



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ABC
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E HUMANAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

SIMULAÇÃO DA GEOMETRIA E DO DESEMPENHO
DO DETECTOR DE ANTINEUTRINOS DO PROJETO
ANGRA

Ronaldo da Maceno Lima

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Orientador: Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Co-Orientador: Pietro Chimenti

Santo André, São Paulo, Brasil
Setembro de 2009

SIMULAÇÃO DA GEOMETRIA E DO DESEMPENHO DO DETECTOR DE ANTINEUTRINOS DO PROJETO ANGRA

por

Ronaldo da Maceno Lima

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Física, de Concentração em Física das Partícula Elementares e Campos, da Universidade Federal do ABC (UFABC), como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre.

Orientador: Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Co-Orientador: Pietro Chimenti

**Santo André, São Paulo, Brasil
Setembro de 2009**

À minha avó/mãe: **Otília** (“Véa” Otíla), em memória;
Aos meus pais: **Andrelírio** e **Ana** (“Véi” André e Don’Ana);
Aos meus irmãos: **André**, **Aldo** e **Beto**.

“– *Não sei ... só sei que foi assim.*”
Chicó – Auto da Compadecida,
Ariano Suassuna

Sumário

Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	viii
Introdução	1
1 Neutrinos	2
1.1 Oscilações de Neutrinos	4
1.1.1 Oscilação com dois sabores	5
1.2 Fontes de Neutrinos	7
1.2.1 Neutrinos Solares	7
1.2.2 Neutrinos de Reator	9
1.2.3 Neutrinos Atmosféricos	9
1.2.4 Neutrinos de Acelerador	10
1.3 Tipos de Interações	10
1.3.1 Neutrino-nucleon	11
1.3.2 Neutrino-elétron	12
1.3.3 Neutrino-núcleo	12
1.4 Resultados experimentais	12

1.4.1	Experimentos com Neutrinos Solares	13
1.4.2	Experimentos com Neutrinos de Reator	18
1.4.3	Experimentos com Neutrinos Atmosféricos	21
1.4.4	Experimentos com Neutrinos de Acelerador	25
1.5	O Cenário Atual	31
2	Projeto Neutrinos Angra	35
2.1	Fluxo de Antineutrinos	36
2.2	O Detector Clássico	39
2.3	Detector Cherenkov: <i>WaterBox</i>	41
2.4	Status do Projeto	45
3	AngraSimulations: Discussões e Resultados	47
3.1	Implementação dos materiais	48
3.2	Construção das geometrias	48
3.3	Primeiros Testes	51
3.4	Mapas de Iluminação	52
3.5	Implementação da Física Eletromagnética	56
3.6	Novo Detector Robusto	58
3.7	Implementação da Geometria <i>WaterBox</i>	60
3.8	Implementação da Captura de Nêutrons	61
3.9	Estudo dos Sinais de Pósitrons e Nêutrons	64
3.10	Estudo do Ruído Devido aos Múons cósmicos	65
3.11	Conclusões	67
	Referências bibliográficas	69

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia de neutrinos solares na superfície [9].	9
1.2	Os diagramas representam respectivamente decaimento em elétron por corrente carregada (CC) e corrente neutra (CN).	12
1.3	Visão interna Super-Kamiokande, ainda vazio, na fase de fixação da PMTs. Foto extraída de site oficial da colaboração, disponível na referência [16]. . .	16
1.4	Espectro de energia de pósitrons em CHOOZ para o reator ligado e períodos com o reator desligado. Figura extraída da referência [22].	19
1.5	Visão esquemática do experimento KamLAND. Figura extraída da referência [23].	20
1.6	Resultados para oscilação de dois sabores publicados pelo SK. Figura extraída da referência [26].	23
1.7	Visão esquemática do detector MACRO. Figura extraída da referência [28]. .	24
1.8	Resultados apresentados pelo experimento LSND. Figura extraída da referência [35].	26
1.9	Primeiros resultados apresentados por <i>MiniBooNE</i> . Figura extraída da referência [37].	27
1.10	Distribuição de energia dos neutrinos (ν_μ), onde as linhas cheia e tracejadas são, respectivamente, o melhor ajuste para eventos com oscilação e o melhor ajuste para eventos sem oscilação. Figura extraída da referência [38].	28
1.11	Resultados de K2K (neutrinos de aceleradores) e SK (neutrinos atmosféricos). Figura extraída da referência [38].	29

1.12	Comparação entre os resultados apresentados por MINOS, K2K e SK (a 90% <i>CL</i>) dos parâmetros de oscilação medidos. Figura extraída da referência [40].	30
1.13	Na figura à esquerda é possível ver uma ilustração do posicionamento dos dois detectores do experimento Double-Chooz; Na imagem da direita uma visão esquemática do FD. Adaptado da referência [43].	32
1.14	Visão pictórica do posicionamento dos detectores do <i>Daya Bay Reactor Neutrino Experiment</i> . Figura extraída da referência [44].	33
1.15	À esquerda uma visão esquemática de um dos detectores do <i>Daya Bay Reactor Neutrino Experiment</i> ; À direita quatro dessas unidades montadas no FD. Adaptado da referência [44].	33
2.1	Medidas do espectro de antineutrinos das quatro principais componentes do combustível nuclear. Apenas a curva referente ao ^{238}U é um cálculo teórico. Figura extraída da referência [48].	38
2.2	Visão esquemática do primeiro detector proposto para o Projeto Neutrinos Angra. Suas partes aqui representadas são: A) alvo, B) gamma-catcher, C) blindagem e D) e E) sistema de veto de múon. Figura extraída da referência [50].	39
2.3	Visão do detector na sua versão ainda preliminar, onde se pode observar, na esquerda uma visão em perspectiva do tanque e na direita uma visão da sua base. Figura de autoria própria, produzida por meio de simulação com o Geant4.	43
2.4	Visão esquemática apenas do detector central, desconsiderando a blindagem. Figura extraída da referência [51]	44
2.5	test	46
3.1	Figuras produzidas no Geant4 com o código <i>AngraSimulations</i> , onde se pode ver respectivamente: A): Geometria D_Chooz; B) Geometria Copo de Caipirinha; C): Detector Robusto.	51
3.2	Mapas de iluminação referente à geometria D_Chooz: A) é a projeção do topo; B) é a projeção lateral; C) é a projeção da base.	52
3.3	Mapas de iluminação referente ao Detector Robusto: A) é a projeção do topo; B) é a projeção lateral; C) é a projeção da base.	53

3.4	Mapas de iluminação referente ao Copo de caipirinha: A) é a projeção do topo; B) é a projeção lateral; C) é a projeção da base.	54
3.5	Coleta de luz em função do eixo z para as geometrias: D_Chooz (A); Detector Robusto (B); Copo de Caipirinha (C).	57
3.6	Visão esquemática do novo detector robusto onde 1 é o alvo, 2 é o gamma-catcher, 3 é a blindagem, 4 PMT e 5 filme refletor.	58
3.7	Imagem do novo Detector Robusto, produzida no Geant4	59
3.8	Perfil de energia do total de fótons produzidos na aniquilação de pósitrons.	60
3.9	Distribuição dos fótons observados no alvo (A) e no gamma-catcher(B).	60
3.10	Resultados da simulação para uma concentração de 0%.	63
3.11	Resultados da simulação para uma concentração de 0.5% de Gd.	63
3.12	Curva de eficiência quântica da PMT <i>Hamamatsu R5912</i> . Figura extraída da referência [58].	64
3.13	Distribuição dos fotoelétrons gerados através dos pósitrons e nêutrons produzidos no detector. Figura extraída da referência [51].	65
3.14	Parametrização do fluxo de múons cósmicos. Figura extraída da referência [59].	66
3.15	Perfil do fotoelétrons produzidos pelos múons cósmicos.	66

Lista de Tabelas

1.1	Reações que compõem a cadeia do hidrogênio, suas probabilidades de ocorrência e a máxima energia cinética experimentada pelas partículas. Adaptado de [8].	8
1.2	Resultado de experimentos radioquímicos em fluxo estimado através do número de capturas medido em <i>SNU</i>	15
1.3	Resultados de alguns experimentos de pequeno porte com aceleradores de partículas. Adaptada da referência [34].	25
2.1	Número total de $\bar{\nu}_e$ por fissão, e a energia liberada por fissão para as cadeias dos isótopos mais relevantes no combustível do reator. Tabela adaptada da referência [22].	39
3.1	Estatística obtida para a geometria D_Chooz.	54
3.2	Estatística obtida para o Detector Robusto.	54
3.3	Estatística obtida para o Copo de Caipirinha.	55
3.4	Estatísticas considerando PMTs para cinco diferentes configurações de detectores.	56
3.5	A tabela apresenta o resumo dos valores médios de fótons captados em cada configuração geométrica quando são injetados pósitrons no alvo.	57
3.6	A tabela apresenta o resumo dos números médios de fótons captados em cada configuração geométrica quando são injetados elétrons no alvo.	57

Introdução

Desde de a primeira formulação do neutrino como parte da explicação da fenomenologia do decaimento beta a física de neutrinos passou por uma série de etapas importantes.

