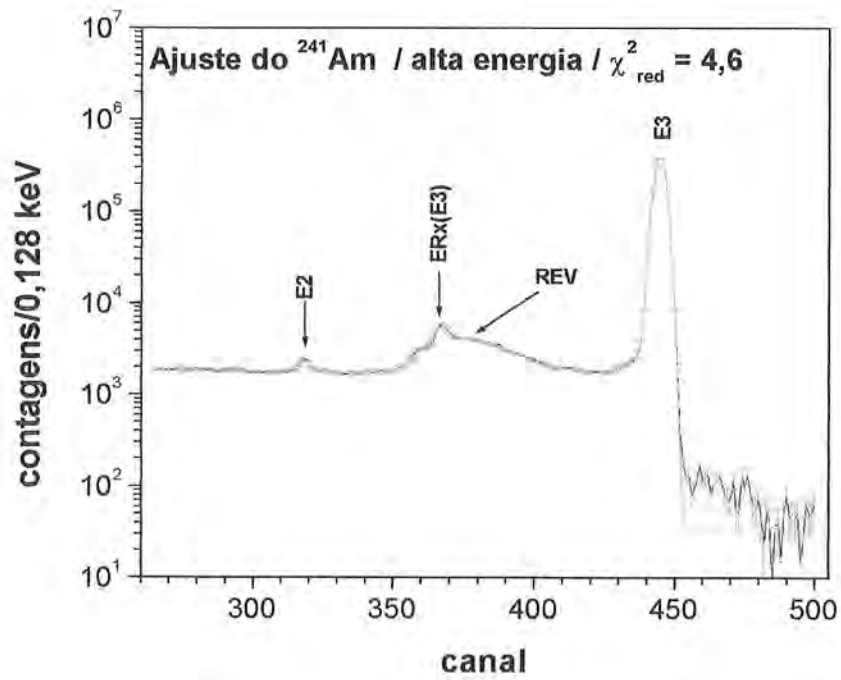


Figura 6.3. Ajuste do espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura são mostrados os fótons de energias E2(43,4 keV) e E3(59,5 keV). Pode ser visto também o pico de escape de raios-X associado ao fóton de energia E2 e a sua estrutura do REV.

6.2.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.

As figuras 6.4 a 6.11 mostram a dependência de cada um dos onze parâmetros da FR do detector D3, em função da energia dos fótons incidentes.

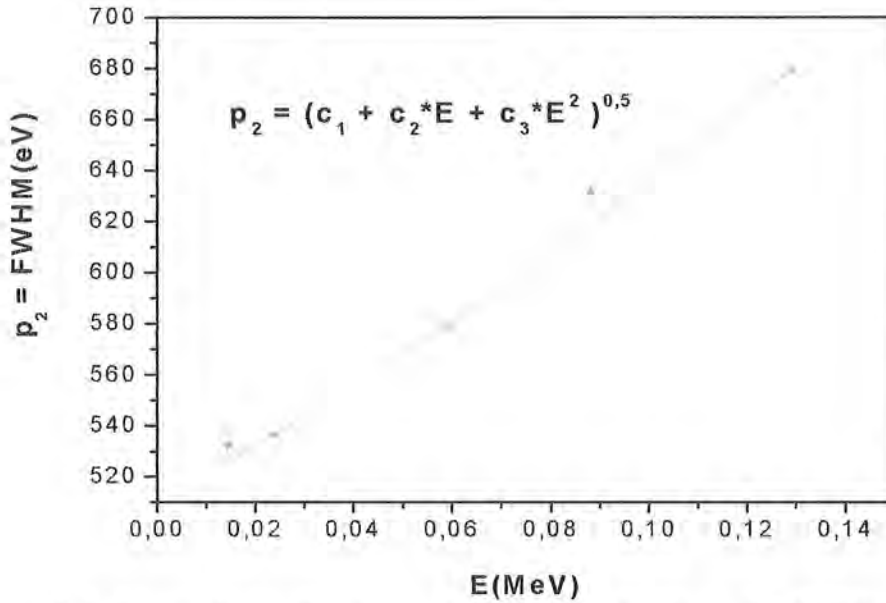


Figura 6.4. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).

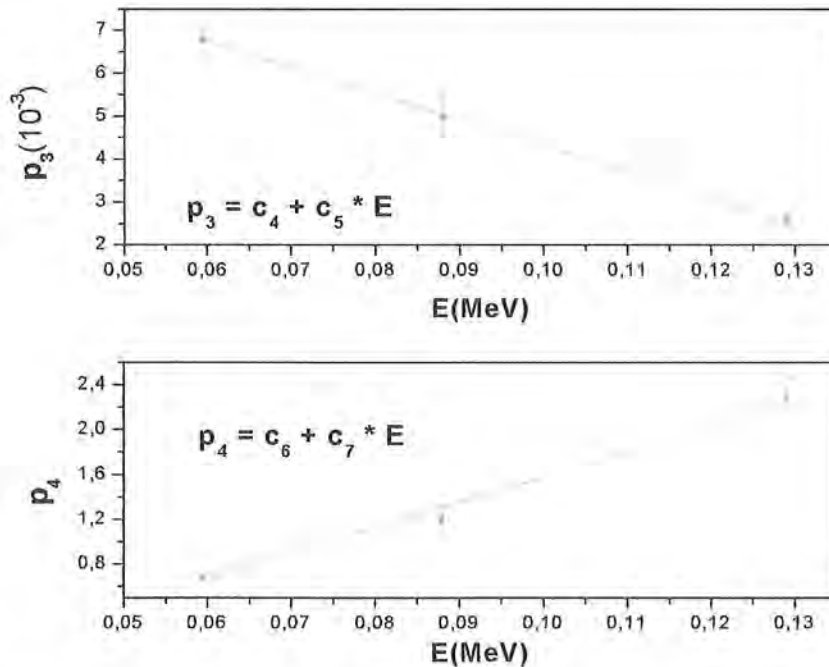


Figura 6.5. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da coleção incompleta de carga-primeira componente (f_2).

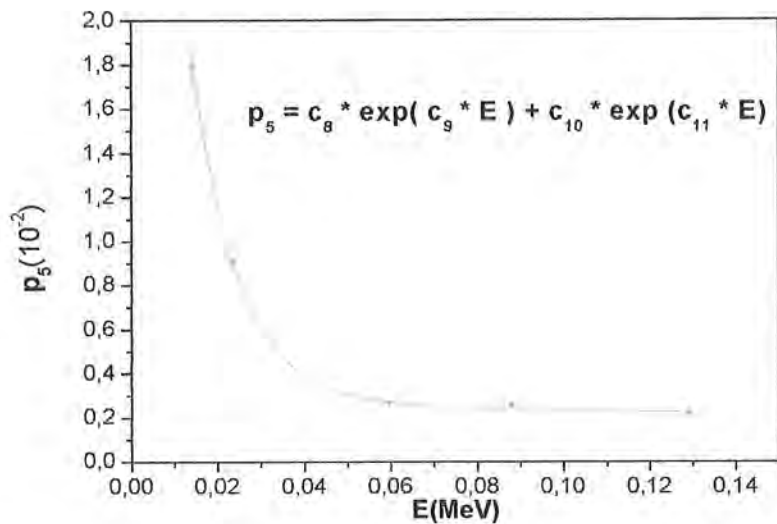


Figura 6.6. Ajuste do parâmetro p_5 da coleção incompleta de carga-segunda componente (f_3).

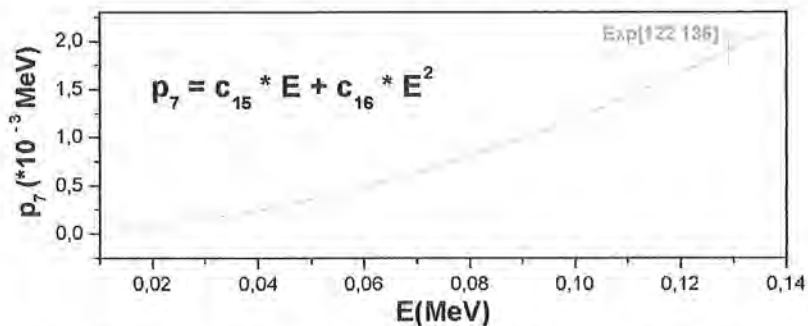
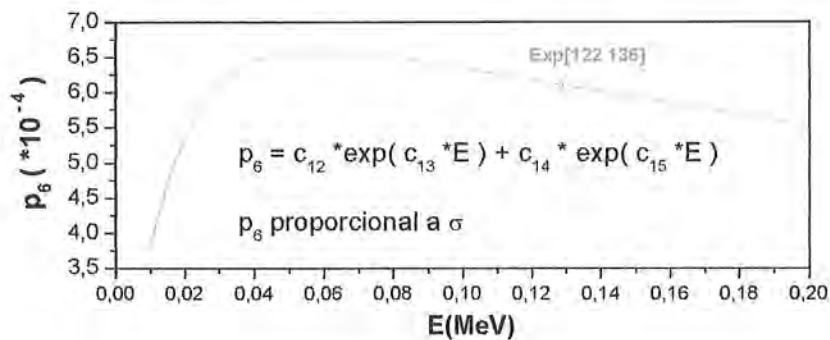


Figura 6.7. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 do Compton simples (f_4). Na figura p_6 é proporcional a seção de choque σ [1] para o espalhamento Compton em germânio. O ponto indicado como Exp, em ambas figuras, corresponde aos únicos valores de p_6 e p_7 obtidos experimentalmente, no espectro de ^{57}Co , para os fótons de energias 122 keV e 136 keV.

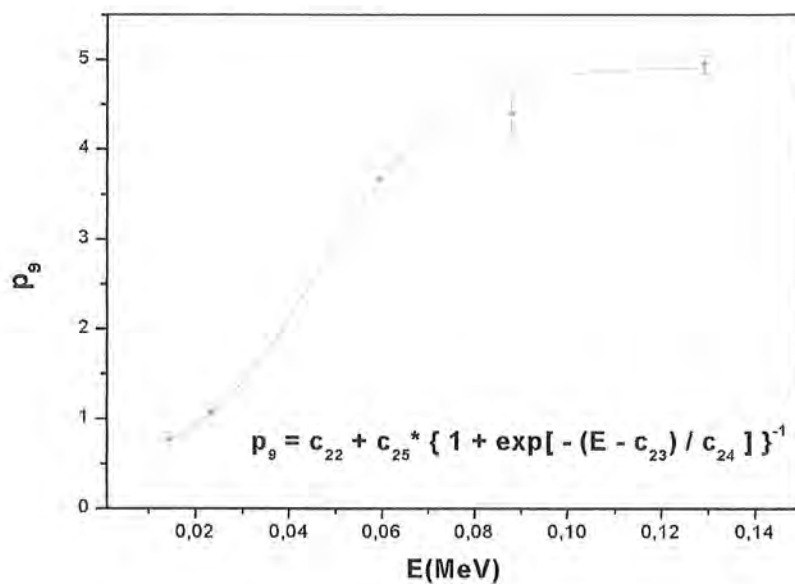
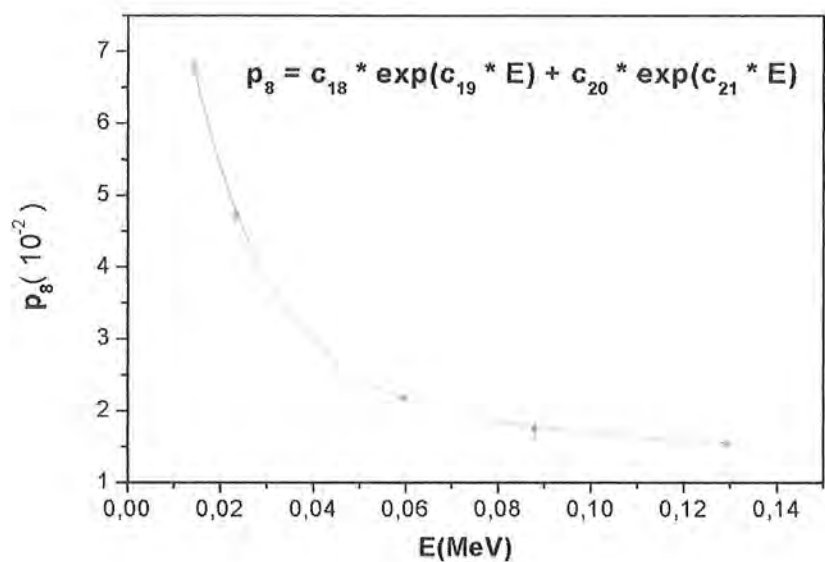


Figura 6.8. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.

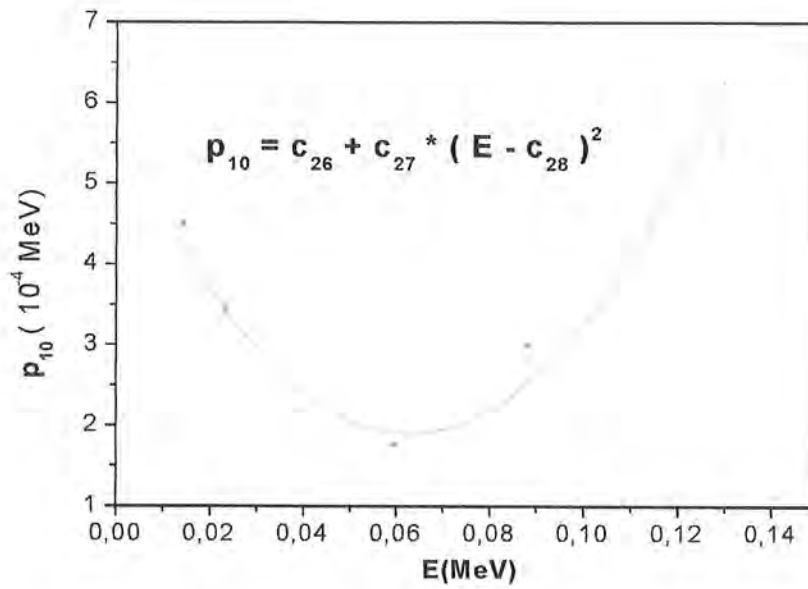


Figura 6.9. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.

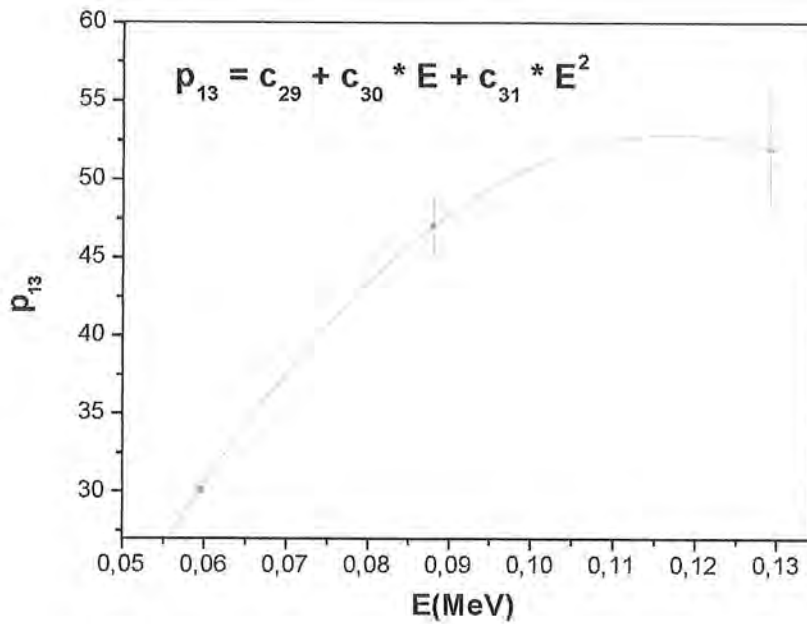


Figura 6.10. Ajuste do parâmetro p_{13} do degrau da estrutura do REV.

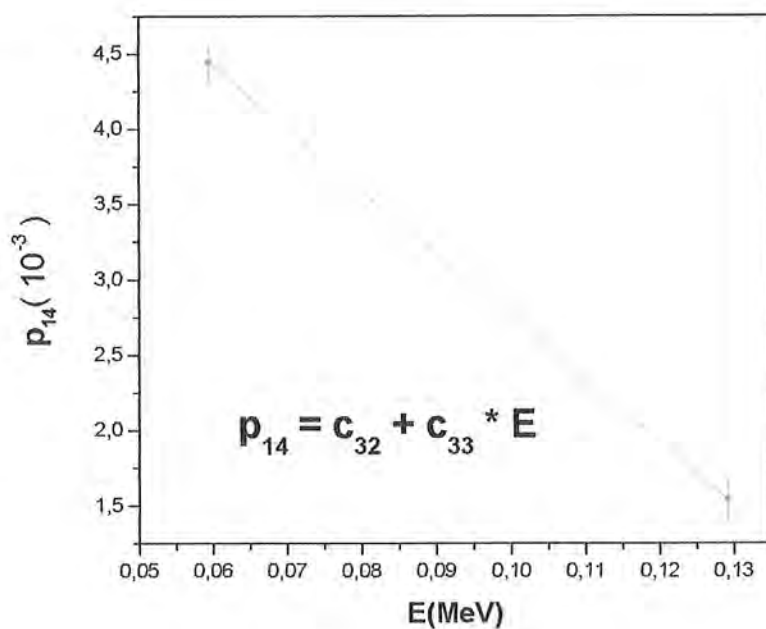


Figura 6.11. Ajuste do parâmetro p_{14} da amplitude relativa do escape dos raios-X característicos (f_8).

6.2.3 Teste da função resposta.

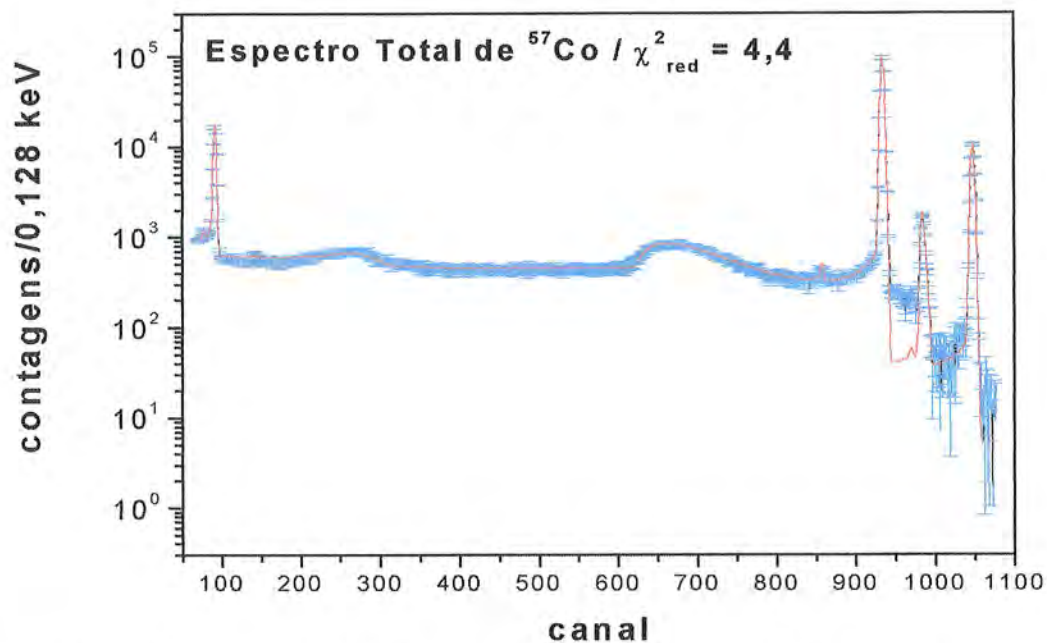


Figura 6.12. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,4.

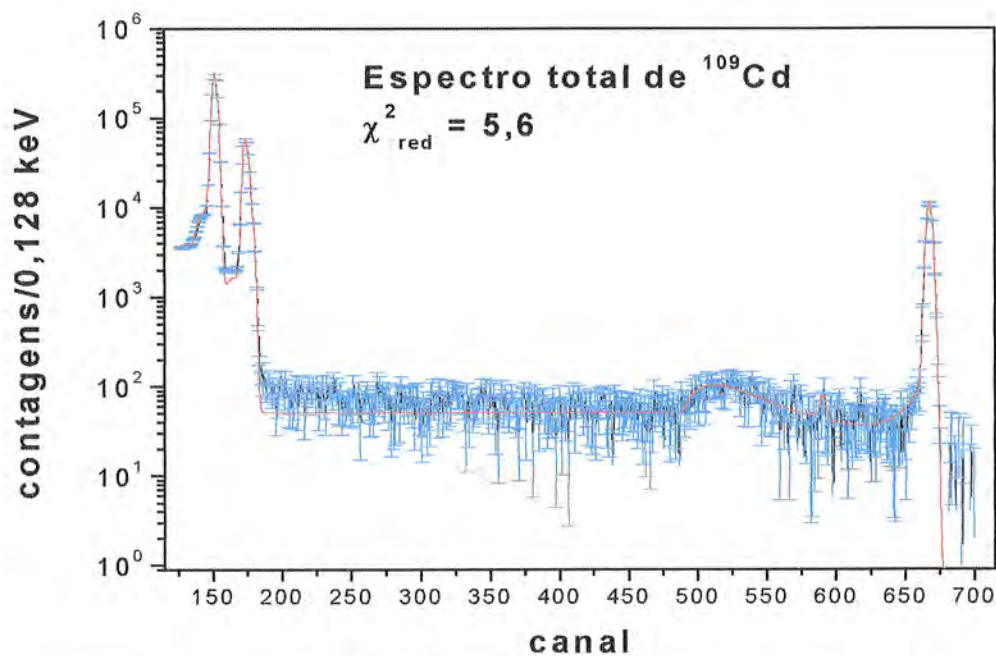


Figura 6.13. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 5,6.

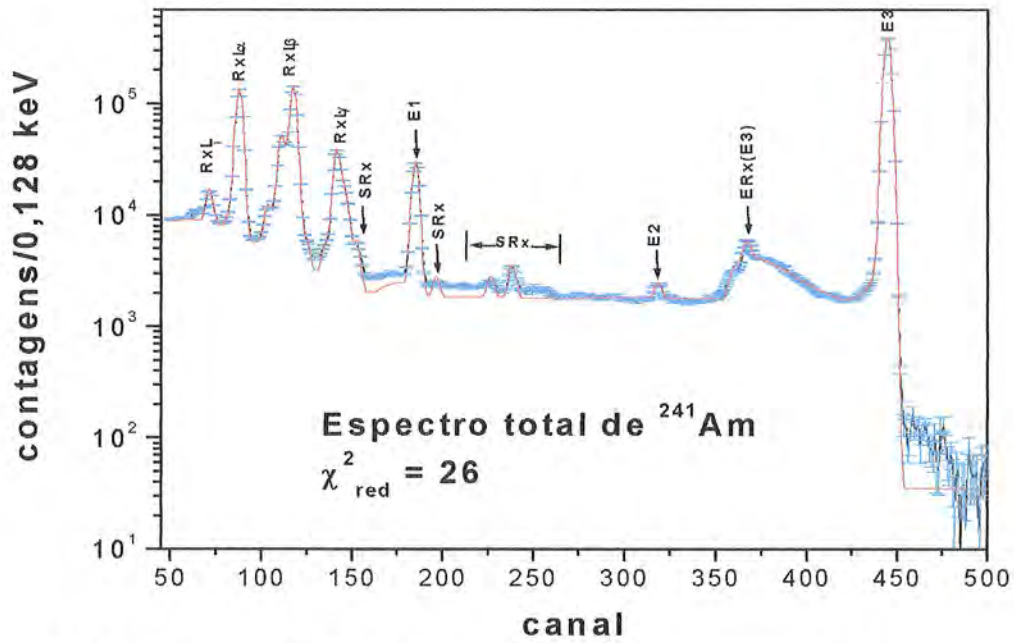


Figura 6.14. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 26.

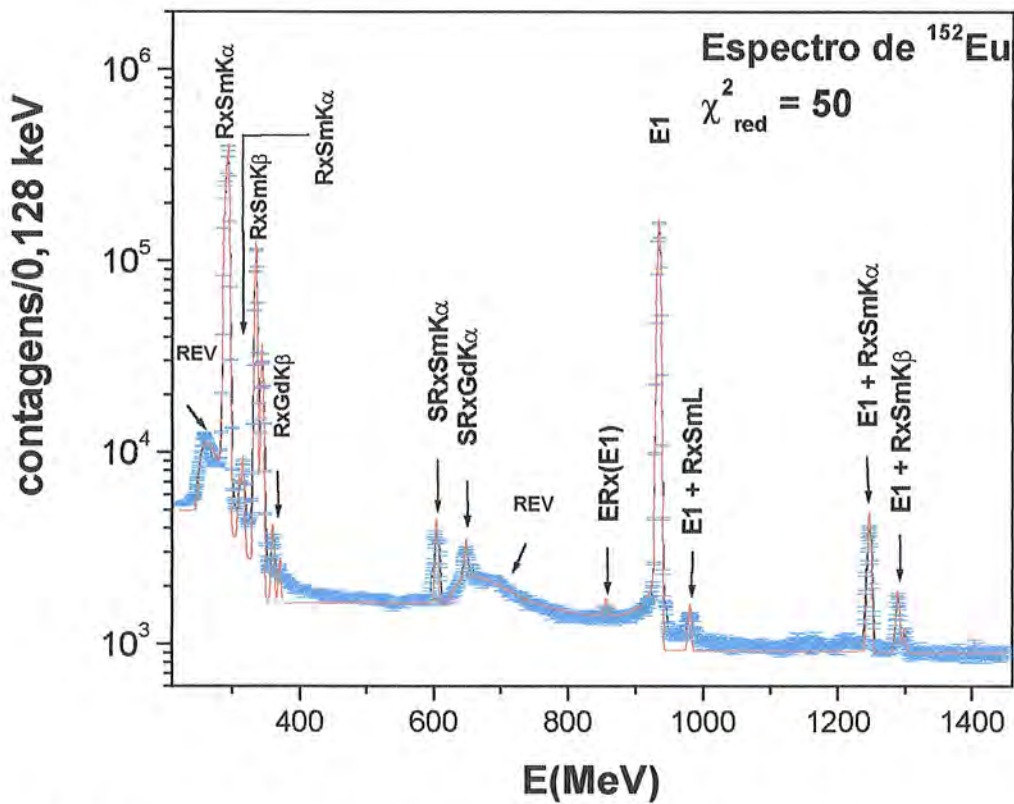


Figura 6.15. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 50.

6.2.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.

Nesta seção, serão discutidos os ajustes dos parâmetros da FR tanto do detector D3 como do detector D4, conjuntamente.

6.2.4.1 Largura a meia altura (FWHM), p_2 .

Do ajuste deste parâmetro podemos estimar a energia média para a produção de um par elétron-buraco ε . Se for considerado que o FWHM é formado só por duas componentes, o ruído eletrônico e o termo devido à flutuação no número de pares elétron-buraco criados, pode-se escrever para um detector ideal (sem armadilhas ou centros de recombinação), como

$$FWHM^2 = FWHM_{ruído}^2 + FWHM_{flutu.}^2$$

O segundo termo desta equação pode ser escrito como: $FWHM_{flutu.}^2 = (2,35)^2 * F * \varepsilon * E_\gamma$ onde F é o fator de Fano (0,129 para os detectores de germânio a 77 K [2]), e E_γ é a energia do fóton incidente.

Para estimar o valor de ε , considere-se no ajuste de p_2 para o detector D3, somente os dois primeiros termos do ajuste da figura 6.4, o c_1 e o c_2 (o erro percentual do terceiro termo c_3 (8 %), é maior que os correspondentes para c_1 (4,6 %) e c_2 (0,5 %)). Fazendo isto obtem-se um valor para ε igual a 1,44 eV e a contribuição do ruído eletrônico para a FWHM foi de 217 eV. O valor de ε encontra-se subestimado quando comparado com o encontrado na referência [2] de 2,96 eV. Isto deve se principalmente, à qualidade do ajuste do parâmetro p_2 , isto é, embora o ajuste com três parâmetros, c_1, c_2 e c_3 , produza um χ_{red}^2 melhor que num ajuste que possa ser realizado com só dois parâmetros, este último ajuste fornece um valor de ε igual a 2,28 eV e uma contribuição do ruído eletrônico de 211 eV. Isto representa uma sintonia mais fina para a escolha da função a ser usada para o ajuste da FWHM. Este fato não produz nenhum efeito a ser considerado nos ajustes dos espectros apresentados no teste da FR.

Para o detector D4 através dos parâmetros a_1 e a_2 , da figura D.4 do apêndice D, foram obtidos valores para ε e para o ruído eletrônico 2,38 eV e 250 eV, respectivamente.

O valor de comparação para o ruído eletrônico [3] é de 150 eV, que corresponde a uma massa de cristal de germânio igual a 42,5 g ($= 8 \text{ cm}^3 * 5,32 \text{ g/cm}^3$).

Ambos valores de ϵ obtidos para os detectores D3 de D4 (2,28 eV e 2,38 eV) ainda encontram-se um pouco subestimados. Deve-se levar em conta que os valores usados para a comparação [2] foram obtidos usando partículas alfa e não fótons nas calibrações do detector (são esperados valores de ϵ maiores para calibrações com partículas alfa). Portanto, é recomendado o uso do mesmo tipo de radiação tanto para a calibração do detector como para a medida para fins de comparação.

6.2.4.2 Coleção incompleta de carga (CIC) f_2 e f_3 : p_3 , p_4 e p_5 .

Para o detector D3 a primeira componente da CIC apresenta uma variação linear em ambos seus parâmetros, p_3 e p_4 . Este efeito de perda de carga só mostrou-se evidente para fótons de energias maiores que 59 keV. Para o detector D4 (figura D.5) percebe-se que p_3 possui um valor constante para todo o intervalo de energia estudado, já o parâmetro p_4 responsável pela variação da queda e centróide de f_2 , apresentou um comportamento quadrático com a energia. Assim este parâmetro fornece uma assimetria maior (menor) no fotopico para fótons de alta energia (de baixa energia).

O parâmetro p_5 para o detector D3 apresentou uma queda acentuada partindo de baixas para altas energias. Portanto mais elétrons secundários são criados na superfície do cristal devido à absorção de fótons da baixa energia e, como consequência, estes elétrons poderão escapar mais facilmente. Para o detector D4 o parâmetro p_5 (figura D.6) tem o mesmo comportamento encontrado no detector D3.

6.2.4.3 Efeito Compton no detector f_4 : p_6 e p_7 .

Calcular os valores dos parâmetros do Compton em espectros produzidos por fontes não monocromáticas e a baixas energias é uma tarefa difícil de ser realizada. Isto é devido a que esta estrutura fica, toda ou em parte, escondida embaixo da estrutura correspondente aos raios-X característicos emitidos pela fonte radioativa. Nos ajustes dos espectros de

^{109}Cd e ^{241}Am a estrutura do Compton simples encontra-se embaixo dos raios-X K_α e K_β e atrás dos raios-x L_1 , respectivamente. Ver figura 6.16.

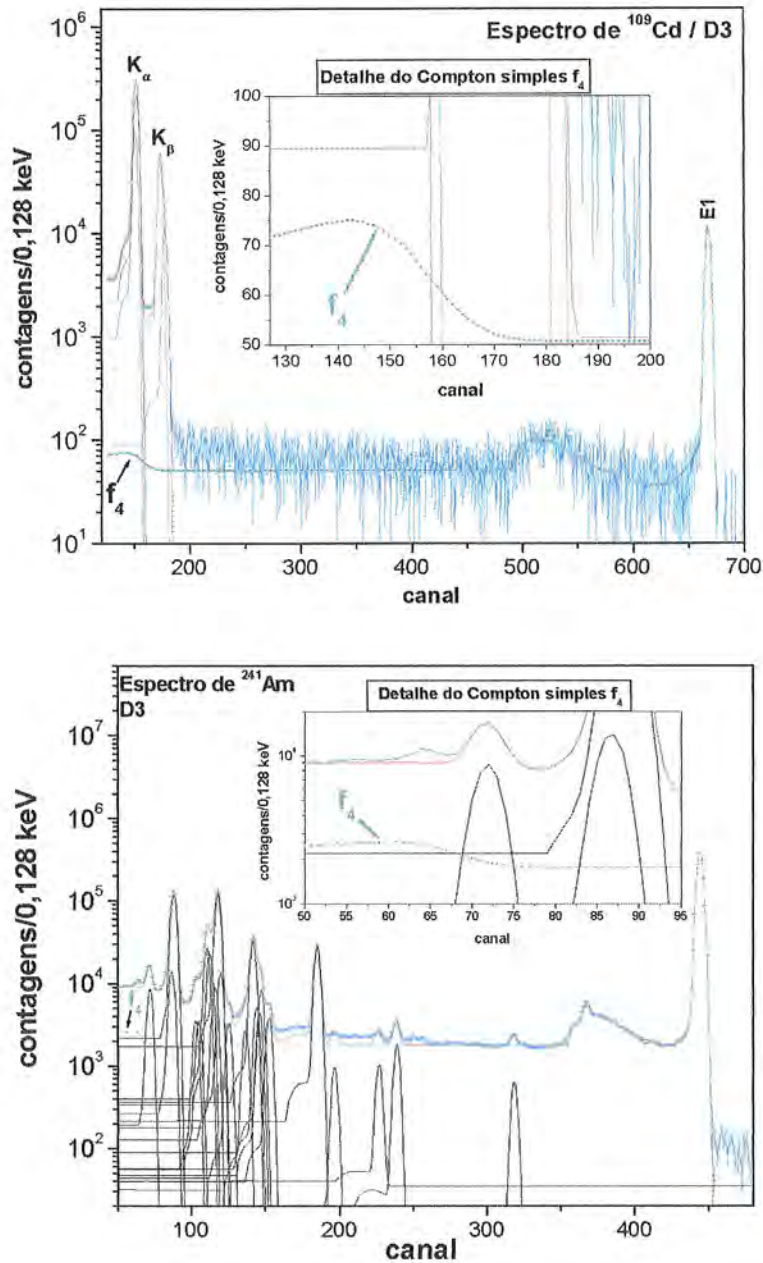


Figura 6.16. Análise da estrutura do Compton simples. Os ajustes mostrados foram tomados das figuras 6.13 e 6.14 do detector D3.

Para a solução deste problema utilizou-se o espectro produzido pela fonte de ^{57}Co , que apresenta a estrutura do Compton simples bem definida. Ajustou-se desta forma os parâmetros do Compton pertencentes aos fótons de energias 122 keV e 136 keV.

A obtenção da forma funcional da amplitude relativa p_6 , considerou o ajuste dos dados [1] da seção de choque para o espalhamento Compton em germânio, σ , e a normalização da função ajustada em relação ao único valor experimental obtido com a fonte de ^{57}Co . Desta forma é reproduzido o valor de p_6 para os fótons de 122 keV e 136 keV da fonte de ^{57}Co , bem como para toda a faixa de energia em estudo.

A forma funcional do parâmetro p_7 baseia-se no comportamento parabólico deste parâmetro apresentado por Myung C. Lee *et al.* [4]. Este comportamento é crescente desde a energia de 60 keV até $\sim 2\text{MeV}$. Desta forma é possível usar uma função parabólica do tipo $\alpha * E_\gamma + \beta * E_\gamma^2$, por exemplo, para o parâmetro p_7 nos detectores de pequeno volume.

O procedimento realizado para a obtenção de uma função para o parâmetro p_7 envolveu o ajuste dos valores da energia da posição da borda do Compton, calculados partir da equação 4.7 do capítulo 4, correspondentes aos fótons de energias E_γ no intervalo de 5 keV até 136 keV. Uma vez ajustados estes valores, usando uma função parabólica, foi realizada uma normalização da função ajustada em relação ao único valor experimental obtido com a fonte de ^{57}Co . Desta forma é reproduzido o valor de p_7 para os fótons de 122 keV e 136 keV da fonte de ^{57}Co , bem como para toda a faixa de energia em estudo.

A obtenção da forma funcional do parâmetro p_7 foi obtida primeiramente para o detector D4. Para obter a forma funcional de p_7 no detector D3, foi usada a função já calculada de p_7 no detector D4 e realizada outra normalização. Esta nova normalização consistiu, em multiplicar a função de p_7 no detector D4 por um fator definido como:

$$fator = \left[\frac{\text{valor experimental de } p_7 \text{ no detector D3}}{\text{valor de } p_7 \text{ no detector D4}} \right]_{\text{para } E=129 \text{ keV}}$$

lembrando que o valor de experimental p_7 , corresponde ao valor médio das energias de 122 keV e 136 keV, igual a 129 keV da fonte do ^{57}Co .

Durante os ajustes dos espectros de ^{109}Cd e ^{241}Am na região de baixa energia e raios-X característicos, o fato de não ter conhecimento dos parâmetros do Compton localizado nessas regiões não invalida os ajustes. Isto foi verificado ao ajustar novamente essas regiões com os parâmetros agora corretos da estrutura do Compton. Deve-se esta

característica aos valores pequenos da seção de choque para o efeito Compton para energias menores que 100 keV.

Finalmente este método adotado para os detectores D3 e D4 resultou ser eficiente para toda a faixa de energia tratada.

6.2.4.4 Estrutura do REV, f_5 , e seu limite inferior f_6 : p_8, p_9, p_{10}, p_{11} , e p_{12}

O comportamento dos parâmetros p_8 e p_9 para os detectores D3 e D4 é similar, principalmente no intervalo de valores que eles possuem. O parâmetro p_8 possui valores desde $6,7 \cdot 10^{-2}$ até $1,5 \cdot 10^{-2}$ e $6 \cdot 10^{-2}$ até $1,2 \cdot 10^{-2}$ para os detectores D3 e D4 respectivamente para a faixa de energia de 14 keV até 122 keV.

O parâmetro p_9 apresenta um comportamento crescente em ambos os detectores. Esta característica é observada sempre, tanto nos detectores de pequeno como nos de grande volume. A estrutura do REV vai se afastando do fotopico à medida que aumenta a energia do fóton incidente. O intervalo de valores obtidos também é similar em ambos detectores, de 0,8 até 4,9 e de 0,1 até 5,0 para D3 e D4, respectivamente.

Um complemento para a estrutura do REV é a função f_6 que lhe fornece uma subida suave. Para o caso do detector D3 não foi necessário seu uso ($p_{11} = 0$). Desta forma só o parâmetro p_{10} determinará a melhor posição inicial (E_{\min}), para a estrutura do REV, através de $E_{\min} = E_{\gamma} - (E_c + p_{10})$ (equação 4.10 e 4.11 do capítulo 4). O parâmetro p_{10} produz pequenas variações na determinação de E_{\min} , possuindo valores entre 176 eV e 554 eV. Para o detector D4 o parâmetro p_{10} apresentou variações de 200 eV até 1,7 keV. Este parâmetro (p_{10}) participou na determinação da forma de f_6 , que a sua vez só foi necessária para energias maiores que 40 keV. O parâmetro p_{11} teve seu corte na energia mencionada devido a não ser significativa a energias muito baixas. Nessa região de energia somente a estrutura do REV e a CIC têm relevância física.

6.2.4.5 Degrau da estrutura do REV f_7 : p_{13} .

O parâmetro p_{13} só esteve presente no detector D3. A região de importância foi para energias maiores que 50 keV. A obtenção dos valores para este parâmetro foi realizada de

tal forma a evitar as interferências entre f_7 e a componente da CIC (f_3). Estas interferências são devidas a que ambas funções apresentam um patamar constante no espectro ajustado. Desta forma, foi necessário ajustar primeiro só a região do fotopico onde as funções f_1, f_2 e f_3 são as mais importantes, e posteriormente ajustar a amplitude relativa de f_7 . Este procedimento foi realizado para os fótons de energias: 122 keV do ^{57}Co , 88 keV do ^{109}Cd e 59,5 keV do ^{241}Am . Logo foi tomada a região de ajuste do espectro, preservando sempre o valor ajustado do parâmetro p_5 da função f_3 .

A componente f_7 da FR não foi observada no detector D4, deixando em aberto a sua interpretação. A origem deste efeito, mencionada no capítulo 4, é uma possível explicação, havendo também a possibilidade de se tratar de eventos de empilhamento.

6.2.4.6 Escape dos raios-X característicos do material detector $f_8 : p_{14}$.

Para o detector D3 só foi possível determinar com estatística suficiente o parâmetro p_{14} para os fótons de energias 122 keV e 136 keV da fonte de ^{57}Co , e para o fóton de energia 59,5 keV do ^{241}Am . Seu comportamento é linear e decrescente.

Para o detector D4 foi possível determinar este parâmetro para toda a faixa de energia em estudo (14 keV até 122 keV). O comportamento também é decrescente.

O comportamento do parâmetro p_{14} condiz com o esperado, isto é, para fótons incidentes de baixa energia, a sua absorção será perto da superfície do cristal de germânio, aumentando dessa forma a probabilidade de escape dos raios-X característicos.

Finalmente, ambos detectores mostraram respostas semelhantes devido a suas similaridades geométricas (tipo e tamanho).

6.3 Ajustes e calculo da FR para o detector D1.

6.3.1 Mapeamento do detector.

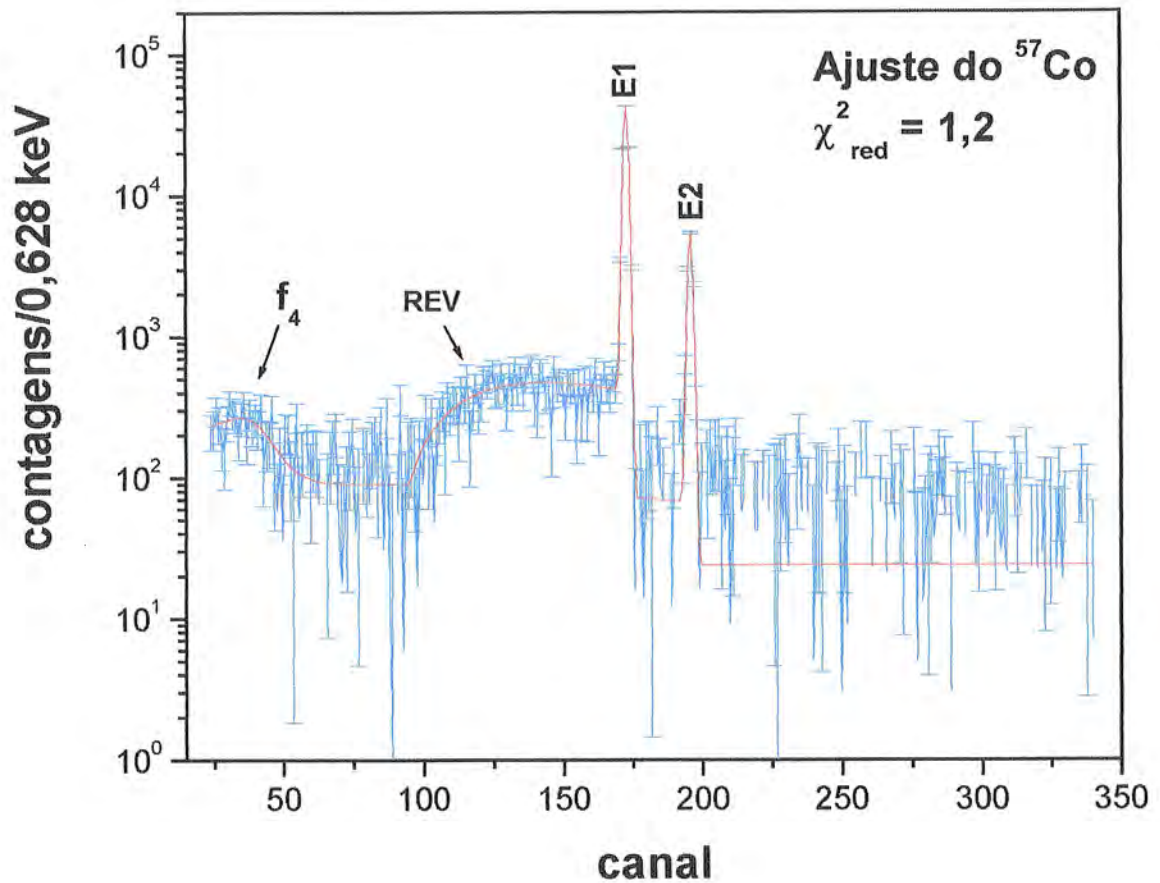


Figura 6.17. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura são mostradas a região dos fótons de energias 122 e 136 keV, respectivamente, a região do Compton simples (f_4) e a região da estrutura do REV.

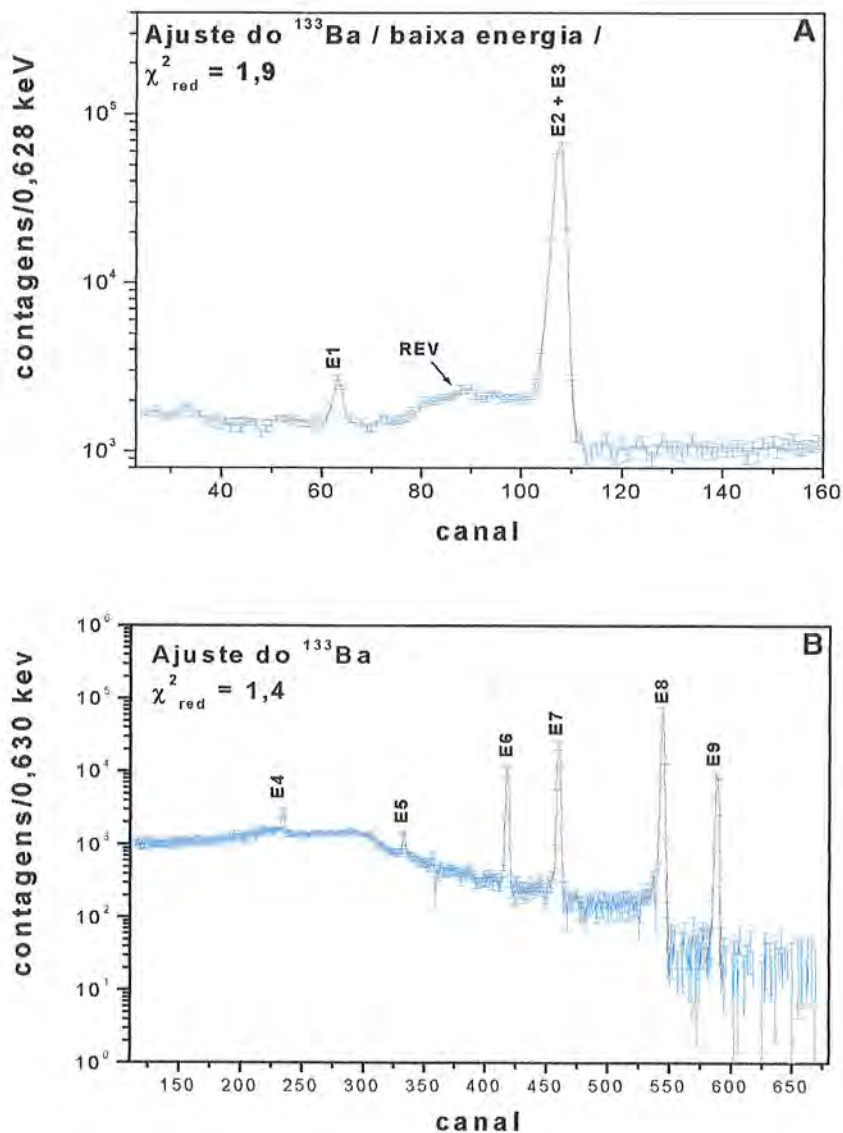


Figura 6.18. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. Na figura “A” é mostrada a região dos fótons de energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV) e E3(80,98 keV), respectivamente. Na figura “B” são mostrados os fotopicos de maior energia E4(160,6), E5(223,2 keV), E6(276,4 keV), E7(302,8 keV), E8(356,0 keV) e E9(383,8 keV).

Os fotopicos na figura 6.18 encontram-se sobre um fundo contínuo devido a o efeito Compton (simples e múltiplo), a estrutura do REV e a segunda componente da coleção incompleta de carga (f_3).

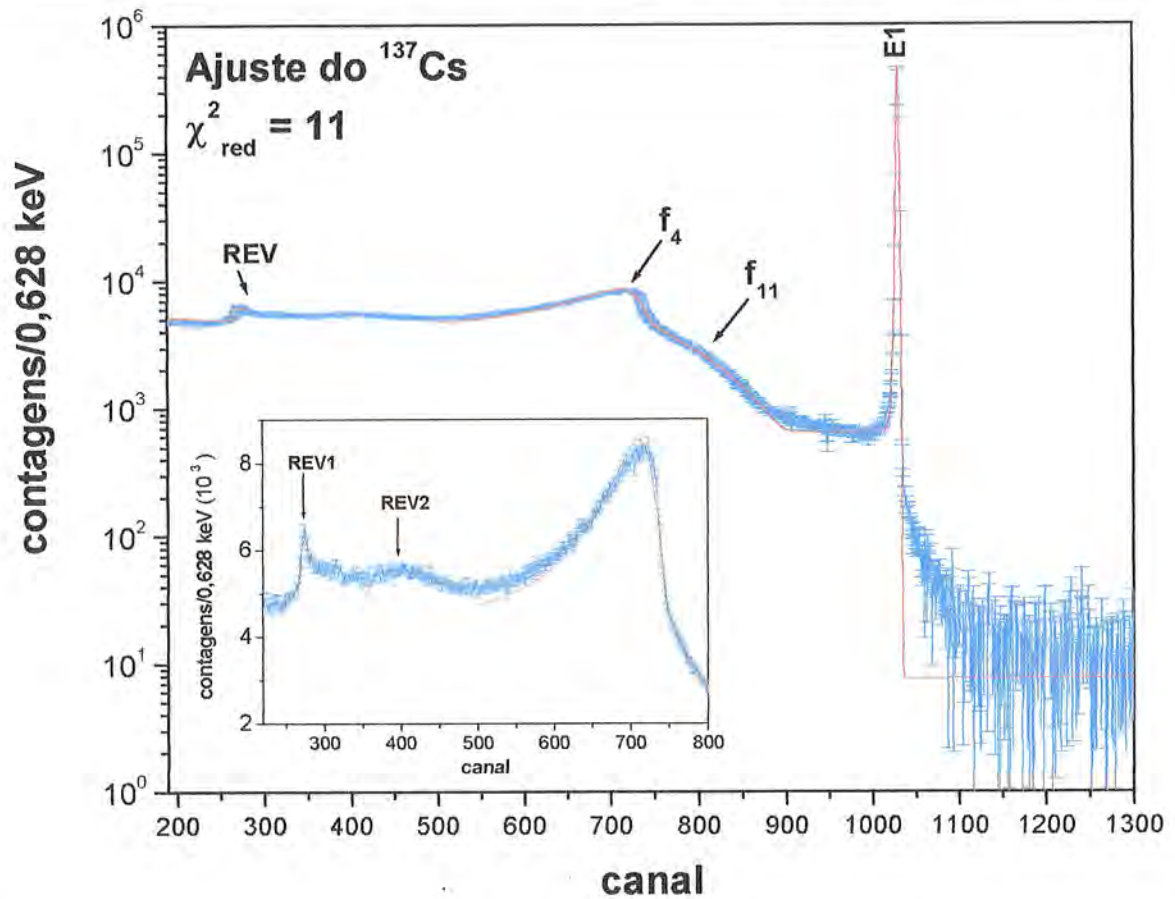


Figura 6.19. Ajuste do espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. Na figura é mostrado o fotopico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1(661,66 keV). Da mesma forma são mostradas as estruturas do Compton simples (f_4) e múltiplo (f_{11}). A estrutura do REV encontra-se mais detalhada na pequena figura, onde são indicados dois picos na estrutura do REV, REV1 e REV2.

O ajuste da figura 6.19 não considerou o segundo pico na estrutura do REV, o REV2 (região onde a linha vermelha encontra-se interrompida).

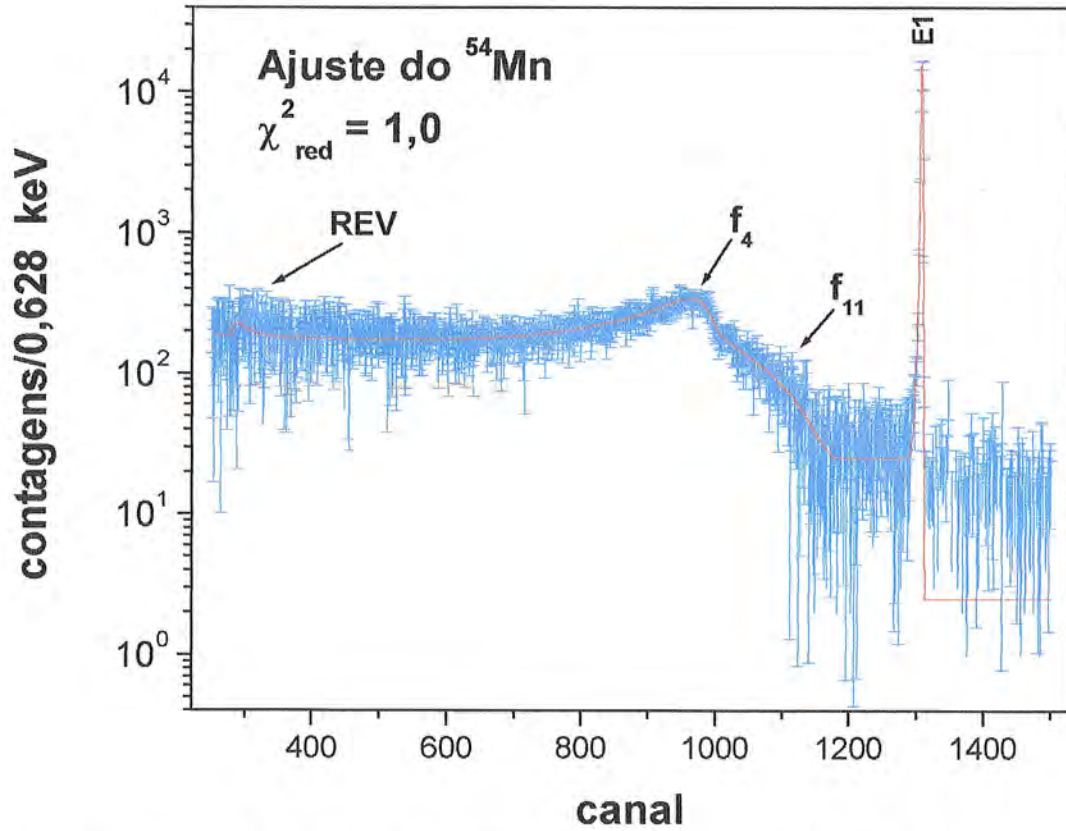


Figura 6.20. Ajuste do espectro de ⁵⁴Mn para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura é mostrado o fotopico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1(834,8 keV). São mostradas também as estruturas do Compton simples (f_4) e múltiplo (f_{11}). A estrutura do REV não é bem definida.

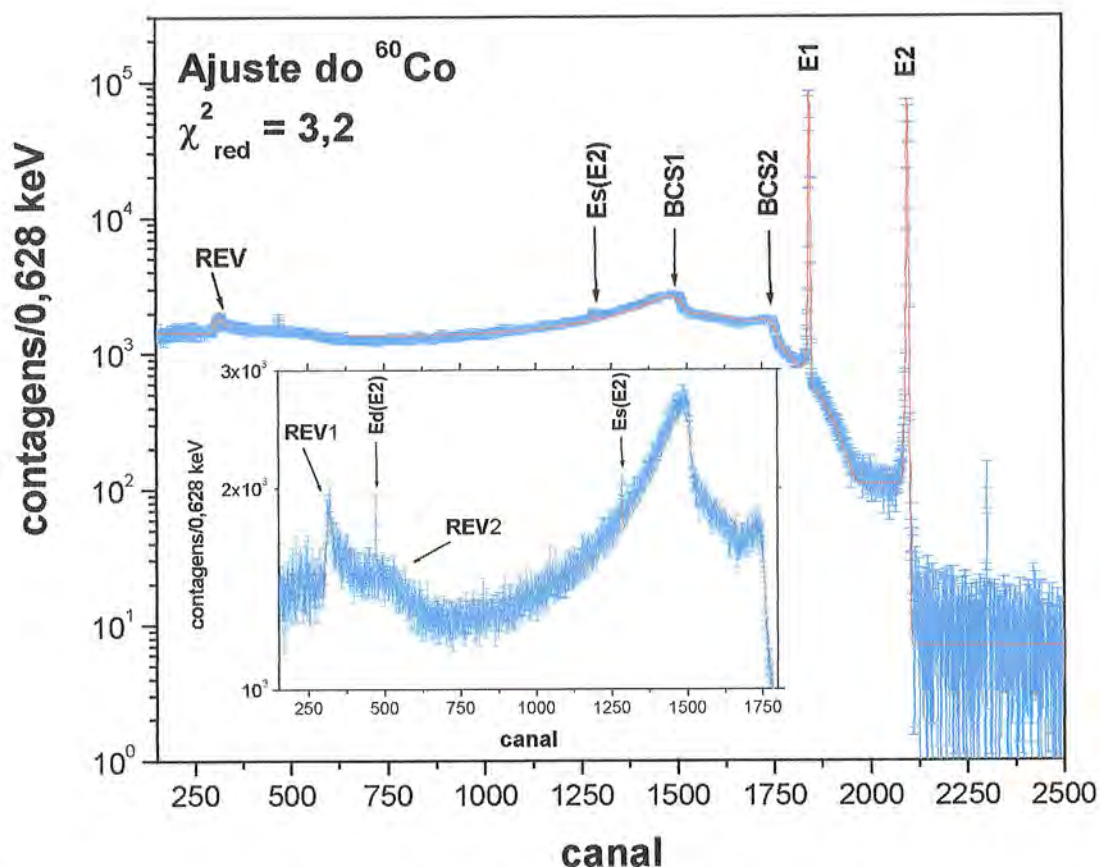


Figura 6.21. Ajuste do espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. Na figura são mostrados os fotopicos e a parte contínua do espectro produzidos pelos fótons de energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV), respectivamente. Pode-se ver também o pico de escape simples (Es(E2)) e o pico de escape duplo (Ed(E2)) correspondentes ao fóton de energia E2. As duas bordas do Compton simples, BCS1 e BCS2, estão também indicadas. No detalhe da figura indica-se também os dois picos na estrutura do REV, sendo que o segundo deles, REV2, não foi ajustado.

6.3.2 Ajuste dos parâmetros p_i como função da energia.

As figuras 6.22 a 6.30 mostram a dependência de cada um dos treze parâmetros da FR do detector D1, em função da energia dos fótons incidentes.

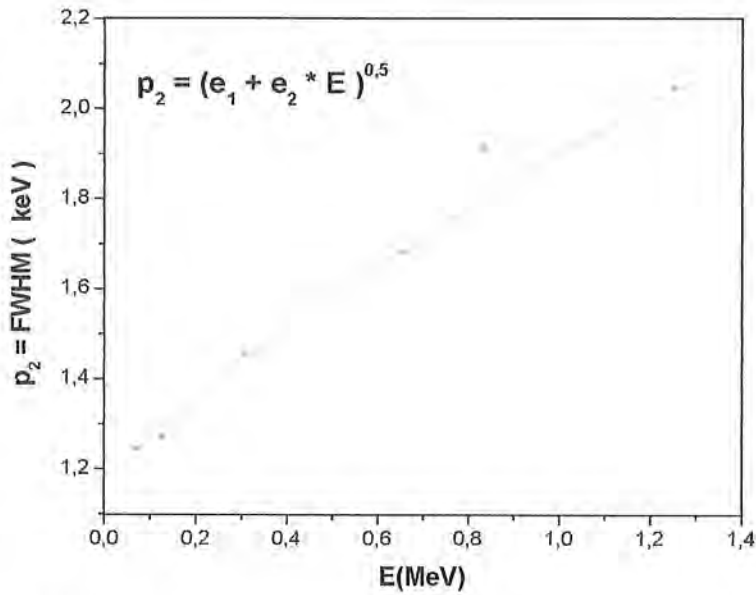


Figura 6.22. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura(FWHM).

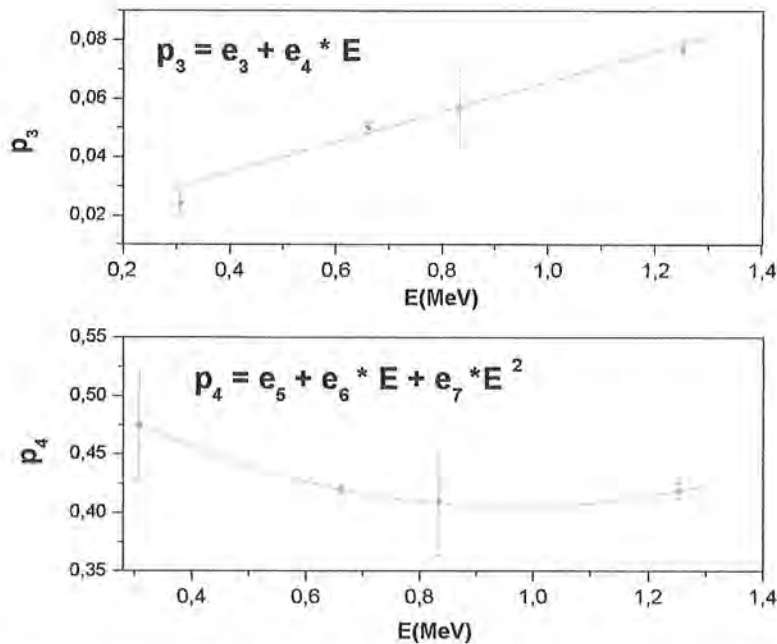


Figura 6.23. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2).

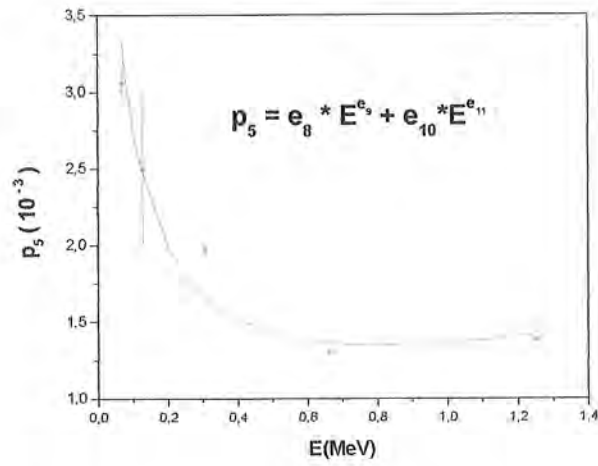


Figura 6.24. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).

