

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Detecção de Antineutrinos para
Monitoramento de Reatores
Nucleares: Simulação da
Reconstrução de Eventos e
Separação Sinal/Ruído.**

ANDRÉ OLIVEIRA

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS - CBPF
RIO DE JANEIRO, Dezembro de 2010

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO CENTRO BRASILEIRO
DE PESQUISAS FÍSICAS, SOB ORIENTAÇÃO
DO PROFESSOR DOUTOR **João C. dos Anjos**,
PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
MESTRE EM FÍSICA POR **André Oliveira**.

Agradecimentos

Agradeço,

a Deus que me ajudou nos momentos mais difíceis;

a meu orientador João dos Anjos, que me acolheu no primeiro momento de dificuldade e sempre me ajudou nesse período, com amizade e muito conhecimento me conduziu nessa trajetória;

à minha esposa Elenice, minha enteada Rayane e meu querido filho, recém-nascido, Pedro. Família que construí durante esse mestrado e sem a qual eu não conseguiria chegar até aqui. Minha sogra querida, meu sogro e cunhada;

à família que amo, meus irmãos Carla, Tina, Carlos, Déia e Rita. Que juntamente com minha mãe na Terra, Teresinha, foram meus pilares nesse período. Me conduziram no período de convalescência e na retomada aos estudos. Não esquecendo de todos os meus sobrinhos e primos, impossível mencionar todos aqui, sintam-se citados;

à meus pais, Sebastião e Vera, que não estão mais conosco, mas estarão sempre em meu coração;

a meus companheiros da Rua Farani, Diego e Tadeu. Nos dois anos que moramos juntos aprendi muitas coisas com vocês. Inclusive de Física!;

a meus amigos queridos de todos os tempos. Meu amigo Alexandre, injusta e infelizmente falecido. Meus amigos Elízia, Rebeca, Claudio, Andarilho, Hudson, Manja, Luiz, Célio, D. Vera, Marli, Madureira, Vinicius, Juan, Augusto, Fábio e todo povo do Engenho da Rainha, Rafael e todos de Margarida e... Gente, não vai dar pra citar todos aqui, me desculpem. Sintam-se amados, devo a todos vocês;

aos amigos paulistas Luis Fernando e Thiago. Esses me ajudaram muito em programação. LF foi fundamental para a conclusão dos trabalhos. Além de tudo são amigos e divertidos;

a minha Universidade UFRuralRJ, que me trouxe para cá;

ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Esse lugar maravilhoso de pensar e fazer Física;

à CAPES pelo apoio financeiro, que me possibilitou esse avanço científico.

Resumo

Proposto em 1930 para solucionar o problema da conservação de energia no decaimento beta a pesquisa de neutrinos avançou para diversos campos da Física Moderna. De partícula fantasma para propulsora de uma nova teoria das partículas elementares, hoje apresentamos a detecção de antineutrinos como método alternativo, e possivelmente mais profícuo, para auxiliar a Agência Internacional de Energia Atômica no seu difícil trabalho de monitorar as centenas de reatores nucleares distribuídos pelo mundo.

A Agência utiliza atualmente um método invasivo e de necessária cooperação dos operadores das usinas nucleares. O método de monitoramento por detecção de antineutrinos utiliza a relação direta entre o fluxo de antineutrinos interagindo no detector, que pode ser colocado a dezenas de metros do núcleo de reator, e a potência térmica gerada pelo reator. A medida do espectro de energia dos antineutrinos pode também determinar a composição do combustível nuclear num processo de monitoramento remoto, não-invasivo, e em tempo *quasi* real. Método semelhante foi utilizado em experimentos anteriores obtendo resultados satisfatórios.

O Projeto Neutrinos Angra apresenta a particularidade de ser uma experiência realizada em um *container* colocado fora do edifício do reator, na superfície, com o detector de antineutrinos sujeito ao ruído de raios cósmicos existente ao nível do mar. Neste trabalho realizamos uma simulação computacional para verificar as possibilidades de subtrair esse ruído, com a menor perda de informação possível, e extrair o sinal de antineutrinos, monitorando assim o funcionamento do reator.

Keyword: reactor, antineutrinos, safeguards

PACS: 13.15.+g, 14.60.Lm, 29.40.-n, 28.41.Te

Abstract

Proposed in 1930 to solve the problem of the non conservation of energy in beta decay, neutrinos are today a very important field of research in several areas of Physics.

Nuclear reactors are intense source of antineutrinos and the thermal power released in the fission process is directly related to the antineutrino flux. Since antineutrinos can not be shielded and escape freely from the reactor containment, antineutrino detectors are good candidates to monitor in quasi real time and in a non-intrusive way the reactor operational status, and could become in the future a new safeguards tool in support of the nuclear non-proliferation regime.

In this thesis we will describe the Angra Neutrino Project, aimed at developing an antineutrino detector for monitoring nuclear reactor activity. The Angra Neutrino experiment will use the Brazilian nuclear power plant Angra II, with 4 GW of thermal power, as a source of antineutrinos. A Gd-doped water Cherenkov detector of one ton target will be placed in a commercial container just outside the reactor containment, at about 25 m from the reactor core. A few thousand antineutrino inverse- β decay interactions are expected per day.

The main challenge of the experiment will be to overcome the large background of muons and fast neutrons induced by cosmic ray at ground level.

We will present the results of a preliminary simulation including positrons and neutrons from the neutrino signal and background composed by cosmic muons and neutrons. The results indicate the possibility to extract the neutrino signal by imposing cuts based on an external muon veto, released energy inside the fiducial volume and a time window for candidates to the delayed coincidence characteristic of positrons and neutrons from the antineutrino interactions

The Angra detector is currently under construction and should be deployed in 2011.

Keyword: reactor, antineutrinos, safeguards

PACS: 13.15.+g, 14.60.Lm, 29.40.-n, 28.41.Te

Sumário

1	Apresentação	6
2	Histórico	10
3	Fontes de neutrinos	16
3.1	Neutrinos Solares	17
3.1.1	Experimentos radioquímicos	19
3.1.2	Detectores Cherenkov	21
3.1.3	Novos Experimentos	24
3.2	Neutrinos Atmosféricos	24
3.2.1	Experimentos de neutrinos atmosféricos	25
3.3	Neutrinos de Aceleradores de Partículas	27
3.4	Geoneutrinos	29
4	Neutrinos de Reatores Nucleares	32
4.1	Reatores nucleares	32
4.2	Experimentos de curta distância	39
4.3	Experimentos de longa distância	41
4.4	KamLAND	45
4.5	Experimentos em preparação	47
4.6	Utilização da detecção de neutrinos para o monitoramento de reatores nucleares	51
4.6.1	O Tratado de Não-proliferação de Armas Nucleares	51
4.6.2	Monitoramento de Reatores: a proposta de Mikaelyan	52
5	Projeto Angra Neutrinos	56
5.1	Detector	57
5.2	Status do Experimento	59

5.3	Efeito Cherenkov	60
5.4	Interações de Neutrinos	63
5.5	Fontes de ruído	64
5.6	Taxa de múons e nêutrons cósmicos no detector de Angra .	65
5.6.1	Fluxo dos componentes da radiação cósmica através de um detector.	65
5.6.2	Fluxo de múons	66
5.6.3	Blindagem dos Nêutrons	67
5.6.4	Redução da taxa de múons cósmicos	67
5.6.5	Eventos no Detector	68
5.7	Eletrônica Básica	69
6	Simulação da separação de dados do evento	71
6.1	Objetivo da simulação	71
6.2	Elaboração da Simulação	72
6.3	Fluxograma	76
6.4	Resultados da Simulação	77
6.5	Precisão e Exatidão	85
6.5.1	Erros na determinação dos eventos de <i>Background</i> .	85
6.5.2	Erros na determinação dos eventos de Sinal	86
7	Conclusão e perspectivas	89
8	Bibliografia	92

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia de diversas fontes das neutrino.	7
2.1	Esboço do projeto inicial de Hanford com a bomba atômica como fonte.	13
2.2	Reines e Cowan no Centro de Controle do experimento de Hanford. Da referência [8]	14
2.3	Detector de Savannah River	15
3.1	Oscilação de dois sabores de neutrinos. Em (a) os autoestados relacionados pela matriz de mistura, em (b) representação de uma rotação no espaço dos autoestados.	17
3.2	Representação das reações nucleares no sol	18
3.3	Espectro de energia da cadeia p-p e do ciclo CNO.	19
3.4	Neutrinos solares/Modelo padrão	23
3.5	Ilustração de K2K	28
3.6	Curva de exclusão para k2k	28
3.7	Geoneutrinos em KamLAND.	29
3.8	Distribuição de energia dos $\bar{\nu}_e$ em KamLAND.	30
3.9	Espectro de antineutrinos em Borexino, incluindo os de reator.	31
4.1	Dependência distância-massa-energia	33
4.2	Distribuição das usinas nucleares no mundo.	34
4.3	Espectro experimento ILL	34
4.4	<i>Burn-up, experimento Palo Verde.</i>	35
4.5	Distribuição de massas dos fragmentos da fissão do ^{235}U	36
4.6	Fluxo de ν_e produzidos no reator (b), seção de choque do decaimento beta inverso (c) e o espectro de energia dos antineutrinos ν_e que interagiram no detector (a).	37
4.7	Resultados parametrização de Huber.	38

4.8	Curva de exclusão com os resultados de Gosgen, Krasnoyarsk, Bugey e Savannah River (SRP) [1]. A sensibilidade não chega a $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$	41
4.9	Detector de CHOOZ	42
4.10	Detector de Palo Verde.	43
4.11	Curva de exclusão para CHOOZ.	44
4.12	curva de exclusão de Palo Verde.	45
4.13	Razão entre o fluxo de antineutrinos esperado (sem oscilação) e o observado em função do <i>baseline</i> , para os experimentos anteriores à KamLAND. Os resultados são compatíveis com a não-oscilação.	45
4.14	Experimento KamLAND	46
4.15	Razão entre o fluxo de antineutrinos esperado e o observado em função do <i>baseline</i> , para os experimentos de reatores nucleares, incluindo KamLAND.	47
4.16	Curva de exclusão do experimento KamLAND	48
4.17	Arranjo do experimento de Reno	49
4.18	Evolução da detecção de neutrinos em Rovno	54
4.19	Reabastecimento de um reator nuclear	55
5.1	Comparação da resolução em energia de detectores com alvo de água e com alvo de cintilador.	57
5.2	Container colocado a cerca de 25 m do núcleo do reator Angra II	58
5.3	Esboço do detector Cherenkov de Angra.	59
5.4	PMT Hamamatsu	60
5.5	Radiação Cherenkov.	61
5.6	Partícula que provoca radiação Cherenckov.	63
5.7	número estimado de interações de neutrinos no detector no período de um dia em função da distância do núcleo do reator	64
5.8	Relação de números de fotoelétrons gerados por uma interação, no detector, por um pósitron(a) e por um nêutron(b).	69
5.9	Número de fotoelétrons gerados na passagem de um múon.	69
5.10	Diagrama, mostrando os principais elementos de apenas um canal, isto é, uma PMT	70
6.1	Gráfico das taxas em função da distância.	74
6.2	Intervalo entre eventos de múons no detector.	74

6.3	Intervalo entre eventos de nêutrons cósmicos no detector	75
6.4	Intervalo entre eventos de pósitron e nêutrons da interação de neutrino no detector	75
6.5	Fluxograma da simulação.	76
6.6	ajustes	78
6.7	Resultado do ajuste do ruído com uma função linear (veto de 95%).	79
6.8	Resultado do ajuste do ruído com uma função linear (veto de 98%).	80
6.9	Resultado do ajuste com uma função linear + exponencial para veto de 95%.	81
6.10	Resultado do ajuste com função linear + exponencial para veto de 98%.	81
6.11	Ajuste (linear + exponencial) e exponencial puro na região 0-100 μs	82
6.12	Resultado dos ajustes, em função do tempo de aquisição para veto de 95%.	83
6.13	Resultado dos ajustes, em função do tempo de aquisição para veto de 98%.	83
6.14	Incerteza dos ajustes, em função do tempo de aquisição de dados.	84
6.15	Precisão na Determinação do <i>Background</i> : Janela de 0-300 μs	86
6.16	Exatidão na Determinação do <i>Background</i> : Janela de 0-300 μs	86
6.17	Precisão na Determinação do sinal: Janela de 0-300 μs	87
6.18	Exatidão na Determinação do sinal: Janela de 0-300 μs	88

Capítulo 1

Apresentação

Os neutrinos foram propostos por Pauli, físico teórico austríaco, para solucionar o aparente desaparecimento de energia e a não conservação do momento angular no decaimento beta. Sua proposta foi feita em 1930 em carta enviada a conferência de físicos nucleares, em Tübingen, Alemanha. Desde então os neutrinos passaram a desempenhar um importante papel na construção de uma teoria estrutural da Física e que mais tarde viria a se chamar O Modelo Padrão (MP) [1]. Durante o último século os neutrinos tornaram-se fundamentais em diversos campos da física: no modelo solar, no modelo das supernovas e nas teorias da formação do nosso Universo.

Foi com a proposta de B. Pontecorvo [2] e o trabalho experimental de Reines e Cowan (1953-1959) [8] que foi possível detectar pela primeira vez o neutrino.

Os neutrinos são produzidos nas interações fracas. Temos diversas fontes de neutrinos: partículas cósmicas que colidem com os núcleos de oxigênio e nitrogênio da atmosfera gerando partículas secundárias que decaem em neutrinos; reações nucleares como as que ocorrem no sol e nas estrelas distantes; reatores nucleares, com os quais nos ocuparemos nesta dissertação; decaimentos de núcleos radioativos de ^{238}U , ^{232}Th e ^{40}K em rochas terrestres; o ^{40}K , por exemplo, que é encontrado na água, nas plantas e, também, no Corpo Humano decai liberando neutrinos. A figura 1.1 apresenta algumas dessas fontes em função da energia dos neutrinos.

No entanto, os neutrinos têm uma seção de choque extremamente pequena, e quase não interagem com a matéria, sendo extremamente difícil

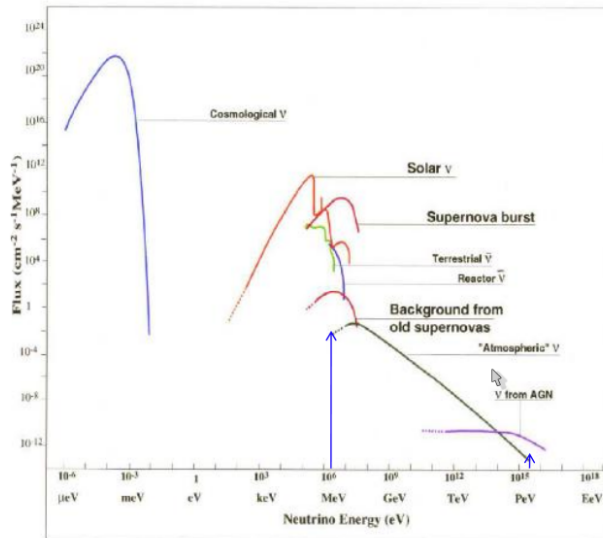


Figura 1.1: Espectro de energia de diversas fontes das neutrino.

detectá-los.

Até hoje três tipos de neutrinos foram confirmados: neutrino do elétron, do muón e do tau. Um dos grandes desafios até a metade do século passado foi conseguir a detecção dos neutrinos. Havia dúvida se estas partículas poderiam ser detectadas até a descoberta dos neutrinos em reatores nucleares, nos trabalhos de Reines e Cowan. Após isso vieram as confirmações através de experimentos que detectaram neutrinos solares.

Existe ainda a possibilidade da existência dos neutrinos estéreis, que não interagiriam fracamente. Como os neutrinos por natureza não interagem eletricamente e nem pela força nuclear forte, os neutrinos estéreis só poderiam interagir através da interação gravitacional.

O problema do neutrino solar, onde os experimentos detectavam um número bem menor de neutrinos vindos do Sol do que o esperado, levou à hipótese que os neutrinos de sabor não são auto-estados de massa e à teoria de oscilação de neutrinos, que implica que são partículas com massa não nula. Muitos foram os experimentos realizados para medir os parâmetros associados à oscilação e para determinação das massas. KamLAND, Palo Verde e Chooz foram os últimos grandes experimentos de reatores nucleares que procuraram determinar os parâmetros de oscilação.

Juntamente com os neutrinos solares, os experimentos de neutrinos atmosféricos têm muita importância na história da investigação da oscilação de sabores de neutrinos e na reconstrução do Modelo Padrão das

partículas. Destacando a confirmação da oscilação pelo experimento SuperKamioKANDE e a ratificação pelo experimento SNO.

Outra importante fonte de antineutrinos de baixa energia são os geoneutrinos. Além de contribuir para o ruído dos experimentos detectores de antineutrinos a baixa energia, são uma importante fonte para o estudo do interior do nosso planeta, tão pouco explorado.

No núcleo de um reator nuclear acontece a reação de fissão do núcleo atômico de elementos do combustível nuclear, que gera o decaimento:



Para detectar este antineutrino produzido no decaimento beta buscamos sua interação com um próton através do decaimento beta inverso:



Hoje Double Chooz, Reno e Daya Bay estão sendo construídos para alcançar uma sensibilidade maior, onde se espera encontrar o valor do último ângulo de mistura de oscilação de neutrinos ainda não determinado. Esses experimentos terão dois detectores, um próximo ao reator e outro distante aproximadamente 1 km. Esta nova técnica permitirá reduzir os erros associados às incertezas no conhecimento do fluxo do reator e na seção de choque antineutrino-próton.

Os limites alcançados por experimentos anteriores e por esses novos experimentos em reatores nucleares despertaram o interesse na aplicação desses detectores de antineutrinos provindos de reatores nucleares para determinar a composição do combustível nuclear e a energia gerada no reator.

A Agência Internacional de Energia Atômica IAEA é o órgão da ONU encarregado de verificar o cumprimento das Salvaguardas previstas no Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares - TNP, objetivando o uso pacífico da energia nuclear. Para tal fim os reatores e instalações nucleares são monitorados bem como a taxa de produção de plutônio, e seu armazenamento, a fim de evitar desvios de material para a produção de armas atômicas. A IAEA é a autoridade de verificação do Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares-TNP em mais de 145 Estados em todo o mundo.

Espalhados em torno de metade dos reatores de energia e em centenas de reatores de pesquisa, os sistemas de monitoramento para verificação de salvaguardas utilizam métodos indiretos e se baseiam parcialmente em declarações dos operadores. Não medem diretamente a proporção dos isótopos do reator. As medidas diretas são feitas antes do abastecimento, ou durante o reprocessamento de combustível, e nunca durante a queima do combustível.

Na utilização de detectores dos antineutrinos gerados no decaimento dos isótopos no núcleo dos reatores teríamos uma medida em tempo real e de forma não intrusiva da energia e da proporção dos elementos combustíveis, pois o detector localizar-se-ia a alguns metros da parede externa do reator, não dependendo, assim, de informações dos operadores da usina.

Com esse objetivo de monitorar reatores nucleares está sendo preparado o experimento Neutrinos Angra que utilizará um detector Cherenkov próximo ao reator nuclear Angra II.

Capítulo 2

Histórico

O estudo da radioatividade começou com a descoberta do raio X por Wilhelm Roentgen em 1895, quando trabalhava com tubos de raios catódicos [3]. Em 1896 Henri Becquerel descobre a radioatividade do urânio, uma radiação penetrante, que mais tarde chamou-se de raio gama. O nome radioatividade foi sugerido por Marie Curie, em 1897, em sua tese de PhD, para referir-se a esse fenômeno. Marie e seu marido Pierre passaram a estudar o fenômeno descoberto por Becquerel, descobrindo vários elementos radioativos.

Ernest Rutherford ao estudar materiais radioativos, em 1898, descobriu que havia mais de um tipo de radiação, denominando-os de raio alfa e raio beta. Em 1900 Paul Villard descobre outro tipo de radiação, que chamou de raio gama (fótons) e Becquerel definiu os raios beta como elétrons com grande energia. Rutherford, em 1909 descobriu que as partículas alfa são núcleos de hélio. Muitos trabalhos foram realizados nos anos seguintes para se descobrir as propriedades destas radiações penetrantes.

Em 1914 Chadwick verificou que, aparentemente, a energia não se conservava no decaimento beta, pois a energia emitida no decaimento do ^{214}Pb era distribuída de forma contínua para o elétron emitido [4]. Para o entendimento da época, quando um átomo sofre decaimento beta, seu número atômico aumenta de uma unidade e a radiação beta é liberada. Se tratasse de um decaimento em dois corpos o espectro de energia do elétron deveria ser discreto. Como representa a reação (2.1)

$$M(A, Z) \rightarrow D(A, Z + 1) + e^-, \quad E_e = \left(\frac{m_M^2 - m_D^2 + m_e^2}{2m_M} \right) c^2 = cte \quad (2.1)$$

Em resposta a contestação de uma das mais importantes leis da física, Pauli propôs a nova partícula, sem carga elétrica, que se chamaria nêutron. Para ele esta partícula neutra e de massa muito pequena estava presente no núcleo atômico e seria liberado junto com o elétron no decaimento beta, compartilhando com este a energia liberada,

$$M(A, Z) \rightarrow D(A, Z + 1) + e^- + \nu \quad E_e + E_\nu = cte \quad (2.2)$$

Mais tarde o nome da partícula teve que mudar para neutrino, pois em 1933 Chadwick descobriu a partícula neutra do núcleo, de massa semelhante à do próton.

Por se tratar de uma partícula sem carga elétrica e que interage muito fracamente com a matéria, o neutrino foi considerado por muitos como uma partícula impossível de se observar. Outro problema era sua massa. O Próprio Pauli, em sua carta, propôs uma massa da mesma ordem da massa do elétron.

Em 1933, Enrico Fermi desenvolve uma teoria com essa partícula para o decaimento beta [5], mais de vinte anos antes que pudessem detectar as partículas propostas por Pauli.

Ainda em 1933 Fermi e Perrin concluíram, independentemente, que os neutrinos não poderiam ter massa. Essa teoria para explicar o decaimento beta, de Fermi, foi o alicerce para a construção da teoria eletrofraca.

Em 1947 B. Pontecorvo, [6], e em 1949 Tiomno e Wheeler, [7], propõem a universalidade das interações de Fermi dos elétrons e dos múons, com a descoberta do múon dez anos antes. Isso iniciou a idéia de “famílias”.

Foram muitos anos de especulações sobre a possibilidade de detecção do neutrino. Uma partícula sem carga e, supostamente, sem massa. Atravessaria quilômetros de matéria sem interagir com algo. Muitos negavam a possibilidade de detectá-la e outros mesmo negavam sua existência. Frederick Reines e Clyde L. Cowan, encorajados por B. Pontecorvo, resolveram encarar o desafio. Estudaram várias formas para realizarem um experimento para detecção do decaimento beta inverso (2.3) [8].

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.3)$$

A seção de choque para a interação no decaimento beta inverso era pequena demais para criar esperanças quanto a detecção de neutrinos. No

entanto novas potentes fontes de neutrinos criariam novas perspectivas: as bombas atômicas e os reatores nucleares.

Terminada a guerra e após trabalhar durante sete anos em testes com bombas nucleares, Reines resolveu trabalhar com física mais fundamental. Pensou em detectar neutrinos usando como fonte as bombas nucleares com o teste das quais tinha experiência. Juntou-se a ele Clide Cowan, participando no projeto dos testes com as armas nucleares.

No decaimento beta inverso, o antineutrino interage com um próton, gerando um nêutron e um pósitron. Decidiram utilizar o, há pouco descoberto, cintilador líquido como alvo para os antineutrinos e como meio de detecção dos pósitrons relacionados. O pósitron aniquila-se com um elétron presente no cintilador liberando dois raios gamas, que viajam em sentidos opostos. Cada raio gama tem a energia equivalente à massa de repouso de um elétron.

Fotomultiplicadoras colocadas em torno do cintilador receberiam a luz proveniente do evento. Os dois raios gamas da aniquilação do pósitron acelerariam elétrons através do espalhamento Compton, que iniciaria uma cascata de elétrons que, eventualmente, faria o líquido cintilar.

Em 1951 começaram o Projeto Poltergeist, primeiro experimento em física de neutrinos [9]. Quando a bomba estivesse prestes a detonar, um motor tiraria o ar de um poço, criando um vácuo, quando a bomba explodisse o detector seria solto e cairia em queda livre. Dessa forma a onda de choque afetaria um pouco o detector mais não o destruiria. Foi planejado um detector de um metro cúbico com 4 PMTs em cada extremidade. Como esboçado na figura 2.1 Antes que iniciassem o experimento, foram alertados para a possibilidade de utilizarem os antineutrinos de reatores nucleares. Surgiu uma nova idéia de detectar também o nêutron do decaimento beta inverso (1.2). Essa correlação ajudaria a eliminar muito ruído. Adicionaram, então, sal de cádmio no cintilador líquido para aumentar a seção de choque do nêutron. A captura do nêutron liberaria 9 MeVs. Em 1952 decidiram utilizar um reator nuclear como fonte. Embora o fluxo de neutrinos da bomba nuclear fosse maior, durava apenas alguns segundos. O fluxo do reator nuclear poderia ser estendido pelo tempo que quisessem.

O experimento foi realizado primeiramente no reator nuclear contruído durante a Segunda Guerra Mundial para produzir plutônio para construir bombas atômicas, em Hanford, Washington, em 1953. Esse era maior e mais potente reator da cidade. A figura 2.2 apresenta Reines e Cowan no

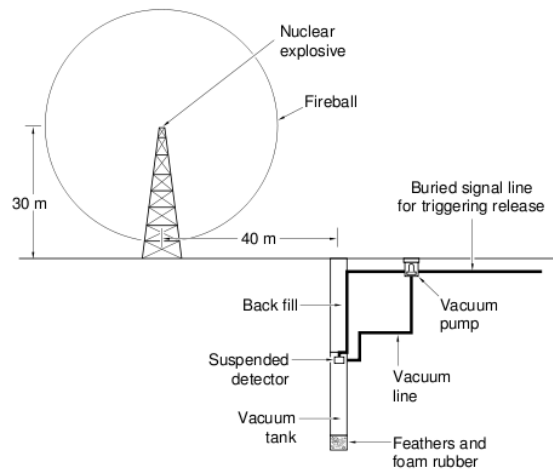


Figura 2.1: Esboço do projeto inicial de Hanford com a bomba atômica como fonte.

Centro de Controle de Hanford. Foi usada uma camada de boro, parafina e chumbo para proteger o detector cilíndrico, de 300 L de volume de nêutrons e raios gamas vindos do reator. Utilizaram uma janela de 9 microssegundos para discriminar os sinais de pósitrons e nêutrons. A taxa de ruído era de 5/min, enquanto esperava-se uma taxa de neutrinos de 0.1 a 0.3 /min. Numa parada para reabastecimento do reator observou-se uma diminuição no fluxo numa taxa proporcional ao número esperado de neutrinos. Os raios cósmicos eram o grande empecilho. O fluxo de múons era grande demais e gerava nêutrons secundários, confundindo o *trigger* de dupla coincidência utilizado. Mais tarde perceberiam a importância de colocar o detector em um laboratório subterrâneo.

Após a experiência em Hanford, Reines e Cowan formaram um grupo para detecção de neutrinos. Esse novo experimento seria realizado no primeiro reator construído para gerar energia elétrica, recém concluído em Savannah River, em Aiken, Carolina do Sul, em 1955. Ali o detector, de 2 m de altura e pesando 10 ton, ficou em um local com proteção de uma parede de concreto de 11 m separando-o do reator e a 12 m de profundidade. Essas proteções serviriam contra as partículas do reator e dos raios cósmicos, que formavam o ruído principal no local. Dessa vez utilizaram água com cádmio dissolvido, como alvo. Como mostra a figura 2.3, foram dois tanques A e B com 200 L de água cada, colocados entre três camadas de cintiladores, I, II, e III (com 4200 L totais). Nesses últimos foram



Figura 2.2: Reines e Cowan no Centro de Controle do experimento de Hanford. Da referência [8]

colocados 110 tubos fotomultiplicadores para coletar a luz dos eventos.