Neutrinos

Em 1930 Wolfgang Pauli[1] formulou uma descrição em que uma nova partícula deveria ser emitida junto com o elétron como resultado do decaimento beta. Essa partícula, que na época foi chamada de nêutron, possuiria algumas características singulares, dentre as quais podemos destacar a ausência de carga elétrica, spin $\frac{1}{2}$ e a massa bastante reduzida. Dois anos mais tarde James Chadwick [2] descobriu uma partícula com características similares da proposta anteriormente e a deu o nome sugerido por Pauli. No entanto o nêutron de Chadwick possuía uma massa muito grande para ser a partícula neutra emitida como produto do decaimento beta. Apenas em 1934 a explicação correta para o decaimento beta foi dada por Enrico Fermi [3]. Segundo ele, o decaimento do nêutron de Chadwick, contido nos núcleos dos átomos, produziria como resultado um próton, um elétron e a partícula proposta por Pauli, que foi assim denominada neutrino.

A primeira observação experimental de neutrinos ocorreu alguns anos mais tarde quando em 1953 Frederick Reines e Clyde Cowan [4], usando como fonte de partículas um reator nuclear em Hanford nos Estados Unidos, obtiveram as primeiras evidências da existência dessas partículas. Neutrinos são léptons que, por não possuírem carga elétrica nem carga de cor, interagem apenas fracamente, por correntes carregadas e correntes neutras mediadas respectivamente, pelos bósons W^\pm e Z^0 . Aparecem no Modelo Padrão (MP) três espécies de neutrinos que, por serem associados aos outros léptons carregados podemos organizá-los em três dubletos:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Ainda segundo essa descrição, neutrinos são assumidos como possuidores de massa nula com

um único estado de helicidade, sendo portanto neutrinos de mão esquerda (*left-handed*; LH) e antineutrinos de mão direita (*right-handed*; RH).

O surgimento de evidências sobre o fenômeno de oscilações de sabores, o que implica diretamente na existência de neutrinos massivos, levantou uma questão concernente à natureza dos neutrinos. Num cenário onde $m_\nu \neq 0$, a helicidade deixa de ser um invariante de Lorentz, o que na prática significa dizer que um neutrino poderia ser LH em um referencial e RH em outro referencial. A questão, que ainda está em aberto, é se neutrinos são partículas de Dirac ou de Majorana. Na descrição mais convencional, os neutrinos são assumidos como partículas de Dirac, e possuem $spin = \frac{1}{2}$ com dois estados helicidade, LH e RH , sendo que para $m_\nu = 0$ apenas os neutrinos LH podem interagir, já que os termos de massa com helicidade RH são proibidos. Numa outra abordagem propõe-se que os neutrinos são partículas de Majorana e os define como suas próprias antipartículas ($\nu \equiv \bar{\nu}$), tem-se então partículas de $spin = \frac{1}{2}$ e são observado dois estados de helicidade (LH e RH). No entanto, a única distinção que pode haver entre o comportamento do neutrino e do antineutrino se deve ao seu estado de helicidade [5]. Um importantíssimo teste para o esquema proposto por Majorana seria a observação do duplo decaimento beta sem emissão de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) já que esse é um processo proibido para neutrinos de Dirac.¹

O duplo decaimento só pode ser observado para neutrinos de Majorana que possuam massa não-nula, ainda que muito pequena. O ($0\nu\beta\beta$) se dá em dois estágios, no primeiro ocorre um simples decaimento beta, que produz um elétron e um antineutrino RH :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e^R. \quad (1.1)$$

Devido à indistinção que há entre partícula e antipartícula, $\bar{\nu}_e^R$ é absorvido no segundo estágio como um neutrino RH :

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

Mesmo sendo um processos em dois estágios o que seria observado é o $0\nu\beta\beta$:

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-. \quad (1.3)$$

¹Na descrição de Dirac se observa apenas o duplo decaimento beta com a emissão de antineutrinos ($2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}_e^R$).

Ainda hoje não se tem evidências experimentais sobre a existência $0\nu\beta\beta$, no entanto a sua observação viria reforçar a descrição dos neutrinos como partículas de Majorana.

1.1 Oscilações de Neutrinos

Segundo o que foi proposto por Bruno Pontecorvo em 1957 [6], os neutrinos têm seus três sabores naturalmente misturados entre si, sem nenhuma consequência física se esses possuírem massa igual a zero. No entanto, se as massas forem não-nulas o fenômeno da oscilação de sabores, que é um fenômeno puramente quântico, ocorre naturalmente. Os neutrinos são então representados por uma combinação linear de auto-estados de massa e auto-estados de sabor, que são conectados por meio de uma matriz unitária U como mostrado a baixo:

$$\nu_\alpha = \sum_j U_{\alpha j} \cdot \nu_j \quad (1.4)$$

onde ν_α e ν_j representam respectivamente os auto-estados de sabor e de massa para $\alpha = e, \mu, \tau$ e $j = 1, 2, 3$.

A matriz 3×3 $U_{\alpha j}$ chamada de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS)², é parametrizada em três ângulos de mistura $\theta_1 = \theta_{12}$, $\theta_2 = \theta_{23}$ e $\theta_3 = \theta_{13}$ e tem o acréscimo de uma fase δ referente à violação CP. Com isso podemos escrever a representação mais usual da matriz PMNS:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

onde temos $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$. Portanto, com três estados de massa obtemos então duas diferenças quadradas de massa (Δm_{12}^2 e Δm_{23}^2), onde $|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{23}^2|$, assumindo $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2$.

²A composição da matriz PMNS foi feita em analogia à matriz Cabibbo-Kobaiashi-Maskawa (CKM) de mistura no setor dos quarks.

1.1.1 Oscilação com dois sabores

É possível conceber um cenário mais simplificado, em que apesar de uma abordagem mais simplificada seja possível compreender os fundamentos do mecanismo da oscilação. O que queremos então, são apenas dois auto-estados de sabor (ν_e e ν_μ), com massas não-nulas e diferentes ($m_1 \neq m_2$), que estejam no vácuo, ou seja, completamente isolados dos efeitos da matéria. Nesse contexto, podemos então representá-los como uma combinação linear de auto-estados de sabor e auto-estados de massa (ν_1 e ν_2). No entanto, a matriz U que agora é 2×2 , passa a depender apenas de um ângulo de mistura e tem a seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}.$$

O que, portanto, nos permite escrever:

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

utilizando o sistema de unidades naturais, onde $\hbar = c = 1$.

Sendo $|\nu_e\rangle = |\nu(0)\rangle$, um neutrino criado num tempo $t = 0$ e com momento linear p , sua evolução temporal é dada por:

$$|\nu(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (1.6)$$

onde temos que $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, para $i = 1, 2$.

Se definirmos que $p \equiv |\vec{p}|$ para os estados ν_1 e ν_2 , considerando que $m \ll E_i$ é possível expandir E_i em série de Taylor, donde obtemos:

$$E_i = p \sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p^2}} \cong p + \frac{m_i^2}{2p} \quad (1.7)$$

Reescrevendo 1.6, temos:

$$|\nu(t)\rangle = \cos\theta e^{-i(p + \frac{m_1^2}{2p})t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-i(p + \frac{m_2^2}{2p})t} |\nu_2\rangle \quad (1.8)$$

Essas informações nos permite calcular as probabilidades de oscilação ($P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$) e de sobrevivência $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}$. Assim sendo, para um neutrino ν_e criado em um tempo $t = 0$, a probabilidade de detecção do mesmo ν_e numa distância $L \approx t$, é dado por $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2$. Calculando inicialmente $\langle \nu_e | \nu(t) \rangle$, vem:

$$\langle \nu_e | \nu(t) \rangle = (-\text{sen}\theta \langle \nu_1 | + \text{cos}\theta \langle \nu_2 |)(e^{-ipt})(\text{sen}\theta | \nu_1 \rangle e^{-i(\frac{m_1^2}{2p})t} + \text{cos}\theta | \nu_2 \rangle e^{-i(\frac{m_2^2}{2p})t}). \quad (1.9)$$

e, portanto, temos que:

$$\langle \nu_e | \nu(t) \rangle = e^{-ipt}(\text{sen}^2\theta e^{-i(\frac{m_1^2}{2p})t} + \text{cos}^2\theta e^{-i(\frac{m_2^2}{2p})t}). \quad (1.10)$$

