

Monitoramento de decaimentos radioativos no experimento Modulation

Caio Pumar Freitas

Maio 2019

Resumo

O Modulation é um experimento de alta precisão e longa duração que se propõe a verificar a presença de modulações na taxa de decaimento em processos de desintegração nuclear. As fontes radioativas acompanhadas são ^{44}Ti , ^{60}Co , ^{137}Cs e a radiação de fundo. O ponto de operação das voltagens de alimentação do conjunto de detectores foi estabelecido e um sistema de monitoramento para garantir a estabilidade do experimento foi desenvolvido. Finalmente uma tomada de dados com duração de 18 dias foi feita para encontrar os valores de meia-vida dos radioisótopos. Para ^{44}Ti e ^{137}Cs , as meia-vidas retiradas da literatura de 60.0 ± 1.1 anos e 30.05 ± 0.08 anos, respectivamente, estão contidas dentro da faixa de erro encontrada no experimento. Os valores encontrados foram 66.94 ± 26.31 anos para ^{44}Ti e 39.99 ± 11.93 anos para ^{137}Cs . O período de 18 dias é insuficiente, e com tempo uma estatística mais fidedigna será agregada. Conclui-se que o aparato experimental está funcional e estável o suficiente para armazenar e processar dados por toda a duração do experimento.

Abstract

Modulation is a high precision and long duration experiment that was set up to investigate the existence of modulation on the decay rate of radioactive sources. The ones observed in the experiment are ^{44}Ti , ^{60}Co and ^{137}Cs , as well as the background radiation. The photomultiplier tubes had their voltage calibrated for optimization purposes and a monitoring system was developed to ascertain the stability of the setup. Finally, 18 days worth of data was collected and half-life of the sources was calculated. For ^{44}Ti and ^{137}Cs , the half-lives as per the Data Decay Project are 60.0 ± 1.1 years and 30.05 ± 0.08 years. The values were within one sigma of the literature values, for ^{44}Ti , 66.94 ± 26.31 years and for ^{137}Cs , 39.99 ± 11.93 years. The data taken is however still insufficient to narrow down more precise half-lives, and further intake of data will improve the results. In conclusion, the experimental setup is considered stable enough to store and process data throughout the experiment's existence.

Dedicatória

A todos que compartilharam desta trajetória, ajudaram em momentos difíceis e apoiaram as decisões que levaram a este ponto

Sumário

1	Introdução	14
2	Embasamento Teórico	16
2.1	Decaimento Radioativo	16
2.1.1	Decaimento Alfa	16
2.1.2	Decaimento Beta	17
2.1.3	Conversão Interna	18
2.1.4	Taxas de decaimento nuclear	19
2.2	Modulação Periódica	20
2.3	Interação dos Fótons com a Matéria	23
2.3.1	Efeito Fotoelétrico	25
2.3.2	Espalhamento Compton	26
2.3.3	Produção de Pares	27
2.3.4	O espectro de energia	27
3	O setup experimental e as fontes	30
3.1	Módulos do experimento	31
3.1.1	Os detectores de NaI(Tl)	32
3.1.2	Slow Control	34
3.1.3	DAQ	36
3.2	As fontes radioativas	37
3.2.1	Cobalto-60	37
3.2.2	Césio-137	40
3.2.3	Titânio-44	42
4	Processamento de dados	45
4.1	Waveform	45
4.2	O processamento	47

4.2.1	Calibração de Energia	49
4.2.2	Análise de dados	49
5	Determinação do ponto de operação dos tubos fotomultipl-	
	cadores	54
5.1	Largura do pico	55
5.2	Análise de espectro	56
5.3	Razão pico-Compton	57
5.4	Resultado das calibrações	58
6	Monitoramento	60
6.1	Monitoramento Slow Control	61
6.2	Monitoramento Fast Data	62
6.3	Anomalia	64
7	Resultados	67
7.1	Descrição da rodagem	67
7.2	A atividade do Cobalto	68
7.3	As atividades do Titânio e Césio	68
7.4	Linearização dos parâmetros de ajustes	71
8	Conclusão	75
8.1	Perspectivas futuras	75
	Appendices	82
A	A produção de gráficos de monitoramento	83

Lista de Figuras

2.1	Diagramas de Feynman para os decaimentos β^\pm e captura eletrônica. Sabores dos quarks constituintes anotados ao lado dos hádrons.	18
2.2	Um núcleo excitado emite um radiação gama (a). Este gama interage com um dos elétrons internos do átomo (b) e o elétron é ejetado. Reorganização da nuvem eletrônica representado em (c).	19
2.3	Gráfico de $U(t)$ para os dados de PTB com $\frac{1}{R^2}$, onde R é a distância entre a Terra e o Sol em unidade de $1/(a.u.)^2$. Uma média móvel foi aplicada nesse caso. Retirado de [20].	21
2.4	Gráfico de $U(t)$ para a razão $\frac{^{32}Si}{^{36}Cl}$ em função de $\frac{1}{R^2}$, onde R é a distância entre a Terra e o Sol em unidade de $1/(a.u.)^2$. Uma média móvel foi aplicada nesse caso. Retirado de [20].	21
2.5	Gráfico de $U(t)$ tanto para os dados de BNL como PTB. A binagem de tempo foi aumentada para uma semana e limitada para os dois anos que os experimentos rodaram em conjunto. Retirado de [20].	22
2.6	Espectro de potências da série temporal da razão entre as taxas de decaimento de ^{32}Si e ^{36}Cl e suas frequências em unidade de ano. Os picos próximos a 1 correspondem às modulações, enquanto os picos menores foram relacionados com comportamentos de período maior que 100 anos. Retirado de [23].	24
2.7	Diagrama de um átomo sofrendo o efeito fotoelétrico. Neste caso o elétron desalojado vem da camada mais interna, K.	25

2.8	O coeficiente de atenuação de massa de NaI (linha preta sólida) em função da energia do fóton incidente. As contribuições do efeito fotoelétrico (linha rosa), espalhamento Compton (azul pontilhado) e produção de pares (azul claro pontilhado) estão desenhadas. Para baixas energias (até $10^{-0.5}$ MeV) o efeito fotoelétrico domina, o espalhamento Compton sucede a partir desse limite até $10^{0.5}$ MeV e subsequentemente a produção de pares se torna responsável por a maior parte da atenuação. A descontinuidade no gráfico (K edge) é o limiar no qual a absorção de fótons por elétrons da camada K é possível através do efeito fotoelétrico. Figura retirada de [3]	29
3.1	No topo, uma visão das caixas. A caixa interna (A) de alumínio. Nela se encontram os detectores, o chumbo de radioproteção, aquecedores e sensores de slow control. A caixa interna é isolado por 10 cm de espuma de poliuretano (C) e a base (B) comporta equipamentos eletrônicos como as fontes de alimentação das PMTs, o medidor de Radônio, o sistema de aquisição de dados e o PID de controle de temperatura. Em baixo, as caixas internas com quatro pares de detectores envoltos em placas de chumbo de 5 cm de espessura.	31
3.2	Estão representados os diversos processos que podem gerar fótons UV no cristal cintilador e por consequência serem interpretados como sinal. Na figura 6.4, o espectro γ da radiação de fundo tem presença apreciável de fotopico somente de ^{40}K , o que sugere que o chumbo em torno não afeta a medida. . . .	32
3.3	Corte de um PMT com o efeito em cascata de geração de elétrons. Os pulsos são gerados pelo anodo ao interagir com os elétrons.	33
3.4	A probabilidade de interação de um raio- γ de 1 MeV em diferentes temperaturas em vermelho. A redução do ângulo sólido do cristal NaI por expansão térmica se traduz em menores chances de interagir com o mesmo. Resultado de uma simulação em Geant4 retirado de [4].	35
3.5	Temperatura da caixa interna em azul e do laboratório em vermelho demonstrando a estabilização de temperatura quando comparado com o ambiente externo. Feito por Raphael Perci.	36

3.6	Esquema de decaimento de ^{60}Co . Todos os decaimentos possíveis do isótopo e de seu isômero junto com as probabilidades individuais estão ressaltados. Feito por Nucleonica.	38
3.7	Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 5 keV de ^{60}Co . O Cobalto é a fonte com maior número de estruturas em seu espectro. Está presente contínuo e borda de Compton, fotopicos com associação direta a relaxamento nuclear e fotopico de soma, além de pico de aniquilação por produção de pares.	39
3.8	Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{60}Co , em anos. Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue. . .	40
3.9	Esquema de decaimento de ^{137}Cs . Todos os decaimentos possíveis do isótopo e do isômero metaestável intermediário junto com as probabilidades individuais estão ressaltados. Feito por Nucleonica.	41
3.10	Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 2 keV de ^{137}Cs . Em azul, o contínuo de Compton e apontados por linhas, o fotopico e o pico de retroespalhamento.	41
3.11	Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{137}Cs . Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue.	42
3.12	Esquema simplificado de decaimento de ^{44}Ti . Os decaimentos possíveis e suas respectivas meias-vida estão representados. . .	42
3.13	Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 4 keV de ^{44}Ti . A linha vermelha representa uma fronteira imprecisa onde à direita os detectores têm resposta linear a eventos. O pico situado em aproximadamente 100 keV é na verdade a convolução de dois fotopicos com energias de 78 e 67 keV mais as estruturas criadas por espalhamento Compton.	43
3.14	Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{44}Ti . Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP, a banda verde é um sigma. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue.	44

4.1	No alto à esquerda, evento bom (erro = 0); topo à direita, <i>waveform</i> com pico muito pronunciado (erro = 1, ADC Overflow Error); baixo à esquerda, <i>waveform</i> com <i>baseline</i> inconstante (erro = 2, Baseline RMS too high); baixo à direita, <i>waveform</i> com dois picos (erro = 4, Double Peak Structure)	46
4.2	Fluxograma das etapas de processamento do software <i>Processing</i> . Os arquivos binários são primeiramente convertidos em <i>.root</i> e uma calibração de energia é feita em blocos dos dados para que valores de energia sejam medidas em keV ao invés de nV.s. O resultado da calibração (<i>CAL_m_xb*.root</i>) é usado no arquivo <i>todo</i> que é subsequentemente analisado por <i>analyzer.C</i> , resultando no arquivo <i>ANA_mx_b*.root</i> . A nomeação de arquivos é dependente do local do experimento, tendo o formato <i>mx (modulation experiment) + b (CBPF) + data.hora + .root</i>	48
4.3	Espectro de ^{44}Ti do canal dois antes e após a calibração de energia. Em vermelho é o ajuste do menor pico. Espectros feitos no <i>Processing</i>	50
4.4	Simulação de GEANT4 do espectro de ^{60}Co já com os fotopicos retirados e a resolução de energia mínima estabelecida. Esta figura está ainda no estágio anterior à normalização.	51
4.5	Espectro em preto do detector número 2 medindo o fotopico em 511 keV de ^{44}Ti junto com o termo conjunto de Compton e da radiação de fundo em verde claro. Em destaque o fotopico em vermelho. A soma dos três componentes está em azul e é equivalente aos dados experimentais. A atividade do fotopico obtida é de 162.45 Hz com erro de um sigma igual a 1.32 Hz. A caixa no canto superior direito contém a informação de ajuste da posição do valor central da gaussiana e o seu desvio-padrão.	53
5.1	Espectro de ^{137}Cs no detector com canal 0 para voltagem de 720 V em preto com erro poissoniano \sqrt{N} . Ajuste da soma de funções gaussiana mais exponencial em vermelho. O ajuste foi feito somente na região do fotopico.	56

5.2	Comparação entre espectros do detector de canal 7 em baixas (540 V) e altas (680 V) voltagens. Ser considerado alta ou baixa voltagem é relativo para cada PMT. No gráfico à direita, se vê a presença do pico retroespalhado e do pico de aniquilação sem convolução, que não se observa em menores voltagens.	57
5.3	Resultados do parâmetro δ para os detectores com canal 1 (Césio) e 2 (Cobalto, primeiro pico). Erro resultante da propagação dos erros entre σ e μ	58
5.4	Resultados do parâmetro RPC para os detectores com canal 5 (Césio) e 6 (Cobalto, primeiro pico). Erros muito menores que as diferenças entre pontos e por consequência foram desprezados.	59
6.1	Parâmetros de slow control durante o dia 2 de Abril de 2019. As barras vermelhas representam os limites que acima ou abaixo dos quais um alerta é emitido pelo sistema de monitoramento.	61
6.2	Voltagem alimentada no canal 0 no dia 2 de Abril de 2019. A resolução é de 0.1 V.	62
6.3	Série temporal de eventos com binagem de dez minutos e atividade do fotopico de ^{137}Cs do detector com canal de número 5. Atividade do fotopico foi calculada a cada 12h. Barra de erro da série temporal a esquerda é o erro estatístico \sqrt{N}	62
6.4	Espectro de gama da radiação de fundo da caixa interna, como medido pelo detector com canal de número 1. O ^{40}K é presente nas partes de vidro e madeira da caixa interna e/ou detectores e o ^{214}Bi é um produto intermediário na cadeia de decaimento de ^{222}Rn , que facilmente se acumula em ambientes fechados.	63
6.5	Espectro em escala logarítmica referente a fonte de ^{44}Ti . A configuração de threshold (seção 3.1.3) e a calibração de voltagem impossibilitam o discernimento de eventos em baixas energias, o que gera um acúmulo de classificações de erro tipo 2 e 4 para energias menores que 200 keV.	64
6.6	Anomalia em 16 de Março de 2019. A queda de atividade é da ordem de 4000 eventos, que corresponde ao número de eventos classificados com erro tipo 2 no mesmo período. Barra de erro é o erro estatístico \sqrt{N}	65

6.7	Atividade do detector com canal de número 2 durante o dia 16 de Março de 2019. Série temporal à esquerda são os eventos nominais, à direita os eventos com baseline problemático, erro tipo 2. A anomalia desaparece se o filtro de erro for removido. Barra de erro é o erro estatístico \sqrt{N}	66
7.1	Atividades dos três fotopicos do espectro gama de ^{60}Co para os detectores 6 (coluna esquerda) e 7 (coluna direita). No quadrado vermelho são os valores de meia-vida encontrados através do ajuste. Observa-se a disparidade de comportamento entre os detectores 6 e 7.	69
7.2	Agregado da atividade total para a fonte de ^{44}Ti acompanhada pelo par de detectores 2 e 3. A meia-vida de 60.0 anos (tabela 3.2) é 1216 vezes maior que a duração da coleta de dados até o momento, portanto era esperado que a faixa de erro fosse da ordem de grandeza do resultado.	70
7.3	Agregado da atividade total para a fonte de ^{137}Cs acompanhada pelo par de detectores 4 e 5. O resultado de meia-vida para Césio, tão como para Titânio, é condizente com a literatura, tendo ambos os valores de meia-vida dentro de um desvio-padrão.	71
7.4	$p = 0.080077$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{44}Ti	72
7.5	$p > 0.2$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{137}Cs	73
7.6	$p = 0.135363$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{60}Co como medida pelo detector com canal 6.	73
7.7	$p > 0.2$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{60}Co como medida pelo detector com canal 7.	74

Lista de Tabelas

3.1	Valores de <i>threshold</i> para cada detector. Optou-se por um valor menor de threshold para os detectores com a fonte de titânio pois o espectro de energia deste isótopo tem os picos com menores energias dentre todos os medidos. Um valor de threshold maior implica em um corte de energia que poderia afetar a contagem de eventos no fotopico.	37
3.2	A configuração atual permite que todas as fontes estejam presentes em pelo menos dois locais. Este controle tem como objetivo relacionar mudanças nos espectros com efeitos sistemáticos, tão como verificar variações nas atividades entre set ups. Valores de meia vida em anos (a) e dias (d) de acordo com DDEP (Decay Data Evaluation Project).	38
4.1	Fotopicos importantes para o trabalho, em keV. Soma de picos são os picos menores que aparecem quando eventos advindos dos picos principais são detectados como um só evento, somando os valores de energia.	49
5.1	Número de série dos detectores e as fontes atuais podem ser determinadas por referência-cruzada com a tabela 3.1 na coluna "Canais". As fontes de Césio e Cobalto foram escolhidas para a calibração pela facilidade de trabalhar com os picos principais do espectro e o maior conhecimento de suas estruturas quando comparado com o ^{44}Ti . As métricas de comparação foram abreviadas. LP: largura de pico; AE: análise de espectro; RPC: razão pico-Compton. Data se refere a quando foi feita cada calibração.	55

5.2	Tabela com os resultados da calibração das fontes de alta tensão. Os valores menores de voltagem que não foram usados nas figuras 5.3 e 5.4 não produzem espectros corretos e por consequência impedem a calibração de energia (seção 4.2.1). As simulações feitas pela colaboração implicaram, em geral, em um valor de voltagem maior que o sugerido pelo fabricante.	59
7.1	Resultado do teste de Durbin-Watson para cada um dos conjuntos de dados contemplados. Um alfa de 0.95 e 0.99 foram escolhidos como limites arbitrários de confiança.	72

Capítulo 1

Introdução

Desde o início do século XX é conhecida a lei de decaimento radioativo como um processo poissoniano. A desintegração de um núcleo não pode ser precisamente prevista vis-à-vis somente a sua energia de ligação, mas é sabido que em uma amostra radioativa com um número suficiente de partículas, a soma de processos randômicos resulta em um decaimento exponencial em que uma variável, a meia-vida, é suficiente para explicar completamente o comportamento médio da amostra. Tão logo a teoria de decaimento nuclear foi estabelecida, experimentos [16] foram desenvolvidos para detectar variações em seu comportamento. Como o decaimento é, em geral, um processo que ocorre somente no núcleo, as perturbações que poderiam ter efeito mensurável nestas taxas de decaimento devem ter energias da ordem das energias de ligações dos núcleos.

Na década de 90 começaram a ser publicados experimentos [19] que propunham variações nas taxas de decaimento de fontes, o que sugeriria uma nova física. O experimento Modulation é a colaboração internacional do qual o CBPF faz parte se propôs a criar um set up experimental de alta precisão em quatro localizações, três do hemisfério norte e uma do sul para medir variações periódicas pequenas - $O(0.1\%)$ - nas taxas de decaimento. A motivação para o estabelecimento de set ups em locais diferentes do globo vêm do experimento DAMA/LIBRA. Foram encontradas modulações em torno de decaimentos radioativos com período anual e foi sugerido por cientistas envolvidos no experimento que estas modulações são causadas por interação com a matéria escura presente no sistema solar [17][18]. Por este motivo, é esperado que se as modulações forem confirmadas pela colaboração do experimento Modulation, será verificada a presença de uma diferença de fase

entre as localidades anteriormente mencionadas.

O objetivo deste trabalho ainda não é confirmar ou refutar a existência de tais modulações, mas sim estabelecer a treliça experimental no qual essas medidas possam ser feitas com rigor científico e ininterruptamente. Um sistema de monitoramento com atualização diária foi criado e ajustes personalizados ao set up brasileiro foram feitos para cumprir os objetivos propostos. O capítulo 2 descreve a teoria fundamental dos decaimentos radioativos e o estado da arte da frente científica que detectou as modulações. No capítulo 3 o aparato experimental e as fontes radioativas são descritos. O capítulo 4 detalha a cadeia de processamento de dados. No capítulo 5, é descrita a calibração dos detectores. O sexto capítulo contém a parte de monitoramento e controle do experimento e um exemplo de anomalia que pôde ser detectada e resolvido através do sistema elaborado. No último capítulo, medidas de vida-meia foram feitas no conjunto de dados agregados até o momento como prova real da robustez do sistema físico e de processamento de dados.

Capítulo 2

Embasamento Teórico

2.1 Decaimento Radioativo

Decaimento radioativo é o processo pelo qual um núcleo instável emite espontaneamente matéria e/ou energia. No caso de emissão de matéria, a esse processo se dá o nome de transmutação nuclear. O tipo de decaimento determina o que será emitido em uma tentativa de atingir uma configuração mais estável. Os tipos de decaimento são alfa (α), beta (β), gama (γ), captura eletrônica, conversão interna e fissão nuclear. As forças nucleares forte e fraca, tal como a força eletromagnética desempenham o papel de determinar os estados nucleares e as transições possíveis entre eles. Os modos de decaimento serão descritos a seguir, com a exceção da fissão nuclear, que ocorre somente em núcleos massivos que não são contemplados por este trabalho.

2.1.1 Decaimento Alfa

Um núcleo pesado ($A > 104$) pode decair gerando uma partícula alfa e se tornar um núcleo atômico mais leve, com número de massa reduzido por 4 e número atômico reduzido por 2. A partícula alfa é em todos os sentidos idêntica a um núcleo de Hélio, que consiste em 2 prótons e 2 nêutrons. A sequência de decaimento de um núcleo X pode ser escrita de maneira geral da seguinte forma:



Em geral, como a partícula alfa é emitida com pouca energia por conservação de momento e sua relativa alta massa, a probabilidade de interação com outras partículas é alta e por consequência sua capacidade de penetração em matéria é baixa, sendo uma folha de papel suficiente para bloquear sua trajetória.