O sinal de dupla coincidência será percebido nos dois detectores adjacentes ao tanque onde ocorreu o evento, não tendo energia suficiente para chegar ao terceiro detector. Isso faria uma diferenciação do sinal de outras partículas que fazem parte do ruído.

Após 5 meses de experimento, sendo 900 horas como reator ligado e 250 horas com o reator desligado, conseguiram observar sinais de dupla coincidência que foram 5 vezes maiores quando o reator estava ligado do que com ele desligado. Os dados foram analisados com cuidado e diversos testes foram realizados, mudando a composição de materiais no detector, para que se pudesse chegar a conclusão de que os sinais de dupla coincidência eram realmente de antineutrinos interagindo com prótons no detector. A descoberta ainda foi por algum tempo vista por muitos com certa desconfiança. Por isso demorou alguns anos até o reconhecimento. O prêmio Nobel foi concedido somente em 1995 a Reines, quando Cowen já havia falecido.

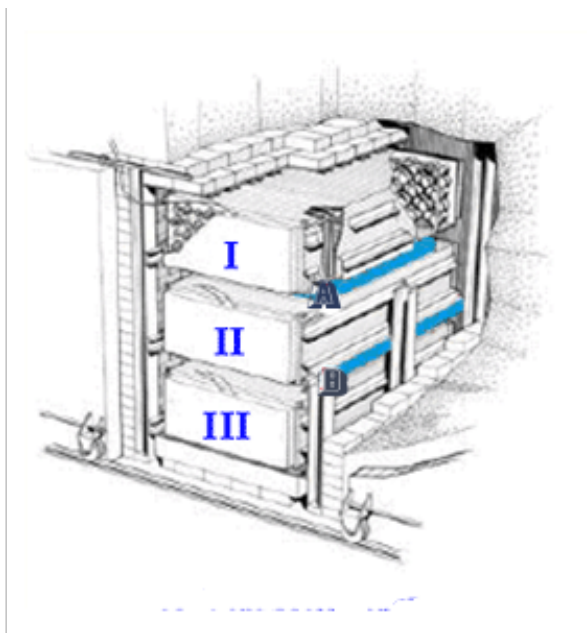


Figura 2.3: Nessa figura mostramos as três camadas do Detector de Savannah River. A e B são as camadas-alvo de água. Retirado da referência [10]

Capítulo 3

Fontes de neutrinos

Neste capítulo começamos com uma dedução para um modelo de oscilação com duas componentes, em seguida descreveremos algumas importantes fontes de neutrinos que alcançam a superfície terrestre. Muitas dessas, como os neutrinos atmosféricos, são fontes de ruído para nosso experimento em Angra. Outras bem abaixo do nosso limiar de detecção, não nos preocuparão, de início. Podemos ver muitas dessas fontes na figura 1.1.

Oscilação de neutrinos

Uma redução do número de neutrinos esperados do Sol em relação ao Modelo Solar Padrão (MSP) foi observada desde os primeiros experimentos. O espectro de energia dos neutrinos solares também não é equivalente ao esperado pelo MSP. Esse problema ficou conhecido como o Problema dos Neutrinos Solares. Depois verificou-se o problema do déficit de neutrinos esperados em outros tipos de experimentos. Veremos o caso mais simples de mistura de apenas dois sabores de neutrinos, representados na figura 3.1.

Utilizando a notação de *bras* e *kets*,

$$\begin{aligned} |\nu_e \rangle &= +\cos\theta|\nu_1 \rangle + \sin\theta|\nu_2 \rangle \\ |\nu_\mu \rangle &= -\sin\theta|\nu_1 \rangle + \cos\theta|\nu_2 \rangle \end{aligned} \tag{3.1}$$

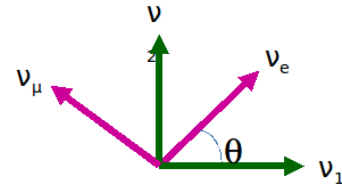
Onde $(|\nu_e \rangle, |\nu_\mu \rangle)$ representam os autoestados de sabor, $(|\nu_1 \rangle, |\nu_2 \rangle)$ os autoestados de massa dos neutrinos e θ é um parâmetro chamado ângulo de mistura.

Considerando uma evolução temporal,

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{bmatrix}$$

↑
Autoestado de sabor
↑
Autoestado de massa

(a) Matriz de mistura



(b) Rotação no espaço de autoestados

Figura 3.1: Oscilação de dois sabores de neutrinos. Em (a) os autoestados relacionados pela matriz de mistura, em (b) representação de uma rotação no espaço dos autoestados.

$$|\nu_e(t)\rangle = U|\nu_e\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle e^{-iE_1t} + \sin\theta|\nu_2\rangle e^{-iE_2t} \quad (3.2)$$

onde

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq |p| + \frac{m_i^2}{2|p|}, \quad |p| \simeq E \text{ e } m_1 \neq m_2$$

A probabilidade de um neutrino do elétron oscilar para um neutrino do múon é dada

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 \quad (3.3)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |-\sin\theta\cos\theta e^{-iE_1t}[1 - e^{-i(E_2-E_1)t}]|^2 \quad (3.4)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (3.5)$$

onde $L(t)$ é a distância da fonte ao detector, θ é o ângulo de mistura que representa a probabilidade de oscilação entre os sabores de neutrinos e $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$.

A probabilidade de sobrevivência de um neutrino do elétron, seria então,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (3.6)$$

3.1 Neutrinos Solares

O Sol é nossa fonte primordial de energia. Reações termonucleares ocorridas no interior do Sol são uma grande fonte de neutrinos, a maior parte com energia em torno de 1 MeV. Essa energia é liberada devido ao fato de que nessas reações a massa do núcleo resultante no processo de

fusão é menor que a soma das massas dos constituintes iniciais. As duas cadeias de reações principais são a cadeia próton-próton e o ciclo CNO (figura 3.2). Nesses processos ocorrem as reações nucleares que liberam neutrinos. O que explica essa constituição é o chamado Modelo Solar Padrão(MSP). Na verdade existem muitas variantes desse modelo. Um MSP é um modelo solar que é construído com a melhor física do momento, e deve reproduzir os dados disponíveis e se ajustar à luminosidade e ao raio do Sol observado. Tomaremos como referência o MSP desenvolvido pelo grupo de J. Bahcall e outros [11]. Na figura 3.3 [11] observamos as contribuições de cada processo.

Os neutrinos solares não nos darão em Angra um falso sinal, pois esperamos a reação iniciada no detector por antineutrinos do elétron, através do decaimento beta inverso.

Apesar de um fluxo em torno de $6 \times 10^{10}/\text{cm}^2 \times s$, a ínfima seção de choque da interação de neutrinos, da ordem de 10^{-44} cm^2 , dificulta o experimento e demanda enormes detectores. Os laboratórios são geralmente subterrâneos para diminuir o ruído devido aos raios cósmicos. Com essa seção de choque os neutrinos de baixa energia produzidos no núcleo do Sol atravessam todo o seu interior praticamente sem interagir com a matéria solar.

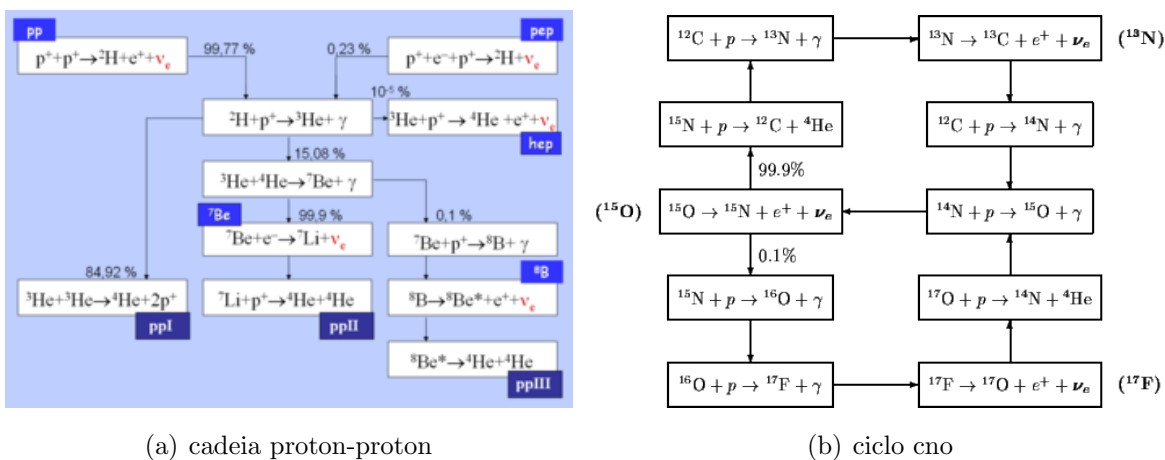


Figura 3.2: Representação das reações nucleares no sol

Experimentos

O primeiro experimento a estudar os neutrinos solares foi o experimento radioquímico de Homestake, na década de 1970, que funcionou até

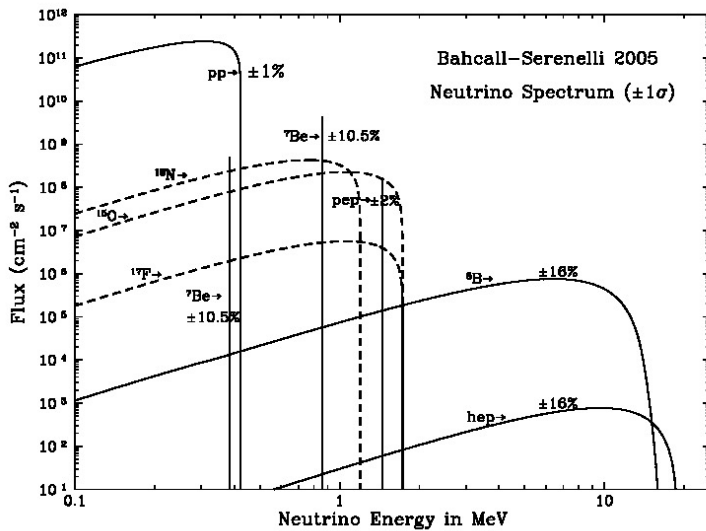


Figura 3.3: Espectro de energia da cadeia p-p e do ciclo CNO.

1994. Depois vieram os experimentos de Galium: SAGE, GALLEX e GNO. Ainda tivemos os experimentos que utilizaram outras técnicas como a radiação Cherenkov em água: Kamiokande, Super-Kamiokande e SNO que descreveremos aqui, devido à importância deles para o crescimento da física de neutrinos.

3.1.1 Experimentos radioquímicos

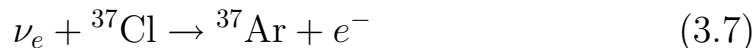
Experimentos que só contam a taxa de eventos, não dão informação sobre o tempo ou direção do neutrino de cada evento. Usam métodos químicos para extrair átomos de elementos radioativos produzido nas interações de neutrinos. As taxas de contagem destes átomos dão informação sobre o número de interações num período de tempo e logo sobre a taxa de neutrinos solares.

Experimento com cloro

O argônio produzido nas interações de neutrinos com um alvo de ^{37}Cl é extraído por processos químicos e o ^{37}Ar radioativo reverte para o ^{37}Cl emitindo um elétron Auger e a taxa de decaimento é contada com contadores proporcionais.

Experimento radioquímico de Homestake (1968-1994). Foi o primeiro experimento a confirmar a detecção de neutrinos solares. Buscava-se

a reação, induzida pelo neutrino solar,



Com um limiar de energia de $E = 0.814$ MeV o experimento de Homestake não pode detectar neutrinos de baixa energia, tendo sua principal contribuição vindo do decaimento do ${}^8\text{B}$.

Situado a 1.478 m abaixo da superfície, na Mina de ouro de Homestake, em Lead, Dakota do Sul, EUA, o que equivale a aproximadamente 4.200 mwe (equivalente em metros de água), o experimento consiste de um tanque de aço de 6.1 m de diâmetro e 14.6 m de comprimento, contendo 2.16×10^{30} átomos de ${}^{37}\text{Cl}$ (133 ton) na forma de 615 ton de tetracloretileno $\text{Cl}_2\text{C}_2\text{H}_4$.

Em média 0.5 átomos de ${}^{37}\text{Ar}$ são produzidos por dia pelos neutrinos solares. As extrações desses átomos são feitas a cada dois meses, colhendo-se por volta de 16 átomos. Essa diferença é explicada pela eficiência de 90% e pelo decaimento que sofre parte do ${}^{37}\text{Ar}$.

O experimento, proposto em 1964, foi construído entre 1965-1967. A taxa média encontrada em Homestake foi [12]

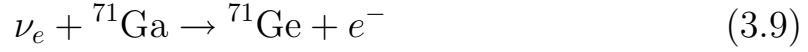
$$T_{Hom} = (2.56 \pm 0.23) \text{ SNU} \quad (3.8)$$

Onde uma Unidade de Neutrino Solar (SNU) equivale a uma interação de neutrino por dia para cada 10^{30} alvos de ${}^{37}\text{Cl}$.

O MSP previa, para esse experimento, uma taxa de (7.6 ± 1.3) SNU. Essa redução no número esperado de neutrinos solares foi a primeira evidência para a oscilação dos neutrinos solares, que seria confirmada depois por outros experimentos.

Experimentos com Gálio

Nesses experimentos, também radioquímicos, os átomos de gálio substituem o cloro. O ${}^{71}\text{Ge}$ produzido nas interações com neutrinos é extraído do tanque fazendo borbulhar nitrogênio no mesmo. A cada 30 dias são extraídos centenas de átomos ${}^{71}\text{Ge}$ dos cerca de 10^{29} átomos de ${}^{71}\text{Ga}$. A reação que se espera é



Com um limiar de $E = 0.233$ MeV

GALLEX/GNO ou GALLium EXperiment (GALLEX) (1991-1997) foi construído no Laboratório Nacional de Gran Sasso(LNGS), na Itália, a uma profundidade de 3.300 mwe. Constituído de 101 ton de GaCl₃-HCL contendo 30.3 ton de Gálio. Foi substituído pelo Gallium Neutrino Observatory (GNO) (1998-2003) que utilizou o mesmo detector, melhorando o equipamento de extração e purificação.

O Gallex e o Gno conseguiram uma taxa de captura de neutrinos média em torno de metade do previsto pelo MP [13]:

$$T_{GALLEX/GNO} = (69.3 \pm 5.5) \text{ SNU} \quad (3.10)$$

Esta taxa que corresponde a pouco mais que metade dos 128_{-9}^{+8} SNU previstos pelo MSP para esses experimentos.

SAGE Soviet-American Gallium Experiment (1990-2004). Construído na montanhas do Caucasus, Rússia, no Observatório de Neutrino de Baksan (BNO). O fluxo de múons cósmicos é reduzido significativamente devido à construção do detector a 2000 m abaixo do solo, o que equivale a 4700 mwe. Uma camada de 60 cm de concreto e uma de 6 mm de aço envolveram o laboratório para reduzir o ruído de nêutrons e gamas da rocha.

A taxa média de captura de neutrinos de janeiro de 1990 até dezembro de 2001 foi de [14]

$$T_{SAGE} = (70.8_{-6.1}^{+6.5}) \text{ SNU} \quad (3.11)$$

Isso também é aproximadamente metade do previsto pelo MSP para esse experimento.

3.1.2 Detectores Cherenkov

Esses detectores utilizam a detecção da luz provocada pela radiação Cherenkov (seção 4.2). Em contraste com os experimento radioquímico,

também nos dão informação temporal sobre o evento e a direção dos neutrinos.

Existem três experimentos de detecção de neutrinos solares que utilizam essa técnica: KamioKande, SuperKamioKande e SNO.

KamioKande (1983-1996) Localizado na mina Kamioka, no Japão, o Kamioka Nucleon Decay detector foi construído originalmente para detectar o decaimento do próton. A uma profundidade de 1000 m, equivalente a 2600 mwe, contém 3000 ton de água em um tanque cilíndrico de 15.6 m de diâmetro e 16 m de altura [15]. A superfície interna do detector foi coberta em 20% por 1000 PMTs de 50 cm de diâmetro. Com um limiar de energia dos neutrinos que chegou a $E = 6.7$ MeV na última fase, usava o espalhamento elástico

$$\nu_{\alpha} + e^{-} \rightarrow \nu_{\alpha} + e^{-} \quad (3.12)$$

A sensibilidade é maior em até seis vezes para o neutrino do elétron do que para os neutrinos do muón e do tau. O fluxo médio de neutrinos, medidos no KamioKande foi

$$\phi_{kam} = (2.80 \pm 0.38) \times 10^6 \times \frac{1}{\text{cm}^2 \times \text{s}} \quad (3.13)$$

o que equivale a metade do valor esperado pelo MSP.

Super-Kamiokande (1996) Localizado 500 metros abaixo de onde estava o Kamiokande e hoje está o KamLAND. Consiste de um cilindro de 39.3 m de diâmetro e 42 m de altura e contém 50 kton de água. A cobertura fotosensível é de 40% da superfície interna com 11146 PMTs de 50 cm de diâmetro. Mais 1885 PMTs de 20 cm de diâmetro cobrem a superfície externa que forma o veto de múons.

Um acidente durante um reabastecimento de água, em 2001, provocou a destruição de metade das PMTs. O detector foi remontado com as 5182 PMTs restantes, que equivale a uma cobertura de 19%.

Antes do acidente a taxa de interação média foi

$$\phi_{SK} = (2.35 + -0.08) \times 10^6 \times \frac{1}{\text{cm}^2 \times \text{s}} \quad (3.14)$$

O que mais uma vez estava bem aquém do esperado [16]. O detector foi totalmente reparado e recomeçou a funcionar em 2004.

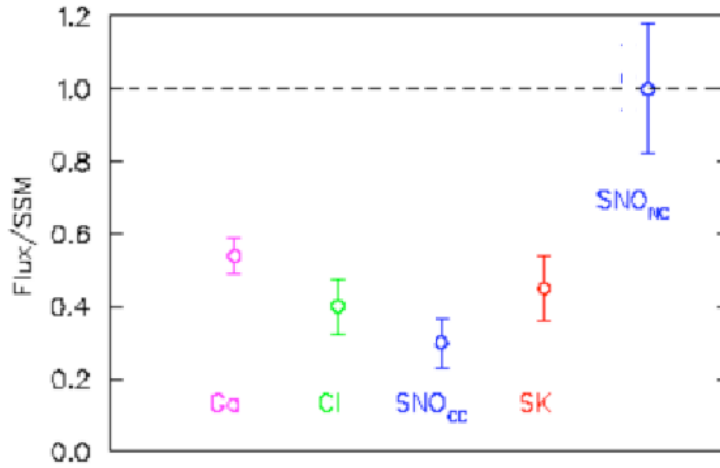
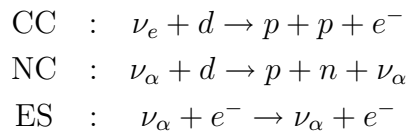


Figura 3.4: Razão entre o número de neutrinos detectados nos experimentos de neutrinos solares e a previsão do Modelo Solar Padrão. Observa-se o *deficit* até a inclusão da contribuição das correntes neutras pelo experimento SNO.

SNO o Sudbury neutrino Observatory foi instalado na mina de Creighton (INCO Ltd.), próximo a Sudbury, Ontário, Canada. Nesse experimento foram usadas 1.000 ton de água pesada (D_2O) recebidas como empréstimo do Energy of Canada Limited (AECL), dentro de um vaso acrílico de 12 metros cúbicos [17]. Foram utilizadas 9.456 PMTs de 20 cm de diâmetro. Foi o primeiro experimento com capacidade de medir o fluxo total de todos os sabores de neutrinos através de reação de corrente neutra



com $\alpha = e, \mu, \tau$

Hoje o laboratório funciona como parte do experimento SNOLAB. Existe ainda uma proposta para um *upgrade* para uma outra fase do SNO com cintilador líquido que se chamaria SNO +.

O experimento é sensível a todos os sabores de neutrinos através da reação de corrente neutra (NC). Nesse experimento também foi confirmada a oscilação de neutrino. Os fluxos foram

$$\Phi_{CC} = (1.68 \pm 0.06_{-0.09}^{+0.08}).10^6/\text{cm}^2 \times \text{s} \quad (3.15)$$

$$\Phi_{NC} = (4.94 \pm 0.21 + 0.38 - 0.34).10^6/\text{cm}^2 \times \text{s} \quad (3.16)$$

$$\Phi_{ES} = (2.35 \pm 0.22 \pm 0.15).10^6/\text{cm}^2 \times \text{s} \quad (3.17)$$

SNO revelou ainda um *deficit* de 35% de neutrinos eletrônicos, mas a soma de todos os sabores deu, dentro da margem de erro, os 100% esperados pelo Modelo Solar Padrão.

Na figura 3.4 observamos os diferentes resultados dos experimentos solares anteriores. A razão entre o fluxo esperado e o número de neutrinos detectados só é igual à soma das contribuições de todos os sabores de neutrinos, quando inclui-se a contribuição da corrente neutra no SNO.

3.1.3 Novos Experimentos

Icarus Localizado no Laboratório Nacional de Gran Sasso(LNGS), na Itália. É um programa [18] que usa de detectores de argônio líquido para o estudo de neutrinos de diferentes fontes e também para a busca pelo decaimento do próton.

Borexino Também localizado no LNGS, na ala C. É um detector em tempo real [19] para a detecção de neutrinos solares de baixa energia. Com a meta específica de medir o fluxo de neutrinos do ${}^7\text{Be}$, com limiar de energia de 0.862 MeV. É um detector que usa um alvo composto de cintilador líquido, com 278 tons de pseudocumeno(1,2,4-Trimetilbenzeno)($\text{C}_6\text{H}_3(\text{CH}_3)_3$) dopado com 1.5 g/l de 2.5-dipheyl-oxazole(PPO). O experimento também fez medições de geoneutrinos, como será descrito na seção 3.4.

3.2 Neutrinos Atmosféricos

Neutrinos atmosféricos são criados pela interação de raios cósmicos primários com núcleos atômicos da atmosfera. Os raios cósmicos primários

são compostos principalmente de prótons e em menor intensidade de partículas alfa (núcleos de Hélio). Menos que 2% são elétrons ou pósitrons. Embora não saibamos ainda sua origem, o estudo dos raios cósmicos muito contribuiu para o avanço da física de partículas. A interação dos primários com os núcleos da atmosfera gera raios cósmicos secundários, incluindo todos os hádrons e seus produtos de decaimento. Nesse processo, são gerados muitos píons, que decaem, principalmente, em múons e neutrinos do múon.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.18)$$

Os múons que decaem antes de chegar à terra geram elétrons e seus neutrinos.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.19)$$

Para energias abaixo de 1 GeV, onde a maioria dos múons decaem antes de alcançar a terra, a proporção de neutrinos é:

$$2\nu_\mu : 1\nu_e \quad (3.20)$$

A altas energias os prótons não sofrem a influência do campo geomagnético da Terra, assim o fluxo de neutrinos que vem de cima, a algumas centenas de metros, deveria ser igual ao fluxo que vem de baixo e atravessa a Terra. Muitos experimentos utilizam esse fato para verificar a diferença e comprovar a teoria da oscilação dos neutrinos. Os detectores devem ser construídos em laboratórios subterrâneos, para diminuir o ruído provocado principalmente pelos múons que não decaem antes de chegar à superfície.

3.2.1 Experimentos de neutrinos atmosféricos

East Rand Proprietary Gold Mine - Frederich Reines formou uma colaboração com um grupo da Universidade de Witwatersrand, em Johannesburg, para realizar um experimento buscando interações de neutrinos numa profundidade de mais de 3 km numa mina de ouro na África do Sul. Fizeram a primeira detecção de neutrinos do múon criados na atmosfera, juntamente com o grupo de **Kolar Gold Field Mine** [20], da Índia. Na Índia foram quatro anos de operação do detector a uma profundidade de 2.316 m de rocha.

Na década de 80 Kamiokande e IMB, experimentos de detectores Cherenkov, começaram a observar neutrinos atmosféricos [21]. Kamiokande que fora

usado para detecção de neutrinos solares foi adaptado para neutrinos atmosféricos e encontrou uma taxa 0.6 do número de ν_μ esperado a baixas energias, evidenciando a oscilação de neutrinos atmosféricos.

IMB (1982-1991) (Irvine-michigan–Brookhaven). Localizado em Cleveland, Ohio, EUA com 1.570 mwe de profundidade. Seus dados com energias abaixo de 1.5 GeV confirmaram os de Kamiokande.

BNO (1977) Baksan Neutrino Observatory- situado em Prielbrusye (Caucasus, na Rússia) [21]. É um complexo de instalações, contendo o Telescópio de Cintilação Subterrâneo de Baksan, localizado a cerca de 300 metros abaixo da superfície com 3000 m³ de volume, e um Telescópio de Neutrino Galio-Germânio situado a 3500 metros de profundidade com cerca de 60 tons. Contem ainda as instalações de ANDRICHI e KOVYOR, na superfície, e outros laboratórios em construção.

Frejus (1984) França [24]. Um calorímetro de 900 ton de massa com alta resolução. Estudo do decaimento do núcleo e detecção de neutrinos e múons atmosféricos.

LVD O Large Volume Detector está localizado no Hall A do LNGS [25]. É constituído por tanques de cintilador líquido totalizando um volume de ~ 1000 tons. Desenvolvido principalmente para detecção de neutrinos de colapsos estelares ocorridos em nossa galáxia ou nas Nuvens de Magalhães.

SK Super-Kamiokande. (Já descrito na seção anterior). Em 1998 apresentou a razão da taxa de neutrinos atmosféricos que vem de baixo com neutrinos que vem de cima abaixo do esperado, o que evidenciava a oscilação de neutrinos de baixa energia que atravessavam a Terra.

Soudan 2 (1989-2001) Na mina subterrânea de Soudan, em Minnesota, USA [26]. O objetivo do experimento era estudar o decaimento do próton, a oscilação de neutrinos atmosféricos e neutrinos cósmicos. Um calorímetro de 960 ton numa profundidade de 2070 mwe. Trabalhando com neutrinos atmosféricos os dados confirmaram os resultados de oscilação de neutrinos obtidos por Kamiokande, SK e IMB.

MACRO Macro (1989-2000) - Experimento de cintilador Localizado no LNGS. Um grande experimento subterrâneo com 3700 mwe com múltiplos propósitos para buscar eventos raros de radiação cósmica. Como

o estudo de neutrinos atmosféricos e suas oscilações, astronomia de neutrino muônico de alta energia ($E\nu > 7 \text{ GeV}$), busca por neutrinos de colapso estelar. Seus dados no campo da oscilação de sabores foram muito importante, pois confirmaram o resultado do SuperKamiokande. [22]

3.3 Neutrinos de Aceleradores de Partículas

Os experimentos em aceleradores de partículas permitem controle da fonte de neutrinos e do alvo. Diversos tipos de experimentos de oscilação de neutrinos foram realizados com os aceleradores. Existem os lineares e os circulares.

Quanto a distância detector-fonte os experimentos de acelerador são classificados como de curta distância, L da ordem de 1 km, e de longa distância, com L da ordem de $10^2 - 10^3$ km. Quanto ao método de geração de neutrinos ou antineutrinos os experimentos são divididos diferentes tipos.

- Decaimento de píons e káons gerados por um feixe de prótons produzem os ν_μ , num túnel da ordem de 100 m. Para produção de ν_μ :

$$\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.21)$$

Os negativos dariam como resultado o $\bar{\nu}_\mu$. Além disso, da reação acima surge em torno de 1% de $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e devido ao decaimento

$$\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.22)$$

A energia dos neutrinos assim gerados é em geral de alguns GeV's, podendo alcançar valores bem maiores.

- Decaimento do múon em repouso. Esse é um experimento de baixa energia. O múon decai como na equação (3.19) após o decaimento do π^+ . O π^- é fortemente absorvido pelo núcleo. O neutrino gerado para no alvo. A energia dos $\bar{\nu}_\mu$'s é de dezenas de MeV's.

