

CBPF

**Centro Brasileiro de
Pesquisas Físicas**

Dissertação de Mestrado

Estimativa das Contribuições do Sinal de Antineutrinos e Ruído Cósmico no Experimento Neutrinos Angra

Marcio Gonçalves Nunes

Orientador:
João Carlos Costa dos Anjos

Rio de Janeiro, Dezembro de 2011

*Dedicado aos meus pais, Ângela Maria Gonçalves Nunes e Jorge Souza Lemos (em memória),
aos meus irmãos, Regina, Mariangela, Wellington, Edvander e ao meu cunhado Maelson.*

Agradecimentos

Primeiramente agradeço a Deus, por ter estado presente em todos os momentos da minha vida, dando-me saúde, determinação e capacitação para que eu pudesse alcançar mais essa vitória.

Agradeço especialmente ao meu orientador, professor Dr. João Carlos da Costa dos Anjos, pela oportunidade concedida para a realização do trabalho, pela constante paciência, dedicação, atenção e apoio, por todos os ensinamentos e pela amizade construída durante todo este tempo.

Ao professor Dr. Pietro Chimenti da UFABC e também a sua esposa Christiane, que me acompanhou durante todo o processo de análise de dados e conclusão do trabalho, pelos ricos ensinamentos sobre simulação e análise de dados, por toda a paciência e dedicação, pela companhia depois dos cansativos dias de trabalho e pela amizade construída até aqui, obrigado meu amigo, te admiro muito.

A toda a colaboração do projeto Neutrinos Angra. A todos professores do CBPF, que de alguma forma contribuíram para minha formação, em especial ao professor José Abdalla Helayel Neto, João Paulo Sinnecker e Evaldo Curado.

A todos os professores da UFRRJ, que de alguma forma contribuíram para minha formação, em especial ao professor Cláudio Maia Porto, por todos os conselhos e pelas ricas e esclarecedoras aulas de física, as melhores que já tive em toda minha vida.

A todos os grandes amigos da UFRRJ, em especial ao Tiago Rosa, Marcos Martins, Jeovani Brandão, Roberta Dutra, Jeferson Martins, Juliana Carvalho e Patrícia Dantas, pela amizade e companhia durante toda a graduação.

A todos os amigos do CBPF, em especial ao meu amigo bahiano Kim Bitencourt e também aos meus amigos, Marcelo Jorge, Thamys Abrahão, Bruno Gomes, Marília, Bruno Dias, Lucas de Brito, Carolina, Marcos, Nayara, Paulo Soledade, David Martinez, Enrique Arias e Elvis Lopez.

Agradeço imensamente aos meus grandes amigos de Brasília, Cauê Zaghetto, Alexandre Zaghetto e Daniele Zaghetto, pela companhia, atenção, dedicação e apoio, obrigado por existirem na minha vida.

A toda minha família, meus pais Ângela e Jorge (em memória), meus irmãos Mariangela, Regina, Wellington e Edvander, a Roberta que esteve ao meu lado durante grande parte da minha formação, ao meu cunhado Maelson, que me incentivou muito a voltar aos estudos e a Suelen, que apesar de estar tão pouco tempo comigo, já ocupa um lugar muito importante na minha vida, obrigado a todos.

Sei que é praticamente impossível agradecer a todas as pessoas e amigos que mesmo indiretamente, contribuíram de alguma forma para a realização deste trabalho. Assim, eu agradeço a todos que fizeram parte dessa grande vitória, muito obrigado.

Finalmente, agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq, pelo apoio financeiro concedido.

Resumo

Apresentamos neste trabalho o status da simulação do projeto Neutrinos Angra. O experimento visa o desenvolvimento de um detector de antineutrinos para monitoramento do reator nuclear de Angra II e está atualmente em construção. O detector é composto por três subsistemas: um veto externo de múons, uma blindagem de nêutrons cósmicos e um detector central. O veto de múons, está sendo construído com cintilador plástico e fibras ópticas de deslocamento de comprimento de onda (WLS), enquanto no detector central está sendo empregada a técnica de detecção de radiação Cherenkov na água.

A simulação está sendo desenvolvida visando dois objetivos principais: oferecer diretrizes durante a fase de projeto do detector e permitir uma comparação sistemática entre as medidas e o sinal esperado ou ruído de fundo durante o estágio de análise.

O código foi desenvolvido em um ambiente Linux, utilizando-se o pacote Geant4, que simula a propagação de partículas e radiação através de materiais e o pacote ROOT para a análise de dados. Diferentes configurações para o experimento estão sendo estudadas em Geant4 com a finalidade de selecionar a melhor combinação de materiais e geometria mais adequada.

O interação de antineutrinos no detector foi modelada levando-se em consideração os mais recentes dados dos espectros dos antineutrinos de reatores nucleares. O ruído de fundo mais relevante, devido aos raios cósmicos, foi modelado levando-se em consideração a distribuição angular e de energia de diversas espécies de partículas presentes na radiação cósmica secundária que atinge a superfície da terra: fótons, elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons, píons e múons.

Abstract

We present in this work the status of the simulation of the Angra Neutrino project. The experiment aims at developing an antineutrino detector for monitoring the Angra II nuclear power plant and is presently under construction. The detector is composed of three subsystems: an external muon active veto, a shield and an inner detector. The external muon veto is being constructed with scintillator and wavelength shifter fibers, while for the inner detector the water Cherenkov technique is being employed.

The Simulation is being developed with two main goals: to provide guidelines during the design phase of the detector and to permit a systematic comparison between measurements and expected signal or background during the analysis stage.

The code is developed in a Linux environment, using the Geant4 package, which simulates the propagation of particles and radiation through materials and ROOT package for data analysis. Different experimental setups are being studied in order to select the best combination of materials and geometric configurations.

The antineutrino interaction in the detector is modeled taking into account the most recent evaluation of nuclear reactor antineutrino spectra. The most relevant background, due to cosmic rays, is modeled taking into account both angular and energy distribution of various particle species present in the secondary cosmic radiation that reaches the earth's surface: photons, electrons, positrons, protons, neutrons, pions and muons.

Conteúdo

Agradecimentos	ii
Resumo	iv
Abstract	v
Lista de Tabelas	vii
Lista de Figuras	viii
Introdução	1
1 Física de Neutrinos	4
1.1 História	4
1.1.1 A descoberta da radioatividade	4
1.1.2 O mistério do espectro de energia no decaimento β	6
1.1.3 A teoria de Fermi sobre o decaimento β	8
1.1.4 A descoberta do neutrino	9
1.2 O modelo padrão	11
1.3 Propriedades dos neutrinos	13
2 Oscilações de Sabor de Neutrinos	16
2.1 O problema do neutrino solar	16
2.2 O fenômeno quântico	17
2.3 Fontes de Neutrinos	20
2.3.1 Neutrinos atmosféricos	21
2.3.2 Neutrinos solares	23
2.3.3 Neutrinos de aceleradores	25
2.3.4 Geoneutrinos	26
2.3.5 Neutrinos de reatores	27

3	Neutrinos de Reatores Nucleares	34
3.1	Reatores nucleares	34
3.2	Eventos de antineutrinos	37
3.2.1	Fluxo de antineutrinos	39
3.2.2	Número de eventos de antineutrinos	39
3.3	Monitoramento de reatores nucleares	40
4	O Projeto Neutrinos Angra	44
4.1	O detector de antineutrinos	45
4.2	Status do experimento	47
4.3	Número esperado de eventos de antineutrinos	48
4.4	Ruído de fundo	49
5	Simulações	50
5.1	Simulação do detector	51
5.2	Simulação de antineutrinos	53
5.3	Simulação do ruído cósmico	59
5.3.1	Fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons	60
5.3.2	Múons e nêutrons	64
5.4	Estudo da blindagem do detector	68
6	Conclusões	72
	Bibliografia	75

Lista de Tabelas

5.1	Análise dos eventos de pósitrons e nêutrons provenientes do decaimento β -inverso.	55
5.2	Intensidade vertical, fluxo e frequência esperadas a nível do mar, para fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons.	61
5.3	Análise dos eventos de fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons provenientes da radiação cósmica.	64
5.4	Intensidade vertical, fluxo e frequência esperadas a nível do mar, para múons e nêutrons.	65
5.5	Análise de eventos de múons e nêutrons cósmicos.	67
5.6	Análise dos eventos de nêutrons para blindagens de polietileno e água.	69
5.7	Análise dos eventos de múons para blindagens de polietileno e água.	69
5.8	Eventos e frequência de eventos com falsos antineutrinos para blindagens de polietileno e água.	69

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia do elétron no decaimento β do ^{210}Bi , retirado de: G. J. Neary, Proc. Phys. Soc. (London), A175, 71 (1940).	6
1.2	Decaimento β	8
1.3	Detector utilizado por Reines e Cowan em Savannah River, figura retirada da referência [7].	10
1.4	Férmions, constituintes básicos da matéria	12
1.5	Bósons, mediadores das interações eletromagnética, fraca e forte.	12
1.6	Interações fundamentais da natureza	13
1.7	Diagramas de Feynman para interações de correntes carregadas (CC) no processo de espalhamento $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ e correntes neutras (NC) no processo de espalhamento $e^- + e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e$	13
2.1	Distribuição de neutrinos provenientes de diversas fontes em função da energia [31].	20
2.2	Razão dos dados pelas predições de Monte Carlo sem oscilação de neutrinos (linha pontilhada) como função de L/E ; melhor ajuste esperado para oscilação de dois sabores $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (linha sólida), retirado da referência [33].	22
2.3	Fluxo de neutrinos muônicos + tauônicos em função do fluxo de neutrinos eletrônicos, retirado da referência [30].	25
2.4	Estrutura do detector do experimento CHOOZ, retirado de [47].	28
2.5	Espectro de antineutrinos esperado para o caso de não ocorrer oscilação, sobreposto pelo espectro medido no experimento CHOOZ em função da energia do pósitron, retirado de [46].	29
2.6	Localização dos reatores que emitem antineutrinos para o experimento KamLAND.	30
2.7	Esboço do detector do experimento KamLAND.	31
2.8	Razão entre o fluxo de antineutrinos observado e esperado em função da distância reator-fonte, para experimento anteriores a KamLAND, retirado da referência [49].	31

2.9	Razão entre o fluxo de antineutrinos observado e esperado em função da distância reator-fonte, com a inclusão do experimento KamLAND, retirado da referência [49].	32
2.10	Razão entre o espectro de antineutrinos observados e esperado para o caso de não haver oscilação em função da L_o/E , retirado da referência [44].	32
3.1	Mapa da INSC (Centro de Segurança Nuclear Internacional) com os complexos de usinas de energia nuclear em todo o Mundo.	35
3.2	Evolução temporal da contribuição dos elementos físséis do combustível nuclear.	37
3.3	Espectro de energia de antineutrinos dos principais isótopos do combustível nuclear, calculado para o ^{238}U e medido para os demais isótopos, retirado da referência [45].	38
3.4	Taxa percentual dos núcleos filhos formados após a fissão dos isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu	38
3.5	Número de eventos de pósitron com o reator de Chooz ligado e desligado.	40
3.6	Monitoramento horário da contagem de antineutrinos com reator nuclear ligado e desligado.	41
4.1	Esboço do detector central.	46
4.2	Contêiner instalado a cerca de 25 m do núcleo do reator nuclear de Angra II.	47
5.1	Curva de absorção da água utilizada na simulação em função do comprimento de onda, retirado de [62].	51
5.2	Curva de eficiência quântica utilizada na simulação em função do comprimento de onda da luz, retirado de [63].	52
5.3	Desenhos ilustrativos da blindagem de nêutrons e do volume central do detector, ilustrando a propagação da luz emitida pela passagem de um pósitron pelo alvo do detector.	53
5.4	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de pósitrons do decaimento β -inverso.	54
5.5	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de nêutrons do decaimento β -inverso.	54
5.6	Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de antineutrino.	56
5.7	Distribuição temporal entre o sinal do pósitron "prompt" e o sinal do nêutron "delayed", para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 0,1% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 400 ns.	57

5.8	Distribuição temporal entre o sinal do pósitron "prompt" e o sinal do nêutron "delayed" para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 0,5% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 200 ns.	57
5.9	Distribuição temporal entre o sinal do pósitron "prompt" e o sinal do nêutron "delayed", para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 1% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 100 ns.	58
5.10	Distribuição de foto-elétrons por tempo para 10.000 eventos de pósitrons provenientes do decaimento β -inverso, para uma concentração de 1% em massa de Gadolínio no alvo.	58
5.11	Distribuição de foto-elétrons por tempo para 10.000 eventos de nêutrons provenientes do decaimento β -inverso, para uma concentração de 1% em massa de Gadolínio no alvo.	59
5.12	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de fótons.	61
5.13	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de pósitrons.	62
5.14	Distribuição de foto-elétrons por eventos de fótons (esquerda) e pósitrons (direita) na região de 0-250 P.E.	62
5.15	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de prótons.	63
5.16	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de píons.	63
5.17	Distribuição de foto-elétrons por eventos de prótons (esquerda) e píons (direita) na região de 0-250 P.E.	63
5.18	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de múons.	65
5.19	Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de nêutrons.	66
5.20	Distribuição de foto-elétrons por eventos de múons (esquerda) e nêutrons (direita) na região de 0-250 P.E.	66
5.21	Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de múon utilizando a blindagem de polietileno.	67
5.22	Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de múon utilizando a blindagem de água.	68
5.23	Eventos de múons em função do número de sinais deixados, levando em consideração o primeiro sinal deixado pela radiação Cherenkov proveniente da passagem do múon no alvo detector, para concentrações de 0,1 % (esquerda), 0,5% (direita) e 1% (centro) em massa de Gadolinio no alvo do detector.	70
5.24	Energia (foto-elétrons) x Tempo (ns), para sinais coincidentes detectados após a passagem de múons, para concentrações de 0,1 % (esquerda), 0,5% (direita) e 1% (centro) em massa de Gadolinio no alvo do detector.	71

Introdução

O neutrino é uma das partículas mais intrigantes conhecidas até o momento. De fato, os neutrinos estão presentes abundantemente em nosso universo e são capazes de percorrer milhares de quilômetros sem interagir com a matéria. Atualmente conhecemos diferentes fontes de neutrinos: o sol, que produz neutrinos em suas reações nucleares; a atmosfera, que produz neutrinos através dos raios cósmicos; as rochas terrestres, que produzem neutrinos através de decaimentos radiativos naturais; e os reatores nucleares, que produzem neutrinos através de decaimentos radiativos ocorridos durante a fissão dos elementos que constituem o combustível nuclear. Dessas diversas fontes de neutrinos, os neutrinos de reatores nucleares serão o foco da discussão nesse trabalho.

Medidas de neutrinos de reatores nucleares podem fornecer informações sobre os estados "on/off" (ligado e desligado) do reator e até mesmo informações sobre sua potência e evolução do combustível nuclear. Essa dissertação de mestrado, descreve meu trabalho realizado na análise de dados obtidas com a simulação do detector de antineutrinos do projeto Neutrinos Angra, que tem por objetivo construir um detector de antineutrinos para fazer o monitoramento do reator nuclear Angra II. Nesse trabalho apresentamos os resultados da simulação de eventos de antineutrinos, provenientes dos pósitrons e nêutrons do decaimento β -inverso, simulação de eventos das principais partículas que constituem o ruído cósmico e simulações de eventos de múons e nêutrons cósmicos, utilizando materiais diferentes na blindagem do detector.

O capítulo 1 introduz os aspectos básicos da física de neutrinos, descrevendo sua história desde sua predição por Pauli, passando por sua descoberta e chegando aos dias de hoje.

O capítulo 2 introduz o fenômeno de oscilações de sabores de neutrinos, apresentando as diferentes fontes de neutrinos e de forma sucinta, apresentamos os diversos experimentos realizados até hoje.

O capítulo 3 descreve a motivação para o experimento do projeto Neutrinos Angra, apresentando uma introdução aos neutrinos de reatores nucleares.

O capítulo 4 descreve as principais características do projeto Neutrinos Angra, apresentando seu estado atual e uma sucinta descrição do que é esperado de sinal e ruído no experimento.

O Capítulo 5 apresenta as simulações e análises de dados realizadas, apresentando os resultados obtidos mais significantes para este trabalho.

O capítulo 6 apresenta as conclusões finais deste trabalho.

Capítulo 1

Física de Neutrinos

1.1 História

1.1.1 A descoberta da radioatividade

Em 1896, o físico francês A. Becquerel [1], descobriu uma nova propriedade da matéria, a radioatividade do urânio. Um fenômeno natural ou induzido pelo qual os núcleos atômicos de substâncias chamadas radioativas sofrem transformações. Durante este processo as substâncias radioativas podem formar novos elementos químicos emitindo radiação, ou seja, transmitindo energia através do espaço na forma de partículas ou ondas. A radioatividade natural é provocada pelos elementos radioativos e nos isótopos que podem ser encontrados na natureza, enquanto a radioatividade induzida, é provocada pelo bombardeio de certos núcleos instáveis por determinadas partículas que penetram o núcleo bombardeado dando origem a outro núcleo, que posteriormente se desintegra dando início a reação em cadeia, como as que acontecem nas usinas nucleares.

A descoberta da radioatividade aconteceu acidentalmente, Becquerel percebeu que ao revelar uma chapa fotográfica que estava guardada em uma gaveta juntamente com um composto de sais de urânio, o filme apresentava sinais de enegrecimento, ou seja, sinais de que haviam sido expostas a algum tipo de radiação. Os sais de urânio emitem uma radiação capaz de impressionar chapas fotográficas, ionizar gases, atravessar papéis negros e outras substâncias opacas a luz.

Existem noventa e dois tipos de elementos na natureza, cada um deles podendo ter quantidades diferentes de nêutrons. Os núcleos que possuem o mesmo número de prótons, mas com diferentes número de nêutrons, são chamados isótopos de um mesmo elemento. O núcleo é estável para determinadas combinações de nêutrons e prótons (isótopos estáveis). Em ou-

tras combinações, o núcleo é instável (isótopos radioativos) e emitirá radiação até atingir a estabilidade. Temos como exemplos de elementos radioativos: o ^{235}U (urânio), ^{137}Cs (césio), ^{60}Co (cobalto) e ^{232}Th (tório). Estes elementos transmitem energia por meio de ondas eletromagnéticas¹ ou partículas subatômicas² e se encontram em lenta e constante desintegração.

Em 1898, o físico neozelandês E. Rutherford, descobriu as radiações α e β . Em seguida, em 1900 o físico e químico francês P. Villard descobre a radiação γ .

Radiação α (alfa)

A radiação alfa, também chamada de partículas α ou raios α , são fluxos de partículas carregadas positivamente formado por dois prótons e dois nêutrons e por isso muitas vezes se diz que as partículas alfa são formadas por núcleos do átomo de hélio.

A energia cinética com que essas partículas são emitidas, depende exclusivamente da substância que as emite. São emissões radiativas muito ionizantes, porém muito menos penetrantes que os outros tipos de emissões, porque possuem carga elétrica maior que as outras radiações e são muito pesadas, uma simples folha de papel é capaz de barrá-las.

O núcleo que emite uma partícula α , fica desfalcado de dois prótons e dois nêutrons. Dessa forma, a carga elétrica do núcleo sofre um déficit de duas vezes o valor da carga elétrica elementar, o número de massa diminui de quatro unidades e seu número atômico diminui de duas unidades.

Radiação β (beta)

A radiação β , também chamada de partículas β ou raios β , são elétrons emitidos com grandes velocidades do núcleo de um átomo instável. Na maioria das vezes são emitidos com velocidades próxima da velocidade da luz. É uma forma de radiação ionizante, emitida por certos tipos de núcleos radiativos, são mais penetrantes que as partículas α pelo fato de possuir menor massa e menor carga elétrica.

O átomo que emite uma partícula β sofre uma pequena diminuição em sua massa, seu número de massa permanece constante e seu número atômico aumenta em uma unidade. Em núcleos instáveis, um nêutron pode se decompor em um próton emitindo um elétron, este processo é

¹Raios gama.

²Partículas alfa, beta e nêutrons, partículas elementares da matéria, menores porções de matéria-energia conhecidas.

chamado de decaimento β^- . Um outro processo, chamado de decaimento β^+ , ocorre quando em um núcleo instável um próton se decompõe em um nêutron emitindo um pósitron³.

Radiação γ (gama)

A radiação γ , também chamada de partículas γ ou raios γ , são ondas eletromagnéticas da mesma natureza da luz visível, micro-ondas e raio-X, porém mais energéticas, emitidas por núcleos instáveis imediatamente depois da emissão de uma partícula α ou β . É uma radiação muito perigosa para os organismos vivos, podendo causar sérios danos ao núcleo das células, possuem maior penetração em relação aos outros tipos de emissões radioativas, partículas α e β .

1.1.2 O mistério do espectro de energia no decaimento β

Em 1914, o físico inglês J. Chadwick, constatou que aparentemente o espectro de energia do elétron no decaimento beta, era contínuo ao invés de discreto.

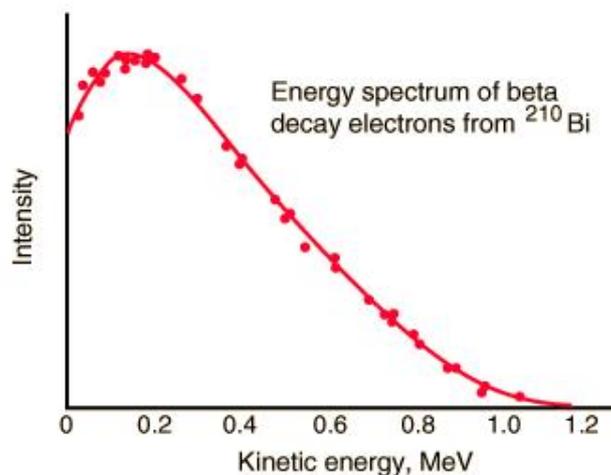


Figura 1.1: Espectro de energia do elétron no decaimento β do ^{210}Bi , retirado de: G. J. Neary, Proc. Phys. Soc. (London), A175, 71 (1940).

Este resultado, de fato, parecia estar em contradição com a lei de conservação da energia, pois para os estudiosos da época, quando um átomo entrava em processo de decaimento radiativo, seu núcleo emitia uma partícula resultando em um novo núcleo. Desta forma, através da conservação da energia e momento linear total do sistema, seria possível inferir o valor da energia da partícula emitida no decaimento, que teria um valor constante, obtido através da relação mostrada na equação:

³Anti-elétron ou antipartícula do elétron.

$$E_e = \frac{M_A^2 - M_D^2 + m_e^2}{2M_A} = cte \quad (1.1)$$

Onde M_A é a massa do núcleo antes do decaimento, M_D é a massa do núcleo depois do decaimento e m_e é a massa da partícula emitida, neste caso, o elétron.

Mas de fato, como Chadwick havia constatado, aparentemente durante o processo de decaimento parte da energia era perdida, resultado que foi confirmado em 1927 por Ellis e Wooster [2]. Este resultado foi interpretado pelo físico dinamarquês N. Bohr, que chegou a sugerir, que a lei de conservação de energia de alguma forma não fosse válida para o processo do decaimento β , valendo somente em média, tendo assim um sentido completamente estatístico.

O físico austríaco Wolfgang Pauli, resolveu o mistério do espectro de energia no decaimento β , dando uma outra interpretação ao resultado obtido por Chadwick. Pauli propôs como uma tentativa de salvar a lei de conservação da energia, a existência de uma nova partícula, que seria emitida juntamente com o elétron no decaimento β e que com ele dividiria a energia liberada no decaimento. Além disso, essa partícula deveria ter algumas propriedades físicas especiais.

Em 1930, Wolfgang Pauli enviou uma carta para uma conferência de físicos em Tübingen na Alemanha. Nessa carta ele pedia desculpas pela ausência na conferência, porque teve que comparecer a uma outra conferência em Zurique na Suíça. Além de explicar sua ausência, Pauli diz na carta destinada aos "prezados senhores e senhoras radioativos" [3] que o problema do espectro de energia do decaimento β estaria solucionado com a predição de uma nova partícula. A partícula predita por Pauli foi um férmion com as seguintes propriedades físicas, carga elétrica neutra, spin 1/2, que interagisse fracamente com a matéria e estivesse de acordo com princípio de exclusão. Essa partícula inicialmente foi chamada de nêutron⁴ por Pauli, sendo responsável por carregar a energia que aparentemente faltava no decaimento β , mostrado pela equação (1.2) e pela figura 1.2 respectivamente.

Em 1931, Pauli esteve em diversas conferências, apresentando assim sua idéia que resolvia o problema do espectro de energia no decaimento β salvando a lei de conservação da energia.

Em 1932, Chadwick descobre o nêutron que conhecemos hoje, companheiro do próton no núcleo atômico [4], no mesmo ano em que o físico italiano Enrico Fermi, chamou a partícula

⁴A partícula recebeu o nome de nêutron, porque teria carga neutra e naquela época o nêutron como conhecemos hoje, ainda não havia sido descoberto.

proposta por Pauli de neutrino⁵, diferenciando-a do nêutron descoberto por Chadwick.

