

Luis Fernando Gomez Gonzalez

Dissertação de Mestrado
Estudo da Resolução em Energia do Detector de
Neutrinos do Projeto ANGRA para Medidas de
Composição do Combustível Nuclear

Professor Responsável:
Prof. Dr. Ernesto Kemp

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

Este exemplar corresponde à redação final
da Dissertação de Mestrado defendida pelo
aluno Luis Fernando Gomez Gonzalez
e aprovada pela comissão julgadora

Campinas - SP

Novembro / 2009

10 / XI / 2009



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

G586e	<p>Gomez Gonzalez, Luis Fernando Estudo da resolução em energia do detector de neutrinos do Projeto ANGRA para medidas de composição do combustível nuclear / Luis Fernando Gomez Gonzalez. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.</p> <p>Orientador: Ernesto Kemp. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1 1. Projeto Neutrinos Angra. 2. Neutrinos de reatores nucleares. 2 3. Espectroscopia de neutrinos. 4. Resolução em energia de um 3 detector de neutrinos. I. Kemp, Ernesto. II. Universidade Estadual 4 de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p style="text-align: right;">5</p>
-------	--

- **Título em inglês:** Study of the Neutrinos Angra Project detector's energy resolution for measurement of the nuclear fuel composition

- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**

1. Neutrinos Angra Project
2. Nuclear reactor's neutrinos
3. Neutrinos spectroscopy
4. Energy resolution of a neutrino detector

- **Área de Concentração:** Física das Partículas Elementares e Campos

- **Titulação:** Mestre em Física

- **Banca examinadora:**

Prof. Ernesto Kemp
Prof. Ademarlaudo F. Barbosa
Prof. José Augusto Chinellato

- **Data da Defesa:** 10/09/2009

- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **LUIS FERNANDO GOMEZ GONZALEZ – RA 024431** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 10 / 09 / 2009.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Ernesto Kemp - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Ademarlaudo França Barbosa – CBPF

Prof. Dr. José Augusto Chinellato - DRCC/IFGW/UNICAMP

Agradecimentos

Gostaria de começar agradecendo meus pais Maria Teresa e Manuel Hipólito, afinal sem sua presença, incentivo e carinho não conseguiria chegar onde estou hoje. Também devo agradecer minha irmã Cristina Elena, que, mesmo estando longe, sempre me propicia inúmeros momentos de descontração. Tenho certeza de que tudo que sou hoje se deve, em sua maior parte, a minha família e a ela terei uma eterna gratidão.

Devo agradecer também ao meu orientador Ernesto Kemp que, ao longo dos últimos 5 anos me fez compreender o que é ser um físico. Serei sempre grato por compartilhar seu conhecimento, seu tempo e, sobre tudo, pela amizade desenvolvida ao longo desses anos. Além dele, devo agradecer aos pesquisadores do projeto Neutrinos Angra, João dos Anjos, Herman Lima Jr, Ademarlaudo Barbosa e Marcelo Leigui pelo apoio que me deram desde o início no projeto e por todas as oportunidades de crescimento pessoal e científico que me propiciaram ao longo dos últimos anos. A todos vocês, muito obrigado.

Gostaria de agradecer também a muitos dos professores do instituto de física, como o professor Fernando Cerdeira, Carlos Giles, José Augusto Chinellato, Carola Dobrigkeit Chinellato, Orlando Peres, Edison Shibuya, Richard Landers e Sérgio Querino Brunetto, entre muitos outros. Agradeço a vocês por suas lições irem muito além do conhecimento visto em livros e artigos, enriquecendo não somente minha formação acadêmica e sim minha formação como ser humano.

Agradeço também aos funcionários do Departamento de Raios Cósmicos Sandra Fonseca e Nivaldo Meira bem como ao técnico responsável pelo Laboratório de Léptons, Jair Botasso, pelo suporte obtido durante os últimos 5 anos. Não poderia me esquecer de agradecer meu amigo Eng. Pedro Raggio, que com seu conhecimento técnico e grande experiência de vida vem me tornando uma pessoa melhor desde que o conheci 2003.

Não poderia esquecer de todos os amigos que fiz ao longo desses anos, que foram também decisivos na escolha do caminho que trilhei. Gostaria de agradecer a Thatiane Miyahira por me fazer ver, ainda no início do curso de graduação, que este era o meu lugar. Agradeço aos meus

grandes amigos André Luiz Rodrigues, Júlio Bertin, André Froés, Anderson Mariano, Valéria Ferreira, José Renato Mardegan e Guilherme Beltramini pela companhia na resolução das incontáveis listas de exercício e pelos divertidos momentos que tivemos ao longo dos anos. Não poderia me esquecer também de agradecer meus grandes amigos de graduação e de laboratório: Carlos Sato, Thiago Bezerra e Bruno Miguez pelas inúmeras discussões apaixonadas sobre todos os aspectos da Física, que sempre me deram ânimo para aprender cada vez mais, além dos incontáveis momentos de diversão que tivemos. Gostaria também de agradecer ao meu amigo Célio Nakamoto que esteve sempre presente em todos os projetos acadêmicos e pessoais que realizei nos últimos anos.

Também não poderia me esquecer dos amigos que conheci há bem menos tempo, mas que ainda assim se tornaram muito importantes me mostrando novas idéias e caminhos. Gostaria de agradecer ao David Chinellato por compartilhar seu enorme conhecimento, suas dúvidas e alegrias, à Larissa Veiga pelos momentos de alegria e reflexão, à Thaís Diniz pela companhia, carinho e lições de vida, ao Rafael Vescovi por renovar meu ânimo e minhas energias para com a física, à Bárbara Smilgys, Yugo Kunoh e Leonardo Ghizoni por estarem sempre presentes, tanto nos momentos bons quanto nos ruins. Gostaria também de agradecer à minha grande amiga Marina Nery por seu afeto, por incontáveis alegrias, e, em especial, gostaria de agradecê-la por estar sempre presente nos momentos em que tenho dúvidas em relação a que caminho trilhar.

Agradeço também ao CAPES e a FAPESP pelo apoio financeiro durante todo o projeto de mestrado.

Meus sinceros agradecimentos à todos que estiveram envolvidos direta ou indiretamente em minha formação acadêmica ou pessoal.

Resumo

Reatores nucleares constituem uma copiosa fonte de anti-neutrinos, cujo espectro é determinado pelo decaimento beta dos isótopos radioativos presentes no combustível nuclear. A medida que o combustível é consumido sua composição isotópica é alterada, com reflexos diretos no espectro de anti-neutrinos. Desse modo, detectores de anti-neutrinos podem ser aplicados no monitoramento da composição isotópica do combustível de reatores nucleares e da taxa de consumo deste combustível de uma forma não intrusiva e independente de informações do operador da usina nuclear.

Nesse trabalho, investigamos os requisitos da resolução em energia de um detector de anti-neutrinos, posicionado na proximidades do reator, que possibilitem uma precisa espectroscopia de forma a permitir a reconstrução das contribuições individuais dos isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu no número total de fissões. Para esse fim, construímos simulações de Monte Carlo de modo a avaliar os desvios em energia intrínsecos de um possível detector do Projeto Neutrinos Angra. Por fim, analisamos os dados de simulação utilizando modelos da literatura e propomos um modelo novo, na tentativa de melhor ajustar nossos dados de simulação.

Abstract

Nuclear reactors are an abundant source of anti-neutrinos, whose spectrum is determined by the beta decay of radioactive isotopes in the nuclear fuel. As the fuel is consumed, their isotopic composition is altered, with direct consequences on the spectrum of anti-neutrinos. Thus, detection of anti-neutrinos can be applied in monitoring the isotopic composition of fuel in nuclear reactors and their rate of consumption, on a non-intrusive and independent way from the nuclear plant operator information.

In this study, we investigated the requirements in energy resolution of an anti-neutrino detector, positioned in close proximity to the reactor, enabling a precise spectroscopy to enable reconstruction of the individual contributions of the isotopes ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu to the total flux. To do this, we built a Monte Carlo simulations to evaluate the intrinsic energy resolution of a possible detector of the Neutrinos Angra Project. Finally, we analyzed the simulated data using models found in articles and propose a new model in an attempt to better adjust our data.

Sumário

Introdução	p. 2
1 O Detector do Projeto Neutrinos Angra	p. 6
1.1 O novo detector de Angra	p. 7
2 O Sistema de Aquisição de Dados	p. 11
2.1 Eletrônica de Aquisição	p. 11
2.1.1 A fotomultiplicadora - <i>PMT</i>	p. 13
2.1.2 O QDC	p. 15
2.1.3 O TDC	p. 18
2.2 <i>Software</i> de Controle	p. 18
3 Simulações	p. 20
3.1 Simulação do Detector	p. 20
3.2 Simulação dos antineutrinos	p. 31
3.2.1 Reconstrução do espectro sem evolução temporal para um detector ideal .	p. 37
3.2.2 Reconstrução do espectro para o detector Water Box	p. 43
4 Conclusão e comentários finais	p. 60
Referências Bibliográficas	p. 61

Introdução

Neutrinos são partículas elementares de spin meio e sem carga elétrica. Eles fazem parte da família dos léptons, tendo suas interações com a matéria mediadas pela força nuclear fraca e gravitacional (1). Devido a isso, eles possuem uma baixa seção de choque de interação com a matéria, atravessando grandes volumes de matéria bariônica causando pouca ou mesmo nenhuma perturbação. Desse modo, detectores de neutrinos geralmente possuem volumes muito grandes, correspondendo a entre dezenas até milhares de toneladas de matéria, ou são construídos em locais com fluxo suficientemente alto de neutrinos (ou antineutrinos), como nas proximidades de reatores nucleares (2). Por outro lado, essa mesma característica faz com que estes tenham suas trajetórias e energias pouco alteradas pela matéria, tornando-os uma excelente ferramenta para estudos astrofísicos.

Os neutrinos possuem três sabores: eletrônico, muônico e tauônico, associados aos léptons com os quais são criados. Além disso, existem suas antipartículas, os antineutrinos, totalizando então seis diferentes partículas. Assim, são observados neutrinos eletrônicos, criados juntamente com pósitrons no decaimento β^+ , antineutrinos eletrônicos criados juntamente com elétrons no decaimento β^- , além de seus correspondentes na criação e decaimento dos léptons muon e tau (1).

Algumas características dos neutrinos ainda se encontram em discussão pela comunidade científica. Em especial dois tópicos bastante estudados atualmente são relativos à massa e a oscilação do neutrino entre seus três sabores. Embora o modelo padrão descreva o neutrino como uma partícula sem massa, diversos experimentos atuais, além da própria teoria de oscilação, afirmam que este possui massa. Existem diversos experimentos operando e em construção para medidas de oscilação de neutrinos, em especial para medidas dos ângulos de mistura da matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata entre os diferentes sabores (3). Entre eles destacam-se os experimentos Daya Bay Reactor Neutrino (4) e Double Chooz (5), que utilizam antineutrinos eletrônicos de reatores nucleares para a medida do ângulo de mistura θ_{13} (3).

A proposta de usar neutrinos de reatores nucleares para monitoramento remoto da potência térmica liberada pelos processos de fissão foi cogitada pela primeira vez nos meados da década de

70 (6) (7). Um dos primeiros experimentos de demonstração foi executado em um laboratório de neutrinos montado na usina nuclear de Rovno - Ucrânia. Mostrou-se, mesmo com uma pequena amostra estatística, que a radiação de neutrinos pode, em princípio, ser usada para tais propósitos (8) (9).

A emissão de neutrinos por um reator nuclear está intimamente ligada ao processo de fissão de núcleos pesados: cada fissão contribui com uma quantidade específica do total de energia emitida e proporciona a emissão dos neutrinos. Utilizando um detector para registrar o fluxo de neutrinos, pode ser encontrada uma relação entre o número de núcleos fissionados e a energia liberada pelo reator, ou seja, o fluxo de neutrinos é diretamente proporcional à potência do reator.

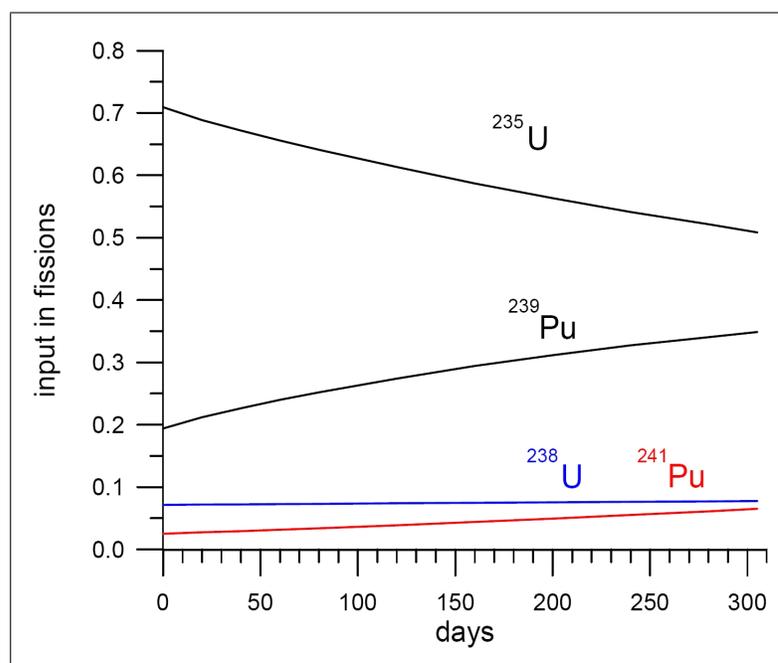


Figura 1: Evolução temporal da contribuição de cada elemento físsil do combustível nuclear

Os processos de fissão, envolvidos na queima do combustível nuclear, geram os nêutrons responsáveis pelo disparo das reações em cadeia que, entretanto, também promovem a geração de plutônio a partir do ^{238}U do combustível. A queima gradual do combustível altera a contribuição de cada elemento físsil na geração de energia térmica, como mostra a Figura 1.

A Figura 2 mostra o espectro de energia medida dos antineutrinos emitidos pelos isótopos presentes no combustível (extraído da referência (5)). Pode-se observar que cada isótopo possui um espectro diferente, cuja maior discrepância está no intervalo de energia acima de 6 MeV.

Estas duas últimas considerações nos indicam a possibilidade de medir modificações com o tempo no espectro de antineutrinos para evidenciar os efeitos da queima de combustível nuclear. Nas últimas duas décadas, a física experimental realizou grandes progressos na construção de um panorama consistente da fenomenologia de neutrinos (10), usando reatores nucleares como fonte de partículas (Goesgen, Bugey, Chooz, KamLAND, Palo Verde) (11). Este cenário abre perspectivas concretas para o uso de neutrinos como sondas confiáveis de processos físicos dos quais participam. Assim, um detector de antineutrinos pode monitorar parâmetros relacionados à atividade de reatores nucleares, que são cruciais para verificação de itens das salvaguardas de não-proliferação de armas nucleares ditadas pela Agência Internacional de Energia Atômica - AIEA (12). Além disso, o monitoramento do fluxo de antineutrinos pode contribuir com informações úteis para otimizar a geração de energia elétrica, pelo conhecimento preciso e em tempo real da potência térmica liberada pelo reator. Um ponto importante da utilização de um detector de neutrinos para monitoramento nuclear, principalmente no que diz respeito à verificação de salvaguardas, é a possibilidade de analisar em modo remoto a atividade do reator, evitando a necessidade de operação e intrusão na zona de contenção ou outras áreas de acesso restrito na usina nuclear.

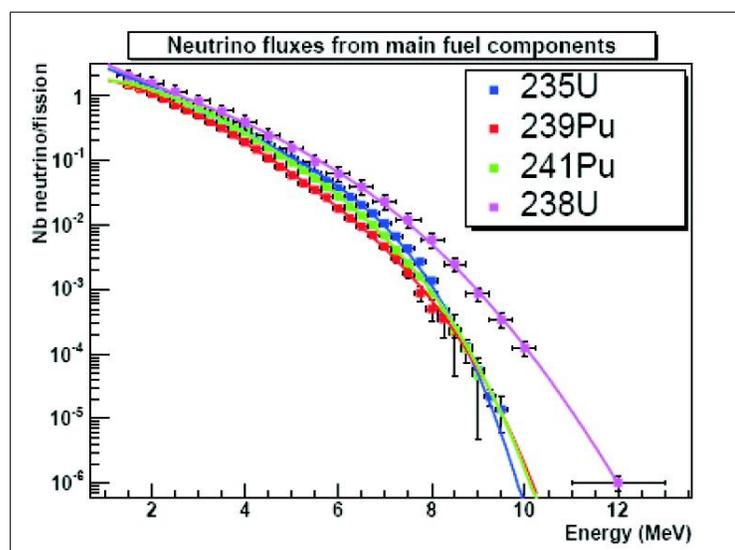


Figura 2: Espectro de energia de antineutrinos dos principais componentes do combustível nuclear. (O espectro do ^{238}U foi calculado teoricamente)(5)

Um reator nuclear do tipo PWR como o de Angra II emite antineutrinos principalmente pelos decaimentos beta dos isótopos filhos da fissão dos diferentes isótopos de Urânio e Plutônio existentes no reator. Para fazer um cálculo teórico do espectro de neutrinos de cada elemento

seria necessário conhecer em detalhes cada um dos isótopos filhos de uma fissão e das possíveis subseqüentes fissões dos isótopos filhos. Desse modo, para cadeias de decaimento grandes como as observadas nesses elementos, podemos usar o espectro experimental medido dos betas do ^{235}U ^{239}Pu e ^{241}Pu (13) e calcular o espectro dos antineutrinos emitidos pela cadeia de decaimento desses elementos, como será mostrado mais adiante.

1 *O Detector do Projeto Neutrinos Angra*

O esboço do detector original do projeto Neutrinos Angra é mostrado na figura 1.1. Ele foi projetado como um detector subterrâneo baseado em cintilação com três volumes concêntricos e 4 subsistemas:

- **O Alvo:** volume central dedicado à detecção de antineutrinos; recipiente cilíndrico de acrílico (diâmetro = 1,1 m , altura = 1,3 m) preenchido com cintilador líquido dopado com gadolínio, propício para a detecção de antineutrinos via o decaimento beta-inverso



A assinatura das interações de antineutrinos é fornecida pela detecção simultânea dos secundários da reação acima. O pósitron gera um primeiro sinal luminoso no cintilador líquido, seguido pelo sinal dos gamas que seguem a captura do nêutron. A energia dos antineutrinos é obtida da energia do pósitron pela relação $E = E_{e^+} + M_{pn}$, ou seja, a energia do pósitron somada com a energia correspondente à diferença de massa entre o nêutron e o próton. O cintilador deve conter uma concentração entre $0,1 \pm 0,5\%$ de gadolínio, elemento que aumenta a eficiência de captura de nêutrons por um fator até 10^5 , quando comparada com o processo de formação do dêuteron. A melhor eficiência de captura se traduz no aumento da relação sinal-ruído.

- **O Coletor de Gamas:** cilindro acrílico intermediário, preenchido com cintilador líquido não dopado, com raio e altura 0,3 m maiores que o alvo. O coletor de gamas estende o volume fiducial do alvo para detecção de gamas gerados na captura do nêutron.
- **O Absorvedor:** cilindro externo, metálico, preenchido com óleo mineral para blindar o alvo e o coletor de gamas, absorvendo a radioatividade local, incluindo a das PMTs.

- **O veto:** sub-sistema mais externo, que atua como filtro de sinais espúrios induzidos por múons da radiação cósmica.

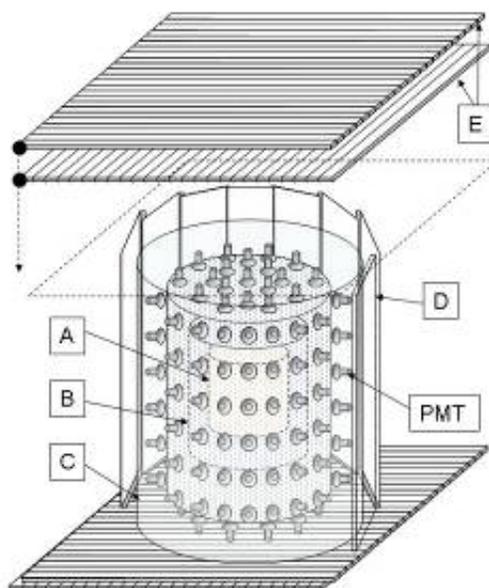


Figura 1.1: Desenho esquemático do detector mostrando seus subsistemas. A) alvo para antineutrinos, B) coletor de gamas, C) absorvedor, D) cintiladores plásticos verticais do veto, E) Sistema X-Y de cintiladores plásticos horizontais do veto. Em (E) os cintiladores aparecem deslocados de sua posição verdadeira, que é justaposta à tampa superior do cilindro, apenas para efeitos de visualização. PMT) Indica uma das unidades fotomultiplicadoras (sensores de luz).

1.1 O novo detector de Angra

O detector baseado em cintilação apresenta uma relação sinal/ruído suficientemente favorável para nos permitir medir a energia dos antineutrinos e assim fazer espectroscopia destes. Por outro lado, ele tem como ponto negativo a utilização de cintilador líquido inflamável.

Na IV Reunião de Trabalho do Projeto Neutrinos Angra, ocorrida em Campinas/SP, fomos informados pela Eletronuclear que a instalação de um detector que utilize líquidos inflamáveis, como o cintilador líquido, poderia ser feita apenas fora da faixa restrita, ou seja, superior a 60 metros de distância do reator de Angra II. Além disso, nessa data ainda não havia previsão quanto à autorização para a escavação de um túnel para a instalação de um detector subterrâneo, especialmente devido ao andamento da construção da usina Angra III. A partir de então, iniciamos um trabalho

de simulação para escolher um novo projeto para o detector que não utilizasse cintilador líquido e pudesse ser instalado na superfície.

Desse modo, várias alternativas foram sugeridas e estudadas. Procuraram-se cintiladores sólidos produzidos no Brasil que permitissem dopagem com gadolínio. Por fim, o projeto escolhido para o detector foi decidido na Reunião do Projeto em Maio de 2009: um detector baseado em efeito Cherenkov dos pósitrons atravessando água. Esse detector conhecido como "*Water Box*" é constituído basicamente de um cubo com $1m^3$ de água, observado por fotomultiplicadoras, com um sistema de veto idêntico ao detector original, porém com um projeto mais sensível à radiação cósmica.

O desafio técnico da utilização desse detector se dará justamente pelo fato de que ele será instalado na superfície, dentro de um Container, próximo à contenção do reator, a aproximadamente 20 metros do núcleo, como pode ser visto na foto exibida na figuras 1.2 e 1.3.



Figura 1.2: Foto do container do projeto Neutrinos Angra ao lado da contenção do reator Angra 2.

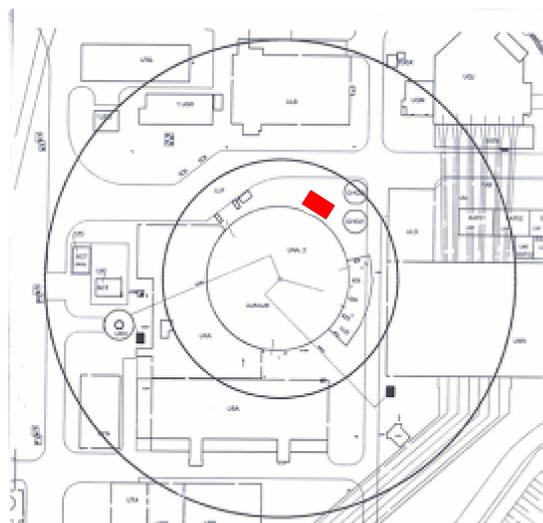


Figura 1.3: Localização do container (indicada pelo retângulo vermelho). O círculo mais interno representa a estrutura de contenção de Angra-II, e os dois mais externos as distâncias de 50 e 100 metros do reator. .

Considerando o volume de $1m^3$ de água e a nova distância entre o detector e o núcleo do reator teremos um número esperado diário de 5411 antineutrinos detectados (14), sendo que, nosso maior desafio estará em discriminar um evento verdadeiro de neutrino de um evento espúrio da radiação natural de fundo.

É importante observar que não existe um desenho final para o detector Water Box do projeto Neutrinos Angra. No último encontro da colaboração (Junho de 2009, na Universidade Federal do ABC) foi definido o volume de alvos (1 tonelada de água), sendo que o projeto do detector está em fase de simulação, onde várias idéias vêm sendo apresentadas antes da definição de um desenho final.