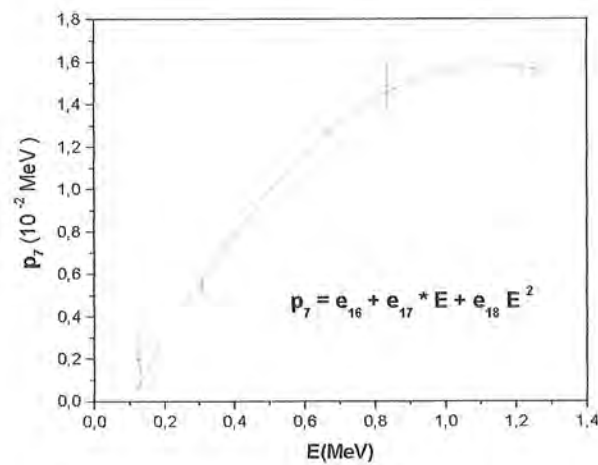
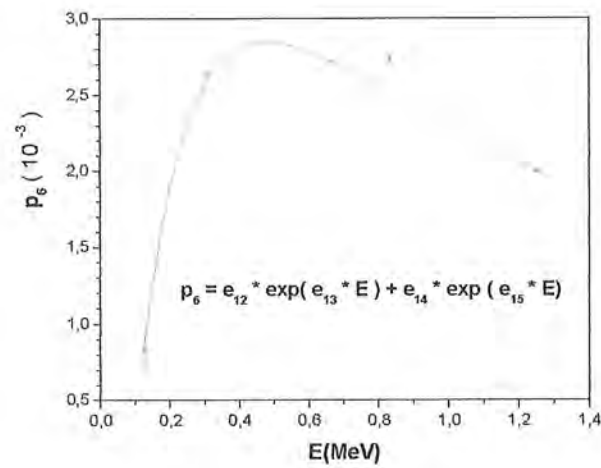


Figura 6.25. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 Compton simples (f_4).

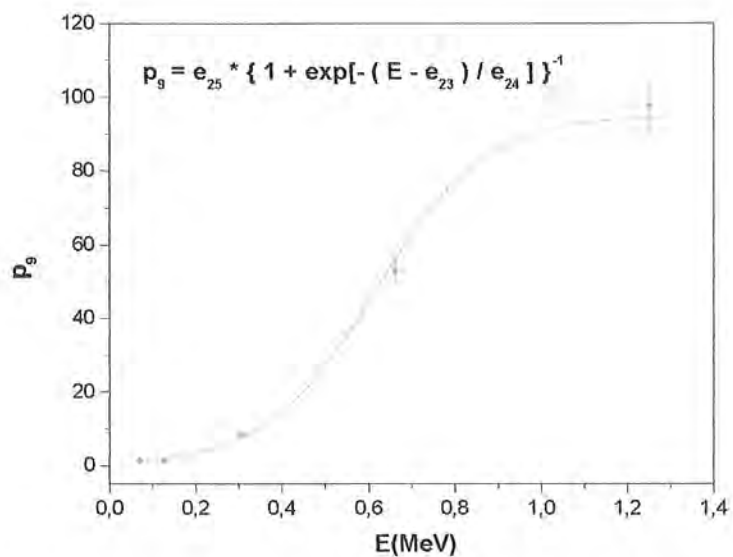
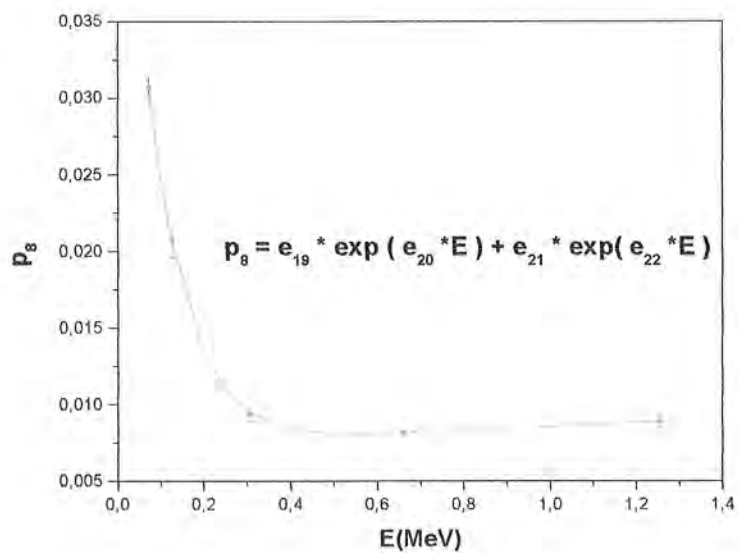


Figura 6.26. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.

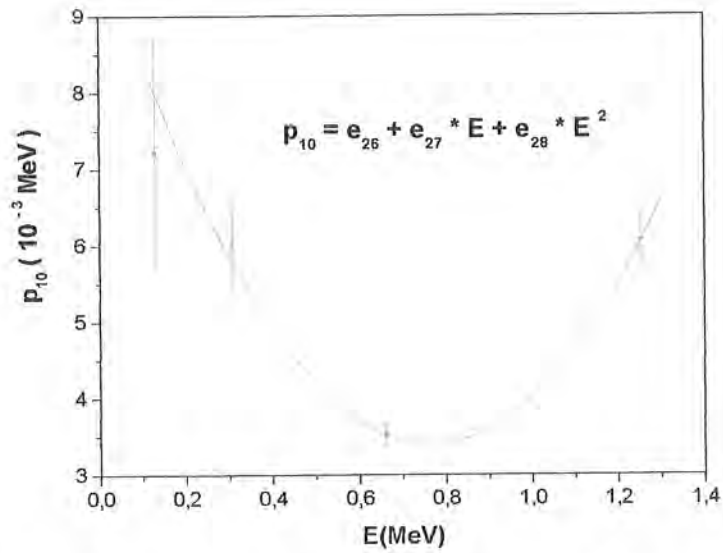


Figura 6.27. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.

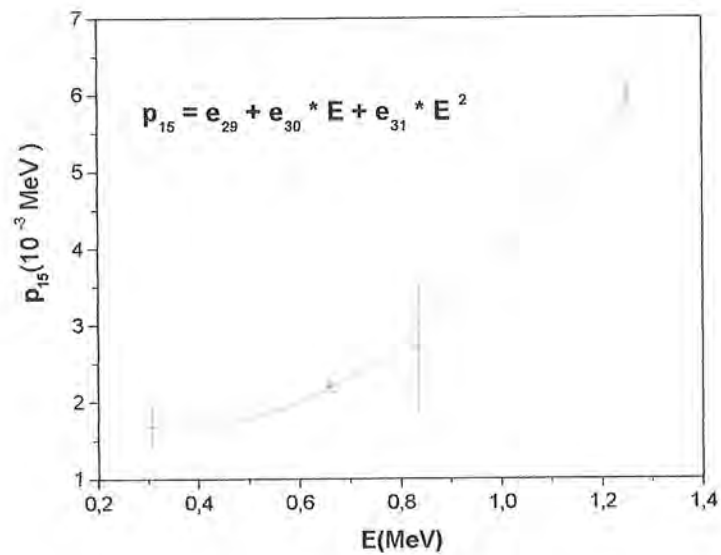


Figura 6.28. Ajuste do parâmetro p_{15} que fornece um certo grau de liberdade para a posição da borda Compton na função f_4 .

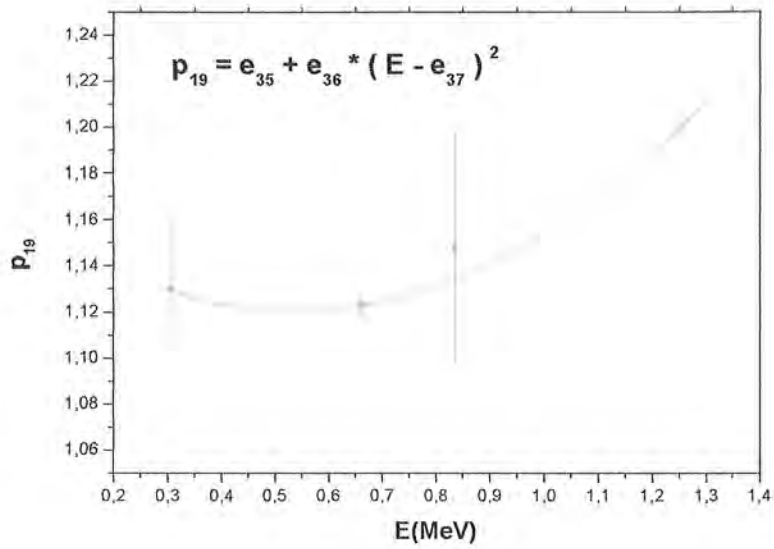
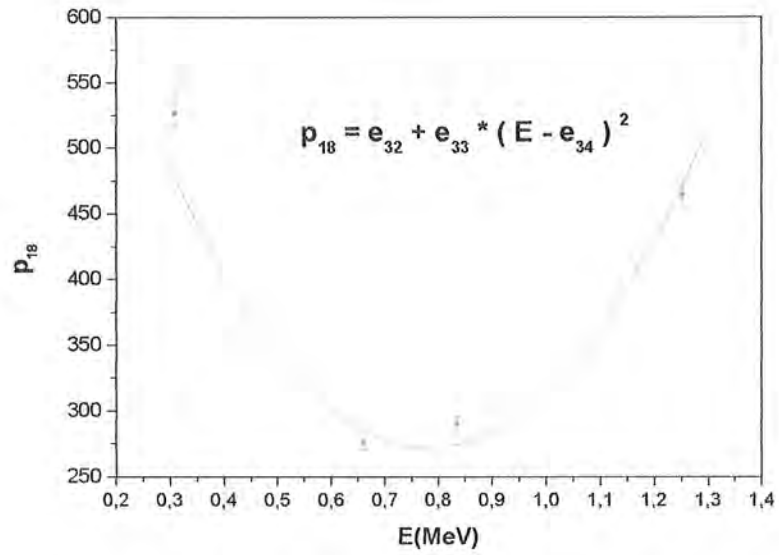


Figura 6.29. Ajuste dos parâmetros p_{18} e p_{19} do Compton múltiplo no cristal (f_{11}).

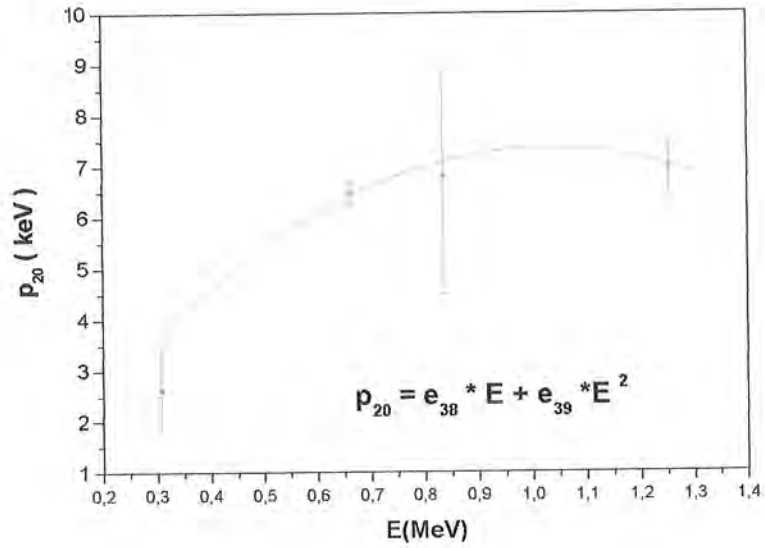


Figura 6.30. Ajuste do parâmetro p_{20} que fornece o ponto de junção entre o Compton simples e o Compton múltiplo no cristal.

6.3.3 Teste da função resposta

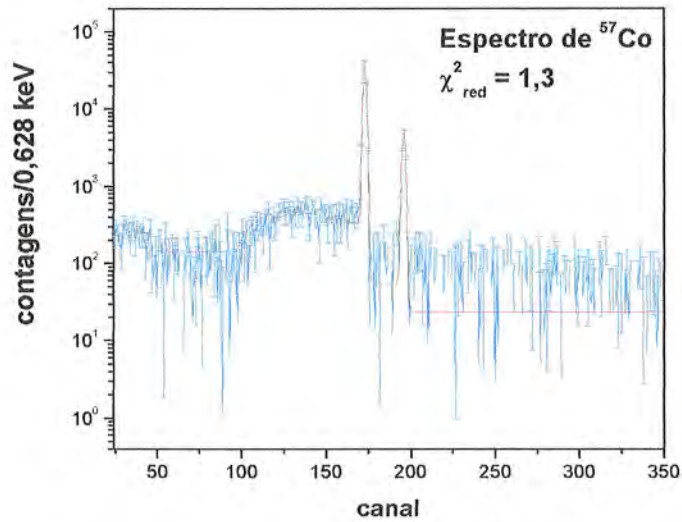


Figura 6.31. Espectro medido de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,3.

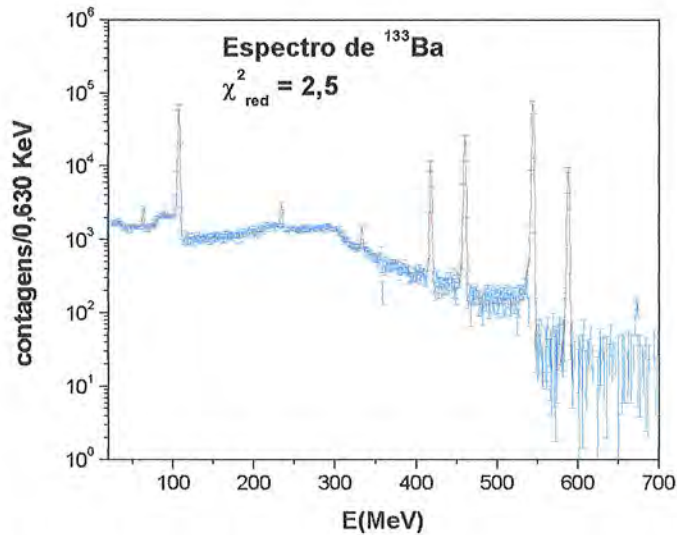


Figura 6.32. Espectro medido de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 2,5.

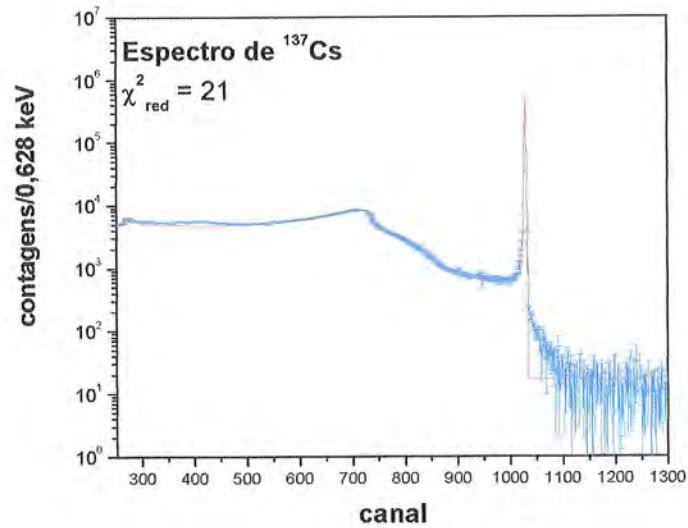


Figura 6.33. Espectro medido de ^{137}Cs . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 21.

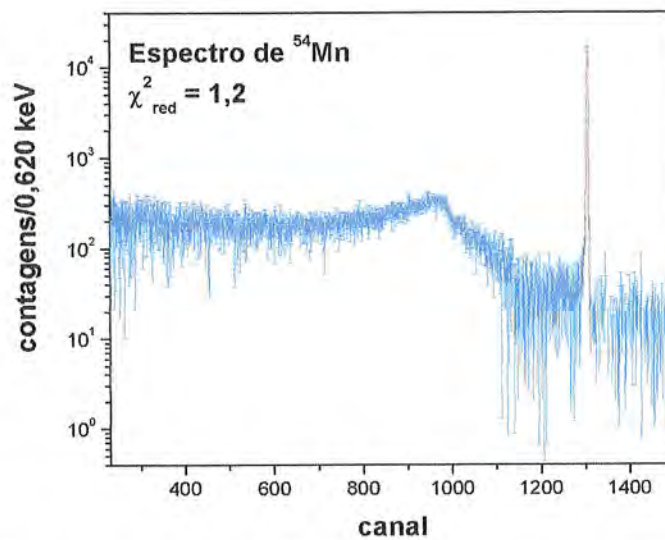


Figura 6.34. Espectro medido de ^{54}Mn . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,2.

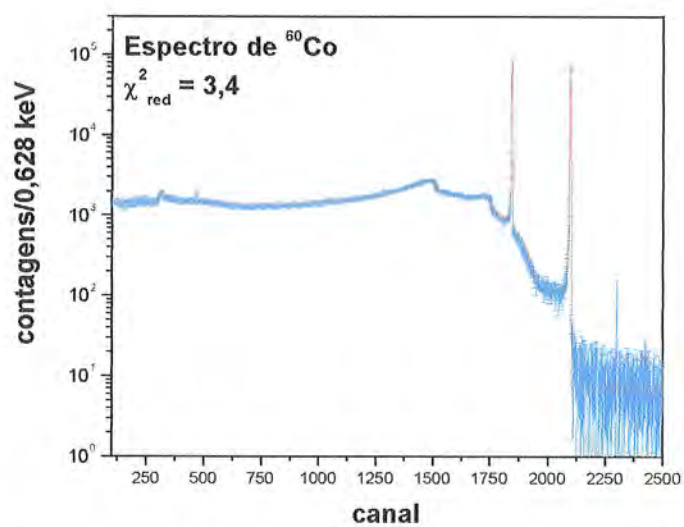


Figura 6.35. Espectro medido de ^{60}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,4.

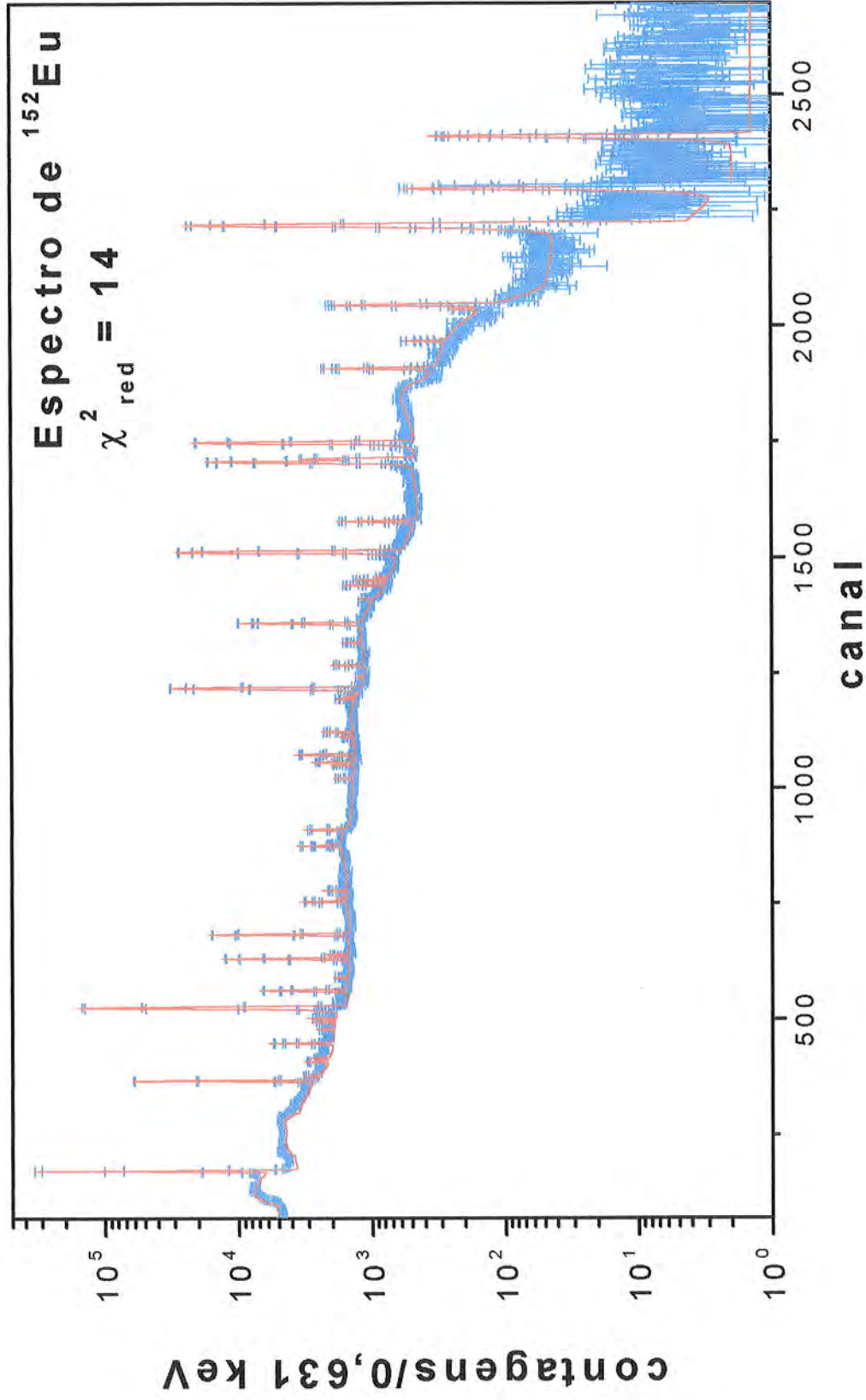


Figura 6.36. Espectro medido de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 14.

6.3.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.

Nesta seção serão discutidos os parâmetros da FR tanto do detector D1 como do detector D2, conjuntamente. As figuras relacionadas para o detector D2 encontram-se no apêndice D.

6.3.4.1 Largura a meia altura, p_2 .

Da mesma forma como foi apresentada a discussão para os detectores de pequeno volume, aqui novamente é suposto que o nosso detector é um detector ideal. Desta hipótese para o detector D1 do ajuste da figura 6.22 foi obtido um valor de ε igual a 3,10 eV (fator de Fano 0,129). Este valor fica um pouco acima do encontrado na literatura igual a 2,96 eV.

Para o detector D2 a forma funcional usada para o FWHM não permite estimar diretamente o valor de ε (ver figura D.38). Para estimar o valor de ε neste caso, foi usada a mesma aproximação realizada no detector D3, isto é, foi considerado o terceiro termo, h_3 , desprezível (seu erro percentual é da ordem de 9% comparada com os 0,5 % de h_1 e h_2). Desta forma o valor calculado para ε foi 2,3 eV. O valor estimado de ε encontra-se um pouco subestimado devido em parte à aproximação realizada.

A contribuição devido ao ruído eletrônico foi de 501 eV e 570 eV para os detectores D1 e D2, respectivamente. Estes detectores podem apresentar valores de ruído eletrônico iguais a 500 eV (que corresponde a uma massa de cristal de germânio igual a 473 g) e 400 eV (que corresponde a uma massa de cristal de germânio igual a 266 g)[3], para os detectores D1 e D2, respectivamente.

6.3.4.2 Coleção incompleta de carga (CIC) $f_2, f_3 : p_3, p_4$ e p_5 .

Para o detector D1 os parâmetros da primeira componente da CIC, p_3 e p_4 , mostraram uma variação suave em todo o intervalo de energia estudado (ver figura 6.23), enquanto que para o detector D2 observa-se uma variação mais acentuada (ver figura D.39). O efeito de perda dos portadores de carga devido ao armadilhamento (ou recombinação) no detector D2 mostra-se menor.

Em ambos detectores verifica-se que, a perda dos portadores de carga é favorecida à medida que a energia do fóton incidente aumenta. Os ajustes mostraram que este efeito só foi relevante para energias maiores que 300 keV, não sendo necessária esta componente na FR para fótons de mais baixa energia.

A segunda componente da CIC, f_3 , mostra uma queda pronunciada para altas energias (figuras 6.24 e D.40). Isto evidencia mais uma vez a maior facilidade de escape que os elétrons secundários possuem quando criados na superfície do cristal por fótons de baixa energia. Ambos detectores apresentam valores muito próximos para energias maiores que 150 keV, mas para energias menores que este valor há uma diferença acentuada. Isto pode indicar que, embora ambos detectores possuam diâmetros semelhantes (47 mm e 45,8 mm para D1 e D2, respectivamente), os elétrons criados na superfície (face) frontal do cristal por um fóton de energia, por exemplo de 80 keV, terão uma superfície maior para o escape no detector D1 quando comparada com o detector D2 (1,1 vezes maior).

Para fótons de energia maior que 600 keV este efeito apresenta uma amplitude constante, em ambos detectores, tornando-se a partir desse limite independente da energia do fóton incidente.

6.3.4.3 Efeito Compton simples (CS) no detector f_4 : p_6 e p_7 .

O comportamento dos parâmetros ajustados p_6 e p_7 para este efeito é o mesmo em ambos detectores D1 e D2. Veja as comparações na figura 6.37.

O ajuste do parâmetro p_6 , que descreve a amplitude relativa do efeito Compton simples, segue a mesma forma da seção de choque para o espalhamento Compton encontrado na literatura [1] (figura 1.1 do capítulo 1). A amplitude apresenta seu máximo em 472 keV para o detector D1 e em 435 keV para o detector D2.

O parâmetro p_7 apresenta um comportamento crescente para altas energias, podendo encontrar uma saturação a energias maiores que 1 MeV. Isto só poderá ser verificado usando fontes de calibração emissoras de fótons de energias bem maiores que 1 MeV.

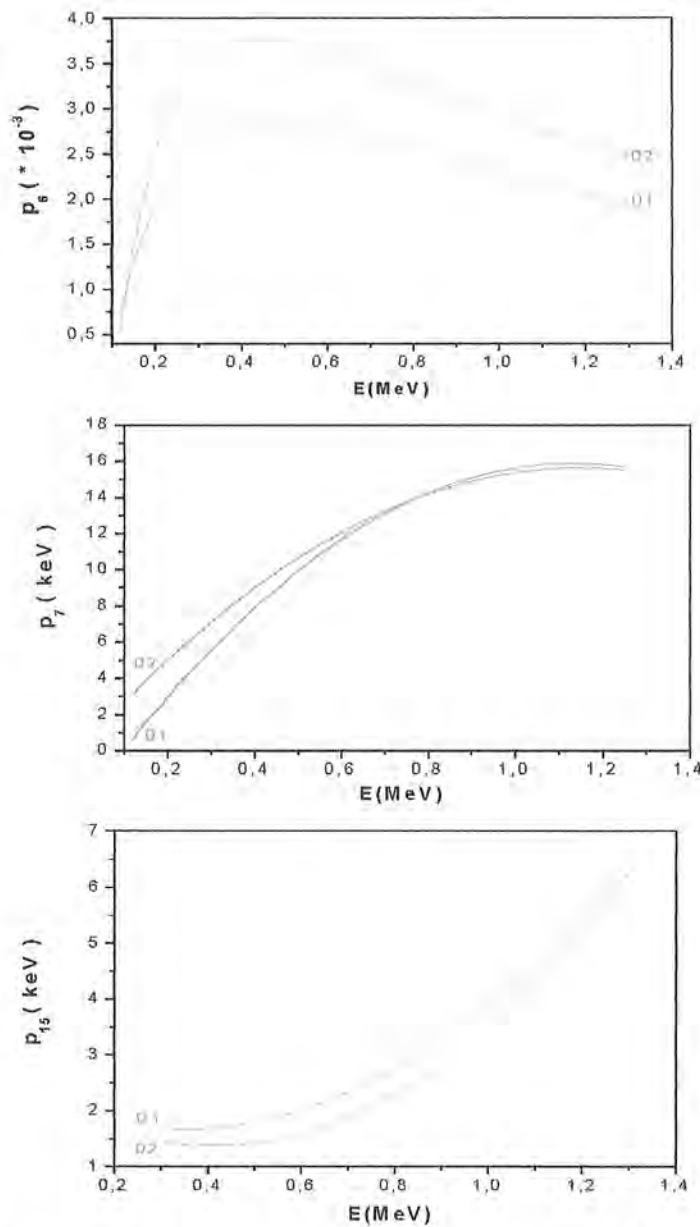


Figura 6.37. Comparações dos parâmetros p_6 , p_7 e p_{15} do Compton simples para os detectores D1 e D2. Todas as curvas apresentadas provem dos ajustes desses parâmetros.

Finalmente, o parâmetro p_{15} que fornece liberdade para a posição da borda do Compton simples, BCS, só foi necessário para fótons com energias maiores que 300 keV (ver figuras 6.28 e D.44), não sendo necessário seu uso para fótons de baixa energia. Esta característica em baixa energia já foi observada nos detectores de pequeno volume onde é

mostrado que p_{15} não tem um caráter relevante [5]. Para o detector D1 observaram-se variações da posição da BCS de 1,7 keV até 6 keV e no detector D2 de 1,5 até 5,8 keV.

É importante dar atenção aos efeitos que a estrutura do REV pode produzir na forma do Compton simples como, por exemplo, o leve deslocamento da posição da BCS à esquerda no ajuste dos espectros de ^{137}Cs (figuras 6.19 e D.35). A discussão sobre os parâmetros da estrutura do REV é descrita a seguir.

6.3.4.4 Estrutura do REV, $f_5 : p_8, p_9$ e p_{10} .

Em ambos detectores o comportamento do parâmetro p_8 é decrescente a medida que a energia do fóton incidente aumenta.

No detector D1 o parâmetro p_8 apresenta uma saturação para energias maiores que 500 keV (ver figura 6.26), já no detector D2 ele apresenta um mínimo em ~ 310 keV e logo sobe novamente até atingir em altas energias valores próximos que aos obtidos em baixas energias (ver figura D.42). Os valores obtidos de p_8 em ambos detectores a altas energias correspondem aos fótons de energias 661,66 keV (do ^{137}Cs), 1173 e 1332 (do ^{60}Co). A estrutura do REV para estes fótons não foi descrita adequadamente na formulação da FR.

Analisando os ajuste dos espectros da fonte de ^{137}Cs (figuras 6.19 e D.35), por exemplo, há a presença de mais de um pico na estrutura do REV (o REV2), isto é, tem-se agora uma estrutura do REV diferente da encontrada nos detectores de pequeno volume. Isto não acontece com os espectros de ^{57}Co e ^{133}Ba (baixa energia), portanto a FR para detectores de grande volume só tem uma descrição adequada para a forma da estrutura do REV para fótons de baixa energia. Para obter-se uma estimativa dos parâmetros o ajuste só considerou o primeiro pico da estrutura do REV para os espectros de ^{137}Cs e ^{60}Co .

O parâmetro p_9 apresenta o mesmo comportamento em ambos os detectores para toda a faixa de energia estudada (ver figuras 6.26 e D.42). O papel deste parâmetro (equação 4.9) é de localizar a estrutura do REV a uma certa distância do fotopico. De acordo com os ajustes de p_9 , a baixas energias a estrutura do REV fica encostada à esquerda do fotopico e à direita da borda do Compton simples. Na medida que a energia do fóton incidente aumenta ela vai se afastando, logo se superpõe com o efeito Compton simples (à energia de ~ 250 keV) e finalmente atinge uma posição no espectro

aproximadamente constante (com seu ponto de início em 200 keV) para energias maiores que 1 MeV. O resultado do comportamento de p_9 , está de acordo com as posições dos picos da estrutura do REV encontrados em espectros típicos de radiação gama ([2], cap.12), embora a FR deste trabalho não tenha um tratamento completo para esse efeito.

O parâmetro p_{10} só foi necessário para energias maiores que 120 keV para o detector D1 (ver figura 6.27) e 300 keV para o detector D2 (ver figura D.43). Os intervalos de valores observados neste parâmetro foram de 3,5 keV até 7,2 keV e de 8,5 keV até 21 keV nos detectores D1 e D2, respectivamente.

Os leves deslocamentos observados à esquerda da posição da BCS, nos espectros de ^{137}Cs (figuras 6.19 e D.35), foram devidos a que a estrutura do REV não possui uma descrição para a segunda corcova, REV2. Este efeito será maior na medida que a BCS e o REV se encontrem próximos um do outro.

Duas propostas podem ser abordadas para tratar de forma completa a estrutura do REV. Uma delas envolve o mapeamento da estrutura do REV para uma coleção de espectros produzidos por várias fontes monocromáticas que contenham o intervalo de energia ainda não descrito satisfatoriamente. O resultado disto, é a produção de uma função mais completa que a atual função f_5 para a descrição da estrutura do REV. A outra proposta envolve o estudo através de simulações via Monte Carlo, para elucidar não somente as origens desta estrutura, mas também gerar bibliotecas que contenham formas das estruturas do REV como função da energia do fóton incidente. Destas duas propostas, somente o estudo via Monte Carlo foi realizado (ver capítulo 9) para o caso de geometria com blindagem.

6.3.4.5 Efeito Compton múltiplo no detector, $f_{11} : p_{18}, p_{19}$ e p_{20} .

Os parâmetros apresentaram comportamentos similares para ambos detectores. O parâmetro p_{18} que contribui para amplitude relativa, apresenta uma forma parabólica com seu mínimo em ~ 770 keV para ambos detectores (ver figuras 6.29 e D.45).

O parâmetro p_{19} apresenta um comportamento também parabólico com valores que variam entre 1,12 a 1,2 e 1,07 a 1,16 para os detectores D1 e D2 respectivamente. Este parâmetro é responsável pela forma de queda do Compton múltiplo desde a posição da BCS

até o máximo valor permitido E_{cf} dado pela equação 4.21. Desta forma p_{19} fornece uma pequena curvatura à forma do Compton múltiplo.

O parâmetro p_{20} que fornece uma certa liberdade para o ponto de junção, E_{cf} , entre o Compton simples e o Compton múltiplo, apresentou variações que vão desde 2,7 keV até 7 keV e 4,9 keV até 10 keV nos detectores D1 e D2, respectivamente (ver figuras 6.30 e D.46).

No procedimento de ajuste de espectros o Compton múltiplo só foi necessário para energias maiores que 223 keV (limite determinado no ajuste dos fótons no espectro do ^{133}Ba). O limite usado para a FR foi de 300 keV, que corresponde ao valor médio das energias 223,2 keV, 276,4 keV, 302,9 keV, 356,0 keV e 383,8 keV dos fótons do ^{133}Ba .

Finalmente, a formulação empírica para o Compton múltiplo resultou ser satisfatória, não encontrando discrepâncias para a região onde este efeito é mais importante que qualquer outra componente da FR (região entre a posição da BCS e o fotopico). Não levar em conta as contribuições do Compton múltiplo para energias menores que a posição da BCS não afetou a forma do Compton simples, fazendo desta forma a nossa aproximação válida.

6.4 Referências.

-
- [1] M. J. Berger, J. H. Hubbell, XCOM: Photon Cross Sections Data Base, NIST Standard Reference Data Base 8, Version 2.0 (1990).
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
 - [2] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3ª edição, 2000, John Wiley & Sons, Inc.
 - [3] T. E. Schiesinger, R. B. James, Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Application, Vol. 43, Academic Press 1995.
 - [4] Myung. C. Lee, K. Verghese, R. P. Gardner, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 430.
 - [5] J. Y. Zevallos-Chávez, M. T. F. da Cruz, M. N. Martins, V. P. Likhachev, C. B. Zamboni, S. P. Camargo, F. A. Genezini, J. A. G. Medeiros, M. M. Hindi, Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001) 212-219.

Capítulo 7

Resultados da Extrapolação da FR

Neste capítulo foram realizados ajustes para dois tipos de estudo da FR.

O primeiro estudo envolve o ajuste de espectros experimentais obtidos com valores de distâncias fonte-detector diferente aos das seções 6.2 e apêndice D.2 (1cm para o detector D3, e 2mm para o detector D5), e 6.3 e apêndice D.3 (10 cm para os detectores D1 e D2). Estes novos valores referem-se a: 5 cm e 18 cm para os detectores de grande volume D1 (89 cm^3) e D2 (50 cm^3), 5cm e 10 cm para o detector D3 (5 cm^3) e 2,6 cm para o detector D5 ($0,147 \text{ cm}^3$).

O segundo estudo refere-se ao ajuste de espectros experimentais obtidos com a geometria com blindagem.

Para todos os espectros ajustados neste capítulo foi usado um tempo de formação de pulso de 6 μs .

Os ajustes aqui realizados fazem uso da FR já calculada para o caso da geometria simples apresentada no capítulo 6, portanto os resultados a serem mostrados constituem a extrapolação dessa FR.

O processo de extrapolar a FR visa descobrir, quão geral pode ser a FR de um sistema de detecção para outros sistemas onde um parâmetro da geometria (distância fonte-detector) ou da eletrônica de detecção (tempo de formação de pulso) é modificado.

O método de ajuste para estes espectros é o correspondente à segunda etapa do teste da FR citada no capítulo 5 e realizada no capítulo 6. Nesta etapa, como já mencionada, os únicos parâmetros a serem ajustados são as amplitudes dos fotopicos, uma calibração em energia e um fundo constante, se for preciso.

Na seção 7.1 e no apêndice F.1, serão apresentados os resultados da extrapolação da FR para diferentes distâncias fonte-detector, para os detectores de pequeno volume D3 (5 cm^3) e D5 (Si(Li)), respectivamente. Na seção 7.2 e nos apêndices F.2 e F3, serão apresentados os resultados da extrapolação da FR para diferentes distâncias fonte-detector, para os detectores de grande volume D1 (89 cm^3) e D2(50 cm^3), respectivamente.

Na seção 7.4 e no apêndice F.4, serão apresentados os resultados dos ajustes da extrapolação da FR para a geometria com blindagem, para os detectores de pequeno volume D3 (5 cm^3) e D5 (Si(Li)), respectivamente. Na seção 7.5 serão apresentados os resultados da extrapolação para a geometria com blindagem para o detector D2 (50 cm^3).

A apresentação de resultados segue o mesmo procedimento estabelecido no capítulo 6, isto é, nos espectros os pontos experimentais e as suas barras de incerteza são identificados em azul e o ajuste em vermelho; e os valores de χ_{red}^2 para estes ajustes também são indicados para cada ajuste.

7.1 Resultados da extrapolação da FR variando a distância fonte-detector para o detector D3(5 cm³).

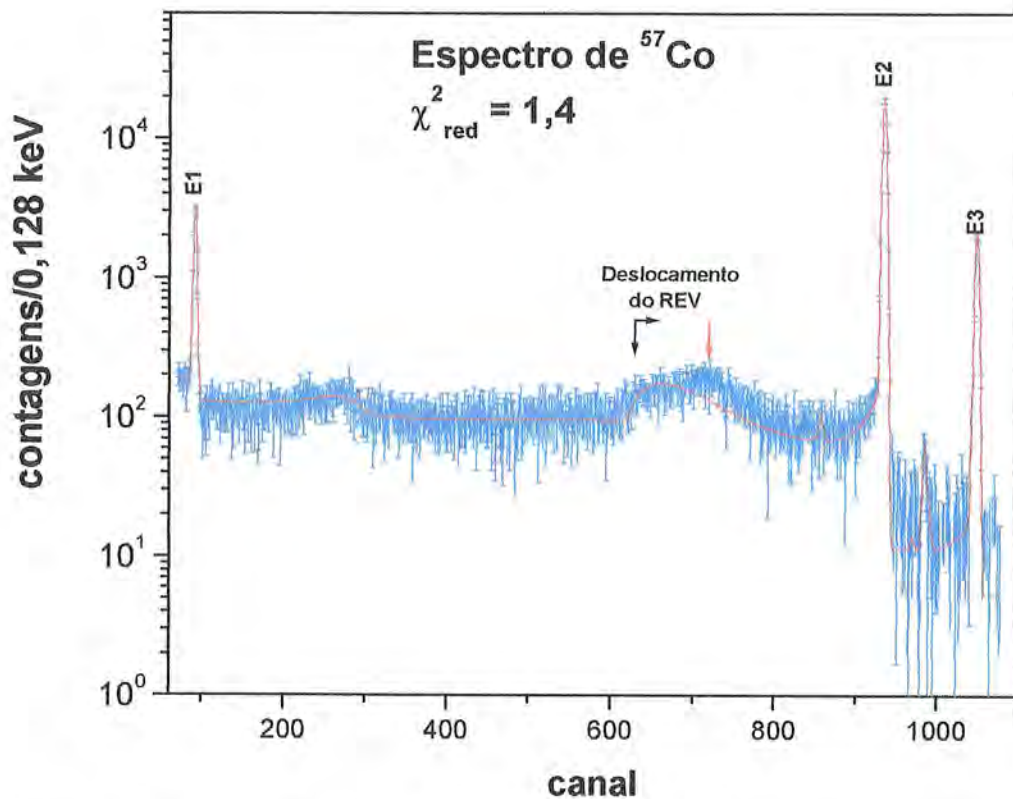


Figura 7.1. Espectro de ⁵⁷Co para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ_{red}^2 foi de 1,4. São indicados na figura os três fotopicos às energias E1(14,4 keV), E2(122 keV) e E3(136 keV) e a estrutura do REV.

Na figura 7.1, é mostrado que todas as características do espectro de ⁵⁷Co são bem descritas a menos da estrutura do REV a qual aparece deslocada à direita (indicado pelas flechas), mostrando que para essa configuração espalhamentos a 100° são mais freqüentes. Isto não acontece a distâncias mais próximas do detector (1cm por exemplo, ver figura 6.1).

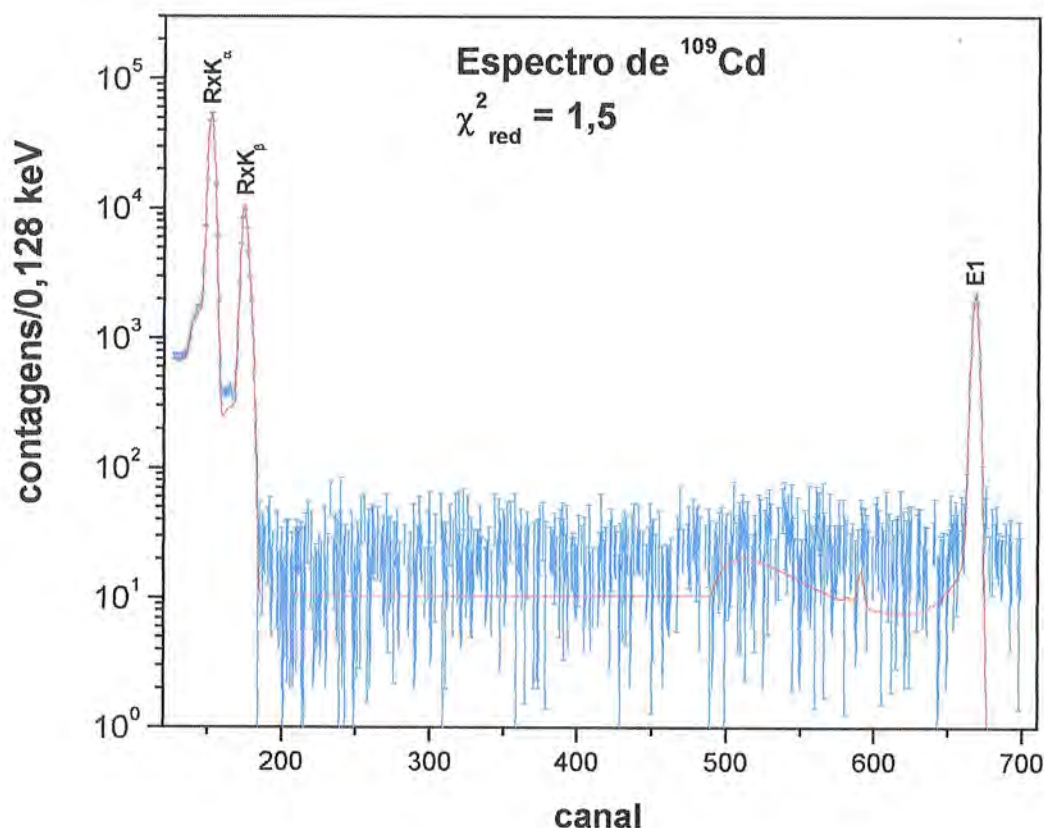


Figura 7.2. Espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,5. Mostram-se os grupos dos raios-X K_α e K_β e o fóton de energia E1(88 keV).

No ajuste da figura 7.2, devido à diminuição dos eventos de empilhamento entre os raios-X K_α e K_β observa-se uma melhora no ajuste (o valor do χ^2_{red} de 1,5 é menor que no caso anterior de 5,6 para 1cm de distância fonte detector). Outra característica importante, de ser observada, é a baixa estatística para energias acima do grupo dos raios-X onde não há necessidade de se ter funções complexas, tanto para a estrutura do fotopico como para o contínuo abaixo dele (a estrutura do REV por exemplo).

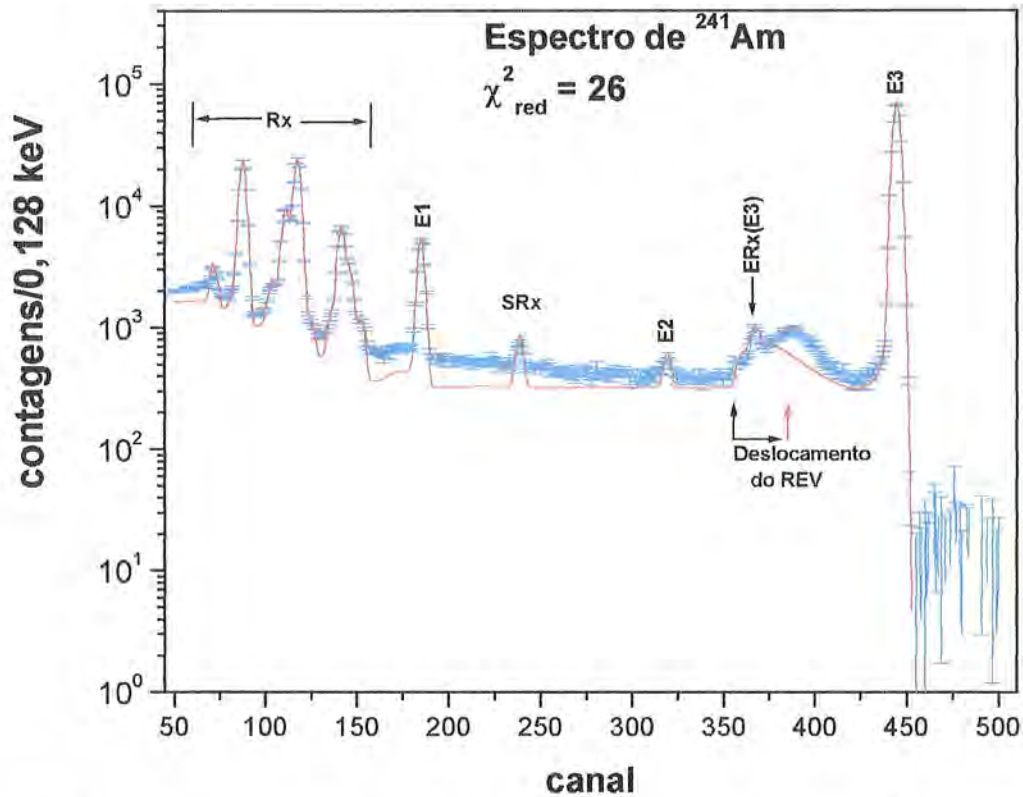


Figura 7.3. Espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 26. São mostrados na figura a região dos raios-X, os três fotopicos às energias E1(26,3 keV), E2(43,4 keV) e E3(59,5 keV), a estrutura do REV e uma soma de raios-X, SRx.

O resultado do ajuste da figura 7.3 é muito parecido ao ajuste para o caso de 1cm de distância fonte detector (figura 6.14). Os espectros das figuras 6.14 e figura 7.3 apresentam uma rampa de eventos empilhamento. A outra característica a ser destacada é o deslocamento da estrutura do REV, anteriormente seu máximo encontrava-se na posição dos raios-X de escape do fóton de energia E3, ERx(E3), agora apresenta seu máximo em ângulos de espalhamento de $\sim 100^\circ$.

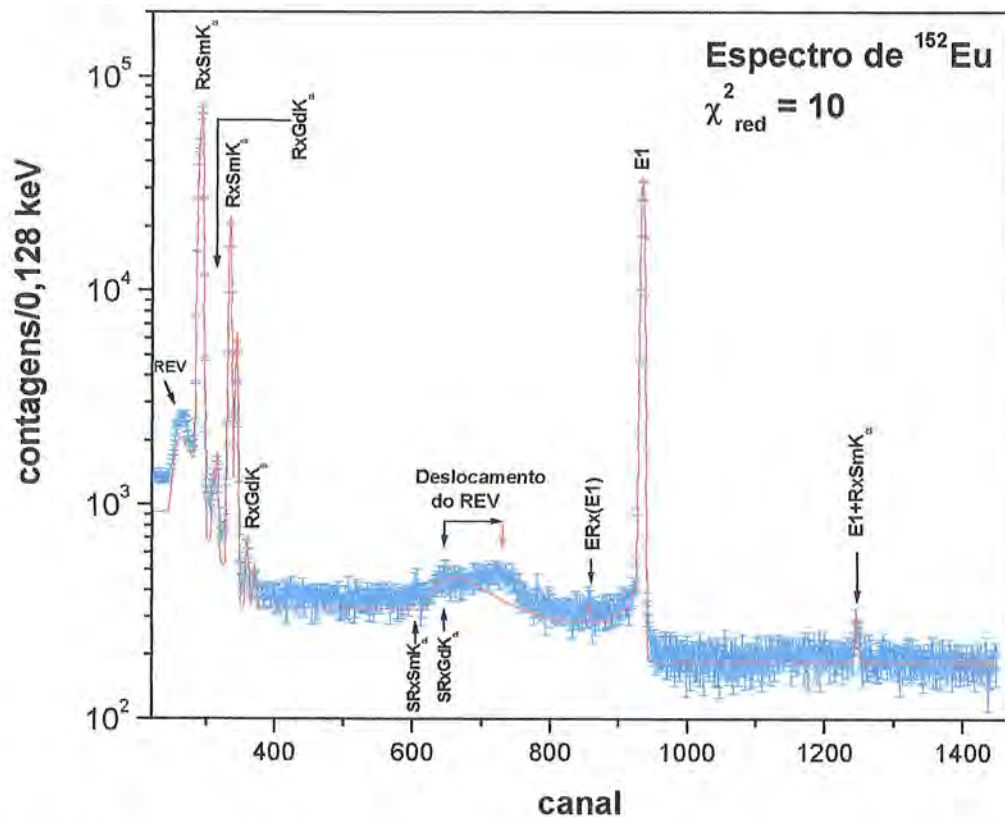


Figura 7.4. Espectro de ^{152}Eu para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ_{red}^2 foi de 10. Aparecem na figura o grupo dos raios-X K_α e K_β do Samário e Gadolínio, o fóton de energia E1(122 keV) e seu pico de escape dos raios-X, ERx(E1) e os picos soma às energia SRxSm K_α , SRxGd K_α e E1+RxSm K_α .

Neste ajuste do ^{152}Eu observa-se um empilhamento menor quando comparado com a figura 6.15. Isto devido ao afastamento da fonte do detector, eliminando desta forma as estruturas contínuas logo à direita do grupo dos raios-X e do fóton de energia E1.

Adicionalmente observa-se claramente o pico soma à energia $E=E1+RxSmK_\alpha$. Os outros picos soma não estão mais intensos como no caso da figura 6.15.

Aqui, novamente, a estrutura de espalhamento sofreu um deslocamento tendo seu máximo a ângulos de espalhamento de $\sim 100^\circ$ graus.

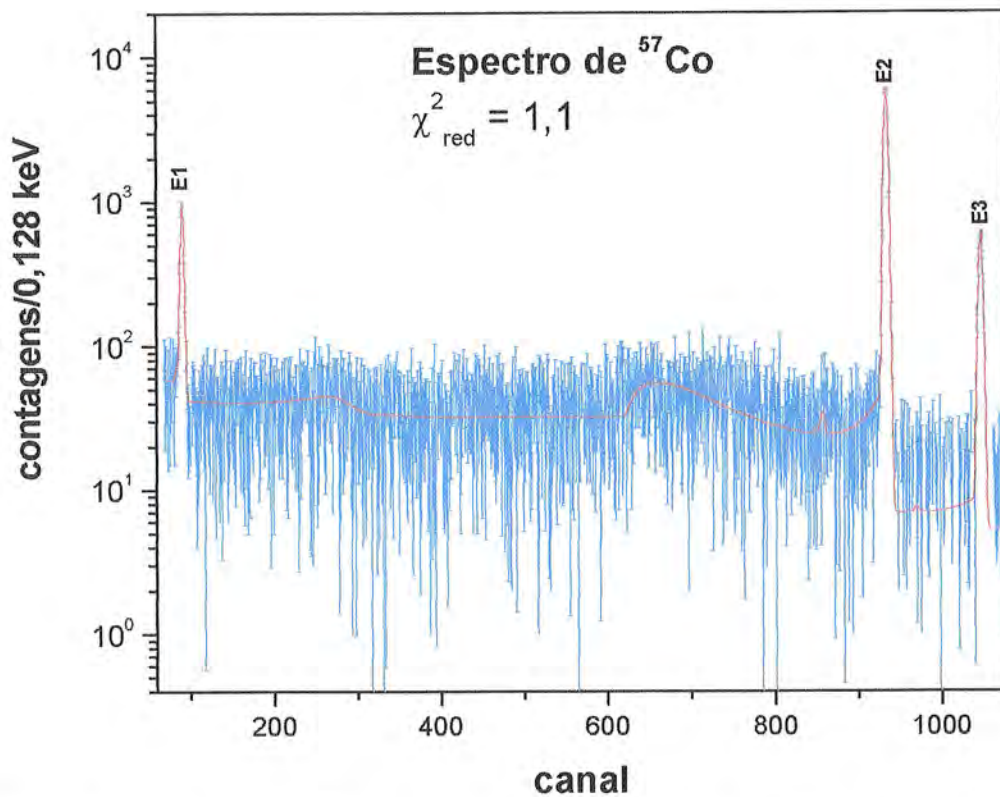


Figura 7.5. Espectro de ⁵⁷Co para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte-detector. O valor de χ_{red}^2 foi de 1,1.

Na figura 7.5 é mostrada uma baixa estatística de contagens, podendo diferenciar os três fótons de energias E1(14,4 keV), E2(122 keV) e E3(136keV). As outras características não aparecem bem definidas (o efeito Compton, a estrutura do REV, CIC (primeira componente) e o escape dos raios-X do Silício).

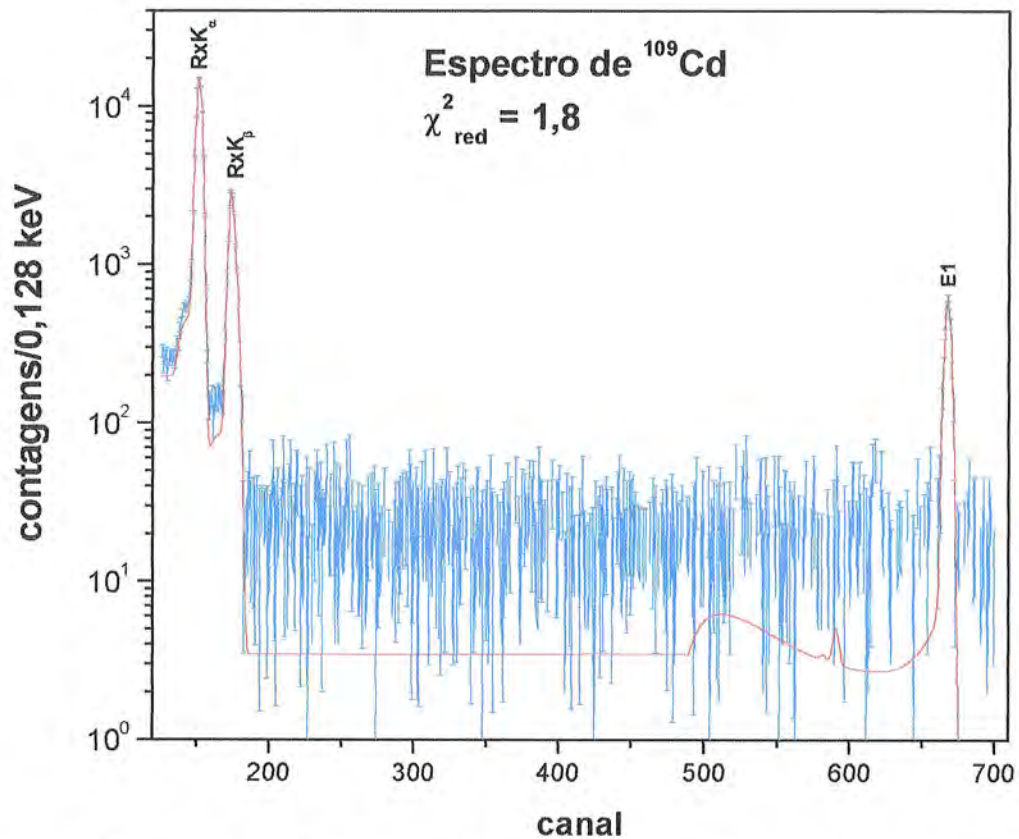


Figura 7.6. Espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,8. São mostrados a região dos raios-X e o fóton de energia E1(88 keV).

O ajuste da figura 7.6 é similar ao apresentado na figura 7.2. Só o grupo dos raios-X e o fóton de energia E1 estão bem definidos, pode-se aproximar uma linha reta para espectro contínuo entre estes.

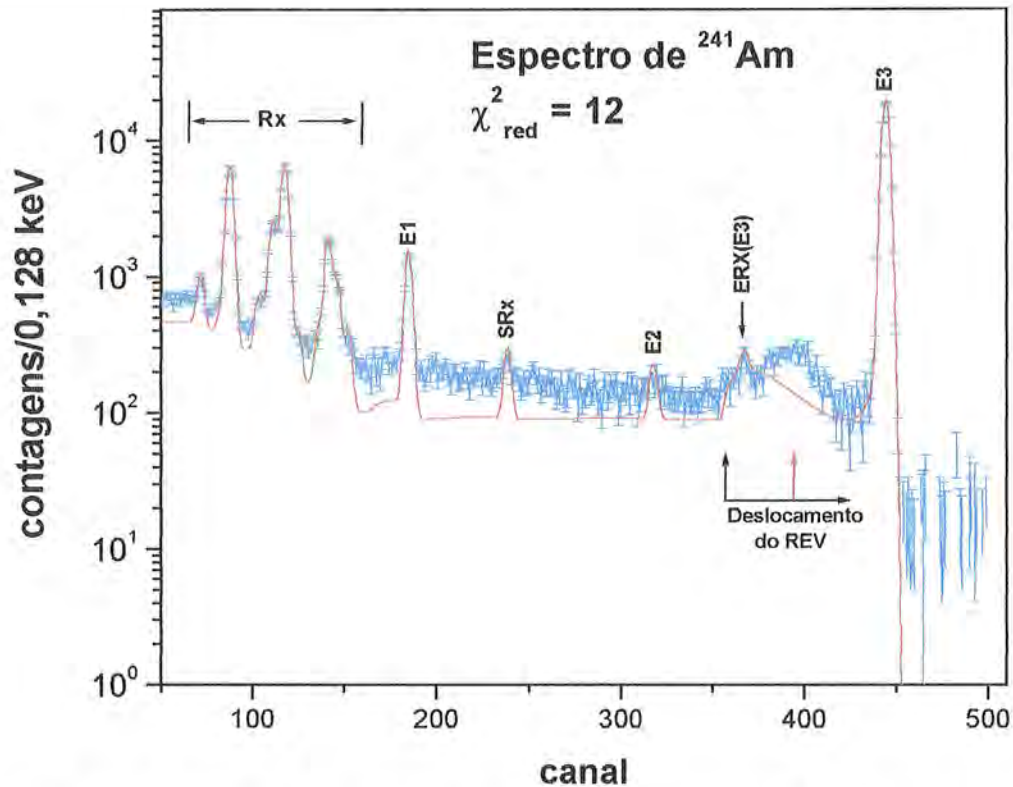


Figura 7.7. Espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} foi de 12. Na figura são mostradas a região dos raios-X, os fótons de energias E1(26,3 keV), E2(43,4 keV) e E3(59,5 keV), a estrutura do REV e soma de raios-X, SRx.

O espectro da figura 7.7 apresenta as mesmas estruturas observadas na figura 7.3. Nota-se ainda a rampa de eventos de empilhamento mas agora diminuída quando comparada com os ajuste a 1cm e 5 cm de distância fonte detector (figuras 6.14 e 7.3, respectivamente). Observa-se também o deslocamento à direita na estrutura do REV, indicado pelas flechas.