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

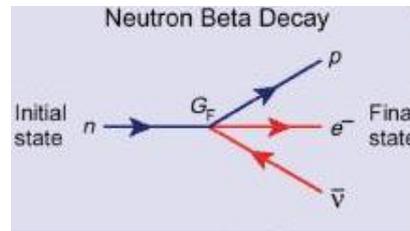


Figura 1.2: Decaimento β .

1.1.3 A teoria de Fermi sobre o decaimento β

Em 1933, Fermi concluiu em um trabalho [5], que a massa do neutrino poderia ser nula. No mesmo ano, o físico francês J. Perrin, teve a mesma conclusão que Fermi, mas em um trabalho completamente independente.

Entre 1933 e 1934, Fermi formulou uma teoria matemática sobre o decaimento β [6], segundo a qual, o processo de decaimento β ocorreria por intermédio de uma nova interação da natureza, chamada mais tarde de interação fraca ou força fraca. Teoria que juntamente com o neutrino que havia sido recém postulado por Pauli, explicava detalhadamente o processo de decaimento β , descrevendo seu espectro de energia e de que forma seu comportamento seria afetado para casos em que o neutrino possuísse massa nula ou uma pequena massa. Hoje sabemos que a partícula proposta por Pauli é considerada como um antineutrino⁶.

Essa teoria, conhecida como teoria de Fermi estava de acordo com resultados experimentais, mas como a detecção do neutrino ainda não havia ocorrido e as tentativas de detectá-lo mostravam que ele poderia percorrer grandes distâncias sem interagir com a matéria, a teoria de Fermi foi considerada não convincente para alguns cientistas até a descoberta do neutrino anos depois. No entanto, a teoria de Fermi teve uma grande evolução até os dias de hoje e passou a ser conhecida como a teoria das interações fracas. Atualmente, a teoria das interações fracas tem sido estudada por físicos teóricos e experimentais, que buscam respostas para perguntas sobre essa misteriosa partícula.

⁵Nêutron pequenino em italiano

⁶Antipartícula do neutrino.

1.1.4 A descoberta do neutrino

Em 1953, os físicos norte-americanos Emil John Konopinski e Hormoz Massou Mahmoud [7], consideraram a “partícula Pauliana” como uma antipartícula, o antineutrino do elétron.

O neutrino ou mais precisamente o antineutrino do elétron ($\bar{\nu}_e$), de fato, só foi descoberto mais de vinte anos depois de sua postulação, em 1956, pelos físicos norte-americanos Frederick Reines e Clyde Cowan [8] no experimento de reator nuclear de Savannah River na Carolina do Sul. A descoberta foi cercada de uma grande desconfiança entre os pesquisadores da área, fato que fez a descoberta receber o Prêmio Nobel somente em 1995 quando Cowan já havia falecido.

A tentativa inicial de detecção dos antineutrinos não foi muito satisfatória para Reines e Cowan, devido aos raios cósmicos que provocaram uma grande interferência no experimento. Os problemas no experimento inicial foram resolvidos depois de alguns ajustes e a mudança para um reator bem mais potente. Assim, eles finalmente conseguiram detectar os antineutrinos. Eles observaram diretamente a partícula, utilizando como fonte de antineutrinos um reator nuclear através de sua interação no processo de decaimento β -inverso, mostrado na equação (1.3), proposto pelos físicos H. Beth e R. Peierls.



Reines e Cowan utilizaram um detector colocado a 12 m de profundidade com um grande volume, onde foram colocados como alvo, pequenos tanques de água dopados com cloreto de Cádmio colocados entre três tanques com cintilador líquido⁷. Dessa forma, quando os antineutrinos colidiam com os prótons contidos no alvo, pósitrons eram emitidos e depois aniquilados por elétrons, liberando assim, raios gama que eram detectados por fotomultiplicadoras⁸ localizadas nos tanques com cintilador no interior do detector, enquanto os nêutrons proseguiam através da água perdendo energia nas colisões com o meio até serem capturados por núcleos de cádmio e por meio desta captura emitiam raios gama, os quais eram detectados também pelas fotomultiplicadoras no líquido cintilador. A figura 1.3 mostra o desenho do detector utilizado por Reines e Cowan.

A observação do evento de antineutrino foi extremamente difícil devido a seção de choque do processo em questão ser absolutamente pequena. Somente depois de muito trabalho, fazendo análises de dados com minuciosos cuidados e realizando diversos testes, eles conseguiram chegar

⁷Líquido que permite identificar partículas graças às cintilações que elas produzem ao irradiar o meio.

⁸Células foto-elétricas que absorvem luz e a converte em corrente elétrica.

a conclusão de que os sinais observados no experimento eram realmente devido a interação de antineutrinos com prótons, como era previsto no decaimento β inverso.

A helicidade dos neutrinos, foi determinada em 1958, pelos físicos Maurice Goldhaber, Lee Grodzins e Andrew Sunyar [9]. Eles estabeleceram que os neutrinos têm helicidade negativa, ou seja, sua polarização é oposta ao sentido do seu movimento, resultado que implica que o neutrino seja uma partícula sem massa.

Em 1962, os físicos Leon Max Ledeman, Melvin Schwartz e Jack Steinberger [10] descobrem que os neutrinos produzidos através do decaimento do múon, chamados de neutrinos muônicos (ν_μ), são diferentes dos neutrinos eletrônicos (ν_e), descobertos por Reines e Cowan através do processo de decaimento β inverso. Descobrendo assim, a segunda geração de neutrinos que foi premiada com o Prêmio Nobel de Física de 1988.

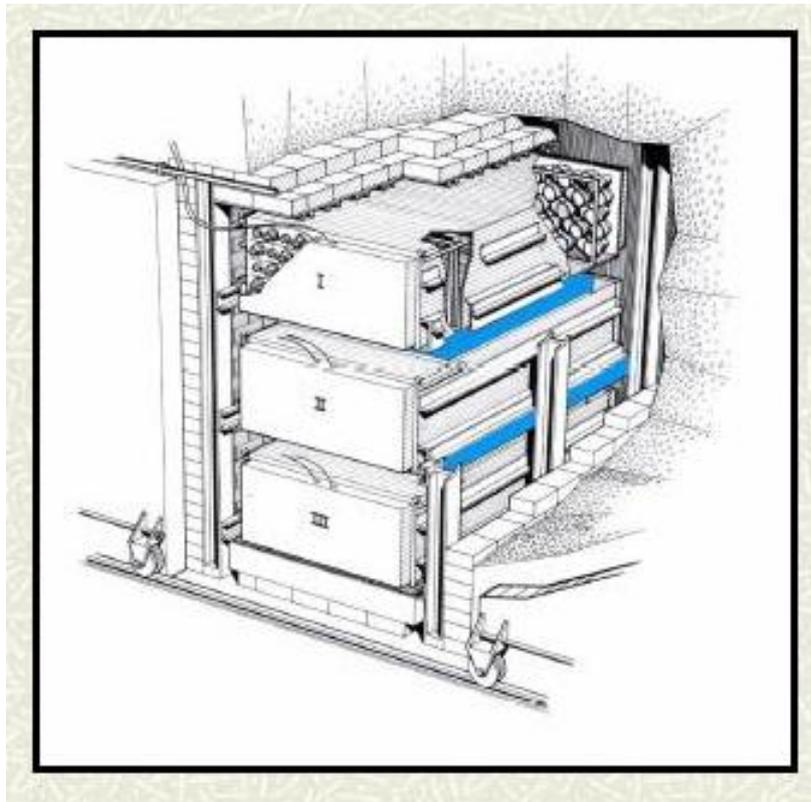


Figura 1.3: Detector utilizado por Reines e Cowan em Savannah River, figura retirada da referência [7].

As interações de neutrinos via corrente neutra [11][12], foram descobertas em 1973 no CERN, num experimento na câmara de bolhas Gargamelle. Nessa mesma época, o Modelo Padrão da física de partículas desenvolvido entre 1970 e 1973 começou a ser considerado uma teoria física consistente, que descreve a maioria dos fenômenos físicos e o comportamento das partículas em

termos de propriedades e interações. Desde então, até os dias de hoje, as descobertas de novas partículas juntamente com suas propriedades foram pouco a pouco dando mais consistência ao Modelo Padrão.

Em 1974, o quark charm foi descoberto através da descoberta do méson J/ψ pelos físicos Burton Richter e Samuel Chao Chung Ting [13][14], que receberam o Prêmio Nobel em 1976 pela descoberta do J/ψ . Em seguida, em 1983, os bósons Z^0 [15][16] e os bósons W^+ e W^- [17][18], responsáveis pelas interações fracas, foram descobertos no CERN num experimento proposto pelo físico Italiano Carlo Rubbia.

Em 1975 o físico M. Perl descobre o lépton tau (τ) [19], completando a terceira geração da família dos léptons, em seguida, os quarks bottom [20] e top [21] são descobertos no Fermilab em 1977 e 1995 respectivamente. Com essas descobertas o Modelo Padrão ganha força se firmando como uma teoria moderna que explica as interações fundamentais da natureza.

Em 1989, o acelerador LEP do CERN produziu dados [22][23][24][25], revelando evidências de existirem somente as três famílias de neutrinos leves que conhecemos hoje, o neutrino do elétron (ν_e), neutrino do múon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ). Porém, a detecção do neutrino do tau, só ocorreu no ano de 2000 no experimento DONUT [26]. Até o presente momento, o bóson Higgs⁹ é a única partícula do Modelo Padrão da física de partículas elementares que ainda não foi detectada, mas que atualmente está sendo procurada no LHC¹⁰.

1.2 O modelo padrão

O Modelo Padrão é considerado a teoria fundamental da física de partículas. É uma teoria quântica de campos, consistente com a mecânica quântica e a relatividade especial. Descreve com grande exatidão a maioria dos fenômenos e as interações fundamentais da natureza, com exceção da interação gravitacional¹¹.

As partículas do modelo padrão estão divididas em dois grupos, os férmions, formados pelos léptons e os quarks, que são os constituintes básicos dos blocos elementares da matéria e os bósons intermediários, os quais possuem a função de mediadores das interações, ou seja,

⁹Partícula elementar predita para validar o Modelo Padrão, responsável pela explicação da origem das massas das outras partículas elementares.

¹⁰Grande Colisor de Hádrons do CERN, maior acelerador de partículas e o de maior energia existente do mundo.

¹¹O gráviton, postulado mediador da interação gravitacional ainda não foi detectado.

transmitem as forças relacionadas a cada uma das interações. Os quarks possuem uma propriedade denominada número quântico, definida como cor¹², apresentando três graus de liberdade associados a formas diferentes de cores, vermelho, azul e verde.

FERMIONS			matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...		
Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_L lightest neutrino*	(0-0.13)×10 ⁻⁹	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.005	-1/3
ν_M middle neutrino*	(0.009-0.13)×10 ⁻⁹	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_H heaviest neutrino*	(0.04-0.14)×10 ⁻⁹	0	t top	173	2/3
τ tau	1.777	-1	b bottom	4.2	-1/3

Figura 1.4: Férmions, constituintes básicas da matéria

Os férmions, são partículas que possuem *spin* semi-inteiro $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ e obedecem o princípio de exclusão de Pauli, porém os léptons não possuem o número quântico cor, característica que faz com que eles não interajam fortemente, ou seja, por intermédio da interação forte.

BOSONS			force carriers spin = 0, 1, 2, ...		
Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.39	-1			
W⁺ W bosons	80.39	+1			
Z⁰ Z boson	91.188	0			

Figura 1.5: Bósons, mediadores das interações eletromagnética, fraca e forte.

Os bósons intermediários são partículas que possuem *spin* inteiro 0,1,2,... e não obdecem o princípio da exclusão de Pauli. Cada um deles está associado a uma interação fundamental, os fótons associados à interação eletromagnética, os bósons W^+ , W^- e Z^0 à interação fraca e os glúons à interação forte. Estes três grupos são descritos no modelo padrão como partículas

¹²O termo “cor” não apresenta qualquer relação com a definição usual de “cor”, a qual está ligada à luz visível.

elementares, ou seja, partículas pontuais que não possuem nenhuma estrutura interna, menores porções de matéria-energia conhecidas.

Property	Gravitational Interaction	Weak Interaction (Electroweak)	Electromagnetic Interaction	Strong Interaction
Acts on:	Mass – Energy	Flavor	Electric Charge	Color Charge
Particles experiencing:	All	Quarks, Leptons	Electrically Charged	Quarks, Gluons
Particles mediating:	Graviton (not yet observed)	W^+ W^- Z^0	γ	Gluons
Strength at $\begin{cases} 10^{-18} \text{ m} \\ 3 \times 10^{-17} \text{ m} \end{cases}$	10^{-41} 10^{-41}	0.8 10^{-4}	1 1	25 60

Figura 1.6: Interações fundamentais da natureza

Desde quando foi desenvolvido, o modelo padrão tem explicado com grande exatidão a maioria dos fenômenos relacionados a física de partículas, porém evidências de neutrinos com massa não nula mostram possibilidades para existência de uma física além do modelo padrão.

1.3 Propriedades dos neutrinos

Os neutrinos podem se acoplar aos bósons mediadores da interação fraca através de dois processos diferentes, pela interação fraca de corrente carregada (CC), mediada pelos bósons W^+ e W^- e pela interação fraca de corrente neutra (NC), mediada pelo bóson Z^0 . Os dois processos são mostrados na figurags 1.7.

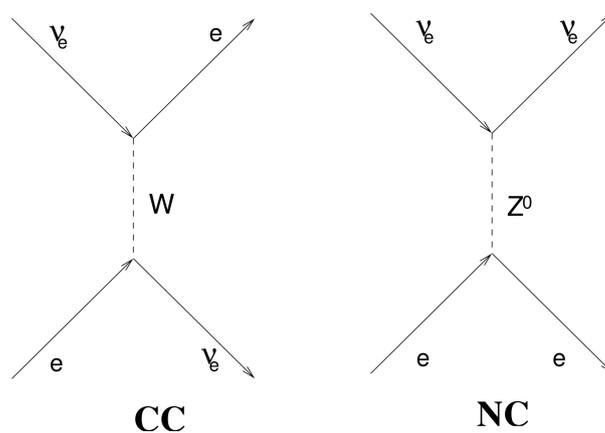


Figura 1.7: Diagramas de Feynman para interações de correntes carregadas (CC) no processo de espalhamento $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ e correntes neutras (NC) no processo de espalhamento $e^- + e^- \rightarrow \nu_e + \nu_e$.

Desde que os neutrinos foram descobertos, foram realizados diversos experimentos com neutrinos e através dos resultados obtidos por estes experimentos foi possível medir algumas das propriedades desta partícula tão misteriosa, por exemplo:

Número leptônico

A conservação do número leptônico é satisfeita pelos neutrinos, fato que implica que os neutrinos estejam sempre associados aos seus léptons carregados. O conceito de número leptônico L foi introduzido em 1953 por E. Konopinski e H. Mahmoud com o intuito de explicar alguns modos de decaimento. As partículas são indentificadas com $L = 1$ e suas antipartículas possuem $L = -1$. Mas com o fenômeno de oscilação de sabores de neutrinos que será discutido na próximo capítulo, o número leptônico eletrônico, muônico e tauônico não são conservados.

Tipos de neutrinos

Existem somente três tipos de neutrinos leves com acoplamento padrão ao bóson Z^0 , com massas iguais ou menores que a metade da massa do bóson Z^0 , o neutrino do elétron (ν_e), neutrino do múon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ), que também chamados de neutrinos eletrônicos, muônicos e tauônicos, respectivamente.

Helicidade

Os neutrinos possuem helicidade -1 , ou seja, sua polarização é oposta ao seu movimento, resultado obtido em 1958 por Goldhaber et al. [9], eles constataram que somente neutrinos de mão esquerda (left handed), ou seja, com helicidade negativa, poderiam se acoplar aos bósons mediadores da interação fraca. Entretanto, em 1957 o experimento de Wu et al. [27] já havia determinado que existe violação na conservação de paridade nas interações fracas, resultado que implica que neutrinos sem massa devem ser polarizados, ou seja, possuir helicidade $+1$ ou -1 .

Massa do neutrino

As massas dos difernetes neutrinos eram tradicionalmente consideradas como zero, de fato, pois toda física que envolve o neutrino pode ser prevista detalhadamente com um modelo de neutrino com massa nula. Mas experimentos recentes têm apresentado algumas evidências que indicam que a massa dos neutrinos sejam muito pequenas, mas não nulas.

No modelo padrão, a necessidade da conservação dos números leptônicos das três famílias separadamente, exige que os neutrinos possuam massa nula. Porém, para que o modelo possa

descrever neutrinos massivos, seria necessário fazer uma complementação no modelo, introduzindo um neutrino (ν_r) de mão direita (right-handed), ou seja, com helicidade +1 e que não se acople aos mediadores da interação fraca, chamado de neutrino estéril. Os neutrinos deste tipo "estéreis" ainda não foram detectados, mas a procura por este tipo de neutrino serve como uma ferramenta de teste do modelo padrão.

Capítulo 2

Oscilações de Sabor de Neutrinos

Neste capítulo, apresentaremos uma introdução ao fenômeno de oscilações de sabor de neutrinos, apresentando as diferentes fontes de neutrinos e de forma sucinta um resumo dos principais experimentos que foram realizados com neutrinos até o presente momento, os quais obtiveram resultados muito importantes e esclarecedores para a formulação e compreensão de toda física de neutrinos que conhecemos hoje.

2.1 O problema do neutrino solar

O sol é uma poderosa fonte de neutrinos eletrônicos. O modelo solar padrão (MSP) nos permite prever o fluxo de neutrinos provenientes do sol sobre a terra. Entretanto, estudos sobre o fluxo de neutrinos solares sobre a terra, têm mostrado diferenças entre o valor esperado previsto pelo MSP e o valor observado pelos experimentos, que mostram uma redução no fluxo de neutrinos em relação ao fluxo previsto pelo MSP. A diferença entre o valor previsto e o valor observado pelos experimentos, nos levam a acreditar que o MSP possa estar prevendo um valor maior do que o real ou que os experimentos estejam fazendo medidas equivocadas, ou então, nos levam a acreditar que realmente esteja acontecendo algum fenômeno físico com os neutrinos durante o trajeto Sol-Terra, fazendo com que alguns deles sejam indetectáveis.

O experimento SNO [29], mediu o fluxo total de neutrinos, ou seja, o fluxo dos neutrinos eletrônicos, muônicos e tauônicos, pois os experimentos realizados antes de SNO, não possuíam uma boa sensibilidade para detectar os sabores de neutrinos muônicos e tauônicos. Os resultados obtidos pelo experimento SNO, também mostraram um déficit no fluxo de neutrinos eletrônicos, mas o fluxo total de neutrinos incluindo os sabores de neutrinos muônicos e tauônicos, foi equivalente ao previsto pelo modelo solar padrão. A solução para este problema é descrita pelo fenômeno de oscilações de sabores de neutrinos [28], onde os neutrinos eletrônicos provenientes

do sol se transformam nos outros dois tipos de sabores de neutrinos durante o trajeto sol-terra.

2.2 O fenômeno quântico

A solução descrita pelo fenômeno de oscilações de sabor de neutrinos, apresenta três partículas denominadas neutrinos físicos $\nu_j = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$, com massas m_1, m_2 e m_3 bem definidas. Dessa forma, os estados de sabor $\nu_i = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ que representam os neutrinos do elétron, múon e tau são escritos como uma combinação linear dos auto-estados dos neutrinos físicos. Para efeitos de simplicidade, vamos utilizar uma descrição em termos de dois sabores ν_e e ν_μ , que serão escritos como combinações dos auto-estados ν_1 e ν_2 , através da matrix unitária U , chamada de matrix de mistura:

$$\nu_i = \sum_j U_{ij} \cdot \nu_j. \quad (2.1)$$

Onde ν_i são os auto-estados de sabor para $i = e, \mu$ e ν_j são os auto-estados de massa para $j = 1, 2$. Dessa forma, teremos a seguinte relação:

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle, \end{aligned} \quad (2.2)$$

e suas relações inversas;

$$\begin{aligned} |\nu_1\rangle &= \cos \theta |\nu_e\rangle - \sin \theta |\nu_\mu\rangle, \\ |\nu_2\rangle &= \sin \theta |\nu_e\rangle + \cos \theta |\nu_\mu\rangle. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Assim, podemos obter a evolução temporal do auto-estado $|\nu_e\rangle$ e para isso vamos utilizar o sistema natural de unidades, onde $\hbar = 1$ e $c = 1$:

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle. \quad (2.4)$$

Assim, com $p_i \equiv p$ para os estados ν_1 e ν_2 e como as partículas relacionadas viajam com velocidades muito próximas a velocidade da luz, as energias e momento são dadas por:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}, \quad (2.5)$$

$$p = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} = E_i \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{E_i^2}}. \quad (2.6)$$

De acordo com o MSP, a energia dos neutrinos proveniente do sol é da ordem de MeV, enquanto o valor fornecido pelos experimentos nas tentativas de medir a massa do neutrino mais leve é da ordem de eV, garantindo que $m_i \ll E_i$. Assim, podemos fazer uma aproximação na equação (2.6) dada por:

$$p = E_i \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{E_i^2}} \approx E_i \left(1 - \frac{m_i^2}{2E_i^2} \right), \quad (2.7)$$

de onde podemos obter;

$$E_i \approx p + \frac{m_i^2}{2E_i}. \quad (2.8)$$

Agora podemos encontrar uma relação entre os autovalores E_i de um auto-estado de massa $|\nu_i\rangle$ com a energia dos neutrinos E . Assim, dizemos que $E_i \approx E$ e reescrevemos a equação (2.8) como:

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2E}. \quad (2.9)$$

Dessa forma, podemos reescrever a evolução temporal do auto-estado de sabor $|\nu_e(t)\rangle$ mostrado na equação (2.4) como:

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos \theta e^{-i(p + \frac{m_1^2}{2E})t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-i(p + \frac{m_2^2}{2E})t} |\nu_2\rangle. \quad (2.10)$$

Dessa forma, podemos obter as probabilidades de oscilação de um neutrino do elétron para um neutrino do múon ($P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}$) e a probabilidade de sobrevivência do neutrino do elétron ($P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$). Assim, para um neutrino do elétron criado em um tempo $t = 0$, a probabilidade de oscilação para o neutrino do múon e a probabilidade de sobrevivência desse mesmo neutrino serem detectados em um tempo $t = L$, onde L é a distância percorrida até o momento da detecção são dadas por:

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}) = |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2, \quad (2.11)$$

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}) = 1 - (P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}). \quad (2.12)$$

Portanto, primeiramente obtemos $\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle$ como mostra os cálculos abaixo:

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = (-\sin \theta \langle \nu_1 | + \cos \theta \langle \nu_2 |) (\cos \theta e^{-i(p + \frac{m_1^2}{2E})t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-i(p + \frac{m_2^2}{2E})t} |\nu_2\rangle), \quad (2.13)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = e^{-ipt} (-\text{sen } \theta \cos \theta e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})t} + \cos \theta \text{sen } \theta e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})t}), \quad (2.14)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = \frac{1}{2} e^{-ipt} \text{sen } 2\theta (e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})t} - e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})t}). \quad (2.15)$$

Em seguida, a partir da equação (2.15) obtemos $|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2$ da seguinte forma:

$$|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \frac{1}{2} e^{-ipt} \text{sen } 2\theta (e^{-i(\frac{m_1^2}{2E})t} - e^{-i(\frac{m_2^2}{2E})t}) \frac{1}{2} e^{ipt} \text{sen } 2\theta (e^{i(\frac{m_1^2}{2E})t} - e^{i(\frac{m_2^2}{2E})t}), \quad (2.16)$$

$$|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \text{sen}^2 \theta (2 - (e^{-i(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2E})t} - e^{i(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2E})t})), \quad (2.17)$$

$$|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \frac{1}{4} \text{sen}^2 \theta (2 - 2 \cos(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} t)), \quad (2.18)$$

$$|\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} t \right). \quad (2.19)$$

Dessa forma, a expressão da probabilidade de oscilação do neutrino do elétron para o neutrino do múon é dado por:

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right), \quad (2.20)$$

onde L é a distância percorrida em um tempo t , obtida da relação $x = ct$ com $c = 1$ no sistema natural de unidades temos a distancia percorrida $L = t$. A probabilidade de sobrevivência do neutrino do elétron é obtida substituindo (2.20) em (2.7), obtendo como resultado:

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}) = 1 - \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (2.21)$$

Nas equações (2.20) e (2.21) $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ é dado em eV, L em metros e E em MeV. Como a função $\text{sen}^2 \theta$ possui um período $T = \pi$, podemos definir um comprimento de oscilação L_0 da seguinte forma:

$$\frac{\Delta m^2 L_0}{4E} = \pi \implies L_0 = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}. \quad (2.22)$$

Assim, utilizando a definição acima podemos reescrever a equação (2.20) como:

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left(\frac{\pi L}{L_0} \right), \quad (2.23)$$

onde podemos observar o primeiro máximo de oscilação em $L/L_0 = 1/2$.