A partir de 1.10 é possível obter a probabilidade de sobrevivência $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}$ da seguinte forma:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2 = e^{-ipt}(\text{sen}^2\theta e^{-i(\frac{m_1^2}{2p})t} + \text{cos}^2\theta e^{-i(\frac{m_2^2}{2p})t})e^{-ipt}(\text{sen}^2\theta e^{i(\frac{m_1^2}{2p})t} + \text{cos}^2\theta e^{i(\frac{m_2^2}{2p})t}) \quad (1.11)$$

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = (\text{sen}^2\theta)^2 + (\text{sen}^2\theta \text{cos}^2\theta e^{-i(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4p})t}) + (\text{cos}^2\theta \text{sen}^2\theta e^{-i(\frac{m_2^2 - m_1^2}{4p})t}) + (\text{cos}^2\theta)^2. \quad (1.12)$$

Então, para $E \approx p$ e numa distância $L \approx t$, a seguinte expressão representa probabilidade de sobrevivência de ν_e :

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)} = 1 - \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2(\Delta m^2 L / 4E), \quad (1.13)$$

em que $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$, e é expresso em eV^2 , L em metros e E em MeV. Em um esquema de oscilação em dois sabores a probabilidade de detecção de ν_μ dada por $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$ conseqüentemente é:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)} = |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 = 1 - P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}. \quad (1.14)$$

Podemos, portanto, definir um comprimento de oscilação (L_o) como:

$$L_o = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}. \quad (1.15)$$

usando a definição de L_o é possível reescrever a equação 1.13 da seguinte forma:

$$P = 1 - \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\pi L}{L_o}\right) \quad (1.16)$$

sendo que se observa o primeiro máximo de oscilação se observa em $L/L_o = 1/2$.

1.2 Fontes de Neutrinos

Estamos expostos a um fluxo grande de neutrinos, com energia dependendo diretamente da fonte em que são produzidos. As principais fontes aqui são:

- Neutrinos Solares;
- Neutrinos de Reator;
- Neutrinos Atmosféricos;
- Neutrinos de Acelerador
- Geoneutrinos.

Onde, dentre essas cinco fontes, apenas os geoneutrinos não possibilitam atualmente medidas experimentais relacionadas com oscilação de sabor.

Para cada fonte utiliza-se uma técnica experimental diferente para detectar os neutrinos emitidos, isso ocorre devido à diferença de energia que há entre partículas e as reações características que geram essas partículas em cada fonte. Discutiremos essas diferenças e os resultados experimentais obtidos nas próximas seções.

1.2.1 Neutrinos Solares

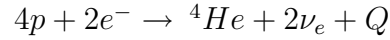
Neutrinos são produzidos a partir de reações termonucleares no núcleo do Sol e que ocorrem em dois ciclos básicos: cadeia do hidrogênio e o ciclo CNO (Carbono-Nitrogênio-Oxigênio). Como o ciclo CNO não representa uma contribuição significativa para o fluxo de neutrinos (menos de 1% do fluxo total) descreveremos apenas a cadeia do hidrogênio. É possível obter informações mais detalhada sobre o ciclo CNO em [7]. A cadeia do hidrogênio é iniciada por

Reação	Probabilidade(%)	E_ν Máxima (MeV)
$(pp) p + p \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e$	99.75	0.420
$(pep) p + e^- + p \rightarrow {}^2H + \nu_e$	0.24	1.44
${}^2H + p \rightarrow {}^3He + \gamma$	100	
${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2p$	86	
${}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma$	14	0.861 (90%), 0.383 (10%)
${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$		
${}^7Li + p \rightarrow 2{}^4He$		
${}^7Be + p \rightarrow {}^8B + \gamma$	0.015	14.06
${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e$		
${}^8Be \rightarrow 2{}^4He$		

Tabela 1.1: Reações que compõem a cadeia do hidrogênio, suas probabilidades de ocorrência e a máxima energia cinética experimentada pelas partículas. Adaptado de [8].

reações de pares pp e pep , que são descritas na Tabela 1.1, juntamente com as reações que se seguem no processo:

O que se observa como resultado final desse ciclo é:



Onde Q é referente à radiação eletromagnética (γ) cujo valor é $26MeV$. A média de energia dos neutrinos emitidos nesse processo é $\approx 0.5MeV$.

O Modelo Solar Padrão (MSP) o descreve como uma estrela pertencente à sequência principal no diagrama HR ³. Por volta de 1960 John Bahcall desenvolveu cálculos detalhados que viriam determinar o fluxo dos neutrinos solares (ver Figura 1.1) .

Posteriormente, munido dos resultados produzidos por Bahcall, Raymond Davis e colaboradores propuseram a construção Homestake [11], experimento que mediu pela primeira vez o fluxo de neutrinos solares. Os resultados produzidos dessa colaboração (e discutidos em 1.4.1) apontavam para um déficit no fluxo de neutrinos⁴, o que na época abriu discussões entre credibilidade dos cálculos feitos por J. Bahcall e da técnica experimental utilizada pela colaboração de Davis. Nos anos que se seguiram ao Homestake, outros experimentos vieram a confirmar suas medidas apontando o fenômeno de oscilação como o responsável pelo déficit de neutrinos.

³Diagrama criado por E. Hertzsprung e H. Russell que correlaciona luminosidade, magnitude absoluta, classificação estelar e temperatura de superfície.

⁴Apenas se observou 1/3 do número proposto nos cálculos de J. Bahcall.

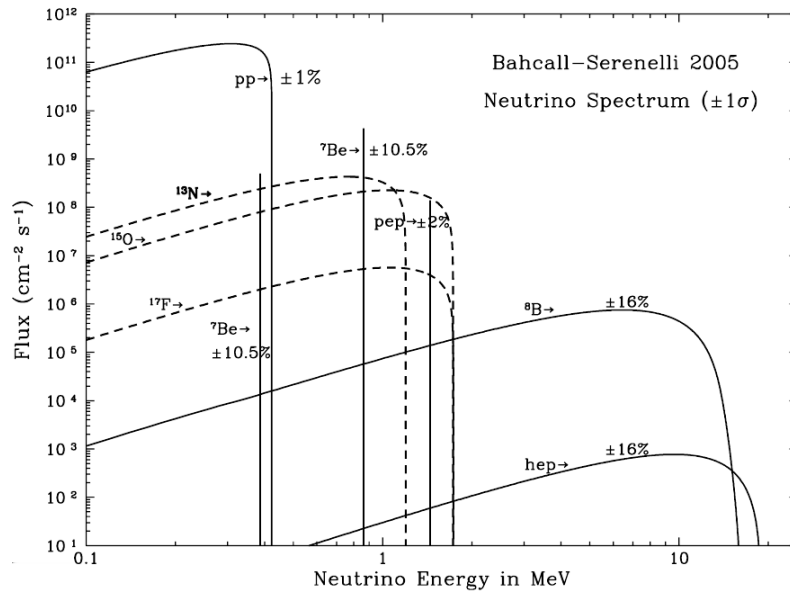


Figura 1.1: Espectro de energia de neutrinos solares na superfície [9].

1.2.2 Neutrinos de Reator

Um reator nuclear produz uma grande quantidade de antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) através de decaimentos beta ocorridos em isótopos radioativos no seu interior. A construção de experimentos precisos usando reatores como fonte de partículas depende fortemente de um conhecimento detalhado do fluxo e do espectro de energia das mesmas, informações acessíveis desde que se conheça a potência térmica do reator. Dos processos iniciados pelos principais isótopos envolvidos no processo de geração de energia (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu) vem a maior parte dos antineutrinos, além desses uma pequena parcela tem origem em fragmentos de fissão gerados por captura de nêutron, donde da soma desses processos tem-se um fluxo médio de $\langle N_{\bar{\nu}} \rangle = 6,7 \bar{\nu}/\text{fissão}$. A reação característica para a detecção dessas partículas, o chamado decaimento beta inverso ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) ocorre em um limiar de energia de 1.8MeV .