O experimento K2K foi de grande importância para a física de neutrinos. Os píons produzidos em colisões no acelerador KEK decaem gerando

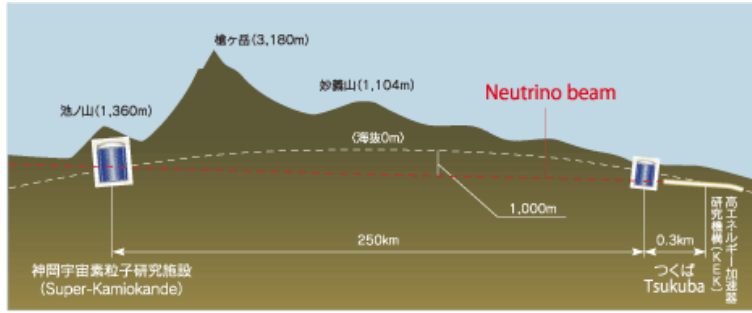


Figura 3.5: Ilustração do experimento K2K tirada da referência [27]

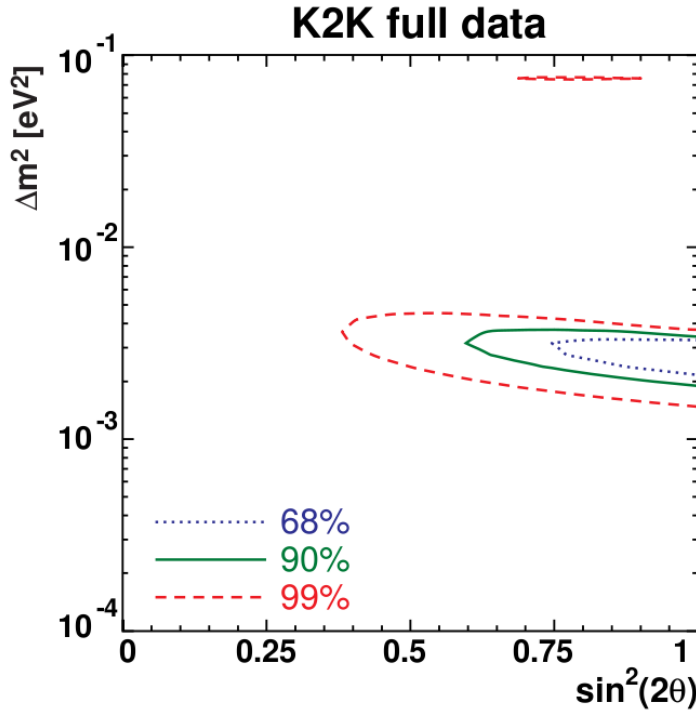


Figura 3.6: Medida dos parâmetros de oscilação feita pelo experimento K2K mostrando regiões para três diferentes intervalos de confiança.

ν_μ s com energia média de 1.3 GeV, que são detectados pelo detector Super-Kamiokande, distante 250 km, figura ??, [?]. Esse experimento comprovou a oscilação de neutrinos na região de parâmetros explorados pelos experimentos de neutrinos atmosféricos. A figura 3.6 mostra as regiões encontradas pelo experimento K2K para os parâmetros de oscilação para três diferentes intervalos de confiança. [29].

O Main Injector Neutrino Oscillation Search (MINOS), no Fermilab, um experimento de acelerador de partículas, também explorou a região

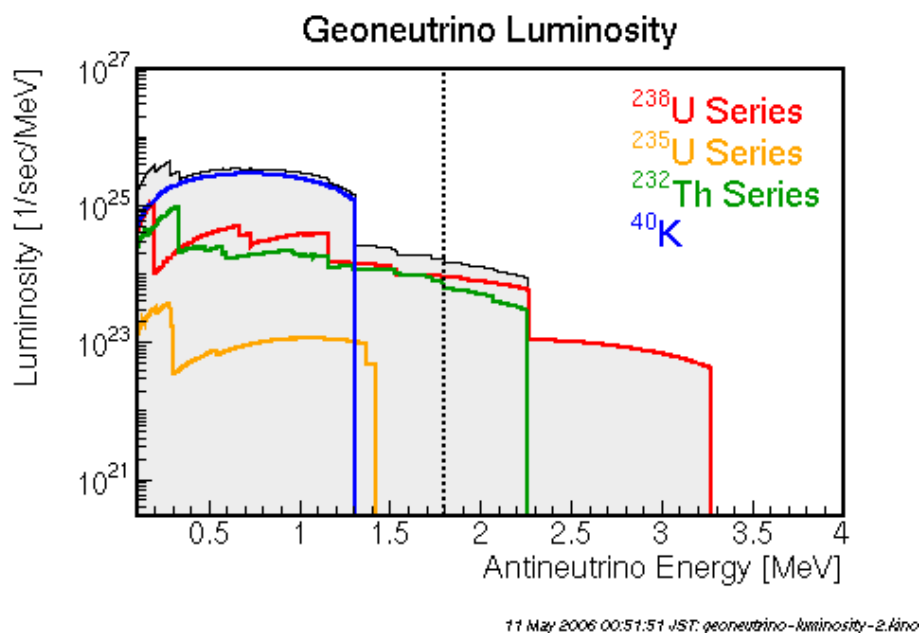


Figura 3.7: Geoneutrinos em KamLAND.

dos parâmetros de oscilação de neutrinos atmosféricos [23]. Fornece, por exemplo, o melhor resultado de determinação do módulo de Δm_{31}^2 .

3.4 Geoneutrinos

O poço mais profundo que o homem já escavou na Terra não passa de 12 km. A geoquímica estuda amostras da crosta terrestre e do topo do manto. A sismologia pode reconstruir o perfil da densidade através de toda a Terra, mas não sua composição. Os geoneutrinos podem nos ajudar a conhecer melhor o interior terrestre. Geoneutrinos são antineutrinos produzidos nos decaimentos radioativos dos isótopos do urânio, tório, potássio e rubídio (^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K , ^{235}U e ^{87}Rb) [30], [31], encontrados em rochas antigas no interior do nosso planeta. Ainda não sabemos o quanto, mas esses decaimentos contribuem em grande fração do calor gerado no interior da Terra. Esse calor influencia nas atividades vulcânicas e nos movimentos das placas tectônicas, por exemplo. Em torno de 80% dos geoneutrinos observados em detectores de antineutrinos vem do decaimento do urânio e 20% do tório. O decaimento do ^{40}K produz neutrinos, portanto, não pode ser observado pelo decaimento beta inverso, (1.2).

KamLAND foi o primeiro experimento a detectar antineutrinos emitidos

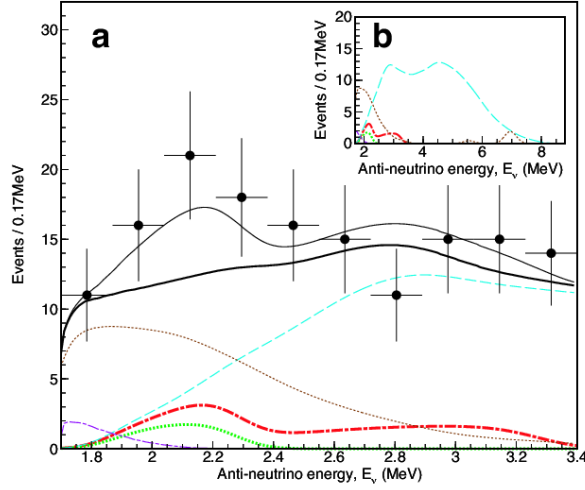


Figura 3.8: Espectro de energia em KamLAND [32]. Pontos experimentais junto com o total esperado (linha preta pontilhada). O espectro esperado, excluindo o sinal de geoneutrino na linha preta firme. Nas linhas vermelha e verde pontilhadas estão, respectivamente, os sinais do ^{238}U e ^{232}Th . O ruído devido ao reator na linha azul pontilhada.

no decaimento dos átomos radioativos ^{238}U e ^{232}Th presentes no manto terrestre, confirmando o modelo geofísico da Terra que supõe emissão de 16 TW de potência radiogênica. O espectro de geoneutrinos para KamLAND está representado na figura 3.7. Na figura 3.8 observamos a distribuição de energia dos antineutrinos em KamLAND. Em 2005 foi anunciado o resultado de 28 eventos de geoneutrinos em dois anos. Em uma análise seguinte chegou-se ao resultado de

$$S(U + Th) = 57_{-31}^{+33} \text{TNU} \quad (3.23)$$

A taxa de eventos é expressa em Unidade de Neutrino Terrestres (TNU, sigla em inglês), definida como um evento por 10^{32} núcleos-alvos por ano, ou $3.17 \times 10^{-40} \text{s}^{-1}$. Está taxa que é igual a unidade de neutrino solar (SNU).

O experimento de Borexino confirmou a evidência dos geoneutrinos vistos por KamLAND. A figura 3.9 mostra o espectro esperado da energia E_{prompt} no experimento Borexino [33]. A figura inclui a contribuição dos antineutrinos de reator e geoneutrinos. Os resultados das análises do experimento deram uma taxa de

$$S(U + Th) = 3.9_{-1.3}^{+1.6} / (100 \text{ton} \times \text{a}) \quad (3.24)$$

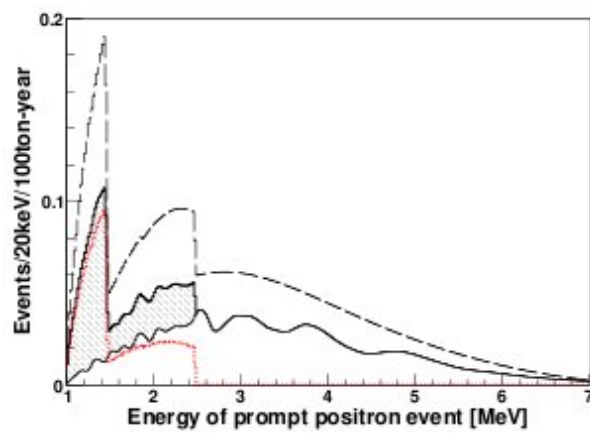


Figura 3.9: Espectro de antineutrinos em Borexino, incluindo os de reator.

Capítulo 4

Neutrinos de Reatores Nucleares

Novos experimentos de neutrinos estão sendo planejados para, entre outros objetivos, confirmarem e medirem com maior precisão os parâmetros de oscilação, procurar o decaimento beta duplo para saber se os neutrinos são sua própria antipartícula, medir o momento magnético dos neutrinos e suas massas, enfim realizar experimentos que darão informações complementares às já obtidas com os neutrinos solares e atmosféricos. Tanto os experimentos com neutrinos atmosféricos quanto com os solares não nos permitem controle ou conhecimento amplo das fontes. Os experimentos com neutrinos de aceleradores de partículas e de reatores nucleares nos permitem um controle maior tanto da fonte como do alvo.

4.1 Reatores nucleares

Um menor valor para a energia de neutrinos é alcançado nos reatores, da ordem de poucos MeVs. A energia dos neutrinos de aceleradores vai de 100 MeV a 100 GeV. Desta forma os experimentos de reatores nucleares são muito importantes, pois permitem uma investigação única para valores de Δm^2 muito pequenos. Esse fato fez ressurgir o tipo de experimento que primeiramente detectou os neutrinos: os detectores de neutrinos usando reatores nucleares como fonte dessas partículas. Na primeira geração destes experimentos as distâncias entre o detector e o núcleo do reator eram pequenas, entre 15 e 30 m. Os detectores de longa distância têm linha de base entre 1 e 100 km. A importância na relação E/L para a sensibilidade do detector é evidenciada na figura 4.1.

O experimento de Reines e Cowan, descrito anteriormente, iniciou a história da detecção de neutrinos e criou os primeiros passos para os ex-

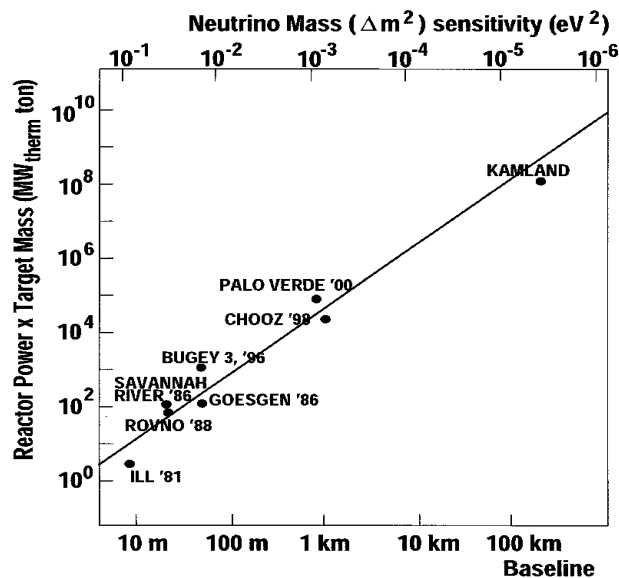


Figura 4.1: Linha de base dos diversos experimentos em função do produto da potência dos reatores pela massa do alvo. Na abcissa superior vemos a sensibilidade dos experimentos para a diferença entre o quadrado das massas (Δm^2) dos neutrinos. [34]

perimentos de neutrinos de reatores nucleares que serão descritos nesse capítulo.

Graças aos grandes avanços no desenvolvimento de procedimentos para detecção de neutrinos de reatores nucleares, aumentando sua sensibilidade, surgiram os projetos de detecção para monitoramento, visando a não-proliferação de armas nucleares.

A figura 4.2 mostra a distribuição de complexos de usinas nucleares para geração de energia no mundo segundo dados do Centro de Segurança Nuclear Internacional (INSC), EUA, referência [35].

As usinas nucleares utilizam a fissão nuclear para gerar energia térmica que, por sua vez, é utilizada para geração de energia elétrica. A fissão dos núcleos radioativos do combustível nuclear libera nêutrons e fragmentos que por sua vez sofrem decaimento β emitindo $\bar{\nu}_e$ como mostra a equação (1.1). Estes antineutrinos podem ser detectados quando interagem com prótons do alvo, através de decaimento beta inverso, mostrado na reação (1.2).

A energia liberada pelos reatores vem quase toda da fissão de quatro isótopos e é distribuída, basicamente, da seguinte forma : $^{235}\text{U} \sim 56\%$; $^{238}\text{U} \sim 8\%$; $^{239}\text{Pu} \sim 30\%$; $^{241}\text{Pu} \sim 6\%$. Nos reatores nucleares só é possível o experimento de desaparecimento de neutrinos, devido a baixa energia

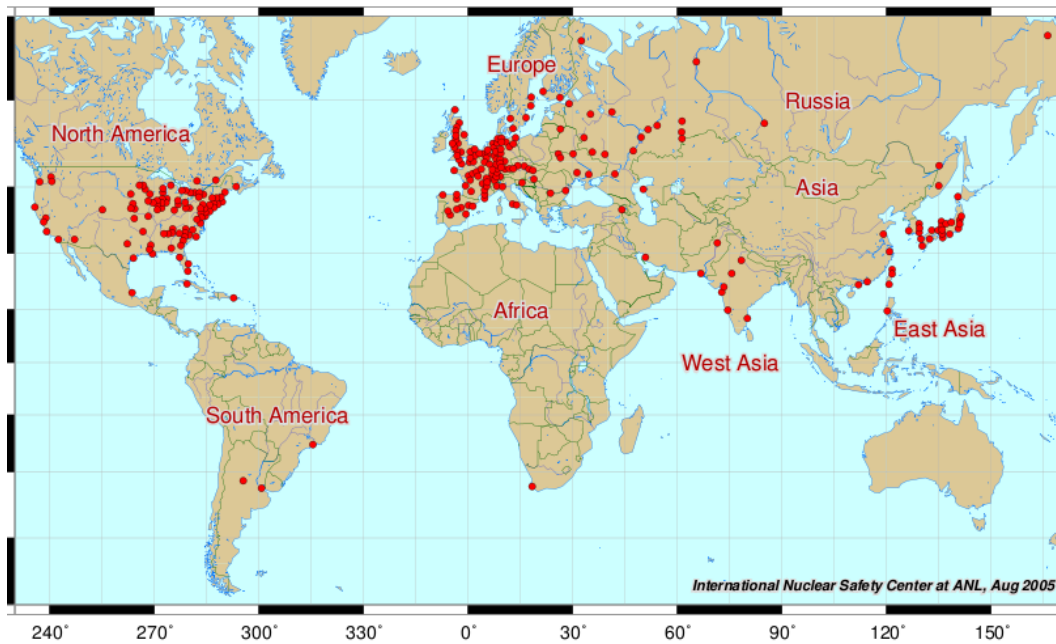


Figura 4.2: Mapa da INSC com os complexos de usinas de energia nuclear em todo o Mundo. Algumas poucas que estão no mapa não chegaram a funcionar.

dos antineutrinos, que impossibilita a criação de μ 's ou τ 's no detector. Na figura 4.3 observamos o espectro de energia dos neutrinos provenientes de diferentes isótopos ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu [36], medido em experimento realizado no ILL, em Grenoble. Para o ^{238}U , que não sofre reação com nêutrons lentos, o espectro foi calculado [37].

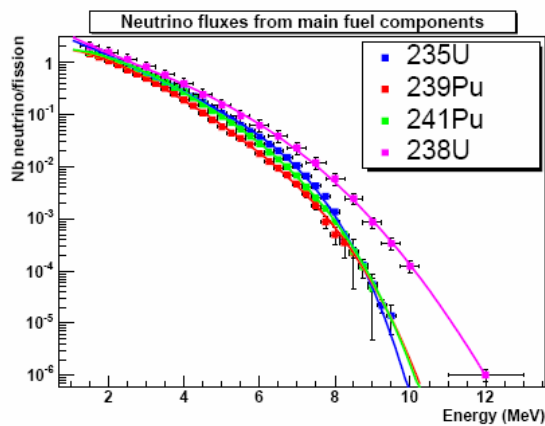


Figura 4.3: Espectro de energia dos neutrinos medido para os principais elementos componentes do combustível nuclear no experimento ILL.

Na figura 4.4 temos a simulação da evolução temporal da taxa de fissão para cada um dos seis isótopos mais importantes, no experimento Palo Verde. Notamos na figura que podemos desprezar as contribuições dos isótopos ^{240}Pu e ^{242}Pu .

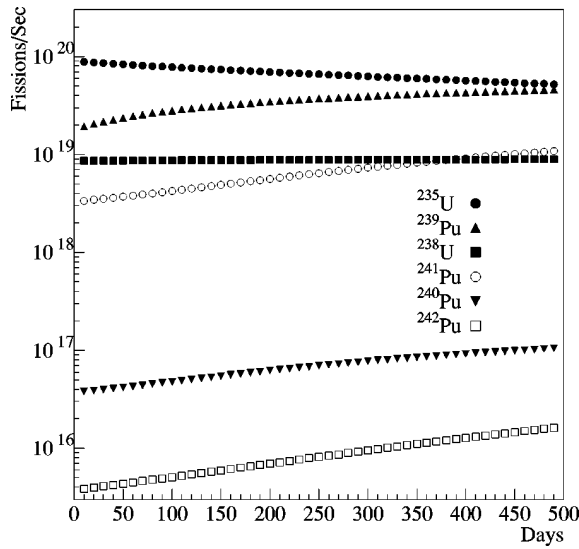
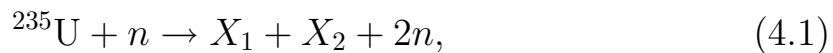


Figura 4.4: Evolução temporal da taxa de fissão para cada isótopo constituinte do combustível nuclear, no reator de Palo Verde, onde observamos o efeito da queima de combustível, o chamado *burn-up*.

Em média cada fissão gera 200 MeV de energia e libera seis antineutrinos o que dá uma taxa $2 \times 10^{20}\text{s}^{-1}$ por GW_{th} . A usina nuclear Angra II tem 4GW_{th} o que garante uma taxa de neutrinos bastante alta. Tomemos como exemplo a reação em cadeia a partir do ^{235}U :



Na figura 4.5 mostramos a distribuição de massas dos produtos de fissão X_i 's desse isótopo. Os dois nêutrons que saem sustentam a reação em cadeia. Os dois fragmentos X_i 's juntos têm 92 prótons e 142 nêutrons, com números de massa atômica, $A_1 \simeq 94$ e $A_2 = 140$. Para alcançar a estabilidade dos átomos $_{40}\text{Zr}^{94}$ e $_{58}\text{Ce}^{140}$, em média 6 nêutrons desses fragmentos precisam sofrer decaimento beta. Esses decaimentos emitem 6 $\bar{\nu}_e$. Portanto, temos em média 6 $\bar{\nu}_e$ por fissão.

Como a produção de antineutrinos no reator é isotrópica, o fluxo decai com o quadrado da distância, o que é um grande problema para os experimentos de linha de base longa. Para interagirem pelo decaimento

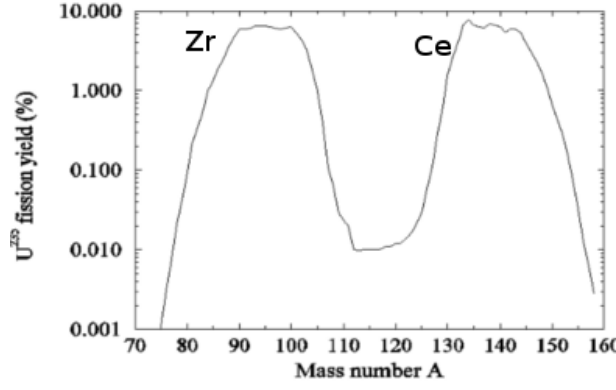


Figura 4.5: Distribuição de massas dos fragmentos da fissão do ^{235}U .

beta inverso (1.2) os antineutrinos que chegam ao detector precisam ter uma energia superior a 1.8 MeV, limiar da reação. Apenas 25% dos neutrinos gerados no reator têm energia superior a esse limiar de detecção. Essa redução embora diminua o fluxo detectável, facilita o nosso trabalho, pois o combustível queimado que é guardado em piscinas no complexo nuclear tem decaimento com liberação de neutrinos com energia abaixo desse limiar de energia.

O reabastecimento dos reatores é feito, geralmente, a cada um ou dois anos. Uma medida nessa paralização é muito útil para estabelecer o nível de ruído local, com o reator parado, e possibilitar a subtração deste ruído do sinal.

Seção de choque

Se desprezarmos a energia de recuo do nêutron a energia do antineutrino será dada por

$$E_{\bar{\nu}_E} = E_e + m_e + E_n + m_n - m_p \simeq E_e + m_e + 1.293 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

onde E' s são as energias cinéticas. Nesta aproximação o limiar de energia da reação seria $E_{\bar{\nu}_E}^{lim} = 1.804003 \text{ MeV}$. No entanto, o limiar exato, desprezando termos da ordem E_ν/m_N [34] é

$$E_{\bar{\nu}_E}^{lim} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1.806 \text{ MeV} \quad (4.3)$$

A seção de choque antineutrino-próton é mostrada na curva c da figura figura 4.6. Essa figura mostra o fluxo incidente (b), a seção de choque (c)

e o número de interações no detector em função da energia do antineutrino (a). A seção de choque é dada por *

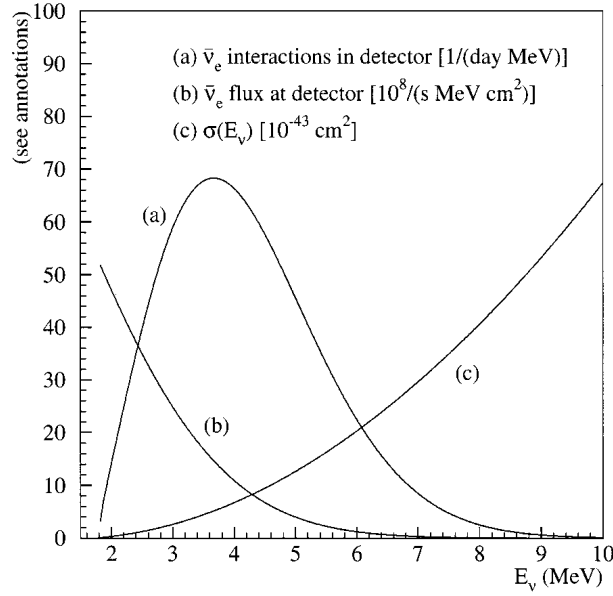


Figura 4.6: Fluxo de ν_e produzidos no reator (b), seção de choque do decaimento beta inverso (c) e o espectro de energia dos antineutrinos ν_e que interagirão no detector (a).

$$\sigma_{tot} = \frac{G_F^2}{\pi} (c_v^2 + 3c_a^2) E_{(e^+)} p_{(e^+)} \cos^2 \theta \quad (4.4)$$

onde E_{e^+} é a energia e p_{e^+} o momento do pósitron. $c_v \simeq 1.0$ e $c_a \simeq 1.27$ são as constantes de acoplamento vetorial e axial, respectivamente. A seção de choque pode ser convenientemente escrita em função da vida-média do nêutron, τ_n , e do fator de espaço de fase $f = 1.7152$:

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi^2}{f \cdot m_e^5 \tau_n} E_{(e^+)} p_{(e^+)} \quad (4.5)$$

Número de eventos

Para uma dada composição de combustível, o número de eventos para um tempo T , num dado bin de energia, no detector será,

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \sum_l N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) \varepsilon_i(E_\nu) \quad (4.6)$$

* a correção radiativa dependente da energia é calculada em [38]

onde n_p é o número de prótons no alvo, L é a distância do detector ao núcleo do reator, N_l^{fiss} é o número de fissões por segundo para cada isótopo l e $\varepsilon_i(E_\nu)$ é eficiência do detector.

Para termos uma função que nos possibilite prever o fluxo de antineutrino chegando ao detector, conhecendo o espectro da figura 4.3, tomamos uma parametrização fenomenológica feita por Patrick Huber e Thomas Schwetz [39].

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{K_l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right) \quad (4.7)$$

a_{kl} 's são os coeficientes encontrados fitando os dados experimentais. Foram feitos dois ajustes, com 3 e com 6 parâmetros, que são mostrados na figura 4.7. Observamos um ajuste bem melhor dos dados com o uso de 6 parâmetros.

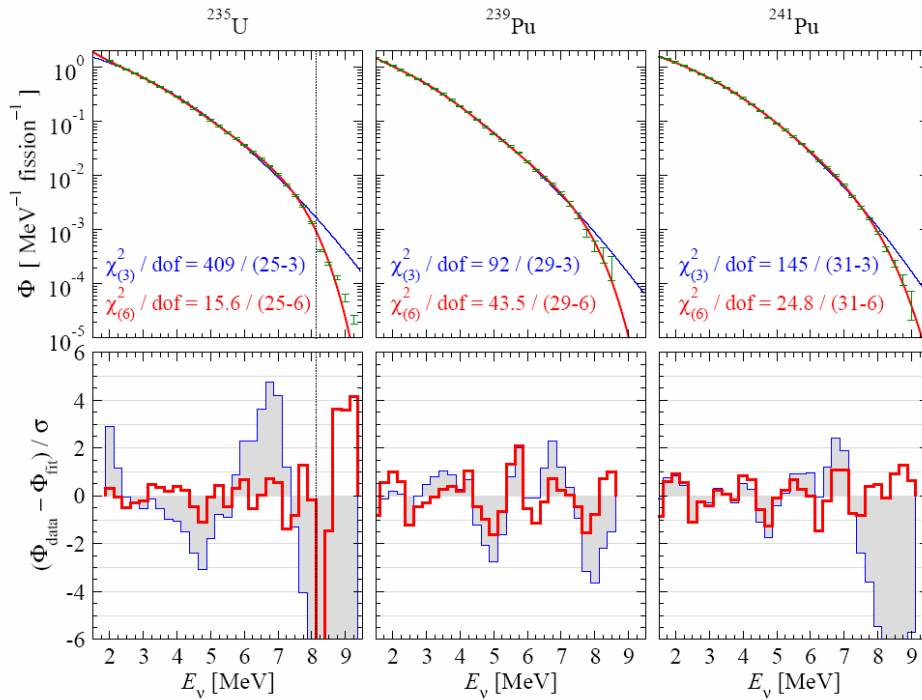


Figura 4.7: Resultado dos ajustes feitos com a parametrização 4.7, retirado da referência [39].