7.2 Resultados da extrapolação da FR variando a distância fonte-detector para o detector D1(89 cm³).

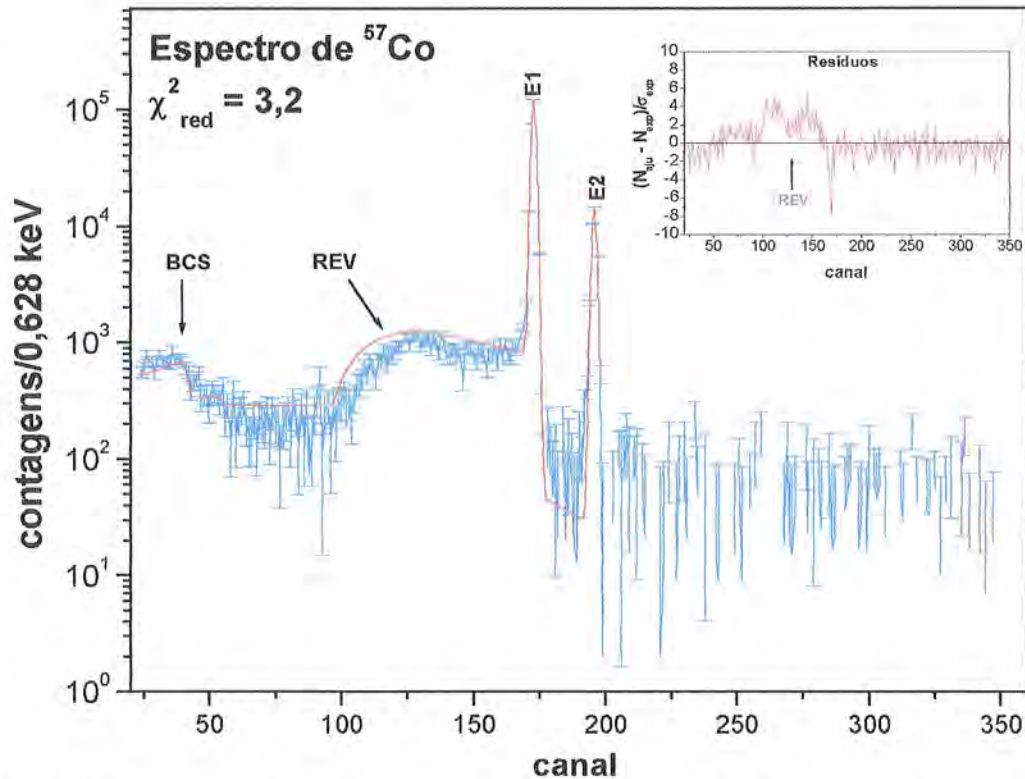


Figura 7.8. Espectro de ⁵⁷Co para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 3,2. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(122 keV), E2(136 keV), a BCS do fóton de energia E1 e a estrutura do REV. Na figura pequena são mostrados os resíduos do ajuste, sendo N_{aju} o valor ajustado de N_{exp} (número de contagens no canal) e σ_{exp} é a incerteza de N_{exp} .

No ajuste da figura 7.8 do espectro de ⁵⁷Co, a estrutura do REV aparece deslocada à esquerda e um pouco superestimada. É nessa região que existe a maior discrepância entre o ajuste e os dados experimentais, isto pode ser visto também no detalhe da figura referente aos resíduos.

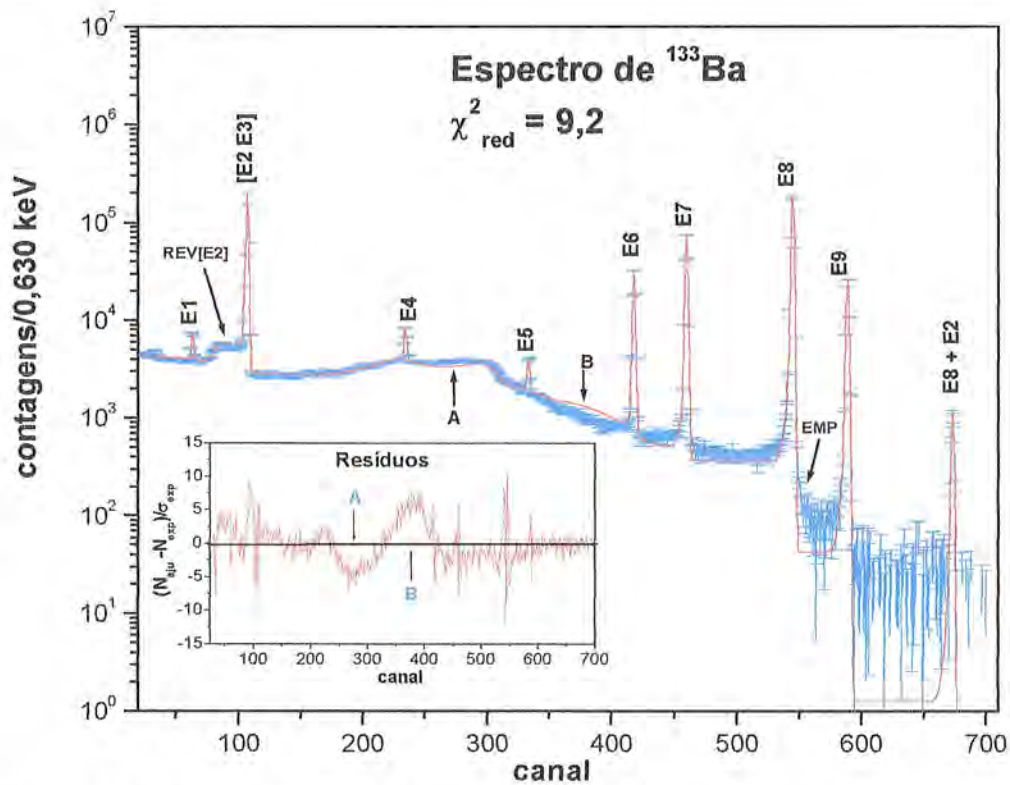


Figura 7.9. Espectro de ^{133}Ba para uma 1,5 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 9,2. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV), E3(80,98 keV), E4(160,6), E5(223,2), E6(276,4), E7(302,9), E8(356,0) e E9(383,8), a estrutura do REV[E2] do fóton de energia E2, e a soma à energia $E=E8+E2$. Em detalhe, na figura menor, são mostrados os resíduos do ajuste.

A extrapolação realizada para o espectro de ^{133}Ba , figura 7.9, mostrou que é necessário sintonizar os parâmetros da estrutura do REV tanto para fótons de baixa energia, REV[E2], como para fótons de energias maiores. O espectro de ^{133}Ba é um espectro produzido pela detecção de mais de um fóton emitido por essa fonte, assim o desacordo observado tem a sua origem na variação da estrutura do REV associada a cada fóton (veja a figura 7.25 na seção 7.5). Este desacordo é também evidenciado nas duas corcovas A e B na figura dos resíduos.

Observa-se também o efeito de empilhamento, EMP, à direita do fóton com energia E8.

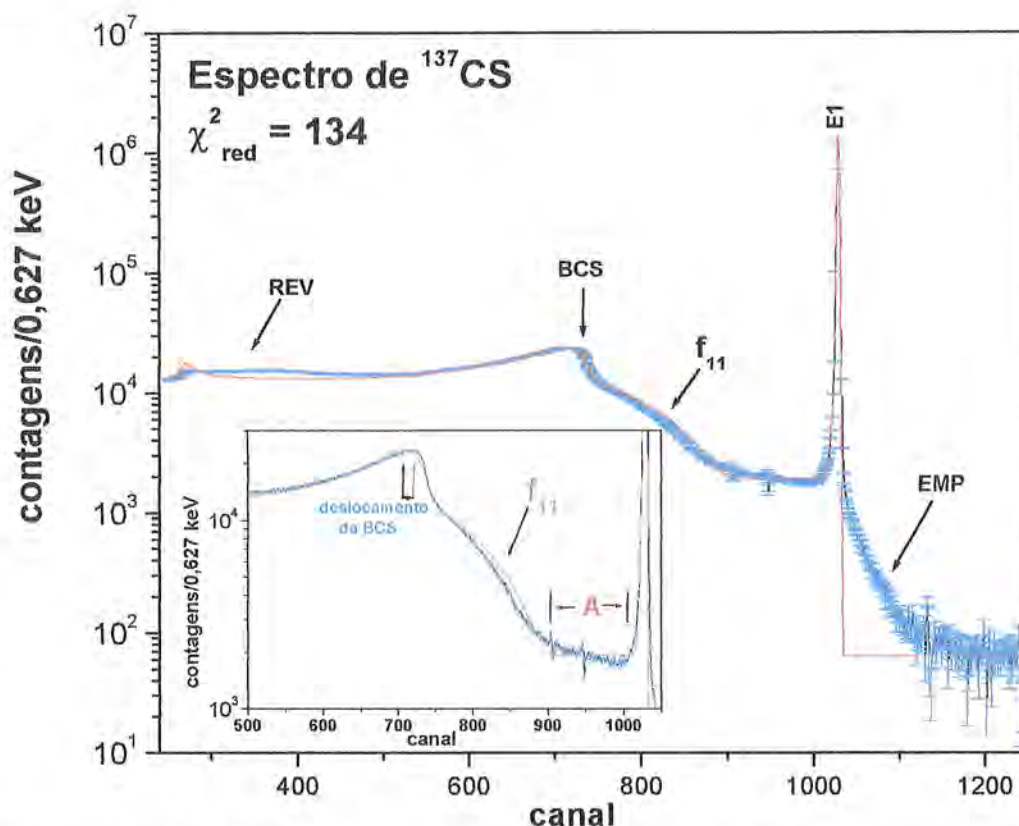


Figura 7.10. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 134. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(661,66 keV), a borda do Compton simples (BCS), o Compton múltiplo (f_{11}), a estrutura do REV e os eventos de empilhamento, EMP. Em detalhe na figura menor são mostradas a região do Compton múltiplo e a região “A” contendo informação sobre a primeira e segunda componentes da coleção incompleta de carga (CIC), f_2 e f_3 , respectivamente.

No espectro da figura 7.10, é mostrada a presença de uma alta taxa de eventos de empilhamento (EMP) para esta distância, piorando desta maneira o valor de χ^2_{red} (=21) obtida a 10 cm de distância fonte-detector. A estrutura do REV precisa portanto ser estudada mais detalhadamente, não somente para uma melhor descrição desse efeito na sua região de importância mas também porque ela afeta a forma do Compton simples. Durante o ajuste, por não se encontrar uma forma mais adequada para a estrutura do REV, a função f_d que ajusta o efeito Compton simples fica afetada. Isto pode ser visto no leve deslocamento da BCS à esquerda e como consequência, a forma do Compton múltiplo também é afetada.

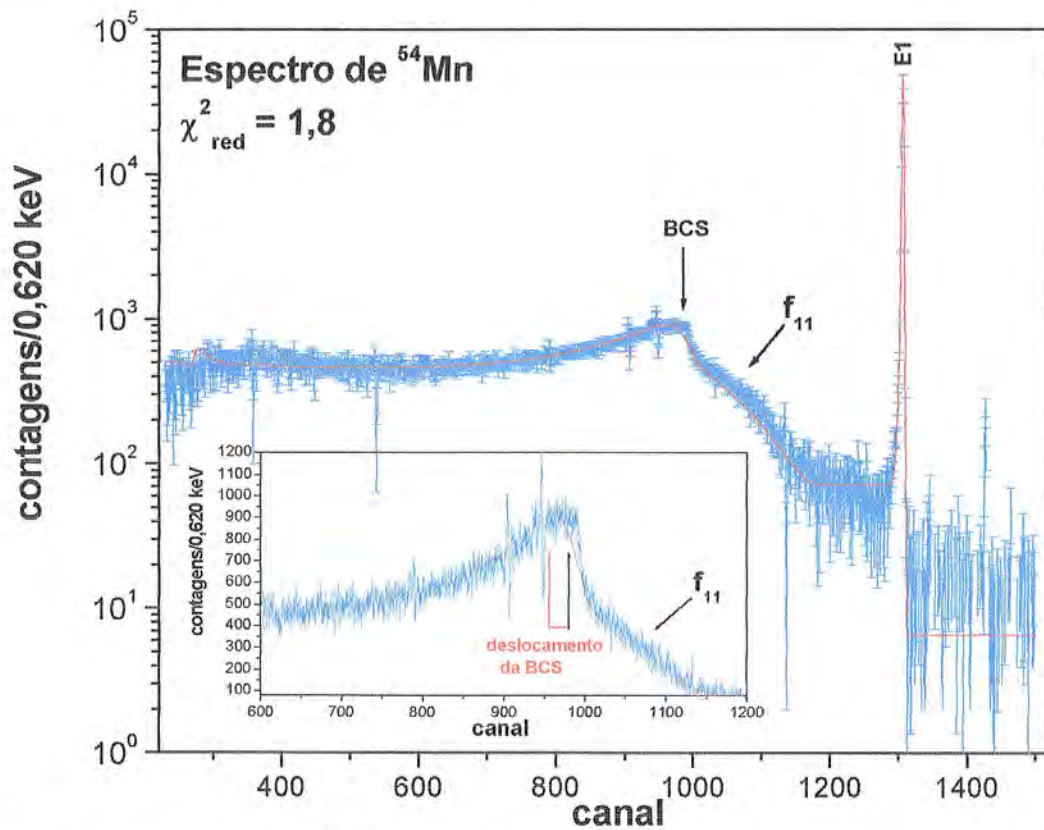


Figura 7.11. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,8. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(834,8 keV), a borda do Compton simples (BCS) e o Compton múltiplo (f_{11}).

O ajuste da figura 7.11 apresenta um deslocamento da posição da BCS e subestima levemente os eventos na região do Compton múltiplo. As outras características do espectro são bem descritas pelo ajuste.

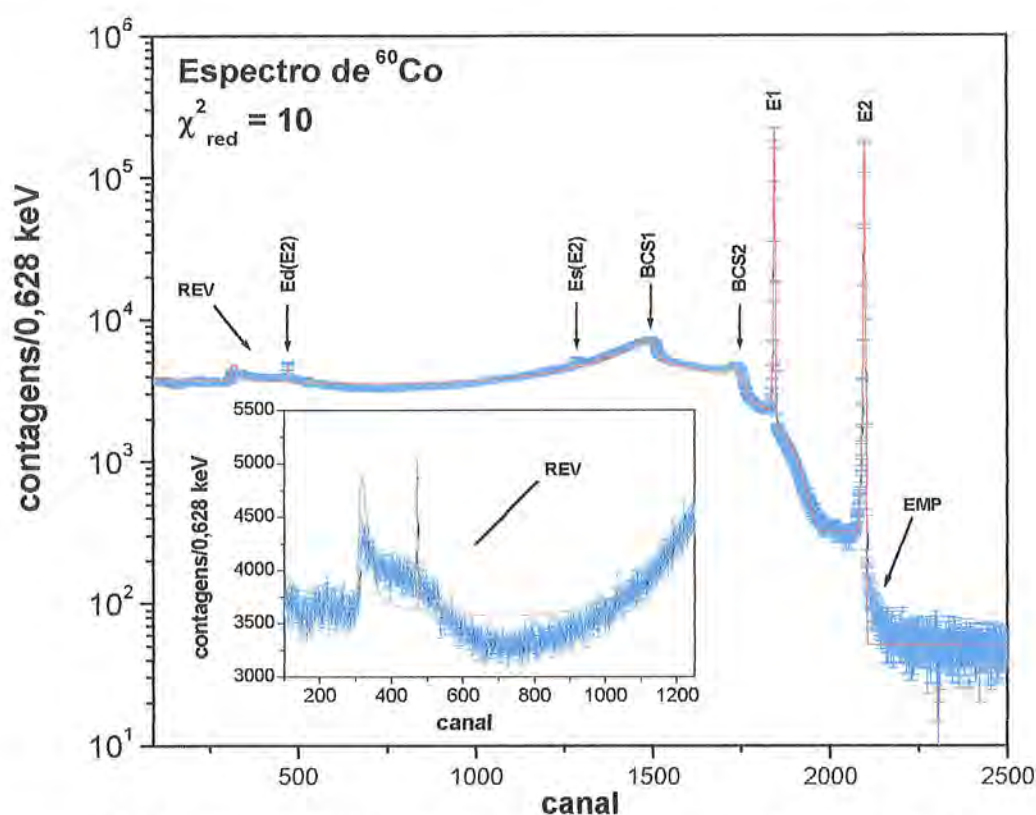


Figura 7.12. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 10. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV); as posições da borda do Compton simples BCS1 e BCS2 para ambos os fótons respectivamente; os picos de escape simples, Es(E2), e duplo, Ed(E2), do fóton de energia E2; a estrutura do REV e o empilhamento, EMP. Em detalhe na figura menor é mostrada a região do REV.

O ajuste da figura 7.12 descreve satisfatoriamente o espectro experimental permanecendo ainda a necessidade de um tratamento mais adequado para a estrutura do REV. Não é observado neste ajuste o deslocamento da BCS à esquerda. Isto é devido a grande separação entre a BCS e a estrutura do REV. Observam-se também eventos de empilhamento acima da energia E2.

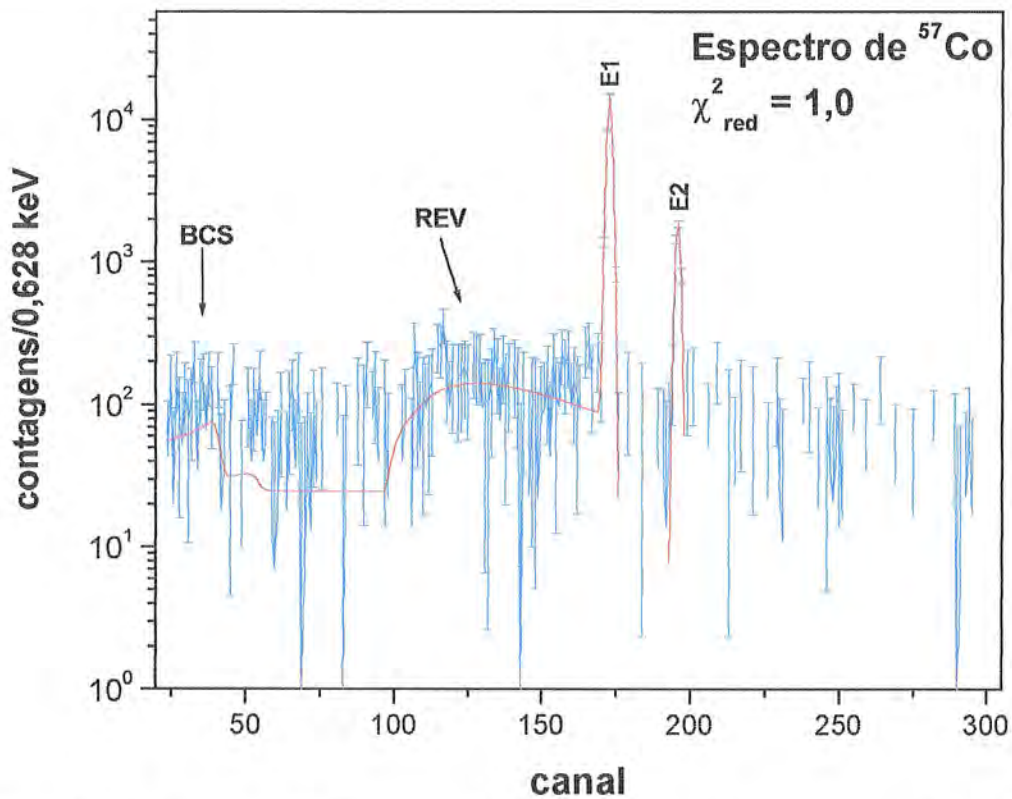


Figura 7.13. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,0. Na figura são mostrados os fótons de energias E1(122 keV), E2(136 keV), o BCS do fóton de energia E1 e a estrutura do REV.

Na figura 7.13 apesar do espectro experimental apresentar baixa estatística de contagens é possível observar a borda do Compton simples e a estrutura do REV.

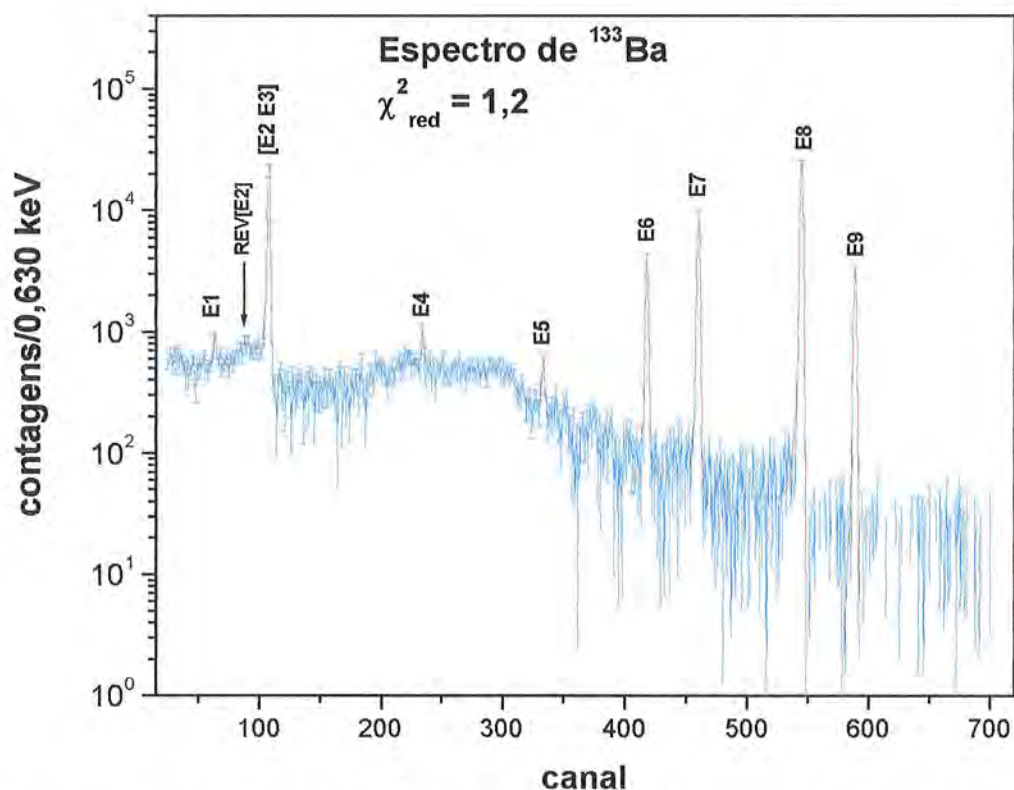


Figura 7.14. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,2. Na figura são mostrados os fótons de energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV), E3(80,98 keV), E4(160,6), E5(223,2), E6(276,4), E7(302,9), E8(356,0) e E9(383,8) e a estrutura do REV[2] do fóton de energia E2.

O ajuste do espectro de ^{133}Ba na figura 7.14 apresenta um bom acordo com os dados experimentais. Este espectro possui estatística de contagens suficiente para se observar todos os efeitos estudados da FR. Também não há dificuldades para descrever a estrutura do REV, tanto para baixas como para altas energias de fótons.

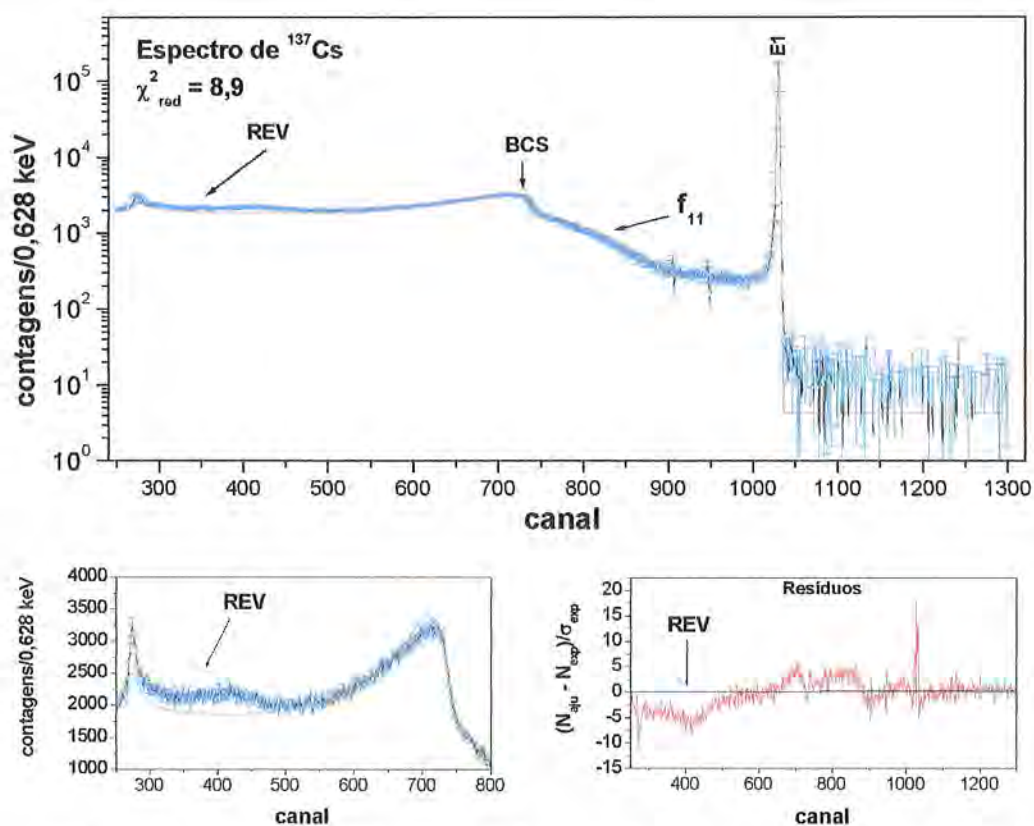


Figura 7.15. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 8,9. Na figura superior são indicados o fóton à energia E1(661,66 keV), a borda do Compton simples (BCS), o Compton múltiplo (f_{11}) e a estrutura do REV. Nas figuras na parte inferior são mostrados detalhe da estrutura do REV e o resultado dos resíduos para este ajuste.

O ajuste do espectro da figura 7.15 apresenta-se melhor quando comparado aos das figuras 6.19 e 7.10. Este fato é devido à diminuição dos eventos de empilhamento. Há ainda a ser resolvido, a questão da estrutura do REV evidenciado na figura dos resíduos. No ajuste realizado a não existência de uma função que descreva a estrutura do REV, por completo, afeta a forma do Compton simples, isto pode ser visto nas figuras 6.19, 7.10 e 7.15. Os efeitos são uma superestimação do ajuste na posição da BCS e um leve deslocamento da BCS à esquerda.

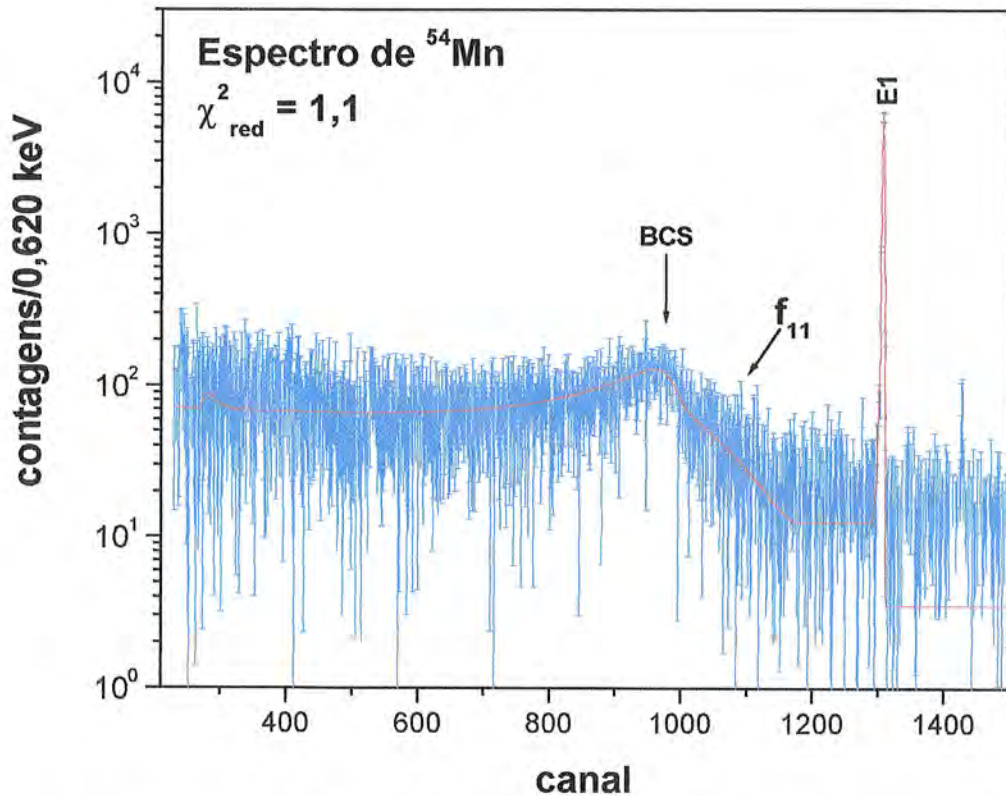


Figura 7.16. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,1. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(834,8 keV), a borda do Compton simples (BCS) e o Compton múltiplo (f_{11}).

Os resultado do ajuste da figura 7.16 é similar ao da figura 6.34. Devido à baixa estatística de contagens do espectro experimental da figura 7.16 não é possível observar a estrutura do REV, apesar disso ainda é possível distinguir a subida do efeito Compton simples até a BCS e sua queda e os eventos do Compton múltiplo.

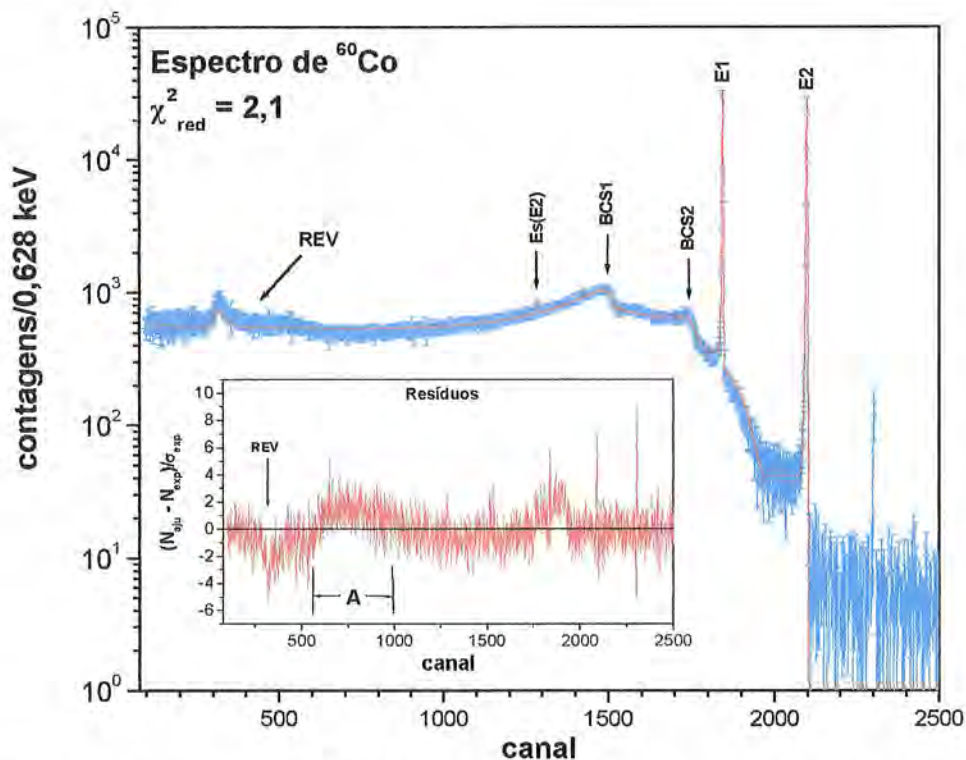


Figura 7.17. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 2,1. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV); as posições da borda do Compton simples BCS1 e BCS2 para ambos os fótons respectivamente; o pico de escape simples Es(E2) do fóton de energia E2; e a estrutura do REV. Em detalhe na figura menor é mostrado o resultado dos resíduos deste ajuste.

No ajuste mostrado na figura 7.17 observa-se a discrepância com o experimento na região do REV. Como consequência disto, o ajuste para os eventos do Compton simples (na região indicada como A) é afetado, produzindo uma curvatura que superestima os dados experimentais. Na figura dos resíduos pode ser vista tanto esta região que aparece como uma corcova como também a região do REV.

Finalmente, nos ajustes realizados para este detector, o empilhamento é fortemente diminuído para as distâncias fonte-detector de 10 cm e 18 cm, respectivamente, permanecendo ainda o empilhamento para a fonte de ^{137}Cs (cuja atividade é bem maior que as atividades das outras fontes) à distância de 10 cm.

7.3 Conclusões para o estudo da dependência da FR com a variação da distância fonte-detector.

1. Embora as distâncias fonte-detector sejam diferentes daquela usada para a parametrização da FR (10 cm para os detectores D1 e D2, 1 cm para o detector D3 e 2 mm para o detector D5), os resultados apresentam discrepâncias entre o ajuste e o experimento, somente na região da estrutura do REV. Portanto, a FR possui um caráter geral para a descrição de outras geometrias, diferentes da usada para a sua parametrização.
2. Percebe-se que a maior parte das estruturas dos espectros são reproduzidos pelo ajuste, precisando somente de uma nova avaliação dos parâmetros da função f_5 (estrutura do REV).
3. A mudança de geometria aqui realizada consistiu em afastar a fonte radioativa da face do detector sob um mesmo eixo (eixo de simetria do detector). Isto foi suficiente para produzir estruturas do REV diferentes para diferentes distâncias. Esta característica foi observada tanto para os detectores de pequeno volume (D3 e D5) como para os de grande volume (D1 e D2). Neste estudo não foram consideradas variações do REV, ou outras características da FR, para afastamentos fora do eixo de simetria do detector.
4. O acordo entre o experimento e o ajuste é melhor para distâncias fonte-detector grandes, devido à diminuição dos eventos de empilhamento, por outro lado há de se ter cuidado para evitar espectros com baixa estatística de contagens onde qualquer tipo de FR pode produzir um bom ajuste dos espectros experimentais

7.4 Resultados da extrapolação da FR para a geometria com blindagem para o detector D3(5 cm³).

A distância fonte-detector e o tempo de aquisição usados, para os espectros a serem mostrados nesta seção, foram de 1 cm e 2 horas, respectivamente.

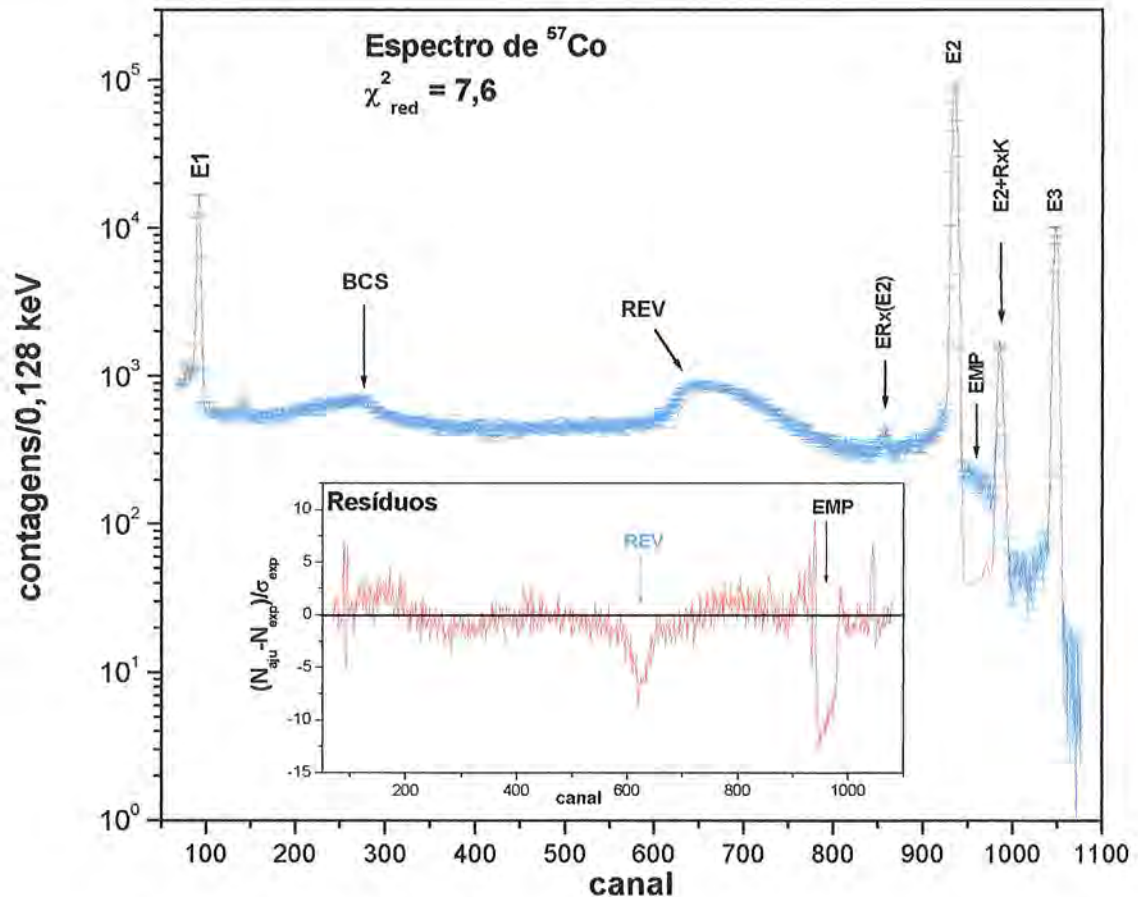


Figura 7.18. Espectro de ⁵⁷Co. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 7,6. Na figura é mostrado o primeiro fotopico à energia E1(14,4 keV) no início do espectro, os dois fotopicos de energias E2(122 keV) e E3(136 keV), a estrutura do REV, o escape dos raios-X do fóton de energia E2 e empilhamento EMP. Pode se ver também mais claramente na figura dos resíduos a discrepância na região do REV.

O ajuste da figura 7.18 mostra que a extrapolação da FR é satisfatória a menos da estrutura de espalhamento que agora aparece um pouco modificada devido à blindagem de ferro. Isto é mais fácil de se observar na figura dos resíduos. As outras características não descritas, evidenciadas na figura nos resíduos, aparecem também no caso de geometria sem blindagem (figura 6.12).

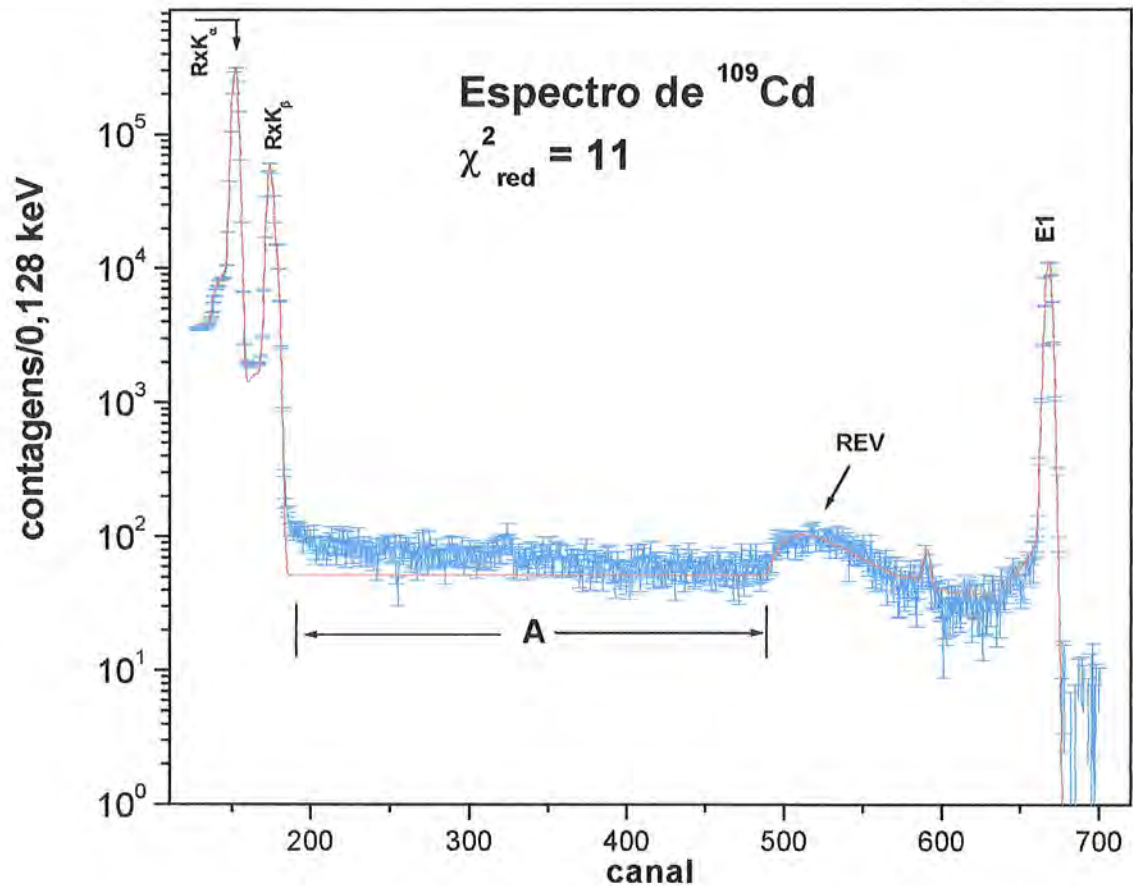


Figura 7.19. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ_{red}^2 para este ajuste foi 11. A figura mostra o fotopico à energia E1(88 keV) no final do espectro, os raios-X, RxK_α e RxK_β e a região do REV.

O ajuste da figura 7.19 para o espectro de ^{109}Cd é satisfatório, inclusive na região do REV. Na região indicada com A nota-se que uma leve sintonia do parâmetro p_{13} da função f_7 (degrau do efeito Compton nas vizinhanças) é necessário. Nesta região também há contribuição devido ao empilhamento dos RxK .

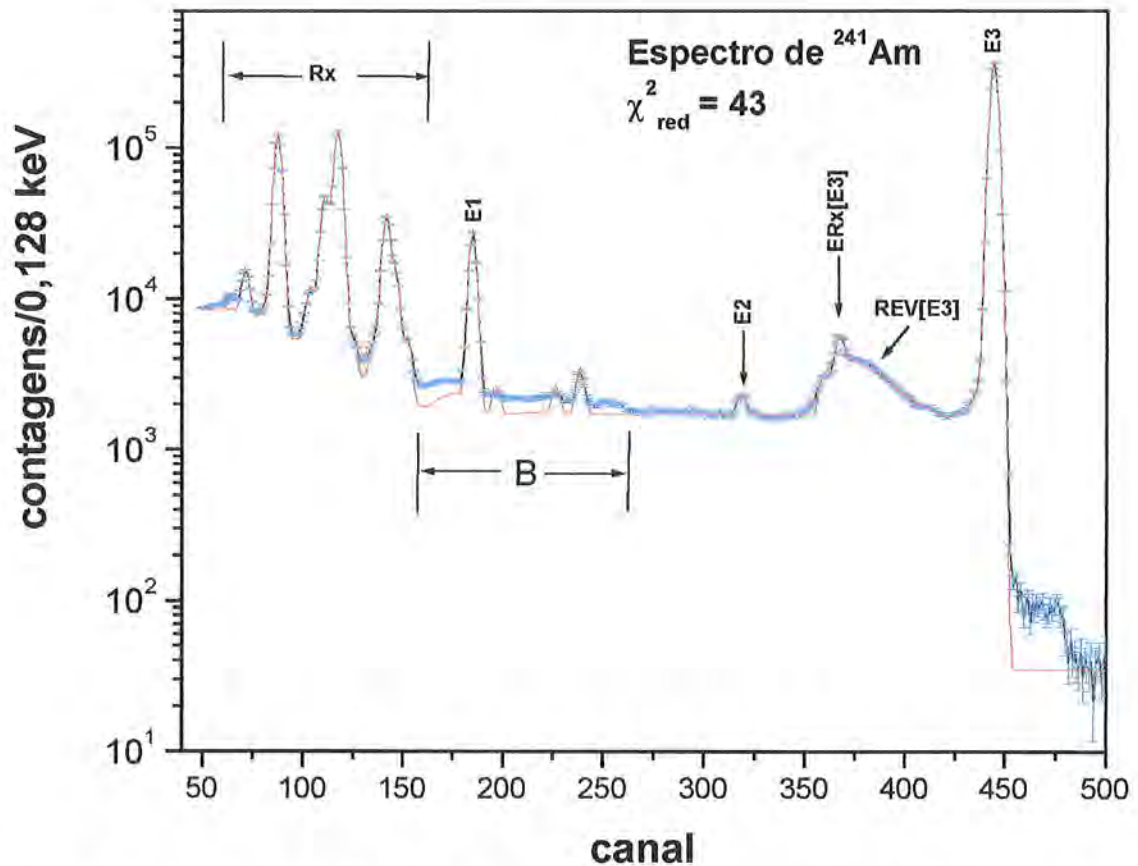


Figura 7.20. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 43. Na figura é mostrada a região dos raios-X, os fótons de energias E1(26,3 keV), E2(43,3 keV) e E3(59,5 keV), o REV[E3] e o escape dos raios-X, ERx[E3], correspondente ao fóton de energia E3.

O espectro de ^{241}Am da figura 7.20, apresenta uma boa descrição das estruturas dos raios-X e a região do REV[E3]. Por outro lado, há uma região (B) que não é bem descrita pelo ajuste. Esta região já foi observada no caso do ajuste do espectro de ^{241}Am com a geometria sem blindagem (figura 6.14). Este contínuo é formado na maior parte por eventos de empilhamento. Devido a que nessa região há também a presença da função f_7 , ambos efeitos deverão competir.

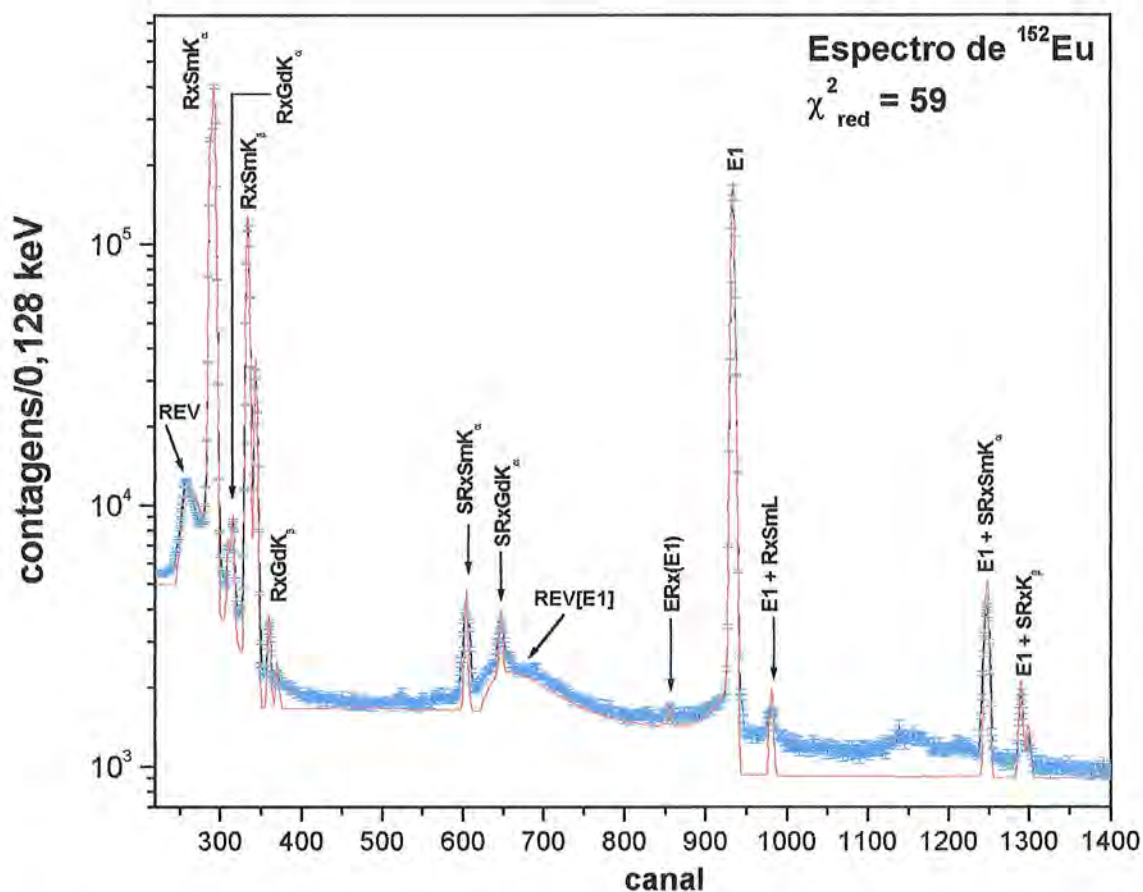


Figura 7.21. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 59. Na figura indicam-se os raios-XK do Samário, RxSmK e do Gadolínio, RxGdK, o fóton de energia E1(121,7 keV) com seu respectivo REV[E1], as somas dos raios-X, SRx, e o REV dos raios-X do Samário.

No ajuste da figura 7.21 pode-se observar que as características do espectro são bem descritas. Há a presença de um contínuo não descrito pelo ajuste que também foi observado na figura 6.15. Os eventos deste contínuo são originados na detecção de fótons de energias maiores emitidos pela fonte de ^{152}Eu .

7.5 Resultados da extrapolação da FR para a geometria com blindagem para o detector D2(50 cm³).

Nos espectros ajustados nesta seção é indicada a área do espectro ajustado usando a FR já calculada no capítulo 6. Esta área encontra-se sombreada. Será indicada também quando necessário a região não ajustada em cada espectro. Esta região não ajustada corresponde à estrutura do REV agora realçada devido ao uso da blindagem de ferro (REV(B)).

Nos espectros desta seção será possível identificar até três componentes na estrutura de espalhamento: o espalhamento simples (visto nos ajustes do capítulo 6), o espalhamento duplo e o espalhamento triplo. A estrutura do espalhamento duplo é formada por fótons detectados após sofrerem um duplo espalhamento Compton na blindagem de ferro, e a estrutura do espalhamento triplo é formada por fótons detectados após sofrerem um triplo espalhamento Compton também na blindagem de ferro. Desta forma tem-se uma grande família de ângulos de espalhamento acontecendo no sistema de detecção. Pode ter-se, por exemplo, contribuições de fótons espalhados a 90° em eventos de simples, duplo e triplo espalhamentos (ver as figuras desta seção).

A distância fonte-detector usada para os espectros a serem mostrados nesta seção foi de 10 cm.

Devido ao comportamento dos detectores de grande volume aqui usados, D1(89 cm³) e D2(50 cm³), serem muito similares é apresentada a extrapolação da FR só para o detector D2. O tratamento da estrutura do REV será feito para o detector D1 através de simulações via Monte Carlo no capítulo 9.

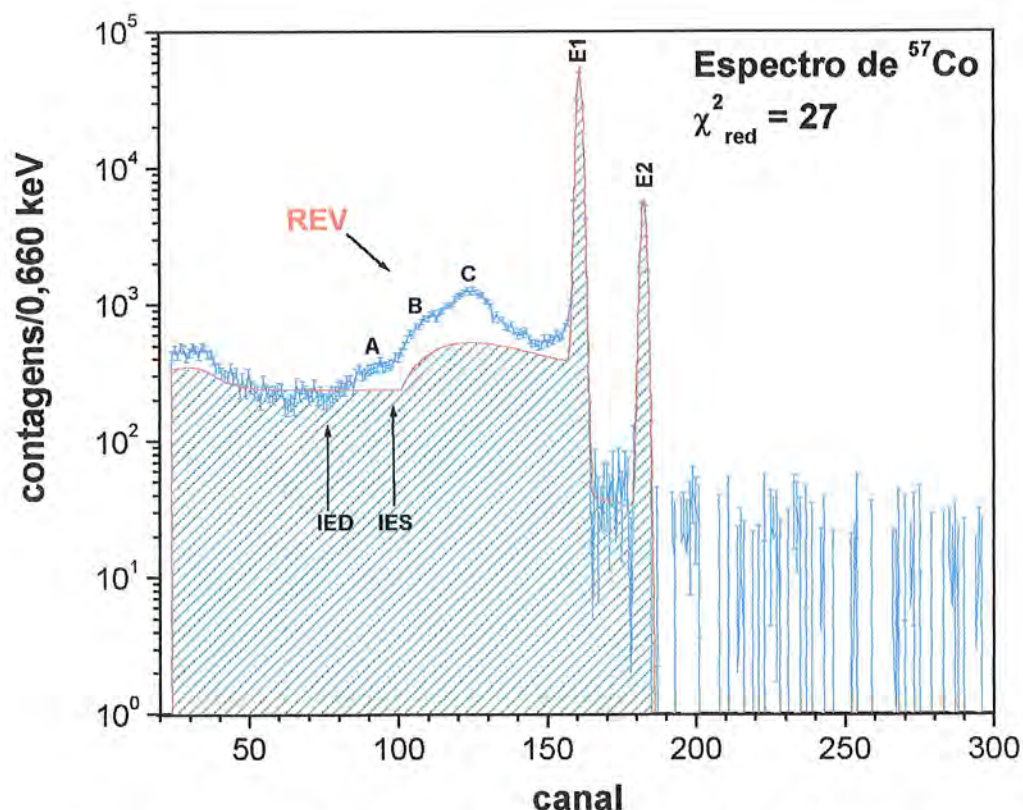


Figura 7.22. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 27. A figura mostra os dois fotopicos e a parte contínua do espectro produzido pelos fótons de energia E1(122 keV) e E2(136 keV). Pode se ver também a grande discrepância na região do REV. Nessa região foram indicados: o início do espalhamento simples, IES, e o início do espalhamento duplo, IED. Da mesma forma são indicados os picos, A, B e C, produzidos na estrutura do REV.

Na figura 7.22 pode-se distinguir duas componentes na estrutura do REV: o espalhamento simples e o espalhamento duplo. A primeira componente tem seu início, IES, em ~ 86 keV (canal 105) mostrando dois picos, em B e C. O pico em C, é produzido por ângulos de espalhamento ao redor de 90° (99 keV). A segunda componente tem seu início, IED, em ~ 66 keV (canal 76) mostrando um pico, em A, que é produzido por ângulos de espalhamento novamente ao redor de 90° (72 keV). Como a região do REV da figura 7.22 é produzida pela detecção de fótons secundários originados na interação de dois fótons primários de energias diferentes (E1 e E2) principalmente com a blindagem, haverá uma superposição de duas estruturas do REV correspondentes a cada fóton primário.

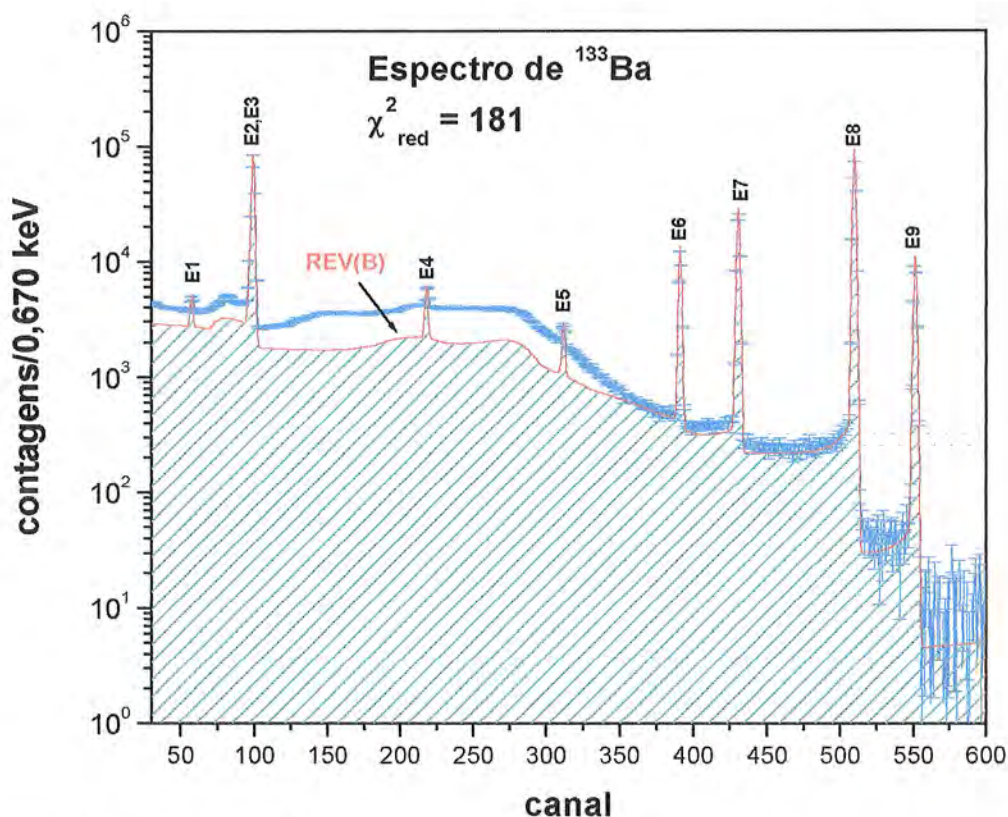


Figura 7.23. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 181. A figura mostra os fotônicos e a parte contínua do espectro produzido pelos fótons de energia E1(53,1 keV), E2(79,6 keV), E3(80,98 keV), E4(160,6 keV), E5(223,2 keV), E6(276,4 keV), E7(302,9 keV), E8(356,0 keV) e E9(383,8 keV). A parte não sombreada é responsável pelo valor do χ^2_{red} alto. O ajuste realizado, linha vermelha, não leva em conta a contribuição do espalhamento de fótons na blindagem, REV(B).

No ajuste do espectro do ^{133}Ba , a região correspondente à REV(B) é responsável pelo valor de χ^2_{red} alto (isto pode ser visto na figura 7.24), evidenciando a necessidade da descrição das estruturas de espalhamento na nossa FR.

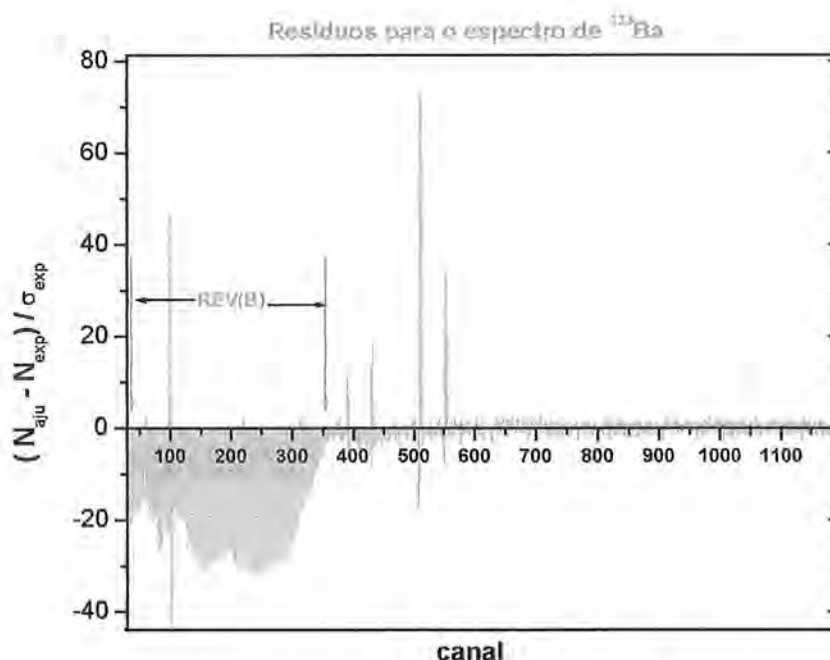


Figura 7.24. Resíduos para o ajuste do espectro de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 181. Veja a região do REV(B) onde se encontra a maior discrepância entre os dados experimentais e o ajuste.

As estruturas de espalhamento juntamente com o efeito Compton no cristal de germânio representam as maiores contribuições para o espectro de ^{133}Ba . Quando os fótons emitidos por esta fonte são detectados, estes produzem uma superposição das estruturas de espalhamento com o efeito Compton no cristal semiconductor, isto acontece claramente para energias onde $E > E_5$ (223,2 keV). Outra característica que pode ser observada é a troca de posições entre o efeito Compton no cristal e a estrutura do REV, em relação à posição do fotopico associado. Isto acontece em geral para energias $E \geq 250$ keV.

Na figura 7.25 são mostradas as contribuições da cada fóton após a sua detecção. Através desta figura observa-se que, para fazer uma descrição mais adequada, o nosso modelo da FR deverá incluir estruturas de espalhamento produzidas na blindagem.

Por outro lado o efeito Compton no cristal não deve sofrer variações, isto é, o número de eventos que contribuem a este efeito deve permanecer aproximadamente inalterado. Este fato é difícil de verificar num espectro como o do ^{133}Ba (fonte não monocromática), no entanto nos ajustes dos espectros das outras fontes, ^{137}Cs , ^{54}Mn e ^{60}Co isto fica mais evidente.

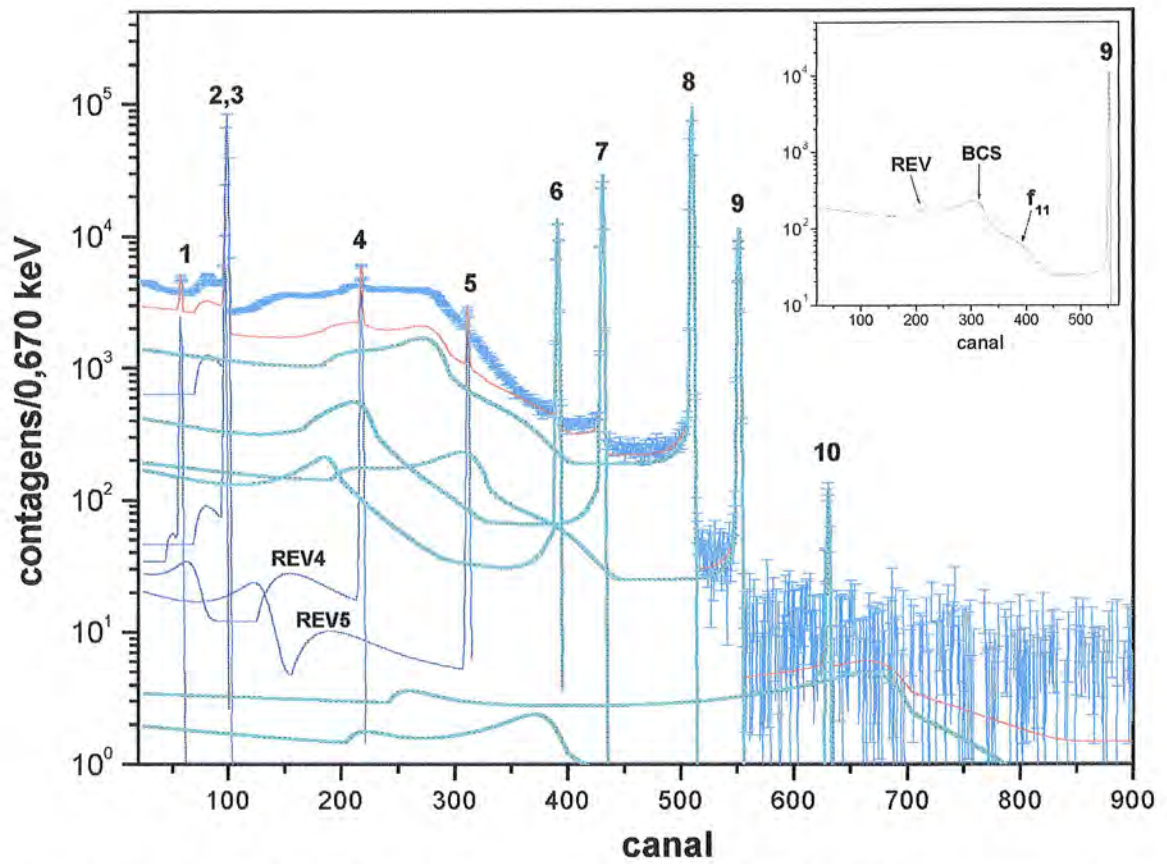


Figura 7.25. Contribuição de cada fóton emitido pela fonte de ^{133}Ba no espectro. Nota-se que a partir de E5 (223,2 keV) as posições do efeito Compton e a estrutura do REV trocam de posição em relação ao fotopico. Na pequena figura, mostra-se a contribuição do fóton com energia E9 ao espectro total e indica se o REV, a borda do Compton simples (BCS) e o Compton múltiplo (f_{11}).