Da mesma forma, podemos reescrever a equação (2.21) como:

$$(P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}) = 1 - \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\pi L}{L_0}\right). \quad (2.24)$$

Dessa forma, observamos que todas as vezes que a distância L for um múltiplo de L_0 haverá uma restauração do feixe de neutrinos eletrônicos para o seu valor inicial.

2.3 Fontes de Neutrinos

Os neutrinos são considerados as partículas mais abundantes do universo depois dos fótons da radiação cósmica de fundo. Interagindo apenas fracamente com a matéria, essas partículas podem atravessar todo nosso planeta sem interagir com ele. Aproximadamente 60 milhões de neutrinos atravessam cada centímetro quadrado da nossa pele por segundo. Hoje sabemos que os neutrinos são produzidos por diferentes fontes: os atmosféricos, os solares, os produzidos por aceleradores de partículas, os geoneutrinos, os cosmológicos, os produzidos pelas explosões de supernovas e os neutrinos de reatores nucleares. A figura 2.1 mostra como os neutrinos provenientes de diversas fontes são distribuídos em função da energia.

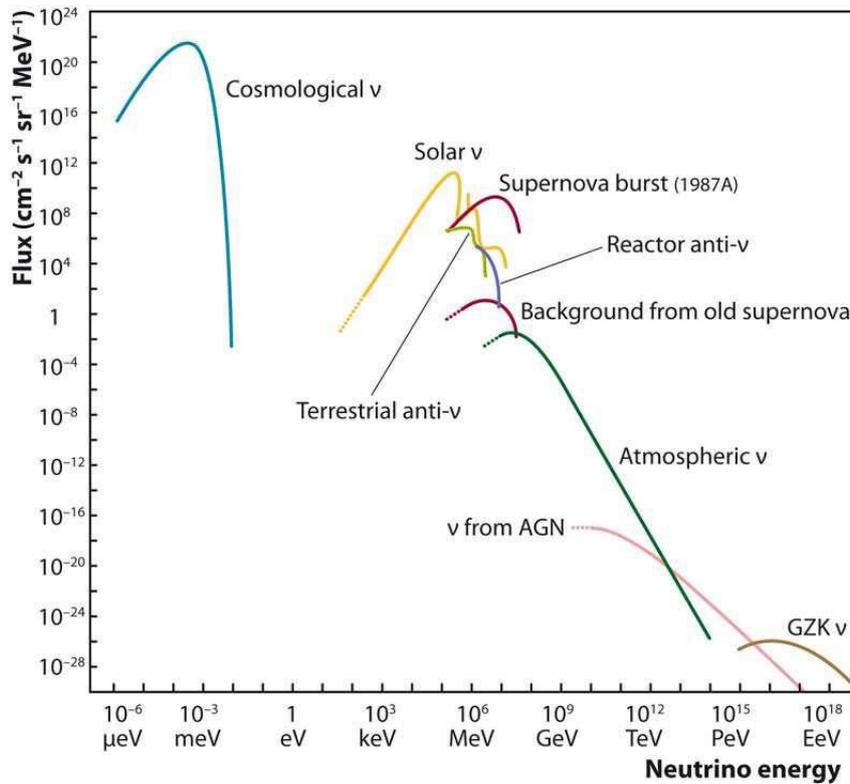


Figura 2.1: Distribuição de neutrinos provenientes de diversas fontes em função da energia [31].

2.3.1 Neutrinos atmosféricos

Os neutrinos atmosféricos são produzidos por raios-cósmicos, partículas extremamente penetrantes que viajam com velocidades próximas a velocidade da luz. Estas partículas são barradas pela atmosfera terrestre, interagindo com os núcleos dos átomos da atmosfera. Estas interações dão origem a outras partículas, que formam um chuva secundária de partículas, chamados de raios-cósmicos secundários, que quando entram em processo de decaimento produzem neutrinos com uma energia média da ordem de 1 GeV.

Super-Kamiokande

O experimento Super-Kamiokande [32][33] utiliza um grande detector Cherenkov que como princípio de detecção utiliza o processo de espalhamento elástico de elétrons por neutrinos a partir do deslocamento do elétron, mostrado na equação (2.25), onde $\nu_\alpha = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$, mas dominado pelo fluxo de neutrinos eletrônicos ν_e . Os neutrinos são detectados por meio de sua interação com os elétrons existentes nas moléculas da água, os elétrons se propagam na água e produzem radiação Cherenkov, detectada pelas fotomultiplicadoras. Este tipo de detecção possui a vantagem de medir o fluxo de neutrinos para cada faixa de energia e em cada direção do espaço.

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad (2.25)$$

O detector consiste em um grande tanque cilíndrico de 39.3 m de diâmetro e 42 m de altura, com massa total de 50 Kt. O cilindro possui 680 t de água e está situado a 1000 m de profundidade. A cobertura interna sensível é de 40% da superfície com 11.146 PMTs de 50 cm de diâmetro e com uma cobertura externa de 1.885 PMTs de 20 cm de diâmetro. Em 2001, um acidente provocou a destruição de metade das PMTs, em seguida, o detector foi reconstruído com 5.182 PMTs que não haviam sido danificadas pelo acidente, equivalente a uma cobertura de 19%. O experimento funcionou por algum tempo com esta configuração, mas logo foi reconstruído totalmente.

Resultados obtidos através do Experimento Super-Kamiokande até o ano de 2002, mostraram fortes evidências de oscilações de neutrinos ao registrar um déficit médio de $(48 \pm 2)\%$ do fluxo esperado, o comportamento oscilatório pode ser visto no gráfico mostrado na figura 2.2.

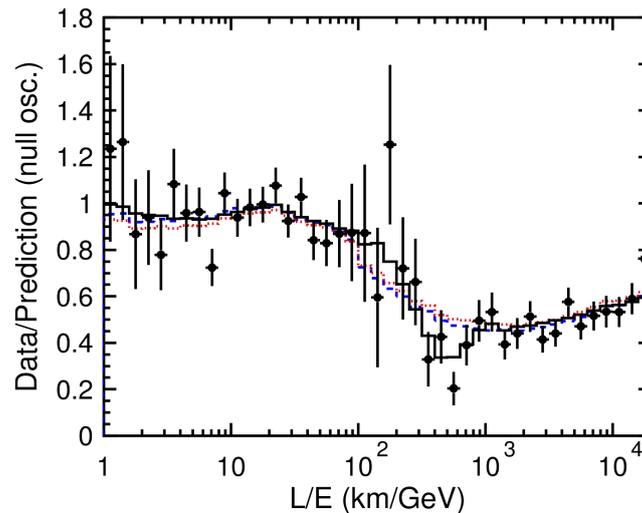


Figura 2.2: Razão dos dados pelas predições de Monte Carlo sem oscilação de neutrinos (linha pontilhada) como função de L/E ; melhor ajuste esperado para oscilação de dois sabores $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (linha sólida), retirado da referência [33].

Soudan2

O experimento Soudan2 [34] consiste em um calorímetro com massa total de 960 t, situado na mina subterrânea de Soudan, em Minesota, USA. A instalação foi feita a uma profundidade de 2.070 me^a, com o objetivo de estudar decaimentos de prótons e oscilações de neutrinos atmosféricos.

Os resultados obtidos através do experimento Soudan2, também mostraram fortes evidências de oscilações de neutrinos e são consistentes com os resultados do experimento Super-Kamiokande. Dessa forma, a probabilidade de que erros sistemáticos estejam mascarando os valores reais das medidas é extremamente reduzida, de fato, pois experimentos completamente diferentes em relação aos materiais utilizados, tecnologias de detecção e técnicas de análise de dados, mostraram independentemente, fortes evidências de oscilações de neutrinos.

MACRO

O experimento MACRO [35], tinha por objetivo buscar monopolos e múons provenientes de fontes cósmicas. O experimento estava localizado no LNGS (laboratório de Gran Sasso), Itália e seu detector situado a uma profundidade de 3.700 me^a. Através de resultados obtidos pela observação de eventos de neutrinos atmosféricos, o experimento observou fortes evidências para

¹Metros equivalentes de água, que significa colocar o detector sob 2.700 metros de água.

oscilações de neutrinos e seus resultados confirmaram os resultados obtidos pelo experimento Super-Kamiokande.

2.3.2 Neutrinos solares

Neutrinos são produzidos no Sol em uma sequência de reações de fusão nuclear, eles são produzidos com uma energia média da ordem de 0.6 eV. Destas reações, somente algumas produzem neutrinos e são chamadas cadeias pp , pep , Hep , 7Be (Berílio) e 8B (Boro), que são os elementos iniciais de cada uma das reações que produzem neutrinos provenientes do Sol.

$$pp : p + p \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e \quad (E \leq 0.42MeV) \quad (2.26)$$

$$pep : p + e^- + p \rightarrow {}^2H + \nu_e \quad (E = 1.44MeV) \quad (2.27)$$

$$Hep : {}^3He + p \rightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e \quad (E \leq 18.77MeV) \quad (2.28)$$

$${}^7Be : {}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e \quad (E \leq 0.86MeV) \quad (2.29)$$

$${}^8B : {}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e \quad (E \leq 14.06MeV) \quad (2.30)$$

As duas primeiras reações pp e pep são responsáveis por 87% do fluxo que chega na superfície terrestre, onde 86% é proveniente da reação pp e 1% da reação pep . Entre as outras três reações Hep , 7Be e 8B , as reações Hep e 8B são as mais importantes, mesmo contribuindo com uma pequena fração do fluxo total. De fato, o experimento Super-Kamiokande [32] tem um limiar mínimo de detecção de energia de aproximadamente 8 MeV, excluindo assim, as reações pp , pep e 7Be , que possuem valores máximos de energia com qual os neutrinos podem ser emitidos menores que 8 MeV, estes valores são indicados por E em cada uma das reações acima. Assim, o experimento Super-Kamiokande é sensível apenas ao fluxo de neutrinos proveniente das reações Hep e 8B .

O modelo solar padrão (MSP) nos permite prever o fluxo de neutrinos proveniente do sol que chega na superfície da terra. Entretanto, experimentos realizados com neutrinos solares como Homestake [36], GALLEX [37], GNO [38], Super-Kamiokande [32] e SNO [29], observaram um déficit no fluxo de neutrinos eletrônicos em relação ao fluxo previsto pelo MSP. Estes resultados nos levam a três possíveis possibilidades, os experimentos estão apresentando resultados equivocados ou o modelo solar padrão não é uma teoria consistente para a previsão do fluxo

de neutrinos provenientes do Sol ou então, algum tipo de fenômeno físico ainda não conhecido está fazendo com que os neutrinos provenientes do Sol sejam indetectáveis, problema que ficou conhecido como *o problema do neutrino solar*.

SNO

O experimento SNO (Sudbury Neutrino Observatory) consiste em um detector Cherenkov de 1.000 toneladas de água pesada (D_2H) dentro de um vaso de acrílico de 12 m^3 . O detector possui 9.456 PMTs de 20 cm de diâmetro e foi instalado na mina de Creighton, Canadá, próximo ao observatório Sudbury a uma profundidade de 6.010 me.

O SNO foi o primeiro experimento capaz de medir o fluxo total dos três sabores de neutrinos através da reação de corrente neutra (NC) e mediu o fluxo dos neutrinos solares [29], seus resultados mostraram um déficit de 35% na medida do fluxo de neutrinos eletrônicos. Entretanto, a soma do fluxo de todos os sabores de neutrinos medidos pelo experimento foi de 100% dentro da margem de erro, resultado esperado pelo MSP (Modelo Solar Padrão).

As observações foram feitas por meio de três tipos de interação: corrente carregada (CC), espalhamento (ES) e corrente neutra (NC), as reações correspondentes a cada interação são mostrada pelas equações abaixo:

$$(CC) \quad \nu_e + d \rightarrow p + p + e^-, \quad (2.31)$$

$$(ES) \quad \nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-, \quad (2.32)$$

$$(NC) \quad \nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x, \quad (2.33)$$

onde $\nu_x = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$.

Dessa forma, as reações de (ES) e (NC) são sensíveis aos três sabores de neutrinos e a reação de (CC) é sensível apenas ao neutrino eletrônico, a figura 2.3 mostra as relações entre o fluxo de neutrinos medido através das três interações citadas acima (bandas sólidas), juntamente com o fluxo predito pelo MSP (linha tracejada), as relações entre esses fluxos podem ser observadas também pelas equações (2.34), (2.35) e (2.36).

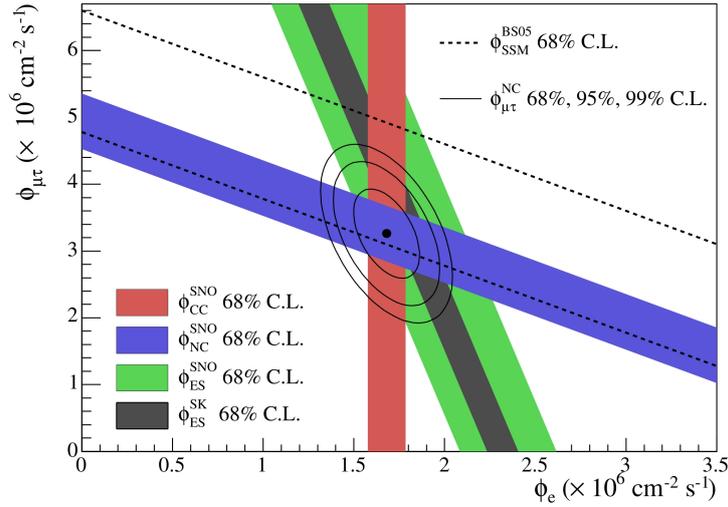


Figura 2.3: Fluxo de neutrinos muônicos + tauônicos em função do fluxo de neutrinos eletrônicos, retirado da referência [30].

$$\phi_{CC} = \phi_{\nu_e} \quad (2.34)$$

$$\phi_{ES} = \phi_e + 0,15\phi_{\mu\tau} \quad (2.35)$$

$$\phi_{NC} = \phi_e + \phi_{\mu\tau} \quad (2.36)$$

2.3.3 Neutrinos de aceleradores

Os experimentos que utilizam neutrinos provenientes de aceleradores de partículas, utilizam um feixe de neutrinos produzidos por decaimentos de mésons resultantes das colisões do feixe original na maioria das vezes de p (prótons) com o alvo. Este tipo de experimento permite o controle da fonte de neutrinos e do alvo.

Existem duas classificações para este tipo de experimento, os que possuem uma distância detector-fonte da ordem de 1 Km, são chamados de experimentos curta distância, já os experimentos que possuem uma distância da ordem de $10^2 - 10^3$ Km, são chamados de experimentos longa distância. Estes experimentos possuem dois métodos de geração de neutrinos e anti-neutrinos. Os gerados a partir dos decaimentos de Píons e Káons, resultantes das colisões do feixe original com o alvo e os gerados a partir do decaimento de múons em repouso.

K2K

O experimento K2K [39] utiliza um feixe de neutrinos muônicos (ν_μ), gerados com uma energia média de 1.3 GeV. Os neutrinos são detectados pelo detector de Super-Kamiokande que se encontra a uma distância de 250 Km da fonte. Observações feitas a partir dos dados obtidos pelo experimento, mostraram evidências de oscilações de neutrinos. Foram observados 28 eventos de neutrinos, entretanto era esperado 38 eventos de neutrinos, sem levar em considerações as supostas ocorrências de oscilações.

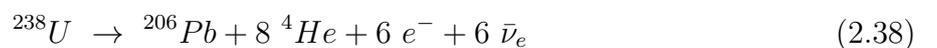
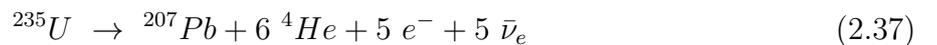
MINOS

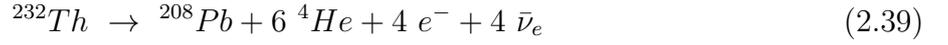
O experimento MINOS no FERMILAB [40], consiste em dois detectores com características funcionais idênticas. Os detectores estão situados a uma distância de 1 Km, para o detector mais próximo e a 750 Km, para o detector mais distante da fonte de neutrinos. Esta configuração é utilizada para observações de oscilações de neutrinos, a composição e o espectro do feixe de neutrinos são medidos pelo detector mais próximo, enquanto o detector mais distante procura por evidências de oscilações. O experimento observou 215 eventos de neutrinos, quando se esperava $336.0 \pm 18.3 \pm 14.4$, não levando em consideração as supostas ocorrências de oscilações. Informações mais recentes são encontradas na referência [41].

2.3.4 Geoneutrinos

Os antineutrinos produzidos geologicamente por meio de processos naturais de radioatividade, são chamados de geoneutrinos e possuem um faixa de energia abaixo de 3.4 MeV. Entretanto, não deixam de ser importantes para física de neutrinos. De fato, os antineutrinos produzidos geologicamente dão uma grande contribuição para o ruído de fundo na região de baixas energias dos experimentos. Além disso, este tipo de neutrino podem fornecer informações valiosas sobre o calor gerado no interior da terra.

A geração deste tipo de neutrino ocorrem a partir da desintegração β dos radionuclídeos naturais das séries do urânio ^{235}U e ^{238}U , do tório ^{232}Th e também pela desintegração do potássio ^{40}K [42]. Algumas destas séries de reações são mostradas nas equações (2.37), (2.38), (2.39) e (2.40) respectivamente.





O experimento KamLAND [43][44] detectou antineutrinos emitidos por meio da desintegração β dos elementos ${}^{238}\text{U}$ (urânio) e ${}^{232}\text{Th}$ (tório). Em 2005 KamLAND mostrou resultados [45] de dois anos de observação e 28 eventos de antineutrinos geológicos foram observado pelo experimento.

2.3.5 Neutrinos de reatores

Neutrinos provenientes de reatores nucleares têm um papel muito importante na física de neutrinos. De fato, a descoberta dos neutrinos eletrônicos (ν_e), por Reines e Cowan [8] ou mais precisamente, antineutrinos eletrônicos ($\bar{\nu}_e$), foi realizada utilizando como fonte de anti-neutrinos, um reator nuclear. Dessa forma, os reatores nucleares de fato, são fontes intensas de antineutrinos eletrônicos, que são gerados no decaimento β de fragmentos de fissões dos isótopos radioativos que constituem o combustível nuclear do reator.

A observação das interações de antineutrinos é feita por intermédio do decaimento β -inverso e os eventos são evidenciados pela coincidência dupla dos sinais emitidos pela aniquilação do e^+ (pósitron) e pela captura do n (nêutron), os decaimentos β e β -inverso são mostrados nas equações (2.41) e (2.42) respectivamente.



A reação de decaimento β -inverso, possui um limiar de energia de aproximadamente 1,8 MeV. Assim, somente antineutrinos com energia acima deste limiar podem ser detectados por meio deste processo. Entretanto, apenas uma pequena parte dos antineutrinos gerados no núcleo do reator nuclear, têm energia maior que 1.8 MeV. Assim, embora estes fatores diminuam muito o fluxo de antineutrinos detectados, eles acabam simplificando muito o nosso trabalho, pelo fato dos combustíveis nucleares queimados que são guardados dentro das usinas nucleares, emitirem antineutrinos com energias abaixo de 1.8 MeV. Dessa forma, o sinal de antineutrino provenientes dos combustíveis queimados, não podem ser detectados, pois possuem energia abaixo do limiar da reação de decaimento β -inverso.

A determinação do fluxo de antineutrinos é baseada no conhecimento da potência térmica do núcleo do reator nuclear e da taxa de fissão dos respectivos isótopos, ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu .

Logo depois da descoberta dos antineutrinos eletrônicos em 1956 por Reines e Cowan, a prática de utilização de reatores nucleares como fontes de antineutrinos, começou a ser utilizada fortemente em pesquisas relacionadas a física de neutrinos e vem sendo empregada em diversos experimentos até o presente momento.

CHOOZ

O experimento CHOOZ [46], localizado no Norte da França, próximo à usina nuclear de Chooz, que possui dois reatores nucleares com uma potência total de 8.5 GW. O experimento consiste em um detector de antineutrinos com um volume central preenchido com 5 toneladas cintilador líquido dopado com Gadolínio. O detector, foi colocado em um laboratório subterrâneo, localizado a cerca de 1 Km de distância a partir da fonte de antineutrinos, neste caso, os dois reatores nucleares da usina nuclear de Chooz. A estrutura do detector é mostrada na figura 2.4. A escolha de um laboratório subterrâneo é feita para diminuir o ruído de fundo causado pelos nêutrons, gerados por meio de processos de espalhamento, ocorridos na passagem dos múons através da superfície do detector. Estes nêutrons são considerados umas das principais fontes de ruído deste experimento.

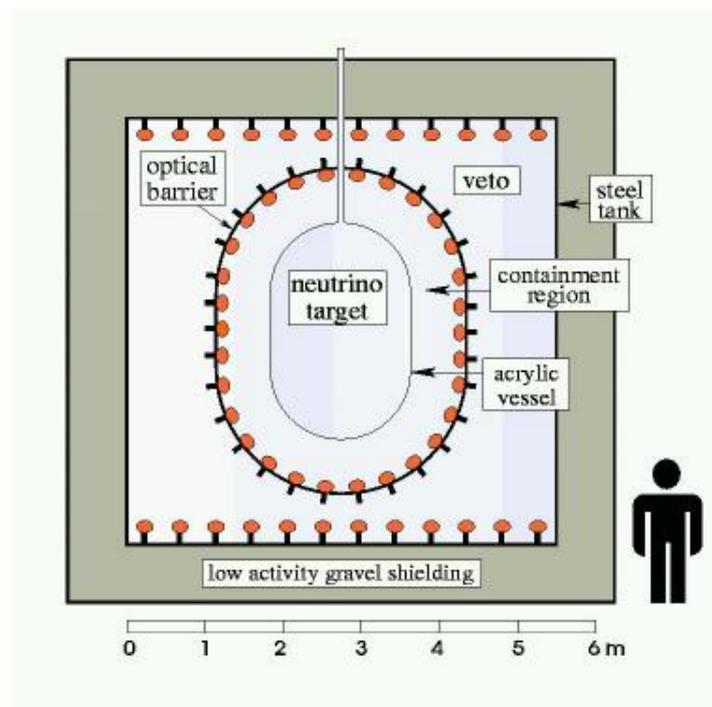


Figura 2.4: Estrutura do detector do experimento CHOOZ, retirado de [47].

A tomada de dados do experimento CHOOZ, foi iniciada quando os reatores da usina nuclear de Chooz ainda não estavam funcionando, possibilitando assim, um estudo mais detalhado sobre o ruído local, estudo que mais tarde, foi de grande importância no processo de separação da relação sinal/ruído. Os dados foram obtidos durante o período de março de 97 à julho de 98 e seus resultados não mostraram evidências de oscilações de neutrinos, como pode ser visto pelo gráfico mostrado na figura 2.5. Entretanto, os resultados foram muito importantes, pois colocaram um limite superior para o ângulo de mistura θ_{13} ².

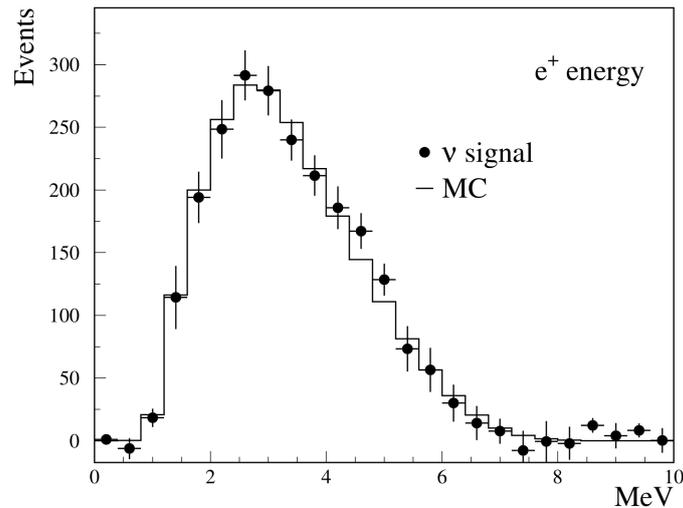


Figura 2.5: Espectro de antineutrinos esperado para o caso de não ocorrer oscilação, sobreposto pelo espectro medido no experimento CHOOZ em função da energia do pósitron, retirado de [46].

Palo Verde

O experimento Palo Verde [48], foi construído na estação de geração nuclear de Palo Verde no Arizona, que possui três reatores nucleares idênticos, com uma potência total de 11.6 GW. O detector consiste em 66 tanques de acrílico repletos de cintilador líquido dopados com Gadolínio, com uma massa total de 11 toneladas, colocado a uma distância de 890 m de dois reatores e a 750 m do terceiro reator.

Os resultados deste experimento, mostraram uma razão entre o fluxo de antineutrinos detectados e esperados de aproximadamente 1, resultado esperado para o caso de não ocorrer oscilação de neutrinos. Embora os resultados deste experimento não apontem diretamente

²Ângulo de mistura entre os sabores do neutrino do elétron e o neutrino do tau, o último ângulo de mistura entre os sabores de neutrinos que ainda se encontra em aberto.

para oscilação de neutrinos, o experimento foi muito importante, pois possibilitou a criação de novas técnicas e métodos a serem futuramente utilizadas na física de neutrinos de reatores.