1.2.3 Neutrinos Atmosféricos

Os neutrinos atmosféricos surgem como subprodutos de primários de raios cósmicos nas camadas mais altas da atmosfera. Da interação dessas partículas, que são principalmente prótons de altíssima energia, são gerados píons e káons. Dos píons (π^\pm) são gerados neutrinos

(ou antineutrinos) muônicos, como descrito abaixo:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

O decaimento dos káons decaem gerados os neutrinos (ou antineutrinos) muônicos e múons (μ^\pm):

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X$$

onde X pode ser nenhuma partícula (64.3% dos decaimentos), ou π^0 (3.3% dos decaimentos), ou $\pi^+ + \pi^-$ (1.4×10^{-5} dos decaimentos) ou γ (6.2×10^{-3} dos decaimentos) [10]. Os múons oriundos do decaimento dos píons e káons também produzindo neutrinos (ou antineutrinos) muônicos e eletrônicos, além de uma grande quantidade de elétrons e pósitrons como pode ser visto abaixo:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu,$$

1.2.4 Neutrinos de Acelerador

A extração de feixes de neutrinos a partir dos aceleradores possibilitaram importantes medidas experimentais. Feixes de prótons ao colidirem com alvo fixo geram uma série de partículas dentre elas os neutrinos e antineutrinos proveniente basicamente do decaimento de píons e káons da colisão. Esses experimentos que são principalmente de oscilação operam numa faixa alta de energia (dezenas de GeV) e uma das vantagens oferecidas por esse tipo de experimento é o controle sobre a energia dos feixes de neutrinos, já que está correlacionada com energia do feixe inicial de prótons. Alguns experimentos serão descritos a seguir na sessão 1.4.4

1.3 Tipos de Interações

Como já dito anteriormente, os neutrinos são partículas que só experimentam interação fraca. Podemos, dentre as interações acessíveis, destacar as que são mais relevantes para

os experimentos relacionados ao fenômeno de oscilação. Quando, num experimento, o que se propõe detectar é apenas um sabor, as interações importantes são de corrente carregada (CC). O contrário ocorre quando o experimento se propõe a medir o fluxo total de neutrinos independente do sabor, nesses casos as interações são de corrente neutra (CN). Sabendo disso podemos organizar as principais interações em três grupos de acordo com as partículas alvo e conseqüentemente com a energia envolvida nas reações.

1.3.1 Neutrino-nucleon

Como o próprio nome sugere esse é o tipo de interação que se dá entre neutrinos e partículas que compõem os núcleos. Essas interações podem ocorrer em três intervalos de energia o que conseqüentemente caracterizam fontes geradoras diferente.

- **Baixas Energias** - ocorrem para energias entre 1 e 10 MeV onde ν_e e $\bar{\nu}_e$ por meio de corrente carregada interagem com nucleons livres num limiar de energia de $1.8MeV$. Esse tipo de interação é observado por meio de experimentos com neutrinos de reator e neutrinos solares sob a forma das reações:

$$\nu_e + p \rightarrow e^- + n$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

- **Médias Energias** - ocorrem para energias $\simeq 1GeV$ por meio de corrente carregada, sendo de interesse para experimentos de acelerador e com neutrinos atmosféricos por meio das interações:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$$

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

- **Altas Energias** - ocorrem para energias $\gg 1GeV$, com neutrinos que são produzidos em aceleradores donde são gerados basicamente ν_e e ν_μ com as seguintes seções de choque:

$$\sigma(\nu) = 0.67 \times 10^{-38} cm^2 E_\nu / GeV, \text{ para neutrinos e}$$

$$\sigma(\bar{\nu}) = 0.34 \times 10^{-38} cm^2 E_\nu / GeV, \text{ para antineutrinos.}$$

1.3.2 Neutrino-elétron

Esse tipo de interação elástica se dá por processos de interação fraca onde são observados os três sabores de neutrinos (ν_e , ν_μ e ν_τ) por meio de CC e CN (vide figura 1.2).

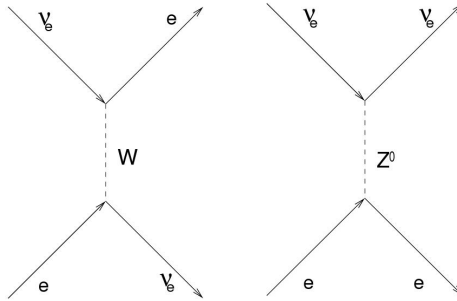


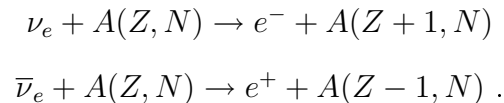
Figura 1.2: Os diagramas representam respectivamente decaimento em elétron por corrente carregada (CC) e corrente neutra (CN).

Processos de CC e CN são relacionados basicamente a ν_e sendo que ν_μ e ν_τ apenas são possíveis por meio de CN. As seções de choque dessas reações são:

$$\begin{aligned}\sigma(\nu_e) &= 0.93 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 E_\nu / \text{GeV} \\ \sigma(\nu_\mu, \nu_\tau) &= 0.16 \times 10^{-41} \text{ cm}^2 E_\nu / \text{GeV} .\end{aligned}$$

1.3.3 Neutrino-núcleo

Reações desse tipo são úteis em experimentos do tipo radioquímico (a ser discutido na próxima sessão) e se caracteriza pela interação de um neutrino (ou antineutrino) com um nucleon confinado no núcleo. Como resultado da interação forma-se um núcleo instável, que decai rapidamente para se reorganizar sendo esse decaimento que possibilita a contagem de eventos com neutrinos. As reações características que se observa portanto é:



1.4 Resultados experimentais

As técnicas experimentais aplicadas, tanto em detecção quanto em medidas de oscilação de sabor, se diferem de acordo com as fontes geradoras. Isso quer dizer basicamente que cada

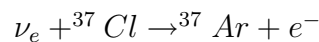
tipo de experimento está correlacionado à faixa de energia na qual o neutrino é produzido, sendo que é justamente isso que possibilita distinguir a origem das partículas observadas. Desse modo é mais prático organizar e discutir os resultados experimentais de acordo com os tipos de detectores, relacionando-os à fonte na qual eles se propõem a medir.

1.4.1 Experimentos com Neutrinos Solares

Motivados pelos cálculos feitos por J. Bahcall, foram construídos uma série de experimentos para explorar e medir o fluxo de neutrinos solares. Alguns dos resultados obtidos nos primeiros experimentos suscitaram o problema do deficit no fluxo de neutrinos solares. Outros resultados se seguiram e reforçaram ainda mais a existência desse deficit, apontando a oscilação de sabores como responsável pelo desaparecimento de ν_e . Sua comprovação veio por meio de resultados produzidos pelo experimento *SNO* [12] ao detectar o fluxo para os três sabores (ν_e , ν_μ e ν_τ) constatando uma concordância entre o fluxo total para os três sabores e o que foi previsto por Bahcall para o fluxo total de ν_e . Podemos organizar os experimentos com neutrinos solares em duas categorias básicas, descritas nos próximos itens.

Experimentos Radioquímicos

Os experimentos radioquímicos funcionam com uma medida indireta baseada em interações do tipo neutrino-núcleo, onde a reação característica observada é $\nu_e + A(Z, N) \rightarrow e^- + A(Z+1, N)$. Dos processos geralmente são formados novos núcleos instáveis, que devem ser extraídos periodicamente do alvo e, ao decaírem, revelam informações sobre o fluxo de neutrinos. O pioneiro, tanto na detecção de neutrinos solares quanto na utilização dessa técnica, foi o experimento Homestake que em 1964 com um alvo com 10^5 galões de tetracloretileno⁵ donde se observava a reação:



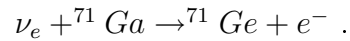
Após um período de funcionamento que compreendeu de 1970 – 1995 foi constatado um fluxo (vide Tabela 1.2) de apenas 1/3 do esperado em *SNO*⁶

Outros experimentos se seguiram ao Homestake e trouxeram consigo evoluções na técnica para detecção. Mesmo ainda sendo radioquímicos e operarem com o mesmo tipo de

⁵Substância de custo relativamente baixo de fácil obtenção para uma quantidade tão grande.

⁶Onde a unidade *SNU* corresponde 10^{-39} neutrinos/(captura.átomo)

reação (*neutrino-núcleo*), a principal diferença trazida por eles e a mudança na composição do alvo, que deixa de usar cloro como partícula alvo e passa a usar Gálio (*Ga*). Os experimentos baseados em *Ga* operam num limiar de energia de 0.233MeV cuja reação característica observada é:



O ${}^{71}\text{Ge}$ que é gerado no processo também é um átomo instável e é por meio da contagem dos subprodutos oriundos do seu decaimento que é possível mensurar o fluxo de neutrinos.

Frutos de uma mesma colaboração o *Gallium Experiment* (GALLEX) e posteriormente o *Gallium Neutrino Observatory* (GNO), que somados os períodos de funcionamento de ambos, funcionaram entre os anos de 1991 e 2003 no *Gran Sasso Laboratory* a uma profundidade de 3500 MWE ⁷, o GALLEX que funcionou no período de 1991 – 1997 possuía no seu alvo 30 *ton* de ${}^{71}\text{Ga}$ dissolvida em outras 100 *ton* de uma solução aquosa. Esse material era extraído regularmente para a contagem de eventos por meio dos produtos gerados no decaimento do ${}^{71}\text{Ge}$. No ano seguinte ao término do GALLEX, o GNO entra em operação e segue funcionando até 2003 acumulando dados sobre o fluxo de neutrinos solares. Esses dois experimentos por terem funcionado num mesmo lugar expostos às mesmas condições produziram resultados que podem ser analisados separadamente ou combinados como é mostrado na Tabela 1.2 .