2.1.2 Decaimento Beta

O decaimento β , é um termo abrangente que inclui diversos processos mediados pela força fraca. O mais comum é o decaimento β^- , em que um nêutron é transformado em um próton e um antineutrino do elétron. Um processo simétrico chamado de decaimento β^+ ocorre quando um próton é transformado em um nêutron ao emitir um pósitron e um neutrino de elétron. Como o nêutron é uma partícula com mais massa que o próton, os decaimentos β^- são muito mais comuns. Já por sua vez, decaimentos β^+ geralmente só ocorrem quando os núcleos já estão com excesso de energia a qual é usada para compensar a diferença de massa entre o nêutron e próton. Isto tem como resultado o fato que o decaimento β^+ somente se observa em núcleos com uma razão entre números de próton e nêutron alta ou núcleos que estão em um estado excitado por causa de um decaimento prévio. O pósitron emitido se aniquila com um elétron e dois fótons com energias de 511 keV são gerados.

Por fim, existe o processo conhecido como captura eletrônica, ou decaimento beta inverso, que ocorre quando um núcleo atômico captura um elétron das camadas mais internas da nuvem eletrônica e converte um próton em um nêutron. Este processo se dá em qualquer situação em que o decaimento β^+ é permitido e pode inclusive ser o único decaimento possível quando β^+ for energeticamente desfavorável. Em tal processo, o único subproduto é um neutrino de elétron, mas como o elétron consumido deixa um buraco nas camadas mais internas, elétrons mais energéticos mudam suas ocupações criando um efeito em cascata que emite raios-X. A este fenômeno se dá o nome de efeito Auger.

Todos os processos de decaimento beta são transmutações nucleares, visto que o número de prótons se modifica resultando em um novo elemento. Estas transmutações são definidas por uma mudança de próton para nêutron em que um dos quarks consistem com sabor *up* se torna *down* ou o processo análogo de nêutron para próton (figura 2.1). As equações para cada processo são da forma:

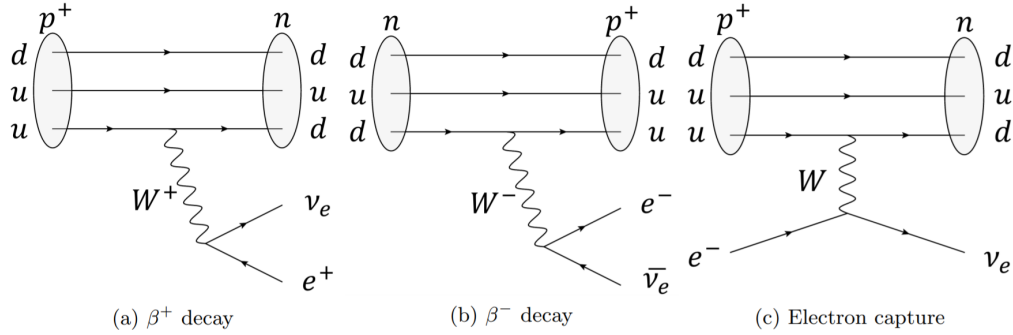


Figura 2.1: Diagramas de Feynman para os decaimentos β^\pm e captura eletrônica. Sabores dos quarks constituintes anotados ao lado dos hádrons.



Aqui, A representa o número de massa do núcleo e Z representa o número atômico (ou número de prótons).

2.1.3 Conversão Interna

Um núcleo em estado excitado pode interagir eletromagneticamente com um dos elétrons orbitais e ejetá-lo com energia da transição nuclear menos sua energia de ligação. A maioria absoluta dos elétrons que são ejetados por conversão interna vêm da camada K, já que estes elétrons tem a maior probabilidade de encontrar a sua função de onda dentro do núcleo. Uma conversão interna nunca gera transmutação nuclear já que o número de prótons se conserva e só pode ocorrer em situações que o decaimento gama é possível.

A conversão interna - como a captura eletrônica - é caracterizada pelo efeito Auger, já que um elétron das camadas mais internas é ejetado e por consequência raios-X são emitidos quando os elétrons mudam suas ocupações.

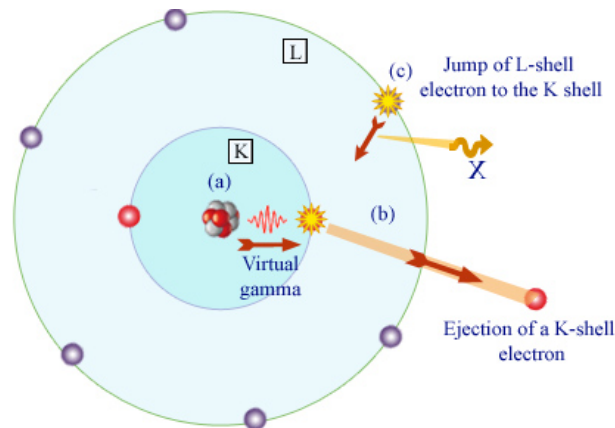


Figura 2.2: Um núcleo excitado emite um radiação gama (a). Este gama interage com um dos elétrons internos do átomo (b) e o elétron é ejetado. Reorganização da nuvem eletrônica representado em (c).

2.1.4 Taxas de decaimento nuclear

Agora que os diferentes modos de decaimento foram introduzidos, será apresentado o processo de Poisson, já que decaimentos radioativos se pres-supõe randômicos e as probabilidades de uma desintegração se mantém constante com o tempo. A equação fundamental da radioatividade tem a forma:

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2.5)$$

onde N é o número de núcleos radioativos e $\lambda [s^{-1}]$ é a média da distribuição de Poisson, que para um modelo de decaimento radioativo se dá o nome de constante exponencial de decaimento. Finalmente A é a atividade total da amostra. Será usada a unidade Becquerel [Bq] - que corresponde a uma desintegração por segundo - quando for necessário quantificar a atividade.

A relação (eq. 2.5) diferencial pode ser resolvida e encontra-se a mais familiar equação que conecta o número de núcleos que ainda não sofreram decaimento em função do tempo:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.6)$$

Onde N_0 representa o número de partículas de um certo isótopo da amostra radioativa em um estado inicial. Da equação 2.6 é possível ver com mais

facilidade que λ representa a taxa em que o processo radioativo ocorre. Um parâmetro que é usado para comparar taxas de decaimento é a meia-vida, escrita normalmente como $T_{1/2}$, que é o tempo que metade dos isótopos radioativos de uma amostra decaem, em média. É relacionada com a taxa de decaimento, λ , por:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (2.7)$$

Os valores de meia-vida não têm limites inferiores ou superiores. Já foram sintetizados núcleos com meia-vida na ordem de 10^{-24} s [9] e existem radioisótopos que ocorrem naturalmente com meia-vida de duração inúmeras vezes a idade do universo.

Originalmente, a equação 2.6 foi estabelecida pelos pioneiros do estudo da radioatividade como Ernest Rutherford [10], Marie Curie [11], entre outros. É historicamente considerada uma das equações mais famosas da Física, já que sugere que as taxas de decaimento dependem inteira e exclusivamente de uma constante que é única para cada núcleo. Desde sua concepção, diversos experimentos [12][13][14] tentaram, sem sucesso, observar desvios de sua natureza exponencial ao submeter amostras a condições extremas de temperatura, pressão, campo magnético e outros. Nenhum conseguiu demonstrar perturbações significativas nas taxas de emissão alfa e beta quando tais variáveis foram modificadas. Somente para o caso em que elétrons atômicos têm papel fundamental, como a captura eletrônica e conversão interna, foram demonstradas mudanças nas taxas [15][16].

2.2 Modulação Periódica

Recentemente, uma série de novas reivindicações [20][21][22][23][24][25][26][27] trouxeram controvérsia para a antes estabelecida lei exponencial de decaimento nuclear. Estas publicações afirmam ter evidências de perturbações nas taxas de decaimento causadas por efeitos externos que até o momento são desconhecidos. Especificamente, é sugerida uma conexão entre processos solares, já que as modulações detectadas são periódicas em sua natureza e têm frequências que correspondem às variações de distância entre a Terra e o Sol. Não só a colaboração da qual este trabalho faz parte [2], mas diversos grupos [33][34][35][36] tentaram sem êxito replicar os resultados em diversos isótopos e utilizando diferentes formas de detecção.

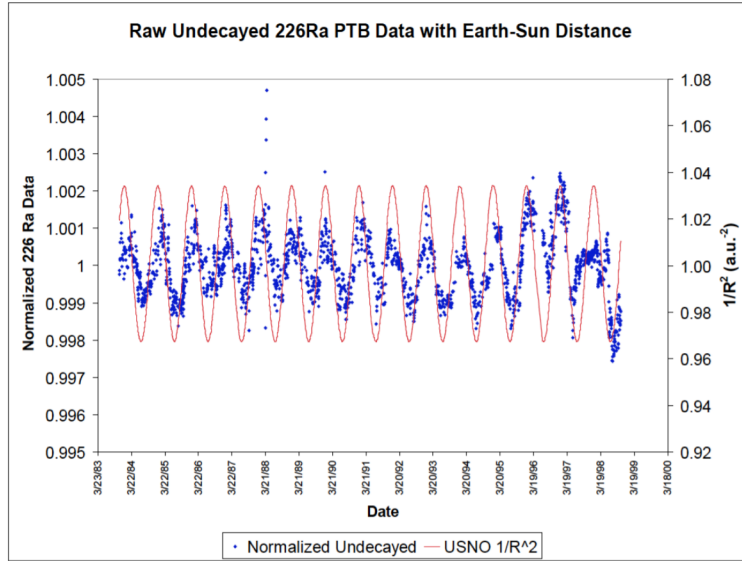


Figura 2.3: Gráfico de $U(t)$ para os dados de PTB com $\frac{1}{R^2}$, onde R é a distância entre a Terra e o Sol em unidade de $1/(a.u.)^2$. Uma média móvel foi aplicada nesse caso. Retirado de [20].

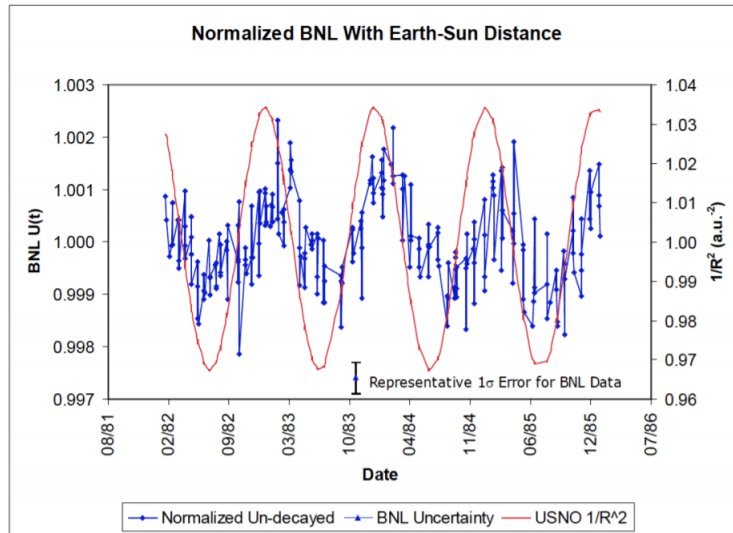


Figura 2.4: Gráfico de $U(t)$ para a razão $\frac{^{32}Si}{^{36}Cl}$ em função de $\frac{1}{R^2}$, onde R é a distância entre a Terra e o Sol em unidade de $1/(a.u.)^2$. Uma média móvel foi aplicada nesse caso. Retirado de [20].

Os autores de [20] obtiveram dados de dois experimentos diferentes: o primeiro em Brookhaven National Laboratory (BNL) que observou os decaimento beta de ^{32}Si e o segundo de Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) na Alemanha que acompanhou os decaimentos Alfa de ^{226}Ra . É reconhecido pelos autores que, apesar do fato que Radônio não ser um emissor de beta, este está presente em uma cadeia de decaimento em que isótopos intermediários são emissores de beta. Ambos os experimentos, apesar de não terem sido idealizados com o fim de detectar modulações, possuíam a vantagem de prover dados por um período extenso de tempo, 4 anos para BNL e 15 anos para PTB. Para ambos os conjuntos de dados, a quantidade $U(t)$ foi calculada da seguinte forma:

$$U(t) \equiv \frac{\dot{N}(t)}{\dot{N}(0)} e^{\lambda t} \quad (2.8)$$

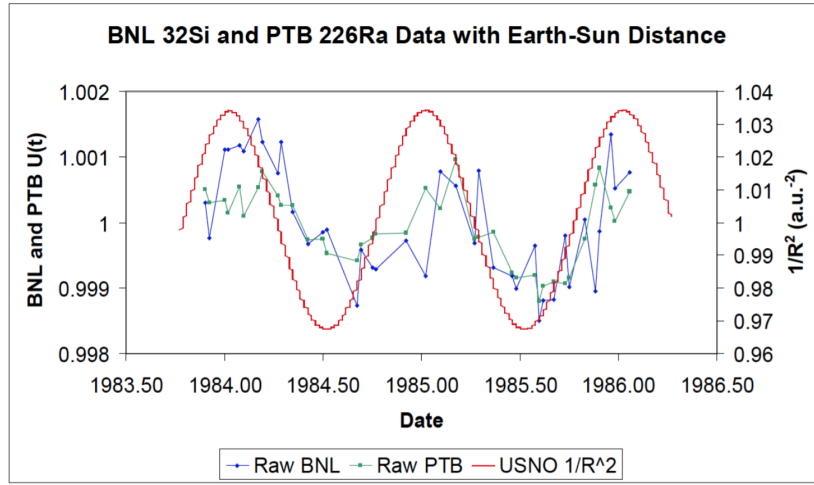


Figura 2.5: Gráfico de $U(t)$ tanto para os dados de BNL como PTB. A binagem de tempo foi aumentada para uma semana e limitada para os dois anos que os experimentos rodaram em conjunto. Retirado de [20].

Onde $\dot{N}(t) = \frac{dN}{dt}$ é a taxa de contagem ou atividade para um dado isótopo e λ é a familiar taxa de decaimento da equação 2.5. Esta quantidade é calculada para facilitar a comparação entre isótopos, considerando que $U(t)$ é independente do tempo para todos os núcleos. Os gráficos retirados de [20] mostrados nas figuras 2.4 e 2.3 para os dados de BNL e PTB respectivamente,

representam a função $U(t)$ e o inverso quadrado da distância da Terra para o Sol ($\frac{1}{R^2} [\frac{1}{(a.u)^2}]$) contra o tempo. Para os dados advindos do BNL, a função $U(t)$ da equação 2.8 foi construída usando a razão:

$$\frac{{}^{32}\text{Si}}{{}^{36}\text{Cl}} \equiv \frac{\dot{N}({}^{32}\text{Si})}{\dot{N}({}^{36}\text{Cl})} \quad (2.9)$$

de maneira que a longa meia-vida do isótopo ${}^{36}\text{Cl}$ cancelasse efeitos sistemáticos do detector que pudessem aparecer nas medições da taxa de ${}^{32}\text{Si}$.

Uma modulação com amplitude relativa de 0.1% com um período que se aproxima de 1 ano foi observada em ambos os conjuntos de dados com coeficiente de correlação de Pearson de $r = 0.52$ e $N = 239$ para os dados de BNL, e $r = 0.66$ e $N = 1968$ para os dados de PTB. Estes valores resultam em probabilidades de 6×10^{-18} e 2×10^{-246} , respectivamente, de que essas correlações apareceriam por puro acaso. Ademais, estes dois conjuntos de dados tem uma correlação de Pearson entre si de $r = 0.88$ com a probabilidade 4×10^{-12} de que a correlação apareceria de dados não-correlatos. Este resultado está representado na figura 2.5.

Posteriormente, os resultados de BNL foram revistos e uma análise de espectro mais profunda foi efetuada [23] que fez uso de uma transformação para o espaço de frequências para estudar a periodicidade dos efeitos previstos. Se uma modulação existir, no periodograma de Lomb-Scargle [7][8] haveriam picos correspondentes às frequências das modulações. Será usada esta mesma análise no futuro como uma das ferramentas para acompanhar a presença de modulações pela duração do experimento. Esta técnica foi utilizada para encontrar correlações na variação das taxas de decaimento com atividade do núcleo do Sol [29]. Modulações com frequências de 11.7 e 13.11 anos estão presentes na figura 2.6. Os autores postularam que neutrinos solares, que tem sua variação regida pela atividade do núcleo solar, podem estar mediando uma interação que afeta processos de decaimento de isótopos na Terra.

2.3 Interação dos Fótons com a Matéria

Para que se obtenha uma medida fidedigna dos valores λ é necessário um entendimento compreensivo das interações dos fótons emitidos com o aparato experimental, principalmente com os cristais cintiladores dos detectores. A

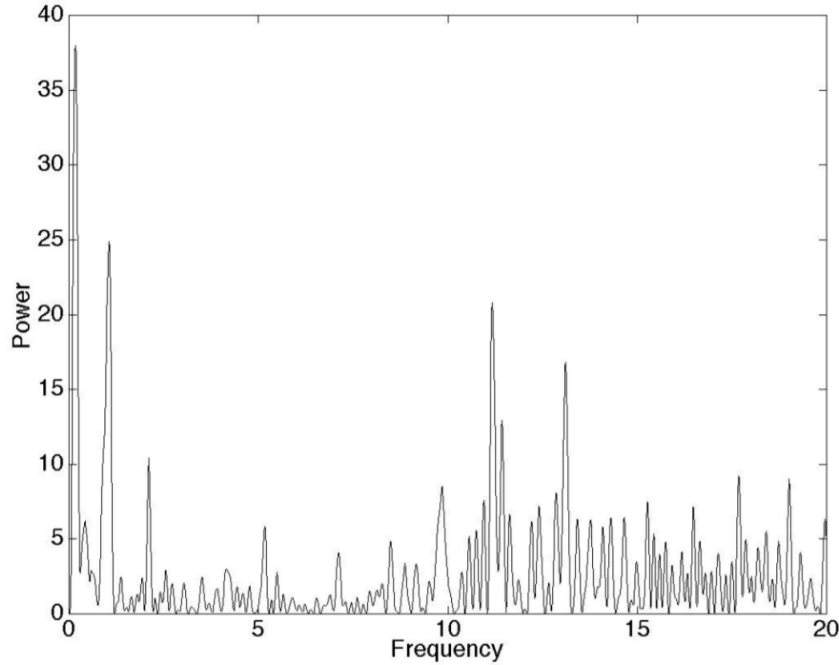


Figura 2.6: Espectro de potências da série temporal da razão entre as taxas de decaimento de ^{32}Si e ^{36}Cl e suas frequências em unidade de ano. Os picos próximos a 1 correspondem às modulações, enquanto os picos menores foram relacionados com comportamentos de período maior que 100 anos. Retirado de [23].

radiação gama criada por processos de relaxamento do núcleo interage através do efeito Fotoelétrico, espalhamento Compton e produção de pares para a faixa de energia contemplada no experimento, até 10 MeV .

Todos estes processos devem ser examinados sob a ótica de probabilidade integrada de interação sob o volume dos detectores, ou inversamente a atenuação de um feixe em um material. Um feixe de fótons tem sua atenuação em uma distância dx com intensidade dI explicitada pela seguinte equação:

$$dI = I(x + dx) - I(x) \equiv -\mu I(x)dx \quad (2.10)$$

Onde μ é o fator de atenuação ou absorção. Quanto maior o μ , menor a energia do feixe após interagir com o meio. Isto é causado por uma maior probabilidade de interação entre o fóton e o material. Integrando a equação

2.10 no espaço com $x_1 = 0$ e $x_2 = x$, encontra-se a relação de Beer-Lambert:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.11)$$

O termo μ pode ser decomposto em fatores de absorção para cada tipo de interações de raios gama com o meio. É mais comumente expresso como o coeficiente de atenuação de massa, $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$, onde ρ é a densidade do material.

