

TESE DE DOUTORADO  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Análise de Monte Carlo e Detecção de  
Antineutrinos no Experimento Neutrinos Angra

Física de Partículas Experimental a Altas Energias

Marcelo Jorge Nascimento Souza

Rio de Janeiro, Março de 2015



# **Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas**

---

Coordenação de Formação Científica  
Programa de Pós-Graduação

## **Análise de Monte Carlo e Detecção de Antineutrinos do Experimento Neutrinos Angra**

**Autor:** Marcelo Jorge Nascimento Souza

**Orientador:** João Carlos Costa dos Anjos

**Co-orientador:** Gustavo do Amaral Valdiviesso

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas  
Físicas para obtenção do grau de Doutor em Física



Dedico esta tese  
A *Deus*,  
à *minha família*,  
à *minha esposa*  
ao *meu filho*  
e aos *meus amigos...*

# Agradecimentos

Primeiramente o meu agradecimento a Deus, que me deu força e ânimo para concluir este trabalho.

Agradeço também

à minha família e meus amigos por tudo

ao meu orientador João dos Anjos, por orientar com dedicação

ao meu co-orientador, Gustavo A. Valdiviesso, por auxiliar sempre que preciso

ao Prof. Pietro Chimenti

aos professores e funcionários do CBPF, que sempre ajudaram

à CFC, pelo apoio e suporte necessário à conclusão desta tese

ao CBPF, por ter me acolhido e se tornado minha segunda casa

à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES,

pelo suporte financeiro.

# Resumo

Na década de 80 na Rússia foi demonstrado que os antineutrinos oriundos de reatores nucleares podem ser usados para fazer o monitoramento de reatores nucleares. A partir de então, vários experimentos foram propostos a fim de aperfeiçoar esta técnica de monitoramento e aplicá-la em salva-guarda nuclear pois a Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) demonstrou interesse nesta nova técnica. Assim, surgiu no Brasil o projeto Neutrinos Angra que tinha como objetivo primário a medição do ângulo de mistura  $\theta_{13}$  porém devido às restrições por parte da Eletronuclear, o projeto teve que ser mudado para aplicação em salva-guarda nuclear. Esta tese de doutorado apresenta um estudo de Monte Carlo com a finalidade de se verificar quais são os melhores cortes que devem ser usados para conseguir-se detectar os antineutrinos da usina nuclear Angra 2 no experimento Neutrinos Angra.

# Abstract

In the 80s in Russia was shown that the antineutrinos coming from nuclear reactors can be used to make the monitoring of nuclear reactors. Since then, various experiments have been proposed in order to improve this monitoring technique and apply it to nuclear safeguard for the International Atomic Energy Agency (IAEA) has shown interest in this new technique. Thus, the Angra Neutrino project that had as their primary objective the measurement of the mixing angle  $\theta_{13}$  emerged in Brazil but due to the restrictions by the Electronuclear, the project had to be changed for use in nuclear safeguard . This thesis presents a study of Monte Carlo in order to see which are the best cuts that should be used to achieve-detect antineutrinos from Angra 2 nuclear power plant in Angra Neutrino experiment.



# Sumário

Agradecimentos . . . . .	2
Resumo . . . . .	3
Abstract . . . . .	4
<b>1 Física de Neutrinos</b>	<b>19</b>
1.1 Introdução . . . . .	19
1.2 Uma Breve História da Física de Neutrinos . . . . .	20
1.3 A Teoria de Fermi . . . . .	22
1.4 Primeira Estimativa da Secção de Choque Neutrino-Núcleon . . . . .	24
1.5 As Primeiras Ideias de Interação Fraca entre Múon-Elétron . . . . .	26
1.6 Violação da Paridade em Processos Fracos . . . . .	27
1.7 A Helicidade do Neutrino . . . . .	28
1.8 A Teoria V-A . . . . .	28
1.9 O Bóson Vetorial Intermediário $W$ . . . . .	30
1.10 O Neutrino e a Descoberta das Correntes Neutras . . . . .	31
1.11 Oscilação de Sabores . . . . .	32
<b>2 Experimentos de (Anti)Neutrinos</b>	<b>39</b>
2.1 Os Primeiros Experimentos de Neutrinos . . . . .	39
2.1.1 O Sinal do Neutrino . . . . .	40
2.1.2 Experimento de Hanford . . . . .	45
2.1.3 Experimento de Savannah River . . . . .	47
2.2 Experimentos de Oscilação . . . . .	50
2.2.1 Experimentos de Aparecimento . . . . .	50
2.2.2 Experimentos de Desaparecimento . . . . .	51
2.2.3 Experimentos de Linha de Base Pequena (SBL) . . . . .	51
2.2.4 Experimentos de Linha de Base Longa (LBL) . . . . .	53
2.2.5 Experimentos de Linha de Base Muito Longa (VLB) . . . . .	55
2.3 Experimentos de Neutrinos Solares . . . . .	56
2.3.1 Homestake . . . . .	57
2.3.2 Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) . . . . .	58

2.3.3	GALLium EXperiment (Gallex) e Gallium Neutrino Observatory (GNO) . . . . .	59
2.3.4	Kamioka Nucleon Decay Experiment (Kamiokande) . . . . .	59
2.3.5	Super-Kamiokande (Super-K) . . . . .	60
2.3.6	Sudbury Neutrino Observatory (SNO) . . . . .	60
2.4	Experimentos de Antineutrinos de Reatores Nucleares . . . . .	65
2.4.1	Instituto Laue-Langevin (ILL) . . . . .	65
2.4.2	Gösgen . . . . .	65
2.4.3	Rovno . . . . .	66
2.4.4	Bugey . . . . .	66
2.4.5	Krasnoyarsk . . . . .	67
2.4.6	CHOOZ . . . . .	67
2.4.7	Palo Verde . . . . .	68
2.4.8	Distorção Espectral . . . . .	68
2.4.9	Experimento de Double Chooz . . . . .	68
2.4.10	Daya Bay . . . . .	69
2.4.11	Reactor Experiment for Neutrino Oscillation (RENO) . . . . .	70
2.5	O Experimento KamLAND . . . . .	71
2.5.1	Descrição Geográfica . . . . .	72
2.5.2	Resultados dos Experimentos de Reatores . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Neutrinos e Salvaguardas Nucleares</b>	<b>79</b>
3.1	Reator Nuclear de Fissão . . . . .	79
3.2	Eventos de Antineutrinos . . . . .	82
3.3	Fluxo de Antineutrinos . . . . .	83
3.4	Número de Eventos de Antineutrinos . . . . .	84
3.5	Antineutrino em Salvaguarda . . . . .	84
3.6	Alguns Resultados de $\bar{\nu}_e$ em Salvaguarda . . . . .	86
3.6.1	Rovno . . . . .	86
3.6.2	San Onofre . . . . .	88
3.6.3	Nucifer-Saclay . . . . .	89
<b>4</b>	<b>O Experimento Neutrinos Angra</b>	<b>91</b>
4.1	História do Experimento . . . . .	91
4.2	Projeto do Detector . . . . .	93
4.3	Eletrônica do Neutrinos Angra . . . . .	94
4.3.1	Módulo <i>front-end</i> . . . . .	95
4.3.2	Módulo de Aquisição . . . . .	96
4.4	Simulação Computacional . . . . .	97
4.4.1	O ROOT . . . . .	98
4.4.2	Geradores Primários . . . . .	98

4.5	<i>Determinação da Concentração de Gd via GEANT4</i> . . . . .	103
4.6	<i>Análise Pré-mixer</i> . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Desenvolvimento do <i>Mixer</i></b> . . . . .	<b>111</b>
5.1	O <i>Mixer</i> : Misturando as Contribuições de Sinal e Ruídos . . . . .	111
5.2	Série Temporal . . . . .	112
5.3	Números Pseudo-Aleatórios . . . . .	113
5.4	Frequências . . . . .	114
5.5	Algoritmo de Mixagem . . . . .	115
5.6	Macros de Análise: Separação Sinal-Ruído . . . . .	116
<b>6</b>	<b>Conclusão</b> . . . . .	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>A Medida Desesperada</b> . . . . .	<b>125</b>
<b>B</b>	<b>Efeito Cherenkov</b> . . . . .	<b>127</b>
B.1	Efeito Cherenkov ou Radiação Cherenkov . . . . .	127



# Lista de Tabelas

2.1	Taxas de coincidência atrasada: reator ligado (10.000 s), $2,55 \pm 0,15$ contagem/min; reator desligado (6000 s), $2,14 \pm 0,13$ contagem/min. Taxas de coincidência atrasada associado ao reator, $0,41 \pm 0,20$ contagem/min [42]. . . . .	47
2.2	Tipos de experimentos de oscilação com suas distâncias fonte-detector típicas, energia e sensibilidade para $\Delta m^2$ , que é dada por $E[MeV]/L[m] = E[GeV]/L[km]$ [44]. . . . .	56
2.3	As cadeias das reações termonucleares do Sol e as energias médias de seus neutrinos. Dentre as reações nucleares que ocorrem no interior do Sol, estas são as responsáveis pela produção de neutrinos. Estas reações fazem parte de dois processos através dos quais o Sol produz energia. Na parte superior da tabela, as reações que fazem parte da cadeia <i>pp</i> e, na parte inferior, aquelas que pertencem ao ciclo <i>CNO</i> . As reações <i>pep</i> e <i>Be</i> possuem espectros mono-energéticos [44]. . . . .	57
2.4	Limiares de energia de detectores de $\bar{\nu}_e$ Solares. Para experimentos com Gálio e Cloro, o limite é definido pela cinemática dos processos nucleares. Para os detectores <i>Cherenkov</i> com água, o limiar é limitado pelo <i>background</i> , que cresce rapidamente abaixo de $5 MeV$ . . . . .	62
2.5	Composição do cintilador por isótopo de uma mistura de dodecano (80,2%), pseudocumeno (19,8%) e PPO (1,52 g/l). As abundâncias naturais e a densidade de $0,789 g/cm^3$ a $11,5^0 C$ foram assumidas [114]. . . . .	74
3.1	Contribuição média dos quatros principais isotopos físseis do combustível nuclear ( $\alpha_i$ ) do reator VVER-440 e constantes básicas [136]. . . . .	87
4.1	Alguns valores de $n$ para múons, prótons, nêutrons e elétrons + pósitrons. . . . .	99
4.2	Intensidades de raios cósmicos por tipo de partícula. . . . .	102
5.1	As frequências dos geradores primários usadas no Mixer[142]. . . . .	115



# Lista de Figuras

1.1	O Modelo Padrão Atual da Física de Partículas descreve as partículas básicas que formam o universo e as regras que governam suas interações. Esta tabela mostra os <i>quarks</i> e léptons básicos que constituem a matéria, os quatros portadores de força (bóson de gauge) e o bóson de Higgs (descoberto em 2013 [3]). Para cada família (as três primeiras colunas na tabela) existem dois <i>quarks</i> e dois léptons (uma partícula carregada e seu neutrino associado. Note que a interação gravitacional não é descrita por tal modelo [4]. . . . .	20
1.2	Espalhamento elétron-próton [10]. . . . .	22
1.3	Decaimento $\beta$ cruzado [10]. . . . .	23
1.4	Triângulo de Tiomno-Wheeler-Puppi. Os vértices representam as diferentes partes da interação fraca [17, 18]. . . . .	26
2.1	A primeira ideia de Cowan e Reines para detecção do antineutrino foi usar uma bomba de 20 quilotons colocada a 50 m de um detector de várias toneladas e usando como detector um enorme cintilador líquido como o alvo dos antineutrinos e como o meio para detectar o pósitron do decaimento beta inverso. [41]. . . . .	41

- 2.2 Cintilador líquido para detectar o pósitron do decaimento beta inverso. A figura mostra como o cintilador líquido converte parte da energia do pósitron em pequeno flash de luz. A luz é mostrada propagando-se através do líquido cintilador altamente transparente até as PMTs, onde os fótons são transformados em um pulso eletrônico que sinaliza a presença do pósitron. O decaimento beta inverso (1) começa quando um antineutrino (linha vermelha tracejada) interage com um dos prótons (núcleo de hidrogênio) nas moléculas do líquido. A carga fraca, trocada entre o antineutrino e o próton, faz com que o próton se transforme em um nêutron e o antineutrino em um pósitron ( $e^+$ ). O nêutron transita praticamente sem ser detectado. O pósitron, por outro lado, logo colide com um elétron ( $e^-$ ) e o par elétron-pósitron aniquilam-se em dois raios gamas ( $\gamma$ ) que se propagam em direções opostas. Cada raio gama perde aproximadamente metade da sua energia cada vez que espalha em um elétron (espalhamento Compton). Os elétrons energéticos resultantes espalham-se de outros elétrons e irradiam fótons que criam uma cascata de ionização (2) que rapidamente produz um número grande de fótons ultravioleta (UV). O cintilador é um líquido altamente transparente (tolueno) propositalmente dopado com terfenilo. Quando ele se excita devido a absorção de fótons UV, ele cintila através da emissão de fótons visíveis quando retornam ao estado fundamental (estado de energia mais baixa)(3). Por o cintilador líquido ser transparente à luz visível, aproximadamente 20% dos fótons visíveis são coletados pelas PMTs que revestem as paredes do alvo cintilador. Os fótons restantes são absorvidos durante as várias reflexões com as paredes do alvo. Um fóton visível libera um elétron do cátodo de um fototubo. Esse elétron então inicia a liberação de outros elétrons presentes em cada dinodo da PMT, resultando em um pulso elétrico mensurável. Os pulso de todos os tubos são combinados, contados, processados e mostrados na tela de um osciloscópio [41]. . . . . 44
- 2.3 A dupla assinatura do Decaimento Beta Inverso. A nova ideia para detectar o antineutrino é detectar os dois produtos do decaimento beta inverso, uma reação na qual um antineutrino incidente (linha vermelha tracejada) interage com um próton via força fraca. O antineutrino transforma-se em um pósitron ( $e^+$ ) e o próton transforma-se em um nêutron ( $n$ ). A figura acima representa tal interação ocorrendo em um cintilador líquido. A curta flecha vermelha sólida indica que logo após ser criado, o pósitron colide com um elétron e ambos se aniquilam. Devido a energia e o momento serem conservados, dois raios gamas são emitidos em direções opostas e fazem o cintilador líquido produzir um *flash* de luz visível. Enquanto, o nêutron percorre uma trajetória aleatória (longa seta sólida vermelha) até ser capturado por um núcleo de cádmio. O núcleo excitado de cádmio libera  $9\text{ MeV}$  de energia na forma de radiação gama para se estabilizar e faz novamente o cintilador líquido produzir um pequeno *textit flash* de luz Esta sequência de dois *flash* de luz separados por poucos microssegundos é a dupla assinatura do decaimento beta inverso e confirma a presença de um antineutrino [41]. . . . . 45



2.4	O detector de antineutrino de <i>Hanford</i> . A foto de trás é uma visão de cima do detector de antineutrino usado no experimento de <i>Hanford</i> . Ela mostra o interior do tanque de $10\text{ pes}^2$ do cintilador líquido e as 90 PMTs com parte frontal de $2\text{ pol}$ cada que tem uma fina superfície fotossensível. A foto menor é a visão lateral do detector. Tendo $300\text{ L}$ de capacidade, “Herr Auge” foi o maior detector de sua época [41]. . . . .	46
2.5	Representação gráfica da interação $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$ e dos processos de aniquilação $e^+e^-$ e captura do nêutron pelo Cádmiu num alvo de $H_2O + CdCl_2$ e detecção dos respectivos sinais em cintilador líquido [42]. . . . .	48
2.6	Assinatura eletrônica da detecção de um antineutrino. Uma assinatura característica. Cada um dos três traços do osciloscópio corresponde a um tanque do detector. O evento registrado ocorreu na tríade inferior. Os primeiros pulsos vistos em coincidência são os gamas de aniquilação dos pósitrons em cada tanque seguido em $5.5\ \mu\text{s}$ pelos pulsos dos nêutrons. Um segundo osciloscópio com maior ampliação estava operando em paralelo para permitir a medida dos pulsos dos pósitrons [42]. . . . .	49
2.7	O detector do experimento de <i>Savannah River</i> - Um novo <i>design</i> . O detector de antineutrino é mostrado aqui dentro de sua blindagem de chumbo. Cada um dos dois tanques plásticos (pintados de azul claro e denotado por A e B) foi preenchido com $200\text{ L}$ de água. Os prótons na água foram os alvos para o decaimento beta inverso; o cloreto de cádmio dissolvidos na água proveu os núcleos de cádmio que capturam os nêutrons. Os tanques-alvos foram colocados entre três detectores de cintilação (I, II e III). Cada detector continha $1.400\text{ L}$ de cintilador líquido que eram monitorados por 110 PMTs. Desconsiderando a blindagem, o detector mostrado pesava aproximadamente $10\text{ t}$ [41]. . . . .	50
2.8	Espectro dos Neutrinos Solares. Cada curva representa uma das reações nucleares que dão origem a neutrinos no interior do Sol. Na parte superior do gráfico, temos uma indicação do limiar inferior de cada tipo de meio detector [39]. . . . .	58
2.9	A medida do fluxo do SNO (segunda fase). As CC, NC e ES restringem as estimativas do fluxo de neutrinos do elétron e do não-eletrônico. As três taxas de reação dão evidências da transformação do sabor do neutrino (oscilação) e confirmam o Modelo Padrão Solar [56]. . . . .	63
2.10	Resultados dos Experimentos com neutrinos solares. A linha vermelha horizontal representa a previsão teórica do Modelo Solar Padrão, ou seja, não há déficit de neutrinos solares. Os demais representam os experimentos com gálio, cloro, água ultra pura e água pesada e suas respectivas medidas de déficit de neutrinos [152].	64
2.11	Esquema do experimento Double Chooz [153]. . . . .	69
2.12	Esquema do experimento Daya Bay [154]. . . . .	70
2.13	Esquema do experimento RENO [156]. . . . .	71

- 2.14 Corte lateral do detector KamLAND. O detector consiste em um cintilador líquido de  $1\text{ kt}$  dentro de um balão transparente de  $13\text{ m}$  de diâmetro sustentado por cabos. Uma esfera de aço de  $18\text{ m}$  de diâmetro contém o balão, com o espaço intermediário preenchido com óleo mineral. 1.879 PMTs estão fixadas na esfera de aço e proporcionam uma cobertura de 34%. A área da cúpula acima do detector dá o acesso para calibração e monitoramento do detector [44]. . . . . 73
- 2.15 Os resultados de KamLAND para a diferença de massa ( $\Delta m_{12}^2$ ) e do ângulo de mistura ( $\theta_{12}$ ). A figura na parte superior mostra as distribuições de  $\Delta\chi^2$  em função de  $\tan 2\theta_{12}$ . Cada ponto do gráfico representa uma minimização feita sobre o parâmetro  $\Delta m_{12}^2$ . As linhas tracejadas horizontais indicam os valores de  $\Delta\chi^2$  referentes ao nível de confiança de  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  e  $3\sigma$  respectivamente. A curva pontilhada representa os dados de neutrinos solares. A curva pontilhada preta, representa KamLAND. A pequena elevação no segundo mínimo local ( $\tan 2\theta_{12} > 1$ ) é resultado dos efeitos de matéria ou efeito SMW, (ver [44] para mais informação). A curva contínua representa o ajuste global. A maior figura representa as curvas de probabilidades constantes de  $1$ ,  $2$  e  $3\sigma$  de que os valores reais de  $\Delta m_{12}^2$  e  $\tan 2\theta_{12}$  estejam na regiões delimitadas. A figura maior, à esquerda, representa os dados de neutrinos solares, enquanto a figura horizontal delgada representa os dados de KamLAND para neutrinos de reatores. A figura no lado direito mostra as distribuições de  $\Delta\chi^2$  em função  $\Delta m_{12}^2$ . Cada ponto do gráfico representa uma minimização feita sobre o parâmetro  $\tan 2\theta_{12}$ . As linhas tracejadas horizontais indicam os valores de  $\Delta\chi^2$  referentes aos  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  e  $3\sigma$  de que o valor verdadeiro de  $\Delta m_{12}^2$  esteja no interior desta região. A curva pontilhada representa os dados de neutrinos solares, enquanto a curva contínua representa o ajuste global. A curva cinza, representa o KamLAND que está praticamente sobreposta à distribuição global [155]. . . . . 77
- 2.16 Os fluxos  $\bar{\nu}_e$  em função da distância fonte-detector. Todos os valores estão normalizados em relação ao fluxo esperado assumindo que não exista oscilação de neutrinos. A linha pontilhada preta representa a curva de oscilação medida pelo experimento KamLAND, a região roxa um pouco mais escura, representa as distâncias exploradas nesse experimento [157]. . . . . 78
- 3.1 Distribuição dos produtos de fissão do  $^{235}\text{U}$ . A figura mostra a curva de distribuição dos fragmentos de fissão em função de sua massa atômica [158]. . . . . 80

3.2	Esquema de funcionamento de uma usina nuclear que possui um reator nuclear PWR. No circuito primário (cor amarela) o elemento combustível (cor vermelha) sofre bombardeamento de nêutrons e com isso sofre fissão, a energia liberada nesse processo é térmica; o calor é removido do núcleo do reator pela água que o circunda. Essa água alcança o gerador de vapor que, como o próprio nome já diz gera vapor; este vapor segue por um tubo até encontrar a turbina onde realiza trabalho sobre ela; o trabalho útil da turbina é aproveitado pelo gerador elétrico que por sua vez transmite a energia elétrica para o consumidor final. A parte do vapor que é perdido na turbina entra num condensador e, uma vez em fase líquida, novamente é armazenado no tanque de água de alimentação para depois ser reaproveitado pelo circuito secundário [150]. . . . .	81
3.3	Evolução temporal da contribuição dos isótopos físeis do combustível nuclear [142].	82
3.4	Ciclo nuclear do $^{238}\text{U}$ em um reator nuclear. Na figura está representando os possíveis modos de decaimento que os elementos pertencente a cadeia do urânio 238 podem sofrer. As legendas $(n, \gamma)$ e $\beta^-$ representam a captura de um nêutron seguida de uma emissão de raio gama e o decaimento beta menos respectivamente [132]. . . . .	83
3.5	Espectro de energia de antineutrinos dos quatros principais isótopos do combustível nuclear, calculado para $^{238}\text{U}$ e medido para os demais isótopos, retirado da [133]. . . . .	84
3.6	Espectro esperado de antineutrinos de reatores [44]. . . . .	85
3.7	Dependência do número de antineutrinos detectados em função da potência térmica do reator nuclear VVER-440 do experimento de Rovno [136]. . . . .	87
3.8	Monitoramento da potência do reator do patamar zero até a potência total durante vários dias [136]. . . . .	88
3.9	Medidas da taxa de antineutrinos antes, durante, e depois do abastecimento do reator. A diminuição na taxa de detecção de antineutrinos devido ao <i>burnup</i> e o degrau de aumento na taxa depois do reabastecimento com combustível novo podem ser vistos [133]. . . . .	89
3.10	O <i>layout</i> do detector Nucifer. O módulo principal (na esquerda) é cercado por camadas de polietileno e chumbo que são cobertas pelo veto ativo de múons (direita). A área total, incluindo blindagem é de $3\text{ m} \times 3\text{ m}$ [149]. . . . .	90
4.1	Ilustração do detector do Experimento Neutrinos Angra feito através do GEANT4. As partes de cor azul e laranja como vetos externos, a parte em cor verde é o ativo veto interno e finalmente, a parte em cor roxa é o alvo dos antineutrinos [159]. . . . .	94
4.2	Circuito analógico de <i>front-end</i> do Experimento Neutrinos Angra [159]. . . . .	95
4.3	Carga de entrada do <i>front-end</i> em função da amplitude do pico de saída medido para as três diferentes configurações de ganhos [159]. . . . .	96

4.4	<i>Front-end</i> formas de onda média, em resposta a um único fotoelétron para três diferentes configurações de ganho [159]. . . . .	96
4.5	A figura mostra todas as etapas da simulação computacional utilizada nesta tese. A simulação foi dividida em quatro etapas, são elas: 1- geradores primários, onde é descrita toda a física de geração de partículas; 2- <i>Geant4</i> , onde simula-se toda a física de transporte no detector; 3- <i>Mixer</i> , onde se faz a ordenação temporal de todas as partículas envolvidas na simulação; e 4- Análise, onde se faz as verificações das estratégias definidas na etapa pré- <i>mixer</i> com o adicional de replicar a coleta de dados em tempo real [144]. . . . .	98
4.6	Intensidade diferencial vertical de múons usando a parametrização da ref. [140]. .	100
4.7	Intensidade diferencial de raios cósmicos para gama (preta), elétrons (vermelha) e pósitrons (verde) como da ref. [140]. . . . .	100
4.8	Intensidade diferencial vertical de nêutrons cósmicos usando a parametrização da ref. [140]. . . . .	101
4.9	Intensidade diferencial vertical de prótons (preta) e píons (azul) como na ref. [140].	101
4.10	Intensidade de raios gamas dos materiais circundantes medida por um detector de Germânio de alta resolução no complexo de Angra [160]. . . . .	102
4.11	Distribuição de momento dos pósitrons do decaimento beta inverso [160]. . . . .	103
4.12	Gráfico do tempo médio de captura de nêutrons em função da concentração de gadolínio [144]. . . . .	105
4.13	Distribuição de p.e. de pulso produzidos por um pósitron e nêutrons [160]. . . .	106
4.14	Diferença de tempo entre os eventos <i>prompt</i> (pósitron) e <i>delayed</i> (nêutron) para uma concentração de 0,3% de Gd . Note que o eixo horizontal está representando $\mu s$ pois ele está multiplicado por $10^3$ , assim diferença média entre os dois tempos está próximo de $10 \mu s$ [159]. . . . .	107
4.15	Amplitude de pulso $\times$ momento do $e^+$ (prompt) [160]. . . . .	107
4.16	Espectro de pulsos do <i>background</i> devido aos raios cósmicos e a radiação ambiental [160]. . . . .	108
4.17	Espectro de pulsos do <i>background</i> devido aos raios cósmico e ambiente na região de interesse para detectar antineutrino [160]. . . . .	108
4.18	Distribuição de pulsos não-vetados [160]. . . . .	109
4.19	Distribuição de pulsos não-vetados na região de antineutrino [160]. . . . .	109
4.20	Amplitude do pulso secundário em função do tempo decorrido após o pulso primário [160]. . . . .	110

- 5.1 Diagrama simplificado do funcionamento do mixer, bem como seu posicionamento lógico na sequência de produção (da esquerda para a direita): Cada gerador tem como saída um arquivo HepEvt contendo a descrição física da partícula primária, com exceção do instante de tempo em que o evento deveria ocorrer. Esta informação só faz sentido no contexto da aquisição de dados. Os eventos primários têm seu transporte simulado pelo GEANT4 de forma independente. O AngraMixer unifica as saídas do sistema de transporte em um único arquivo, onde cada evento passa a ter uma localização temporal respeitando as frequências esperadas para cada espécie de sinal/ruído. A saída do mixer é usada para avaliar as estratégias de contagem de neutrinos, através das macros de análise. . . . . 112
- 5.2 Pseudo algoritmo do AngraMixer: Todos os arquivos de entrada (ver fig. 5.1) são carregados em um vetor. Vetores para as frequências (ver Tab. 5.1) e para intervalos de tempo também são definidos. Os intervalos de tempo são gerados com base nas frequências e usados na decisão de qual evento deve ser copiado para o arquivo de saída. Isto é feito através de uma sub-rotina (representado por `QualMenorIntervalo`, na figura). O laço principal termina quando o menor dos arquivos de entrada chega ao fim. . . . . 116
- 5.3 Resultado Amostra 1 S1. A linha azul representa o BG e a vermelha os antineutrinos [144]. . . . . 118
- 5.4 Resultado Amostra 1 S2. A linha azul representa o BG e a vermelha os antineutrinos [144]. . . . . 118
- 5.5 Resultado Amostra 2 S1 [144]. . . . . 119
- 5.6 Resultado Amostra 2 S2 [144]. . . . . 120
- 5.7 Os pulsos (p.e. em um janela de  $500ns$ ) no alvo por segundo. As taxas mostradas são resultado das frequências efetiva utilizadas no gerador primário. A linha preta é a taxa total ( $1,5 kHz$  na média) e a vermelha representa os pulsos *prompt* e atrasado do antineutrino; as cores verde, azul e amarela representam as componentes dos *background* cósmicos eletromagnéticos, muônico e hadrônico respectivamente [144]. . . . . 121
- 5.8 O número de pulsos no alvo por segundo após aplicar a selection S1. As taxas totais de *background* foram cortada entre  $1,5 kHz$  e  $36 kHz$ . Analisando as componentes do *background*, é possível ver que a S1 é muito eficiente para múons (cor azul), porém menos restritiva para as demais componentes, como a eletromagnética (cor verde) e hadrônica (cor amarela) [144]. . . . . 121
- 5.9 O número de pulsos no alvo por segundo após aplicar a selection S2. As taxas totais de *background* foram cortada entre  $1,5 kHz$  e  $36 kHz$ . Analisando as componentes do *background*, é possível ver que a S2 é muito eficiente para múons (cor azul), porém menos restritiva para as demais componentes, como a eletromagnética (cor verde) e hadrônica (cor amarela) [144]. . . . . 122

- B.1 Efeito Cherenkov (a) representa a partícula com velocidade inferior ao limiar Cherenkov; (b) representa a partícula com velocidade acima ao limiar Cherenkov [146]. . . . . 128
- B.2 A figura mostra o tanque de água de um reator nuclear quando o Efeito Cherenkov está ocorrendo. A luz azul é o efeito em si. Neste caso, o efeito está ocorrendo porque os elétrons presente no reator estão com velocidade superior a da luz do meio em que ele se encontra, no caso a água [147]. . . . . 129

# Capítulo 1

## Física de Neutrinos

Este capítulo tem como objetivo apresentar um pouco da história dos neutrinos e sua importância para a construção e confirmação do Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares. Aqui não se fala sobre os experimentos que mostraram a realidade física do neutrino porque isso é feito no capítulo 2.

### 1.1 Introdução

Com a descoberta dos elétrons em 1897 por Joseph John Thomson[1] uma nova era na física, denominada hoje de física de partículas, começou. Desconstruindo o átomo como o constituinte fundamental da matéria surgiu a questão sobre quais partículas poderiam estar dentro do átomo. Sondar escalas de comprimento cada vez menores é equivalente a alcançar energias cada vez maiores usando aceleradores de altas energias e com isso, sendo descoberto um “zoológico” de novas partículas. Estas descobertas levaram ao que denomina-se hoje de Modelo Padrão da física de partículas[2]. Atualmente, acredita-se que os constituintes fundamentais da matéria sejam seis *quarks* e seis léptons, veja Fig.1.1, sendo todos eles férmions de spin-1/2 que interagem entre si através das quatro forças ou interações fundamentais: gravitacional<sup>1</sup>, eletromagnética, nuclear forte e nuclear fraca. Na teoria quântica de campos essas forças são descritas pela troca dos bósons de *gauge* mostrados também na Fig.1.1. A última partícula do modelo Padrão, o bóson de Higgs[3], foi descoberta no LHC<sup>2</sup> em 2013 e que tem como papel originar a massa das partículas subatômicas. Entre as partículas mencionadas acima estão os neutrinos, cujo estudo é o objetivo desta tese. Pelo fato deles serem léptons (eles não sofrem interação forte) e terem carga elétrica nula (não participam da interação eletromagnética), eles interagem apenas via interação fraca e gravitacional. Entretanto, os neutrinos são a ferramenta

---

<sup>1</sup>Entretanto, a gravitação não é relevante e nem descrita no Modelo Padrão.

<sup>2</sup>LHC é a sigla em inglês para Grande Colisor de *Hadron*.

ideal para explorar processos de interação fraca.

	mass →	charge →	spin →					
	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	<b>u</b>	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	<b>c</b>
				up				charm
					$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	$2/3$	$1/2$	<b>t</b>
								top
					0	0	1	<b>g</b>
								gluon
								$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
					0	0	0	<b>H</b>
								Higgs boson
<b>QUARKS</b>								
	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	<b>d</b>	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	<b>s</b>
				down				strange
					$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	$-1/3$	$1/2$	<b>b</b>
								bottom
					0	0	1	<b><math>\gamma</math></b>
								photon
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	-1	$1/2$	<b>e</b>	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	-1	$1/2$	<b><math>\mu</math></b>
				electron				muon
					$1.777 \text{ GeV}/c^2$	-1	$1/2$	<b><math>\tau</math></b>
								tau
					$91.2 \text{ GeV}/c^2$	0	1	<b>Z</b>
								Z boson
<b>LEPTONS</b>								
	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	0	$1/2$	<b><math>\nu_e</math></b>	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	0	$1/2$	<b><math>\nu_\mu</math></b>
				electron neutrino				muon neutrino
					$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	0	$1/2$	<b><math>\nu_\tau</math></b>
								tau neutrino
					$80.4 \text{ GeV}/c^2$	$\pm 1$	1	<b>W</b>
								W boson
								<b>GAUGE BOSONS</b>

Figura 1.1: O Modelo Padrão Atual da Física de Partículas descreve as partículas básicas que formam o universo e as regras que governam suas interações. Esta tabela mostra os *quarks* e léptons básicos que constituem a matéria, os quatro portadores de força (bóson de gauge) e o bóson de Higgs (descoberto em 2013 [3]). Para cada família (as três primeiras colunas na tabela) existem dois *quarks* e dois léptons (uma partícula carregada e seu neutrino associado). Note que a interação gravitacional não é descrita por tal modelo [4].

## 1.2 Uma Breve História da Física de Neutrinos

A história da física de neutrinos começou quando Wolfgang Pauli escreveu uma carta para a *Physical Society* de Tübingen no dia 6 de dezembro de 1930, intitulada *The Desperate Remedy*<sup>3</sup>, ver Apêndice A, na qual postula a existência de uma nova partícula, chamada mais tarde de neutrino. Nessa época prótons e elétrons eram considerados como partículas elementares<sup>4</sup> e o núcleo atômico era tratado com estados ligados dessas partículas. Entretanto, esse tratamento levava a dois problemas fundamentais:

1. O problema do espectro de energia contínuo no decaimento beta;

<sup>3</sup>A Medida Desesperada.

<sup>4</sup>Partículas sem estrutura interna.



2. O problema de *spin* de alguns núcleos atômicos.

Deste ponto de vista, o decaimento  $\beta$  de um núcleo  $(A, Z)$  é um processo de emissão de um elétron na transição nuclear  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^-$ . A conservação da energia e do momento prediz nesse caso que o decaimento deve ter uma energia cinética fixa, igual a energia liberada  $Q = [(M_{A,Z} - M_{A,Z+1}) - m_e]c^2$  quando não se considera a energia de recuo do núcleo. Entretanto, empiricamente era observado um espectro contínuo tendo como ponto de máxima energia ( $Q$ ).

Havia uma crença que a continuidade do espectro beta poderia ser explicada pela perda de energia dos elétrons no alvo. Entretanto, em 1927 Ellis e Wooster fizeram um experimento de decaimento beta calorimétrico[5] para verificar tal crença. Eles encontraram que a energia por decaimento beta de um núcleo era igual à energia média do espectro beta. Assim, estava provado que a energia detectada no decaimento beta era menor do que a energia total liberada.

Após o resultado de Ellis e Wooster a situação desse espectro contínuo tornou-se crítica. Pauli foi o primeiro a entender que a conservação da energia e momento só explicaria o espectro beta se fosse assumida a existência de uma partícula nova e neutra que era emitida no decaimento beta junto com o elétron. Pauli nomeou essa partícula de “nêutron” (ver Apêndice A).

Se o decaimento beta é um processo de três corpos

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \text{“n”},$$

a energia liberada é compartilhada entre o elétron e o “neutron”, e um espectro contínuo é observado. O “nêutron” deveria ter *spin* 1/2 e ter uma massa pequena<sup>5</sup> mas não necessariamente nula (ver Apêndice A). Com esta hipótese ele resolveu outro problema que havia em sua época, o problema do *spin* de alguns núcleos. Por exemplo, considere o elemento  $^{14}\text{N}_7$ . Do ponto de vista do modelo elétron-próton, o núcleo desse elemento é um estado ligado de 14 prótons e 7 elétrons, isto é, o *spin* nuclear do  $^{14}\text{N}_7$  é semi-inteiro. Porém, as investigações do espectro da molécula de nitrogênio apontam que o  $^{14}\text{N}_7$  satisfaz a estatística de Bose-Einstein. Assim, de acordo com o teorema geral da conexão entre *spin* e estatística<sup>6</sup> do núcleo do  $^{14}\text{N}_7$  deve ser inteiro. Se os “nêutrons” de *spin* 1/2 forem considerados como constituintes desse núcleo juntamente com os prótons e elétrons, o *spin* do elemento  $^{14}\text{N}_7$  pode ser inteiro.

Em 1932 o nêutron, uma partícula pesada com massa ligeiramente maior que a massa do próton, foi descoberta por J. Chadwick[6]. Logo após desta descoberta, Heisenberg [7], Majorana [8] e Ivanenko [9] apresentaram a hipótese que os núcleos

<sup>5</sup>Da ordem da massa do elétron.

<sup>6</sup>Teorema esse que diz que partículas com *spin* semi-inteiro e inteiro obedecem a estatística de Fermi-Dirac e Bose-Einstein respectivamente.

são estados ligados de prótons e nêutrons. Assim, puderam descrever todos os dados nucleares com sucesso.

### 1.3 A Teoria de Fermi

A amplitude invariante  $\mathcal{M}$  para um espalhamento elástico elétron-próton,  $e^-p \rightarrow e^-p$ , onde o próton é tratado como uma partícula de Dirac sem estrutura, é escrita como

$$\mathcal{M} = (e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p) \left( \frac{-1}{q^2} \right) (-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e). \quad (1.1)$$

$\mathcal{M}$  é o produto das correntes eletromagnéticas do elétron, lado direito da equação 1.1, e do próton, do lado esquerdo, junto com o propagador do fóton trocado entre as partículas, ao centro. O diagrama que representa a interação é mostrado na Fig. 1.2, com a corrente eletromagnética definida por

$$ej_\mu = -e\bar{u}_f\gamma^\mu u_i, \quad (1.2)$$

onde  $u_f$  e  $u_i$  são os espinores das partículas no estado final e inicial da interação, respectivamente. Assim a amplitude invariante pode ser reescrita na forma de

$$\mathcal{M} = -\frac{e^2}{q^2}(j^\mu)_p(j_\mu)_e. \quad (1.3)$$

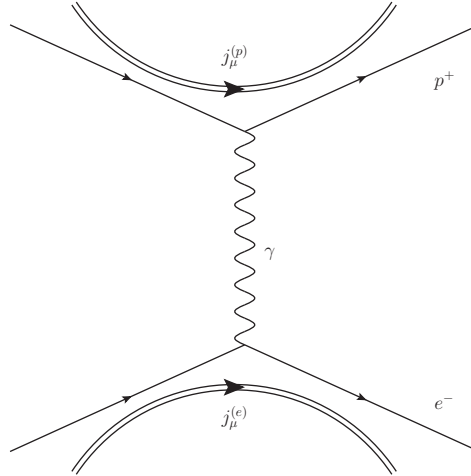


Figura 1.2: Espalhamento elétron-próton [10].

Uma forma análoga a interação corrente-corrente da equação 1.3 foi proposta por Fermi para a amplitude invariante do decaimento  $\beta$ ,  $e^-p \rightarrow \nu_e n$ , dada por

$$\mathcal{M} = G(\bar{u}_n \gamma^\mu u_p)(\bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu u_e), \quad (1.4)$$

onde  $G$  é a constante de acoplamento, conhecida como constante de Fermi [11], que pode ser determinada experimentalmente (Fig. 1.3). Embora semelhante à equação 1.3, nota-se na equação 1.4 a ausência de propagador do bóson vetorial mediador da interação. Porém, a estrutura desta equação se justifica pelo fato que, na teoria das interações fracas, os bósons vetoriais são massivos e então o equivalente a equação 1.3 é

$$\mathcal{M} = gJ^\mu \frac{M^2}{k^2 - M^2} J_\mu \approx gJ^\mu \left(1 + \frac{k^2}{M^2} + \dots\right) J_\mu, \quad (1.5)$$

onde  $M^2$  é a massa do bóson vetorial com momentum  $k$ . Desprezando termos de ordem  $\mathcal{O}(k^2/M^2)$  e superiores, obtêm-se a equação 1.4.

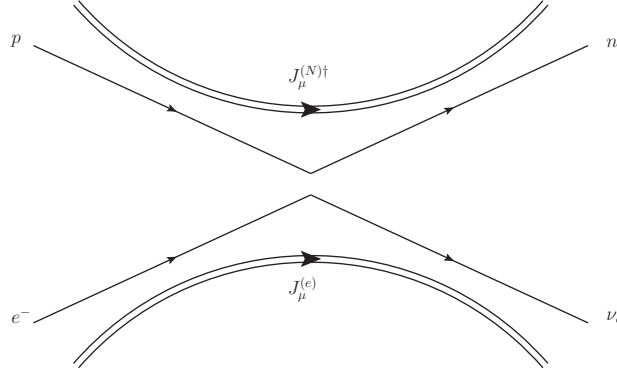


Figura 1.3: Decaimento  $\beta$  cruzado [10].