O projeto aqui apresentado está sendo simulado na Universidade Estadual de Campinas sendo basicamente um cubo formado por 6 placas de 1m por 1m, onde 4 delas são recobertas por uma superfície refletora (95% de reflexão para os comprimentos de onda no visível) e duas delas contêm 16 fotomultiplicadoras R5912 da Hamamatsu (8 polegadas) dispostas em uma matriz 4x4 com separação de 6,4 cm entre elas. Um desenho esquemático do detector pode ser visto na figura 1.4.

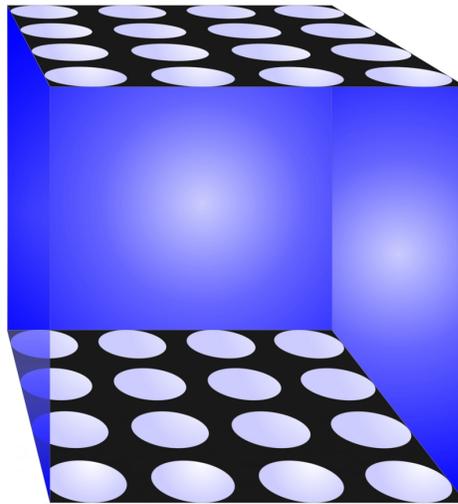


Figura 1.4: Desenho esquemático do Detector Water Box (as circunferências representam as fotomultiplicadoras).

A disposição das duas superfícies com as fotomultiplicadoras acima e abaixo do cubo foi escolhida pois essa geometria permite melhor captura de luz cherenkov pela passagem de múons da radiação cósmica (que atravessam nosso detector preferencialmente de cima para baixo, com uma distribuição angular que varia aproximadamente com $\text{Cos}^2(\theta)$). A luz produzida dentro do detector será um dos critérios de seleção de eventos, pois mesmo com um *veto* 99,9% eficiente, ainda teríamos um número eventos espúrios devidos a múons quase 2 ordens de grandeza superior ao número esperado de antineutrinos.

2 *O Sistema de Aquisição de Dados*

2.1 **Eletrônica de Aquisição**

A eletrônica de aquisição do experimento Neutrinos Angra (19) está quase inteiramente definida, faltando apenas alguns detalhes quanto à escolha de componentes comerciais e à definição da eletrônica "lenta" para monitoramento de características como temperatura, tensão e corrente da própria eletrônica e das fotomultiplicadoras.

A eletrônica está sendo construída de forma modular, onde cada módulo terá 8 canais tanto de *Flash-ADC* quanto de *TDC*, um sistema de comunicação VME 6U para os dados experimentais e uma interface *CAN* para monitoramento do sistema, como pode ser observado na Figura 2.1. A escolha de se utilizar um *Flash-ADC* e não um simples *QDC* foi feita pela facilidade de detectar e compensar *Offsets* oscilantes na linha de sinal sem a necessidade de parar todo o sistema de aquisição e recalibrá-lo. Isso se mostrou um ponto bastante importante em nosso experimento, que estará localizado em um local restrito dentro do complexo nuclear de Angra.

O *Flash-ADC* escolhido para a versão final tem um *clock* máximo de 250MHz, sendo utilizado nos módulos a 125MHz enquanto o *TDC* possui uma resolução temporal máxima de 81ps. O controle da aquisição de dados é realizado integralmente por uma *FPGA* programável, que possui como tarefa processar os dados vindos do *ADC* e *TDC*, executar o *Trigger* primário e enviar os dados relativos ao evento detectado para outra *FPGA* que se encarrega de codificá-los para transmissão pelo barramento VME. No *Crate VME* teremos um módulo de controle MVME31006E que se encarregará de gravar os dados em memória flash e transmiti-los por uma rede *Gigabit Ethernet* até o servidor de arquivos. Esse módulo de controle é baseado em um *SoC (System on Chip)* da *Freescale* tendo como núcleo de processamento um *IBM PowerPC e500*, portas *SATA*, *Ethernet* e

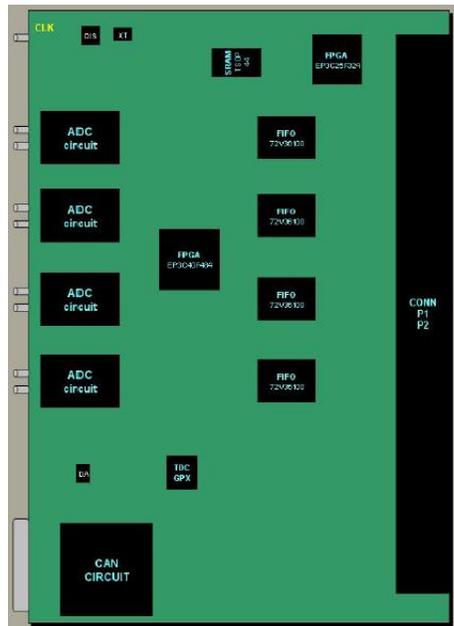


Figura 2.1: Desenho do sistema de Aquisição de Dados

USB. Por usar uma arquitetura bem difundida e documentada esse módulo se mostrou ideal para montarmos um sistema de aquisição baseado em Linux sem a necessidade do uso de componentes externos ao *crate*.

Somente no final de Junho de 2009 foi finalizado um protótipo funcional com características próximas às finais do projeto Angra. Este módulo conhecido como *SPRO (Standalone Prototype)* difere dos módulos que serão utilizados no projeto apenas pela interface de comunicação que deste é USB (por isso o nome Standalone). Uma foto da primeira versão do SPRO pode ser vista na Figura 2.2.



Figura 2.2: Foto da placa de aquisição SPRO

Como a finalização do SPRO se deu apenas no final de Junho, não tivemos a oportunidade de caracterizá-lo. Por outro lado, de forma a ganhar experiência com aquisição de dados, trabalhamos com uma solução de aquisição comercial, baseada em um *crate CAMAC* com comunicação via *GPIB* com um PC. Desse modo, trabalhamos tanto com o *hardware* quanto com o *software* de aquisição, que, embora não seja o utilizado no detector final é bastante semelhante. Do ponto de vista de *software*, as diferenças se encontram basicamente no pacote de drivers utilizados para acessar o *crate controller*, que no trabalho aqui descrito é um Controlador *GPIB-CAMAC* acessado por um PC (rodando GNU Linux) e no Projeto Neutrinos Angra será um "PowerPC VME" (novamente rodando GNU Linux), com acesso direto ao barramento de dados. Do ponto de vista do *hardware* a diferença é mais notável, pois não possuímos um Flash-ADC CAMAC disponível no laboratório de Léptons da Unicamp. Para esses testes foi utilizado um QDC LeCroy 2249A com resolução de 8 bits.

2.1.1 A fotomultiplicadora - *PMT*

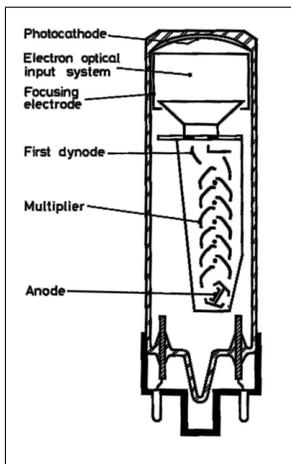


Figura 2.3: Esquema geral de uma fotomultiplicadora (20).

Para converter a luz gerada por efeito Cherenkov em um pulso elétrico, é utilizada uma fotomultiplicadora, que consiste basicamente de um fotocátodo, diversos estágios de multiplicação (dinodos) alimentados por uma fonte de alta tensão e um ânodo para coletar os elétrons, como ilustrado pela figura 2.3. A fotomultiplicadora que será utilizada no detector de Angra é a Hamamatsu R5912, que pode ser vista na figura 2.4. Quando um fóton incide sobre o cátodo e existe uma probabilidade (que no caso da R5912 é aproximadamente de 15% para fótons entre 300 nm e 550 nm) de este liberar um *fotoelétron*, ou seja um elétron liberado por efeito fotoelétrico. Os elétrons gerados no fotocátodo são acelerados por um campo elétrico em direção ao primeiro dinodo onde estes se chocam arrancando elétrons secundários. Os elétrons resultantes do processo são novamente acelerados por outro campo elétrico até o segundo dinodo, onde se chocam e arrancam mais elétrons. Assim, esse processo se repete para todos os dinodos da fotomultiplicadora chegando ao anodo um

número de elétrons muito superior, porém proporcional, ao que foi gerado no catodo por efeito fotoelétrico. Desse modo, pode-se observar que o *fator de ganho*, ou seja, quantos elétrons chegam ao anodo para cada fotoelétron emitido pelo catodo, depende de quantos estágios (dinodos) há na

PMT e da tensão utilizada para acelerar os elétrons entre os dinodos. O efeito da tensão é ilustrado na figura 2.5 em um gráfico feito com a utilização de uma PMT R1398 (também da Hamamatsu), um cintilador plástico NE110 e uma fonte radioativa de Césio (Cs^{137}).

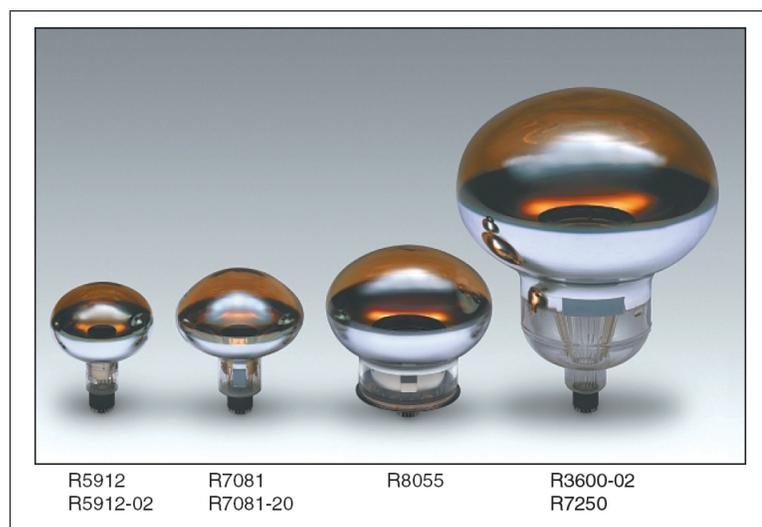


Figura 2.4: Foto da fotomultiplicadora R5912 da Hamamatsu (retirada do site da empresa)

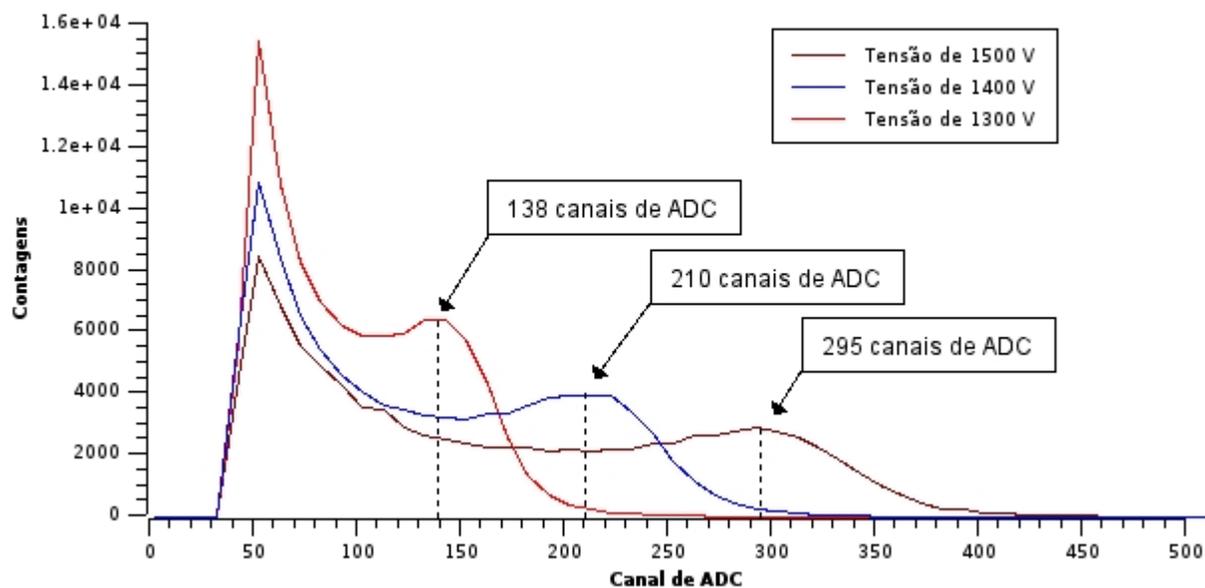


Figura 2.5: Espectros de Césio (Cs^{137}) para diferentes tensões na PMT

O sinal de saída da PMT é um sinal analógico cuja amplitude depende do número de fótons

incidentes e do fator de ganho da fotomultiplicadora. É importante ressaltar que esse ganho é bem próximo da linearidade, ou seja: o sinal de saída é proporcional ao sinal de entrada. Existem outros parâmetros que devem ser estudados na PMT R5912, que será utilizada no detector do projeto, como a sensibilidade em função da posição no fotocatodo, a linearidade e o ganho, que devem ser testados experimentalmente para cada PMT utilizada.

2.1.2 O QDC

O QDC (*charge-to-digital converter*) é um dispositivo que traduz um pulso analógico em um número conhecido como *Canal de ADC*. Esse número é proporcional à carga do pulso, ou seja: proporcional a curva de tensão integrada num dado intervalo de tempo (conhecido como *Gate*), como ilustrado pela Figura 2.6, onde a linha pontilhada simboliza um *Gate* que dispara a integração do QDC que retornará como resultado a área hachurada no gráfico. Quando a carga é superior ao máximo que pode ser registrado no aparelho o evento é registrado no canal de maior número possível (no caso do QDC utilizado, o canal 1024 - 8 bits) e dizemos que houve saturação do QDC. Desse modo, qualquer pulso de amplitude superior a máxima, não importando o quão superior, será registrado no mesmo canal, perdendo-se portanto a informação da energia desse evento. Do mesmo modo, se um evento não possui a energia mínima necessária para sensibilizar o QDC, este será registrado em um canal baixo (diferente de zero devido ao ruído eletrônico), conhecido como *Pedestal*, perdendo-se também a informação sobre a energia do mesmo. Por esse motivo é importante ajustar a amplificação ou a atenuação do sinal para haver o mínimo de perda de informação possível, ajustando o sinal gerado pelo detector utilizado à faixa dinâmica do QDC.

Partindo da Lei de Ohm: $V = R \frac{dQ}{dt}$ é fácil chegar a $Q = \frac{1}{R} \int V dt$. Como a resistência elétrica (R) é constante no sistema de aquisição, a integral da tensão no tempo será proporcional a carga Q . Portanto, a saída do QDC (canais de ADC) é um número em escala arbitrária proporcional à carga do sinal, que, por sua vez, é proporcional ao número de fótons incidentes na PMT multiplicada pelo ganho da mesma.

Um Flash-ADC possui um funcionamento muito semelhante, mas tem como saída um número proporcional à amplitude do pulso analógico que nele ingressa. Desse modo, ele permite a reconstrução da forma de onda do pulso analógico dentro das limitações de funcionamento do Flash-ADC, ou seja dentro das limitações de frequência e amplitude do mesmo.

Apesar de no experimento de Angra não ser utilizado um QDC e sim um Flash-ADC, o re-

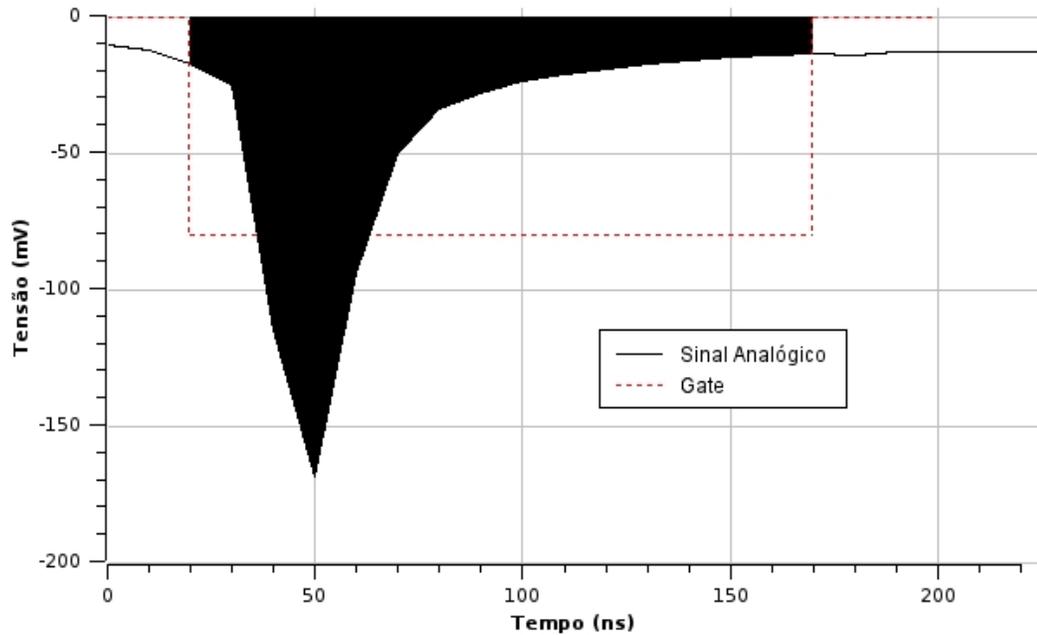


Figura 2.6: Figura esquemática do funcionamento de um QDC

sultado que será gravado em cada evento de neutrinos será a carga integrada para cada fotomultiplicadora, assim como faria um QDC. Como já foi discutido anteriormente, a adoção de um QDC nos permite avaliar melhor a carga integrada pois, usando os dados de formato do pulso, podemos isolar mais facilmente componentes de corrente contínua (variações de *Offset*) que não fazem parte do sinal da PMT.

Para as medidas exibidas nesse trabalho, utilizamos um módulo ADC modelo 2249A da LeCroy, com um sistema de aquisição escrito em C++ em um PC Pentium III 800MHz com o sistema operacional Scientific Linux 5.0. O primeiro teste efetuado foi a linearidade em carga do QDC onde um sinal de amplitude controlada é inserido no QDC e sua carga é integrada. Como conhecemos o sinal, podemos calcular a carga e parametrizar a unidade arbitrária "Canais de ADC" como uma carga em pico Coulombs. Desse modo, testamos a resposta de diferentes canais desse módulo a pulsos de carga conhecida. O resultado desse teste de linearidade pode ser observado na Figura 2.7, onde foi encontrada a curva de Carga por Canal de ADC, para um dos canais do módulo. Os valores de referência da LeCroy para este modelo são: 0,25pC por Canal de ADC, com erro de 0,25% e com uma não linearidade máxima de 10%.

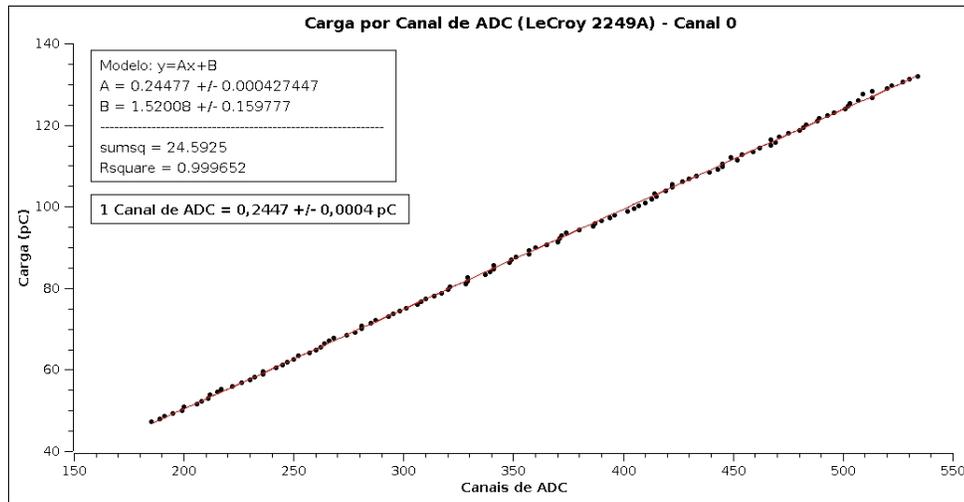


Figura 2.7: Curva de linearidade (Carga por Canal de ADC) do QDC LeCroy 2249A - Canal 0

Outro teste interessante feito nesse módulo é a sua resposta para um ingresso nulo, medida esta conhecida como *Pedestal*. O valor do Pedestal depende da largura de *gate* utilizada, uma vez que este ocorre principalmente por flutuações termiônicas dos circuitos eletrônicos que são integradas juntamente com o sinal a ser digitalizado durante o tempo de Gate. Por esse motivo é importante conhecer o pedestal com relação a largura de gate, como observado na Figura 2.8. É interessante observar que o Pedestal deste módulo é linear apenas em intervalos restritos de Gate.

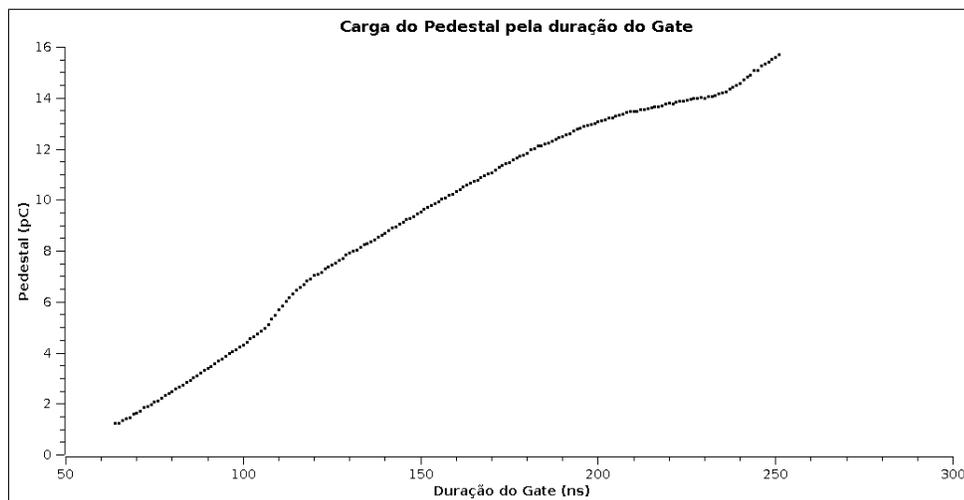


Figura 2.8: Pedestal pela largura de Gate do QDC LeCroy 2249A - Canal 0

Esse resultado ilustra bem a razão pela qual foi adotado um Flash-ADC para nosso sistema de aquisição: com ele temos controle sobre variáveis que introduziriam erros em um QDC.

2.1.3 O TDC

O TDC (*time-to-digital converter*) é um dispositivo que transforma a diferença temporal entre dois pulsos elétricos em um número, conhecido como *Canais de TDC*. O módulo utilizado para esse teste foi o LeCroy 2228A que não difere consideravelmente do módulo que será utilizado na versão final do sistema de aquisição de Angra. A principal diferença se dá por conta da resolução em tempo (81 ps por canal no TDC de Angra) e de a solução utilizada aqui ser um módulo isolado e não uma solução integrada com outros componentes.

A fim de observar a linearidade deste módulo CAMAC, desenvolvemos um processo análogo ao utilizado para o ADC: geramos pulsos de diferentes durações em um *Dual Gate Generator* e medimos a separação entre eles com o TDC. O resultado desse teste pode ser observado na Figura 2.9. Um dado importante que pode ser observado nesse gráfico é a não linearidade do TDC para intervalos de poucos nanosegundos, como previsto em sua documentação oficial. Os valores de referência deste módulo são: 50 ps por *Canal de TDC* com erro integral máximo (em 100ns) de 100 ps.