KamLAND

O experimento KamLAND [43][44], está situado a uma profundidade de 2.700 me, em um laboratório subterrâneo na mina Kamioka no Japão. Este experimento, utiliza como fonte de antineutrinos, 53 reatores nucleares distribuídos em todo o Japão, onde apenas aproximadamente 2% se encontra na Coreia do Sul e menos que 1% em outras localidades. A figura 2.6 mostra a localização dos reatores.



Figura 2.6: Localização dos reatores que emitem antineutrinos para o experimento KamLAND.

O detector consiste em um volume de 1.200 m^3 de cintilador líquido puro, contidos em um balão esférico de 13 m de diâmetro, colocado no interior de uma casca esférica de aço de 18 m de diâmetro coberta por 1.879 fotomultiplicadoras que visualizam o balão esférico. A região entre as duas esferas é preenchida com óleo mineral não cintilante e a região entre a casca esférica e a superfície cilíndrica externa é preenchida com água, tendo assim, a função de um detector

cherenkov, funcionando como veto para o ruído de fundo provenientes dos múons cósmicos, o esboço do detector é mostrado na figura 2.7.

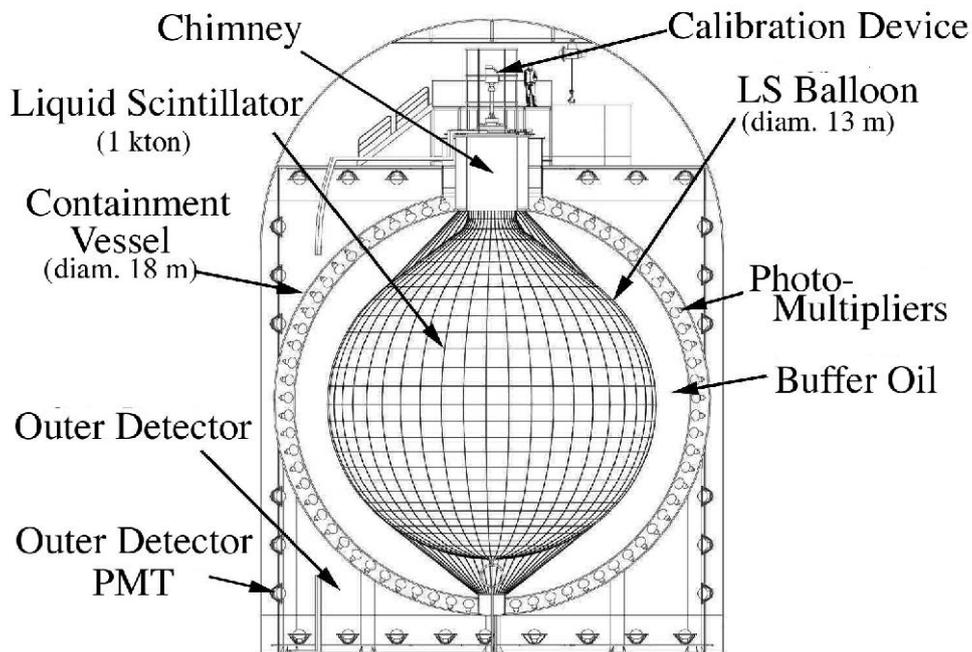


Figura 2.7: Esboço do detector do experimento KamLAND.

Como podemos ver no gráfico mostrado nas figura 2.8, 2.9 e 2.10, os resultados obtidos pelo experimento KamLAND, foram consistentes com a oscilação de neutrinos solares, abrindo assim, várias possibilidades para estudos sobre a oscilação de neutrinos.

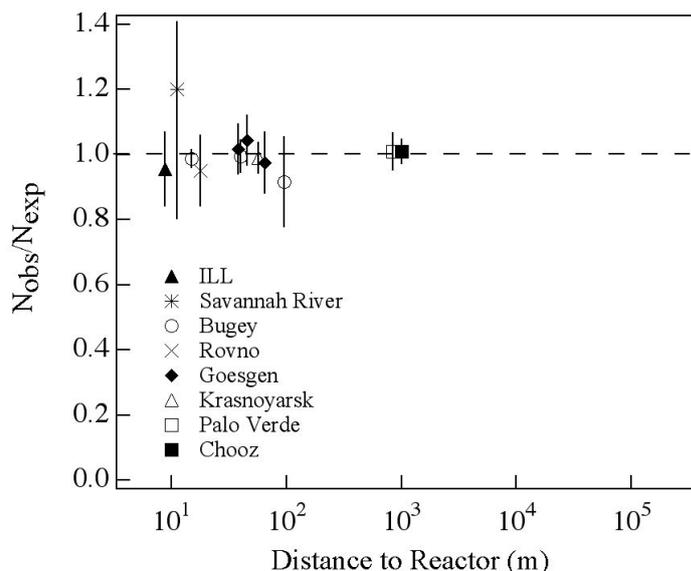


Figura 2.8: Razão entre o fluxo de antineutrinos observado e esperado em função da distância reator-fonte, para experimento anteriores a KamLAND, retirado da referência [49].

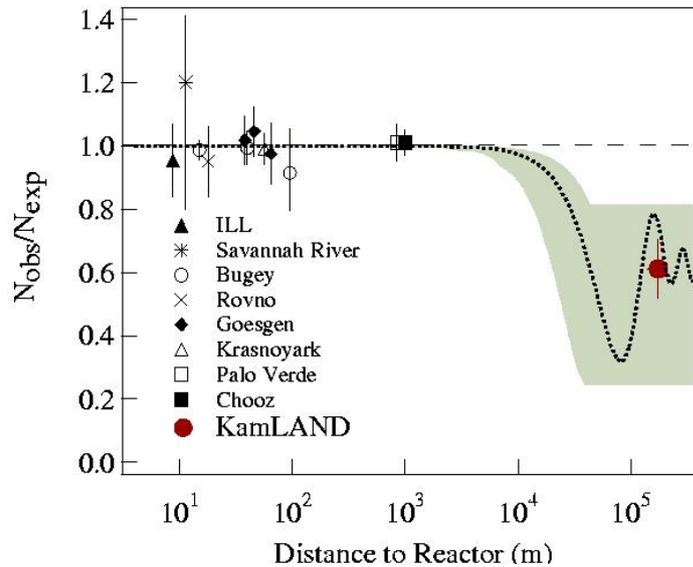


Figura 2.9: Razão entre o fluxo de antineutrinos observado e esperado em função da distância reator-fonte, com a inclusão do experimento KamLAND, retirado da referência [49].

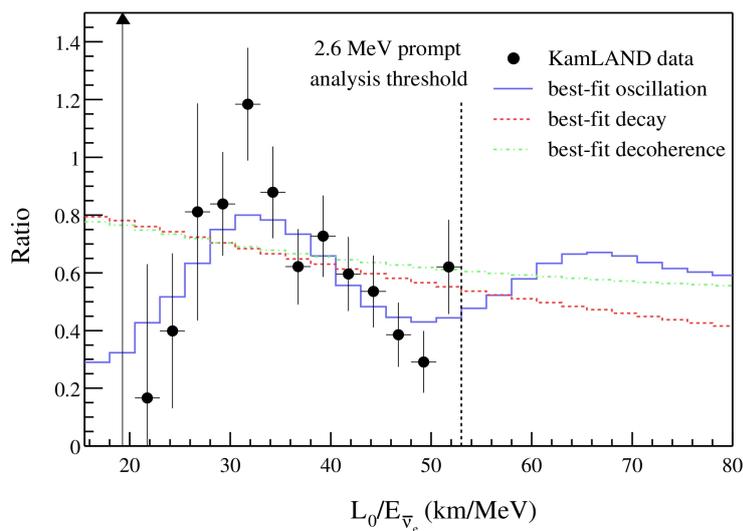


Figura 2.10: Razão entre o espectro de antineutrinos observado e esperado para o caso de não haver oscilação em função da L_0/E , retirado da referência [44].

Através das relações entre o fluxo de antineutrinos observado e o esperado antes e depois do experimento KamLAND mostrados nos gráficos acima, podemos notar claramente a grande importância deste experimento entre os demais experimentos de neutrinos de reatores nucleares. Os resultados de KamLAND mostraram uma razão < 1 entre o fluxo de antineutrinos esperado e observado, evidências do comportamento oscilatório pode ser visto no gráfico mostrado na figura 2.9 mostrada acima.

Double CHOOZ

O experimento Double CHOOZ [50], é uma nova versão do experimento CHOOZ, criada com o objetivo de estudar os fenômenos de oscilação de neutrinos, com a intenção de melhorar a sensibilidade na medida do valor do ângulo de mistura θ_{13} , colocando assim, um valor não nulo para o valor de θ_{13} , dentro de um intervalo maior que o fornecido pelo experimento CHOOZ.

O experimento emprega dois detectores idênticos, um colocado próximo do reator, situado a uma distância de 400 m e outro colocado mais distante do reator, situado a uma distância de 1.05 Km dos núcleos dos reatores da usina nuclear de Chooz.

Este experimento, possui entre outras colaborações, a colaboração do grupo brasileiro responsável pelo projeto Neutrinos Angra e também será utilizado para aplicação na verificação de itens de salvaguardas nucleares. Desta forma, esta nova versão do experimento CHOOZ, fará estudos para compreender de que forma o espectro dos antineutrinos detectados, podem fornecer informações sobre a composição isotópica do combustível nuclear, juntamente com estudos sobre o monitoramento da potência térmica e dos estados "on" (ligado) e "off" (desligado) dos reatores da usina nuclear de Chooz. Estes estudos, serão feitos pelo detector colocado próximo do reator nuclear e serão utilizados pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) na possibilidade de aplicação dessa técnica para verificação do Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares (TNP), enquanto o detector colocado mais distante do reator, estará a procura de evidências de oscilações de neutrinos.

O uso de dois detectores, possibilita a eliminação dos erros sistemáticos envolvidos no conhecimento do fluxo do reator e da seção de choque da interação antineutrino próton. No presente momento, o experimento Double CHOOZ está funcionando apenas com o detector distante do reator, o detector mais próximo do reator ainda se encontra em fase de construção.

Capítulo 3

Neutrinos de Reatores Nucleares

Neste capítulo, apresentamos detalhadamente o processo de geração de antineutrinos eletrônicos ($\bar{\nu}_e$) em um reator nuclear. Assim, discutiremos como a energia que está armazenada nos núcleos dos átomos, definida como energia nuclear, é transformada em energia térmica, utilizada para a geração da energia elétrica produzida por uma usina nuclear. Através deste processo, sendo de fato, uma das principais motivações deste estudo, mostraremos como ocorre a produção dos antineutrinos eletrônicos produzidos por reatores nucleares.

3.1 Reatores nucleares

Os reatores nucleares, são câmaras de resfriamento blindadas contra radiação, contruídas dentro do complexo das usinas nucleares, onde é feito o controle das reações nucleares para geração de energia elétrica e produção de materias fissionáveis, os quais são utilizados para pesquisas científicas, produção de armamentos nucleares, propulsão de submarinos e satélites artificiais.

As usinas nucleares, utilizam a energia armazenada nos núcleos dos isótopos radiativos contidos no combustível nuclear, para gerar energia térmica e conseqüentemente energia elétrica. Existem hoje, inúmeras usinas nucleares distribuídas em todo o mundo, a figura 3.1 mostra a disttibuição de complexos de usinas nucleares para geração de energia no mundo, segundo dados da INSC (Centro de Segurança Nuclear Internacional) [51].

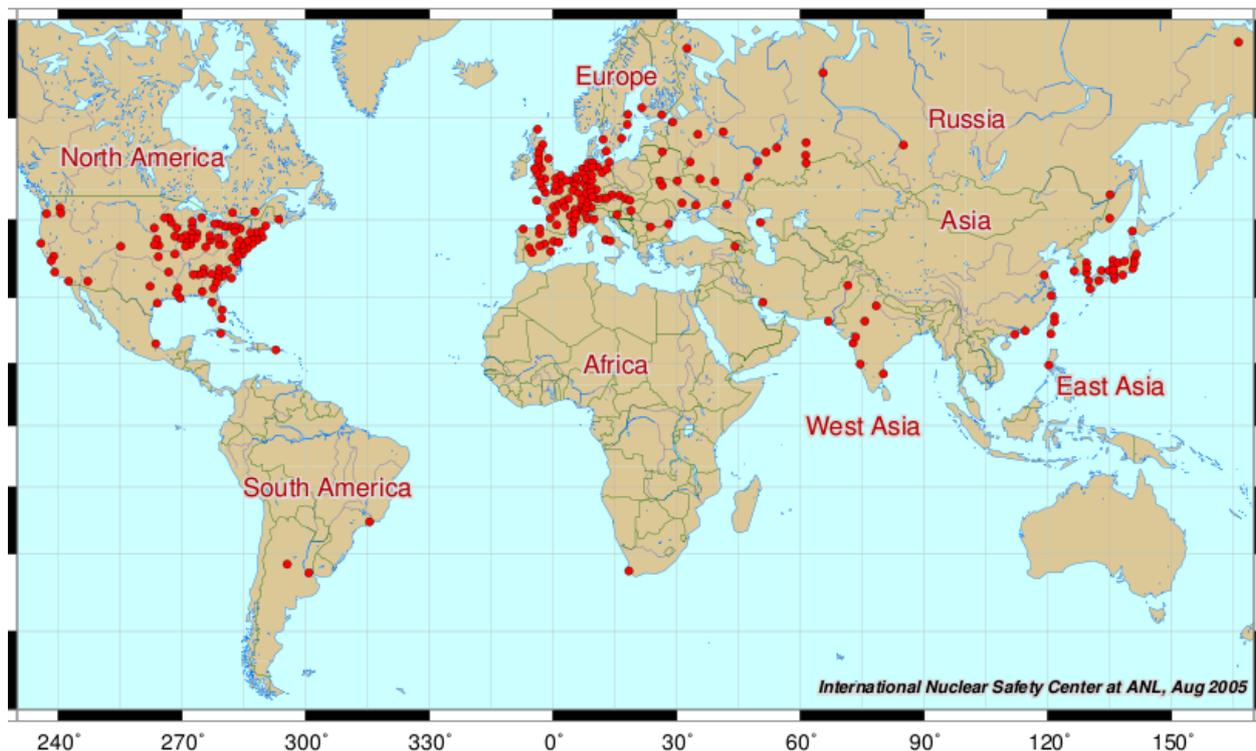


Figura 3.1: Mapa da INSC (Centro de Segurança Nuclear Internacional) com os complexos de usinas de energia nuclear em todo o Mundo.

A utilização da energia armazenada nos núcleos dos isótopos radiativos, é possível pelo fato do núcleo de um átomo possuir massa total, diferente da soma das massas dos seus constituintes. Assim, considerando o núcleo do átomo de hélio, o qual é formado por dois prótons e dois neutrons, podemos evidenciar a diferença entre a massa total do núcleo e a soma das massas dos seus constituintes isolados.

$$M_{He} = 3728,75 \text{ MeV} \quad (3.1)$$

$$m_p = 938,27 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

$$m_n = 939,57 \text{ MeV} \quad (3.3)$$

$$2m_p + 2m_n = 3755,68 \text{ MeV} \quad (3.4)$$

Como podemos ver, nas equações (3.1), (3.2), (3.3) e (3.4) mostradas acima, temos uma diferença de massa, que corresponde a uma diferença de energia $\Delta E = 26.93 \text{ MeV}$. Esta diferença

de energia, chamada de energia de ligação do núcleo, a qual é armazenada no núcleo pelo potencial de interação, é responsável por manter os constituintes do núcleo atômico unidos. A energia de ligação será liberada na união dos seus constituintes, caso o núcleo seja mais leve que eles. Se o núcleo for mais pesado que seus constituintes, será preciso fornecer uma energia igual a energia de ligação para que seja possível fazer a união dos seus constituintes.

Dessa forma, a energia armazenada nos núcleos dos átomos podem ser liberadas através dos decaimentos radiativos ocorridos na fissão nuclear, quando o núcleo de um átomo instável é quebrado dividindo-se em outros núcleos mais leves e na fusão nuclear, quando dois ou mais núcleos atômicos se juntam formando um núcleo mais pesado.

O combustível nuclear que gera energia no núcleo do reator é formado por aproximadamente (3 a 4)% de ^{235}U e a maior parte do combustível é formada de ^{238}U , onde o ^{235}U é a principal componente das reações nucleares que geram energia no reator nuclear. O ^{235}U , constitui apenas uma pequena parte do urânio encontrado na natureza, a maior parte é constituída pelo ^{238}U . Portanto, é necessário aumentar a concentração de ^{235}U no combustível nuclear, para manter as reações em cadeia, este processo é chamado de enriquecimento isotópico do urânio.

Dessa forma, a energia elétrica produzida nas usinas nucleares é retirada do núcleo dos átomos de urânio que constituem o combustível nuclear. A energia é retirada através do processo de fissão dos núcleos do ^{235}U do combustível nuclear, onde um neutron do meio é absorvido pelo núcleo de ^{235}U , formando um núcleo de ^{236}U , que também sofre o processo de fissão nuclear, liberando nêutrons e dividindo-se em outros núcleos mais leves, que por sua vez, contém mais neutrons do que o necessário para sua estabilidade. Assim, estes núcleos para atingirem a estabilidade, entram em processos de decaimento β , ou seja, um neutron se decompõe em um próton, emitindo um elétron e um antineutrino do elétron ($\bar{\nu}_e$). Estes mesmos nêutrons, liberados pela fissão do ^{236}U , são reutilizados para serem absorvidos por outros núcleos de ^{235}U , dando continuidade a fissão, este processo é chamado de reação em cadeia.

Os nêutrons liberados na fissão do ^{236}U , também são reutilizados para produzirem um elemento que não é encontrado na natureza, o ^{239}Pu (plutônio), este elemento faz o mesmo papel do ^{235}U no combustível nuclear e também pode ser utilizado para construção de artefatos nucleares. Como acabamos de descrever acima, o combustível nuclear é queimado gradativamente através dos processos de fissão, alterando assim, a contribuição de cada um dos elementos físséis na produção de energia nas usinas nucleares, este processo, chamado de "burn-up" pode ser visto mais detalhadamente na figura 3.2.

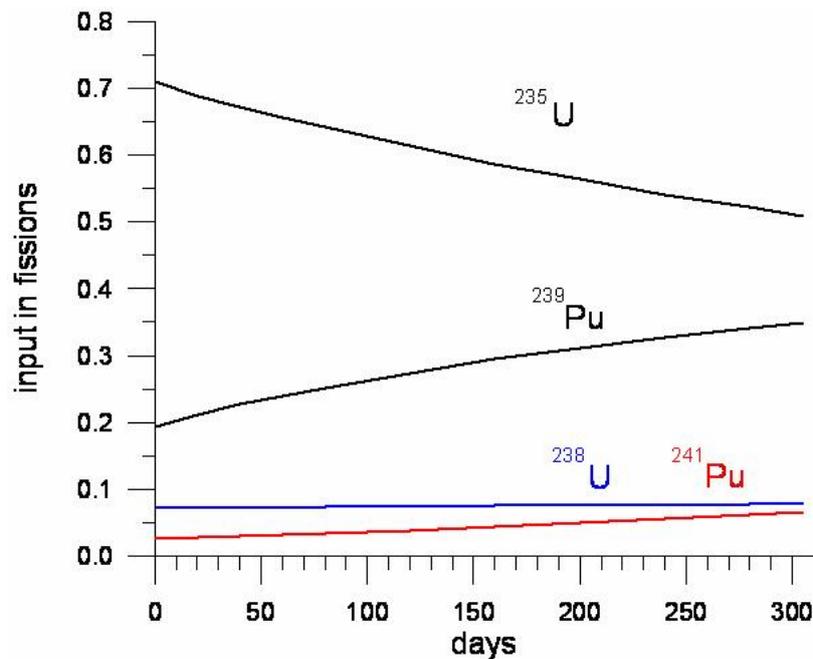


Figura 3.2: Evolução temporal da contribuição dos elementos físséis do combustível nuclear.

Como podemos notar, no gráfico mostrado pela figura 3.2, a evolução temporal da contribuição de cada um dos isótopos presentes no combustível nuclear, são diferentes e apresentam mudanças de comportamento em determinados intervalos de energia. Desta forma, como os antineutrinos provenientes de um reator nuclear, são gerados através do processo de decaimento β que ocorre durante o processo de fissão dos isótopos, a evolução temporal dos isótopos do combustível nuclear, causaria mudanças no número de antineutrinos gerados com o passar do tempo. Indicando assim, possibilidades de medir modificações com o passar do tempo no número de antineutrinos gerados, com o objetivo de evidenciar os efeitos causados pela queima do combustível nuclear.

3.2 Eventos de antineutrinos

Como foi descrito na seção anterior, os núcleos formados pela fissão nuclear dos isótopos radiativos contidos no combustível nuclear, são instáveis e para atingirem a estabilidade, entram em processo de decaimento β , emitindo um elétron e um antineutrino eletrônico. Assim, os núcleos filhos da fissão dos isótopos radiativos do combustível nuclear, são os principais responsáveis pela geração dos antineutrinos que podem ser detectados nas redondezas do complexo nuclear.

Os principais isótopos responsáveis pela produção de antineutrinos em uma usina nuclear, como por exemplo a usina nuclear Angra II, são basicamente os isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu , onde cada um deles possui probabilidades diferentes para formação dos núcleos filhos de

sua fissão. O espectro de neutrinos e a taxa percentual de núcleos filhos formados de cada um dos isótopos, são mostrados nas figuras 3.3 e 3.4 respectivamente.

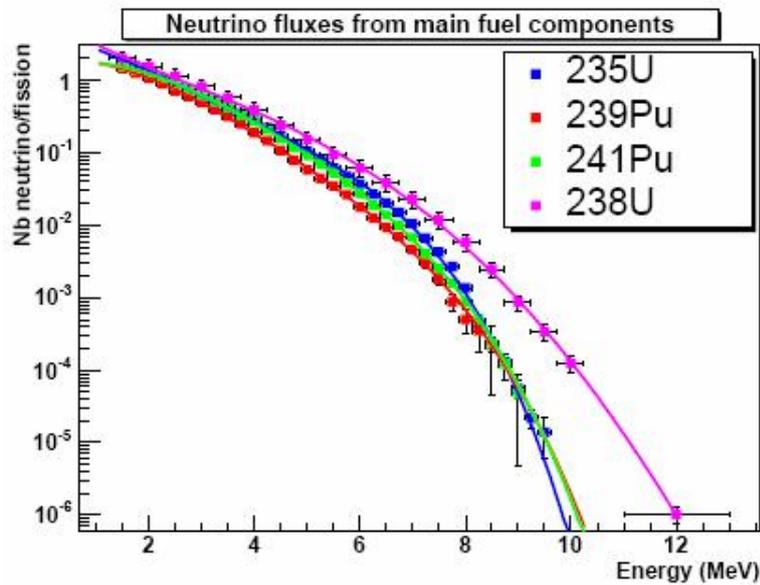


Figura 3.3: Espectro de energia de antineutrinos dos principais isótopos do combustível nuclear, calculado para o ^{238}U e medido para os demais isótopos, retirado da referência [45].

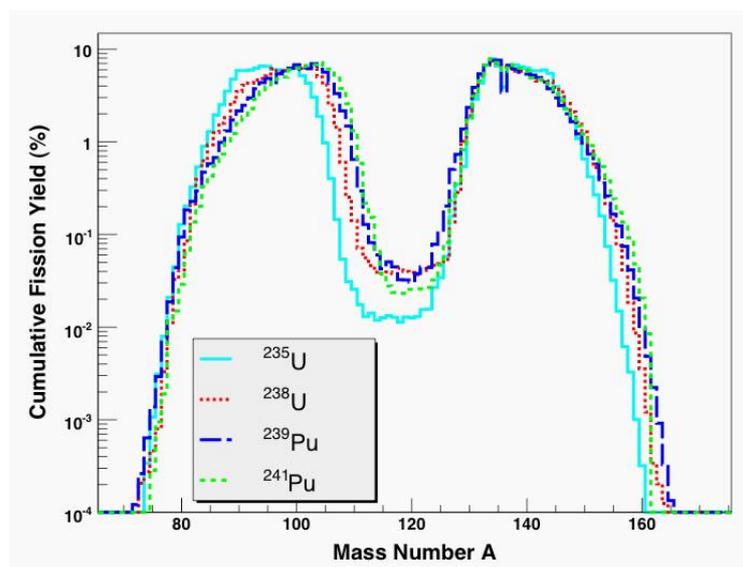


Figura 3.4: Taxa percentual dos núcleos filhos formados após a fissão dos isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu .

Como podemos notar, no gráfico mostrado na figura 3.4, um número muito grande de elementos são formados no decorrer da queima do combustível nuclear, através da fissão dos seus isótopos. Devido a este motivo, e também pelo fato de que estes elementos podem ter uma

vida média muito pequena, o entendimento de cada processo, juntamente com a contribuição de cada um deles na geração de antineutrinos, se torna extremamente difícil.

3.2.1 Fluxo de antineutrinos

Diante das dificuldades citadas no parágrafo anterior, para conseguirmos entender cada processo de geração de antineutrinos, prevendo assim, o fluxo de antineutrinos no detector, utilizamos uma parametrização fenomenológica de dados experimentais, proposta por P. Huber e T. Schwetz [52]. A equação (3.5) mostra a parametrização matemática que descreve o fluxo de antineutrinos.

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{K_l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right) \quad (3.5)$$

Onde $\phi_l(E_\nu)$ é o fluxo de antineutrinos emitido pelo isótopo l em unidades de antineutrinos por fissão por energia, a_{kl} são os coeficientes encontrados que melhor ajustam a função e K_l é o grau do polinômio.

3.2.2 Número de eventos de antineutrinos

O número de eventos de antineutrinos, pode ser calculado através de uma expressão que depende de $\phi_l(E_\nu)$, descrita anteriormente na seção 3.2.1 e mostrada na equação (3.5), envolvendo as características do detector e da fonte emissora de antineutrinos, neste caso, o reator nuclear. Assim, conhecendo a composição do combustível nuclear, o número de pósitrons provenientes da reação de decaimento β -inverso, que registram a assinatura do sinal dos antineutrinos no detector, podem ser calculados para um tempo de medição T qualquer, em um dado *bin* (intervalo) de energia do pósitron, por:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \sum_l N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu) \quad (3.6)$$

Onde N_l^{fis} é o número de fissões por segundo do isótopo l , $R_i(E_\nu)$ é a função resposta do detector para o intervalo i (incluindo resolução em energia e a eficiência), $\sigma(E_\nu)$ é a seção de choque da reação de decaimento β -inverso, n_p é o número de prótons presentes no alvo do detector e L é a distância detector-fonte.

Como podemos notar, a equação (3.6) relaciona o número de eventos de antineutrinos detectados, com grandezas físicas ligadas ao reator nuclear e com algumas características do detector. Desta forma, descreveremos na próxima seção, de que forma é realizada a utilização

da detecção direta dos antineutrinos para o monitoramento da potência térmica do reator nuclear. Mostrando também, a possibilidade de obter informações sobre a composição isotópica do combustível nuclear, através da forma do espectro dos antineutrinos detectados.

3.3 Monitoramento de reatores nucleares

As ideias iniciais para aplicação da física de antineutrinos, surgiram na década de 70. Inicialmente, a proposta sugerida foi a do monitoramento do estado "on/off" (ligado e desligado) de reatores nucleares, ou seja, através dos dados obtidos com medidas do fluxo de antineutrinos detectados nas proximidades do complexo nuclear, determinar se o reator nuclear está ou não funcionando. De fato, quando o reator é desligado, as reações nucleares em cadeia cessam juntamente com a produção dos elementos responsáveis pela emissão dos antineutrinos, através do decaimento β . Desta forma, o fluxo de antineutrinos medido no detector seria diretamente afetado, causando assim, uma diminuição no número de antineutrinos detectados. O estado "on/off" de dois reatores é mostrado nas figuras 3.5 e 3.6, através de medidas do número de eventos do sinal do pósitron, realizadas no experimento CHOOZ, retirada da referencia [54] e pela coleta de dados por hora do detector instalado na usina de San Onofre [55], respectivamente.

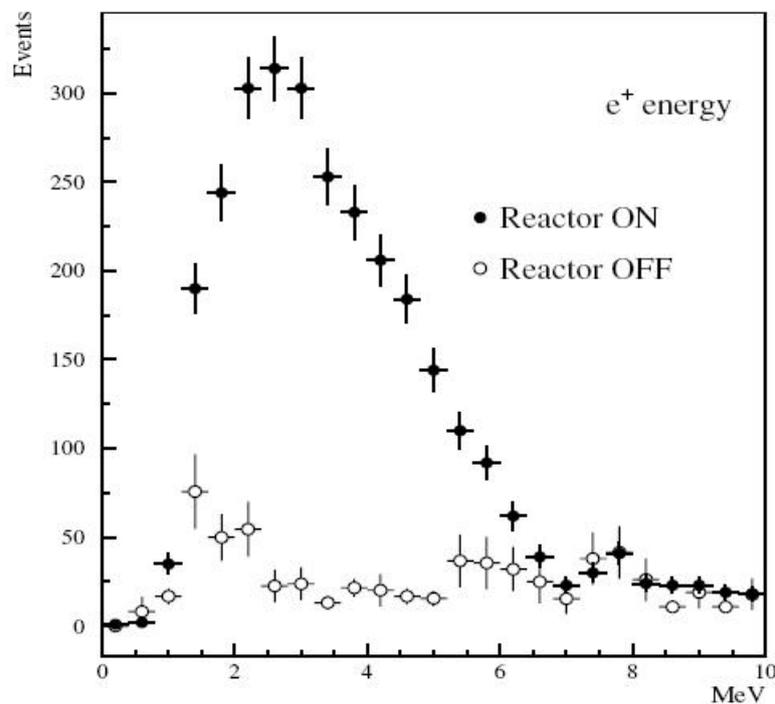


Figura 3.5: Número de eventos de pósitron com o reator de Chooz ligado e desligado.

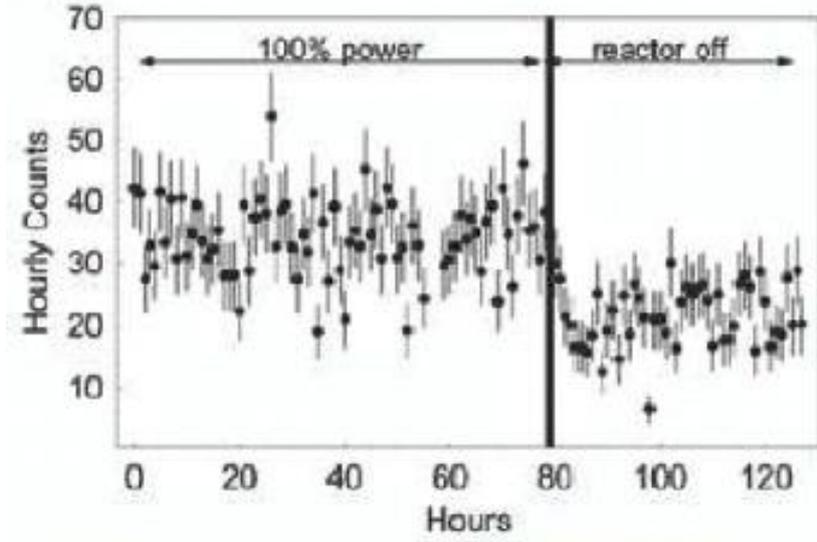


Figura 3.6: Monitoramento horário da contagem de antineutrinos com reator nuclear ligado e desligado.

Como podemos ver, as figuras 3.5 e 3.6 nos mostram sem sombra de dúvidas uma grande diminuição no número de antineutrinos detectados quando o reator nuclear está no estado "off" (desligado), em comparação ao estado "on" (ligado). Portanto, com apenas algumas horas de detecção é possível constatar se o reator nuclear está funcionando ou não.

A possibilidade da utilização da detecção direta dos antineutrinos para monitoramento da potência térmica de um reator nuclear, foi apresentada em 1977 por L. Mikaelyan [56], sustentando também, que a forma do espectro dos antineutrinos poderia fornecer informações importantes sobre a composição isotópica do combustível nuclear. De fato, a potência térmica do reator nuclear P_{ter} pode ser expressa em termos do número de fissões por segundo e da energia liberada por fissão de cada isótopo do combustível nuclear [52], como:

$$P_{ter} = \sum_l N_l^{fis} E_l \quad (3.7)$$

Onde N_l^{fis} é o número de fissões por segundo do isótopo l e E_l é a energia liberada por fissão do isótopo l . Desta forma, podemos definir a contribuição relativa do elemento l para a potência térmica total f_l como:

$$f_l = \frac{N_l^{fis} E_l}{P_{ter}} \quad (3.8)$$

Assim, utilizando a equação (3.8), podemos reescrever o número de fissões por segundo do isótopo l em termos de P_{ter} , E_l e f_l como:

$$N_l^{fis} = \frac{P_{ter} f_l}{E_l} \quad (3.9)$$

Desta forma, podemos substituir o resultado encontrado na equação (3.9) na equação (3.6), reescrevendo assim, a equação (3.6) também em termos de P_{ter} , E_l e f_l , para obtermos:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} P_{ter} \sum_l \frac{f_l}{E_l} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu) \quad (3.10)$$

Tomando valores médios para determinados parâmetros da equação (3.10), podemos encontrar uma expressão mais simples que relaciona o número de eventos de antineutrinos no detector com a energia liberada pelo reator, que é dada por:

$$N_{\bar{\nu}} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19}} \frac{n_p \varepsilon P_{ter} \bar{\sigma}_f}{4\pi L^2 \bar{E}_f} \quad (3.11)$$

Onde \bar{E}_f é a energia média liberada por fissão de cada isótopo, $\bar{\sigma}_f$ é a média da seção de choque da reação de decaimento β -inverso, P_{ter} é a potência térmica do reator, n_p é o número de prótons presentes no alvo do detector e L a distância detector-fonte.

Durante o funcionamento de reatores comerciais, a potência térmica do reator é mantida constante, independente das taxas de fissão de cada isótopo. Assim, apenas as grandezas físicas \bar{E}_f e $\bar{\sigma}_f$, não se mantêm constante na equação (3.11). Desta forma, como a energia liberada em cada fissão e a seção de choque da reação dependem de cada isótopo, podemos reescrever a equação (3.11) de uma forma muito mais simples, que é dada por:

$$N_{\bar{\nu}} = \gamma(1 + k(t))P_{ter} \quad (3.12)$$

Onde γ é uma constante escrita em função de todos os termos que não variam com o tempo e $k(t)$ varia com o tempo e depende da composição do combustível nuclear, descrevendo assim, mudanças no espectro de antineutrinos de acordo com as evoluções ocorridas devido a queima do combustível nuclear.

Como foi descrito acima, é possível utilizar a detecção direta dos antineutrinos provenientes de um reator nuclear, para fazer o monitoramento de sua potência, sabendo exatamente quando o reator está ou não funcionando e para obter informações sobre a composição isotópica do

combustível nuclear, através da mudança na forma do espectro dos antineutrinos detectados. Esta técnica é considerada muito importante, pois na maioria das usinas nucleares existentes no mundo, a única forma de acesso ao combustível nuclear é desligando o reator, o que cessaria as reações em cadeia provocando uma diminuição no fluxo de antineutrinos detectados, que alertaria os responsáveis pelo monitoramento, caso a parada do reator nuclear não fosse oficial.

Desta forma, como o processo de monitoramento é feito em tempo real, como foi mostrada pela figura 3.6 e podendo ser controlado remotamente de forma não intrusiva, esta técnica se tornou muito bem vista pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), que é o órgão responsável pela verificação do Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares (TNP), que visa utilizar o monitoramento de reatores nucleares para aplicação na verificação de itens de salvaguardas nucleares.

Capítulo 4

O Projeto Neutrinos Angra

Em 2004, a procura pela medida precisa do ângulo de mistura θ_{13} , o último dos ângulos de mistura entre os sabores de neutrinos ainda não conhecido, provocou o surgimento de colaborações internacionais, com o objetivo de construir experimentos que fossem capazes de medir com precisão o valor do ângulo de mistura θ_{13} . A indicação do Brasil como candidato a um experimento deste porte, foi sugerida pelo fato de que o complexo nuclear de Angra dos Reis, localizado no Rio de Janeiro, era umas das possibilidades viáveis para este tipo de experimento, devido a potência térmica de 4 GW do reator e a geografia da região se mostrar muito favorável. De fato, o complexo nuclear de Angra dos Reis está localizado a 1,5 Km do pico do Morro do Frade, com 700 m de altura, que poderia oferecer uma blindagem natural contra o ruído de fundo provocado pela radiação cósmica, para um detector subterrâneo colocado em um túnel sob o pico do Morro. Reduzindo assim, os erros sistemáticos provocados por este tipo radiação.

No entanto, o projeto Neutrinos Angra não prosseguiu com seus objetivos iniciais [57], os quais foram modificados devido ao fato de que as colaborações internacionais que se formaram, direcionaram seus recursos financeiros principalmente para o experimento Double CHOOZ na França, que já possuía experiência e recursos financeiros adquiridos com o experimento CHOOZ e para os experimentos Daya Bay na China e Reno na Coreia do Sul e também pelo fato de que a construção de um poço no complexo de Angra não ter sido autorizada. Desta forma, o projeto Neutrinos Angra passou a ter como objetivos principais, o monitoramento de reatores nucleares através da detecção direta dos antineutrinos, com uma precisão da ordem de 3% na potência do reator e a determinação da composição isotópica do combustível nuclear, através da espectroscopia de antineutrinos [52], operando apenas com um detector situado próximo do reator nuclear. Além disso, devido à medidas de seguranças ditadas pela empresa responsável pela construção e operação das usinas nucleares construídas no Brasil, a Eletronuclear, o desenho inicial do detector do Projeto Neutrinos Angra teve que ser modificado com a proibição

do uso de cintilador líquido. Assim, tendo em vista as restrições impostas pela Eletronuclear, optou-se por um detector que operasse na superfície e que seu alvo fosse constituído de água, baseado na técnica de detecção de radiação Cherenkov em água. Assim, o uso de cintiladores como alvo foi descartado, pois são substâncias inflamáveis, o que colocaria em risco a estrutura externa do reator em caso de alguma explosão. Foi descartada também, a possibilidade de construir um detector que operasse em um laboratório subterrâneo próximo ao reator, devido a existência de superestruturas, como por exemplo o sistema de refrigeração do reator. Com isso, a colaboração do projeto Neutrinos Angra, adotou um projeto muito desafiador, que terá um detector Cherenkov com uma tonelada de água operando em um recipiente situado acima do solo. O principal desafio será superar o grande ruído de fundo proveniente dos raios cósmicos, que poderá mascarar o sinal das interações dos antineutrinos.

Apresentaremos neste capítulo as principais características do projeto Neutrinos Angra e consequentemente mostraremos como é feito o processo de detecção dos antineutrinos.

4.1 O detector de antineutrinos

A detecção dos antineutrinos é feita através do registro dos sinais deixados pelo pósitron e pelo nêutron, partículas resultantes da interação dos antineutrinos com os prótons contidos no alvo do detector, interação conhecida como reação de decaimento β -inverso, mostrada na equação (4.1). A assinatura dessa interação é fornecida pela coincidência dupla dos sinais deixados por essas partículas ao interagirem com o alvo do detector.



O primeiro sinal é gerado pela radiação emitida pelo pósitron ao atravessar a água contida no alvo do detector, seguido do segundo sinal proveniente da captura do nêutron pelo Gadolínio contido na água, em um intervalo de tempo da ordem de $30 \mu s$, tempo médio de termalização do nêutron. A energia dos antineutrinos é obtida da relação mostrada na equação (4.2), onde E_{e^+} é a energia do pósitron e ΔM_{pn} é diferença de massa entre o próton e o nêutron.

$$E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + \Delta M_{pn} \quad (4.2)$$

Devido à medidas de segurança e prioridades ditadas pela Eletronuclear, o desenho do detector de antineutrinos do projeto Neutrinos Angra, apresenta um detector Cherenkov com alvo a base de água, que utiliza uma técnica baseada na emissão de radiação, causada pelos pósitrons

ao atravessarem a água contida no alvo do detector, chamada de radiação Cherenkov [58][59]. A localização do detector será de aproximadamente 25 m do núcleo do reator nuclear Angra II e será operado em um laboratório na superfície. O detector consiste basicamente em um conjunto de três subsistemas:

- i) **o detector central:** blindagem interna de nêutrons de 25 cm de espessura, onde serão distribuídas 40 PMTs Hamamatsu R5912, 16 na face superior, 16 na face inferior e 4 em cada face lateral. Esta blindagem constitui um volume que começa na base da PMT e termina no fotocatodo e está situada ao redor do volume central de 1 tonelada, onde ambos os volumes são preenchidos com água contendo uma concentração de 0.1% de Gadolínio. Para esta concentração de Gadolínio na água, o tempo de captura do nêutron diminui para aproximadamente $30 \mu\text{s}$, realçando o sinal do nêutron devido à maior energia dos raios gama proveniente da de-excitação do Gadolínio, somando aproximadamente 8 MeV de energia. Assim, com um volume central de 1 m^3 é esperado uma taxa de aproximadamente $5,3 \times 10^3$ interações por dia, considerando um reator nuclear de 4 GW de potência. A figura 4.1, mostra o esboço do detector central, onde podemos ver todas as especificações citadas acima.

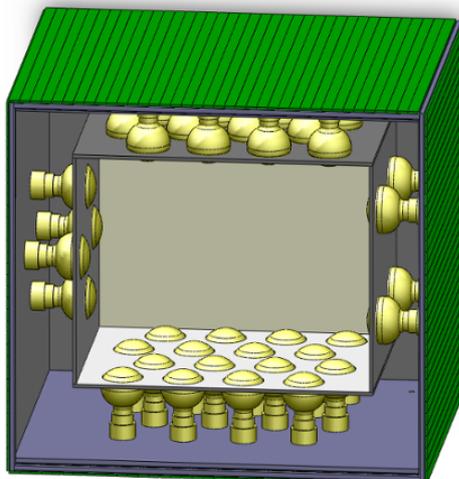


Figura 4.1: Esboço do detector central.

- ii) **a blindagem externa:** blindagem de 30 cm de espessura usada para proteger a parte mais interna contra o ruído causado pelos nêutrons cósmicos e pelo ruído externo de baixa energia, como a radiação natural. Consiste em tanques de água, utilizada para absorver nêutrons.
- iii) **o veto de múons:** subsistema colocado na camada mais externa do detector, atuando como veto de múons cósmicos com uma eficiência mínima de 98%. Consiste em placas de

cintilador plástico, onde o sinal é coletado através de fibras ópticas do tipo (WLS) lidas por PMTs multi-anodo, que deslocam a luz U.V para a faixa do visível.

4.2 Status do experimento

O experimento Neutrinos Angra está em processo de construção, a concepção e a elaboração das especificações dos componentes já estão em sua fase final. Em setembro de 2008, depois de um acordo firmado com a Eletronuclear, foi obtida a autorização para instalar um contêiner para ser utilizado como laboratório de neutrinos. O contêiner foi colocado a cerca de 25 m do núcleo do reator nuclear Angra II e pode ser visto pela foto do local mostrada na figura 4.3. Devido as exigências da Eletronuclear, o detector de antineutrinos juntamente com o laboratório que fará sua operação, não poderá ser localizado no sub-solo, o que irá aumentar muito o ruído de fundo causado pelos raios cósmicos, o que é considerado um dos maiores desafios deste projeto.



Figura 4.2: Contêiner instalado a cerca de 25 m do núcleo do reator nuclear de Angra II.

É importante notar, que para definir o desenho final do detector Cherenkov do projeto Neutrinos Angra que apresente todas as especificações, como por exemplo: geometria interna e externa, concentração de Gadolínio no alvo do volume central e a distribuição das PMTs nas faces do detector central, foram testadas várias configurações. Para isso, foram feitas simulações com diferentes tipos de geometria, concentração de Gadolínio e distribuição de PMTs. Assim, diversos resultados foram apresentado em junho de 2011, no encontro da colaboração em Juíz de Fora para a definição do desenho final do detector.

4.3 Número esperado de eventos de antineutrinos

Como descrito na seção 4.1, a detecção dos antineutrinos é feita por meio do decaimento β -inverso, que tem um pósitron e um nêutron como resultantes da interação. Assim, podemos obter o número de eventos de antineutrinos esperado para o experimento Neutrinos Angra, calculando o número de pósitrons registrados no detector em um tempo T qualquer, em um dado *bin* (intervalo) de energia do pósitron, através da equação (4.3) já descrita no capítulo anterior, na seção 3.3.

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \sum_l N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu) \quad (4.3)$$

Onde N_l^{fis} é o número de fissões por segundo do isótopo l , $R_i(E_\nu)$ é a função resposta do detector para o intervalo i (incluindo resolução em energia e a eficiência), $\sigma(E_\nu)$ é a seção de choque da reação de decaimento β -inverso, n_p é o número de prótons presentes no alvo do detector e L é a distância detector-fonte.

Porém, para obtermos uma estimativa mais simples, também baseada na potência térmica do reator nuclear e na distância detector fonte, podemos utilizar uma expressão que nos fornece a taxa de contagem de eventos de antineutrinos $R_{\bar{\nu}}$, utilizando alguns valores médios e grandezas físicas. A taxa de contagem $R_{\bar{\nu}}$ é dada pela equação (4.4). Para isso, levamos em consideração a composição isotópica média do combustível nuclear do reator durante o seu ciclo: ^{235}U (55,6%), ^{239}Pu (32,6%), ^{238}U (7,1%) e ^{241}Pu (4,7%).

$$R_{\bar{\nu}} = \frac{N_f \langle \sigma \rangle_f n_p}{4\pi L^2} \quad (4.4)$$

Onde N_f é a taxa de fissões no reator, dada pela equação (4.5) e $\langle \sigma \rangle_f$ é a seção de choque média por fissão, dada pela equação (4.6).

$$N_f = 6,241 \times 10^{18} s^{-1} \frac{P_{ter}[MW]}{\bar{E}_f[MeV]} \quad (4.5)$$

$$\langle \sigma \rangle_f = 5,825 \times 10^{-47} m^2 / \text{fissão} \quad (4.6)$$

Onde $P_{ter}[MW]$ é a potência térmica do reator em MW e $\bar{E}_f[MeV]$ é a energia média liberada por cada fissão.

Assim, considerando o reator nuclear Angra II, que tem uma potência térmica de 4 GW, teremos uma energia média liberada por cada fissão $\bar{E}_f [MeV] = 203,78$ MeV e para um detector de antineutrinos com um alvo de uma tonelada de água, teremos um número de prótons presente no alvo $n_p = 6,68 \times 10^{28}$ prótons.

Desta forma, a estimativa da média da taxa de contagem de eventos de antineutrinos por dia de detecção, esperada para um detector com as características citadas acima e situado a uma distância de 25 m do núcleo do reator nuclear Angra II, pode ser calculada através da equação (4.4). O resultado deste cálculo é mostrado pela equação abaixo:

$$R_{\bar{\nu}} = 5.244 \text{ eventos/dia} = 0.06 \text{ Hz} \quad (4.7)$$

4.4 Ruído de fundo

O maior desafio deste experimento, consiste em operar um detector de antineutrinos situado em um laboratório na superfície a nível do mar. Assim, teremos que superar um grande ruído de fundo induzido pelos raios cósmicos, que consiste principalmente de múons, fótons, elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons e píons. O ruído mais relevante, devido aos múons da radiação cósmica ao colidirem com a blindagem do detector podem produzir nêutrons de espalação, que podem ser capturados pelo Gadolínio, deixando assim, um sinal semelhante ao do nêutron secundário da interação do antineutrino. Dessa forma, quando um múon interagir com a blindagem do detector, produzindo nêutrons por espalação e os sinais deixados por essas duas partículas estiverem dentro de uma determinada janela de tempo e com uma certa energia, essa coincidência será confundido com um genuíno evento de antineutrino. Além disso, a radiatividade natural presente no ambiente possui elementos que podem sofrer decaimento β emitindo um antineutrino e um elétron, esse antineutrino, dependendo de sua energia poderá ser detectado como um evento proveniente do reator Angra II.

Uma análise mais profunda sobre o ruído devido aos raios cósmicos e a radiatividade natural, poderá ser feita durante o período de um mês quando o reator nuclear Angra II é desligado para fazer a manutenção do maquinário e troca do combustível nuclear. Através destas análises, podemos identificar melhor os eventos e o espectro de energia devido ao ruído.

Capítulo 5

Simulações

As ferramentas computacionais, são muito utilizadas no âmbito da física experimental. A utilização não se restringe aos experimentos relacionados à física de altas energias, mas também aos experimentos relacionados às diversas áreas da física experimental. Desde a fase de projeto até a fase final do experimento, é necessário o desenvolvimento de simulações computacionais. A partir dessas simulações, podemos obter resultados prévios que nos auxiliam na escolha do material a ser utilizado e na seleção da combinação de configurações de materiais e geometria mais adequada para o experimento.

Nesse trabalho, A simulação do detector do projeto Neutrinos Angra, foi desenvolvida em um ambiente Linux, utilizando-se os pacotes Geant4 [60] e ROOT [61] em uma linguagem de programação orientada a objetos baseado em C++.

O Geant4

O Geant4 é um software bastante difundido na física de altas energias, utilizado para simulações e análise de interações de partículas com a matéria, seus processos físicos e sua detecção. É uma ferramenta computacional muito poderosa, que permite simular a resposta do detector a passagem de partículas e otimizar sua configuração. Foi desenvolvido pelo Centro Europeu de Pesquisas Nucleares – CERN, os primeiros a utilizar a estruturação em C++, linguagem de programação orientada a objetos.