A estrutura proposta por Fermi para a interação fraca foi por anos considerada verdadeira. Após a descoberta da violação de paridade pelas interações fracas, em decorrência dos resultados apresentados por Yang e Lee em 1956 em um experimento de decaimento de káons [12], foi necessária a correção da teoria de Fermi. A única mudança necessária de fato foi a troca de  $\gamma_\mu$  por  $\gamma_\mu(1 - \gamma^5)$ . Esta combinação de termos com  $\gamma_\mu$  e  $\gamma_\mu\gamma^5$  automaticamente satisfaz a violação de paridade. Assim a interação fraca passa a ser descrita usando estrutura pseudo-vetorial no lugar da forma vetorial original, como ocorre com a interação eletromagnética.

Com a alteração na teoria, a amplitude invariante para o decaimento  $\beta$  passa a ter a forma

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_n \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_p] [\bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_e]. \quad (1.6)$$

O termo  $1/\sqrt{2}$  é pura convenção para manter a definição original da constante  $G$ . Redefinindo as correntes fracas com a troca de  $\gamma^\mu$  por  $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ , obtêm-se que a

corrente que equivale ao ganho de carga é dada por

$$J^\mu = \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_e, \quad (1.7)$$

onde a inclusão de  $1/2$  deve-se ao fato de que a projeção do operador  $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$  fica normalizada. De forma análoga a corrente que representa a perda de carga é definida pelo hermitiano conjugado de  $J^\mu$ , sendo

$$J_\mu^\dagger = \bar{u}_e \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_{\nu_e}. \quad (1.8)$$

A amplitude da interação fraca é então escrita na forma de

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger. \quad (1.9)$$

A combinação de correntes de ganho e de perda de carga garante a conservação de carga elétrica. Vale destacar que o termo  $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$  seleciona automaticamente antineutrinos dextrogiros (mão direita) ou neutrinos levogiros (mão esquerda).

O fato de a teoria de Fermi não apresentar um propagador deve-se a que, no cenário em que ela foi desenvolvida, no decaimento  $\beta$  e decaimento do múon, o momento transferido  $q$  pelo bóson  $W$  é muito menor que sua massa ( $q^2 \ll M_W^2$ ) e então vale a aproximação da equação 1.5. Neste limite a constante  $G$  pode ser escrita como

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \quad (1.10)$$

com  $g^2$  a constante de acoplamento da interação fraca.

## 1.4 Primeira Estimativa da Secção de Choque Neutrino-Núcleo

Após de Pauli surgir com a ideia de neutrino, começou-se a pensar na possibilidade de se detectar o neutrino e assim provar sua existência direta. Entretanto, nas décadas de 30 e 40 não havia possibilidade técnica para fazer isso. A teoria de Fermi permite calcular não só a probabilidade do decaimento  $\beta^-$

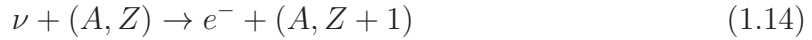
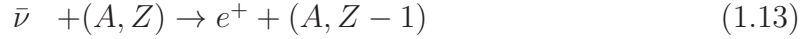
$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu} \quad (1.11)$$

mas também as probabilidades de captura eletrônica e decaimento  $\beta^+$

$$e^- + (A, Z) \rightarrow \nu + (A, Z - 1), \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu, \quad (1.12)$$

#### 1.4. PRIMEIRA ESTIMATIVA DA SECÇÃO DE CHOQUE NEUTRINO-NÚCLEON25

as secções de choques das reacções com neutrinos



e outros processos.

A primeira estimativa da secção de choque do processo (1.13) foi feita por Bethe e Peierls[13] logo após Fermi ter proposto sua teoria. Bethe e Peierls propuseram que para poucos  $MeV$  de energia os elementos da matriz nuclear dos processos (1.11) e (1.13) são praticamente os mesmos. A taxa de decaimento beta  $\Gamma = \frac{1}{T_{1/2}}$  ( $T_{1/2}$  é a meia vida do decaimento) e a secção de choque do processo (1.12) são proporcionais ao módulo quadrado dos elementos da matriz nuclear, tem-se

$$\sigma = \frac{A}{T_{1/2}}, \quad (1.15)$$

onde  $A$  tem dimensão de  $(\text{comprimento})^2 \times \text{tempo}$ . Eles sugeriram que “o maior comprimento e intervalo de tempo que podem estar envolvidos são  $\frac{\hbar}{m_e c}$  e  $\frac{\hbar}{m_e c^2}$ ”, com isso encontraram

$$\sigma < \frac{\hbar^3}{m_e^3 c^4 T_{1/2}}. \quad (1.16)$$

De (1.16) com  $T_{1/2} \simeq 3 \text{ min}$  concluíram

$$\sigma < 10^{-44} \text{ cm}^2. \quad (1.17)$$

A estimativa (1.17) corresponde a um livre caminho médio, na matéria sólida, maior que  $10^{14} km$ . Com base nessa estimativa, Bethe e Peierls publicaram um artigo, intitulado O neutrino, no qual concluíram:

“...não existe uma maneira prática de ser observar o neutrino.”

Depois da publicação do artigo de Bethe e Peierls houve um consenso geral que o neutrino não poderia ser detectado. O primeiro físico a ir contra este consenso foi Bruno Pontecorvo [14]. Em 1946, ele propôs uma forma rádio-química para se detectar através do método  $Cl - Ar$  que é baseado na reacção



Vários anos depois o método  $Cl - Ar$  de detecção de neutrino permitiu R. Davis a observar os neutrinos solares no primeiro experimento com neutrinos solares [15].

## 1.5 As Primeiras Ideias de Interação Fraca entre Múon-Elétron

Baseado na ideia da universalidade  $\mu - e$  surgiu a noção da interação fraca universal. Entretanto, esta universalidade foi proposta antes da forma da interação fraca ser descoberta. Ela foi uma ideia importante e mais tarde foi implantada na teoria  $V - A$  da interação fraca.

Em 1947 B. Pontecorvo [16] teve a ideia de uma interação fraca universal que se aplica não somente ao processo elétron-neutrino<sup>7</sup> mas também a processos com múon-neutrino. Este processo é um tipo de captura- $\mu$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu + (A, Z - 1). \quad (1.19)$$

Pontecorvo comparou a probabilidade do processo (1.19) e a probabilidade da captura-K

$$e^- + (A, Z) \rightarrow \nu + (A, Z - 1) \quad (1.20)$$

e qualitativamente concluiu que a constante de interação do par múon-neutrino com os núcleons é da ordem da constante de Fermi.

A ideia da universalidade  $\mu - e$  da interação fraca também foi proposta por J. Tiomno [17, 18] e G. Puppi [19]. Tiomno apresentou sua ideia na forma de um triângulo Fig.1.4 e Puppi assumiu que esta universalidade inclui no seu hamiltoniano não só o decaimento beta e a captura- $\mu$  mas também o decaimento do múon

$$\mu^+ \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}. \quad (1.21)$$

A ideia da universalidade da interação fraca foi proposta também por O.Klein [20].

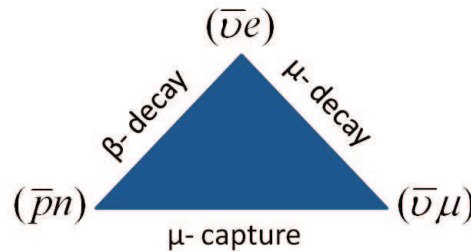


Figura 1.4: Triângulo de Tiomno-Wheeler-Puppi. Os vértices representam as diferentes partes da interação fraca [17, 18].

<sup>7</sup>Como o decaimento beta.

## 1.6 Violação da Paridade em Processos Fracos

A conservação da paridade era obedecida tanto pela interação forte quanto eletromagnética e esse foi o motivo que levou vários físicos acreditarem na invariância da paridade como uma lei universal da natureza, ou seja, acreditavam que todas as interações deveriam conservar a paridade.

A violação da paridade na interação fraca foi uma das mais importantes descobertas na física do século XX. Em 1957, Lee e Yang receberam o Prêmio Nobel pela proposta da violação da paridade. O estudo dos decaimentos de partículas estranhas no começo da década de 50 levou ao que foi denominado de  $\theta - \tau$  puzzle<sup>8</sup>. Como uma possível solução do problema  $\theta - \tau$ , Lee e Yang [12] apresentaram a hipótese da não-conservação da paridade (1956). Eles analisaram os dados experimentais da época e concluíram que havia evidências da conservação da paridade nas interações forte e eletromagnética, porém nenhum resultado provava que a paridade era conservada no decaimento beta ou em outros decaimentos fracos. Eles propuseram diferentes experimentos<sup>9</sup> que possibilitariam testar a hipótese da conservação da paridade em decaimentos fracos. Os primeiros resultados de violação da paridade foram publicados pela Chien-Shiung Wu [21] e Lederman [22] no começo de 1957.

A ideia do experimento da Chien-Shiung Wu era medir a distribuição angular dos elétrons oriundos do decaimento beta de um núcleo polarizado<sup>10</sup>. Se uma assimetria na distribuição entre  $\theta$  e  $180^\circ - \theta$  (onde  $\theta$  é o ângulo entre a orientação do núcleo pai e o momento dos elétrons) for observada, isto daria uma prova inequívoca que a paridade não é conservada no decaimento beta. O resultado deste experimento não só mostrou que a paridade não é conservada mas também que ela é violada de forma máxima.

No experimento de Lederman [22] buscou-se a violação de paridade nos decaimentos

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (1.22)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}. \quad (1.23)$$

Se a paridade é violada, um múon produzido no decaimento (1.23) estaria polarizado na direção do seu momento. Nesse experimento Lederman observou uma assimetria de  $e^+$  que confirmou a violação da paridade.

---

<sup>8</sup>Uma partícula estranha que decaía em  $\pi^+$  e  $\pi^0$  foi chamada de  $\theta^+$  ( $\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ ) e uma outra que decaía em  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  e  $\pi^0$  foi denominada  $\tau^+$  ( $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ).

<sup>9</sup>Experimentos envolvendo decaimento beta, decaimento de híperon e mésons.

<sup>10</sup>Neste experimento foi usado  $^{60}\text{Co}$ .

## 1.7 A Helicidade do Neutrino

A helicidade do neutrino foi determinada pelo experimento de Goldhaber, Grodzins e Sunyar [23].

Neste experimento a helicidade do neutrino foi obtida da medida da polarização circular do  $\gamma$  produzido na reação

$$e^+ + {}^{152}\text{Eu} \rightarrow \nu + {}^{152}\text{Sm}^* \rightarrow {}^{152}\text{Sm} + \gamma. \quad (1.24)$$

Os spins de  ${}^{152}\text{Eu}$  e  ${}^{152}\text{Sm}$  são iguais a zero e o spin do  ${}^{152}\text{Sm}^*$  é igual a um. Como o momento orbital do elétron inicial é igual a zero (captura-K), da conservação da projeção do momento angular total do neutrino tem-se

$$\frac{1}{2}h + m = \pm \frac{1}{2},$$

onde  $h$  é a helicidade do neutrino e  $m$  é a projeção do spin do  ${}^{152}\text{Sm}^*$ . Desta relação tem-se

$$m = 0, -1 \text{ para } h = 1, m = 0, +1 \text{ para } h = -1. \quad (1.25)$$

Dessa maneira, a polarização circular dos  $\gamma$  emitidos na direção do momento do  ${}^{152}\text{Sm}^*$  é igual a helicidade do neutrino. Neste experimento, a polarização circular dos  $\gamma$  ressonantes foi medida (somente os  $\gamma$  emitidos na direção do movimento do  ${}^{152}\text{Sm}^*$  satisfazem a condição de ressonância). Os autores concluíram que todos os neutrinos tem helicidade negativa, ou seja, os neutrinos são *left-handed*.

## 1.8 A Teoria V-A

Esta teoria foi uma generalização da teoria do neutrino com duas componentes<sup>11</sup>. Feynmann e Gell-Mann [24], Marshak e Sudarshan[25] assumiram que o hamiltoniano da interação fraca deveria incluir além da componente esquerda do campo de neutrino não-massivo, as outras componentes esquerda de todos os campos fermiônicos. Assim, eles assumiram que não há uma conexão entre a massa de uma partícula e o fato de que a componente esquerda de seu campo entre no hamiltoniano da interação fraca.

O hamiltoniano do decaimento beta é

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I^\beta(x) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} 4\bar{p}_L(x)\gamma_\alpha n_L(x) \bar{e}_L\gamma^\alpha \nu_L(x) + h.c \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} 4\bar{p}_L(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)n_L(x) \bar{e}_L\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)\nu_L(x) + h.c.. \end{aligned} \quad (1.26)$$

<sup>11</sup>Teoria na qual os neutrinos são *left-handed* e de massa nula.



O hamiltoniano (1.26) é caracterizado por uma contante de interação  $G_F$  e pelas componentes esquerda de todos os campos entram, isto significa que a paridade não é conservada. Como a ideia de Feynmann-Gell-Mann, Marshak-Sudarshan culminou numa única expressão para o hamiltoniano de interação, era natural implementar a ideia da corrente universal da interação fraca.

Para o decaimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$  o hamiltoniano é

$$\mathcal{H}_I^{\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}}(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 4\bar{e}_L(x)\gamma_\alpha \nu_L(x) \bar{\nu}_L \gamma^\alpha \mu_L(x) + h.c. \quad (1.27)$$

a equação (1.27) estava de acordo com a meia vida do múon<sup>12</sup> quando a constante de Fermi é obtida do decaimento do  $^{14}\text{O}$  ( $0^+ \rightarrow 0^+$ ). Este resultado foi uma confirmação importante da hipótese da universalidade da interação fraca.

Este resultado foi também uma evidência em favor da hipotética corrente vetorial conservada (CVC)<sup>13</sup>.

Da universalidade  $\mu - e$  verifica-se que o hamiltoniano da captura de  $\mu$  e outros processos conectados pode ser obtido da equação (1.26) pela troca de  $e(x) \rightarrow \mu(x)$ , ou seja,

$$\mathcal{H}_I^\mu(x) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 4\bar{p}_L(x)\gamma_\alpha n_L(x) \bar{\mu}_L \gamma^\alpha \nu_L(x) + h.c.. \quad (1.28)$$

Com o intuito de unificar as interações (1.26), (1.27) e (1.28) apresentaram a corrente fraca simétrica  $\mu - e$

$$j^\alpha = 2(\bar{p}_L \gamma^\alpha n_L + \bar{\nu}_L \gamma^\alpha e_L + \bar{\nu}_L \gamma^\alpha \nu_L) \quad (1.29)$$

e assumiram que o hamiltoniano da interação fraca tinha a forma

$$\mathcal{H}_I = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^\alpha j_\alpha^\dagger. \quad (1.30)$$

Há duas coisas importantes para serem notadas

1. A parte hadrônica da corrente tem a forma

$$j^\alpha = v^\alpha - a^\alpha,$$

onde  $v^\alpha = \bar{p}\gamma^\alpha n$  e  $a^\alpha = \bar{p}\gamma^\alpha \gamma_5 n$  são as correntes vetorial e axial<sup>14</sup>.

2. A corrente  $j^\alpha$  dá a transição  $n \rightarrow p$ ,  $e^- \rightarrow \nu$ , etc... no qual  $\Delta Q = Q_f - Q_i = 1$  ( $Q_i(Q_f)$  é a carga inicial (final)). Por este motivo a corrente  $j^\alpha$  é chamada de carregada (CC).

---

<sup>12</sup> $\tau_\mu = \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_\mu^5}$ .

<sup>13</sup>De acordo com essa hipótese a corrente vetorial fraca é a componente “carregada” da corrente do isovetor que é conservada devido à invariância isotópica.

<sup>14</sup>Essa é a razão da teoria ser chamada de teoria V-A.

## 1.9 O Bóson Vetorial Intermediário $W$

Baseado na ideia de Yukawa<sup>15</sup>, Klein assumiu que o decaimento fraco do nêutron se dava através da troca de um pesado bóson vetorial carregado entre os pares ( $np$  e  $e\mu$ ).

Para entender a ideia de Klein, considere que exista tal bóson vetorial carregado  $W^\pm$  e que o lagrangiano da interação fraca tem a forma de um produto escalar com a corrente dada por (1.29) e o campo vetorial  $W_\alpha$

$$\mathcal{L}_I = -\frac{g}{2\sqrt{2}}j_\alpha W^\alpha + h.c., \quad (1.31)$$

onde  $g$  é uma constante adimensional.

Se o lagrangiano da interação fraca é da forma (1.31), então o decaimento beta do nêutron se dá em três etapas: 1. o nêutron produz um bóson virtual  $W^-$  e se transforma num próton; 2. o bóson virtual  $W^-$  se propaga; 3. o bóson virtual  $W^-$  decai em um elétron e um antineutrino. No diagrama de Feynmann do processo, o propagador do bóson  $W$  tem um fator  $\frac{-1}{Q^2 - m_W^2}$ , no qual  $Q = p_n - p_p$  é o momentum transferido e  $m_W$  é a massa do bóson  $W$ . Se este bóson é uma partícula pesada<sup>16</sup>, então  $Q^2$  no propagador de  $W$  pode ser desprezado e o elemento da matriz do decaimento beta pode ser obtido do hamiltoniano (1.30) no qual a constante de Fermi é também dada pela relação

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}. \quad (1.32)$$

De maneira análoga pode ser mostrado que na região de energias relativamente pequenas, os elementos da matriz de todos os processos fracos com um bóson vetorial (intermediário) carregado  $W$  pode ser obtido a partir da (1.30) no qual a constante de Fermi é dada pela relação (1.32).

Assim, a teoria com um bóson vetorial  $W^\pm$  poderia explicar a estrutura corrente  $\times$  corrente do hamiltoniano da interação fraca e o fato da constante de Fermi ter dimensão  $[M]^{-2}$ .

Hoje em dia sabe-se que os bóson carregados  $W^\pm$  existem e possuem uma massa igual  $m_W \simeq 80,4 \text{ GeV}$ . Pelas descobertas dos  $W^\pm$  e do bóson  $Z^0$  (ver seção 1.10) em 1984 no CERN, C. Rubbia e S. van der Meer ganharam o Prêmio Nobel [26, 28, 29].

<sup>15</sup>A interação nuclear ocorre através da troca de um méson.

<sup>16</sup>Com massa maior que a do próton.

## 1.10 O Neutrino e a Descoberta das Correntes Neutras

A descoberta das correntes neutras (CN) no experimento de neutrino *Gargamelle* no CERN em 1973 abriu uma nova era na física das interações fraca e eletromagnética. O resultado deste experimento foi a primeira confirmação da aproximação baseada na ideia da unificação destas interações.

No início da década de 70, o modelo proposto por Glashow-Salam-Weinberg era considerado como uma maneira correta e um dos possíveis modelos. Entretanto, após a descoberta de processos de neutrino de CN no experimento Gargamelle [28, 29], investigações detalhadas dos efeitos de CN em espalhamento inelástico profundo com elétron(múon)-núcleon e em transições atômicas, a descoberta dos bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  e a determinação precisa de suas massas, estudos precisos de diferentes processos nos colisores de  $e^+ - e^-$  SLC (Stanford) e LEP (CERN) confirmaram o modelo mínimo de Glashow-Weinberg-Salam. Assim, esse modelo tornou-se o Modelo Padrão das interações fraca e eletromagnética. Em 2013 a descoberta do Bóson de Higgs no LHC do CERN confirmou o mecanismo padrão de Higgs<sup>17</sup> [30, 31].

Devido à troca dos bósons  $W$  entre os vértices de lépton e quark,  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  produz  $\mu^-(\mu^+)$  nos processos inclusivos

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X, \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X, \quad (1.33)$$

onde  $X$  significa qualquer estado final de hádrons possível. Se  $Q^2 \ll m_W^2$  ( $Q^2$  é o momento transferido ao quadrado) o hamiltoniano efetivo do processo (1.33) tem a forma

$$\mathcal{H}^{CC} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2\bar{\mu}_L \gamma^\alpha \nu_{\mu L} j_\alpha^{CC} + h.c., \quad (1.34)$$

onde  $j_\alpha^{CC}$  é a corrente carregada dos quarks e  $G_F$  é a constante de Fermi<sup>18</sup>. Nos anos 70 os processos CC (1.33) foram intensamente estudados em experimentos com neutrino no Fermilab e CERN, e estes experimentos foram importantes para estabelecer a estrutura dos quarks do núcleo.

Juntamente com as interações CC existe também as interações CN, em processos

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X, \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X \quad (1.35)$$

induzido pela troca do bóson  $Z^0$  entre os vértices de neutrino e quark tornaram-se possíveis. A assinatura desses processos é a presença de hádrons no estado final

<sup>17</sup>Este mecanismo é o responsável pela geração de massa dos bósons de *gauge*  $W^\pm$  e  $Z^0$  da teoria Eletrofraca.

<sup>18</sup> $G_F = 1,166364(5) \times 10^{-5} GeV^{-2}$ .

(sem múons). O hamiltoniano padrão efetivo do processo (1.35) tem a forma

$$\mathcal{H}^{CN} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2\bar{\nu}_{\mu L} \gamma^\alpha \nu_{\mu L} j_\alpha^{CN} + h.c., \quad (1.36)$$

onde  $j_\alpha^{CN}$  é a corrente neutra dos quarks. Neste ponto de vista do Modelo Padrão as interações CC e CN são caracterizadas pela mesma constante de Fermi.

No começo de 1973 um evento de processo CN

$$\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e \quad (1.37)$$

foi encontrado na câmara de bolhas Gargamelle [32]. Apesar do ceticismo inicial desse resultado, em meados de 1974 a colaboração Gargamelle dobrou sua estatística e confirmou o seu resultado inicial. A colaboração HPWF<sup>19</sup> fez novas medidas e também confirmou a descoberta de Gargamelle [33]. Este resultado foi confirmado por outros experimentos de neutrino do Fermilab [34]. Assim, a descoberta das correntes neutras foi firmemente estabelecida.

Os anos 80 e 90 foram anos de estudos intensos de diferentes processos CN induzidos. Os efeitos das correntes neutras foram observados nos experimentos de medida da assimetria no espalhamento inelástico profundo de elétrons (e múons) polarizados em um núcleo alvo não polarizado e no estudo de processos atômicos<sup>20</sup>, em experimentos do processo  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + e$ , etc [35]. Todos os dados mostraram de acordo com o Modelo Padrão.

## 1.11 Oscilação de Sabores

Os mensageiros da interação fraca são três bósons vetoriais, denominados  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$  que por serem massivos, restringem o alcance da interação fraca<sup>21</sup>. Sabe-se que existem três famílias de léptons (a eletrônica, a muônica e a tauônica) e que cada uma destas famílias possui um neutrino e um antineutrino. O que a literatura denomina de *sabor* de um neutrino, é o tipo da família a qual ele pertence. Pode-se definir o sabor, baseando-se no decaimento do bóson vetorial  $W^-$ , por

$$W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}_l \quad (1.38)$$

onde  $l^-$  é um lépton carregado<sup>22</sup> e  $\bar{\nu}_l$  é o antineutrino associado ao lépton.

<sup>19</sup>Colaboração Harvard Pennsylvania Wisconsin Fermilab.

<sup>20</sup>Nesses experimentos, o efeito da interferência dos diagramas com troca de *gama* e *Z* foi revelado.

<sup>21</sup>Uma estimativa desse alcance pode ser encontrada através  $\Delta E \Delta x \approx \hbar$ .

<sup>22</sup>Do elétron  $e$ , múon  $\mu$  ou táu  $\tau$ .

Após a descoberta do neutrino<sup>23</sup> por Cowan e Reines [36], o primeiro experimento radioquímico[40] concebido para estudar os neutrinos solares (o Homestake ver cap. 2) encontrou um déficit na taxa de neutrinos solares em relação ao valor teórico previsto pelo Modelo Solar Padrão de J. Bahcall [37] e este déficit ficou conhecido depois como Problema do Neutrino Solar. Para explicar o resultado no experimento Homestake, B. Pontecorvo [38] propôs a possibilidade dos neutrinos oscilarem em analogia ao sistema  $K_0$  e  $\bar{K}_0$  de hádrons.

Para explicar o fenômeno de oscilação, foi proposto que os neutrinos podem ser representados de duas maneiras distintas; a primeira denominada estado de sabor<sup>24</sup> e a segunda denominada estado de massa. A segunda maneira é também chamada de neutrinos físicos e são descritos pela dinâmica quântica. Os estados de massa são representados por  $\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ , e os de sabor são  $\nu_l = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ . Assim, cada tipo desses estados estão relacionados a um observável: os estados físicos são auto-estado de massa (com massa  $m_1$ ,  $m_2$  e  $m_3$ , respectivamente) e os estados de sabor são auto-estados de interação[39].

Em resumo, todo processo de criação e propagação de neutrinos é restringido aos estados de sabor e a propagação de tais partículas é descrita pelas leis da dinâmica quântica, e tais leis dependem da sua massa. Logo, os auto-estados físicos também podem ser denominados de auto-estados de propagação.

Quando uma fonte cria um neutrino (ou antineutrino) uma sobreposição de estados físicos é criada, na forma:

$$|\nu_l\rangle = U_{l1}|\nu_1\rangle + U_{l2}|\nu_2\rangle + U_{l3}|\nu_3\rangle, \quad (1.39)$$

onde  $U_{l1}$ ,  $U_{l2}$  e  $U_{l3}$  são os coeficientes de mistura, ou seja, determina a composição de estado de sabor, em função dos estados de massa. Observando esta composição, pode-se representá-la na forma matricial como:

$$\nu^{(s)} = U \nu^{(m)} \quad (1.40)$$

onde  $\nu^{(s)}$  e  $\nu^{(m)}$  são vetores cujas componentes são os estado de sabor e de massa respectivamente. Pode-se reescrever (1.40) como:

$$|\nu_l\rangle = U_{li} |\nu_i\rangle \quad (1.41)$$

onde  $i = 1, 2, 3$  indica os estados de massa e  $l = \{e, \mu, \tau\}$  indica os estados de sabor. A inversa da relação (1.41) é:

$$|\nu_i\rangle = U_{il}^* |\nu_l\rangle. \quad (1.42)$$

---

<sup>23</sup>Na verdade o antineutrino.

<sup>24</sup>Onde acontece a interação.

A matriz  $U$  é denominada de matriz de mistura e deve ser unitária por definição:

$$U^\dagger U = 1. \quad (1.43)$$

A unitariedade da matriz de mistura garante a ortogonalidade dos auto-estados e a conservação da probabilidade. Uma matriz unitária pode ser representada por uma matriz de rotação. Num espaço tridimensional, uma rotação qualquer pode ser escrita como o produto de três rotações em torno de eixos ortogonais, cada uma em função de um ângulo real  $\theta_{ij}$ <sup>25</sup>. O fato dos estados serem definidos sobre o conjunto dos complexos, pode-se definir uma fase  $\delta$ . Assim, as matrizes de rotação podem ser definidas como:

$$R_{12} = \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad R_{13} = \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix},$$

$$R_{23} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix}. \quad (1.44)$$

Onde  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  e  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ , a matriz rotação geral é representada por

$$U = R_{23}R_{13}R_{12}, \quad (1.45)$$

ou seja,

$$U = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}. \quad (1.46)$$

O parâmetro  $\delta$  representa uma possível violação de CP no setor de neutrinos (em analogia àquela que ocorre no setor dos quarks). Esta violação de CP ainda não foi detectada, porém a existência da fase  $\delta$  na matriz de mistura permite estudar esta possibilidade.

Qualquer estado escrito na base de massa deve satisfazer a equação de *Schrödinger*

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i(t)\rangle = H |\nu_i(t)\rangle, \quad (1.47)$$

onde é usado o sistema natural de unidades<sup>26</sup>.

<sup>25</sup>Os subíndices indicam uma rotação no plano  $ij$ .

<sup>26</sup>Sistema dimensional onde  $c = 1$  e  $\hbar = 1$ .

O hamiltoniano  $H$  do sistema é representado matricialmente por

$$H = \begin{bmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{bmatrix}, \quad (1.48)$$

onde as energias  $E_1$ ,  $E_2$  e  $E_3$  são, respectivamente, as energias dos neutrinos físicos  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  e  $\nu_3$ .

A solução da Eq. 1.47 é

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iHt}|\nu_i(0)\rangle \quad (1.49)$$

como  $H$  é diagonal nesta base, a solução pode ser expressada em função dos autovalores  $E_i$ , como

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_it}|\nu_i(0)\rangle \quad (1.50)$$

Substituindo a (1.42) no lado esquerdo da (1.50), tem-se

$$U_{ii}^*|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_it}|\nu_i(0)\rangle. \quad (1.51)$$

Multiplicando ambos dos lados da expressão acima por  $U_{li}$  e usando a (1.43), tem-se:

$$|\nu_l(t)\rangle = e^{-iE_it}U_{li}|\nu_i(0)\rangle, \quad (1.52)$$

que expressa a evolução temporal de um estado de sabor em função do estado de massa.

A probabilidade de encontrar o estado original  $|\nu_l\rangle$  num estado  $|\nu_{l'}\rangle$  é dada por:

$$P_{ll'} = |\langle\nu_{l'}|\nu_l(t)\rangle|^2. \quad (1.53)$$

O produto escalar é dado por

$$\langle\nu_{l'}|\nu_l(t)\rangle = e^{-iE_it}U_{li}\langle\nu_{l'}|\nu_i\rangle, \quad (1.54)$$

usando  $\langle\nu_{l'}|$  tem-se

$$\langle\nu_{l'}|\nu_i\rangle = e^{-iE_it}U_{li}U_{j'l'}^*\langle\nu_j|\nu_i\rangle = e^{-iE_jt}U_{lj}U_{j'l'}^* \quad (1.55)$$

onde \* indica complexo-conjugado. Logo, a probabilidade é dada por

$$P_{l'l'} = |\langle \nu_{l'} | \nu_i(t) \rangle|^2 (e^{-iE_j t} U_{lj} U_{j'l'}^*) (e^{-iE_k t} U_{lk} U_{kl'}^*)^*$$

$$P_{l'l'} = |U_{lj} U_{j'l'}^* U_{lk}^* U_{kl'}| e^{-i[(E_j - E_k)t - \phi_{l'l'jk}]} \quad (1.56)$$

onde  $\phi_{l'l'jk} = \arg(U_{lj} U_{j'l'}^* U_{lk}^* U_{kl'})$ .

Manipulando-se a expressão de probabilidade, encontra-se:

$$P_{l'l'} = |U_{lj} U_{j'l'}^* U_{lk}^* U_{kl'}| \cos(\Delta E_{jk} t - \phi_{l'l'jk}), \quad (1.57)$$

onde  $\Delta E_{jk} = E_j - E_k$ .

Quando se está interessado na probabilidade de sobrevivência ( $l = l'$ ). O fator  $U_{lj} U_{j'l'}^* U_{lk}^* U_{kl'}$  torna-se um número real:

$$U_{lj} U_{j'l'}^* U_{lk}^* U_{kl'} \rightarrow |U_{lj}|^2 |U_{lk}|^2.$$

Assim, a fase  $\phi_{l'l'jk}$ , que mede exatamente a fase complexa deste fator, se anula:  $\phi_{l'l'jk} = 0$ ,

e a probabilidade de sobrevivência é dada simplesmente por:

$$P_{ll}(t) = |U_{lj}|^2 |U_{lk}|^2 \cos(\Delta E_{jk} t).$$

Como os neutrinos são partículas relativísticas, isto é, viajam em velocidade próxima a da luz, tem-se que usar a forma relativística de  $E_i$

$$E_i^2 = p_i^2 + m_i^2 \quad (1.58)$$

onde  $p_i = |\vec{p}_i|$  é o módulo do momento linear do estado  $\nu_i$ , com  $i = 1, 2$  (ou 3).

Na (1.58), o índice  $i$  representa o estado de massa dos neutrinos. No momento da criação do neutrino seu momento linear é determinado precisamente através das leis de conservação. Assim, deve-se observar primeiramente que

$$p_i \equiv p, \quad (1.59)$$

isto é, devido a sobreposição, não se sabe qual o estado de massa foi criado. Entretanto, sabe-se que o estado de interação tem momento  $p$  e, por essa razão, os estados de massa têm momento  $p$ .

Do fato dos neutrinos serem partículas muito leves, tem-se



$$m_i \ll p \quad \text{ou} \quad \frac{m_i}{p} \ll 1. \quad (1.60)$$

Agora, pode-se escrever a relação da energia como

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.61)$$

onde foi usado uma expansão binomial para fazer a aproximação (1.61).

Usando a aproximação (1.60) e substituindo (1.61) na definição  $\Delta E_{jk}$  tem-se:

$$\Delta E_{jk} = E_j - E_k = \frac{m_j^2 - m_k^2}{2p}. \quad (1.62)$$

Definindo-se a grandeza  $\Delta m^2$  como diferença do quadrado das massas, ou seja,

$$\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2. \quad (1.63)$$

As grandezas fundamentais do modelo são a diferença do quadrado das massas e o ângulo de mistura. A diferença de massa é vinculada por

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{13}^2 + \Delta m_{32}^2 = 0. \quad (1.64)$$

Isso implica que o modelo depende de três ângulos de mistura  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  e  $\theta_{23}$  (e talvez uma fase  $\delta$ ) mas somente duas diferenças de massa, pois a terceira é obtida em função das duas primeiras.

Devido ao fato dos neutrinos serem partículas extremamente leves, eles se propagam com velocidade muito próxima da luz, pode-se escrever  $E$  e  $x$  como:

$$E \approx p \quad x \approx t \quad (1.65)$$

A primeira expressão é justificada pelo que já havia sido dito, a massa é muito menor que o momento. Já a segunda, é porque os neutrinos viajam a velocidades muito próximas a da luz, e o fato de se estar interessado na distância fonte detector. Vale a pena, lembrar que está sendo considerado o sistema natural de unidades.

Assim, de agora em diante, pode-se escrever a expressão da probabilidade de sobrevivência em função de  $x$  e  $E$ . Logo, tem-se

$$P_{ll}(x) = |U_{lj}|^2 |U_{lk}|^2 \cos\left(\frac{\Delta m_{jk}^2 x}{2E}\right), \quad (1.66)$$

onde o comprimento de oscilação é dado por

$$\lambda_{jk} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{jk}^2}. \quad (1.67)$$

A probabilidade (1.66) não depende de  $\phi$ , então pode-se afirmar que ela também não depende do fator  $\delta$ . Isto significa que esta probabilidade não é afetada por efeitos de violação de CP.

## Capítulo 2

# Experimentos de (Anti)Neutrinos

A busca pela evidência experimental do neutrino começou na década de 50 com os experimentos de Reines-Cowan[41]. As propriedades dos neutrinos eram conhecidas apenas teoricamente. O papel do neutrino era de levar a energia perdida e o momento angular no decaimento nuclear beta, a manifestação mais familiar e difundida do que denominamos hoje de Força Fraca. Assim, o neutrino certamente deveria existir. Mas, alguém tinha que mostrar sua realidade física.

### 2.1 Os Primeiros Experimentos de Neutrinos

Após a construção da primeira bomba nuclear. Reines, que fazia parte do Projeto *Manhattan*, começou a pensar em novos projetos relacionados à física de sua época. Sua intenção era de trabalhar com assuntos mais interessantes e fundamentais sem se preocupar inicialmente com viabilidade ou aplicações práticas[42]. Para isso, ele podia contar com a tecnologia de ponta da época que fora desenvolvida pelo Projeto *Manhattan* como resultado do programa nuclear.

Os grupos *bomb-test steering e liaison*, nos quais F. Reines participou, estavam interessados em questões fundamentais. Novos experimentos que poderiam ser montados como parte dos testes de armas nucleares eram tópicos frequentes nas discussões de grupo na época. Parecia apropriado que o fluxo intenso não usual de radiação térmica, nêutrons e raios gama produzidos por uma explosão nuclear poderia ser usado para estudar novos fenômenos.

Os cientistas destes grupos tinham consciência do enorme fluxo de antineutrinos produzido quando os núcleos fissionados durante a reação em cadeia do nêutron originam vários núcleos instáveis. A interação fraca torna-se importante na mudança de identidade desses núcleos quando estes decaem para estados de mais baixas energias. Cada fissão resulta em média 6 decaimentos beta, no qual cada um produz um antineutrino. Assim, esses decaimentos beta resultam em um curto, porém intenso

feixe de antineutrinos.

Após pedir algum tempo para J. Carson Mark, líder da divisão teórica em Los Alamos, para pensar mais sobre questões fundamentais da física, Reines juntamente com Clyde L. Cowan Jr., que foi seu principal estimulador e colaborador, iniciaram o **Projeto Poltergeist**[41], o primeiro experimento em física de neutrinos.

O *Projeto Poltergeist* foi realizado em duas partes, a primeira conhecida como o Experimento de **Hanford** e a segunda como o Experimento de **Savannah River**. O pioneirismo do projeto de Cowan e Reines teve vários frutos importantes tanto no nível experimental de física de neutrinos quanto no nível tecnológico; só para citar uma importância tecnológica, durante a fase de desenvolvimento e teste do detector sobre a responsabilidade de F. Newton Hayes, Robert Schuch e Enerst C. Anderson foi desenvolvido o *whole-body counter* conhecido como HUMCO<sup>1</sup>[41]. Os HUMCOs são usados para determinar o grau de precipitação radioativa de ensaios nucleares e outras fontes naturais que são absorvidas pelo corpo humano.

### 2.1.1 O Sinal do Neutrino

Primeiramente, a equipe de Reines e Cowan tinha que responder a seguinte pergunta: *O que acontece quando os neutrinos penetram na matéria?* Na maioria das vezes, eles a atravessam sem interagir, ou seja, não sofrem espalhamento. Entretanto, a teoria do decaimento beta, vista na seção 1.3, prediz que o neutrino pode induzir o decaimento beta inverso. Em particular, o antineutrino<sup>2</sup> ocasionalmente interage com um próton por meio da força fraca e produz um nêutron e um pósitron. Esta reação inversa do decaimento beta usual resulta na produção de um núcleo atômico com uma unidade a menos de carga positiva. Essa carga é *roubada* pelo antineutrino, que a transforma em um pósitron através da reação:

$$\bar{\nu} + N(n, p) \rightarrow e^+ + N(n + 1, p - 1), \quad (2.1)$$

onde  $n$  representa o número de nêutron e  $p$  o número de próton. No caso do núcleo ser o hidrogênio (um único próton), então a interação produz um nêutron e um pósitron:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n. \quad (2.2)$$

Reines e Cowan escolheram esta última reação para detectar o antineutrino livre devido a facilidade de experimental e por possuir baixo limiar de energia ( $E_{lim} = 1,8 \text{ MeV}$ ).

---

<sup>1</sup>Traduzido por Contador de Todo Corpo.

<sup>2</sup>A antipartícula do neutrino.

Na detecção do antineutrino seria necessário usar uma fonte de antineutrino muito intensa. Como Reines e Cowan trabalharam no projeto *Manhattan* era natural eles pensarem como tal fonte uma explosão nuclear.

Assim, a primeira ideia foi usar uma bomba de 20 quilotons colocada a 50 m de um detector de várias toneladas. O detector que eles imaginaram foi um enorme cintilador líquido, pois o esquema inicial era usar a tecnologia recém-descoberta de cintiladores líquidos orgânicos tanto como o alvo dos antineutrinos<sup>3</sup> e como o meio para detectar o pósitron do decaimento beta inverso.

Uma vez que a ideia para o novo detector foi decidida, Reines e Cowan desenvolveram um *design* audacioso para o experimento deles que está ilustrado na Fig. 2.1.

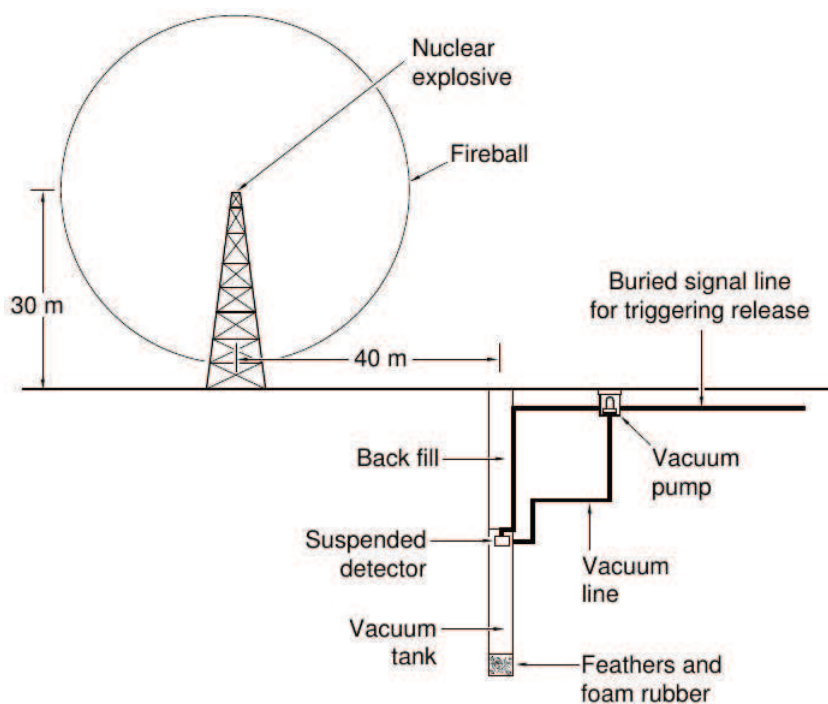


Figura 2.1: A primeira ideia de Cowan e Reines para detecção do antineutrino foi usar uma bomba de 20 quilotons colocada a 50 m de um detector de várias toneladas e usando como detector um enorme cintilador líquido como o alvo dos antineutrinos e como o meio para detectar o pósitron do decaimento beta inverso. [41].