Um outro experimento radioquímico de grande importância para a medida do fluxo de neutrinos solares foi o *Soviet-American Gallium Experiment* (SAGE). Instalado a 4700 MWE no *Baksan Neutrino Observatory* - Rússia, contava no seu alvo com uma massa de aproximadamente 46 *ton* de ${}^{71}\text{Ga}$ e teve um período de funcionamento de 13 anos (1990–2003) tendo cumprido 107 ciclos ⁸ donde os resultados obtidos com detectores de gálio são agrupados na Tabela 1.2 .

Esses valores obtidos podem ser comparados ao predito no MSP de 128SNU , o que evidencia um déficit no fluxo de ν_e .

⁷Sigla em inglês de *meter water equivalent* que representa a profundidade.

⁸Assim como os outros experimentos radioquímicos supracitados o material do alvo era periodicamente extraído esubmetido a processos químicos de contagem de ${}^{71}\text{Ge}$.

Experimento	Fluxo medido em SNU
Homestake [13]	$2.56 \pm 0.16_{estat} \pm 0.16_{sist}$
GALLEX	$77,5 \pm 6.2_{estat} \pm^{+4.3}_{-4.7}_{sist}$
GNO [15]	$6.2^{+5.5}_{-5.3}_{estat} \pm 2.5_{sist}$
GNO & GALLEX [15]	69.3 ± 4.1
SAGE [14]	$70.8^{+5.3}_{-5.2}_{estat} \pm^{+3.7}_{-3.2}_{sist}$

Tabela 1.2: Resultado de experimentos radioquímicos em fluxo estimado através do número de capturas medido em SNU .

Experimentos em tempo real

Embora também sejam destinados à medida de neutrinos solares algumas características importantes diferem essa categoria de detectores da discutida anteriormente. Uma primeira mudança ocorre na composição do alvo, nesse caso é preenchido com água ou água pesada (2H_2O), o que portanto acarreta numa mudança do tipo de interação buscada no processo de detecção. O que se busca nesse tipo de detector são reações que produzem como subprodutos léptons carregados que por sua vez ao percorrerem o interior do detector emitem radiação Cherenkov⁹ e são justamente esses sinais que possibilitam detectar neutrinos e assim aferir algo sobre o fluxo no qual o detector está exposto. É importante ainda dizer que devido a essas características detectores desse tipo possuem alvos com um volume bastante grande (fato que pode ser visto na Figura 1.3) e com a superfície interna monitorada por uma grande quantidade de Fotomultiplicadoras (PMT¹⁰) para detectar os sinais luminosos deixados no seu interior por meio de radiação Cherenkov.

Três importantes experimentos figuram nessa categoria de detectores. Pioneiro nessa técnica, o Kamiokande [17] iniciou suas operações no ano de 1983, onde era possível observar reações do tipo $\nu + e \rightarrow \nu + e$ ¹¹. Seu alvo possuía 30 *kton* de água sendo monitorado por 1000 PMTs. A fim de minimizar a atuação de ruídos seu limiar de energia era fixado em 9.3 *Mev*¹² o que limitava o experimento a observar apenas eventos relacionados a neutrinos advindo do 8B (veja Tabela 1.1) . Portanto com um total de 800 eventos computados o Kamiokande

⁹Efeito produzido quando uma partícula carregada viaja num meio material com uma velocidade superior à velocidade da luz naquele meio. A radiação é emitida por meio de cones luminosos semelhante aos gerados pela onda de choque na quebra da barreira do som.

¹⁰Na sigla em inglês *Photomultiplier Tubes*.

¹¹Reações desse tipo são observadas principalmente para ν_e no entanto também podem ser produzidos por ν_μ e ν_τ porém com uma seção de choque bem menor.

¹²Esse valor teve de ser diminuído para 7 *MeV*.

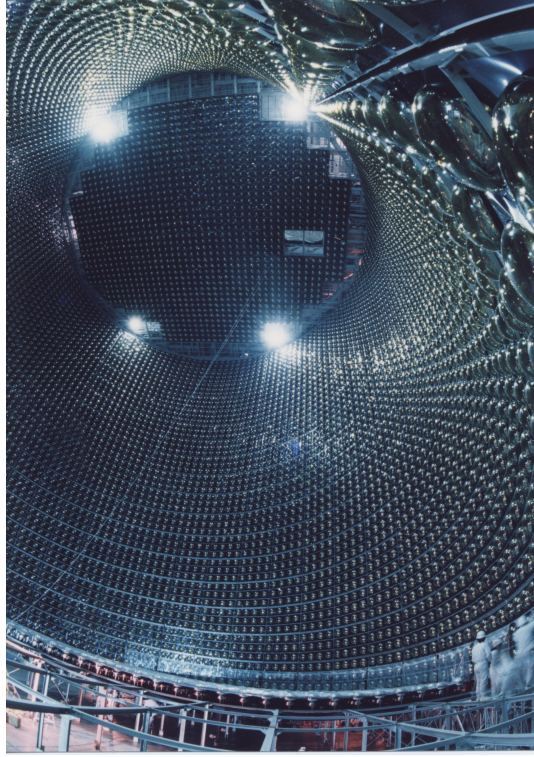


Figura 1.3: Visão interna Super-Kamiokande, ainda vazio, na fase de fixação da PMTs. Foto extraída de site oficial da colaboração, disponível na referência [16].

observou o seguinte fluxo para neutrinos solares:

$$\Phi(\nu_e) = (2.8 \pm 0.19 \pm 0.33) \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} . \quad [18]$$

Este resultado veio a confirmar o déficit de neutrinos solares, já que ao comparar os resultados com o MSP (*resultados/MPS*) o que obtemos é $0.55 \pm 0.04 \pm 0.07$.

Ao encerrar o funcionamento do Kamiokande em 1991, iniciou-se a construção do Super-Kamiokande (SK) que começou suas medições no ano de 1996. Com tamanho consideravelmente maior em comparação ao antecessor, o SK passua em sua fase inicial um alvo com 50 *kton* de água monitorada com 11000 PMTs além de possuir um sistema de veto¹³ equipado com 1800 PMTs. Operando num limiar de energia de 5 *MeV* pôde observar cerca de 22400 eventos no período de 1996 a 2001, esses dados produziram como resultado um fluxo de:

$$\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} . \quad [19]$$

¹³Partículas carregadas produzidas como produtos da radiação cósmica são uma grande fonte de ruído nesse tipo de experimento. O sistema de veto dedica-se a detectar e suprimir os sinais gerados por essas partículas.

Em 2002, após um grave assidente que destruiu parte significativa de suas PMTs no fim do ano anterior, iniciou-se a segunda fase do projeto que se estendeu por mais 4 anos. As atividades foram retomadas em 2006 e seguem até hoje tomando dados do fluxo de neutrinos solares, os resultados tanto da segunda fase quanto da terceira só reforçam o primeiro resultado publicado pelo SK [19].

Construído numa mina desativada há 2 km de profundidade em Ontário no Canadá o *Sudbury Neutrino Observatory* (SNO) [12] contava com 1000 ton de água pesada e conseguia observar não apenas o fluxo para ν_e , como também para ν_μ e ν_τ . Essa característica, que permitiu pela primeira vez uma medida integral do fluxo de neutrinos solares (para as três espécies de neutrinos), se deve a três reações típicas observadas no experimento:

1. $\nu_e + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + e^-$
2. $\nu_* + {}^2\text{H} \rightarrow p + n + \nu_*$
3. $\nu_* + e \rightarrow \nu_* + e$,

onde interações do tipo **1.** são acessíveis apenas a neutrinos ν_e por meio de reações de *CC*; interações do tipo tipo **2.** possíveis às três espécies por meio de reações tipo *CN*; interações do tipo **3.** são possíveis preferencialmente a ν_e , no entanto, é também permitido às outras espécies com uma seção de choque bem menor.

Todas essas características deram ao SNO posição de destaque entre os experimentos com neutrinos solares ao apontar com razoável segurança a oscilação de neutrinos como responsável pelo deficit de ν_e no fluxo solar. Como resultados da primeira fase do experimento foram produzidas medidas para o fluxo das três espécies [20]:

$$\Phi(\nu_e) = 1.76 \pm 0.05 \text{ estat} \pm 0.09 \text{ sist}$$

$$\Phi(\nu_\mu, \nu_\tau) = 1.76 \pm 0.45 \text{ estat} \begin{matrix} +0.48 \\ -0.45 \end{matrix} \text{ sist}$$

Esse resultado se mostra significativo, pois comparar o valor medido pelo SNO para as três espécies obtém-se exatamente o valor predito no MSP, *i.e.* $\Phi(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)/\text{MSP} \approx 1$. No entanto, as reações no núcleo solar apenas produzem ν_e , o que reforça a ideia do surgimento das outras duas espécies de neutrinos.