O ROOT

O ROOT também é uma ferramenta computacional muito poderosa, utilizada em diversas áreas da física experimental. É um pacote de ferramentas de cálculo para análise de dados, desenvolvido pelo CERN e estruturado na linguagem de programação orientada a objeto baseada em C++. Suas ferramentas são muito utilizadas para análises estatística sofisticadas, cálculo

diferencial, integral e numérico, possuindo várias opções de utilização: geração de distribuições aleatórias, histogramas, gráficos de funções de dados em 2 e 3 dimensões, ajuste de curvas e distribuições de pontos discretos e outras.

5.1 Simulação do detector

A simulação da resposta do detector foi desenvolvida, utilizando a geração de luz Cherenkov devido a passagens de partículas relativísticas na água. O detector adotado nessa simulação, possui a geometria de um paralelepípedo com as seguintes dimensões: 2,2 m de altura, 2,6 m de comprimento e 2,2 m de largura. Este volume foi dividido em três partes: uma blindagem de 30 cm de espessura na parte mais externa, seguido de uma caixa de aço de 43 mm de espessura e um volume central preenchido com água dopada com Gadolínio, a absorção da água adotada foi retirada dos dados do gráfico mostrado pela figura 5.1 e o índice de refração adotado foi de 1,33.

Para efeitos de comparação entre materiais, a simulação foi realizada de duas formas, ambas de acordo com as especificações citadas acima: na primeira vez, simulamos dois detectores com blindagens diferentes; polietileno e água, utilizando uma concentração de Gadolínio no volume central de 1% em massa, na segunda vez, simulamos um detector utilizando a blindagem de água, pelo fato da água ter se mostrado mais eficiente na primeira simulação. Utilizamos dessa vez, duas concentrações de Gadolínio no volume central, 0,1% e 0,5% em massa. O estudo de diferentes concentrações de Gadolínio no alvo, permite estimar o tempo de termalização e captura dos nêutrons produzidos no decaimento β -inverso, possibilitando assim, a escolha do intervalo de tempo mais adequado para o "trigger" entre o sinal "prompt" do pósitron e o sinal "delayed" do nêutron.

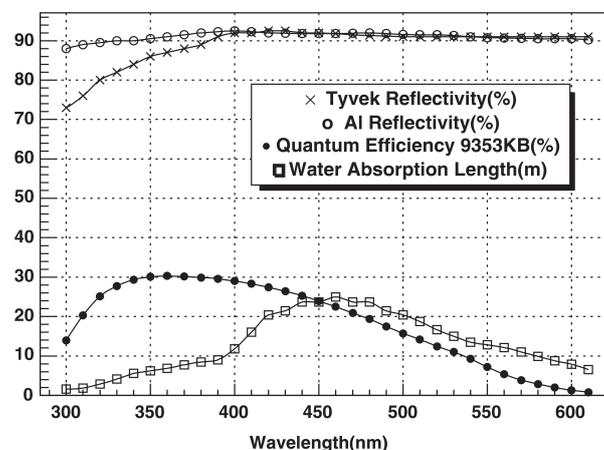


Figura 5.1: Curva de absorção da água utilizada na simulação em função do comprimento de onda, retirado de [62].

O volume central está dividido em dois sub-volumes, ambos preenchidos com água dopada com Gadolínio: uma região de 55 *cm* de espessura, que funciona como uma blindagem adicional que vai da base da PMT até o fotocampo na interface onde as mesmas estão situadas e por fim, o volume considerado como alvo. A parte considerada como alvo do detector possui as seguintes dimensões: 1,2 *m* de altura, 1,5 *m* de comprimento e 0,9 *m* de largura. Implementamos 40 PMTs nas faces internas do volume central para fazer a visualização do alvo, proporcionando assim, uma cobertura da ordem de 20% da área interna do alvo. Utilizamos na simulação a PMT Hamamatsu R5912 [63], modelo que será utilizada no experimento, sensíveis para fótons no intervalo entre 300 *nm* e 550 *nm*, com uma eficiência média de 15%. A figura 5.2, mostra a curva de eficiência quântica da PMT Hamamatsu R5912. Adotamos 95% de refletividade e 5% de absorção para as faces internas do volume central.

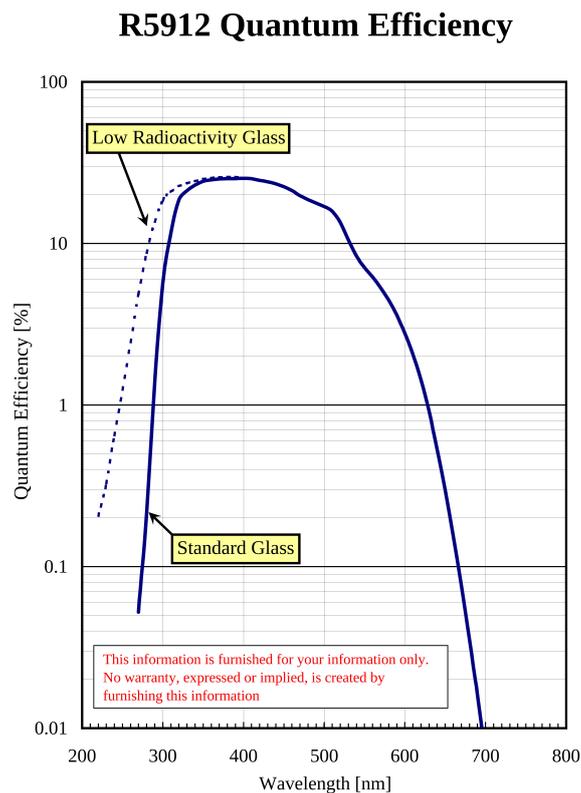


Figura 5.2: Curva de eficiência quântica utilizada na simulação em função do comprimento de onda da luz, retirado de [63].

As PMTs foram distribuídas da seguinte forma: 16 na face superior, 16 na face inferior e 4 em cada face lateral. A figura 5.3 mostra dois desenhos ilustrativos do detector adotado

na simulação. Com essas configurações, descontando a volume do alvo ocupado pelas PMTs, conseguimos um volume fiducial (alvo) de aproximadamente 1 m^3 .

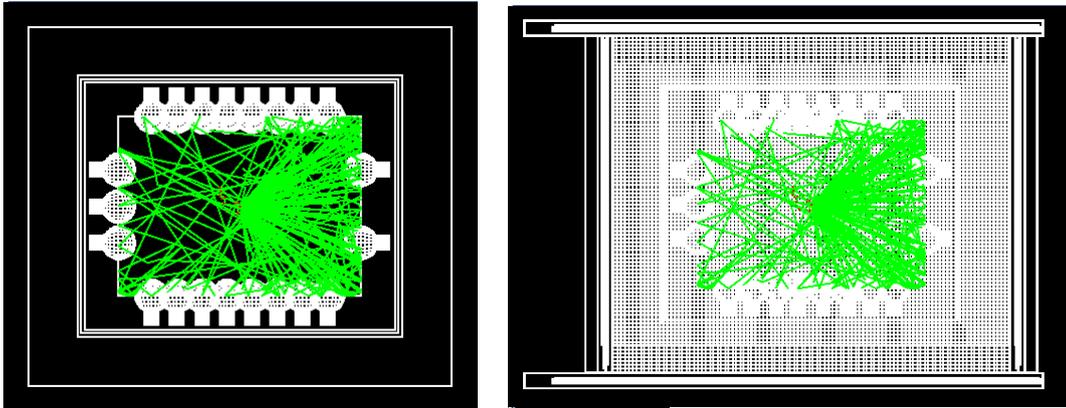


Figura 5.3: Desenhos ilustrativos da blindagem de nêutrons e do volume central do detector, ilustrando a propagação da luz emitida pela passagem de um pósitron pelo alvo do detector.

5.2 Simulação de antineutrinos

A simulação dos eventos de antineutrinos, consiste na geração de pósitrons e nêutrons provenientes do decaimento β -inverso devido a interação dos antineutrinos produzidos pelo reator com prótons do alvo do detector. O processo foi desenvolvida levando em conta a distribuição de energia do fluxo de antineutrinos dos principais componentes do combustível nuclear de um reator, ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu [64]. A assinatura da interação dos antineutrinos é fornecida pela coincidência dupla dos sinais deixados primeiramente pelo pósitron ao atravessar o alvo e seguido pela captura do nêutron pelo Gadolínio contido na água do alvo.

Dessa forma, primeiramente simulamos 10.000 eventos de pósitrons e nêutrons em arquivos individuais, que nos permite analisar individualmente cada um deles. Em seguida, simulamos as duas partículas em um mesmo arquivo, que nos permite analisar a coincidência dupla entre os dois sinais dentro de uma determinada janela de tempo. Através dessa simulação, observamos a distribuição de foto-elétrons (P.E) de pósitrons e nêutrons mostrada nas figuras 5.4 e 5.5.

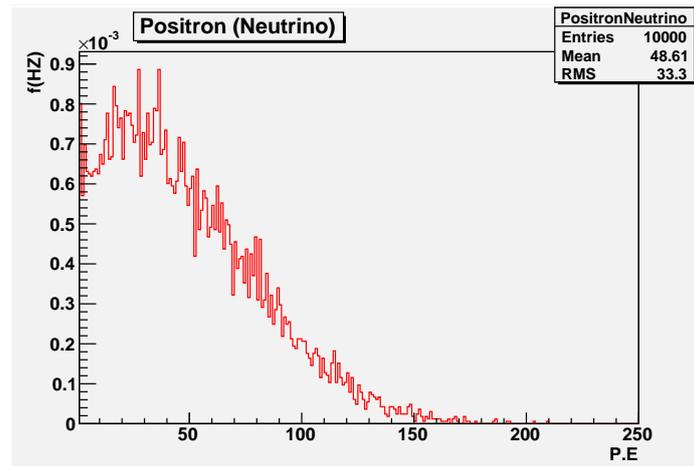


Figura 5.4: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de pósitrons do decaimento β -inverso.

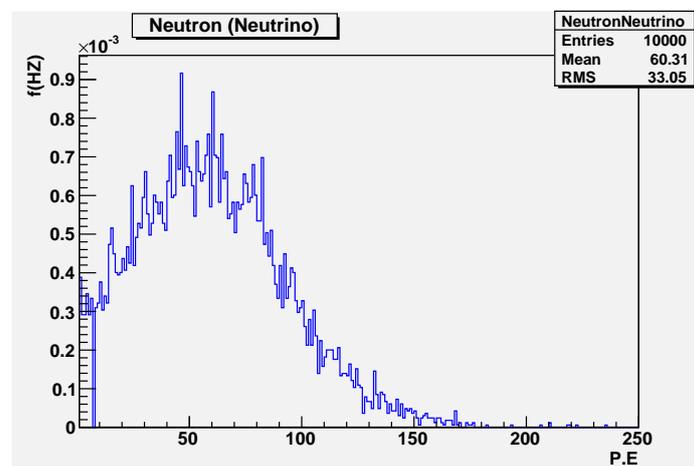


Figura 5.5: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de nêutrons do decaimento β -inverso.

Fazendo a integral das distribuições acima, obtemos as frequências de pósitrons e nêutrons detectados pelas PMTs em qualquer região do espectro de foto-elétrons, o que possibilita estimar a frequência de interação dos antineutrinos antes e depois de qualquer corte de energia. Esse resultado é mostrado na tabela 5.1.

Partículas	Pósitrons	Nêutrons
Eventos simulados	10.000	10.000
Eventos detectados	10.000	10.000
Frequência (HZ)	$0,060 \pm 0,001$	$0,060 \pm 0,001$
Eventos detectados c/ energia entre 10-200 P.E	8.833	9.248
Frequência (HZ) c/ energia entre 10-200 P.E	$0,050 \pm 0,001$	$0,050 \pm 0,001$
Eficiência perdida (%)	12	8

Tabela 5.1: Análise dos eventos de pósitrons e nêutrons provenientes do decaimento β -inverso.

O resultado mostrado na tabela 5.1, está de acordo com a frequência de antineutrinos esperada calculada analiticamente, mostrado no capítulo anterior na seção 4.3 pela equação (4.6).

Como podemos notar nas figuras 5.4 e 5.5, os pósitrons e nêutrons provenientes da interação dos antineutrinos, depositam energia na região entre 0-250 foto-elétrons. Os pósitrons depositam em média 48 foto-elétrons e os nêutrons 60 foto-elétrons. Entretanto, como podemos ver na tabela 5.2, apenas 12% dos eventos de pósitrons e 8% dos eventos de nêutrons são perdidos se considerarmos apenas eventos com energia entre 10-200 fotoelétrons, possibilitando assim, a utilização de cortes de energia abaixo de 10 e acima de 200 foto-elétrons, o que eliminará uma grande parte do ruído cósmico sem perder quantidades significativas do sinal de antineutrinos. Dessa forma, somente eventos que depositem energia na região entre 10-200 foto-elétrons e que apresentem uma dupla coincidência de sinais dentro de uma determinada janela de tempo, serão considerados candidatos a eventos de antineutrinos. O limiar de energia em 10 foto-elétrons, possibilitará excluir o ruído de baixa energia e o ruído interno das PMTs, já o corte em energia acima de 200 foto-elétrons, possibilitará excluir o ruído devido as partículas com altas energias.

A figura 5.6 mostra a simulação de um evento de antineutrino, onde podemos ver a dupla coincidência dos sinais deixados pela passagem do pósitron, seguido pela captura do nêutron pelo Gadolínio.

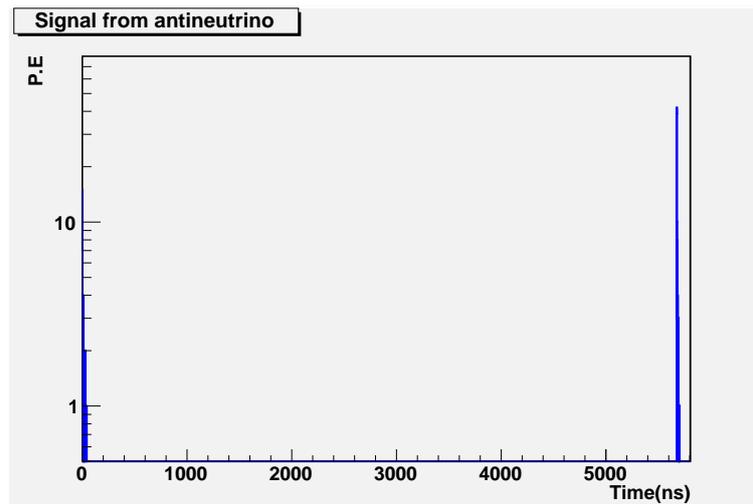


Figura 5.6: Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de antineutrino.

Na figura 5.6, o primeiro sinal é deixado pela passagem de um pósitron depositando 49 foto-elétrons e após um intervalo de tempo de $1,85 \mu\text{s}$, temos o segundo sinal deixado pela captura de um nêutron, depositando 156 foto-elétrons. Assim, qualquer tipo de evento com essas características, mesmo não proveniente da interação dos antineutrinos com o alvo, será confundido com um evento de antineutrino, ou seja, um falso sinal.

Uma outra forma de obter informações sobre os sinais deixados pela passagem do pósitron e pela captura do nêutron pelo Gadolínio, é através da distribuição temporal de eventos dessas partículas. Assim, podemos estimar a janela de tempo entre os dois sinais, para as três concentrações de Gadolínio utilizados nessa simulação. As figuras 5.7, 5.8 e 5.9 mostram respectivamente para concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% de Gadolínio do alvo do detector, a distribuição temporal dos eventos de nêutrons, provenientes da interação dos antineutrinos com o alvo do detector, onde adotamos como $t = 0$ o tempo do primeiro foto-elétron deixado pela passagem do pósitron, caracterizando assim, a janela de tempo entre os dois sinais.

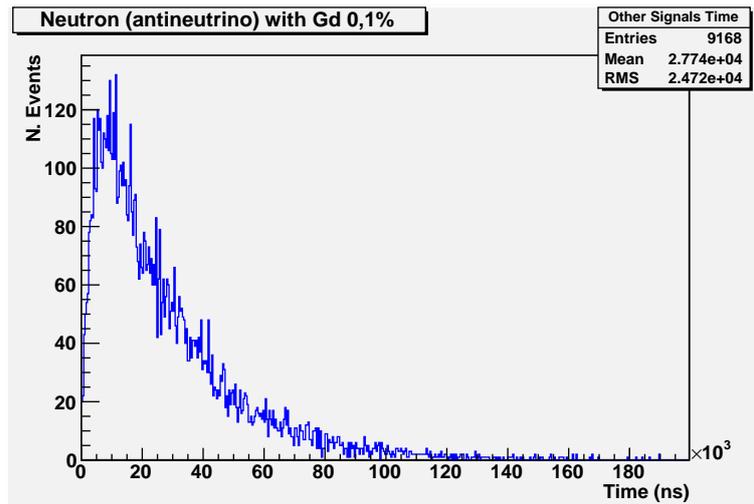


Figura 5.7: Distribuição temporal entre o sinal do pósitron "prompt" e o sinal do nêutron "delayed", para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 0,1% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 400 ns.

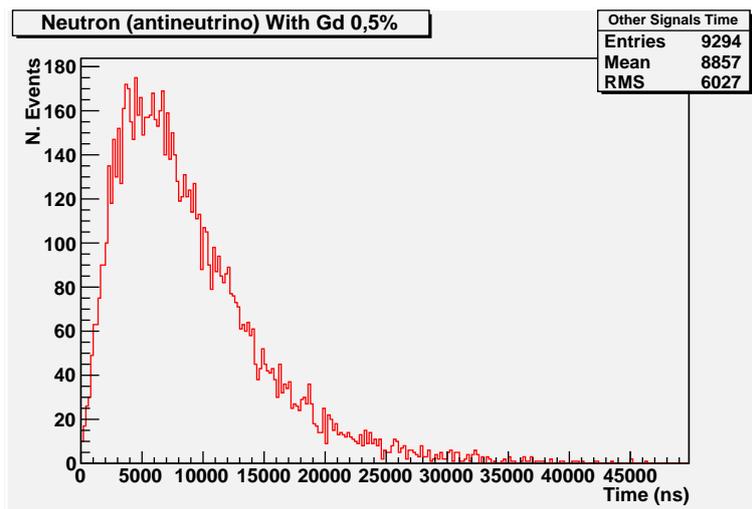


Figura 5.8: Distribuição temporal entre o sinal do pósitron "prompt" e o sinal do nêutron "delayed" para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 0,5% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 200 ns.

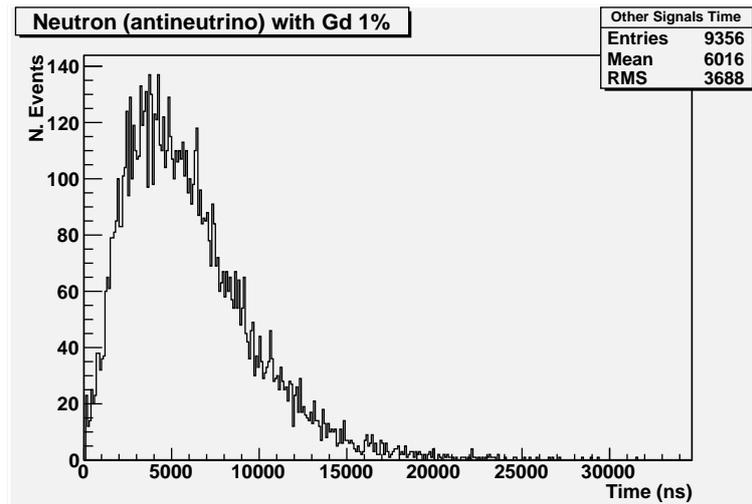


Figura 5.9: Distribuição temporal entre o sinal do pósitron ”prompt” e o sinal do nêutron ”delayed”, para 10.000 eventos de antineutrinos, utilizando uma concentração de 1% de Gadolínio no alvo, onde o eixo horizontal foi normalizado para 100 ns.

Nas figuras 5.7, 5.8 e 5.9, os nêutrons resultantes da interação dos antineutrinos com o alvo do detector, levam em média $28 \mu s$, $9 \mu s$ e $6 \mu s$ para serem capturados pelo Gadolínio respectivamente, para concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% em massa de Gadolínio no alvo do detector.

Uma outra forma de obter informações sobre os sinais deixados pela passagem do pósitron e pela captura do nêutron pelo Gadolínio, é através da distribuição temporal de foto-elétrons dessas partículas, este resultado é mostrado pelas figuras 5.10 e 5.11 para pósitrons e nêutrons simulados separadamente, ambas com uma concentração de 1% em massa de Gadolínio no Alvo.

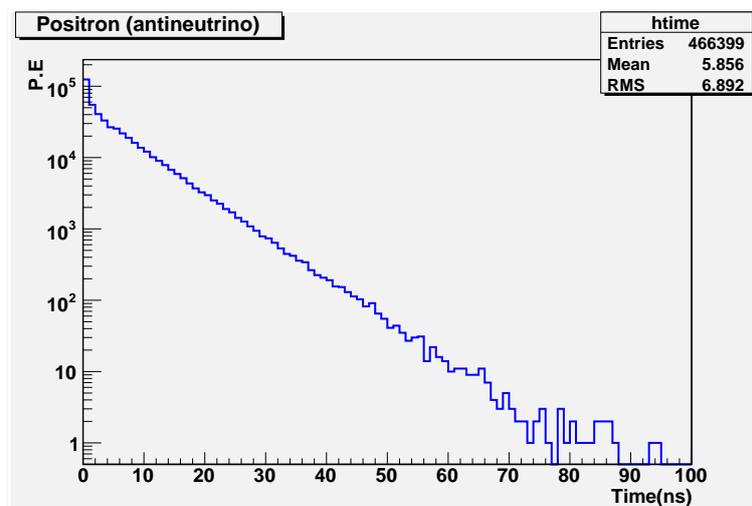


Figura 5.10: Distribuição de foto-elétrons por tempo para 10.000 eventos de pósitrons provenientes do decaimento β -inverso, para uma concentração de 1% em massa de Gadolínio no alvo.

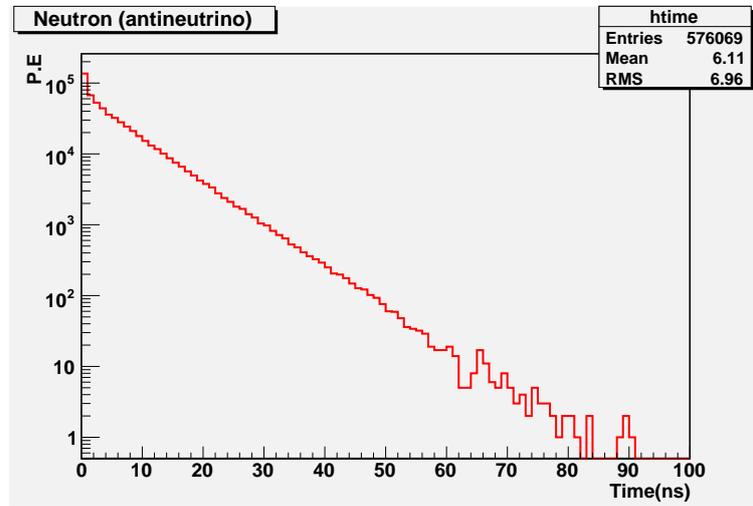


Figura 5.11: Distribuição de foto-elétrons por tempo para 10.000 eventos de nêutrons provenientes do decaimento β -inverso, para uma concentração de 1% em massa de Gadolínio no alvo.

A partir das distribuições mostradas pelas figuras 5.10 e 5.11 observamos que os fótons provenientes dos pósitrons e nêutrons levam em média um tempo de 6 ns até serem capturados pelas PMTs. Assim, como a velocidade da luz na água é 0,23 m/ns, os fótons percorrem em média uma distância de 1,4 m até serem capturados. Assim, a janela de tempo de aquisição de um sinal deve ser da ordem de 100 ns.

5.3 Simulação do ruído cósmico

O ruído proveniente dos raios cósmicos, será um dos maiores desafios do experimento Neutrinos Angra. De fato, o fluxo de partículas cósmicas a nível do mar, será a principal fonte de ruído para um experimento como este. Para estimar este ruído, simulamos 10.000 eventos para cada tipo de partícula presentes na radiação cósmica secundária que atinge a superfície da terra: fótons, elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons, píons e múons.

A simulação do ruído cósmico, foi desenvolvida definido uma superfície de 4m x 4m acima do detector. Nessa superfície, foram produzidos 10.000 eventos para cada uma das partículas citadas acima, com posições, ângulo de incidência e energias sorteadas aleatoriamente, segundo distribuições experimentais utilizadas.