Cowan (1964) o descreveu[42] como:

“Nós cavariamos um poço próximo ao *ponto zero* de aproximadamente 10 pés<sup>4</sup> de diâmetro e aproximadamente 150 pés de profundidade. Co-

<sup>3</sup>Pois esses líquidos tinham alta concentração de hidrogênio.

<sup>4</sup>1 pé  $\approx$  30,48 cm.

locaríamos um tanque de 10 pés de diâmetro e 75 pés de comprimento na extremidade inferior do poço. Então, suspenderíamos nosso detector a partir do topo do tanque, juntamente com seu sistema de aquisição de dados e encheríamos novamente o poço de cima do tanque.

Durante a contagem regressiva para explosão, ligaríamos uma bomba que evacuariamos o tanque o mais rápido possível. Quando a contagem regressiva terminasse, quebraríamos a suspensão com um pequeno explosivo, assim o detector cairia em queda livre no vácuo. Por aproximadamente 2 s, o detector em queda veria os antineutrinos e gravaria os pulsos deles enquanto a onda de choque (da explosão) passasse inofensivamente, sacudindo o tanque fortemente mas não perturbando a queda livre do detector. Quando tudo estivesse relativamente calmo, o detector chegaria ao fundo do tanque caindo sobre uma pilha de espuma de borracha e penas.

Em poucos dias voltaríamos, ao poço (quando a radiação da superfície tivesse diminuindo suficientemente) e cavaríamos até o tanque, recuperariamos o detector e descobriríamos *a verdade sobre os neutrinos!*"

Este plano ousado foi aprovado pelo Diretor do Laboratório Norris Bradbury. Embora, o experimento fosse sensível somente a uma seção de choque do antineutrino de  $10^{-40} \text{ cm}^2$ , 4 ordens de grandeza maior do que o valor teórico, Bradbury ficou impressionado com esse plano porque ele era sensível a uma seção de choque de 3 ordens de grandeza menor do que o limite superior existente.

Logo que Bradbury aprovou o plano, começaram o trabalho de construção do detector *El Monstro*. Esse enorme cintilador líquido era um tanque bipiramidal com um volume de aproximadamente  $1 \text{ m}^3$ . Quatro fotomultiplicadoras estavam montadas em cada um dos vértices opostos, e o tanque foi preenchido com tolueno muito puro ativado com terfenilo para que cintilasse.

Quando Reines e Cowan estavam prestes a começar os trabalhos de campo no *Nevada Test Side* e projetando o grande tanque de vácuo e seu mecanismo de liberação, uma nova ideia surgiu, após um seminário dado na Divisão de Física no outono de 1952. Essa ideia que mudaria dramaticamente o curso do experimento, foi sugerida por J. M. B. Kellogg<sup>5</sup> que argumentou com Reines e Cowan sobre a possibilidade de usar os antineutrinos oriundos de um reator nuclear em vez dos de uma explosão nuclear.

O fluxo de antineutrinos de uma explosão nuclear seria milhões de vezes maior do que o fluxo do mais poderoso reator de fissão. A blindagem disponível, entretanto, tornaria o *background* de nêutrons e raio gama aproximadamente o mesmo em ambos

---

<sup>5</sup>Chefe da Divisão de Física.

os casos. Assim, claramente a explosão nuclear era a melhor, a não ser que o *background* pudesse ser diminuído de alguma forma.

Então, Reines e Cowan tiveram a ideia de como fazer isso. O plano original era detectar o pósitron emitido no decaimento beta inverso ver Fig.2.2, processo no qual a interação fraca causa a transformação do antineutrino e do próton em um pósitron e um nêutron respectivamente. Sendo um anti-elétron, o pósitron colide rapidamente com um elétron e os dois se aniquilam transformando-se em dois raios gamas que se propagam em direções opostas. Cada raio gama tem uma energia equivalente a massa de repouso do elétron  $0,511 MeV$ . Os dois raios gamas aceleram os elétrons através do espalhamento Compton e iniciam uma cascata de elétrons que eventualmente faz o líquido cintilar. O pequeno raio de luz visível, transformado eficientemente em um pulso eletrônico, é o sinal do pósitron.

A nova ideia agora era detectar não somente o pósitron mas também o nêutron ver Fig. 2.3. Uma vez produzido, o nêutron sofre vários espalhamentos e termaliza-se<sup>6</sup>. Ele pode ser capturado por um próton para produzir deutério<sup>7</sup>. Mas se um elemento como o cádmio estiver presente, o nêutron tem mais chance de ser capturado. Adicionando sal de cádmio ao cintilador orgânico aumenta consideravelmente a seção de choque de absorção de nêutron de baixa energia. O processo de captura libera um raio gama de aproximadamente  $9 MeV$ .

O tempo médio entre a luz da aniquilação elétron-pósitron e a captura eletrônica é de poucos microssegundos.

A eletrônica poderia ser construída para detectar esta assinatura de *coincidência atrasada*. Dois *flashes* de luz<sup>8</sup> separados por alguns microssegundos, forneceria uma maneira poderosa para separar o sinal do decaimento beta inverso da contaminação de *background*. Assim, o uso de um fluxo de antineutrino de um reator menor seria viável.

---

<sup>6</sup>Nêutron térmico é aquele cuja energia cinética equivale a  $kT$  para temperatura ambiente. Adota-se  $25 meV$  como valor de referência.

<sup>7</sup>Hidrogênio pesado.

<sup>8</sup>Cada um com energia bem definida

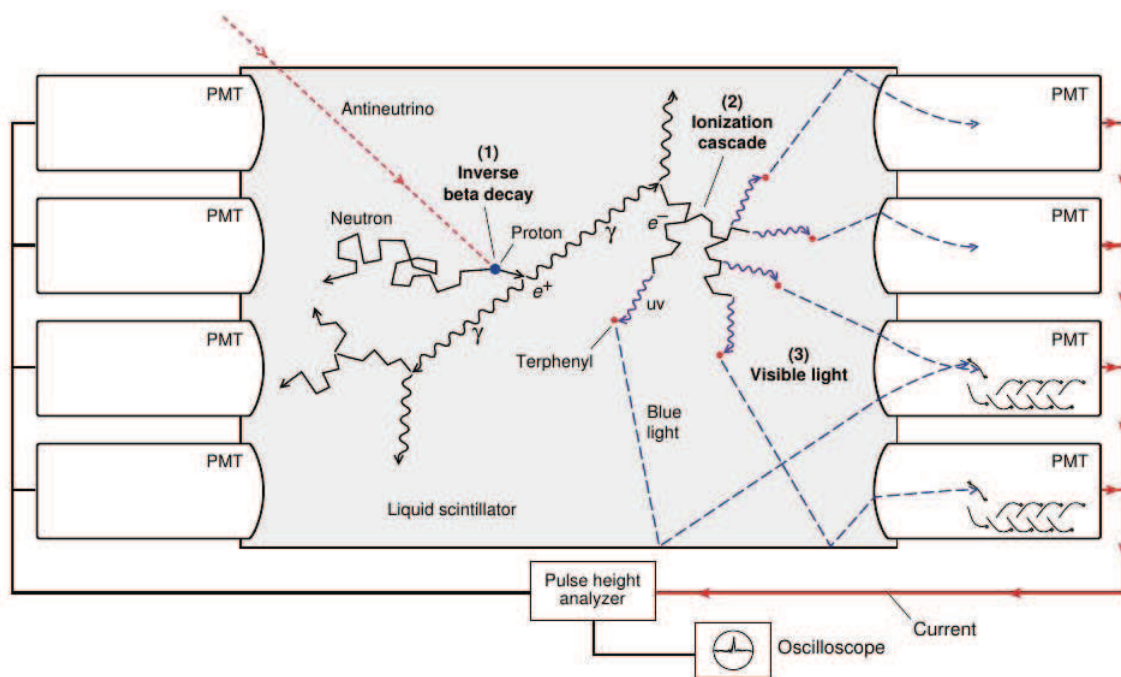


Figura 2.2: Cintilador líquido para detectar o pósitron do decaimento beta inverso. A figura mostra como o cintilador líquido converte parte da energia do pósitron em pequeno flash de luz. A luz é mostrada propagando-se através do líquido cintilador altamente transparente até as PMTs, onde os fótons são transformados em um pulso eletrônico que sinaliza a presença do pósitron. O decaimento beta inverso (1) começa quando um antineutrino (linha vermelha tracejada) interage com um dos prótons (núcleo de hidrogênio) nas moléculas do líquido. A carga fraca, trocada entre o antineutrino e o próton, faz com que o próton se transforme em um nêutron e o antineutrino em um pósitron ( $e^+$ ). O nêutron transita praticamente sem ser detectado. O pósitron, por outro lado, logo colide com um elétron ( $e^-$ ) e o par elétron-pósitron aniquilam-se em dois raios gamas ( $\gamma$ ) que se propagam em direções opostas. Cada raio gama perde aproximadamente metade da sua energia cada vez que espalha em um elétron (espalhamento Compton). Os elétrons energéticos resultantes espalham-se de outros elétrons e irradiam fótons que criam uma cascata de ionização (2) que rapidamente produz um número grande de fótons ultravioleta (UV). O cintilador é um líquido altamente transparente (tolueno) propositalmente dopado com terfenilo. Quando ele se excita devido a absorção de fótons UV, ele cintila através da emissão de fótons visíveis quando retornam ao estado fundamental (estado de energia mais baixa)(3). Por o cintilador líquido ser transparente à luz visível, aproximadamente 20% dos fótons visíveis são coletados pelas PMTs que revestem as paredes do alvo cintilador. Os fótons restantes são absorvidos durante as várias reflexões com as paredes do alvo. Um fóton visível libera um elétron do cátodo de um fototubo. Esse elétron então inicia a liberação de outros elétrons presentes em cada dinodo da PMT, resultando em um pulso elétrico mensurável. Os pulso de todos os tubos são combinados, contados, processados e mostrados na tela de um osciloscópio [41].



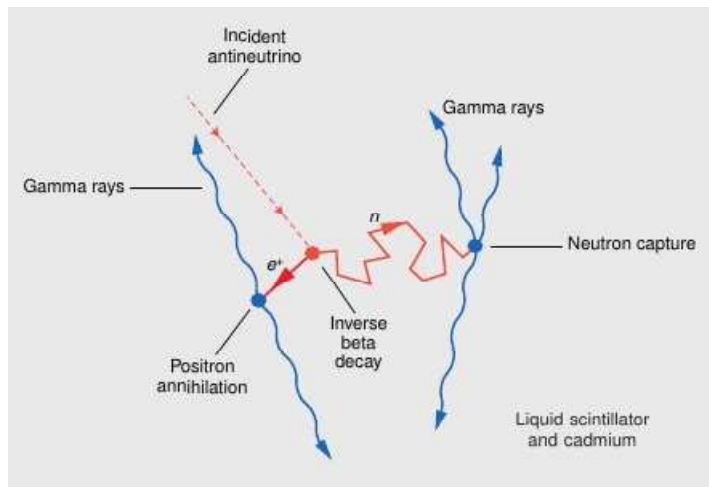


Figura 2.3: A dupla assinatura do Decaimento Beta Inverso. A nova ideia para detectar o antineutrino é detectar os dois produtos do decaimento beta inverso, uma reação na qual um antineutrino incidente (linha vermelha tracejada) interage com um próton via força fraca. O antineutrino transforma-se em um pósitron ( $e^+$ ) e o próton transforma-se em um nêutron ( $n$ ). A figura acima representa tal interação ocorrendo em um cintilador líquido. A curta flecha vermelha sólida indica que logo após ser criado, o pósitron colide com um elétron e ambos se aniquilam. Devido a energia e o momento serem conservados, dois raios gama são emitidos em direções opostas e fazem o cintilador líquido produzir um *flash* de luz visível. Enquanto, o nêutron percorre uma trajetória aleatória (longa seta sólida vermelha) até ser capturado por um núcleo de cádmio. O núcleo excitado de cádmio libera  $9\text{ MeV}$  de energia na forma de radiação gama para se estabilizar e faz novamente o cintilador líquido produzir um pequeno *textit flash* de luz. Esta sequência de dois *flash* de luz separados por poucos microssegundos é a dupla assinatura do decaimento beta inverso e confirma a presença de um antineutrino [41].

### 2.1.2 Experimento de Hanford

No começo da primavera de 1953, a equipe do Projeto *Poltergeist* pegou seu *El Monstro*, chamado agora de *Herr Auge*<sup>9</sup> e todos os outros equipamentos do projeto, e foram para o recém-construído reator de produção de plutônio na *Hanford Engineering Works* em *Hanford, Washington*. Este reator era o mais novo e o maior do país, produzindo assim o maior fluxo de antineutrinos.

O *Herr Auge*, Fig. 2.4, foi colocado dentro do prédio próximo da parede do reator; e foi revestido com boro e parafina caseira misturado com quase todas as peças disponíveis de chumbo em Hanford. Esta blindagem era para proteger o detector dos nêutrons e raios gamas oriundos do reator. Ao todo, 4 a 6 pés de parafina alternada com 4 a 8 polegadas de chumbo.

<sup>9</sup>Do alemão Sr. Olho.

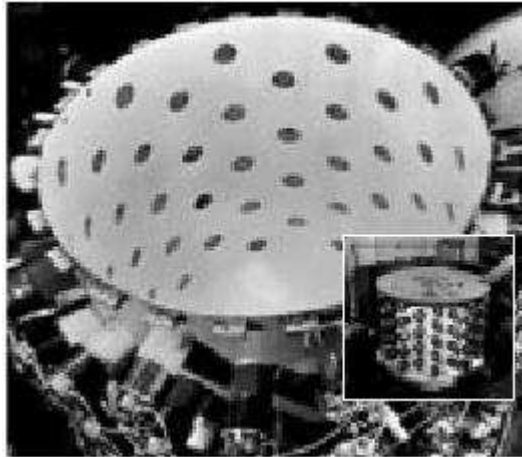


Figura 2.4: O detector de antineutrino de *Hanford*. A foto de trás é uma visão de cima do detector de antineutrino usado no experimento de *Hanford*. Ela mostra o interior do tanque de  $10\text{ pes}^2$  do cintilador líquido e as 90 PMTs com parte frontal de  $2\text{ pol}$  cada que tem uma fina superfície fotossensível. A foto menor é a visão lateral do detector. Tendo  $300\text{ L}$  de capacidade, “Herr Auge” foi o maior detector de sua época [41].

O equipamento eletrônico do sinal da coincidência atrasada ficava no prédio do detector. Seus elementos essenciais eram duas portas eletrônicas independentes: uma para receber os pulsos característicos do sinal do pósitron e a outra os pulsos característicos do sinal de captura do nêutron. Ambos os circuitos estavam conectados por um analisador temporal retardado.

Se um pulso aparecesse na saída do circuito do nêutron  $9\ \mu\text{s}$  depois do pulso de saída do circuito do pósitron, esse pulso era contabilizado pelo canal de coincidência atrasada. Com essa configuração eles esperavam uma taxa de 0,1 a 0,3 neutrinos por minuto. Apesar do trabalho duro durante vários meses, os resultados não foram definitivos. A coincidência atrasada de *background*, presente se o reator estivesse ligado ou desligado, era aproximadamente de 5 contagem por minuto, várias vezes maior do que o sinal esperado, veja Tab. 2.1.

Run	Status da Pilha	Tamanho do run (sec)	Contagem por minuto	
			Taxa líquida do par atrasado	Background Acidental
1	ligado	4000	2,56	0,84
2	ligado	2000	2,46	3,54
3	ligado	4000	2,58	3,11
4	desligado	3000	2,20	0,45
5	desligado	2000	2,02	0,15
6	desligado	1000	2,19	0,13

Tabela 2.1: Taxas de coincidência atrasada: reator ligado (10.000 s),  $2,55 \pm 0,15$  contagem/min; reator desligado (6000 s),  $2,14 \pm 0,13$  contagem/min. Taxas de coincidência atrasada associado ao reator,  $0,41 \pm 0,20$  contagem/min [42].

### 2.1.3 Experimento de Savannah River

Encorajados pela tentativa de *Hanford*, Cowan, Reines e colaboradores, projetaram e construíram um detector que empregaria as características detalhadas da reação (2.2) e assim discriminar de forma mais seletiva os *backgrounds* independente e associado ao reator. O detector ficou pronto em 1955 e, por sugestão de J. A. Wheeler, levado para o reator recém construído da usina nuclear de *Savannah River* na Carolina do Sul. Foi em *Savannah River* que a observação definitiva do neutrino aconteceu.

O reator de *Savannah River* era adequado ao estudo de neutrinos em virtude de sua grande potência na época ( $\approx 700$  MW), seu tamanho compacto, e da disponibilidade de um local bem protegido 11 m do centro do reator e cerca de 12 m abaixo do solo. O alto fluxo de  $\bar{\nu}_e$ ,  $1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , e a redução do *background* cósmico foram essenciais para o sucesso do experimento, que mesmo sob essas condições favoráveis teve um tempo de funcionamento de 100 dias, durante um período de aproximadamente um ano.

Um antineutrino oriundo de produtos de fissão do reator incide sobre um alvo de água contendo cloreto de cádmio. De acordo com (2.2) um pósitron e um nêutron são produzidos. O pósitron desacelera e é aniquilado por um elétron e produz dois raios gama de  $0,5 \text{ MeV}$ , que penetram no alvo de água e são detectados em coincidência por dois grandes detectores de cintilação em lados opostos do alvo. O nêutron, por sua vez, é moderado pela água e capturado pelo cádmio, produzindo múltiplos raios gama que também são observados em coincidência pelos dois detectores de cintilação (Ver Fig. 2.5). A assinatura do antineutrino é portanto, uma coincidência atrasada entre os pulsos rápidos produzidos pela aniquilação do  $e^+$  e aqueles produzidos microssegundos mais tarde pela captura do nêutron no cádmio. Um registro dessa

assinatura é mostrado na Fig. 2.6.

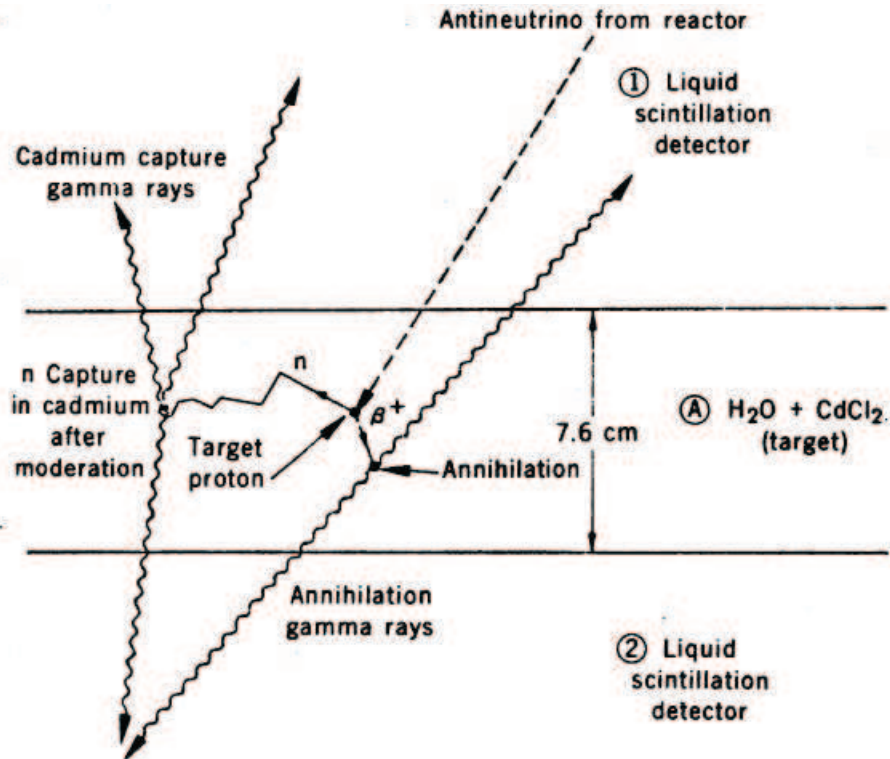


Figura 2.5: Representação gráfica da interação  $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$  e dos processos de aniquilação  $e^+e^-$  e captura do nêutron pelo Cádmio num alvo de  $H_2O + CdCl_2$  e detecção dos respectivos sinais em cintilador líquido [42].

O experimento foi composto por uma série de medições nas quais as coincidências retardadas foram estudadas em detalhe para demonstrar que: (1) a taxa de sinal associado ao reator era consistente com as expectativas teóricas; (2) o primeiro pulso do sinal de coincidência foi devido a aniquilação do pósitron; (3) o segundo pulso do sinal de coincidência atrasada foi devido à captura do nêutron; (4) o sinal era uma função do número de prótons do alvo e (5) a radiação oriunda do reator era dos neutrinos e não de outras partículas.

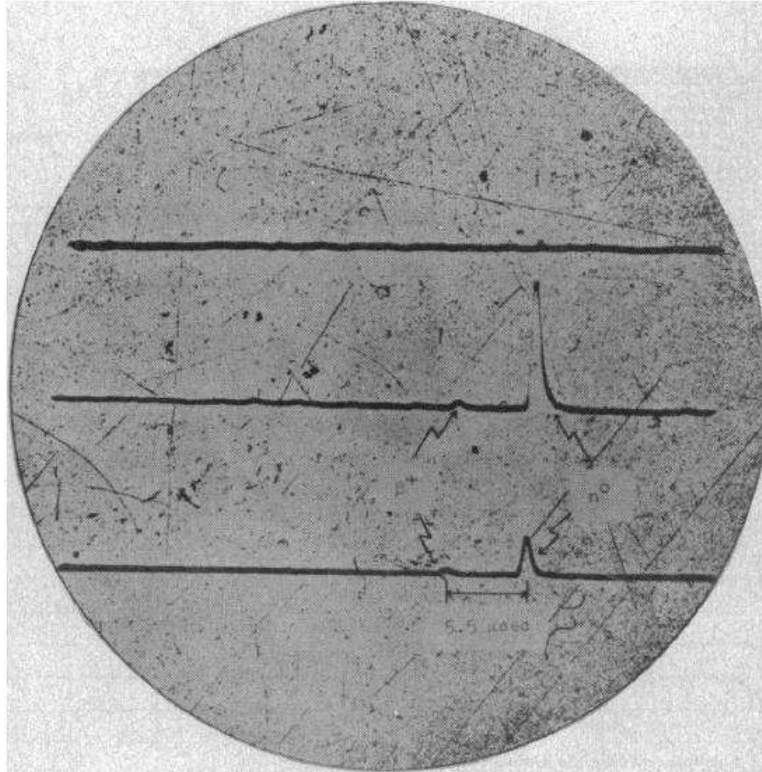


Figura 2.6: Assinatura eletrônica da detecção de um antineutrino. Uma assinatura característica. Cada um dos três traços do osciloscópio corresponde a um tanque do detector. O evento registrado ocorreu na triáde inferior. Os primeiros pulsos vistos em coincidência são os gamas de aniquilação dos pósitrons em cada tanque seguido em  $5.5 \mu s$  pelos pulsos dos nêutrons. Um segundo osciloscópio com maior ampliação estava operando em paralelo para permitir a medida dos pulsos dos pósitrons [42].

O sistema de detecção necessário para essas medidas é mostrado pelo desenho em corte do conjunto do detector Fig. 2.7. A pequena seção de choque de interação ( $\approx 10^{-43} \text{ cm}^2$  por próton) e a natureza das questões colocadas foram os principais responsáveis pelo tamanho do detector, excluindo a proteção de chumbo que pesava cerca de  $10 \text{ t}$ . Com o aparato experimental e os cuidados discutidos acima, Cowan, Reines e equipe encontraram uma taxa de  $2,88 \pm 0,22 \bar{\nu}_e/h$ [43].

Após a primeira detecção dos neutrinos por Cowan e Reines vários outros experimentos foram realizados para estudar outras propriedades dos antineutrinos. Neste capítulo são descritos os principais experimentos, mas dar-se-a mais ênfase aos experimentos de reatores relacionados tanto à oscilação de antineutrinos quanto as medições de *burnup* de reatores.

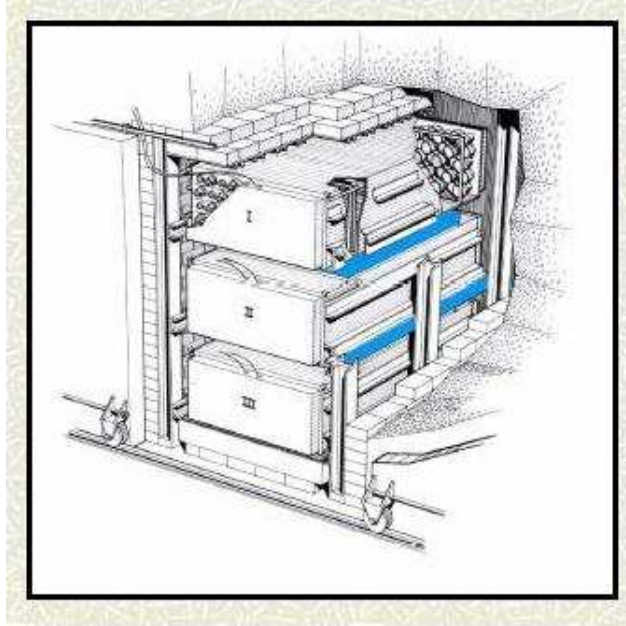


Figura 2.7: O detector do experimento de *Savannah River* - Um novo *design*. O detector de antineutrino é mostrado aqui dentro de sua blindagem de chumbo. Cada um dos dois tanques plásticos (pintados de azul claro e denotado por A e B) foi preenchido com 200 L de água. Os prótons na água foram os alvos para o decaimento beta inverso; o cloreto de cádmio dissolvidos na água proveu os núcleos de cádmio que capturam os nêutrons. Os tanques-alvos foram colocados entre três detectores de cintilação (I, II e III). Cada detector continha 1.400 L de cintilador líquido que eram monitorados por 110 PMTs. Desconsiderando a blindagem, o detector mostrado pesava aproximadamente 10 t [41].

## 2.2 Experimentos de Oscilação

Baseando-se na teoria de oscilação de neutrinos (Ver Cap.1), os experimentos de oscilação são divididos em[44]:

### 2.2.1 Experimentos de Aparecimento

Tais experimentos medem as transições de diferentes sabores de neutrino. Se o sabor final identificado pelo detector não está presente no feixe de neutrino inicial, o *background* pode ser bem pequeno. Neste caso, o experimento pode ser sensível a valores pequenos do ângulo de mistura.

### 2.2.2 Experimentos de Desaparecimento

Esses experimentos medem a probabilidade de sobrevivência de um determinado sabor de neutrino, oriundo de uma fonte específica, através do número de interações em um detector e comparando com o número teórico esperado. Mesmo na ausência de oscilações, o número de eventos detectados possui flutuação estatística; o que torna difícil medir pequenas taxas de desaparecimentos. Por isso, neste tipo de experimento é complicado medir pequenos ângulos de mistura.

Tradicionalmente diferentes tipos de experimentos de oscilação de neutrinos são classificados em relação ao valor médio de sua razão  $\frac{L}{E}$ <sup>10</sup>, onde  $L$  é a distância fonte-detector e  $E$  é a energia do (anti)neutrino, pois isso reflete na sua sensibilidade em determinar o valor  $\Delta m^2$ . Assim, podem ser classificados como:

### 2.2.3 Experimentos de Linha de Base Pequena (SBL)

Estes experimentos possuem linha de base entre 10  $m$  e 1  $km$ , e são classificados em:

1. **SBL de Reatores:** Nestes experimentos utiliza-se um fluxo isotrópico de antineutrino do elétron produzido por um reator nuclear através do decaimento  $\beta^-$  de núcleos pesados, principalmente do  $^{235}U$ ,  $^{238}U$ ,  $^{239}Pu$  e  $^{241}Pu$ . A energia típica desses antineutrinos do elétron é da ordem de poucos  $MeV$  e a distância fonte-detector de tais experimentos é da ordem de poucas dezenas de metros. A razão distância-energia e sensibilidade  $\Delta m^2$  pelos experimentos SBL de reatores são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10m/MeV \quad \Rightarrow \quad \Delta m^2 \gtrsim 0,1 eV^2 \quad (2.3)$$

como a energia do antineutrino é muito baixa para produzir antineutrinos do  $\mu$  e do  $\tau$ , a probabilidade de sobrevivência do  $\bar{\nu}_e$  é a única que pode ser medida nestes experimentos através da reação

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \quad (2.4)$$

com energia limiar de  $E_{th} = 1,8 MeV$ . Experimentos dessa natureza que foram realizados são: ILL [115], Gosgen [46], Rovno [116], Krasnoyarsk [48], Bugey [49], Savannah River [50].

---

<sup>10</sup>Neste trabalho chamada de razão distância-energia.

2. **SBL de Aceleradores:** Esses experimentos utilizam feixes de neutrinos produzidos pelo decaimento de píons, káons e múons criados por um feixe de prótons que colidem com um alvo. Eles são divididos como:
3. **Decaimento de Píons em Vôo (DIF<sup>11</sup>)**

Esses experimentos são com feixes de neutrinos formados principalmente por neutrinos do múon através do decaimento de píons e káons produzidos pela colisão de um feixe de próton com um alvo. Os píons e os káons são criados para decaírem dentro de um túnel com um comprimento da ordem de 100 *m*. A produção de  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$  depende da polarização do detector (*Horn*) que focaliza os píons e os káons. Por exemplo, a produção de um feixe de  $\nu_\mu$  é feito através da reação  $\pi^+, K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ , com uma contaminação de aproximadamente 1% de  $\bar{\nu}_\mu$  e  $\nu_e$  (devido o decaimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ). A energia típica dos neutrinos é de poucos *GeV*, mas pode ter energia bem maior, pois depende da energia do feixe de próton. A distância típica fonte-detector em tais experimentos é da ordem de 1 *km*. A razão distância-energia e sua sensibilidade são

$$\frac{L}{E} \lesssim 1 \text{ km/GeV} \Rightarrow \Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2. \quad (2.5)$$

No caso das transições  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  e  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ , a energia tem que ser de aproximadamente uma ordem de magnitude maior para se produzir suficiente  $\tau$  (a energia limiar para produzir  $\tau$  é aproximadamente 3,5 *GeV*), tendo assim  $L/E \lesssim 0,1 \text{ km/GeV}$  e  $\Delta m^2 \gtrsim 10 \text{ eV}^2$ . Alguns experimentos deste tipo são: BEBC ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) [51], FNAL-E531 ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) [52] e BNL-E776 ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ )<sup>12</sup> [53].

4. **Decaimento de múon em repouso (DAR)**

Esses experimentos são de energia mais baixas com feixe composto de anti-neutrinos do múon oriundo do decaimento

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.6)$$

produzido no decaimento do pión

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.7)$$

<sup>11</sup>Do inglês *Pion Decay In Flight*.

<sup>12</sup>A barra entre parênteses significa antipartícula, no caso em questão, do neutrino do múon e elétron.



(os  $\pi^-$  são absorvidos na maioria das vezes por núcleos) e parados no alvo. Esses antineutrinos do múon possuem energia da ordem de dezenas de  $MeV$  e podem ser usados para mensurar as transições  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , porque os antineutrinos do elétron não estão presentes nos produtos finais dos decaimentos do  $\pi^+$  e  $\mu^+$ . Nestes experimentos a distância fonte-detector típica é de dezenas de metros; e a razão distância-energia e a sensibilidade  $\Delta m^2$  são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 1m/MeV \implies \Delta m^2 \gtrsim 1eV^2. \quad (2.8)$$

Exemplos de tais experimentos são LAMPF-0645 [54], LSND [55], KARMEN [56].

## 5. Beam Dump

Estes experimentos, também conhecidos por experimentos de neutrinos *prompt*, usam um feixe de prótons de alta energia (de algumas centenas de  $GeV$ ) que é bloqueado por um alvo espesso<sup>13</sup>, no qual as interações próton-núcleon produzem hádrons pesados. Os hádrons pesados charmosos decaem prontamente com *branching ratios* praticamente iguais de elétrons e múons, que emitem fluxos iguais de neutrinos do elétron e do múon com energia da ordem de  $10^2 GeV$ . Um detector localizado aproximadamente a  $1 km$  mede a razão entre os fluxos desses neutrinos e o desvio de tais fluxos da unidade indica a presença de oscilação. A razão distância-energia e a sensibilidade são

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^{-2} m/MeV \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-3} eV^2. \quad (2.9)$$

Experimentos desse tipo são BEBC [57, 58], CHARM [59] e CDHSW [60].

### 2.2.4 Experimentos de Linha de Base Longa (LBL)

Estes experimentos utilizam fontes parecidas as dos experimentos de SBL, mas com uma distância fonte-detector de duas ou três ordens de grandeza maior. Estes experimentos são classificados em:

#### 1. LBL de Reator

---

<sup>13</sup>Denominado de *beam dump*.

Estes são experimentos com reatores que tem uma distância fonte-detector da ordem de 1 *km*. A razão distância-energia e a sensibilidades de tais experimentos são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^3 \text{ m/MeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (2.10)$$

Exemplos de tais experimentos são: CHOOZ [77], Palo Verde [62], Double CHOOZ [63] e ver revisões em [64, 65].

## 2. LBL de Aceleradores

Estes experimentos utilizam um feixe de neutrinos ou antineutrinos do múon, produzidos pelo decaimento de píons ou káons criados pela colisão de um feixe de próton em um alvo. A distância fonte-detector é aproximadamente  $10^2 - 10^3 \text{ km}$ , e sua razão distância-energia e sensibilidade são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^3 \text{ km/GeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (2.11)$$

Experimentos desse tipo são: K2K [66, 67, 68], MINOS [69], ICARUS [70], OPERA [71] e T2K [72].

## 3. Experimentos de neutrino ATMosférico (ATM)

Raios cósmicos primários interagem com as camadas atmosféricas superiores e produzem um grande fluxo de píons e káons que decaem na atmosfera em múons e neutrinos. Vários múons decaem em elétrons e neutrinos antes de chegarem ao solo. Os experimentos de neutrinos atmosféricos detectam tais neutrinos. A energia desses neutrinos estão entre 500 *MeV* e aproximadamente 100 *GeV*. A distância fonte-detector está entre 20 *km* para neutrinos que chegam de cima e aproximadamente de  $1,3 \times 10^4 \text{ km}$  para neutrinos que atravessam a Terra e chegam do solo<sup>14</sup>. Para estes experimentos os valores típicos da razão distância-energia e sensibilidade são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^4 \text{ km/GeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-4} \text{ eV}^2. \quad (2.12)$$

Alguns exemplos deste tipo de experimentos são Kamiokande [73], IMB [74], NUSEX [75], Frejus [76], Super-Kamiokande [77], MACRO [78], Soudan-2 [79] e MINOS [80].

---

<sup>14</sup>Produzidos inicialmente no outro lado da Terra.

### 2.2.5 Experimentos de Linha de Base Muito Longa (VLB)

Nestes experimentos a distância fonte-detector é uma ou duas ordem de grandeza maior do que dos experimentos LBL. Estes experimentos são:

#### 1. VLB de Reator

Estes experimentos medem o fluxo de neutrinos combinado de vários reatores em uma distância da ordem de  $100\text{ km}$ , com uma razão distância-energia e sensibilidade dada por:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^5\text{ m/MeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-5}\text{ eV}^2. \quad (2.13)$$

Experimentos deste tipo são KamLAND [81] e Borexino [82].

#### 2. VLB de Aceleradores

Estes experimentos têm uma distância fonte-detector de milhares de  $km$ , sendo comparável ao diâmetro da Terra. Eles possuem uma razão distância-energia e sensibilidade dadas por:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^4\text{ km/GeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-4}\text{ eV}^2. \quad (2.14)$$

Experimentos assim são os propostos *Super-Beam* [83], *Beta-Beam* [84, 85, 86, 87] e *Neutrino Factory* [87, 88, 89, 90, 91].

#### 3. Experimentos de neutrino SOLar (SOL)

Tais experimentos detectam os neutrinos gerados no núcleo do Sol pela fusão nuclear. A distância Sol-Terra é aproximadamente  $1,5 \times 10^{11}\text{ m}$  e o fato dos neutrinos solares detectáveis terem energia entre  $0,2 - 15\text{ MeV}$ , a razão distância-energia e a sensibilidade são:

$$\frac{L}{E} \lesssim 10^{12}\text{ m/MeV} \implies \Delta m^2 \gtrsim 10^{-12}\text{ eV}^2. \quad (2.15)$$

Por essa razão, estes experimentos são extremamente sensíveis aos pequeníssimos valores de  $\Delta m^2$ . Sua sensibilidade é muito maior do que dos experimentos discutidos acima. Alguns experimentos que fazem parte desta categoria são Homestake [99], Kamiokande [93], GALLEX [94], SAGE [95], GNO [102], SNO [97], Borexino [82] e KamLAND [98].

Tipo de Experimento	$L$	$E$	$\Delta m^2$ Sensibilidade
Reator SBL	$\sim 10 \text{ m}$	$\sim 1 \text{ MeV}$	$\sim 0,1 \text{ eV}^2$
Acelerador SBL (Píon DIF)	$\sim 1 \text{ km}$	$\gtrsim 1 \text{ GeV}$	$\gtrsim 1 \text{ eV}^2$
Acelerador SBL (Múon DAR)	$\sim 10 \text{ m}$	$\sim 10 \text{ MeV}$	$\sim 1 \text{ eV}^2$
Acelerador SBL (Beam Dump)	$\sim 1 \text{ km}$	$\sim 10^2 \text{ GeV}$	$\sim 10^2 \text{ eV}^2$
Reator LBL	$\sim 1 \text{ km}$	$\sim 1 \text{ MeV}$	$\sim 10^{-3} \text{ eV}^2$
Acelerador LBL	$\sim 10^3 \text{ km}$	$\gtrsim 1 \text{ GeV}$	$\gtrsim 10^{-3} \text{ eV}^2$
ATM	$20 - 10^4 \text{ km}$	$0,5 - 10^2 \text{ GeV}$	$\sim 10^{-4} \text{ eV}^2$
Reator VLB	$\sim 10^2 \text{ km}$	$\sim 1 \text{ MeV}$	$\sim 10^{-5} \text{ eV}^2$
Acelerador VLB	$\sim 10^4 \text{ km}$	$\gtrsim 1 \text{ GeV}$	$\sim 10^{-4} \text{ eV}^2$
SOL	$\sim 10^{11} \text{ km}$	$0.2 - 15 \text{ MeV}$	$\sim 10^{-12} \text{ eV}^2$

Tabela 2.2: Tipos de experimentos de oscilação com suas distâncias fonte-detector típicas, energia e sensibilidade para  $\Delta m^2$ , que é dada por  $E[\text{MeV}]/L[\text{m}] = E[\text{GeV}]/L[\text{km}]$  [44].

A Tab.2.2 resume a classificação dos experimentos discutidas acima.

## 2.3 Experimentos de Neutrinos Solares

Após os resultados intrigantes obtidos pelo experimento Homestake, uma gama de experimentos foi desenvolvida para tentar resolver o problema dos neutrinos solares.

Os processos de fusão nuclear, que ocorrem no interior do Sol, são dominados pela reação 2.16 que converte quatro prótons e dois elétrons em  ${}^4\text{He}$  através da reação



onde a energia liberada <sup>15</sup> é dada por

$$\begin{aligned} Q &= 4m_p + 2m_e - m_{{}^4\text{He}} = B(4, 2) + 2m_e - 2(m_n - m_p) \\ Q &= 26,731 \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

onde  $B(4, 2)$  é a energia de ligação do Hélio cujo valor é  $28,296 \text{ MeV}$ .

Esta reação é denominada de cadeia próton-próton, ou cadeia  $pp$  (ver Tab. 2.3). As taxas de cada reação são determinadas pelas seções de choque e pelas as condições do interior do solar.

<sup>15</sup>Geralmente denominada valor  $Q$  do processo.

Fonte $r$	Reação	$\langle E \rangle_r$ [MeV]
$pp$	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	0,2668
$pep$	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	1,445
$hep$	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	0,813
${}^7\text{Be}$	$e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0,3855 e 0,8631
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	$6,735 \pm 0,036$
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	0,7063
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	0,9964
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	0,9977

Tabela 2.3: As cadeias das reações termonucleares do Sol e as energias médias de seus neutrinos. Dentre as reações nucleares que ocorrem no interior do Sol, estas são as responsáveis pela produção de neutrinos. Estas reações fazem parte de dois processos através dos quais o Sol produz energia. Na parte superior da tabela, as reações que fazem parte da cadeia  $pp$  e, na parte inferior, aquelas que pertencem ao ciclo  $CNO$ . As reações  $pep$  e  $Be$  possuem espectros mono-energéticos [44].

### 2.3.1 Homestake

O experimento *Homestake* [99], primeiro concebido para estudar neutrinos solares, é um experimento radioquímico que detecta os neutrinos solares através do decaimento beta inverso de Pontecorvo-Alvarez  $Cl - Ar$



com um limiar para energia dos neutrinos de  $E_\nu^{min} = 0,814 \text{ MeV}$ .

O detector anular tem 615 t de tetracloretileno ( $C_2Cl_2$ )<sup>16</sup> contidos em um grande tanque de aço. A cada dois meses, o detector era borbulhado com gás hélio para extrair os átomos de  ${}^{37}\text{Ar}$  porque a vida média do Argônio é 35,04 dias. O Argônio era concentrado e inserido num contador proporcional a gás de 0,5 cm<sup>3</sup>.

Todo detector estava localizado numa profundidade<sup>17</sup> de 1.478 m, na mina de ouro *Homestake* de *Lead*, na Dakota do Sul (Latitude 44°20'N e longitude 103°50'W) para evitar a produção de  ${}^{37}\text{Ar}$  pelos nêutrons cósmicos.