Faremos uma breve descrição de experimentos de neutrinos importantes que utilizaram como fonte um reator nuclear.

4.2 Experimentos de curta distância

A distância L do detector-alvo ao núcleo do reator é chamada usualmente de linha de base ou *baseline*. Os experimentos de detecção de neutrinos cuja distância L é de até algumas dezenas de metros são chamados de curta distância. Para distâncias da ordem de 1 km ou superiores os experimentos são chamados de longa distância ou *longbaseline*.

Os experimentos de curta distância tinham como meta principal a busca por evidências da oscilação de neutrinos solares caracterizada pelo desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ em relação ao fluxo esperado. Os detectores tinham massa de centenas de kg mas nenhum encontrou indicações de oscilação. Entretanto, as distâncias fonte-detector (*baselines*), como vemos na figura 4.1 não eram suficientes para alcançar a sensibilidade necessária aos pequenos valores de Δm^2 requeridos para a observação de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ devido a Δm^2 solar. Por esta razão podemos tomar o espectro medido por esses experimentos como o espectro gerado no reator nuclear.

Hanford (1953) O detector continha 300 L de cintilador líquido dopado com cádmio e 90 PMTs. Esse experimento pioneiro de Reines e Cowan foi descrito no capítulo 2. O experimento de **Savannah River** foi desenvolvido por eles utilizando a experiência adquirida em Hanford e melhorando a relação sinal/ruído.

ILL O centro de pesquisa internacional Instituto Laue-Langevin localiza-se na cidade universitária de Grenoble, na França. O detector era composto de 377 L de cintilador líquido com $\sim 10^{28}$ prótons alvos a uma distância de $L = 9$ m do núcleo do reator [40]. Com um fluxo esperado de 9.8×10^{11} teve um total de ~ 4890 eventos, que dava uma taxa compatível com a esperada sem oscilação.

Gosgen (1981-1985) Realizado no Reator Nuclear de Gosgen, Suíça [41]. O experimento foi realizado a três distâncias diferentes: $L_1 = 37.9$ m, $L_2 = 45.9$ m, $L_3 = 64.7$ m. Um fluxo de antineutrinos de $5 \times 10^{20}/s$ gerado no reator de potência térmica de 2800 MW produziu taxas da ordem de 10^4 eventos em cada uma das posições. Foi utilizado o mesmo detector do experimento ILL, com algumas melhorias.

Rovno (1987) Com uma distância inicial de $L = 18$ m do núcleo do reator (depois aumentado para $L = 25$ m), que tem uma potência térmica

de 1375 MW, o experimento foi realizado no complexo nuclear de Rovno, na Ucrânia [42]. O detector de 238 L de cintilador líquido foi dopado com Gadolínio. Numa outra fase em 1992 foram colocados dois detectores a distâncias de 12 m e 18 m. A razão das taxas de eventos entre eles não apontou para oscilação.

Bugey Na estação nuclear de Bugey, na França, foram instalados dois detectores, $L_1 = 13.6$ m e $L_2 = 18.3$ m, obtendo espectro semelhante para as duas distâncias. Esse experimento teve várias fases [43]. A fase chamada Bugey 3 usou detectores de cintilador líquido idênticos, de 600 L cada, dopados com 0.15% de ${}^6\text{Li}$ e fez medidas a três distâncias distintas, $L_1 = 15$ m, $L_2 = 40$ m e $L_3 = 95$ m, conseguindo um total de 1.2×10^5 e não encontrou evidências de oscilação [44]. O experimento **MUNU** foi realizado nesse mesmo complexo [45]. Detector de 1 m^3 localizado a 18 m do reator de 2.75 GW, estudou o espalhamento de neutrinos a baixas energias, encontrando um limite para o momento magnético do neutrino, $\mu_{nu} < 9 \times 10^{-11} \mu_B^\dagger$.

Krasnoyarsk Um detector com alvo de deutério foi construído no complexo nuclear de Krasnoyarsk, na Sibéria, Rússia. O detector [46] de 513 L, distante 34 m do núcleo, foi colocado dentro de um túnel na rocha, a 600 m.w.e. de profundidade, o que diminuiu o fluxo de múons por um fator 10^3 . No alvo de deutério a interação com os ν_e 's ocorre por

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_e + d &\rightarrow n + n + e^+ && \rightarrow \text{CC} \\ \bar{\nu}_e + d &\rightarrow p + n + \bar{\nu}_e && \rightarrow \text{NC} \end{aligned}$$

Os resultados de Krasnoyarsk também confirmaram a não-oscilação de neutrinos. Além disso, experimentos para detecção do momento magnético do neutrino, em Krasnoyarsk e Rovno encontraram um limite de $\mu_{nu} \lesssim 2 \times 10^{-10} \mu_B$.

Os resultados negativos destes experimentos de curta distância geraram curvas de exclusão, figura (4.8) no plano $\sin^2 2\theta \cdot \Delta m^2$ que se estendem até valores de Δm^2 da ordem de 10^{-2} eV^2 .

[†] $\mu_B = e/2m_e$ é o magneton de Bohr.

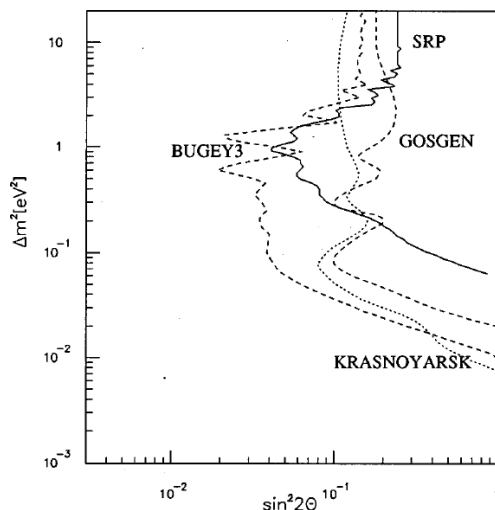


Figura 4.8: Curva de exclusão com os resultados de Gosgen, Krasnoyarsk, Bugey e Savannah River (SRP) [1]. A sensibilidade não chega a $\Delta m^2 \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$.

4.3 Experimentos de longa distância

Os experimentos CHOOZ e Palo Verde foram construídos com *baseline* da ordem de 1 km e detectores de grande volume fiducial para estender a região de sensibilidade para valores de $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$. Os dois foram construídos prioritariamente para checar os resultados de oscilação $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ de neutrinos atmosféricos dos experimentos Kamiokande e IBM, descritos no capítulo anterior. A distância maior também obriga um aumento no volume do detector, pois o fluxo de neutrinos cai com o quadrado da distância. Os ruídos da radiação cósmica e da radioatividade natural foram os maiores problemas para os dois experimentos. A situação de *background* local conduziu os grupos a projetos diferentes.

A dopagem de 0.1% do cintilador líquido com gadolínio aumenta a captura de nêutrons e a energia liberada na captura dos mesmos. Com essa dopagem o tempo de captura do nêutron cai de $\sim 170 \mu\text{s}$ para $\sim 27 \mu\text{s}$. Foram utilizados também materiais com baixa radioatividade, blindagem contra nêutrons e raios gamas e veto ativo de múons cósmicos.

CHOOZ (1997-1998) O complexo nuclear de Chooz localiza-se no município de Chooz na região das Ardenas, na França. Possui dois reatores nucleares gerando uma potência total de 8.5 GW.

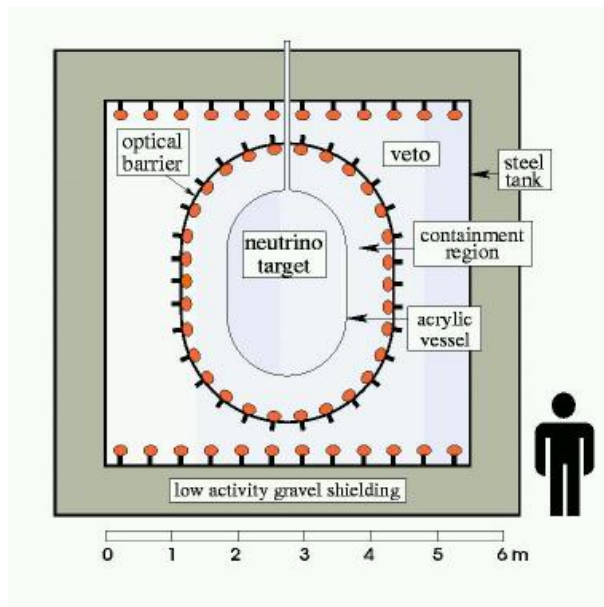


Figura 4.9: Estrutura do detector de Chooz, retirado da referência [48]

Construído em uma caverna subterrânea pré-existente com cobertura de 100 m de rocha, equivalentes a ~ 300 m.w.e., o detector de Chooz tinha 5 ton de cintilador líquido dopado com Gadolínio [47]. Utilizou-se a reação de decaimento beta inverso e os eventos eram evidenciados pela coincidência dupla dos e^+ e n 's. Os reatores de CHOOZ começaram a funcionar depois do início da tomada de dados pelo detector, o que possibilitou medir o ruído local com alta precisão, e isto mais tarde ajudou muito na separação sinal/ruído. Entretanto a adição de Gadolínio aumentou a instabilidade do cintilador líquido, diminuindo sua transparência [34] com o passar do tempo e prejudicando a captação de luz pelas PMTs, diminuindo a eficiência do detector. Esses motivos limitaram a vida útil do detector.

O detector, esquematizado na figura 4.9 apresenta um volume central de 5 tons contido no vaso de acrílico central; uma camada de 75 cm de espessura de óleo mineral, de 17 tons; 192 tubos de PMTs de oito polegadas em um vaso de aço que contém as duas camadas interiores.

Palo Verde (1998-2000) Experimento realizado na Estação de Geração Nuclear de Palo Verde em Wintersburg, Arizona, E.U.A., com três reatores nucleares fornecendo uma potência térmica total de 11.6 GW. Dois reatores estavam a 890 m do detector e o terceiro a 750 m [49]. O detector central, figura 4.10, feito em forma de células com 66

tanques de acrílico preenchidos com cintilador líquido dopado com Gadolínio, foi envolvido por uma camada de 1 m de água para moderar os nêutrons gerados pelos múon fora do detector e absorver os γ 's emitidos pelas paredes do laboratório. Cada célula, de 900 cm \times 12.7 cm \times 25.4 cm, tinha duas PMTs, uma em cada extremidade mais longa, no interior das quais ficou o cintilador líquido. Fora da camada de água foram colocados 32 contadores de cintilador líquido para vetar múons cósmicos.

No detector segmentado de 11.3 ton de de massa fiducial um evento de neutrino foi caracterizado por uma tripla coincidência: os dois γ 's de 511 KeV cada resultantes da aniquilação do pósitron e, por fim, a energia da captura do nêutron pelo Gd. A tripla coincidência deve acontecer dentro de matrizes de células 3x5.

O detector foi colocado a apenas 12 m (\sim 32 mwe) de profundidade, num pequeno túnel escavado próximo aos reatores. A blindagem obtida eliminou apenas a componente hadrônica do ruído cósmico e reduziu o fluxo de múons por um fator 5. O fluxo de múons restantes era ainda muito grande e produzia nêutrons secundários por espalação. A taxa de múons cósmicos no detector ficou em 2 KHz.

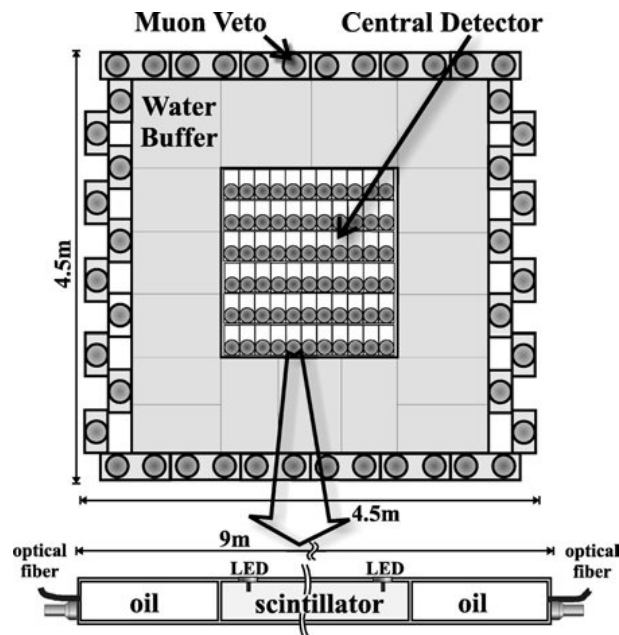


Figura 4.10: Estrutura do detector segmentado de Palo Verde.

Após análise a razão encontrada entre $\bar{\nu}_e$ detectados e esperados nos dois experimentos era de \sim 1, compatível com a não-oscilação. Ainda

assim, esses dois experimentos foram muito importantes para a física de neutrinos, pois colocaram um limite superior para o valor dos parâmetros de oscilação. Como podemos ver nas curvas de exclusão apresentada pelas análises de CHOOZ , figura (4.11) e de Palo Verde, figura (4.12).

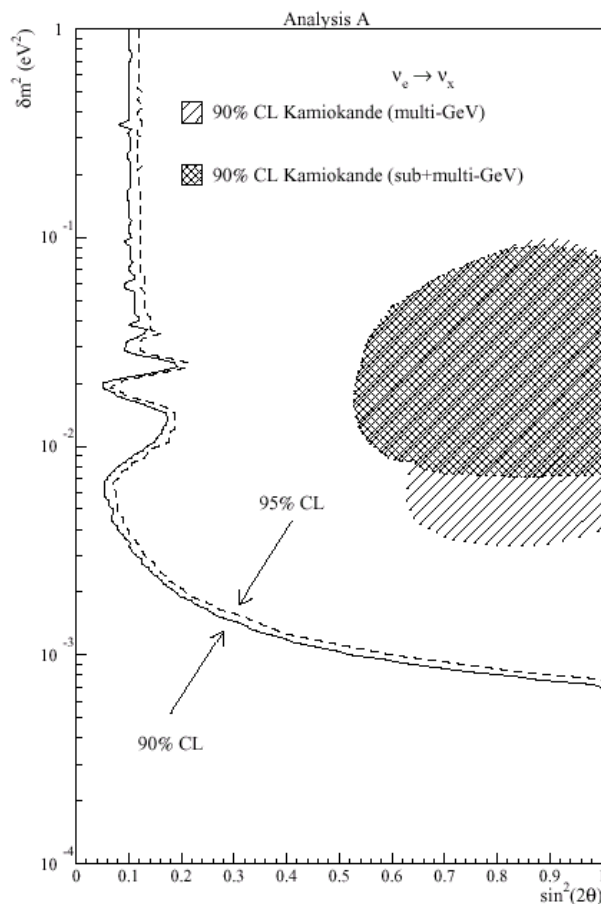


Figura 4.11: Curva que limita os valores de Δm^2 e do ângulo de mistura (90%C.L.), no Experimento de CHOOZ. A análise A refere-se à curva obtida por um ajuste ao espectro de ruído subtraído. Análise B utiliza a diferença de linha de base entre os dois reatores (com o $\Delta L = 116.7\text{m}$). Análise C utiliza apenas as formas do espectro.

Além disso, todos esses experimentos descritos acima, apesar de não apontarem para a oscilação, como observamos na figura 4.13, criaram métodos e técnicas muito importantes a serem utilizadas nos experimentos futuros em reatores nucleares. Muitos avanços foram realizados na subtração do *background*, no aumento da sensibilidade e na normalização de dados, entre outros.

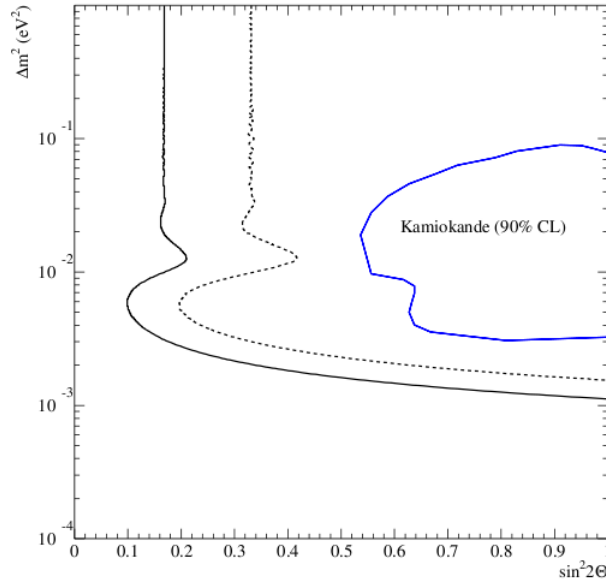


Figura 4.12: Curva que limita os valores de Δm^2 e do ângulo de mistura (90%C.L.), no Experimento de Palo Verde. O resultado de Kamiokande também é apresentado na figura.

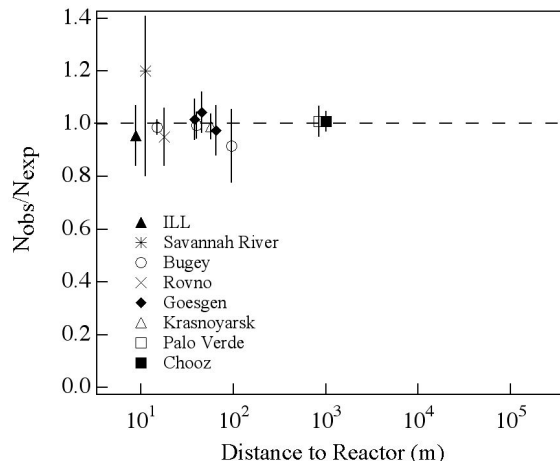


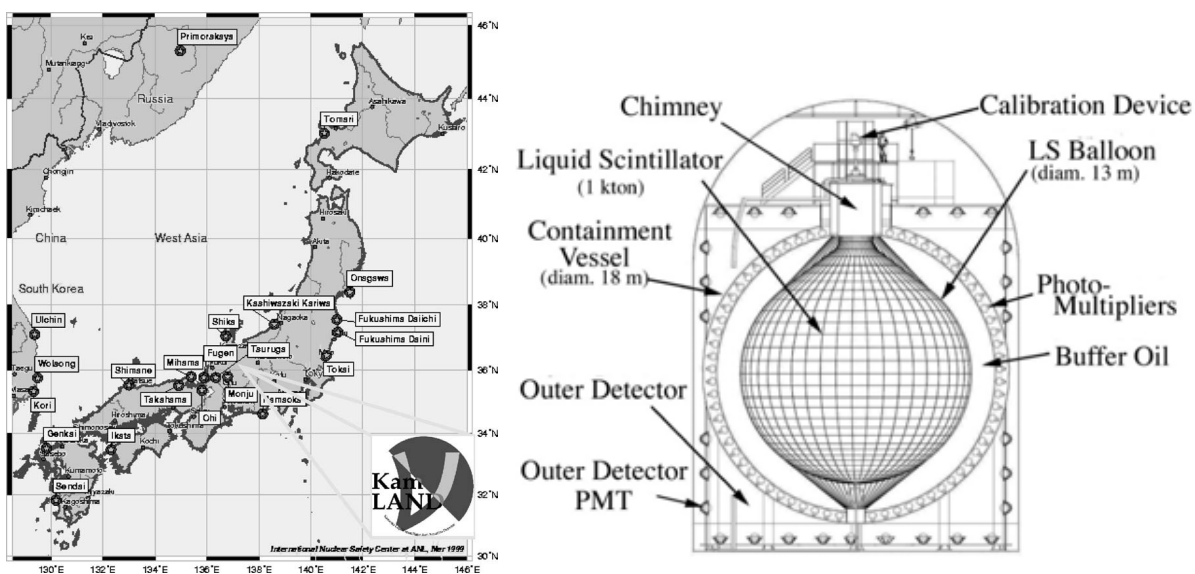
Figura 4.13: Razão entre o fluxo de antineutrinos esperado (sem oscilação) e o observado em função do *baseline*, para os experimentos anteriores à KamLAND. Os resultados são compatíveis com a não-oscilação.

4.4 KamLAND

Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector [50], [51]:

O detector foi construído na mesma cavidade onde operou o experimento Kamiokande, a 1000 m abaixo do solo. Os antineutrinos são gerados

em 53 reatores nucleares, localizados em todo Japão, $\sim 2\%$ na Coréia do Sul e $\lesssim 1\%$ em outros lugares, como mostra a figura 4.14 (a). Em torno de 80% dos antineutrinos detectados vem de reatores entre 140 km e 215 km. O detector, figura (4.14 (b)), tem 1200 m³ de cintilador líquido em um balão esférico transparente de 13 m de diâmetro, sustentado por uma esfera de aço de 18 m de diâmetro. O espaço intermediário é cheio de óleo mineral que atenua os nêutrons e os raios gama externos. O espaço entre a esfera de aço e o cilindro que separa a cavidade da rocha é preenchido com água, e é utilizado como um detector Cherenkov para vetar o *background* de múons cósmicos, com 240 PMT's reutilizadas do Kamiokande. Em torno da esfera de aço 1879 PMTs dão uma cobertura de fotocatodos de aproximadamente 34 % da área interna do detector.



(a) localização dos reatores nucleares que emitem antineutrinos para Kamland

(b) Esboço do detector

Figura 4.14: Experimento KamLAND

O limiar de energia para o decaimento beta inverso, equ. (1.2), conforme mostrada em (4.3) é 1.806 MeV. Entretanto Quando trabalhamos em análises para oscilação de neutrinos a baixas energias temos que considerar o *background* provocado pelos geoneutrinos. Em KamLAND o espectro dos geoneutrinos foi medido como veremos na seção 3.4. Assim, para evitar o *background* de geoneutrinos o limiar para esse tipo de análise em Kamland foi de 2.6 MeV.

KamLand encontrou uma relação de neutrinos medidos por esperados de ~ 0.66 , confirmando a oscilação de neutrinos solares. Comparando

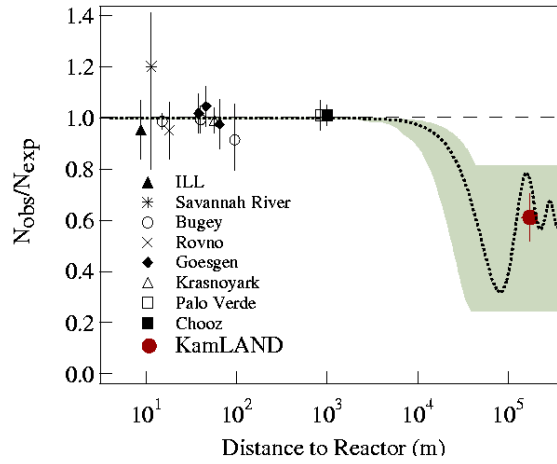


Figura 4.15: Razão entre o fluxo de antineutrinos esperado e o observado em função da *baseline*, para os experimentos de reatores nucleares, incluindo KamLAND.

as figuras 4.13 e 4.15 observamos a importância da distância do detector ao reator. Os experimentos anteriores a KamLAND não são sensíveis ao desaparecimento dos antineutrinos, pois é muito pequeno o valor de Δm^2 solar, que determina o período de oscilação. A figura (4.16) mostra o espaço de fase para os parâmetros de oscilação $tg\theta_{12}$ e Δm_{12}^2 de neutrinos solares e os valores dos melhores ajustes desses parâmetros obtidos por KamLAND e experimentos solares para a oscilação de dois sabores de antineutrinos.

Kamland foi o maior experimento para detecção de neutrinos de baixas energias. Isso abriu a possibilidade para diversas análises físicas, além da oscilação de ν 's.

4.5 Experimentos em preparação

As maiores incertezas associadas aos experimentos de longa distância são a acurácia no fluxo e espectro de neutrinos saindo do reator e o valor da seção de choque dos antineutrinos em função da energia. Para diminuir os erros sistemáticos e aumentar a sensibilidade nos parâmetros de oscilação a nova geração de experimentos de detecção de neutrinos de reatores usará uma comparação entre as medidas em dois detectores idênticos localizados a distâncias diferentes do reator. Isto, um aumento da massa fiducial e outras melhorias diminuirão o *background*, permitindo alcançar sensibilidades da ordem de 1% para o valor do ângulo de mistura θ_{13} . Essa nova

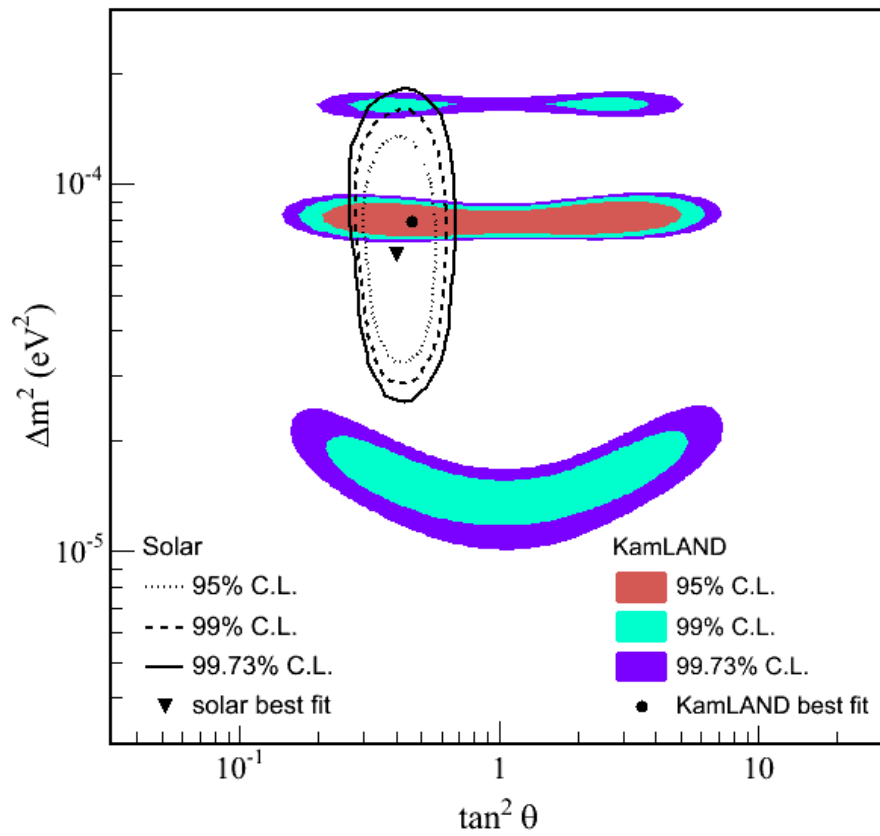


Figura 4.16: Espaço de fase para os parâmetros de oscilação de neutrinos mostrando os resultados de KamLAND e dos experimentos solares.

geração de experimentos já está em construção:

Double Chooz O experimento de Double Chooz, [52] e, melhorará a sensibilidade na medida do valor do ângulo de mistura θ_{13} , último ângulo de mistura ainda desconhecido. Esta colaboração contém, além de outros países, a participação do grupo brasileiro de detecção de neutrinos de baixas energias responsável pelo experimento Neutrinos Angra. O detector mais distante está a ~ 1 km do núcleo do reator, no mesmo local onde foi realizado o experimento CHOOZ em 1997-1998. Um outro detector idêntico será construído a ~ 0.4 km do núcleo dos reatores, com uma blindagem de 115 m.w.e.

Esse experimento também estudará a detecção de neutrinos de reatores nucleares para a não-proliferação de armas nucleares. Para esta finalidade será usado o detector mais próximo ao reator. O detector distante entrará em funcionamento no início de 2011 e o detector próximo no final de 2012.

Daya Bay Próximo a Daya Bay [53], [54], China, distante 70 km de Hong Kong, o Complexo nuclear de Daya Bay tem dois reatores nucleares e está distante 1 km do Complexo nuclear de Ling Ao, que tem outros dois reatores. A energia térmica total liberada por todos esses reatores é de 11.6 GW. Está previsto para entrar em operação nesse ano (2010) mais dois reatores em Ling Ao, que somam 5.8 GW, totalizando uma potência térmica de 17.4 GW. A figura 4.17 apresenta um esboço do experimento.