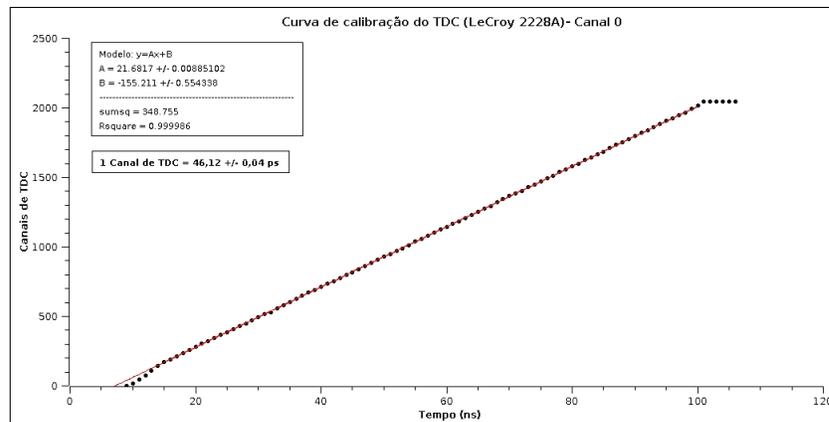


Figura 2.9: Curva de linearidade (Tempo por Canal de TDC) do TDC LeCroy 2228A - Canal 0

2.2 Software de Controle

Embora não esteja relacionado diretamente com a resolução em energia do detector, para a realização das medidas experimentais foi necessária a elaboração de um *software* de aquisição de dados e controle geral da eletrônica. Para as medidas realizadas no Laboratório de Léptons (Unicamp), este foi escrito inteiramente em linguagem C utilizando as bibliotecas de comunicação

GPIB disponibilizadas pela *National Instruments* (fabricante de nossa placa GPIB-PCI). Foi utilizado para essa tarefa um PC com processador Pentium III 800MHz, rodando Scientific Linux 5.0, o que resultou em uma combinação bastante adequada para realizar a aquisição de dados.

O *software* que controlará a eletrônica de aquisição do detector do projeto Neutrinos Angra será muito mais sofisticado do que o utilizado para nossos testes em laboratório. Tendo em vista que o detector estará dentro do complexo nuclear de Angra, é necessário ter um sistema que possibilite o envio de comandos para o sistema de aquisição de dados e recebimento dos dados experimentais pela internet. Com a finalidade de enviar comandos sem a necessidade de manter uma conexão sempre ativa entre o PowerPC de aquisição e um PC de controle, foram testadas as bibliotecas *Socket* para linguagem C (21), que se mostraram bastante simples de implementar e incrivelmente versáteis para essa finalidade. Usando essas bibliotecas é possível construir um *servidor* dentro do laço principal do programa de aquisição de dados. Essa arquitetura *Cliente/Servidor* usando *Sockets* funciona bem para transmitir comando e receber informações de monitoramento da eletrônica. Para a cópia de arquivos de dados, que exige muito mais banda, provavelmente será utilizado um protocolo de transmissão de dados como o *NFS*, *SFTP* ou mesmo o *SSHFS*.

3 *Simulações*

As simulações foram divididas em duas grandes áreas: Simulação numérica da estatística de eventos coletados e Simulação física dos eventos no detector. A simulação numérica foi realizada na primeira metade do projeto de mestrado, enquanto a simulação física foi iniciada na segunda metade utilizando primeiramente o pacote de C++ Geant4(22) e, posteriormente, escrito apenas com os pacotes de cálculo numérico da pacote de C++ Root(18). Escolhemos mudar nossa abordagem quanto ao método de simulação por conta da simplicidade do detector Water Box, que nos permitiu escrever a simulação completamente em C++, sem utilizar processos prontos do Geant4 e rodá-la diretamente no interpretador de C++ do Root, que nos facilita a análise dos resultados.

3.1 **Simulação do Detector**

A Simulação do Detector foi desenvolvida em ambiente GNU/Linux em código C++ sendo usado como interpretador de código o pacote ROOT, versão 5.20. Nela implementamos, usando o método de Monte Carlo, a geração de luz Cherenkov devida à passagem de pósitrons relativísticos em água. Nessa simulação os pósitrons podem ser criados em qualquer posição do detector, pois, como a seção de choque para beta-inverso é muito pequena existe uma probabilidade constante de interação em qualquer posição dentro do detector. Após ser gerado, o pósitron recebe uma direção e sentido aleatório dentro do detector, uma vez que a massa de repouso dos nucleons envolvidos na interação é superior, em muitas ordens de grandeza, à massa dos férmions.

Como visto na equação 1.1, o pósitron recebe a energia do neutrino com o decréscimo da diferença de massa entre do nêutron e do próton (1,2935 MeV) e de sua própria massa de repouso. Antes de ser aniquilado, o pósitron caminha dentro do detector perdendo energia e gerando luz Cherenkov, processo que implementamos usando dados de perda de energia por comprimento da tabela ESTAR do Nist(17) e as equações de produção de luz Cherenkov(20). A energia do pósitron e o

número de fótons Cherenkov são calculados a cada 1 mm e os fótons são propagados em um cone com o vértice nessa posição e abertura calculada pelo processo Cherenkov. Testamos diminuir esse intervalo para 0,1 mm, mas o tempo necessário para rodar a simulação se tornou exageradamente longo (o tempo da simulação de 5000 eventos levaria um tempo superior à 2 semanas).

O número de fótons é calculado no intervalo entre 300nm e 550nm, intervalo onde a PMT adotada é sensível (com uma eficiência média de 15%). Por último consideramos a atenuação da água para esses comprimentos de onda (23) e um coeficiente de reflexão de 95% nas 4 paredes "não-sensíveis".

Com a simulação escrita e funcionando começamos observando se comportamentos esperados são observados na simulação, como a maior produção de luz com frequência dos fótons mais energéticos (originando o efeito "azulado" da radiação Cherenkov). O gráfico do número de fótons gerados por frequência para pósitrons com distribuição de energia esperada tipicamente em nosso detector (espectro de neutrinos do início do ciclo do combustível nuclear) pode ser observado na figura 3.1.

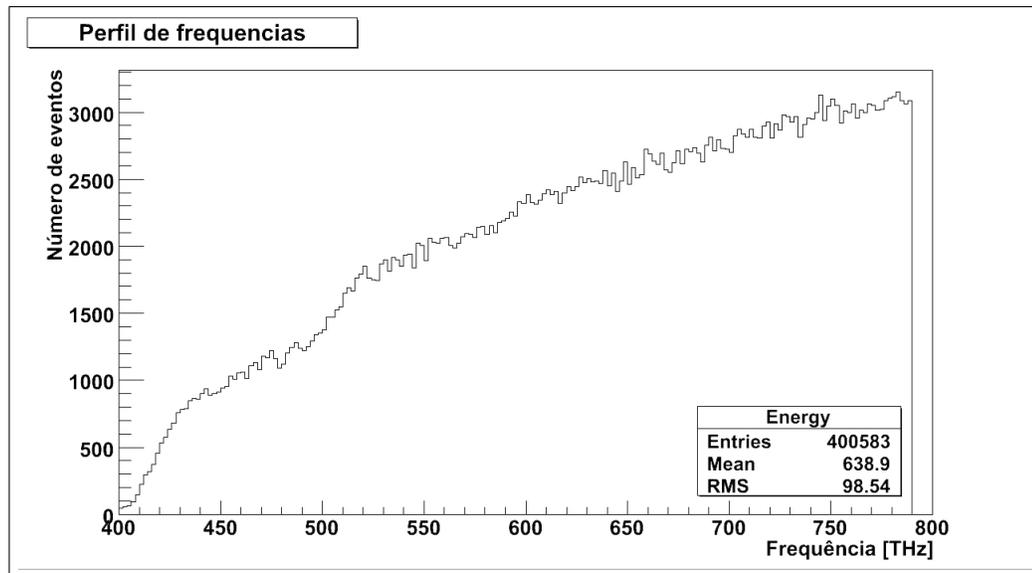


Figura 3.1: Número de fótons gerados por frequência devido ao efeito Cherenkov

É interessante observar que, além da maior produção de fótons de mais altas energias, a atenuação da luz na água é maior para fótons de menor energia, privilegiando ainda mais os fótons do azul e violeta.

Uma outra verificação bastante interessante é a produção de luz Cherenkov em função da ener-

gia inicial do pósitron. Como um pósitron é relativístico com energias superiores à 260KeV e com alguns poucos MeV de energia sua perda de energia por distância propagada é muito próxima de um valor constante (independente da energia), a produção de luz em água é praticamente linear com a energia, afinal o alcance em água é bastante linear com a energia. Isso pode ser observado no Gráfico da produção de fótons em função da energia do pósitron na figura 3.2.

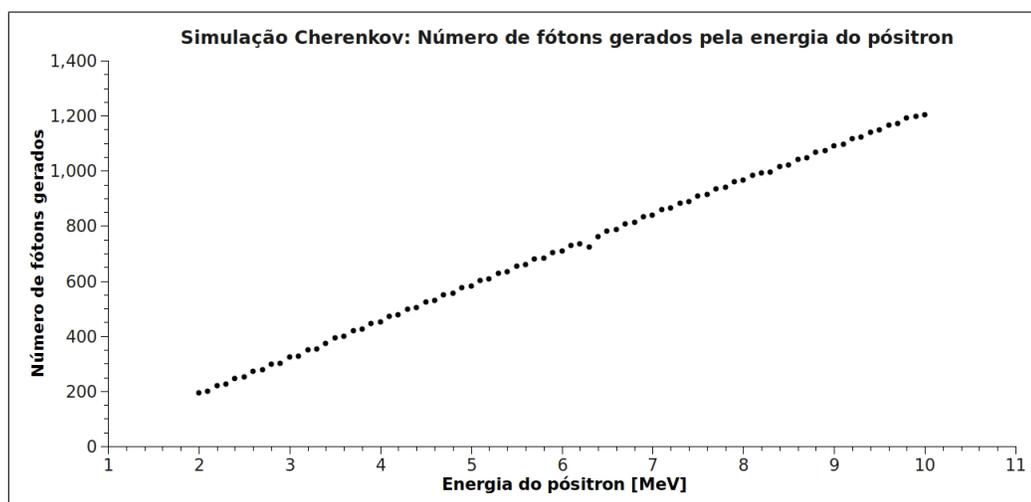


Figura 3.2: Número de fótons produzidos em função da energia inicial do pósitron

Usando a simulação podemos estimar também detalhes mais difíceis de prever com precisão analiticamente, como o percentual de fótons perdidos (absorvidos na água) em função da energia da inicial do pósitron, como observado na figura 3.3.

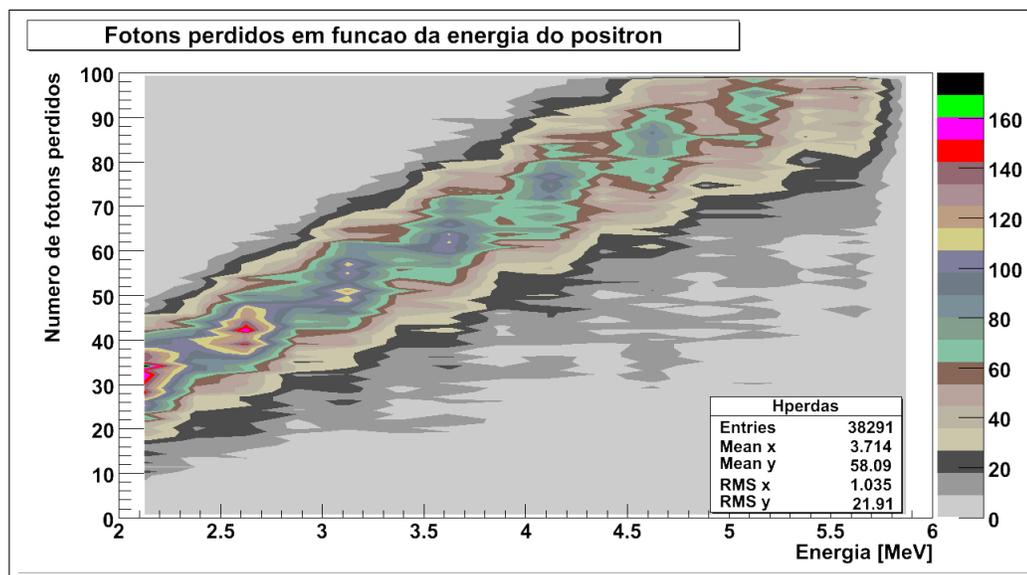


Figura 3.3: Número de fótons absorvidos na água em função da energia da inicial do pósitron

Pode-se observar que, mesmo possuindo flutuações o número de fótons absorvidos em função da energia tem um caráter bastante linear. Um resultado bastante complicado de se encontrar analiticamente, mas simples de se encontrar com a simulação é o número de reflexões dos fótons Cherenkov dentro do tanque, como pode ser observado no histograma da figura 3.4.

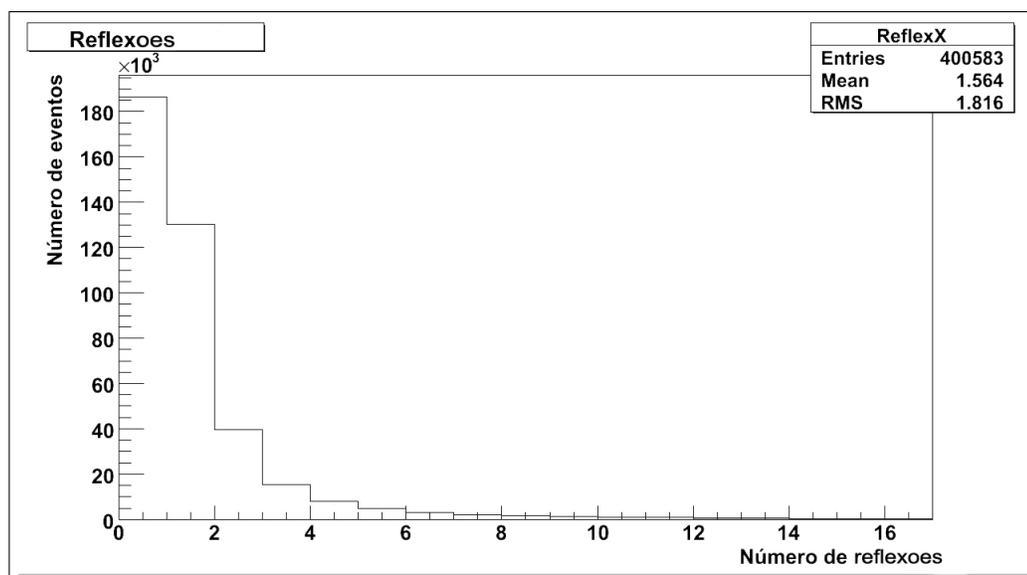


Figura 3.4: Histograma do número de reflexões sofridas por um fóton Cherenkov

Usando os dados conhecidos do fluxo de antineutrinos de um reator (que serão discutidos na

próxima seção), podemos simular o número de fótons Cherenkov gerados no detector ao longo de um dia de aquisição. No gráfico aqui apresentado, estamos considerando uma eficiência de detecção de 20% e a superfície superior e inferior completamente sensíveis. Os gráficos relativos a essa simulação podem ser vistos nas figuras 3.5 e 3.6.

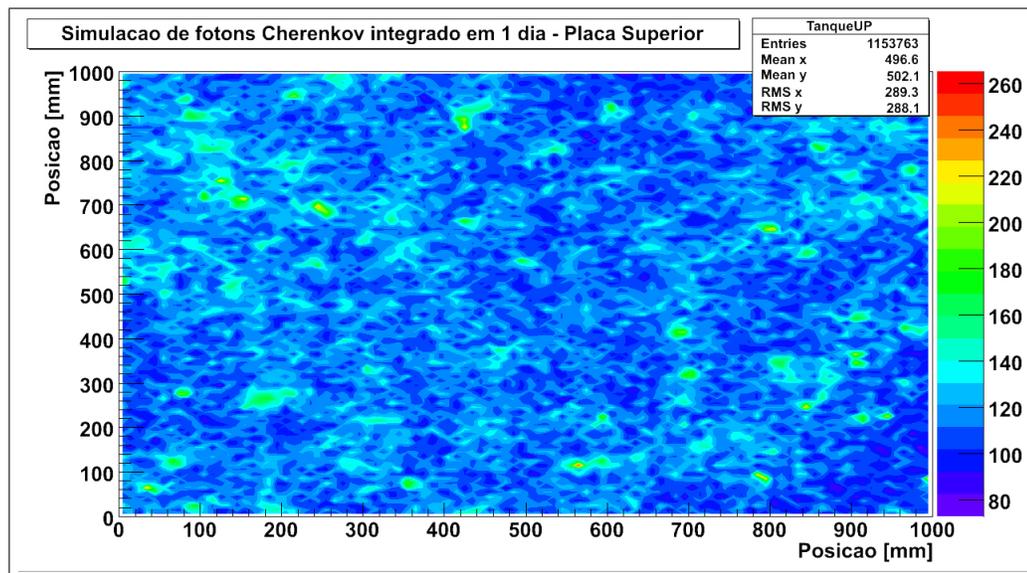


Figura 3.5: Histograma bidimensional do número de fótons Cherenkov por posição na placa superior em 1 dia de aquisição

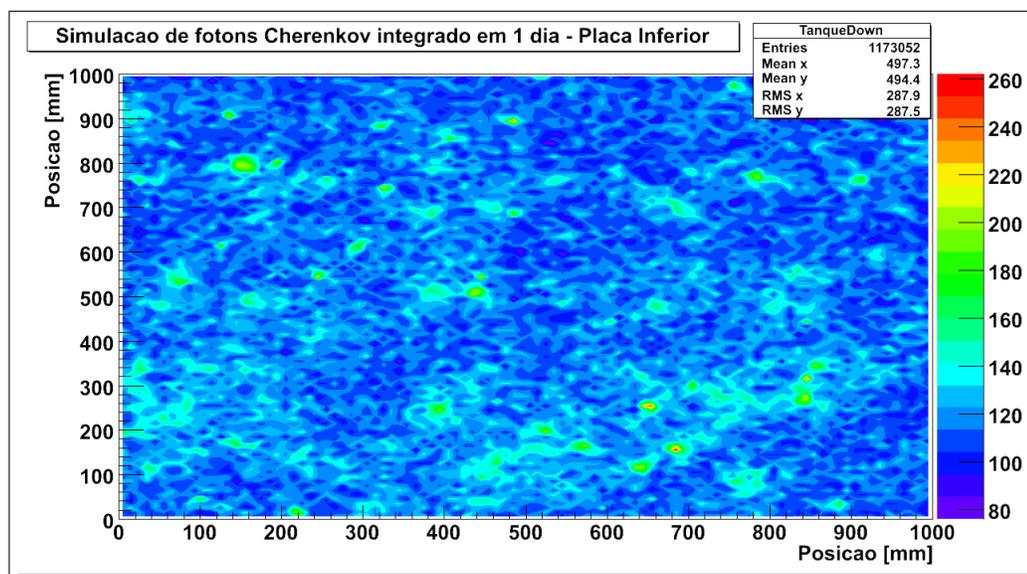


Figura 3.6: Histograma bidimensional do número de fótons Cherenkov por posição na placa inferior em 1 dia de aquisição

Embora nas figuras 3.5 e 3.6 apareçam anisotropias no número de eventos por posição, essa é uma questão estatística. Em simulações com mais eventos, estas anisotropias não são esperadas.

Com a intenção de tornar ainda mais realista essa simulação, tornamos sensíveis apenas as regiões onde existirão fotomultiplicadoras. Desse modo, é possível calcular a "cobertura" efetiva de nosso detector, sendo esta o número de fótons que alcançam uma fotomultiplicadora dividido pelo número de fótons gerados por efeito Cherenkov, como observado na figura 3.7.

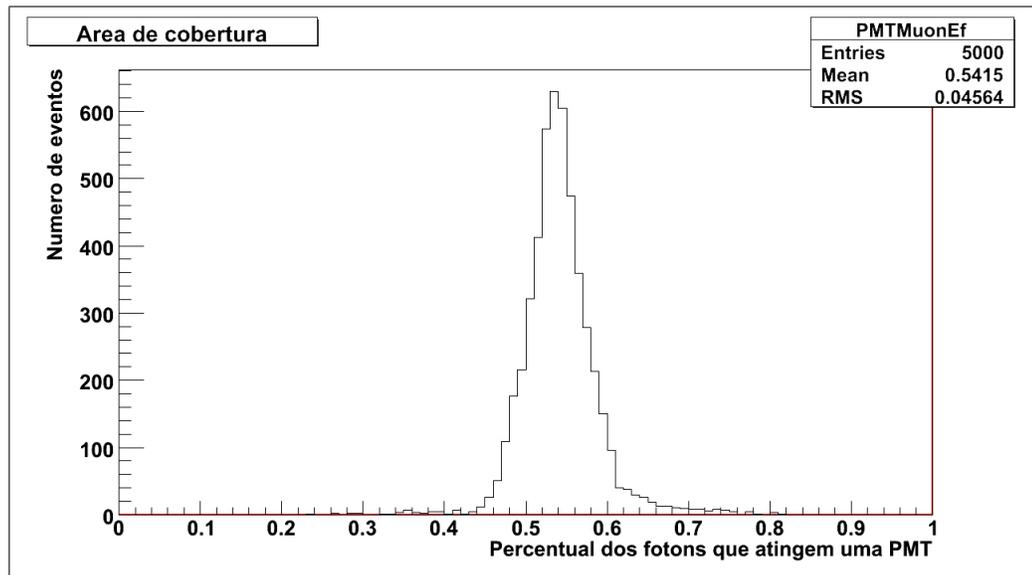


Figura 3.7: Histograma do número de fótons que alcançam alguma das PMTs dividido pelo número de fótons gerados no detector

Acrescentando agora a eficiência média de nossa fotomultiplicadora aos fótons gerados podemos encontrar a eficiência de detecção em termos de fotoelétrons gerados nas fotomultiplicadoras pelo número total de fótons gerados por efeito Cherenkov no detector, como observado na figura 3.8.