2.3.1 Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico é o desalojamento de elétrons de uma nuvem eletrônica por fótons incidentes. Para que o elétron se desprenda, o fóton absorvido precisa ter uma energia mínima que exceda a energia de ligação do elétron mais a parte que representará a sua energia cinética. A vacância gerada pelo elétron solto pode ser ocupada por um elétron em uma camada mais externa e um efeito em cadeia de emissão de raio-X pode suceder. Uma representação esquemática do efeito fotoelétrico pode ser vista na figura 2.7. A probabili-

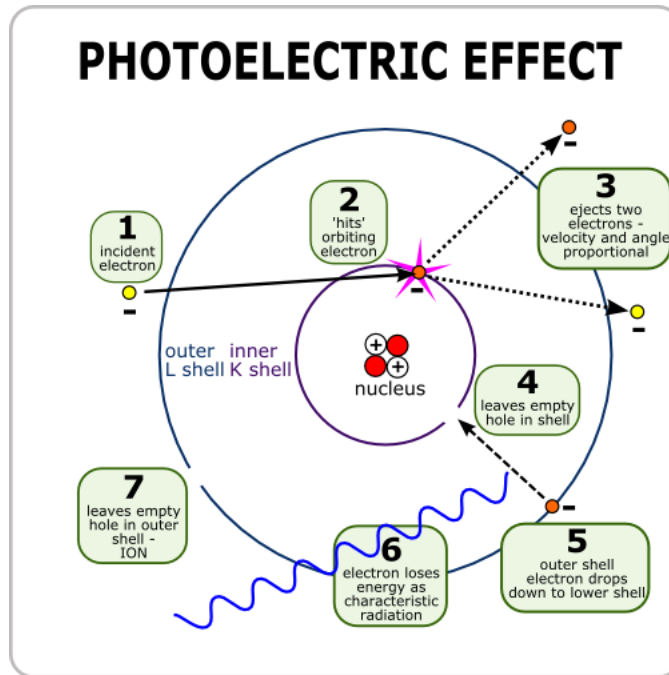


Figura 2.7: Diagrama de um átomo sofrendo o efeito fotoelétrico. Neste caso o elétron desalojado vem da camada mais interna, K.

dade que o efeito fotoelétrico ocorra depende da energia do radiação gama incidente. De acordo com [6], quando a energia é insuficiente para ionizar elétrons da camada K, a probabilidade diminui abruptamente. A equação para a seção de choque de fótons é:

$$\tau \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{3.5}} \quad (2.12)$$

Sendo Z o número atômico do átomo alvo e E_γ a energia do fóton incidente. Nos espectros de energia observados neste trabalho que utiliza detectores de NaI, o efeito fotoelétrico domina até a faixa dos 300 a 400 keV e, após este limite, o espalhamento de Compton e a produção de pares serão os efeitos dominantes.

2.3.2 Espalhamento Compton

Espalhamento de Compton é um tipo de espalhamento inelástico e incoerente entre um fóton incidente e um elétron livre ou com baixa energia de ligação. O fóton perde parte de sua energia e é reemitido com maior comprimento de onda. Como o fóton não é completamente absorvido, em contraste com o efeito fotoelétrico, é possível que esse processo se repita diversas vezes dentro do detector para um mesmo fóton. A energia de um fóton após uma interação pode ser calculada por:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (2.13)$$

Sendo θ o ângulo que o fóton reemitido faz com o caminho de incidência. Em geral é esperado que um evento de desintegração nuclear seja detectado somente por um dos detectores (veja capítulo 3), mas no caso de espalhamento Compton, existe a possibilidade não-nula de sucessivos espalhamentos sejam detectados em ambos os detectores.

A faixa de energia que este tipo de interação é mais observada é acima do efeito fotoelétrico, 0.5 MeV até 6 MeV. Como os picos dos radioisótopos observados têm um máximo em 2.5 MeV e um mínimo em 511 keV, é antecipado que o espalhamento Compton seja a principal forma que emissões relevantes interajam com os detectores. Essa interação tem uma seção de choque com forma similar ao do efeito fotoelétrico.

$$\tau \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (2.14)$$

2.3.3 Produção de Pares

Um raio γ incidente com energia $E_\gamma \geq 1.022$ MeV, equivalente ao dobro da energia de repouso de um elétron, pode produzir um par elétron-pósitron ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) com quase colinearidade de direção. Para que essa interação ocorra, é necessário que exista um átomo próximo que troque um fóton virtual. Caso contrário, o momento não se conservaria no referencial dos léptons criados. O pósitron resultante se aniquila com elétrons do meio do detector e a energia medida é característica da produção de pares. Em contraste com os tipos de interação com a matéria descritos anteriormente, a produção de pares é observada em maiores escalas de energia ($E_\gamma \geq 6$ MeV) e tem sua seção de choque com dependência quadrática do número atômico do meio que produz o fóton virtual:

$$\tau \propto Z^2 \quad (2.15)$$

Uma compreensão profunda das faixas de energia em que cada meio de interação é dominante é fundamental para modelar a radiação de fundo do experimento e poder assim separar as influências individuais de cada fotopico. Caso modulações sejam identificadas, os decaimentos específicos associados a cada fotopico poderão ser relacionados com a modulação. Na figura 2.8, explicitam-se as taxas de atenuação para a faixa de energia do experimento. Uma maior atenuação corresponde a uma maior probabilidade de interação com o cristal NaI, que compõe o detector.

2.3.4 O espectro de energia

Nesta seção será explicado como as diferentes formas de interação com a matéria descritas anteriormente aparecem no espectro de energia. Na figura 3.7 estão presentes algumas estruturas cruciais para compreender os mecanismos que criam o espectro. São estes, o contínuo de Compton, a borda Compton, pico de aniquilação (também chamado de pico de escape) e os fotopicos.

Quando a radiação gama se espalha pelo material cintilador de um detector, duas situações podem ocorrer. Se eventualmente esta radiação escapar, nem toda a sua energia será depositada no cristal cintilador. A banda de energias possíveis que tem relação direta com os ângulos de espalhamento θ (equação 2.12) é chamada de contínuo de Compton. Se a reflexão for total, isto é, o ângulo se aproxima de 180 graus, o máximo de energia é depositado e este ponto no espectro é chamado de borda de Compton. O valor

de energia dos fótons que são completamente refletidos pode ser calculado usando a equação 2.13 e é por volta de 250 keV. O fotopico por sua vez é a situação em que a radiação gama é refletida até o ponto em que o fóton for completamente absorvido.

No dobro da energia de repouso de um elétron (1020 keV), a produção de pares pode ocorrer. O par elétron-pósitron criado deposita a sua energia cinética no detector e posteriormente se aniquila. Existe a possibilidade dos fótons de aniquilação escaparem. Se somente um escapar, será visto um pico com distância de 511 keV do fotopico. Se ambos escaparem, haverá um outro pico com energia $E = E_p - 1020$ keV, sendo E_p a energia do fóton original que produziu o par.

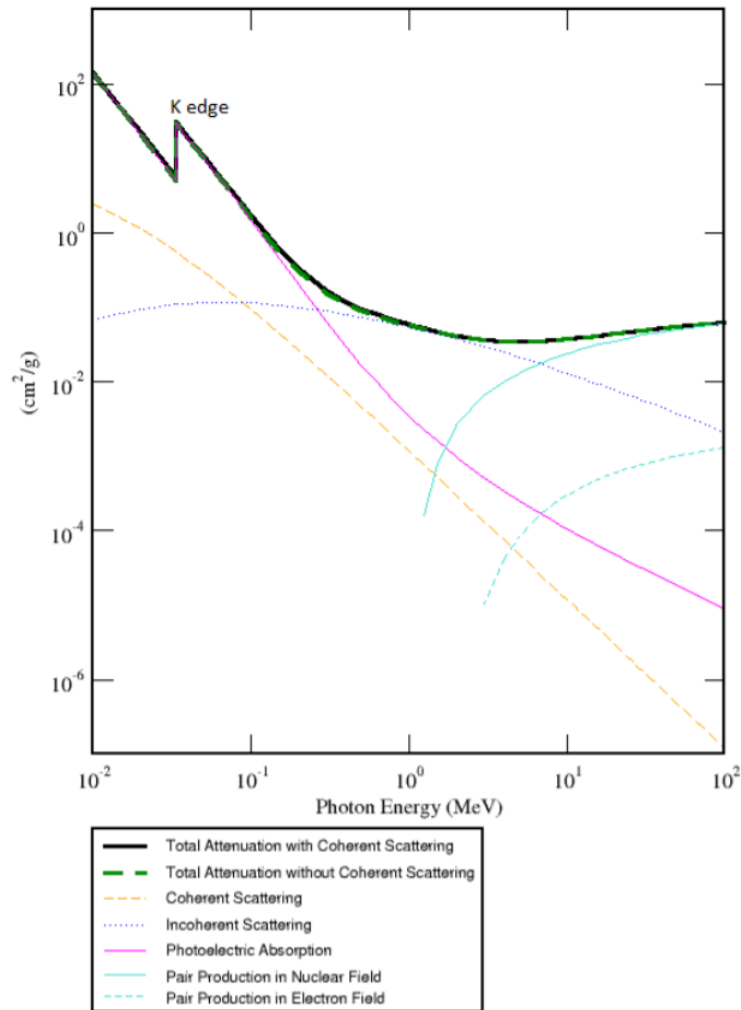


Figura 2.8: O coeficiente de atenuação de massa de NaI (linha preta sólida) em função da energia do fóton incidente. As contribuições do efeito fotoelétrico (linha rosa), espalhamento Compton (azul pontilhado) e produção de pares (azul claro pontilhado) estão desenhadas. Para baixas energias (até $10^{-0.5}$ MeV) o efeito fotoelétrico domina, o espalhamento Compton sucede a partir desse limite até $10^{0.5}$ MeV e subsequentemente a produção de pares se torna responsável por a maior parte da atenuação. A descontinuidade no gráfico (K edge) é o limiar no qual a absorção de fótons por elétrons da camada K é possível através do efeito fotoelétrico. Figura retirada de [3]

Capítulo 3

O setup experimental e as fontes

A principal motivação do experimento Modulation foi confirmar a presença (ou ausência) de modulações em isótopos selecionados. As medidas são feitas dentro de uma caixa isolada do laboratório com sua temperatura estabilizada e parâmetros de ambiente (slow control) controlados. Dessa forma, os resultados das análises poderão verificar correlações entre desvios do comportamento esperado com mudanças no ambiente. A figura 3.1 representa um desenho esquemático das caixas internas e externas.

O experimento em sua totalidade está presente em quatro localidades com configurações similares na Universidade de Purdue nos Estados Unidos, o Instituto Nacional Holandês de Física Subatômica - Nikhef - na Holanda, a Universidade de Zurique na Suíça e por fim o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas no Rio de Janeiro. A participação de uma instituição no hemisfério sul é de particular importância, pois efeitos sazonais que possam afetar as medidas podem ser comparados entre set ups. Além disso, a anomalia magnética do Atlântico Sul [37] implica em um maior fluxo de múons no set up do CBPF, o que possibilita mais um controle sobre efeitos esquemáticos nas medidas. Um sistema de detecção de múons que está atualmente sendo elaborado pelo grupo brasileiro vai permitir medir mais um parâmetro além dos que serão mencionados na subseção 3.1.2.

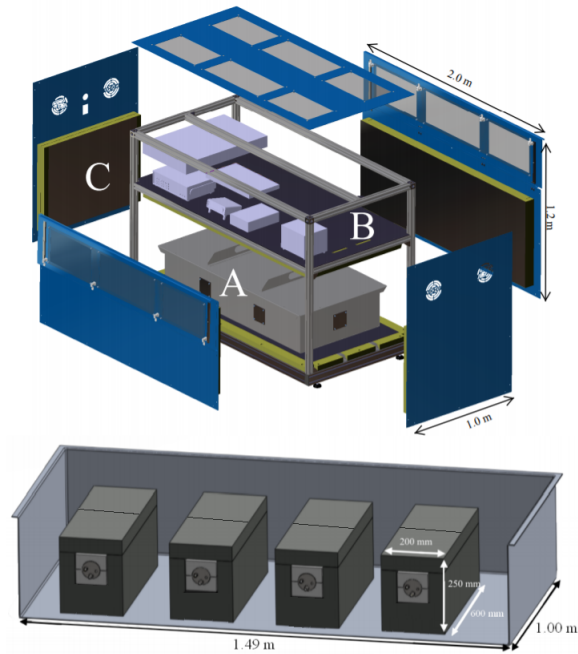


Figura 3.1: No topo, uma visão das caixas. A caixa interna (A) de alumínio. Nela se encontram os detectores, o chumbo de radioproteção, aquecedores e sensores de slow control. A caixa interna é insulada por 10 cm de espuma de poliuretano (C) e a base (B) comporta equipamentos eletrônicos como as fontes de alimentação das PMTs, o medidor de Radônio, o sistema de aquisição de dados e o PID de controle de temperatura. Em baixo, as caixas internas com quatro pares de detectores envolvidos em placas de chumbo de 5 cm de espessura.

3.1 Módulos do experimento

Cada aparato experimental consiste em oito detectores com cristal cintilador de NaI(Tl) arranjados em pares. Três dos pares de detectores medem fontes encapsuladas em um disco de plástico com diâmetro de 1". O último par acompanha a radiação de fundo, com o propósito de controlar a radiação da caixa interna e também permitir a construção de um modelo preciso de radiação de fundo para separar as contribuições das mesmas dos fotopicos. Os cristais cintiladores são acoplados a fotocátodos com tubos fotomultiplicadores (PMT) que transformam o sinal de luz em um sinal elétrico amplificado.

Este sinal é enviado para o DAQ (Data Acquisition System) que digitaliza este sinal para armazenamento. A partir deste ponto o sinal é enviado para o computador junto com os parâmetros de slow control. Estes dados são compilados e processados por um programa em Labview que salva arquivos binários em um cluster de armazenamento local.

3.1.1 Os detectores de NaI(Tl)

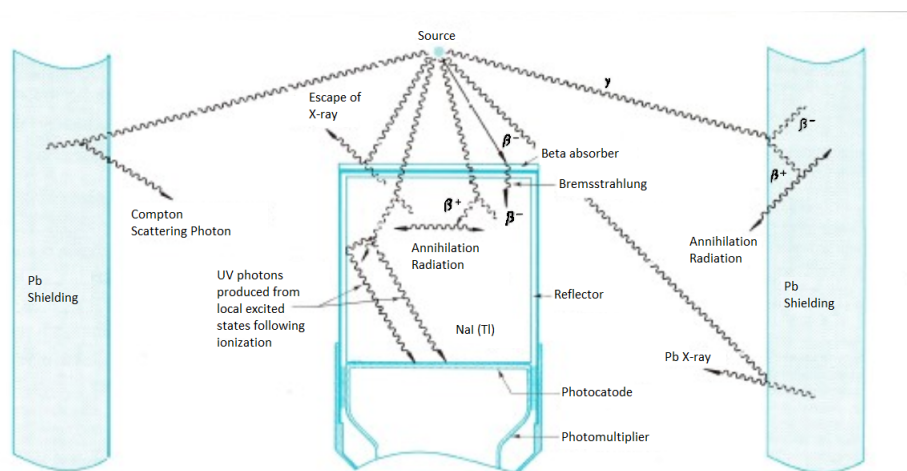


Figura 3.2: Estão representados os diversos processos que podem gerar fótons UV no cristal cintilador e por consequência serem interpretados como sinal. Na figura 6.4, o espectro γ da radiação de fundo tem presença apreciável de fotopico somente de ^{40}K , o que sugere que o chumbo em torno não afeta a medida.

Detectores de NaI foram desenvolvidos em meados do séc. XX, e apesar de não serem da família de detectores com a maior possível resolução de energia, são amplamente utilizados. A colaboração optou por este tipo de detector da empresa Scionix pois estes têm resposta linear de energia, baixo custo e são facilmente substituíveis em caso de defeito. Além de serem os detectores usados em outros experimentos que encontraram modulações, como DAMA/LIBRA. O modelo é 76B76/3mL-E1 NaI(Tl). Como elaborado na seção 2.3, a radiação do decaimento das fontes interage com o cintilador cristalino de NaI(Tl) que emite fótons na faixa de energia de luz visível até ultravioleta. O sal cristalino NaI é dopado com Tálcio porque o número de

fótons UV gerados pelo cristal e a transparência do meio para estes fótons aumentam. Uma explicação mais aprofundada do mecanismo de cintilação de cristais dopados se encontra em [6].

Tubo fotomultiplicador

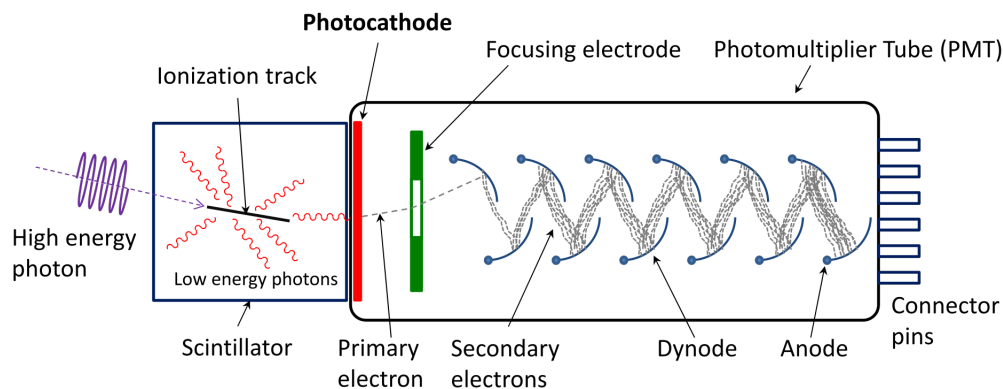


Figura 3.3: Corte de um PMT com o efeito em cascata de geração de elétrons. Os pulsos são gerados pelo anodo ao interagir com os elétrons.

O conjunto de tubo fotomultiplicador e fotocátodo tem a função de converter os fótons ultravioleta gerados pelo cristal cintilador em um sinal representativo do decaimento. Para que a maior fração possível de fótons gerados pelo cristal seja convertido para sinal, é necessário que a região de frequência do fotocátodo seja a mesma que a faixa de frequência dos fótons ultravioleta gerados pelo NaI(Tl). O fotocátodo converte os fótons para elétrons através do efeito fotoelétrico. Estes elétrons são acelerados por um campo elétrico pelo tubo e se multiplicam por um processo chamado de emissão secundária ao interagirem com os dinodos no tubo. Essa interação se repete sucessivamente em cada dinodo amplificando exponencialmente o número de elétrons até o fim do PMT. Neste ponto, os elétrons encontram o ânodo e são convertidos para um pulso detectável que é levado por cabos coaxiais até o digitalizador de pulsos. O tempo de relaxamento do ânodo determina a cauda do pulso e é da ordem de $23 \mu\text{s}$. O PMT utilizado no experimento é um 9305KB PMT da empresa ET Enterprises, com 78 mm de diâmetro e de alto ganho e estabilidade. Os dinodos são feitos de SbC modificados para otimizar linearidade e prontidão de resposta.

O PMT é alimentado por fontes de alta voltagem de precisão controlados por um software da CAEN que mantém a voltagem constante ($< 1 \text{ Volt}$

de variação) para garantir que os ganhos dos detectores não variem com o tempo. No próximo capítulo, será descrito a calibração destes valores de voltagem.

3.1.2 Slow Control

O sistema denominado Slow Control é o conjunto de sensores que monitora o ambiente da caixa interna onde as fontes se situam. Consiste de um Arduino com sensores de temperatura, pressão, campo magnético (todas as direções) e umidade. Além disso, o radônio no interior da caixa e os valores de alta voltagem das fontes que alimentam os PMTs também são monitorados. Todos esses valores são coletados com frequência de 3 Hz e enviados para o sistema DAQ através de um cabo USB.

Os sensores acoplados ao Arduino são:

- O sensor de temperatura é um TMP102 SEN09418 da empresa Sparkfun com resolução de fábrica de 0.0625 °C e precisão de 0.5 °C.
- O sensor de pressão é um e BMP085 SEN-09694, também da empresa Sparkfun e mede pressões de 300 até 1100 hPa. Tem precisão de 0.03 hPa.
- A medição tridimensional de campo magnética usa o sensor HMC5883L SEN-10530 ROHS Sparkfun. Mede valores de campo em mG, com precisão de 1 mG.
- A umidade é medida pelo sensor HH10D SEN-10239 Sparkfun com precisão de 0.08%.

Temperatura

A temperatura especificamente precisa ser controlada para que as variações sejam da ordem de 1 °C. Estudos feitos pela colaboração (veja figura 3.4) demonstram que dentre os parâmetros observados, o que tem maior correlação com variações nas atividades das fontes é a temperatura. Portanto, ao invés de se manter somente acompanhando as flutuações de temperatura, um sistema de manutenção que consiste de um controlador PID (proporcional - integral - derivativo) com sensor próprio de temperatura conectado com aquecedores é integrado com o experimento. O PID utilizado é um WATLOW EZ-ZONE 1/16 DIN (PM6), com aquecedores posicionados entre os detectores.