Entre 1970 e 1994, 108 extrações de  ${}^{37}\text{Ar}$  foram feitas, isto correspondeu a uma estimativa de 2.200 átomos de Argônio produzido durante a coleta de dados. Acima do limiar do  ${}^{37}\text{Ar}$ , uma taxa de neutrinos de  $2,56 \pm 0,16(est.) \pm 0,16(sist.) \text{ SNU}$ <sup>18</sup> foi inferida. Desprezando a oscilação de neutrino, era esperado

<sup>16</sup>2,2 × 10<sup>30</sup> átomos de  ${}^{37}\text{Cl}$ .

<sup>17</sup>Que equivale a 4.200 ± 100 m.e.w..

<sup>18</sup>*SNU* significa Unidade de Neutrino Solar, e é definida como uma interação para cada 10<sup>36</sup>

uma taxa de  $8,5_{-1,5}^{+1,8} SNU$  do modelo solar. Entretanto, somente foi observado 30% deste valor no experimento de Homestake.

### 2.3.2 Soviet-American Gallium Experiment (SAGE)

O *Soviet-American Gallium Experiment* (SAGE) [100, 101] estava localizado no *Baksan Neutrino Observatory* (BNO) da Academia Russa de Ciências nas montanhas do Caucás. Este experimento também radioquímico, detectava os neutrinos solares através da reação,



Com um limiar para neutrino solares de  $236 \text{ keV}$ , este experimento podia investigar os neutrinos da cadeia  $pp$  com baixa energia (ver Fig. 2.8).

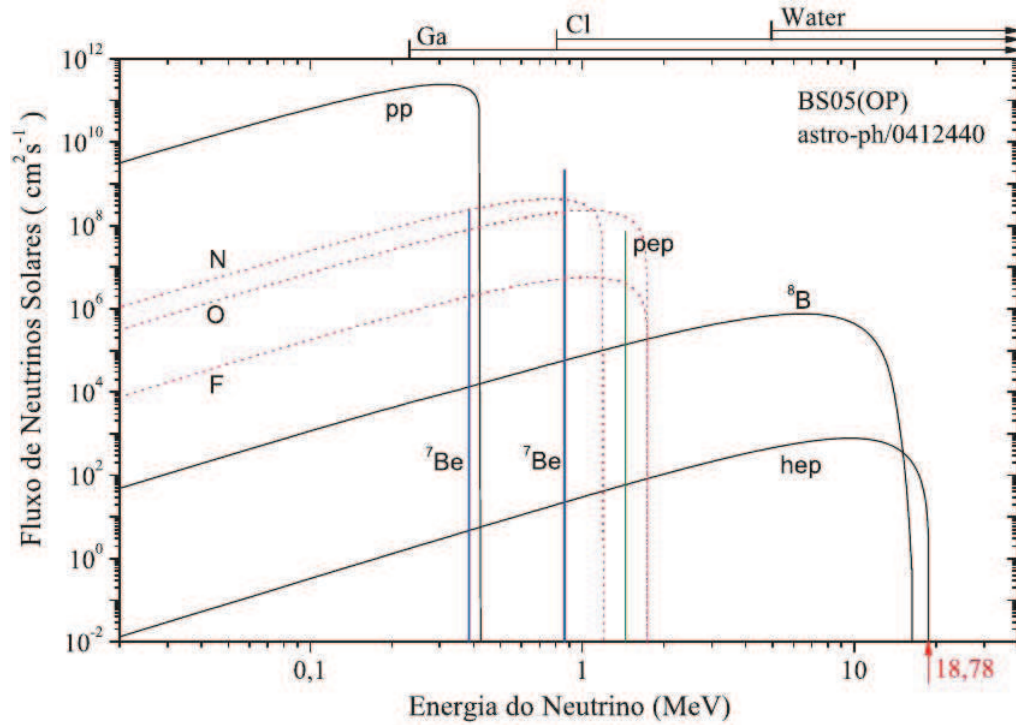


Figura 2.8: Espectro dos Neutrinos Solares. Cada curva representa uma das reações nucleares que dão origem a neutrinos no interior do Sol. Na parte superior do gráfico, temos uma indicação do limiar inferior de cada tipo de meio detector [39].

O alvo deste experimento tinha  $50 \text{ t}$  de Gálio líquido armazenado em 7 reatores químicos. O experimento estava em uma profundidade equivalente de  $4.700 \text{ m.w.e.}$

---

átomos alvos.

Após uma exposição típica de 4 semanas, o Germânio era extraído na forma de  $GeH_4$ . Então, o gás era posto em um contador proporcional e contado num período de aproximadamente 4 a 6 meses. O  $^{76}Ge$  pode ser identificado pelos eventos de captura eletrônica que o retorna ao  $^{71}Ga$ , com uma meia vida de 11,43 *dias*.

Nos 92 *runs* realizados entre janeiro de 1990 a dezembro de 2001, 406 decaimentos de  $^{76}Ge$  foram detectados em contadores proporcionais. Considerando a eficiência do detector, isto corresponde a  $70,8_{-5,2}^{+5,3}$  (*est.*) $_{-3,2}^{+3,7}$  (*sist.*) *SNU*. A taxa de eventos esperado pelo modelo solar é  $131_{10}^{12}$  *SNU* na ausência de oscilação do neutrino. Mas, somente 54% de valor do modelo foi visto.

### 2.3.3 GALLium EXperiment (Gallex) e Gallium Neutrino Observatory (GNO)

Similar ao experimento SAGE, o *GALLium EXperiment* (Gallex) e seu sucessor o *Gallium Neutrino Observatory* (GNO) [102, 103] usaram as interações de neutrinos com  $^{71}Ga$  para medir o fluxo de neutrino solar  $\nu_e$ . O alvo de 101 *t* de cloreto de Gálio, ao invés de Gálio metálico, fornecendo 30,3 *t* de Gálio. O experimento estava localizado no Laboratório Nacional de Gran Sasso (LNGS) na Itália.

Após uma exposição padrão de 4 semanas, o Germânio era extraído, convertido em gás  $GeH_4$  e colocado em contadores proporcionais. Combinando as análises de neutrinos solares do GALLEX e do GNO, este processo foi repetido 123 vezes entre o período de 14 maio de 1991 a 9 abril 2003. A medida solar do fluxo de  $\nu_e$  acima de 233 *keV* foi medida como sendo  $69,3 \pm 4,1$  (*est.*)  $\pm 3,6$  (*sist.*) *SNU*, de acordo com os resultados do experimento SAGE. Isto é somente 53% da taxa esperada. Todos esses experimentos radioquímicos apontavam um déficit de neutrinos solares.

### 2.3.4 Kamioka Nucleon Decay Experiment (Kamiokande)

O *Kamioka Nucleon Decay Experiment* [104, 93] era inicialmente um detector *Cherenkov* projetado para buscar o decaimento do próton; ele era capaz também de medir neutrinos solares através dos espalhamentos elásticos dos elétrons. Os elétrons espalhados emitem radiação *Cherenkov* na água, que são detectados por tubos fotomultiplicadores (PMT). Diferente dos experimentos radioquímicos, este método permitiu a medida do fluxo e a direção dos neutrinos em tempo real. Todos os sabores de neutrinos interagem via espalhamento elástico, entretanto a seção de choque para  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  é aproximadamente 1/6 da seção de choque do  $\nu_e$ . Por causa da contaminação do ruído de fundo em energias baixas, o detector era somente sensível aos neutrinos do elétron com energia acima de 7 *MeV*. Isto corresponde somente a uma pequena fração do fluxo total de neutrinos solares, particularmente o limite superior do espectro de energia do  $^8B$  (ver Fig. ??).

O detector de Kamiokande tinha  $2.140 t$  de água e um volume fiducial correspondente a  $680 t$ . O detector estava localizado a  $1.000 m$  abaixo do solo <sup>19</sup> na mina de Kamioka na periferia de Gefu no Japão <sup>20</sup>.

O total de dados dos neutrinos solares abrange  $2.079 dias$  tomados entre janeiro de 1987 e fevereiro 1995. Durante este tempo, o limiar de energia do detector foi reduzido com relação ao valor original de  $9,3 MeV$  ( $449 dias$ ) para  $7,5 MeV$  ( $794 dias$ ) e finalmente  $7,0 MeV$  ( $836 dias$ ). Após considerar os eventos de *background*, foram detectados  $597^{+41}_{-40}$  neutrinos solares no total. Sem considerar a oscilação, o fluxo esperado para  ${}^8B$ , de acordo com o modelo solar, é  $5,79 \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$ , com incerteza teórica de 23%. Somente 48% do fluxo esperado foi medido.

Além dos neutrinos solares, o Kamiokande fez uma contribuição adicional à física de neutrinos, pois juntamente com o Experimento IMB (Irvine Michigan Brookhaven) <sup>21</sup>, mediu os neutrinos emitidos pela supernova 1987a. Isto foi e é até o presente a única detecção de neutrinos de supernova [104], e resultou no prêmio Nobel de 2002 para Masatoshi e Koshiba que lideravam a colaboração do experimento Kamiokande.

### 2.3.5 Super-Kamiokande (Super-K)

O detector do Super-Kamiokande [105, 106, 107, 108, 109] foi construído com o objetivo de fornecer mais estatística para a medida de neutrinos solares. O volume do Super-K corresponde a  $50.000 t$  de água ultra pura, do qual  $22.500 t$  corresponde ao volume fiducial. O detector está localizado na mesma mina que o experimento Kamiokande, numa outra cobertura de  $2.700 m.w.e.$ .

Através do controle cuidadoso da contaminação radioativa e ignorando eventos de borda do detector, um limiar menor que  $5 MeV$  para elétrons de recuo foi alcançado. Em  $1.496 dias$  de tomada de dados de abril de 1996 a julho 2001, um total de  $22,404 \pm 226(est.)^{+784}_{-717}(sist.)$  foi detectado dentro de uma janela de  $5,0 MeV$  a  $20 MeV$ . Isto corresponde a uma medida do fluxo  ${}^8B$  do neutrino solar  $[2,35 \pm 0,02(est.) \pm 0,08(sist.)] \times 10^6 cm^{-2}s^{-1}$ . Este valor corresponde a 41% da previsão do modelo solar desconsiderando a oscilação. A Fig. 2.10 mostra os resultados dos experimentos com neutrinos solares.

### 2.3.6 Sudbury Neutrino Observatory (SNO)

O experimento *Sudbury Neutrino Observatory* [110, 111, 112, 113, 114] é um detector *Cherenkov* a água, parecido com o Kamiokande e o Super-Kamiokande, mas seu detector foi preenchido com água pesada ( $D_2O$ ). A grande diferença é que SNO detecta os três tipos de interação de neutrinos,

<sup>19</sup> $2.700 m.w.e.$ .

<sup>20</sup>A cavidade do detector de Kamiokande está ocupada atualmente pelo detector KamLAND.

<sup>21</sup>No laboratório Brookhaven em Michigan nos EUA.



$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- - 1,442 \text{ MeV (CC)} \quad (2.20)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x - 2,224 \text{ MeV (CN)} \quad (2.21)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \text{ (EE)} \quad (2.22)$$

A interação de corrente carregada (CC) é sensível somente aos neutrinos do elétron; a detecção de tal corrente é feita através da radiação *Cherenkov* emitidas por esses elétrons. A interação de corrente neutra (CN) tem a mesma sensibilidade para todos os sabores de neutrino; a detecção de tal corrente é feita através do raio gama de captura do nêutron. A interação de espalhamento elástico tem alguma sensibilidade aos sabores diferentes do eletrônico. Esta reação adiciona uma medida com excesso de vínculos entre o fluxo do neutrino do elétron e outros fluxos de neutrinos.

O detector do SNO está localizado na mina Creighton próximo de Sudbury, Ontario, Canadá, a uma profundidade de 2.000 m (6.000 m.w.e.). O alvo é de 1.000 t de  $D_2O$  (99,92% isotopicamente puro) contido numa esfera de acrílico de raio de 6,0 m. O experimento foi realizado em três fases. Na primeira, os eventos CN foram detectado através de raio gama de 6,25 MeV emitido na captura do nêutron pelo deutério. Na segunda fase, adicionou-se  $NaCl$  ao volume do alvo para aumentar a sensibilidade e a discriminação dos eventos CN. Na fase final, detectores de  $^3He$  (tubos proporcionais) foram colocados para melhorar a detecção de eventos de CN independente do método da foto detecção.

Para a primeira fase do SNO, 306 dias de aquisição de dados em tempo real foram feitos entre novembro de 1999 e maio de 2001. Devido ao aumento da taxa de contaminação de fundo em relação às grandes distâncias do centro do detector, a análise foi limitada a eventos com reconstrução da posição de 5,5 m do centro do detector. Um limiar correspondendo à energia cinética de 5 MeV foi necessário para evitar contaminação de ruído de fundo radioativo de baixa energia. Depois de todos os cortes, 2.928 eventos candidatos permaneceram. Usando o método da máxima verossimilhança na distribuição de eventos, foi encontrado as estimativas de  $1.967, 7_{-60,9}^{+61,9}$  de eventos CC,  $263, 6_{-25,6}^{+26,4}$  eventos EE e  $5.765, 5_{-48,9}^{+49,5}$  eventos CN foram obtidos com somente erros estatísticos. Para essa análise, foi necessário vincular ao ajuste usado o espectro solar  $^8B$  sem distorção. Os resultados do fluxo de neutrino solar<sup>22</sup> foram,

$$\begin{aligned} \phi_{CC}^{con} &= 1,76_{-0,05}^{+0,06} (est.)_{-0,09}^{+0,09} (sist.), \\ \phi_{EE}^{con} &= 2,396_{-0,23}^{+0,24} (est.)_{-0,12}^{+0,12} (sist.), \\ \phi_{CN}^{con} &= 5,09_{-0,43}^{+0,44} (est.)_{-0,43}^{+0,46} (sist.). \end{aligned}$$

Na segunda fase do experimento, 2.000 kg de  $NaCl$  foram adicionados ao detector. As interações de corrente neutra foram detectadas pela captura do nêutron

---

<sup>22</sup>Em unidade de  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Detector	Limiar [MeV]
$^{71}\text{Ga}$	0,236
$^{37}\text{Cl}$	0,813
$\text{H}_2\text{O}$	$\sim 5$
$\text{D}_2\text{O}$	$\sim 5$

Tabela 2.4: Limiares de energia de detectores de  $\bar{\nu}_e$  Solares. Para experimentos com Gálio e Cloro, o limite é definido pela cinemática dos processos nucleares. Para os detectores *Cherenkov* com água, o limiar é limitado pelo *background*, que cresce rapidamente abaixo de 5 MeV.

pelo  $^{35}\text{Cl}$ , que emite múltiplos raios gamas com uma energia total de 8,6 MeV. O aumento da simetria de deposição de energia devido aos múltiplos raios gamas permitiu uma separação estatística dos eventos de CN dos de CC e EE. Usando esta separação, o método da máxima verossimilhança foi feito sem o vínculo do espectro  $^8\text{B}$  do neutrino solar.

Nesta fase, 391 dias de aquisição de dados em tempo real foram coletados de junho 2001 a outubro 2003. O limiar de energia foi aumentado para 5,5 MeV. Um total de 4.722 eventos candidatos foram detectados. As estimativas resultantes das taxas foram  $2.176 \pm 78$  eventos CC,  $279 \pm 26$  de eventos EE, e  $2.010 \pm 85$  eventos CN. Os fluxos de neutrino solar resultantes<sup>23</sup> foram

$$\phi_{CC}^{con} = 1,68_{-0,06}^{+0,06}(\text{est.})_{-0,09}^{+0,08}(\text{ sist.}),$$

$$\phi_{EE}^{con} = 2,35_{-0,22}^{+0,22}(\text{est.})_{-0,15}^{+0,15}(\text{ sist.}),$$

$$\phi_{CC}^{con} = 4,94_{-0,21}^{+0,21}(\text{est.})_{-0,34}^{+0,38}(\text{ sist.}).$$

Os fluxos medidos pelo SNO estão na tabela 2.9. A taxa EE do SNO concorda com a alta estatística do Super-Kamiokande. O fluxo de  $\nu_e$  medido pela taxa de interação CC é inconsistente com a suposição de que o fluxo de neutrino é inteiramente composto de neutrinos do elétron. O fluxo total ativo de neutrino medido pelas interações CN concorda com o predito pelos outros fluxos, apresentando uma diminuição na sensibilidade da interação EE de neutrinos não-eletrônicos. Esta medida ativa é consistente com o fluxo de  $^8\text{B}$  de neutrinos previsto pelo modelo solar padrão. Os resultados do SNO foram vistos como a evidência definitiva da oscilação de neutrinos e a confirmação do Modelo Padrão Solar.

A Tab. 2.4 resume os limiares de energia para os experimentos discutidos acima e a Fig. 2.10 mostra os resultados dos experimentos com neutrinos solares.

<sup>23</sup>Em unidades de  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

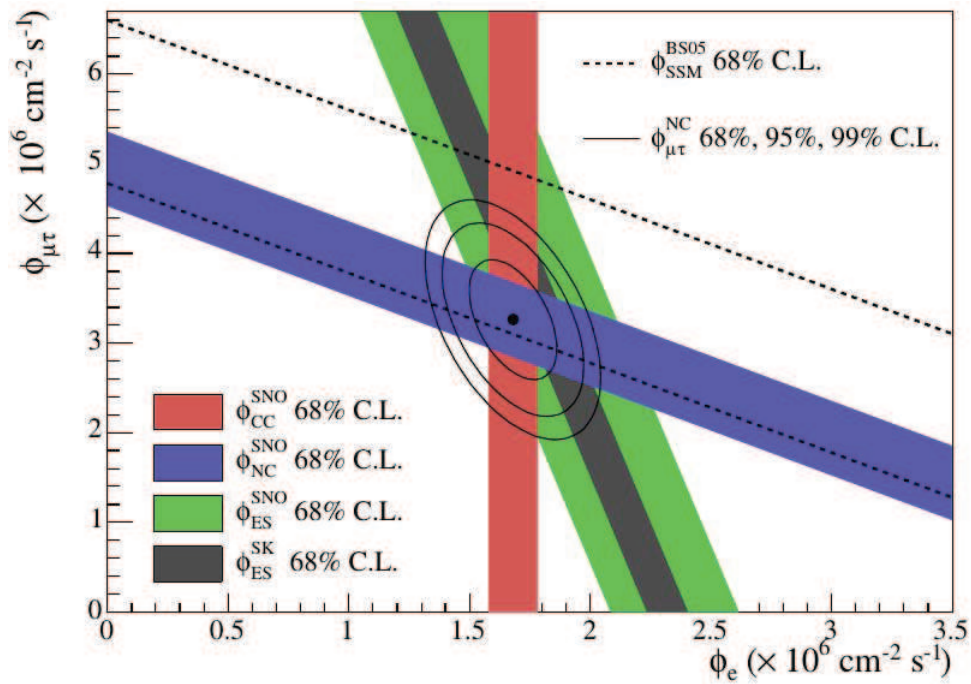


Figura 2.9: A medida do fluxo do SNO (segunda fase). As CC, NC e ES restringem as estimativas do fluxo de neutrinos do elétron e do não-eletrônico. As três taxas de reação dão evidências da transformação do sabor do neutrino (oscilação) e confirmam o Modelo Padrão Solar [56].

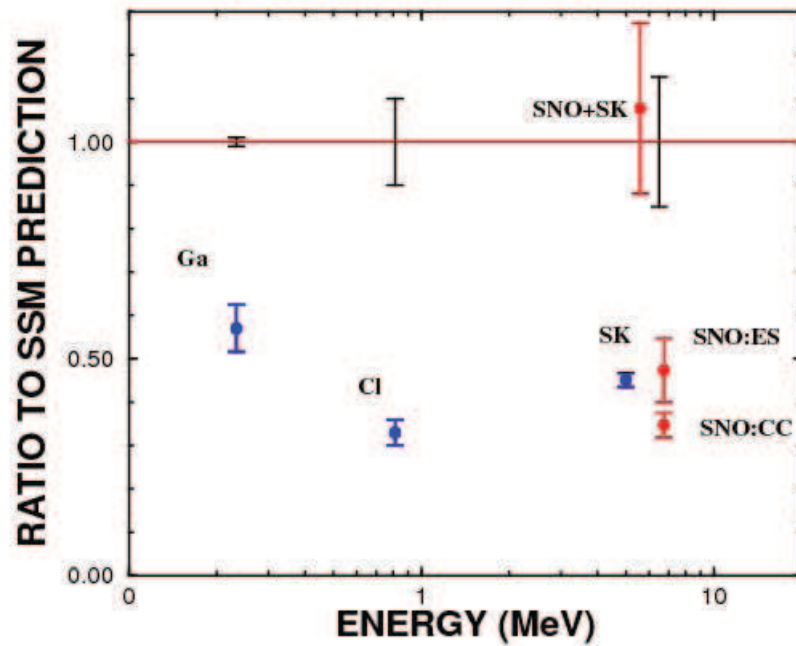


Figura 2.10: Resultados dos Experimentos com neutrinos solares. A linha vermelha horizontal representa a previsão teórica do Modelo Solar Padrão, ou seja, não há déficit de neutrinos solares. Os demais representam os experimentos com gálio, cloro, água ultra pura e água pesada e suas respectivas medidas de déficit de neutrinos [152].

## 2.4 Experimentos de Antineutrinos de Reatores Nucleares

### 2.4.1 Instituto Laue-Langevin (ILL)

Uma vez descoberto o problema dos neutrinos solares, o experimento **ILL** de antineutrinos de reatores foi idealizado para testar se havia também um déficit de antineutrinos de reatores [115]. Um reator com potência térmica de  $57\text{ MW}$  no ILL em Grenoble na França foi usado com fonte de  $\bar{\nu}_e$ . O detector deste experimento era formado por empilhamento de 5 planos de cintilador líquido contidos em acrílico e por quatro planos de *wire counter* para detectar nêutrons. O volume total do cintilador no alvo era  $377\text{ L}$  que correspondia à  $2,39 \times 10^{28}$  alvos de prótons. O detector estava a uma distância de  $8,76\text{ m}$  do núcleo do detector, com um fluxo esperado de  $\bar{\nu}_e$  de  $9,8 \times 10^{11}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  no detector. O número total de antineutrinos detectados foi  $4.890 \pm 180$  a uma taxa de  $1,58\text{ h}^{-1}$ . A taxa mensurada de antineutrinos no experimento era consistente com o fluxo previsto, ou seja, não encontram um déficit. O valor da razão foi:

$$R = \frac{n}{n_{exp}} = 0,955 \pm 0,035 \text{ (est.)} \pm 0,110 \text{ (sist.).} \quad (2.23)$$

Algum tempo depois, um erro de aproximadamente 10% no nível de potência do reator ILL foi encontrado.

### 2.4.2 Gösgen

Após o experimento ILL, o detector sofreu um *upgrade* e foi levado para o reator nuclear Gösgen na Suíça [46]. Tal reator tinha uma potência térmica de  $2.800\text{ MW}$ , ou seja, bem maior que do reator ILL. O fluxo total de antineutrinos foi de aproximadamente  $5 \times 10^{20}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . O detector foi colocado em três posições diferentes em relação ao núcleo do detector,  $37,9\text{ m}$ ,  $45,9\text{ m}$  e  $64,7\text{ m}$ , respectivamente. E aproximadamente  $10^4$  eventos de  $\bar{\nu}_e$  foram medidos em cada posição no período de 1981 e 1985. O número de eventos de antineutrinos em cada posição dividido pelo número esperado sem considerar oscilações foi:

$$R_{37,9} = 1,018 \pm 0,019 \text{ (est.)} \pm 0,015 \text{ (n-cor.)} \pm 0,060 \text{ (cor. sist.),} \quad (2.24)$$

$$R_{45,9} = 1,045 \pm 0,019 \text{ (est.)} \pm 0,015 \text{ (n-cor.)} \pm 0,060 \text{ (cor. sist.),} \quad (2.25)$$

$$R_{37,9} = 0,975 \pm 0,036 \text{ (est.)} \pm 0,030 \text{ (n-cor.)} \pm 0,060 \text{ (cor. sist.).} \quad (2.26)$$

### 2.4.3 Rovno

Este experimento foi feito na Rússia em 1987 usando como fonte de antineutrinos o reator nuclear de Rovno [116]. O seu detector era de cintilador líquido dopado com  $238 L$  de gadolínio, tal detector estava localizado a  $18 m$  do núcleo do reator e depois deslocado para  $25 m$ . Aproximadamente 32.000 interações de  $\bar{\nu}_e$  foram detectadas e divididas igualmente entre as posições e os resultados das duas posições diferentes foram divulgadas como uma única medida. O resultado da taxa de interação de  $\bar{\nu}_e$  obtido estava de acordo com a taxa esperada assumindo que não havia oscilações. Esta taxa foi:

$$R = 0,964 \pm 0,068. \quad (2.27)$$

Em 1992 outro experimento foi realizado no reator de Rovno [117]. Dois detectores separados foram colocados a  $12 m$  e  $18 m$  do núcleo do detector, e através da medida simultânea do sinal do  $\bar{\nu}_e$  nas duas localizações, foi possível diminuir as incertezas associadas com o reator. Aproximadamente 1.000 interações de  $\bar{\nu}_e$  foram detectadas em cada posição. As taxas de interações relativas as duas posição foram compatíveis com a não-oscilação de neutrinos de  $12 m$  para  $18 m$ . Seu valor foi:

$$\frac{R_{12}}{R_{18}} = 0,976 \pm 0,020(\text{est.}) \pm 0,015(\text{sist.}). \quad (2.28)$$

### 2.4.4 Bugey

Comparável com o experimento de Gösgen, o experimento de Bugey mensurou o fluxo de antineutrinos de um reator nuclear com  $2.800 MW$  de potência térmica [49]. Os primeiros resultados mostraram evidência de oscilação que foi inconsistente com os outros experimentos [118]. Para melhorar a incerteza sistemática, um experimento melhorado utilizou três detectores idênticos; um a  $15 m$  diretamente abaixo do núcleo do detector, e os outros dois a  $40 m$ . Durante o período de recarga do reator, o detector mais próximo ao reator foi usado para medir o fluxo de antineutrino de um segundo reator que estava localizado a  $95 m$  de distância. Cada detector era feito de tanques de cintilador líquido com  $600 L$  e dopado com  $0,15\%$  de  ${}^6Li$ . O lítio foi adicionado para capturar os nêutrons atrasados através da reação:



Aproximadamente 150.000 eventos de antineutrino foram detectados e para cada posição, o número de eventos detectados foram consistentes com o número de evento esperado na ausência de oscilação. As taxas foram:

$$R_{14} = 0,988 \pm 0,004(\text{est.}) \pm 0,05(\text{sist.}), \quad (2.30)$$

$$R_{40} = 0,994 \pm 0,010(\text{est.}) \pm 0,05(\text{sist.}), \quad (2.31)$$

$$R_{95} = 0,915 \pm 0,132(\text{est.}) \pm 0,05(\text{sist.}). \quad (2.32)$$

### 2.4.5 Krasnoyarsk

Em 1999, um experimento na usina *Krasnoyarsk* na Rússia publicou os resultados da medida de antineutrinos de reatores usando água pesada <sup>24</sup> [119]. Durante a fase de teste deste experimento, o detector foi preenchido com 513 L de água comum. Os nêutrons atrasados foram detectados usando 169 contadores proporcionais de <sup>3</sup>He dispostos através do detector. A 34 m do reator, o fluxo esperado era de aproximadamente  $10^{12} \bar{\nu}_e \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . A razão entre os antineutrinos detectados e esperados foi consistente com a não-oscilação de antineutrinos, e seu valor foi:

$$R = 1,00 \pm 0,04. \quad (2.33)$$

### 2.4.6 CHOOZ

Numa tentativa de alcançar uma sensibilidade maior em relação a comprimentos maiores de oscilação, o experimento CHOOZ mediu o fluxo de antineutrino eletrônico a 1 km de dois reatores [120, 121]. Esses reatores, localizados próximo a Givet, na comuna francesa Chooz na região administrativa de Champanha-Ardenas, tinham uma potência térmica de 8,5 GW. Mesmo considerando a não-oscilação, o fluxo de antineutrino decresce com o aumento quadrado da distância fonte-detector e o tamanho do detector foi aumentado para compensar este fato. O detector de CHOOZ consistia de 5 t de cintilador líquido com o alvo e dopado com 0,09% de gadolínio. Os nêutrons capturados pelo gadolínio produziam raios gamas com energia da ordem 8 MeV. Com um fluxo menor de  $\bar{\nu}_e$  e um alvo maior do que o dos experimentos anteriores, o *background* foi o maior problema. A fim de reduzir o *background* cósmico induzido, o detector foi instalado num túnel subterrâneo possibilitando uma blindagem de 300 m.w.e..

O experimento coletou dados de abril de 1997 até julho de 1998, detectando um total de 2.991 eventos coincidentes <sup>25</sup>. O *background* foi medido quando o reator estava em recarga. E novamente o número total de  $\bar{\nu}_e$  detectados estava de acordo com o número esperado sem oscilação:

$$R = 1,01 \pm 0,028(\text{est.}) \pm 0,027(\text{sist.}). \quad (2.34)$$

---

<sup>24</sup> D<sub>2</sub>O.

<sup>25</sup> Sinal do detector mais *background*.

### 2.4.7 Palo Verde

De 1998 até 2000, um experimento mediu o fluxo de antineutrinos na usina nuclear Palo Verde no Arizona nos EUA [62]. Nesta usina haviam três reatores nucleares com potência térmica de  $11,63\text{ GW}$ . O único detector do experimento estava situado a  $750\text{ m}$  de um dos reatores e a  $890\text{ m}$  dos outros dois e possuía uma blindagem contra raios cósmicos de  $32\text{ m.w.e.}$  O detector preenchido com  $11,34\text{ t}$  de cintilador líquido dividido em 66 partes isoladas opticamente. O cintilador foi dopado com  $0,1\%$  de gadolínio e com isso, tinha um tempo médio de captura neutrônica de  $27\text{ }\mu\text{s}$ . A taxa de antineutrinos medida foi:

$$R = 1,01 \pm 0,024(\text{est.}) \pm 0,053(\text{sist.}). \quad (2.35)$$

### 2.4.8 Distorção Espectral

Todos os experimentos descritos acima, exceto os experimentos de *Hanford* e *Savannah River*, mediram também o espectro de energia do pósitron, pois o espectro do  $e^+$  está cinematicamente relacionado com o espectro do antineutrino. Para certos valores dos parâmetros de oscilação de antineutrino, a oscilação produzirá uma distorção em energia que depende do espectro do antineutrino. Nenhum dos experimentos encontraram uma distorção significativa do espectro, restringindo, assim, os parâmetros de oscilação. Com detectores múltiplos e idênticos, os experimentos *Bugey* e *Rovno* foram capazes de fazer medições relativas simultâneas do fluxo de antineutrino, independente das incertezas nas propriedades de reatores e da seção choque do decaimento beta inverso.

Um novo cálculo da taxa de antineutrino realizado em 2011 por Thierry Lasserre e colaboradores apontou uma nova taxa de antineutrinos de  $0,937 \pm 0,027$  para a distância fonte-detector menor que  $100\text{ m}$ . Neste cálculo utilizou-se os novos espectros de antineutrinos de reatores nucleares oriundos dos núclídeos  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$ . O valor da taxa encontrada é menor do que a anterior  $0,979 \pm 0,029$  e esta diferença entre as taxas foi denominada de anomalia dos antineutrinos de reatores [122]. Até hoje não se tem uma explicação para essa discrepância, uma das possíveis explicações seria a oscilação desses antineutrinos em antineutrinos estéreis.

### 2.4.9 Experimento de Double Chooz

O experimento de Double Chooz é um experimento de antineutrino de reator localizado na França. Ele tem como objetivo medir o parâmetro de oscilação  $\theta_{13}$  através dos antineutrinos produzidos pela usina nuclear Chooz B. O Double Chooz utiliza o laboratório original do experimento CHOOZ localizado a  $1,05\text{ km}$  a oeste e a leste dos reatores da usina Chooz-B. O detector longe mede fluxo de oscilação



## 2.4. EXPERIMENTOS DE ANTINEUTRINOS DE REATORES NUCLEARES 69

de antineutrino do elétron baseado no valor não-nulo de  $\theta_{13}$ . Para eliminar a grande incerteza sistemática do CHOOZ, no fluxo de antineutrinos dos reatores, um segundo detector idêntico próximo está em processo de montagem e testes (ver Fig. 2.11). Este detector está a 400 m do reator. O melhor resultado da colaboração para o limite superior de o ângulo de mistura  $\theta_{13}$  [123] é:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,102 \pm 0,028(est.) \pm 0,033(sist.) \quad (2.36)$$

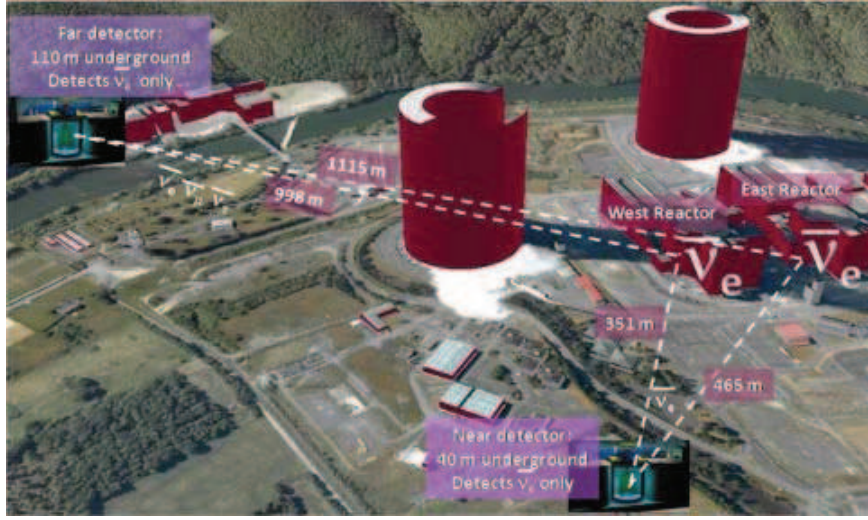


Figura 2.11: Esquema do experimento Double Chooz [153].

O resultado mais recente da colaboração *Double Chooz* para o ângulo de mistura  $\theta_{13}$  [151] é:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,090^{+0,032}_{-0,029}. \quad (2.37)$$

### 2.4.10 Daya Bay

O Experimento *Daya Bay Reactor Neutrino* foi projetado para atingir uma sensibilidade sobre o valor de  $\sin^2 \theta_{13}$  melhor do que 0,01 com 90% CL e está localizado no sul da China, aproximadamente 55 km a nordeste de Honk Kong. Ele consiste num total de 6 reatores nucleares que contribuem para um total de 17,4 GW de potência térmica. Três *experiment halls* (EH)s são conectados por túneis horizontais dentro das montanhas para suprimir o *background* de raios cósmicos. O esquema do experimento é mostrando na Fig. 2.12. Três detectores de antineutrino (AD) estão instalados no lado próximo (2 ADs em EH1, e 1 AD em EH2) para medir o fluxo de antineutrino produzido pelos núcleos dos reatores. Três ADs estão instalados na posição distante (EH3), onde o efeito de  $\sin^2 2\theta_{13}$  é máximo. As distâncias

fonte-detector são medidas por GPS com precisão de  $18\text{ mm}$ . Os detectores são cintiladores líquidos dopados com  $Gd$ .

Com os dados coletados com seis detectores de antineutrino durante 55 dias, Daya Bay anunciou a descoberta de um valor diferente de zero para  $\sin^2 \theta_{13}$  com significância de 5,2 desvios-padrões em março 2012. Após uma análise com 139 dias de coleta de dados com os seis detectores a colaboração anunciou o valor um valor para  $\theta_{13}$  de [125]:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,089 \pm 0,010(\text{est.}) \pm 0,005(\text{sist.}). \quad (2.38)$$

Após esse resultado, uma análise com 621 dias de coleta de dados foi anunciado um novo valor para  $\theta_{13}$  de:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,084 \pm 0,005, \quad (2.39)$$

$$|\Delta m_{ee}^2| = 2,44_{-0,11}^{+0,10} \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (2.40)$$

Estes valores correspondem aos mais precisos de  $\sin^2 \theta_{13}$  e de  $|\Delta m_{ee}^2|$  neste canal atualmente [126].

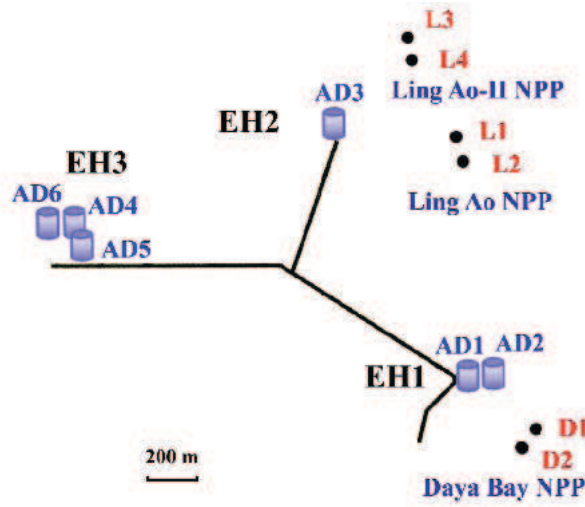


Figura 2.12: Esquema do experimento Daya Bay [154].

### 2.4.11 Reactor Experiment for Neutrino Oscillation (RENO)

O RENO é um experimento de oscilação SBL de antineutrino reator localizado na usina nuclear Yonggwang na Coreia do Sul [124]. Este experimento foi projetado para medir ou definir um limite para  $\theta_{13}$ .

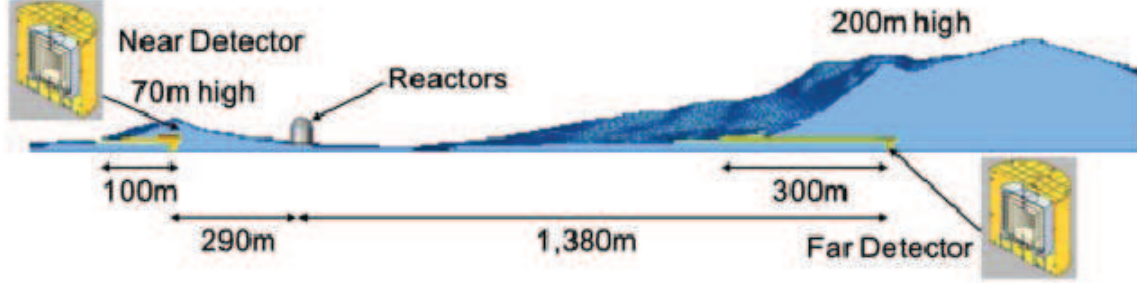


Figura 2.13: Esquema do experimento RENO [156].

O experimento foi projetado para utilizar dois detectores de cintilador líquido idênticos de 16 t dopado com  $Gd$ . O detector próximo está a 290 m da linha central entre os 6 reatores da usina e o detector longe está a 1,4 km da mesma linha de centro (ver Fig. 2.13). O detector próximo foi construído sob uma colina com 70 m de altura e o detector longe sob uma montanha de 200 m de altura.

O RENO foi o primeiro experimento de reator a procurar por  $\theta_{13}$  usando dois detectores em agosto de 2011. Ele observou o desaparecimento de antineutrinos na razão:

$$R = 0,920 \pm 0,009(est.) \pm 0,014(sist.). \quad (2.41)$$

O valor encontrado para o menor ângulo de mistura  $\theta_{13}$  foi

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013(est.) \pm 0,019(sist.) \quad (2.42)$$

## 2.5 O Experimento KamLAND

O experimento KamLAND, **Kamioka Liquid Scintillator AntiNeutrino Detector**, foi desenvolvido para investigar a solução LMA <sup>26</sup> do problema dos neutrinos solares. Para isso usou o fluxo bem caracterizado de antineutrinos oriundos de reatores nucleares o que permitiu uma medição das propriedades de neutrinos independente do modelo solar. A fim de alcançar a sensibilidade de  $\Delta m_{12}^2$  na região LMA ( $\Delta m_{12}^2 \sim 10^{-5} eV^2$ ) com antineutrinos de reatores ( $E \sim 4 MeV$ ), os antineutrinos deveriam percorrer uma distância  $L_{osc} \sim 100 km$ . Como fluxo de antineutrinos de reatores é isotrópico, sem oscilação ele diminui com o inverso do quadrado da distância fonte-detector. Para medir o fluxo reduzido a longas distâncias, o alvo foi aumentado, em relação aos experimentos anteriores, de quase uma quilotonelada.

<sup>26</sup>explicar LMA

### 2.5.1 Descrição Geográfica

O Japão produz mais de 10% da energia nuclear mundial sobre uma área geográfica um pouco maior do que o estado do Mato Grosso do Sul ( $357,125 \text{ km}^2$ ). Esse grande número de usinas nucleares num raio de aproximadamente  $100 \text{ km}$  torna o Japão um lugar ideal para experimentos de antineutrinos de reatores que visam estudar a região LMA. Assim, esses antineutrinos oriundos dos 55 reatores nucleares envolvidos no experimento com a distância fonte-detector média de  $180 \text{ km}$  foram combinados para aumentar o fluxo total.

O experimento KamLAND está localizado numa mina subterrânea próximo a cidade de Kamioka no distrito de Gifu. A mina é a mesma que abrigou o experimento Kamiokande e abriga também o experimento Super-Kamiokande <sup>27</sup>.