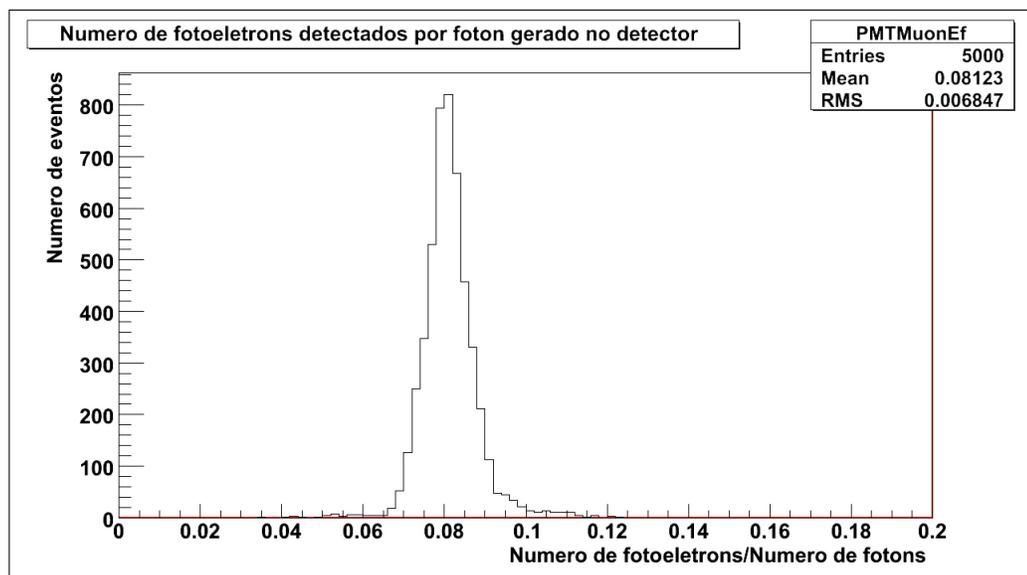


Figura 3.8: Histograma do número total de fotoelétrons criados nas PMTs dividido pelo número de fótons gerados no detector

Por fim, podemos de fato estimar a resolução intrínseca em energia desse detector gerando pósitrons com energias iniciais diferentes e observando a largura da distribuição gaussiana referente a sua detecção em fotoelétrons. Esse histograma para as energias de 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 MeVs encontra-se na figura 3.9

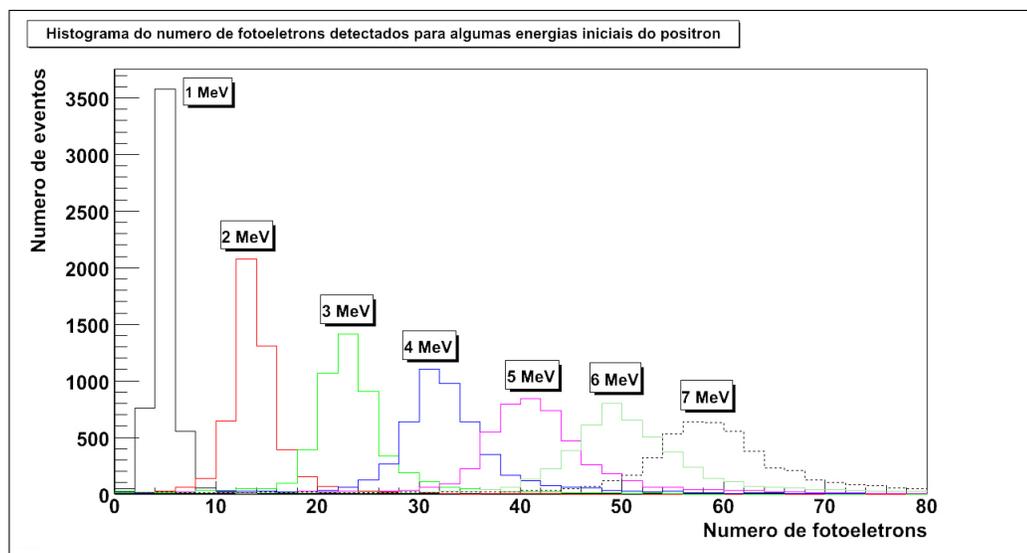


Figura 3.9: Histograma do número total de fotoelétrons criados para pósitrons com energias iniciais diferentes

Pode-se observar na figura 3.9 que nossa incerteza na reconstrução da energia torna-se maior proporcionalmente com a energia do pósitron. Desse modo, a resolução em energia é relativamente constante nessa faixa de energia. A resolução em energia foi calculada dividindo-se o FWHM dos histogramas observados na figura 3.9 pela energia do pósitron(20). O resultado pode ser observado na figura

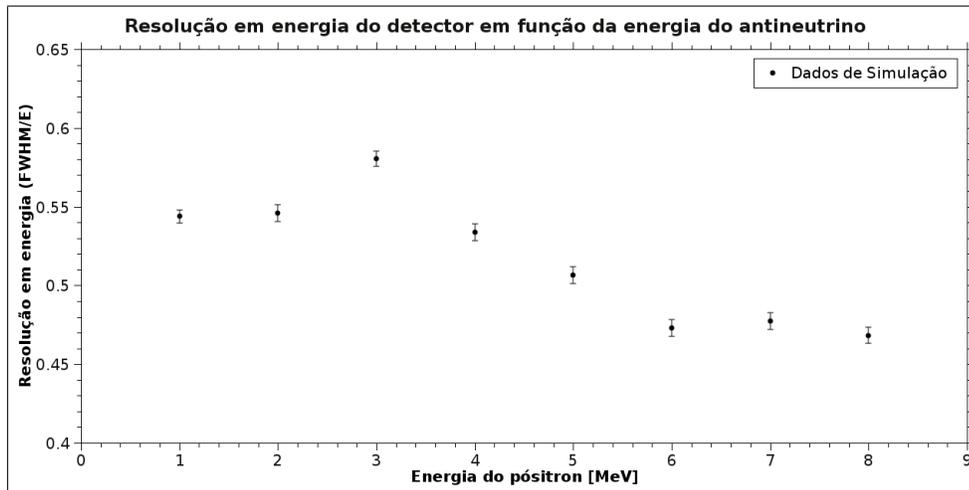


Figura 3.10: Resolução em energia do detector em função da energia do pósitron

É interessante observar que a resolução média encontrada de 51,5% ($\sigma/E = 0,219$) corresponde à resolução máxima que podemos obter utilizando essa geometria. Outros fatores como impurezas na água, corrente escura das fotomultiplicadoras e ruído eletrônico, tendem a diminuir ainda mais essa resolução.

Uma outra dificuldade técnica desse detector se encontra na discriminação entre sinal/ruído. Como já discutido anteriormente, mesmo um veto com eficiência de 99,9% não é suficiente para reduzir o fluxo de múons espúrios abaixo do fluxo esperado de antineutrinos. Com o objetivo de estudar o sinal no detector devido a múons desenvolvemos também uma simulação que contempla a luz Cherenkov gerada em nosso tanque por esses léptons de alta energia provenientes da radiação cósmica. Nessa simulação geramos múons com energias superiores a GeV, atravessando o detector com uma distribuição zenital variando com $\text{Cos}^2(\theta)$. O resultado obtido para a produção de fótons Cherenkov pela passagem de múons pode ser observado na figura 3.11.

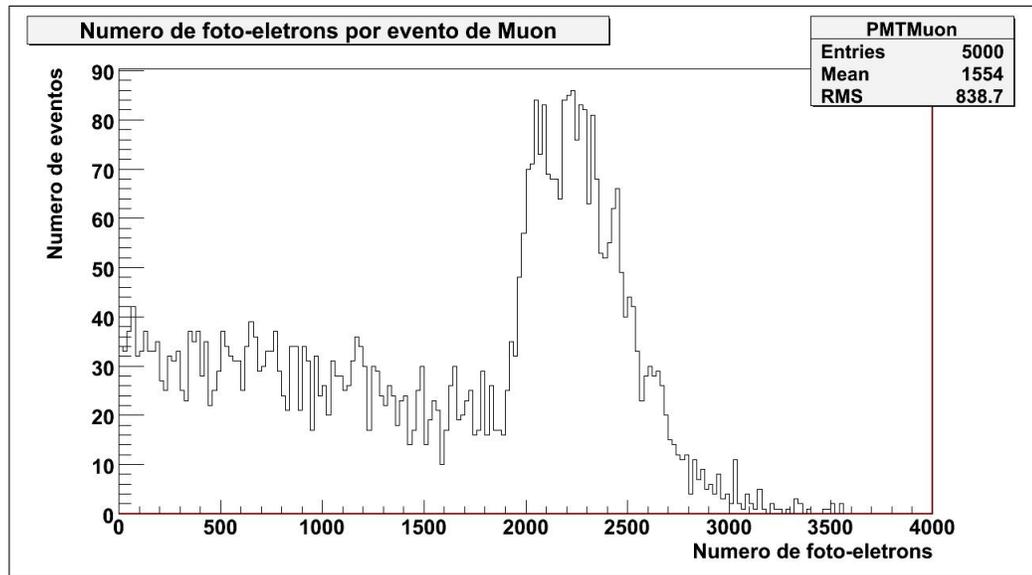


Figura 3.11: Histograma do número de fotoelétrons produzidos no detector pela passagem de um múon

O resultado observado na figura 3.11 nos mostra que, como esperado, o sinal de um múon é, em média, muitas ordens de grandeza maior que o sinal esperado de um pósitron. Como observado nos gráficos apresentados, não esperamos que um pósitron proveniente de beta-inverso produza mais que 100 fotoelétrons, logo, se descartarmos sinais com valores superiores a esse estaremos eliminando 96,44% dos múons da radiação cósmica. Utilizando esse limiar e um sistema de veto com eficiência de 99,0% simultaneamente, atingimos uma eficiência de rejeição de múons de 99,96%. Outra possibilidade de discriminação provém justamente de os múons terem uma distribuição característica bem conhecida gerando um número consideravelmente maior de fótons que se propagam para a placa inferior. Esse comportamento difere bastante do que ocorre com os pósitrons gerados por antineutrinos, como pode ser visto na figura 3.12, onde em azul temos a distribuição de fótons que atingem a as PMTs inferiores e em vermelho a distribuição observada nas superiores para 1 dia de aquisição com o espectro esperado de antineutrinos usando nosso detector Water Box simulado.

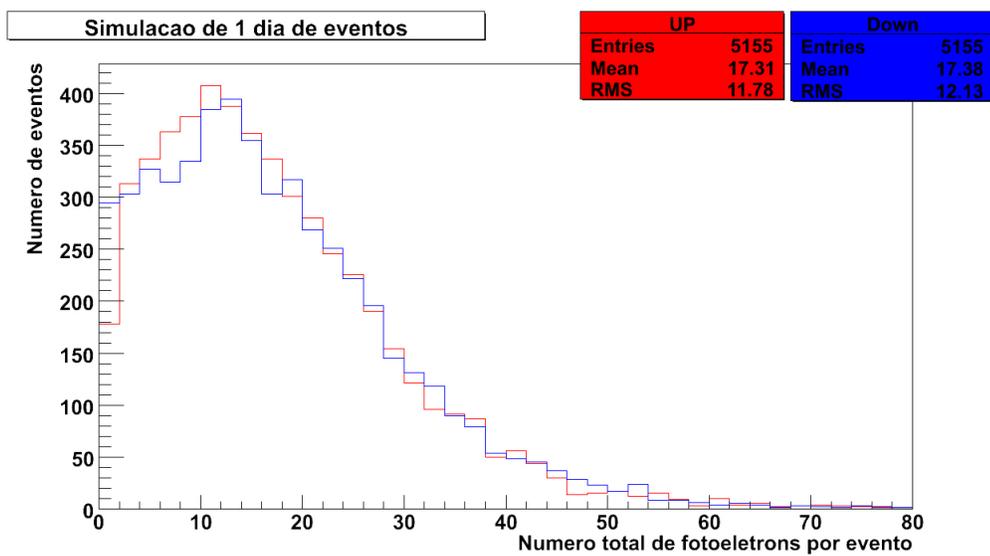


Figura 3.12: Distribuição de fótons entre as PMTs superiores e inferiores para 1 dia de aquisição de antineutrinos

Uma análise interessante de ser realizada é a divisão do número de fótons que atingem as PMTs superiores pelo número que atinge as inferiores para cada neutrino que gera um pósitron no detector. O resultado na forma de histograma pode ser observado na figura 3.13.

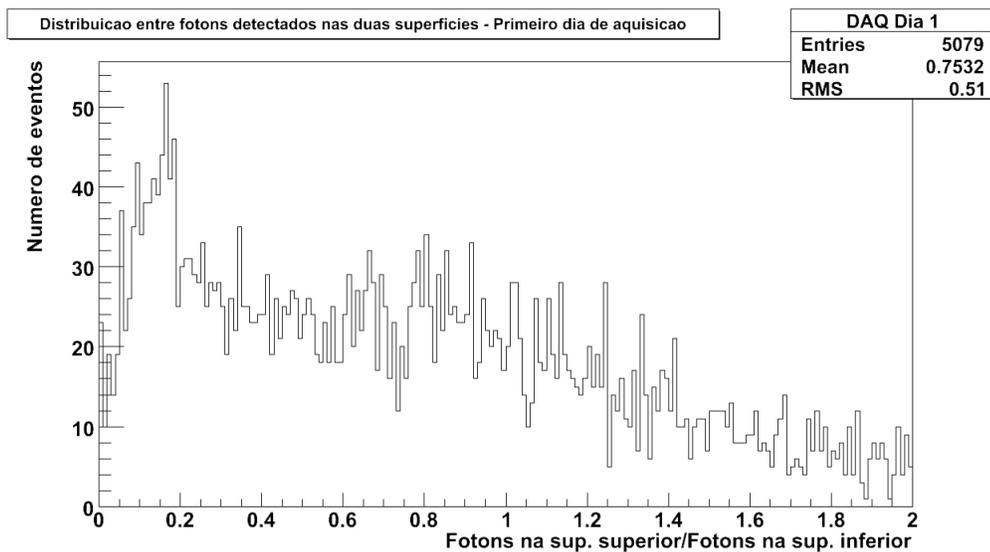


Figura 3.13: Razão entre os fótons que detectados pelas PMTs superiores e inferiores para 1 dia de aquisição

Como os múons tendem a sensibilizar consideravelmente mais as PMTs inferiores, o histo-

grama da razão entre os fótons detectados pelas PMTs superiores e inferiores tem uma forma bastante diferente do que vimos para os pósitrons, como pode ser observado na figura 3.14, onde consideramos, dentre 5000 múons simulados, aqueles cuja luz detectada fosse inferior a 100 fotoelétrons (critério de *trigger* anterior).

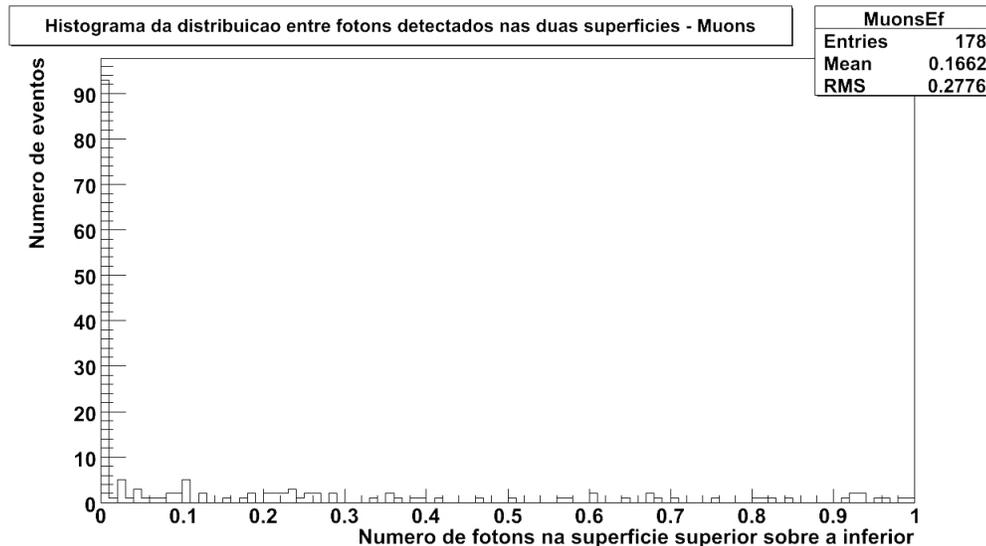


Figura 3.14: Razão entre os fótons que detectados pelas PMTs superiores e inferiores para Múons

Desse modo, pode-se observar graficamente que a razão entre os fótons observados pelas PMTs superiores e inferiores fornece um bom critério de seleção, podendo ser utilizado facilmente como um *trigger offline*. A utilização dessa metodologia em tempo real (*online*) depende em grande parte do sistema de trigger que ainda não foi definido para o projeto. Ainda assim, usando apenas esse critério geométrico de seleção atingimos uma eficiência de rejeição de múons de 98,30% com a perda de 0,45% no número de antineutrinos detectados. Usando esse critério e um sistema de veto 99,9% de eficiência, conseguimos uma rejeição de 99,98%, o que já torna o ruído causado pelo fluxo de múons de alguns kHz apenas uma ordem de grandeza maior que o fluxo esperado de detecção de antineutrinos. Assim, é possível concluir que mesmo utilizando métodos de seleção mais elaborados, precisaremos de sistema de veto com uma eficiência superior a 99,9% e, provavelmente, um sistema de rejeição ainda mais sofisticado que o apresentado nesse trabalho.

3.2 Simulação dos antineutrinos

Depois de encontrada, via simulação, a resolução intrínseca do detector Water Box, podemos simular os eventos de antineutrinos medidos por esse e a viabilidade de reconstrução das contribuições do ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu para o fluxo total de antineutrinos. Assim como a simulação do detector, a simulação dos eventos foi desenvolvida em ambiente GNU/Linux em código C++ sendo usado como interpretador de código o pacote ROOT, versão 5.20.

Essa simulação consiste de um sorteio aleatório (método de Monte Carlo) de eventos com energia seguindo a distribuição experimental do fluxo de antineutrinos provenientes do ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu (13), ponderando essa escolha através da frequência de fissões de cada elemento em um reator nuclear (15) e o número médio de neutrinos por fissão. O resultado desse processo pode ser visto na Figura 3.15, onde não há seção de choque nos dados simulados. O último passo da simulação de eventos é a convolução com a seção de choque dos antineutrinos para beta-inverso no detector e a inclusão de um erro Gaussiano nas medidas, centrado no valor de energia encontrado no sorteio. O espectro resultante desse processo, visto na Figura 3.16, é então usado para ajustar os coeficientes que nos fornecem a contribuição de cada elemento para o espectro total. Alterando o parâmetro do sigma da gaussiana podemos induzir erros maiores ou menores nos eventos simulados. Desse modo, podemos observar de modo direto o efeito desses desvios sistemáticos na reconstrução do espectro somado dos elementos e conseqüentemente no ajuste de nossa função.

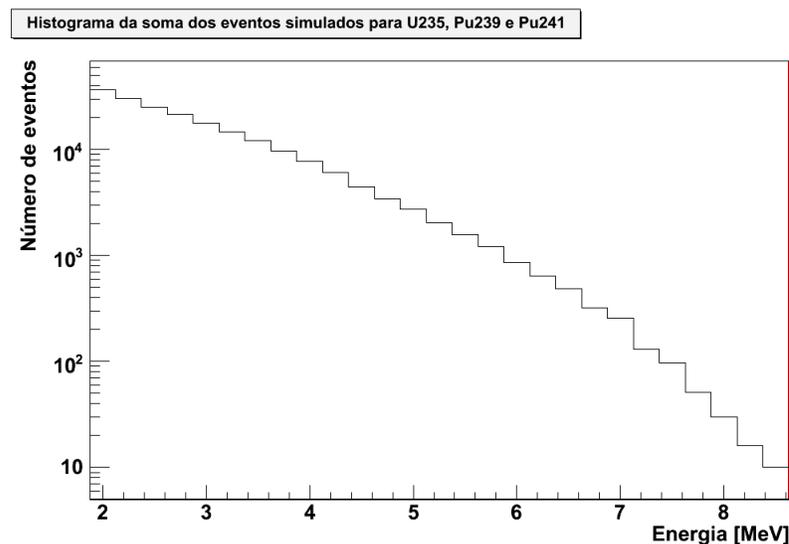


Figura 3.15: Eventos de antineutrinos simulados no núcleo do reator



Figura 3.16: Eventos simulados de antineutrinos que interagem no detector

Um resultado interessante que pode ser obtido diretamente da simulação dos eventos com evolução temporal é o fenômeno conhecido como "burn-up", onde o número diário de antineutrinos detectados diminui com o passar do tempo. Esse fenômeno ocorre porque conforme o ^{235}U é consumido no reator, a soma dos espectros dos isótopos começa a ter mais eventos de baixa energia, cuja seção de choque mais baixa nos impossibilita de detectar. Desse modo, apesar de a potência térmica do reator se manter constante, o fluxo de antineutrinos diminui 5% ao longo do ciclo de 1 ano do combustível nuclear, como observado na figura 3.17.

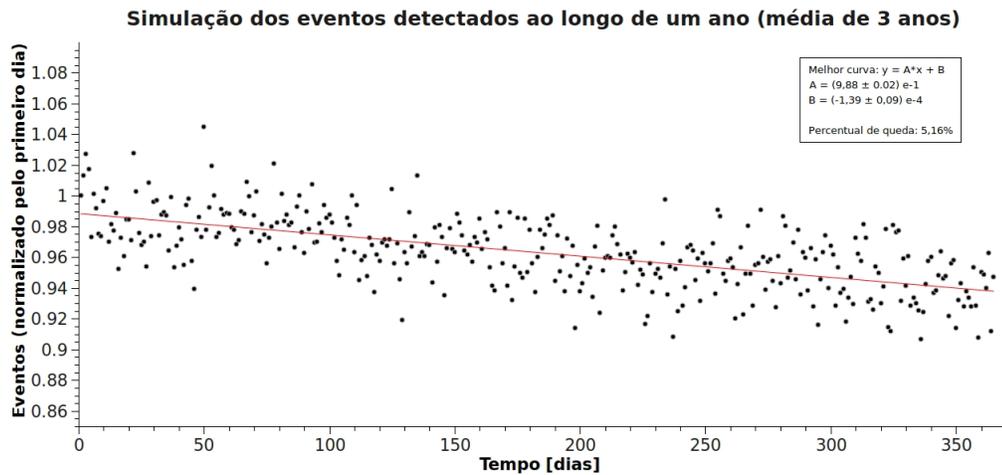


Figura 3.17: Número de eventos detectados em função do tempo (normalizado para o primeiro dia)

Com o objetivo de reconstruir a contribuição de cada isótopo para o fluxo de antineutrinos, utilizamos dois métodos diferentes. O primeiro é um método baseado no trabalho de Huber (15), onde utilizamos uma função exponencial de polinômio para ajustar os fluxos individuais de cada isótopo de modo a poder caracterizar o fluxo total como uma combinação linear das funções de ajuste individuais. O fator de ponderação para cada uma das três funções representa a contribuição do isótopo correspondente para o fluxo total. O segundo método utiliza uma combinação linear das distribuições experimentais encontradas por Schreckenbach para cada isótopo de modo a ajustar o fluxo total de antineutrinos. Como essas distribuições são histogramas com 27 intervalos, a função de ajuste é a soma de 27 *Step Functions*, com um valor constante em cada intervalo para cada isótopo. Desse modo, assim como no primeiro método, a contribuição de cada isótopo para o fluxo total é caracterizada pelo fator de ponderação para cada uma das três funções, ou seja, da função obtida para cada isótopo.

Parametrização do Espectro - Método 1

Como dito anteriormente, nesse primeiro método utilizamos uma função contínua para ajustar o espectro somado dos antineutrinos do ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu . Para isso, é necessário ter uma parametrização do espectro de cada elemento, ou seja, uma função que, mesmo não tendo significado físico, seja capaz de ajustar bem esses pontos experimentais, como observado na figura 3.18. Na literatura encontramos diversas parametrizações e, após testes de *chi-quadrado* (χ^2) com as diver-

as funções(14) escolhemos utilizar uma função exponencial de um polinômio de grau 5 (15), que pode ser visto na equação 3.1.

$$\phi(x)_{elemento} = \sum_{n=0}^5 \alpha_n \cdot \exp\{a_n x^n\} \quad (3.1)$$

Desse modo, podemos parametrizar o espectro somado usando a equação 3.2, onde os coeficientes α_v e a_{n_v} podem ser determinados ajustando-se um espectro simulado de um elemento puro com a parte da Equação 3.1 relativa a elemento. Usando esse método, encontramos os coeficientes mostrados na Tabela 3.1 que minimizam o chi-quadrado do ajuste, sendo usado nesse caso o chi-quadrado padrão(16) da ferramenta ROOT (18). É interessante observar que os coeficientes encontrados difere dos publicados na referência (15), pois o método de minimização utilizado em ambos diferem. Neste trabalho adotamos o chi-quadrado como teste de confiança, pois este é um teste amplamente utilizado pela comunidade científica e possui análise relativamente simples.

$$\phi(x)_{total} = \sum_{\nu=^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu} \alpha_\nu \cdot \exp\left\{\sum_{n=0}^5 a_{n_\nu} x^n\right\} \quad (3.2)$$

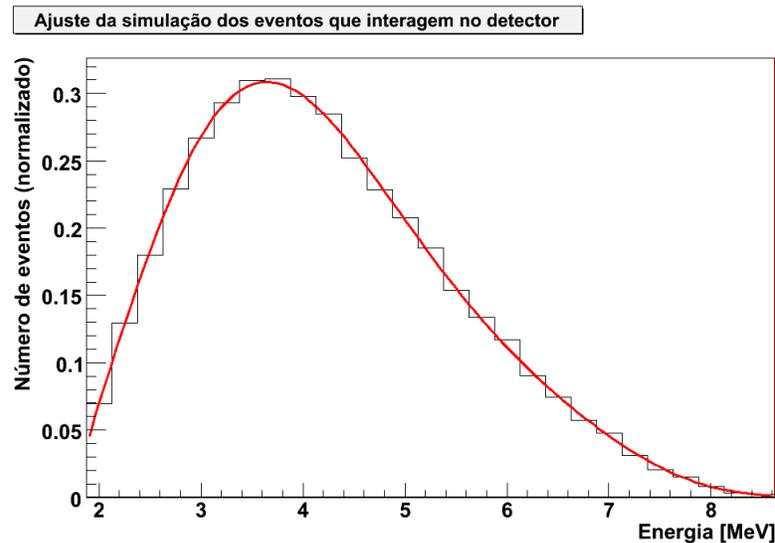


Figura 3.18: Eventos simulados de antineutrinos que interagem no detector ajustados pela soma de funções exponenciais de polinômios - Modelo 1

	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
α_v	$(1,2715 \pm 0,0003). 10^{04}$	$(1,3804 \pm 0,0003). 10^{03}$	$(8,350 \pm 0,002). 10^{04}$
a_{0v}	$-8,0486 \pm 0,0002$	$-7,6966 \pm 0,0002$	$(-1,18334 \pm 0,00002). 10^{01}$
a_{1v}	$(1,032200 \pm 0,000005). 10^{01}$	$(1,282160 \pm 0,000006). 10^{01}$	$(1,280230 \pm 0,000005). 10^{01}$
a_{2v}	$-3,02526 \pm 0,00001$	$-4,21281 \pm 0,00001$	$-4,25861 \pm 0,00001$
a_{3v}	$(3,89041 \pm 0,00002). 10^{-01}$	$(6,51867 \pm 0,00002). 10^{-01}$	$(6,86730 \pm 0,00002). 10^{-01}$
a_{4v}	$(-1,99389 \pm 0,00003). 10^{-02}$	$(-4,85220 \pm 0,00003). 10^{-02}$	$(-5,49608 \pm 0,00003). 10^{-02}$
a_{5v}	$(8,200 \pm 0,004). 10^{-05}$	$(1,30055 \pm 0,00005). 10^{-03}$	$(1,66058 \pm 0,00005). 10^{-03}$

Tabela 3.1: Coeficientes encontrados ajustando a função ao resultado de simulação de um isótopo puro usando o Pacote ROOT.