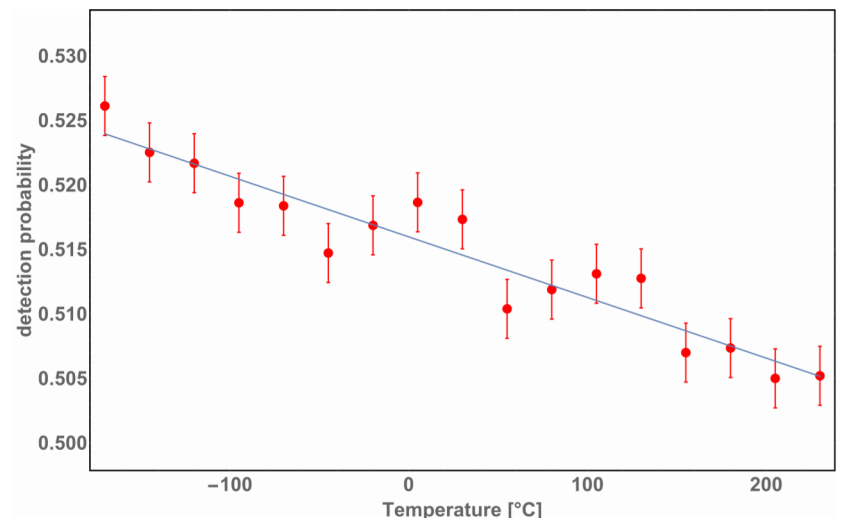


Figura 3.4: A probabilidade de interação de um raio- γ de 1 MeV em diferentes temperaturas em vermelho. A redução do ângulo sólido do cristal NaI por expansão térmica se traduz em menores chances de interagir com o mesmo. Resultado de uma simulação em Geant4 retirado de [4].

Um controlador PID de temperatura varia a corrente direcionada a resistores dependendo da velocidade de variação de temperatura e o valor absoluto em relação ao ideal, i.e. configurado. A temperatura configurada no PID deve ser sempre acima da temperatura que o ambiente do laboratório alcança naturalmente, pois o controlador só é capaz de aquecer. Na figura 3.5 é possível verificar o efeito dos aquecedores no controle de temperatura comparando com as variações de temperatura no ambiente externo.

Radônio

^{222}Ra é um isótopo emissor de partículas alfa que é o maior responsável pela radiação de fundo em ambientes fechados. É gerado no esquema de decaimento de Urânio-238 que se encontra em pequenas quantidades em cimento, madeira e outros materiais frequentemente utilizados em construção. Desta forma, um acompanhamento dos níveis de Radônio dentro da caixa interna se fez necessário, pois um ambiente quase selado pode acumular este isótopo a níveis que afetariam as medidas.

A concentração de ^{222}Ra é acompanhada com o equipamento Rad7 e um desumidificador Drystik ADS-2. O Rad7 é um detector de alfa com precisão

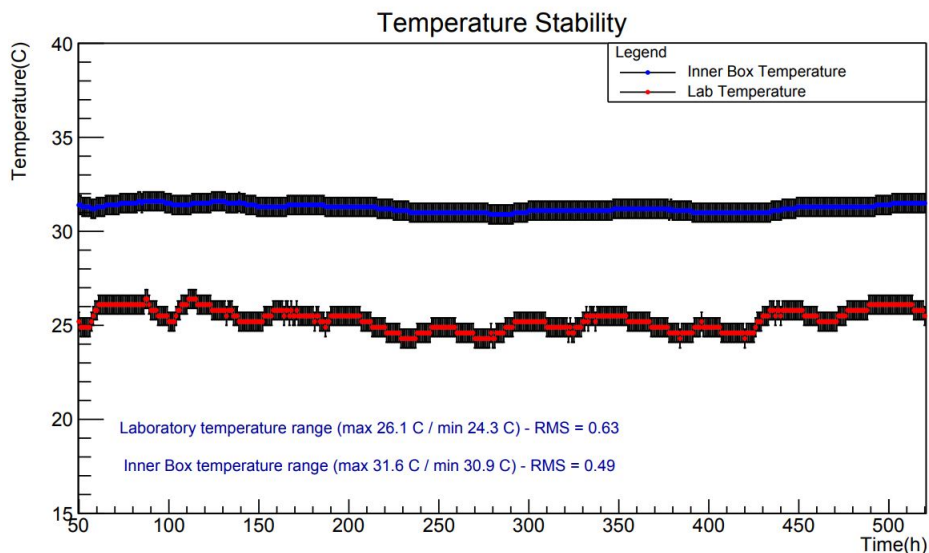


Figura 3.5: Temperatura da caixa interna em azul e do laboratório em vermelho demonstrando a estabilização de temperatura quando comparado com o ambiente externo. Feito por Raphael Perci.

que pode alcançar $\pm 5\%$ em ambiente de baixa umidade. As partículas alfa contadas vêm de ^{218}Po e ^{214}Po , dois isótopos intermediários do esquema de desintegração do Radônio.

3.1.3 DAQ

Em contraste com os parâmetros gravados de slow control, os dados criados pelos detectores na forma de pulsos são chamados de fast data. Estes são digitalizados pelo equipamento da National Instruments NI5751 FlexRIO de 14 bits que é conectado ao módulo NI PXI-7951R FPGA (*field programmable gate array*), ambos os módulos são conectados a um chassis da NI. Neste FPGA existe um filtro programado em *Labview* que determina os pulsos que serão enviados para o computador. A este filtro se dá o nome de *threshold* e caso um pulso não tenha um valor mínimo de pico em ADC é considerado radiação de fundo de baixa energia. No caso da fonte de Titânio, o espectro de γ da seção 3.2.3 vai demonstrar que picos de muito baixa energia podem não aparecer pela atuação deste filtro. O **threshold** não é único e na tabela 3.1 estão estes valores para cada detector.

Fonte	Canal	Núm. de Série	Threshold
Radiação de Fundo	0	SFD090	1500
Radiação de Fundo	1	SBL267	1500
^{44}Ti	2	SFD088	1000
^{44}Ti	3	SBL266	1000
^{137}Cs	4	S2AA8701	1500
^{137}Cs	5	S2AA8702	1500
^{60}Co	6	S1AA0604	1500
^{60}Co	7	S1AA0603	1500

Tabela 3.1: Valores de *threshold* para cada detector. Optou-se por um valor menor de threshold para os detectores com a fonte de titânio pois o espectro de energia deste isótopo tem os picos com menores energias dentre todos os medidos. Um valor de threshold maior implica em um corte de energia que poderia afetar a contagem de eventos no fotopico.

3.2 As fontes radioativas

A escolha de fontes radioativas foi feita com alguns critérios em consideração. Primeiramente, é necessário que modulações em seus decaimentos tenham sido medidos na literatura (Titânio [30], Cobalto/Césio [31] e Manganês [27]). Segundo, as fontes devem ter meia-vida maior do que seis meses, para que as atividades não diminuam a ponto de comprometer a precisão da medida. Quando adquiridas entre 2013 e 2015, todas as fontes tiveram suas atividades medidas em $A_0 \geq 1$ kBq. Portanto, é esperado que as fontes utilizadas no CBPF terão atividade apreciáveis (cinquenta vezes a atividade da radiação de fundo) por até 15 anos. Por fim, a facilidade de obtenção e distribuição para cada set up foi levada também em consideração. Na tabela 3.2 se vê as configurações de fontes de todas as localidades.

3.2.1 Cobalto-60

O isótopo ^{60}Co é um emissor de raios gama de alta energia com meia-vida relativamente longa (fig. 3.8) quando comparado com outras fontes radioativas com emissões de radiação gama com energia similar. É manufaturado através do bombardeamento de ^{59}Co com nêutrons lentos (< 1 eV). De acordo com a figura 3.6, decai por β^- com energias 1.491 MeV, 0.318

	Meia Vida	CBPF	Nikhef	Purdue	Zurique
^{137}Cs	30.05(8) a	✓	✓		
^{60}Co	5.2711(8) a	✓	✓	✓	✓
^{44}Ti	60.0(11) a	✓	✓	✓	✓
^{54}Mn	312.19(3) d			✓	✓

Tabela 3.2: A configuração atual permite que todas as fontes estejam presentes em pelo menos dois locais. Este controle tem como objetivo relacionar mudanças nos espectros com efeitos sistemáticos, tão como verificar variações nas atividades entre set ups. Valores de meia vida em anos (a) e dias (d) de acordo com DDEP (Decay Data Evaluation Project).

MeV ou 1.550 MeV dependendo do estado inicial do isótopo. Após este decaimento, o núcleo filho resultante, Ni, relaxa emitindo fótons com energias 1.17 MeV ou 1.33 MeV com meia-vida de 3.3 ps e 0.7 ps, respectivamente [38].

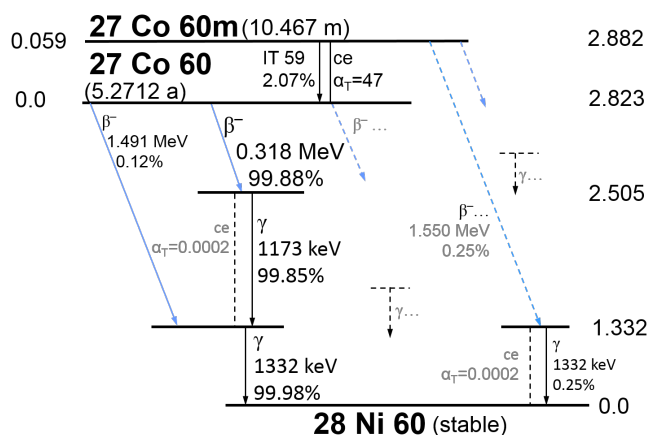


Figura 3.6: Esquema de decaimento de ^{60}Co . Todos os decaimentos possíveis do isótopo e de seu isômero junto com as probabilidades individuais estão ressaltados. Feito por Nucleonica.

Por ser a fonte do experimento com fotopicos de maior energia, é a única em que o espectro gama apresenta de maneira distinta todas as estruturas enunciadas na seção 2.3.4. Os maiores picos no centro da figura 3.7 são produzidos quando os fótons do relaxamento do núcleo filho são totalmente

absorvidos pelo cristal cintilador do detector. Quando um par de fótons com energias de cada fotopico são detectados com uma distância de tempo menor que o tempo-morto do experimento, um terceiro fotopico aparece no espectro com energia igual a soma dos fotopicos anteriores. Aqui se vê um em aproximadamente 2.5 MeV. Aos fotopicos descritos estão associados contínuos e bordas de Compton. Na figura, a primeira borda está situada em 1 MeV e a segunda em 300 keV. Os picos de aniquilação que tem como energias (1) $E_\gamma - 511$ keV e (2) $E_\gamma - 1022$ keV também estão presentes. O pico de aniquilação (2), no entanto, não é discernível da borda de Compton em ≈ 300 keV.

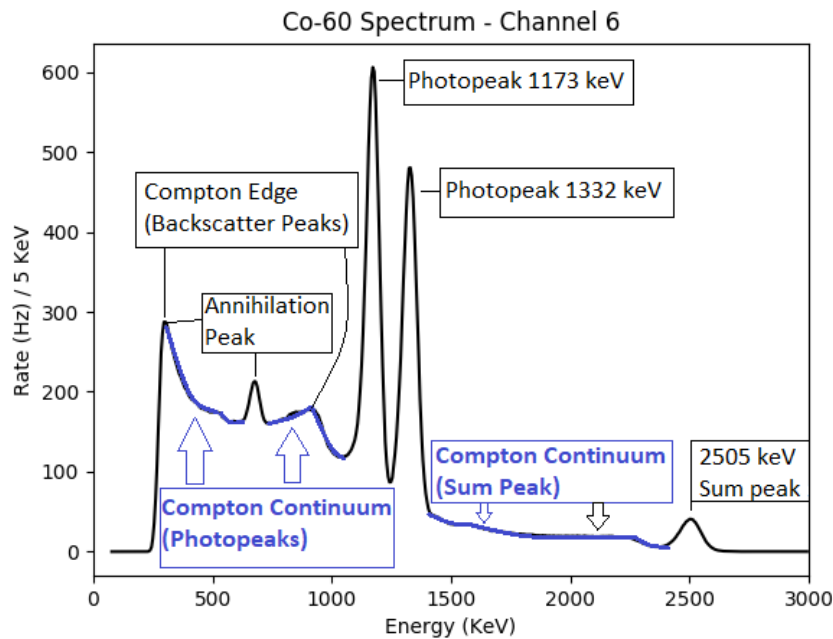


Figura 3.7: Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 5 keV de ^{60}Co . O Cobalto é a fonte com maior número de estruturas em seu espectro. Está presente contínuo e borda de Compton, fotopicos com associação direta a relaxamento nuclear e fotopico de soma, além de pico de aniquilação por produção de pares.

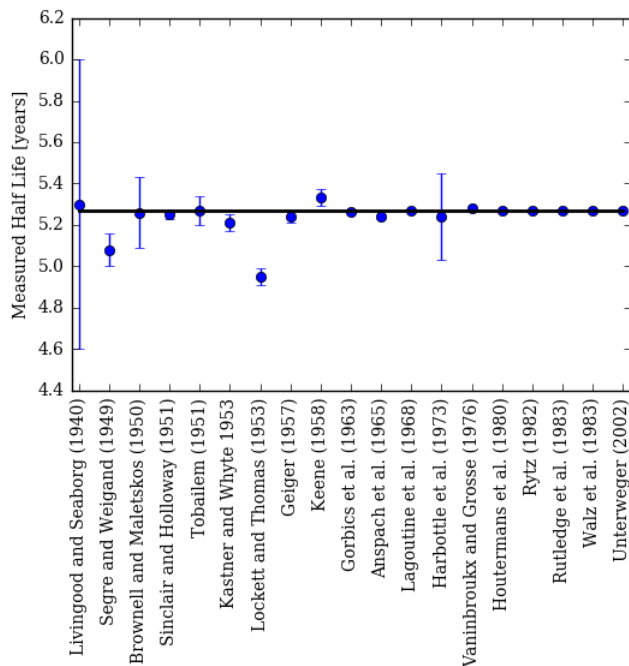


Figura 3.8: Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{60}Co , em anos. Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue.

3.2.2 Césio-137

O elemento ^{137}Cs tem meia-vida de aproximadamente 30.17 anos (fig. 3.11). Como se pode ver na figura 3.9, o decaimento do núcleo pai é feito por β^- . Cerca de 94.7% das ocasiões, este isótopo decai em $^{137}\text{Ba}_m$, um isômero metaestável de Bário. 85.1% do tempo, o isômero relaxa emitindo um fóton com energia de 661.7 keV, correspondendo ao único fotopico presente no espectro gama. O restante dos decaimentos β^- podem resultar ou em um isótopo estável do Bário, ou em uma etapa intermediária com baixa probabilidade que eventualmente decai para este mesmo isótopo.

A ausência de estruturas complexas de interação dos fótons com matéria é explicada pela unicidade de tipos de decaimento gama. Sem outros fotopicos para criar estruturas secundárias na região do fotopico principal, o mesmo pode ser facilmente ajustado com uma função gaussiana sem adição de termos complexos de radiação de fundo. Por este motivo, o único fotopico do ^{137}Cs

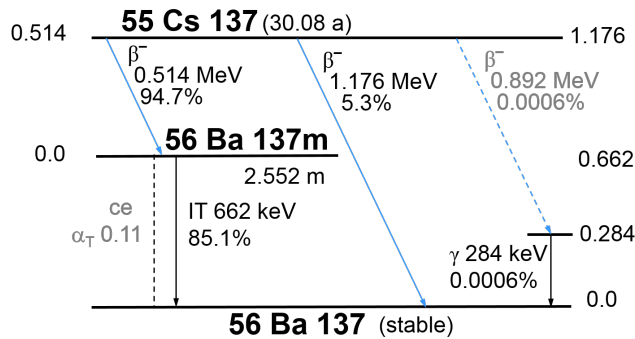


Figura 3.9: Esquema de decaimento de ^{137}Cs . Todos os decaimentos possíveis do isótopo e do isômero metaestável intermediário junto com as probabilidades individuais estão ressaltados. Feito por Nucleonica.

é frequentemente usado para calibrar equipamentos de detecção.

Na figura 3.10, estão destacados o fotopico principal e as estruturas secundárias geradas pela ausência de absorção total dos fótons do decaimento. A região do contínuo de Compton tem um máximo 400 keV e um mínimo em 200 keV, que é o valor de energia da borda de Compton, também dito pico de retroespalhamento.

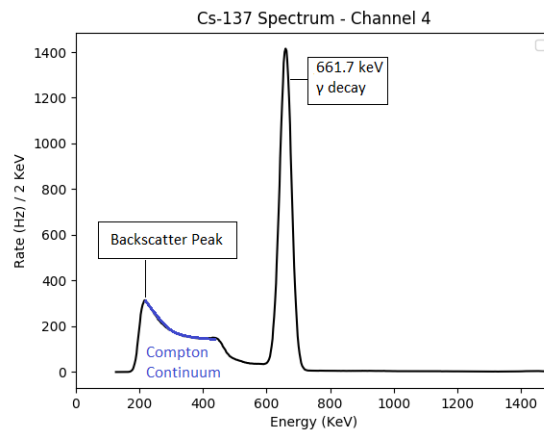


Figura 3.10: Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 2 keV de ^{137}Cs . Em azul, o contínuo de Compton e apontados por linhas, o fotopico e o pico de retroespalhamento.

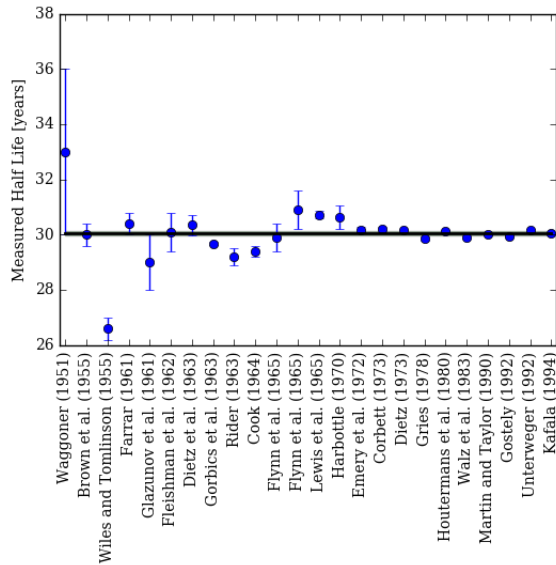


Figura 3.11: Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{137}Cs . Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue.

3.2.3 Titânio-44

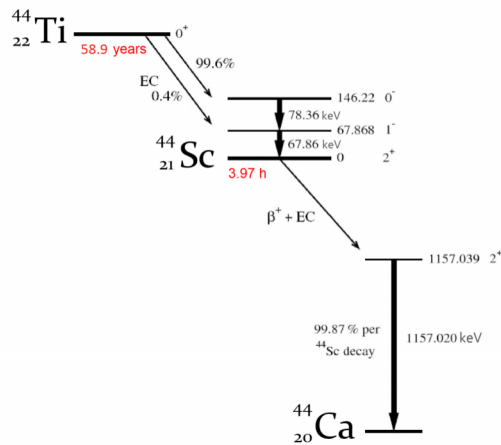


Figura 3.12: Esquema simplificado de decaimento de ^{44}Ti . Os decaimentos possíveis e suas respectivas meias-vida estão representados.

^{44}Ti é um isótopo radioativo de titânio que não existe no sistema solar pois é produzido em supernovas de alta ionização [40]. Sua meia-vida ainda não foi bem estabelecida (fig. 3.14), mas é por volta de 60 anos. Um dos objetivos secundários da colaboração Modulation é definir os valores de meia-vida das fontes com maior precisão, especificamente da fonte de titânio.

^{44}Ti se desintegra 100% por captura eletrônica para níveis excitados de ^{44}Sc com meia-vida de 3.93 horas, que por sua vez decai por um conjunto de captura eletrônica e β^+ para ^{44}Ca . Dentre os decaimentos por captura eletrônica, ocorrem dois relaxamentos nucleares do ^{44}Sc , dependendo do tipo de captura que ocorreu na primeira etapa. A meia-vida desta fonte, por obrigatoriamente ter que decair por captura eletrônica, é particularmente sensível a mudanças de ionização. O isótopo se torna estável quando em um estado completamente ionizado [39].