O número de partículas a uma determinada altura h fixa, que atravessam uma determinada superfície por unidade de tempo em um elemento de ângulo sólido é dado por:

$$I(\theta, \phi) = \frac{dN}{dA dt d\Omega} \quad [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}] \quad (5.1)$$

A dependência com o ângulo zenital θ é dada por: $I(\theta) = I_v \cos^n(\theta)$, onde I_v é a intensidade vertical e o parâmetro n depende da energia da partícula e da altura atmosférica. Para excluirmos o fluxo de partículas vindo do solo, limitamos $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$.

A fluxo ϕ das partículas que atravessam uma determinada superfície, pode ser obtida integrando a equação (5.1):

$$\phi = \int_0^{\pi/2} I_v \cos^{n+1}(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (5.2)$$

onde θ é o ângulo zenital com a normal da superfície. Assim, obtemos o seguinte resultado:

$$\phi = \frac{\pi}{\frac{n}{2} + 1} I_v \quad (5.3)$$

Assim, a partir da equação (5.3) obtemos a frequência f das partículas que atravessam uma determinada superfície de área A , utilizada na simulação:

$$f = I_v A \quad (5.4)$$

5.3.1 Fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons

A simulação dos eventos de fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons, foi desenvolvida utilizando a compilação de dados experimentais [65] da intensidade de cada uma das partículas a nível do mar. Com exceção dos píons, onde utilizamos uma relação entre sua intensidade e a intensidade dos prótons mostrada na equação (5.5), a simulação foi realizada com fótons, elétrons e pósitrons com energias de até 10 GeV e com prótons e píons de até 100 GeV.

$$I_\pi = 0,03 \times I_p \times P \quad (5.5)$$

Onde I_π é a intensidade dos píons, I_p é a intensidade dos prótons e P o momento do pión, relação válida até 100 GeV.

Dessa forma, a partir dos dados experimentais e da relação mostrada acima, obtemos a intensidade vertical e utilizamos as equações (5.3) e (5.4) para determinar o fluxo e a frequência esperadas a nível do mar, para cada uma das partículas citadas acima, como mostra a tabela 5.2.

Partículas	Intensidade vertical ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	Fluxo ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Frequência (Hz/sr)
Fótons	12	15,08	$1,92 \times 10^6$
Elétrons	5,05	6,35	$8,08 \times 10^5$
Pósitrons	0,989	1,13	$1,44 \times 10^5$
Prótons	$1,31 \times 10^{-3}$	$1,65 \times 10^{-3}$	210
Píons	$2,5 \times 10^{-5}$	$3,14 \times 10^{-5}$	4

Tabela 5.2: Intensidade vertical, fluxo e frequência esperadas a nível do mar, para fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons.

Através dessa simulação, observamos o espectro de foto-elétrons provenientes de eventos de cada uma dessas partículas e analisamos o ruído deixado na região de 0-250 P.E.

Os espectros de foto-elétrons de fótons e pósitrons são mostrados nas figuras 5.12 e 5.13, onde o eixo horizontal foi normalizado para 100 P.E. O espectro dos elétrons, foi considerado desprezível para o número de eventos simulados.

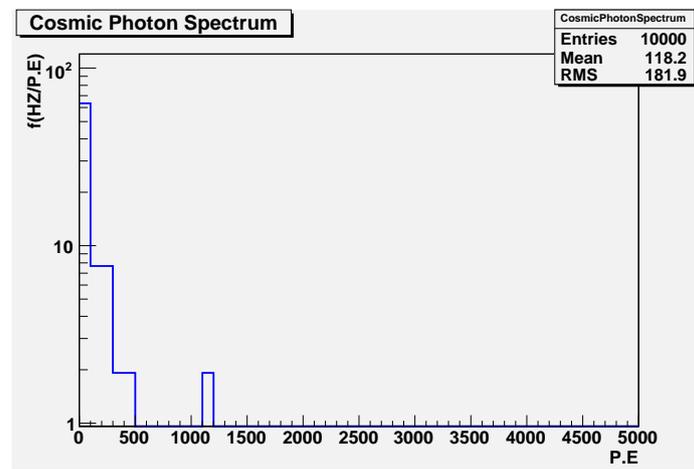


Figura 5.12: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de fótons.

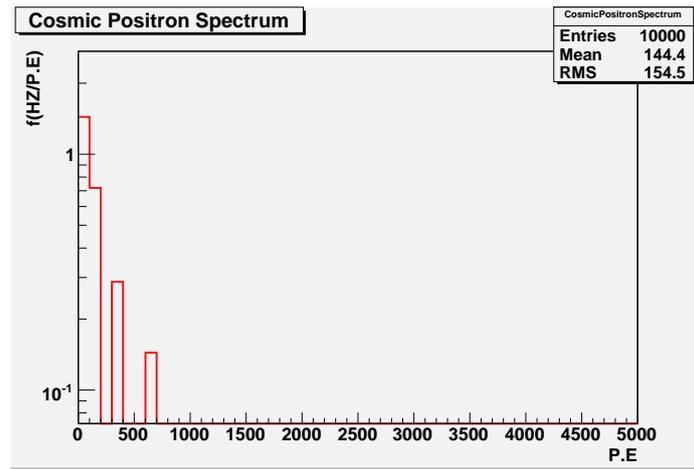


Figura 5.13: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de pósitrons.

A distribuição de foto-elétrons de fótons e pósitrons cósmicos na região de 0-250 P.E é mostrada na figura 5.14, onde o eixo horizontal foi normalizado para 5 P.E.

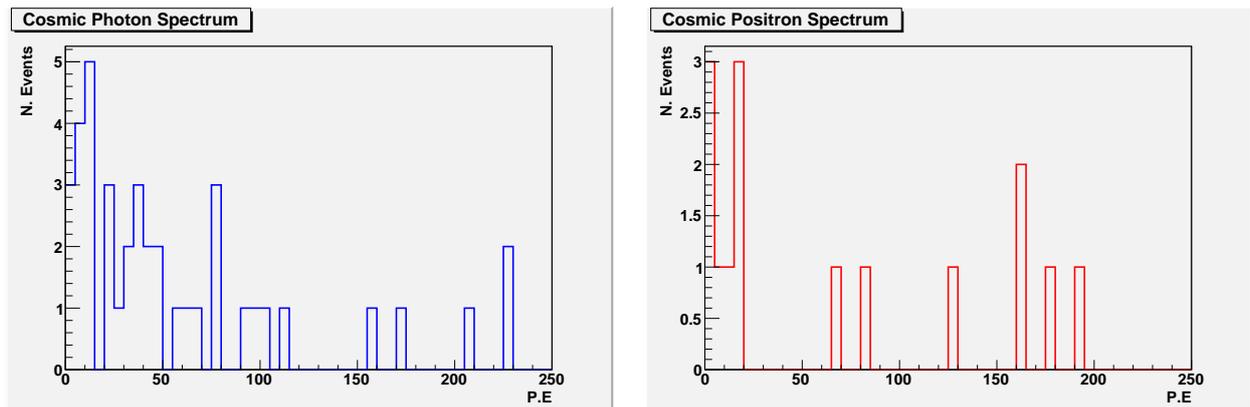


Figura 5.14: Distribuição de foto-elétrons por eventos de fótons (esquerda) e pósitrons (direita) na região de 0-250 P.E.

As distribuições de foto-elétrons dos prótons e píons são mostradas nas figuras 5.15 e 5.16, onde o eixo horizontal foi normalizado para 100 P.E.

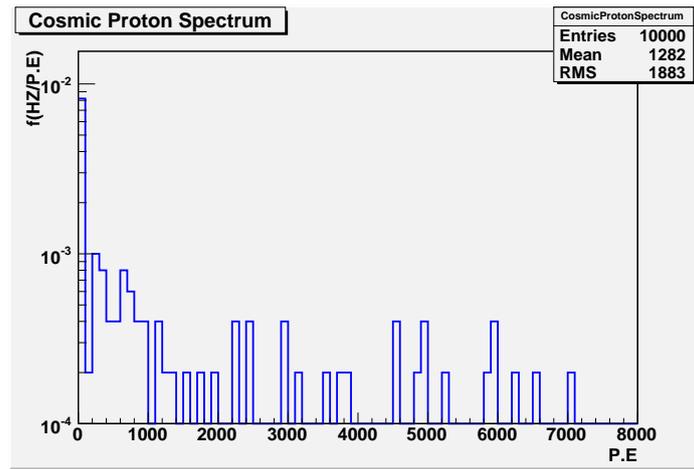


Figura 5.15: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de prótons.

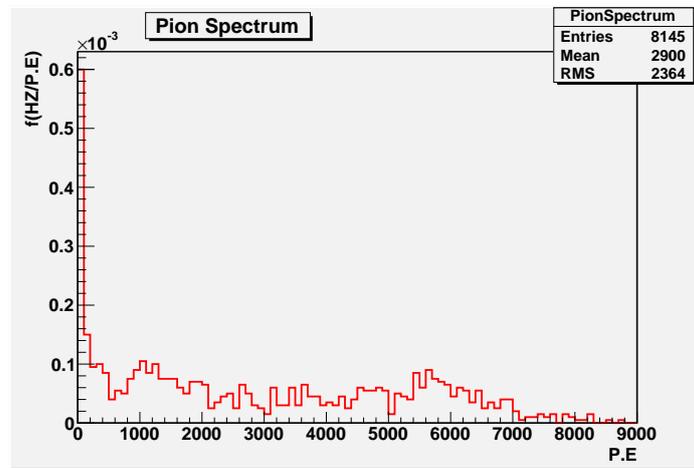


Figura 5.16: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de píons.

A distribuição de foto-elétrons de prótons e píons provenientes da radiação cósmica na região de 0-250 P.E é mostrada na figura 5.17, onde o eixo horizontal foi normalizado para 5 P.E.

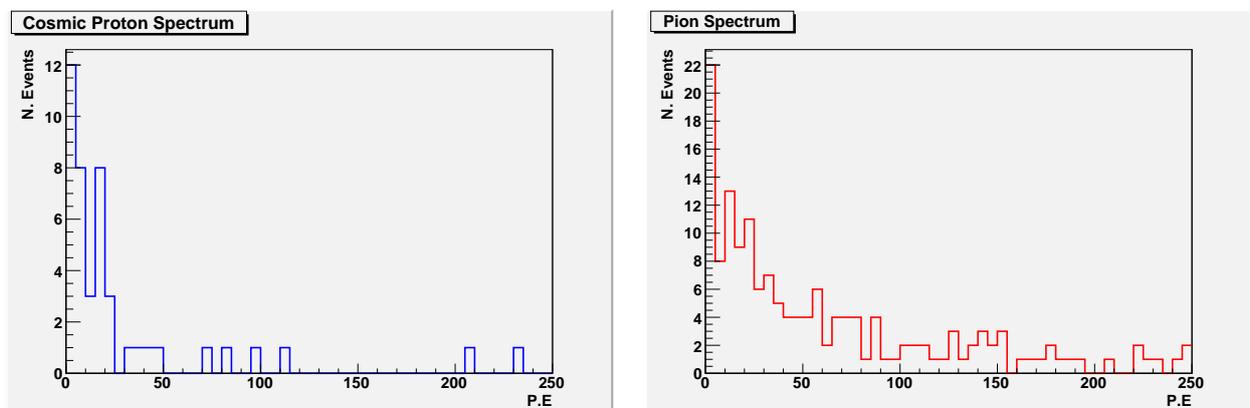


Figura 5.17: Distribuição de foto-elétrons por eventos de prótons (esquerda) e píons (direita) na região de 0-250 P.E.

A distribuição de foto-elétrons provenientes de fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons mostradas acima, mostram que apenas uma pequena quantidade de eventos depositam foto-elétrons nas PMTs. Assim, a partir das distribuições mostradas acima, obtemos o número de eventos e frequências das respectivas partículas em todo o espectro de foto-elétrons e também na região entre 10-200 foto-elétrons. Esse resultado é mostrado na tabela 5.3.

Partículas	Fótons	Elétrons	Pósitrons	Prótons	Píons
Eventos simulados	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000
Eventos detectados	44	3	18	95	910
Frequência (HZ)	$(8 \pm 1) \times 10^3$	242 ± 140	257 ± 61	$2,0 \pm 0,2$	$0,40 \pm 0,01$
Eventos c/ energia entre 10-200 P.E	30	0	11	22	120
Frequência c/ energia entre 10-200 P.E	$(5,7 \pm 1,1) \times 10^3$	<186 (90% C.L)	158 ± 48	$0,44 \pm 0,09$	$0,048 \pm 0,004$
Eficiência do corte (%)	32	100	39	77	87

Tabela 5.3: Análise dos eventos de fótons, elétrons, pósitrons, prótons e píons provenientes da radiação cósmica.

Como podemos ver na tabela 5.4, devido a baixa estatística a quantidade de eventos que depositam foto-elétrons nas PMTs é $< 0,5\%$ para fótons, elétrons, pósitrons. Entretanto, podemos observar valores significativos para as respectivas frequências. Para os prótons e píons, essa quantidade é $< 1,6\%$ e $< 10\%$ respectivamente. No entanto, podemos observar que suas frequências são relativamente pequenas em relação as demais partículas, dando assim, uma pequena contribuição para o ruído.

5.3.2 Múons e nêutrons

Os múons e nêutrons provenientes da radiação cósmica, são responsáveis pela maior parte do ruído previsto para o experimento Neutrinos Angra. De fato, os nêutrons cósmicos ao depositarem energia na região entre 10-200 foto-elétrons podem ser confundidos com os nêutrons provenientes do sinal de antineutrinos e os múons, ao atravessarem a blindagem do detector, podem produzir nêutrons por espalação, deixando assim, sinais coincidentes praticamente idênticos aos sinais deixados por eventos de antineutrinos. Dessa forma, a simulação de eventos dessas partículas é muito importante para seleção e combinação de materiais a serem utilizados no detector.

A simulação dos eventos de múons e nêutrons, foi desenvolvida utilizando uma parametrização de dados experimentais da intensidade de múons [66] e nêutrons [67] cósmicos ao nível do mar, com energias de até 10^3 GeV para múons e 1 GeV para nêutrons. Assim, através desses dados, obtemos a intensidade vertical e utilizamos as equações (5.3) e (5.4) para determinar o fluxo e a frequência esperada a nível do mar, onde estará situado o detector, esse resultado é mostrado na tabela 5.4.

Partículas	Intensidade vertical ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	Fluxo ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Frequência (Hz/sr)
Múons	0,01	0,02	$1,69 \times 10^3$
Nêutrons	$3,6 \times 10^{-3}$	$4,52 \times 10^{-3}$	576

Tabela 5.4: Intensidade vertical, fluxo e frequência esperadas a nível do mar, para múons e nêutrons.

A partir da simulação dos eventos de múons e nêutrons, obtemos suas distribuições de foto-elétrons, que podem ser observadas nas figuras 5.18 e 5.19, onde o eixo horizontal foi normalizado para 100 P.E.

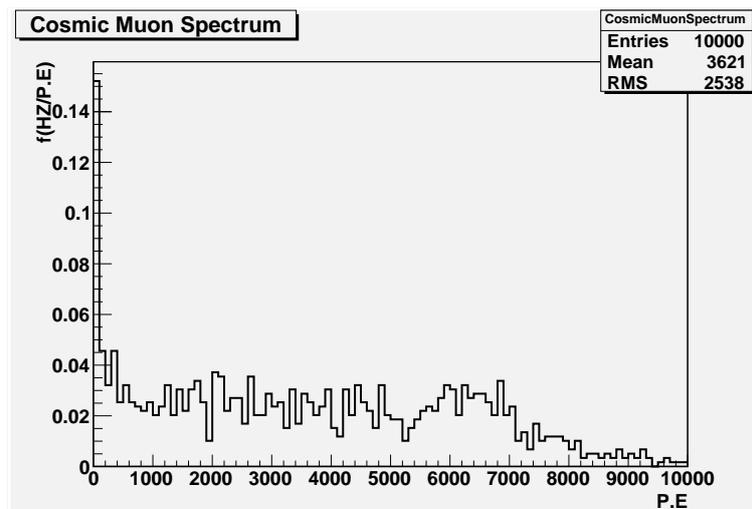


Figura 5.18: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de múons.

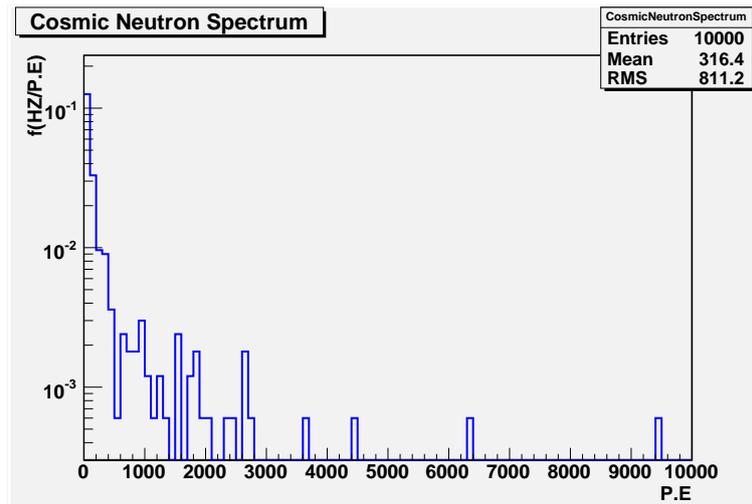


Figura 5.19: Distribuição de foto-elétrons por densidade de frequência de eventos de nêutrons.

A distribuição de foto-elétrons de múons e nêutrons na região de 0-250 P.E é mostrada na figura 5.20, onde o eixo horizontal foi normalizado para 5 P.E.

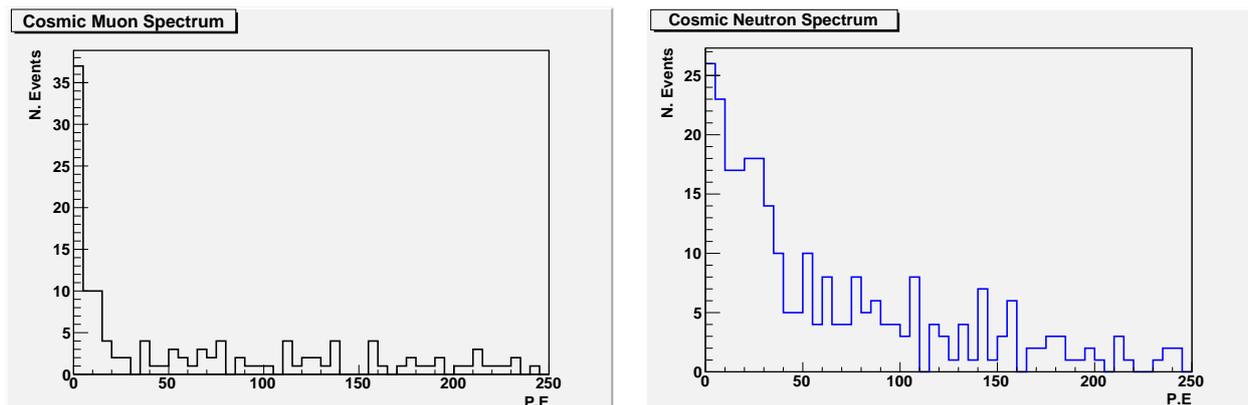


Figura 5.20: Distribuição de foto-elétrons por eventos de múons (esquerda) e nêutrons (direita) na região de 0-250 P.E.

Assim, a partir das distribuições de foto-elétrons de múons e nêutrons, determinamos suas respectivas frequências em toda região do espectro de foto-elétrons e também na região entre 10-200 foto-elétrons. Esse resultado é mostradas na tabela 5.5.

Partículas	Múons	Nêutrons
Eventos simulados	10.000	10.000
Eventos detectados	1.240	345
Frequência (HZ)	210 ± 6	20 ± 1
Eventos c/ energia entre 10-200 foto-elétrons	73	220
Frequência c/ energia entre 10-200 foto-elétrons	12 ± 1	13 ± 1
Eficiência do corte (%)	94	36

Tabela 5.5: Análise de eventos de múons e nêutrons cósmicos.

Na tabela 5.5, podemos observar que o número de eventos de múons e nêutrons que depositam foto-elétrons nas PMTs é mais significativo em relação as outras partículas do ruído cósmico estudadas anteriormente, tanto ao número total de eventos, quanto aos eventos que depositam foto-elétrons na região entre 10-200 P.E.

Para o caso dos múons, aproximadamente 12% dos eventos simulados depositam foto-elétrons nas PMTs, onde 0,7% dos eventos depositam na região entre 10-200 P.E. Enquanto para os nêutrons, aproximadamente 3,5% dos eventos simulados depositam foto-elétrons nas PMTs, onde 2% são depositados na região entre 10-200 P.E. Como podemos observar, ambas as partículas possuem valores significativos de frequência, dando assim, uma contribuição importante para o ruído. De fato, essas partículas podem deixar sinais semelhantes aos sinais deixados por eventos de antineutrinos ao produzirem nêutrons por espalação na blindagem do detector. Os sinais coincidentes deixados pelo múon e mostradas na figura 5.21 e 5.22 para blindagens de polietileno e água respectivamente, onde podemos notar semelhanças com a figura 5.6, que mostra os sinais deixados por um evento de antineutrino.

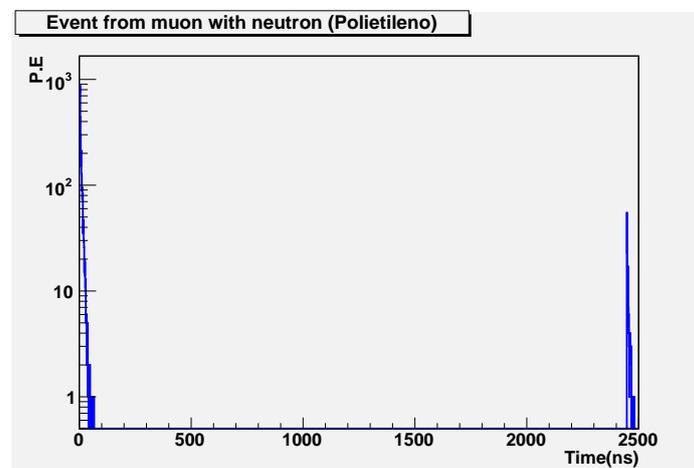


Figura 5.21: Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de múon utilizando a blindagem de polietileno.

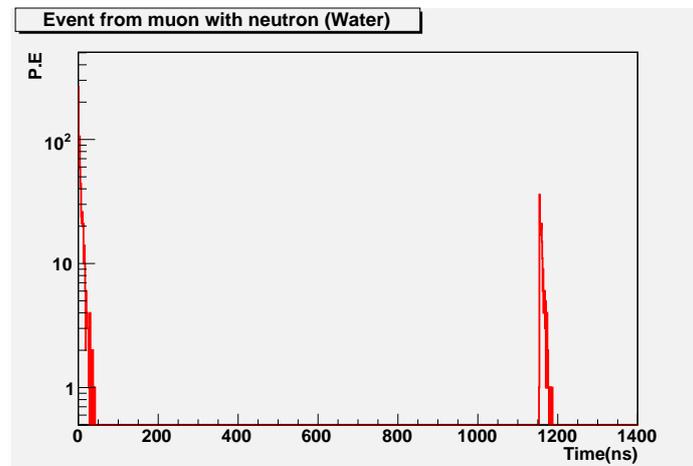


Figura 5.22: Distribuição de foto-elétrons por tempo para um evento de múon utilizando a blindagem de água.

Dessa forma, como a assinatura dos antineutrinos é reconhecida através dos sinais deixados pelo pósitron e pelo nêutron provenientes do decaimento β -inverso, que por sua vez possui todas essas características, esses eventos serão vistos pelo experimento como verdadeiros eventos de antineutrinos.

5.4 Estudo da blindagem do detector

A simulação de eventos de múons e nêutrons do ruído cósmico, foi realizada utilizando duas blindagens, com materiais diferentes: polietileno e água. Essa simulação, teve por objetivo selecionar o material mais adequado para ser utilizado na blindagem do detector, ou seja, selecionar o material que melhor blinda os nêutrons cósmicos e produz um menor número de nêutrons por espalção devido a passagem dos múons no interior da blindagem.

Para analisar os eventos de múons e nêutrons em relação aos aspectos citados acima, utilizamos a mesma semente aleatória para realizar a simulação em ambos os materiais. Assim, qualquer alteração será exclusivamente devido ao material em questão. A análise foi feita da seguinte forma: primeiramente selecionamos os eventos de nêutrons e múons que conseguem atravessar a blindagem e deixar algum sinal nas PMTs. Em seguida, identificamos quantos desses eventos deixaram sinais coincidentes em uma janela de tempo $> 1\mu\text{s}$ e finalmente fizemos a contagem de nêutrons produzidos por espalção devido aos múons. Os resultados desta análise são mostrados nas tabelas 5.6 e 5.7.

Blindagem	Nêutrons simulados	Nêutrons detectados	Nêutrons c/ sinais coincidentes
Polietileno	10.000	299	153
Água	10.000	282	98

Tabela 5.6: Análise dos eventos de nêutrons para blindagens de polietileno e água.