Parametrização do Espectro - Método 2

O segundo método de ajuste utilizado é ainda mais simples que o primeiro: nele utilizamos uma composição linear das distribuições experimentais do fluxo de antineutrinos de cada isótopo convoluída com a seção de choque, como observado nas figuras 3.19, 3.20 e 3.21.

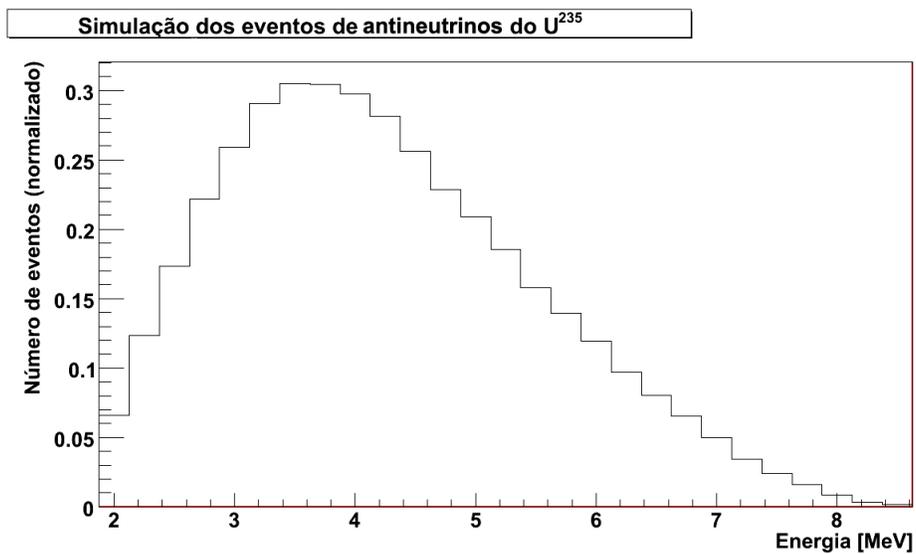


Figura 3.19: Eventos simulados de antineutrinos do U^{235} convoluídos com a seção de choque.

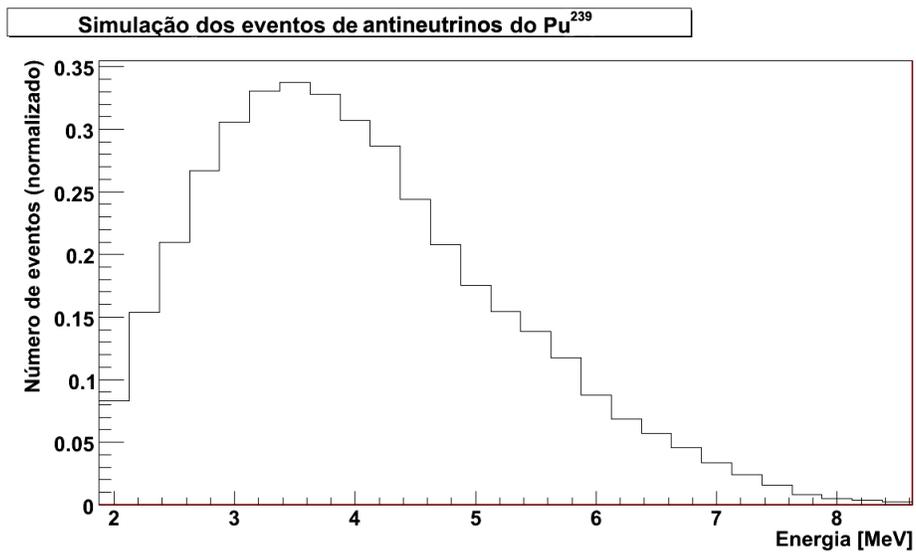


Figura 3.20: Eventos simulados de antineutrinos do Pu^{239} convoluídos com a seção de choque.

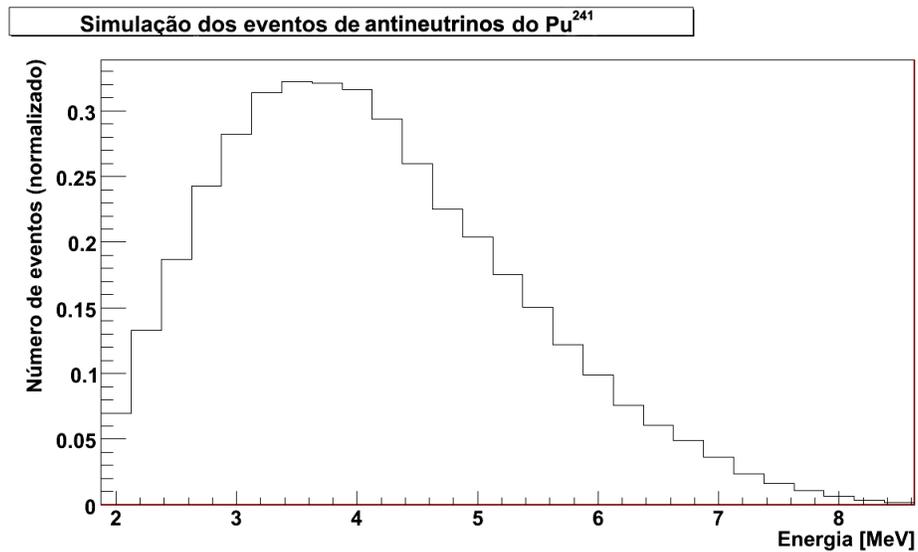


Figura 3.21: Eventos simulados de antineutrinos do Pu^{241} convoluídos com a seção de choque.

Usando os valores dos *Bins* como coeficientes de funções degrau, reescrevemos cada histograma na forma de uma função. Por fim, usamos uma combinação linear dessas três funções para ajustar os pontos experimentais, mantendo livre apenas o valor da contribuição de cada uma.

3.2.1 Reconstrução do espectro sem evolução temporal para um detector ideal

A primeira simulação realizada foi a de um detector sem erros em energia reconstruindo um espectro de antineutrinos sem evolução temporal, ou seja, nesse teste sorteamos a mesma contribuição de ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu constante no tempo. Esse resultado nos permite verificar se a técnica utilizada é capaz de reconstruir os coeficientes, além de nos permitir inferir qual o limite inferior de tempo de aquisição suficiente para fazer essa reconstrução. Para isso, simulamos eventos na taxa esperada para o detector Water Box e, ao final de cada dia simulado, ajustamos o histograma de dados simulados aos coeficientes da curva parametrizada.

Método 1

A primeira técnica testada foi a observada na literatura (15) se utilizando das funções de Huber com os coeficientes mostrados na Tabela 3.1. O resultado, para o ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu pode ser visto nas figuras 3.22, 3.23 e 3.24. Neste gráfico, assim como em todos que o sucedem, as

linhas vermelhas representam o valor esperado, enquanto os pontos pretos são o resultado da reconstrução.

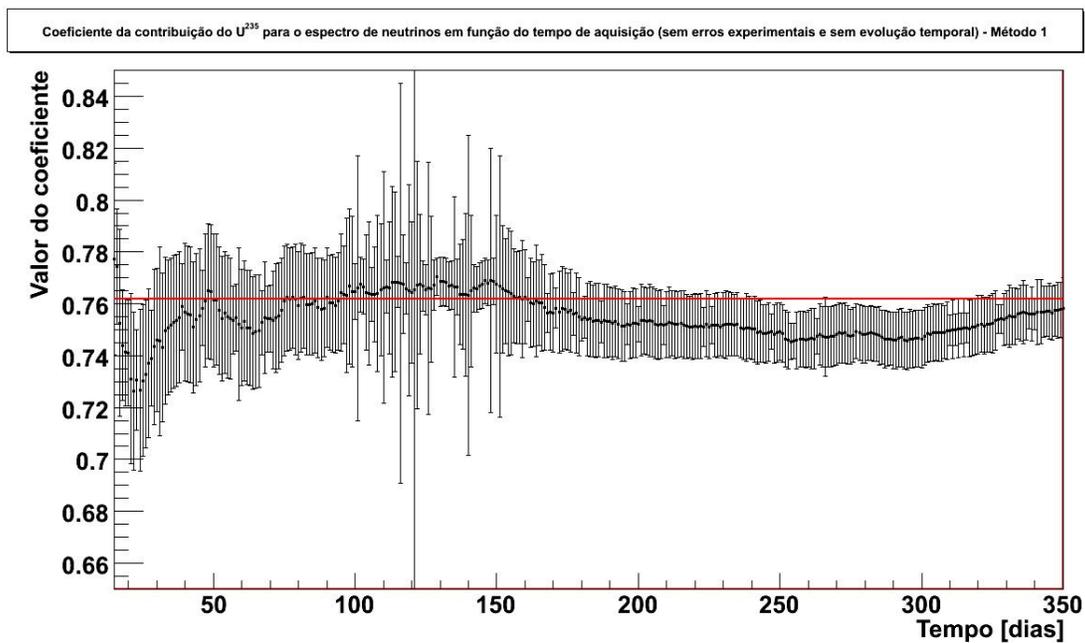


Figura 3.22: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{235}U escolhida foi 76,2% representado pela linha vermelha.

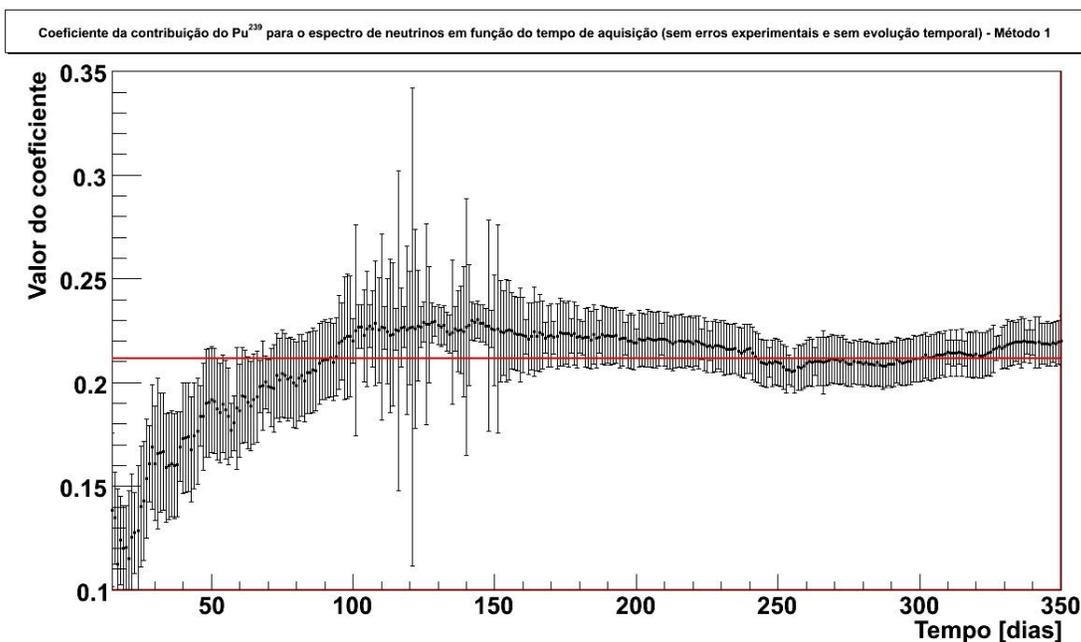


Figura 3.23: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{239}Pu escolhida foi 21,1% representado pela linha vermelha.

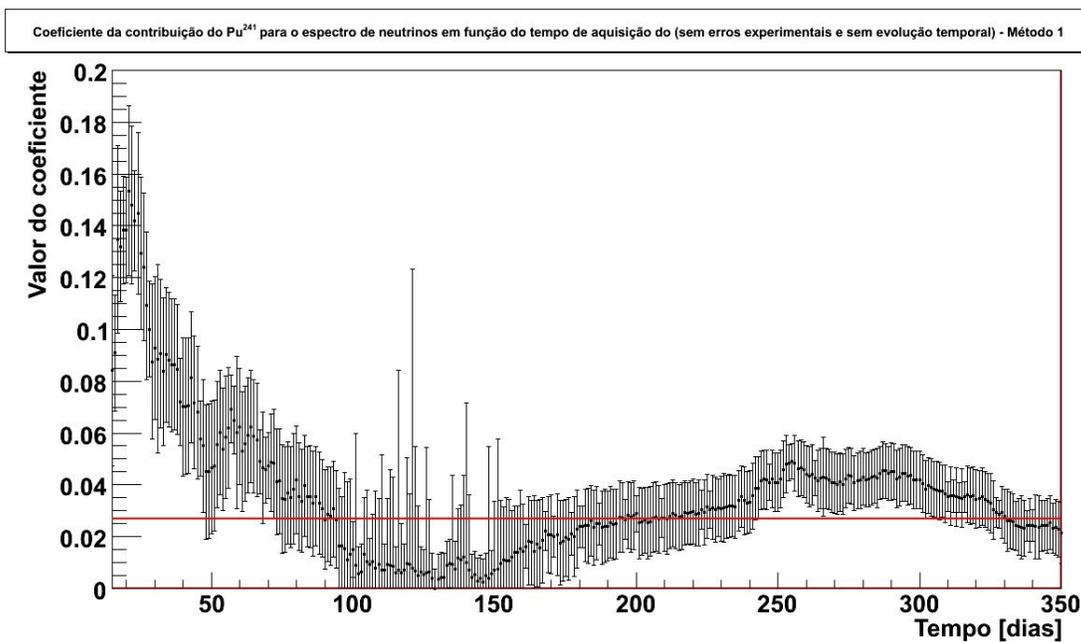


Figura 3.24: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{241}Pu escolhida foi 2,7% representado pela linha vermelha.

Nessa simulação temos um desvio sistemático do coeficiente do ^{239}Pu que tem um mínimo

no *chi-quadrado* em 0,24 e não em 0,21 como esperado. Isso se deve à técnica de reconstrução utilizando as funções de Huber, como será melhor discutido mais adiante. O resultado obtido para coeficiente do ^{235}U tem uma convergência bastante rápida nas condições desse teste, o que era esperado uma vez que este é componente mais abundante e com o espectro mais diferenciado dos demais. O coeficiente reconstruído relativo ao ^{241}Pu nos mostra que, mesmo em condições ideais, seria muito complicado medi-lo, dada sua baixa abundância e similaridade com espectro do ^{239}Pu . Esses desvios podem ser vistos no valor de Chi_{red}^2 (Chi^2 dividido pelo número de graus de liberdade) dessa função para cada ajuste feito ao final de cada dia simulado, como pode ser observado na figura 3.25.

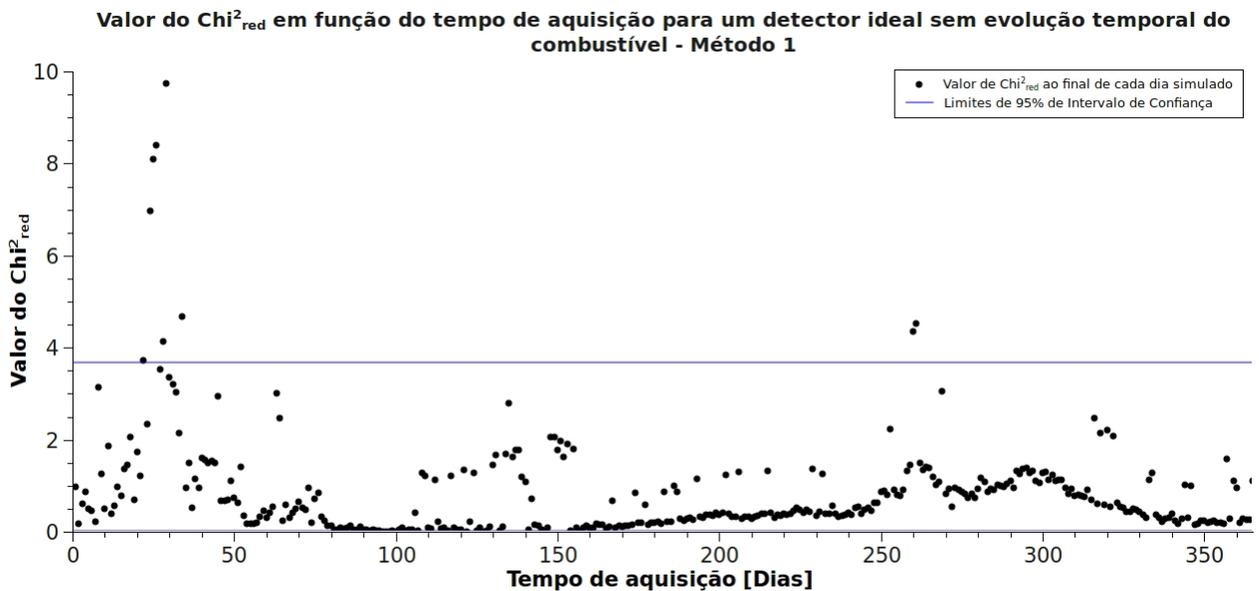


Figura 3.25: Valor do Chi_{red}^2 em função do tempo de aquisição para um detector ideal sem evolução temporal do combustível - Método 1

Pode-se observar que, mesmo na condição mais ideal possível, ainda existem pontos em que a reconstrução não está na faixa de 95% do intervalo de confiança (*confidence level*), o que, do ponto de vista estatístico, significa que, para esses pontos, a função escolhida provavelmente não corresponde a um ajuste verossímil dos dados experimentais. Apesar disso, como o maior percentual dos ajustes se encontra na faixa de 95%, esse é um ajuste estatisticamente aceitável.

Método 2

Como citado anteriormente, resolvemos testar um método de reconstrução não observado na literatura e compará-lo ao modelo mais difundido. O modelo utilizado para tal fim é o mais simples possível: uma combinação linear dos espectros dos elementos puros, medidos experimentalmente. O resultado dessa técnica de reconstrução pode ser observado nas figuras 3.26, 3.27 e 3.28.

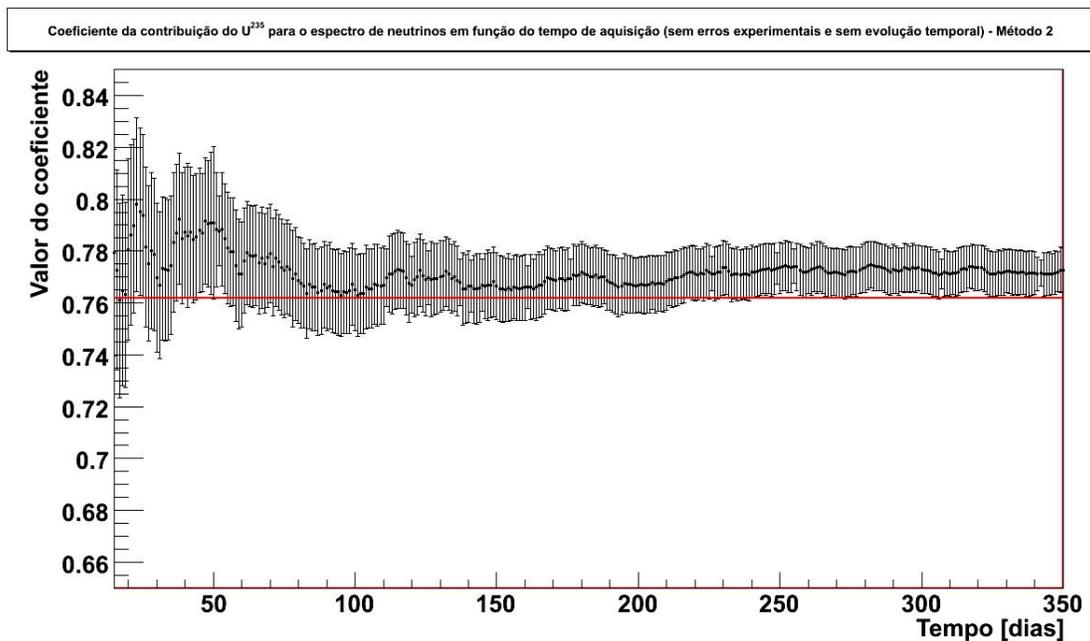


Figura 3.26: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{235}U escolhida foi 76,2% representado pela linha vermelha.

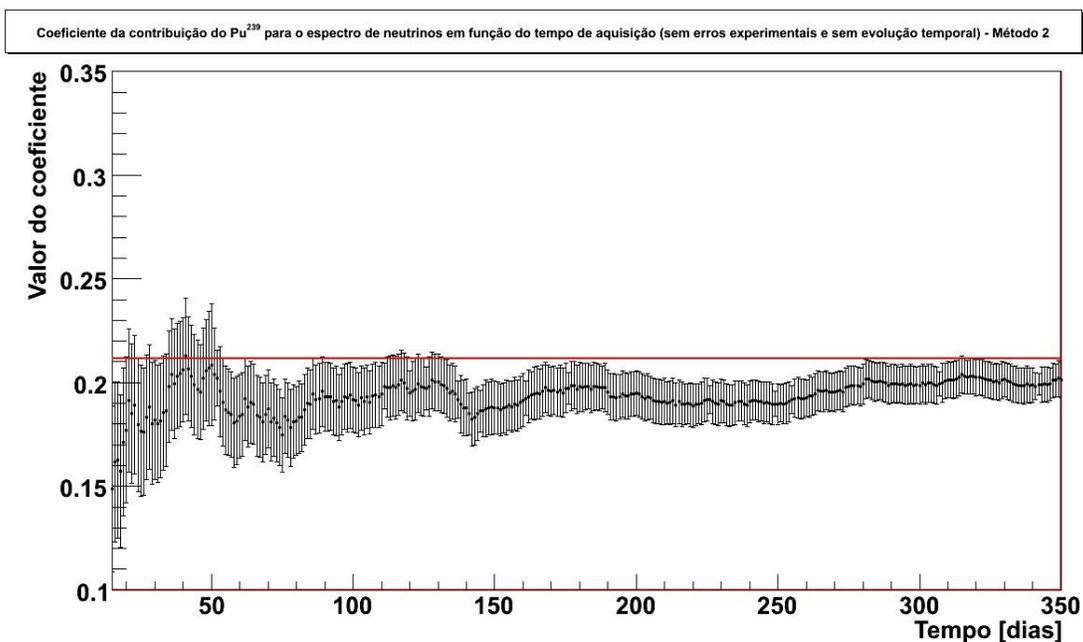


Figura 3.27: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{239}Pu escolhida foi 21,1% representado pela linha vermelha.