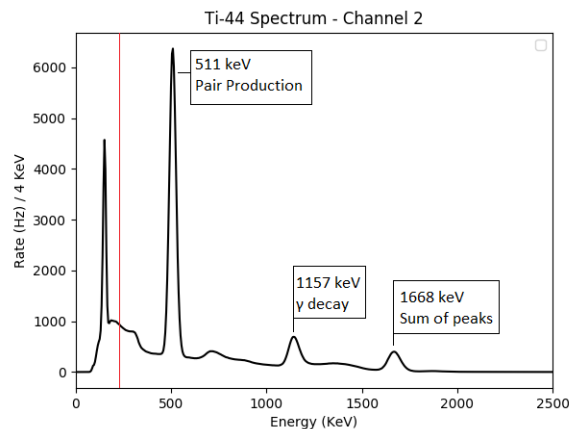


Figura 3.13: Espectro Gama em Becquerel por energia com binagem de 4 keV de ^{44}Ti . A linha vermelha representa uma fronteira imprecisa onde à direita os detectores têm resposta linear a eventos. O pico situado em aproximadamente 100 keV é na verdade a convolução de dois fotopicos com energias de 78 e 67 keV mais as estruturas criadas por espalhamento Compton.

O principal fotopico é o resultado da aniquilação do pósitron criado pelo decaimento β^+ . O pósitron rapidamente se aniquila com um elétron do cristal cintilador e cria dois fótons com energias de 511 keV. O segundo fotopico em 1157 keV é resultado do relaxamento do núcleo de ^{44}Ca e o terceiro com 1668 keV é a soma dos fotopicos anteriores. Em energias menores que 200 keV, na

figura 3.13 representado por uma linha vertical vermelha, existe uma perda de linearidade do sistema de detectores causado pela calibração de voltagem optada e o valor de *threshold*. Por este motivo, não é possível discernir os fotopicos com energias 78.36 keV e 67.86 keV e nem a borda de Compton criada pelo fotopico principal. A convolução das estruturas por si só não é considerada um problema nesta faixa de energia, já que o fotopico que apresenta modulação na literatura é o criado por produção de pares em 511 keV [30].

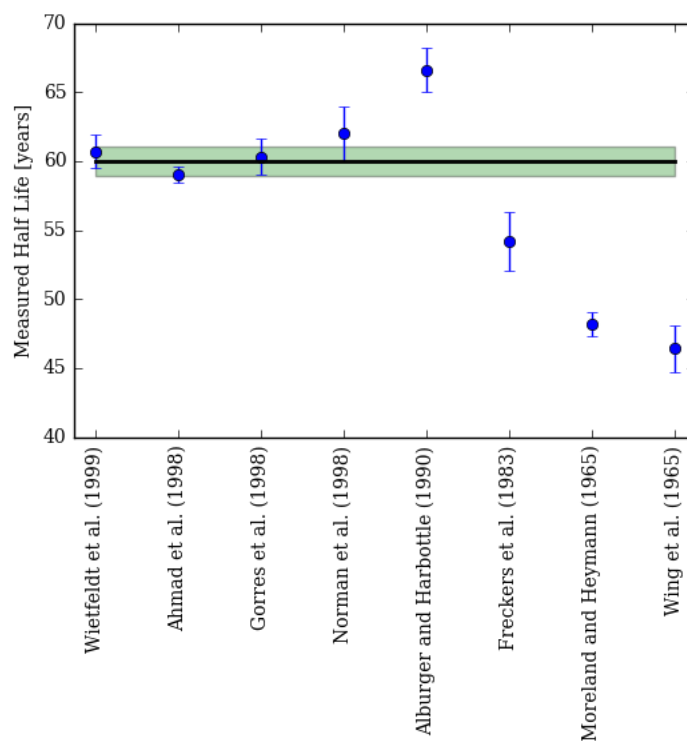


Figura 3.14: Histórico de valores de meia vida para o isótopo ^{44}Ti . Linha horizontal é o valor de consenso aceito por DDEP, a banda verde é um sigma. Compilado por Cassie Reuter da Universidade de Purdue.

Capítulo 4

Processamento de dados

Os dados adquiridos pelo experimento são ingeridos para armazenamento por um software chamado de DAQana escrito em *Labview*. Neste capítulo será explicado o caminho dos dados desde a formação de pulso até a forma final em cima da qual é feita a análise e os gráficos de acompanhamento do experimento.

4.1 Waveform

O pulso é digitalizado pelo FPGA do DAQ (seção 3.1.3) fazendo medidas de voltagem incidentes com intervalos de 20 ns. Antes de ser armazenado, o pulso resultante também tem alguns outros parâmetros calculados. Os dez pontos antes de um pulso começar são usados para calcular o patamar que é considerado como o valor base para medição, denominando no experimento como *baseline*. O pulso tem valores de integral [nV*s] (proporcional a energia do fóton inicial), pico [mV], *baseline* [contagem] e *RMS* [contagem] (variação quadrática média em torno do *baseline*). Ao pulso pós análise primária feito pelo FPGA se dá o nome de *waveform*.

Os dados coletados são enviados através de cabos de fibra ótica até o computador e 8 sistemas FIFO (*first in first out*) recebem os dados e os gravam em disco em formato binário. A lógica do sistema garante que o tempo-morto (tempo mínimo entre eventos para que sejam identificados como distintos) seja por volta de 1.6 μ s e a fração de eventos perdidos é estimada em $\approx 2 \times 10^{-7}$ com confiança de 90%. Após o filtro de *threshold* e o cálculo de parâmetros, existe mais uma etapa para filtrar *waveforms* e manter somente

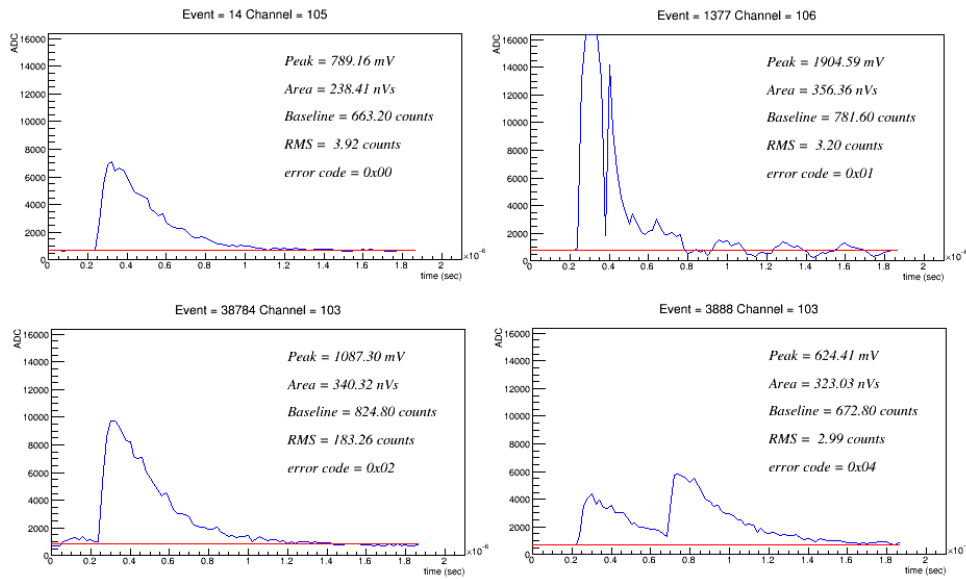


Figura 4.1: No alto à esquerda, evento bom (erro = 0); topo à direita, *waveform* com pico muito pronunciado (erro = 1, ADC Overflow Error); baixo à esquerda, *waveform* com *baseline* inconstante (erro = 2, Baseline RMS too high); baixo à direita, *waveform* com dois picos (erro = 4, Double Peak Structure)

eventos bons. Esta etapa leva em consideração valores anormais de *baseline*, pico e *RMS* quando comparados com um evento bom para determinar o código de erro:

- error = 0x00: O evento é bom, nenhum de seus parâmetros violou os limites estabelecidos
- error = 0x01: *ADC Overflow Error*. O pico do *waveform* foi maior que o limite de 16384 ADC, correspondendo aproximadamente a 0.8 V, dependendo da calibração das fontes de alimentação dos PMTs.
- error = 0x02: *Baseline RMS too high*. Em situações que existe ruído no momento da medida, é improvável que um bom *baseline* possa ser estabelecido. O RMS é o parâmetro que calcula o desvio dos primeiros pontos do *baseline*. Se esse valor for maior que 25, o código de erro é marcado como 0x02. O ruído que causa esse tipo de código pode

vir tanto de interferência eletromagnética como de caudas de outros eventos com relaxamento de maior duração.

- error = 0x04: *Double Peak Structure*. Quando dois eventos são medidos pelo mesmo detector com uma diferença de tempo menor que o tempo-morto do sistema, uma estrutura de dois picos é observada na *waveform*.

Os erros com código 3, 5, 6 e 7 descrevem *waveforms* em que mais de um tipo de erro ocorreu, onde erro = 3 corresponde ao primeiro mais o segundo erro.

4.2 O processamento

A padronização do processamento de dados por toda a colaboração se deu através da criação de um software chamado *Processing*. Escrito nas linguagens de programação *ROOT*, *Python* e *C++*, este programa comprime o volume em disco ao fazer uso das estruturas de dados chamadas de *Trees* do framework do *ROOT*. A principal função do programa é efetuar uma calibração de energia e todo o processo de análise e cálculo de atividade de picos. O *Processing* foi construído de maneira modular para possibilitar o acréscimo de novos estudos à etapa de análise. As duas etapas do software serão descritas individualmente.

Dentro de uma árvore existem os *branches*, ou ramos, onde são guardadas as informações de cada evento. A precisão temporal é mantida com o relógio atômico do Observatório Nacional que segue o padrão NIST (*National Institute of Standards and Technology*). Os valores de *slow control* são gravados e salvos em árvores separadas. Em sua totalidade, uma árvore do arquivo *.root* tem como ramos:

- integral - Em unidades de nV.s pré-calibração e keV pós-calibração, é o valor da área do pulso.
- baseline - Valor considerado como base do *waveform*.
- rms - *RMS* do *baseline*.
- error - Onde são guardados os códigos de erro.
- ratio - Razão entre a energia do *waveform* total e do *waveform* parcial até 500ns. Valor ideal é em torno de 0.85.

- height - Altura do Pulso após correção de *baseline*.
- channel - Canal do evento, corresponde ao número do detector.
- time - Tempo em que o evento ocorreu.

Dentro do arquivo com final `.root` ficam armazenados os dados salvos de slow control, também com o tempo de NIST.

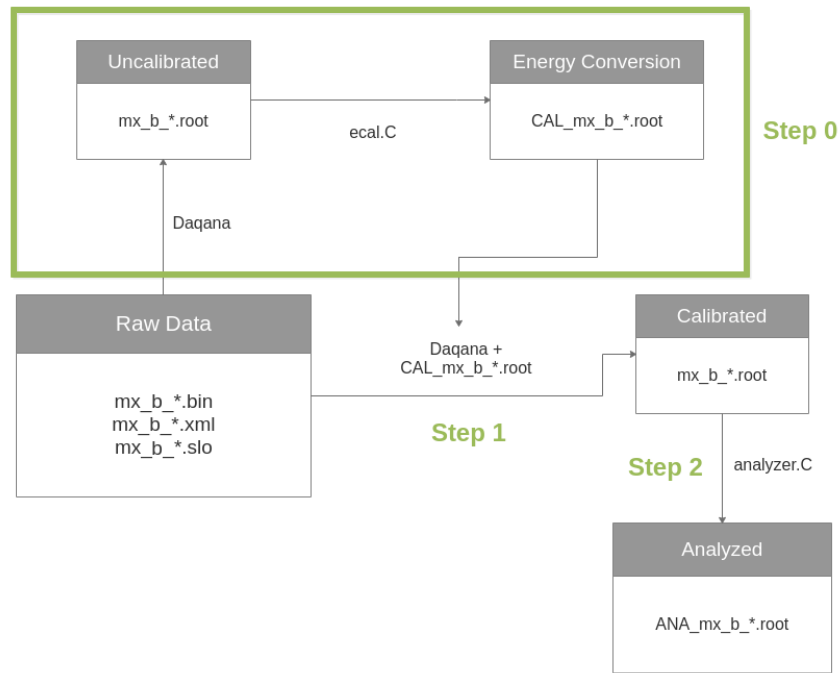


Figura 4.2: Fluxograma das etapas de processamento do software *Processing*. Os arquivos binários são primeiramente convertidos em `.root` e uma calibração de energia é feita em blocos dos dados para que valores de energia sejam medidas em keV ao invés de nV.s. O resultado da calibração (`CAL_mx_b_*.root`) é usado no arquivo todo que é subsequentemente analisado por `analyzer.C`, resultando no arquivo `ANA_mx_b_*.root`. A nomeação de arquivos é dependente do local do experimento, tendo o formato `mx (modulation experiment) + b (CBPF) + data_hora + .root`.

4.2.1 Calibração de Energia

A primeira fase do fluxograma esquematizado na figura 4.2 é a calibração de energia. O conjunto de eventos quando integrados nos limites de voltagem forma um espectro de energia. Como o formato dos espectros e os valores de energia dos picos são conhecidos, é possível a partir deste ponto criar uma transformação que associe valores de voltagem a energias.

Fonte	Fotopicos [keV]
^{137}Cs	661.7
^{60}Co	1173.2, 1332.5, Soma de picos
^{44}Ti	511.0, 1157.0, Soma de picos

Tabela 4.1: Fotopicos importantes para o trabalho, em keV. Soma de picos são os picos menores que aparecem quando eventos advindos dos picos principais são detectados como um só evento, somando os valores de energia.

A calibração de energia é feita em espaços de tempo pré-determinados, no CBPF é feito um espectro a cada 30 minutos e uma gaussiana junto com uma função linear representando a radiação de fundo são ajustadas ao primeiro pico. Para o ajuste ser feito corretamente, uma faixa de valores de V.s devem ser fornecidos para a região onde se encontra o primeiro pico. Com este ajuste tendo sido feito, os outros picos (se houverem) são encontrados pois a distância entre picos é conhecida. Finalmente, uma função linear é construída usando como pontos os valores de pico em V.s e keV para fornecer uma transformação para espectro de energia gama.

4.2.2 Análise de dados

Para obter-se a atividade específica de cada pico foi integrado ao *Processing* uma biblioteca de ajuste chamada *RooFit* [41]. A etapa de análise consiste principalmente do ajuste dos termos que contribuem para o espectro final: o fotopico, a radiação de fundo e o espalhamento de Compton. Nesta seção será discutido cada uma destas contribuições.

Fotopico

A área sob a curva do fotopico é usada para calcular as atividades da fonte. Apesar dos fótons que geram os fotopicos serem monoenergéticos, os

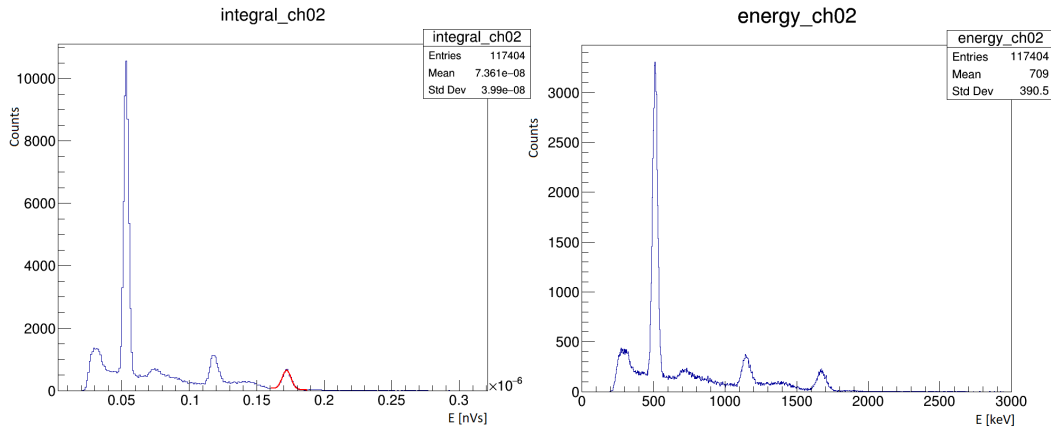


Figura 4.3: Espectro de ^{44}Ti do canal dois antes e após a calibração de energia. Em vermelho é o ajuste do menor pico. Espectros feitos no *Processing*.

picos observados nos espectros não são bem ajustados por deltas de Dirac. O motivo é a resolução de energia dos detectores, que, apesar de poder ser minimizada, sempre é um fator a ser considerado. A resolução dos detectores tem relação com a largura a meia altura da função gaussiana ajustada aos fotopicos da forma:

$$R = \frac{\delta}{E} \quad (4.1)$$

Onde E é a energia do fotopico, δ é a largura a meia altura e R a resolução. A determinação do ponto de operação dos tubos fotomultiplicadores descrita no próximo capítulo levará em consideração esta resolução de energia para otimizar os parâmetros de voltagem.

Usando uma função gaussiana com parâmetros livres o σ e a integral, é possível encontrar a atividade dos picos- a integral - e o erro associado a mesma. Entretanto, é primeiro necessário encontrar os termos que contribuam para o *background* na região dos picos.

Termo de espalhamento de Compton

A colaboração do experimento fez uma simulação em GEANT4 [42] a fim de determinar o espectro de energia esperado de cada fonte. Para que o ajuste seja feito corretamente, primeiramente o termo de Compton é reduzido a uma função de densidade de probabilidade através de uma normalização. Segundo, a parte do sinal que corresponde ao fotopico é retirada do espectro.

Por último a imprecisão dos detectores é levada em consideração para que a simulação se aproxime o máximo possível do espectro observado. Na figura 4.4 estão o resultados dessa simulação sem os fopicos.

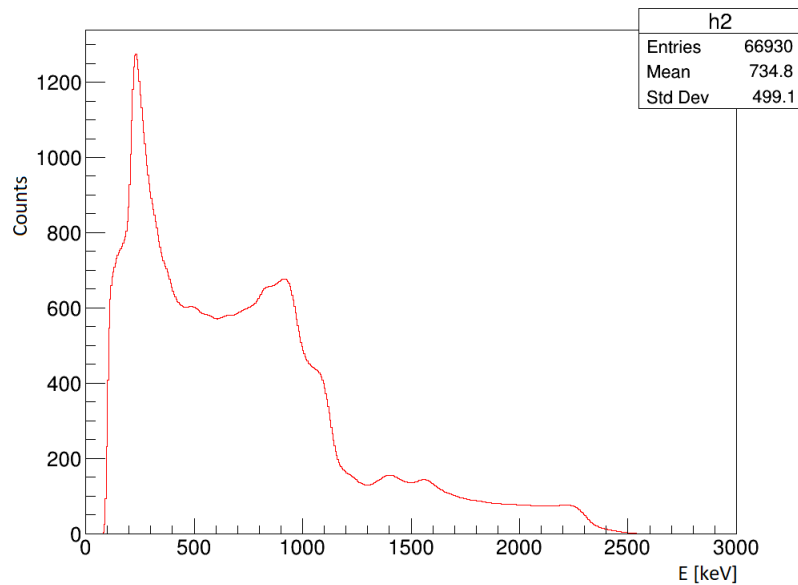


Figura 4.4: Simulação de GEANT4 do espectro de ^{60}Co já com os fopicos retirados e a resolução de energia mínima estabelecida. Esta figura está ainda no estágio anterior à normalização.

Radiação de Fundo

A subtração da radiação de fundo do espectro é de importância menor quando comparado com o termo de Compton. Nas figuras 6.4 e 6.5 do capítulo 6 é possível ver que a atividade da radiação de fundo quando comparada à atividade de fontes é desprezível, sendo da ordem de 10^1 Hz na região dos fopicos estudados e essa contribuição é menor quanto maior a faixa de energia em que os fopicos se situam. De qualquer forma, um modelo de radiação de fundo é necessário para obter-se atividades de fopicos fidedignas.

Idealmente este espectro seria obtido do par de detectores sem fonte de cada *set up*. Atualmente, o experimento situado no CBPF está utilizando um modelo de espectro feito em Nikhef durante um período de 15 dias. Este

modelo é considerado suficiente já que o espectro obtido é normalizado tal qual o termo de Compton, e o efeito da subtração deste modelo é menor que o erro associado aos ajustes.

O resultado do ajuste

Utilizando uma função gaussiana para o fotopico, a função de densidade de probabilidade obtida da simulação do espalhamento de Compton e o modelo de radiação de fundo, um ajuste em *Roofit* é feito em diferentes regiões dos espectros. Para os detectores de ^{137}Cs , somente um pico é ajustado entre 500 keV e 1200 keV. Para ^{60}Co e ^{44}Ti os três picos são ajustados e a faixa de energia contemplada é efetivamente todo o espectro acima de 200 keV, onde fica o limiar de resolução linear dos detectores (subseção 3.2.3).

O ajuste do *Roofit* combina os três termos de função de densidade de probabilidade e otimiza os pesos para minimizar o erro do mesmo. Este processo é repetido para cada espectro e fotopico por um período determinado de tempo. O erro final é resultado da propagação do erro inerente a medida, \sqrt{N} , propagado junto com o erro do ajuste para a variável alvo, a área da integral. Atualmente, um valor de atividade de fotopico e seu erro associado é calculado a cada 4 horas. A figura 4.5 é o ajuste resultante da combinação dos termos.