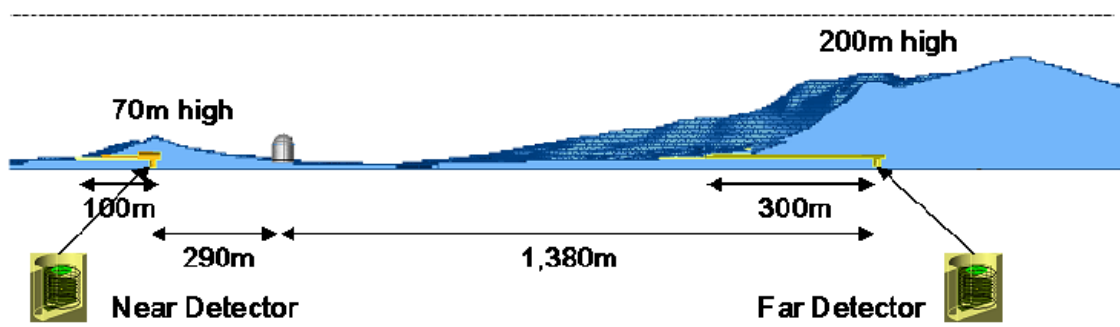


Figura 4.17: Arranjo do experimento de Reno

Os objetivos de Daya Bay são os mesmos de Double Chooz, com uma sensibilidade um pouco melhor para aos parâmetros de oscilação. Além de construir dois detectores idênticos, o projeto de Daya Bay também planeja facilidades para intercambiar os detectores. Túneis nas montanhas dão uma proteção de $270 \text{ m} \times \text{w} \times \text{e.}$ para o detector com $L = 0.25 \text{ km}$ e 1.200 m.w.e. para o detector com $L = 1.2 \text{ km}$. Daya Bay também está em fase de construção. O detector próximo deverá ser concluído no final de 2011.

RENO O Experimento de Reno [55] está sendo construído no Complexo Nuclear de Yonggwang, localizado na costa oeste da Coréia do Sul a 400 km de Seul. São seis reatores produzindo uma potência térmica total de 16.4 GW. Esse que é o segundo maior complexo nuclear do mundo apresenta os reatores alinhados numa extensão de 1.3 km.

Serão dois detectores idênticos, $L = 0.29 \text{ km}$ e $L = 1.4 \text{ km}$. Essas distâncias são medidas do centro da linha de reatores. Cada detector terá 15 tons de cintilador líquido dopado com 0.1% de Gadolínio. Os detectores terão uma proteção de 130 m.w.e., para o mais próximo, e 460 m.w.e., para o distante, como mostrado na figura 4.13. A expectativa é começar os testes com os dois detectores já em 2011.

Até hoje o melhor limite para o ângulo de mistura θ_{13} de oscilação de neutrinos foi determinado pelo experimento CHOOZ. A nova geração de experimentos tenta diminuir as incertezas buscando medir este ângulo ou baixar o limite superior estabelecido por CHOOZ. Isso conduz esses projetos a buscar alcançar uma sensibilidade da ordem de 1% para θ_{13} , possibilitando a realização de pesquisas além da oscilação de neutrinos, tais como: detecção de neutrinos de supernovas; procura por neutrinos estéreis, que poderiam influenciar no fluxo de antineutrinos esperados; observação de geoneutrinos; limites para o μ_ν ; monitoramento de reatores para a não-proliferação de armas nucleares; entre outros objetivos possíveis.

4.6 Utilização da detecção de neutrinos para o monitoramento de reatores nucleares

4.6.1 O Tratado de Não-proliferação de Armas Nucleares

A crescente utilização da energia nuclear e o possível uso do combustível nuclear para a fabricação de armas atômicas levou à criação pela Organização das Nações Unidas (ONU), em 1968, do Tratado de Não-Proliferação de Armas Nucleares (TNP). Pelo tratado países detentores de armas nucleares prometem reduzir seus arsenais e os demais países signatários se comprometem a não desenvolver armas atômicas.

A Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) é o órgão da ONU responsável pela verificação do TNP [56] e criou uma série de medidas de salvaguardas para controlar o uso do combustível nuclear. A agência registra um total de 438 reatores nucleares em operação, 55 em construção e 5 saindo de operação. Ainda existem mais de 130 reatores nucleares de pesquisa. O plutônio é um dos principais elementos desejados para construir armas nucleares e estima-se que 90 ton dele são produzidas por ano como subproduto da queima de combustível nos reatores nucleares.

O sucesso da missão da IAEA nos países onde existem instalações nucleares depende muito da colaboração dos operadores das usinas nucleares pois a informação da quantidade e composição do material nuclear é obtida por simulações computacionais, tendo como parâmetros a composição inicial do combustível e o histórico energético do reator.

Com a crescente disseminação de armas nucleares, um método independente para monitorar reatores nucleares seria desejável. Pelo fato dos neutrinos não poderem ser blindados e escaparem livremente dos reatores nucleares foi sugerido o uso de detectores de antineutrinos para o monitoramento de reatores.

Em 2003 e mais recentemente em 2008, a Unidade de Novas Tecnologias do Departamento de Salvaguardas da IAEA organizou encontros para avaliar a aplicabilidade da tecnologia de detecção de neutrinos para propósitos de salvaguardas. Para determinar sua aplicabilidade foi definida uma série de cenários envolvendo detectores de antineutrinos. A efetividade, a sensibilidade e as vulnerabilidades da detecção devem ser examinadas nesses cenários. Esse estudo da aplicabilidade busca uma definição quanto a utilização ou não dos métodos de detecção de antineutrinos como uma

técnica nova para a verificação de salvaguardas, e se baseia nos trabalhos já realizados e propostas em andamento dos grupos de pesquisa atuando nesta área e nos avanços conseguidos até agora.

4.6.2 Monitoramento de Reatores: a proposta de Mikaelyan

A idéia de medir o fluxo de antineutrinos para monitorar um reator nuclear surgiu na década de setenta. Em 1977, na conferência Neutrinos 77, L. Mikaelyan mostrou [57] que a taxa de detecção de antineutrinos do reator de uma usina nuclear dá uma medida da energia produzida pelo reator, devido à proporcionalidade entre o número de antineutrinos e o número de fissões $N_\nu \sim \gamma N_{(fis)}$. Defendeu também que a forma do espectro de antineutrinos poderia fornecer informações sobre a composição isotópica no combustível nuclear.

O método da detecção do fluxo de antineutrinos pretende ser sensível à medida da potência do reator e à composição do combustível nuclear e apresenta algumas vantagens em relação aos métodos vigentes, por ser não-intrusivo e operado remotamente. Também é importante o experimento ser em tempo real, pois os desvios de material são feitos geralmente numa parada do reator, que pode ser facilmente detectada pelo novo método.

Nos cálculos abaixo, tomamos valores médios para os parâmetros na equação (4.6). Onde $N_f = P_{ter}/E_f$ é o número médio de fissões no reator. A relação entre os eventos no detector e a energia liberada pelo reator pode ser expressa como

$$N_\nu = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{P_{ter}}{\bar{E}_f} 1,6 \cdot 10^{-19} n_p \varepsilon \bar{\sigma}_f \quad (4.8)$$

Onde R é a distância do detector ao núcleo do reator, P_{ter} é a potência térmica do reator, E_f é a energia liberada por cada fissão no reator, n_p é o número de prótons alvos no detector e ε é a eficiência do detector. A média da seção de choque da reação 1.2, em todo espectro de neutrinos é

$$\bar{\sigma}_f = \int \sigma(E_\nu) f(E_\nu) dE_\nu \quad (4.9)$$

Com exceção de $\bar{\sigma}_f$ e \bar{E}_f , as grandezas envolvidas na equação 4.8 mantêm-se constante durante o funcionamento do reator. É interesse dos operadores que a potência de reatores comerciais permaneça constante durante a queima do combustível.

A energia liberada em cada fissão e a seção de choque dependem dos tipos de isótopos ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U e ^{241}Pu . Usando os índices 5, 9, 8 e 1 para os mesmos, temos:

$$\bar{E}_f = \sum_i \alpha_i E_i \quad \bar{\sigma}_f = \sum_i \alpha_i \sigma_i \quad (4.10)$$

Abrindo a segunda equação de (4.9), $\sum \alpha_i \sigma_i = \sum \alpha_i \sigma_5 + \sum \alpha_i (\sigma_i - \sigma_5)$, e utilizando a condição de normalização $\sum_i \alpha_i = 1$, teremos

$$\sum \alpha_i \sigma_i = \sigma_5 + \sum \alpha_i \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_5} - 1 \right) \quad (4.11)$$

Substituindo (4.11) em equ.(4.8) e separando σ_5 , além de seguir o mesmo processo para a primeira equação de (4.9), teremos

$$N_\nu = \frac{n_p P_{ter} \varepsilon}{4\pi R^2 1,6 \cdot 10^{-19}} \frac{\sigma_5 [1 + \sum_i \alpha_i (\frac{\alpha_i}{\alpha_5} - 1)]}{E_5 [1 + \sum_i \alpha_i (\frac{E_i}{E_5} - 1)]} \quad (4.12)$$

Finalizando, representamos todas as constantes, incluindo a fração $\frac{\alpha_i}{\alpha_5}$ por γ , chegamos à relação bem mais simples,

$$N_\nu = \gamma (1 + k(t)) P_{ter} \quad (4.13)$$

onde $k(t)$ depende da composição do combustível, que varia com o tempo, e $(1 + k(t)) = [1 + \sum_i \alpha_i (\frac{\alpha_i}{\alpha_5} - 1)] / [1 + \sum_i \alpha_i (\frac{E_i}{E_5} - 1)]$.

Experimentos

Existem alguns experimentos em construção e outros já funcionando para utilizar a medida de antineutrinos para monitoramento.

Ainda na década de 1980 foi realizado, na Usina Nuclear de Energia de Rovno, na antiga União Soviética, o primeiro experimento para medidas remotas da potência nuclear através da detecção de antineutrinos [42]-[58]. Esse foi o primeiro experimento a colocar em prática as propostas de Mikaelyan, criando limites estatísticos importantes. Seguido pelo experimento de Bugey. A proposta do experimento foi apresentar um método de medir a potência liberada pelo reator e o consumo de combustível usando o fluxo e o espectro de antineutrinos liberados nas fissões nucleares ocorridas no núcleo do reator. O detector, um tanque de 1050 L de cintilador líquido dopado com Gadolínio, ficou a 18 m do núcleo do reator.

Análise dos resultados de Rovno

A figura 4.18 a medida do número de antineutrinos (potência) em função do tempo, incluindo um período de reabastecimento. Esse resultado evidencia a sensibilidade do experimento para uma alteração na potência liberada, além de estabelecer um valor para o nível de ruído local, medido quando o reator estava parado.

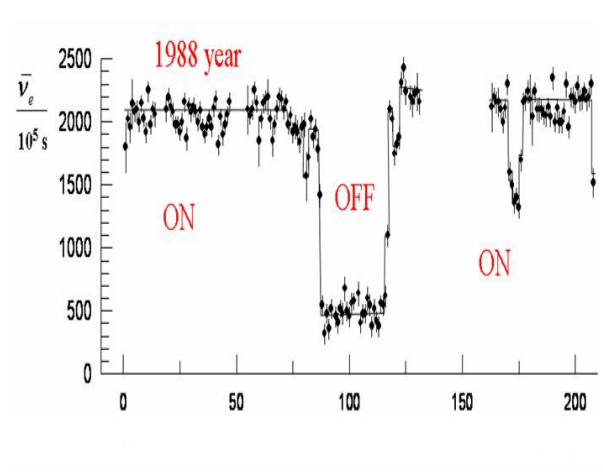


Figura 4.18: .

Experimento Rovno: evolução da potência. Um período de reabastecimento é evidenciado.

SONGS

O detector SONGS1 operou na San Onofre Nuclear Generation Station (SONGS1) entre 2003 e 2006. Localizado na Califórnia, E.U.A. O alvo central era um tanque de 0.64 ton de cintilador líquido dopado com Gadolínio, colocado a 25 m do núcleo de um dos dois reatores nucleares ativos de SONGS, em um laboratório situado na *tendon gallery* com uma blindagem equivalente a 30 m.w.e. A figura 4.19 mostra os resultados observados em SONGS. O decréscimo na taxa devido à queima de combustível, a parada para reabastecimento e o novo nível após o reabastecimento.

O experimento SONGS1 utilizava cintilador líquido como alvo. Esse material é inflamável e sua utilização enfrenta resistências em algumas usinas nucleares. Assim, foram desenvolvidos outros dois detectores em SONGS, esses com material não inflamável: cintilador plástico e água dopada com Gadolínio. Esses experimentos estão em fase de construção.

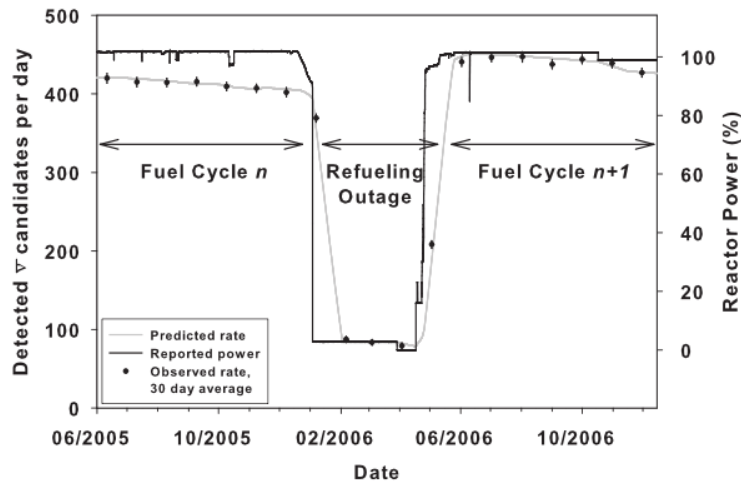


Figura 4.19: .

Experimento SONGS: Número de antineutrinos detectados em função do tempo.

Observa-se claramente o efeito da queima de combustível (*burn-up*) com a queda progressiva no número de antineutrinos, a parada para reabastecimento e a retomada da operação com combustível fresco, quando o número de antineutrinos volta ao seu valor inicial. A linha cheia representa a potência medida pelo método térmico. Pode-se ver que o reator é operado a uma potência térmica constante. [59]

Capítulo 5

Projeto Angra Neutrinos

O projeto Angra visa desenvolver um detector de antineutrinos que possibilite o monitoramento de reatores nucleares. O projeto inicial era buscar um limite para o ângulo de oscilação θ_{13} mas esta medida será feita em colaboração com o experimento Double Chooz, em construção na França.

O Projeto pretende desenvolver um detector de antineutrinos que monitore o funcionamento de um reator nuclear ativo para que essa nova técnica de monitoramento das usinas nucleares possa ser adicionada às normas de verificação de salvaguardas estabelecidas pela IAEA para a não proliferação de armas nucleares. Dessa forma, a constatação de qualquer alteração na queima de combustível seria um alerta sobre um possível desvio de material combustível .

O experimento objetiva detectar o estado do reator (ligado/desligado) e verificar a potência liberada pelo reator da usina nuclear Angra II. Para isso será utilizado um detector capaz de detectar os antineutrinos gerados no núcleo do reator no processo de fissão do combustível através da reação de decaimento beta, (1.1).

Os antineutrinos serão detectados, no experimento, através da reação de decaimento beta inverso (1.2) . Como mostrado no capítulo anterior o limiar de energia para essa reação, é 1,806 MeV (4.3) e a energia média dos antineutrinos é de 4 MeV (figura 4.6). O reator Angra II de 4 MW de potência será nossa fonte de antineutrinos. Nosso detector será de água dopada com Gadolínio e a detecção será feita através da radiação Cherenkov emitida. O sinal da radiação Cherenkov do pósitron seguido do sinal derivado da captura do nêutron formando uma dupla-coincidência num intervalo de aproximadamente 100 μ s é a assinatura característica

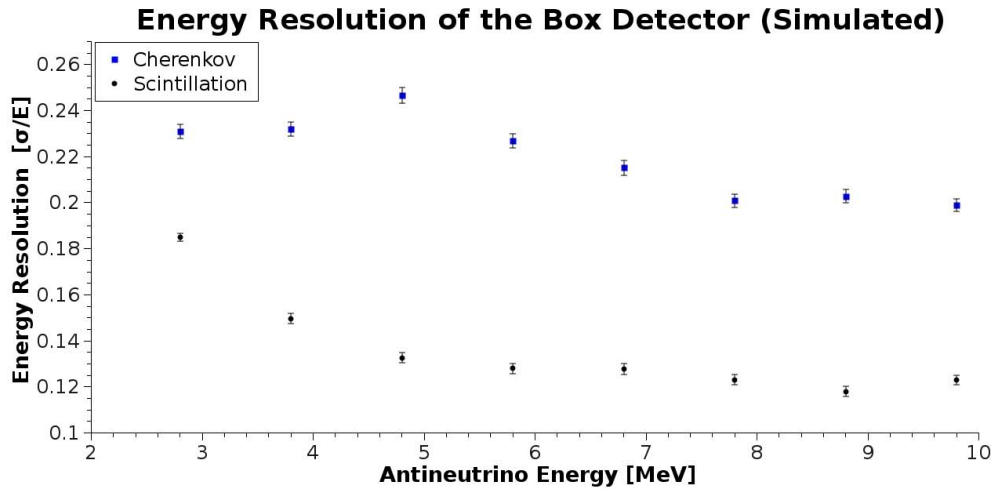


Figura 5.1: Comparação da resolução em energia de detectores com alvo de água e com alvo de cintilador.

necessária para validação do evento.

5.1 Detector

O alvo do detector foi inicialmente planejado para ser de cintilador líquido dopado com Gadolínio. No entanto, exigências de segurança da usina, devido ao fato de colocarmos um líquido inflamável tão próximo ao reator, mudaram o projeto para um detector Cherenkov a base de água dopada com Gadolínio. Também não foi autorizada a escavação na região próxima ao reator para termos um laboratório subterrâneo.

Isso trouxe as vantagens de tornar o projeto mais barato e de se aproximar das recomendações da AIEA a favor de um experimento simples e de instalação mais fácil. No entanto, trouxe grandes problemas: diminuição da quantidade de luz produzida pela radiação Cherenkov em comparação com a luz produzida no cintilador líquido, gerando uma diminuição da luz detectada nas PMTs e uma piora na resolução em energia, como pode ser observado na figura 5.1. Esta solução trouxe também o grande desafio de superar o ruído de raios cósmicos que temos ao nível do mar.

O detector será colocado a aproximadamente 25 m (figura 5.2) do núcleo do reator e será composto dos seguintes sub-sistemas:

- i **Detector central**, em forma de paralelepípedo, composto de um alvo de água dopada com aproximadamente 0.2% de Cloreto de Gadolínio ($GdCl_3$). O objetivo da dopagem é diminuir o tempo de captura do



Figura 5.2: Container colocado a cerca de 25 m do núcleo do reator Angra II

nêutron, e aumentar o seu sinal, já que na des-excitação o Gd emite gamas que somam cerca de 8 MeV de energia. Com um volume de 1.0 m^3 espera-se uma taxa em torno de 5×10^3 eventos por dia.

- ii **Blindagem interna** que vai da base da PMT até o fotocatodo e que tem uma espessura de cerca de 25 cm. Nessa camada ficarão as bases das fotomultiplicadoras, como mostra a figura 5.3. Será utilizado nesse volume a mesma água do alvo central. Serão utilizadas 40 PMTs em quatro faces do detector: 16 na face superior, 16 na face inferior e 4 em cada face lateral de menor área, como pode ser visto na figura 5.3. As outras duas faces laterais ficarão sem PMTs.
- iii **Veto de múons externo** constituído de placas de cintilador plástico. Fibras óticas do tipo "*WLS - Wave Length Shifter*" levam o sinal das placas até as PMTs multipixel.
- iv **Blindagem externa** constituída por placas de polietileno totalizando 30 cm de espessura e usada para vetar ruídos da radiação natural e blindar os nêutrons da radiação cósmica. A camada mais interna, de 5 cm de espessura, será de polietileno dopado com Boro, para absorver nêutrons.

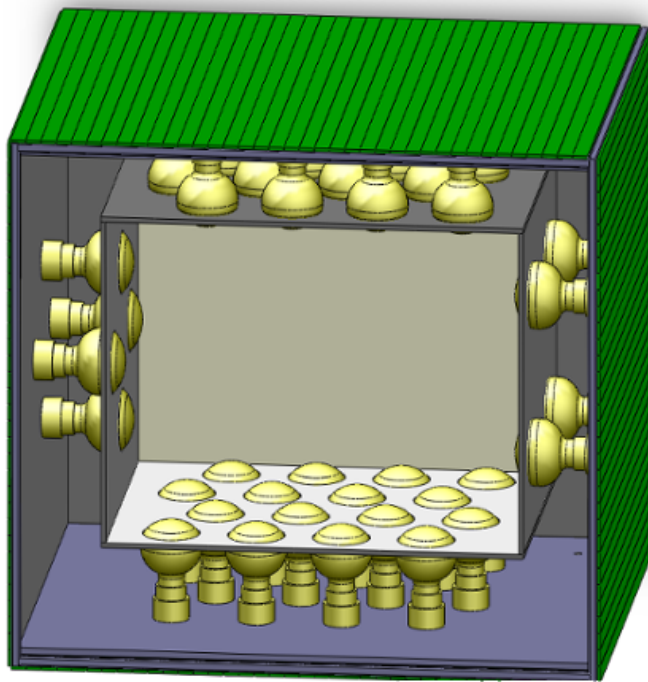


Figura 5.3: Esboço do detector Cherenkov onde podemos identificar: o alvo central contendo água dopada com Gd, a blindagem interna - espaço entre as PMTs também preenchido com água - e a placa do veto externo de múons. A blindagem externa de polietileno não é mostrada no desenho.

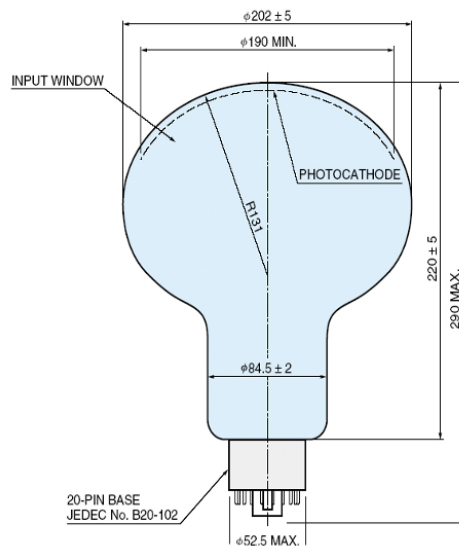
A captação da luz no alvo central não será total. Devido à cobertura por superfície fotosensível (PMTs) de apenas 16% da área interna a resolução em energia estimada é da ordem de 25%.

5.2 Status do Experimento

O experimento está em fase final de concepção e elaboração das especificações dos componentes (*design*) e a construção do detector central deverá ser iniciada no primeiro trimestre de 2011. Em setembro de 2008 foi colocado um contêiner a cerca de 25 m do núcleo do reator, na parte externa da cúpula de concreto que serve como contenção, onde está sendo montado o laboratório de neutrinos. Como dissemos as restrições da Eletronuclear impedem um laboratório subterrâneo para não colocar em risco a segurança da usina. A colocação do detector a alguns metros de profundidade cancelaria boa parte do ruído dos múons, elétrons, nêutrons e gamas produzidos pela radiação cósmica.



(a) PMT Hamamatsu R5912



(b) Estrutura da PMT R5912

Figura 5.4: (a) PMT Hamamatsu R5912 de 8”, com base à prova d’água, que será usada no experimento ANGRA. (b) Esboço da estrutura interna de uma PMT Hamamatsu R5912.

Serão utilizadas 40 fotomultiplicadoras Hamamatsu R5912 em volta do detector central dispostas como mostra a figura 5.3. Na figura 5.4 vemos a PMT que será usada no experimento ANGRA e sua estrutura interna [60].

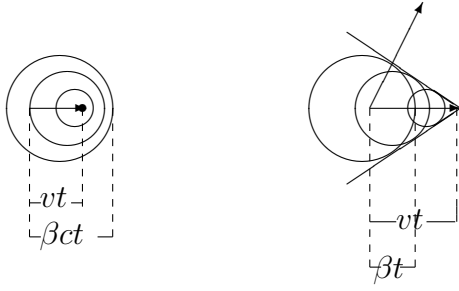
5.3 Efeito Cherenkov

Nessa seção, abordamos esse efeito que será utilizado no detector de Angra.

O efeito de liberação de radiação eletromagnética por elétrons em alta velocidade foi demonstrado por Pavel Alekseyevich Cherenkov [61]. Tamm e Frank [62] mostraram que uma partícula carregada irradia na faixa visível, ou próximo, quando se propaga com uma velocidade maior do que a velocidade da luz no meio. Semelhantemente a onda de choque produzida por um avião supersônico que viaja com velocidade maior do que a do som no meio. Na figura 5.5 temos um esboço das ondas de choque luminosas provocadas pela entrada da partícula no meio.

A água tem um índice de refração de

$$n_a \simeq 1.33, \quad (5.1)$$



(5,5)

Figura 5.5: Radiação cerenkov. Os círculos representam o movimento das ondas dos campos eletromagnéticos. Na esquerda a partícula se desloca com velocidade menor que a da onda no meio e, na direita, com velocidade maior. Isso provoca as ondas de choque resultantes.

Para cada centímetro de extensão do traço aproximadamente 340 fótons são gerados [1] com um comprimento de onda na faixa 300-600 nm, que é apropriado para detecção por PMTs. Uma boa reconstrução é obtida com pelo menos 20% da superfície do detector coberta por PMTs.

O neutrino incidente no detector reage com um próton liberando um pósitron e um nêutron. O pósitron é lançado com boa parte da energia e momento do neutrino incidente, gerando as ondas de choque da radiação Cherenkov. Essa luz é recebida pelas fotomultiplicadoras gerando o primeiro sinal que será seguido pela luz vinda da absorção do nêutron por um átomo de Gadolínio.

A energia da radiação de Cherenkov liberada é dada pela equação [63]

$$E = \frac{e^2 l}{c^2} \int \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) d\omega \quad (5.2)$$

Com $\beta - 1 < 0$ e $\beta = \frac{v}{c}$. Onde l é a extensão da trajetória do elétron, ω é a frequência da radiação e v é a velocidade do elétron.

Podemos verificar na figura 5.6 uma relação para o ângulo entre a propagação da partícula e a onda de choque gerada. Como a partícula se desloca com uma velocidade βc e a onda com $\frac{c}{n}$, temos

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (5.3)$$

,

onde θ_c chamamos de ângulo de Cherenkov [64],

$$\theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (5.4)$$

A colimação da radiação Cherenkov nos possibilita a determinação a velocidade da partícula (β) pela medida do valor do ângulo θ_c . Pode-se medir β no intervalo, $\frac{1}{n} \leq \beta < 1$. Para

$$\beta = \frac{1}{n} \rightarrow \theta = 0. \quad (5.5)$$

Para

$$\beta = 1, \quad (5.6)$$

temos

$$\theta_{\text{máx.}} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right). \quad (5.7)$$

Usando (5.1) encontramos na água,

$$\beta_{\text{mín}} = \frac{1}{n_a} = \frac{1}{1.33} = 0.75 \quad (5.8)$$

Para a água,

$$\theta_c \simeq 41^\circ. \quad (5.9)$$

Portanto, somente observaremos radiação Cherenkov para partículas carregadas incidentes com $\beta \geq 0.75$.