#### 1. O Detector

O detector do KamLAND é um detector de cintilador líquido monolítico de baixo *background* com um volume fiducial corresponde a  $1 \text{ kt}$ . A luz produzida pela ionização no cintilador é detectada por 1.879 fotomultiplicadoras (PMTs) de grande diâmetro que cobrem 34% do detector. Os sinais de cada fotomultiplicadora são digitalizados, agrupados em eventos <sup>28</sup> e então armazenados. Esses conjuntos de sinais da PMT são posteriormente processados para determinar-se a posição da interação no detector e a energia produzida pela interação. Análises *offline* identificam os eventos de antineutrinos e os separam do *background*.

#### 2. Descrição do Detector

O detector KamLAND ocupa a mina subterrânea remodelada usada para o experimento Kamiokande. Uma secção transversal do detector é mostrado na (Fig.2.14). O volume do alvo do detector corresponde a 1 mil toneladas de cintilador líquido. Todo o cintilador está contido dentro de um balão transparente de  $13 \text{ m}$  de diâmetro suportado por cabos e suspenso no interior de uma esfera de aço de diâmetro de  $18 \text{ m}$ , com o espaço intermédio preenchido com óleo mineral. As PMTs são montadas sobre a esfera de aço de frente para o centro geométrico do detector. Esta região interna é coletivamente referida como o detector interno. O espaço entre a esfera de suporte em aço e a cavidade cilíndrica da rocha é o detector de *Cherenkov* de água externo, que é usado para identificar múons cósmicos como também para atenuar os nêutrons rápidos e raios gama oriundos da rocha. A área de cúpula acima do detector permite o acesso para se fazer a calibração e monitoramento.

---

<sup>27</sup>S-K.

<sup>28</sup>Um evento é o conjunto dos sinais das fotomultiplicadoras associados a uma única interação no detector.

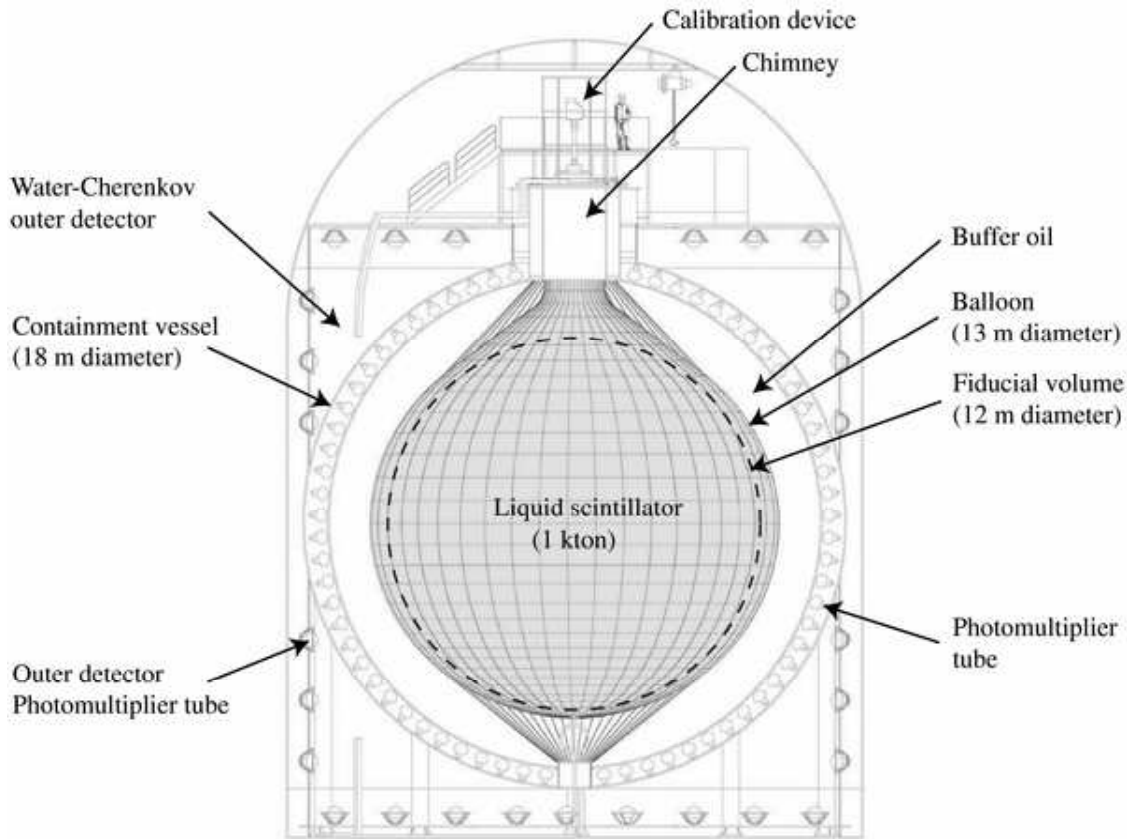


Figura 2.14: Corte lateral do detector KamLAND. O detector consiste em um cintilador líquido de  $1\text{ kt}$  dentro de um balão transparente de  $13\text{ m}$  de diâmetro sustentado por cabos. Uma esfera de aço de  $18\text{ m}$  de diâmetro contém o balão, com o espaço intermediário preenchido com óleo mineral. 1.879 PMTs estão fixadas na esfera de aço e proporcionam uma cobertura de 34%. A área da cúpula acima do detector dá o acesso para calibração e monitoramento do detector [44].

### 3. Princípio da Detecção

As interações das partículas (pósitron e nêutron) produzem fótons ópticos no volume cintilador do detector. Estes fótons propagam-se em direção às PMTs onde produzem sinais. Aproximadamente 200 PMT são atingidas por fótons de  $1\text{ MeV}$  depositados no cintilador líquido.

### 4. O Cintilador

O cintilador líquido do KamLAND é uma mistura de dodecano (80,2%), pseudocumeno (19,8%), e PPO (1,52 g/l). Estes são todos compostos orgânicos, com as seguintes composições-químicas: dodecano ( $H_{26}C_{12}$ ), pseudocumeno ( $H_{12}C_9$ ) e PPO ( $H_{11}C_{15}NO$ ). A densidade desta mistura é  $0,780\text{ g/cm}^3$  a  $11,5\text{ }^{\circ}C$ , que praticamente iguala (0,04%) àquela do óleo mineral (Dodecano)

Isótopo	Abundância Natural(%)	Cint. Abund. átomos/cm <sup>3</sup>
<sup>1</sup> H	99,985	$6,6 \times 10^{22}$
<sup>2</sup> H	0,015	$9,9 \times 10^{18}$
<sup>12</sup> C	98,93	$3,3 \times 10^{22}$
<sup>13</sup> C	1,07	$3,7 \times 10^{20}$
<sup>14</sup> N	99,632	$4,1 \times 10^{18}$
<sup>15</sup> N	0,368	$1,5 \times 10^{16}$
<sup>16</sup> O	99,757	$4,1 \times 10^{18}$
<sup>17</sup> O	0,038	$1,6 \times 10^{15}$
<sup>18</sup> H	0,205	$8,3 \times 10^{15}$

Tabela 2.5: Composição do cintilador por isótopo de uma mistura de dodecano (80,2%), pseudocumeno (19,8%) e PPO (1,52 g/l). As abundâncias naturais e a densidade de 0,789 g/cm<sup>3</sup> a 11,5<sup>o</sup> C foram assumidas [114].

do lado de fora do balão. A Tab.2.5 resume as densidades nucleares relativas com base nas abundâncias naturais. Após a ionização, o pseudocumeno emite luz de cintilação. O PPO é um composto que desvia o comprimento de onda, ele absorve a luz de cintilação e a reemite com comprimentos de onda mais próximos da resposta da PMT.

## 5. O Balão

O cintilador está contido dentro de um balão de 135  $\mu\text{m}$  de espessura, transparente. O material de balão tem três camadas: *EVOH-nylon-EVOH*. O náilon oferece resistência estrutural. O EVOH é um material orgânico criado para reduzir a difusão<sup>29</sup>, neste caso, é usado para reduzir a difusão do radônio dentro do volume do cintilador. O EVOH é também quimicamente compatível com o cintilador.

O cintilador é mantido em uma pressão ligeiramente maior do que a do óleo mineral do *buffer* pelo ajuste dos níveis relativos do líquido. Esta técnica impede que o balão entre em colapso, medidas são tomadas para manter a pressão sobre o balão a menor possível.

## 6. O Buffer

O *buffer* fica entre o balão e a esfera de suporte de aço. Preenchido com óleo mineral (o dodecano) que não cintila e que protege contra a radioatividade das PMTs e fornece atenuação adicional para os raios gamas e nêutrons oriundos

<sup>29</sup>O EVOH foi desenvolvido para balões preenchidos com hélio de grande altitude.

do lado externo do detector. Folhas pretas de acrílico separam opticamente a região onde estão fixadas as PMTs do volume de detecção para reduzir a reflexão. Estas placas de acrílico cercam as PMTs expondo apenas as faces frontais sensíveis. Painéis transparentes de acrílico são colocados em uma esfera de 16,7 m de diâmetro entre as faces da PMT e o resto da região do buffer. Esta barreira suprime contaminação radioativa (especialmente radônio) de se difundir para a região sensível do detector.

### 7. As Fotomultiplicadoras

Um total de 1.325 tubos fotomultiplicadores *Hamamatsu R7250 20"* de diâmetro compõem os detectores de fótons. A *R7250* foi desenvolvida especificamente para o KamLAND no qual boa resolução temporal é essencial. Para manter o sincronismo, os fotocátodos das PMT foram cobertos até 17". Estruturas focadas de dinodos, foram empregadas. As mudanças melhoram em muito o tempo e a amplitude de pico de um único fotoelétron, com um custo de uma área reduzida do fotocátodo.

554 PMTs de 20" do Kamiokande, Hamamatsu *R3600* foram reutilizadas para aumentar a cobertura total interna do fotocátodo para 34%.

### 8. Bobinas de Compensação Magnética

O desempenho das PMTs grandes é degradado por campos magnéticos externos. Um conjunto de cabos que circulam o detector interno geram um campo magnético que compensa o campo magnético terrestre.

### 9. Detector Externo

O detector externo de KamLAND é um detector *Cherenkov* a água que preenche o espaço entre as paredes rochosas da caverna e a esfera de aço de sustentação. Ele serve como veto de raios cósmicos e atenua os nêutrons rápidos e raios gamas externos. 240 PMTs de 20" do Kamiokande reformadas coletam a luz nesta região. O detector externo foi forrado com folhas brancas de *Tyvek* para aumentar a coleta total de luz através da difusão. Folhas adicionais de *Tyvek* separam opticamente o detector externo em quatro regiões horizontais: *Top*, *Upper*, *Lower* e *Bottom*. A Fig. 2.15 mostra os resultados do experimento KamLAND.

## 2.5.2 Resultados dos Experimentos de Reatores

Na Fig.2.16 estão os resultados das medidas do fluxo de antineutrinos em função da distância fonte-detector. Os valores apresentados estão normalizados em relação ao fluxo esperado na ausência de oscilação. Em todos os experimentos nos quais

a distância fonte-detector não ultrapassa  $1\text{ km}$  não viram oscilação. A região roxa-clara representa as distâncias exploradas pelo experimento KamLAND. Esta região corresponde a solução LMA<sup>30</sup> do problema dos neutrinos solares.

---

<sup>30</sup>*Long Mixed Angle.*



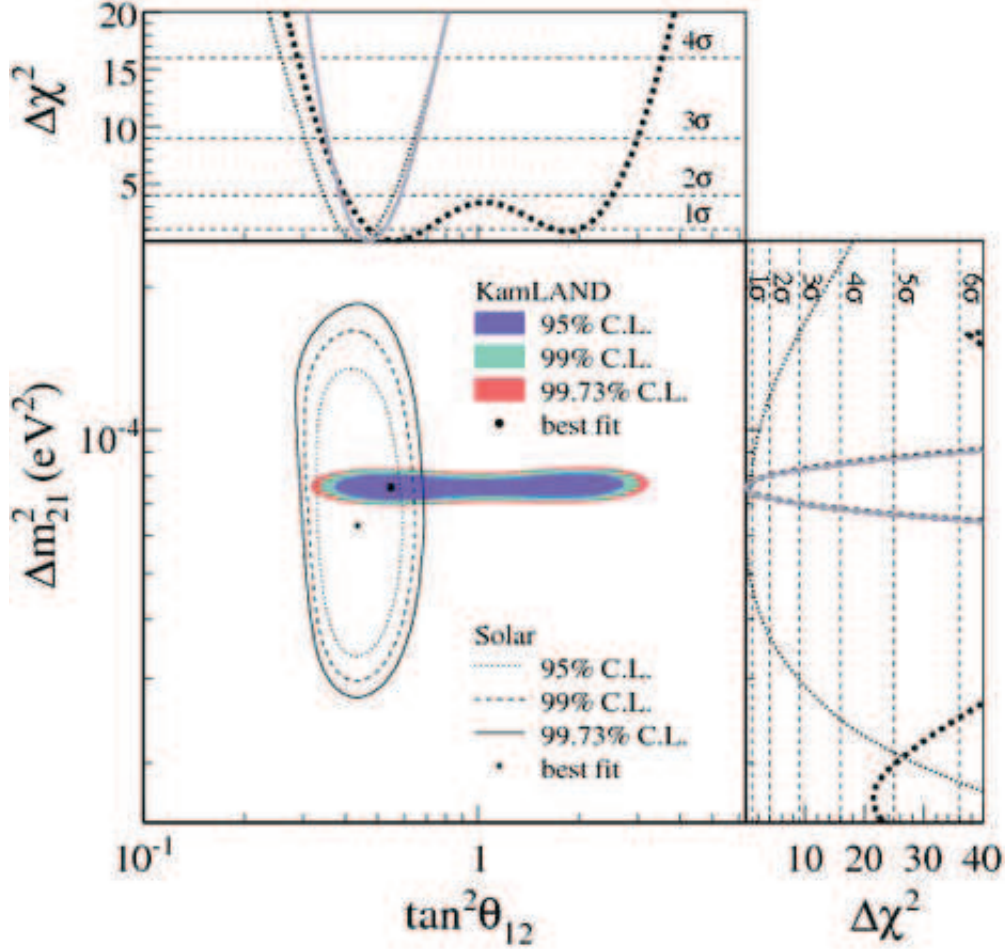


Figura 2.15: Os resultados de KamLAND para a diferença de massa ( $\Delta m_{21}^2$ ) e do ângulo de mistura ( $\theta_{12}$ ). A figura na parte superior mostra as distribuições de  $\Delta\chi^2$  em função de  $\tan 2\theta_{12}$ . Cada ponto do gráfico representa uma minimização feita sobre o parâmetro  $\Delta m_{21}^2$ . As linhas tracejadas horizontais indicam os valores de  $\Delta\chi^2$  referentes ao nível de confiança de  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  e  $3\sigma$  respectivamente. A curva pontilhada representa os dados de neutrinos solares. A curva pontilhada preta, representa KamLAND. A pequena elevação no segundo mínimo local ( $\tan 2\theta_{12} > 1$ ) é resultado dos efeitos de matéria ou efeito SMW, (ver [44] para mais informação). A curva contínua representa o ajuste global. A maior figura representa as curvas de probabilidades constantes de 1, 2 e  $3\sigma$  de que os valores reais de  $\Delta m_{21}^2$  e  $\tan 2\theta_{12}$  estejam na regiões delimitadas. A figura maior, à esquerda, representa os dados de neutrinos solares, enquanto a figura horizontal delgada representa os dados de KamLAND para neutrinos de reatores. A figura no lado direito mostra as distribuições de  $\Delta\chi^2$  em função  $\Delta m_{21}^2$ . Cada ponto do gráfico representa uma minimização feita sobre o parâmetro  $\tan 2\theta_{12}$ . As linhas tracejadas horizontais indicam os valores de  $\Delta\chi^2$  referentes aos  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  e  $3\sigma$  de que o valor verdadeiro de  $\Delta m_{21}^2$  esteja no interior desta região. A curva pontilhada representa os dados de neutrinos solares, enquanto a curva contínua representa o ajuste global. A curva cinza, representa o KamLAND que está praticamente sobreposta à distribuição global [155].

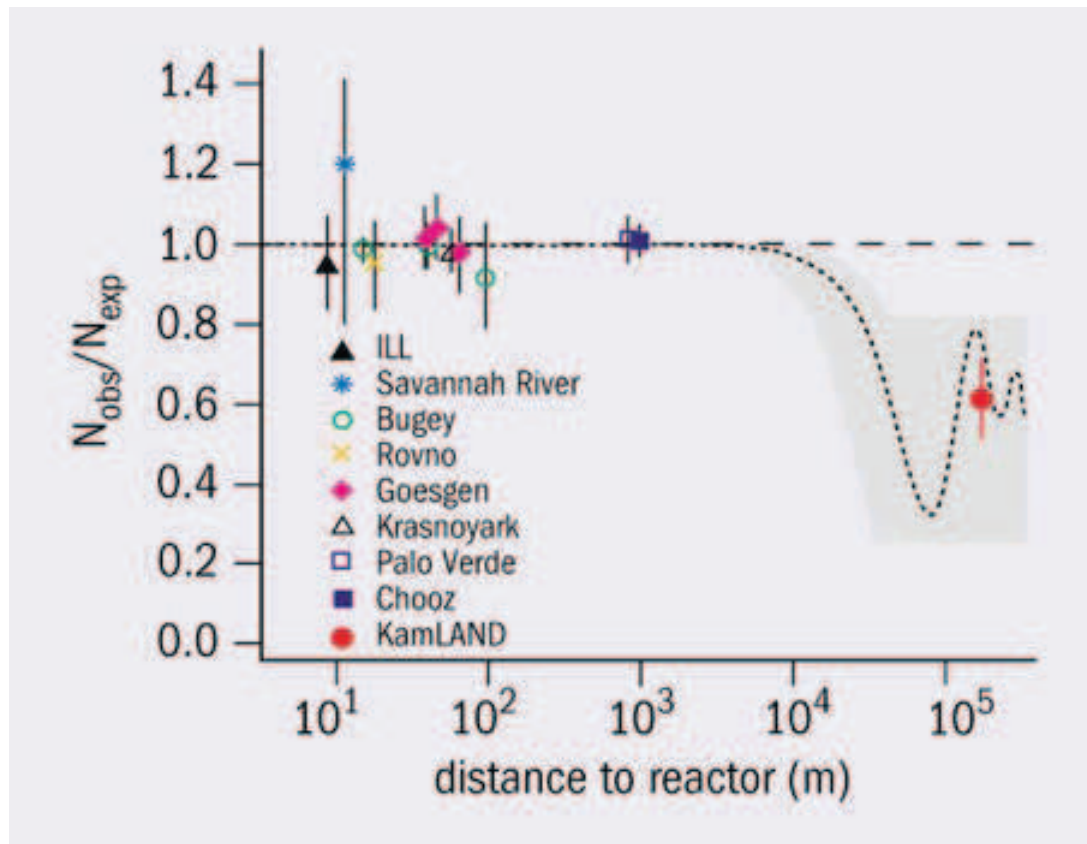


Figura 2.16: Os fluxos  $\bar{\nu}_e$  em função da distância fonte-detector. Todos os valores estão normalizados em relação ao fluxo esperado assumindo que não exista oscilação de neutrinos. A linha pontilhada preta representa a curva de oscilação medida pelo experimento KamLAND, a região roxa um pouco mais escura, representa as distâncias exploradas nesse experimento [157].

## Capítulo 3

# Neutrinos e Salvaguardas Nucleares

Em meados da década de 70, surgiu a proposta de se usar os antineutrinos oriundos de reatores nucleares <sup>1</sup> para monitoramento remoto da potência térmica de tais reatores [127, 128]. Um dos primeiros experimentos criado para mostrar a aplicabilidade prática deste tipo de monitoramento foi construído num laboratório de neutrinos na usina nuclear de Rovno na Ucrânia. Apesar da pequena amostra estatística, este experimento demonstrou que os antineutrinos podem, em princípio, ser usados na prática para tal finalidade [129, 130].

A emissão de antineutrinos por um reator nuclear está relacionada ao processo de fissão de núcleos pesado, pois cada fissão contribui com uma quantidade específica do total de energia emitida <sup>2</sup> e proporciona a emissão dos neutrinos através do decaimento beta.

### 3.1 Reator Nuclear de Fissão

O termo reator nuclear usado neste trabalho refere-se aos dispositivos nos quais reações de fissões em cadeia controladas podem ser mantidas [131]. Neste dispositivo, os nêutrons são usados para induzir reações de fissão nuclear em núcleos pesados. Esses núcleos se fissionam em núcleos mais leves <sup>3</sup>, Fig. 3.1, acompanhados pela liberação de energia ( $\sim 200 \text{ MeV}$ ) mais vários nêutrons adicionais. Estes nêutrons podem ser usados para induzir outras reações de fissão, desse modo induzindo uma cadeia de eventos de fissão.

---

<sup>1</sup>Esses antineutrinos são eletrônicos.

<sup>2</sup>Esta energia é de aproximadamente  $200 \text{ MeV}$ .

<sup>3</sup>Estes núcleos são denominados produtos de fissão.

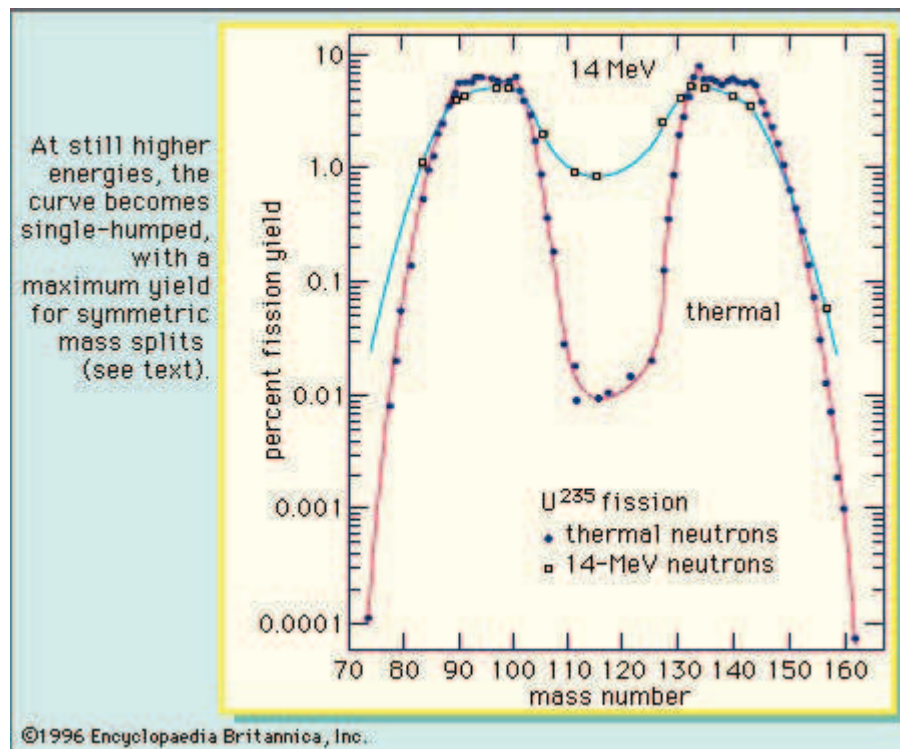


Figura 3.1: Distribuição dos produtos de fissão do  $^{235}U$ . A figura mostra a curva de distribuição dos fragmentos de fissão em função de sua massa atômica [158].

As usinas nucleares utilizam a energia armazenada nesses núcleos pesados, principalmente o urânio-235, na forma de calor e conseqüentemente aproveitam parte dessa energia térmica para transformá-la em energia elétrica. A Fig. 3.2 mostra o processo de geração de energia: no circuito primário o elemento combustível sofre bombardeamento de nêutrons e com isso sofre fissão, a energia liberada nesse processo é térmica; o calor é removido do núcleo do reator pela água que o circunda. Essa água alcança o gerador de vapor que, como o próprio nome já diz gera vapor; este vapor segue por um tubo até encontrar a turbina onde realiza trabalho sobre ela; o trabalho útil da turbina é aproveitado pelo gerador elétrico que por sua vez transmite a energia elétrica para o consumidor final. A parte do vapor que é perdido na turbina entra num condensador e, uma vez em fase líquida, novamente é armazenado no tanque de água de alimentação para depois ser reaproveitado pelo circuito secundário.

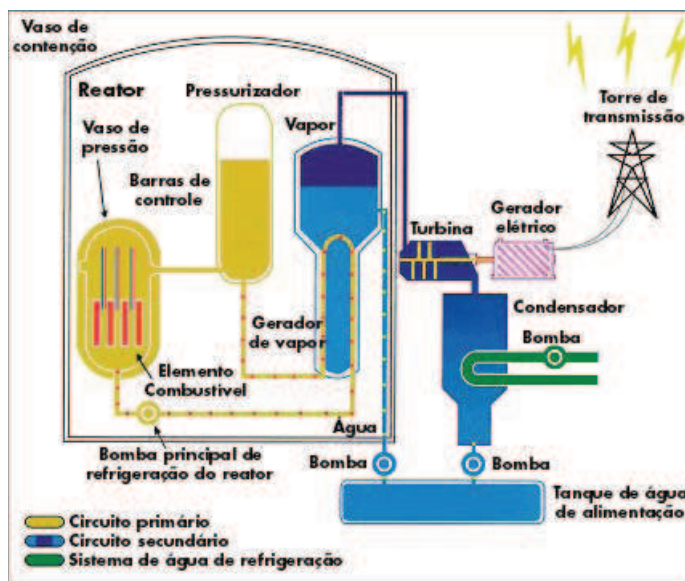


Figura 3.2: Esquema de funcionamento de uma usina nuclear que possui um reator nuclear PWR. No circuito primário (cor amarela) o elemento combustível (cor vermelha) sofre bombardeamento de nêutrons e com isso sofre fissão, a energia liberada nesse processo é térmica; o calor é removido do núcleo do reator pela água que o circunda. Essa água alcança o gerador de vapor que, como o próprio nome já diz gera vapor; este vapor segue por um tubo até encontrar a turbina onde realiza trabalho sobre ela; o trabalho útil da turbina é aproveitado pelo gerador elétrico que por sua vez transmite a energia elétrica para o consumidor final. A parte do vapor que é perdido na turbina entra num condensador e, uma vez em fase líquida, novamente é armazenado no tanque de água de alimentação para depois ser reaproveitado pelo circuito secundário [150].

O fato da massa total de um núcleo atômico ser diferente da soma das massas de seu constituintes é a origem da energia contida nos núcleos atômicos. A energia

liberada na fissão é a energia de ligação do núcleo atômico e pode se encontrada por

$$B(A, Z) = [Zm_H + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2 \quad (3.1)$$

onde  $B(A, Z)$  é a energia de ligação do núcleo,  $m_H$  é a massa do hidrogênio,  $m_n$  é a massa do nêutron,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $Z$  é o número atômico e  $A$  é a massa atômica. Geralmente  $B(A, Z)$  é expresso em  $MeV$ .

O combustível nuclear é formado na maior parte por  $^{238}U$  e uma pequena fração de  $^{235}U$ . Entretanto, é preciso enriquecer a quantidade de  $^{235}U$  entre 3% a 4% para se conseguir manter uma reação em cadeia. A razão disso, é que para nêutrons térmicos <sup>4</sup> a seção de choque de fissão do  $^{235}U$  é bem maior que a do  $^{238}U$ .

A medida que o  $^{235}U$  e  $^{238}U$  são consumidos, novos elementos são produzidos no núcleo do reator devido a captura dos nêutrons oriundos da fissão. Alguns desses elementos não são encontrados na natureza e sim literalmente produzidos pelo homem, como é o caso do plutônio ( $Pu$ ) que, assim como o urânio, é um núcleo físsil, e ambos podem ser utilizados tanto para geração de energia quanto para armamento nuclear. O processo de evolução temporal do ciclo do combustível nuclear é denominado *burnup*. A Fig. 3.3 mostra a evolução do combustível nuclear, note que o  $^{235}U$  vai sendo consumido bem mais rapidamente que o  $^{238}U$ ; e o plutônio vai sendo produzido e sua porcentagem no combustível nuclear cresce com o tempo.

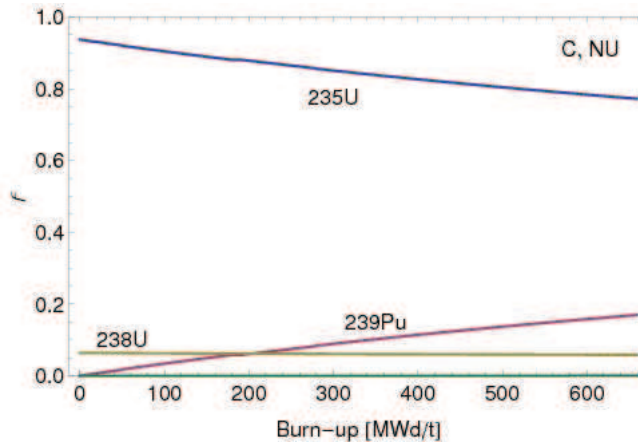


Figura 3.3: Evolução temporal da contribuição dos isótopos físeis do combustível nuclear [142].

## 3.2 Eventos de Antineutrinos

Os fragmentos de fissão do combustível nuclear são instáveis e para atingirem a estabilidade, entram em processo de decaimento Fig. 3.4. Note que um desses

<sup>4</sup>Nêutron que estão em equilíbrio térmico com o meio que o cerca, sua energia térmica é  $\simeq \frac{1}{40} eV$ .

processos é o decaimento beta. Esta figura mostra que os antineutrinos vêm dos isótopos de urânio, neptúncio e plutônio, totalizando seis antineutrinos produzidos por fissão.

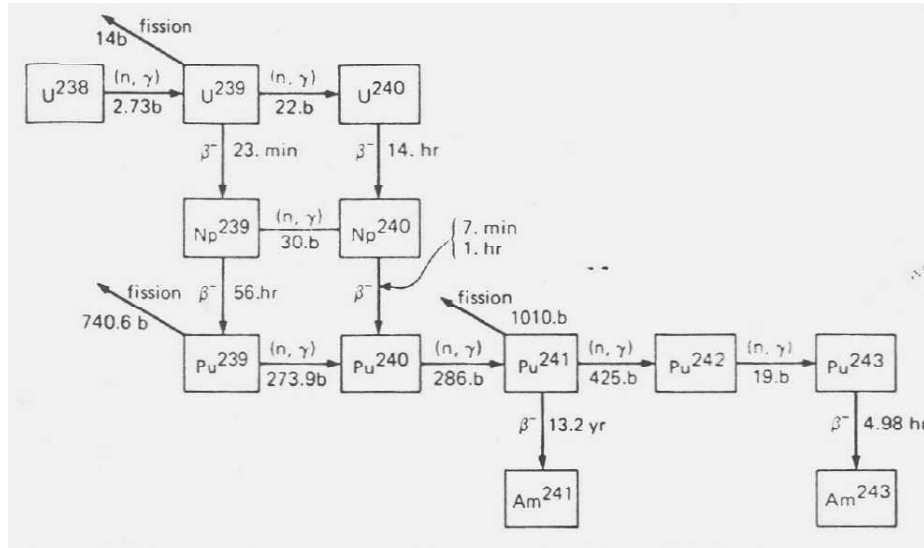


Figura 3.4: Ciclo nuclear do  $^{238}\text{U}$  em um reator nuclear. Na figura está representando os possíveis modos de decaimento que os elementos pertencente a cadeia do urânio 238 podem sofrer. As legendas  $(n, \gamma)$  e  $\beta^-$  representam a captura de um nêutron seguida de uma emissão de raio gama e o decaimento beta menos respectivamente [132].

O fato desses antineutrinos serem de diferentes elementos, se reflete em seu espectro de energia. Os espectros desses antineutrinos são diferentes um dos outros como mostra a Fig. 3.5. Assim, se o espectro individual é conhecido com uma boa resolução pode-se mapear as concentrações desses isótopos.

### 3.3 Fluxo de Antineutrinos

Uma maneira de se prever o fluxo de antineutrinos num detector é através de uma parametrização fenomenológica de dados experimentais, proposta por P. Huber e T. Schwetz [134]. A equação 3.2 mostra tal parametrização:

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{k_l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right), \quad (3.2)$$

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

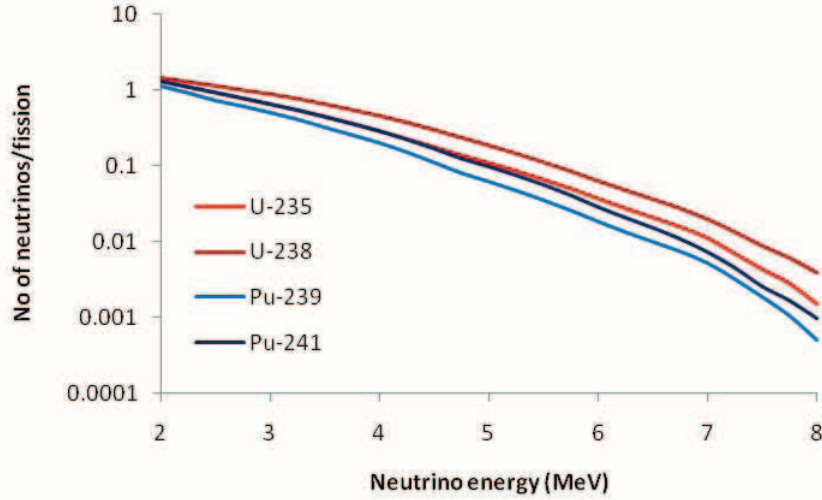


Figura 3.5: Espectro de energia de antineutrinos dos quatro principais isótopos do combustível nuclear, calculado para  $^{238}\text{U}$  e medido para os demais isótopos, retirado da [133].

### 3.4 Número de Eventos de Antineutrinos

O número de eventos de antineutrinos pode ser calculado através (3.2) envolvendo as características do detector e do reator nuclear. Desta forma, se são conhecidos a composição do combustível nuclear e o número de pósitrons oriundos do decaimento beta inverso, pode-se calcular este número para um tempo de medição  $T$  qualquer, num dado *bin* (intervalo) de energia do pósitron por

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \sum N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu), \quad (3.3)$$

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

A Fig. 3.6 mostra a seção de choque, o espectro emitido e o espectro detectado do antineutrino em função de sua energia. Os antineutrinos com maior probabilidade de serem detectados são os que possuem energia da ordem de  $3 - 4 \text{ MeV}$ .

### 3.5 Antineutrino em Salvaguarda

A equação (3.3) está relacionada com a potência térmica do reator. Porém antes de mostrar isso, é importante definir algumas grandezas relevantes.



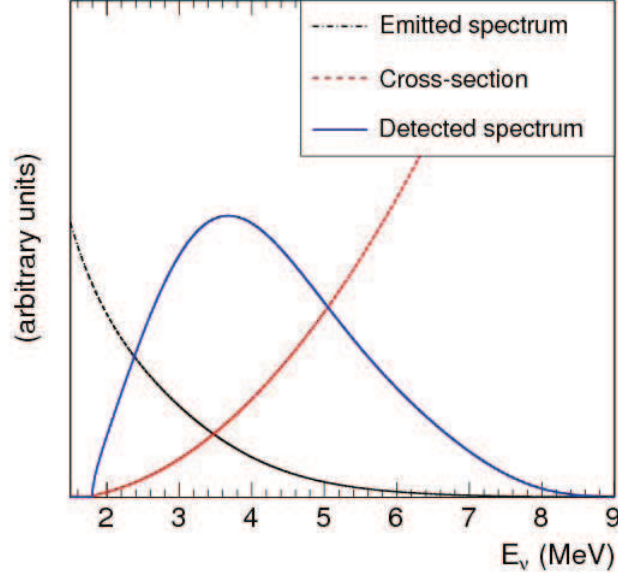


Figura 3.6: Espectro esperado de antineutrinos de reatores [44].

A potência térmica do reator  $P_{ter}$  pode se expressar em termos do número de fissões por segundo e da energia liberada por fissão de cada isótopo do combustível nuclear [134] por:

$$P_{ter} = \sum_l N_l^{fis} E_l \quad (3.4)$$

onde  $N_l^{fis}$  e  $E_l$  são o número de fissões por segundo e a energia liberada por fissão do isótopo  $l$  respectivamente. Da equação (3.4) define-se a contribuição relativa do elemento  $l$  para a potência térmica total  $f_l$  sendo:

$$f_l = \frac{N_l^{fis} E_l}{P_{ter}}. \quad (3.5)$$

Assim, da equação (3.5), pode-se reescrever o número fissões por segundo do isótopo  $l$  em termos de  $P_{ter}$ ,  $E_l$  e  $f_l$  como:

$$N_l^{fis} = \frac{P_{ter} f_l}{E_l}. \quad (3.6)$$

Substituindo (3.6) em (3.3), obtêm-se:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} P_{ter} \sum_l \frac{f_l}{E_l} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu). \quad (3.7)$$

Considerando alguns valores médios dos parâmetros acima da equação (3.7), tem-se:

$$N_{\bar{\nu}} = \frac{n_p \epsilon P_{ter} \bar{\sigma}_f}{4\pi L^2 \bar{E}_f} \frac{1}{1,6 \times 10^{-19}}, \quad (3.8)$$

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

Durante seu período de funcionamento, a potência térmica de um reator é mantida constante, independente das taxas de fissão de cada isótopo. Por isso, as grandezas  $\bar{E}_f$  e  $\bar{\sigma}_f$  não permanecem constantes na equação (3.8), mas variam com o tempo (mesmo que pouco). Então, é conveniente reescrever (3.8) como:

$$N_{\bar{\nu}} = \gamma(1 + k(t))P_{ter} \quad (3.9)$$

onde  $\gamma$  é uma constante que depende da geometria do detector. Já o termo  $1 + k(t)$  depende do tempo implicitamente e é dado por [135]:

$$1 + K = \frac{1 + \sum_l f_l \left(\frac{\sigma_l}{\sigma_1} - 1\right)}{1 + \sum_l f_l \left(\frac{E_l}{E_1} - 1\right)} \quad (3.10)$$

onde  $\sigma_1$  e  $E_1$  são a seção de choque de interação antineutrino-urânio 235 e a energia média de fissão do  $^{235}\text{U}$ , respectivamente.

## 3.6 Alguns Resultados de $\bar{\nu}_e$ em Salvaguarda

### 3.6.1 Rovno

O experimento de Rovno foi realizado na Rússia na década de 80, na usina nuclear de Rovno [136]. Este experimento foi um dos primeiros a demonstrar a correlação entre o fluxo de antineutrinos, a potência térmica e o *burnup* de reatores, apesar da baixa estatística de eventos.

O detector desse experimento foi instalado sob o reator VVÉR-400, a 18 m do núcleo do reator em uma caixa de aço. Ele era um tanque retangular acrílico transparente de 1.050 L preenchido com cintilador líquido rico em hidrogênio e dopado com gadolínio. O volume do detector era coberto com 84 PMT's. O detector era dividido em duas partes por superfícies refletoras de luz. Os antineutrinos interagem no volume central (510 L), e o volume anular de 540 L era usado para aumentar a eficiência de detecção dos gamas de aniquilação, de captura do nêutron pelo gadolínio e como blindagem de *background*.

Características	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{238}\text{U}$	$^{241}\text{Pu}$
$\alpha_i$	0,586	0,292	0,075	0,047
$\sigma_i \times 10^{43} \text{cm}^2/\text{fissão}$	$6,38 \pm 0,20$	$4,18 \pm 0,16$	$8,89 \pm 0,89$	$5,76 \pm 0,21$
$E_i(\text{MeV})$	$201,8 \pm 0,5$	$210,3 \pm 0,6$	$205,0 \pm 0,7$	$212,6 \pm 0,7$
$\sigma_i/\sigma_5$	1,0	0,655	1,393	0,903
$E_i/E_5$	1,0	1,042	1,016	1,054

Tabela 3.1: Contribuição média dos quatro principais isotopos físséis do combustível nuclear ( $\alpha_i$ ) do reator VVER-440 e constantes básicas [136].

As medidas foram feitas 3-4 meses antes da parada de reabastecimento do reator, 1 mês durante a parada de manutenção para medida de *background* e novamente 3-4 meses antes da próxima parada e etc. Assim, conseguiu-se medir  $N_{\bar{\nu}} = 909,1 \pm 6,2 \bar{\nu}_e/\text{dia}$  com a composição média do núcleo de combustível do reator apresentado na Tab. 3.1.

A Fig. 3.7 mostra a dependência do número de antineutrinos detectados em função da potência térmica do reator (em porcentagem) no experimento de Rovno.

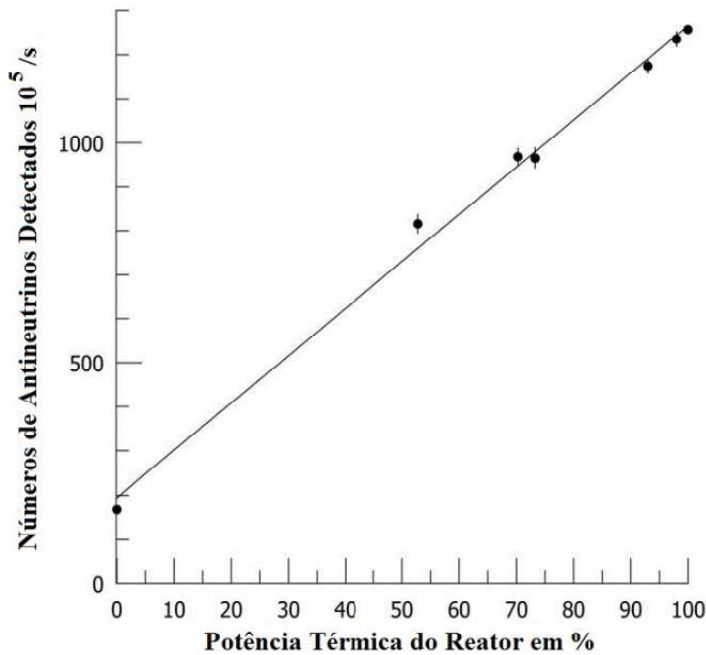


Figura 3.7: Dependência do número de antineutrinos detectados em função da potência térmica do reator nuclear VVER-440 do experimento de Rovno [136].