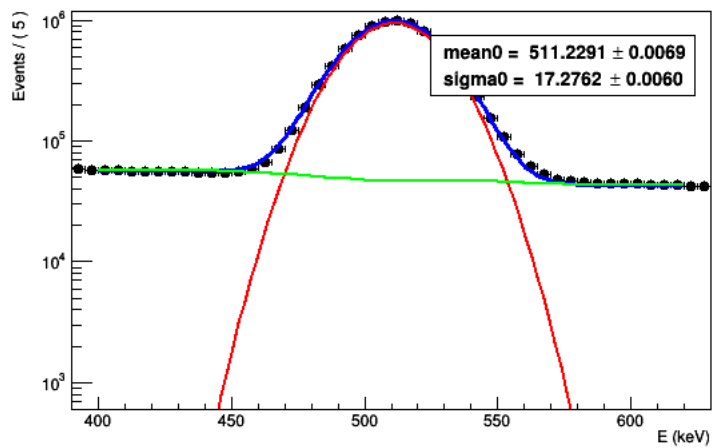


Figura 4.5: Espectro em preto do detector número 2 medindo o fotopico em 511 keV de ^{44}Ti junto com o termo conjunto de Compton e da radiação de fundo em verde claro. Em destaque o fotopico em vermelho. A soma dos três componentes está em azul e é equivalente aos dados experimentais. A atividade do fotopico obtida é de 162.45 Hz com erro de um sigma igual a 1.32 Hz. A caixa no canto superior direito contém a informação de ajuste da posição do valor central da gaussiana e o seu desvio-padrão.

Capítulo 5

Determinação do ponto de operação dos tubos fotomultiplicadores

A descrição do sistema de detectores no capítulo 3 ressaltou a linearidade de resposta e a resolução e versatilidade dos mesmo. Na realidade, a resolução, resposta e ganho dos PTM's são altamente sensíveis à configuração das fontes de alimentação de alta voltagem. Especificamente variações no ganho dos detectores influenciam na estrutura do espectro gama final ao modificar a relação entre os fotopicos e os termos de Compton. Esta razão muda pois com alta voltagem, uma proporção maior de eventos na região do fotopico são classificados como erro tipo 1, e são eliminados do espectro final. No caso inverso, uma baixa voltagem configurada pode não detectar eventos bons do fotopico e resultar em uma atividade final artificialmente baixa.

Os objetivos da calibração são: maximizar a resolução e a proeminência dos principais fotopicos; ter um espectro resultante com a menor distorção possível, o que significa alcançar resposta linear nas regiões de interesse e um formato espectral consistente com a literatura e com as simulações feitas pela colaboração. A fim de alcançar os objetivos delineados, duas métricas e uma heurística foram empregadas e comparadas em uma faixa de valores de voltagem de alimentação dos PMT's.

Para os detectores de número 0 a 3 que haviam sido calibrados anteriormente, somente a métrica de largura do pico e a análise de espectro foram empregadas. Os detectores 4 e 5, por terem chegado somente em Janeiro/2019, também foram analisados usando suas medidas de razão pico-

Compton para cada valor de voltagem. Na tabela 5.1, estão as ferramentas e as fontes utilizadas para a otimização de cada detector.

O fabricante dos detectores, Scionix, oferece valores sugeridos que foram usados como valor central em torno do qual variações de 25 V (Dez/2018) ou 20 V (Fev/2019) foram feitas. As tomadas de dados tiveram duração de dez minutos para cada valor de voltagem.

Número do Detector	Fonte	Métricas de comparação	Data
0	^{137}Cs	LP, AE	Dezembro/2018
1	^{137}Cs	LP, AE	Dezembro/2018
2	^{60}Co	LP, AE	Dezembro/2018
3	^{60}Co	LP, AE	Dezembro/2018
4	^{137}Cs	LP, AE, RPC	Fevereiro/2019
5	^{137}Cs	LP, AE, RPC	Fevereiro/2019
6	^{60}Co	LP, AE, RPC	Fevereiro/2019
7	^{60}Co	LP, AE, RPC	Fevereiro/2019

Tabela 5.1: Número de série dos detectores e as fontes atuais podem ser determinadas por referência-cruzada com a tabela 3.1 na coluna "Canais". As fontes de Césio e Cobalto foram escolhidas para a calibração pela facilidade de trabalhar com os picos principais do espectro e o maior conhecimento de suas estruturas quando comparado com o ^{44}Ti . As métricas de comparação foram abreviadas. LP: largura de pico; AE: análise de espectro; RPC: razão pico-Compton. Data se refere a quando foi feita cada calibração.

5.1 Largura do pico

A resolução de cada detector tem um grau de proporcionalidade com o ganho. Para efetivamente maximizar a resolução uma função gaussiana junto com uma função exponencial foram ajustadas ao espectro para modelar o fotopico e a radiação de fundo, respectivamente. No caso do espectro de ^{60}Co , o primeiro fotopico em 1173 keV foi escolhido. O indicador extraído dessas funções é da forma:

$$\delta = \frac{\sigma}{\mu E} \quad (5.1)$$

Sendo σ o desvio-padrão e μ_E a média da gaussiana. Este indicador δ é inversamente proporcional a resolução e portanto um mínimo é procurado. Um ajuste no espectro de ^{137}Cs está explícito na figura 5.1.

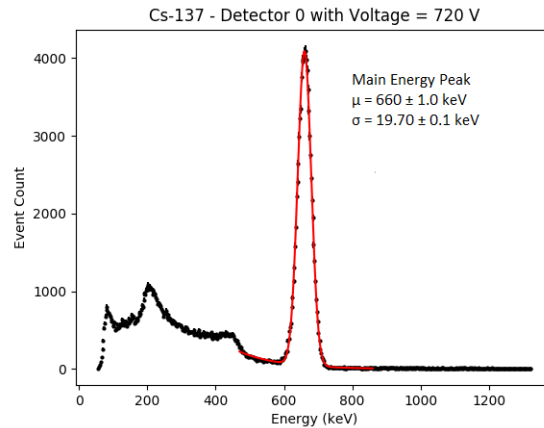


Figura 5.1: Espectro de ^{137}Cs no detector com canal 0 para voltagem de 720 V em preto com erro poissoniano \sqrt{N} . Ajuste da soma de funções gaussiana mais exponencial em vermelho. O ajuste foi feito somente na região do fotopico.

5.2 Análise de espectro

Se só fosse feito uso da métrica δ para calibrar os PMT's, poderiam se alcançar resultados sub-ótimos. Valores mínimos de δ correspondem a máximos de voltagem nas faixas escolhidas e por consequência, máximos também de ganho. Um ganho alto, como descrito no início do capítulo, fazer ser filtrados eventos no fotopico além de mudarem as estruturas principais do espectro. Correndo-se risco de modificá-lo a ponto de se tornarem muito díspares dos espectros simulados e impossibilitarem um bom ajuste para cálculo de atividades dos fotopicos.

Desta forma, não importando a métrica escolhida, o resultado final de voltagem deve gerar um espectro em que não só a resolução seja idêntica, mas as bordas de Compton e os picos de aniquilação presentes se limitem aos encontrados nas simulações (fig. 4.4). A figura 5.2 demonstra o efeito da voltagem nos espectros.

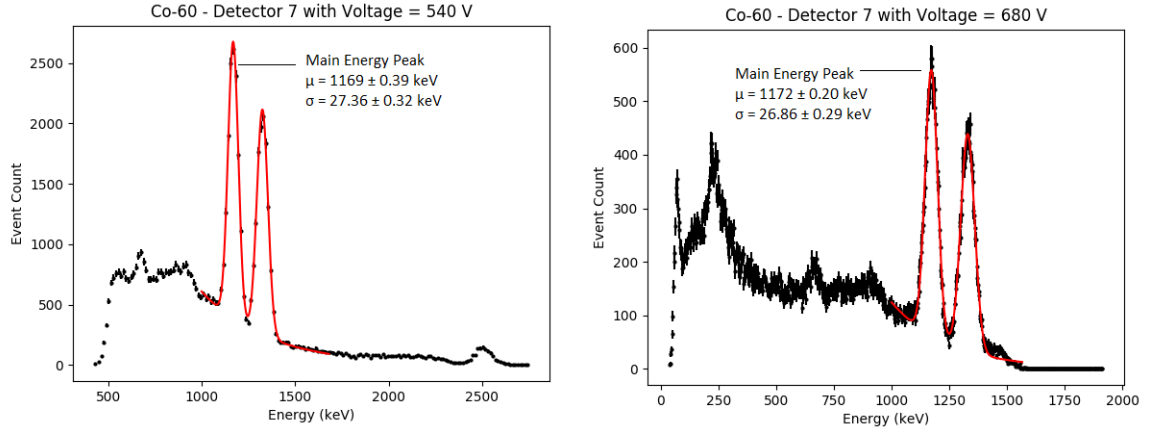


Figura 5.2: Comparação entre espectros do detector de canal 7 em baixas (540 V) e altas (680 V) voltagens. Ser considerado alta ou baixa voltagem é relativo para cada PMT. No gráfico à direita, se vê a presença do pico retroespalhado e do pico de aniquilação sem convolução, que não se observa em menores voltagens.

5.3 Razão pico-Compton

A calibração feita em Dezembro/2018 utilizando a análise de espectro e a métrica de largura de pico foi efetiva. Os detectores com canal de 0 a 3 tiveram respostas esperadas quando analisados as atividades dos fotopicos e de toda a fonte. Entretanto, para fim de diminuir a parte heurística da calibração, mais uma métrica foi utilizada para otimizar as voltagens. A razão pico-Compton foi definida como a fração de eventos no fotopico sobre a raiz quadrada dos eventos em que os fótons não foram completamente absorvidos por ação do espalhamento de Compton, aqui modelada como uma função exponencial. O sistema de equações fica:

$$\begin{aligned}
 RPC &= \frac{S}{\sqrt{B}} \\
 S &= const * N * \sigma \\
 B &= \int_{\mu-3\sigma}^{\mu+3\sigma} A_0 e^{-kx} dx
 \end{aligned}
 \tag{5.2}$$

Sendo N o número máximo de eventos, σ o desvio-padrão e μ a média da função gaussiana ajustada ao fotopico.

5.4 Resultado das calibrações

Depois de cada rodagem de dez minutos, as ferramentas descritas acima foram aplicadas para todos os canais. Um exemplo de resultados de largura de pico estão na figura 5.3 e de RPC na figura 5.4. Estas figuras levam a

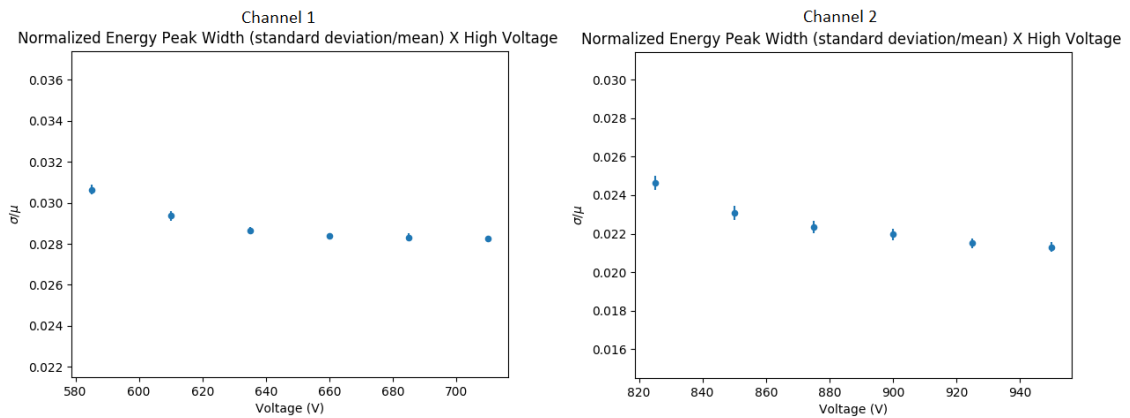


Figura 5.3: Resultados do parâmetro δ para os detectores com canal 1 (Césio) e 2 (Cobalto, primeiro pico). Erro resultante da propagação dos erros entre σ e μ .

conclusões contrárias. A minimização de δ maximiza a resolução, portanto se procura um valor maior de voltagem. Quando se trata da razão pico-Compton, a menor voltagem possível maximiza o sinal. A solução para encontrar o valor ótimo dentre os contemplados foi separar os espectros com formatos próximos do esperado e optar pela voltagem que se encontrava na região aproximadamente linear do gráfico de *delta* (na figura 5.3 são as regiões $V > 640$ e $V > 900$) e maximizar somente por RPC. Na tabela 5.2 estão os resultados finais desta análise.

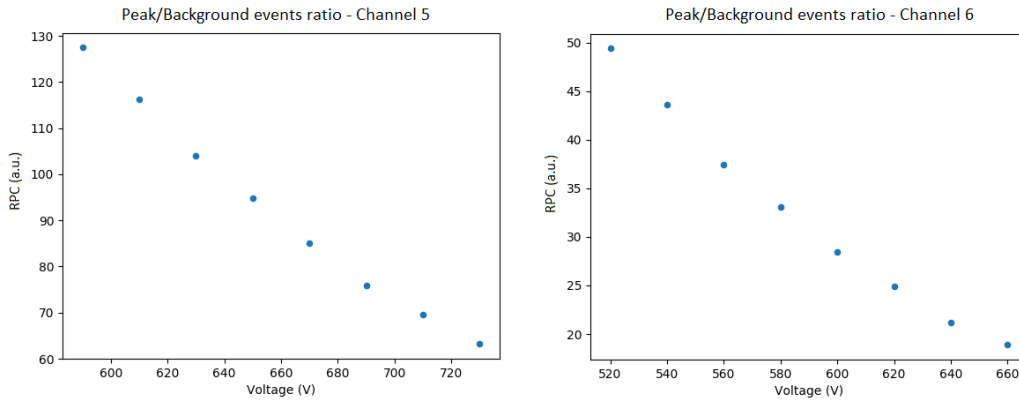


Figura 5.4: Resultados do parâmetro RPC para os detectores com canal 5 (Césio) e 6 (Cobalto, primeiro pico). Erros muito menores que as diferenças entre pontos e por consequência foram desprezados.

Número do Detector	Valor referencial de operação (Volts)		Sequência de voltagem (Passo)
	Fabricante	Escolha final	
0	520	670	495..720 (25 V)
1	510	660	485..710 (25 V)
2	750	925	725..950 (25 V)
3	600	800	575..800 (25 V)
4	560	700	520..760 (20 V)
5	530	670	490..730 (20 V)
6	480	560	420..660 (20 V)
7	500	560	440..680 (20 V)

Tabela 5.2: Tabela com os resultados da calibração das fontes de alta tensão. Os valores menores de voltagem que não foram usados nas figuras 5.3 e 5.4 não produzem espectros corretos e por consequência impedem a calibração de energia (seção 4.2.1). As simulações feitas pela colaboração implicaram, em geral, em um valor de voltagem maior que o sugerido pelo fabricante.

Capítulo 6

Monitoramento

O Modulation foi concebido como um experimento de alta precisão pois as modulações reportadas são de $O(< 1\%)$ [30][31][32] com períodos geralmente de um ano mas podendo alcançar valores de 1 a 30 dias [32]. Como não existe explicação satisfatória através do modelo padrão para variações periódicas nas taxas de decaimento, um monitoramento das variáveis de ambiente se fez necessário. Os parâmetros de slow control, como enunciados na seção 3.1.2, são o campo magnético, a temperatura, umidade, pressão, concentração de gás Radônio e voltagem das fontes de alimentação dos PMT's. O sistema de medição de Radônio, apesar de estar funcional, ainda não foi integrado com o software *Daqana*, portanto os valores ainda não são acessíveis para o monitoramento com frequência de um dia. Estudos [4] da colaboração determinaram que as atividades não variam mais que $O(10^{-4})$ para as oscilações esperadas nos parâmetros de slow control durante a rodagem prevista. Entretanto, estes estudos foram feitos controlando os outros parâmetros, e ainda não se sabe se um efeito conjunto pode se apresentar como uma modulação. Desta forma, estes parâmetros serão monitorados durante toda a tomada de dados do experimento e possíveis correlação com variações nas taxas de decaimento serão estudadas.

Atualmente o sistema está funcional para o set up do CBPF. As principais verticais de monitoramento são: Parâmetros de slow control com alarmes, espectro gama simples e logarítmico com erros, atividade total da fonte de eventos bons e para cada tipo de erro e atividades de pico. Estas ferramentas serão discutidas e, em sequência, a solução de uma anomalia que foi descoberta através do sistema de monitoramento será descrita. O arquivo utilizada para exemplificação foi criado no dia 2 de Abril de 2019.

6.1 Monitoramento Slow Control

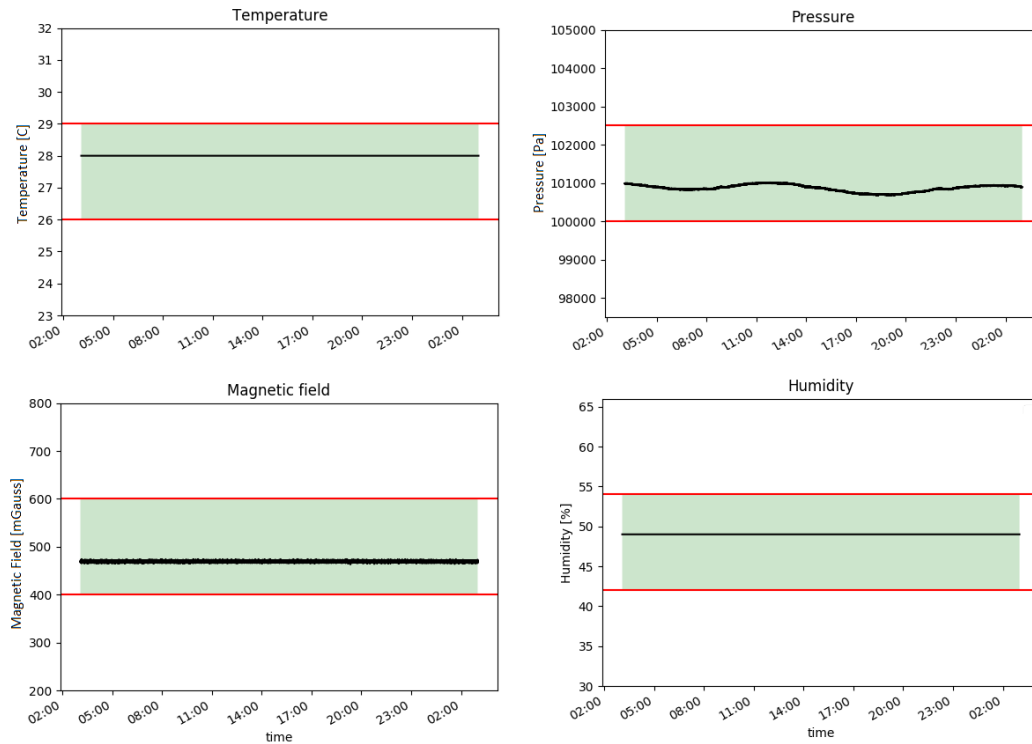


Figura 6.1: Parâmetros de slow control durante o dia 2 de Abril de 2019. As barras vermelhas representam os limites que acima ou abaixo dos quais um alerta é emitido pelo sistema de monitoramento.

Os valores de cada parâmetro são salvos na frequência de 3 por segundo e como o experimento é minuciosamente controlado, não são esperadas variações repentinas. Por este motivo, o controle mais importante corresponde a mudanças sazonais que devem ser acompanhadas e correlacionadas com possíveis variações nas atividades. A temperatura tem a maior influência na atividade das fontes e foi medida até o momento entre 27 e 29 °C. Os outros parâmetros se mostraram estáveis e não atingiram os limites de alarme.

As variáveis de maior importância são as alta voltagens alimentadas. Oscilações da ordem de 40 V podem mudar a atividade em até 15% e toda variação inesperada no *fast data* é comparada com a voltagem associada ao detector em questão. Até o momento, os controladores da CAEN mantiveram

a voltagem em ± 1 V da configuração estabelecida.

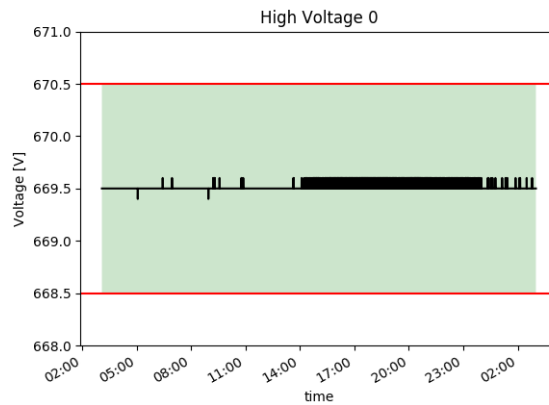


Figura 6.2: Voltagem alimentada no canal 0 no dia 2 de Abril de 2019. A resolução é de 0.1 V.