Na figura 7.25 observa-se também a superposição do efeito Compton no cristal com a estrutura do REV para energias maiores que E5(223,2 keV).

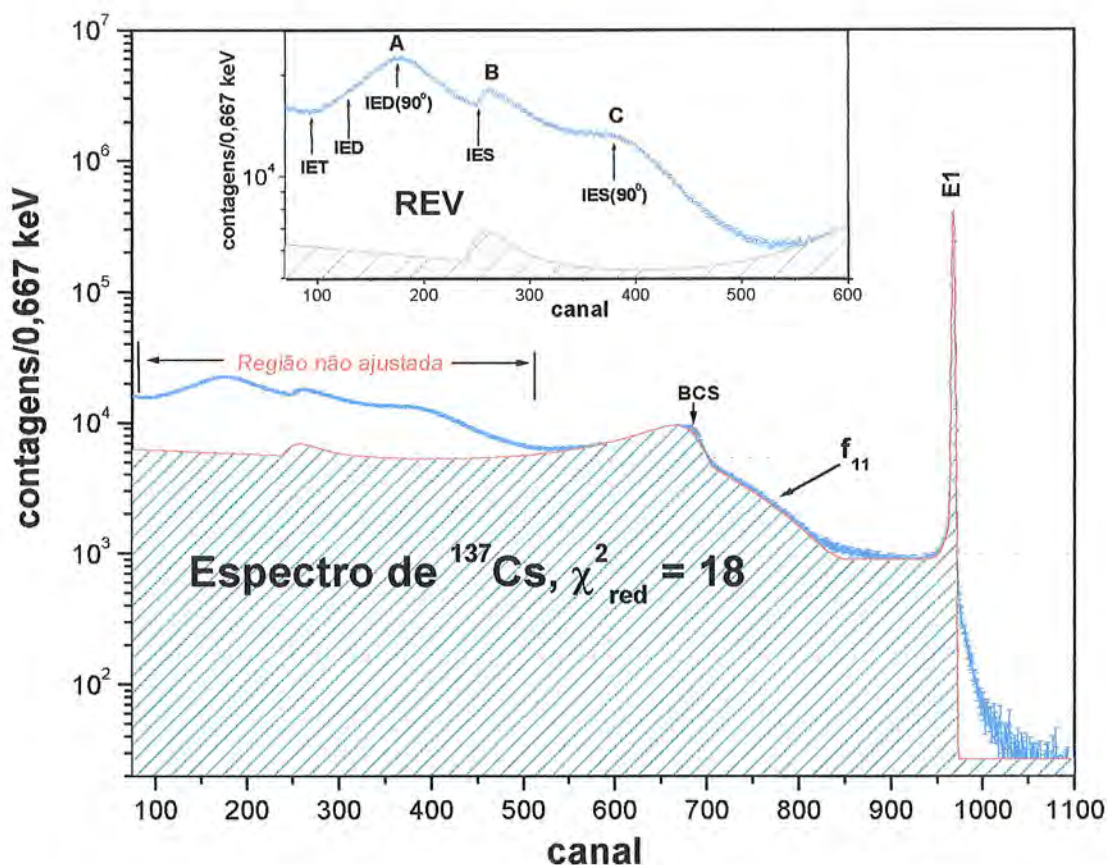


Figura 7.26. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 18. A figura mostra o fotopico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1(661,66 keV). Pode se ver também a borda do Compton simples (BCS) e a região do Compton múltiplo (f_{11}). A região não ajustada indicada pela área não sombreada, corresponde à estrutura do REV originada na blindagem.

A interpretação da estrutura do REV da figura 7.26 será descrita a seguir. O primeiro pico, contém informação sobre o duplo e triplo espalhamento de fótons, que por sua vez tem origens em IED ($\sim 107\text{keV}$, canal 137) e IET ($\sim 76\text{keV}$, canal 90), respectivamente. Neste pico aparece o máximo localizado em A correspondente a um ângulo de espalhamento de 90° para duplo espalhamento de fótons (ED(90°)). O segundo, em B, pico corresponde ao espalhamento simples que já foi observado, veja figura D.35, mas agora mais intenso com a sua origem em IES ($\sim 184\text{ keV}$, canal 252). O terceiro pico, em C, também corresponde ao espalhamento simples tendo um máximo localizado ao redor de 270 keV , ES(90°) (ângulo de espalhamento $\sim 90^\circ$).

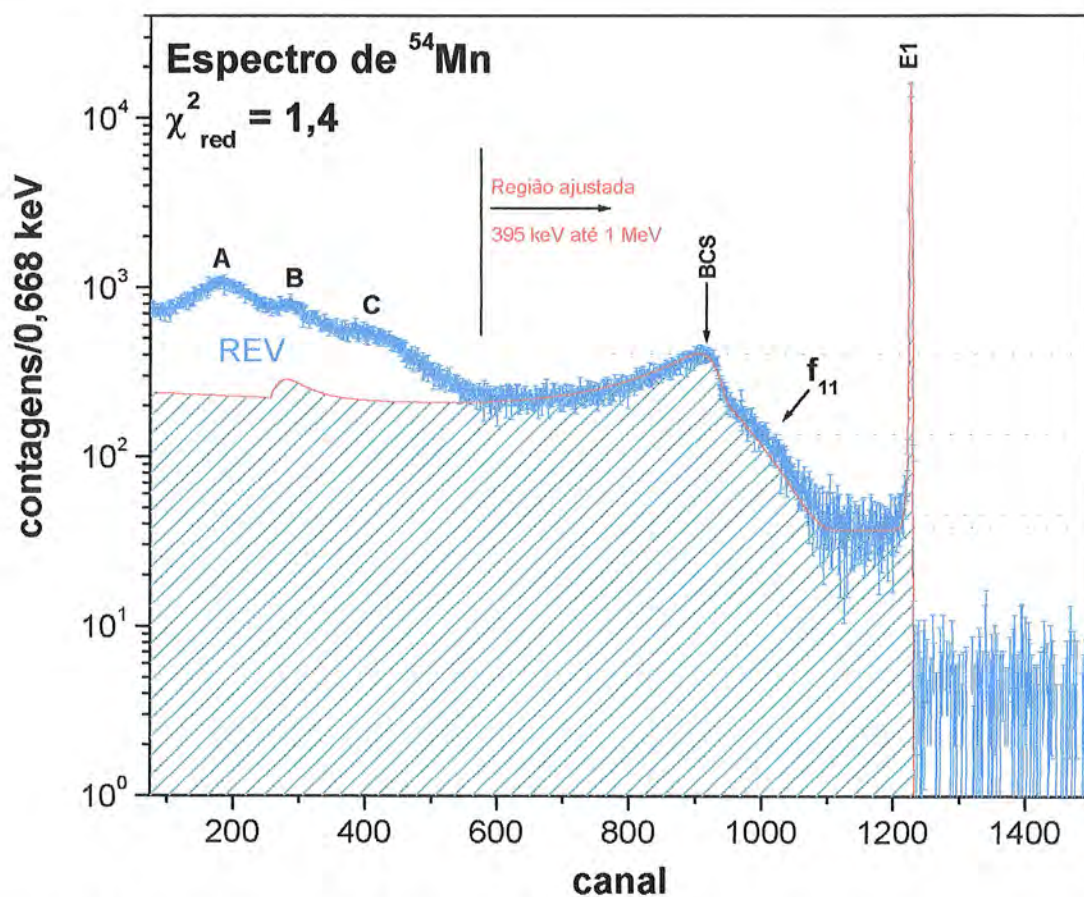


Figura 7.27. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4. A figura mostra o fotopico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1 (834,83 keV). Pode se ver também a borda do Compton simples (BCS) e a região do Compton múltiplo (f_{11}). A região não ajustada indicada como REV corresponde à estrutura do REV originada na blindagem.

Como o espectro de ^{54}Mn , figura 7.27, é produzido por uma fonte monocromática a interpretação da estrutura do REV é muito similar à descrição feita para o caso do ^{137}Cs .

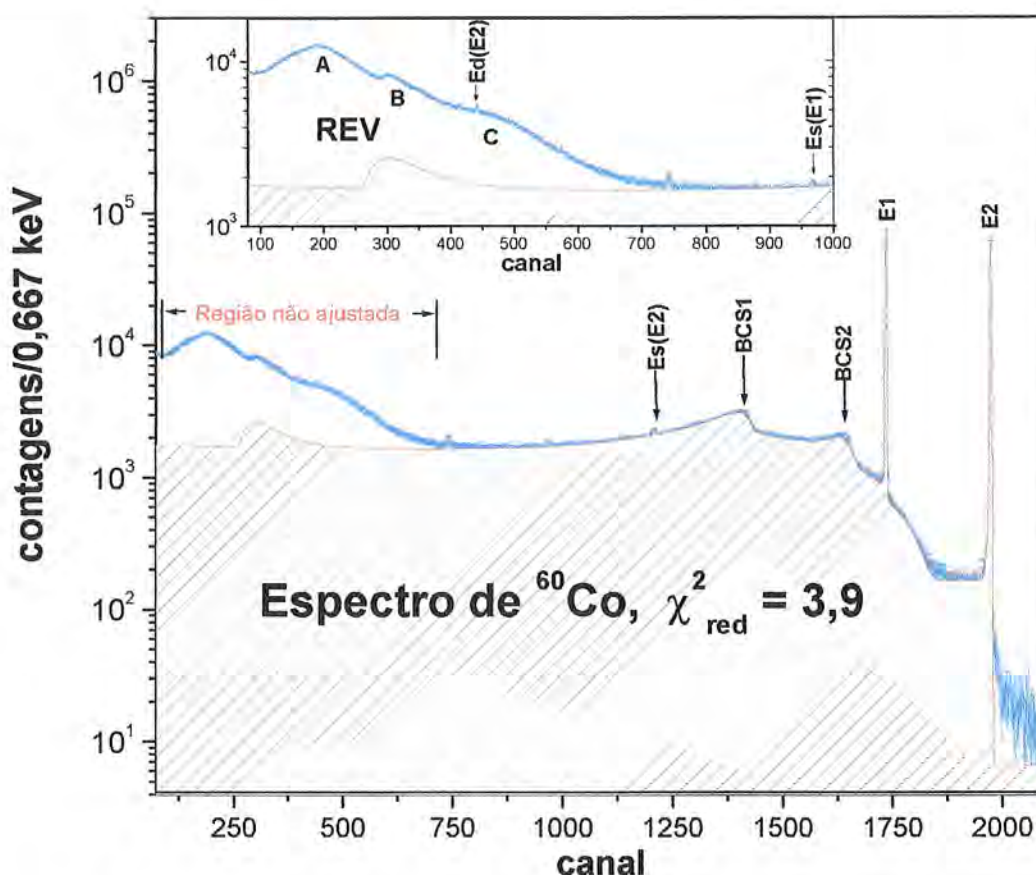


Figura 7.28. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,9. A figura mostra os dois fotopicos e a parte contínua do espectro produzido pelos fótons de energia E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV). Pode se ver também as bordas do Compton simples de cada um deles (BCS1 e BCS2 respectivamente), os picos de escape simples, Es(E2), e duplo, Ed(E2), do fóton de energia E2 e o pico de escape simples, Es(E1), do fóton de energia E1. A região não ajustada indicada pela área não sombreada, corresponde à estrutura do REV originada na blindagem.

A região da estrutura do REV da figura 7.28, é formada por várias famílias de ângulos de espalhamento de fótons. Foram identificados na estrutura de espalhamento três picos localizados em: A, B e C. O primeiro pico contém informação a respeito do início do duplo (~ 116 keV, canal 150) e triplo (~ 80 keV, canal 96) espalhamento de fótons. O pico em A aparece devido a grande probabilidade de acontecer mais de um espalhamento de fótons devido à proximidade da blindagem de ferro com o cristal detector semiconductor. O segundo pico, em B, corresponde ao espalhamento simples tendo seu início à energia de ~ 211 keV (canal 293). Finalmente o terceiro pico apresenta um máximo a um ângulo de

espalhamento simples entre $\sim 90^\circ$ e 100° . Os picos em B e C já foram observados nos espectros de geometria sem blindagem, veja as figuras 6.21 e D.37, mas agora aparecem muito mais realçados.

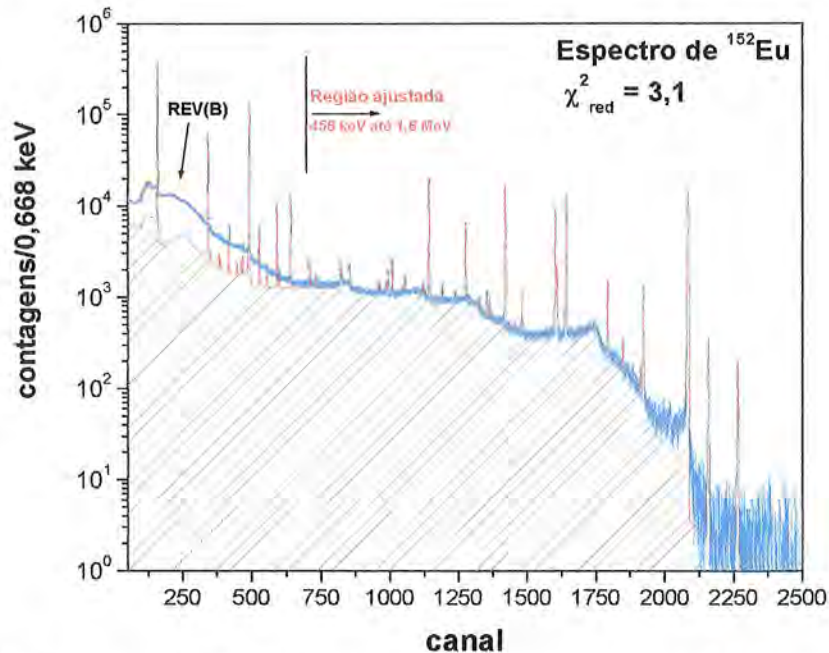


Figura 7.29. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,1. A figura mostra 60 fotopicos e a parte contínua por eles produzida. A região não ajustada indicada pela área não achurada corresponde à estrutura do REV originada na blindagem, REV(B).

Na figura 7.29 mostra que a FR utilizada carece de um tratamento mais adequado para as estruturas de espalhamento originadas na blindagem de ferro. A região não ajustada contém as estruturas de espalhamento (múltiplo e simples), REV(B), agora muito realçadas pela blindagem de ferro. A região torna-se extensa devida à faixa de energias dos fótons emitidos pela fonte de ^{152}Eu (120keV até 1,6 MeV).

7.6 Conclusões para o estudo da dependência da FR com a geometria com blindagem.

1. De modo geral os espectros experimentais são bem descritos usando-se a FR calculada para o caso de geometria simples.
2. Uma diferença qualitativa observada entre os espectros produzidos com a geometria simples e a geometria com blindagem, é a região correspondente a estrutura do REV. Esta região requer um tratamento cuidadoso para os detectores de grande volume devido às complexidades que estas estruturas apresentam, isto é, o múltiplo espalhamento de fótons (até três espalhamentos) contribui ao espectro experimental com eventos de difícil descrição, sendo assim uma tarefa complicada de resolver analiticamente.
3. Para os detectores de pequeno volume (D3 e D5) a diferença quando comparada com a produzida com a geometria simples não é muito grande, precisando de uma leve sintonia nos parâmetros da função empírica f_s , o efeito Compton nas vizinhanças, que descreve este efeito.
4. A FR calculada para o caso de geometria simples foi usada para ajustar os espectros produzidos na geometria com blindagem. Para o caso dos detectores D1 e D2 (grande volume) o ajuste não levou em conta o espalhamento de fótons na blindagem, devido à falta de informação da contribuição a esta estrutura de cada fóton espalhado. Esta estrutura de espalhamento, agora fortemente realçada devido à blindagem, pode ser parametrizada de maneira empírica de forma similar como foi feito com as outras componentes da FR. Por outro lado, como a estrutura do REV tem uma dependência qualitativa muito forte com a geometria, tornado-a muito particular segundo o arranjo experimental sendo usado, não foi proposta uma forma analítica para a sua descrição. Um estudo através de simulações de Monte Carlo foi realizado, no capítulo 9, para a compreensão da formação da estrutura do REV.

Capítulo 8

Resultado do Estudo da Dependência da FR com a Eletrônica de Detecção

8.1 Resultados da dependência da FR com a variação do TFP.

A dependência da FR com a eletrônica de detecção foi relacionada com a variação do tempo de formação de pulso (TFP) selecionado no amplificador.

Este estudo foi realizado para o detector D2 (50 cm³). A configuração foi a de 10 cm de distância fonte-detector, 1 hora de aquisição e com a geometria simples (sem blindagem). Os espectros de ¹³⁷Cs (fonte monocromática) foram os escolhidos por possuírem apenas um pico. Além disso a fonte radioativa de ¹³⁷Cs possui atividade suficiente para produzir espectros com boa estatística para análise. Foram realizados ajustes para espectros usando a FR para os detectores de grande volume (FR2).

A região de ajuste de maior interesse é a região do fotopico onde se pode obter informação do processamento do pulso pelo amplificador. Esta região é descrita pelo fotopico f_1 , e as duas componentes f_2 e f_3 da coleção incompleta de carga.

Nas figuras 8.1 até 8.3 são mostrados os espectros medidos identificados em azul (pontos com barra de incerteza) e o ajuste em linha vermelha. Os valores de χ^2_{red} para cada ajuste, referem-se somente à região mostrada na figura.

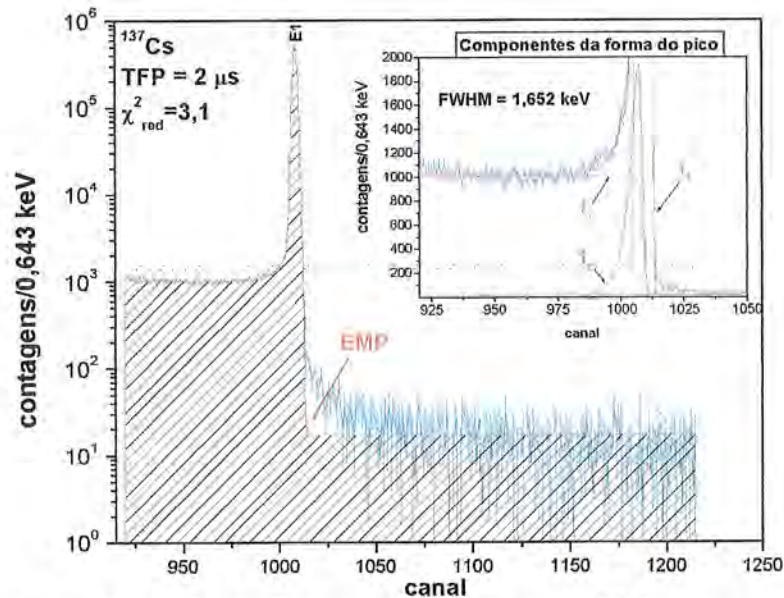


Figura 8.1. Ajuste da região do fotopico do espectro de ¹³⁷Cs para um TFP de 2 μs. Na figura maior é mostrado o fotopico localizado na energia E1(661,66 keV) e o efeito de empilhamento (EMP). Na figura menor são mostradas as componentes da forma do pico f_1, f_2 e f_3 da FR e o valor ajustado da largura à meia altura (FWHM) igual a 1,652(1) keV.

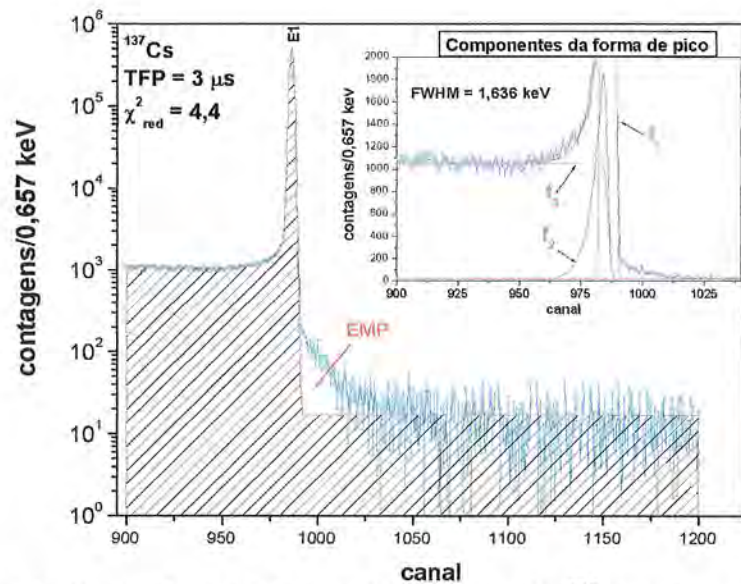


Figura 8.2. Ajuste da região do fotopico do espectro de ^{137}Cs para um TFP de $3\ \mu\text{s}$. Na figura maior é mostrado o fotopico localizado na energia E1(661,66 keV) e o efeito de empilhamento (EMP). Na figura menor são mostrados as componentes da forma do pico f_1, f_2 e f_3 da FR e o valor ajustado da largura à meia altura (FWHM) igual a 1,636(1) keV.

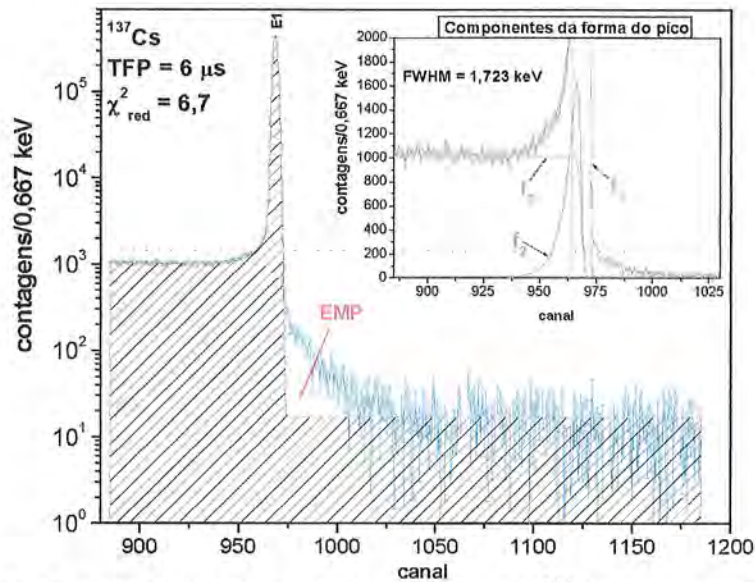


Figura 8.3. Ajuste da região do fotopico do espectro de ^{137}Cs para um TFP de $6\ \mu\text{s}$. Na figura maior é mostrado o fotopico localizado na energia E1(661,66 keV) e o efeito de empilhamento (EMP). Na figura menor são mostrados as componentes da forma do pico f_1, f_2 e f_3 da FR e o valor ajustado da largura à meia altura (FWHM) igual a 1,723(1) keV.

Os espectros ajustados mostram que a resolução do detector é prejudicada quando o TFP aumenta. A diferença da largura à meia altura (FWHM) é de 87 eV entre os espectros

Capítulo 8. Resultado do Estudo da Dependência da FR com a Eletrônica de Detecção

produzidos a 6 μs e 3 μs e de 71 eV entre os espectros produzidos a 6 μs e 2 μs (as resoluções ajustadas foram obtidas com precisões de 1 eV). A melhoria da resolução nestes espectros é devida à diminuição do efeito de empilhamento, não se podendo observar nenhum efeito do déficit balístico para os tempos de 2 μs e 3 μs .

Numa tentativa de observar o déficit balístico, foram ajustados outros espectros de ^{137}Cs para uma distância fonte-detector maior que o caso já analisado. A esta nova distância

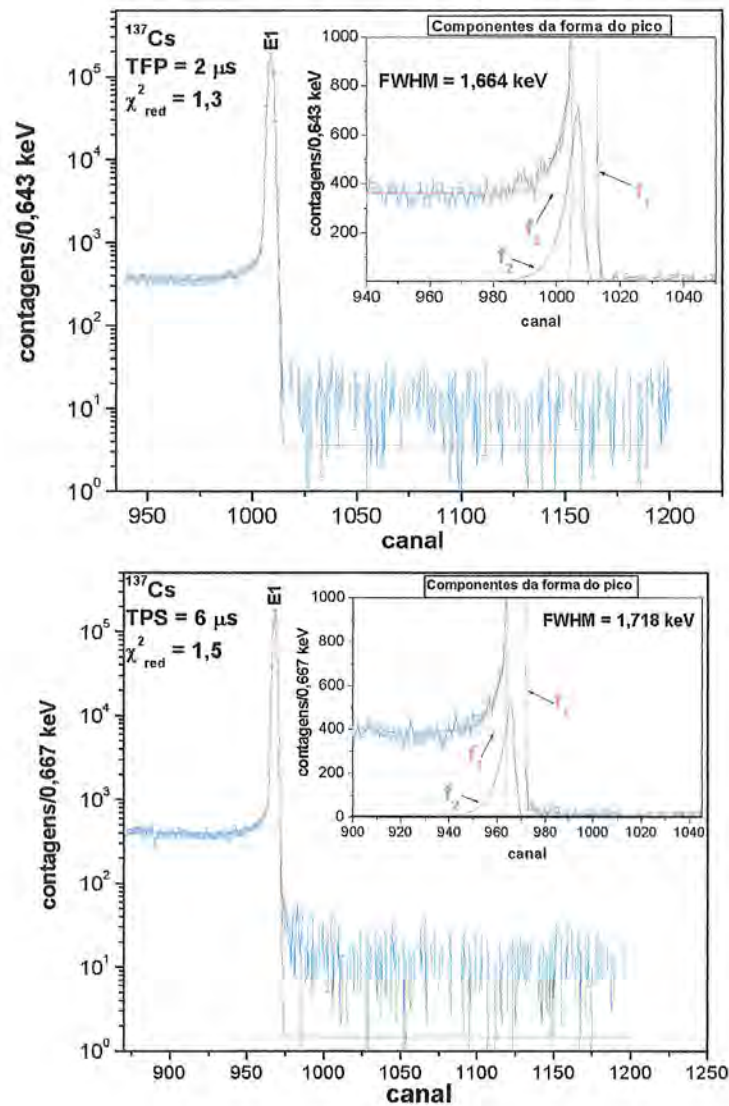


Figura 8.4. Ajuste da região do fotopico no espectro de ^{137}Cs para TFP de 6 μs e 2 μs . Nas figuras é mostrado o fotopico localizado à energia E1(661,66 keV). Na figura menor são mostradas as componentes da forma do pico f_1 , f_2 e f_3 da FR, e o valor ajustado da largura à meia altura (FWHM) igual a 1,664(2) keV e 1,718(2) keV com 2 μs e 6 μs , respectivamente.

Capítulo 8. Resultado do Estudo da Dependência da FR com a Eletrônica de Detecção

o efeito de empilhamento é quase desprezível. Na figura 8.4 são mostrados espectros de ^{137}Cs produzidos a 2 μs e 6 μs para uma distância fonte-detector igual a 18 cm.

Através dos ajustes da figura 8.4, é observado que a melhor resolução é obtida para tempos de formação de pulso menores. Isto é explicado ainda pela baixa taxa empilhamento de pulsos.

8.2 Conclusões.

1. Para o detector analisado (D2), não é possível observar o déficit balístico, mesmo em condições de empilhamento desprezível. Portanto tempos de formação de pulso de 2 μs e 3 μs ainda são elevados quando comparados com os tempos de coleção dos portadores de carga que devem acontecer no cristal
2. O efeito de déficit balístico deve ser observado em duas situações: (a) usando detectores de maior volume (\sim centenas de cm^3) para os menores TFP disponíveis no amplificador 572 e (b) usando um amplificador com TFP da ordem de 0,5 μs a 1 μs em detectores de volumes como os usados neste trabalho.
3. Através da nossa FR, não é evidenciada a presença do déficit balístico, e as melhoras de resolução alcançadas são devidas à diminuição da taxa de empilhamento de pulsos.

Capítulo 9

Estudo da Estrutura do REV da FR via Monte Carlo-EGS4

Neste capítulo são mostrados os resultados de simulações via Monte Carlo, usando o código EGS4[3], com o objetivo de estudar as estruturas do REV originadas numa blindagem de ferro.

O estudo via Monte Carlo que foi realizado, é um método para estudar a estrutura do REV que aparece nos espectros experimentais, principalmente quando é usada a geometria com blindagem com os detectores de grande volume (D1 e D2). (Veja no capítulo 7 a seção 7.5).

Na seção de resultados deste capítulo (9.4) é possível obter informação através das simulações via Monte Carlo, de como as estruturas do REV vão se formando no espectro de energia. Fica evidente a forte dependência geométrica do REV com o arranjo experimental.

Neste capítulo são realizados vários experimentos e as respectivas simulações, para comparação entre os espectros experimentais e aqueles obtidos via simulação EGS4.

9.1 Preparo da simulação.

A geometria descrita na simulação envolve: **1. o cristal:** detector de germânio coaxial tipo p com as seguintes dimensões: diâmetro do cristal, 47 mm, comprimento do cristal, 54,4 mm, diâmetro e comprimento do buraco do cristal, 10,1 mm e 39,5 mm respectivamente, **2. cápsula do detector:** duas cápsulas e um disco fino pequeno, ambos de alumínio e alguns outros materiais como um anel de cerâmica, **3. dedo frio do detector,** **4. blindagem de ferro:** com a forma de um cilindro oco de 43 cm de comprimento e 10,3 cm de diâmetro interno. A espessura deste cilindro é de 10,1 cm e **5. a fonte de radiação.** Na figura 9.1 mostram-se os componentes 1, 2, 3 e 4 da simulação, e na figura 9.2 (idem a figura 3.6 do capítulo 3) a geometria completa do arranjo experimental para este estudo é também indicada.

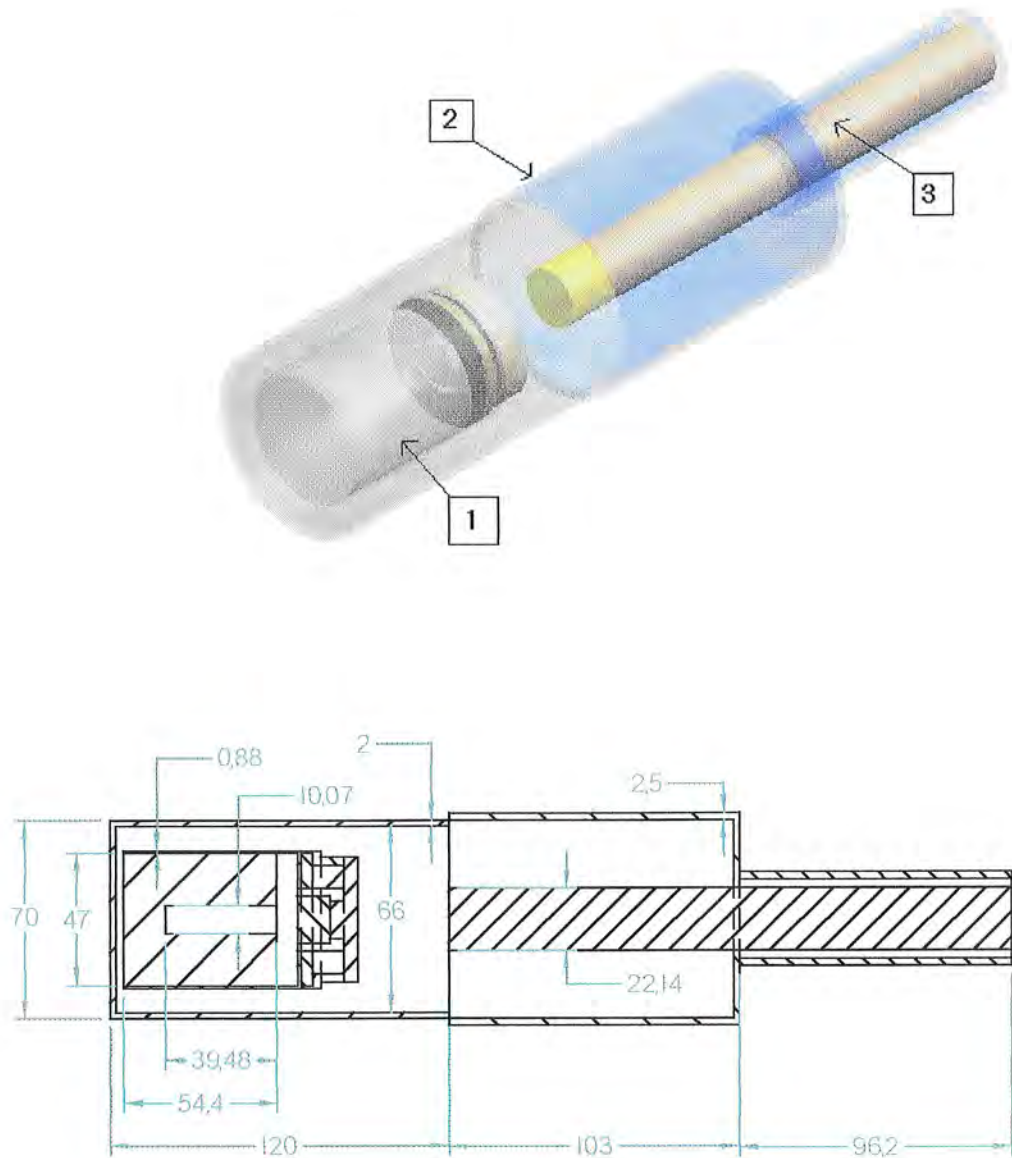


Figura 9.1.a. Componentes 1 (cristal), 2 (cápsula do detector), e 3 (dedo frio do detector). A parte superior da figura é uma vista em perspectiva dos componentes. A parte inferior da figura é um corte da mesma onde são indicadas as dimensões usadas para a simulação. Todas as dimensões encontram-se em milímetros. O espaçamento entre o dedo frio e a cápsula interna do cristal é preenchido por outros componentes eletrônicos (FET , resistores, etc) existentes na montagem de um detector, os quais não foram incluídos na simulação.

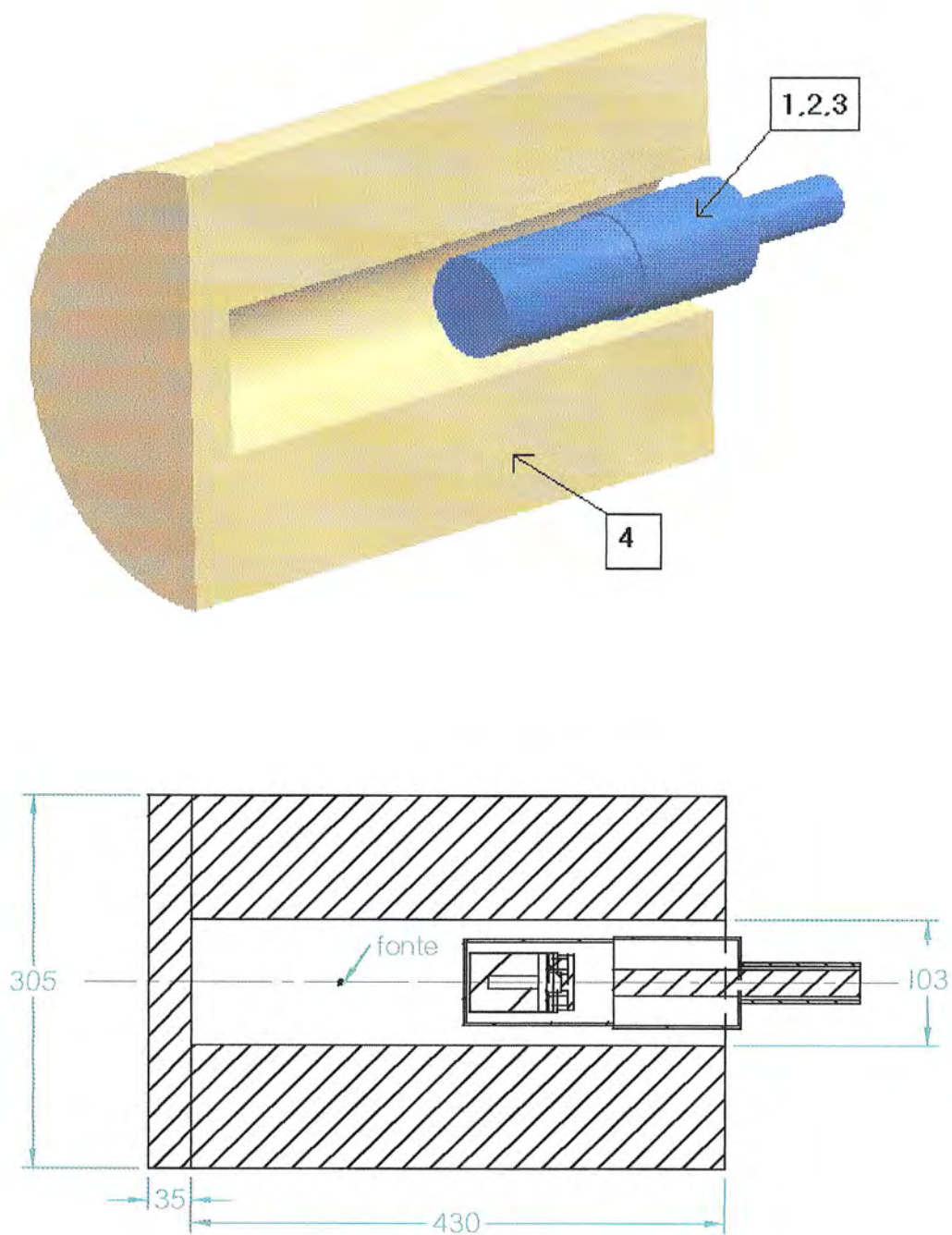


Figura 9.1.b. Componente 4 (blindagem de ferro). Na parte superior da figura é mostrada uma vista em perspectiva da blindagem de ferro mais os componentes da figura 9.1.a, usadas na simulação. A parte inferior da figura é um corte da mesma, indicando as dimensões em milímetros. É mostrada também nesta figura a posição da fonte radioativa.

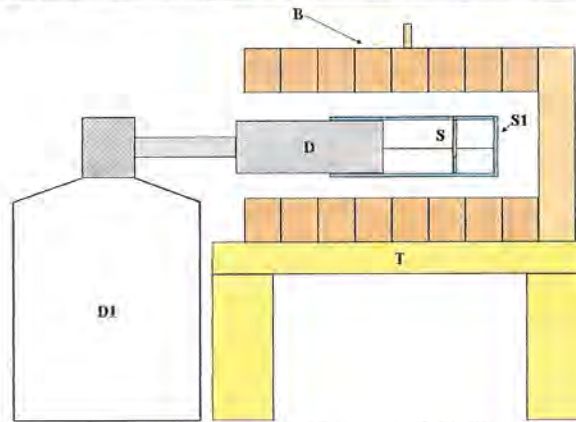


Figura 9.2. Geometria usada neste experimento: D1 (dewar), D (detector), T (mesa), B (blindagem de ferro), S1 (suporte de lucite da fonte) e S (fonte).

9.2 Processo de sorteio da partícula de saída.

A simulação começa com a emissão de um fóton de 661 keV de energia com direção e sentido sorteado num intervalo de ângulo sólido de 0 a 4π ao redor da fonte (a posição da fonte foi escolhida como a origem de coordenadas x,y,z). A direção e sentido do fóton de saída estarão definidos pelos cosenos diretores, $(\text{sen}\theta \cos\phi)$, $(\text{sen}\theta \text{sen}\phi)$ e $\text{cos}\theta$; onde o valor do ângulo ϕ e o $\text{cos}\theta$ são obtidos aleatoriamente seguindo uma distribuição uniforme de $(0 \rightarrow 2\pi)$ e $(-1 \rightarrow 1)$, respectivamente. Logo o valor do elemento de ângulo sólido de saída para essa partícula pode ser obtido ($d\Omega = d\phi \text{dcos}\theta$). Ver figura 9.3.

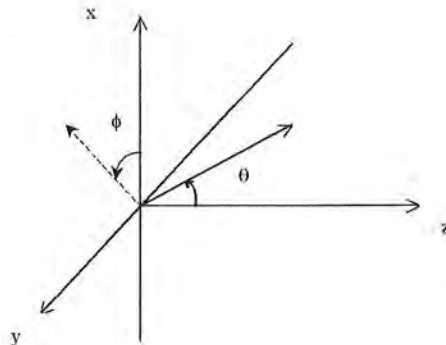


Figura 9.3. Sistema de coordenadas para a emissão de um fóton.

Este procedimento foi realizado $1 \cdot 10^7 (=N)$ vezes, para produzir ou gerar $1 \cdot 10^7$ fótons iniciais (de 661 keV de energia) para serem transportados na geometria estabelecida. Cada fóton produz uma história, onde coletar a energia depositada por este no cristal de germânio é de importância.

Nesta simulação foi considerada a atenuação em ar para qualquer partícula, fóton ou elétron, transportada. O interesse recai como já mencionado, na energia depositada no cristal de germânio, desta forma esta energia é registrada e um espectro é produzido levando em conta a resolução experimental do detector.

Para maior compreensão da estrutura do REV detectado, várias simulações foram realizadas variando-se a distância fonte-detector.

9.3 Procedimento experimental.

O arranjo experimental consiste num detector de germânio coaxial, tipo p, de 89 cm^3 de volume ativo (ORTEC) dentro de uma blindagem de ferro exposto a uma fonte de radiação gama quase pontual. Veja figura 9.2. A eletrônica de detecção é a descrita na figura 3.28 do capítulo 3. Três espectros foram medidos com diferentes distâncias fonte-detector cada um. O mesmo tempo de formação de pulso, igual a $6 \mu\text{s}$, foi selecionado para todas as medidas.

Na figura 9.4 são mostrados os espectros obtidos com o arranjo experimental segundo a figura 9.2. Estes espectros correspondem à detecção do fóton de energia $E_1(661,66 \text{ keV})$ emitido pela fonte de ^{137}Cs . Nota-se a estrutura de empilhamento para energias superiores a $661,66 \text{ keV}$.

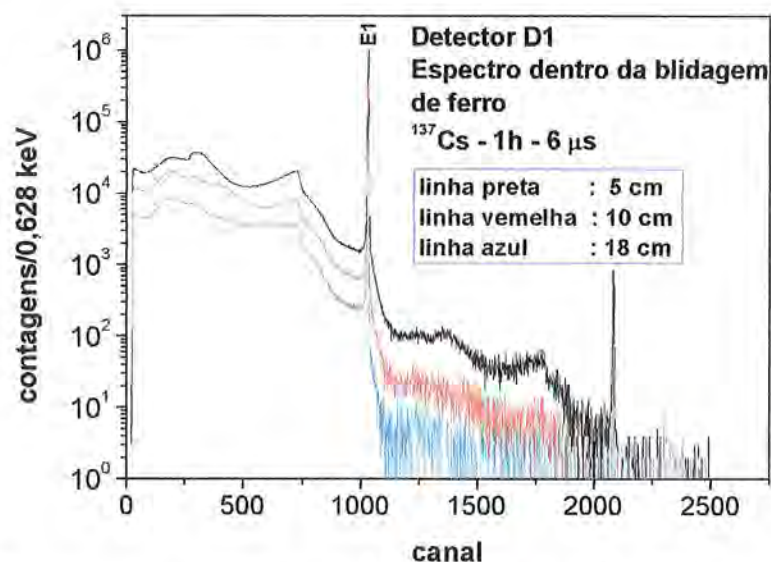


Figura 9.4. Espectros experimentais no detector D1 para três diferentes distâncias fonte-detector. Linha preta: 5 cm, linha vermelha: 10 cm e linha azul : 18 cm. Estes espectros foram produzidos pela detecção do fóton de energia $E_1(661,66 \text{ keV})$.

9.4 Resultados.

Nas figuras 9.5 até 9.7 são apresentadas as comparações entre os espectros experimentais da figura 9.4 e aqueles obtidos via simulação de Monte Carlo.

A parte dos espectros mostrados correspondem às: 1. estruturas de espalhamento produzidas por fótons secundários vindo, na maior parte, da blindagem de ferro, 2. o efeito Compton (simples e múltiplo) produzido no cristal detector semiconductor e 3. a contribuição do escape de elétrons secundários na forma de um patamar constante (visto no capítulo 4).

Note que as larguras dos bins de energia são 6,61 keV e 0,628 keV para os espectros simulado e experimental, respectivamente. Para fins de comparação, o espectro simulado foi normalizado em relação à amplitude experimental correspondente à posição da borda do Compton simples.

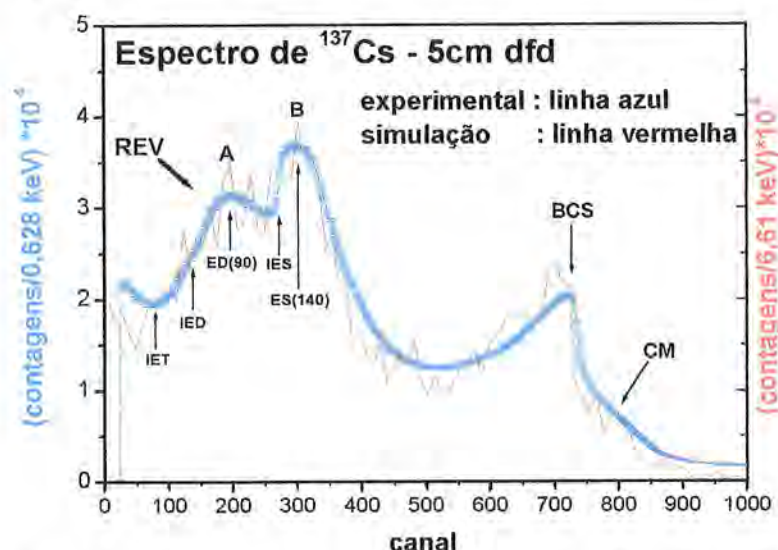


Figura 9.5. Espectro produzido a 5cm de distância fonte-detector (dfd). A simulação via Monte Carlo foi multiplicada pelo fator de normalização igual a 5,5. A figura mostra à direita a borda do Compton simples (BCS) e a região do Compton Múltiplo (CM) e à esquerda a estrutura do REV.

Nas figuras 9.5-9.7 são usadas iniciais (da mesma forma que na figura 7.26 do capítulo 7) para indicar as diferentes características na estrutura do REV: IES, início da estrutura do espalhamento simples, IED, início da estrutura do espalhamento duplo, IET, início da estrutura do espalhamento triplo. Por exemplo, ES(90) refere-se a um fóton detectado após sofrer um espalhamento Compton simples a 90° na blindagem.

A interpretação da estrutura do REV para a figura 9.5 é descrita a seguir. O primeiro pico refere-se a eventos de duplo e triplo espalhamento tendo as suas origens em IED (107 keV, canal 147) e IET (75keV, canal 92), respectivamente. Este pico apresenta seu máximo

localizado em A, na energia de ~ 135 keV (canal 192), posição que corresponde a um evento de espalhamento duplo a 90° , ED(90). O segundo pico corresponde ao espalhamento simples tendo seu início, IES, na energia de 184 keV (canal 270). Este pico apresenta um máximo em B, na energia de 203 keV (canal 300) que corresponde a um ângulo de espalhamento igual a $\sim 140^\circ$. Pode ser visto que este pico concentra seus eventos principalmente para ângulos entre 180° (184 keV, canal 270) e 120° (222 keV, canal 330).

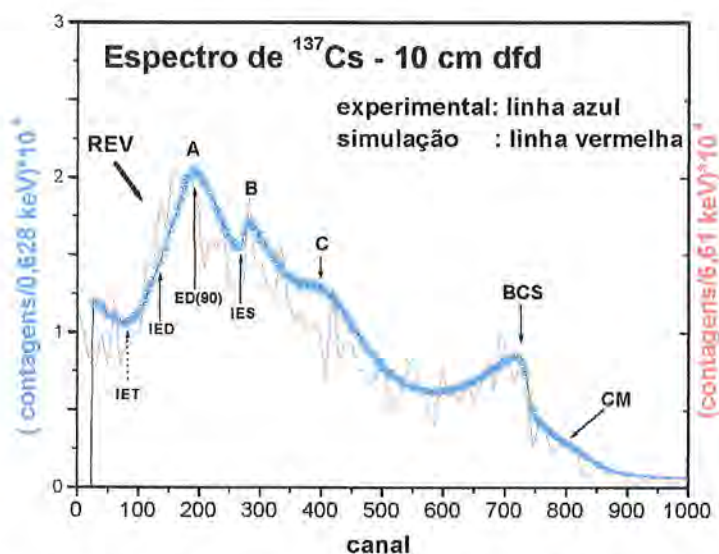


Figura 9.6. Espectro produzido a 10 cm de distância fonte-detector (dfd). A simulação de Monte Carlo foi multiplicada pelo fator de normalização igual a 5,9. Veja na figura a borda do Compton simples (BCS) e o Compton múltiplo (CM), assim como também à esquerda a estrutura do REV.

A interpretação da estrutura do REV para a figura 9.6 é descrita a seguir. O primeiro pico contém os eventos de duplo e triplo espalhamento de fótons, com IED (107 keV, canal 147) e IET (75keV, canal 92) sendo as posições iniciais destes efeitos, respectivamente. Na figura é indicado o máximo deste pico em A que corresponde a um evento de duplo espalhamento a 90° , ED(90). O segundo pico corresponde a eventos de espalhamento simples, com seu início em IES (184 keV, canal 270) apresentando seu máximo em B à energia de 192 keV (canal 282). Nos eventos de espalhamento simples, também aparece o pico em C entre 100° e 90° correspondente às energias de 288 keV (canal 435) e 262 keV (canal 394), respectivamente.

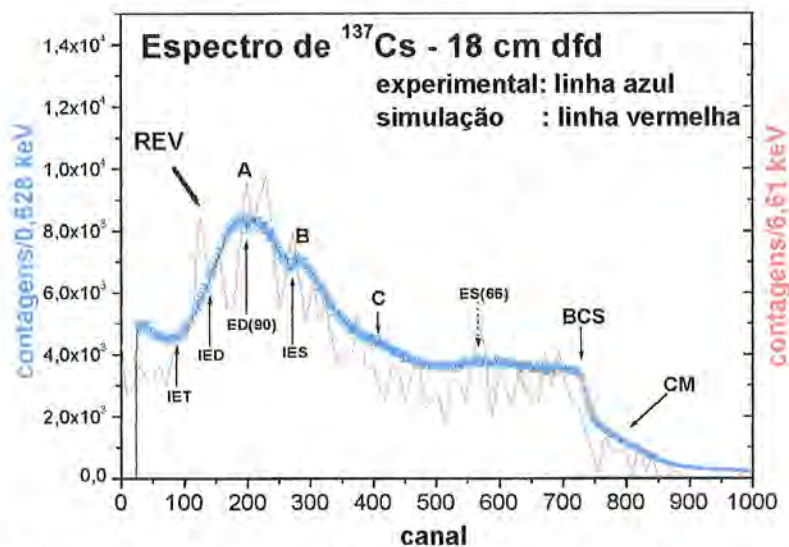


Figura 9.7. Espectro produzido a 18 cm de distância fonte-detector (dfd). A simulação de Monte Carlo foi multiplicada pelo fator de normalização igual a 5,5. À direita da figura, encontra-se a borda do Compton simples (BCS) e o efeito do Compton múltiplo (CM), e à esquerda aparece a estrutura do REV.

A interpretação da estrutura do REV da figura 9.7 é muito similar ao caso anterior. As posições tanto do IES, IED, IET, ED(90), B (máximo no espalhamento simples) e C(ES(90-100)) permanecem constantes. Neste espectro uma nova estrutura foi observada, localizada entre as energias 357 keV e 420 keV, valores que correspondem a ângulos de espalhamento de 56° e 70° , respectivamente, e apresentando um máximo em ~ 374 keV (66°). Esta nova estrutura não permite a queda acentuada à esquerda da borda Compton como acontece nos espectros a distâncias menores (5 cm e 10 cm).

O pico de espalhamento múltiplo (duplo e triplo) da figura 9.7 aparece mais largo que no caso da figura 9.6, a largura à meia altura deste pico para os espectros das figuras 9.7 e 9.6 são aproximadamente 77 keV e 75 keV, respectivamente. A altura deste pico é definida como a diferença entre o número de eventos nos canais do IET e do ED(90).

Considerando-se que os resultados das simulações mostraram uma boa concordância com os dados experimentais, pode-se fazer um estudo um pouco mais detalhado da estrutura do REV.

Uma das formas de estudar a contribuição à estrutura do REV de cada fóton emitido pela fonte radioativa é limitar o ângulo sólido de saída dos fótons na simulação (figura 9.8). Desta forma será possível saber a forma da estrutura do REV produzida por fótons emitidos num certo intervalo de ângulo sólido ($0 \rightarrow \Omega_i$).

A seguir mostra-se o resultado da simulação para sete ângulos sólidos diferentes, onde a variação do ângulo sólido dependerá da variação do ângulo θ . Veja a figura 9.8.

O sorteio aleatório é feito segundo uma distribuição uniforme para o ângulo ϕ e o $\cos\theta$ dentro dos intervalos $(0 \rightarrow 2\pi)$ e $(\cos\theta_i \rightarrow 1)$, respectivamente, onde θ_i para este estudo teve os seguintes valores: 12,6, 19,3, 27,2, 45,8, 90, 135 e 180 graus.

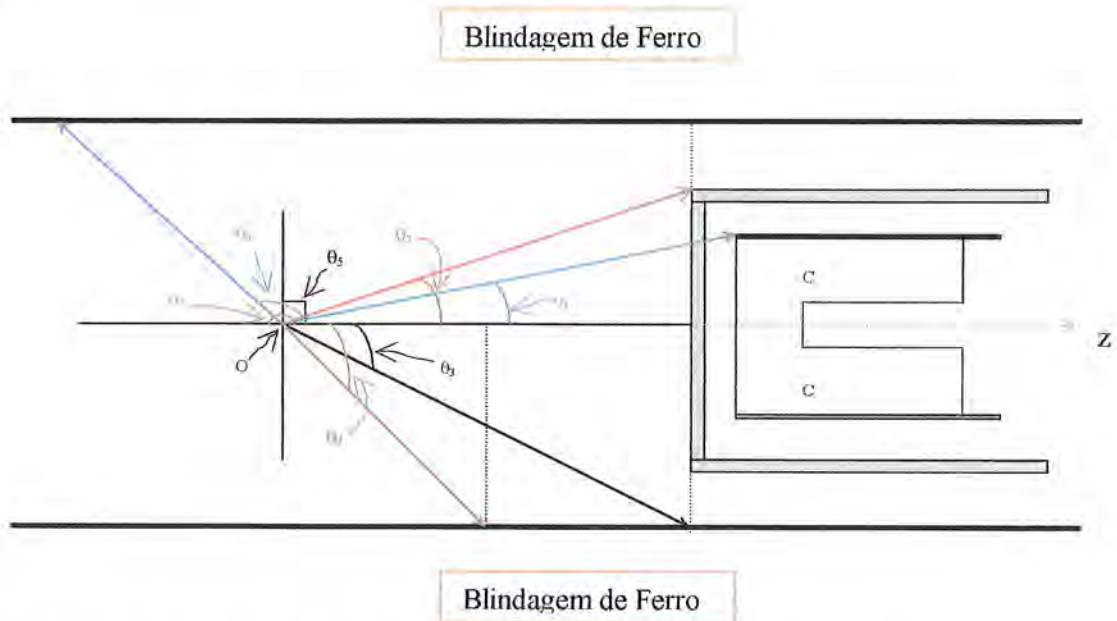


Figura 9.8. Ângulo sólido subtendido para cada simulação. Para cada Ω_i foram emitidos $5 \cdot 10^6$ fótons iniciais. Na figura o cristal é identificado com a letra “C” e a borda preta intensa em contato com o cristal juntamente com os objetos em cinza são as cápsulas internas e externas de alumínio respectivamente. As linhas pretas mais externas representam a blindagem de ferro. O ponto “O” representa a origem de coordenadas.

Os ângulos θ_i escolhidos definem as seguintes regiões: 1. θ_1 , define uma abertura até o raio do cristal, 2. θ_2 , define uma abertura até a cápsula externa de alumínio do detector, 3. θ_3 , define uma abertura até plano de interseção da face frontal do detector com a blindagem de ferro, 4. θ_4 , define uma abertura até o plano que passa pela metade da distância fonte-detector com a blindagem de ferro, 5. θ_5 , ângulo a 90 graus, 6. θ_6 ângulo a 135 graus e 7. θ_7 , ângulo a 180 graus.

Para estas simulações foram gerados $5 \cdot 10^6$ fótons iniciais para cada abertura angular. A distância fonte-detector foi mantida constante em 10 cm. Os resultados são mostrados nas

figuras 9.9 e 9.10.

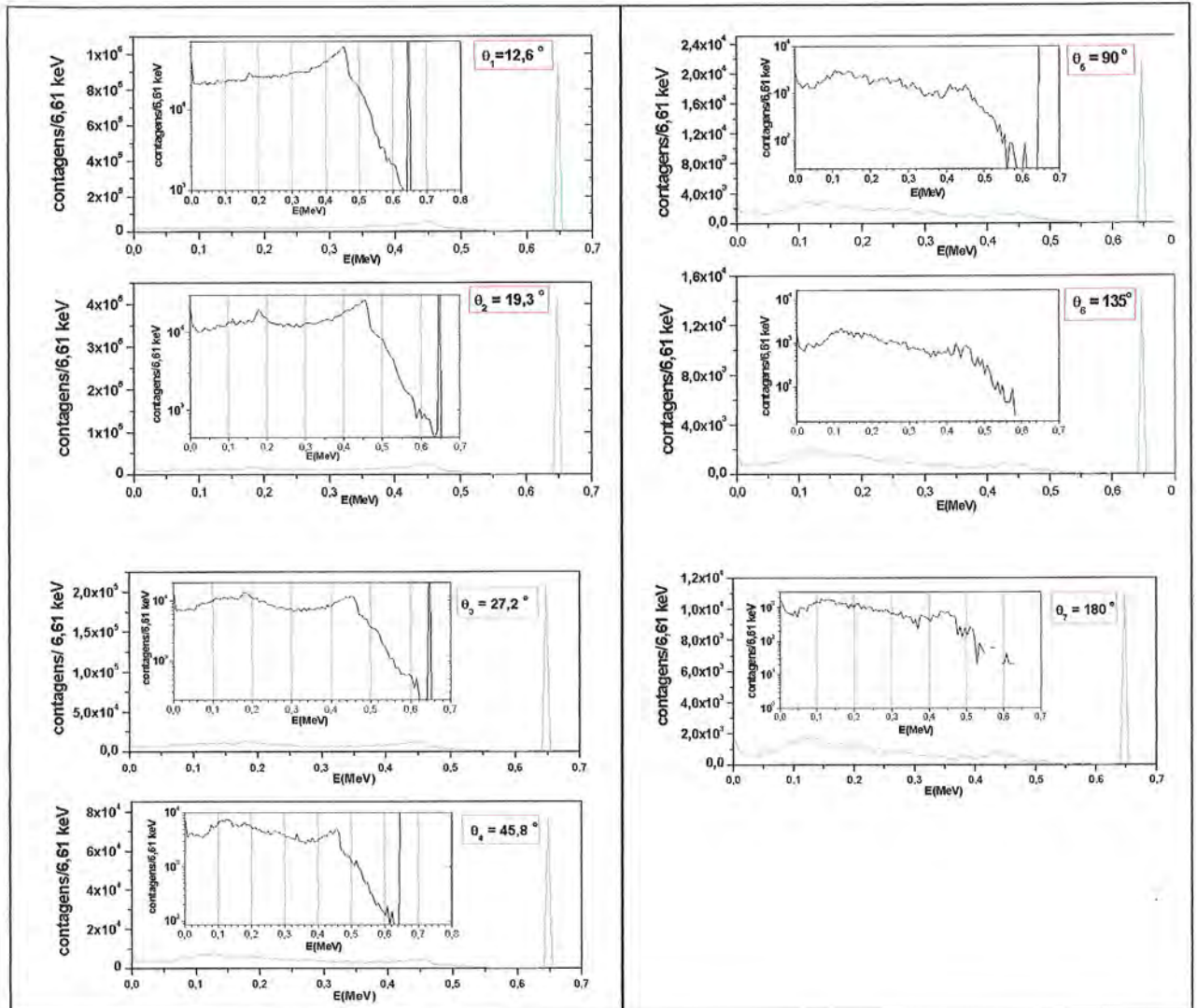


Figura 9.9. Resultados da simulação de Monte Carlo para os sete ângulos sólidos escolhidos. São mostrados os espectros tanto em escala linear como em escala semilogarítmica (figuras internas).