Teremos a energia cinética mínima necessária para que um elétron ou pósitron emita radiação Cherenkov dada por

$$T_e = m_e c^2 (\gamma - 1) = 0.5 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 0.75^2} - 1} \right) = 0.26 \text{ MeV} \quad (5.10)$$

Podemos concluir que a radiação Cherenkov será observada até mesmo para elétrons de baixa energia. O ângulo máximo de emissão desta radiação, será dado por

$$\cos\theta_{\text{máx.}} = \frac{1}{n} \simeq 0.75 \rightarrow \theta_{\text{máx.}} \simeq 41^\circ. \quad (5.11)$$

Para um próton, teremos,

$$T_e = m_p c^2 (\gamma - 1) = 0.5 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 0.75^2} - 1} \right) \simeq 480 \text{ MeV} \quad (5.12)$$

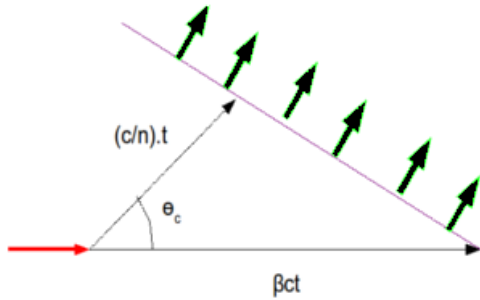


Figura 5.6: Uma partícula desloca-se na horizontal com velocidade βc enquanto provoca uma onda de irradiação na direção θ_c de velocidade (c/n)

O que significa que a pequena energia de recuo dos prótons não será suficiente para provocar radiação Cherenkov no meio.

No experimento de Angra a energia será tomada pela coleta da luz Cherenkov que entra nas fotomultiplicadoras e é convertida em fotoelétrons no fotocatodo. Simulações computacionais nos darão os valores esperados para a quantidade de fotocatodos atingidos na emissão de luz dos pósitrons.

5.4 Interações de Neutrinos

Iremos, nessa seção, estimar o número médio de interações de neutrinos pelo processo (1.2), no detector de Angra, baseado na potência térmica liberada pelo reator. Tomemos como composição isotópica do combustível a composição média durante um ciclo de combustível do reator [65] ou seja ^{235}U (55.6%), ^{239}Pu (32.6%), ^{238}U (7.1%) e ^{241}Pu (4.7%) e a equação para estimativa do número de eventos:

$$R_L = \frac{N_f \times \langle \sigma \rangle_{fis} \times n_p}{4\pi L^2} \quad (5.13)$$

O número de fissões por segundo, N_f , é dado pela razão entre a potência do reator e a energia liberada em cada fissão, como visto na seção 4.6.2. Fazendo a conversão MeV-Joule, temos

$$N_f = 6.241 \times 10^{12} \text{s}^{-1} \times (P_{ter}[\text{MW}] / (W[\text{MeV}])). \quad (5.14)$$

A energia média liberada em cada fissão é $W = 203.87 \text{ MeV}$. n_p é o número de prótons contidos no volume do alvo e L é a distância do detector à fonte de neutrinos. A seção de choque média por fissão é dada

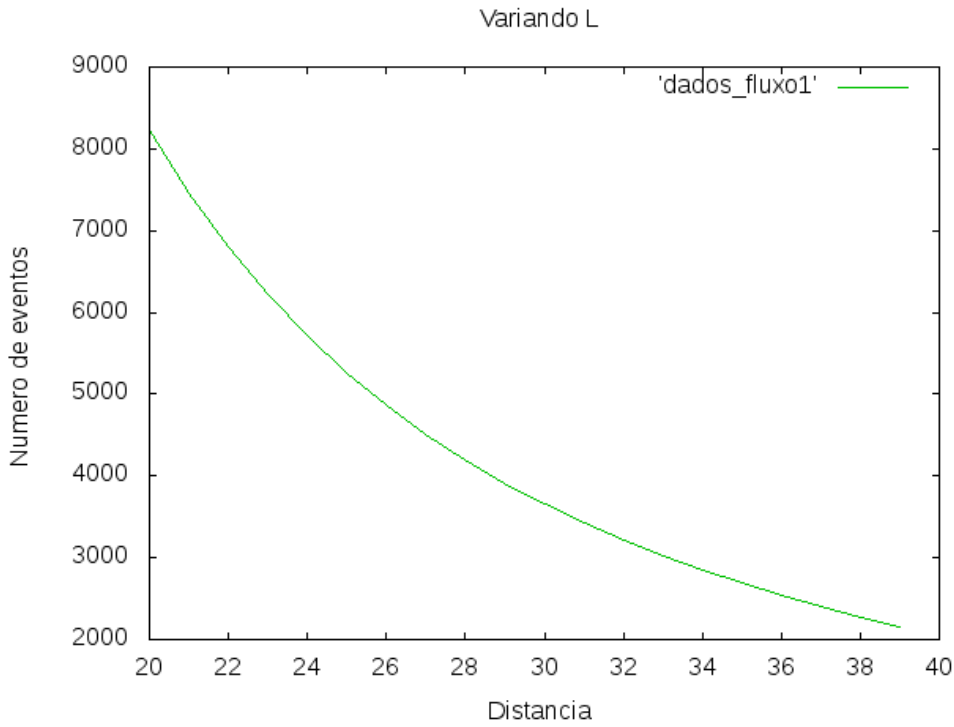


Figura 5.7: número estimado de interações de neutrinos no detector no período de um dia em função da distância do núcleo do reator

por

$$\langle \sigma \rangle_{fis} = 5.825 \times 10^{-47} \text{m}^2 \quad (5.15)$$

O reator Angra II tem potência térmica de 4 GW. Considerando o alvo com 1.0 ton de água pura, teremos 6.68×10^{28} prótons. O número estimado de interações de neutrinos no detector, colocado a 25 m do núcleo do reator, será então

$$R_l = 5265 \text{ por dia} \quad (5.16)$$

A figura 5.7 apresenta o número estimado de interações de neutrinos em função da distância L do detector ao núcleo do reator, para um detector de 1 ton situado entre 20 e 40 m da fonte.

5.5 Fontes de ruído

O maior problema para o detector de Angra será mesmo o fato do experimento não poder ser feito num laboratório subterrâneo. Separar os eventos de neutrino do *background* será o maior desafio. Nesse ponto, temos os raios cósmicos, a radioatividade natural e os nêutrons gerados

por espalção pelos múons cósmicos na blindagem como os principais contribuintes para esse ruído. A seguir veremos as taxas esperadas de ruído cósmico.

5.6 Taxa de múons e nêutrons cósmicos no detector de Angra

Faremos um estudo do fluxo de nêutrons e múons cósmicos que alcançam o detector de Angra, como realizado na referência [66].

Raios cósmicos primários incidem na atmosfera gerando os raios cósmicos secundários. Cerca de 63% desse ruído cósmico é composto de múons. Considerando as partículas como relativísticas, assumiremos uma distribuição isotrópica destas em relação ao ângulo azimutal, possibilitando um integração simples nessa variável.

Distribuição angular

O número de partículas do tipo i a uma determinada altura h , fixa, que atravessam uma determinada área por unidade de tempo em um elemento de ângulo sólido é dado por

$$I_i(\theta, \phi) = \frac{dN_i}{dAdtd\Omega} \quad [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}] \quad (5.17)$$

A intensidade vertical é dada para $\theta = 0$, $I_{Vi} = I_i(\theta = 0)$. A dependência com o ângulo zenital pode ser expressa como

$$I_i(\theta) = I_{Vi}\cos^{n_i}(\theta) \quad (5.18)$$

para $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, que exclui a possibilidade de partículas cósmicas vindo do solo, isto é, atravessando a Terra e chegando ao detector. O parâmetro n_i depende da altura atmosférica e da energia.

5.6.1 Fluxo dos componentes da radiação cósmica através de um detector.

Integrando a equação (5.17) em toda área do detector, e sobre todos os ângulos, teremos o número de partículas atravessando o detector por segundo

$$\Phi_i = \int_{\Omega} \int_S I_i(\theta) \cos^{n_i}(\theta) d\sigma d\Omega(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \quad (5.19)$$

Para um Detector em formato de um paralelepípedo: $L.W.H$, onde L e W são as laterais e H a altura.

$$\Phi_{i(tampa)} = \int_0^{\pi/2} I_{V_i} \cos^{n_i+1}(\theta) \sin(\theta) d\theta \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{-W/2}^{W/2} dy \int_0^{2\pi} d\phi \quad (5.20)$$

O resultado da equação acima será

$$\Phi_{i(tampa)} = \frac{\pi}{\frac{n_i}{2} + 1} I_{V_i} A_{tampa} \quad (5.21)$$

onde $A_{tampa} = LW$ é a área da tampa.

A integração sobre as laterais é semelhante a (5.19) sendo, nesse caso, $\mathbf{n}, \mathbf{r} = \sin\theta \sin\phi$, que resultará

$$\Phi_{i(lateral)} = I_{V_i} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(\frac{n_i}{2} + \frac{1}{2})}{2 \Gamma(\frac{n_i}{2} + 2)} A_{lat} \quad (5.22)$$

onde $A_{lat} = 2(LH + WH)$ é a área lateral do detector.

5.6.2 Fluxo de múons

Para múons ao nível do mar usaremos o valor experimental de $n_{\mu} = 2$ nas equações (5.21) e (5.22), que nos dará o fluxo total (com momento maior que 0.35 GeV), no detector de Angra,

$$\Phi_{\mu} = \frac{\pi}{8} I_{V_{\mu}} A_{total} = (869 \pm 46) \quad [s^{-1}] \quad (5.23)$$

para $L = 192$ cm, $W = 160$ cm e $H = 160$ cm, que representam as dimensões da caixa externa do detector.

O número de múons que devem atravessar o alvo do detector central será

$$\Phi_{\mu(alvo)} \simeq 348 \pm 18 [s^{-1}] \quad (5.24)$$

para $L = 136$ cm, $W = 90$ cm e $H = 98$ cm, que representam as dimensões do alvo do detector central, equivalente a um volume interno de 1.2 m^3 .

5.6.3 Blindagem dos Nêutrons

Utilizando procedimento semelhante ao utilizado para os múons, encontramos um fluxo de nêutrons sobre todo o detector externo de Angra, com valor $n = 3$, na (5.18), para nêutrons,

$$\Phi_n = 177 \quad [\text{s}^{-1}] \quad (5.25)$$

para nêutrons até 100 MeV.

Para diminuir o fluxo de nêutrons que chegam ao detector utilizamos água dopada com Gadolínio, numa camada anterior ao alvo, que absorve bem os nêutrons cósmicos que passarem pela blindagem de polietileno. Verificamos a taxa de nêutrons que consegue chegar ao detector central. Com a análise feita em [66] encontra-se uma taxa bem menor a (5.25). Foi feita uma parametrização dos dados simulados para essa atenuação. Em função disso encontra-se uma taxa incidente no volume externo do detector central de

$$\Phi_{n_e} = 8.04 \pm 2.24 \quad [\text{s}^{-1}] \quad (5.26)$$

e o fluxo de nêutrons que deve incidir no alvo (1.2 m^3) é

$$\Phi_{n_{alvo}} \simeq 3.81 \pm 1.08 \quad [\text{s}^{-1}] \quad (5.27)$$

5.6.4 Redução da taxa de múons cósmicos

O resultado (5.16) nos dá uma taxa diária de neutrinos da ordem de 5×10^3 , enquanto a taxa de múons cósmicos no alvo é da ordem de 350Hz ou seja uma taxa diária de 3.05×10^7 . Portanto devemos reduzir o ruído de múons de várias ordens de grandeza. Para isso utilizaremos alguns métodos, descritos abaixo.

- **Sistema de Veto Exteno.** Constituído de cintiladores colocados em torno do detector central. Se tivermos uma eficiência de entre 90% e 98% na identificação e rejeição de múons conseguiremos baixar consideravelmente o ruído devido a estas partículas, como será visto no próximo capítulo.
- **Janela de tempo.** O sinal característico de um evento de neutrino é a coincidência retardada entre o sinal do pósitron e o sinal oriundo da captura do nêutron. O tempo médio entre os dois sinais é de 30

μs . Se considerarmos uma janela de tempo de $100 \mu\text{s}$ guardaremos 97% do sinal dos neutrinos e rejeitaremos 90% dos múons.

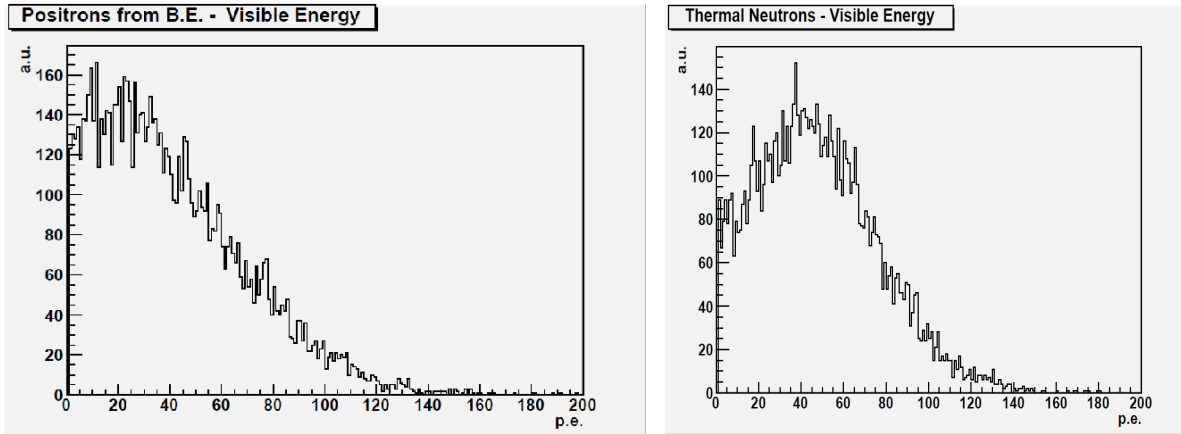
- **Direção de Chegada.** Os múons cósmicos chegam, majoritariamente, de cima para baixo, gerando anéis de luz Cherenkov que deixam mais luz nas PMTs da base do detector, enquanto que a luz dos pósitrons e nêutrons é distribuída de forma mais uniforme nas PMTs. A razão entre a luz deixada nas PMTs das faces superior e inferior do detector também será um critério de seleção utilizado.
- **Energia depositada.** Veremos na próxima seção a comparação na quantidade de luz deixada nas PMTs pelas diferentes partículas. Isto será também um dos critérios de seleção.

É preciso ainda considerar a blindagem interna (camada de água que envolve o alvo, 5.1-ii), que diminuirá o fluxo de partículas cósmicas, especialmente os nêutrons cósmicos.

5.6.5 Eventos no Detector

A assinatura peculiar do decaimento (1.2) nos ajudará a separar o sinal de um evento de neutrino do ruído local. A baixas energias temos um ruído muito grande. Como dissemos anteriormente, será utilizada a dupla coincidência no detector, em que um neutrino é identificado pela relação espaço-temporal dos sinais dos e^+ 's e n . O sinal do pósitron na PMT é seguido de um sinal característico da absorção de um nêutron, num intervalo médio de $30 \mu\text{s}$.

Na simulação do detector feita em Geant4 [67] observamos a distribuição de fotoelétrons (p.e.) gerados pelo pósitron, figura 5.8 (a), pela captura do nêutron pelo Gadolínio, figura 5.8 (b) e pela passagem de um múon, figura 5.9. Os pósitrons deixam um sinal de energia de 20 fotoelétrons em média, enquanto os nêutrons 40 fotoelétrons, em média. Nos dois casos entretanto o máximo de fotoelétrons gerados é inferior a 150 p.e. Os múons cósmicos, que serão a maior fonte de ruído no detector de Angra, deixam um sinal muito maior, da ordem de 5000 p.e. em média. Apenas 5% dos múons deixam sinal de até 200 fotoelétrons. A energia depositada num evento será também um critério de seleção muito importante na separação sinal/ruído.



(a) fotoelétrons do *prompt* (pósitron)

(b) fotoelétrons da captura de nêutrons

Figura 5.8: Relação de números de fotoelétrons gerados por uma interação, no detector, por um pósitron(a) e por um nêutron(b).

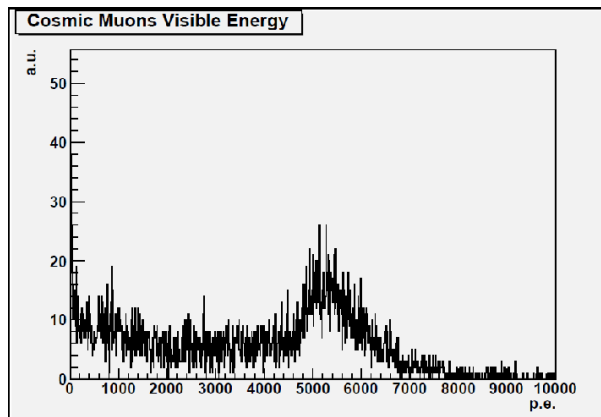


Figura 5.9: Número de fotoelétrons gerados na passagem de um múon.

5.7 Eletrônica Básica

A figura 5.10 mostra um diagrama de blocos [68] da Eletrônica de *Front-End* com os principais elementos do sistema de aquisição de dados do Projeto Angra.

O módulo de aquisição de sinais terá oito canais de *flash-ADC* e oito canais de TDC e utilizará o padrão de comunicação VME para a aquisição dos dados experimentais. Terá ainda uma interface *CAN* para monitoramento do sistema [69]. Este módulo foi inteiramente desenvolvido no CBPF e já existe um protótipo que está em fase de testes. Cada canal de ADC (*Analog to Digital Converter*) medirá a energia depositada em uma PMT, em cada evento, e o TDC (*Time to Digital Converter*) reg-

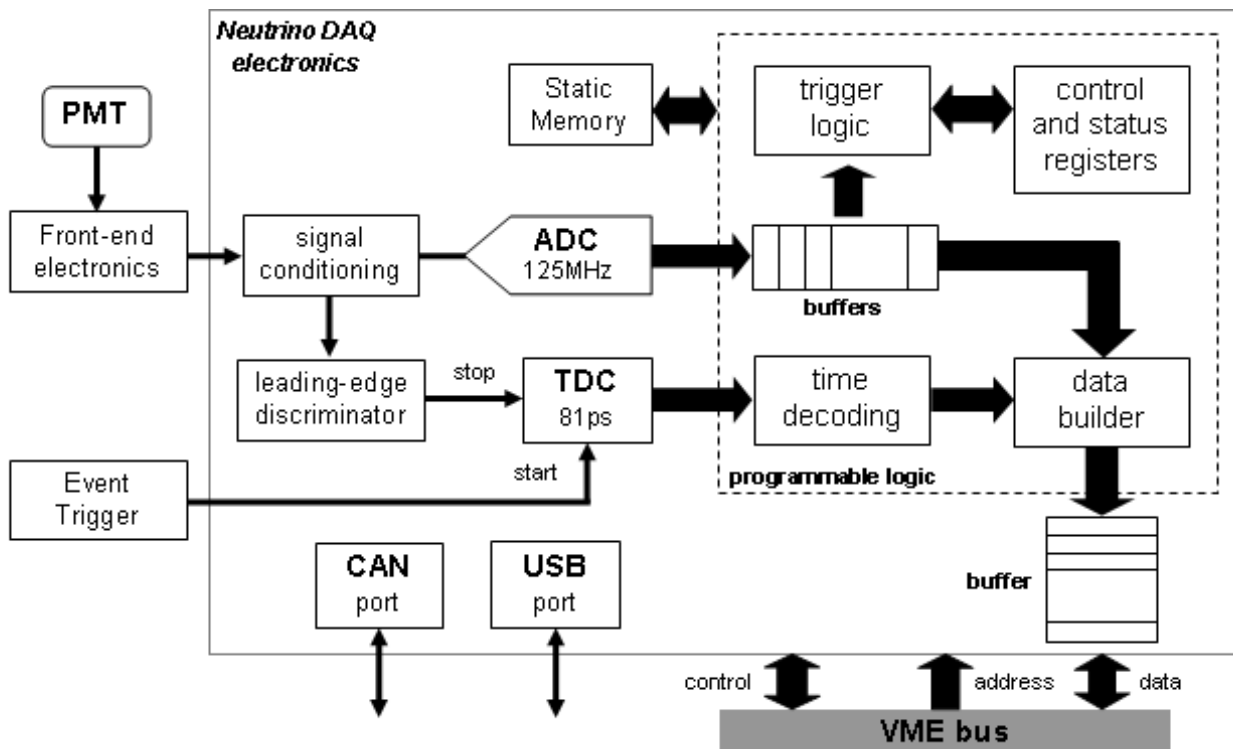


Figura 5.10: Diagrama, mostrando os principais elementos de apenas um canal, isto é, uma PMT

istrará o tempo de ocorrência de cada evento, com uma resolução de 81 ps. As ADCs digitalizarão a forma de onda do sinal a fim de fornecer um critério de seleção a mais para distinguir entre os sinais deixado pelas diferentes partículas.

Capítulo 6

Simulação da separação de dados do evento

Nesse capítulo veremos as dificuldades em separar os dados de neutrinos dos ruídos, no detector de Angra. Faremos uma simulação dessa separação. Precisamos comparar esses resultados com os sinais deixados pelas partículas que formam o *background* no experimento. Falamos na seção 3.2 dos raios cósmicos secundários que chegam à superfície terrestre. São esses os principais ruídos encontrados em experimentos de detecção de neutrinos de baixa energia realizados na superfície. Essas partículas dificultam a identificação da dupla coincidência característica de um evento de neutrino. Os múons e os nêutrons cósmicos são, como já dissemos, os mais preocupantes agentes desse ruído.

Fizemos a simulação em um sistema operacional GNU/Linux Ubuntu 10.04 na ferramenta ROOT [70]. O ROOT é uma linguagem de programação orientada a objetos baseado em C++ desenvolvida pelo Centro Europeu de Pesquisas Nucleares(CERN). Foi originalmente desenvolvido para análise de dados em experimentos de física de partículas. No entanto, hoje, o ROOT é uma poderosa ferramenta, utilizada em diversas áreas de pesquisa.

6.1 Objetivo da simulação

Nosso objetivo é analisar a eficiência do detector de Angra levando em conta os ruídos locais e qual a influência destes sobre os eventos de neutrino. Procuramos estimar os efeitos dos filtros aplicados sobre os dados buscando preservar o sinal e eliminar o ruído. Com tudo isso, nossa simulação visa

otimizar as técnicas desenvolvidas para separação sinal-ruído e verificar até que ponto podemos fazer determinados cortes sem perder os eventos de neutrinos.

6.2 Elaboração da Simulação

Em nossa simulação levamos em conta quatro partículas: os pósitrons e nêutrons da dupla coincidência dos eventos de neutrino e os múons e nêutrons cósmicos. Não entraram em nossa simulação outras partículas cósmicas, como pósitrons, elétrons e raios gama. Os geoneutrinos, oriundos de decaimento beta de materiais radioativos da crosta terrestre também foram desprezados em nossos cálculos.

Foram gerados um número de eventos equivalente a um dia de tomada de dados no detector. O trigger no experimento de Angra será uma coincidência retardada de dois sinais consecutivos vistos pelas PMTs numa janela de tempo que alternaremos entre 100, 150 e 300 μs .

Tendo os múons uma taxa muito maior que a taxa de neutrinos, utilizamos os filtros descritos na seção 5.6.4.

Foram feitas análises para um sistema de veto de múons que tenha eficiência de 90%, 95% ou 98%, pois o sistema de veto externo do experimento de Angra ainda está em fase de concepção e construção de protótipo.

Há um limiar na razão entre o número de fotoelétrons vistos nas PMT's de cima e as PMT's de baixo. De acordo com a equação (5.18) o número de múons incidentes cai com o ângulo zenital θ , como $\cos^2\theta$, para $n_i = 2$. Dessa forma, 95% da luz dos múons é depositada nas PMTs inferiores, enquanto que as outras partículas deixam sinal bem distribuído entre as fotomultiplicadoras.

A partir de um tempo inicial t_0 as partículas foram geradas segundo uma distribuição de Poisson com valor médio igual ao inverso das frequências de ocorrência de cada partícula.

São feitos cortes na energia dos múons tomando como base os resultados das simulações mostrados nos gráficos da seção 5.6.5, onde comparamos a quantidade de fotoelétrons deixada por pósitrons, na captura de nêutrons pelo Gd e por múons cósmicos. As distribuições de fotoelétrons de pósitrons e nêutrons são semelhantes e o número máximo é bem inferior à média deixada pelos múons. Utilizando essa assimetria, eventos com sinais deixados nas PMT's com uma quantidade de energia acima de 100

fotoelétrons são considerados múons e descartados.

Outra fonte de ruído que entrará em nossa simulação são os nêutrons cósmicos. Essa é a segunda maior fonte de ruído para nosso experimento. Se esses nêutrons forem capturados no detector, serão gerados fotoelétrons que podem forjar uma dupla coincidência com um outro sinal qualquer. Consideramos que a blindagem externa descrita no item iv da seção 5.1 possa nos fornecer uma blindagem suficiente para reduzir a taxa de nêutrons cósmicos para menos de uma dezena de Hz, para usarmos o resultado (5.26).

Avaliamos também a necessidade de considerarmos os antineutrinos vindos do reator da usina nuclear Angra I em nossa simulação. O reator nuclear Angra I tem uma potência térmica de 1876 GW_{ter} e está a aproximadamente 220 m de distância do detector. Utilizando a equação (5.13) encontramos uma contribuição de 32 eventos de antineutrinos oriundos de Angra I por dia. Isso significa um evento a cada 45 minutos, enquanto que os eventos de antineutrino oriundos de Angra II tem taxa de um a cada 18 segundos. O gráfico 6.1 (a) mostra a variação com o *baseline* da taxa diária para Angra II e o gráfico 6.1 (b) mostra, em escala logarítmica a comparação entre as taxas de Angra I e Angra II. Verificamos uma grande diferença nos fluxos e podemos, numa primeira aproximação, desprezar os neutrinos vindos de Angra I.

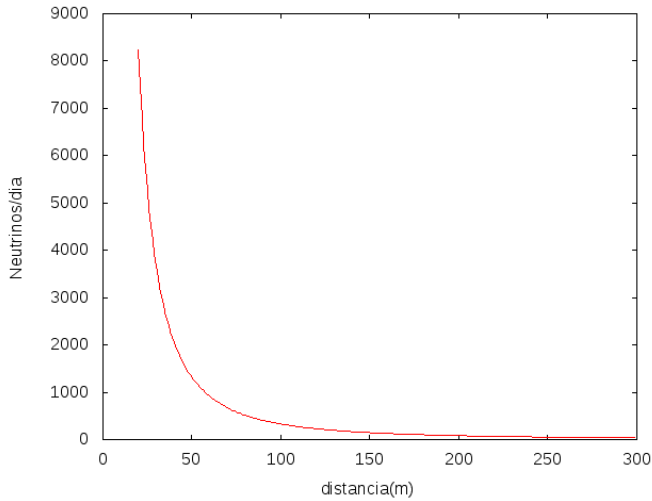
Considerando as taxas diárias encontradas para múons e neutrinos, encontramos o intervalo de tempo médio entre cada evento, que será utilizado na simulação. Como esses intervalos de tempo seguem uma distribuição de Poisson, representamos graficamente essa distribuição. Na figura 6.2 a distribuição para os múons.

Na figura 6.3 temos a distribuição do intervalo de tempos dos nêutrons cósmicos.

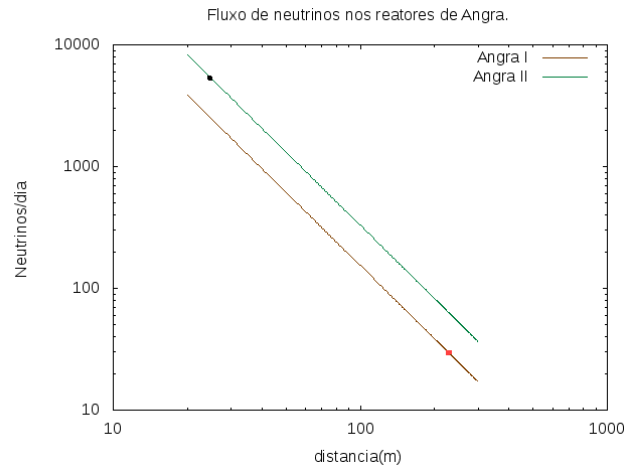
O *prompt* dado pelo pósitron seguido do sinal do nêutron, na figura 6.4.

Resumo das taxas esperadas no detector

- Interações de neutrinos: 5.250/dia (0.06 Hz)
- Sinais de neutrino: 1000 eventos/dia (0.01 Hz) (eficiência de detecção 25%)
- Taxa de múons no alvo: (350 Hz)



(a) Angra II



(b) Os dois detectores, com os pontos de linha de base indicados.