6.2 Monitoramento Fast Data

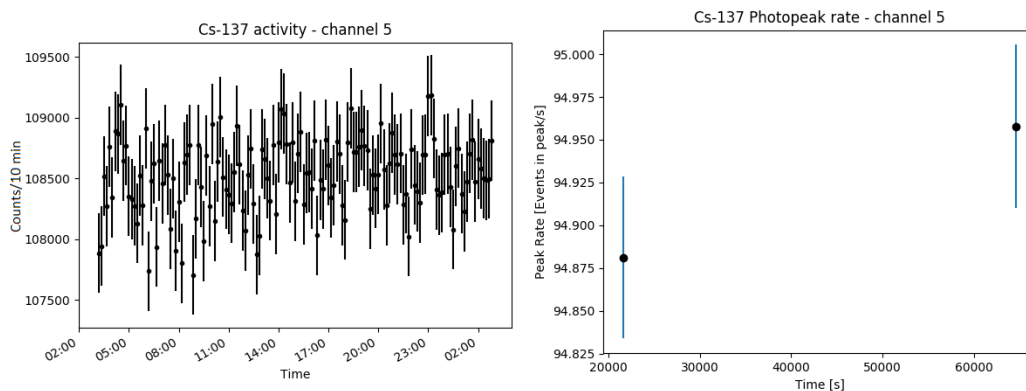


Figura 6.3: Série temporal de eventos com binagem de dez minutos e atividade do fotopico de ^{137}Cs do detector com canal de número 5. Atividade do fotopico foi calculada a cada 12h. Barra de erro da série temporal a esquerda é o erro estatístico \sqrt{N} .

O acompanhamento do espectro, eventos e erros tem como objetivo averiguar continuamente a estabilidade do experimento. Por exemplo, mudanças

na resolução de energia nos espectros sem uma correspondente variação na voltagem podem sugerir que um cristal cintilador está chegando no fim de sua vida útil. Aumento de eventos do tipo *Double Peak*, erro tipo 4, sugerem que o deadtime do sistema está aumentando.

O gráfico de atividade geral (figura 6.3) deve ser acompanhado pois modulações inesperadas que estão presentes não só na atividade de pico mas existem com o mesmo período e fase na atividade geral implicam em um efeito externo que age na captação de eventos, ou seja, no detector, ao invés de um efeito no núcleo.

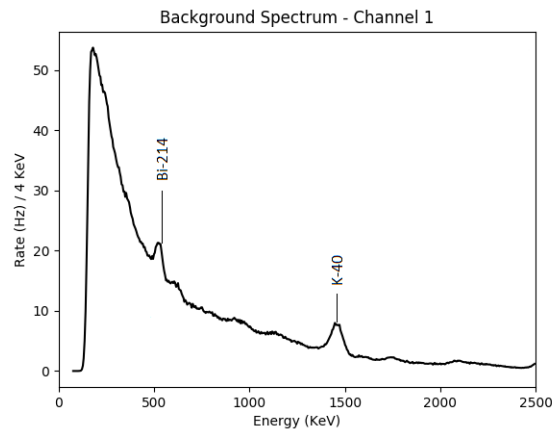


Figura 6.4: Espectro de gama da radiação de fundo da caixa interna, como medido pelo detector com canal de número 1. O ^{40}K é presente nas partes de vidro e madeira da caixa interna e/ou detectores e o ^{214}Bi é um produto intermediário na cadeia de decaimento de ^{222}Rn , que facilmente se acumula em ambientes fechados.

A figura 6.4 é um espectro gama simples, aqui com informação adicional dos picos presentes na radiação de fundo. O propósito principal do espectro em um escala linear é verificar a calibração e resolução de energia.

O espectro em escala logarítmica e os erros da figura 6.5 demonstram, de forma pictográfica, a fração e o tipo de eventos que estão sendo filtrados por serem considerados errôneos. Se houverem mudanças na configuração deste espectro, podem significar efeitos temporais que afetam o ganho ou resposta dos detectores. Uma presença desproporcional de erros na região de um fotopico influenciam a análise de atividades.

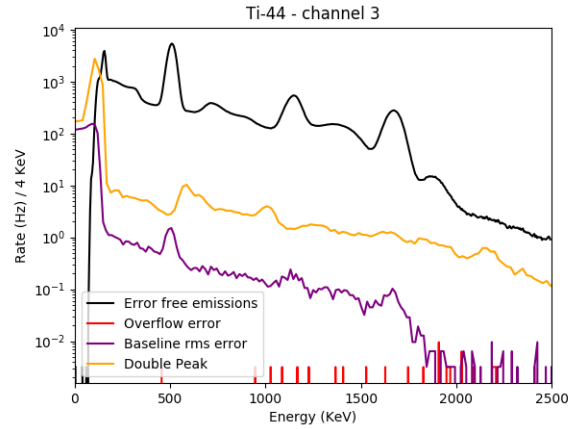


Figura 6.5: Espectro em escala logarítmica referente a fonte de ^{44}Ti . A configuração de threshold (seção 3.1.3) e a calibração de voltagem impossibilitam o discernimento de eventos em baixas energias, o que gera um acúmulo de classificações de erro tipo 2 e 4 para energias menores que 200 keV.

Os eventos com erro são monitorados através de gráficos como os da figura 6.6 para entender o componente temporal de problemas no experimento. Uma quantidade não-nula de eventos problemáticos é esperada até mesmo para casos em que todos os erros são detectados em um waveform (erro tipo 7). Entretanto, uma série temporal de erros com comportamento assíncrono com a atividade geral da fonte sugere que efeitos sistemáticos podem estar interferindo com a medida.

6.3 Anomalia

Começando em Agosto de 2018, foram observados quedas na atividade de fontes em alguns pares de detectores com frequência diária e duração de 10 a 20 minutos. Estas quedas poderiam ser da ordem de 20% até perda total de atividade em um ou mais detectores. Como neste momento o set up ainda estava em fase de testes, com detectores defeituosos e configurações não-otimizadas, não foi possível determinar a causa da anomalia. Quando o novo detector chegou em 2019 foi verificado que mesmo com a configuração final, a queda de atividade se manteve. Usando o sistema de monitoramento, observou-se que o número de eventos ausentes da atividade geral era similar

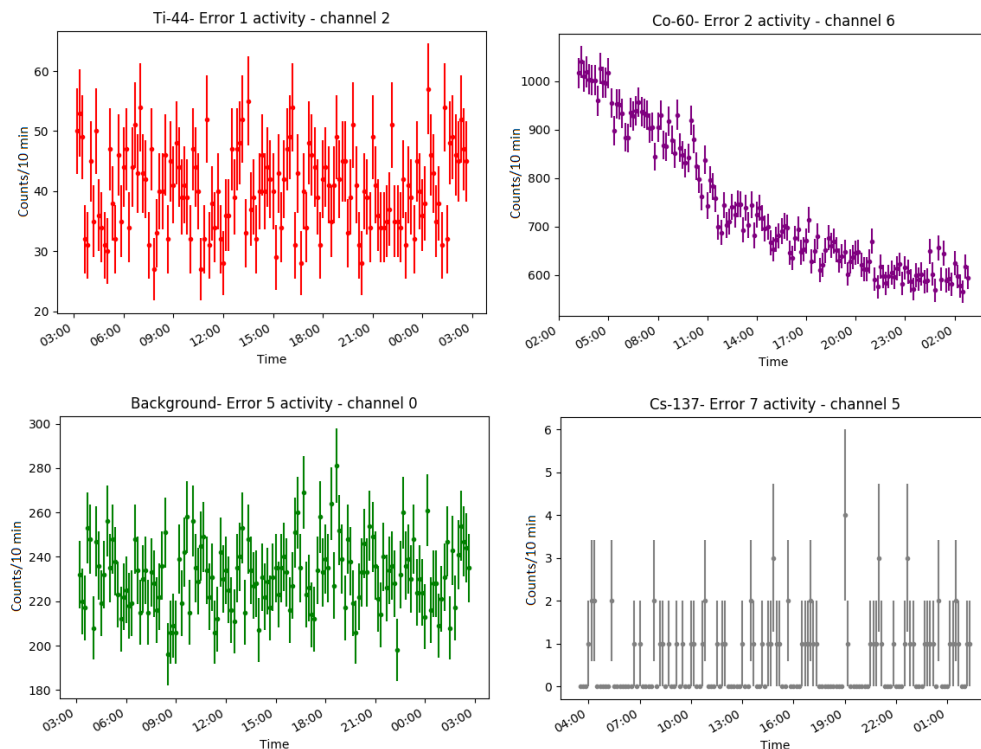


Figura 6.6: Anomalia em 16 de Março de 2019. A queda de atividade é da ordem de 4000 eventos, que corresponde ao número de eventos classificados com erro tipo 2 no mesmo período. Barra de erro é o erro estatístico \sqrt{N} .

a um crescimento de eventos considerados com erro de *baseline* (figura 6.7). O erro de *baseline* pode ocorrer em duas situações, a cauda de um evento anterior impedindo o evento seguinte de estabelecer um patamar mínimo que seja claro ou uma possível interferência eletromagnética está criando ruído entre os detectores e o DAQ. Se a causa fosse um empilhamento de eventos, verificaria-se também um aumento correspondente em classificações de erro tipo 4, pico duplo, o que não foi observado. Portanto partiu-se do pressuposto que haveria interferência eletromagnética em alguns dos cabos coaxiais e/ou nos seus respectivos conectores.

Diversas rodagens foram feitas trocando os cabos e conectores para localizar com precisão o ponto de interferência. Identificou-se o problema em um par de cabos entre os detectores e o conector da caixa interna e a solução foi

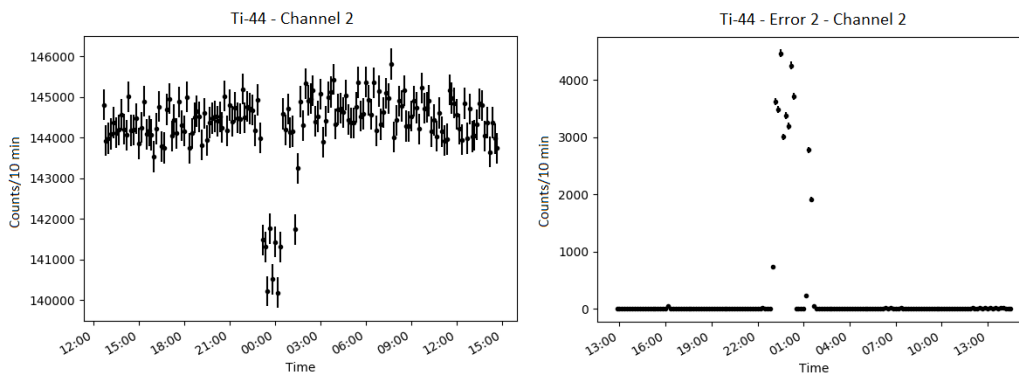


Figura 6.7: Atividade do detector com canal de número 2 durante o dia 16 de Março de 2019. Série temporal à esquerda são os eventos nominais, à direita os eventos com baseline problemático, erro tipo 2. A anomalia desaparece se o filtro de erro for removido. Barra de erro é o erro estatístico \sqrt{N} .

acrescentar uma camada isolante de cobre na região. A partir deste momento, não foram detectados mais anomalias (até 10 de Abril de 2019).

Capítulo 7

Resultados

O set up experimental no CBPF chegou no ponto em que pode se manter continuamente coletando dados. O monitoramento descrito no capítulo anterior garante que qualquer efeito sistemático que possa aparecer no decaimento exponencial das fontes sofrerá uma verificação cruzada com os parâmetros de ambiente controlados no experimento. Até o momento, 18 dias de dados foram acompanhados e analisados para verificar a estabilidade do experimento. A análise é feita para cada fotopico dos espectros gerados pelos detectores. Em geral, o resultado que é analisado é a soma das atividades dos fotopicos fornecidas pelo software *Processing*. A atividade somada dos fotopicos de cada par de detectores também são agregadas para se alcançar a atividade final da fonte. Sobre esta atividade final é possível calcular valores de meia-vida. Entretanto, antes dessa etapa, foi necessário ver as atividades individuais gerados por cada detector para verificar a presença de efeitos sistemáticos que pudessem poluir o resultado final. Como as modulações reportadas na literatura têm períodos consideravelmente maiores do que os dados analisados neste capítulo, ainda não é possível afirmar sobre a presença ou ausência de modulações.

7.1 Descrição da rodagem

A atividade de todas as fontes foi acompanhada com os detectores com canal de número 2 a 7 no período de 23 de Março de 2019 a 00:00 h até 9 de Abril de 2019 a 23:59 h. A voltagem nas fontes de alimentação nesse período teve variação menor que 1 V e todos os outros parâmetros de *slow control*

se mantiveram dentro dos limites de alarme. A temperatura especificamente não variou mais que 2°C. Nas últimas horas do dia 9 de Abril, uma das fontes de alta voltagem alimentando o canal 4 do Césio foi desligada. Portanto uma fração pequena dos dados foi retirada para não influenciar na medida de meia-vida. As atividades foram calculadas usando espectros criados de 4 em 4 horas para todas as fontes.

A atividade esperada em um tempo t a partir do início da rotação é:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (7.1)$$

Onde A_0 é a atividade no instante inicial e $T_{1/2}$ pode ser definido como $T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$. Essa função é ajustada à série temporal das atividades de fotopico e os resultados serão descritos a seguir.

7.2 A atividade do Cobalto

A série temporal de atividade de todos os fotopicos de ^{60}Co foi graficamente representada. A este resultado foi ajustado a equação 7.1 e na figura 7.1 está o diagrama com todas as séries. Como se pode observar, o detector 6 aparenta estar sobre algum efeito externo que não é explicado pelos parâmetros de slow control no período. Enquanto para o detector 7 os valores de meia-vida são consistentes com a literatura para ^{60}Co (fig. 3.8 - 5.27 anos), o detector 6 apresenta uma meia-vida menor que a metade do esperado. Além disso, as atividades não tem comportamento estocástico mas sim variações e descontinuidades que não são compatíveis com decaimento nuclear poissoniano. Por estes motivos, a atividade total da fonte de ^{60}Co não foi calculada, e é necessário um tempo maior de coleta de dados para estudar esse efeito sistemático.

7.3 As atividades do Titânio e Césio

O mesmo processo ao qual os detectores de Cobalto foram submetidos foi aplicado para os detectores de Titânio e Césio. Como não foi observado nenhum efeito sistemático que pudesse invalidar a soma de atividades, esta foi feita com o objetivo de aumentar a estatística das fontes medidas garantindo que uma desintegração da fonte tivesse uma maior probabilidade de ser interpretada como evento para fim de cálculo de atividades.

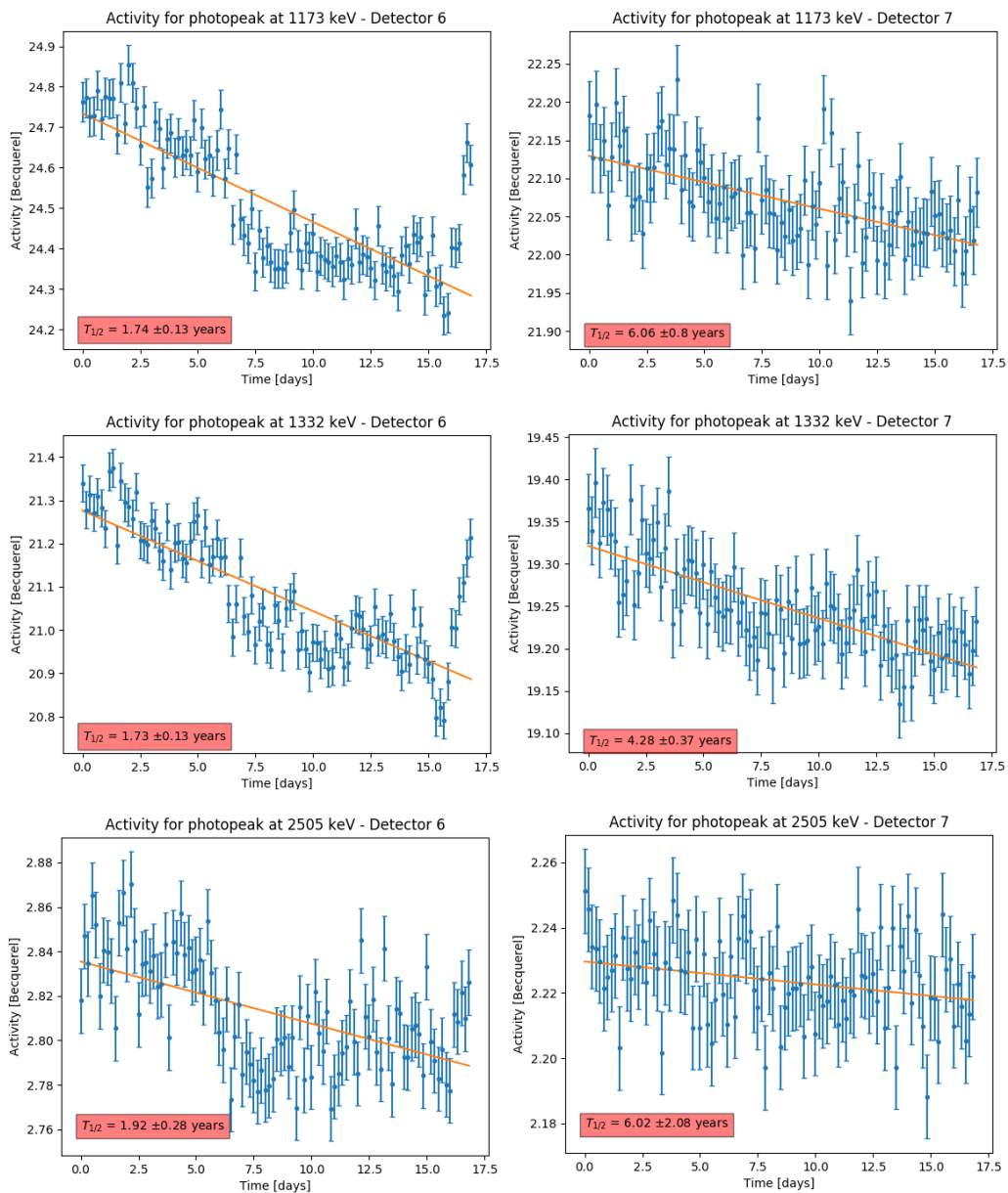


Figura 7.1: Atividades dos três fotopicos do espectro gama de ^{60}Co para os detectores 6 (coluna esquerda) e 7 (coluna direita). No quadrado vermelho são os valores de meia-vida encontrados através do ajuste. Observa-se a disparidade de comportamento entre os detectores 6 e 7.

É possível reescrever a equação 7.1 da forma:

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t} \quad (7.2)$$

Utilizando este resultado, é possível estimar a queda percentual de atividade para as fontes de Titânio e Césio no período. Para Césio, esta redução é da ordem de 0.12% e para Titânio de 0.057%. Apesar de serem percentagens baixas, os resultados expostos nas figuras 7.2 e 7.3 demonstram que a meia-vida retirada da literatura (tabela 3.2) está dentro de um desvio-padrão do encontrado para ambas as fontes, ou seja, existe aproximadamente 68% de chance do valor de meia-vida real se encontrar dentro da faixa apresentada.

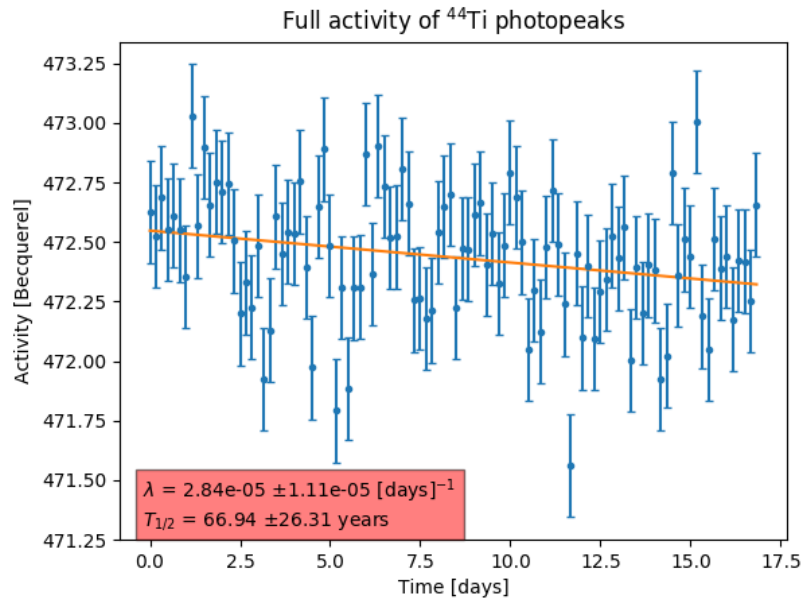


Figura 7.2: Agregado da atividade total para a fonte de ^{44}Ti acompanhada pelo par de detectores 2 e 3. A meia-vida de 60.0 anos (tabela 3.2) é 1216 vezes maior que a duração da coleta de dados até o momento, portanto era esperado que a faixa de erro fosse da ordem de grandeza do resultado.