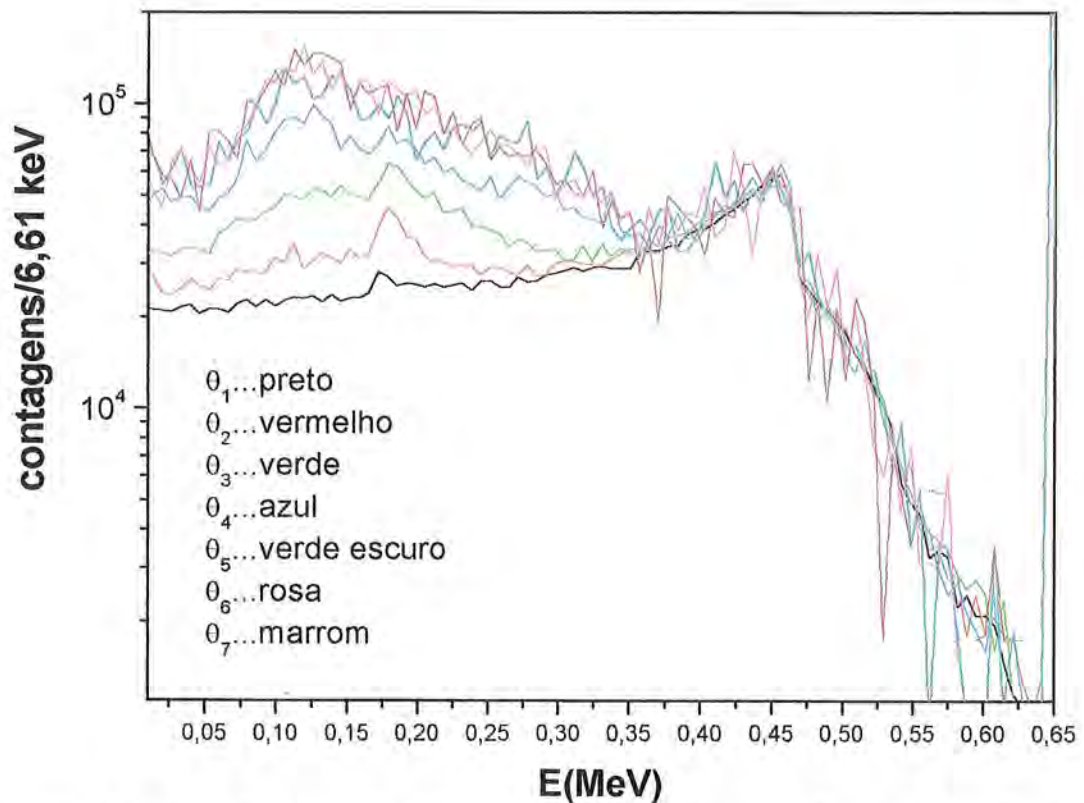


Figura 9.10. Espectros normalizados da figura 9.9. A normalização foi realizada em relação ao ângulo sólido calculado a partir de $\theta_1(\Omega_1 = 2\pi \cdot 0,0241)$. Os fatores de normalização foram: 2,33, 4,60, 12,6, 41,5, 70,8, e 83,0.

Na figura 9.9 pode-se ver a forma do espectro produzido para cada abertura angular. Nessa figura é mostrado como a região do REV vai sendo modificada, tornando-se cada vez mais complexa na medida que a abertura angular aumenta. A probabilidade de criar fótons secundários na blindagem é realçada quando o ângulo θ_1 é $\geq 19,3^\circ$ (abertura limitada pela cápsula de alumínio externa do detector). A partir desse ângulo, fótons secundários criados em duplo ou triplo espalhamentos poderão atingir o cristal semiconductor de germânio e serem detectados.

Na figura 9.10 são mostrados cada um destes espectros mas normalizados em relação ao ângulo sólido Ω_1 obtido a partir de θ_1 . Nesta figura fica evidente a construção da estrutura de espalhamento. Veja como mais de um espalhamento, principalmente na blindagem, vai se tornando mais provável. Uma característica interessante é a pouca variação dos eventos tipo Compton (simples e múltiplo) no cristal. Isto é o esperado, sendo que após a normalização realizada, deve-se ter uma quantidade quase constante de fótons emitidos pela fonte chegando na face frontal do cristal de germânio.

9.5 Conclusões.

1. O acordo entre os espectros experimentais e os obtidos através do Monte Carlo é satisfatório, sendo que estes últimos podem ser obtidos ainda com maior estatística (aumento no número de histórias N) para diminuir as flutuações.
2. O acompanhamento das estruturas de espalhamento através da abertura angular é de importância para identificar as origens dos fótons que viajam até o cristal detector após sofrerem espalhamento na blindagem. Assim pode-se construir uma biblioteca de estruturas de espalhamento não somente para o detector aqui estudado mas também para os outros detectores deste trabalho.
3. É desta maneira que, a necessidade de uma forma analítica para descrever as estruturas de espalhamento pode ser substituída por um cálculo via Monte Carlo, que como já visto, envolve menos complexidade na obtenção de uma descrição precisa e satisfatória.
4. Toda simulação via Monte Carlo deverá ter os cuidados durante a simulação da geometria, e isto representa o maior limite nestes estudos, principalmente a geometria interna do detector a qual normalmente não é fornecida pelo fabricante.
5. Neste estudo, a FR em geometrias como a considerada, deverá ser complementada com a biblioteca de estruturas de espalhamento obtida via Monte Carlo.
6. Para fins de aplicação prática este método torna-se rápido em comparação com os métodos analíticos [2].

9.6 Referências.

- [1] W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, The EGS4 code system, Stanford Linear Accelerator Center, Report SLAC-265, 1985.
- [2] A. C. Tanner e I. R. Epstein, Multiple scattering in the Compton effect II. Analytic and numerical treatment of energy profiles, Physical Review A, Vol. 14, number 1 (1976).

Capítulo 10

Conclusões Finais e Perspectivas

10.1 Conclusões finais.

1. Através deste estudo foi possível obter a FR para dois tipos de detectores semicondutores (Ge e Si(Li)) abrangendo uma faixa considerável de energias, desde 6 keV até 1,5 MeV
2. A FR obtida usando o arranjo experimental para a geometria simples (figura 3.5) mostrou ter um caráter geral, isto é, ela possui as componentes necessárias para gerar espectros de boa qualidade mesmo onde ocorrem variações da distância fonte-detector. Esta avaliação da FR não levou em conta o efeito do espalhamento de fótons nas vizinhanças no cristal, REV. Este efeito possui uma forte dependência geométrica, como mostrado no presente trabalho. Para o caso de estruturas diferentes do REV detectadas usando o arranjo da geometria simples, deve ser necessário obter novos valores dos parâmetros p_8 e p_9 da função que descreve este efeito. Para o caso da geometria com blindagem, deve-se incluir o uso de novas funções para a estrutura do REV na FR.
3. A dependência da FR com os elementos nas vizinhanças do detector, no caso com uma blindagem de ferro, evidenciou que são necessárias funções adicionais para descrever as novas estruturas do REV, principalmente para os detectores de germânio de grande volume (D1 e D2), efeito não tão relevante para o detector de germânio de pequeno volume (D3) e desprezível para o detector de Si(Li). Esta diferença é devida à pequena eficiência de detecção dos detectores D3 e D5 para fótons espalhados na blindagem de ferro. Este fato é de caráter geométrico, isto é, o pequeno tamanho dos detectores D3, D4 e D5, não permite que eles sejam iluminados pelos fótons espalhados na blindagem de ferro de maneira significativa, como acontece nos detectores de grande volume.
4. O método proposto para explicar a estrutura do REV consiste em simulações via Monte Carlo usando o código EGS4. Os resultados deste estudo mostraram-se satisfatórios, podendo desta forma compor a FR já obtida (sem as estruturas de espalhamento na blindagem) com os resultados extraídos da simulação e produzir uma FR ainda mais geral FR_{rev} . O termo geral refere-se ao estudo aqui realizado neste trabalho, podendo também ser chamada de FR para um caso particular de blindagem. A versão do código EGS4 usado neste trabalho, requer a adaptação de novas rotinas [1] para o transporte adequado de elétrons e fótons em baixa energia, para poder estudar as estruturas de espalhamento para energias menores que a tratada (661 keV).

5. Para os detectores aqui estudados não foi possível observar efeitos na resolução do detector devido ao *déficit balístico*. Os menores tempos de formação de pulso escolhidos no amplificador ($2 \mu\text{s}$ e $3 \mu\text{s}$) são grandes em relação aos tempos de coleção da carga no cristal. Através das diferentes configurações da eletrônica, acompanhadas de variações da distância fonte-detector, foi possível encontrar a configuração que produz a melhor resolução do detector. Isto foi conseguido com os menores TFP onde as taxas de empilhamento foram diminuídas consideravelmente.

6. A FR calculada forneceu também informação sobre:

- (a) os processos de detecção de fótons em baixa energia onde o escape de elétrons secundários é ainda assunto de discussão. O ajuste do parâmetro p_5 permite avaliar a importância da perda no número de eventos do fotopico devido ao escape dos fotoelétrons, como função da energia do fóton incidente. A forma analítica usada para f_5 , que descreve este efeito, mostrou a través do ajuste de espectros ser satisfatória;
- (b) a nova função f_{11} , para a descrição de eventos de múltiplo espalhamento Compton no detector;
- (c) estimativas do valor de energia média para a produção de um par elétron-buraco, ϵ . Através do ajuste do parâmetro p_2 (FWHM), em cada detector, foram obtidos valores de ϵ para o germânio e silício iguais a $2,57(1)$ eV e $4,12(3)$ eV, respectivamente. O valor fornecido para o germânio é o valor médio do conjunto de valores encontrados dos detectores de germânio D1, D2, D3 e D4.

10.2 Perspectivas.

1. Uma possível extensão desta FR em alta energia deverá considerar a componente relacionada com o escape simples e duplo dos fótons de aniquilação. Para este fim é necessária a disponibilidade de fontes radioativas (preferencialmente monocromáticas) com fótons de energia superior a $1,02$ MeV.
2. A determinação da FR é importante em processos de deconvolução de espectros realizados na área de física médica, onde é preciso conhecer o espectro incidente (para

poder calcular corretamente a dose absorvida e kerma) a partir do espectro detectado. Estes cálculos são também de grande interesse para o estudo de espalhamento de fótons em tecido humano. Como exemplo, será discutido a seguir o imageamento de órgãos humanos por fótons.

O objetivo é reconstruir o espectro de fótons que chega ao detector, a partir dos dados medidos por este e pela eletrônica associada, e também do conhecimento da FR. Esta meta é denominada de “problema inverso”.

Novamente uma combinação de resultados de Monte Carlo com dados experimentais permite interpretar os espectros adquiridos com fontes-padrão, onde são levados em conta não somente efeitos da geometria ao redor do detector e de coleção de carga, mas também a construção da fonte radioativa, seu suporte e mesmo a absorção no ar ao redor. Assim, espectros que teoricamente são monocromáticos passam a ter algumas deformações, como cauda à esquerda do fotopico e mesmo elementos em baixa energia, como raios-X característicos, dependendo da energia mínima que estará sendo reproduzida no espectro detectado. Este espectro modificado, é o que chega ao detector. Considere-se agora que o “detector” é a ampola de alumínio que contém o cristal de germânio, mais o aparato de blindagem e colimação que, juntamente com os fenômenos eletrônicos no cristal e na eletrônica associada, dão origem ao espectro detectado.

A seguir é apresentado o código computacional que efetuará a resolução do problema inverso, ou seja, partindo do espectro adquirido experimentalmente, retornar àquele dos fótons que chegam até o detector propriamente dito.

Dentre as técnicas numéricas possíveis de se utilizar para a resolução do problema inverso existem a deconvolução matricial, onde a equação integral, (equação 2.1 do capítulo 2) do tipo de Volterra é discretizada e o fator contendo a propriedade física

procurada, $\left[\frac{dN(E_\gamma)}{dE_\gamma} \right]_{inc}$, é encontrado através da inversão de uma matriz. Usa-se um

modelo onde é discretizada essa equação para intervalos de energia com o valor da resolução do detector, tipicamente 2 keV, de tal maneira que um fotopico ocupe, em média, pouco mais do que um intervalo. A equação 2.1 mencionada tomará então a forma

$$(Y_i)_{teo} = \sum_{j=1}^N C_j R(E_j, E_i), \quad i = 1, M \quad 10.1$$

onde:

$$C_j = \left[\frac{dN(E_j)}{dE} \right]_{inc}, \quad j = 1, N \quad 10.2$$

$$Y_i = \left[\frac{dN(E_i)}{dE} \right]_{det}, \quad i = 1, M \quad 10.3$$

onde o subscrito “teo” foi colocado para que não que não percamos a distinção entre o modelo e os dados experimentais. O espectro detectado inteiro terá M divisões, até a energia máxima considerada. A equação 10.1 pode ser facilmente colocada na forma matricial, mais compacta:

$$Y_{teo} = R.C \quad 10.4$$

explicitamente

$$Y_{teo} = \begin{bmatrix} R(E_1, E_1) \cdots R(E_2, E_1) \cdots \cdots R(E_N, E_1) \\ R(E_1, E_2) \cdots R(E_2, E_2) \cdots \cdots R(E_N, E_2) \\ \vdots \\ R(E_1, E_M) \cdots R(E_2, E_M) \cdots \cdots R(E_N, E_M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_N \end{bmatrix} \quad 10.5$$

onde Y_{teo} é o vetor coluna de dimensões $M \times 1$, que procurará reproduzir o espectro detectado, R é a matriz de dimensões $M \times N$ contendo as funções resposta para cada uma das energias incidentes e C é o vetor de coeficientes/intensidades procurados, ou seja, o espectro incidente, de dimensões $N \times 1$.

Uma particularidade do processo envolve a determinação do número de coeficientes, N , na própria minimização, de forma que o menor N possível deverá produzir um resultado aceitável. Assim serão produzidos os coeficientes C_j através de um processo de minimização da quantidade

$$\chi^2 = \Delta^T M^{-1} \Delta \quad 10.6$$

que é um ajuste covariante, onde o vetor coluna de diferenças Δ é dado por

$$\Delta = Y_{exp} - Y_{teo} = Y_{exp} - R.C \quad 10.7$$

A matriz de covariâncias M será composta de duas partes linearmente combinadas, uma proveniente das incertezas nos dados experimentais que se quer descrever, que será denominada M_{exp} , e outra, oriunda do modelo, ou seja, do trabalho de determinação dos coeficientes da FR e de sua dependência com a energia do fóton, que será denominada M_R . Portanto M pode ser escrita como:

$$M = M_{\text{exp}} + M_R \quad 10.8$$

enquanto M_{exp} é a matriz de desvios de contagens não correlacionados, diagonal, M_R deve ser obtida a partir da propagação de desvios. Nesse caso se trata de uma álgebra de Jacobianos de transformação de coordenadas sobre matrizes de covariância dos parâmetros obtidos no ajuste inicial das FR [2].

O método aqui proposto envolve diretamente uma minimização segundo um critério do tipo mínimos quadrados não linear e covariante. Para a verificação da plausibilidade dos resultados, o parâmetro de controle não será o valor obtido de chi-quadrado, mas sim a sua redução quando da introdução de mais um coeficiente associado ao espectro incidente (aumento de N). Isso será feito baseado-nos no teste F para verificar a validade da introdução de termos adicionais no ajuste [3]. Quanto ao valor absoluto do chi-quadrado, este será sempre dependente da fidelidade do modelo utilizado para a FR, que em algumas circunstâncias pode não ser completamente bem sucedido, deixando alguns aspectos de fora.

O resultado deste processo de obtenção das intensidades incidentes tem um caráter diferente das deconvoluções tradicionais, como o inicialmente utilizado por Cook [4] para a deconvolução de secções de choque fotonucleares. Estas eram obtidas através do estudo da secção de choque saturada (o yield), produzida com o auxílio de fótons de bremsstrahlung. Enquanto processos desse tipo estavam obrigados à apresentação de uma solução na forma de valores (de secção de choque em função da energia do fóton) a intervalos igualmente espaçados, o processo proposto no presente estudo apresenta um número mínimo de intensidades no espectro incidente, que produz o melhor ajuste para o espectro detectado. Vale salientar que depois de sintonizada a FR os únicos parâmetros livres no problema inverso são as próprias intensidades incidentes, tornando o problema final linear.

10.3 Referências.

-
- [1] Y. Namito, H. Hirayama, S. Ban, *Radiation Physics and Chemistry* 53 (1998) 283-294.
 - [2] L. Lyons, *Statistic for nuclear and particle physicist* , Cambridge, 1989, Cap. 3.
 - [3] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York, 1969.
 - [4] B. C. Cook, *Nucl. Instr. and Meth.* 24(1963) 256.

Apêndice A

Curvas de Atenuação de Fótons em Polietileno e Curvas de Eficiência para os Detectores de Ge e Si(Li)

Apêndice A

A.1 Curva de atenuação de fótons em polietileno.

Apresenta-se a curva de atenuação de fótons em polietileno para avaliar a atenuação produzida nas fontes fabricadas no Laboratório de Metrologia do IPEN/CNEN-SP.

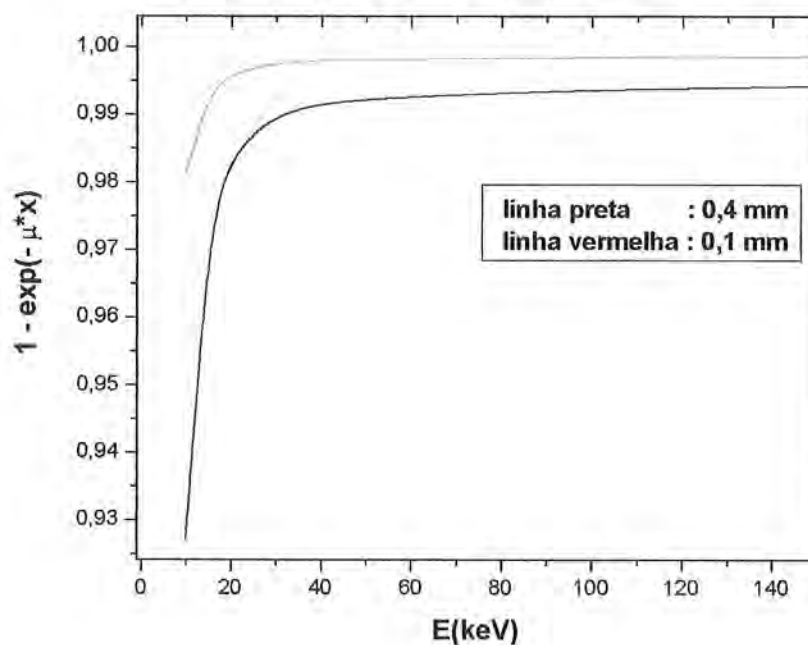


Figura A1. Curva de atenuação de fótons $[1 - \exp(-\mu x)]$. Onde μ é o coeficiente de atenuação e x é a espessura de material atravessado pelo fóton de energia E . As curvas preta e vermelha referem-se às espessuras de 0,4 e 0,1 mm, respectivamente.

Na figura A.1, o eixo vertical representa a intensidade (ou número) de fótons que não foi atenuado no polietileno, como função da energia.

A.2 Curvas de eficiência para os detectores utilizados.

O cálculo da eficiência dos detectores, foi obtido a partir da seguinte fórmula,

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N}{A * \Delta t * I_{\gamma}} \quad \text{A.1}$$

onde:

N é área ou número de contagens do fotopico, em contagens ou fótons detectados;

A é o valor da atividade da fonte radioativa no momento da medida, em Bequerels;

Δt é o intervalo de tempo de medida para a coleção do espectro, em segundos;

I_{γ} é a probabilidade de emissão do fóton, em fótons /desintegração;

O valor da atividade A que aparece da equação A.1, é considerado constante durante o tempo de medida Δt . Isto somente é válido se o tempo de meia vida da fonte $T_{1/2}$, é muito maior comparado com o intervalo de tempo que Δt . Estes valores de tempo de meia vida são fornecidos na tabela 5.1 do capítulo 5. Como exemplo pode ser visto que, para a fonte como o menor $T_{1/2}$ da tabela, 271,77 dias no ^{57}Co , um valor de Δt igual a 4 horas, representa somente um 0,06 % do $T_{1/2}$.

O valor da área foi calculado, a partir dos resultados do mapeamento da FR. Isto é, a FR fornece tanto os ajustes da amplitude ajustada do fotopico p_1 , como a largura à meia altura p_2 . Assim a área é obtida a partir da seguinte formula,

$$N = \frac{1}{2} * \sqrt{\frac{\pi}{\ln(2)}} * FWHM * p_1 \quad \text{A.2}$$

onde:

$FWHM$ é a largura à meia altura;

p_1 é a amplitude do fotopico ou número de contagens no centróide do fotopico ;

A expressão para o cálculo da área N , é obtida integrando a função gaussiana f_I do fotopico. As equações A.1 e A.2, são utilizadas para calcular o valor da eficiência absoluta, para um grande número de energias de fótons das fontes radioativas usadas.

A função que foi usada para ajustar as curvas de eficiência f_{aju} , apresenta a seguinte forma,

$$f_{aju} = f_{atenuação} * [b1 * \exp(b2 * E) + b3 * \exp(b4 * E)] \quad \text{A.3}$$

onde:

b_i são parâmetros a serem ajustados;

E é valor da energia do fóton;

$f_{atenuação}$ função de atenuação que leva em conta a atenuação de fótons na camada morta de germânio.

A forma da função de atenuação $f_{atenuação}$ é escrita como,

$$f_{atenuação} = \exp\left[-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) * b5\right] \quad A.4$$

onde:

$b5$ é a espessura de massa, definida pelo produto de $\rho * t_{cm}$, onde t_{cm} é a espessura da camada morta do detector, e ρ é a densidade do germânio em g/cm^3 ;

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ é o coeficiente de atenuação de massa para o germânio, em cm^2/g .

O coeficiente de atenuação de massa é descrito através da seguinte função,

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = g1 * E^{g2} + g3 * E^{g4} \quad A.5$$

esta função foi obtida, ajustando-se os valores do coeficiente de atenuação de massa como função da energia E , para o germânio. Os valores para os parâmetros ajustados g_i são $g1=575,7*10^{-4}$, $g2=-4,160*10^{-1}$, $g3=46,48*10^{-5}$ e $g4=-2,943$.

Uma curva de atenuação de fótons para o detector de silício também foi calculada.

A função de atenuação $f_{atenuação}$, é mais importante para fótons de baixa energia, isto é observado como uma queda nas curvas de eficiência.

Nas curvas de eficiência a serem apresentadas a seguir, o ajuste é indicado com linha vermelha e os pontos experimentais, com as suas barras de incerteza, em linha azul.

Para os detectores de grande volume, D1(89 cm^3) e D2(50 cm^3), as curvas de eficiência apresentadas são os ajustes dos dados experimentais correspondentes à configuração de 10 cm de distância fonte-detector e geometria simples (sem blindagem).

Para o detector de pequeno volume D3(5 cm^3), a curva de eficiência apresentada é o ajuste dos dados experimentais correspondentes à configuração de 1 cm de distância fonte-detector e geometria simples.

Para o detector de pequeno volume D4(8 cm^3), a curva de eficiência apresentada é o ajuste dos dados experimentais correspondentes à configuração de 1 cm de distância fonte-detector e geometria com blindagem

Para o detector de pequeno volume (Si(Li)), a curva de eficiência apresentada é o ajuste dos dados experimentais correspondentes à configuração de 2 mm de distância fonte-detector e geometria simples.

Para todos os detectores foi usado um TFP igual a 6 μ s.

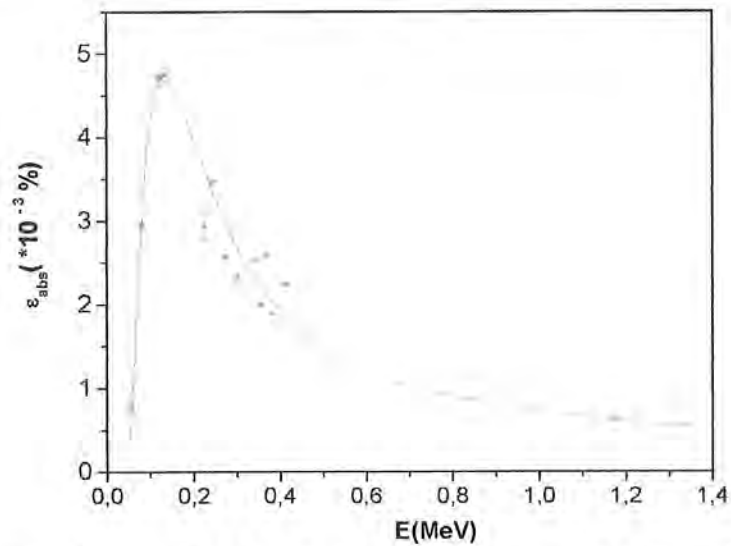


Figura A2. Curva de eficiência para o detector D1(89 cm³).

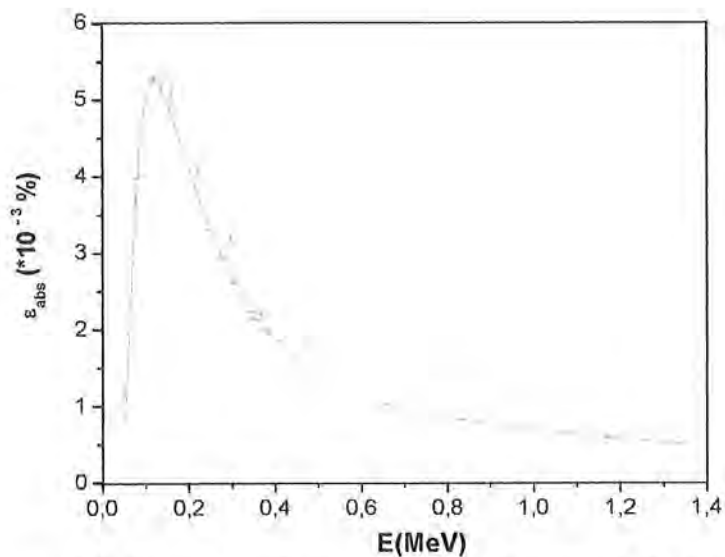


Figura A3. Curva de eficiência para o detector D2(50 cm³).

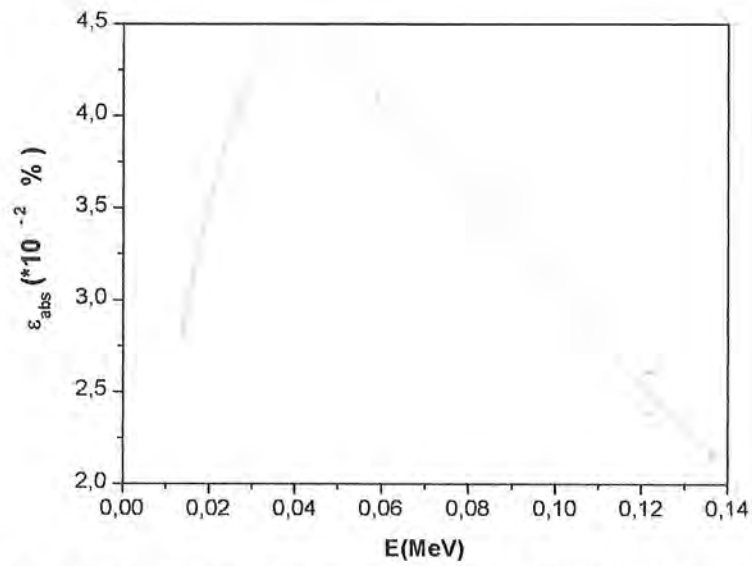


Figura A4. Curva de eficiência para o detector D3(5 cm³).

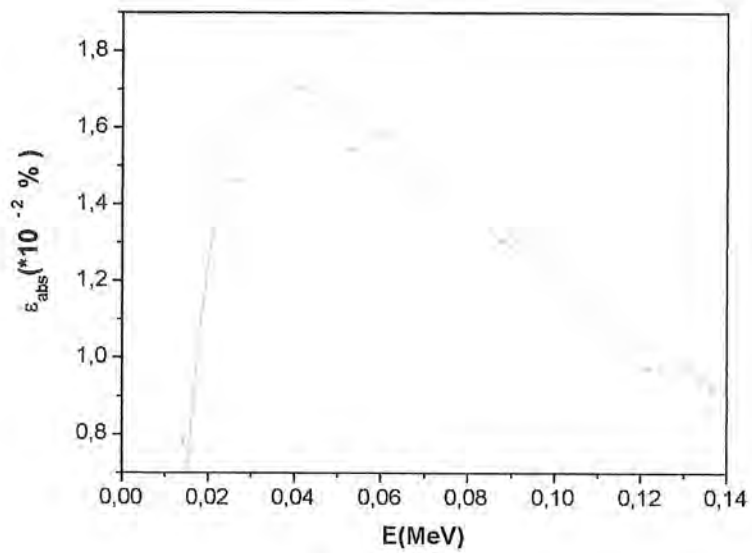


Figura A5. Curva de eficiência para o detector D4(8 cm³).

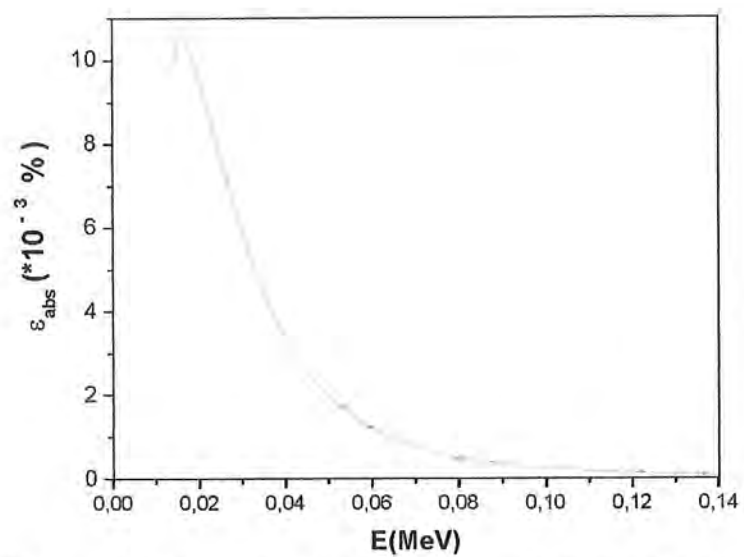


Figura A6. Curva de eficiência para o detector D5(Si(Li)).

Apêndice B

Espectros para os Detectores D1, D3 e D5

Apêndice B

B.1 Espectros para o detector D3 usando a geometria com blindagem.

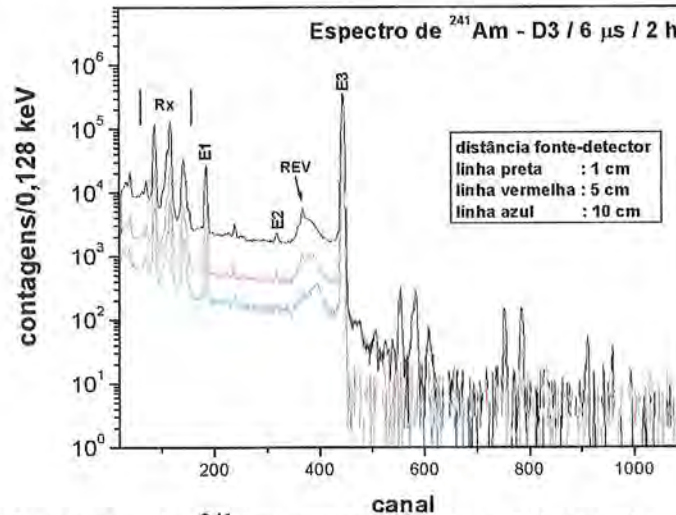


Figura B.1. Espectros de ^{241}Am para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. Na figura são indicados a região dos raios-X L, a estrutura do REV e os fotopicos às energias E1(26,3 keV), E2(43,3 keV) e E3(59,5keV).

B.2 Espectros para o detector D1 usando a geometria simples.

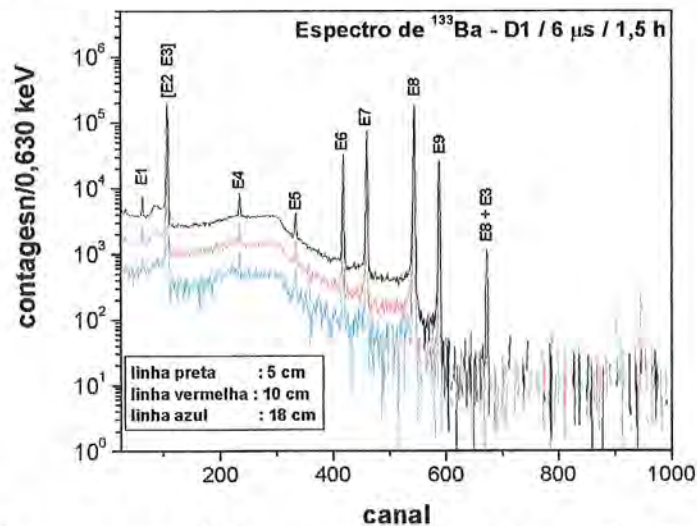


Figura B.2. Espectros de ^{133}Ba para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. Os valores de energias podem ser vistos na figura 6.18. No espectro produzido a 5 cm observa-se a soma por empilhamento dos fótons de energias E8(356,0 keV) e E3(80,98 keV).

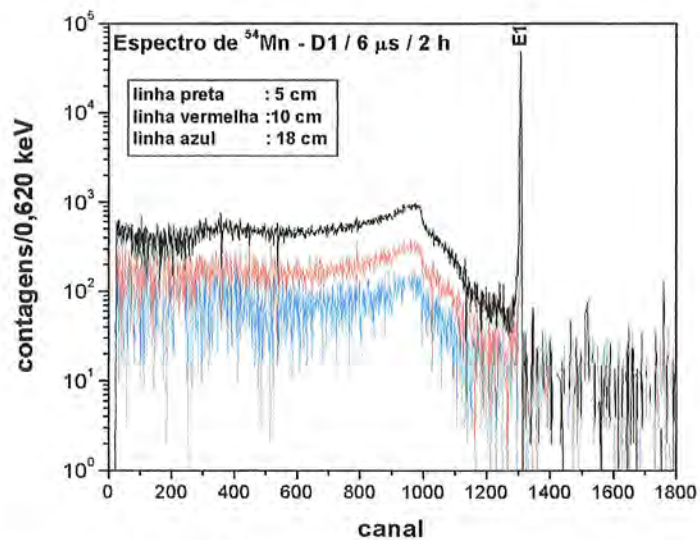


Figura B.3. Espectros de ^{54}Mn para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. Na figura é mostrado o fotopeak produzido pela detecção do fóton de energia E1(834,8 keV).

B.3 Espectros para o detector D3 usando a geometria simples.

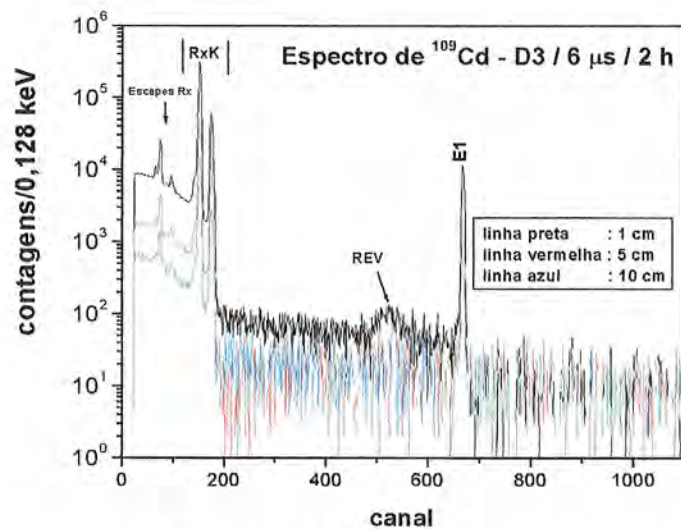


Figura B.4. Espectros de ^{109}Cd para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente. Na figura são mostrados a região dos raios-X (RxK_α e RxK_β) emitidos pela fonte, a região dos raios-X de escape correspondente aos raios-X K, a região do REV e o fotopeak à energia E1(88 keV).

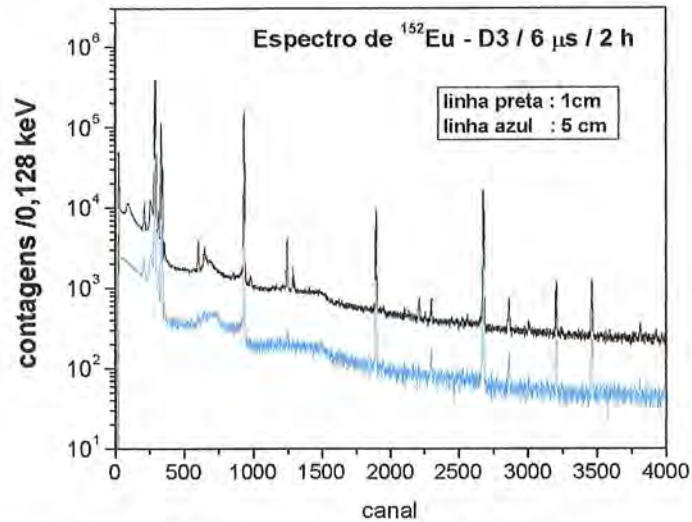


Figura B.5. Espectros de ^{152}Eu para 1 e 5 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. O detalhamento dos fotopicos pode ser visto em parte na figura 6.15.

B.4 Espectros para o detector D5 usando a geometria simples.

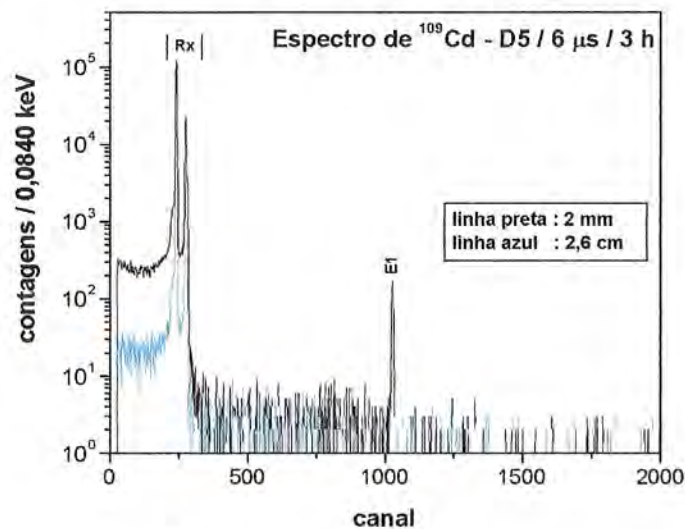


Figura B.6. Espectros de ^{109}Cd para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. Na figura são mostrados a região dos raios-X e o fotopico à energia E1(88 keV)

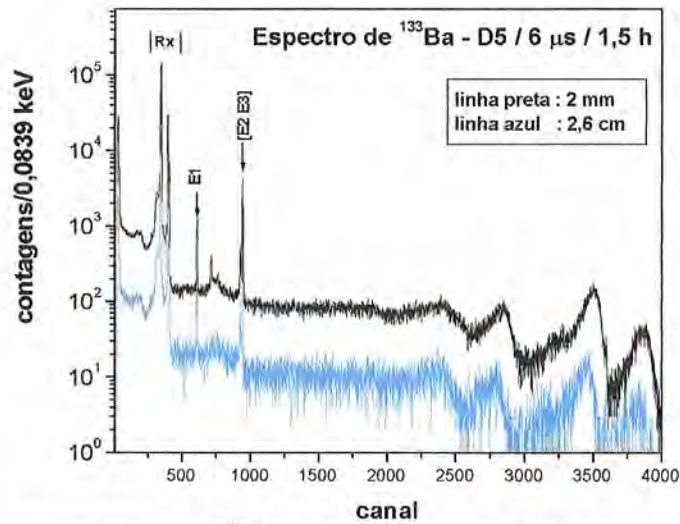


Figura B.7. Espectros de ^{133}Ba para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. Na figura são indicados a região dos raios-X e os fotopicos às energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV) e E3(80,98 keV). As estruturas no final do espectro correspondem à detecção de elétrons atômicos emitidos pela fonte de ^{133}Ba .

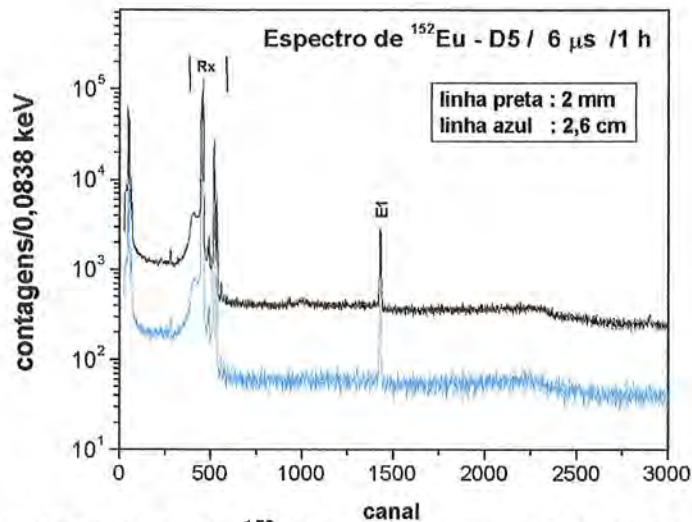


Figura B.8. Espectros de ^{152}Eu para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente. Na figura são indicados a região dos raios-X e o fotopico à energia E1(121,8 keV).

Apêndice C

Expressões para os Limites do Compton Duplo e Triplo

Apêndice C

C.1 Expressões para os limites do Compton duplo e triplo.

Seja um fóton de energia E_γ que incide no cristal (Ge) detector e sofre uma interação Compton simples com máxima transferência de energia E_c a um elétron atômico. Será produzido um fóton secundário de energia E_γ^1 dada pela equação C1 que não consegue escapar do volume ativo do detector:

$$E_\gamma^1 = E_\gamma - E_c \quad \text{C1}$$

onde o valor de E_c é definido na equação 4.7 (capítulo 4).

Este fóton poderá sofrer uma outra interação Compton de máxima transferência de energia produzindo outro fóton de energia E_γ^{12} , definida segundo a equação C2, e um elétron de energia E_{e1} :

$$E_\gamma^{12} = \frac{E_\gamma}{1 + 4 * \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} \quad \text{C2}$$

a partir da equação C2 define-se o limite do efeito Compton duplo dado pela equação C3:

$$E_{e1} = E_\gamma^1 - E_\gamma^{12} \quad \text{C3}$$

Se este último fóton encontra-se ainda no volume ativo do detector, ele eventualmente poderá sofrer mais um outro espalhamento Compton de máxima

transferência de energia criando um fóton de energia E_{γ}^{23} , calculado a partir da equação C4, e mais um elétron de energia E_{e2} :

$$E_{\gamma}^{23} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 6 * \frac{E_{\gamma}}{m_o c^2}} \quad \text{C4}$$

assim a deposição de energia no cristal através do Compton triplo tem seu limite localizado em:

$$E_{e2} = E_{\gamma}^{12} - E_{\gamma}^{23} \quad \text{C5}$$

Apêndice D

**Resultados do Cálculo da FR para
os Detectores D4(8cm³), D5(Si(Li))
e D2(50 cm³)**

Apêndice D

A apresentação dos resultados segue o mesmo procedimento estabelecido no capítulo 6, isto é, nos espectros os pontos experimentais e as suas barras de incerteza são identificados em azul e o ajuste em vermelho; e os valores de χ_{red}^2 para estes ajustes também serão indicados.

D.1 Resultados do cálculo da FR para o detector D4.

D.1.1 Mapeamento do detector.

Os espectros a serem mostrados foram obtidos usando um tempo de aquisição de 6,6 horas e 2 cm de distância fonte-detector.

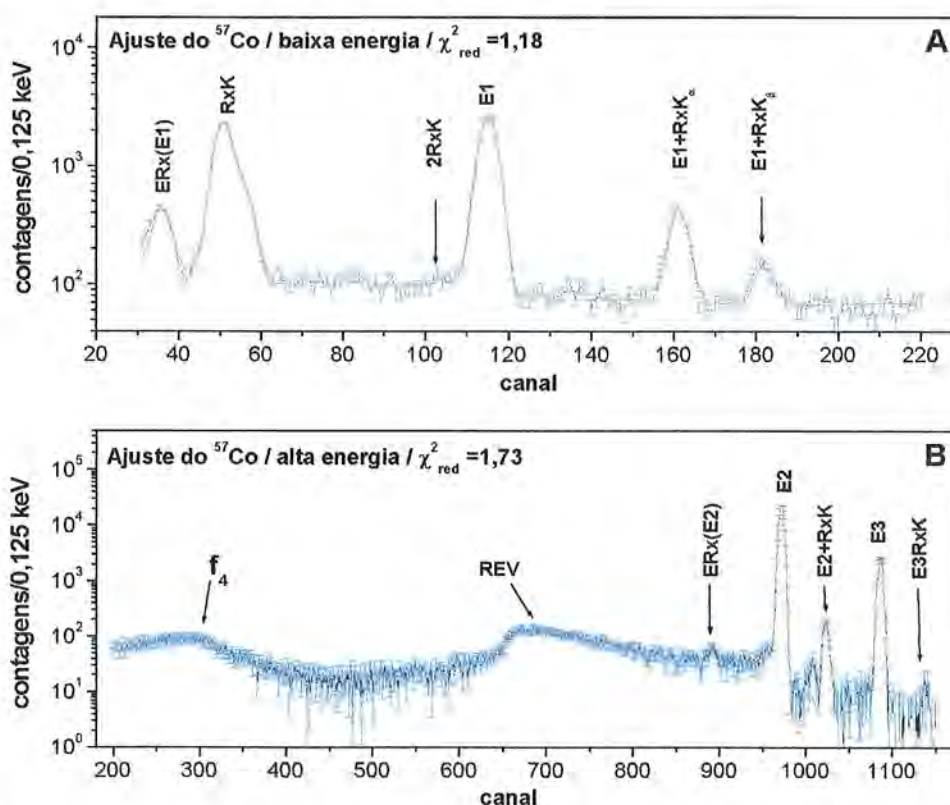


Figura D.1. Ajuste do espectro de ^{57}Co . Na figura “A” são mostrados os raios-X K, o fóton de energia E1(14,4 keV) mais seu pico de escape de raios-X (ERx(E1)). Na figura “B” são mostradas a região dos fotopicos correspondentes às energias E2(122 keV) e E3(136 keV), a região do Compton simples (f_4) e a estrutura do REV. Pode-se ver também efeitos de somas e empilhamento em ambas figuras.

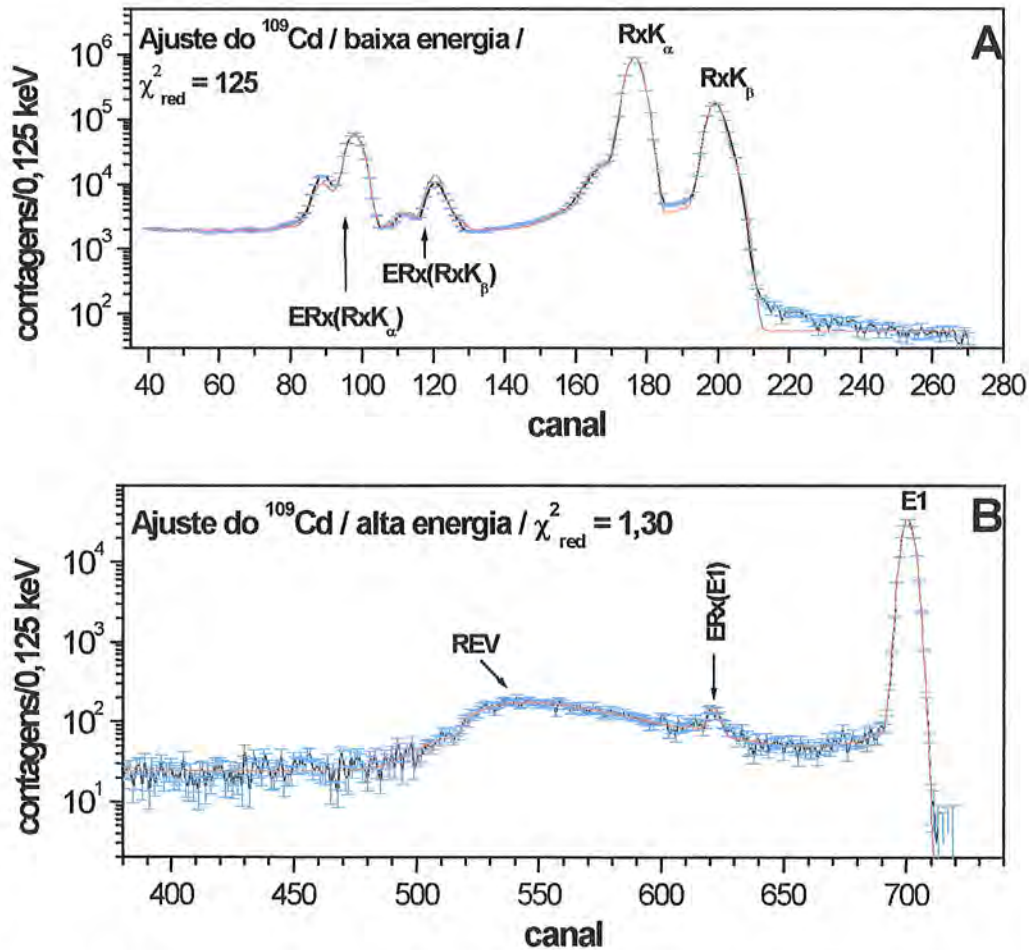


Figura D.2. Ajuste do espectro de ^{109}Cd . Na figura “A” é mostrada a região dos raios-X mais os picos de escape de raios-X: $ERx(RxK_{\alpha})$ e $ERx(RxK_{\beta})$. Na figura “B” são mostradas a região do fotopico correspondente à energia $E1(88\text{ keV})$ e a região da estrutura do REV. A estrutura do Compton no cristal de germânio devido ao fóton de energia $E1$ está debaixo da região dos raios-X.

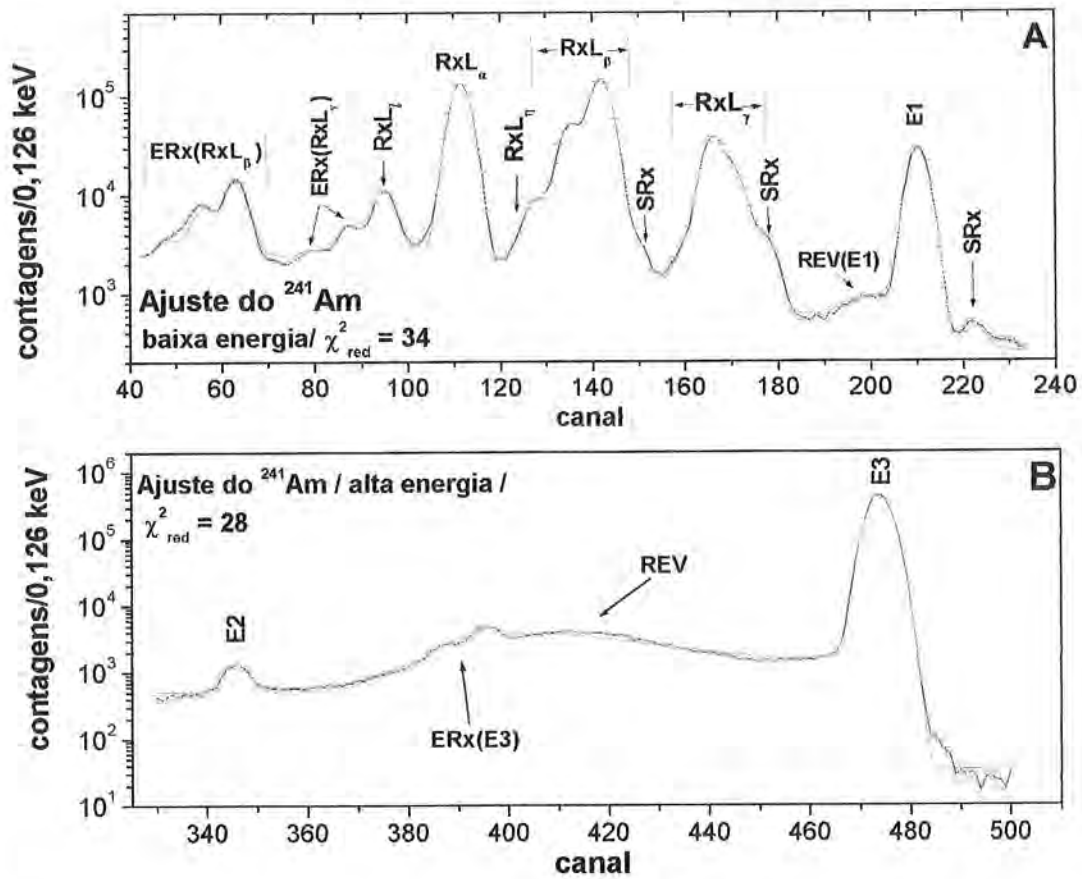


Figura D.3. Ajuste do espectro de ^{241}Am . Na figura “A” são mostrados a região dos raios-X, o fóton de energia E1(26,34 keV), a região dos picos de escape de raios-X (ERx(RxL $_{\beta}$)), e algumas somas devido ao empilhamento dos próprios raios-X (SRx). Na figura “B” é mostrada a região do fotopico correspondente à energia E3(59,5 keV) e a sua estrutura do REV e o fóton de energia E2(43,4 keV). Aqui novamente a estrutura do Compton no cristal de germânio devido ao fóton de energia E3 está debaixo da região dos raios-X.

D.1.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.

Nas figuras desta seção os parâmetros p_i da FR calculados para os fótons de energias 122 keV e 136 keV do espectro de ^{57}Co , foram associados somente ao fóton de 122 keV e não ao valor médio deles, 129 keV. Isto só pode ser feito devido à proximidade desses valores de energia. Este procedimento (ou escolha) não produz nenhum efeito a ser considerado na FR.

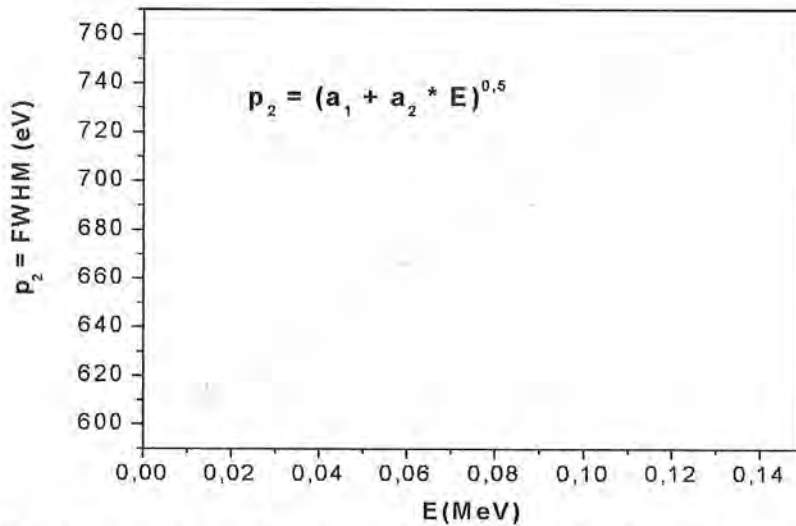


Figura D.4. Ajustes do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).

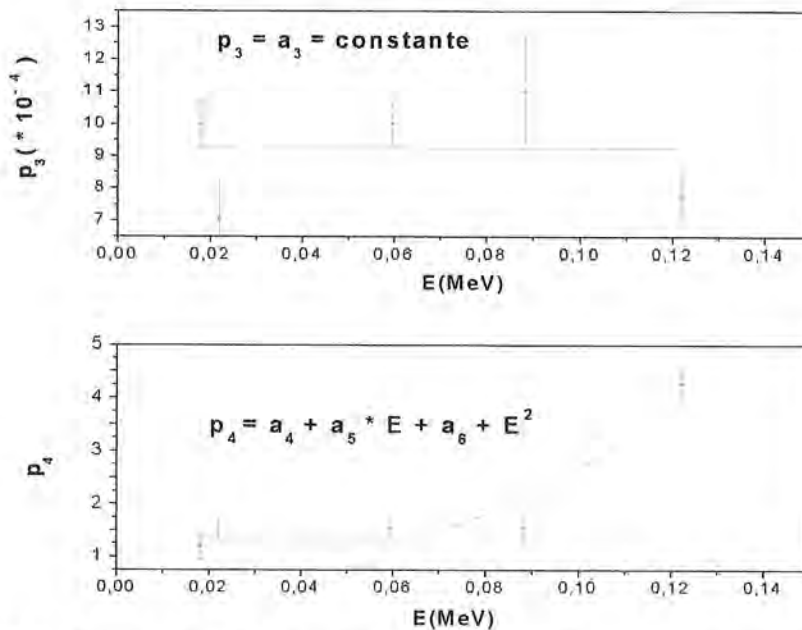


Figura D.5. Ajustes dos parâmetros p_3 e p_4 da coleção incompleta de carga-primeira componente (f_2).

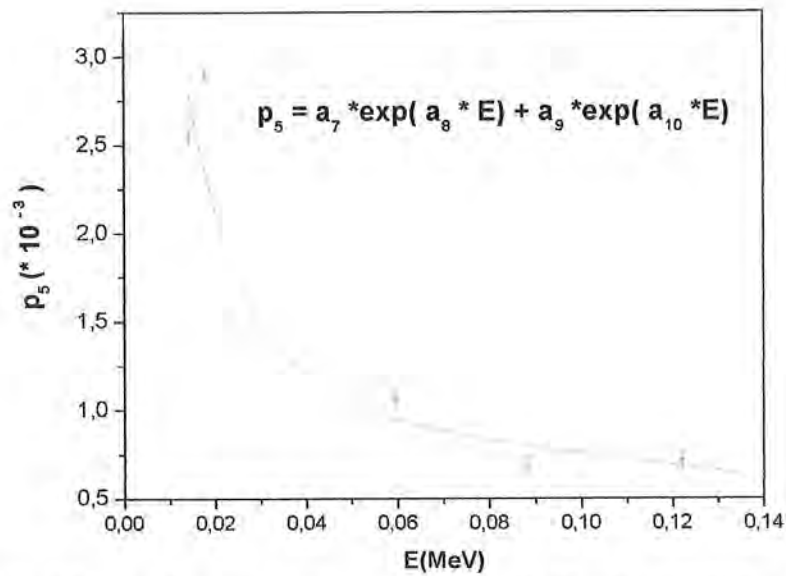


Figura D.6. Ajuste do parâmetro p_5 da coleção incompleta de carga-segunda componente (f_3).

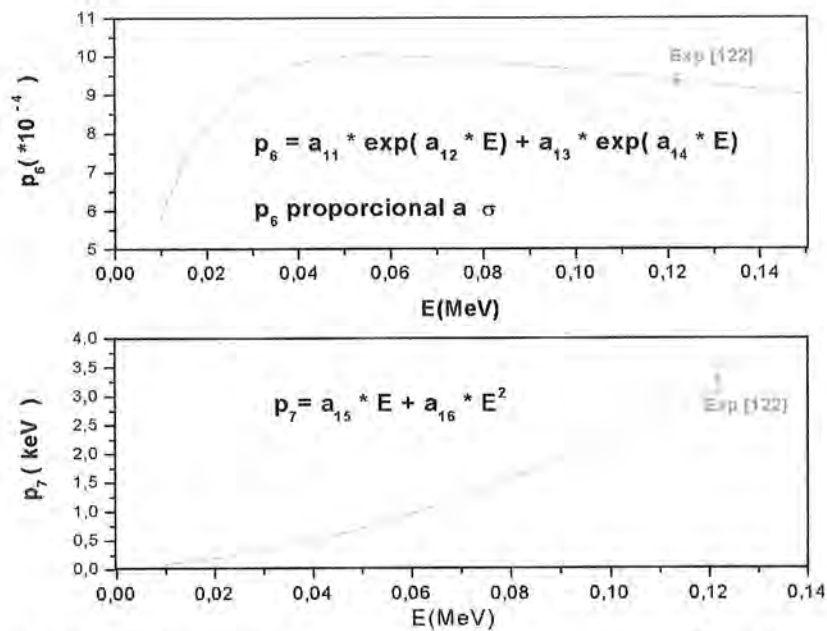


Figura D.7. Ajustes do parâmetro p_6 e p_7 pertencentes ao efeito Compton simples. Os pontos indicados como Exp [E keV] referem-se aos únicos valores obtidos no processo de ajuste de espectros. Ambos pontos pertencem ao fóton de energia 122 keV do ^{57}Co .

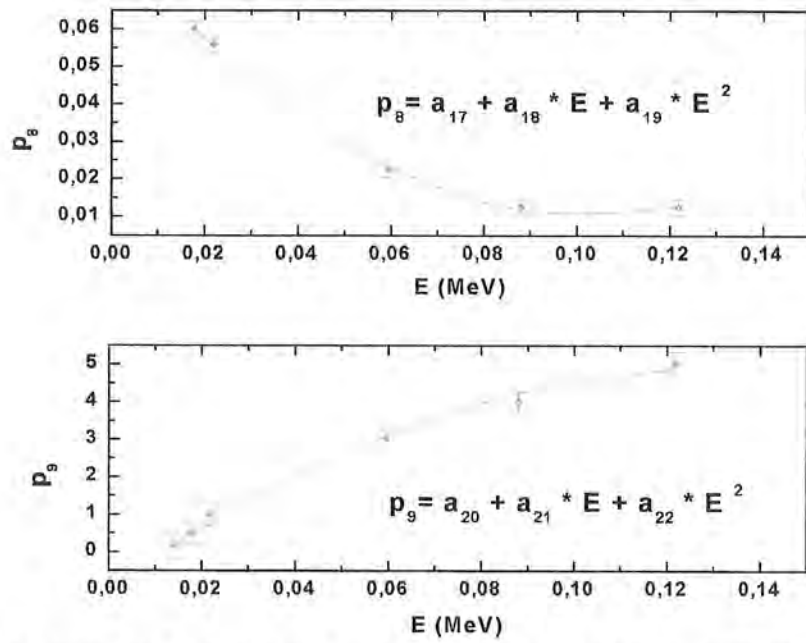


Figura D.8. Ajustes dos parâmetros p_8 e p_9 pertencentes à estrutura do REV.