Com um alvo esférico preenchido com 300 ton de cintilador líquido monitorado por 2200 PMTs, o Borexino produziu alguns resultados importantes. Por operar num baixo limiar

de energia (250 keV) era sensível aos neutrinos ${}^7\text{Be}$ (ver Tabela 1.1). Para um valor esperado de 75 ± 4 eventos/(100 *ton.dia*), o valor observado por Borexino foi:

$$47 \pm 7 \text{ estat} \pm 12 \text{ sist eventos}/(100 \text{ ton.dia}) .[21]$$

1.4.2 Experimentos com Neutrinos de Reator

Reatores, como dito anteriormente, são fontes abundantes de antineutrinos eletrônicos $\bar{\nu}_e$ devido à ocorrência de inúmeros decaimentos beta em seu interior. Esses antineutrinos são detectáveis por meio do decaimento beta inverso: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Basicamente dois tipos de experimentos são possíveis usando reatores como fontes de partículas, experimentos a curtas distâncias permitem obter informações sobre o ângulo de mistura θ_{13} , já a grandes distâncias permitem determinar parâmetros de mistura e oscilação num cenário que abrange dois sabores apenas. Dedicaremos esta sessão para discutir e apresentar características e resultados obtidos por grandes experimentos com neutrinos de reator espalhados no mundo.

CHOOZ

O experimento de CHOOZ localizava-se a 1 km da fonte de partículas, reator do sítio nuclear de Chooz no norte da França, possuía um alvo com cinco toneladas de cintilador líquido dopado com gadolínio numa concentração de 0.09% em massa. Além disso, possui uma área intermediária com 107 toneladas de cintilador líquido não dopado, que se destina à captação de gamas produzidos no alvo. O detector foi instalado a uma profundidade de 300 MWE a fim de diminuir o ruído gerado por múons da radiação cósmica¹⁴. Com limiar de energia $\leq 8\text{ MeV}$ para aniquilação de pósitrons e $6\text{ MeV} \leq E \leq 12\text{ MeV}$ para a captura de nêutrons e uma janela temporal de $100\ \mu\text{s}$, obteve dados durante o período de março de 1997 a julho de 1998. Dentre outros resultados, foram obtidos os espectros de energia de pósitrons (figura 1.4).

Donde se pode observar a razão para o fluxo, desconsiderando efeitos de oscilação, igual a:

$$1.01 \pm 2.8\% \text{ estat} \pm 2.7 \text{ sist}$$

¹⁴O múons produzem uma grande quantidade de nêutrons devido ao processo de espalçamento, onde nêutrons são arrancados de núcleos da atmosfera ou do detector. Esses nêutrons podem entrar no detector e eventualmente ser capturados gerando um falso sinal. Suprimir esses sinais é de suma importância na precisão do experimento.

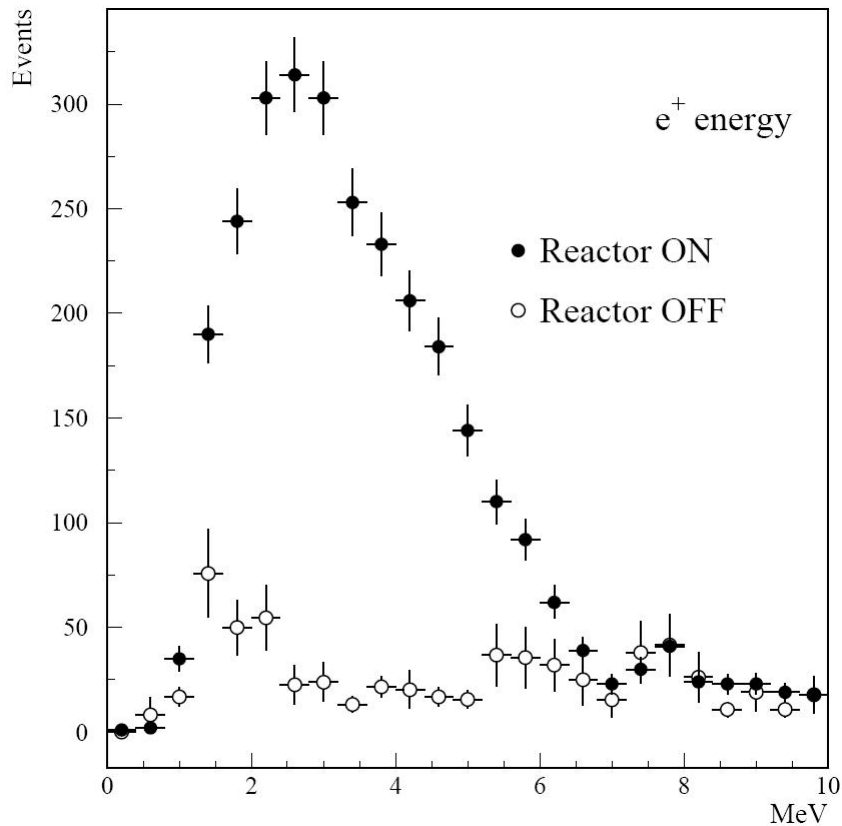


Figura 1.4: Espectro de energia de pósitrons em CHOZZ para o reator ligado e períodos com o reator desligado. Figura extraída da referência [22].

Palo Verde

O experimento de Palo Verde era composto por um conjunto de 66 tanques de acrílico preenchido com cintilador líquido e que, somados, correspondiam a uma massa fiducial de 11 *ton*. Esses tanques usavam como fonte de partículas três reatores idênticos de 11.6 *GW* de potência que juntos compõem a *Palo Verde Nuclear Generating Station* nos Estados Unidos. Ao fim de dois anos de experimento (período de 1998 – 2000) a compilação dos resultados obtidos [25] leva ao seguinte resultado:

$$R = 1.01 \pm 2.4\% \text{ estat} \pm 5.3 \text{ sist} .$$

KamLAND

O *Kamioka Liquid scintillator Antineutrino Detector* (KamLAND), que funcionou entre março de 2002 e janeiro de 2004, foi instalado no mesmo laboratório onde funcionava o

Kamiokande, em Kamioka-Japão a uma profundidade de 2700 *MWE*. Por estar montando numa profundidade tão grande estava exposto a um ruído muito menor. Essa característica combinada com o tamanho do seu alvo, uma esfera de 13 *m* de diâmetro preenchido com 1 *kton* de cintilador líquido monitorado por 1879 PMTs, dava ao experimento de CHOOZ uma posição privilegiada dentre os experimentos de reator. O alvo era imerso em um volume externo com óleo mineral não cintilante a fim de isolá-lo da radiação externa (Ver Figura 1.5).

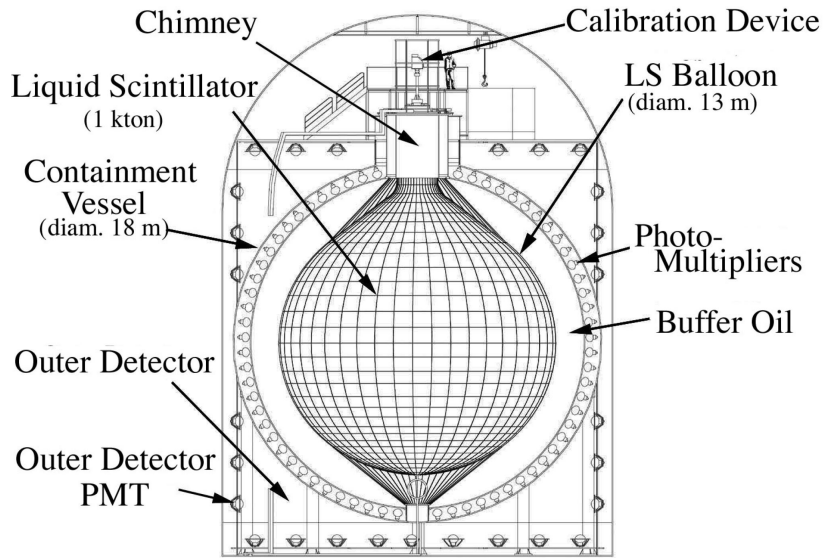


Figura 1.5: Visão esquemática do experimento KamLAND. Figura extraída da referência [23].