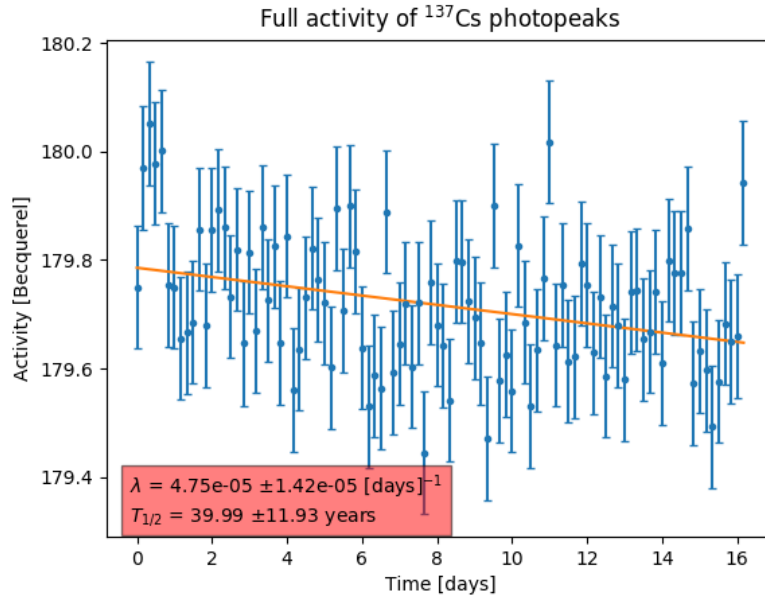


Figura 7.3: Agregado da atividade total para a fonte de ^{137}Cs acompanhada pelo par de detectores 4 e 5. O resultado de meia-vida para Césio, tão como para Titânio, é condizente com a literatura, tendo ambos os valores de meia-vida dentro de um desvio-padrão.

7.4 Linearização dos parâmetros de ajustes

Apesar de o comportamento de decaimento radioativo ser por princípio exponencial e distintamente não-linear, é possível linearizar os parâmetros de ajuste (equação 7.1) da forma:

$$\ln(A(t)) = \ln(A_0) - \lambda t \quad (7.3)$$

A partir da equação 7.3 é possível aplicar o ferramental permitido a regressão linear para averiguar a qualidade do ajuste. Especificamente, foi efetuado um teste de normalidade K-S não-paramétrico e uniamostrual nos resíduos do ajuste com parâmetros linearizados. O objetivo deste teste é garantir que não existam tendências que não foram capturadas pelo modelo escolhido. Além do teste K-S, também foi aplicado o teste de Durbin-Watson [44][43]. Em termos gerais, este testa a hipótese que os dados em questão seriam melhor aproximados por um modelo autorregressivo de ranking 1. Em outras

Fonte	DW	Hipótese com 95% de confiança	Hipótese com 99% de confiança
^{44}Ti	2.00099905424229	Sem autocorrelação	Sem autocorrelação
^{137}Cs	1.93927174033783	Sem autocorrelação	Sem autocorrelação
^{60}Co - Canal 6	0.52435983221124	Rejeitada - com autocorrelação	Rejeitada - com autocorrelação
^{60}Co - Canal 7	0.92501738417428	Rejeitada - com autocorrelação	Sem autocorrelação

Tabela 7.1: Resultado do teste de Durbin-Watson para cada um dos conjuntos de dados contemplados. Um alfa de 0.95 e 0.99 foram escolhidos como limites arbitrários de confiança.

palavras, os dados têm autocorrelação entre si e seriam melhor modelados por uma função com termos periódicos.

Os gráficos de resíduo juntamente com os valores p correspondentes podem ser vistos nas figuras abaixo. O resíduo é a distância euclidiana dos dados para o modelo ajustado, neste caso $e = (y - f)$. Os resultados da aplicação do teste de Durbin-Watson encontram-se na tabela 7.1.

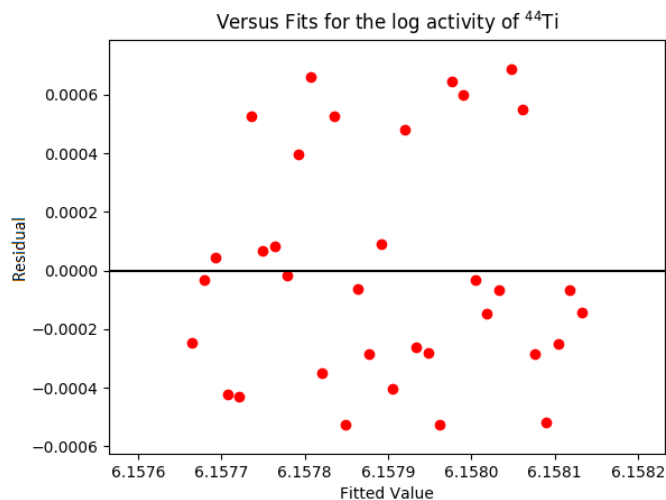


Figura 7.4: $p = 0.080077$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{44}Ti .

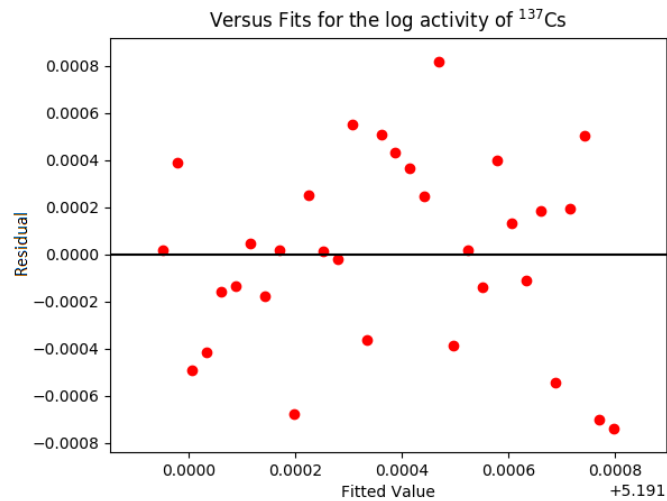


Figura 7.5: $p > 0.2$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{137}Cs .

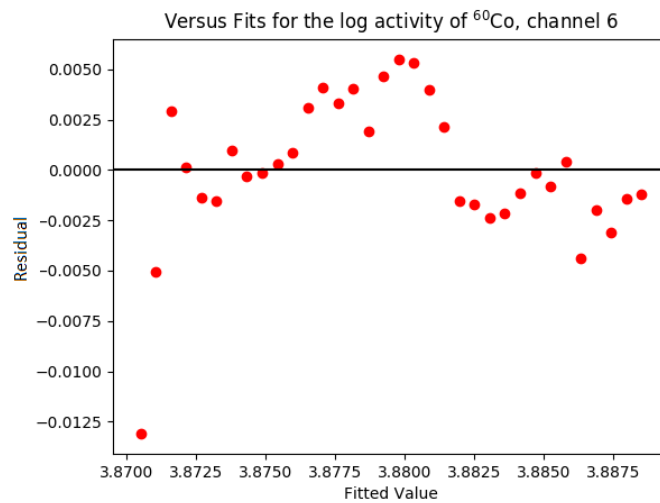


Figura 7.6: $p = 0.135363$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{60}Co como medida pelo detector com canal 6.

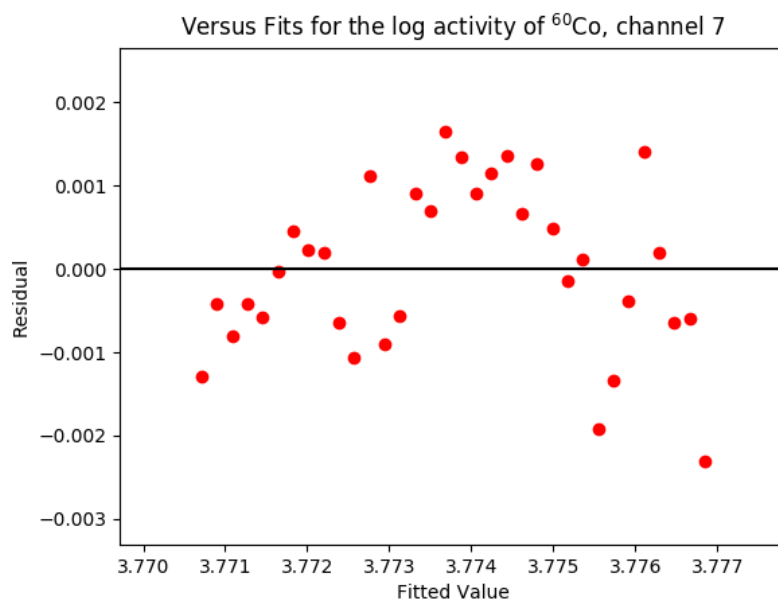


Figura 7.7: $p > 0.2$. Gráfico residual para a regressão linear nos dados linearizados de atividade do isótopo ^{60}Co como medida pelo detector com canal 7.

Capítulo 8

Conclusão

Nesta dissertação foi descrito o projeto de operacionalização do experimento Modulation no CBPF. Além do monitoramento e calibração, diversos ajustes ao aparato foram feitos para garantir o resultado primário do capítulo 7. Dentre estes, destaca-se a configuração e complementação do software *Processing* para as necessidades locais, a criação de scripts de análise prontos para os futuros dados coletados e a manutenção da qualidade de dados locais.

A motivação principal do experimento Modulation é verificar a existência de modulações sazonais nas taxas de decaimentos nucleares. Com os resultados deste trabalho, o próximo passo é efetuar uma análise minuciosa de variações em torno do comportamento esperada das fontes observadas. Para isto, é necessário no mínimo um ano de coleta de dados para alcançar um período completo de modulação e o controle tanto dos parâmetros de slow control como de prevalência de eventos problemáticos.

Para demonstrar a estabilidade do experimento, uma tomada de dados simples com duração 18 dias foi feita para calcular a meia-vida das fontes. Os resultados encontrados foram consistentes, sendo de 66.94 ± 26.31 anos (DDEP: 60.0 ± 1.1 anos) para ^{44}Ti e 39.99 ± 11.93 anos (DDEP: 30.05 ± 0.08 anos) para ^{137}Cs .

8.1 Perspectivas futuras

No contexto desta dissertação ainda existem alguns módulos que serão integrados ao experimento com o propósito de aumentar a informação sobre possíveis efeitos sistemáticos no decaimento das fontes e no sistema de

detecção. A concentração de ^{222}Ra acompanhada pelo equipamento Rad7 ainda precisa ser integrado com o software *Daqana* para que seus resultados sejam acessíveis pelo sistema de monitoramento. Atualmente, se um comportamento anômalo da atividade não tiver contrapartida em nenhuma ferramenta de monitoramento, é feita uma análise manual com os arquivos criados pelo equipamento Rad7.

O sistema de detecção de Múons está sendo construído pela parte brasileira da colaboração para que mais um possível perturbador seja acompanhado na mesma frequência que outros parâmetros de slow control, 3 Hz. Após estar pronto, o equipamento será integrado também com a parte digital do experimento.

O efeito sistemático observado no canal 6 deve ser acompanhado e se o comportamento atual se manter diferente do esperado como apresenta o canal 7, um estudo mais profundo de resposta do detector e possíveis interferências no sistema de captação e transmissão de dados deverá ser feito.

Referências Bibliográficas

- [1] Angevaare, J. R., et al. "A precision experiment to investigate long-lived radioactive decays." *Journal of Instrumentation* 13.07 (2018): P07011.
- [2] Angevaare, J. R., et al. "No correlation between Solar flares and the decay rate of several β -decaying isotopes." *Astroparticle Physics* 103 (2018): 62-66.
- [3] D. Schenk, Study of modulations in radioactive decay, 2016. Tese de Mestrado, Universidade de Amsterdã.
- [4] J.R. Angevaare, Limiting Modulations, 2017. Tese de Mestrado, Universidade de Amsterdã.
- [5] Krane, Kenneth S., and David Halliday. *Introductory nuclear physics*. (1987).
- [6] Knoll, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and Sons, 2010.
- [7] N.R. Lomb. "Least-squares frequency analysis of unequally spaced data", *Astrophysics and Space Science*, 39, pp. 447-462, 1976
- [8] D. Scargle. "Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data", *The Astrophysical Journal*, 263, pp. 835-853, 1982
- [9] Korshennikov, A. A., et al. "Experimental Evidence for the Existence of ${}^7\text{H}$ and for a Specific Structure of ${}^8\text{He}$." *Physical review letters* 90.8 (2003): 082501.

- [10] E. Rutherford, A radio-active substance emitted from thorium compounds, *Philos. Mag. Ser. 5*, 49 (296) (1900), pp. 114. 19
- [11] M. Curie, H. Kamerling Onnes, Sur le rayonnement du radium la temperature de l'hydrogene liquide, *Radium*, 10 (6) (1913), pp. 181186. (English version: The radiation of Radium at the temperature of liquid hydrogen. *KNAW Proceedings 15 II*, 19121913, Amsterdam, (1913) 14301441). 19
- [12] G. T. Emery, Perturbation of nuclear decay rates, *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, 22 (1972), pp. 165202. 19
- [13] H. P. Hahn, H. J. Born, J. Kim, Survey on the rate perturbation of nuclear decay, *Radiochim. Acta*, 23 (1976), pp. 2337. 19
- [14] P. T. Greenland, Seeking non-exponential decay, *Nature*, 335 (1988), p. 298. 19
- [15] J. J. Kraushaar, E. D. Wilson, K. T. Bainbridge, Comparison of the Values of the Disintegration Constant of Be7 in Be, BeO, and BeF₂₄, *Phys. Rev.* 90 (1953) 610. 19
- [16] E. Segr, C. E. Wiegand, Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be7, *Phys. Rev.* 75 (1949) 39; Erratum *Phys. Rev.* 81 (1951) 284. 19
- [17] Bernabei, R., et al. "Dark matter particles in the galactic halo: Results and implications from DAMA/NaI." *International Journal of Modern Physics D* 13.10 (2004): 2127-2159.
- [18] Bernabei, R., et al. "Dark matter investigation by DAMA at Gran Sasso." *International Journal of Modern Physics A* 28.16 (2013): 1330022.
- [19] Siegert, Helmut, Heinrich Schrader, and Ulrich Schötzig. "Half-life measurements of europium radionuclides and the long-term stability of detectors." *Applied radiation and isotopes* 49.9-11 (1998): 1397-1401.
- [20] J. H. Jenkins, et al., Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and Earth-Sun Distance, *Astropart. Phys.* 2009. 32(1): p. 42-46. 19, 20, 21, 23, 102, 162

- [21] Fischbach, E., et al., Time-Dependent Nuclear Decay Parameters: New Evidence for New Forces? *Space Science Reviews* 2009. 145(3): p. 285-335. 19, 162
- [22] A. G. Parkhomov, Deviations from beta radioactivity exponential drop, *J. Mod. Phys.* 2 (2011), pp. 13101317. 19
- [23] Sturrock, P.A., et al., Power spectrum analysis of BNL decay rate data, *Astroparticle Physics*, 2010. 34(2): p. 121-127. 19, 22, 97, 99, 162
- [24] Javorsek II, D., et al., Power spectrum analyses of nuclear decay rates, *Astropart. Phys.* 34 (2010) p. 173-178.
- [25] J. H. Jenkins, et al., Concerning the time dependence of the decay rate of ^{137}Cs , *Appl. Radiat. Isot.* 74 (2013), pp. 5055. 19
- [26] P. A. Sturrock, et al., Comparative study of beta-decay data for eight nuclides measured at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt, *Astropart. Phys.* 59 (2014), pp. 4758. 19
- [27] Jenkins, J.H. and E. Fischbach, Perturbation of nuclear decay rates during the solar flare of 2006 December 13, *Astroparticle Physics* 31(6) (2009) p. 407-411. 19
- [28] Fischbach, E., et al. "Indications of an unexpected signal associated with the GW170817 binary neutron star inspiral." *Astroparticle Physics* 103 (2018): 1-6.
- [29] Sturrock, Peter A., et al. "Time-Series Analysis of Reconstructed DAMA Data." arXiv preprint arXiv:1210.7496 (2012).
- [30] O'Keefe, Daniel, et al. "Spectral content of $^{22}\text{Na}/^{44}\text{Ti}$ decay data: implications for a solar influence." *Astrophysics and Space Science* 344.2 (2013): 297-303.
- [31] Baurov, Yu A., et al. "Experimental investigations of changes in β -decay rate of ^{60}Co and ^{137}Cs ." *Modern Physics Letters A* 16.32 (2001): 2089-2101.
- [32] Baurov, Yu A., et al. "Experimental investigations of changes in the rate of beta decay of radioactive elements." *Physics of Atomic Nuclei* 70.11 (2007): 1825-1835.

- [33] E. B. Norman, et al., Evidence against correlations between nuclear decay rates and Earth-Sun distance, *Astroparticle Physics* 31 (2009) 135-137. 19
- [34] P. S. Cooper, Searching for modifications to the exponential radioactive decay law with the Cassini spacecraft, *Astroparticle Physics* 31 (2009) 267-269. 20
- [35] Semkow, T. M., et al. "Oscillations in radioactive exponential decay." *Physics Letters B* 675 (2009): 415-419.
- [36] Bellotti, E., et al. "Search for time dependence of the ^{137}Cs decay constant." *Physics Letters B* 710 (2012): 114-117.
- [37] Heirtzler, J. R. "The future of the South Atlantic anomaly and implications for radiation damage in space." *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64.16 (2002): 1701-1708.
- [38] Fujishiro, Masatoshi. "Intensity of 2,505 keV Gamma-Ray in Decay of Cobalt-60." *Journal of Nuclear Science and Technology* 15.4 (1978): 237-241.
- [39] Mochizuki, Y., et al. "Titanium-44: its effective decay rate in young supernova remnants, and its abundance in cas a." arXiv preprint [astro-ph/9904378](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904378) (1999).
- [40] Motizuki, Yuko, and Shiomi Kumagai. "Radioactivity of the Key Isotope ^{44}Ti in SN 1987A." *AIP Conference Proceedings*. Vol. 704. No. 1. AIP, 2004.
- [41] Verkerke, Wouter, and David Kirkby. "The RooFit toolkit for data modeling. *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*. 2006. 186-189.
- [42] Agostinelli, Sea, et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003): 250-303.
- [43] Durbin, James, and Geoffrey S. Watson. "Testing for serial correlation in least squares regression. II." *Biometrika* 38.1/2 (1951): 159-177.

- [44] Durbin, James, and Geoffrey S. Watson. "Testing for serial correlation in least squares regression: I." *Biometrika* 37.3/4 (1950): 409-428.

Appendices

Apêndice A

A produção de gráficos de monitoramento

Os resultados expostos no capítulo 6 envolveram uma série de etapas para garantir a qualidade dos dados. A importância de um sistema fidedigno de produção e manipulação de dados é assegurar que as visualizações criadas pelas rotinas fossem representativas do andamento do experimento.

A primeira etapa é extrair diariamente do arquivo resultante do programa *Processing* (seção 4.2) as informações relevantes, como as medidas de *slow control* em cada instante de tempo em que um evento for detectado. Os dados de *Fast* e *Slow control* são processados separadamente por rotinas que produzem os resultados encontrados no capítulo 6. As escolhas de visualizações foram feitas com objetivo de detectar anomalias e configurações errôneas que pudessem passar despercebidas sob uma inspeção física do experimento. Além disto, o sistema de monitoramento também permite criar uma intuição sobre o comportamento regular das amostras, contrastando com as possíveis modulações.

O sistema de monitoramento é composto pelos gráficos que são armazenados em um servidor disponibilizado pelo CBPF e um *website* que acessa este servidor com frequência diária para atualizar os resultados. Desde que as rotinas sejam padronizadas para todos os *set ups*, será possível acompanhar o acompanhamento do experimento *Modulation* como um todo em um mesmo endereço eletrônico.