### 3.6.2 San Onofre

Uma colaboração entre *Sandia National Laboratories* (SNL) e o *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) tem desenvolvido detectores de antineutrino para salvaguarda de reatores desde 2000, com o objetivo de demonstrar para as comunidades da física e de salvaguardas que o monitoramento baseado em antineutrinos é viável. Esta colaboração procura desenvolver detectores que são relativamente pequenos, simples de construir, operar e manter e que são suficientemente robustos e utilizam materiais adequados para um ambiente de reator comercial, tudo isso mantendo uma boa sensibilidade para os parâmetros de operação do reator.

Esta colaboração desenvolveu o detector SONGS1 que operava na usina nuclear de San Onofre entre 2003 e 2006. Este detector tinha um volume ativo correspondente a 0,64 t de cintilador líquido dopado com *Gd* contido em tanques de aço inoxidável cercado por uma blindagem de água/polietileno contra nêutrons e gamas.

O detector estava localizado a aproximadamente 25 m do núcleo do reator e sob uma cobertura de 30 *m.w.e.* O detector SONGS1 era operado de maneira completamente automática. A calibração automática e os procedimentos de análise foram implementados e a taxa de dados da detecção do antineutrino era transmitida para SNL/LLNL praticamente em tempo real. Um exemplo da habilidade de monitorar as mudanças na potência térmica do reator é mostrada na Fig. 3.8

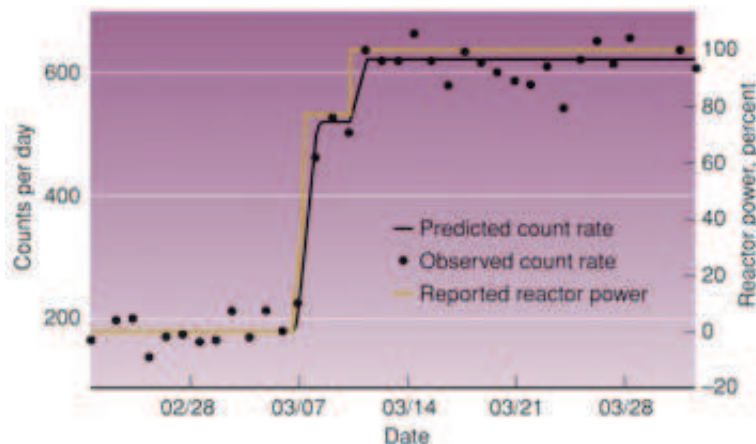


Figura 3.8: Monitoramento da potência do reator do patamar zero até a potência total durante vários dias [136].

O aumento do tempo médio para 30 dias permitiu ver o *burnup* de combustível [133] (Fig. 3.9). O procedimento de calibração relativamente simples foi capaz de manter constante a eficiência detector melhor que 1% em relação ao período de observação de 18 meses. A diminuição da taxa de antineutrinos devido à evolução de combustível (*burnup*) e o aumento na taxa esperada após o reabastecimento (troca

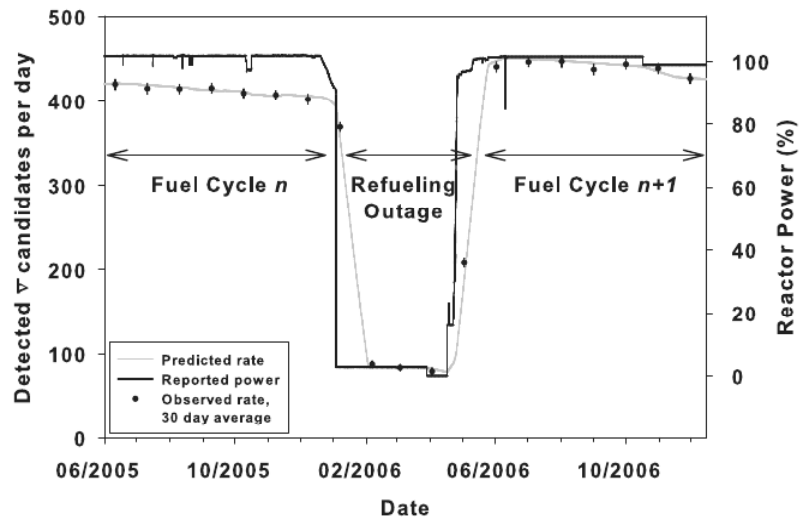


Figura 3.9: Medidas da taxa de antineutrinos antes, durante, e depois do abastecimento do reator. A diminuição na taxa de detecção de antineutrinos devido ao *burnup* e o degrau de aumento na taxa depois do reabastecimento com combustível novo podem ser vistos [133].

do combustível usado por combustível novo contendo apenas  $U$ ) foram claramente observado.

### 3.6.3 Nucifer-Saclay

O detector Nucifer, construído pelo grupo de Saclay (França) nos anos de 2010-2012, tem um alvo de aproximadamente  $1\text{ m}^3$  e é considerado pequeno para os Padrões da Física de Neutrinos. No entanto, seu tamanho compacto é uma das exigências incluídas no programa da AIEA<sup>5</sup> para o uso em atividades de salvaguardas. Outras restrições estão relacionadas com o custo de produção, facilidade de operação e da operação remota. A característica principal do projeto é aliar uma forte rejeição de *background* e com uma alta eficiência de detecção ( $\sim 50\%$  para o limiar de  $2\text{ MeV}$ ).

O Nucifer detecta antineutrinos via Decaimento Beta Inverso (DBI), a assinatura de um evento é uma coincidência atrasada ( $\sim 30\ \mu\text{s}$ ) entre a aniquilação do pósitron e da captura do nêutron. Seu alvo é um tanque cilíndrico de aço inoxidável, preenchido com cintilador líquido dopado com  $Gd$ . Na maioria das vezes, as capturas de nêutrons são realizadas pelo núcleos  $Gd$  que subsequentemente emitem gamas de  $8\text{ MeV}$  de energia total muito acima do *background* radioativo. O DBI também atua como uma poderosa ferramenta de rejeição de ruído de fundo, com base na técnica de coincidência atrasada.

<sup>5</sup>Agência Internacional de Energia Atômica.

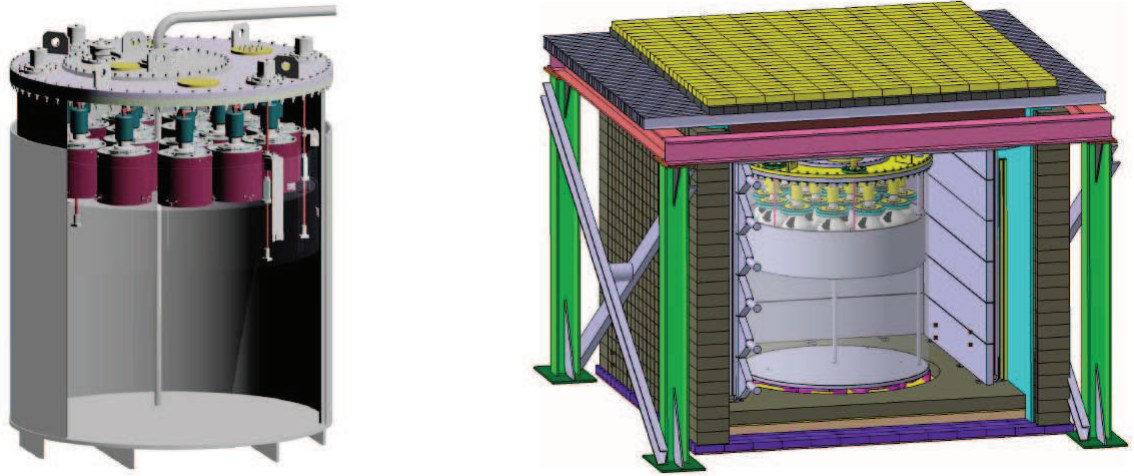


Figura 3.10: O *layout* do detector Nucifer. O módulo principal (na esquerda) é cercado por camadas de polietileno e chumbo que são cobertas pelo veto ativo de múons (direita). A área total, incluindo blindagem é de  $3\text{ m} \times 3\text{ m}$  [149].

A Fig. 3.10 mostra o módulo principal do detector cercado por camadas de polietileno ( $15\text{ cm}$ ) e chumbo de baixa atividade ( $10\text{ cm}$ ) com o objetivo de diminuir a contribuição de nêutrons externos e gamas para a taxa total de *background*.

Protegido pelas camadas de blindagem, o veto ativo de múons marca a passagem dos múons de raios cósmicos perto do detector e suspende a aquisição de dados, a fim de suprimir o *background* induzido de nêutrons. Os módulos do veto de múons são feitos com painéis de cintilador plástico de  $5\text{ cm}$  de espessura, com uma alta eficiência de detecção de múons, cerca de 95%.

# Capítulo 4

## O Experimento Neutrinos Angra

Neste capítulo mostrar-se como o experimento Neutrinos Angra foi planejado e *status* atual.

### 4.1 História do Experimento

Em meados da década de 80, a busca de uma medida precisa do ângulo de mistura  $\theta_{13}$ , o último dos ângulos de mistura entre os sabores de neutrinos, favoreceu o surgimento de colaborações internacionais com objetivo de construir experimentos capazes de medir com precisão o valor de  $\theta_{13}$ . O Brasil candidatou-se para fazer parte desta busca internacional, pois o complexo nuclear de Angra dos Reis localizado no Rio de Janeiro poderia ser uma das escolhas viáveis de tais experimentos devido possuir uma potência térmica de  $4\text{ GW}$  e estar em uma região geográfica favorável. De fato, a usina nuclear de Angra dos Reis está localizada a  $1,5\text{ km}$  do pico do Morro do Frade, com  $700\text{ m}$  de altura, que poderia oferecer uma blindagem natural contra o *background* cósmico, para um detector subterrâneo colocado em um túnel sob o pico do Morro. Reduzindo dessa forma, os erros sistemáticos provocados por tal radiação.

Embora o Projeto Angra tivesse as características favoráveis para a medição de  $\theta_{13}$ , o projeto desviou-se de suas aspirações iniciais; porque as colaborações internacionais direcionaram seus recursos financeiros principalmente para os experimentos *Double CHOOZ* na França, que possuía uma grande experiência e recursos financeiros adquiridos com o experimento CHOOZ; *Daya Bay* na China e RENO na Coreia do Sul. Mas talvez o maior empecilho tenha sido a não autorização da construção de um poço, no qual ficaria o detector, no complexo nuclear de Angra pela Eletro-nuclear<sup>1</sup>. Assim, o Projeto Neutrinos Angra passou a ter como principal objetivo o

---

<sup>1</sup>A Eletro-nuclear é uma empresa governamental que constrói e opera usinas termonucleares no Brasil.

monitoramento remoto do *burnup* do reator nuclear de Angra através da detecção direta dos antineutrinos produzidos planta nuclear Angra II, com uma precisão da ordem de 3% na potência do reator, e a determinação da composição isotópica do combustível nuclear, através da espectroscopia de antineutrinos, operando com apenas um detector situado próximo ao reator nuclear. Além da mudança filosófica do experimento, houve uma mudança radical na primeira proposta do detector; ao invés de usar cintilador líquido com alvo, o projeto optou por construir um detector *Cherenkov* (Ver Apêndice B.1) usando água. Esta mudança do tipo de alvo foi por causa de mais uma das restrições da Eletronuclear devido ao fato de cintilador ser uma substância explosiva e em caso de acidente colocaria em risco a parte externa do prédio do reator. A ideia de se construir um laboratório subterrâneo próximo ao prédio do reator também foi descartada, devido à existência de superestruturas ao redor deste prédio, tal como o sistema de refrigeração secundário. Com isso, a colaboração do Experimento Neutrinos Angra optou por construir um detector *Cherenkov* com uma tonelada de água instalado em um *container* situado na superfície ao lado do prédio do reator.

A mudança na filosofia do experimento não diminuiu sua importância pois como vimos no Cap. 3, o uso de detectores de antineutrinos para monitorar reatores nucleares é uma técnica que vem se desenvolvendo na última década e cuja demonstração de factibilidade foi amplamente demonstrada pelos experimentos Rovno (Ucrânia), San Onofre (Estados Unidos) e mais recentemente Nucifer (França). Embora este tipo de monitoramento não faça parte ainda das práticas de salvaguardas nucleares, a Agência Internacional de Energia Atômica – AIEA – criou através de seu Painel de Novas Tecnologias um grupo de trabalho para examinar a viabilidade de inserir esta técnica no seu rol de medidas para salvaguardas de reatores nucleares. Com o objetivo de tentar implantar esta nova tecnologia, a AIEA organizou em sua sede em Vienna em 2008 o *Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications* onde foi discutido o uso de detectores de antineutrinos para salvaguardas e as limitações técnicas que deveriam ser superadas, tais como:

1. A toxicidade e inflamabilidade dos cintiladores líquidos;
2. A dificuldade de blindagem contra o background cósmico;
3. O grande tamanho físico dos detectores de antineutrinos.

De forma a dar um caminho a ser seguido na construção de detectores de antineutrinos para fins de salvaguardas foram feitas algumas recomendações que deveriam ser levadas em conta a curto e a médio prazo:

1. Baixo custo e facilidade de construção;



2. Robustez de funcionamento durante um ciclo de combustível (entre 1 e 1,5 anos);
3. Instalação na superfície, sem necessidade de construção de locais subterrâneos;
4. Instalação em um ISO contêiner comercial de 12 *m*, facilitando sua mobilidade;
5. Volume total, incluindo blindagem, menor do que  $2,4 \times 2,6 \times 3,0 m^3$ .

Diante de todas as exigências da AIEA e da Eletronuclear o maior desafio do Experimento Neutrinos Angra é a separação do sinal relacionado aos antineutrinos e o *background* cósmico; e para superar tal desafio a colaboração do experimento é formada por seis instituições de pesquisas CBPF, PUC-RJ, UNICAMP, UFABC, UFBA, UNIFAL e UFJF.

## 4.2 Projeto do Detector

O detector foi projetado para ser formado por quatro subsistemas, como mostrado na Fig. 4.1:

1. Duas camadas horizontais de 25 *cm* (no topo e no fundo de cor azul) preenchidas com água filtrada e equipada com quatro PMTs que atuam como vetos externos;
2. Uma blindagem lateral passiva (cor laranja) com água de 25 *cm* de espessura que junto com (1.) protegem as partes internas contra os nêutrons induzidos pelos raios cósmicos e do *background* externo de baixa energia como a radiação ambiental;
3. Uma camada intermediária (cor verde) de 25 *cm* de espessura com água filtrada e equipada com PMTs atuam como veto interno ativo;
4. O alvo (cor roxa), onde os antineutrinos interagem, é baseado na técnica Cherenkov na água onde adiciona-se 0,3% de gadolínio (*Gd*) para aumentar a captura de nêutrons térmicos.

A detecção dos antineutrinos se realizar através do decaimento beta inverso (DBI):



onde o pósitron emitido, acima do limiar Cherenkov, produz um sinal luminoso que é detectado pelas PMTs como um sinal rápido. O nêutron da reação sofre

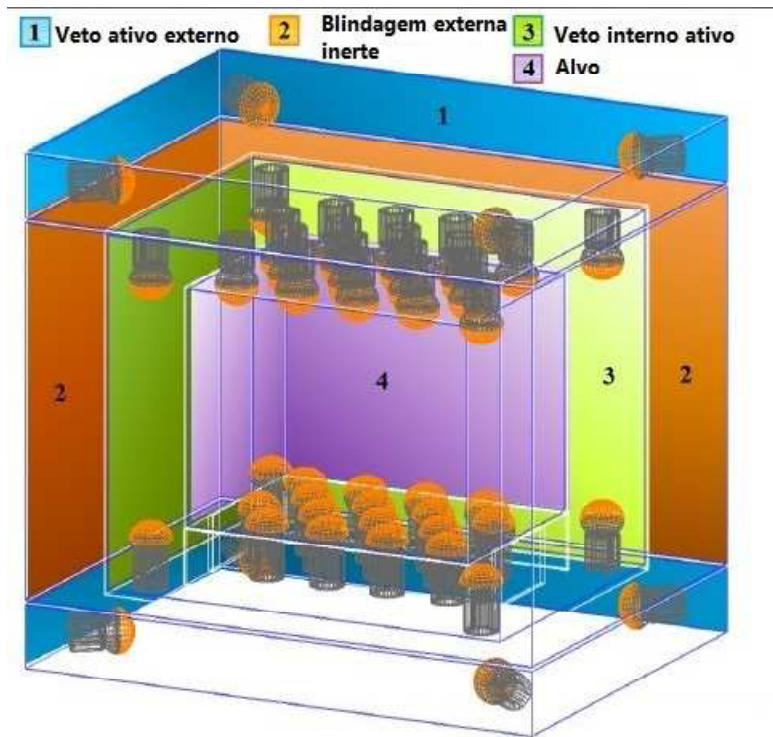


Figura 4.1: Ilustração do detector do Experimento Neutrinos Angra feito através do GEANT4. As partes de cor azul e laranja como vetos externos, a parte em cor verde é o ativo veto interno e finalmente, a parte em cor roxa é o alvo dos antineutrinos [159].

múltiplos espalhamentos, com as moléculas água e de gadolínio, e até se termalizar e ser capturado pelo  $Gd$ . Neste processo de captura o  $Gd$  emite uma cascata de raios gamas ( $\gamma$ ) com energia média de  $8 MeV$ . Estes gamas por sua vez, são capazes de arrancar alguns elétrons acima do limiar Cherenkov, sendo também detectados pelas PMTs como um sinal atrasado. O segredo do método de contagem de antineutrinos está em conhecer a correlação temporal entre estes dois sinais.

### 4.3 Eletrônica do Neutrinos Angra

A eletrônica de aquisição de dados é composta por um circuito *front-end* [137, 138] e um módulo de aquisição [139] ambos desenvolvidos pela Colaboração Angra. As principais funcionalidades do primeiro são ler e confirmar se os sinais coletados pelas PMTs estão de acordo com os exigidos no projeto, enquanto do segundo é projetado para digitalizar e medir o tempo de chegada do sinal de saída do circuito *front-end* e o transferir para um computador local.

### 4.3.1 Módulo *front-end*

Oito módulos *front-end* têm sido desenvolvidos para equipar completamente o detector. Cada um dos módulos tem oito canais compostos por um circuito amplificador-*shape*-discriminador (ASD <sup>2</sup>); a parte analógica de uma módulo é mostrada na Fig. 4.2. Adicionalmente, cada canal tem um circuito baseado  $I^2C$  capaz de ajustar os limiares de discriminação e o deslocamento dos sinais de saída.

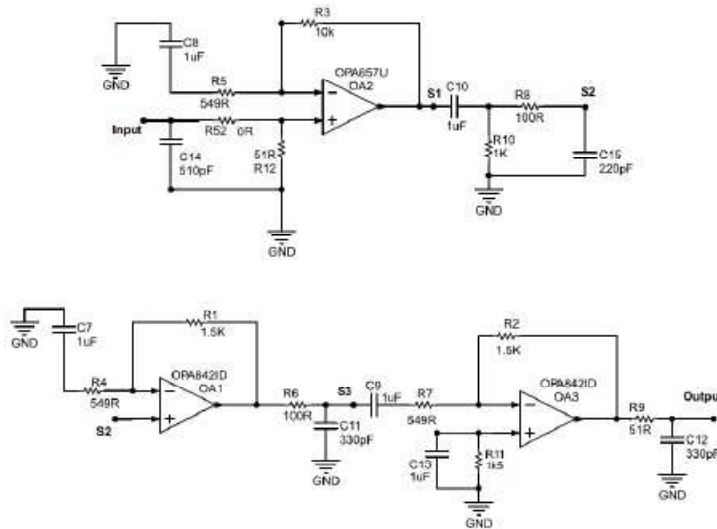


Figura 4.2: Circuito analógico de *front-end* do Experimento Neutrinos Angra [159].

O circuito ASD tem sido caracterizado por três ganhos diferentes. A relação entre a carga de entrada e a amplitude do pico de saída são mostradas na Fig. 4.3 onde a linearidade do circuito e a região de saturação podem ser observadas. Considerando a maior configuração de ganho (*Gain-A*), o circuito ASD é linear até uma carga de  $60\text{ pC}$ , que corresponde à aproximadamente  $37\text{ p.e.}$  <sup>3</sup>, levando em conta uma PMT com ganho de  $10^7$ . Para a configuração de menor ganho (*Gain-C*), este valor chega à aproximadamente  $100\text{ p.e.}$

A Fig. 4.4 mostra as formas de onda média em resposta a um único fotoelétron testados nas três configurações de ganho. O sinal de saída da *front-end* tem um pico temporal de  $48\text{ ns}$  e uma largura da distribuição a meia altura (FWHM <sup>4</sup>) de  $74\text{ ns}$ .

<sup>2</sup>Sigla em inglês para **A**mplifier-**S**haper-**D**iscriminator.

<sup>3</sup>p.e significa fotoelétron.

<sup>4</sup>Do inglês **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum.

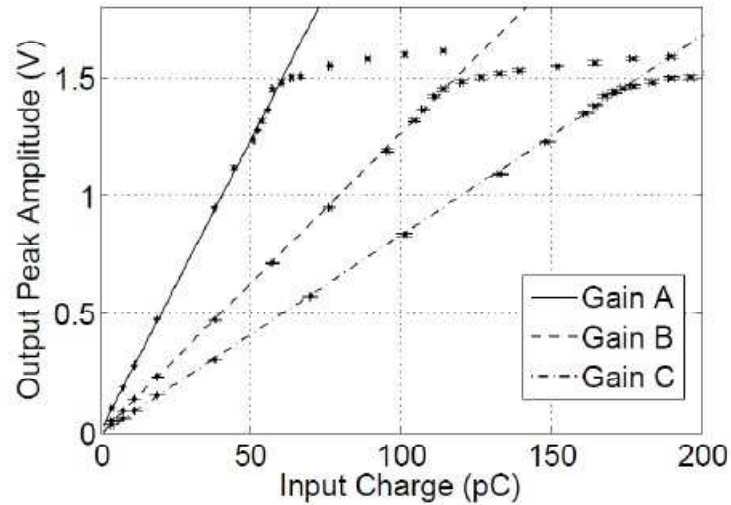


Figura 4.3: Carga de entrada do *front-end* em função da amplitude do pico de saída medido para as três diferentes configurações de ganhos [159].

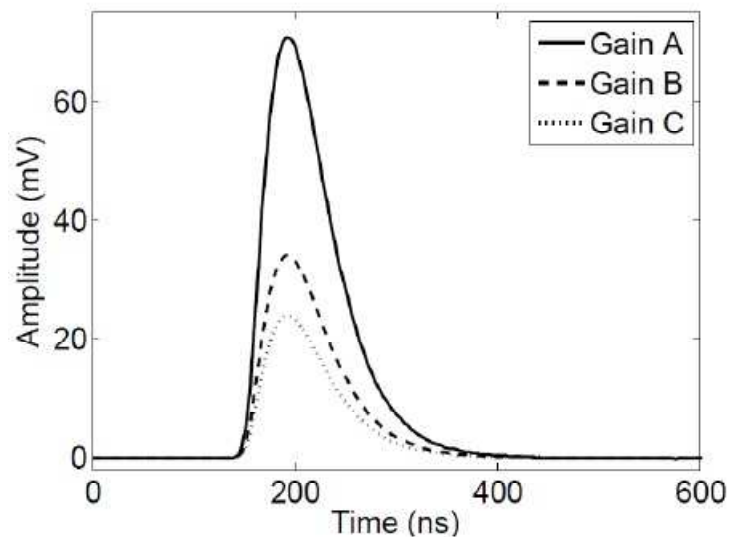


Figura 4.4: *Front-end* formas de onda média, em resposta a um único fotoelétron para três diferentes configurações de ganho [159].

### 4.3.2 Módulo de Aquisição

Na aquisição de dados dos antineutrinos, cada canal conversor analógica-digital é implementado usando uma *pipeline* multi-estágio ADC de 12-bit capaz de selecionar um sinal de entrada a 150 MHz. Com uma resolução de 10 bits e um alcance

dinâmico de  $2V_{pp}$ , uma voltagem com resolução de  $2mV$  é alcançada que está de acordo com a resolução em energia requerida para o detector (considerando  $4mV$  por p.e.). Para uma alta medida temporal entre os dois pulsos um canal convertor tempo-digital(TDC) de 8 canais integrado foi selecionado. O TDC apresenta uma resolução de  $81ps$  e é possível medir pulsos com um alcance de  $8\mu s$ . As informações da ADC e TDC convergem para o núcleo de uma FPGA <sup>5</sup> que constrói as duas medidas em conjunto para leitura posterior através de um *software* de controle através do cabo VME. O *software* de leitura de baixo nível é executado em um computador comercial de placa única sob Debian OS.

## 4.4 Simulação Computacional

Nesta secção começa-se a especificar como foi feita a simulação computacional das partículas envolvidas no *background* e no processo de detecção de antineutrinos. É importante frizar que estes cálculos são feitos sem o uso da macro *mixer* <sup>6</sup> e que foi através desta análise pré-mixer que foram definidas as estratégias utilizadas para se fazer os melhores cortes na etapa da separação do sinal-ruído.

As etapas desta simulação são mostradas na Fig. 4.5. Esta figura mostra que nossa simulação tem quatro etapas a serem seguidas:

1. Geradores primários: Eles são macros escritas em linguagem *ROOT* ver subsec. 4.4.1, e é nesta etapa que toda física de geração de partículas é desenvolvida como está explicado na subsecção 4.4.2. Os dados de entrada desta etapa é um arquivo de texto (.txt) e a saída é um arquivo *root* (.root) que é o dado de entrada do *Geant4*.
2. *Geant4*: Esta fase tem como arquivo de entrada o arquivo de saída dos geradores, e é a responsável por toda a física de transporte das partículas no detector como descrito na seção. 4.5.
3. *Mixer*: Esta etapa é o coração desta tese e foi desenvolvida pelo autor da mesma. Aqui é onde ordenamos temporalmente todas as partículas envolvidas na simulação segundo uma distribuição temporal exponencial a partir das frequências individuais de cada uma mostradas na Tab. 5.1. Os detalhes desta etapa são mostrados no Cap. 5.
4. Análise: Esta etapa tem como arquivo de entrada o arquivo de saída, e é onde se faz as verificações das estratégias definidas na fase pré-*mixer* mas levando-se em conta o mundo físico real em tempo real.

---

<sup>5</sup>Field Programmable Gate Array.

<sup>6</sup>A macro que foi desenvolvida pelo autor da tese e que será explicada mais a frente no Cap. 5.

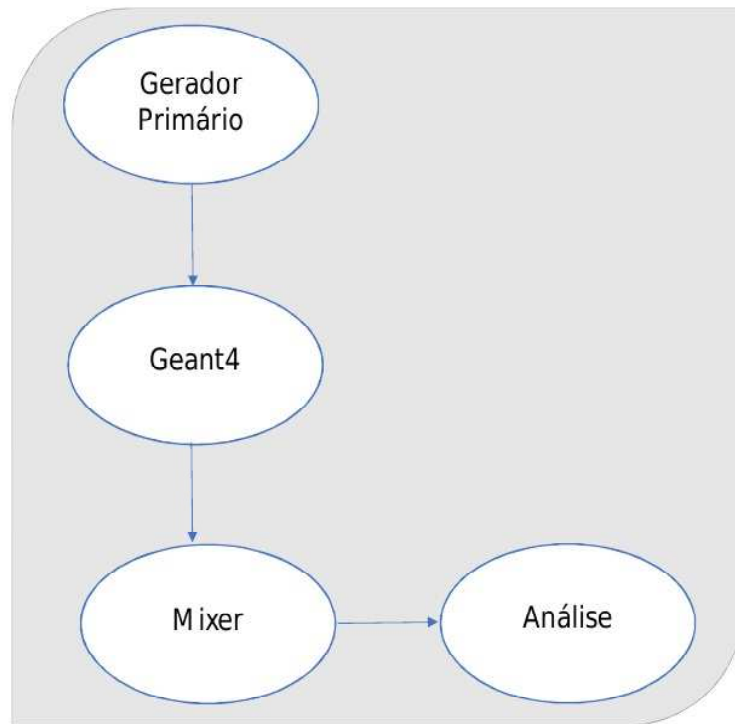


Figura 4.5: A figura mostra todas as etapas da simulação computacional utilizada nesta tese. A simulação foi dividida em quatro etapas, são elas: 1- geradores primários, onde é descrita toda a física de geração de partículas; 2- *Geant4*, onde simula-se toda a física de transporte no detector; 3- *Mixer*, onde se faz a ordenação temporal de todas as partículas envolvidas na simulação; e 4- Análise, onde se faz as verificações das estratégias definidas na etapa pré-*mixer* com o adicional de replicar a coleta de dados em tempo real [144].

#### 4.4.1 O ROOT

O ROOT é também uma ferramenta computacional utilizada em várias áreas da física experimental. É uma biblioteca de análise de dados, desenvolvida pelo CERN e estruturada em linguagem de programação orientada a objeto baseada em C++. Ela é muito utilizada para análises estatística sofisticadas, cálculo diferencial, integral e numérico; possuindo várias opções de utilização: geração de distribuições aleatórias, histogramas, gráficos de funções de dados em 2 e 3 dimensões, ajuste de curvas e distribuições de pontos discretos e outras. Esta biblioteca está disponibilizada na página do CERN [148] ou do repositório do sistema operacional Linux.

#### 4.4.2 Geradores Primários

Na simulação as coordenadas locais foram definidas estando no centro do detector, a posição do núcleo do reator está na direção  $Z$  negativa,  $X$  é horizontal e

paralelo à parede da cúpula do reator,  $Y$  apontando verticalmente para cima e os eixos são destrógeos.

A grandeza fundamental de interesse de cada fonte primária é a intensidade direcional diferencial [140], definida como o número de partículas  $dN$  incidente sobre um área  $dA$  ortogonal a direção de incidência das partículas em um tempo  $dt$  por unidade de energia  $dE$  por ângulo sólido  $d\omega$ , ou seja,

$$I_i(E, \theta, \phi) = \frac{dN}{dE d\omega dt dA}, [cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}] \quad (4.2)$$

onde  $i$  é o tipo da partícula primária,  $\theta$  e  $\phi$  são os ângulos polar e azimutal da partícula incidente respectivamente. Na simulação considera-se uma intensidade primária homogênea sobre um volume que engloba todo detector. A interação entre as partículas primárias e o material constituinte do detector irão proteger o alvo das muitas partículas do *background*. Para cada fonte é necessário considerar tanto a distribuição angular quanto a distribuição de energia. Da eq. (4.2) calcula-se o fluxo e a taxa através de integrações apropriadas.

### 1. Raios Cósmicos

Apesar da intensidade direcional diferencial da  $i$ -ésima partícula, eq. (4.2), depender da energia e dos ângulos polar ( $\theta$ ) e azimutal ( $\phi$ ); medidas experimentais têm mostrado que há uma pequena dependência azimutal para qualquer uma das componentes, com exceção de pequenas alterações devido ao efeito leste-oeste, discutido na referência [140], que afeta apenas a componente de baixa energia. Por outro lado, a dependência polar é significativa.

Resultados experimentais, resumidos na Tab. 4.1, mostram que a dependência com o ângulo polar ( $\theta$ ) pode em geral ser expressa como:

Partícula	$n$	$E, p$
Múons	$n = 2, 16 \pm 0, 01$	$p > 350 MeV/c$
Prótons	$n \approx 5, 7$	$> 50 MeV$
Nêutrons	$3, 5 \pm 1, 2$	$1 < E < 10^6 MeV$
elétrons + Póstrons	$n = 2$	$1 < E < 35 MeV$
elétrons + Póstrons	$n = 2 \pm 0, 5$	$2 < E < 20 GeV$
elétrons + Póstrons	$n > 3, 6$	$E > 100 MeV$

Tabela 4.1: Alguns valores de  $n$  para múons, prótons, nêutrons e elétrons + póstrons.

$$I_i(E, \theta, \phi) = I_{\nu,i}(E) \cos^{n_i} \theta, \quad (4.3)$$

com intensidade vertical ( $I_{\nu,i} \equiv I_i(\theta = 0^\circ)$ ).

O expoente para a  $i$ -ésima componente ( $n_i$ ) depende da profundidade atmosférica  $X = [g/cm^2]$  e da energia  $E$ , ou seja,  $n_i = n_i(X, E)$  [140]. No caso da intensidade de partículas que atravessa um detector situado na superfície da Terra, normalmente não espera-se que incidam partículas que venham do solo, exceto em casos especiais como em experimentos de neutrinos que tenham como objetivo de detectar partículas ascendentes que atravessam a Terra, assim a variação do ângulo polar da eq. (4.3) torna-se  $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ . As intensidades diferenciais utilizadas podem ser vista nas Figs. 4.6, 4.7, 4.8 e 4.9; e intensidades totais são mostradas na Tab.4.2.

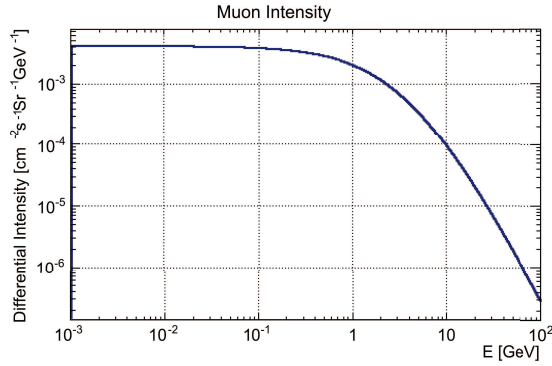


Figura 4.6: Intensidade diferencial vertical de múons usando a parametrização da ref. [140].

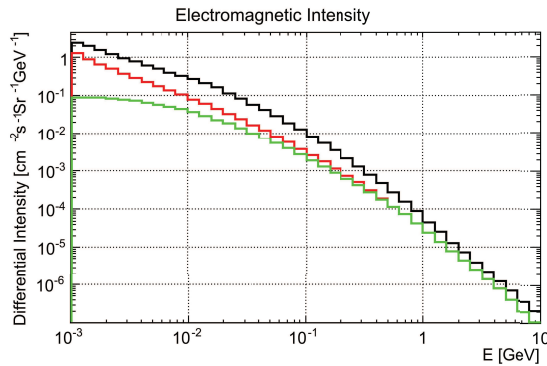


Figura 4.7: Intensidade diferencial de raios cósmicos para gama (preta), elétrons (vermelha) e pósitrons (verde) como da ref. [140].

Para calcular o número total de cada tipo de partículas que atravessa o detector por segundo, isto é o fluxo, deve-se integrar a eq. (4.3) sobre o elemento de área ( $d\vec{A}$ ) e de ângulo sólido ( $d\vec{\Omega}$ ). Assim, tem-se:



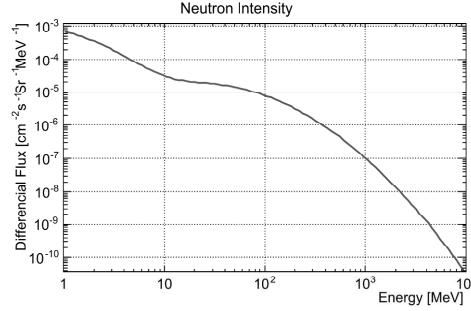


Figura 4.8: Intensidade diferencial vertical de nêutrons cósmicos usando a parametrização da ref. [140].

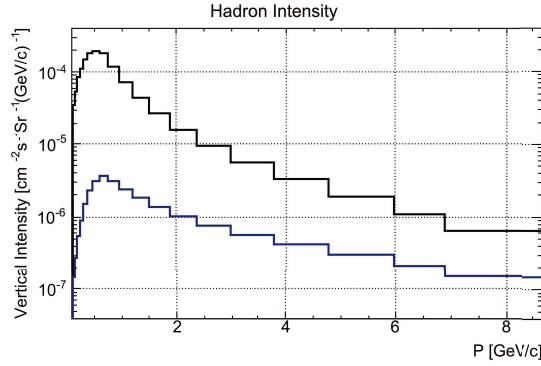


Figura 4.9: Intensidade diferencial vertical de prótons (preta) e píons (azul) como na ref. [140].

$$\Phi_i = \int_{\Omega} \int_S I(\theta) d\vec{A} \cdot d\vec{\Omega}. \quad (4.4)$$

O elemento de área  $dA$  tem direção normal a superfície e o elemento de ângulo sólido direção radial. Substituindo a eq. (4.3) na eq. 4.4 tem-se:

$$\Phi_i = \int_{\Omega} \int_S I_{\nu,i}(E) \cos^{n_i} \theta dA d\Omega \hat{n} \cdot \hat{r}. \quad (4.5)$$

O elemento de área depende da geometria do detector e do elemento de ângulo sólido é dado por  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ .

A fim de simular uma intensidade uniforme através do volume do detector, primeiro desenhou-se uma direção para a partícula e então escolheu-se sua posição inicial sobre uma superfície de  $5 \times 5 m^2$  perpendicular a direção. Essa superfície estava localizada a  $4 m$  do centro do detector. Finalmente, a energia da partícula (ou momento) foi escolhida de acordo com a intensidade vertical para cada partícula. Desta maneira a direção incidente e a energia inicial são consideradas variáveis independentes.

Partículas	Intensidade total ( $s^{-1}sr^{-1}cm^{-2}$ )
Elétrons	$4,4 \times 10^{-3}$
Píons	$6,32 \times 10^{-6}$
Múons	$8 \times 10^{-3}$
Pósitrons	$1,7 \times 10^{-3}$
Nêutrons	$3,6 \times 10^{-3}$
Prótons	$1,87 \times 10^{-4}$
Fótons	$1,27 \times 10^{-2}$

Tabela 4.2: Intensidades de raios cósmicos por tipo de partícula.

## 2. Raios gamas do ambiente

A intensidade de raios gamas dos materiais circundantes é considerado isotrópico e seu espectro (Fig.4.10) foram medidos por um detector de Germânio de Alta Resolução [141]. A intensidade total é normalizada por  $16 \gamma/cm^2s$ . Entretanto, somente uma pequena fração desses fótons é capaz de produzir um elétron<sup>7</sup> com velocidade acima do limiar de Cherenkov  $\beta \approx 0,75c$ .

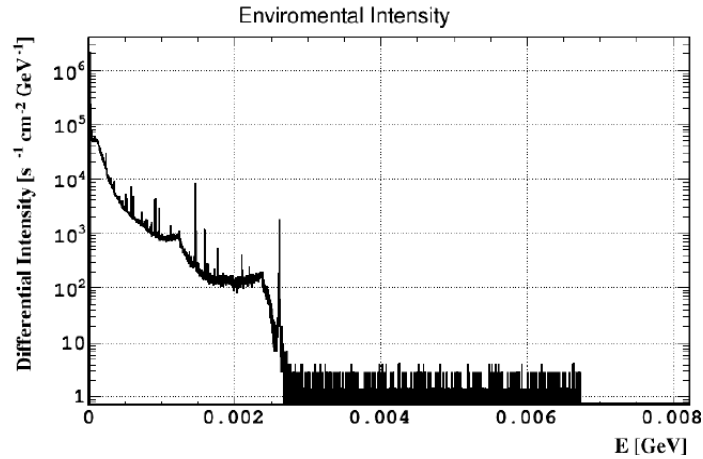


Figura 4.10: Intensidade de raios gamas dos materiais circundantes medida por um detector de Germânio de alta resolução no complexo de Angra [160].

## 3. Interações de Antineutrinos

Uma taxa razoável de interações de antineutrinos pode ser obtida usando a eq. (3.8) considerando uma eficiência de 100%, a potência térmica do detector

<sup>7</sup>Por exemplo: Espalhamento Compton.

$P_{ter} \approx 4 \times 10^3 MW$ , a energia média de fissão  $\bar{E}_f = 203,78 MeV$ , a seção de choque média  $\bar{\sigma}_f \approx 5,825 \times 10^{-43} cm^2$ , a distância fonte-detector  $L \approx 30 m$ , o número de prótons no volume fiducial  $n_p = \frac{V(m^3)}{(L(m))^2}$  e o volume fiducial  $V = 1,42 m^3$  obtem-se  $N_\nu \approx 5.070 \bar{\nu}_e/dia$  [142].

As interações de antineutrinos via decaimento beta inverso resulta na produção de um pósitron e um nêutron. A simulação das distribuições direcional e de energia desses dois produtos é modelada de acordo com a ref. [143], onde uma descrição detalhada da seção de choque diferencial é apresentada. A Fig. 4.11 mostra a distribuição de momento de  $10^5$  pósitrons simulados. A intensidade de antineutrino é considerada uniforme através do detector.