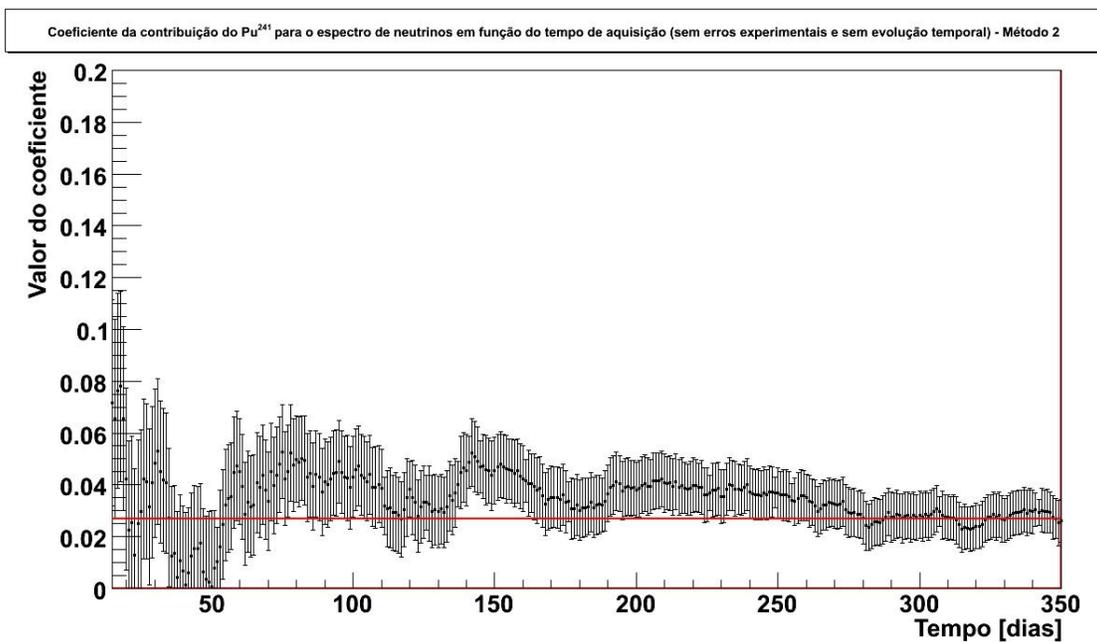


Figura 3.28: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado. Na simulação, a proporção de ^{241}Pu escolhida foi 2,7% representado pela linha vermelha.

É interessante observar que, em uma condição ideal (sem erros experimentais e sem evolução

temporal), os dois ajustes apresentados (métodos 1 e 2) são visualmente muito parecidos. Uma análise mais cuidadosa, porém, nos permite dizer que o método 1 possui a função que melhor ajusta os dados experimentais. Isso pode ser visto ao comparar o Chi_{red}^2 obtido usando os dois métodos para cada ajuste obtido ao final de um dia de aquisição, como observado nas figuras 3.25 e 3.29.

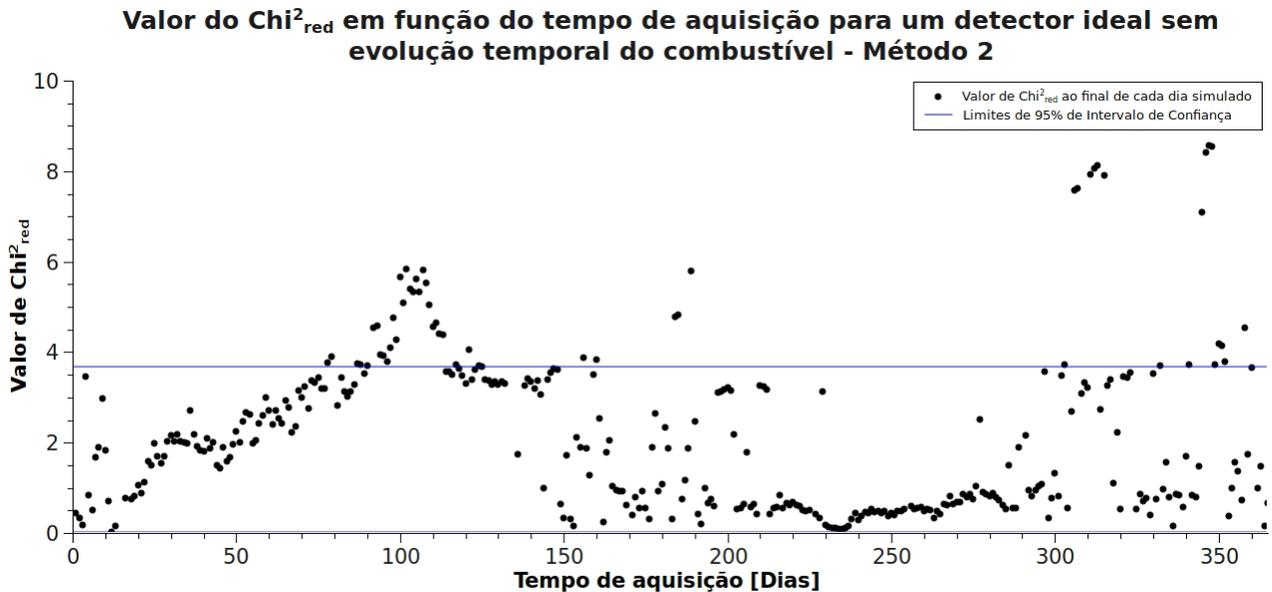


Figura 3.29: Valor do Chi_{red}^2 em função do tempo de aquisição para um detector ideal sem evolução temporal do combustível - Método 2

Usando o Chi_{red}^2 como modelo de *Goodness of Fit*, no método 1 temos 94% dos ajustes realizados ao final de um dia de aquisição dentro da faixa de 95% do intervalo de confiança enquanto utilizando o método 2, temos apenas 81% dos mesmos.

3.2.2 Reconstrução do espectro para o detector Water Box

Consideraremos agora a resolução intrínseca obtida via simulação para o detector Water Box. Como já citamos anteriormente, essa resolução de 51,5% ($\sigma/E = 0,219$) corresponde a resolução máxima que pode ser obtida usando essa geometria, uma vez que estamos desconsiderando flutuações provenientes da eletrônica de aquisição, bem como qualquer tipo de impureza ou interferência no detector. Nessa simulação, após o sorteio aleatório em energia dentro da distribuição experimental do isótopo, sorteamos um novo valor em energia dentro de uma distribuição gaussiana com centro na energia sorteada anteriormente e sigma igual a 0,219 vezes o valor dessa energia.

Resolução de 51,5%, sem evolução temporal - Método 1

Primeiramente foi testada a reconstrução dos espectros utilizando o mesmo algoritmo usado anteriormente: uma proporção fixa de ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu , e um número médio no primeiro dia de 5411 eventos (sujeito a flutuações *Poissonianas*). Desse modo, procuramos observar se mesmo com um erro em energia de 51,5% ainda os métodos estudados são capazes de reconstruir as contribuições de cada isótopo. O resultado para o método 1 pode ser visto nas figuras 3.30, 3.31 e 3.32.

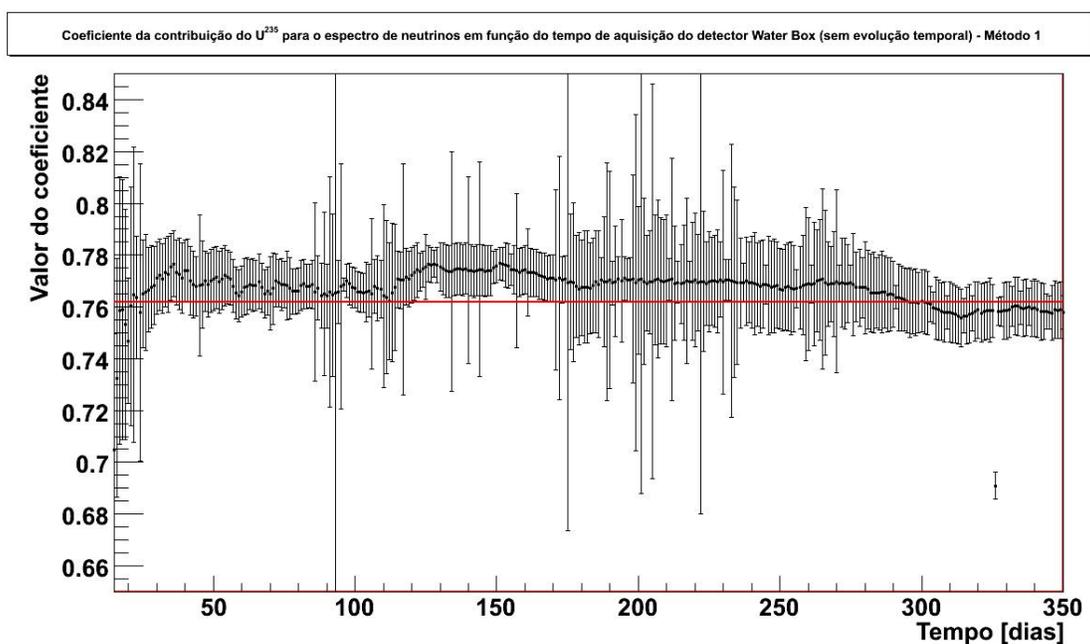


Figura 3.30: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 1

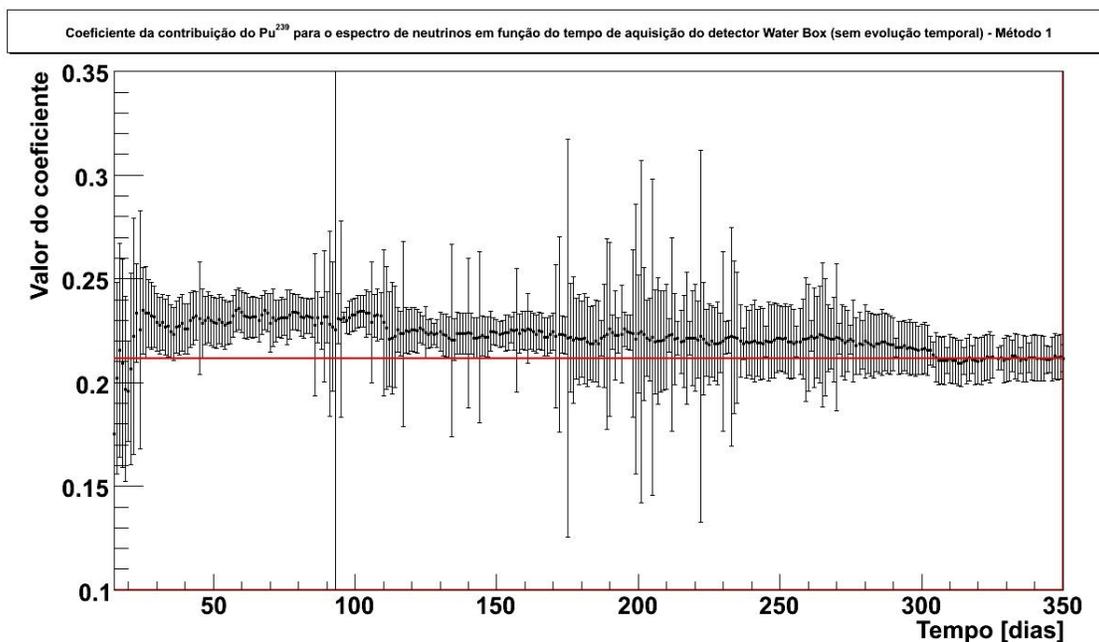


Figura 3.31: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 1

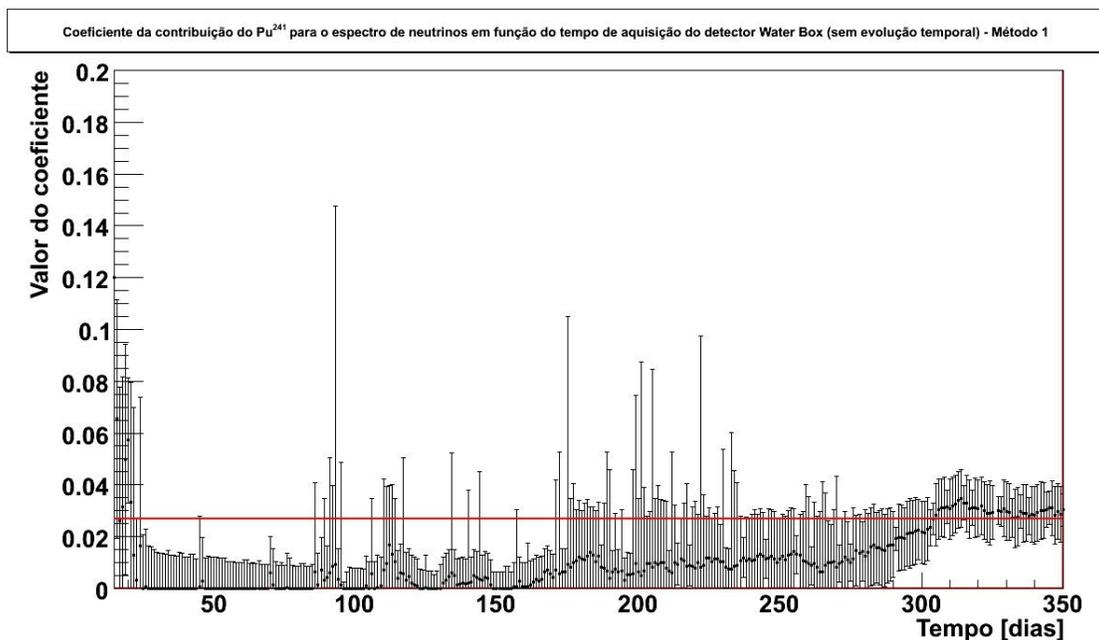


Figura 3.32: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 1

É interessante observar que, embora tenhamos inserido um grande erro em energia, o método

1 ainda é capaz de reconstruir as contribuições individuais dos isótopos relativamente bem. Isso se torna ainda mais evidente ao se observar o Chi_{red}^2 para esse ajuste, como mostrado na figura 3.33.

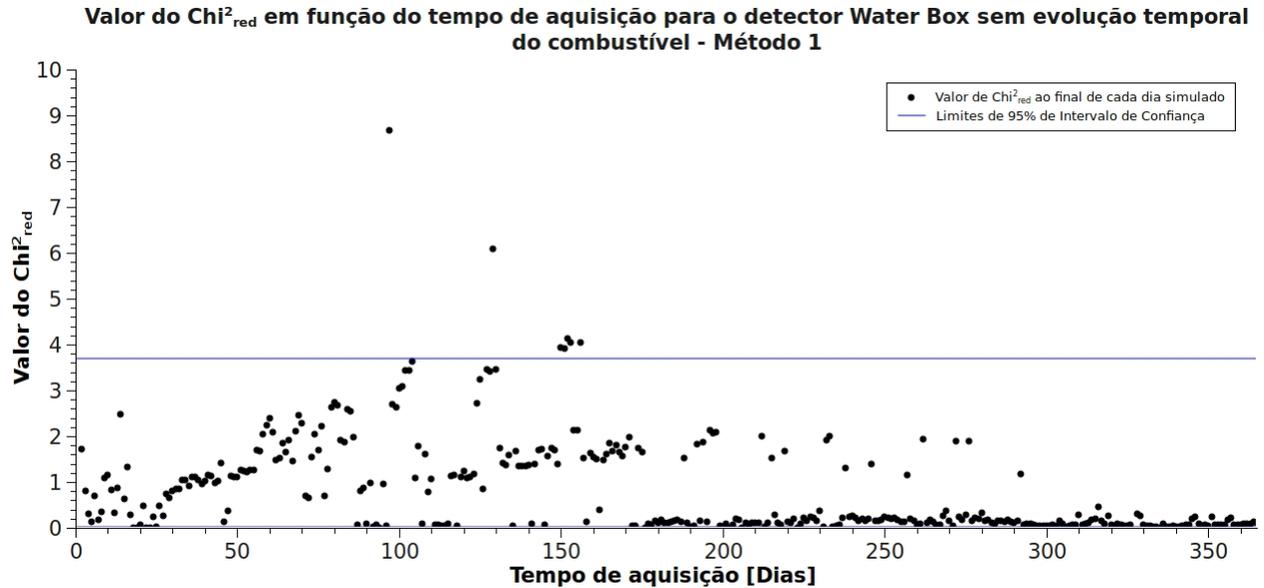


Figura 3.33: Valor do Chi_{red}^2 em função do tempo de aquisição para o detector Water Box sem evolução temporal do combustível - Método 1

Como se pode inferir da figura 3.33, embora as funções utilizadas no método 1 não tenham um significado físico, elas se ajustam de forma verossímil aos dados experimentais, motivo esse que, provavelmente, fez diversos autores a utilizarem, em detrimento de sistemas mais simples, que possuem significado físico.

Resolução de 51,5%, sem evolução temporal - Método 2

Utilizando o mesmo procedimento, foi feita a reconstrução utilizando o método 2, ou seja, a composição linear dos espectros experimentais dos 3 isótopos estudados. O resultado pode ser observado nas figuras 3.34, 3.35 e 3.36.

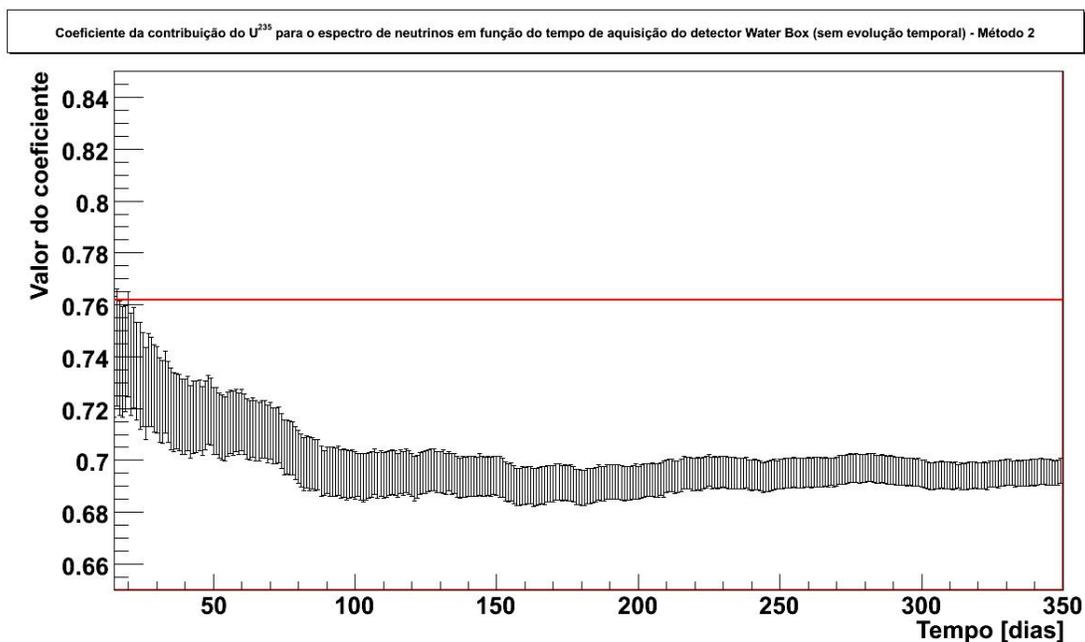


Figura 3.34: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 2

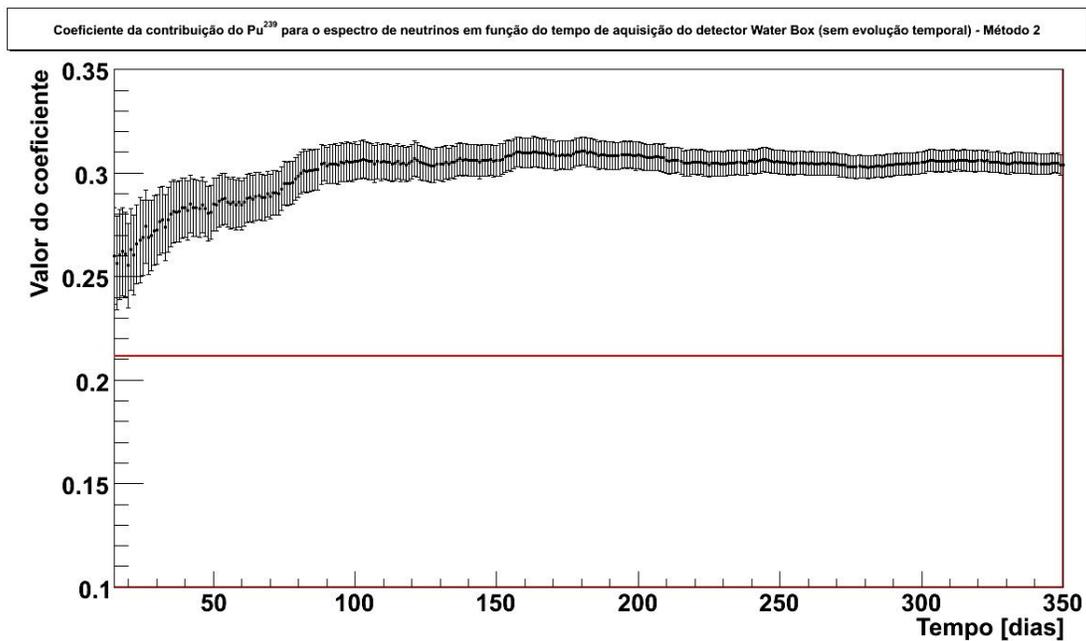


Figura 3.35: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 2

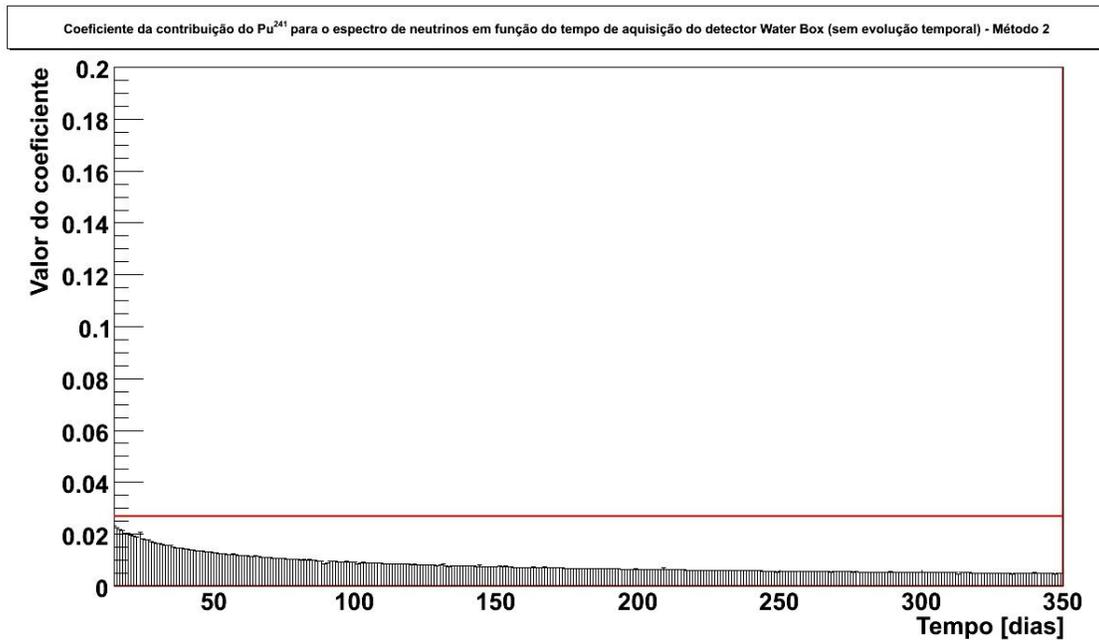


Figura 3.36: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (sem evolução temporal) - Método 2

Como pode-se observar nas figuras 3.34, 3.35 e 3.36, o método 2 não é capaz de ajustar corretamente os dados experimentais quando estes possuem um desvio em energia demasiadamente grande. Isso se torna bastante claro ao observar o Chi_{red}^2 , onde nenhum ajuste (ao final de um dia de aquisição simulada) se encontra na região de 95% do intervalo de confiança, como visto na figura 3.37.