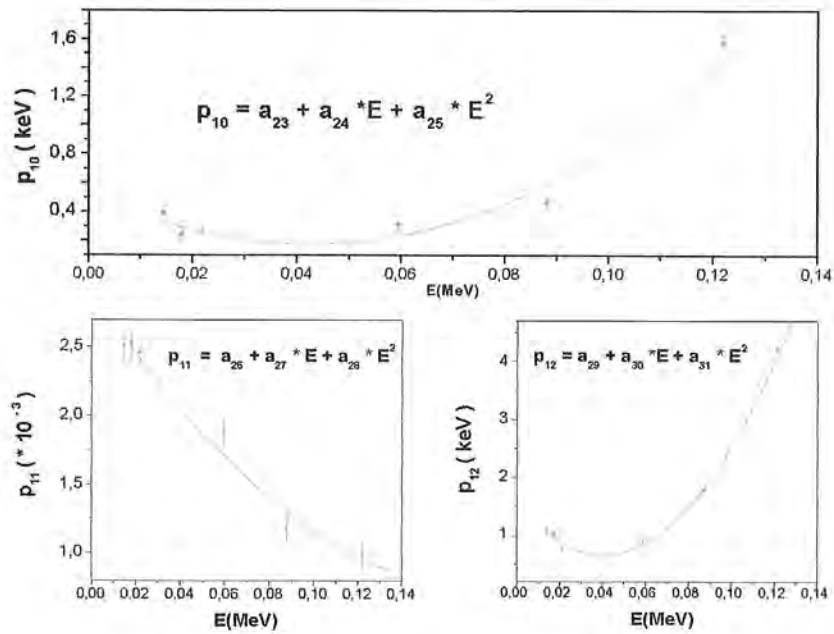


Figura D.9. Ajustes dos parâmetros p_{10} , p_{11} e p_{12} pertencentes à estrutura do REV.

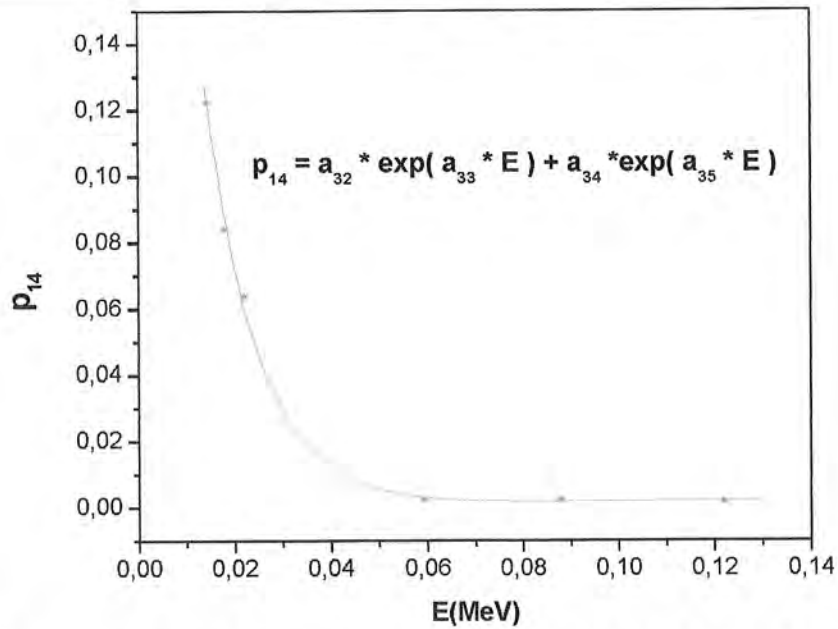


Figura D.10. Ajuste do parâmetro p_{14} da amplitude relativa do escape dos raios-X característicos (f_8).

D.1.3 Teste da função resposta.

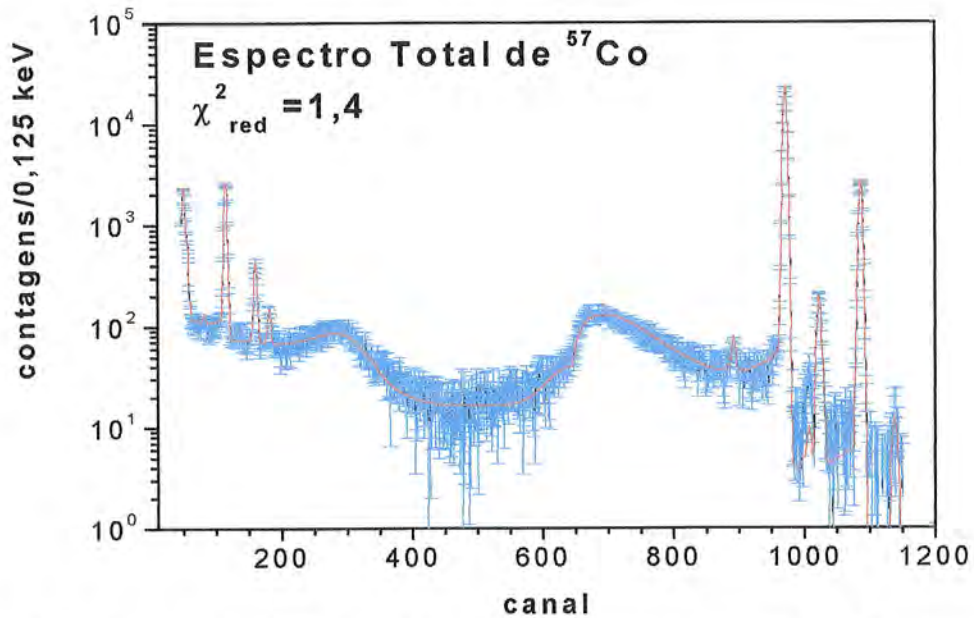


Figura D.11. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4.

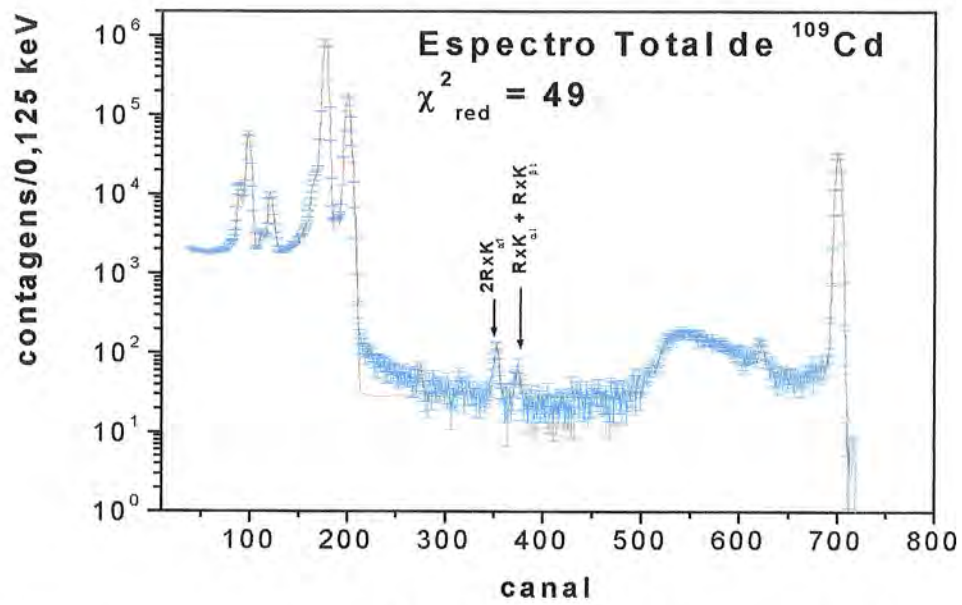


Figura D.12. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 49. Alguns picos-soma por empilhamento dos raios-X foram incluídos.

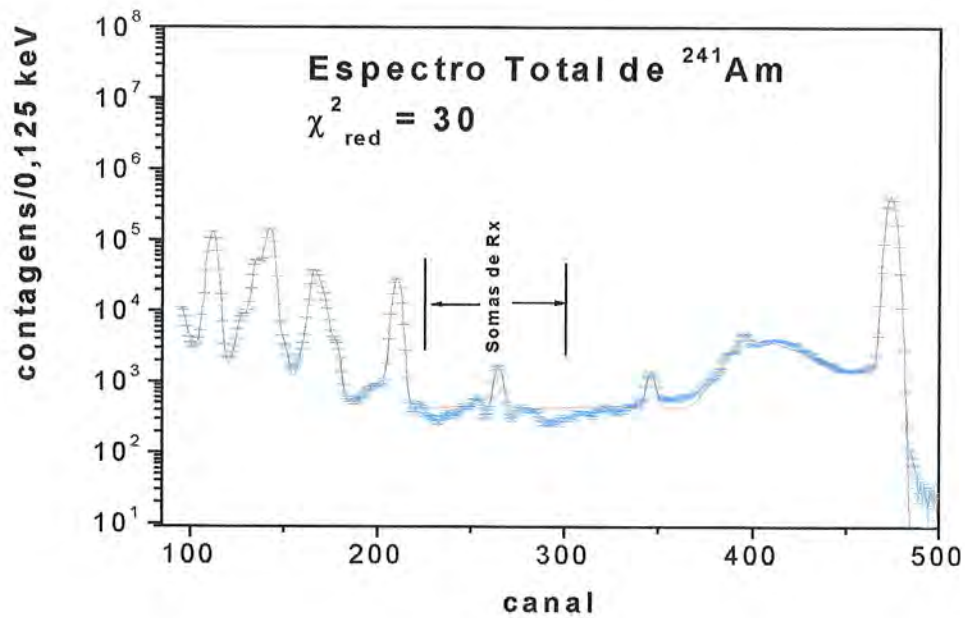


Figura D.13. Espectro ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 30.

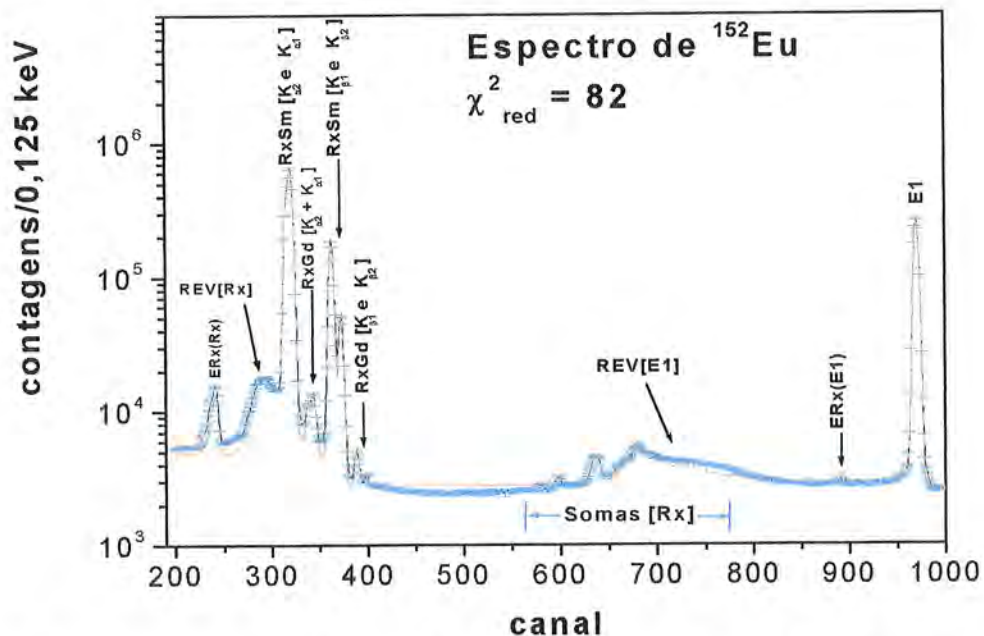


Figura D.14. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 82. Foram incluídos alguns picos soma por empilhamento de raios-X, que aparecem na região central do espectro e sobre a estrutura do REV.

D.2 Resultados do cálculo da FR para o detector D5.

D.2.1 Mapeamento do detector.

Os espectros a serem mostrados foram obtidos usando 2 mm de distância fonte-detector.

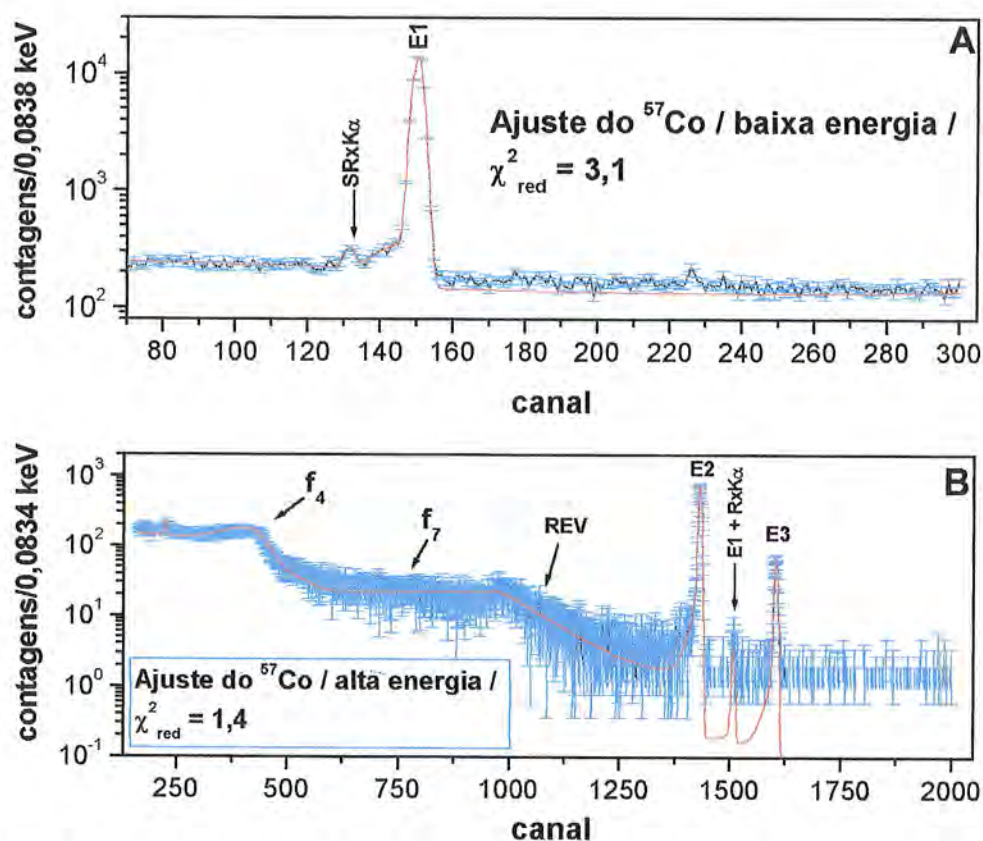


Figura D.15. Ajuste do espectro de ⁵⁷Co para 4 horas de tempo de aquisição. Na figura “A” é mostrado o fóton de 14,4 keV mais o pico soma de raios-X(SRxK α). Na figura “B” são mostradas a região dos fotopicos correspondentes às energias E1(122 keV) e E2(136 keV), a região do Compton simples (f_4), a região da estrutura do REV e o degrau, f_7 , do REV. Pode-se ver também a soma e o empilhamento, E1+RxK α .

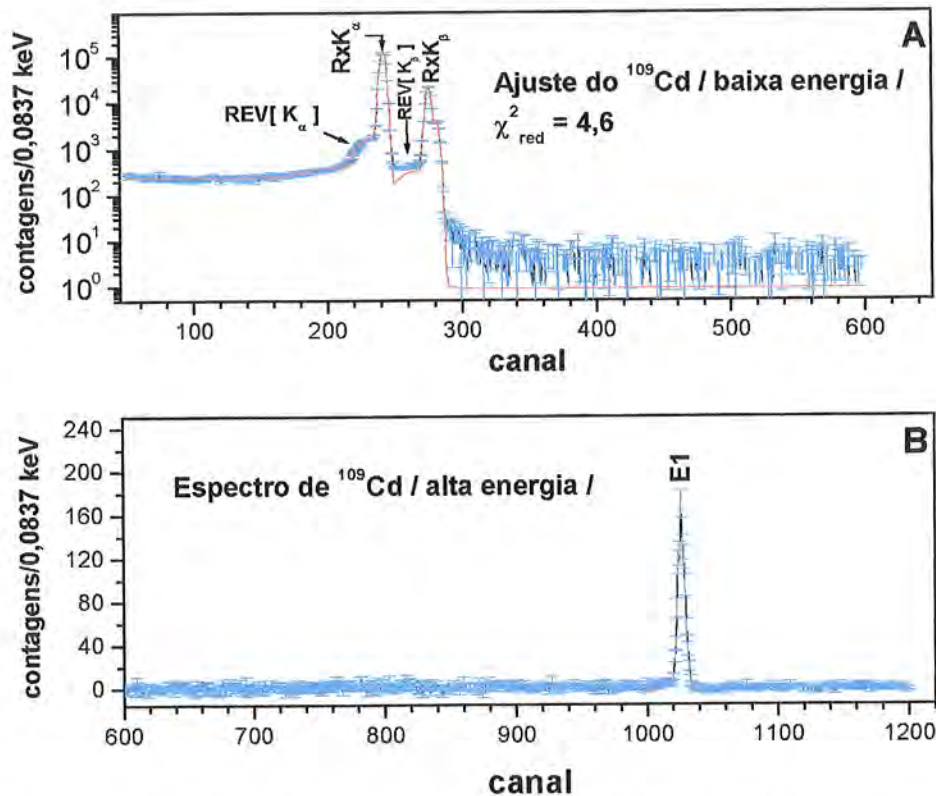


Figura D.16. Ajuste do espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição. Na figura “A” é mostrada a região dos raios-X (RxK $_\alpha$ e RxK $_\beta$) e a estrutura do REV dos raios-X K $_\alpha$ e K $_\beta$. Na figura “B” é mostrada a região do fotopico correspondente à energia E1(88 keV) sem ajuste devido à baixa estatística nessa região. A estrutura do Compton no cristal de germânio devido ao fóton de energia E1 está debaixo da região dos raios-X

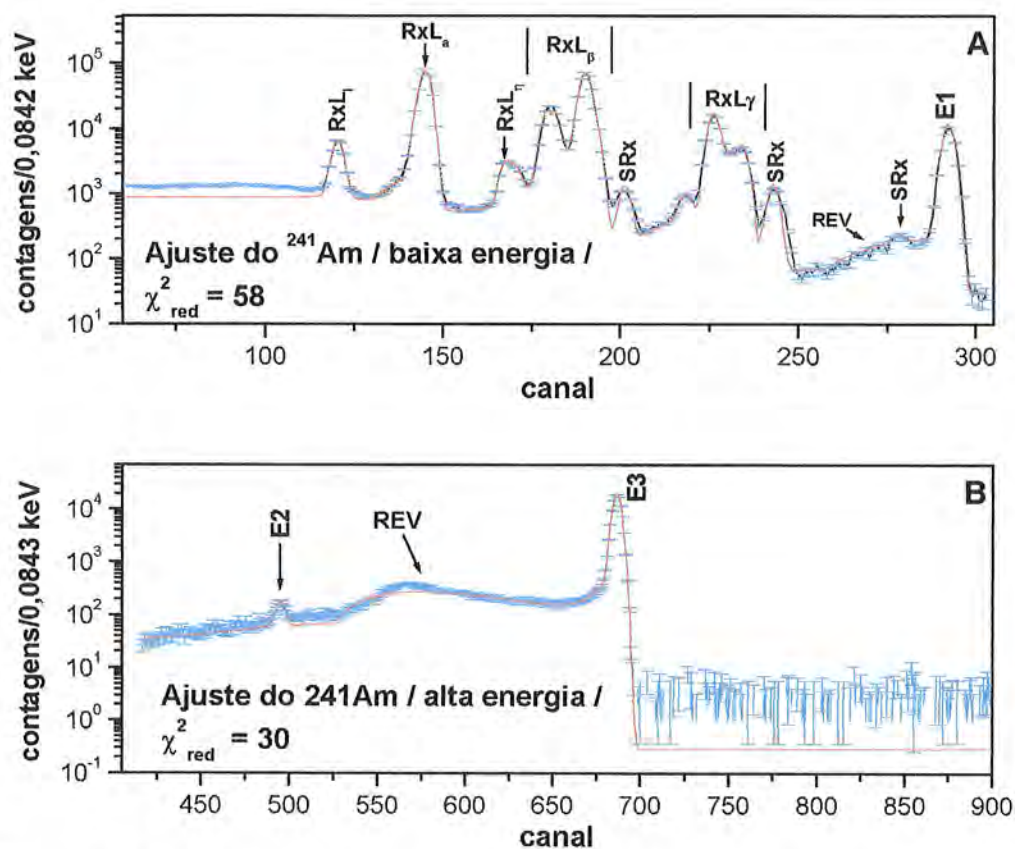


Figura D.17. Ajuste do espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição. Na figura “A” são mostradas a região dos raios-X, o fóton de energia E1(26,3 keV) e algumas somas devido ao empilhamento dos próprios raios-X (SRx). Na figura “B” são mostradas a região do fotopico correspondente à energia E3(59,5 keV), a sua estrutura do REV e o fóton de energia E2(43,4 keV). Aqui novamente a estrutura do Compton no cristal de germânio devido ao fóton de energia E3 está debaixo da região dos raios-X.

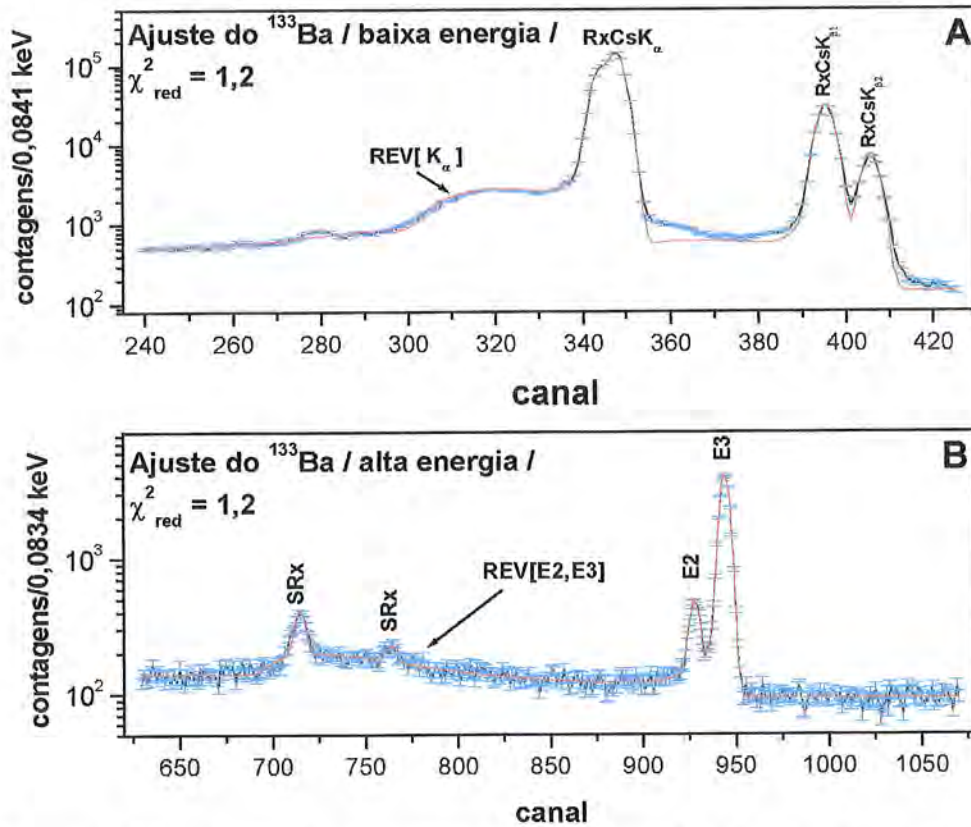


Figura D.18. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. Na figura "A" são mostradas a região dos raios-X e a estrutura do REV[K $_{\alpha}$] devido aos próprios raios-X. Na figura "B" são mostradas a região dos fotopicos correspondentes às energias E2(79,6 keV) e E3(80,98 keV), a sua estrutura do REV[E2,E3] e algumas somas e empilhamento de raios-X. A estrutura do Compton no cristal de germânio devido aos fótons mencionados se encontra atrás da região dos raios-X.

D.2.2 Ajustes dos parâmetros p_i como função da energia.

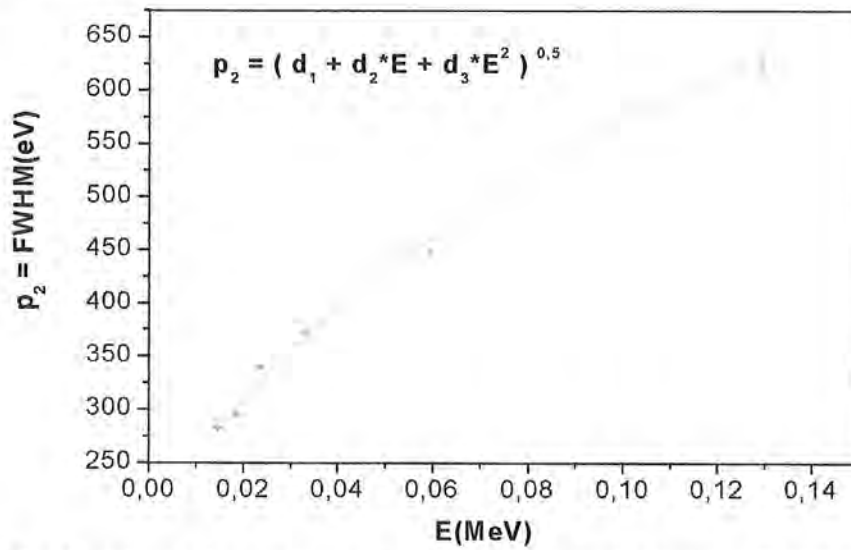


Figura D.19. Ajuste do parâmetro p_2 , largura a meia altura (FWHM).

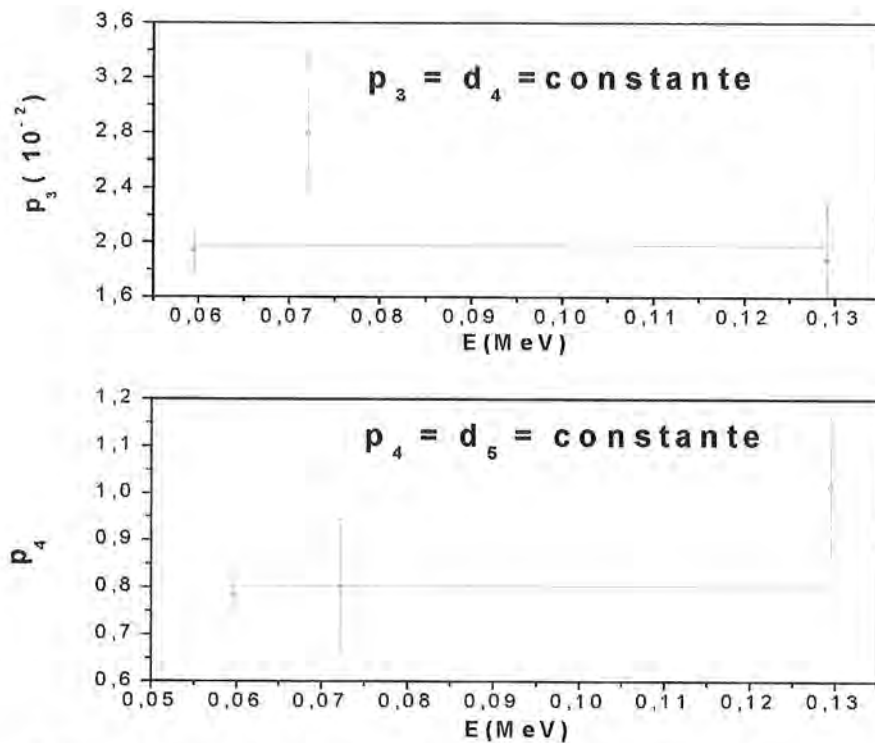


Figura D.20. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2).

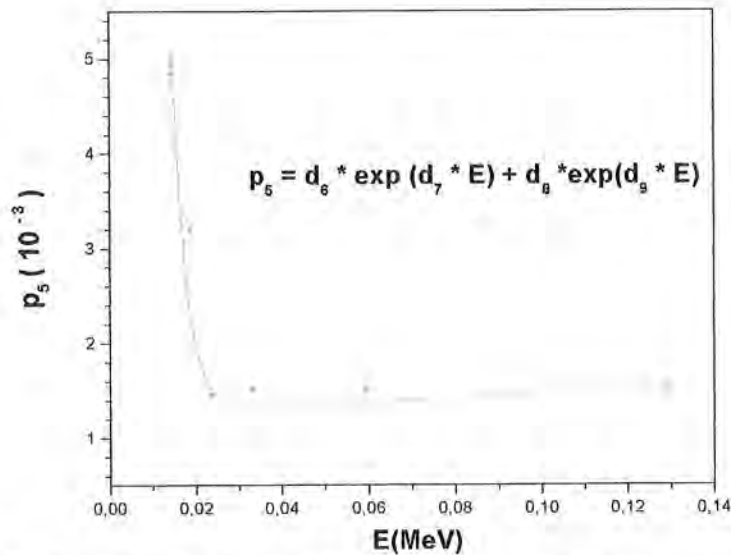


Figura D.21. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).

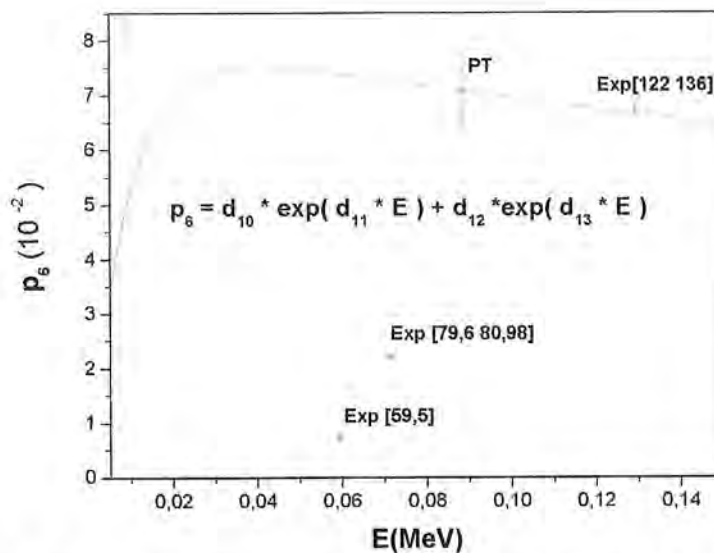


Figura D.22. Ajuste do parâmetro p_6 do Compton simples, f_4 . A linha em vermelho é o ajuste da seção de choque de espalhamento Compton em silício [1]. Esta seção de choque foi normalizada em relação ao valor de p_6 , dos fótons de energias 122 keV e 136 keV da fonte de ^{57}Co . Os pontos indicados como “Exp[E (keV)]” referem-se aos valores de p_6 obtidos nos ajustes dos espectros de ^{241}Am , ^{133}Ba (na região dos raios-X) e ^{57}Co . O ponto indicado como “PT”, é valor teórico previsto de p_6 para o gama de 88 keV do ^{109}Cd . A discussão deste parâmetro é feita na seção D.2.4.

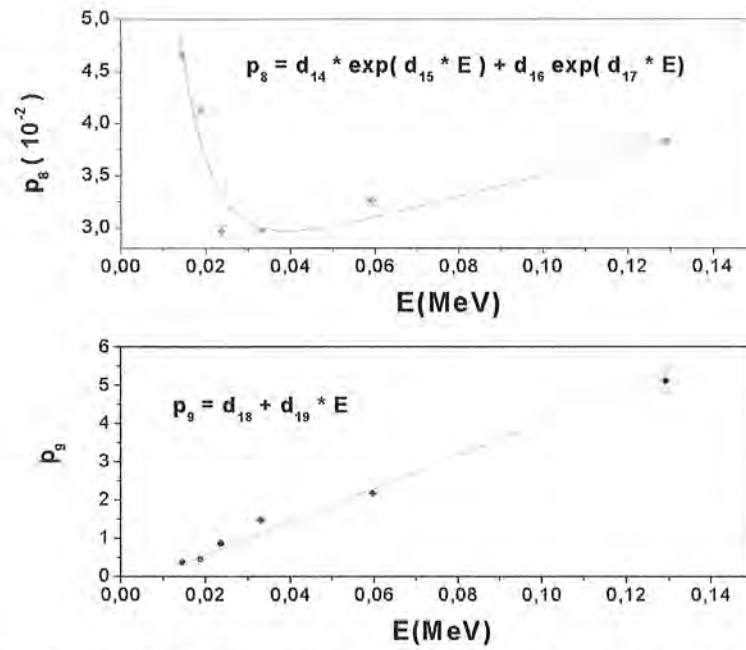


Figura D.23. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.

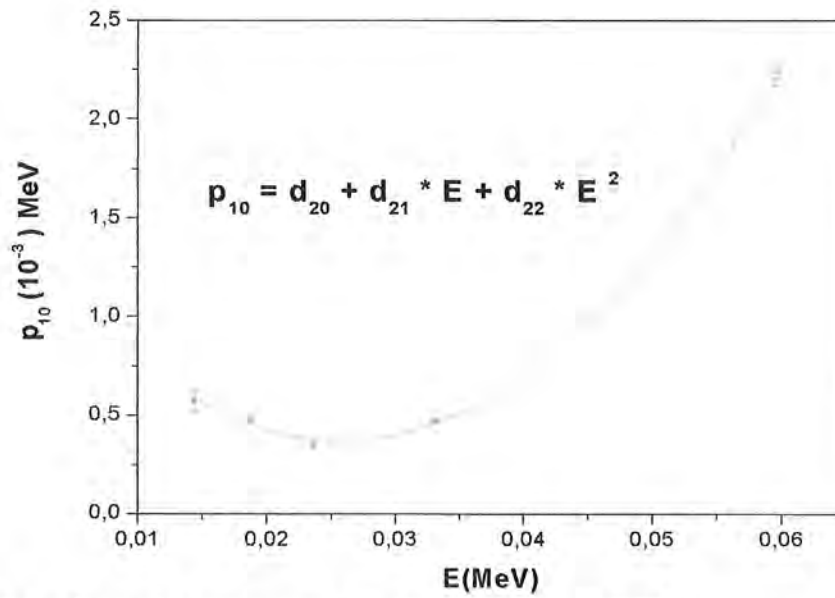


Figura D.24. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.

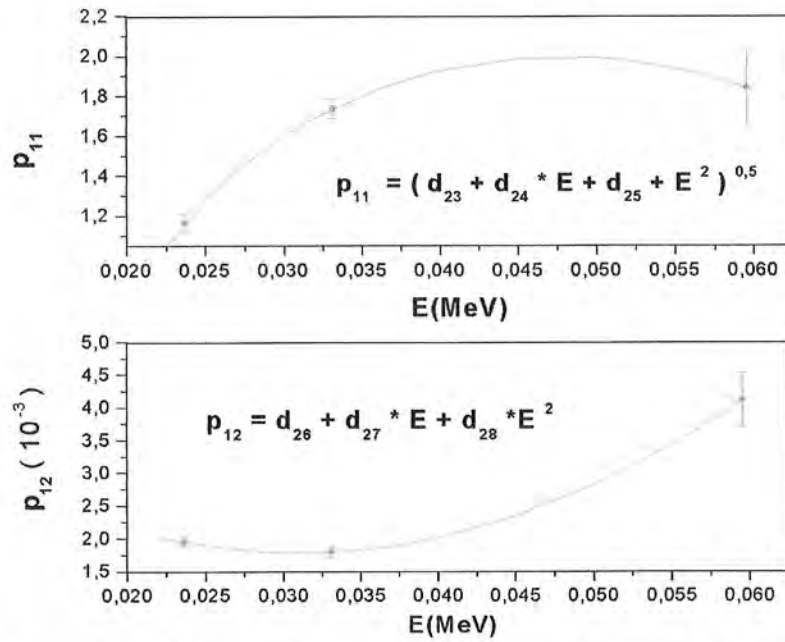


Figura D.25. Ajuste dos parâmetros p_{11} e p_{12} do limite inferior da estrutura do REV.

D.2.3 Teste da função resposta.

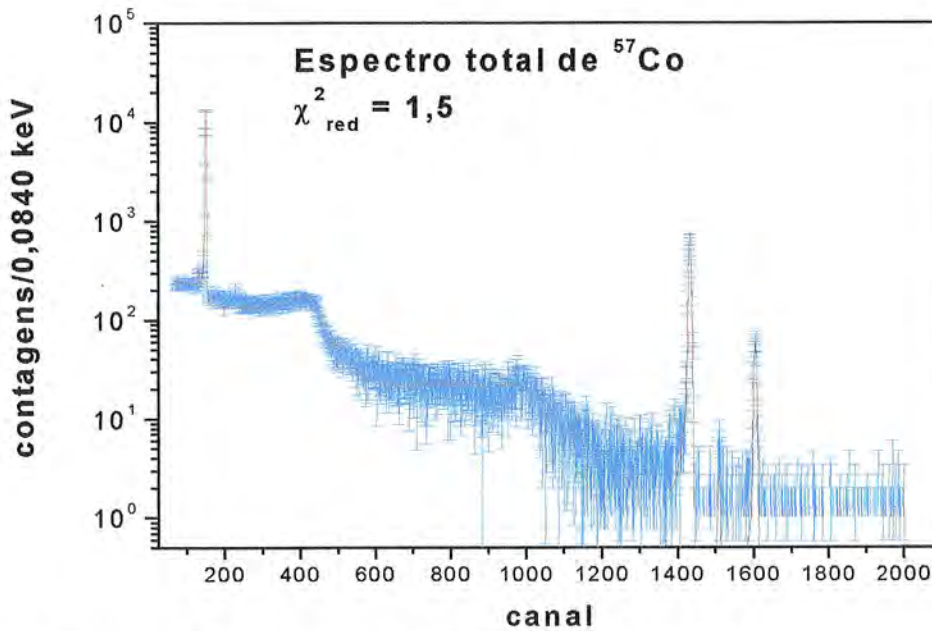


Figura D.26. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5.

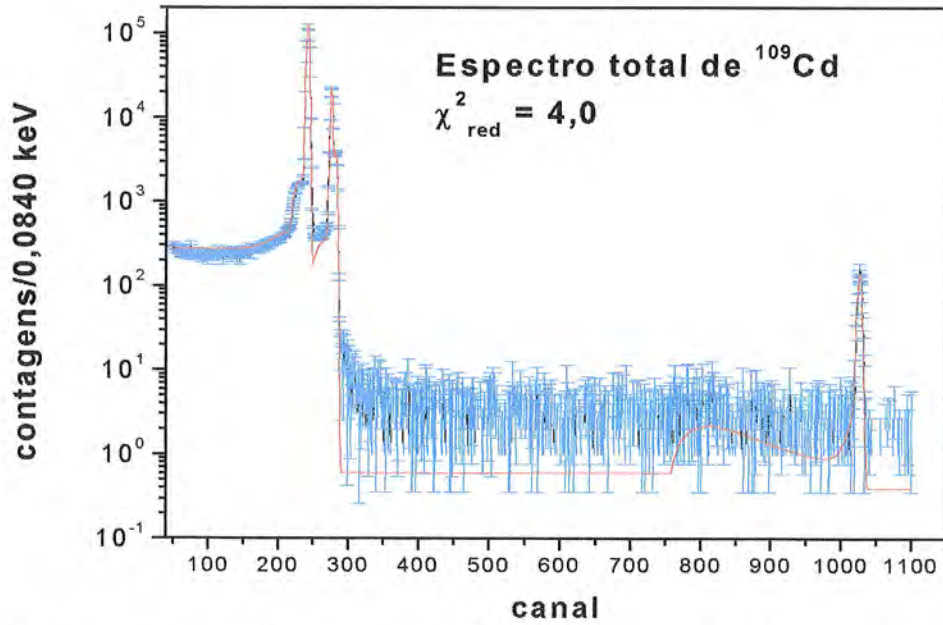


Figura D.27. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,0.

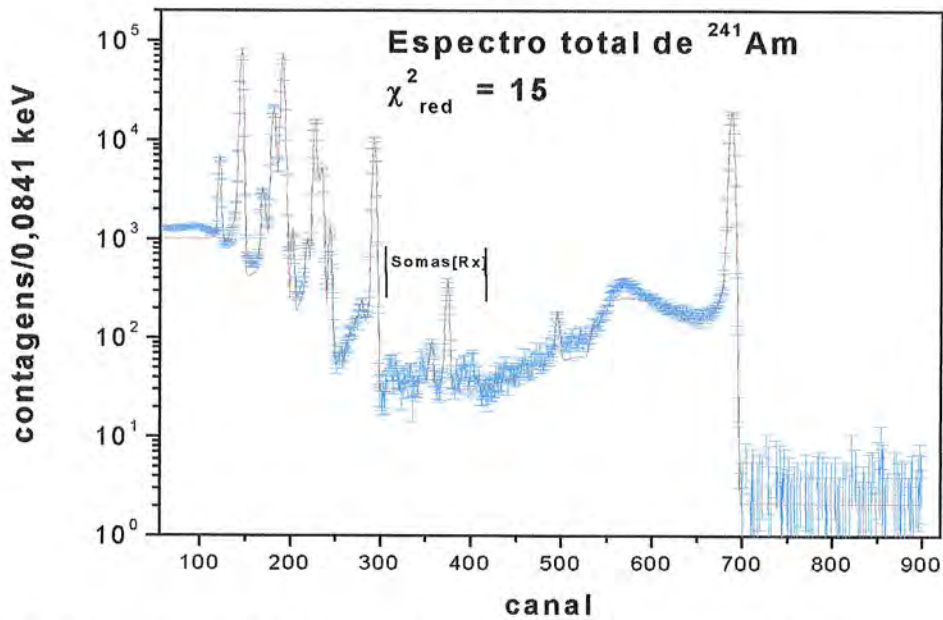


Figura D.28. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 15.

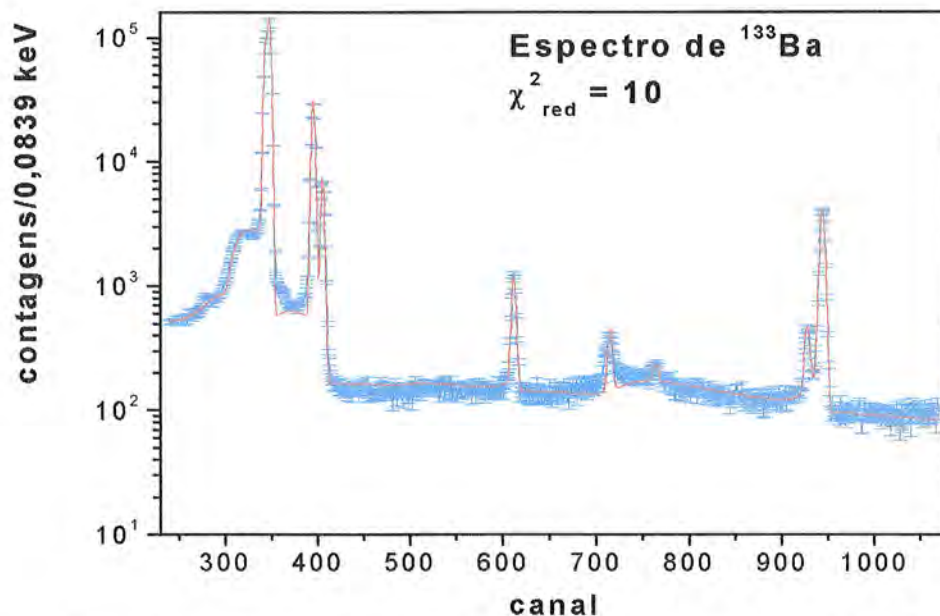


Figura D.29. Espectro de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 10. Aqui foi necessário incluir um fundo linear na região ajustada para compensar as contribuições devido aos fótons de maior energia emitidos pela fonte de ^{133}Ba .

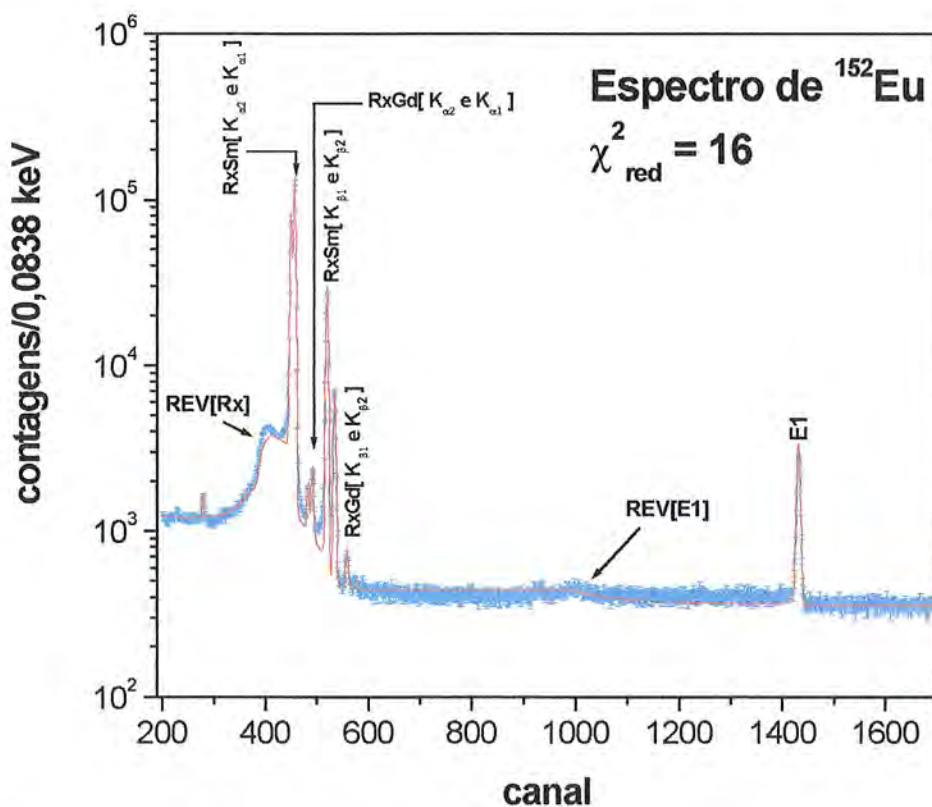


Figura D.30. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 16.

D.2.4 Discussão e análise dos parâmetros p_i da FR.

D.2.4.1 Largura a meia altura (FWHM), p_2 .

Através deste ajuste podemos estimar o valor da energia média ϵ para a produção de um par elétron-buraco em silício. Fazendo uso da mesma aproximação usada para o detector D3, isto é, somente considerando os dois primeiros parâmetros, d_1 e d_2 , do ajuste da FWHM obtivemos uma estimativa do valor de ϵ igual a 4,12(3) eV (o valor para o fator de Fano usado foi de 0,143). Este valor obtido está de acordo com o encontrado na referência [2] igual a 3,76 eV. Outro valor para ϵ igual a 3,66(3) pode ser encontrado na referência [3]. A contribuição ao FWHM devido ao ruído eletrônico foi igual a 76 eV.

D.2.4.2 Coleção incompleta de carga (CIC) f_2 e f_3 : p_3 , p_4 e p_5 .

Para este detector ambos parâmetros p_3 e p_4 de f_2 , mostraram pouca variação para o intervalo de energia de ajuste (59 keV até 136 keV). Eles foram representados por duas constantes. A primeira componente da CIC, f_2 , não é importante para energias menores que 59 keV. Desta forma o efeito de perda dos portadores de carga para fótons com energias menores que 59 keV deve ser via escape de elétrons secundários criados na superfície do cristal. Isto pode ser visto no comportamento do parâmetro p_5 de f_3 . O parâmetro p_5 possui valores altos para fótons de baixas energias, caindo rapidamente para energias maiores.

D.2.4.3 Efeito Compton simples no detector f_4 : p_6 e p_7 .

Como no caso dos detectores D3 e D4 só foi possível determinar os parâmetros do Compton, livre de interferências dos raios-X, para os fótons de energias 122 keV e 136 keV do ^{57}Co . Os valores obtidos foram $6,79(11) \cdot 10^{-2}$ e $2,51(6) \cdot 10^{-3}$ para p_6 e p_7 , respectivamente. O procedimento para obter a forma funcional de p_6 (normalizada) foi o utilizado para os detectores D3 e D4. Uma vez obtida a forma de p_6 , no procedimento mencionado, devemos testar se as amplitudes fornecidas pela função de p_6 são consistentes quando usadas nos espectros experimentais do ^{241}Am , ^{109}Cd e ^{133}Ba .

Ao realizar este teste no espectro de ^{241}Am pode ser visto, através da figura D.31, que não seria recomendado colocar a amplitude fornecida de p_6 correspondente ao fóton de energia 59,5 keV, isto devido a uma forte superestimação em relação à amplitude experimental do Compton simples. Esta dificuldade encontrada não interfere no ajuste dos parâmetros da FR, na região dos raios-X L, devido a que a estrutura do Compton simples no espectro de ^{241}Am localiza-se atrás desses raios-X.

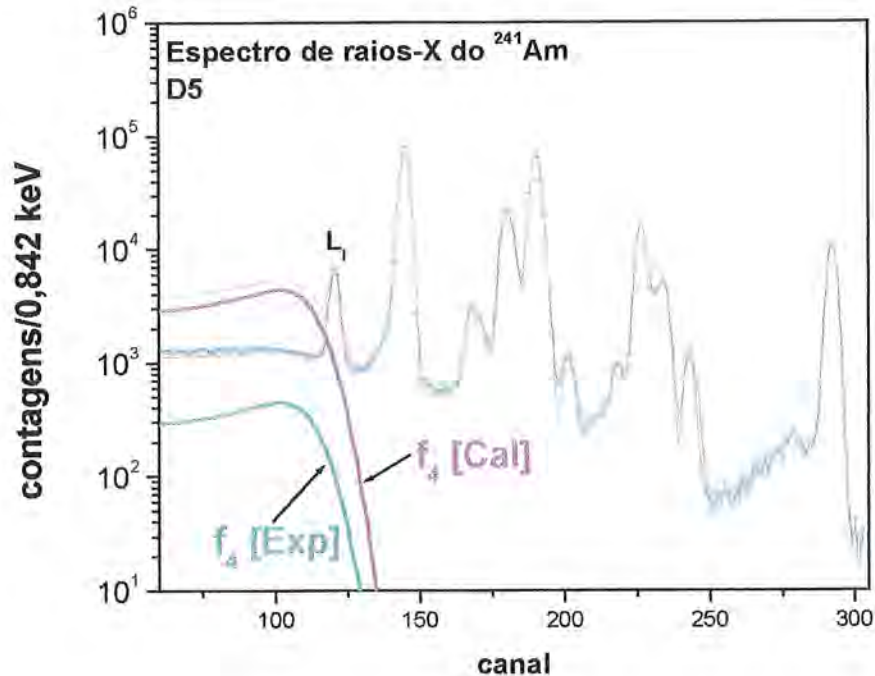


Figura D.31. Análise da estrutura do efeito Compton simples, f_4 , pertencente ao fóton de energia E_1 (59,5 keV). Na figura é mostrada a estrutura do Compton simples para dois valores de p_6 . O f_4 [Exp] possui uma melhor descrição nessa região que o f_4 [Cal]. O f_4 [Cal] contém o parâmetro fornecido pelo ajuste normalizado de p_6 .

No espectro de ^{109}Cd a estrutura do Compton simples pertencente ao fóton de 88 keV não é relevante. Isto foi verificado colocando o valor que a função de p_6 fornece e ajustando novamente a região dos raios-X. O resultado mostra que essa região não é sensível a estrutura do Compton simples.

No espectro de ^{133}Ba a estrutura do Compton simples devido aos fótons de 79,6 keV e 80,98 keV encontra-se atrás dos raios-X CsK_α e CsK_β . Desta forma, os parâmetros do

Compton podem ser ajustados separadamente uma vez que eles não interferem com a região dos raios-X. Ver figura D.32. O resultado deste ajuste forneceu um valor de p_6 igual a $2,21 \cdot 10^{-2}$, o qual encontra-se subestimado quando comparado com o valor fornecido pela função de p_6 igual a $7,2 \cdot 10^{-2}$ (ver figura D.22).

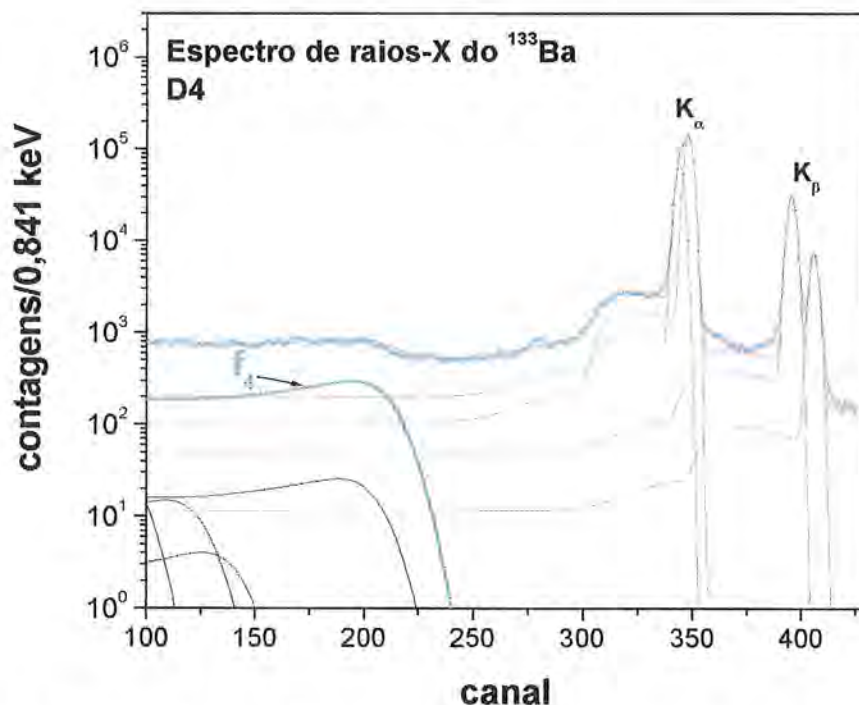


Figura D.32. Ajuste dos parâmetros do Compton simples para a energia de 72 keV (valor médio de energia para os fótons de energias 53,1 keV, 79,6 KeV e 80,98 keV do ^{133}Ba).

Finalmente, como as amplitudes do Compton simples não interferem nas regiões de ajuste dos raios-X, nos espectros ajustados, a FR para este detector só possui valores dos parâmetros p_6 e p_7 para fótons com energias maiores que 120 keV. Desta forma o procedimento para obter a forma funcional de p_6 mostrou não ser eficaz para o detector de Si(Li).

D.2.4.4 Estrutura do REV, f_5 , e seu limite inferior f_6 : p_8, p_9, p_{10}, p_{11} , e p_{12}

O parâmetro p_9 é linear e preserva o fato de afastar a estrutura do REV sempre que a energia do fóton incidente aumenta. O parâmetro p_8 possui um intervalo estreito de valores que vão de $3 \cdot 10^{-2}$ até $4,6 \cdot 10^{-2}$. O parâmetro que fornece liberdade para a posição inicial do REV, p_{10} , apresentou valores entre 350 eV e 2,2 keV e só foi necessário para energias menores que 60 keV.

Os parâmetros p_{11} e p_{12} só foram necessários para energias entre 22 keV e 60 keV.

Os limites encontrados para cada um destes parâmetros foram realizados verificando o valor das suas incertezas fornecidas nos ajuste. Para as regiões fora dos limites estabelecidos estes parâmetros são compatíveis com zero.

D.2.4.5. Degrau da estrutura do REV, f_7 : p_{13} .

Este parâmetro somente foi necessário para o ajuste da região do fóton de 122 keV do espectro de ^{57}Co . O valor encontrado foi de 475(47).

D.2.4.6. Escape dos raios-X característicos do material detector f_8 : p_{14} .

Para a faixa de energia em estudo não foi observado o escape dos raios-X característicos do silício. No ajuste do espectro de ^{57}Co na região do fóton de energia E1(14,41 keV) (figura D.15) houve a presença de um pico (com pouca estatística) na posição dos escapes dos raios-X característicos correspondentes ao fótons de energia 14,41 keV. Supondo ser os picos de escape dos raios-X, houve dificuldades ao ajustar a amplitude p_{14} com as posições mantidas fixas em: E1- $E_{K\alpha}$ (12,672 keV) e E1- $E_{K\beta}$ (12,576 keV). Portanto foi dada uma certa liberdade para estas posições adicionando um parâmetro que as deslocará levemente para acima ou para baixo. Os resultados produziram um fator de deslocamento igual a : -0,177 (17) keV. Desta forma deve-se esperar que os picos de escape tenham seus centróides em 12,849 keV e 12,753 keV para o escape dos raios-X K_{α} e K_{β} , respectivamente. Durante o procedimento de ajuste de espectros nunca foi observado

nenhum tipo de deslocamento das posições dos picos de escape, é mais plausível considerar que o pico em questão é produzido pela soma por empilhamento dos raios-X FeK_α da fonte de ^{57}Co . O valor de energia para esta soma é de 12,798 keV.

D.3 Resultados do cálculo da FR para o detector D2.

Os espectros a serem mostrados foram obtidos para uma distância fonte-detector de 10 cm.

D.3.1 Mapeamento do detector.

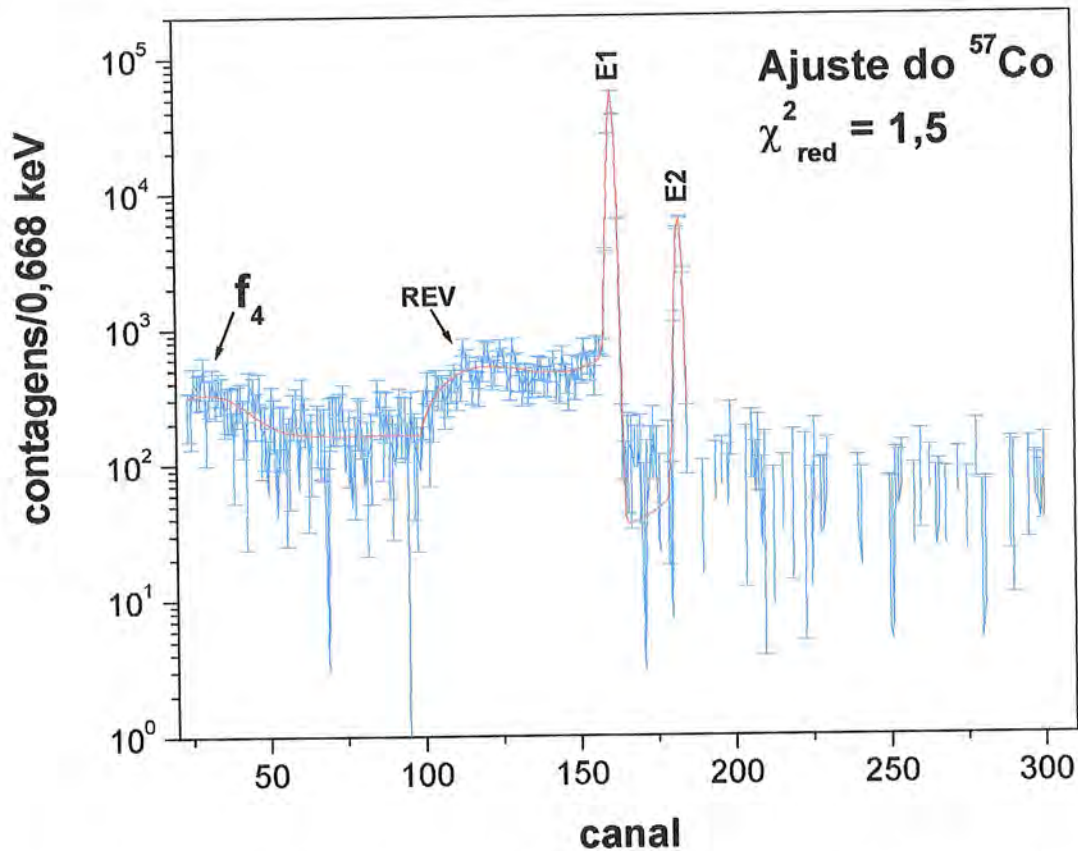


Figura D.33. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura são mostradas a região dos fótons de energias 122 e 136 keV, respectivamente, a região do Compton simples (f_4) e a região da estrutura do REV.

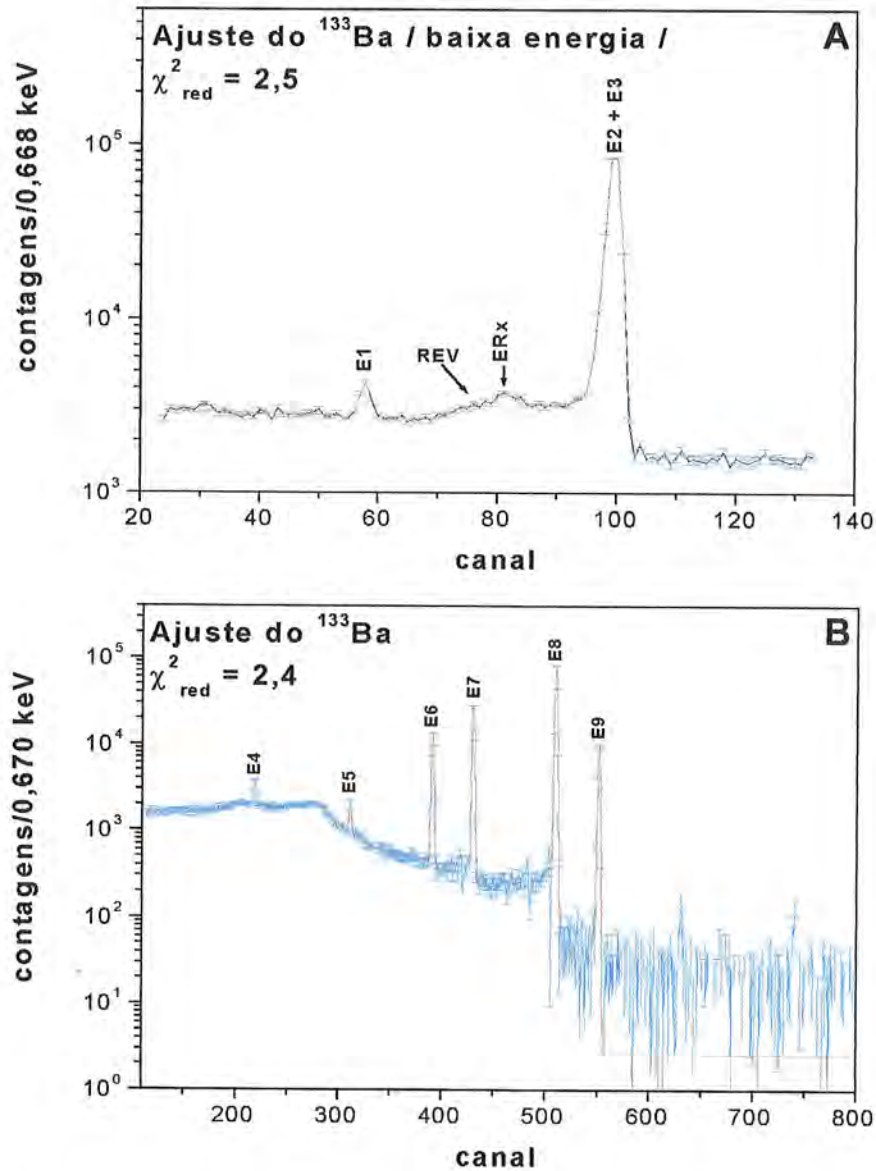


Figura D.34. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. Na figura “A” é mostrada a região dos fótons de energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV) e E3(80,98 keV), respectivamente. Na figura “B” são mostrados os fotopicos de maior energia, E4(160,6 keV), E5(223,2 keV), E6(276,4 keV), E7(302,8 keV), E8(356,0 keV) e E9(383,8 keV). Estes fotopicos encontram-se sobre um fundo contínuo devido a o efeito Compton (simple e múltiplo), a estrutura do REV e a segunda componente da coleção incompleta de carga (f_3).