Figura 6.1: As figuras representam a taxa diária de neutrinos em função da distância detector-fonte. Em (a) a taxa dos neutrinos vindos de Angra II. Em (b) a comparação entre a taxa vinda dos dois reatores em função da distância. Os pontos mostram a taxa vinda de Angra II (25 m) e Angra I (220 m). Reparamos que a taxa de antineutrinos vinda de Angra I é mais de 100 vezes menor que a taxa vinda de Angra II.

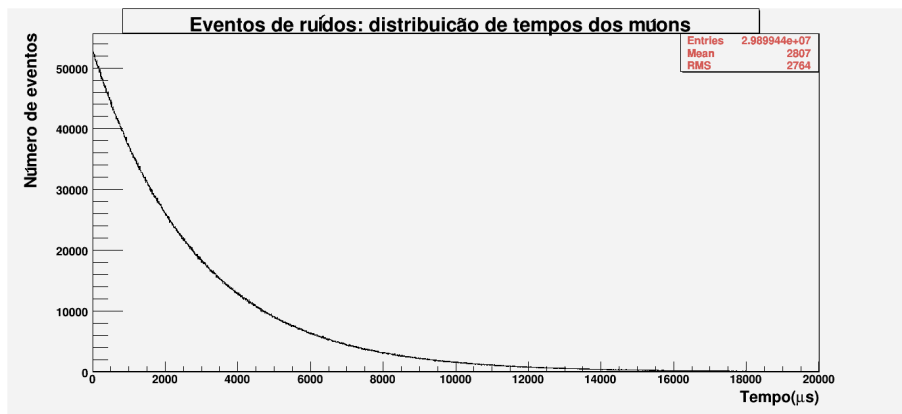


Figura 6.2: Intervalo entre eventos de múons no detector.

- Taxa de nêutrons cósmicos sem blindagem: 70 Hz
- Taxa de nêutrons cósmicos no alvo (*background*): 4 Hz (com blindagem de 30 cm de polietileno)

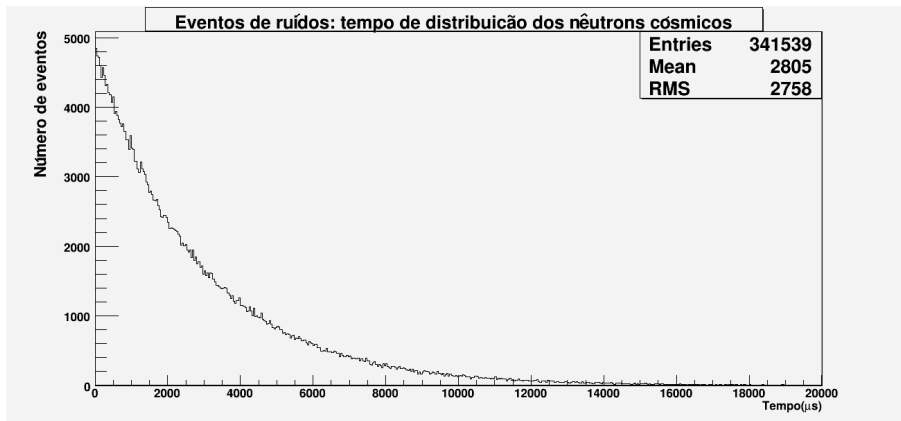


Figura 6.3: Intervalo entre eventos de nêutrons cósmicos no detector

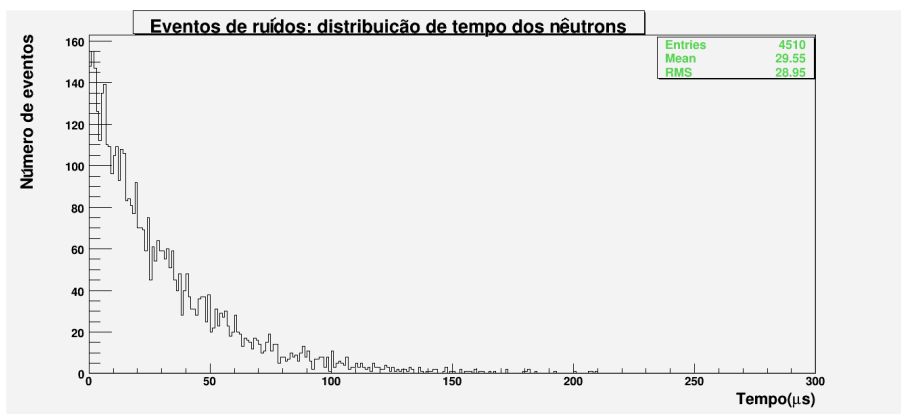


Figura 6.4: Intervalo entre eventos de pósitron e nêutrons da interação de neutrino no detector

6.3 Fluxograma

A figura 6.5 representa um fluxograma dos passos seguidos na simulação. Em nossa representação *down* representa a quantidade de luz nas PMT's inferiores e *up* nas PMT's superiores. O símbolo δ é a fração explicada no item 3 abaixo. Seguindo os passos da simulação:

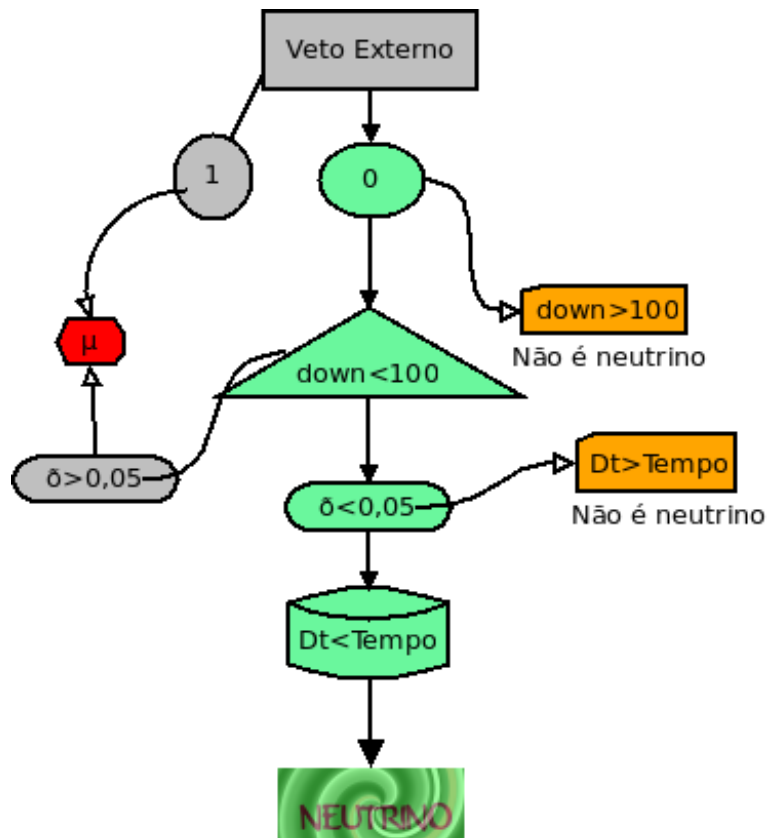


Figura 6.5: Fluxograma da simulação.

1. O primeiro teste verifica se o sinal foi vetado no veto externo. Para $veto=1$, é um múon. Para $veto=0$ segue-se para o próximo teste.
2. Se foi depositado mais que 100 fotoelétrons nas PMT's inferiores, consideramos o sinal como múon. Caso contrário vai para o próximo teste.
3. Se a razão entre a quantidade de fotoelétrons depositados nas PMT's superiores e inferiores ($up/down$) for maior que 95%, consideramos múon. Caso contrário, vamos para o último teste.

4. Verificamos se o tempo entre o evento e seu anterior está dentro da janela previamente determinada de $300 \mu s$. Para dizermos que o evento pode ser candidato a neutrino.

6.4 Resultados da Simulação

O diâmetro da cúpula que envolve o reator de Angra II tem aproximadamente 50 m. O que dá em torno de 25 m a distância do detector ao núcleo do reator.

Levando em conta as taxas para cada tipo de partícula, geramos o número de eventos equivalente a uma tomada de dados (*run*) de um dia.

Múons 30 000 000

Nêutrons cósmicos 340 000

Pósitrons do decaimento beta inverso 5250

Nêutrons do decaimento beta inverso 5250

Resumo dos critérios:

- ⊙ Identificação do múon pelo veto externo: 90 - 95 - 98 %
- ⊙ Corte de energia: < 100 fotoelétrons
- ⊙ Razão (up/down) < 0.05
- ⊙ Janela de tempo 0 - $300 \mu s$
- ⊙ Janela de tempo 150 - $300 \mu s$
- ⊙ Janela de tempo 0 - $100 \mu s$

Consideramos três diferentes valores para a eficiência do veto externo: 90, 95 e 98%. Com três valores diferentes para a janela de tempo, 100, 150 e $300 \mu s$.

Verificamos nas tabelas 6.1 e 6.2, e 6.3, com os resultados para veto de 90, 95 e 98%, respectivamente, que quanto mais eficiente o veto de múons melhor será o resultado. Uma janela de tempo menor que $100 \mu s$ diminui a quantidade de falsos eventos registrados. No entanto, esse tempo menor aumenta a perda de eventos de neutrinos.

	Múons	Nêutrons cósmicos	Pósitrons (ν)	Nêutrons (ν)	Total
Gerados	29897690	341806	5252	5252	30250000
Veto externo (90% de eficiência))	2990381	341806	5252	5252	3342691
Energia > 100 fotoelétrons	150174	341806	5252	5252	502484
Razão up/down < 0,05	124600	339090	5215	5209	474114
Janela de tempo 0 - 300 μs	23583	64468	5215	5209	98475
Janela de tempo 150 - 300 μs	11841	32137	285	282	44545
Janela de tempo 0 - 100 μs	8412	23118	5035	5027	41592

Tabela 6.1: Resultados da simulação, utilizando um veto de múons com eficiência de 90%.

	Múons	Nêutrons cósmicos	Pósitrons (ν)	Nêutrons (ν)	Total
Gerados	29897690	341806	5252	5252	30250000
Veto externo (95% de eficiência))	1495674	341806	5252	5252	1847984
Energia > 100 fotoelétrons	74887	341806	5252	5252	427197
Razão up/down < 0,05	62185	339090	5215	5209	411699
Janela de tempo 0 - 300 μs	11896	64468	5215	5209	86788
Janela de tempo 150 - 300 μs	5931	32137	285	282	38635
Janela de tempo 0 - 100 μs	4256	23118	5035	5027	37436

Tabela 6.2: Resultados da simulação, utilizando um veto de múons com eficiência de 95%.

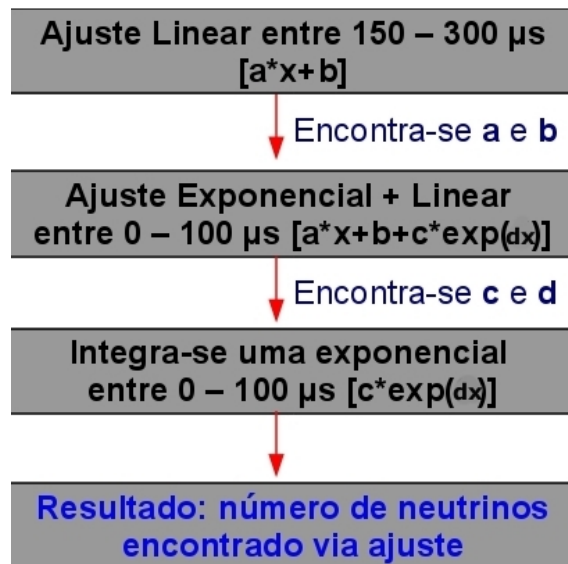


Figura 6.6: Organização dos ajustes aplicados na simulação e análise dos eventos. A tabela 6.5 apresenta os valores das constantes apresentadas nessa figura.

	Múons	Nêutrons cósmicos	Póstrons (ν)	Nêutrons (ν)	Total
Gerados	29897690	341806	5252	5252	30250000
Veto externo (98% de eficiência))	598383	341806	5252	5252	950693
Energia > 100 fotoelétrons	30361	341806	5252	5252	382671
Razão up/down < 0,05	25208	339090	5215	5209	374722
Janela de tempo 0 - 300 μs	4797	64468	5215	5209	79689
Janela de tempo 150 - 300 μs	2419	32137	285	282	35123
Janela de tempo 0 - 100 μs	1718	23118	5035	5027	34898

Tabela 6.3: Resultados da simulação, utilizando um veto de múons com eficiência de 98%.

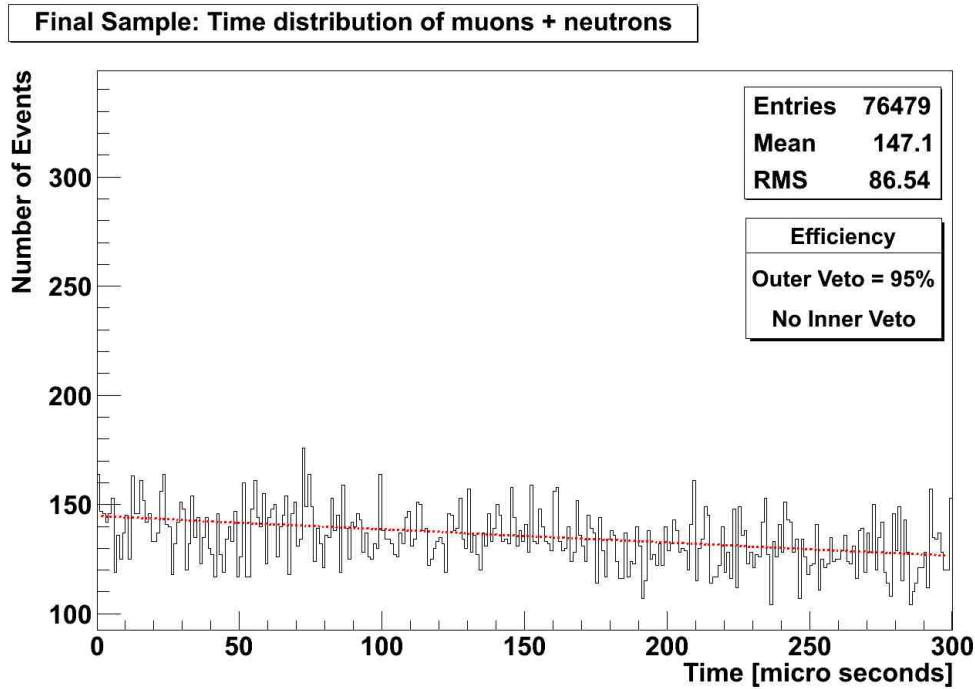


Figura 6.7: Resultado do ajuste do ruído com uma função linear (veto de 95%).

Como esperado, o veto de múons, nos dá um bom corte na enorme taxa de múons ao nível do mar. Com a eficiência de 90% a taxa do múon cai de uma ordem de grandeza, com o 98% a queda é de duas ordens de grandeza.

As outras partículas não serão afetadas por esse veto. No veto em energia o número de múons cai uma outra ordem de grandeza, o mesmo acontecendo para o corte na distribuição de energia. As outras partículas sofrem muito pouco com o corte na distribuição *up/down*. Para os nêutrons cósmicos, por exemplo, o efeito não chega nem a 1%. Os neutrinos nada sofrem com esse filtro.

Finalmente nosso último corte é no intervalo de tempo entre eventos.

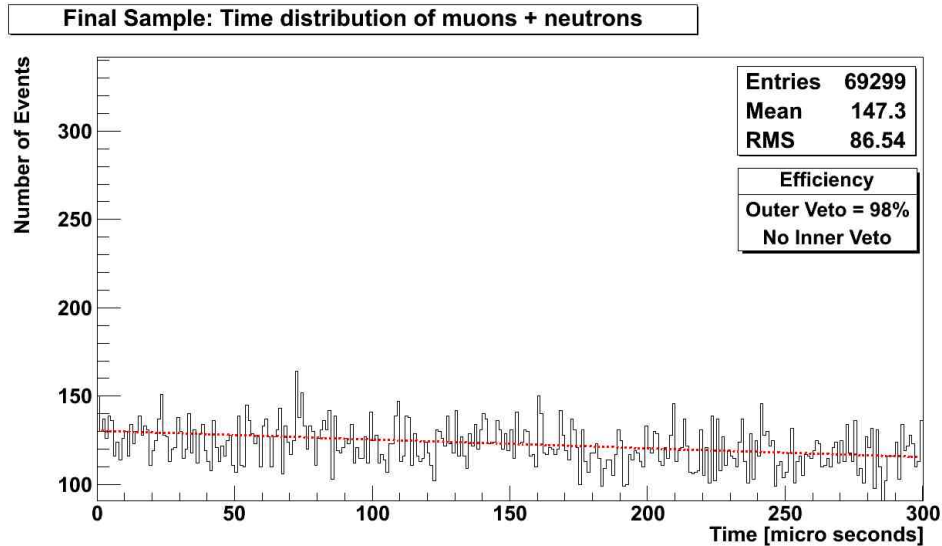


Figura 6.8: Resultado do ajuste do ruído com uma função linear (veto de 98%).

São consideradas somente as partículas com intervalo de tempo em relação a partícula anterior menor que $300 \mu\text{s}$. Temos 23583 múons para uma eficiência de 90% de veto e apenas 4797 múons para uma eficiência de 98% de veto. Um resultado muito animador, considerando a enorme quantidade de múons gerada em relação ao número de neutrinos. Os nêutrons cósmicos também diminuíram bastante com os cortes na distribuição de energia. Eram da ordem de 10^5 . Nesse caso, para uma janela de tempo menor, $0 - 100 \mu\text{s}$ o número é reduzido para um terço, 23118. Com esses cortes na energia e no intervalo de tempo menor perdemos cerca de 4% dos neutrinos, como pode ser visto na tabela.

Nosso resultado mais otimista, considerando o máximo de eficiência de veto e a menor janela de tempo, ainda deixa os neutrinos como menos que 20% dos eventos que passaram por todos os cortes. Criamos um ajuste das curvas de distribuição de tempo dos eventos para extrair o número de neutrinos. Como apenas 2% dos eventos de neutrinos tem um intervalo de coincidência pósitron-nêutron acima de $100 \mu\text{s}$, utilizamos os eventos com intervalo de coincidência entre 150 e $300 \mu\text{s}$ para analisar o comportamento do ruído (múons e nêutrons cósmicos) e estimar sua contribuição. Nessa janela de tempo fizemos um ajuste linear dos dados e, com os parâmetros obtidos fixados, extrapolamos o ajuste para a região com intervalo de tempo entre $0 - 300 \mu\text{s}$. Vemos que há um bom acordo entre o ajuste linear extrapolado e os eventos de ruído que sobreviveram aos cortes. Uma visão geral da aplicação desse ajuste está na figura 6.6.

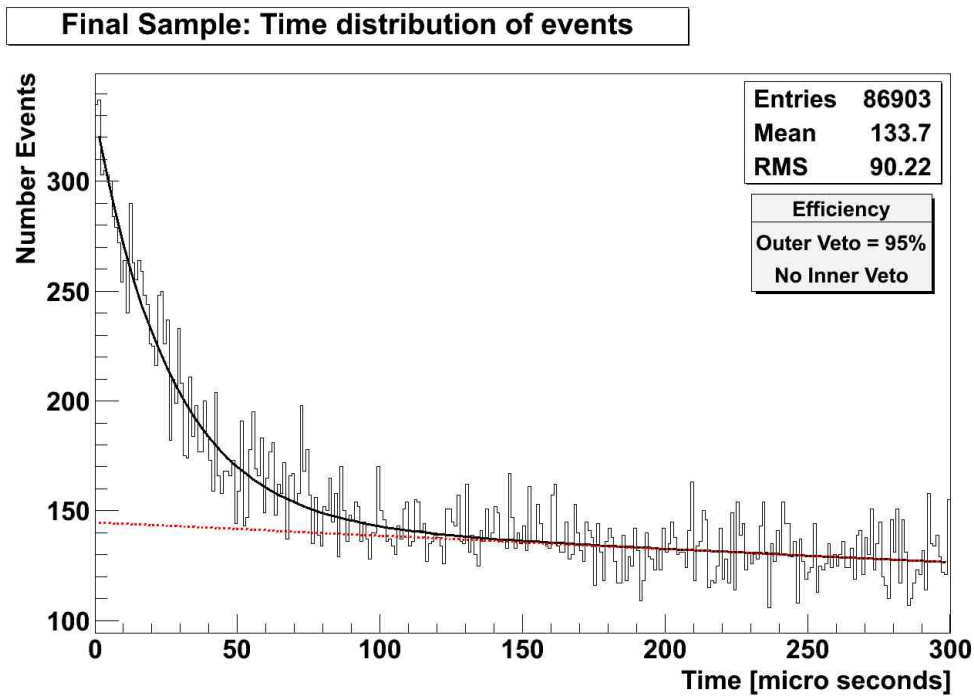


Figura 6.9: Resultado do ajuste com uma função linear + exponencial para veto de 95%.

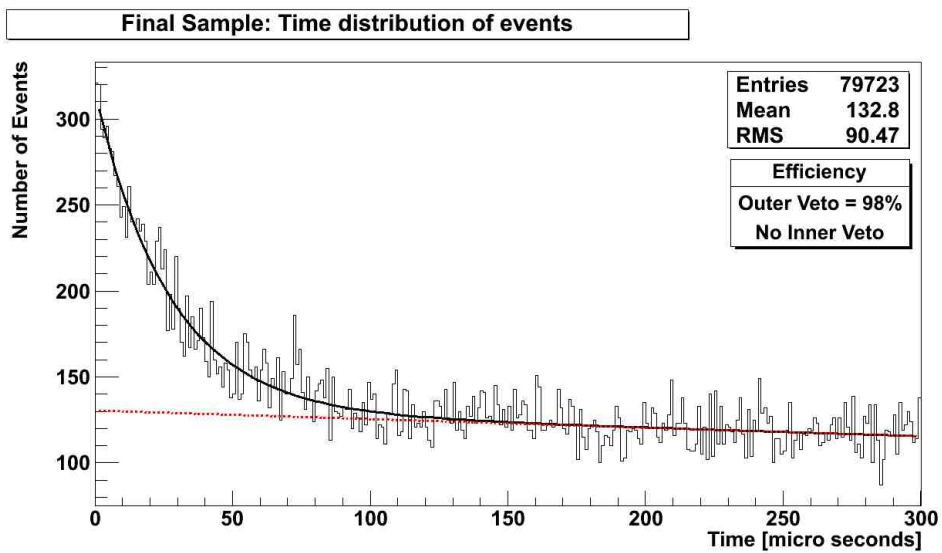


Figura 6.10: Resultado do ajuste com função linear + exponencial para veto de 98%.

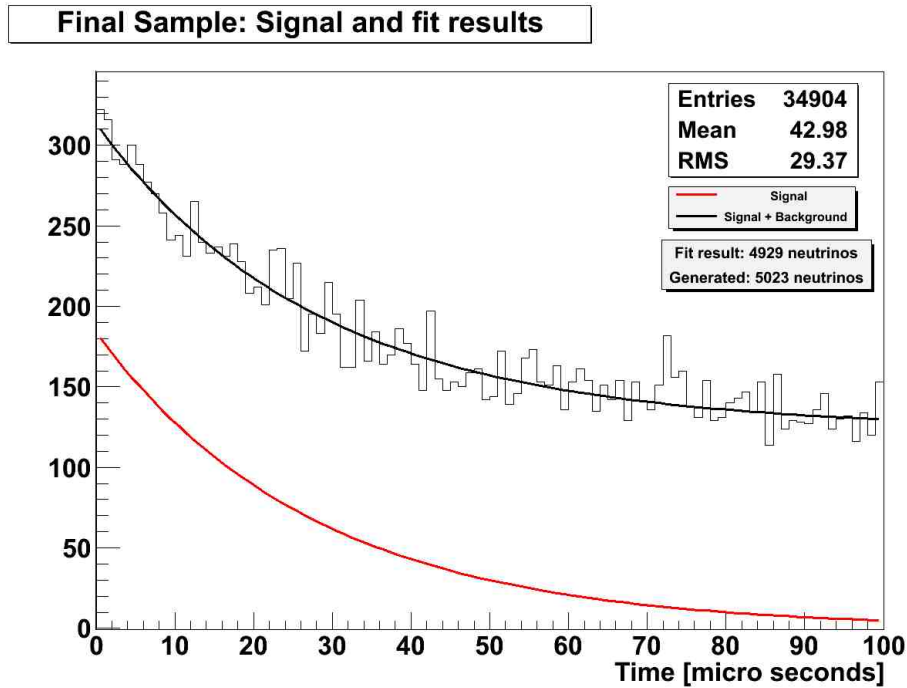


Figura 6.11: Ajuste (linear + exponencial) e exponencial puro na região 0-100 μs

Nas figuras 6.7 e 6.8, observamos os resultados desses ajustes do *background* para os dois melhores cenários de veto estudados. As figuras 6.9 e 6.10 mostram a distribuição de tempo com os ajustes finais para uma função (exponencial + linear). A função exponencial representa a distribuição temporal dos eventos de neutrino e a função linear a contribuição do ruído. Como os parâmetros da função linear já foram fixados no intervalo 150 - 300 μs , uma vez obtidos os parâmetros da exponencial o número de neutrinos será obtido pela integral da exponencial no intervalo 0 - 100 μs .

Na figura 6.11 apresentamos os ajustes do sinal de eventos de neutrino e o ajuste (sinal + ruído) na janela de 0 - 100 μs . A tabela 6.4 resume o resultado.

O resultado final dos ajustes é que conseguimos extrair o número de neutrinos com uma diferença de $\sim 7\%$ em relação ao número de neutrinos gerados.

Nas figuras 6.13 e 6.12 mostramos os resultados da simulação, em função do tempo de aquisição. A linha contínua representa o número de neutrinos gerados e os pontos o número de neutrinos obtidos nos ajustes. A faixa azul representa o erro no resultado obtido.

O gráfico 6.14 mostra a evolução da incerteza dos ajustes para os

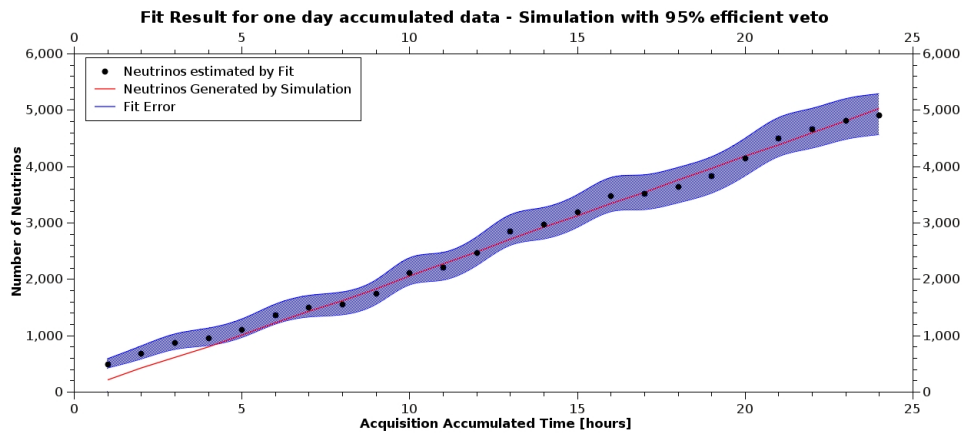


Figura 6.12: Resultado dos ajustes, em função do tempo de aquisição para veto de 95%.