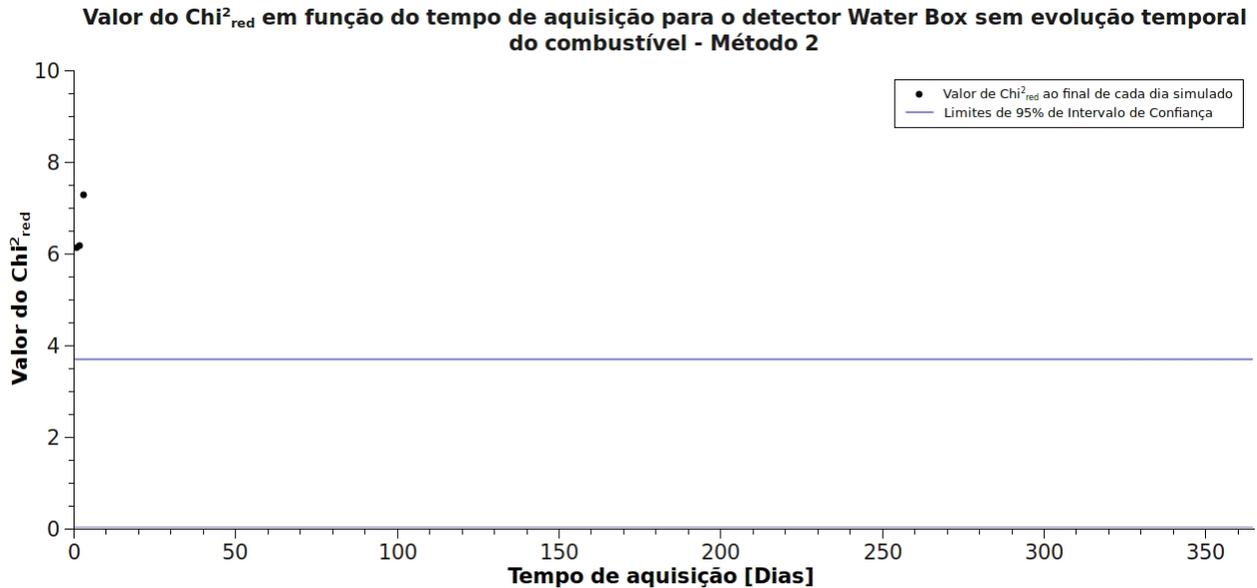


Figura 3.37: Valor do χ^2_{red} em função do tempo de aquisição para o detector Water Box sem evolução temporal do combustível - Método 2

Esse resultado deve-se ao fato de o método 2 ser excessivamente simples para tratar de dados experimentais com erros dessa magnitude, afinal, a hipótese feita quando este foi elaborado não é mais válida: o histograma contendo o fluxo total não é mais apenas uma composição linear dos histogramas de cada isótopo, pois temos uma resolução em energia que pode deslocar um evento para um *Bin* adjacente. Ainda assim é interessante observar que os eventos com χ^2_{red} mais favorável estão nos primeiros dias de aquisição, fato que pode ser explorado para utilizar esse método em aquisições de dados com poucos eventos.

Resolução de 51,5% com evolução temporal

Quando consideramos a evolução temporal, temos que determinar quantos eventos utilizaremos para fazer a reconstrução de forma a otimizá-la: um número excessivo de eventos gera uma maior variação na composição no período enquanto um número insuficiente nos impede de reconstruir os espectros por falta de estatística. De forma a determinar o intervalo ótimo de integração de eventos, foi utilizado novamente o teste do χ^2_{red} , cujo resultado, para os dois métodos utilizados pode ser visto na figura 3.38.

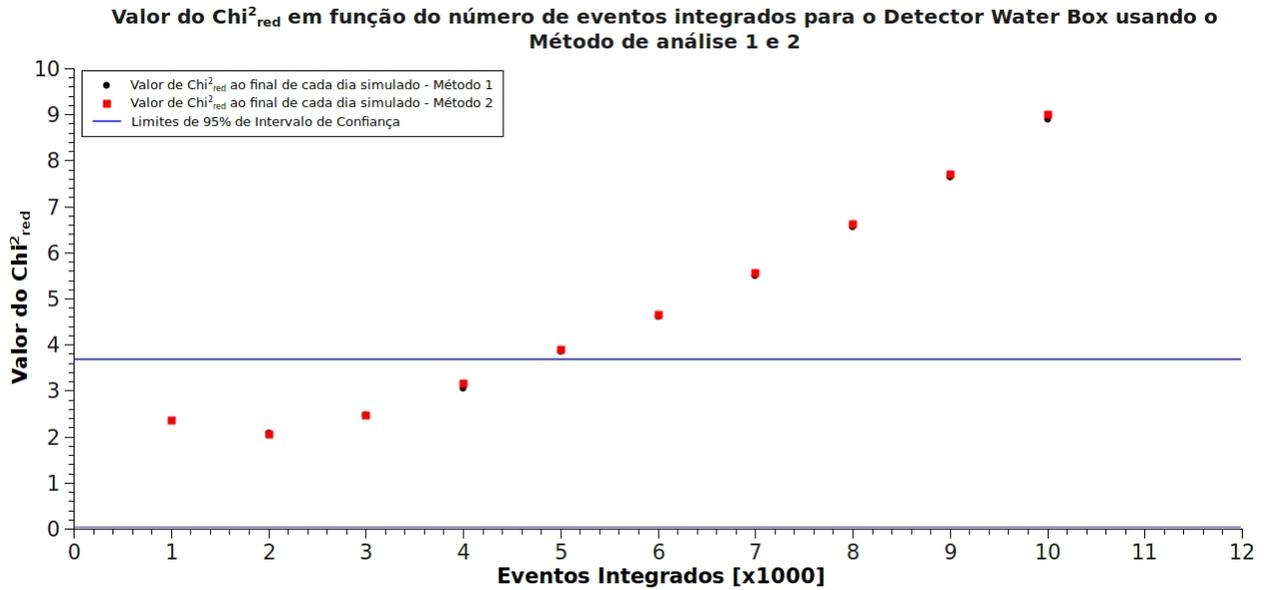


Figura 3.38: Valor do Chi^2_{red} em função do número de eventos integrados para o detector Water Box - Método 1 e 2

Como observado na figura 3.38, o número ótimo de eventos integrados para reconstruir a composição isotópica do combustível está em um intervalo onde o limite superior é ligeiramente inferior a 1 dia de aquisição para ambos os métodos. Desse modo, foi feita a reconstrução utilizando apenas os dados gerados em cada dia simulado, que pode ser observada nas figuras 3.39, 3.40 e 3.41. Devido à similaridade de reconstrução entre os métodos 1 e 2 quando disponíveis poucos dados experimentais, optamos por inserir apenas os gráficos referentes a um método, nesse caso o método 2. Novamente, nesses gráficos a curva vermelha representa o valor esperado teórico usando como entrada na simulação.

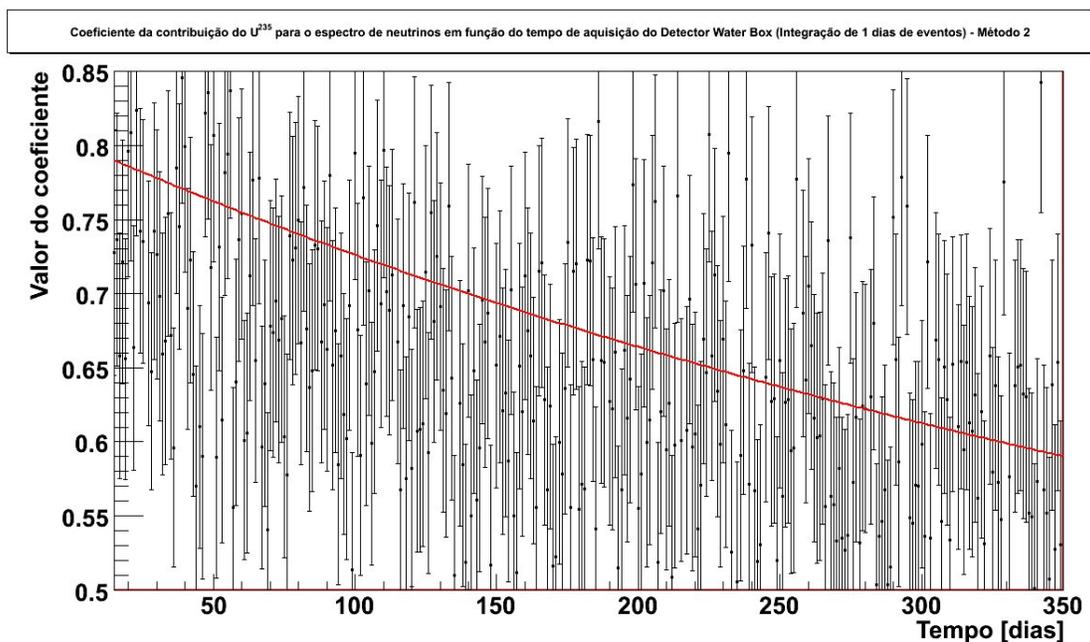


Figura 3.39: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (com 1 dia de integração de eventos) - Método 2

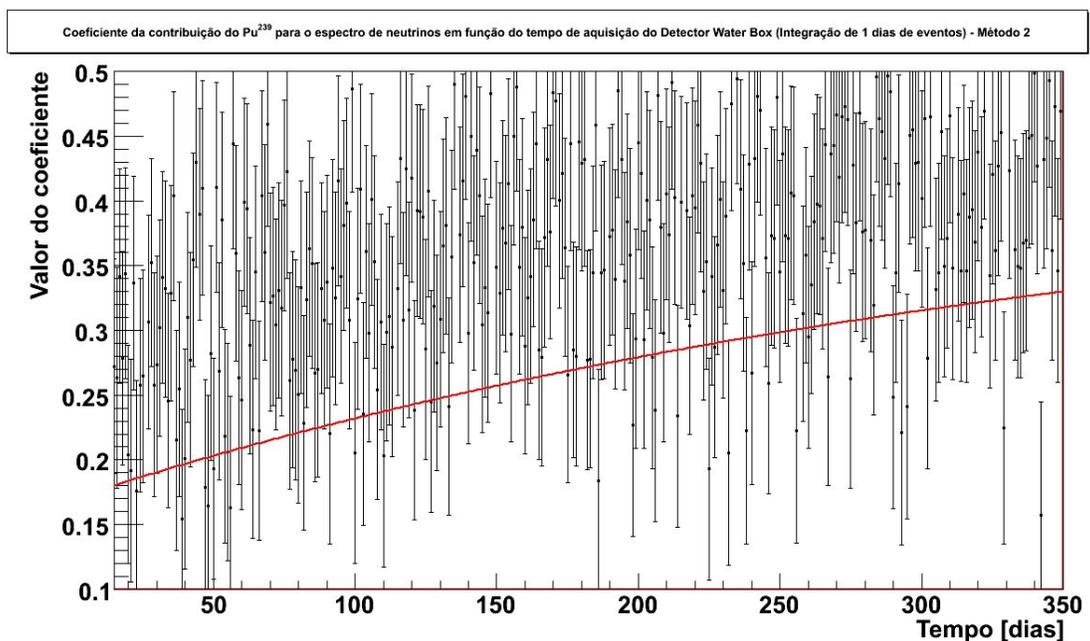


Figura 3.40: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (com 1 dia de integração de eventos) - Método 2

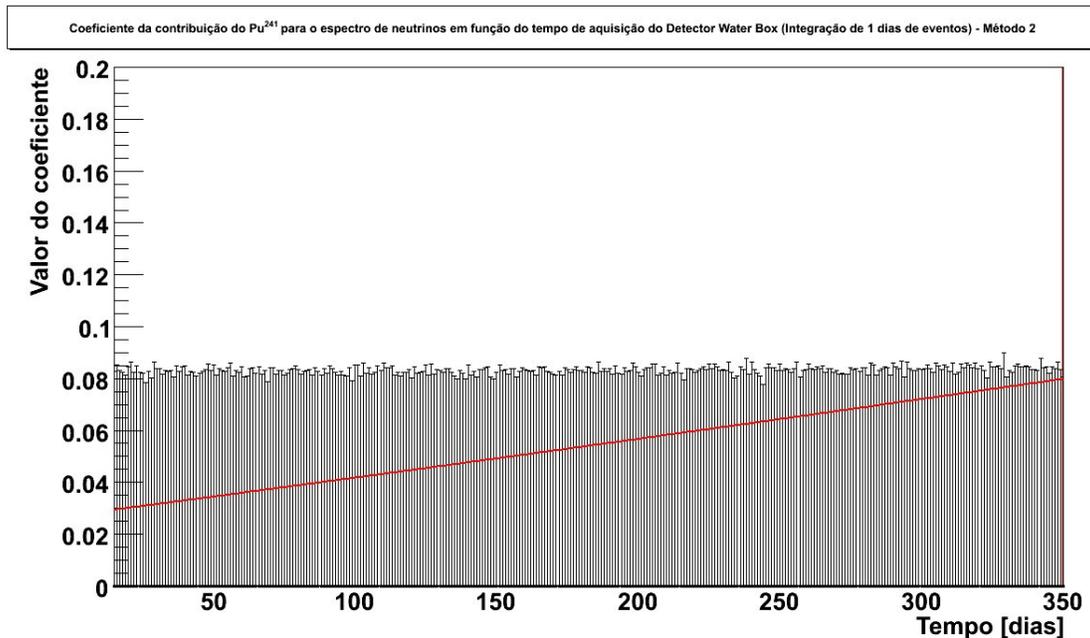


Figura 3.41: Coeficiente relativo a contribuição do ²⁴¹Pu no espectro total simulado com a resolução do detector Water Box (com 1 dia de integração de eventos) - Método 2

Embora possua um χ^2_{red} favorável, as reconstruções exibidas nas figuras 3.39, 3.40 e 3.41 possuem uma dispersão muito grande, o que torna muito difícil extrair dados úteis delas. O resultado favorável obtido na figura 3.38, foi provavelmente resultado das enormes incertezas obtidas ao integrar poucos eventos e não de uma boa qualidade do ajuste. Nesse caso o χ^2_{red} não é um critério adequado para estimar a qualidade do ajuste e, sem este para auxiliar na escolha do intervalo de integração, testamos arbitrariamente intervalos de 10, 30 e 60 dias.

Primeiramente, testamos reconstruir a contribuição relativa utilizando 10 dias de acumulação de dados, ou seja, o espectro ajustado de modo a encontrar as composições relativas contém dados a respeito dos últimos 10 dias de aquisição de nosso detector simulado e inserimos o valor encontrado no 5^o dia. Como não possuímos uma ferramenta capaz de discriminar a qualidade do ajuste, não há um modo quantitativo de comparar os ajustes obtidos com os dois métodos aqui discutidos. Desse modo, as gráficos referentes aos ajustes serão discutidos apenas qualitativamente. Os resultados usando o método 1 podem ser visto nas figuras 3.42, 3.43 e 3.44 e, usando o método 2, nas figuras 3.45, 3.46 e 3.47.

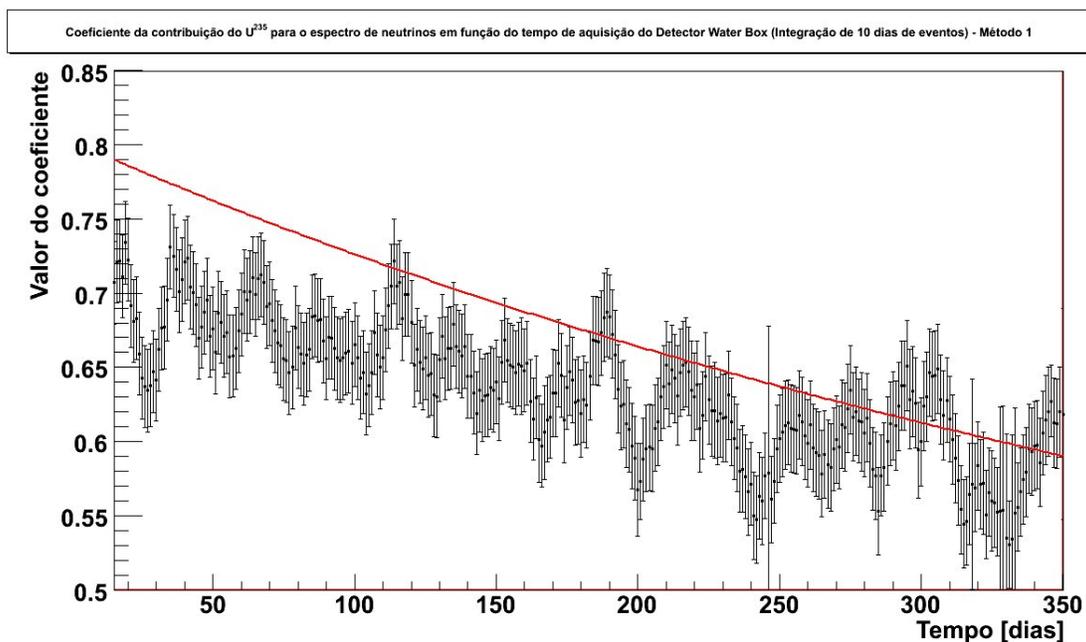


Figura 3.42: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 1

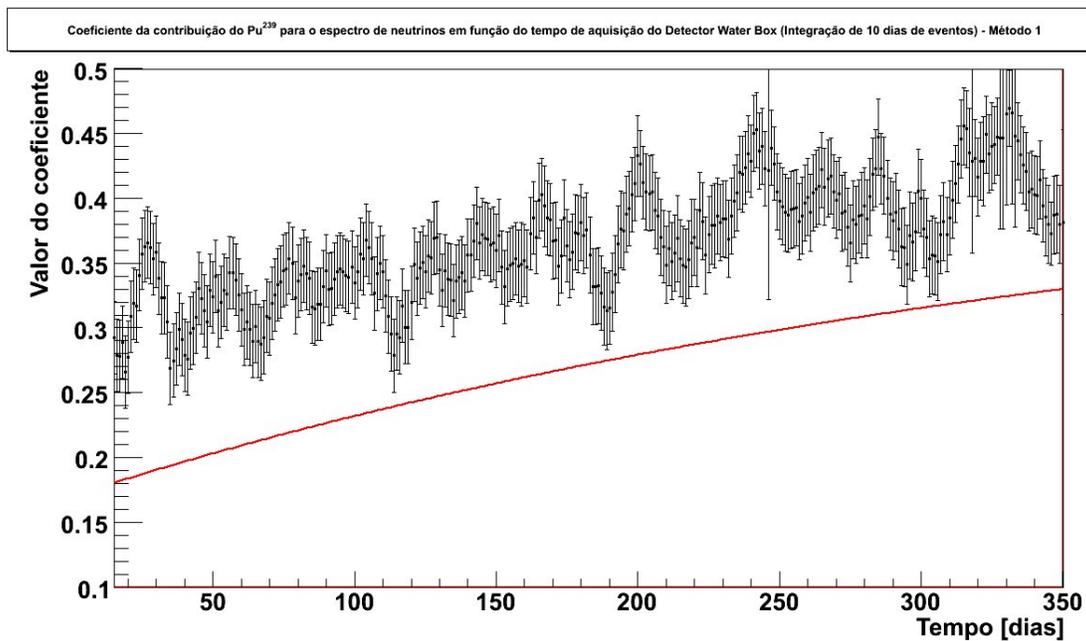


Figura 3.43: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 1

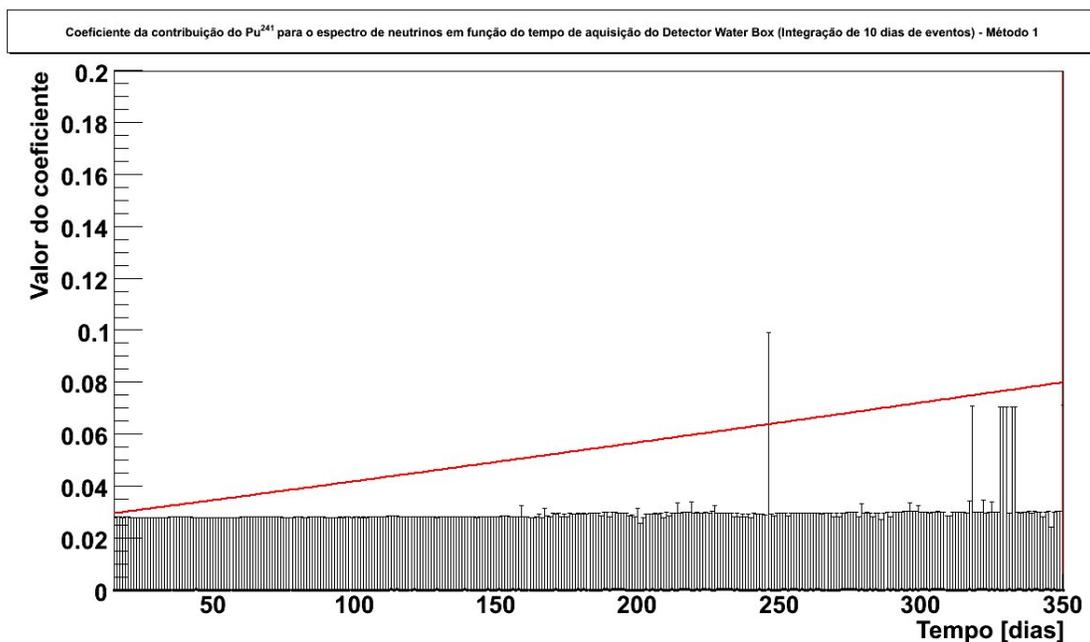


Figura 3.44: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 1

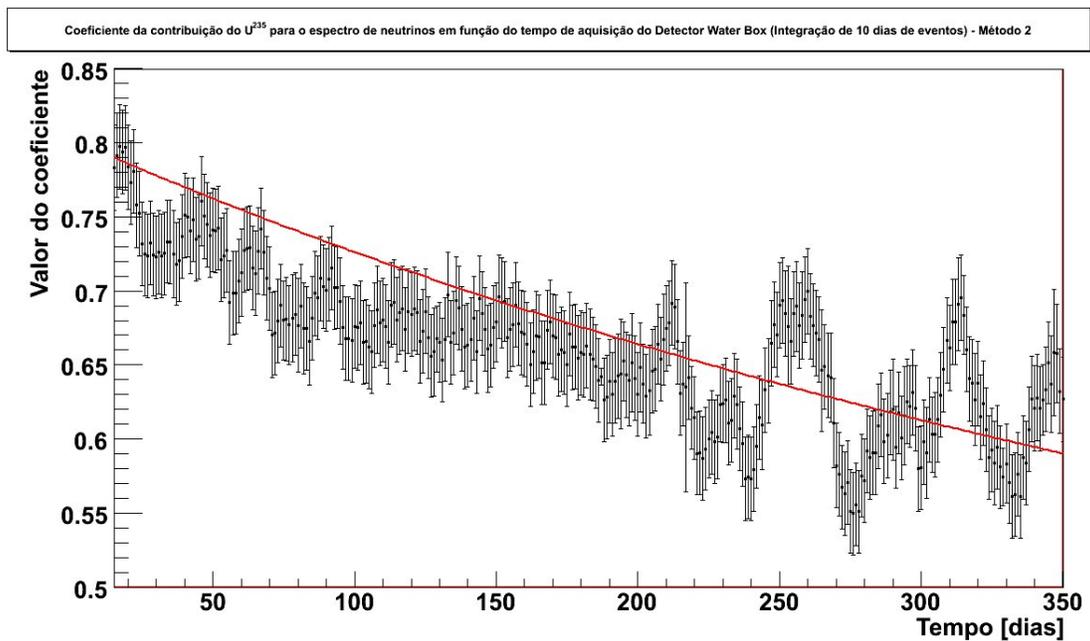


Figura 3.45: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 2

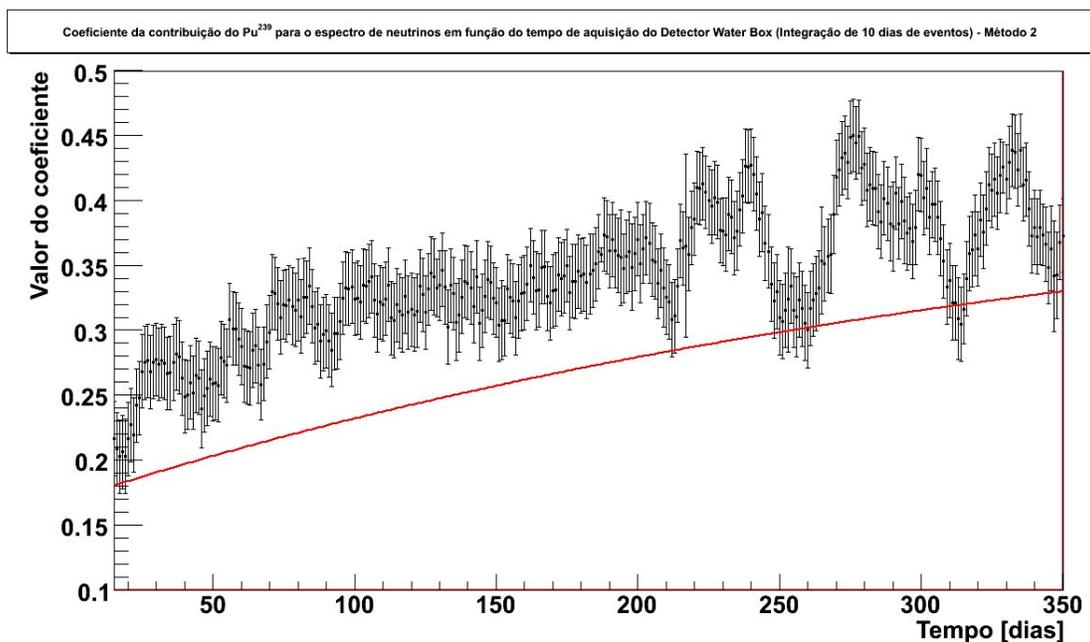


Figura 3.46: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 2

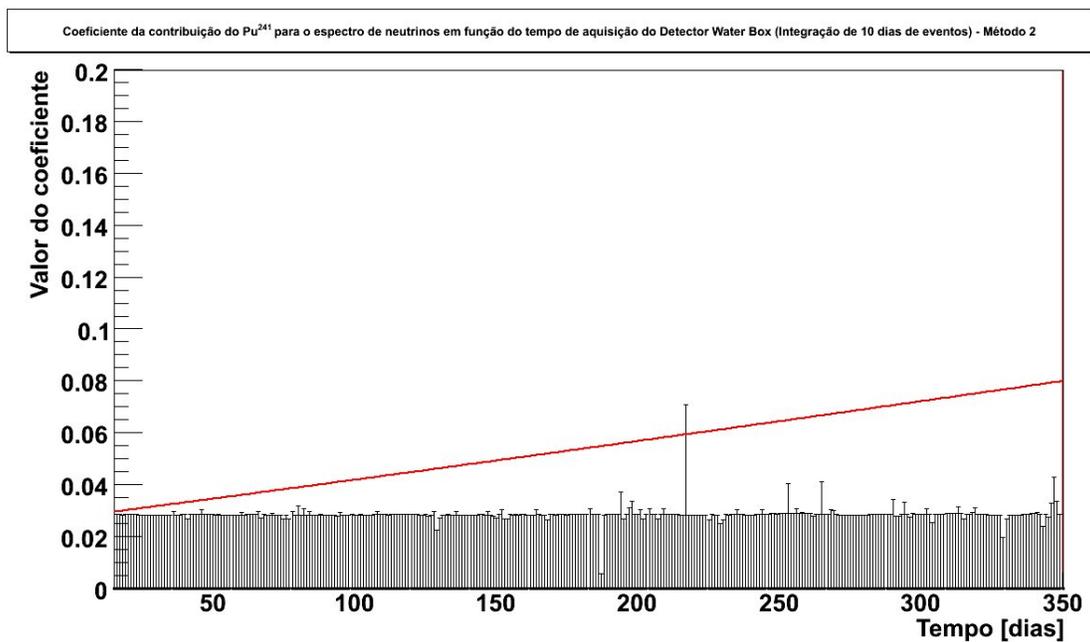


Figura 3.47: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 10 dias de acumulação de dados - Método 2

Visualmente 10 dias de acumulação parece suficiente para reconstruir com algum grau de confi-

ança as contribuições percentuais do ^{235}U e ^{239}Pu , utilizando ambas as distribuições. É interessante observar também que o método 2 parece reconstruir esses dois isótopos com menos desvio que o método da literatura. Porém, sem uma confirmação estatística desses resultados não é possível fazer uma comparação verdadeira entre os dois métodos.