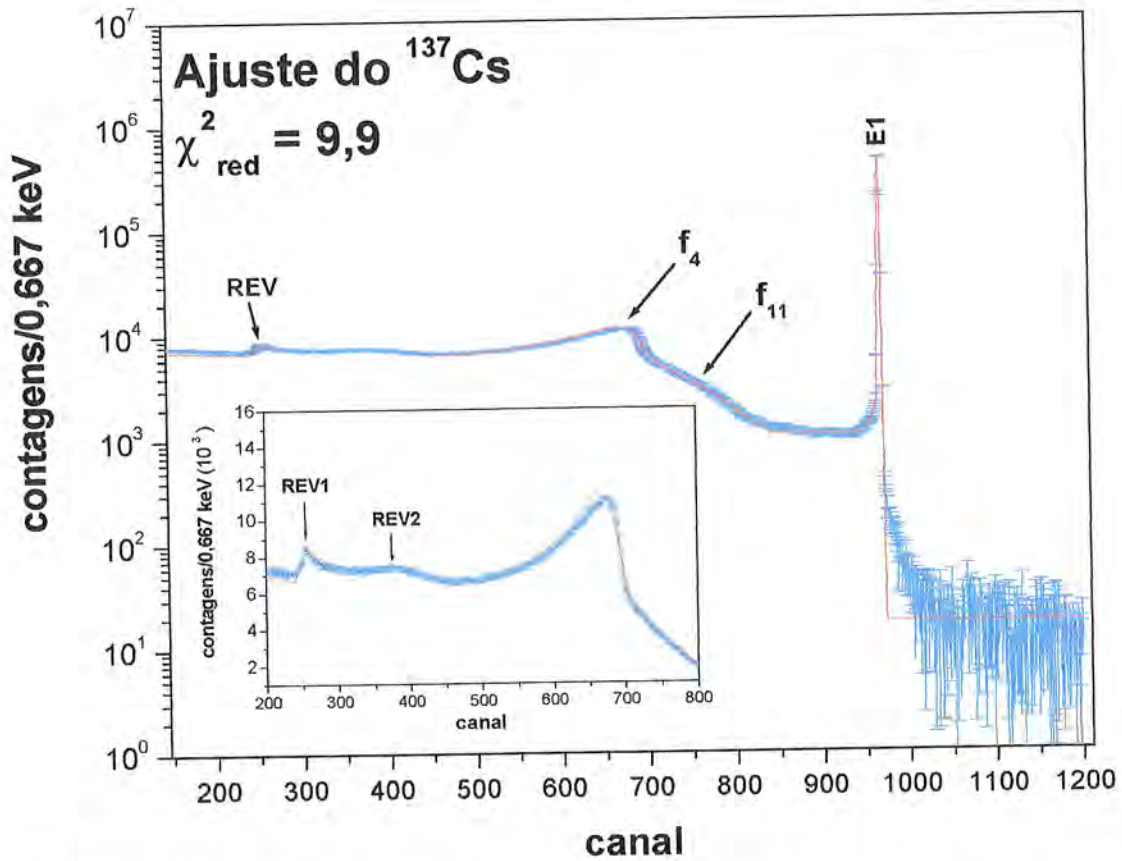


Figura D.35. Ajuste do espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. Na figura é mostrado o fotopico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1(661,66 keV). Da mesma forma mostram-se as estruturas do Compton simples (f_4) e múltiplo (f_{11}). A estrutura do REV encontra-se mais detalhada na pequena figura, onde são indicados dois picos REV1 e REV2.

O ajuste do espectro da figura D.35 não considerou o segundo pico, identificado como REV2, na estrutura do REV.

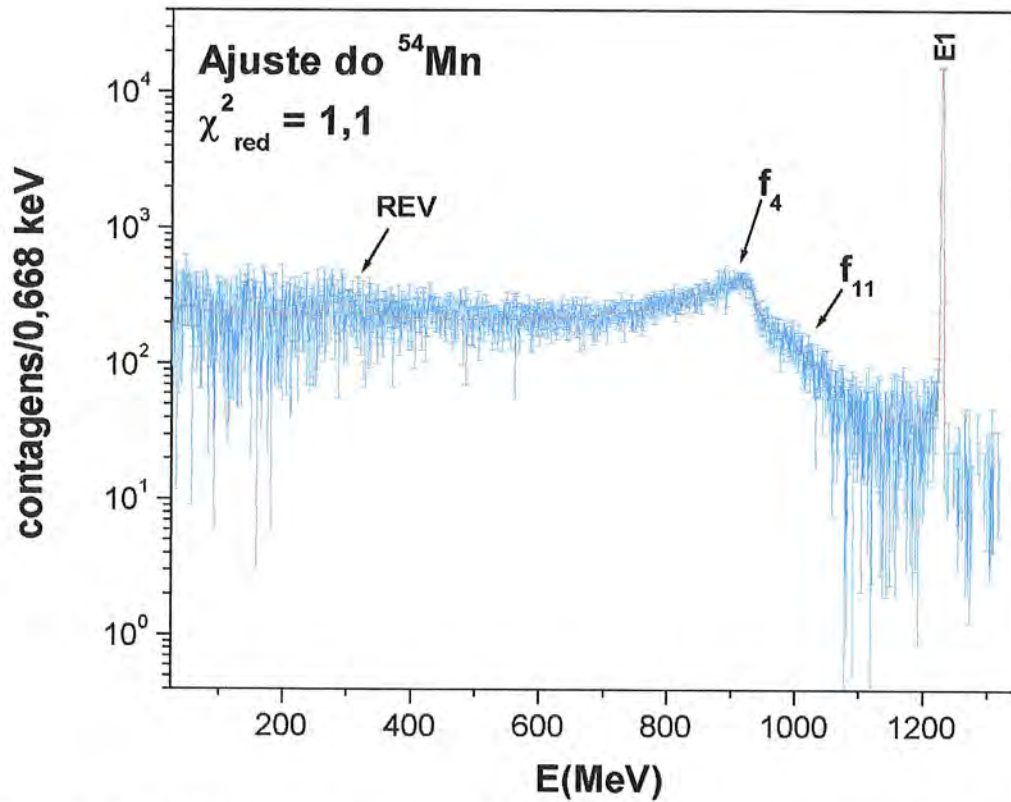


Figura D.36. Ajuste do espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição. Na figura é mostrado o foto pico e a parte contínua do espectro produzido pelo fóton de energia E1(834,8 keV). Na figura também são mostradas as estruturas do Compton simples (f_4) e múltiplo (f_{11}). O espectro experimental mostra indícios da estrutura do (REV).

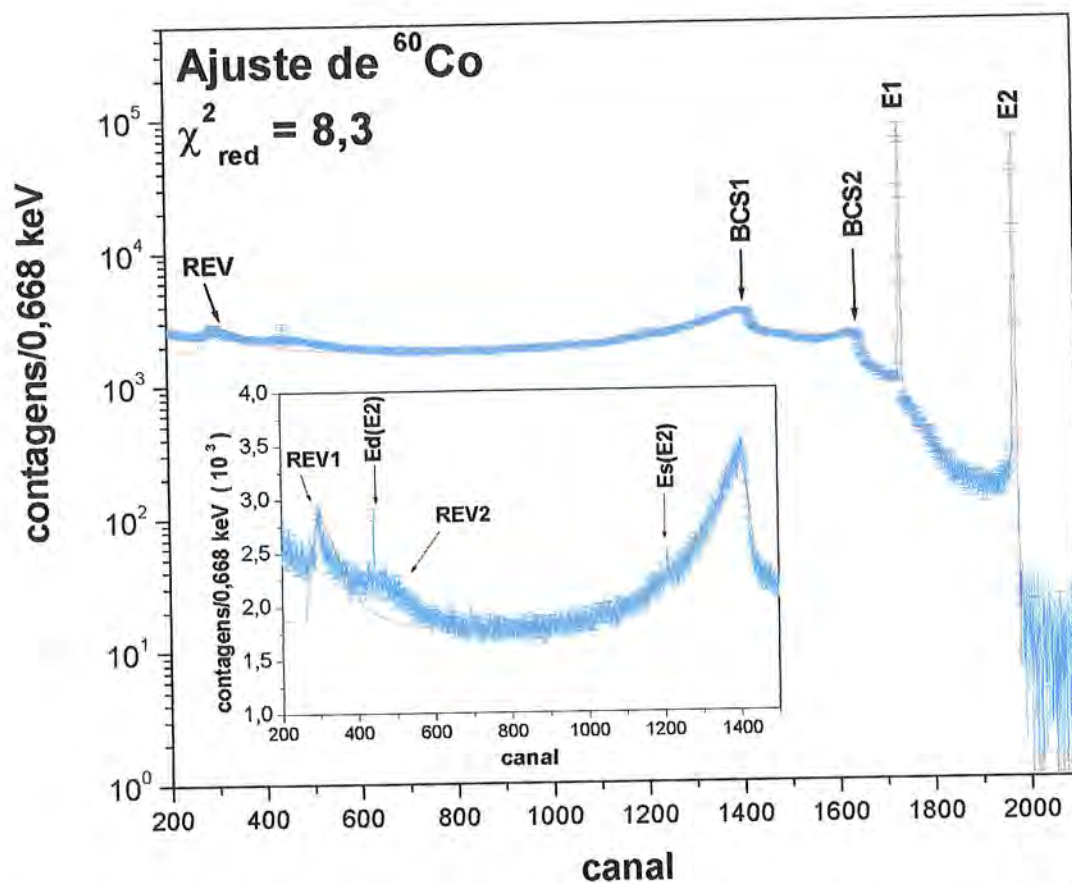


Figura D.37. Ajuste do espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. Na figura são mostrados os fotopicos e a parte contínua do espectro produzidos pelos fótons de energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV), respectivamente. Pode-se ver também o pico de escape simples (Es(E2)) e o pico de escape duplo (Ed(E2)) correspondentes ao fóton de energia E2. As duas bordas do Compton simples, BCS1 e BCS2, estão também indicadas. Em detalhe na figura menor, indica-se também os dois picos na estrutura do REV, sendo que o segundo deles, REV2, não foi ajustado.

D.3.2 Ajuste dos parâmetros como função da energia.

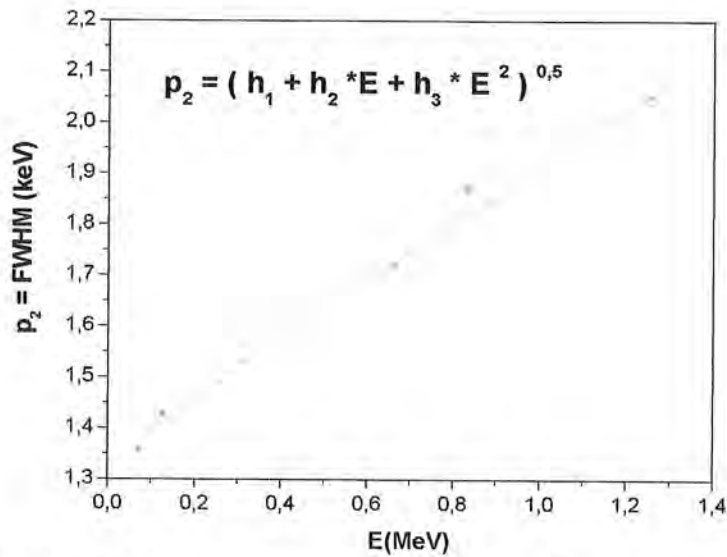


Figura D.38. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).

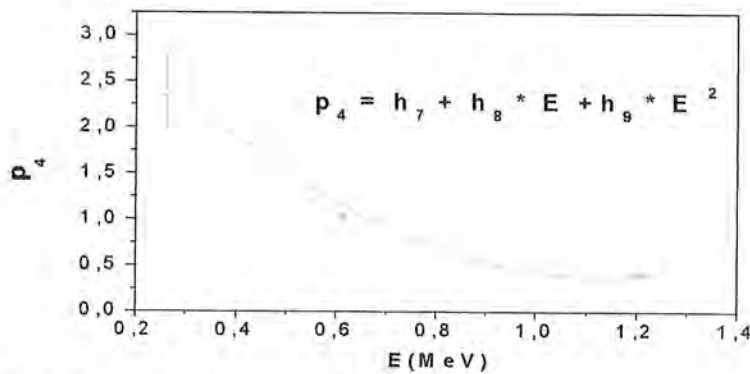
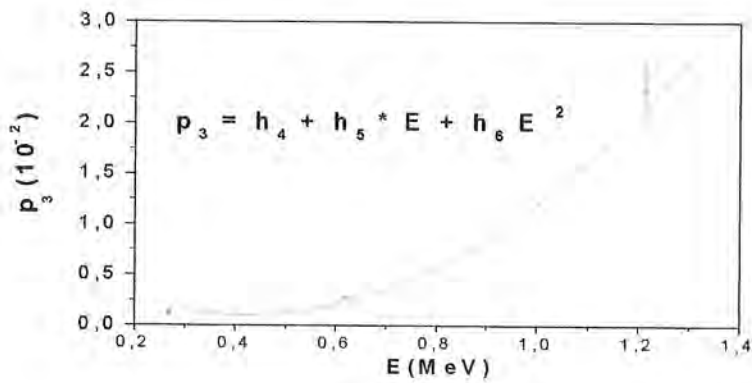


Figura D.39. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2).

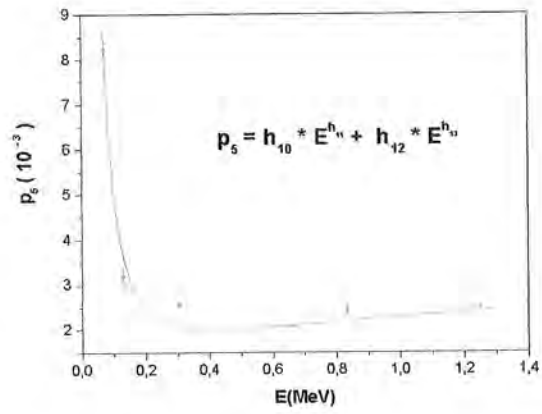


Figura D.40. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).

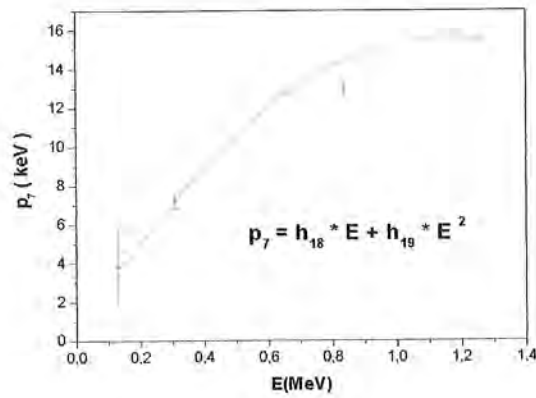
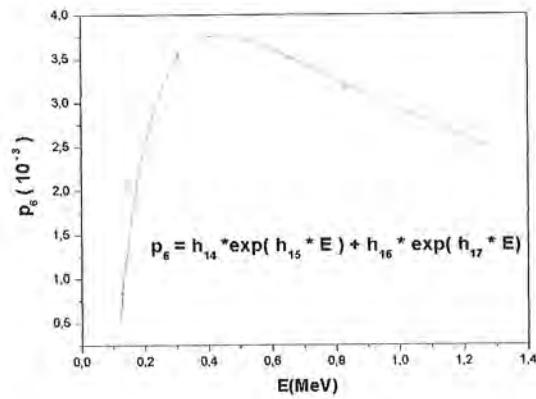


Figura D.41. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 do Compton simples (f_4).

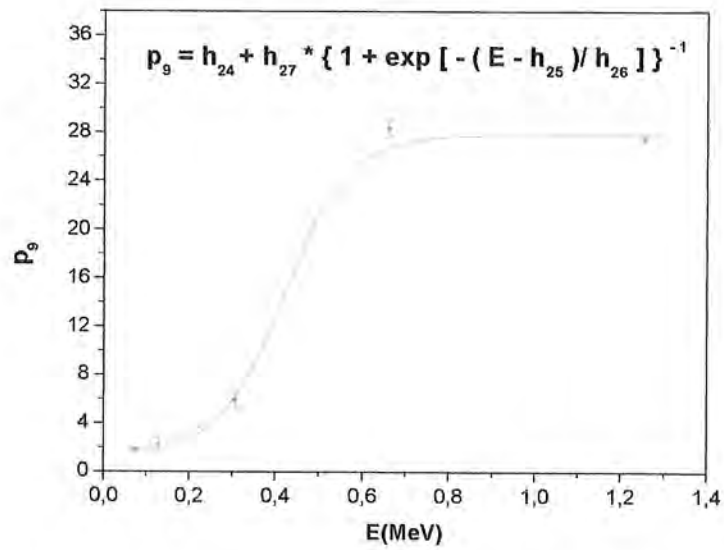
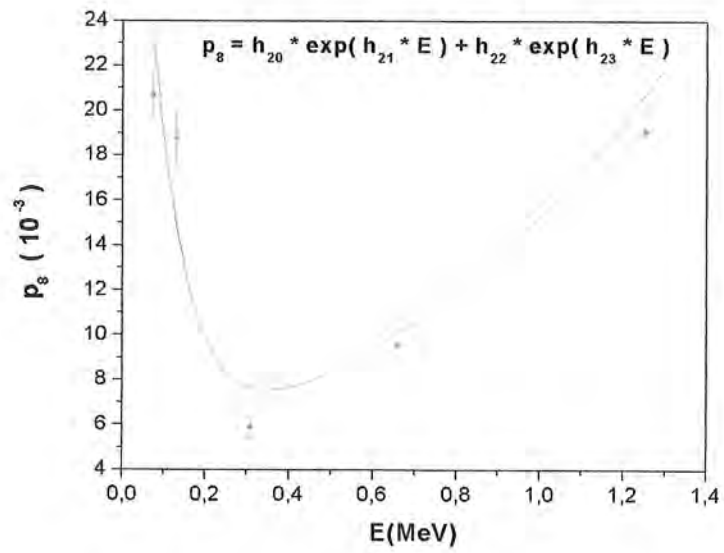


Figura D.42. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.

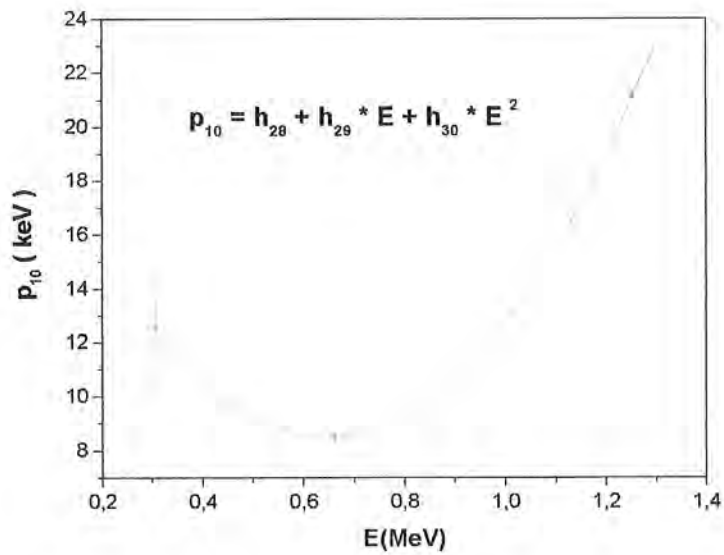


Figura D.43. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.

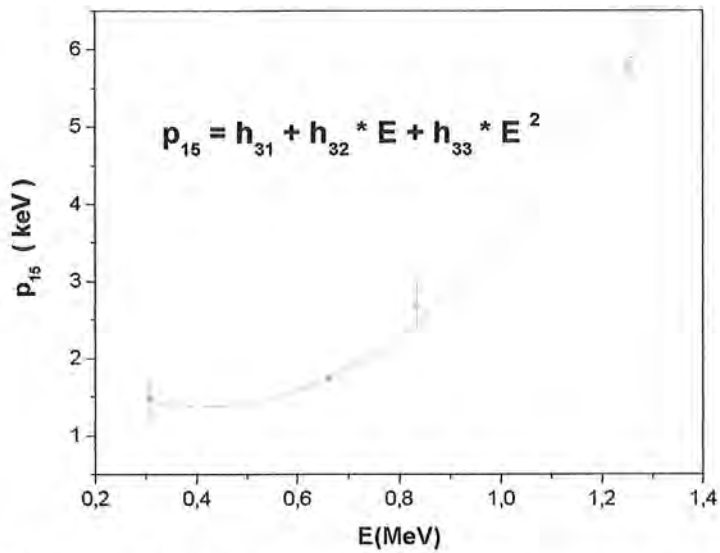


Figura D.44. Ajuste do parâmetro p_{15} que fornece um certo grau de liberdade para posição da borda Compton na função f_4 .

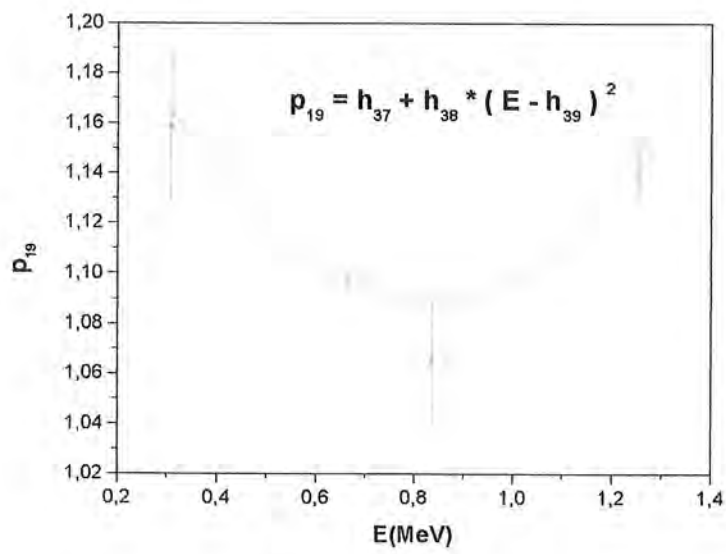
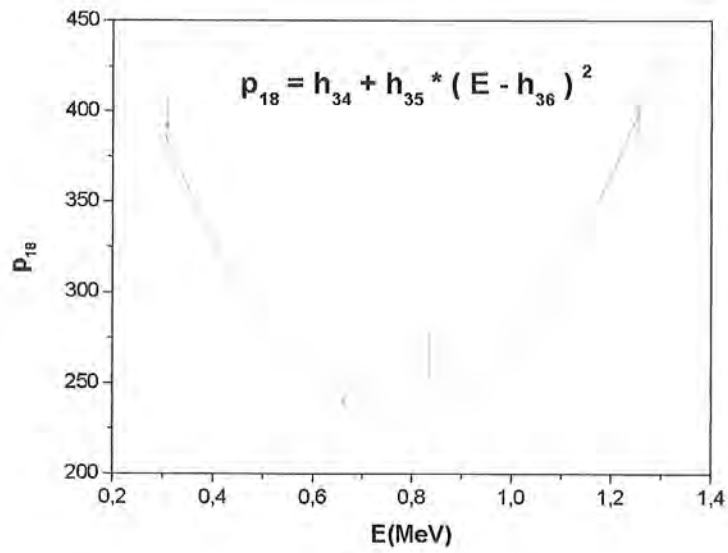


Figura D.45. Ajuste dos parâmetros p_{18} e p_{19} para o efeito Compton múltiplo no cristal (f_{11}).

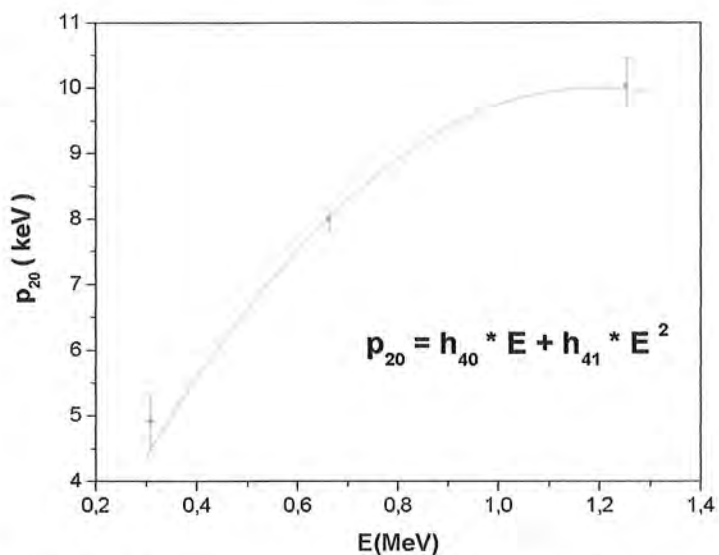


Figura D.46. Ajuste do parâmetro p_{20} que fornece o ponto de junção entre o Compton simples e o Compton múltiplo no cristal.

D.3.3 Teste da função resposta.

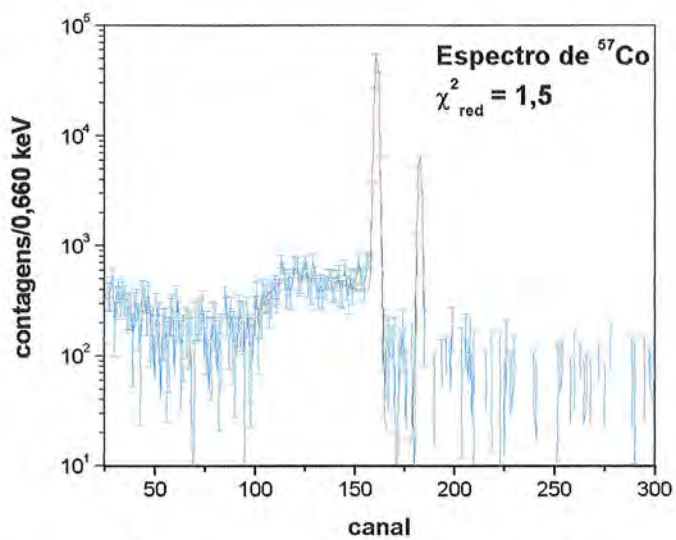


Figura D.47. Espectro ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5.

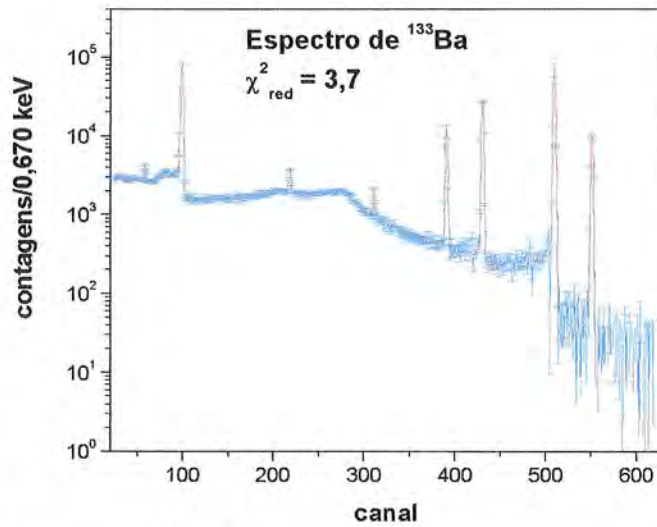


Figura D.48. Espectro de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi de 3,7.

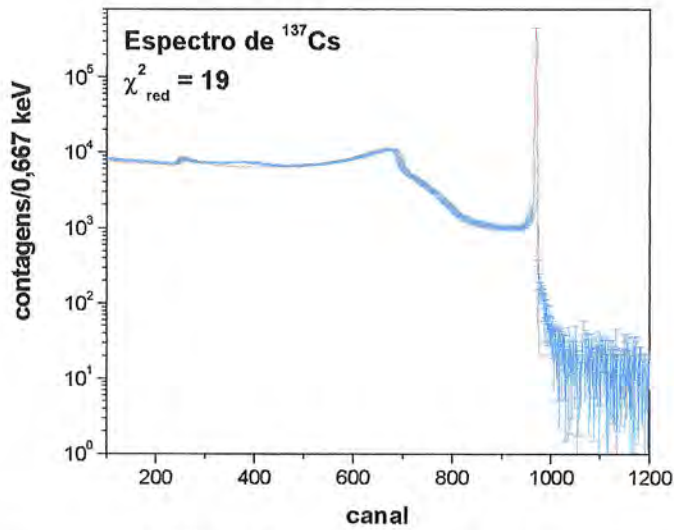


Figura D.49. Espectro de ^{137}Cs . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 19.

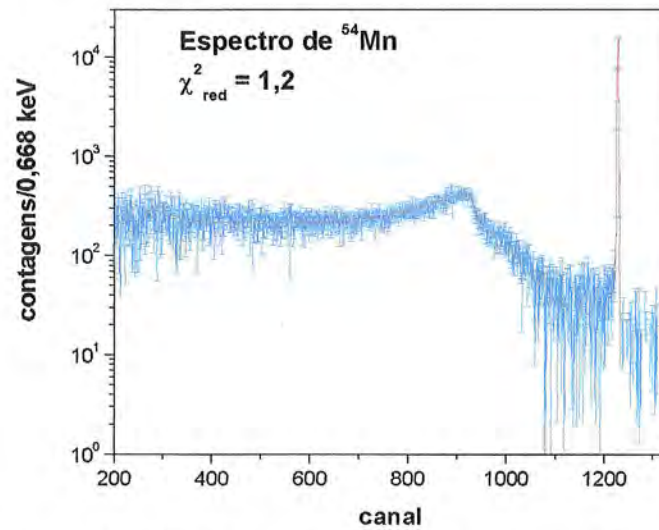


Figura D.50. Espectro de ^{54}Mn . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,2.

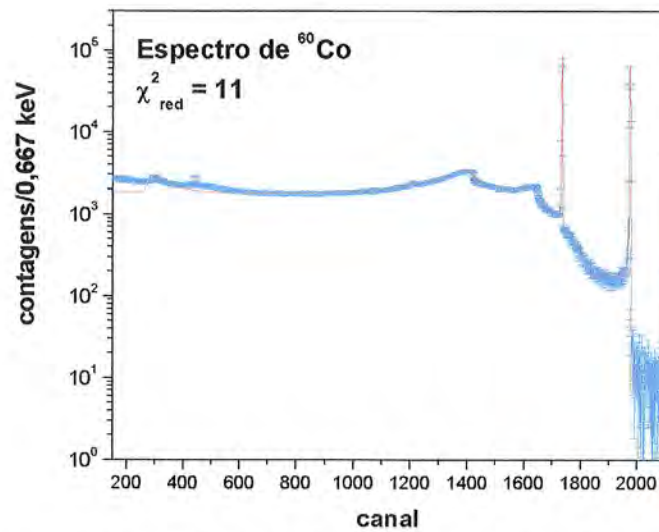


Figura D.51. Espectro de ^{60}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 11.

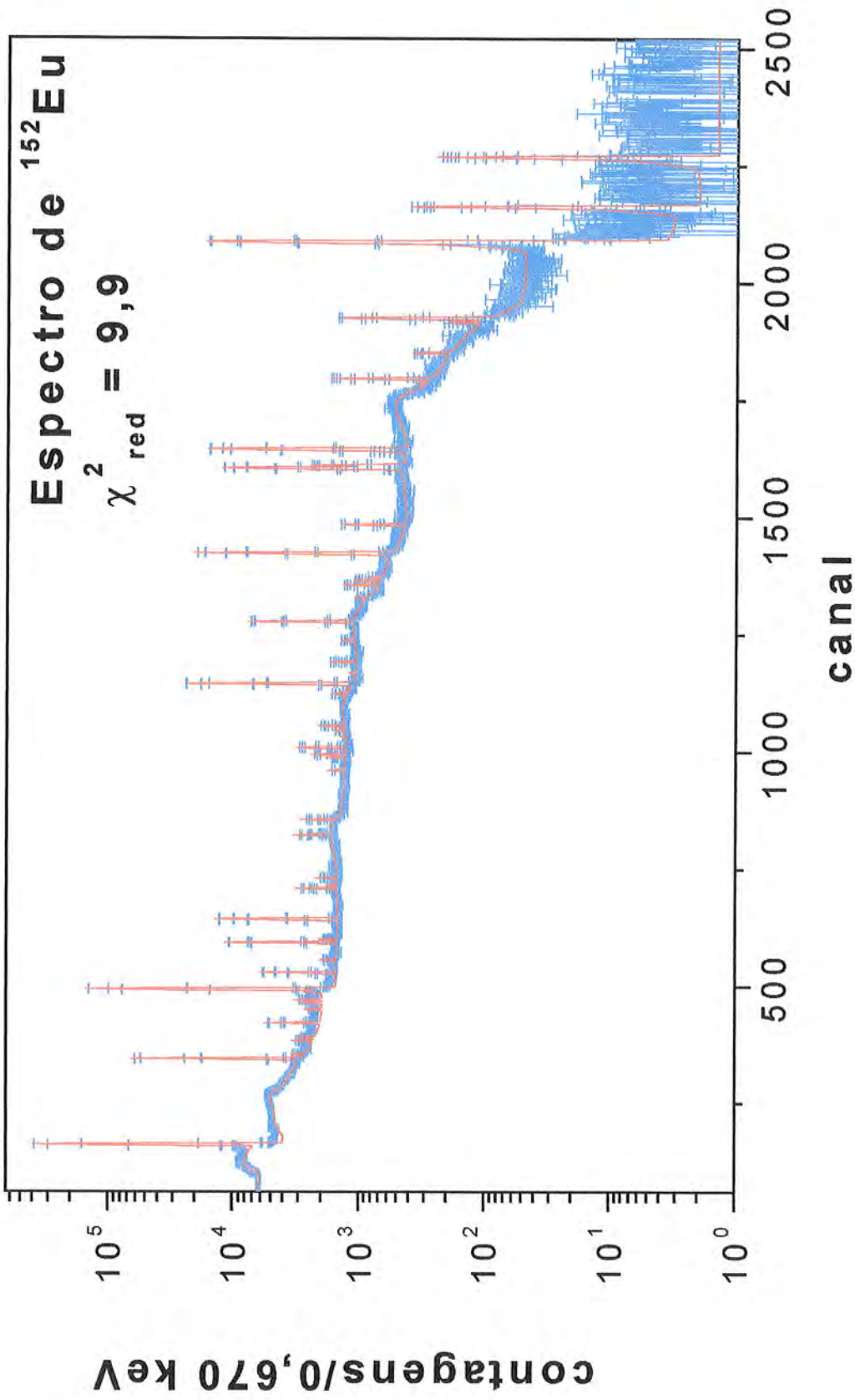


Figura D.52. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 9,9.

D.4 Referências.

[1] M. J. Berger, J. H. Hubbell, XCOM: Photon Cross Sections Data Base, NIST Standard Reference Data Base 8, Version 2.0 (1990).

<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>

[2] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3^a edição, 2000, John Wiley & Sons, Inc.

[3] F. Scolze, H. Henneken, P. Kuschnerus, H. Rabus, M. Ritcher, G. Ulm, Nucl. Instr. and Meth. A439(2000) 208-215.

Apêndice E

Valores dos Parâmetros Ajustados das Funções dos p_i

Apêndice E

Nas tabelas contendo os valores dos parâmetros, há cinco (indicados com *) que não possuem incerteza. Isto foi devido a que, durante o ajuste o valor estimado foi mantido fixo.

Tabela E.1. Valores dos parâmetros ajustados c_i correspondentes ao detector D3.

Parâmetro p_i	Valores dos parâmetros c_i que ajustam os p_i
p_2 (FWHM em MeV)	$c_1 = 2,609(13)e-7$ $c_2 = 1,028(47)e-6$ $c_3 = 4,08(32)e-6$
p_3 da CIC	$c_4 = 1,039(67)e-2$ $c_5 = -6,08(54)e-2$
p_4 da CIC	$c_6 = -6,4(13)e-1$ $c_7 = 2,21(20)e1$
p_5 da CIC	$c_8 = 6,02(86)e-2$ $c_9 = -9,46(67)e1$ $c_{10} = 2,71(13)e-3$ $c_{11} = -1,53(62)$
p_6 do Compton simples	$c_{12} = 7,29(62)e-4$ $c_{13} = -1,38(68)$ $c_{14} = -6,8(15)e-4$ $c_{15} = -6,9(28)e1$
p_7 do Compton simples	$c_{16} = 2,4(10)e-3$ $c_{17} = 9,6(10)e-2$
p_8 da estrutura do REV	$c_{18} = 1,11(6)e-1$ $c_{19} = -6,03(50)e1$ $c_{20} = 2,19(18)e-2$ $c_{21} = -2,72(63)$
p_9 da estrutura do REV	* $c_{22} = 3,64e-1$ $c_{23} = 4,64(9)e-2$ $c_{24} = 1,35(4)e-2$ $c_{25} = 4,55(10)$
p_{10} da estrutura do REV	$c_{26} = 1,891(15)e-4$ $c_{27} = 9,73(14)e-2$ $c_{28} = 6,29(3)e-2$
p_{13} da estrutura do REV	$c_{29} = -4,1(14)e1$ $c_{30} = 1,59(35)e3$ $c_{31} = -6,8(20)e3$
p_{14} do escape de raios-X	$c_{32} = 6,92(27)e-3$ $c_{33} = -4,17(27)e-2$

Tabela E.2. Valores dos parâmetros ajustados a_i correspondentes ao detector D4.

Parâmetro p_i	Valores dos parâmetros c_i que ajustam os p_i
p_2 (FWHM em MeV)	$a_1 = 3,4379(47)e-7$ $a_2 = 1,697(12)e-6$
p_3 da CIC	$a_3 = 9,268(15)e-4$
p_4 da CIC	$a_4 = 2,0(10)$ $a_5 = -42(17)$ $a_6 = 4,68e2$
p_5 da CIC	$a_7 = 1,18(20)e-3$ $a_8 = -4,6(18)$ $a_9 = 5,27(73)e-3$ $a_{10} = -81(12)$
p_6 do Compton simples	$a_{11} = 1,11(10)e-3$ $a_{12} = -1,40(70)$ $a_{13} = -1,02(22)e-3$ $a_{14} = -68(27)$
p_7 do Compton simples	$a_{15} = 4,6(20)e-3$ $a_{16} = 1,86(19)e-1$
p_8 da estrutura do REV	$a_{17} = 8,3(15)e-2$ $a_{18} = -1,40(32)$ $a_{19} = 6,7(15)$
p_9 da estrutura do REV	$a_{20} = -1,04(10)$ $a_{21} = 89,2(73)$ $a_{22} = -3,35(44)e2$
p_{10} da estrutura do REV	$a_{23} = 5,38(40)e-4$ $a_{24} = -1,72(46)e-2$ $a_{25} = 2,02(38)e-1$
p_{11} da estrutura do REV	$a_{26} = 2,92(40)e-3$ $a_{27} = -2,43(20)e-2$ $a_{28} = 6,7(19)e-2$
p_{12} da estrutura do REV	$a_{29} = 1,55(50)e-3$ $a_{30} = -4,38(55)e-2$ $a_{31} = 5,35(90)e-1$
p_{14} do escape de raios-X	$a_{32} = 7,91(86)e-4$ $a_{33} = 7,4(13)$ $a_{34} = 4,73(72)e-1$ $a_{35} = -94,5(91)$

Tabela E.3. Valores dos parâmetros ajustados d_i correspondentes ao detector D5.

Parâmetro p_i	Valores dos parâmetros d_i que ajustam os p_i
p_2 (FWHM em MeV)	$d_1 = 3,21(5)e-8$ $d_2 = 3,23(2)e-6$ $d_3 = -3,23e-6$
p_3 da CIC	$d_4 = 1,98(15)e-2$
p_4 da CIC	$d_5 = 8,03(41)e-1$
p_5 da CIC	$d_6 = 4,2(13)e-1$ $d_7 = -3,26(21)e2$ $d_8 = 1,24(5)e-3$ $d_9 = 1,80(56)$
p_6 do Compton simples	$d_{10} = 8,15(74)e-2$ $d_{11} = -1,50(73)$ $d_{12} = -8,12(89)e-2$ $d_{13} = -1,11(32)e2$
p_8 da estrutura do REV	$d_{14} = 1,46(19)e-1$ $d_{15} = -1,37(10)e2$ $d_{16} = 2,57(5)e-2$ $d_{17} = 3,13(20)$
p_9 da estrutura do REV	$d_{18} = -2,92(21)e-1$ $d_{19} = 4,32(7)e1$
P_{10} da estrutura do REV	$d_{20} = 1,45(6)e-3$ $d_{21} = -8,38(35)e-2$ $d_{22} = 1,62(5)$
P_{11} da estrutura do REV	$d_{23} = -6,3(13)e-6$ $d_{24} = 4,29(75)e-4$ $d_{25} = -4,5(10)e-3$
P_{12} da estrutura do REV	$d_{26} = 4,58(70)e-3$ $d_{27} = -1,79(41)e-1$ $d_{28} = 2,89(58)$

** A forma funcional do parâmetro p_6 (amplitude relativa do efeito Compton simples) não foi usada para compor a FR deste detector. Veja a discussão deste parâmetro no apêndice D na seção D.2.

Tabela E.4. Valores dos parâmetros ajustados e_i correspondentes ao detector D1.

Parâmetro p_i	Valores dos parâmetros e_i que ajustam os p_i
p_2 (FWHM em MeV)	$e_1 = 1,3860(67)e-6$ $e_2 = 2,212(10)e-6$
p_3 da CIC	$e_3 = 1,43(44)e-2$ $e_4 = 5,15(54)e-2$
p_4 da CIC	$e_5 = 5,5(12)e-1$ $e_6 = -3,1(27)e-1$ $e_7 = 1,6(14)e-1$
p_5 da CIC	$e_8 = 8,19(92)e-4$ $e_9 = -5,22(48)e-1$ $e_{10} = 5,45(93)e-4$ $e_{11} = 1,08(22)$
p_6 do Compton simples	$e_{12} = 4,031(49)e-3$ $e_{13} = -5,58(10)e-1$ $e_{14} = -7,09(58)e-3$ $e_{15} = -7,11(45)$
p_7 do Compton simples	$e_{16} = -3,2(11)e-3$ $e_{17} = 3,38(27)e-2$ $e_{18} = -1,49(15)e-2$
p_8 da estrutura do REV	$e_{19} = 5,08(45)e-2$ $e_{20} = -1,07(11)e1$ $e_{21} = 7,33(50)e-3$ $e_{22} = 1,57(81)e-1$
p_9 da estrutura do REV	$e_{23} = 6,15(21)e-1$ $e_{24} = 1,251(42)e-1$ $e_{25} = 9,49(63)e1$
P_{10} da estrutura do REV	$e_{26} = 1,00(12)e-2$ $e_{27} = -1,73(30)e-2$ $e_{28} = 1,12(17)e-2$
P_{16} do Compton múltiplo	$e_{32} = 2,715(38)e2$ $e_{33} = 9,15(54)e2$ $e_{34} = 7,83(11)e-1$
P_{19} do Compton múltiplo	$e_{35} = 1,1205(85)$ $e_{36} = 1,56(90)e-1$ $e_{37} = 5,4(24)e-1$
p_{16} do Compton simples.	$e_{29} = 2,31(78)e-3$ $e_{30} = -3,7(19)e-3$ $e_{31} = 5,3(10)e-3$
p_{20} para a junção do Compton simples com o múltiplo	$e_{38} = 1,430(76)e-2$ $e_{39} = -6,94(86)e-3$

Tabela E.5. Valores dos parâmetros ajustados h_i correspondentes ao detector D2.

Parâmetro p_i	Valores dos parâmetros h_i que ajustam os p_i
p_2 (FWHM em MeV)	$h_1 = 1,793(10)e-6$ $h_2 = 1,609(31)e-6$ $h_3 = 2,51(23)e-7$
p_3 da CIC	$h_4 = 6,8(13)e-3$ $h_5 = -2,74(55)e-2$ $h_6 = 3,26(54)e-2$
p_4 da CIC	$h_7 = 4,0(12)$ $h_8 = -6,4(28)$ $h_9 = 2,8(15)$
p_5 da CIC	$h_{10} = 5,38(98)e-5$ $h_{11} = -1,861(70)$ $h_{12} = 2,226(20)e-3$ $h_{13} = 2,92e-1$
p_6 do Compton simples	$h_{14} = 5,136(34)e-3$ $h_{15} = -5,624(66)e-1$ $h_{16} = -1,25(11)e-2$ $h_{17} = -8,95(43)$
p_7 do Compton simples	$h_{18} = 2,713(38)e-2$ $h_{19} = -1,180(42)e-2$
p_8 da estrutura do REV	$h_{20} = 4,31(15)e-3$ $h_{21} = 1,187(30)$ $h_{22} = 4,02(56)e-2$ $h_{23} = -1,18(16)e1$
p_9 da estrutura do REV	$h_{24} = 1,52(18)$ $h_{25} = 4,20(15)e-1$ $h_{26} = 7,37e-2$ $h_{27} = 2,628(32)e1$
p_{10} da estrutura do REV	$h_{28} = 2,31(53)e-2$ $h_{29} = -4,5(12)e-2$ $h_{30} = 3,47(64)e-2$
p_{18} do Compton múltiplo	$h_{34} = 2,343(42)e2$ $h_{35} = 7,05(52)e2$ $h_{36} = 7,70(14)e-1$
p_{19} do Compton múltiplo	$h_{37} = 1,0882(74)$ $h_{38} = 2,85(90)e-1$ $h_{39} = 8,27(44)e-1$
p_{15} do Compton simples	$h_{31} = 2,48(60)e-3$ $h_{32} = -5,3(14)e-3$ $h_{33} = 6,30(79)e-3$
p_{20} para a junção do Compton simples com o múltiplo	$h_{40} = 1,680(61)e-2$ $h_{41} = -7,05(67)e-3$

Apêndice F

Resultados da Extrapolação da FR para os Detectores D5(Si(Li)) e D2 (50 cm³)

Apêndice F

F.1 Resultados da extrapolação da FR para o detector D5(Si(Li)) usando 2,6 cm de distância fonte-detector com a geometria simples.

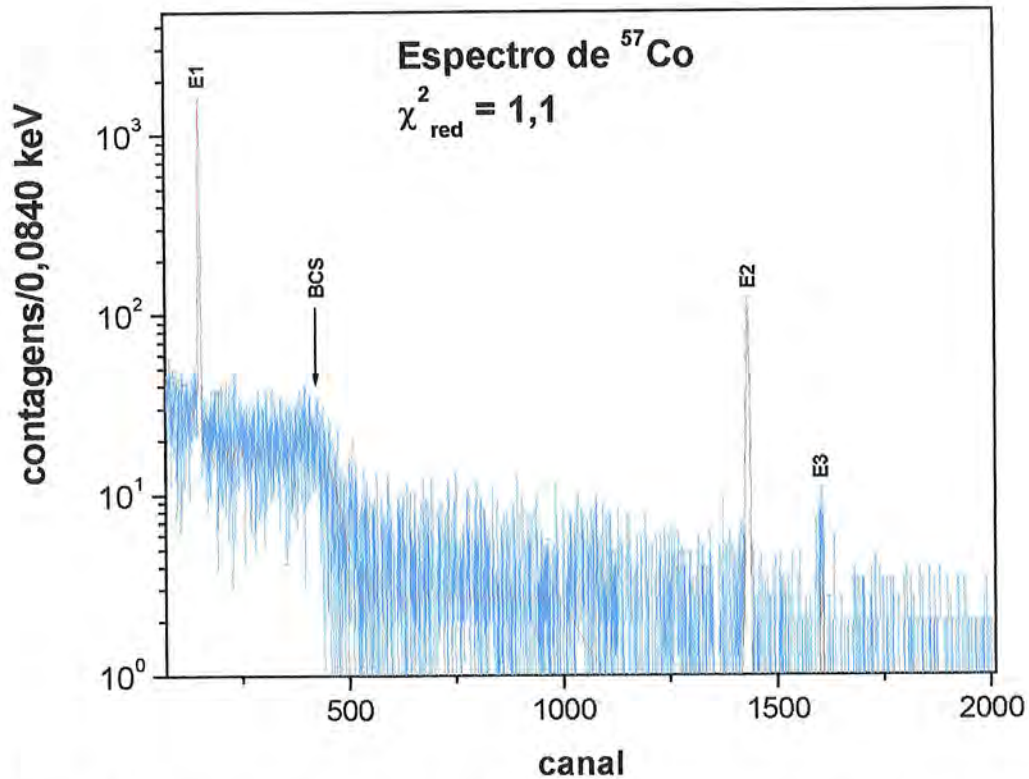


Figura F.1. Espectro de ^{57}Co para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ_{red}^2 foi de 1,1. São mostrados na figura os três fótons nas energias E1(14,4 keV), E2(122 KeV) e E3(136 keV) e o BCS do fóton de energia E2.

Na figura F.1 observa-se que a estatística de eventos, coletada com este detector e a essa distância, é muito baixa não podendo distinguir efeitos como a estrutura do REV. Entre a borda do Compton simples (BCS) e o fóton de energia E2 só há necessidade da segunda componente da CIC (f_3) para o ajuste.

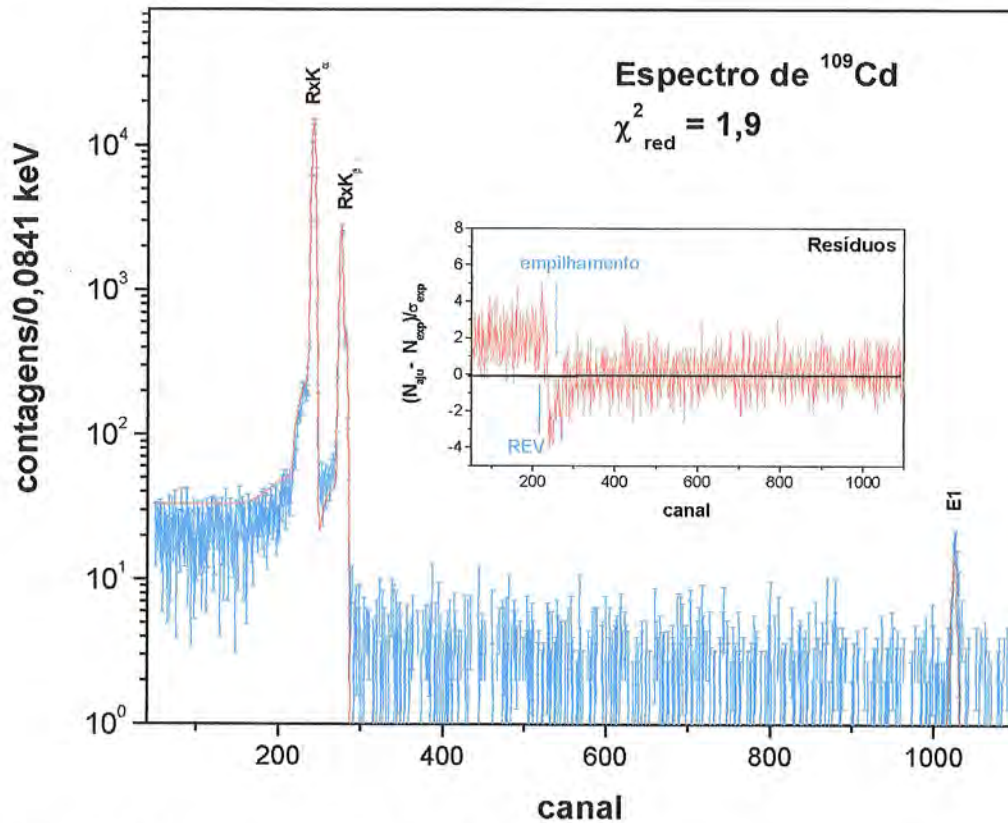


Figura F.2. Espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição. O valor de χ_{red}^2 foi de 1,9. Na figura são indicados o grupo dos raios-X K_α e K_β e com muita pouca estatística o fóton na energia E1(88 keV). A pequena figura é um gráfico dos resíduos do ajuste.

Através do resultado dos resíduos, figura F.2, observa-se a presença de empilhamento entre o grupo dos raios-X. A estrutura do REV dos raios-X K_α aparece deslocada para cima, indicando desta forma a superestimação da sua amplitude relativa, p_8 .

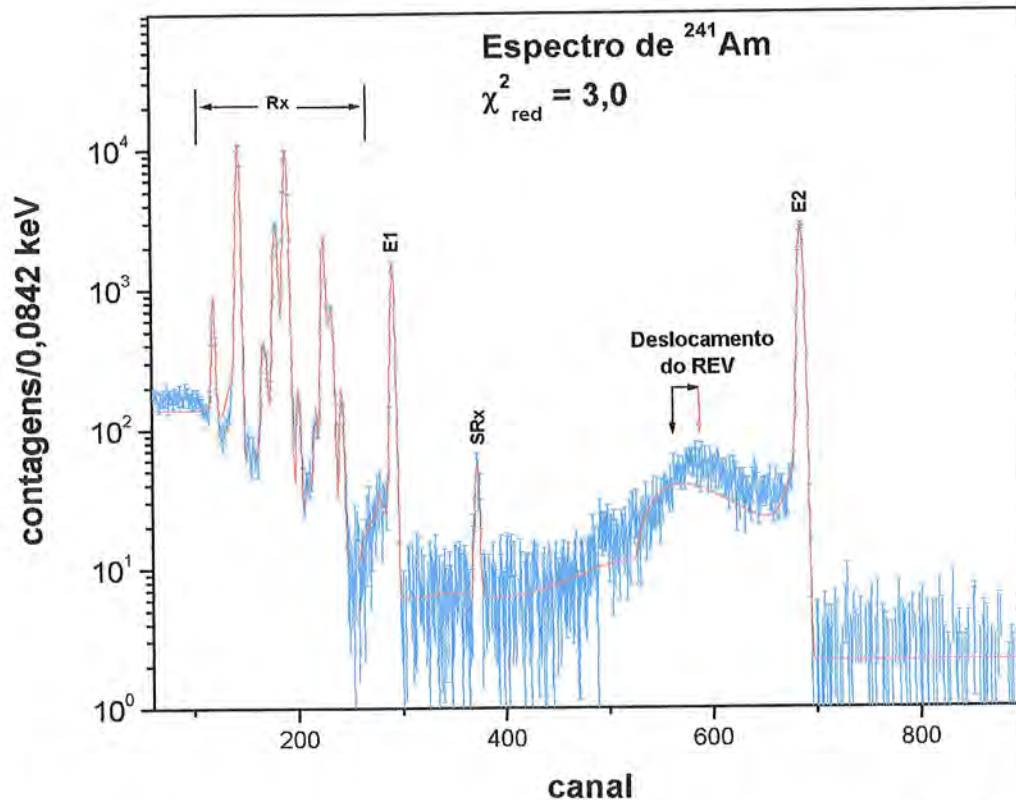


Figura F.3. Espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 3,0. Na figura são mostradas a região dos raios-X, os dois fótons nas energias E1(26,34 keV) e E2(59,5 keV), respectivamente, uma soma de raios-X (SRx) e a estrutura do REV deslocada.

Na figura F.3 é mostrado que o espectro experimental é bem descrito pelo ajuste, determinando para esta distância (2,6 cm) o limite para análise de espectros experimentais com baixa estatística. Esta é uma característica já observada nos ajustes do detector D3 a distâncias de 5 cm e 10 cm.

A estrutura do REV encontra-se deslocada à direita (indicado pelas flechas) mostrando o favorecimento de espalhamentos a $\sim 115^\circ$.

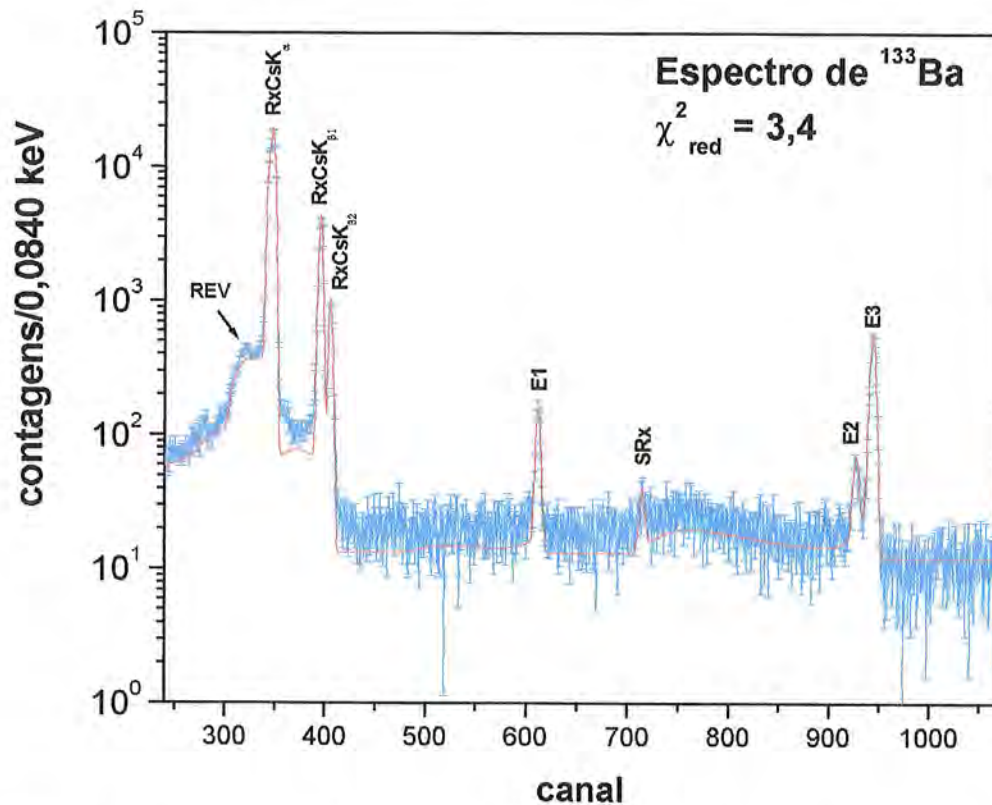


Figura F.4. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ_{red}^2 foi de 3,4. Na figura é mostrado o grupo dos raios-X, os fótons nas energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV) e E3(80,98 keV), a estrutura do REV e uma soma de raios-X, SRx.

Na figura F.4 mostra que o ajuste do espectro de ^{133}Ba à distância de 2,6 cm, apresenta uma melhor descrição quando comparada com a obtida a 2 mm de distância fonte-detector (figura D.29). O ajuste mostra a presença de um contínuo de eventos embaixo da região de ajuste. Estes eventos podem ser tanto efeitos de empilhamento dos raios-X como a contribuição de fótons de maior energia emitidos pela fonte de ^{133}Ba .

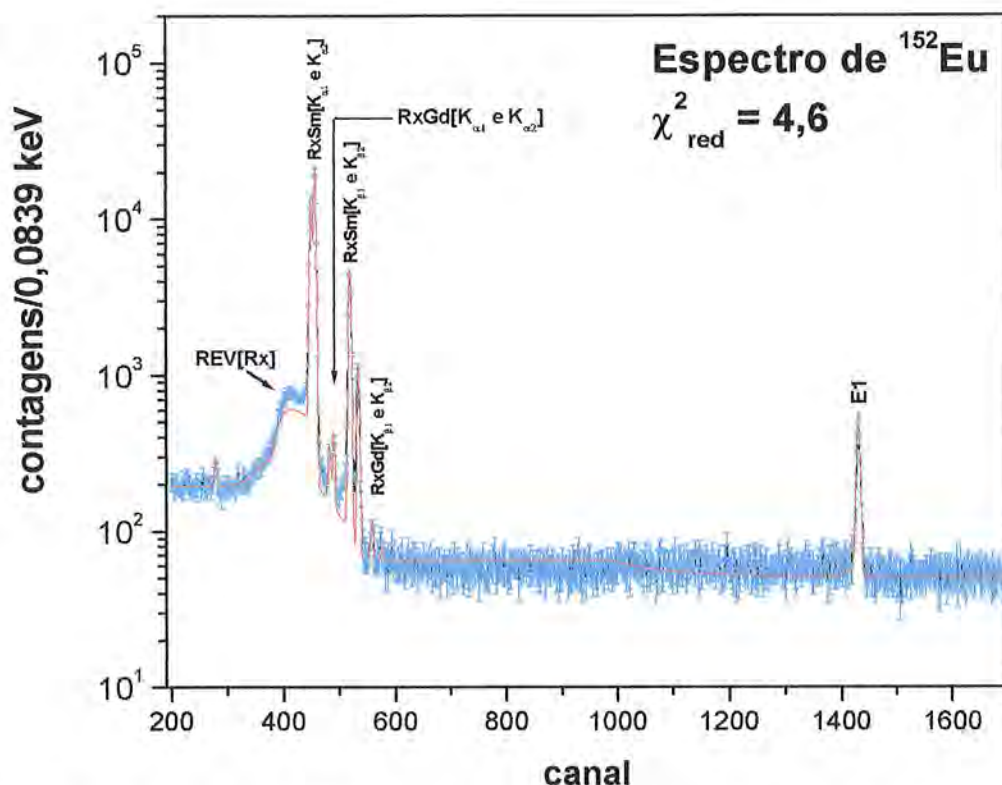


Figura F.5. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 4,6. Na figura são mostrados o grupo dos raios-X, o REV dos raios-X K_{α} do Samário, REV[Rx] e o fóton de energia E1(122 keV).