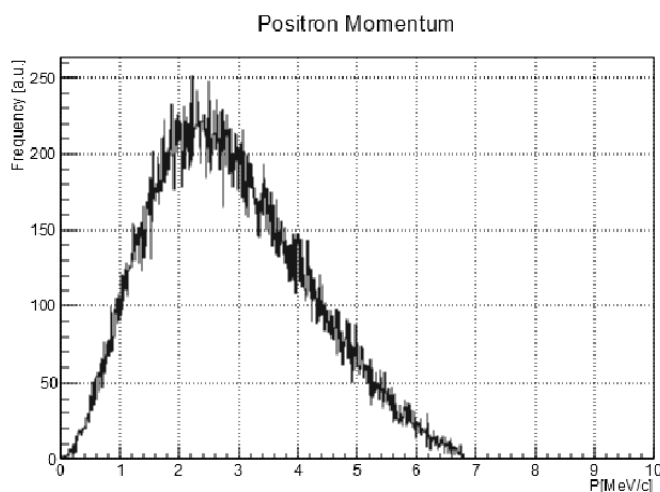


Figura 4.11: Distribuição de momento dos pósitrons do decaimento beta inverso [160].

## 4.5 Determinação da Concentração de Gd via GEANT4

O GEANT4 é uma biblioteca de física de altas energias (escrita em C++), utilizada para simulações e análise de interações de partículas com a matéria, seus processos físicos e sua detecção[142]. É uma ferramenta computacional que permite simular a resposta de um detector a passagem de partículas e otimizar sua configuração.

Um dos estudos sob responsabilidade do autor foi determinar a concentração de Gadolínio (Gd) que será utilizada no experimento. Sua função é aumentar a seção de choque de captura de nêutrons térmicos. Ao capturar um nêutron, o núcleo de Gd atinge um estado excitado do qual decai emitindo uma cascata de gammas com

energia total de aprox.  $9\text{ MeV}$ . As bibliotecas do GEANT4 são capazes de simular tal interação tendo como parâmetro de entrada apenas a concentração de Gd na água do alvo central. Sendo assim, desenvolveu-se o seguinte experimento virtual: gerar nêutrons do espectro do decaimento beta inverso (imitando a interação de um neutrino) e medir o tempo de sua captura para diferentes concentrações de Gd. Variou-se as concentrações de 0,05% a 0,55%, em intervalos de 0,05% (porcentagem de massa de Gd em relação à massa de água.).

A captura do nêutron é dominada por dois processos: a termalização e a interação com o Gd. O primeiro é o processo no qual o nêutron perde energia por sucessivos espalhamentos até atingir energias cinéticas de  $\approx 25\text{ meV}$ . Neste estado, sua energia é da mesma ordem que a de um gás em temperatura ambiente. Neste estado, o nêutron pode ser encontrado no mesmo espaço de fase que o núcleo de Gd e portanto pode ser capturado. Nesta etapa o processo é dominado pela seção de choque de captura. Cada etapa tem seu tempo característico e a combinação dos dois processos leva a um único comportamento exponencial com tempo característico  $1/\tau_{eff} = 1/\tau_{therm} + 1/\tau_{capt}$ , onde  $\tau_{eff}$  é o tempo médio efetivo de captura. Enquanto a componente  $\tau_{capt}$  é inversamente proporcional à concentração de Gd,  $\tau_{therm}$  não pode ser alterado e constitui o limite inferior para  $\tau_{eff}$ . Para o experimento Angra, pretende-se que  $\tau_{eff}$  seja pequeno o suficiente para reduzir a probabilidade da identificação acidental de um sinal espúrio como sendo de um neutrino (menor tempo de captura significa menor intervalo entre o sinal prompt e delayed). A figura 4.12 mostra o resultado do experimento virtual, onde observa-se que o tempo de captura efetivo parece tender assintoticamente para o que se espera ser o tempo de termalização ( $\tau_{therm} < 5\ \mu s$ ). Desta forma, identifica-se que a melhor concentração está em torno de 0,30%, uma vez que este é o ponto em que  $\tau_{therm} \cong \tau_{capt}$  e consequentemente  $\tau_{eff} \cong 9\ \mu s$ . Com isto, espera-se que o sinal delayed seja observado em um tempo médio não maior do que  $\approx 10\ \mu s$  (a meia-vida do estado excitado do Gd é desprezível nesta escala).

## 4.6 Análise Pré-mixer

Uma partícula carregada com velocidade acima do limiar Cherenkov emite fótons que podem ser detectados pelas PMTs. A coleta de fótons ocorre em uma escala de tempo de  $\sim 10\text{ ns}$  e a eletrônica de *front-end* tem *shaping time* de  $\sim 100\text{ ns}$ . Além disso, a eletrônica DAQ (com  $8\text{ ns}$  *shaping time*) adquire um certo número de amostras antes do início real de um sinal, a fim de verificar a qualidade da linha de base. Todos os fotoelétrons gerados em um intervalo  $\Delta t = 512\text{ ns}$  (Amostras DAQ 64) aparecem com um único pulso<sup>8</sup>.

<sup>8</sup>A palavra pulso refere-se a sinais em coincidência dentro dessa janela de tempo.

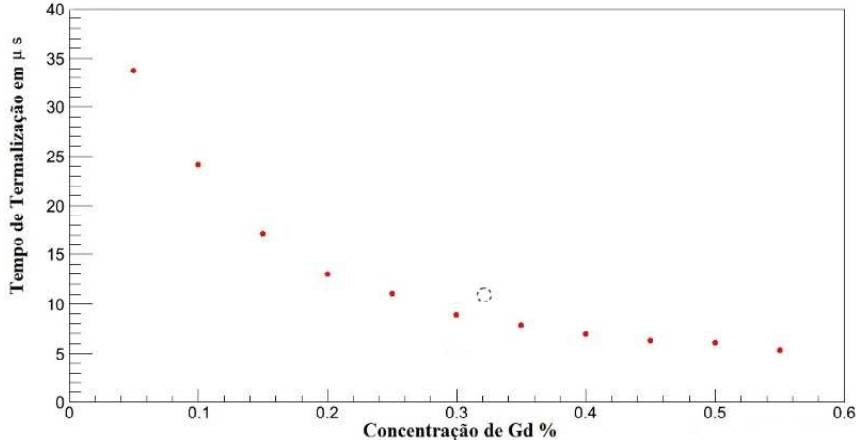


Figura 4.12: Gráfico do tempo médio de captura de nêutrons em função da concentração de gadolínio [144].

Cada PMTs tem *dark noise* de aproximadamente  $5\text{ kHz}$  e espera-se que o *dark noise* global no detector central seja de  $169\text{ kHz}$ . A fim de reduzir a taxa de *trigger* para níveis aceitáveis é necessário pelo menos procurar coincidência de poucos p.e. dentro de  $512\text{ ns}$  da janela de tempo de DAQ. Por exemplo, perguntar se pelo menos 5 p.e. coincidente espera-se<sup>9</sup> uma taxa de *dark noise* de  $\sim 10\text{ Hz}$  [163]. Com essa exigência, a taxa de *dark noise* fica muito abaixo da taxa de *background* e outras fontes.

No decaimento beta inverso, o pósitron pode ter uma velocidade acima do limiar Cherenkov e pode ser detectado diretamente. Os dois gamas gerados pela aniquilação do pósitron têm energia de aproximadamente  $0,511\text{ MeV}$  e não produzem luz Cherenkov quando interagem com outros elétrons. Por outro lado, o nêutron termaliza-se e é capturado pelo *Gd* que emite gamas de  $\sim 8\text{ MeV}$ . Estes gamas podem interagir com outros elétrons e produzir luz Cherenkov. A distribuição de p.e. de pulsos produzidos por pósitrons e nêutrons é mostrado nas Fig. 4.13. Foi verificado que uma seleção de pulsos entre 10 – 200 p.e, denominada *Selection1*, é de aproximadamente 90% de eficiência para pósitrons e 89% para nêutrons. Restringindo a seleção ao intervalo de 20 – 150 p.e., denominada *Selection2*, a eficiência cai para 78% e 82% respectivamente.

A diferença de tempo entre os sinais *prompt* (pósitron) e o *delayed* (nêutron) é mostrado na Fig. 4.14. Ela mostra que 99% do eventos tem um intervalo de tempo  $\Delta t < 50\ \mu\text{s}$  (*TimeSelection1*). Por outro lado, restringindo o intervalo de tempo para  $5\ \mu\text{s} < \Delta t < 50\ \mu\text{s}$  (*TimeSelection2*) a eficiência cai para 89%.

<sup>9</sup>Usando a aproximação  $R_{\text{coin}} \approx R_{\text{sing}}^n \Delta t^{n-1}$ , sendo  $R_{\text{coin}}$ ,  $R_{\text{sing}}$ ,  $\Delta t$  e  $n$ , a taxa de coincidência desejada, a taxa única, o intervalo de tempo de coincidência e o número de p.e's em coincidência.

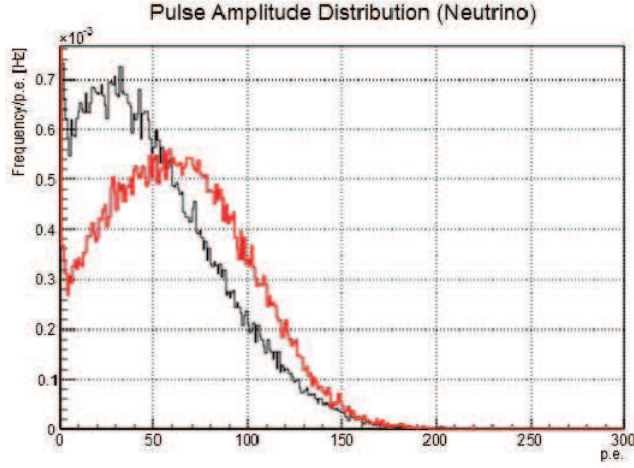


Figura 4.13: Distribuição de p.e. de pulso produzidos por um pósitron e nêutrons [160].

Quando são combinadas S1<sup>10</sup> e S2<sup>11</sup>, as eficiências se tornam 79% e 54%, respectivamente. Assim, a razão sinal-ruído será calculada para S1 e S2 e é esperado encontrar uma taxa de interação de antineutrino de  $\sim 4 \times 10^3 \bar{\nu}_e/dia$  com S1 e  $\sim 2 \times 10^3 \bar{\nu}_e/dia$  com S2.

A Fig. 4.15 mostra o número de p.e. no pulso do *prompt* em função do momento do pósitron. Esta figura mostra que acima do limiar Cherenkov a relação é linear e indica a possibilidade de realmente medir a evolução espectral de antineutrinos emitidos como função do *burn-up* com detectores Cherenkov.

A Fig. 4.16 mostra o espectro dos pulsos do *background* devido aos raios cósmicos e a radiação ambiental. Pulsos com mais de 300 p.e. são devidos, em sua grande maioria, à passagem de múons, enquanto pulsos menores que esses são devidos, principalmente, à componente neutra de raios cósmicos (nêutrons e gamas). A taxa total é 1,5 kHz, sendo 350 Hz devido aos múons. A Fig. 4.17 mostra a mesma distribuição na região de interesse para o sinal de antineutrino. Uma taxa total de 72 Hz passaria na *Selection1* e 56 Hz na *Selection2*. A maioria dos pulsos de *background* é facilmente vetados por módulos externos. A distribuição dos pulsos não-vetados é mostrada na Fig. 4.18. Um total de 47 Hz de *background* não-vetado sobrevive, com 3 Hz passando pela *Selection1* e 0,12 Hz *Selection2*. A taxa de eventos de *background* não-correlacionado que passa por *Selection1* é  $4,5 \times 10^{-4}$  Hz e por *Selection2* é  $7,2 \times 10^{-7}$  Hz, ambas bem abaixo da taxa de seleção de antineutrino (0,047 Hz com S1 e 0,032 Hz com S2). O espectro de sinal não-vetado é mostrado na Fig. 4.19.

Aproximadamente 20% dos múons que geram um sinal no alvo são acompanha-

<sup>10</sup> *Selection1 + TimeSelection1.*

<sup>11</sup> *Selection2 + TimeSelection2.*

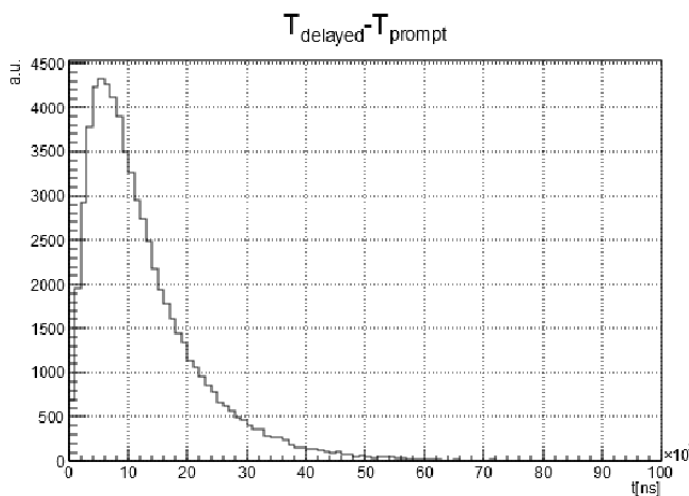


Figura 4.14: Diferença de tempo entre os eventos *prompt* (pósitron) e *delayed* (nêutron) para uma concentração de 0,3% de Gd . Note que o eixo horizontal está representando  $\mu s$  pois ele está multiplicado por  $10^3$ , assim diferença média entre os dois tempos está próximo de  $10 \mu s$  [159].

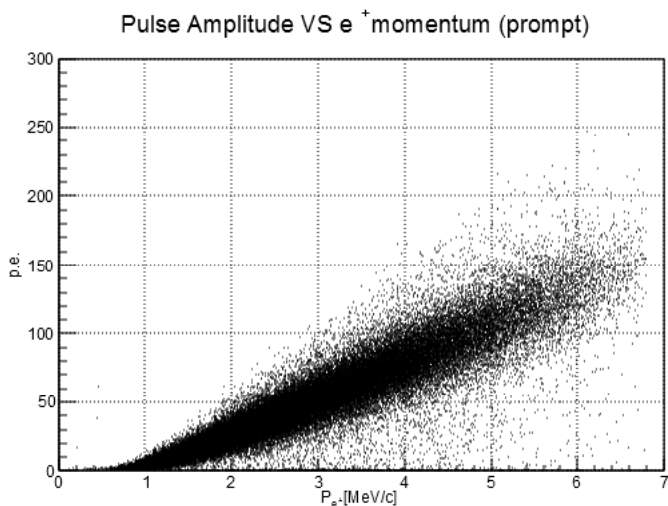


Figura 4.15: Amplitude de pulso  $\times$  momento do  $e^+$  (prompt) [160].

dos por, pelo menos, um pulso secundário devido aos diferentes processos como decaimento, nêutron de espalção e etc. A Fig. 4.20 mostra a amplitude dos pulsos secundários como função do tempo decorrido após o pulso primário. Pulsos secundários tem duração de  $5 \text{ ns}$  e são devido a maioria das vezes ao decaimento de múons, cerca de 18% desses pulsos estão em S1 e 14% em S2. Assumindo a eficiência do veto de 99%, espera-se que a taxa de sinais correlacionados devido aos múons seja de  $0,13 \text{ Hz}$  com S1 e  $0,10$  com S2, ambas maiores que o sinal de antineutrino.

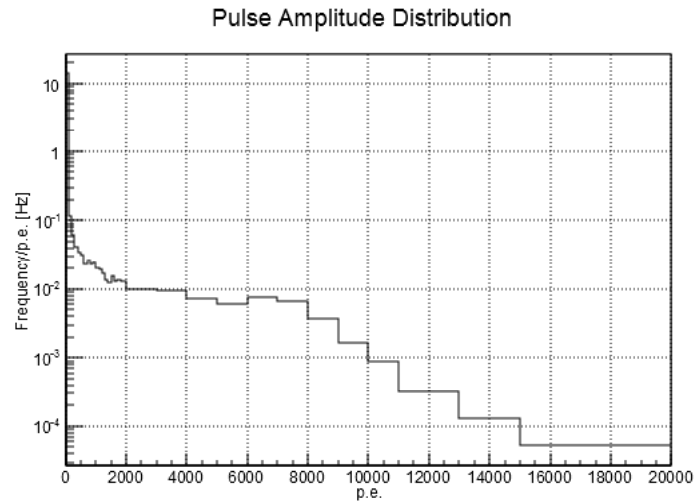


Figura 4.16: Espectro de pulsos do *background* devido aos raios cósmicos e a radiação ambiental [160].

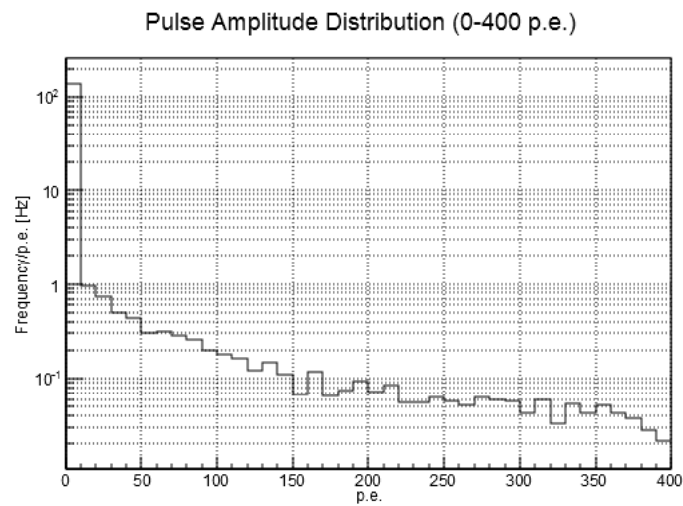


Figura 4.17: Espectro de pulsos do *background* devido aos raios cósmico e ambiente na região de interesse para detectar antineutrino [160].



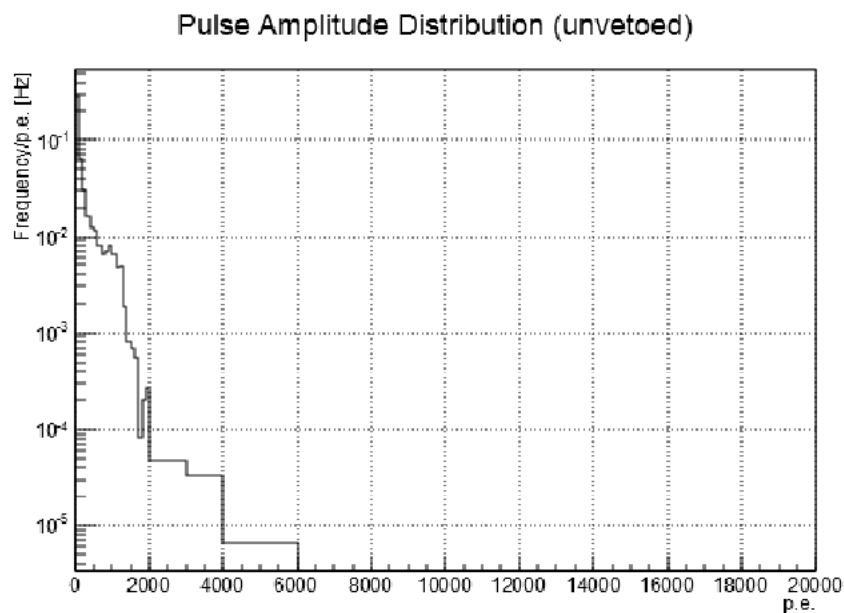


Figura 4.18: Distribuição de pulsos não-vetados [160].

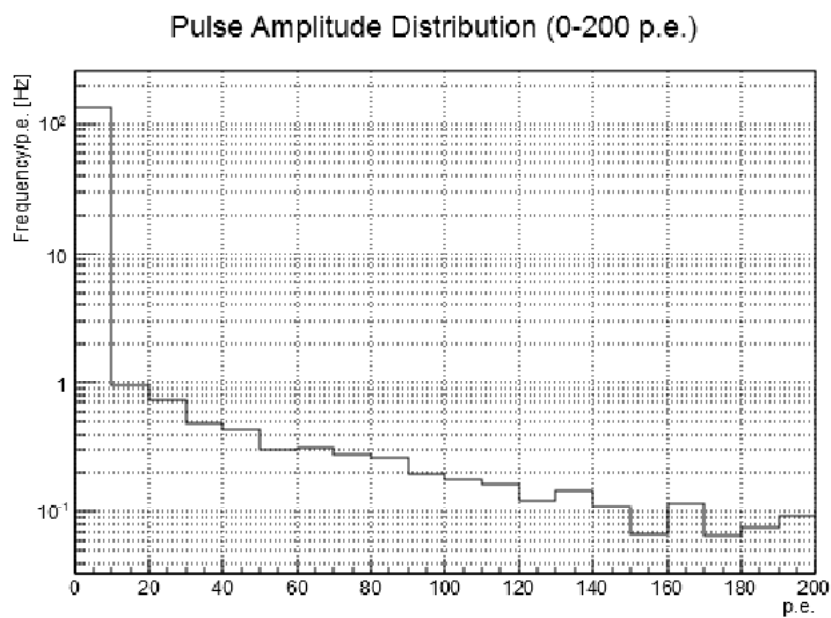


Figura 4.19: Distribuição de pulsos não-vetados na região de antineutrino [160].

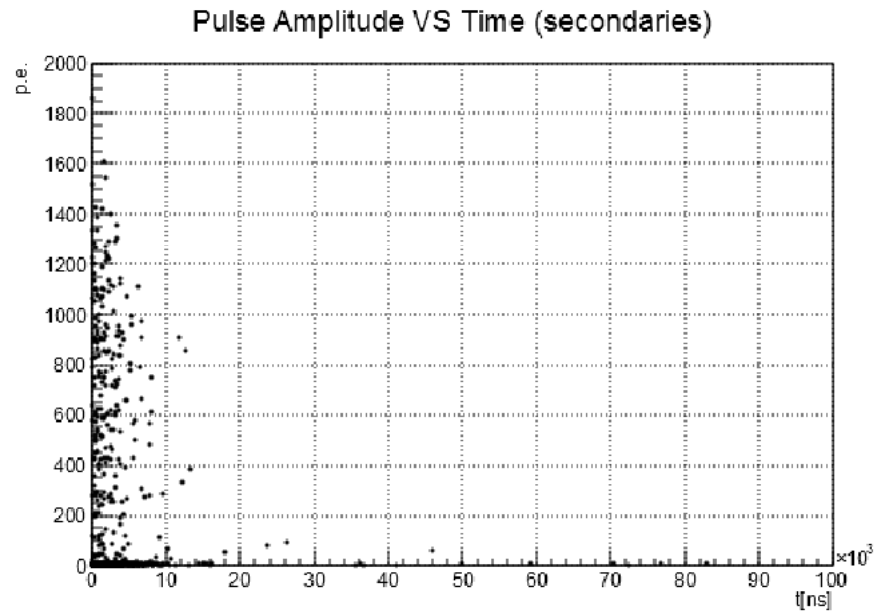


Figura 4.20: Amplitude do pulso secundário em função do tempo decorrido após o pulso primário [160].

O *background* pode ser medido durante as paradas periódicas do reator e parcialmente (pelo menos a componente que não envolve nêutrons de espalação) com um alvo de água pura. Assumindo uma boa precisão na medida da taxa de *background*<sup>12</sup> tem-se a razão sinal-ruído  $S/N \equiv S/\sqrt{BG} = 38$  com S1 e  $S/N = 29$  com S2.

---

<sup>12</sup>Representado por BG.

# Capítulo 5

## Desenvolvimento do *Mixer*

A partir da análise pré-*mixer* obtiveram-se duas estratégias para extração da razão sinal-ruído (ver Cap. 4). Porém, se fez necessário imitar os dados que serão obtidos em campo, ou seja, durante a fase de coleta de dados na usina de Angra II. Tendo essa ideia em mente, o presente autor desenvolveu a macro computacional denominada *Mixer* que é apresentada no presente capítulo.

### 5.1 O *Mixer*: Misturando as Contribuições de Sinal e Ruídos

Os geradores primários, como descritos na seção 4.4.2, têm a função de simular as diversas fontes que podem provocar um sinal no detector. Isto inclui tanto as fontes de fundo quanto de neutrinos, ruído e sinal respectivamente. Entretanto os geradores, responsáveis por atribuir números quânticos à partículas específicas de forma verossímil, levam em conta apenas espectro e leis de conservação, ignorando a distribuição temporal dos mesmos. Isto se deve ao fato de que tais distribuições são irrelevantes para os processos simulados pelo GEANT4, uma vez que cada evento é tratado de forma independente. Esta é a função do *mixer*: após a simulação do transporte de cada evento através do detector, atribuir-lhes um instante de tempo respeitando determinada distribuição temporal. Não só isso, mas também combinar as diferentes fontes, com suas respectivas distribuições, em uma única sequência que se assemelhe à um processo de aquisição de dados real.

Visando cumprir os requisitos já descritos, o AngraMixer é um programa desenvolvido<sup>1</sup> em linguagem C++ cujo principal objetivo é atribuir a distribuição temporal aos eventos de antineutrinos e do sinal de fundo (*background*, BG) das outras partículas consideradas na análise e, em seguida, ordená-las temporalmente. O

---

<sup>1</sup>AngraMixer constitui contribuição original do autor à colaboração Neutrinos Angra.

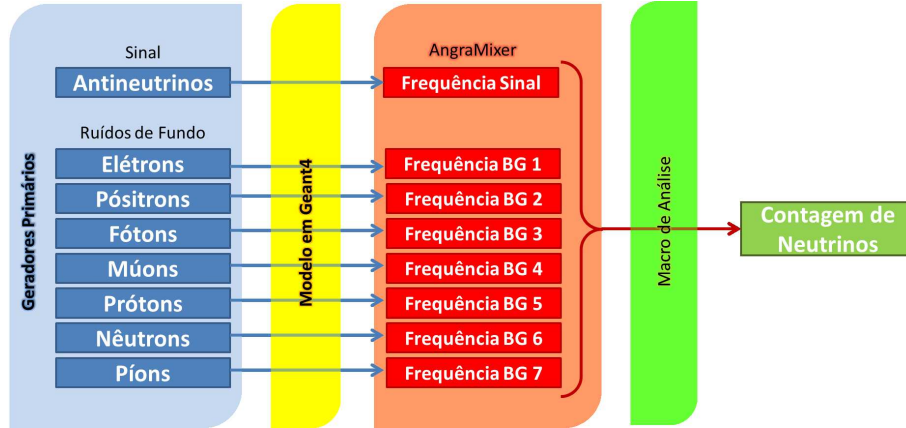


Figura 5.1: Diagrama simplificado do funcionamento do mixer, bem como seu posicionamento lógico na sequência de produção (da esquerda para a direita): Cada gerador tem como saída um arquivo HepEvt contendo a descrição física da partícula primária, com exceção do instante de tempo em que o evento deveria ocorrer. Esta informação só faz sentido no contexto da aquisição de dados. Os eventos primários têm seu transporte simulado pelo GEANT4 de forma independente. O AngraMixer unifica as saídas do sistema de transporte em um único arquivo, onde cada evento passa a ter uma localização temporal respeitando as frequências esperadas para cada espécie de sinal/ruído. A saída do mixer é usada para avaliar as estratégias de contagem de neutrinos, através das macros de análise.

resultado final é um arquivo onde pode-se aplicar as macros de análise, permitindo assim o estudo dos critérios de seleção planejados na análise pré-mixer, determinando assim sua real eficiência. A figura 5.1 ilustra este processo.

No que se segue, apresenta-se uma descrição minuciosa da implementação do AngraMixer no que tange a escolha de algoritmos, sem entrar em detalhes particulares a respeito do código.

## 5.2 Série Temporal

Cada uma das fontes de sinal/ruído constitui um processo aleatório. Em especial, a criação espontânea de partículas constitui uma Cadeia de Markov[161]: uma série temporal sem memória, onde o resultado de uma variável aleatória depende apenas de seu predecessor imediato<sup>2</sup>. Em outras palavras, a série de detecções geradas por qualquer fonte aleatória de partículas é caracterizada apenas pelo número médio de eventos  $\lambda$  em determinado intervalo de tempo  $\Delta t$ . Seja  $f$  a frequência natural de ocorrência de um fenômeno aleatório, então o número médio de eventos é dado por

$$\lambda = f \Delta t. \quad (5.1)$$

<sup>2</sup>Esta definição é um dos corolários possíveis da chamada Propriedade de Markov.[162]

A probabilidade de se observar  $n$  eventos no intervalo de tempo  $\Delta t$  (em que o valor médio é  $\lambda$ ) é dado pela distribuição de Poisson:

$$Prob(n; \lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}. \quad (5.2)$$

Substituindo a definição de  $\lambda$  em função do tempo e da frequência, tem-se:

$$Prob(n; f \Delta t) \propto e^{-f \Delta t}, \quad (5.3)$$

ou seja, o intervalo de tempo entre dois eventos obedece a uma distribuição exponencial de probabilidades. Esta informação constitui a base do mixer: a geração de intervalos de tempo aleatórios que sigam tal distribuição, com frequência pré-determinada.

### 5.3 Números Pseudo-Aleatórios

A geração de números aleatórios é um dos paradigmas da computação, sendo limitado pela caráter determinístico da eletrônica digital. Consequentemente, toda sequência “aleatória” gerada por um computador herda seu determinismo, o que por definição não é aleatório. Por este motivo a denominação adequada é pseudo-aleatório, já que toda sequência aparentemente aleatória está fadada a repetir, sendo essencialmente periódica. Além de um período característico, um gerador de números pseudo-aleatório (*pseudorandom number generator*, PRNG) também tem outras características que devem ser observadas, das quais a principal delas é a correlação entre números próximos, o que caracteriza um desvio da uniformidade. Diz-se que um bom gerador é aquele com grande período e baixa correlação.

Simulações física que utilizam números pseudo-aleatórios são comumente chamadas de Monte Carlo, em referência a um dos dez distritos do principado de Mônaco, particularmente famoso por seus casinos. Simulações de Monte Carlo (MC) se valem de um gerador pseudo-aleatório uniforme para, a partir dele, obter valores aleatórios com diferentes distribuições. Converter uma distribuição uniforme em outra (não-uniforme) é conseguido através de sua função inversa, como demonstrado à seguir. Seja  $X$  uma variável aleatória discreta e  $P = g(X)$  a probabilidade de obter determinado valor. A probabilidade  $P$  é, por definição, um valor entre 0 e 1. Partindo do princípio de que a distribuição de  $X$  não é uniforme, então  $P$  é diferente para cada  $X$ , o que permite definir uma segunda variável aleatória  $Y \equiv P = g(X)$ . Portanto,  $X = g^{-1}(Y)$  relaciona  $Y$  e  $X$ , quando  $Y$  é uniforme. O limite para uma variável contínua é obtido aumentando a granularidade dos valores de  $Y$ , dado que  $g$  seja uma função contínua. Fundamentalmente, nenhuma variável pseudoaleatória é contínua uma vez que continua se tratando de um variável de ponto flutuante.

No caso da distribuição exponencial da equação 5.3, um intervalo de tempo pseudoaleatório  $\Delta t$  é obtido com o uso do logaritmo natural:

$$\Delta t = -\frac{1}{f} \ln(Y) , \quad (5.4)$$

onde  $0 < Y \leq 1$  é obtido através de um PRNG qualquer (repare que 0 não faz parte do conjunto já que ele representa um valor que jamais deve ocorrer).

No caso do AngraMixer, escolheu-se o uso da biblioteca ROOT devido a sua grande gama de classes prontas para uso em simulações. Entre estas, a classe `TRandom3` emprega um algoritmo conhecido como Mersenne Twister (MT). Seu nome se deve ao fato de que seu período é um primo Mersenne<sup>3</sup>,  $2^{19937} - 1 \approx 10^{6001}$ , que além de ser grande o suficiente para qualquer aplicação que se deseje<sup>4</sup>, é comprovadamente uniforme para a geração de valores de ponto flutuante de até 32 bits[145] (`float` em C++, cuja fração numérica tem 24bit, equivalente a  $\log_{10} 2^{24} \cong 7$  casas decimais). O método `TRandom3::Exp(tau)` emprega a definição da equação 5.4 para retornar um número pseudo-aleatório, de distribuição exponencial e com valor médio `tau` (ou frequência  $f = 1/\text{tau}$ ).

## 5.4 Frequências

A física das interações fundamentais determina a taxa (ou a seção de choque) de processos de desintegração (estados ligados) ou de decaimento (partículas instáveis). No caso do Angra, obtém-se a seção de choque  $\bar{\sigma}_f$  da equação 3.8, que permite relacionar a taxa de produção de neutrinos com a potência térmica do reator. Já no caso das componentes dos raios cósmicos, também é relevante a frequência natural com que estes são gerados na atmosfera o que, por sua vez, depende do espectro dos raios cósmicos no topo da atmosfera. Às informações físicas unem-se também detalhes da geometria do detector, levando assim à frequência esperada de sinais (de cada fonte). A tabela 5.1 indica os valores para cada fonte de fundo[142], enquanto a frequência do sinal de antineutrinos é obtida a partir dos resultados discutidos na seção 4.4.2, item 3: se são esperados  $5070 \bar{\nu}/\text{dia}$ , então a frequência de neutrinos no detector deve ser  $5,87 \times 10^{-2} \text{ Hz}$ .

---

<sup>3</sup>Um número de Mersenne tem a forma  $M_n = 2^n - 1$ . Um primo de Mersenne é um número de Mersenne que também é um número primo.

<sup>4</sup>Uma curiosidade: se o algoritmo MT estivesse em funcionamento em um computador atual por um tempo equivalente a idade do Universo, ele teria gerado “apenas” cerca de  $10^{25}$  números, estando ainda assim muito longe de repetir.

Partículas	Frequência (Hz)
Elétrons	$2,6 \times 10^6$
Píons	$1,3 \times 10^1$
Múons cósmicos	$4,2 \times 10^3$
Pósitrons	$4,7 \times 10^5$
Nêutrons cósmicos	$1,9 \times 10^3$
Prótons	$6,8 \times 10^2$
Fótons	$6,3 \times 10^6$
Gama	$5,6 \times 10^5$

Tabela 5.1: As frequências dos geradores primários usadas no Mixer[142].

## 5.5 Algoritmo de Mixagem

O algoritmo de mixagem em si é bastante simples, consistindo de um laço que verifica qual é a próxima partícula (evento primário) que deve ser copiada dos arquivos de entrada para o arquivo de saída. A seguir, segue-se uma descrição detalhada do algoritmo, exibido de forma bastante simplificada na figura 5.2.

1. Ler os dados de saída gerados na simulação do detector. Esta simulação, por sua vez, utiliza GEANT4 para modelar a geometria, os materiais do detector e a física de transporte das partículas no interior do detector. Estes dados estão originalmente separados de acordo com a partícula primária que os gerou (neste caso: prótons, nêutrons cósmicos, elétrons, fótons, pósitrons, múons cósmicos e píons). Para cada partícula primária há um evento, ou seja, um conjunto de informações que descreve em detalhes a passagem desse primário pelo detector. As informações que saem do GEANT4 são: posição, momento linear, energia cinética, livre caminho médio, trajetória, deslocamento, processo de geração e o vértice primário para cada partícula;
2. A partir dos valores das frequências dadas na Tab. 5.1 de cada partículas, o mixer utiliza cada frequência individualmente e através de uma distribuição temporal aleatória exponencial faz um sorteio aleatório para etiquetar um tempo para cada partícula;
3. Utilizou-se a classe de PRNG denominada TRandom3, do pacote ROOT. Esta classe é baseada no gerador de números pseudo-aleatórios desenvolvido em 1997 por Makoto Matsumo e Takuji Nishimura sua implementação mais atual é usada e citada na literatura como MT19937. Este gerador aleatório é muito

```

Carregar Entradas      :: inFile[N]
Arquivo de Saída      :: outFile
Vetor de Frequências  :: freq [N]
Vetor de Intervalos   :: dTime[N]
Pseudoaleatório       :: TRandom3 ger

// Intervalos Iniciais
repetir(i=0..N) { dTime[i] = ger->Exp(1/freq[i]) }

// Laço Principal
repetir(até fim do inFile[N] menor) {
  i = QualMenorIntervalo (dTime) // qual o próximo evento?
  outFile = inFile[i]           // copia 1 evento p/ Saída
  dTime[i] = ger->Exp(1/freq[i]) // novo intervalo
}

```

Figura 5.2: Pseudo algoritmo do AngraMixer: Todos os arquivos de entrada (ver fig. 5.1) são carregados em um vetor. Vetores para as frequência (ver Tab. 5.1) e para intervalos de tempo também são definidos. Os intervalos de tempo são gerados com base nas frequências e usados na decisão de qual evento deve ser copiado para o arquivo de saída. Isto é feito através de uma sub-rotina (representado por `QualMenorIntervalo`, na figura). O laço principal termina quando o menor dos arquivos de entrada chega ao fim.

rápido e de altíssima qualidade com um período bastante longo de  $10^{6001}$  o que garante a uniformidade dos números;

4. Uma vez que todas as partículas estão etiquetadas com um tempo aleatório próprio, o mixer faz uso de uma função denominada “QualMenorIntervalo” para colocar em ordem temporal crescente todas as partículas envolvidas na simulação.

Uma vez de posse da saída do mixer, é possível testar as estratégias de seleção e finalmente compreender como o Angra poderá identificar (e contar) o fluxo de neutrinos dos reatores Angra I e Angra II.

## 5.6 Macros de Análise: Separação Sinal-Ruído

Uma vez que todos eventos estão em ordem temporal a análise de antineutrino pode ser feita. A concentração de  $Gd$  utilizada na análise foi de 0,3% e para esta concentração o tempo médio de captura de nêutrons é 10 ns. A assinatura de um evento de antineutrino é a dupla coincidência entre o pósitron e o nêutron dada pela eq. (4.1).

Para realizar a análise dos cortes foram feitas duas amostras contendo 24h de simulação utilizando Monte Carlo. Nestas amostras foram gerados 4.522 e 4.572 de antineutrinos por Monte Carlo no alvo, respectivamente. Nas amostras 1 e 2 utilizaram-se as seleções S1 e S2:



## 1. Amostra 1

(a) **Para S1**

Considerou-se a taxa de eventos de BG<sup>5</sup>,  $N_{BG}$ , igual a 204.071/*dia*; e a taxa de BG mais antineutrinos,  $N_{BG+\bar{\nu}_e}$ , igual a 206.985/*dia*. Quando leva-se em consideração da estatística pode-se calcular o número de antineutrinos por:

$$N_{\bar{\nu}_e} = N_{BG+\bar{\nu}_e} - N_{BG} = 2.914/*dia*. \quad (5.5)$$

Calculando a incerteza nas taxas tem-se:

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \sqrt{206.985} = 455/*dia*. \quad (5.6)$$

Combinando as equações (5.5) e (5.6) tem-se:

$$N_{\bar{\nu}_e} = (2,91 \pm 0,45) \times 10^3 \bar{\nu}_e/*dia*. \quad (5.7)$$

Comparando a taxa (5.7) com a taxa de Monte Carlo encontra-se uma eficiência total de aproximadamente 60%. Esta perda de eficiência deve-se ao fato de alguns antineutrinos serem gerados próximo das fronteiras do alvo. Olhando a Fig 5.3 percebe-se que entre 10 $\mu$ s e 15 $\mu$ s o sinal dos antineutrinos e o do BG são bem próximos.

(b) **Para S2**

Considerou-se a taxa de eventos de BG,  $N_{BG}$ , igual a 69.164/*dia*; e a taxa de BG mais antineutrinos,  $N_{BG+\bar{\nu}_e}$ , igual a 71.110/*dia*. Quando leva-se em consideração da estatística pode-se calcular o número de antineutrinos por:

$$N_{\bar{\nu}_e} = N_{BG+\bar{\nu}_e} - N_{BG} = 1.946/*dia*. \quad (5.8)$$

Calculando a incerteza nas taxas tem-se:

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \sqrt{71.110} = 227/*dia*. \quad (5.9)$$

Combinando as equações (5.8) e (5.9) tem-se:

$$N_{\bar{\nu}_e} = (1,95 \pm 0,23) \times 10^3 \bar{\nu}_e/*dia*. \quad (5.10)$$

Comparando a taxa (5.10) com a taxa de Monte Carlo encontra-se uma eficiência total de aproximadamente 43%. Note que a Fig. 5.4 mostra que entre 10 $\mu$ s e 15 $\mu$ s a taxa de antineutrinos e de BG estão muito próximas.

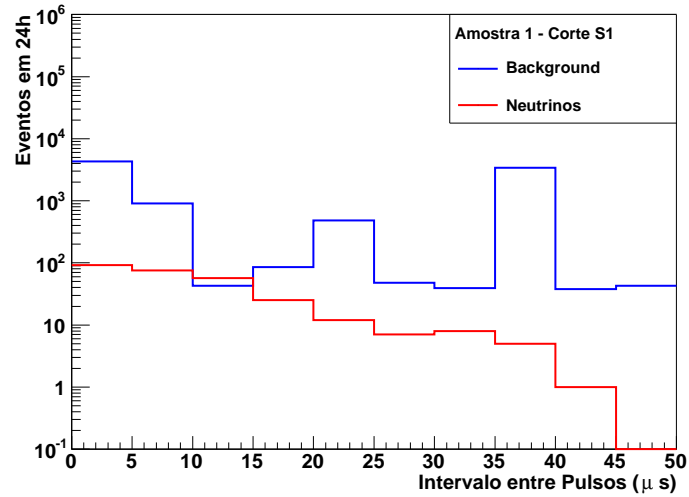


Figura 5.3: Resultado Amostra 1 S1. A linha azul representa o BG e a vermelha os antineutrinos [144].