O próximo passo foi calcular as contribuições utilizando uma acumulação de 30 dias, ou seja, para cada dia calculamos os coeficientes utilizando os dados acumulados dos últimos 30 dias e inserimos o valor encontrado no 15^o dia. Os resultados dessa simulação podem ser observados usando o método 1 nas figuras 3.48, 3.49 e 3.50 e, usando o método 2, nas figuras 3.51, 3.52 e 3.53.

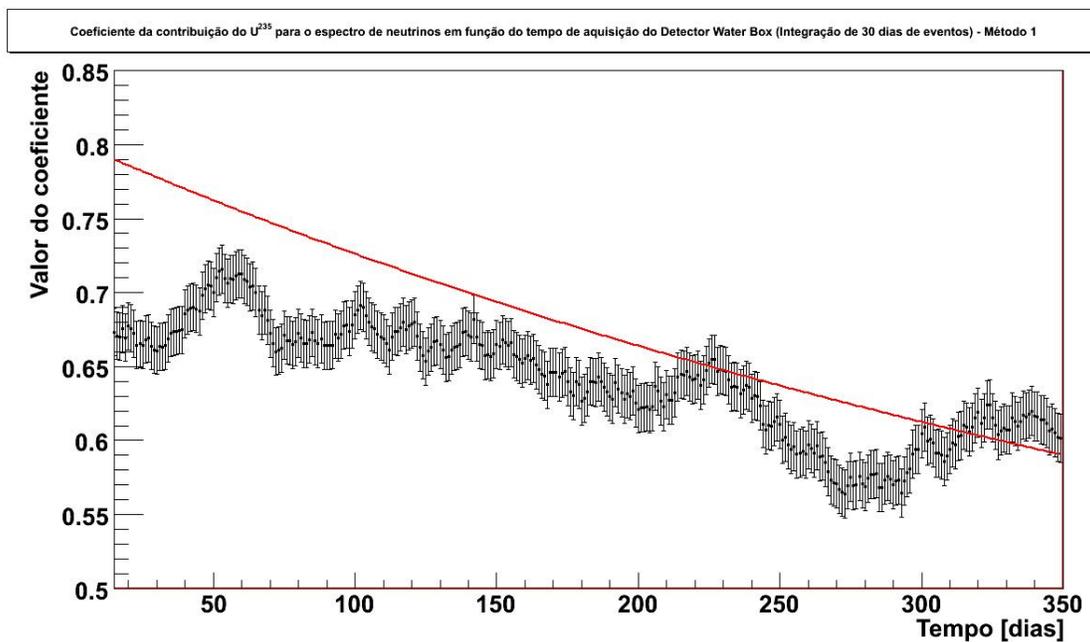


Figura 3.48: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 1

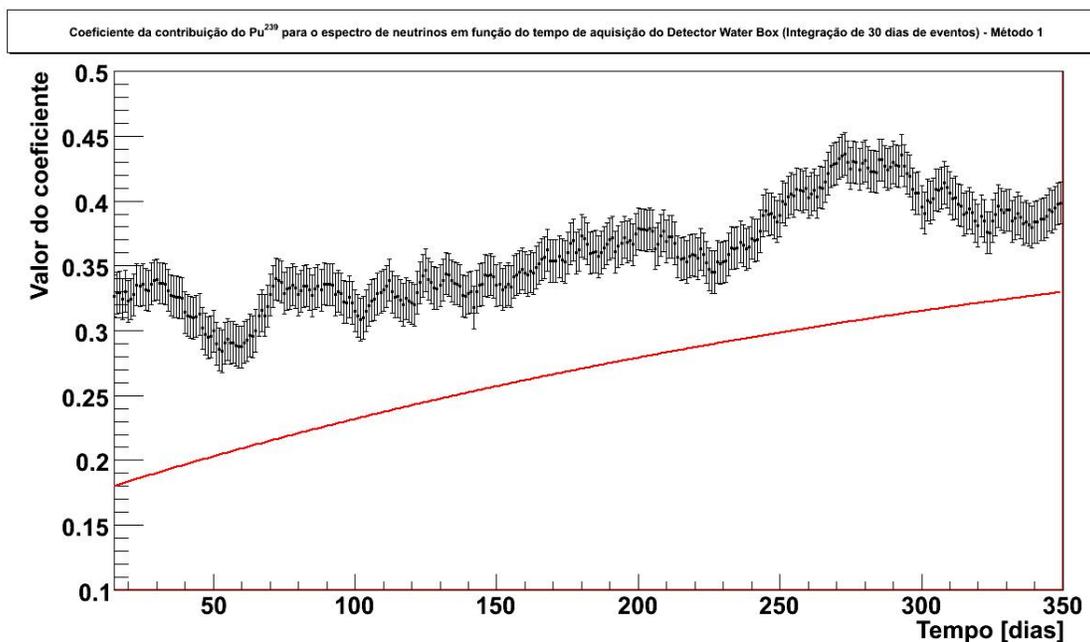


Figura 3.49: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 1

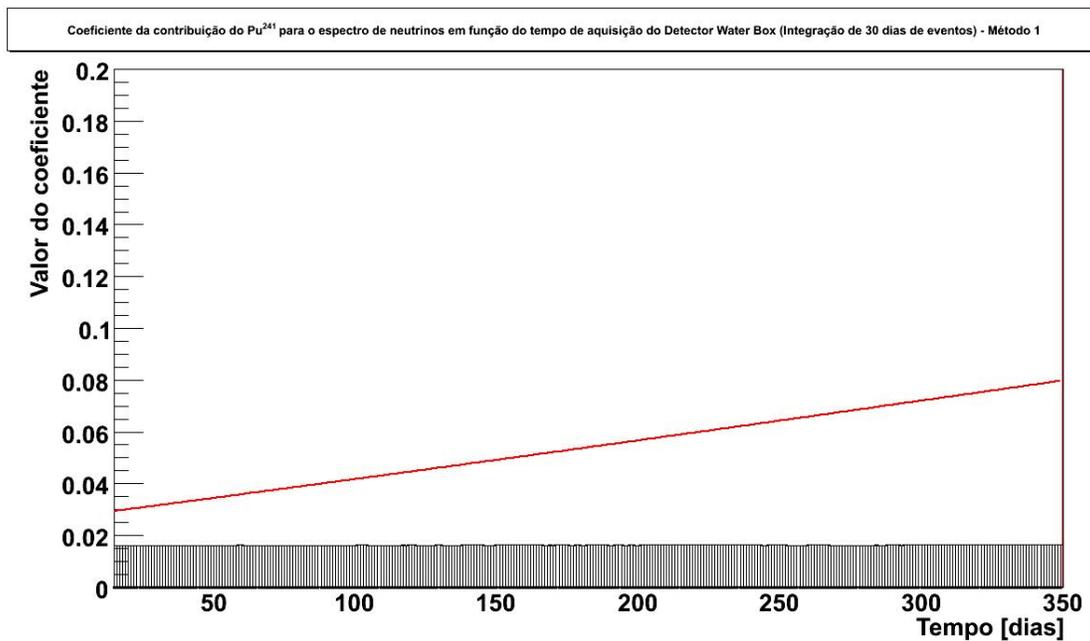


Figura 3.50: Coeficiente relativo a contribuição do ^{241}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 1

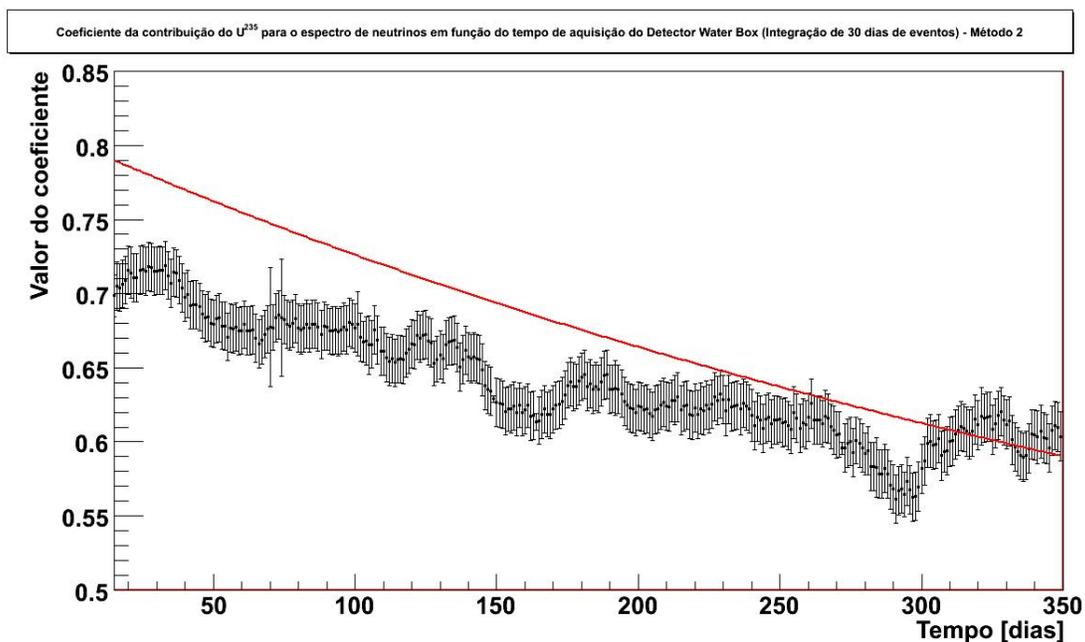


Figura 3.51: Coeficiente relativo a contribuição do ^{235}U no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 2

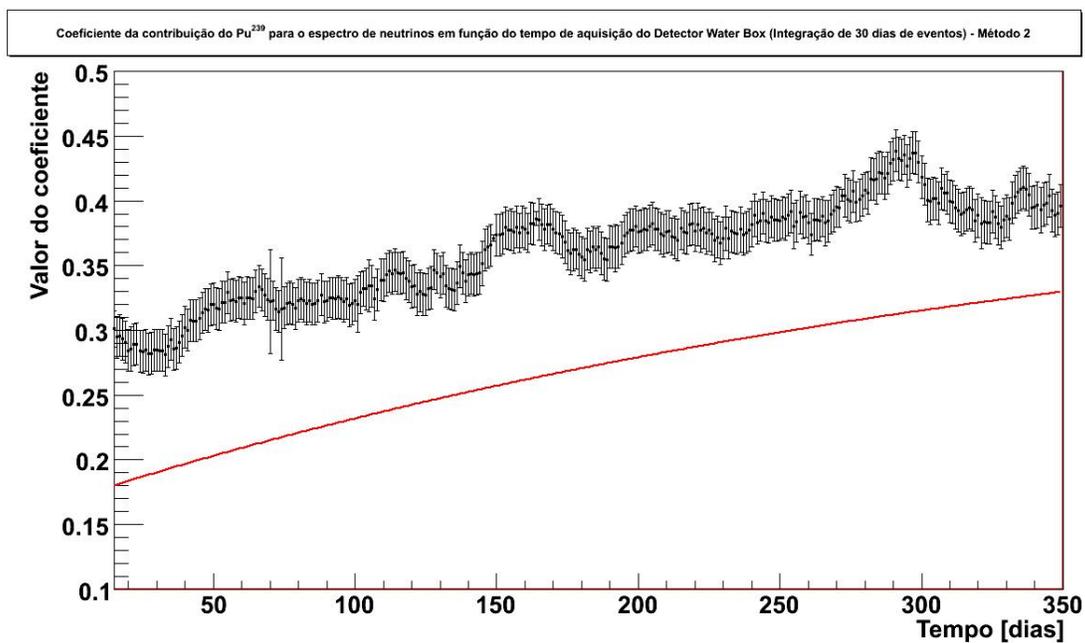


Figura 3.52: Coeficiente relativo a contribuição do ^{239}Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 2

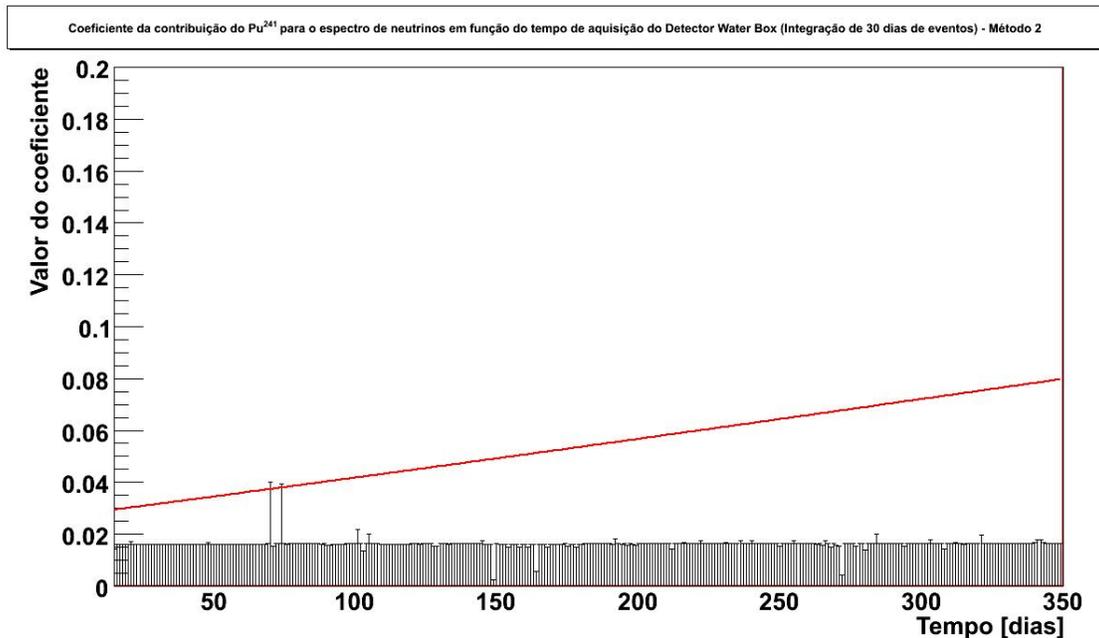


Figura 3.53: Coeficiente relativo a contribuição do ²⁴¹Pu no espectro total simulado com o detector Water Box usando 30 dias de acumulação de dados - Método 2

Como pode ser observado nas figuras 3.48, 3.49, 3.50, 3.51, 3.52 e 3.53, embora exista uma suavização nas flutuações estatísticas, o resultado reconstruído está ainda mais afastado do valor esperado que o obtido para 10 dias de acumulação de dados para ambos os métodos de reconstrução. Isso significa que o valor ótimo de integração está provavelmente entre 1 e 30 dias.

Como não foi possível utilizar o método do χ^2_{red} para avaliar o ajuste, não testamos realizar a reconstrução com outros valores de acumulação, pois não havia um modo objetivo de comparar os resultados. Porém, apenas com os testes aqui descritos, já foi possível inferir que, mesmo usando apenas o desvio em energia intrínseco do detector, não poderemos reconstruir a contribuição relativa do ²⁴¹Pu usando as técnicas aqui descritas. Mesmo a reconstrução dos componentes mais abundantes (²³⁹Pu e ²³⁵U) é seriamente prejudicada por nossa resolução em energia, embora ainda nos permita dizer com um desvio absoluto inferior a 20% a contribuição percentual de cada isótopo. Existe a possibilidade de se utilizar de outros dados conhecidos, como o ciclo típico do reator PWR, de forma a melhorar a precisão do ajuste. Essa abordagem não foi estudado nesse trabalho, pois em princípio gostaríamos de uma técnica que nos possibilitasse reconstruir as contibuição individuais inteiramente sem necessidade de dados provenientes do operador da usina nuclear.

4 *Conclusão e comentários finais*

O Projeto Neutrinos Angra é hoje uma realidade, após uma difícil fase de superar dificuldades operacionais no complexo nuclear de Angra dos Reis. Ainda temos porém um longo percurso a trilhar, onde prevemos desvios no caminho, como já ocorrido com a mudança no desenho do detector. Apesar de o detector ainda não estar construído, temos grupos de trabalho cobrindo as principais áreas necessárias para que em meados de 2010 estejamos com o detector 100% funcional, fazendo aquisição de dados.

A simulação do Detector em seus principais aspectos geométricos e da produção de luz, foi concluída. Os resultados obtidos foram apresentados no VI Workshop do Grupo de Física e Astrofísica de Neutrinos 2009 (UFABC (26)) e estão sendo confrontados com resultados obtidos pelos demais membros do grupo de simulação da colaboração Neutrinos Angra. Um dos resultados que obtivemos sobre o "trigger" topológico será implementado, com aperfeiçoamentos cabíveis, na análise de dados "offline". Mesmo assim, outros sistemas de discriminação de eventos devem ser integrados ao detector para que se possa observar efeitos como a queda nas contagens devido ao consumo do urânio que representa uma variação anual de 5%.

Por último é necessário observar que um dos resultados desse trabalho foi a indicação da impossibilidade de se fazer espectroscopia de antineutrinos usando um detector com a geometria proposta ("Water Box" com 1 tonelada de água). Mesmo com esse resultado, esse trabalho foi importante para estabelecer certas limitações do nosso projeto, levando-nos a pensar em soluções alternativas, que aumentem a área sensível a fótons ou mesmo utilizando deslocadores de comprimento de onda inseridos diretamente à frente do fotocátodo das PMTs (Nufact 2009 (27)) de modo a melhorar a eficiência de detecção.

Referências Bibliográficas

- 1 Particle Data Group - Review of Particle Properties. Available from Internet: <<http://pdg.lbl.gov/>>.
- 2 Anderson, K. and others. White paper report on using nuclear reactors to search for a value of θ_{13} . *hep-ex/0402041*, 2004.
- 3 Physics Letters B 592 - Neutrino mass, mixing, and flavor change. Available from Internet: <<http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/numixrpp.pdf>>.
- 4 Cao, Jun. Daya Bay neutrino experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl*, 2006, vol.155, p. 229–230.
- 5 COLLABORATION, TDC. Proposal: Double chooz, a search for the neutrino mixing angle θ_{13} . *Arxiv*, 2006, <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/0606025>, p. 1–157.
- 6 MIKAELIAN, LA. Neutrino laboratory in the atomic plant. *Proceedings of the International Conference "Neutrino 77"*, 1978, vol. 2, p. 383–385.
- 7 BOROVOI, AA; MIKAÉLYAN, LA. Possibilities of practical applications of neutrinos. *At. Énerg*, 44, 1978, vol. 6, p. 508–511.
- 8 KOROVKIN, VA; KODANEV, A S. A.; YARICHIN, D; AL. et. Measurement of nuclear fuel burnup in a reactor according to neutrino emission. *At. Énerg*, 56, 1984, vol. 4, p. 214–218.
- 9 KOROVKIN, VA; KODANEV, SA; PANASHCHENKO, NS; AL. et. Measurement of power generation of a power reactor by the method of neutrino detection. *At. Énerg*, 65, 1988, vol. 3, p. 169–173.
- 10 COLLABORATION, TS. The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2000, A449, p. 172–207.
- 11 BOEHM, F; BUSENITZ, J; COOK, B; GRATTA, G; HENRIKSON, H; KORNIS, J; LAWRENCE, D; LEE, KB; MCKINNY, K; MILLER, L; NOVIKOV, V; PIEPKE, A; RITCHIE, B; TRACY, D; VOGEL, P; WANG, YF; WOLF, J. Final results from the palo verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D*, Nov 2001, American Physical Society, vol. 64, no. 11, p. 112001.
- 12 *Safeguards and Reactor Monitoring with AntiNeutrino Detecto*. Workshop.
- 13 SCHRECKENBACH, K; COLVIN, G; GELLETLY, W; FEILITZSCH, F V. Determination of the anti-neutrino spectrum from u-235 thermal neutron fission products up to 9.5 mev. *Phys. Lett.*, 1985, B160, p. 325–330.

- 14 BEZERRA, TJ de C. *Estudo da Sensibilidade do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA aos Efeitos da Queima do Combustível Nuclear*. Dissertação (Mestrado), Campinas - Brasil, 2009. Dissertação de Mestrado.
- 15 HUBER, P; SCHWETZ, T. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Phys.Rev.D*, 2004, vol. 70:053011, p. 20.
- 16 ROOT Reference Guide. Available from Internet: <<http://root.cern.ch/root/html520/>>.
- 17 Stopping Power and Range Table for Electrons. Available from Internet: <<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>>.
- 18 ROOT. Available from Internet: <<http://root.cern.ch/>>.
- 19 ANJOS, JC. Angra dos reis reactor neutrino oscillation experiment. *Braz. J. Phys.*, 2006, vol. 36, p. 1118–1123.
- 20 LEO, WR. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* [S.l.: s.n.].
- 21 Brian E. Hall *Using Internet Sockets: Beej's Guide to Network Programming*. [S.l.: s.n.].
- 22 GEANT4. Available from Internet: <<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>>.
- 23 SMITH, RC; BAKER, KS. Optical properties of the clearest natural waters (200–800 nm). *Appl. Opt.*, 1981, vol. 20, p. 177–184.
- 24 III Encontro do Projeto Neutrinos Angra, apresentação de Herman Lima Jr. (http://www.cbpf.br/angra/files/iii_encontro/DAQ_Herman.pdf).
- 25 MCKEOWN, R. W.; REYNA, D. E. A comparison of the performance of compact neutrino detector designs for nuclear reactor safeguards and monitoring. 2006.
- 26 Universidade Federal do ABC. Available on Internet: <www.ufabc.edu.br/>.
- 27 11th International Workshop on Neutrino Factories, Superbeams and Beta Beams. Available on Internet: <<http://nufact09.iit.edu/>>.