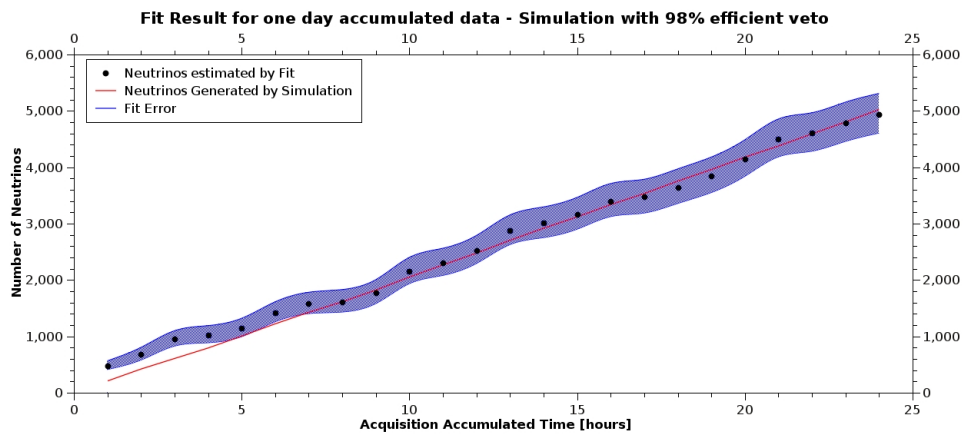


Figura 6.13: Resultado dos ajustes, em função do tempo de aquisição para veto de 98%.

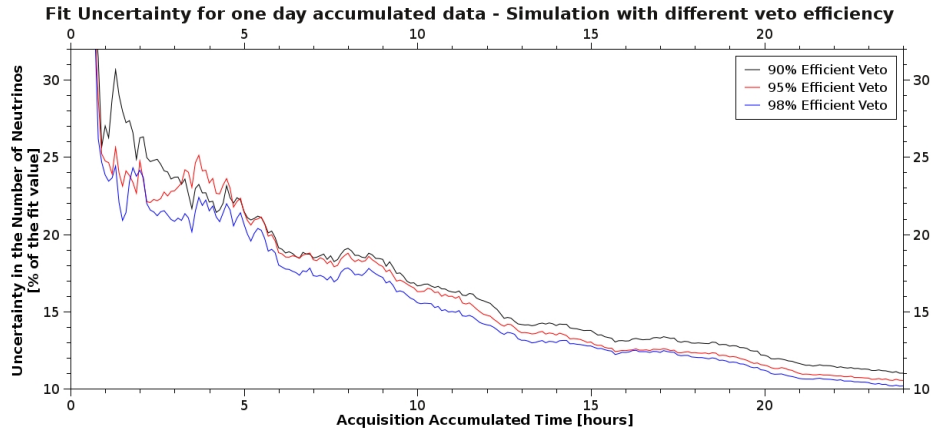


Figura 6.14: Incerteza dos ajustes, em função do tempo de aquisição de dados.

três vetos simulados, em função do tempo de aquisição. Observa-se uma diminuição na incerteza com o aumento do tempo de aquisição de dados.

Eficiência do veto	Eventos de neutrinos (janela de $100 \mu s$)		Eventos de <i>background</i> (0-300 μs)
	Resultado do ajuste	Simulação	
95%	4824	5252	76857
98%	4873	5252	69677

Tabela 6.4: Resultados de simulação e geração de eventos.

A tabela 6.5 apresenta os valores das constantes encontradas nos ajustes, juntamente com seus erros.

CONSTANTES	VETO	
	95%	98%
a (s^{-1})	$(-6 \pm 2) \times 10^{-02}$	$(-5 \pm 2) \times 10^{-02}$
b	145 ± 5	130 ± 5
c	187 ± 7	185 ± 6
d (s^{-1})	$(-3.8 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(-3.7 \pm 0.2) \times 10^{-02}$

Tabela 6.5: Tabela com os valores das constantes encontradas nos ajustes e respectivos erros.

6.5 Precisão e Exatidão

Nesse seção analisaremos a precisão (P) e a exatidão (E) de nosso ajuste, utilizando as duas equações seguintes.

$$P = 100 \times \sqrt{\frac{\Delta^2}{N_{fit}^2}} \quad (6.1)$$

Onde N_{fit} é o valor integrado da função ajustada, que representa o número de neutrinos obtido pelo ajuste e Δ é a diferença do resultado da integral entre o ajuste subtraído de seu erro e o ajuste adicionado do erro dividido por 2.

$$E = 100 \times \sqrt{\frac{(N_{fit} - N_{verdade})^2}{N_{verdade}^2}} \quad (6.2)$$

A medida da exatidão só é possível porque conhecemos o valor do número de neutrinos gerados por Monte Carlo. Este é um estimador que não poderá ser utilizado diretamente no experimento real.

De forma a avaliar quantitativamente os resultados obtidos, foram gerados gráficos com o valor da precisão e exatidão em função do tempo de aquisição de dados para eficiências totais de veto de múons de 95% e 98%. É importante observar que no atual estágio da simulação não existe a inclusão de erros sistemáticos tais quais eventos gerados de forma correlacionada ou mesmo ruídos não-correlacionados originados entre outros pela radioatividade local. Desse modo, esses resultados devem ser tomados como um limite inferior para a precisão e exatidão obtidas na reconstrução dos eventos.

6.5.1 Erros na determinação dos eventos de *Background*

Nesta seção analisamos os erros associados ao ajuste do *background* na janela de tempo de 0 a 300 μs .

Na figura 6.15 pode-se observar que a maior variação da precisão ocorre para tempos inferiores a 10 horas e que para um dia integrado de eventos, temos uma precisão final da ordem de 8% tanto para o veto de 95% quanto para 98%.

Na figura 6.16 observa-se o comportamento da exatidão do ajuste em função do tempo de aquisição. A linha tracejada representa uma exatidão

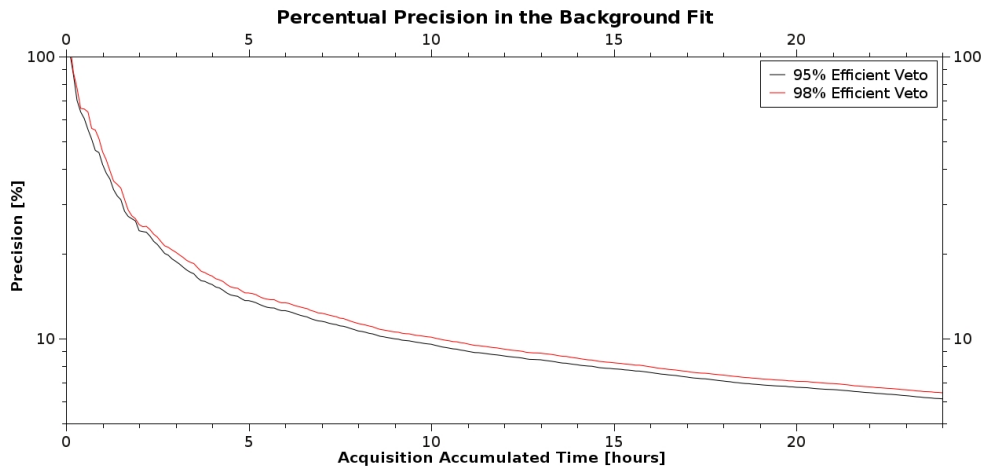


Figura 6.15: Precisão na Determinação do *Background*: Janela de 0-300 μ s

de 5% a qual é obtida a partir de 15 horas de dados. No final de um dia de eventos, temos uma exatidão inferior a 5%, ou seja, o número de eventos de *background* reconstruído possui um desvio inferior a 5% do número verdadeiro de eventos gerados por Monte Carlo. Com esse método conseguimos estimar o número de eventos de *background* dentro da janela de 0 a 300 μ s de forma bastante satisfatória.

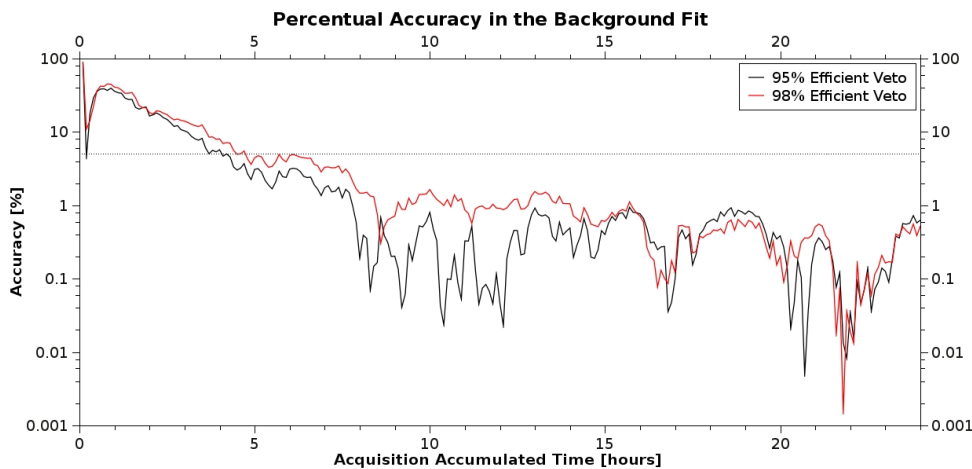


Figura 6.16: Exatidão na Determinação do *Background*: Janela de 0-300 μ s

6.5.2 Erros na determinação dos eventos de Sinal

Nesta seção analisamos os erros associados ao ajuste do sinal na janela de tempo de 0 a 100 μ s. Esse sinal é composto dos nêutrons gerados pela interação beta-inverso no detector.

Na figura 6.17 pode-se observar que a maior variação da precisão ocorre para tempos inferiores a 10 horas e que para um dia integrado de eventos, temos uma precisão final da ordem de 8% tanto para o veto de 95% quanto para 98%.

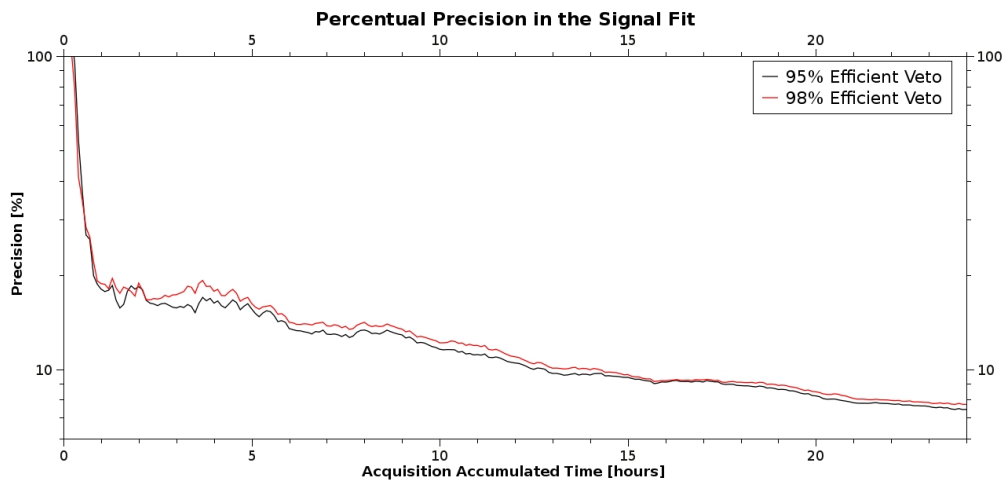


Figura 6.17: Precisão na Determinação do sinal: Janela de 0-300 μs

Na figura 6.18 observa-se o comportamento da exatidão do ajuste em função do tempo de aquisição. A linha tracejada representa um exatidão de 5% a qual é obtida a partir de 15 horas de dados. No final de um dia de eventos, temos uma exatidão inferior a 5%, ou seja, o número de eventos de *background* reconstruído possui um desvio inferior a 5% do número verdadeiro de eventos gerados por Monte Carlo. Com esse método conseguimos estimar o número de eventos de *background* dentro da janela de 0 a 300 μs de forma bastante satisfatória.

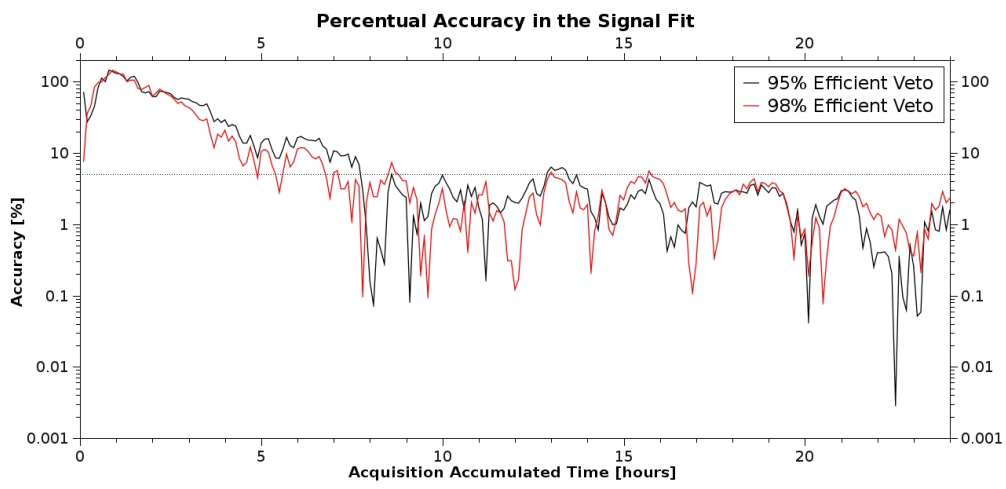


Figura 6.18: Exatidão na Determinação do sinal: Janela de 0-300 μs

Capítulo 7

Conclusão e perspectivas

Apresentamos nessa dissertação a evolução dos experimentos de neutrinos. Em especial os experimentos de antineutrinos de reatores nucleares, para chegarmos à proposta do experimento Angra: utilizar a detecção dos antineutrinos do decaimento beta que ocorre nos núcleos de um reator nuclear, nos processos de fissão, para monitorar os reatores nucleares e detectar um possível desvio de combustível nuclear para utilização em fins bélicos. Analisando os experimentos já realizados para esse fim, ROVNO, BUGEY e SONGS1, vimos as reais possibilidades desse método. Os resultados desses experimentos mostraram que a troca de combustível em um reabastecimento, produz uma queda na taxa de detecção de antineutrinos no detector. Uma parada é detectada numa questão de horas. Outros experimentos, como DOUBLE CHOOZ [71] E NUCIFER [72] estão sendo desenvolvidos para explorar essa técnica de monitoramento.

O experimento Angra está em fase final de concepção e elaboração das especificações dos componentes. Os materiais e equipamentos já estão sendo comprados e importados. A construção do detector central deverá ser iniciada em 2011.

Um contêiner foi instalado próximo ao reator Angra II na Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto em Angra dos Reis e servirá de laboratório de neutrinos. Um primeiro detector Cherenkov a água já foi instalado no local e está fazendo os primeiros testes de detecção de múons cósmicos.

Outros componentes, como a eletrônica de aquisição de dados, estão sendo testados.

Devido à impossibilidade de construção de um laboratório subterrâneo no local a alta taxa de ruído nos força a utilizar vários critérios de seleção para eliminar falsos eventos. Um deles é a distribuição de energia de

múons no detector. Um número maior de foto-elétrons é depositado nas fotomultiplicadoras da face inferior do detector, enquanto outras partículas apresentam uma distribuição de energia mais uniforme. Na nossa simulação percebemos a necessidade de construção de um veto externo com a maior eficiência possível, devido a alta taxa de múons cósmicos. Simulamos um sistema de veto externo com eficiências entre 95% e 98%. Sabemos da dificuldade em alcançar esse último limite mas mostramos a importância desse veto para a separação sinal/ruído. Mostramos que podemos utilizar uma janela de tempo de 300 μ s entre um sinal e o sinal anterior no detector para selecionar os eventos de interesse. Menos do que isso passaríamos a perder informação e, conseqüentemente, diminuir a eficiência na seleção de eventos. Na simulação simples utilizada mostramos que podemos estimar o ruído com um ajuste nos dados com uma função linear no intervalo entre 150 - 300 μ s. Isto nos permitiu encontrar um valor com um erro de cerca de 7% no número de neutrinos gerados.

Devemos observar as características que devem ser melhoradas na simulação. Levaremos em conta apenas as características relacionadas à interação no detector, sem considerar o erro no fluxo que chega ao alvo:

- Nessa simulação utilizamos para o sinal da captura do nêutron um espectro energético idêntico ao do aniquilamento do pósitron. Um estudo mais detalhado do espectro relacionado à captura do nêutron e de sua interação no detector deve ser realizado.
- Os resultados obtidos com a medida da taxa de múons no local onde está instalado o contêiner devem ser utilizados para comparar com os utilizados na simulação.
- A contribuição de outras partículas devem ser acrescentadas na simulação, tendo os seus espectros energéticos e a forma de interação no detector calculados. Como os nêutrons correlacionados aos múons cósmicos.
- Foi considerada a possibilidade de usar a blindagem interna (última camada que irá proteger o alvo dos nêutrons cósmicos) como um veto interno ativo, aumentando a eficiência de veto à múons. Foram simuladas eficiências de 60% e 70% para esse veto.
- A distância detector-fonte deve ser medida com precisão para termos uma estimativa mais precisa do número de interações de neutrinos

esperado.

- Será necessário simular a utilização de paredes espelhadas no detector central para melhorar a eficiência na reconstrução da energia. Isto porém forçará a revisão dos critérios de seleção, como o corte na distribuição da energia dos múons e na distribuição geométrica da energia.
- Não consideramos a taxa de neutrinos vindos do reator de Angra I. Em um cálculo mais preciso essa contribuição deverá ser considerada.

Além das possibilidades de monitoramento de reatores nucleares para fins de verificação de salvaguardas para a não proliferação de armas atômicas existe ainda a possibilidade de usar esse método como medida alternativa da potência térmica do reator, ajudando na otimização do processo de geração de energia elétrica. Essa técnica pode dar valores da potência com precisão da ordem de 2% como demonstrado pelo experimento Rovno, e em tempo *quasi* real, além de ser não intrusiva e não depender de informações do operador da usina.

Será construído no complexo de Angra um terceiro reator, a Usina Nuclear Angra III. Nela poderá ser reservado um espaço mais adequado, de preferência a alguns metros de profundidade, para abrigar um detector de antineutrinos.

O sucesso do experimento Angra é muito importante, pois, além do avanço nessa técnica ainda incipiente de monitoramento e das reais possibilidades da inclusão desse método nas técnicas usadas pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), abre o caminho para a construção no Brasil de detectores de neutrinos, um das áreas de pesquisa mais importantes e excitantes da atualidade.

Capítulo 8

Bibliografía

Referências Bibliográficas

- [1] Carlo Giunt and Chung W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Nova York:Oxford University Press., 2007.
- [2] B. Pontecorvo, Chalk River Report PD-205, 20 November, 1946
- [3] XAVIER, Allan Moreira et al . Marcos da história da radioatividade e tendências atuais. Quím. Nova, São Paulo, v. 30, n. 1, Feb. 2007 .
- [4] Chadwick, J. , Verh. Deutsch. Phys. Ges., 16, 383 (1914). Ellis, C. D. , Internat. Conf. on Phys., 15, 209 (1934).
- [5] Larry Spruch, *Pedagogic notes on Thomas-Fermi theory (and on some improvements): atoms, stars, and the stability of bulk matter* , Rev. Mod. Phys. 63, 151–209 (1991).
- [6] B. Pontecorvo, Phys. Rev., 72, 246, 1947.
- [7] Tiomno, J., Wheeler J.A. Rev. Mod. Physics 21, 153 (1949). Tiomno J., Yang C.N. Physics Rev. 79, 495 (1950).
- [8] F.Reines.Nobel Lecture,1995.
- [9] Reines, Frederick and Cowan, Clyde L: *The Neutrino*, Nature 178, september 1, 1956.
- [10] Reines-Cowan Experiments-Detecting the Poltergeist [No.25 1997] Fred Reines, Clyde Cowan, Jr. <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?25-02.pdf>
- [11] J. N. Bahcall, W. A. Fowler, I. Iben, and R. L. Sears, *Astrophys. J.*, 137,344, 1963.
- [12] R. Davis, Jr., B.T. Cleveland, T. Daily, J.R. Distel, K. Lande, C.K. Lee, P.S. Wildenhain, (Pennsylvania U.) , J. Ullman, (Lehman Coll.) . ISNC4-1997-64, Apr 1997. 21pp.

- [13] GNO COLLABORATION. *GNO Solar Neutrino Observations: Results for GNOI*. arXiv:hep-ex/0006034v1
- [14] SAGE COLLABORATION. *Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal*. arXiv:astro-ph/9907113v2
- [15] M. Koshiba. *Observational neutrino astrophysics* Phys. Rep., 220, 229–381, 1992.
- [16] K. Abe *et al.* *Title: Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III*. arXiv:1010.0118v1 [hep-ex]
- [17] SNO COLLABORATION. *Title: The Sudbury Neutrino Observatory*. arXiv:nucl-ex/9910016v2
- [18] ICARUS COLLABORATION. *Study of Solar Neutrinos with the 600 ton liquid argon ICARUS detector*. Nucl. Instr. and Meth. A 455 (2000), 378
- [19] The Borexino Collaboration. *New results on solar neutrino fluxes from 192 days of Borexino data*. arXiv:0805.3843v2
- [20] M. R. Krishnaswamy, *et al.* *A Quarter Century of Cosmic Ray Experiments Underground in the Kolar Gold Mines*. Neutrinos in Cosmic Ray Physics and Astrophysics, Edited by K. Sakurai, pp. 7-69. By Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, 1990.
- [21] Pagliaroli, Giulia ; Vissani, Francesco. *Features of Kamiokande-II, IMB and Baksan observations and their interpretation in a two-component model for the signal*. arXiv:0810.0456v1 [astro-ph].
- [22] Giacomelli, G.; Margiotta, A. *Title: The MACRO Experiment at Gran Sasso*. arXiv:0707.1691v1 [hep-ex].
- [23] Habig, Alec. *Title: MINOS neutrino oscillation results*. arXiv:1004.2647v1 [hep-ex].
- [24] FREJUS Collaboration, K. Daum *et al.*, Z. Phys. C 66, 417 (1995).
- [25] Agafonova, N. Yu *et al.* *Title: Study of the effect of neutrino oscillations on the supernova neutrino signal in the LVD detector*. arXiv:hep-ph/0609305v1

- [26] SOUDAN COLLABORATION. *Title: Observation of Atmospheric Neutrino Oscillations in Soudan 2.* arXiv:hep-ex/0307069v1
- [27] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/physics/k2k-e.html>
- [28] M. H. Ahn et al. (K2K), Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003), hep-ex/0212007.
- [29] K2K COLLABORATION. *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment.* arXiv:hep-ex/0606032v3.
- [30] <http://www.sciencedaily.com/releases/2010/03/100329083039.htm>
- [31] Fiorentini, Gianni; Lissia, Marcello; Mantovani, Fabio. *Geo-neutrinos and Earth's interior.* arXiv:0707.3203v2
- [32] Araki, T *et al.* *Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND.* Nature: 436, 499-503 (28 July 2005)
- [33] BORAXINO COLLABORATION. *Observation of Geo-Neutrinos.* arXiv:1003.0284v2
- [34] *Reactor-based neutrino oscillation experiments*, Bemporad, Carlo, Gratta, Giorgio, Vogel, Petr, Rev. Mod. Phys. 74 (2002) 297, arXiv:hep-ph/0107277.
- [35] INTERNATIONAL NUCLEAR SAFETY CENTR (INSC). <http://www.insc.anl.gov/>
- [36] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly and F. Von Feilitzsch, Phys. Lett. B160, 325 (1985)
- [37] P. Vogel, G. K. Schenter, F. M. Mann, and R. E. Schenter, Phys. Rev., C24:1543–1553, 1981.
- [38] P. Vogel, Phys. Rev., D29, 1918, 1984.
- [39] Huber, Patrick; Schwetz, Th. *Precision spectroscopy with reactor antineutrinos.* Phys.Rev. D70 (2004) 053011).
- [40] Kwon, H.*et al.* *Search for neutrino oscillations at a fission reactor.* Phys. Rev., D24, 1097–1111, 1981.
- [41] G. Zacek et al. *Neutrino-oscillation experiments at the Gösigen nuclear power reactor.* Phys. Rev., D34, 2621–2636, 1986.

- [42] Korovkin, V.A. *et al.* *Measuring plant power output by neutrino detection.* At.énerg., 65, No.3, pp169-173(1988).
- [43] Declais, Y. *et al.* *Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant.* Phys. Lett. B338 (1994) 383-389.
- [44] Achkar, B. *et al.* *Search for neutrino oscillations at 15-meters, 40-meters, and 95-meters from a nuclear power reactor at Bugey.* Nucl. Phys. B434 (1995) 503-534.[1-2]
- [45] Z. Daraktchieva *et al.* (MUNU), Phys. Lett. B615 (2005) 153, arXiv:hep-ex/0502037.
- [46] Kozlov, Yu.V. *et al.* *Antineutrino-Deuteron Experiment at Krasnoyarsk* arXiv.org/abs/hep-ex/9912047v2.
- [47] Apollonio, M. *et al.* *Limits on Neutrino Oscillations from the CHOOZ Experiment.* arXiv:hep-ex/9907037v1.
- [48] CHOOZ COLLABORATION. *Initial Results from the CHOOZ Long Baseline Reactor Neutrino Oscillation Experiment.* arXiv:hep-ex/9711002v1.
- [49] Boehm, F. *et al.* *Results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment.* arXiv:hep-ex/0003022v1.
- [50] KAMLAND COLLABORATION. *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion.* arXiv:hep-ex/0406035v3
- [51] KAMLAND COLLABORATION. *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance.* arXiv:hep-ex/0212021v1
- [52] Lasserre, Maury Goodman Thierry. *Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} .* Maury Goodman Thierry Lasserre. arXiv:hep-ex/0606025
- [53] DAYA BAY COLLABORATION. *A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay.* arXiv:hep-ex/0701029v1.

- [54] DAYA BAY COLLABORATION. *Status of the Daya Bay Reactor Neutrino Oscillation Experiment*. arXiv:1101.0261v1 [hep-ex].
- [55] RENO COLLABORATION, J.K. Ahn, *et al.* *RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang*. arXiv:1003.1391v1 [hep-ex].
- [56] http://www.onu-brasil.org.br/doc_armas_nucleares.php
- [57] L.Mikaelyan,in: Proc. Intern. Conf. “Neutrino-77”vol.2, nauka, Moscou(1978),p.386.
- [58] Klimov,Yu.V. *et al.* *Neutrino method remote measurement of power and power output*.At énerg.,76,No2,pp.130-135(1994).
- [59] *Reactor monitoring and safeguards using antineutrino detectors*. N.S. Bowden 2008 J. Phys.: Conf. Ser. 136 022008. doi: 10.1088/1742-6596/136/2/022008.
- [60] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r5912.php>
- [61] P. A. Cherenkov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1934, v.2, p.457.
- [62] I. Frank and I Tamm, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1937, v.14, p.107.
- [63] Jackson, John David. *Classical eletrodynamics*. second edition.1925,p494-496.
- [64] Landau, L. D.; Liftshitz, E. M.; Pitaevskii, L. P. *Electrodynamics of Continuous Media*. New York:Pergamon Press,vol8,406-407(1984).
- [65] Ardellier,F. *et al.* *Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle Theta13*. arXiv:hep-ex/0405032.
- [66] *Estudo do background de nêutrons e múons em detectores de antineutrinos*. Valdir Salustino Guimarães, João dos Anjos.[não publicado]
- [67] ENCONTRO DO PROJETO NEUTRINOS.VI,Feira de Santana.*Física de Neutrinos com Reatores Nucleares: Experimentos ANGRA e Double Chooz*. 14-15 de Dezembro de 2009 na UEFS, Feira de Santana. [não publicado, fonte alternativa:14 e 15 de Dezembro de 2009 na UEFS, Feira de Santana]

- [68] Angra note012. *Data Acquisition System for the Angra Project*. [Não publicado]
- [69] Gomez Gonzalez, Luis Fernando. *Estudo da resolucao em energia do detector de neutrinos do projeto ANGRA para medidas de composicao do combustivel nuclear*. [2009]. Dissertacao (Mestrado)- . Instituto de Fisica Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, SP.
- [70] ROOT - <http://root.cern.ch/drupal/>
- [71] C. Palomares (for Double-Chooz Collaboration). *Double-Chooz Neutrino Experiment*. arXiv:0911.3227v1 [hep-ex].
- [72] Porta., A *et al.* *Reactor Neutrino Detection for Non Proliferation with the NUCIFER Experiment*. Journ. Phys.: Confer. Series; vol203(2010)012092.