Exposto ao fluxo de partículas vindas de 53 reatores nucleares, que distam em média 150 *km* do seu alvo, o KamLAND operava numa janela temporal de 660 μs e a energia dos fótons gerados devido à captura de nêutrons compreende o intervalo entre 1.8 e 2.6 *MeV*. A taxa de eventos esperados pelo experimento, desconsiderando oscilação, era de 350 ± 23 *sist* eventos acima de 2.6 *MeV*, no entanto, como resultado desse período de observação foram computados aproximadamente 258¹⁵. Esses resultados levam, então a uma probabilidade de sobrevivência ($P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$) de:

$$0.658 \pm 0.33 \text{ estat} \pm 0.047 \text{ sist} .$$

Alguns eventos foram computados com energia abaixo de 2.6 *MeV* e esses são atribuídos a

¹⁵258 foi a quantidade de eventos considerando nível de ruído de 17.8 ± 7.3 eventos.

geoneutrinos produzidos pelo decaimento de elementos radioativos no interior das rochas. A compilação dos resultados obtidos por KamLAND, se combinados com os dados produzidos por experimentos com neutrinos solares, permite valores confiáveis para Δm^2 e o para o ângulo de mistura (medido por meio de $\tan^2\theta$) num cenário de oscilação para dois sabores [24]:

$$\Delta m_{12}^2 = 7.9^{+0.6}_{-0.5} \times 10^5 \text{ eV}^2$$

$$\tan^2\theta = 0.40^{+0.10}_{-0.07} .$$

1.4.3 Experimentos com Neutrinos Atmosféricos

Os experimentos com neutrinos atmosféricos, devidos às próprias características da fonte (seção 1.2.3), precisam operar a grandes profundidades para que haja um bom isolamento, já que é difícil distinguir os múons da radiação cósmica dos gerados como subprodutos da interação dos neutrinos. Para os neutrinos atmosféricos existem basicamente dois regimes de detecção onde os eventos podem ser classificados: eventos onde o traço percorrido pelo múon está totalmente no interior do detector, ou seja ele é gerado e absorvido no detector, a quem chamamos de Totalmente Contidos (TC); eventos em que o múon pode ter sido gerado fora do detector e o atravessa sem decair ou mesmo é gerado fora mas decai dentro do detector, de maneira que apenas uma parte do traço percorrido por ele passa pelo interior do detector, a esses eventos damos o nome de Parcialmente Contidos (PC). Eventos do tipo TC, que possuem energias menores estão ligados a neutrinos descendentes que são gerados no topo da atmosfera e percorrem cerca de 20 km até serem detectados. Com a energia depositada integralmente no interior do detector, por meio da radiação Cherenkov emitida pelos léptons gerados por CC, permite medidas mais precisas dos eventos. Com o aumento da energia passa a haver uma predominância de eventos PC, relacionados a neutrinos ascendentes. Esse, no entanto, atravessam a terra e percorrem cerca de 12000 km antes de serem detectados e ocorrem num limiar de energia maior. Através de métodos de Monte Carlo (MC) o fluxo é simulado previamente, para que seja possível uma estimativa confiável da razão de ν_μ/ν_e na qual o detector está exposto. Posteriormente os dados experimentais obtidos são confrontados com os simulados e o que se obtém como resultados nesses experimentos é justamente a razão entre o fluxo predito na simulação e o obtido no experimento, que permite mensurar o fluxo de neutrinos:

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{exp}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}} .$$

No entanto, os valores obtidos sempre se mostraram abaixo do esperado.

Resultados importantes foram produzidos por uma série de experimentos, dos destacaremos alguns mais importantes.

Kamiokande e Super-Kamiokande

Esses dois experimentos, já detalhados anteriormente (sessão 1.4.1), demonstram grande versatilidade ao operar em várias faixas de energia e assim permitir diferentes medições tanto para neutrinos solares quanto para neutrinos atmosféricos. Operando com um limiar de energia na ordem de GeV , permitiam a identificação do sabor do neutrino detectado através do comportamento da luz Cherenkov produzida pelos elétrons e múons no processo de detecção. Características que possibilitava permitiu identificar e classificar os múons gerados de acordo com sua energia e sua partículas de origem (neutrinos ascendentes e descendentes), sendo essa distinção uma das importantes contribuições dadas por esses detectores. Sendo que para os neutrinos descendentes podemos ter os eventos enquadrados em duas subclasses:

- Eventos TC Sub-GeV: $E \leq 1.33 GeV$
- Eventos TC Multi-GeV: $E \geq 1.33 GeV$

Além desses ainda existem os eventos provenientes de neutrinos ascendentes, onde os múons gerados nesse processo podem atravessar ou parar dentro do detector, dependendo de suas energias.

O SK apresenta resultados [26] para a razão $\frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{exp}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}}$, desconsiderando efeitos de oscilação, para eventos Sub-GeV:

$$R = 0.658 \pm 0.016 \text{ estat} \pm 0.035 \text{ sist} ,$$

para eventos Multi-GeV combinados com evento tipo PC:

$$R = 0.702 \pm 0.03 \text{ estat} \pm 0.101 \text{ sist} .$$

Considerando oscilação em dois sabores apenas temos também resultados para o ângulo de mistura θ e Δm^2 (ver figura 1.6):

$$\text{sen}^2(2\theta) \geq 0.92 \text{ (90\%CL)}$$

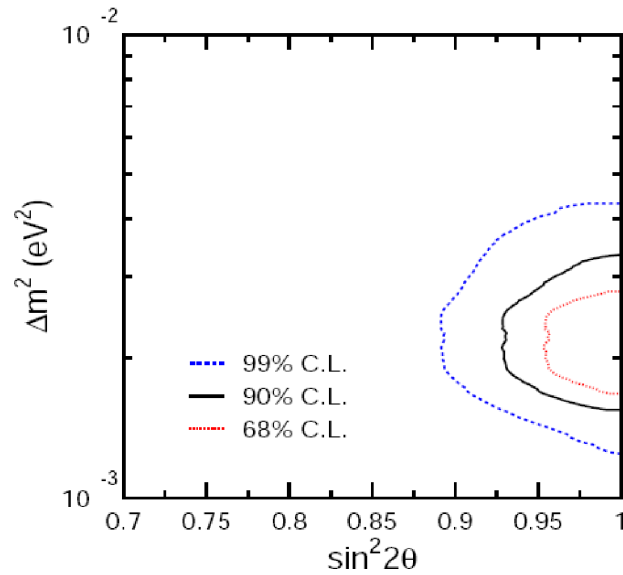


Figura 1.6: Resultados para oscilação de dois sabores publicados pelo SK. Figura extraída da referência [26].

$$1.5 \times 10^{-3} \leq \Delta m^2 \leq 3.4 \times 10^{-3} eV^2 \text{ (90\%CL)} .$$

Alguns outros experimentos produziram resultados que reforçam os resultados obtidos por Kamiokande e SK, seus resultados serão expostos a seguir.

MACRO

Compostos por um conjunto de três detectores modulares o experimento MACRO foi instalado no *Gran Sasso Laboratory*, [27] a uma profundidade de $\simeq 3700$ *MWE*. Com uma estrutura modular em que cada detector possuía dimensões globais de $76.6\text{ m} \times 12\text{ m} \times 9.3\text{ m}$ e era munido de seis grades módulos (ver a Figura 1.7). Cada um desses módulos era munido com três tipos de detectores diferentes, a base de cintilador liquido, *streamer tubes* e *nuclear tracks*. Dentres os resultados produzidos pelo MACRO, após cinco anos (1995 – 2000) de funcionamento, apresentava grande coerência com os resultados apresentados por SK para as medidas de Δm^2 :

$$\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2 .$$

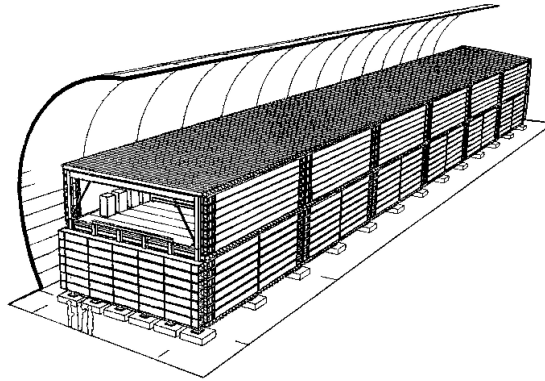


Figura 1.7: Visão esquemática do detector MACRO. Figura extraída da referência [28].

Soudan-2

O experimento Soudan-2 [29] funcionou de 1989 a 2001 nos Estados Unidos, contava com uma massa efetiva de 770 *ton* e fez importantes medidas para Δm^2 e $\text{sen}^2(2\theta)$ considerando efeitos de oscilação:

$$\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$$

$$\text{sen}^2(2\theta) = 0.97$$

MINOS

O experimento MINOS, é um experimento destinado à detecção de neutrinos de reator (descrito mais detalhadamente na sessão 1.4.4), no entanto o seu detector distante (FD)¹⁶ também é sensível a eventos com neutrinos atmosféricos. A grande diferença, e que também é uma enorme vantagem, é a possibilidade de detectar separadamente neutrinos e antineutrinos. Medido os mesmos parametros de oscilação, tanto para neutrinos quanto para antineutrinos, após um período de funcionamento que se estendeu de 2003 a 2005 foi obtido o seguinte resultado:

$$\frac{(\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu)_{exp}}{(\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu)_{MC}} = 0.96_{-0.27}^{+0.38} \text{ estat} \pm 0.15 \text{ sist} [30].$$

¹⁶Sigla em inglês para *Far Detector*.