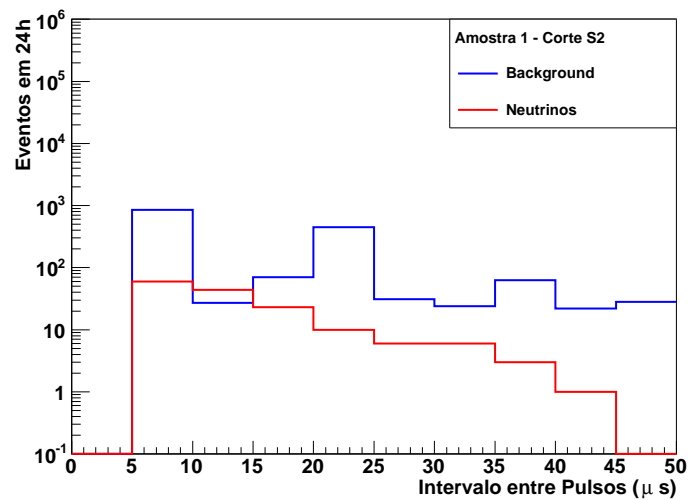


Figura 5.4: Resultado Amostra 1 S2. A linha azul representa o BG e a vermelha os antineutrinos [144].

## 2. Amostra 2

### (a) Para S1

---

<sup>5</sup>Estes eventos devem ser entendidos como sendo medidos longe do reator ou durante uma parada periódica do reator.

Considerou-se a taxa de eventos de BG,  $N_{BG}$ , igual a  $201.597/dia$ ; e a taxa de BG mais antineutrinos,  $N_{BG+\bar{\nu}_e}$ , igual a  $204.344/dia$ . Quando leva-se em consideração da estatística pode-se calcular o número de antineutrinos por:

$$N_{\bar{\nu}_e} = N_{BG+\bar{\nu}_e} - N_{BG} = 2.747/dia. \quad (5.11)$$

Calculando a incerteza nas taxas tem-se:

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \sqrt{204.344} = 452/dia. \quad (5.12)$$

Combinando as equações (5.11) e (5.12) tem-se:

$$N_{\bar{\nu}_e} = (2,74 \pm 0,45) \times 10^3 \bar{\nu}_e/dia. \quad (5.13)$$

Comparando a taxa (5.13) com a taxa de Monte Carlo encontra-se uma eficiência total de aproximadamente 60%. Esta perda de eficiência deve-se ao fato de alguns antineutrinos serem gerados próximo das fronteiras do alvo. Olhando a Fig 5.5 percebe-se que entre  $10\mu s$  e  $15\mu s$  o sinal dos antineutrinos e o do BG são bem próximos.

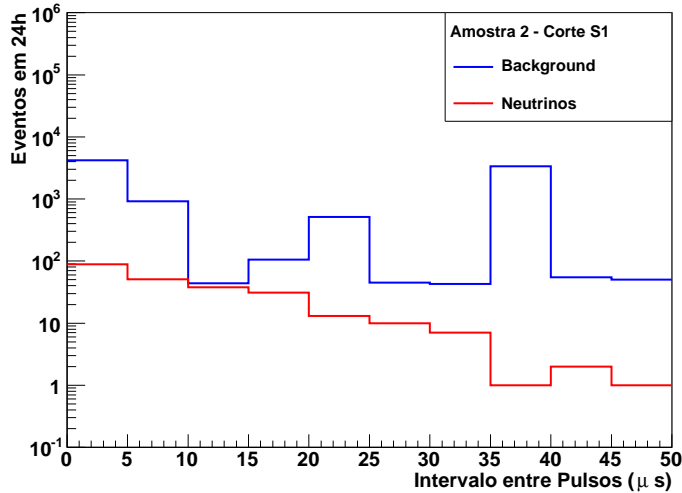


Figura 5.5: Resultado Amostra 2 S1 [144].

(b) Para S2

Considerou-se a taxa de eventos de BG,  $N_{BG}$ , igual a  $68.936/dia$ ; e a taxa de BG mais antineutrinos,  $N_{BG+\bar{\nu}_e}$ , igual a  $70721/dia$ . Quando leva-se

em consideração da estatística pode-se calcular o número de antineutrinos por:

$$N_{\bar{\nu}_e} = N_{BG+\bar{\nu}_e} - N_{BG} = 1.785/dia. \quad (5.14)$$

Calculando a incerteza nas taxas tem-se:

$$\sigma_{\bar{\nu}} = \sqrt{70.721} = 266/dia. \quad (5.15)$$

Combinando as equações (5.14) e (5.15) tem-se:

$$N_{\bar{\nu}_e} = (1,79 \pm 0,27) \times 10^3 \bar{\nu}_e/dia. \quad (5.16)$$

Comparando a taxa (5.16) com a taxa de Monte Carlo encontra-se uma eficiência total de aproximadamente 39%. Esta perda de eficiência deve-se ao fato de alguns antineutrinos serem gerados próximo das fronteiras do alvo. Olhando a Fig 5.6 percebe-se que entre  $10\mu s$  e  $15\mu s$  o sinal dos antineutrinos e o do BG são bem próximos.

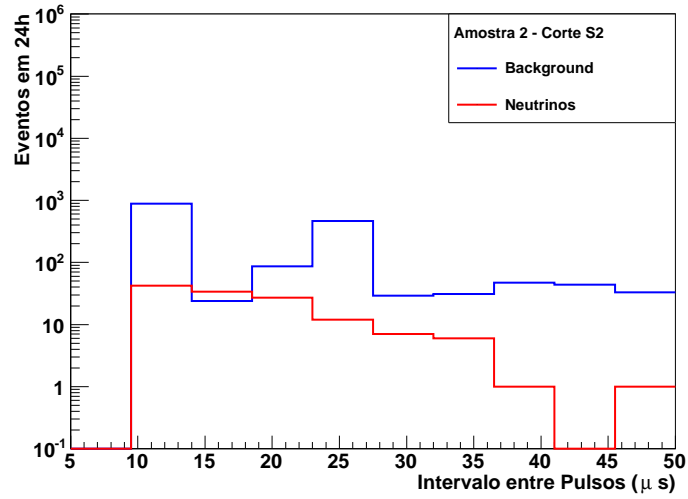


Figura 5.6: Resultado Amostra 2 S2 [144].

As Figuras 5.7, 5.8 e 5.9 mostram os pulsos no target em Hz com e sem cortes, respectivamente.

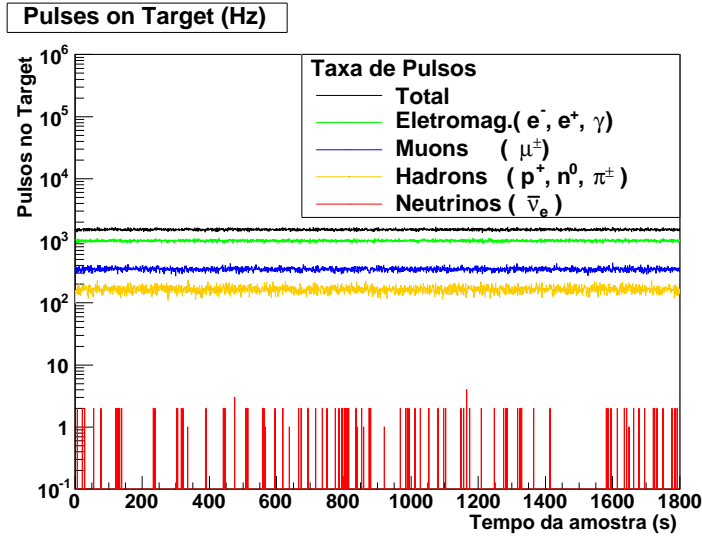


Figura 5.7: Os pulsos (p.e. em um janela de  $500ns$ ) no alvo por segundo. As taxas mostradas são resultado das frequências efetiva utilizadas no gerador primário. A linha preta é a taxa total ( $1,5 kHz$  na média) e a vermelha representa os pulsos *prompt* e atrasado do antineutrino; as cores verde, azul e amarela representam as componentes dos *background* cósmicos eletromagnéticos, muônico e hadrônico respectivamente [144].

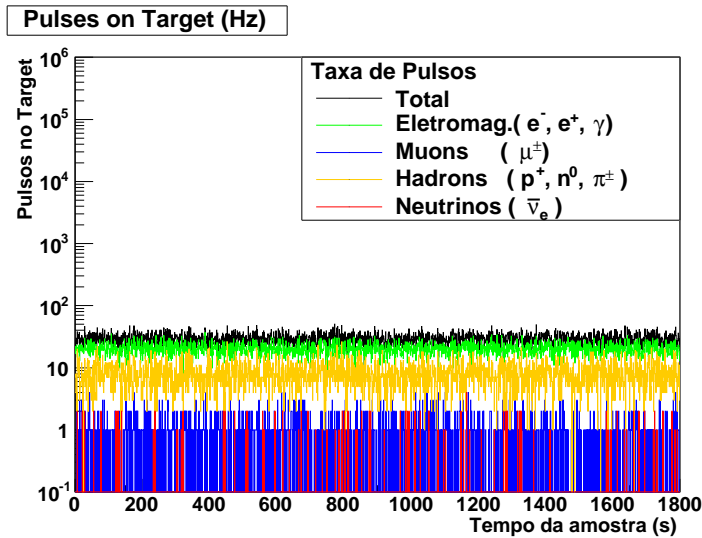


Figura 5.8: O número de pulsos no alvo por segundo após aplicar a selection S1. As taxas totais de *background* foram cortada entre  $1,5 kHz$  e  $36 kHz$ . Analisando as componentes do *background*, é possível ver que a S1 é muito eficiente para múons (cor azul), porém menos restritiva para as demais componentes, como a eletromagnética (cor verde) e hadrônica (cor amarela) [144].

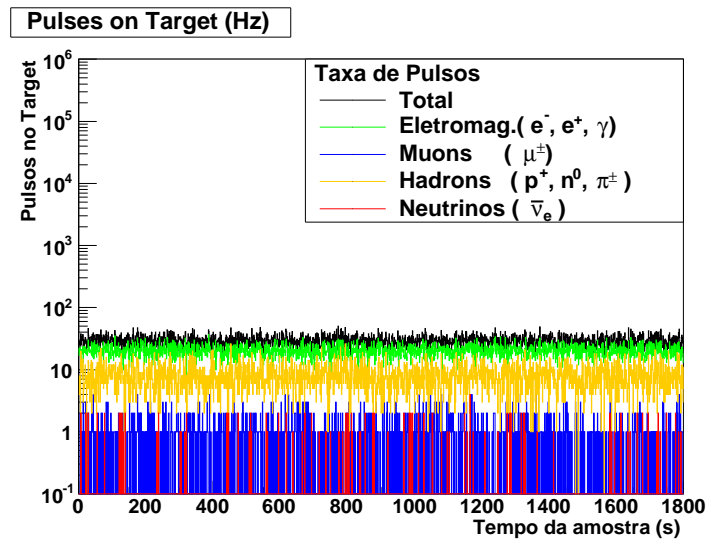


Figura 5.9: O número de pulsos no alvo por segundo após aplicar a selection S2. As taxas totais de *background* foram cortada entre  $1,5 \text{ kHz}$  e  $36 \text{ kHz}$ . Analisando as componentes do *background*, é possível ver que a S2 é muito eficiente para múons (cor azul), porém menos restritiva para as demais componentes, como a eletromagnética (cor verde) e hadrônica (cor amarela) [144].

# Capítulo 6

## Conclusão

O desenvolvimento do primeiro detector de antineutrinos brasileiro seria por si só uma referência no cenário científico e tecnológico nacional. Entretanto, o Projeto Neutrinos Angra assumiu uma posição de vanguarda ao buscar na ciência básica os princípios para o desenvolvimento de um sistema de salvaguarda nuclear não invasivo. Para concretizar esta visão, de incluir a física de neutrinos como um novo ramo da física aplicada, o experimento Neutrinos Angra tem alguns obstáculos a serem superados, sendo o principal deles a radiação cósmica e ambiental. Ao ser capaz de isolar sutil sinal dos antineutrinos em meio ao intenso *background*, o detector passa a poder operar na superfície, um dos quesitos para se tornar prático. Com o intuito de oferecer uma prova de conceito e também linhas gerais para a engenharia do projeto, o trabalho aqui apresentado apresentou os resultados mais recentes sobre a simulação do detector do experimento.

A análise da geração de Monte Carlo do *background* levou ao desenvolvimento de duas principais estratégias para seleção de sinais, cada uma com qualidades e formas de comprometimento diferentes. O desenvolvimento do sistema de mixagem temporal de eventos, o *Mixer*, trouxe o estudo para um nível realista o que por sua vez levou a determinação da eficiência de cada estratégia. Ambas demonstram uma taxa de detecção mínima necessária para distinguir o sinal de antineutrinos em meio ao *background*, uma vez que este último seja bem caracterizado longe do reator. A análise dos pulsos mixados corresponde ao sistema simulado mais próximo da aquisição de dados real. Os estudos realizados demonstram que as estratégias *S1* e *S2* previamente apresentadas resultam em eficiências da ordem de 60% e 40% respectivamente. Por outro lado, embora *S2* tenha apresentado eficiência menor, representa um sinal 7 vezes maior que o *background*, enquanto *S1* é capaz de isolar o sinal numa proporção levemente inferior de 6 : 1.

As previsões aqui apresentadas são feitas com base na aquisição de 24 h de dados apenas de fundo (longe do reator) e o mesmo tempo de sinal a 30 m do núcleo do reator. Apesar da ainda grande incerteza estatística presente nestes valores, o

estudo permite planejar o próximo passo e determinar quanto tempo de simulação é necessário para determinar tais eficiências com precisão satisfatória e confiável. Para que a flutuação estatística dos resultados seja inferior a 5%, pelo menos 10 dias de dados simulados são necessários.

Como perspectivas para os próximos passos da colaboração, recomenda-se a simulação de um grande período de dados (superior a 10 dias) referentes ao *background* e a comparação com as primeiras medidas longe do reator, as quais devem ser adquiridas em meados de 2015. Caso a taxa de detecção prevista nas simulações se confirme, o mesmo período de sinal deve ser simulado. Caso contrário, calibrações da simulação (principalmente do *Mixer*) podem ser necessárias antes de prosseguir para a simulação do sinal.

Em nome da colaboração, o autor agradece o suporte das várias agências de fomento que permitiram a execução das várias etapas do Projeto Neutrinos Angra e deste estudo em particular: à FINEP pelo financiamento do hardware e ao CNPq pela bolsa de estudos e custos relativos ao projeto de simulação.



# Apêndice A

## A Medida Desesperada

Aqui está a carta completa enviada por W. Pauli ao Instituto de Física ETH, na qual ele propõe a existência do neutrino como uma tentativa de salvar o teorema da troca da estatística e da conservação da energia.

Physics Institute Zürich, Dec. 4, 1930 of the ETH Gloriastrasse Zürich

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, because of the "wrong" statistics of the N- and Li-6 nuclei and the continuous beta spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the "exchange theorem" (1) of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that in the nuclei there could exist electrically neutral particles, which I will call neutrons, that have spin 1/2 and obey the exclusion principle and that further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton mass. - The continuous beta spectrum would then make sense with the assumption that in beta decay, in addition to the electron, a neutron is emitted such that the sum of the energies of neutron and electron is constant.

Now it is also a question of which forces act upon neutrons. For me, the most likely model for the neutron seems to be, for wave-mechanical reasons (the bearer of these lines knows more), that the neutron at rest is a magnetic dipole with a certain moment  $\mu$ . The experiments seem to require that the ionizing effect of such a neutron can not be bigger than the one of a gamma-ray, and then  $\mu$  is probably not allowed to be larger than  $(10^{-13} \text{e.cm})$ .

But so far I do not dare to publish anything about this idea, and trustfully turn first to you, dear radioactive people, with the question of how likely it is to find experimental evidence for such a neutron if it would have the same or

perhaps a 10 times larger ability to get through [material] than a gamma-ray.

I admit that my remedy may seem almost improbable because one probably would have seen those neutrons, if they exist, for a long time. But nothing ventured, nothing gained, and the seriousness of the situation, due to the continuous structure of the beta spectrum, is illuminated by a remark of my honored predecessor, Mr Debye, who told me recently in Bruxelles: "Oh, It's better not to think about this at all, like new taxes. "Therefore one should seriously discuss every way of rescue. Thus, dear radioactive people, scrutinize and judge. - Unfortunately, I cannot personally appear in Tübingen since I am indispensable here in Zürich because of a ball on the night from December 6 to 7. With my best regards to you, and also to Mr. Back, your humble servant. signed W. Pauli

# Apêndice B

## Efeito Cherenkov

### B.1 Efeito Cherenkov ou Radiação Cherenkov

O efeito Cherenkov acontece quando uma partícula carregada num meio material move-se mais rápido do que a luz neste meio. Sua velocidade é dada por:

$$\beta c \equiv v = \frac{c}{n} \quad (\text{B.1})$$

onde  $n$  é o índice de refração da luz do meio e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. Para emitir a radiação Cherenkov, uma partícula deve ter uma velocidade tal que:

$$v_{particula} > \frac{c}{n}. \quad (\text{B.2})$$

Quando isso acontece, uma onda de choque eletromagnética é criada. Os valores típicos para o índice de refração de sólidos e líquidos é aproximadamente 1,5; e a velocidade da luz nesses materiais é 66% da velocidade da luz no vácuo.

Este efeito está ilustrado na Fig. B.1, que pode ser entendido de maneira simples, através do princípio de Huygens usado para explicar fenômenos ópticos e acústicos.

Quando uma partícula carregada se propaga num meio material, seu campo elétrico polariza o meio, e após sua passagem o meio retorna ao seu estado natural despolarizado. Essa mudança na condição de polarização do meio representa uma perturbação eletromagnética que se propaga no espaço com a velocidade da luz.

O lado esquerdo da Fig.B.1 mostra o caso que a partícula tem velocidade menor que a velocidade da luz do meio no qual se propaga. A pequena perturbação eletromagnética causada pela polarização e despolarização propaga-se mais rápida que a partícula. Em qualquer ponto do espaço, longe da trajetória da partícula, essas perturbações chegam aleatoriamente e aniquilam umas as outras. O lado direito da Fig.B.1 mostra o caso que a partícula tem velocidade superior a velocidade da luz

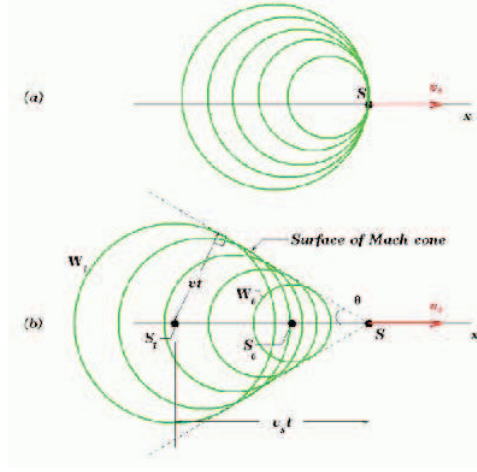


Figura B.1: Efeito Cherenkov (a) representa a partícula com velocidade inferior ao limiar Cherenkov; (b) representa a partícula com velocidade acima do limiar Cherenkov [146].

do meio no qual se encontra. A pequena perturbação eletromagnética causada pela polarização e despolarização do meio se propaga mais lentamente do que a partícula. Assim, todas as perturbações elementares unem-se em um única frente de onda e as fases entre todas as perturbações não estão aleatoriamente distribuídas. Elas se somam para produzir uma perturbação finita. Esta perturbação representa uma onda que viaja em uma direção fixada pela velocidade da partícula e a velocidade da luz do meio.

A frente de onda formada possui a forma de um cone e emite tal radiação em um ângulo bem definido dado por:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (\text{B.3})$$

em relação à trajetória da partícula. Note que o ângulo depende da velocidade da partícula e da frequência da radiação emitida.

A intensidade do efeito Cherenkov pode ser calculada a partir das soluções das equações de Maxwell com as condições de contorno apropriadas. O resultado deste cálculo é dado por [146]

$$\frac{d^2 E}{d\hbar\omega \cdot dx} = \hbar\omega \frac{Z^2 \alpha}{\hbar c} \left[ 1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right], \quad v > c/n \quad (\text{B.4})$$

onde

$Z$  é a carga da partícula em unidade da carga do próton;

$E$  é a energia emitida na forma de fótons ópticos;

$n$  é o índice de refração óptico;

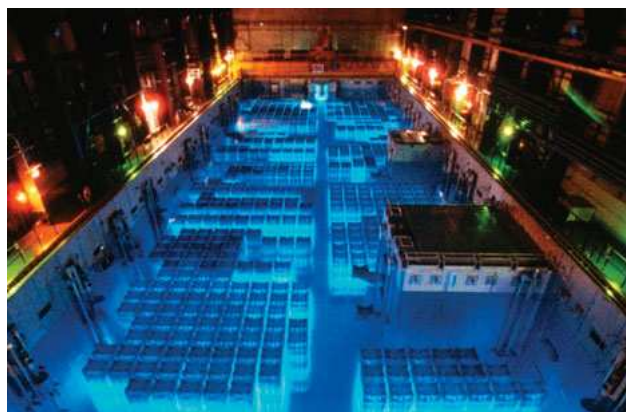


Figura B.2: A figura mostra o tanque de água de um reator nuclear quando o Efeito Cherenkov está ocorrendo. A luz azul é o efeito em si. Neste caso, o efeito está ocorrendo porque os elétrons presente no reator estão com velocidade superior a da luz do meio em que ele se encontra, no caso a água [147].

$c$  é a velocidade da luz no vácuo;

$v$  é a velocidade da partícula;

$\hbar\omega$  é a energia do fóton emitido;

$\alpha$  é a constante de estrutura fina  $\left(\frac{1}{137}\right)$ ;

$\hbar\omega$  uma constante numérica de valor  $197 \times 10^{-9} \text{ eVm}$

Dividindo a (B.4) por  $\hbar\omega$  encontra-se os números de fótons por intervalo de energia dos fótons e por unidade de comprimento. Um elétron de alta energia produz aproximadamente 200 fótons / $cm$  na água ( $n = 1,33$ ) e aproximadamente 30 / $m$  no ar, na parte visível do espectro.

Uma partícula carregada emitirá radiação Cherenkov se sua energia cinética exceder o valor limiar dado por:

$$E_{limiar} = mc^2 \left( \sqrt{\frac{n^2}{n^2 - 1}} - 1 \right). \quad (\text{B.5})$$

O limiar do efeito Cherenkov para o elétron na água é  $264 \text{ keV}$ . Para o próton é  $486 \text{ MeV}$ . Na escala de energia nuclear, somente elétrons podem adquirir uma velocidade que exceda a da luz no meio, e então emitir radiação Cherenkov. O efeito Cherenkov aparece como luz azul Fig.B.2. Essa luz pode ser vista na água que rodeia o núcleo da piscina de um reator.

O efeito Cherenkov representa somente uma pequena perda de energia comparada com a perda de energia por ionização.



# Referências Bibliográficas

- [1] J. J. Thomson (1897) “*The Electrician*” 39, 104.
- [2] W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Cambridge University Press, 2007.
- [3] Bryner, J. (14 March 2013) “*Particle conformed as Higgs boson*”. *NBC News*. Retrieved 2013-03-14.
- [4] <http://www.quantumdiaries.org/2014/03/14/the-standard-model-a-beautiful-but-flawed-theory/>
- [5] C. D. Ellis and W.A. Wooster, *Proc. Roy. Soc.* A117 (1927) 109.
- [6] J. Chadwick, *Nature* 193 (1932) 312.
- [7] W. Heisenberg, *Z.Phys.* 77 (1932)1; *Z.Phys.* 78 (1932)156.
- [8] E. Majorana, *Nuovo Cimento* 5 (1937) 171.
- [9] D. Ivanenko, *Nature* 129 (1932)798.
- [10] Schilithz C. Anderson, *Estudos da Viabilidade da Medida do Ângulo de Weinberg em Experimentos de Neutrinos de Reatores*, Tese de Doutorado, CBPF 2011.
- [11] Feynman, R.P., *Theory of Fundamental Processes*, W.A. Benjamin (1962), Chapters 6-7.
- [12] T. D. Lee, C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, *Phys. Rev.* 104, 254-258, 1956.
- [13] H. Bethe and R. Peierls, *Nature* 133 (1934) 532.
- [14] B. Pontecorvo, Report PD-205, Chalk River Laboratory, 1946.
- [15] B.T. Cleveland et al. *Astrophys. J.* 496 (1998) 505.

- [16] B. Pontecorvo, *Phys. Rev.* 72 (1947) 246.
- [17] C. N. Yang and J. Tiomno, *Phys. Rev.* 79 (1950) 495.
- [18] Jayme Tiomno, *The Early Period of the Universal Fermi Interaction*, Proceedings of the Conference on Fifty Years of Weak Interactions: from the Fermi Theory to the W, Wingspread, Wisconsin, May 29-June 1, 1984, edited by American I
- [19] G. Puppi, *Nuovo Cimento* 5 (1948) 587.
- [20] O. Klein, *Proc. Symp. on Les Nouvelles Theories de la Physique*, Warsaw, 1938 (Institut International de Coopération Intellectuelle, Paris, 1939), p.6.
- [21] C. S. Wu, *Phys. Rev.* 105, 1957.
- [22] R. L. Garwin, L. M. Lederman and W. Weinrich, *Phys. Rev.* 105 (1957) 1415.
- [23] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1015.
- [24] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* 109 (1958) 193.
- [25] E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1860.
- [26] UA1 collaboration, "Experimental observation of large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ", 24 February 1983.
- [27] UA2 collaboration, "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider", 17 March 1983.
- [28] F.J. Hasert, *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment*, Physics Letters B Volume 46, Issue 1, 3 September 1973, Pages 138–140.
- [29] F. J. Hasert, *Search for elastic muon-neutrino electron scattering*, Physics Letters B Volume 46, Issue 1, 3 September 1973, Pages 121–124.
- [30] O’Luanaigh, C. (14 March 2013). *New results indicate that new particle is a Higgs boson.*, CERN. Retrieved 2013-10-09.
- [31] Bryner, J. (14 March 2013). *Particle confirmed as Higgs boson.*, NBC News. Retrieved 2013-03-14.
- [32] F. J. Hasert et al., *Phys. Lett. B* 46 (1973) 138.



- [33] HPWF Collaboration: A. Benvenuti, et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 1457(1974).
- [34] J. Erler, P. Langacker, *STATUS OF THE STANDARD MODEL*.
- [35] S. M. Bilenky, *Neutrino. History of a unique particle*, hep-ph, 10-10-2012.
- [36] F. Reines, C. L. Cowan, JR. *Detection of the Neutrino*. Los Alamos, 1953.
- [37] J. N. Bahcall, *Phys. Rev. Lett.*, **12**,300-302,1964.
- [38] B. Pontecorvo. (1957). "Mesonium and anti-mesonium". *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**: 549–551. reproduced and translated in (1957).
- [39] G. Valdivieso. "Novos Limites para a Violação do Princípio da Equivalência em Neutrinos Solares". Tese de Doutorado 2008.
- [40] Raymond Davis Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman (1968). "Search for Neutrinos from the Sun". *Physical Review Letters* **20**: 1205. Bibcode:1968PhRvL..20.1205D. doi:10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [41] *The Reines-Cowan Experiments: Detecting the Poltergeist*. Los Alamos Science **25**, 1997.
- [42] F. Reines. *The Early Days of Experimental Neutrino Physics*. *Science* **203**, 1979.
- [43] *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. *Science* **124**, 1956.
- [44] Giunti C., Kim C.W.. "Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics", Oxford 2007.
- [45] H.Kwon et al., *Phys. Rev.*, **D24**, 1097-1111, 1981.
- [46] G. Zacek et at., *Phys. Rev.*, **D34**, 2612-2636, 1986.
- [47] A. I. Afonin et al., *JETP Lett.*, **45**, 247-251, 1987.
- [48] G. S. Vidyakin et al., *JETP Lett.*, **59**, 390-393, 1994.
- [49] Y. Declais et al., *Nucl. Phys.*, **B434**, 503-534, 1995.
- [50] Z. D. Greenwood et at., *Phys. Rev.*, **D32**, 6054-6064, 1996.
- [51] C. Angelini et at., *Phys. Lett.*, **B179**, 307, 1986.
- [52] N. Ushida et at., *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2897-2900, 1986.

- [53] L. Borodovsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, 68, 274-277, 1992.
- [54] H.T.Elze, W.Greiner, e J.Rafelski *J. Phys.*, G6, L149-L153, 1980.
- [55] A. Aguilar et al., *Phys. Rev.*, D64, 112007, 2001, hep-ex/0104049.
- [56] B. Armbruster et al., *Phys. Rev.*, D65, 112001, 2002, hep-ex/0203021.
- [57] P. Fritze et al., *Phys. Lett.*, B96, 427, 1980.
- [58] H. Grassler et al., *Nucl. Phys.*, B273, 253, 1986.
- [59] J. Dorenbosch et al., *Z. Nucl.*, C40, 497, 1988.
- [60] P. Berge et al., *Z. Nucl.*, C56, 175-180, 1992.
- [61] Y. Ashie et al., *Phys. Rev. Lett.*, 93, 101801, 2004, hep-ex/0404034.
- [62] F. Boehm et al., *Phys. Rev.*, D64, 112001, 2001, hep-ex/0107009.
- [63] F. Suekane, 2004, hep-ex/0407016, *5th Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin* (NOON04), Tokyo, Japan, Feb., 2004.
- [64] K. Anderson et al., 2004, hep-ex/0402041, *White Paper Report*.
- [65] M. Goodman, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 145, 186, 2005, hep-ph/0501206, *2004 Neutrino Oscillations Workshop, Otranto Italy*.
- [66] S. H. Ahn et al., *Phys. Lett.*, B511, 178-184, 2001, hep-ex/0103001.
- [67] M. H. Ahn et al., *Phys. Rev. Lett.*, 90, 041801, 2003, hep-ex/0212007.
- [68] W. W. M. Allison et al., *Phys. Rev. Lett.*, B391, 491-500, 1997, hep-ex/9611007.
- [69] D. Ayres et al., *MINOS Proposal*, NuMI-L-63.
- [70] P. Aprili et al., 2002, CERN-SPSC-2002-027.
- [71] M. Guller et al., 2000, CERN-SPSC-2000-028.
- [72] Y. Itow et al., 2001, hep-ex/0106019, *Third Workshop on Neutrino Oscillations and their Origin* (NOON 2001), Kashiwa, Japan, 5-8 Dec 2001.
- [73] Y. Fukuda et al., *Phys. Lett.*, B335, 237-245, 1994.
- [74] R. Becker-Szendy et al., *Phys. Rev. Lett.*, 69, 1010-1013, 1992.

- [75] M. Aglietta et al., *Europhys. Lett.*, 8, 611-614, 1989.
- [76] K. Daum, *Z. Phys.*, C66, 417-428, 1995.
- [77] Y. Ashie et al., *Phys. Rev. Lett.*, 93, 101801, 2004, hep-ex/0404034.
- [78] M. Ambrosio et al., *Phys. Lett.*, B566, 35, 2003, hep-ex/0304037.
- [79] M. Sanchez et al., *Phys. Rev.*, D68, 113004, 2003, hep-ex/0307069.
- [80] P. J. Litchfield, *Nucl. Instrum. Meth.*, A451, 187-191, 2000.
- [81] K. Eguchi et al., *Phys. Rev. Lett.*, 90, 021802, 2003, hep-ex/0212021.
- [82] R. Tartaglia, *Nucl. Instrum. Meth.*, A461, 327-328, 2001.
- [83] J. J. Gomez-Cadena et al., 2001, hep-ph/0105297, *9th International Symposium on Neutrino Telescopes*, Venice, Italy, 6-9 Mar 2001.
- [84] P. Zucchelli, *Phys. Lett.*, B532, 166-172, 2002.
- [85] M. Mezzetto, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 143, 309, 2005, hep-ex/0410083, *21st International Conference on Neutrino and Astrophysics* (Neutrino 2004), Paris, France, 14-19 June 2004.
- [86] C. Albright et al., 2004, physics/0411123.
- [87] A. Guglielmi, M. Mezzetto, P. Migliozi e F. Terranova, 2005, hep-ph/0508034.
- [88] S. Geer, *Phys. Rev.*, D57, 6989-6997, 1998, hep-ph/9712290.
- [89] C. Albright et al., 2000, hep-ex/0008064.
- [90] M. Apollonio et al., 2002, hep-ph/0210192.
- [91] C. Albright et al., 2004, physics/0411123.
- [92] B. T. Cleveland et al., *Astrophys. J.*, 496, 505-526, 1998.
- [93] Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 77, 1683-1686, 1996.
- [94] W. Hampel et al., *Phys. Lett.*, B447, 127-133, 1999.
- [95] J. N. Abdurashitov et al., *J. Exp. Theor. Phys.*, 95, 181-193, 2002, astro-ph/0204245.
- [96] M. Altmann et al., *Phys. Lett.*, B490, 16-26, 2000, hep-exp/0006034.

- [97] S. Ahmed et al., *Phys. Rev. Lett.*, 92, 181301, 2004, nucl-ex/0309004.
- [98] S. Schonert, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 110, 277-278, 2002, hep-ex/0202021, TAUP2001-*Topics in Astroparticle and Underground Physics*, LNGS, Italy (September 8-12, 2001).
- [99] B. T. Cleveland et al., *Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [100] J. N. Abdurashitov et al., *Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. Phys. Rev.*, C60:055801, 1999.
- [101] J. N. Abdurashitov et al. *Measurement of the solar neutrino capture rate by the Russian-American gallium solar neutrino experiment during one half of the 22-year cycle of solar activity. J. Exp. Theor. Phys.*, 95:181–193, 2002.
- [102] M. Altmann et al., GNO solar neutrino observations: Results for GNO I. *Phys. Lett.*, B49:2000.
- [103] M. Altmann et al., *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. Phys. Lett.*, B616:174–190, 2005.
- [104] K. S. Hirata et al., Real time, directional measurement of B-8 solar neutrinos in the KamD44:2241–2260, 1991.
- [105] Y. Fukuda et al., *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days. Phys. Rev. Lett.*, 81:1158–1162, 1998.
- [106] S. Fukuda et al., *Constraints on neutrino oscillations using 1258 days of Super-Kamiokande solar neutrino data. Phys. Rev. Lett.*, 86:5656–5660, 2001.
- [107] S. Fukuda et al., *Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002.
- [108] M. B. Smy et al., *Precise measurement of the solar neutrino day/night and seasonal variation in Super-Kamiokande-I. Phys. Rev.*, D69:011104, 2004.
- [109] J. Hosaka et al., *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. Phys. Rev.*, D73:112001, 2006.
- [110] Q. R. Ahmad et al., *Measurement of the charged current interactions produced by B-8 solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett.*, 87:071301, 2001.

- [111] Q. R. Ahmad et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. Phys. Rev. Lett.*, 89:011301, 2002.
- [112] Q. R. Ahmad et al., *Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters. Phys. Rev. Lett.*, 89:011302, 2002.
- [113] S. N. Ahmed et al., *Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity. Phys. Rev. Lett.*, 92:181301, 2004.
- [114] B. Aharmim et al., *Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. Phys. Rev.*, C72:055502, 2005.
- [115] H. Kwon et al., *Search for neutrino oscillations at a fission reactor. Phys. Rev.*, D24:1097–1111, 1981.
- [116] A. I. Afonin et al., *Anti-electron-neutrino spectra at two distances from the reactor of the Rovno nuclear power plant: Search for oscillations. JETP Lett.*, 45:247–251, 1987.
- [117] S. N. Ketov et al., *Reactor experiments of a new type to detect neutrino oscillations. JETP Lett.*, 55:564–568, 1992.
- [118] J. F. Cavaignac et al., *Indication for neutrino oscillation from a high statistics experiment at the Bugey reactor. Phys. Lett.*, B148:387–394, 1984.
- [119] Yu. V. Kozlov et al., *Antineutrino deuteron experiment at Krasnoyarsk reactor. Phys. Atom. Nucl.*, 63:1016-1019, 2000.
- [120] M. Apollonio et al., *Initial results from the CHOOZ long baseline reactor neutrino oscillation experiment. Phys. Lett.*, B420:397–404, 1998.
- [121] M. Apollonio et al., *Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. Phys. Lett.*, B466:415–430, 1999.
- [122] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier and A. Letourneau *The Reactor Antineutrino Anomaly*, arXiv:1101.2755v3 [hep-ex], 2011.
- [123] Y. Abe, J.C. dos Anjos, P. Chimenti, G. Valdivieso, et. al., arXiv:1401.5981v1.

- [124] RENO Collaboration, J.K. Ahn, et al., *RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter  $\theta_{13}$  Using Reactor Neutrinos at Yonggwang*, 2010, arXiv:1003.1391 hep-ex.
- [125] K. V. Tsang, *Results from the Daya Bay Reactor Neutrino Experiment*, Nuclear Physics B 246-247(2014) 18-22.
- [126] Chao Zhang, on behalf of the Daya Bay collaboration, *Recent Results From The Daya Bay Experiment*, et. al., arXiv:1501.04991v1.
- [127] L. A. Mikaelian, *Neutrino laboratory in the atomic plant*, in: Proceedings of the International Conference “Neutrino 77”, Vol. 2, Nauka, Moscow (1978), pp. 383-385.
- [128] A. A. Borovoi and L. A. Mikaélyan, *Possibilities of practical applications of neutrinos*, At. Énerg, 44, No 6, 508-511 (1978).
- [129] V. A. Korovkin, S. A. Kodanev, A. D. Yarichin, et. al., *Measurement of nuclear fuel burnup in a reactor according to neutrino emission*, At. Énerg., 56, No 4, 214-218 (1984).
- [130] V. A. Korovkin, S. A. Kodanev, N. S. Panashchenko, et. al., *Measurement of power generation of a power reactor by the method of neutrino detection*, At. Énerg., 65, No 3, 169-173(1988)
- [131] James J. Duderstadt, Louis J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis*, John Wiley and Sons, 1976.
- [132] Allan F. Henry, *Nuclear Reactor Analysis* The MIT Press.
- [133] N. S. Bowden, et. al., arXiv:0808.0698.
- [134] P. Huber and T. Schwetz, *Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos* Phys. Rev.D 70 : 053011, 2004.
- [135] Marcelo J. N. Souza, *Análise de Sistema de Detecção de Antineutrinos de Reatores Nuclear*. Dissertação de Mestrado 2009.
- [136] Yu. V. Klimov, V. I. Kopeikin, L. A. Mikaélyan, K. V. Ozerov, and V. V. Sinev *Neutrino Method Remote of Reactor Power and Power Output*, Atomic Energy, 76, No 2, 1994.
- [137] J. A. Costa, *Eletrônica de front-end do experimento neutrinos-angra*, dissertação de mestrado, UFJF (2014).

- [138] T. I. Dornelas, Medidas de caracterização do sensor da eletrônica de leitura e do detector alvo do projeto neutrinos-angra, dissertação de mestrado, UFJF (2015).
- [139] H. P. Lima, Data acquisition system for the angra project - angra note 12, Tech. rep., Angra Collaboration (2009).
- [140] P. Grieder, *Cosmic Ray at Earth*, Elsevier Science, 2001.
- [141] T. Abrahão, private communication.
- [142] Marcio G. Nunes. *Estimativa das Contribuições do Sinal de Antineutrino e Ruído Cósmico no Experimento Neutrino Angra*. Dissertação de Mestrado 2011.
- [143] P. Vogel and J. F. Beacom, *Angular distribution of neutron inverse beta decay,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$* , *Phys. Rev. D*60, 053003, July 1999
- [144] Autoria própria.
- [145] M. M. Matsumoto and T. Nishimura, *Mersenne twister: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudorandom number generator*, *ACM Trans. on Modeling and Computer Simulations*, 8, 1, (1998), 3-20.
- [146] *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*.
- [147] <http://superb150.blogspot.com.br/2012/12/cherenkov-radiation-light-booms.html>.
- [148] <https://root.cern.ch>.
- [149] Andi S. Cucoanes for the Nucifer Collaboration, *Status of the Nucifer Experiment*, *Journal of Physics: Conference Series* 375 (2012) 042063.
- [150] <http://www.eletronuclear.gov.br/Saibamais/EspaçoDoConhecimento/Pesquisaescolar/EnergiaNu>
- [151] The Double Chooz collaboration, *Improved measurements of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  with the Double Chooz detector*, *JHEP* 10 (2014) 086.
- [152] Klein, Joshua R. for the SNO Collaboration, *Solar neutrino results from the Sudbury Neutrino Observatory*, *Int.J.Mod.Phys. A*17 (2002) 3378-3392 hep-ex/0111040.
- [153] Figura conseguida através do site <http://www.physics.drexel.edu/wkushner/chooz/measure.php>.

- [154] Figura conseguida através do site <https://inspirehep.net/record/1283608/plots>.
- [155] Figura conseguida através do site <http://kamland.lbl.gov/>.
- [156] Figura conseguida através do site <http://hcpl.knu.ac.kr/neutrino/neutrino.html>.
- [157] Figura conseguida através do site <http://cerncourier.com/cws/article/cern/28803>.
- [158] Figura conseguida através do site <http://www.britannica.com/EBchecked/topic/208789/fragment>.
- [159] Colaboração Angra, *Using Neutrinos to Monitor Nuclear Reactors: the Angra Neutrino Experiment, Simulation and Detector Status*.
- [160] Referências de estudos da colaboração Angra.
- [161] Markov, A. A., *Theory of Algorithms*, Academy of Sciences of the USSR, Moscow (1954)
- [162] Norris J. R., *Markov Chains*, Cambridge University Press. (1997)
- [163] A. F. Barbosa e T. Abrahão, *Um estudo da taxa de eventos casuais no detector central*, AngraNote 018-2011.