Blindagens	Múons simulados	Múons c/ sinais coincidentes	Nêutrons por espalação	Múons c/ múltiplos nêutrons
Polietileno	10.000	56	28	5
Água	10.000	59	17	1

Tabela 5.7: Análise dos eventos de múons para blindagens de polietileno e água.

Como podemos ver na tabela 5.7, a blindagem de polietileno produz aproximadamente 65% de nêutrons por espalação a mais que a blindagem de água. Analisando os eventos de múons que produziram nêutrons por espalação na blindagem, podemos identificar quais destes eventos terão as mesmas características da interação dos antineutrinos e determinar sua frequência, esses eventos serão chamados de "falsos antineutrinos". A frequência desses eventos é mostrada na tabela 5.8.

Blindagens	Falsos antineutrinos	Frequência de falsos antineutrinos (Hz)
Polietileno	8	$1,3 \pm 0,5$
Água	6	$1,0 \pm 0,4$

Tabela 5.8: Eventos e frequência de eventos com falsos antineutrinos para blindagens de polietileno e água.

Na tabela 5.8, podemos observar a frequência de eventos que produziram falsos antineutrinos. Assim, como a frequência dos eventos de antineutrinos estimada por esta simulação é de aproximadamente 0.06 Hz, será possível reduzir o ruído para um valor menor que o valor estimado para o sinal de antineutrinos, utilizando um veto de múons com uma eficiência $> 94\%$.

Depois de observar que a blindagem de água é mais eficiente para blindar nêutrons cósmicos e conseqüentemente produz menos nêutrons por espalação na passagem de múons, nosso interesse foi selecionar um tempo morto após a passagem de um múon, com a intensão de vetar

os sinais produzidos pelos nêutrons de espalação na passagens de múons pela blindagem e também vetar os elétrons e pósitrons resultantes do decaimento do múon. A figuras 5.23, mostra a relação entre o número de eventos de múons e o número de sinais, levando em consideração o primeiro sinal deixado pela radiação Cherenkov proveniente da passagem do múon no alvo detector, para as três concentrações de Gadolínio utilizadas na simulação..

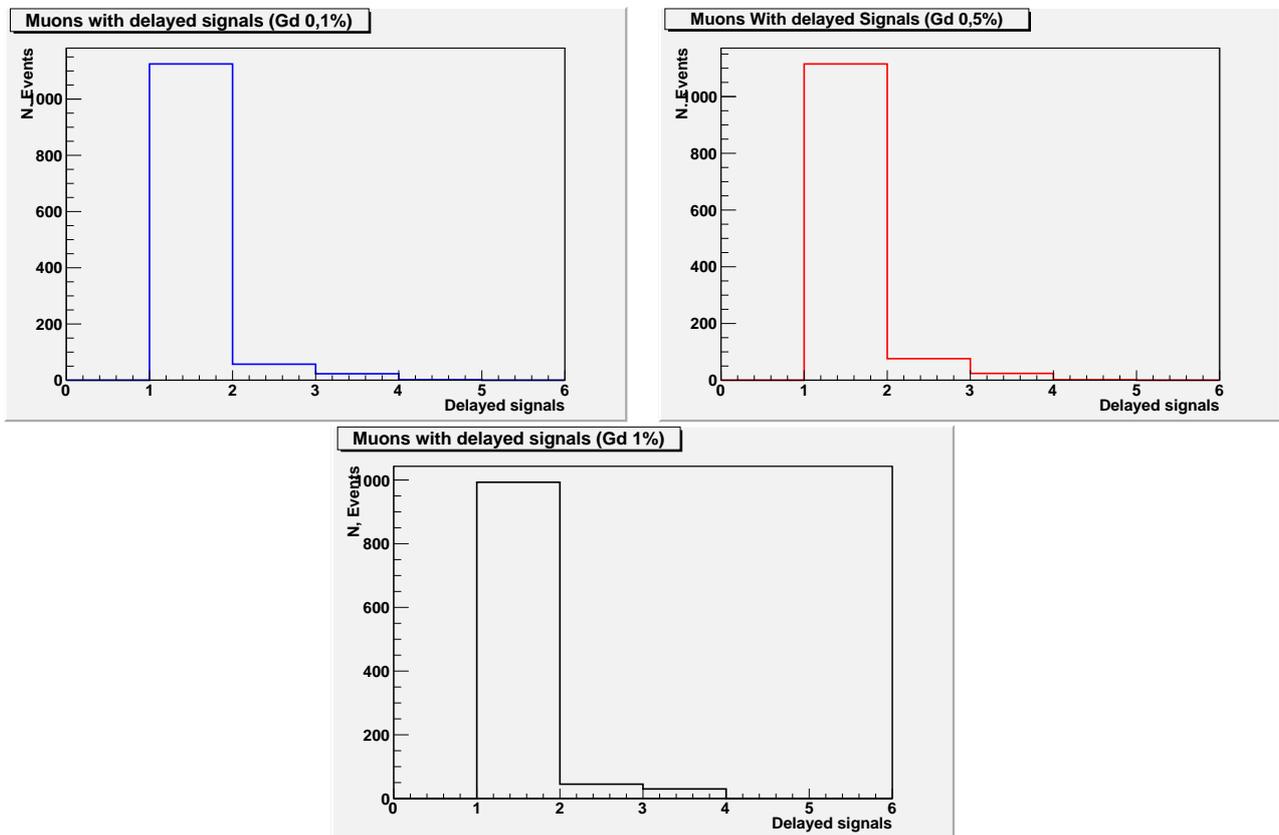


Figura 5.23: Eventos de múons em função do número de sinais deixados, levando em consideração o primeiro sinal deixado pela radiação Cherenkov proveniente da passagem do múon no alvo detector, para concentrações de 0,1 % (esquerda), 0,5% (direita) e 1% (centro) em massa de Gadolinio no alvo do detector.

A figura 5.24, mostram respectivamente para concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% em massa de Gadolínio, a relação entre energia e tempo para os sinais atrasados devido aos eventos de múons, ou seja, a relação entre o número de foto-elétrons depositados nas PMTs e o tempo para eventos de múons com coincidência de sinais, onde adotamos como $t = 0$, o tempo do primeiro foto-elétron detectado, proveniente da radiação cherenkov devido a passagem do múon no alvo do detector.

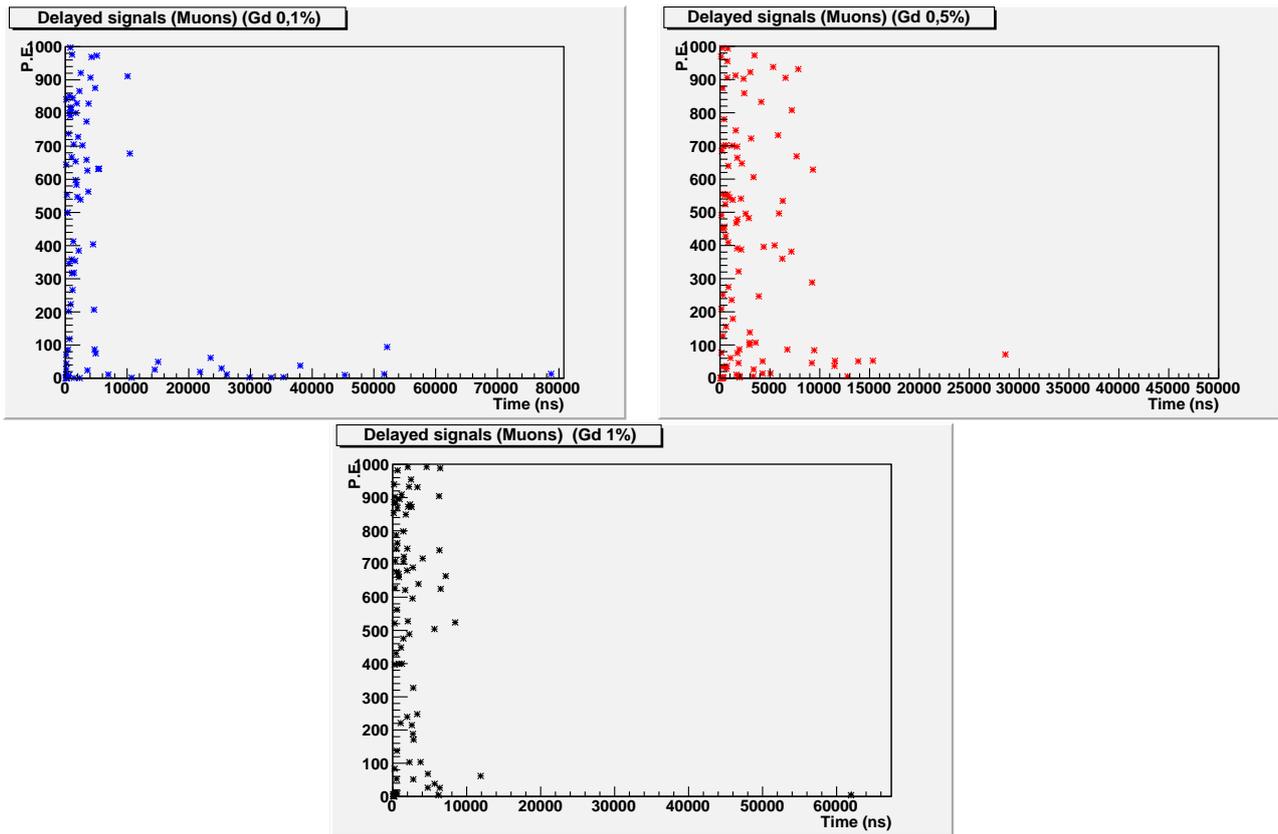


Figura 5.24: Energia (foto-elétrons) x Tempo (ns), para sinais coincidentes detectados após a passagem de múons, para concentrações de 0,1 % (esquerda), 0,5% (direita) e 1% (centro) em massa de Gadolinio no alvo do detector.

Na figura 5.24, vemos sinais produzidos pelos nêutrons de espalação, que possuem energia entre 1-250 foto-elétrons, para ambas concentrações de Gadolínio e estão compreendidos dentro de uma janela de tempo de $80 \mu s$, $30 \mu s$ e $12 \mu s$, respectivamente para as três concentrações, 0,1%, 0,5% e 1%. Os sinais com energia > 250 foto-elétrons são provenientes de pósitrons e elétrons resultantes do decaimento do múon, que leva cerca de $2,4 \mu s$ para decair depois que ele para de caminhar ("stopping muons"), por isso estão compreendidos entre 0-10 μs , para ambas as concentrações.

Capítulo 6

Conclusões

Nesse trabalho, estimamos a contribuição do sinal de antineutrinos e ruído cósmico no experimento Neutrinos Angra. Assim, simulamos o sinal deixado pela passagem de pósitrons e nêutrons, partículas secundárias da reação de decaimento β -inverso, que caracterizam a assinatura da interação dos antineutrinos produzidos pelo reator Angra II com prótons do alvo do detector. Para caracterizar o tempo de captura de nêutrons no detector, utilizamos concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% em massa de Gadolínio no alvo.

Para estimar o ruído, simulamos também o sinal deixado pelas principais partículas da radiação cósmica secundária que atingem a superfície da terra e conseqüentemente atravessam o alvo do nosso detector: fótons, elétrons, pósitrons, prótons, nêutrons, píons e múons. Dessa forma, simulamos a passagem dessas partículas pelo detector e estimamos os espectros de energias e frequências de cada uma dessas partículas. Para as simulações de múons, também utilizamos concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% em massa de Gadolínio no alvo do detector, com intuito de selecionar o tempo morto mais adequado para ser utilizado depois da passagem de um múon, de forma a eliminar os sinais deixados por pósitrons e elétrons resultantes do decaimento do múon ("stopping múons") e os sinais deixados pelos nêutrons produzidos por espalação na blindagem do detector.

Para compararmos a resposta de dois materiais propostos para serem utilizados na blindagem do detector, estimamos o ruído devido aos múons e nêutrons cósmicos, utilizando blindagens de polietileno e água, com intuito de selecionar o material que melhor blindar os nêutrons cósmicos e produz menos nêutrons por espalação na passagem dos múons pela blindagem.

Assim, a partir da análise de dados feita com os resultados da simulação da passagem de diferentes partículas pelo detector, obtivemos as seguintes conclusões:

- Os pósitrons e nêutrons provenientes da interação dos antineutrinos produzidos pelo reator com o alvo de prótons do detector, depositam energia entre 0-250 foto-elétrons. Vimos que, considerando apenas eventos com energia entre 10-200 foto-elétrons, somente 12% dos eventos de pósitrons e 7% dos eventos de nêutrons são perdidos, o que permitirá a utilização desses cortes em energia para excluir o ruído interno produzido pelas PMTs, grande parte do ruído de baixa energia produzido por outras partículas e grande parte do ruído de alta energia devido a múons.
- Vimos que o tempo médio entre o sinal do pósitron e o sinal da captura do nêutron é de 28 μs , 9 μs e 6 μs , respectivamente para concentrações de 0,1%, 0,5% e 1% em massa de Gadolínio no alvo do detector. Para conservarmos da ordem de 97% do sinal, devemos utilizar janelas de tempo para coincidência retardada da ordem de 100 μs , 30 μs e 20 μs , respectivamente para as concentrações acima. A utilização de concentrações de Gadolínio $> 0,1\%$, reduz os sinais espúrios não correlacionados. Um estudo mais detalhado deverá ser feito para determinar a concentração de Gadolínio mais adequada para utilização no experimento.
- Os fótons, elétrons e pósitrons do ruído cósmico, não produzem nêutrons por espalação na blindagem do detector. Entretanto, devido a significativa frequência dessas partículas a nível do mar, será de extrema importância a inclusão de uma blindagem mais eficiente para bloquear a componente eletromagnética do ruído cósmico.
- Para reduzir o ruído devido aos múons para um valor menor que o estimado para os antineutrinos, será necessário a utilização de um veto externo de múons com eficiência superior a 94%.
- Vimos que a blindagem de água é mais adequada para uso no detector do experimento Neutrinos Angra, pois a blindagem de polietileno gera pelo menos 65% mais nêutrons por espalação do que a blindagem de água.
- Para reduzir sinais espúrios devido a nêutrons produzidos por espalação e pósitrons e elétrons resultantes do decaimento do múons em repouso ("stopping muons"), será necessário utilizar um tempo morto da ordem de 100 μs após a passagem de um múon, para uma concentração de 0,1% em massa de Gadolínio no alvo do detector, vetando assim, qualquer sinal após a passagem de múons dentro dessa janela de tempo.
- Para evitar os sinais espúrios provenientes do decaimento do muon em repouso ("stopping muons"), devemos utilizar uma janela de tempo de 2-100 μs , 2-30 μs e 2-20 μs ,

respectivamente para concentrações de Gadolínio de 0,1%, 0,5% e 1%, devido aos sinais provenientes dessas partículas se concentrarem entre 0-2 μs .

Bibliografia

- [1] A. H. Becquerel, On the rays emitted by phosphorescence, *Compt. Rend. Math.* **122** (1896) 420-421.
- [2] C.D. Ellis, B.A. Wooster, The average energy of desintegration of Radium E, *Proc. Roy. Soc. A* 117(1927) 109-123
- [3] W. Pauli, carta enviada à Conferência de Tübingen, Dec. 1930.
- [4] J. Chadwick, Possible existence of a neutron, *Nature* 129 (1932)12.
- [5] E. Fermi, Trends to a Theory of beta Radiation. (In Italian). *Nuovo Cim*, 11:1-9, 1934. 21
- [6] E. Fermi, An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys*, 88:161-177, 1934. 21
- [7] E.J. Konopinski and H.M. Mahmoud, The Universal Fermi Interaction. *Phys. Rev*, V.92, N.4, 1953
- [8] F. Reines, The neutrino: From poltergeist to particle. Nobel Lecture, 1995
- [9] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A.W. Sunyar, Helicity of neutrinos, *Phys. Rev.* 109 (1958)1015.
- [10] G. Danby et al., Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962)36.
- [11] Gargamelle Neutrino Collaboration: F.J. Hasert et al., Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, *Phys. Lett. B* **46** (1973)138.
- [12] E.C.F.S. Fontes, M.C. Tijero, e V. Pleitez, A descoberta das correntes neutras das interações fracas, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, V. 29, N. 3, P. 415-435, (2007)
- [13] J.J. Aubert, U. Becker, P.J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, J. Leong, T. McCorrison, T. G. Rhoades, M. Rohde, C.C.S. Ting, Wu, and Y.Y. Lee. Experimental observation of a heavy particle j. *Phys. Rev. Lett.* 33(23):1404-1406, Dec 1974. 2.1
- [14] J.E. Augustin, A.M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J.T. Dakin, G.J. Feldman, G.E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie, R.R. Larsen, V. Lüth, H.L. Lynch, D.

- Lyon, C.C. Morehouse, J.M. Paterson, M.L. Perl, B. Richter, P. Rapidis, R.F. Schwitters, W.M. Tanenbaum, F. Vannucci, G.S. Abrans, D. Briggs, W. Chinowsky, C.E. Friedberg, and G. Goldhaber. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett*, 33(23):1406-1408. Dec 1974. 2.1
- [15] G. Arnison, and others. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{-GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider. *Phys. Lett*, B126:398-410, 1983. 2.1
- [16] P. Bagnaia, and others. Evidence for $Z_0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN anti-p p collider. *Phys. Lett*, B129:130-140, 1983. 2.1
- [17] G. Arnison, and others. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s(1/2) = 540\text{-GeV}$. *Phys. Rev. Lett*, B122:103-116, 1983. 2.1
- [18] M. Banner, and others. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider. *Phys. Rev. Lett*, B122:476-485, 1983. 2.1
- [19] M.L. Perl, G.S. Abrans, A.M. Boyarski, M. Breidenbach, D.D. Briggs, F. Bulos, W. Chinowsky, J.T. Dakin, G.J. Feldman, C.E. Friedberg, D. Fryberg, G. Goldhaber, G. Hanson, F.B. Heile, B. Jean-Marie, J.A. Kadyk, R.R. RLarsen, A.M. Litke, D. Lüke, B.A. Lulu, V. Lüth, D. Lyon, C.C. Morehouse, J.M. Peterson, F.M. Pierre, T.P. Punm, and P.A. Rapidis. Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett*, 35(22):1489-1492, Dec 1975. 2.1
- [20] S.W. Herb, D.C. Hom, L.M. Lederman, J.C.Sens, H.D. Snyder, J.K. Yoh, J.A. Appel, B.C. Brown, C.N. Brown, W.R. Innes, K. Ueno, T. Yamanouchi, A.S. Ito, H. Jöstlein, D.M. Kaplan, and R.D. Kephart. Observation of a dimuon resonance at 9.5 Gev in 400-GeV proton-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett*, 39(5):252-255, Aug 1977. 2.1
- [21] F. Abe, H. Akimoto, A. Akopian, M.G. Albrow, S.R. Amendolia, D. Amidei, J. Antos, C. Anway-Wiese, S. Aota, G. Apollinari, T. Asakawa, W. Ashmanskas, M. Atac, P. Auchincloss, F. Azfar, P. Azzi-Bacchetta, N. Bacchetta, W. Badgett, S. Bagdasarov, M.W. Bailey, J. Bao, P. de Barbaro, A. Barbaro-Galtieri, V.E Barnes, B.A Barnett, P. Bartalini, and G. Bauer. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider at fermilab. *Phys. Rev. Lett*, 74(14):2626-2631, Apr 1995. 2.1
- [22] ALEPH Collaboration:D. Decamp et al., Determination of the Number of Light Neutrino Species, *Phys. Lett. B* **231**(1989)519.
- [23] Delphi Collaboration:P.A. Aarnio et al., Measurement of the Mass and Width of the Z_0 Particle from Multi-Hadronic Final States Produced in the e^+e^- Annihilation, *Phys. Lett. B* **231** (1989)539.

- [24] L3 Collaboration: B. Adeva et al., A Determination of the Properties of the Neutral Intermediate Vector Boson Z_0 , *phys. Lett. B* **231** (1989)509.
- [25] OPAL Collaboration: M.Z. Akrawy et al., Measurement of the Z_0 Mass and Width with the OPAL Detector at LEP, *Phys. Lett. B* **231** (1989)530.
- [26] DONUT Collaboration: T. Patzak, First direct observation of the tau neutrino, *Europhys. News* **32**, 56 (2001).
- [27] C.S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105** (1957)1413.
- [28] Gustavo do A. Valdiviesso, Marcelo M. Guzzo, Compreendendo a oscilação dos neutrinos, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 27, n. 4, p. 495 - 506, (2005) www.sbfisica.org.br
- [29] SNO Collaboration: Q.R. Ahmad et al., Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, *Phys. Rev. Lett.* **89**, (2002)01131.
- [30] SNO Collaboration: Q.R. Ahmad et al., Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day-Night Asymmetries of 8B Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set, [arXiv:nucl-ex/0502021v1](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0502021v1) 25 Feb 2005.
- [31] O. L. G. Peres, "Neutrinos Atmosféricos a Baixa Energia", VI Encontro do Grupo de Física e Astrofísica de Neutrinos, Universidade Federal do ABC, 2009:
- [32] Super-Kamiokande Collaboration: Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **81**, (1998)1562.
- [33] Super-Kamiokande Collaboration: Y. Fukuda et al., Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation, *Phys. Rev. Lett.* **93**:101801, 2004.
- [34] Soudan 2 Collaboration: M.C. Sanchez et al., Observation of atmospheric neutrino oscillations in Soudan 2, *Phys. Rev. D* **68** (2003)113004.
- [35] G. Giacomelli, A. Margiotta, The MACRO Experiment at Gran Sasso, [arXiv:0707.1691](http://arxiv.org/abs/0707.1691)(2005).
- [36] B. T. Cleveland and others, Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, **496**:505-526, 1998. 2.1
- [37] W. Hampel and others, GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. *Phys. Lett*, **B447**:127-133, 1999. 2.1
- [38] W. Hampel and others, Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. *Phys. Lett*, **B616**:174-19, 2005. 2.2
- [39] K2K Collaboration: M.H. Ahn et al., Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment, *Phys. Rev. D* **74** (2006)072003.

- [40] MINOS Collaboration: D.G. Michael et al., Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detector in the NuMI Neutrino Beam, *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006)191801.
- [41] <http://www-numi.fnal.gov/PublicInfo/forscientists.html>
- [42] "Geo-neutrinos and Earth's interior" Gianni Fiorentini, Marcello Lissia, Fabio Mantovani: arXiv:0707.3203v2
- [43] K. Eguchi et al., (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 90, 021802(2003). 1, 2, 2.7.2, 3, 3.3, 1
- [44] KamLAND Collaboration: K. Eguchi et al., Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion, *Phys. Rev. Lett.*94:081801, 2005.
- [45] *Nature* 436, 499-503 (28 July 2005)
- [46] M. Apollonio et al., Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station, *Eur. Phys. J. C*27, 331-374 (2003).
- [47] <http://www.pi.infn.it/chooz/>
- [48] F. Boehm et al. Final results of the palo verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev. D*, 64:112001–11, (eprint hep-ex/0107009), 2001.
- [49] <http://kamland.lbl.gov/FiguresPlots>
- [50] Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} . Maury Goodman Thierry Lasserre. arXiv:hep-ex/0606025
- [51] <http://www.insc.anl.gov/>
- [52] P.Huber and T.Schwetz, "Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos" *Phys. Rev. D* 70 : 053011, 2004.
- [53] A. A. Borovoi and L. A. Mikaelyan, "Possibilities of Practical Applications of Neutrinos", *At. Énerg.*, 44, No 6, 508-211 (1978)
- [54] U. Dore and D. Orestano, Experimental results on neutrino oscillations, arXiv:0811.1194v1:hep-ex, 7 Nov 2008.
- [55] A. Bernstein, N. S. Bowden, A. Misner e T. Palmer, "Monitoring the Thermal Power of Nuclear Reactors with a Prototype Cubic Meter Antineutrino Detector", arXiv:0804.4723v1
- [56] L.Mikaelyan,in: Proc. Intern. Conf. "Neutrino-77" vol.2, nauka, Moscou(1978),p.386.
- [57] J.C. Anjos et al., "Angra dos Reis reactor neutrino oscillation experiment", *Braz. J. Phys.* 36:1118-1123, 2006
- [58] P. A. Cherenkov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1934, v.2, p.457.
- [59] I. Frank and I Tamm, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1937, v.14, p.107.

- [60] GEANT4. Available from Internet: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [61] ROOT. Available from Internet: <http://root.cern.ch/>.
- [62] M.-J. Chen et al. A study of the water Cherenkov calorimeter, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 562 (2006) 214–221
- [63] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electrons-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r5912.php>
- [64] SCHRECKENBACH, K; COLVIN, G; GELLETTY, 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.
- [65] Peter K.F. Grieder, COSMIC RAYS AT EARTH Researcher's Reference Manual and Data Book, Editora ELSEVIER (2001) p. 305-457
- [66] D. Reyna, arXiv:hep-ph/0604145v2, (2006).
- [67] Jedec Solid State Technology Association, Measurement and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices. JESD89, August 2001. <http://www.jedec.org/standards-documents/docs/jesd-89a>