O espectro na figura F.5 apresenta uma diminuição dos eventos de empilhamento na região dos raios-X em comparação com os da figura D.30. A estrutura do REV[Rx] aparece subestimada pelo ajuste e levemente deslocada à direita. Na figura F.5 o contínuo entre a região dos raios-X e o fotopico à energia E1 encontra-se melhor descrito pelo ajuste, quando comparado com o ajuste da figura D.30.

Em termos gerais as extrapolações realizadas descrevem de maneira satisfatória as características dos espectros, precisando em alguns casos de pequenas variações dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV, f_5 .

F.2 Resultados da extrapolação da FR para o detector D2(50 cm³) usando 5 cm de distância fonte–detector com a geometria simples.

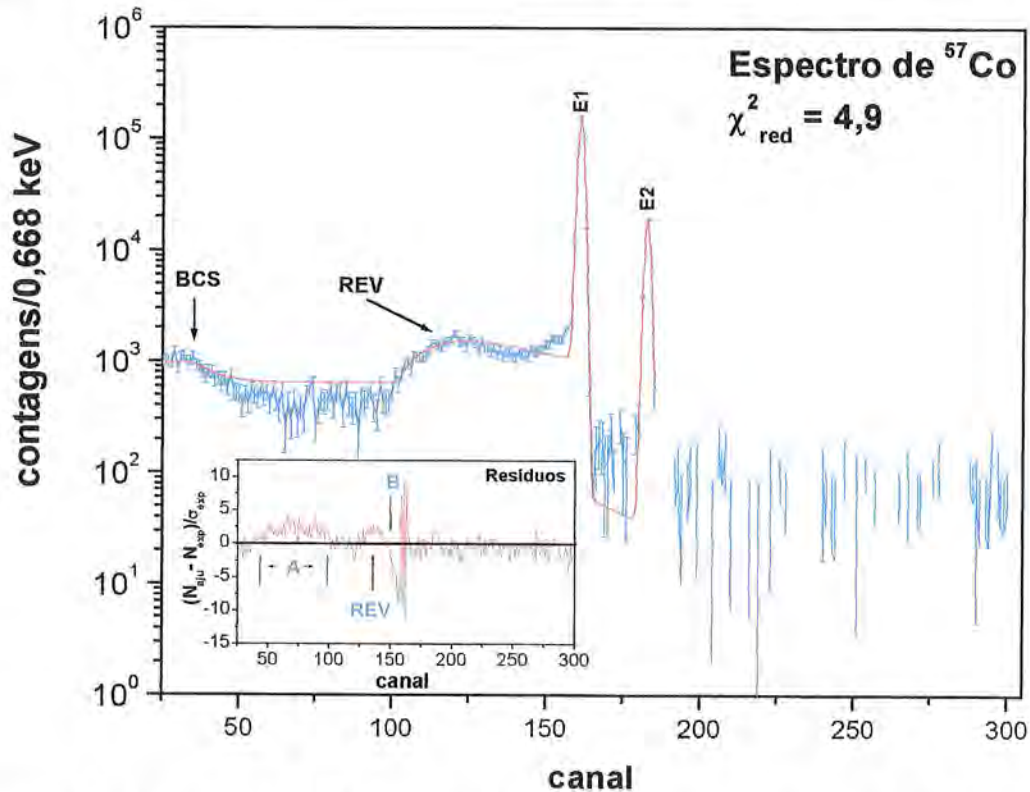


Figura F.6. Espectro de ⁵⁷Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 4,9. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(122 keV), E2(136 keV), o BCS do fóton de energia E1 e a estrutura do REV. Na figura pequena são mostrados os resíduos do ajuste

O ajuste da figura F.6 apresenta discrepâncias com o espectro experimental tanto na região do REV como na forma da coleção incompleta de carga (primeira e segunda componentes, f_2 e f_3 , respectivamente). A função f_2 deve dar conta da assimetria à esquerda do fotopico, indicado como região B na figura dos resíduos. A função f_3 neste ajuste aparece superestimada, indicada como região A na figura dos resíduos. Na figura maior, a função f_3 ajustada pode ser vista na forma de um contínuo entre o efeito Compton simples e a estrutura do REV.

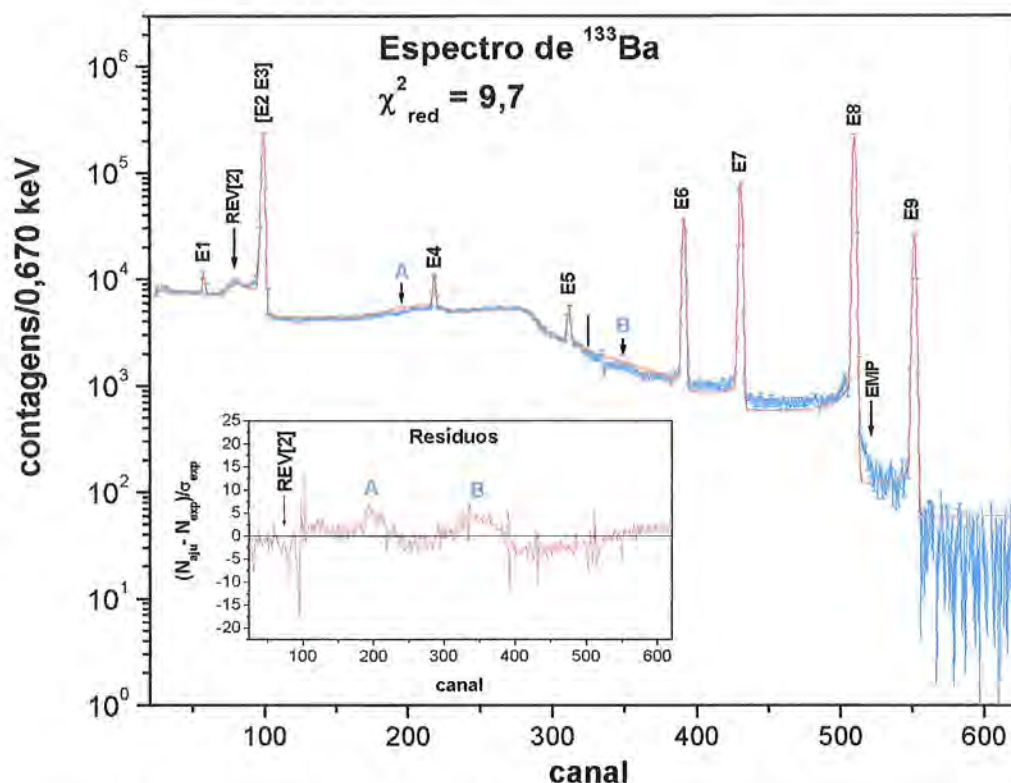


Figura F.7. Espectro de ¹³³Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ_{red}^2 foi de 9,7. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV), E3(80,98 keV), E4(160,6), E5(223,2), E6(276,4), E7(302,9), E8(356,0) e E9(383,8) e a estrutura do REV[2] do fóton de energia E2. Na pequena figura são mostrados os resíduos do ajuste.

Na figura F.7 mostra que, de maneira similar ao ajuste realizado para a fonte de ¹³³Ba (ver figura 7.9 do capítulo 7) usando o detector D1(89 cm³), foi encontrada novamente a necessidade de reavaliar os parâmetros da estrutura do REV para toda a faixa de energia de fótons que está sendo estudada. Este fato pode ser visto nas oscilações na figura dos resíduos (A e B por exemplo). Observa-se também empilhamento (EMP) à direita da energia E8.

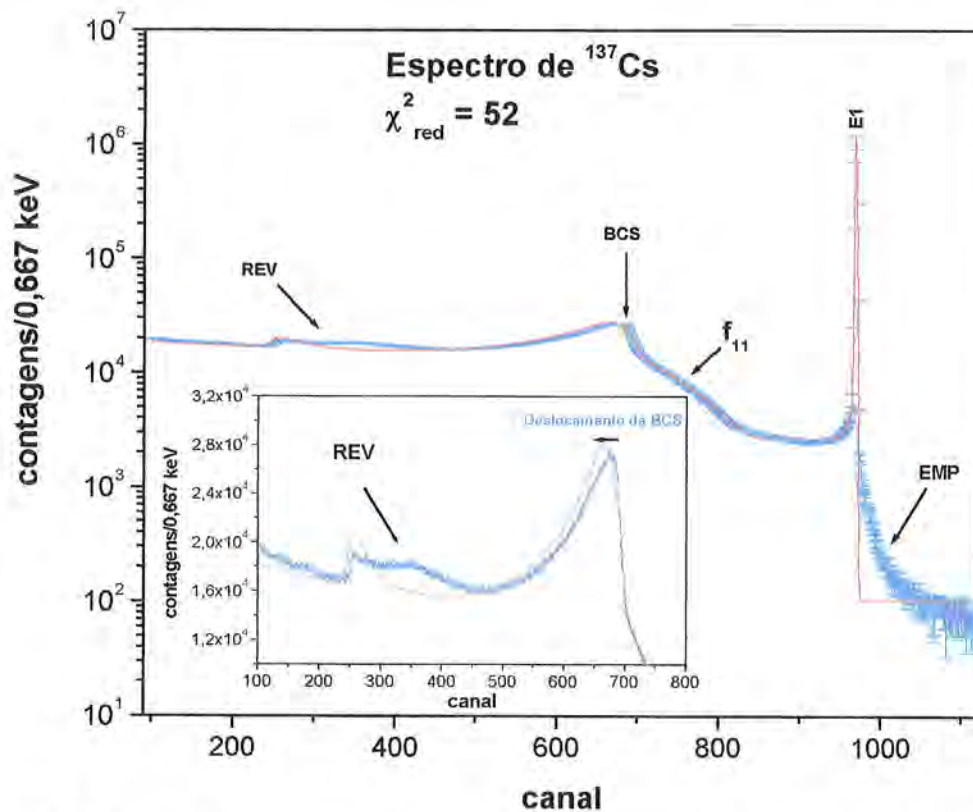


Figura F.8. Espectro de ¹³⁷Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 52. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(661,66 keV), a borda do Compton simples (BCS), o Compton múltiplo (f_{11}) e a estrutura do REV. Na pequena figura é mostrado em detalhe, a estrutura do REV e o deslocamento da BCS.

No ajuste da figura F.8, é a estrutura do REV que precisa ser reavaliada. Como já visto no ajuste da figura 7.10, para o detector D1(89 cm³), isto afeta a forma do Compton simples (desloca a BCS à esquerda) e a posição do Compton múltiplo (o Compton simples e múltiplo que estão ligados a través do parâmetro de junção p_{20} da FR).

Na pequena figura é mostrado que, para poder minimizar o valor χ^2_{red} , a forma do Compton ajustada foi deslocada para a esquerda onde eventos do REV não são descritos. Observa-se também a presença de empilhamento à direita do fóton com energia E1(661,66 keV).

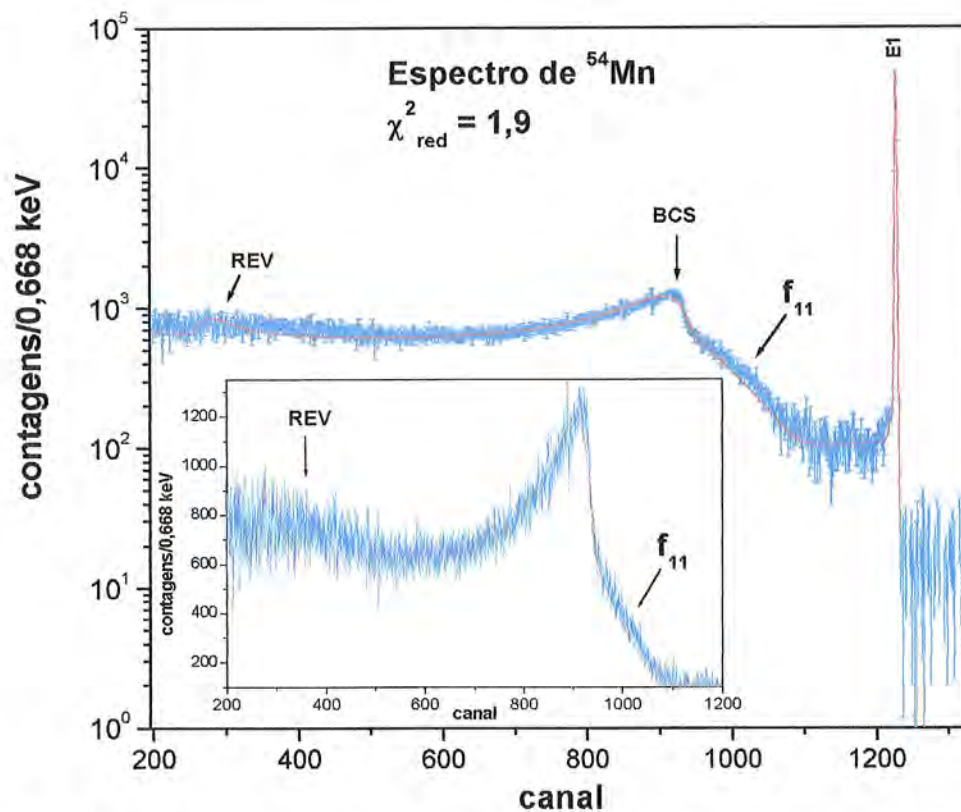


Figura F.9. Espectro de ⁵⁴Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,9. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(834,8 keV), a borda do Compton simples (BCS), o Compton múltiplo (f_{11}) e a estrutura do REV. Na figura pequena é mostrada em detalhe a região do REV e a forma total do Compton.

A descrição do espectro experimental da figura F.9 é satisfatória, precisando somente de uma leve sintonia da curvatura do Compton múltiplo que aparece um pouco subestimado.

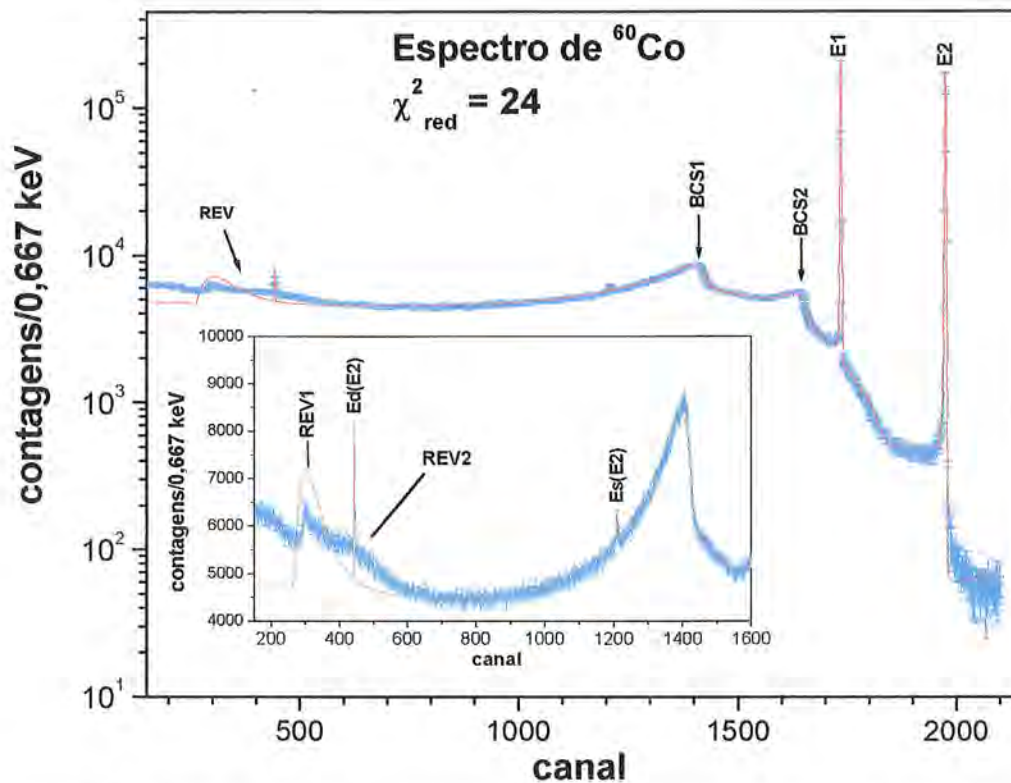


Figura F.10. Espectro de ⁶⁰Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 24. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV); as posições da borda do Compton simples BCS1 e BCS2 para ambos os fótons, respectivamente; e a estrutura do REV. Na pequena figura são mostrados os picos de escape simples, Es(E2), e duplo Ed(E2) do fóton de energia E2 e a região do REV.

O ajuste da figura F.10 é bom, restando ainda o tratamento da estrutura do REV a ser estudada. Na pequena figura observa-se que o ajuste do primeiro pico do REV fica superestimado. Isto acontece para compensar o segundo pico do REV (REV2).

Neste espectro não se observa nenhum deslocamento da forma do Compton, devido à extensa curvatura que afasta as posições das BCS da região do REV.

F.3 Resultados da extrapolação da FR para o detector D2(50 cm³) usando 18 cm de distância fonte–detector com a geometria simples.

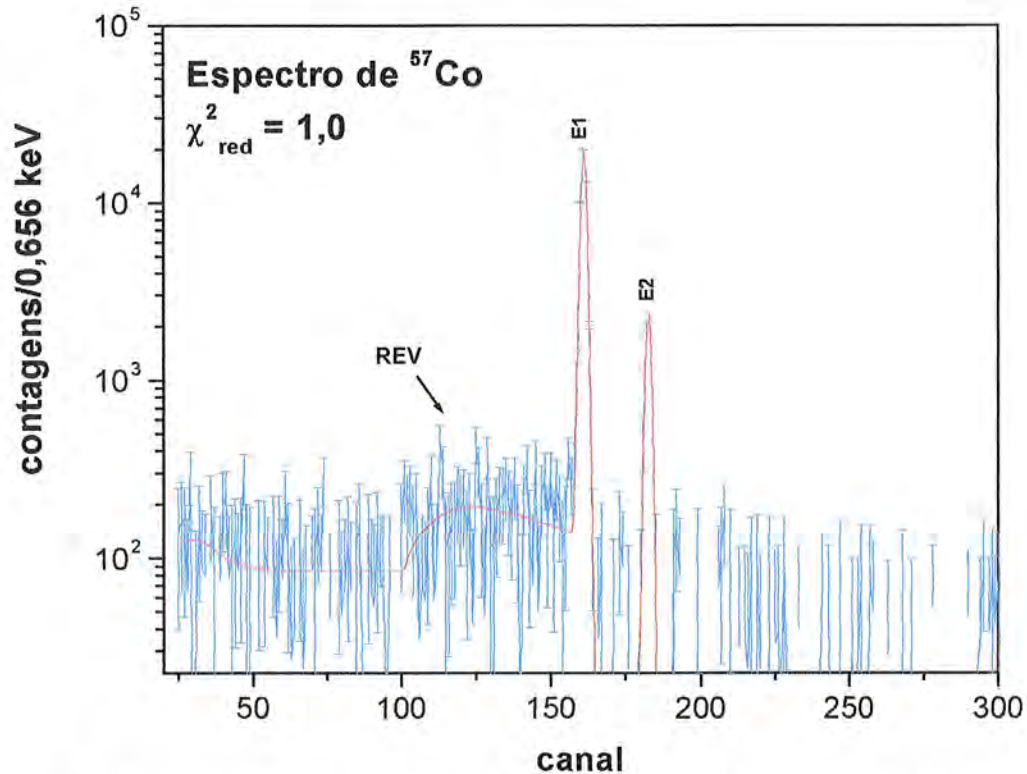


Figura F.11. Espectro de ⁵⁷Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 1,0. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(122 keV), E2(136 keV) e a estrutura do REV.

O espectro experimental da figura F.11 apresenta baixa estatística de contagens, permitindo identificar unicamente, além dos fótons de energias E1 e E2, a estrutura do REV e um contínuo a baixas energias descrito pela segunda componente da coleção incompleta de carga, f_3 .

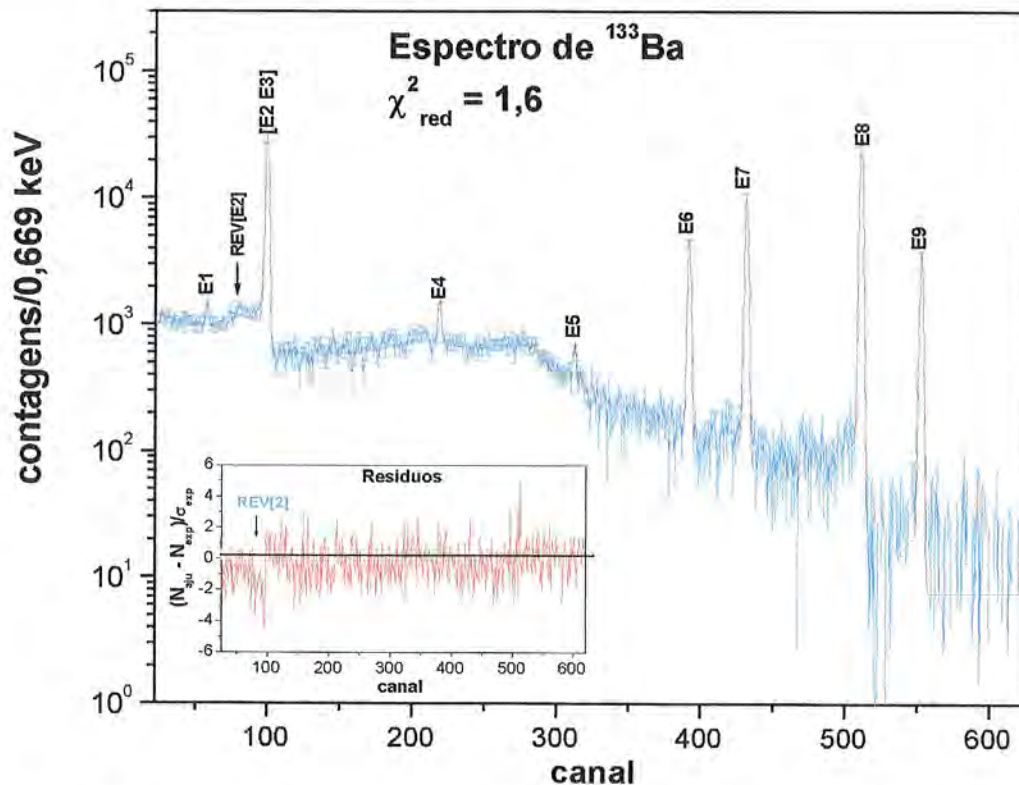


Figura F.12. Espectro ¹³³Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ_{red}^2 foi de 1,6. Na figura são mostrados os fótons às energias E1(53,1 keV), E2(79,6 keV), E3(80,98 keV), E4(160,6), E5(223,2), E6(276,4), E7(302,9), E8(356,0) e E9(383,8) e a estrutura do REV[E2] do fóton de energia E2. Na pequena figura são mostrados os resíduos do ajuste.

O ajuste da figura F.12 é amplamente satisfatório em todo o intervalo de energia estudado. O espectro experimental contém boa estatística de contagens, permitindo observar todas as características da FR. Permanece ainda um leve desacordo para a estrutura do REV a baixa energia (REV[E2]). Na figura dos resíduos pode ser observado este desacordo.

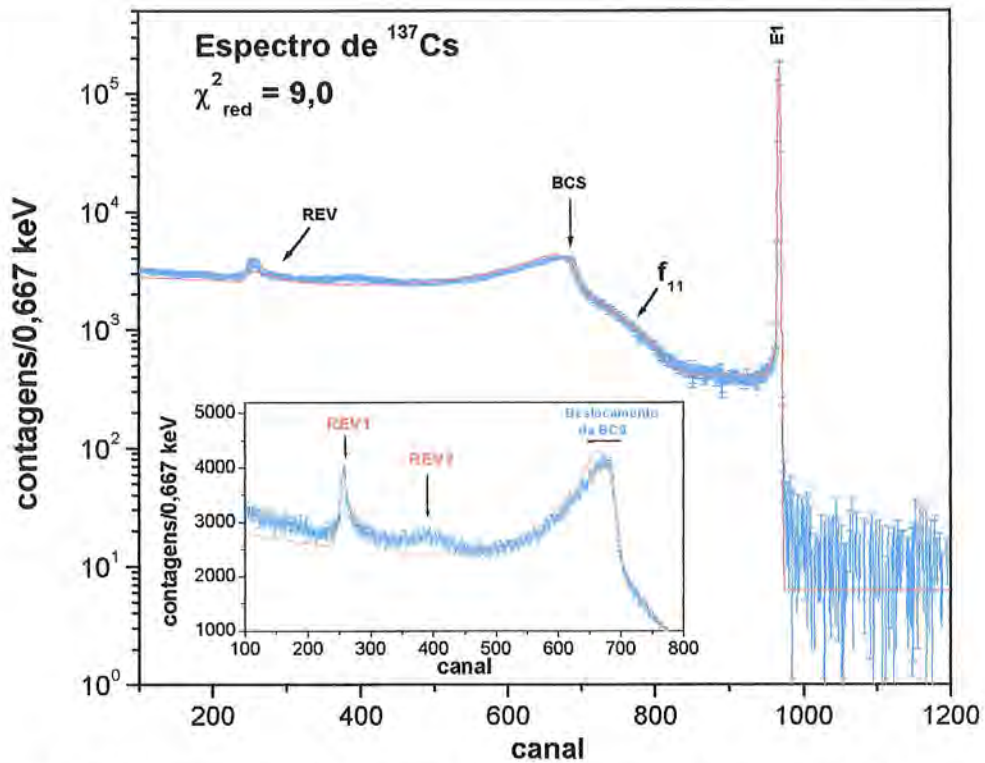


Figura F.13. Espectro de ¹³⁷Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 9,0. Na figura superior são mostrados o fóton à energia E1(661,66 keV), a borda do Compton simples (BCS), o Compton múltiplo (f_{11}) e a estrutura do REV. Na pequena figura são mostrados o detalhe da estrutura do REV e o deslocamento da BCS.

O ajuste da figura F.13 apresenta melhoras em relação aos obtidos à distâncias fonte-detector de 10 cm ($\chi^2_{red} = 19$, figura D.49) e 5 cm ($\chi^2_{red} = 52$, figura F.9), respectivamente. Primeiro, não é observado o efeito de empilhamento à direita do fóton com energia E1(661,66 keV) e segundo, o deslocamento da BCS devido à estrutura do REV foi diminuído.

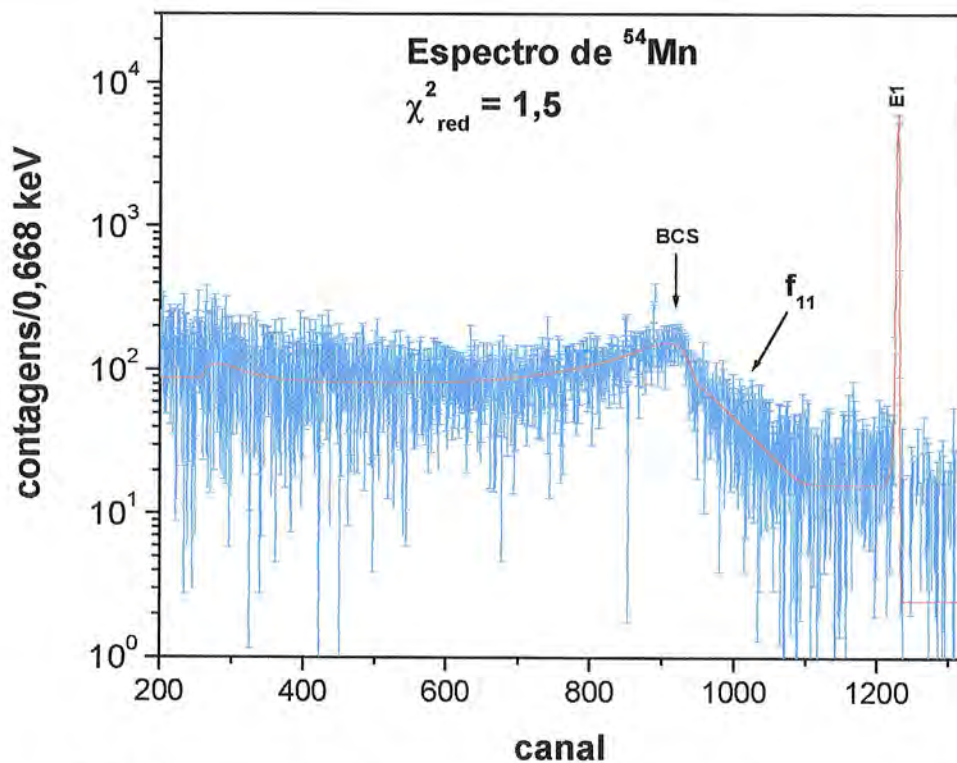


Figura F.14. Espectro de ⁵⁴Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5. Na figura são mostrados o fóton à energia E1(834,8 keV), a borda do Compton simples (BCS) e o Compton múltiplo (f_{11}).

Embora o espectro experimental da figura F.14 apresente baixa estatística de contagens, ainda é possível identificar, além do fotopico de energia E1(834,8 keV), a forma da borda do Compton simples, BCS, e o Compton múltiplo. O espectro contínuo a baixas energias está formado por eventos tipo Compton e uma pequena contribuição da segunda componente da coleção incompleta de carga, f_3 .

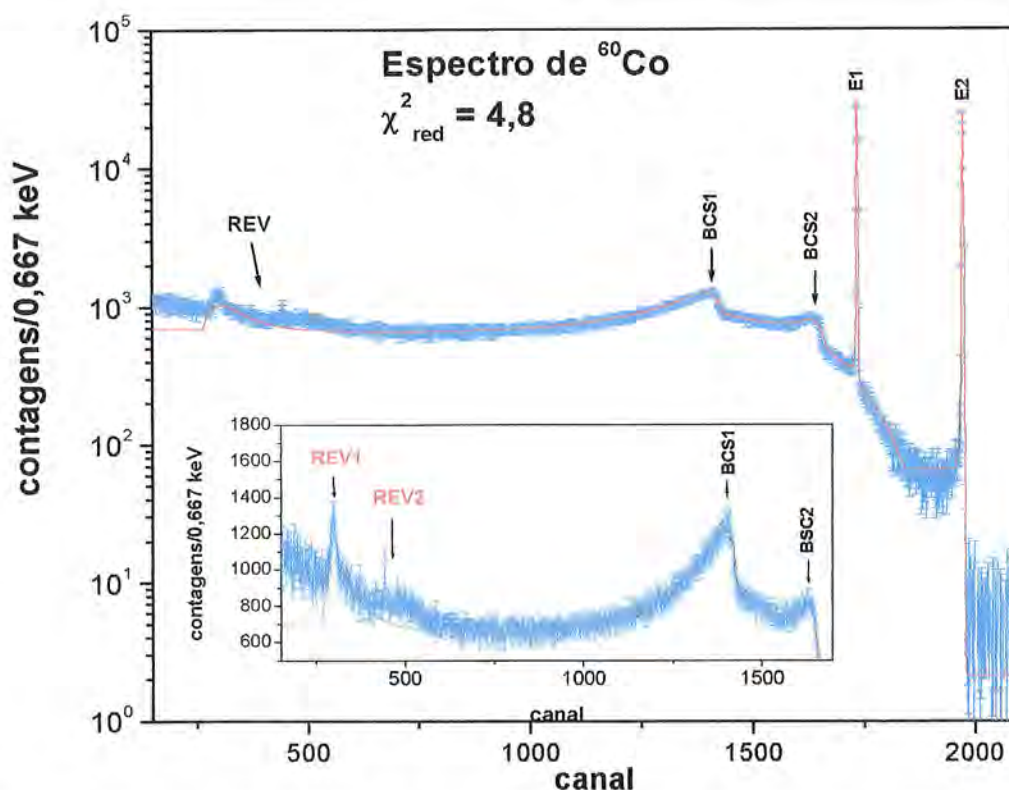


Figura F.15. Espectro de ⁶⁰Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,8. Na figura são indicados os fótons às energias E1(1,173 MeV) e E2(1,332 MeV); as posições da borda do Compton simples BCS1 e BCS2 para ambos os fótons respectivamente; e a estrutura do REV. Na pequena figura são mostradas a estrutura do REV em detalhe e as BCS1 e BCS2 para os fótons de energias E1 e E2, respectivamente.

No ajuste da figura F.15 não é observado deslocamento de nenhuma das bordas do Compton simples apesar de não se ter a descrição completa da estrutura do REV. O que se observa é que, quanto mais distante se encontrem as estruturas do REV das bordas do Compton simples menor será o efeito de deslocamento.

F.4 Resultados da extrapolação da FR para o detector D5(Si(Li)) usando 2 mm de distância fonte–detector com a geometria com blindagem.

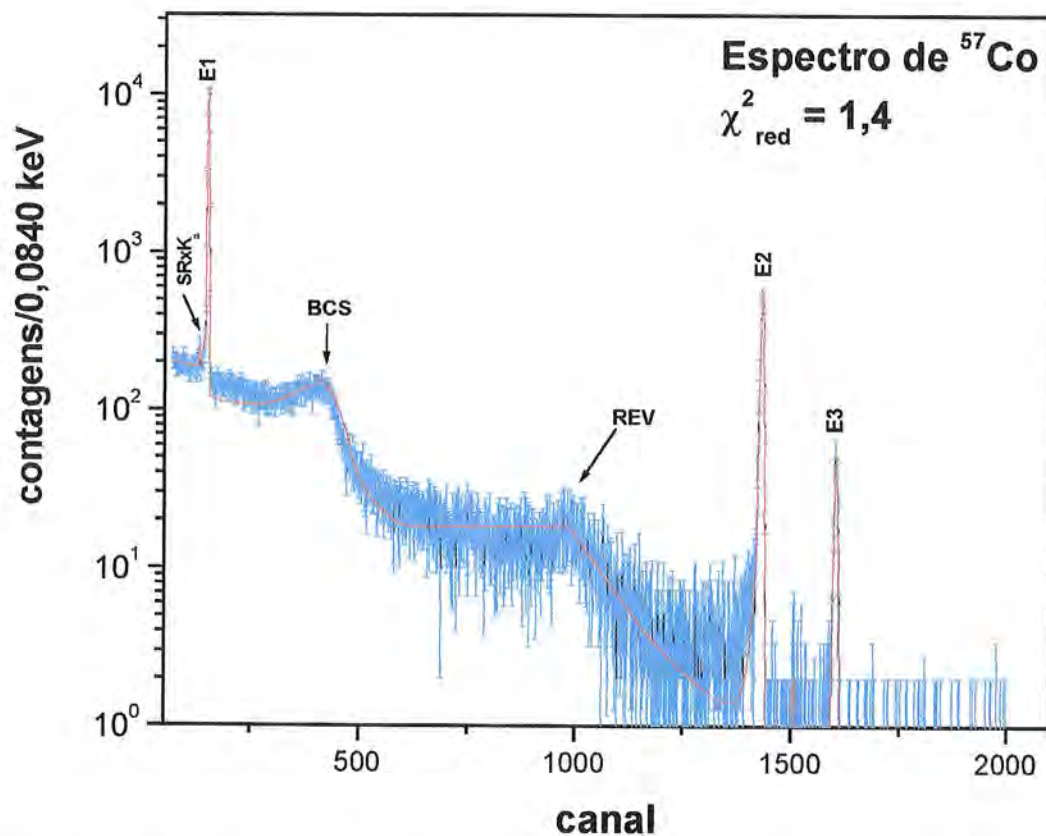


Figura F.16. Espectro de ^{57}Co para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4. Na figura mostram-se os três fótons de energias E1(14,4 keV) E2(122 keV) e E3(136 keV), a borda Compton simples (BCS) correspondente ao fóton de energia E2 e a região do REV.

Ao comparar o ajuste da figura F.16 com o já apresentado na figura D.26, percebe-se que o efeito da blindagem é desprezível.

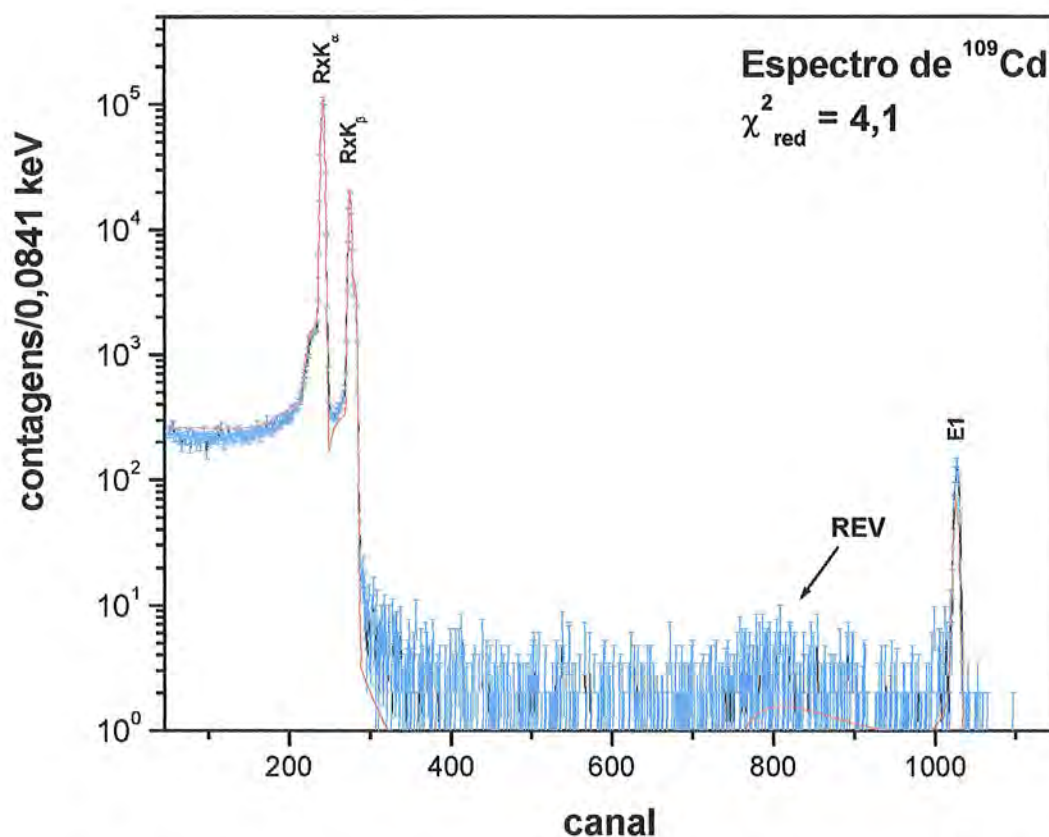


Figura F.17. Espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,1. São indicados no espectro os raios-X K_{α} e K_{β} , o fóton de energia E1(88 keV) e a região do REV.

Comparando as figuras F.17 e D.27 observa-se que o efeito da blindagem é desprezível.

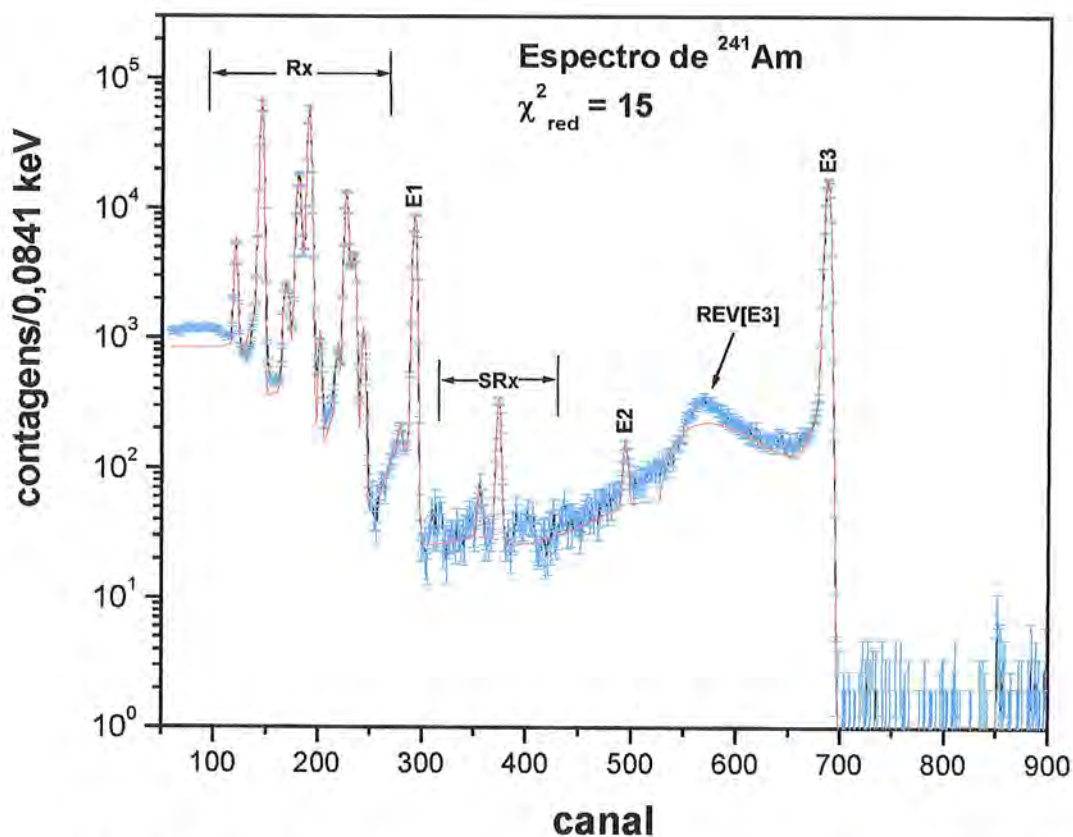


Figura F.18. Espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 15. São mostrados na figura: a região dos raios-X, os três fótons de energias E1(26,3 keV), E2(43,4 keV) e E3(59,5 keV), o REV[E3] correspondente ao fóton de energia E3 e algumas somas dos raios-X, SRx.

Através dos espectros das figuras F.16, F.17 e F.18 é mostrado que não é observado nenhum efeito devido à blindagem de ferro, quando comparados com os espectros obtidos com a geometria simples. A forma da região da estrutura do REV mostra-se igual em ambas condições de geometria (com e sem blindagem).

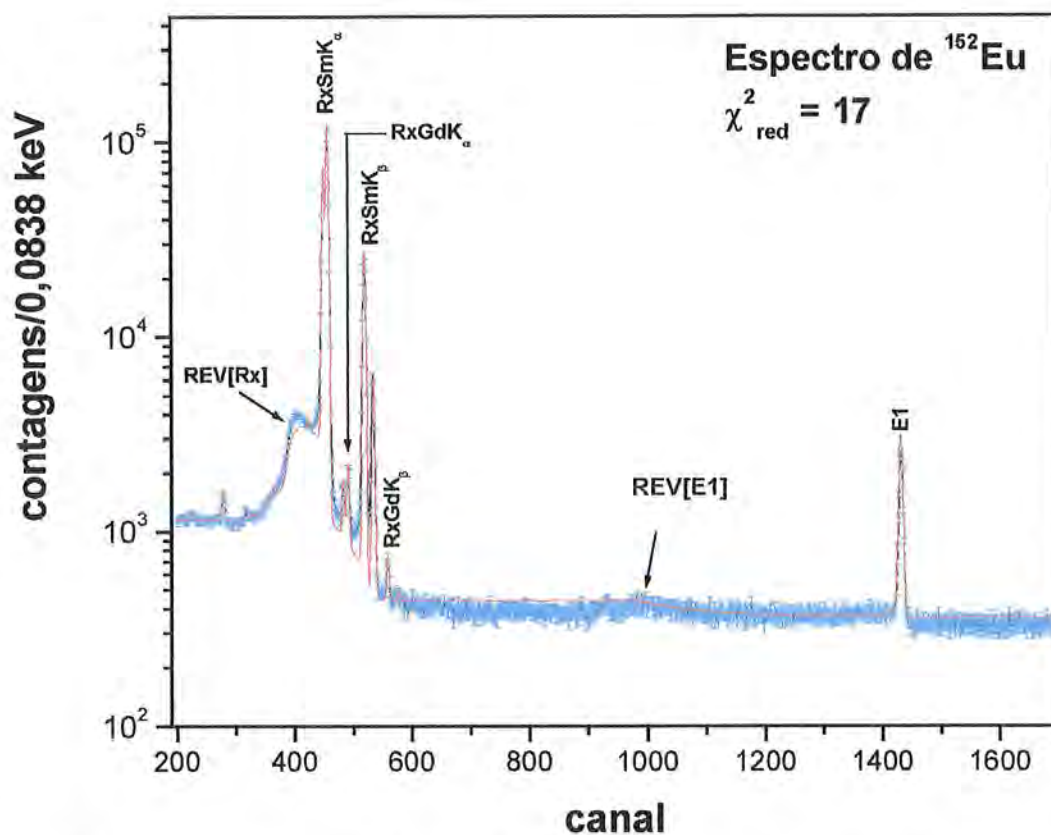


Figura F.19. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 17. Mostra-se nesta figura os raios-XK do Samário, RxSmK e do Gadolínio, RxGdK, o fóton de energia E1(121,7 keV) com seu respectivo REV[E1] e o REV dos raios-X do Samário (REV[Rx]).

O espectro da figura F.19 encontra-se igual ao espectro obtido com a geometria sem blindagem (figura D.30).

Assim todos os espectros analisados para este detector, D5, mostraram-se inalterados pela presença da blindagem de ferro. Isto pode ser acompanhado olhando os valores dos χ^2_{red} para este ajustes.

Lista de Tabelas e Figuras

Lista de tabelas.

Tabela 3.1. Fontes radioativas e atividades.....	41
Tabela 3.2. Características dos detectores usados neste trabalho.....	47
Tabela 4.1. Resumo das funções f_i juntamente com os seus parâmetros p_i	93
Tabela 5.1. Configurações possíveis para o estudo da FR.....	99
Tabela 5.2. Valores das energias da transições gama e raios-X das fontes radioativas usadas neste trabalho.....	100
Tabela E.1. Valores dos parâmetros ajustados c_i correspondentes ao detector D3.....	257
Tabela E.2. Valores dos parâmetros ajustados a_i correspondentes ao detector D4.....	258
Tabela E.3. Valores dos parâmetros ajustados d_i correspondentes ao detector D5.....	259
Tabela E.4. Valores dos parâmetros ajustados e_i correspondentes ao detector D1.....	260
Tabela E.5. Valores dos parâmetros ajustados h_i correspondentes ao detector D2.....	261

Lista de figuras.

Figura 1.1. Seção de choque do germânio para os principais mecanismos de interação da radiação gama.....	9
Figura 1.2. Espalhamento Compton de um fóton por um elétron do meio.....	10
Figura 1.3. Representação gráfica dos tipos de eventos de interação descritos.....	14
Figura 1.4. Resolução \mathcal{R} em energia de um detector.....	17
Figura 1.5. Estrutura de bandas para um elétron num semiconductor ideal (cristal puro).....	18
Figura 1.6. Movimento de buracos na banda de valência.....	19
Figura 1.7. Comportamento das velocidades de difusão V_d para os elétrons e para os buracos em detectores de germânio.....	20
Figura 1.8. Configuração de um detector planar de <i>Ge tipo-p</i>	21
Figura 1.9. Representação de uma impureza doadora na rede cristalina.....	22
Figura 1.10. Representação de uma impureza acceptora na rede cristalina.....	24
Figura 3.1. Geometria da fonte de radioativa.....	40
Figura 3.2. Suporte longitudinal de lucite usado com os detectores de germânio.....	42
Figura 3.3. Peça circular de lucite.....	43
Figura 3.4. Suporte para o detector de Si(Li).....	44
Figura 3.5. Arranjo experimental para a geometria simples com os detectores de germânio.....	45
Figura 3.6. Arranjo experimental para a geometria com blindagem.....	46
Figura 3.7. Espectros de energia da fonte de ^{57}Co usando o detector D3(5 cm ³).....	48
Figura 3.8. Espectros de energia da fonte de ^{60}Co usando o detector D1(89 cm ³).....	49
Figura 3.9. Espectros de ^{137}Cs usando o detector D2(50 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	50
Figura 3.10. Espectros de ^{60}Co usando o detector D2(50 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	51
Figura 3.11. Espectros de ^{133}Ba usando o detector D2(50 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	52
Figura 3.12. Espectros de ^{57}Co usando o detector D3(5 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	53
Figura 3.13. Espectros de ^{241}Am usando o detector D3(5 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	54
Figura 3.14. Espectros de ^{109}Cd usando o detector D3(5 cm ³) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	55
Figura 3.15. Espectros de ^{57}Co usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	56
Figura 3.16. Espectros de ^{241}Am usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	57
Figura 3.17. Espectros de ^{109}Cd usando o detector D5(Si(Li)) para a geometria simples e a com blindagem, respectivamente.....	58
Figura 3.18. Espectros de ^{137}Cs para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.....	60

Figura 3.19. Espectros de ^{60}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.	61
Figura 3.20. Espectros de ^{57}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em azul, vermelho e preto, respectivamente.	62
Figura 3.21. Espectros de ^{57}Co para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.	63
Figura 3.22. Espectros de ^{241}Am para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.	64
Figura 3.23. Espectros de ^{57}Co para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.	65
Figura 3.24. Espectros de ^{241}Am para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.	66
Figura 3.25. Espectros de ^{137}Cs para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.	67
Figura 3.26. Espectros de ^{57}Co para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente.	68
Figura 3.27. Déficit balístico.	70
Figura 3.28. Eletrônica e sistema de aquisição.	70
Figura 3.29. Estudos realizados para a FR dos detectores semicondutores.	71
Figura 4.1. Componentes da função resposta $R(E, E_\gamma), f_1, f_2$ e f_3 .	76
Figura 4.2. Dois processos possíveis para a coleção incompleta de carga devido ao escape de elétrons secundários.	77
Figura 4.3. Componentes da função resposta $R(E, E_\gamma), f_1, f_4, f_5, f_6$ e f_7 e f_8 .	79
Figura 4.4. Ajuste para o espectro produzido pelo fóton de energia E_γ (661,66 keV) do ^{137}Cs .	88
Figura 4.5. Componentes do efeito Compton no detector.	89
Figura 4.6. Ajuste para o espectro produzido pelo fóton de energia E_γ (661,66 keV) do ^{137}Cs usando f_4 e f_{11} .	90
Figura 6.1. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição.	105
Figura 6.2. Ajuste do espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição.	106
Figura 6.3. Ajuste do espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição.	107
Figura 6.4. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).	108
Figura 6.5. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da coleção incompleta de carga-primeira componente (f_2).	108
Figura 6.6. Ajuste do parâmetro p_5 da coleção incompleta de carga-segunda componente (f_3).	109
Figura 6.7. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 do Compton simples (f_4).	109
Figura 6.8. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.	110
Figura 6.9. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.	111
Figura 6.10. Ajuste do parâmetro p_{13} do degrau da estrutura do REV.	111
Figura 6.11. Ajuste do parâmetro p_{14} da amplitude relativa do escape dos raios-X característicos (f_8).	112
Figura 6.12. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,4.	113
Figura 6.13. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 5,6.	113

Figura 6.14. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 26.....	114
Figura 6.15. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 50.....	114
Figura 6.16. Análise da estrutura do Compton simples.	117
Figura 6.17. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição.....	121
Figura 6.18. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição..	122
Figura 6.19. Ajuste do espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição.....	123
Figura 6.20. Ajuste do espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição.....	124
Figura 6.21. Ajuste do espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição.....	125
Figura 6.22. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura(FWHM).....	126
Figura 6.23. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2).....	126
Figura 6.24. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).....	127
Figura 6.25. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 Compton simples (f_4).....	127
Figura 6.26. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.....	128
Figura 6.27. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.....	129
Figura 6.28. Ajuste do parâmetro p_{15} que fornece um certo grau de liberdade para a posição da borda Compton na função f_4	129
Figura 6.29. Ajuste dos parâmetros p_{18} e p_{19} do Compton múltiplo no cristal (f_{11}).....	130
Figura 6.30. Ajuste do parâmetro p_{20} que fornece o ponto de junção entre o Compton simples e o Compton múltiplo no cristal.....	131
Figura 6.31. Espectro medido de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,3...	132
Figura 6.32. Espectro medido de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 2,5.	132
Figura 6.33. Espectro medido de ^{137}Cs . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 21....	133
Figura 6.34. Espectro medido de ^{54}Mn . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,2.	133
Figura 6.35. Espectro medido de ^{60}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,4.	134
Figura 6.36. Espectro medido de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 14.	135
Figura 6.37. Comparações dos parâmetros p_6 , p_7 e p_{15} do Compton simples para os detectores D1 e D2.....	138
Figura 7.1. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,4.....	144
Figura 7.2. Espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,5.....	145
Figura 7.3. Espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 26.....	146
Figura 7.4. Espectro de ^{152}Eu para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 10.....	147
Figura 7.5. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,1.....	148
Figura 7.6. Espectro de ^{109}Cd para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,8.....	149
Figura 7.7. Espectro de ^{241}Am para 2 horas de tempo de aquisição e 10 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} foi de 12.....	150

Figura 7.8. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 3,2.....	151
Figura 7.9. Espectro de ^{133}Ba para uma 1,5 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 9,2.....	152
Figura 7.10. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 134.....	153
Figura 7.11. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,8.....	154
Figura 7.12. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição e 5 cm de distância fonte- detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 10.....	155
Figura 7.13. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,0.....	156
Figura 7.14. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} foi de 1,2.....	157
Figura 7.15. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 8,9.....	158
Figura 7.16. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,1.....	159
Figura 7.17. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição e 18 cm de distância fonte-detector. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 2,1.....	160
Figura 7.18. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 7,6.....	162
Figura 7.19. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 11.....	163
Figura 7.20. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 43.....	164
Figura 7.21. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 59.....	165
Figura 7.22. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 27.....	167
Figura 7.23. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 181.....	168
Figura 7.24. Resíduos para o ajuste do espectro de ^{133}Ba	169
Figura 7.25. Contribuição de cada fóton emitido pela fonte de ^{133}Ba no espectro.	170
Figura 7.26. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 18.....	171
Figura 7.27. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4.....	172
Figura 7.28. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,9.....	173
Figura 7.29. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 3,1.....	174
Figura 8.1. Ajuste da região do fotopico do espectro de ^{137}Cs para um TFP de 2 μs	177
Figura 8.2. Ajuste da região do fotopico do espectro de ^{137}Cs para um TFP de 3 μs	178

Figura 8.3. Ajuste da região do fotopico do espectro de ^{137}Cs para um TFP de 6 μs	178
Figura 8.4. Ajuste da região do fotopico no espectro de ^{137}Cs para TFP de 6 μs e 2 μs	179
Figura 9.1.a. Componentes 1 (cristal), 2(cápsula do detector), e 3(dedo frio do detector).....	183
Figura 9.1.b. Componente 4 (blindagem de ferro).....	184
Figura 9.2. Geometria usada neste experimento.: D1 (dewar), D (detector), T (mesa), B (blindagem de ferro), S1 (suporte de lucite da fonte) e S (fonte).....	185
Figura 9.3. Sistema de coordenadas para a emissão de um fóton.....	185
Figura 9.4. Espectros experimentais no detector D1 para três diferentes distâncias fonte-detector.....	186
Figura 9.5. Espectro produzido a 5cm de distância fonte-detector (dfd).....	187
Figura 9.6. Espectro produzido a 10 cm de distância fonte-detector (dfd).....	188
Figura 9.7. Espectro produzido a 18 cm de distância fonte-detector (dfd).....	189
Figura 9.8. Ângulo sólido subtendido para cada simulação.....	190
Figura 9.9. Resultados da simulação de Monte Carlo para os sete ângulos sólidos escolhidos.....	191
Figura 9.10. Espectros normalizados da figura 9.9.....	192
Figura A1. Curva de atenuação de fótons $[1 - \exp(-\mu x)]$	202
Figura A2. Curva de eficiência para o detector D1(89 cm^3).....	205
Figura A3. Curva de eficiência para o detector D2(50 cm^3).....	205
Figura A4. Curva de eficiência para o detector D3(5 cm^3).....	206
Figura A5. Curva de eficiência para o detector D4(8 cm^3).....	206
Figura A6. Curva de eficiência para o detector D5(Si(Li)).....	207
Figura B.1. Espectros de ^{241}Am para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.....	209
Figura B.2. Espectros de ^{133}Ba para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente....	209
Figura B.3. Espectros de ^{54}Mn para 5, 10 e 18 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente....	210
Figura B.4. Espectros de ^{109}Cd para 1, 5 e 10 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto, vermelho e azul, respectivamente....	210
Figura B.5. Espectros de ^{152}Eu para 1 e 5 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.....	211
Figura B.6. Espectros de ^{109}Cd para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.....	211
Figura B.7. Espectros de ^{133}Ba para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.....	212
Figura B.8. Espectros de ^{152}Eu para 2 mm e 2,6 cm de distância fonte-detector, indicados pelas linhas em preto e azul, respectivamente.....	212

Figura D.1. Ajuste do espectro de ^{57}Co	217
Figura D.2. Ajuste do espectro de ^{109}Cd	218
Figura D.3. Ajuste do espectro de ^{241}Am	219
Figura D.4. Ajustes do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).....	220
Figura D.5. Ajustes dos parâmetros p_3 e p_4 da coleção incompleta de carga-primeira componente (f_2).....	220
Figura D.6. Ajuste do parâmetro p_5 da coleção incompleta de carga-segunda componente (f_3).....	221
Figura D.7. Ajustes do parâmetro p_6 e p_7 pertencentes ao efeito Compton simples.....	221
Figura D.8. Ajustes dos parâmetros p_8 e p_9 pertencentes à estrutura do REV.....	222
Figura D.9. Ajustes dos parâmetros p_{10} , p_{11} e p_{12} pertencentes à estrutura do REV.....	222
Figura D.10. Ajuste do parâmetro p_{14} da amplitude relativa do escape dos raios-X característicos (f_8).....	223
Figura D.11. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4.....	223
Figura D.12. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 49.....	224
Figura D.13. Espectro ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 30.....	224
Figura D.14. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 82.....	225
Figura D.15. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 4 horas de tempo de aquisição.....	226
Figura D.16. Ajuste do espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição.....	227
Figura D.17. Ajuste do espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição.....	228
Figura D.18. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição.....	229
Figura D.19. Ajuste do parâmetro p_2 , largura a meia altura (FWHM).....	230
Figura D.20. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2).....	230
Figura D.21. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).....	231
Figura D.22. Ajuste do parâmetro p_6 do Compton simples, f_4	231
Figura D.23. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.....	232
Figura D.24. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.....	232
Figura D.25. Ajuste dos parâmetros p_{11} e p_{12} do limite inferior da estrutura do REV.....	233
Figura D.26. Espectro de ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5.....	233
Figura D.27. Espectro de ^{109}Cd . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,0.....	234
Figura D.28. Espectro de ^{241}Am . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 15.....	234
Figura D.29. Espectro de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 10.....	235
Figura D.30. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 16.....	235
Figura D.31. Análise da estrutura do efeito Compton simples, f_4 , pertencente ao fóton de energia E1(59,5 keV).....	237
Figura D.32. Ajuste dos parâmetros do Compton simples para a energia de 72 keV.....	238
Figura D.33. Ajuste do espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição.....	241
Figura D.34. Ajuste dos espectros de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição.....	242
Figura D.35. Ajuste do espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição.....	243
Figura D.36. Ajuste do espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição.....	244
Figura D.37. Ajuste do espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição.....	245

Figura D.38. Ajuste do parâmetro p_2 , largura à meia altura (FWHM).....	246
Figura D.39. Ajuste dos parâmetros p_3 e p_4 da CIC-primeira componente (f_2)....	246
Figura D.40. Ajuste do parâmetro p_5 da CIC-segunda componente (f_3).....	247
Figura D.41. Ajuste dos parâmetros p_6 e p_7 do Compton simples (f_4).....	247
Figura D.42. Ajuste dos parâmetros p_8 e p_9 da estrutura do REV.....	248
Figura D.43. Ajuste do parâmetro p_{10} da estrutura do REV.....	249
Figura D.44. Ajuste do parâmetro p_{15} que fornece um certo grau de liberdade para posição da borda Compton na função f_4	249
Figura D.45. Ajuste dos parâmetros p_{18} e p_{19} para o efeito Compton múltiplo no cristal (f_{11}).....	250
Figura D.46. Ajuste do parâmetro p_{20} que fornece o ponto de junção entre o Compton simples e o Compton múltiplo no cristal.....	251
Figura D.47. Espectro ^{57}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5.....	251
Figura D.48. Espectro de ^{133}Ba . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi de 3,7.....	252
Figura D.49. Espectro de ^{137}Cs . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 19.....	252
Figura D.50. Espectro de ^{54}Mn . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,2.....	253
Figura D.51. Espectro de ^{60}Co . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 11.....	253
Figura D.52. Espectro de ^{152}Eu . O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 9,9.....	254
Figura F.1. Espectro de ^{57}Co para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 1,1.....	263
Figura F.2. Espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 1,9.....	264
Figura F.3. Espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 3,0.....	265
Figura F.4. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição O valor de χ^2_{red} foi de 3,4.....	266
Figura F.5. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 4,6.....	267
Figura F.6. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 4,9.....	268
Figura F.7. Espectro de ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 9,7.....	269
Figura F.8. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 52.....	270
Figura F.9. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,9.....	271
Figura F.10. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 24.....	272

Figura F.11. Espectro de ^{57}Co para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 1,0.....	273
Figura F.12. Espectro ^{133}Ba para 1,5 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} foi de 1,6.....	274
Figura F.13. Espectro de ^{137}Cs para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 9,0.....	275
Figura F.14. Espectro de ^{54}Mn para 2 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,5.....	276
Figura F.15. Espectro de ^{60}Co para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,8.....	277
Figura F.16. Espectro de ^{57}Co para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 1,4.....	278
Figura F.17. Espectro de ^{109}Cd para 3 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 4,1.....	279
Figura F.18. Espectro de ^{241}Am para 4 horas de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 15.....	280
Figura F.19. Espectro de ^{152}Eu para 1 hora de tempo de aquisição. O valor de χ^2_{red} para este ajuste foi 17.....	281