1.4.4 Experimentos com Neutrinos de Acelerador

A produção de neutrinos com acelerador já é possível desde a década de 60, assim como a idéia de se construir experimentos com o uso dessa fonte. A idéia de se construir experimentos com neutrinos de acelerador surgem em meados de 1957, por sugestão de B. Pontecorvo, e em seguida dois anos depois por M. Schwartz [31, 32]. Essa idéia logo vira realidade e pouco tempo depois, com o uso aceleradores de partículas no *Brookhaven National Laboratory* descobre-se o neutrinos muônico [33]. Com o passar do tempo os experimentos foram se aprimorando e grandes resultados surgiram como produtos desse aprimoramento. Esses experimentos podem ser agrupados em duas categorias básicas:

1. Experimentos de pequenas distâncias;
2. Experimentos de grandes distâncias.

Experimentos de Pequenas Distâncias

Figuram nessa categoria experimentos que diferem entre si basicamente pelo que se propõem a medir. Para medir, por exemplo, a oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ destacam-se as câmaras de bolhas e os detectores eletrônicos. Outros medem o desaparecimento de ν_μ (oscilação do tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$) ou que medem oscilação do tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Alguns dos resultados mais importantes podem ser vistos na Tabela 1.3. Donde os três primeiros experimentos investigavam parâmetros

Experimento	Energia do Feixe (GeV)	Δm^2 (eV^2)	$sen^2(2\theta)$
Gargamelle CERN	300	1.2	10×10^{-3}
BEBC CERN	300	1.7	10×10^{-3}
15 Foot BC Fermilab	30	0.6	6×10^{-3}
CHARM CERN	25	0.19	8×10^{-3}
E776 BNL	5	0.075	3×10^{-3}
CHARM2 CERN	25	8.5	5.6×10^{-3}
NUTEV FNAL	140	2.6	1.1×10^{-3}
NOMAD CERN	25	0.4	1.4×10^{-3}
CDHS CERN	25	0.23	100
FNAL	140	8	1.25×10^3

Tabela 1.3: Resultados de alguns experimentos de pequeno porte com aceleradores de partículas. Adaptada da referência [34].

da oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ com o uso de câmara de bolhas, os cinco subsequentes se destinam

à observação dessa mesma oscilação com feixe gerado por aceleradores e os dois últimos procuravam por parâmetros ligados ao desaparecimento do neutrino muônico ($\nu_\mu \rightarrow \nu_x$).

Três experimentos, classificados como de pequenas distâncias, se destacam pelos resultados obtidos. O *Liqui Scintillator Neutrino Detector* (LSND) funcionou por cinco anos (1993 – 1998) em *Los Alamos* nos Estados Unidos usando como fonte de partículas o acelerador LAMPF e obteve importantes resultados para parâmetros de oscilação. Composto por um tanque com 168ton de cintilador líquido o que permitia estudar o processo $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, o que, portanto, possibilitou os seguintes resultados [35]:

$$\Delta m^2 = 1.2eV^2$$

$$\text{sen}^2(2\theta) = 3 \times 10^{-3}$$

Com características parecidas com o LSND, o experimento KARMEN (Karlsruhe Rutherford Midium Energy Neutrino Experiment) [36], que funcionou no Reino Unido entre 1997 e 1998 usando como fonte de partículas o acelerador *ISIS*. Apesar possuir características parecidas os resultados obtidos divergiam dos obtidos pelo LSND (ver Figura 1.8). O

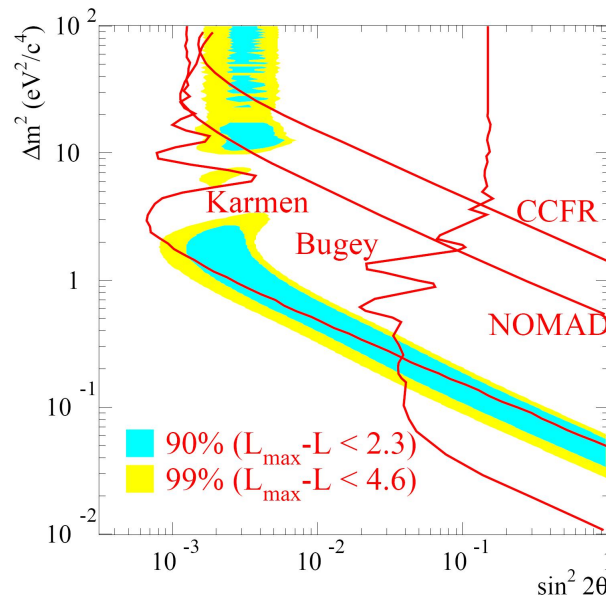


Figura 1.8: Resultados apresentados pelo experimento LSND. Figura extraída da referência [35].

MiniBooNE, experimento projetado pelo Fermilab, veio então apontar uma possível causa da divergência entre esses dois experimentos. No cenário de oscilação em três sabores existem

dois termos independentes de massa, entretanto, os resultados publicados por LNSD apontam para a existência de uma terceira variação de massa (Δm^2) fato que só seria possível mediante a introdução de um outro observável relacionado a neutrinos estéreis¹⁷. Os primeiros resultados publicados ainda preliminares, apresentam a comparação entre os dados de MiniBooNE e a zona do gráfico delimitada pelos resultados do experimento LSND (Ver a Figura 1.9).

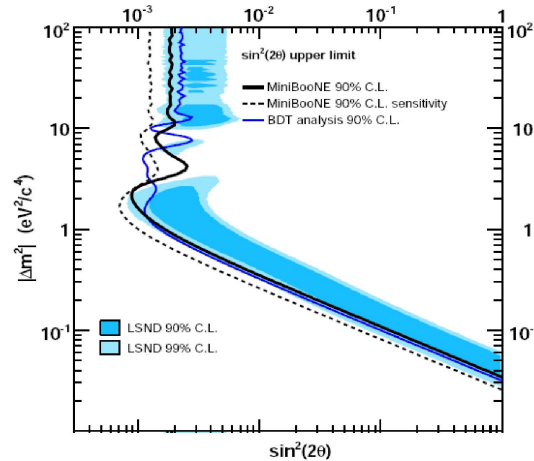


Figura 1.9: Primeiros resultados apresentados por *MiniBooNE*. Figura extraída da referência [37].

Experimentos de Grandes Distâncias

Experimentos com neutrinos de acelerador a grandes distâncias se mostram necessários devido à faixa de energia a que se aplicam. Dedicaremos essa sessão para discutir algumas características principais de alguns experimentos desse tipo, além disso é também aqui que apresentaremos alguns dos melhores resultados obtidos por eles para parâmetros de oscilação.

Operando com o feixe de neutrinos (ν_μ) do acelerador KEK¹⁸ com energia média de 1 GeV , o K2K (*KEK to Kamiokand Neutrino Oscillation Experiment*) no Japão, dois detectores através dos quais se obtém duas medidas diferentes para uma mesma espécie de neutrino. Com isso, é possível, pela comparação entre a diferença de nos dois detectores, aferir algumas informações importantes sobre parâmetros ligados à oscilação de sabor. Em K2K o primeiro detector, localizado a 300 m da fonte, possui um alvo de 1 kton de água para

¹⁷Partículas, ainda não observadas experimentalmente, que não interage com nenhuma das forças fundamentais do modelo padrão, exceto com a força gravitacional. Pode-se considerar como um bom exemplo um neutrino(antineutrino) RH(LH) na descrição de Dirac.

¹⁸*High Energy Acelerator Research Organization*

medidas de radiação Cherenkov, contando ainda com fibras de cintilador plástico imersas na água. A segunda medida é feita pelo SK que se localiza a 250 km da fonte, e já foi detalhado anteriormente. Esse experimento procura, portanto, o “desaparecimento” de ν_μ e por isso opera num limiar de energia abaixo do necessário para a produção de ν_τ . Eventos relacionados a ν_μ são medidos no SK com uma grande probabilidade de ocorrência, sendo que a sua distribuição de energia é mostrada na figura 1.10. O número esperado de eventos desconsiderando efeitos de oscilação é 158, no entanto o número observado no SK entre os anos de 1999 e 2001 foi 122. Portanto o melhor ajuste dos resultados obtidos por K2K [38], considerando $\sin^2(2\theta) = 1$ e uma probabilidade de não oscilação de 1.5×10^{-3} (4.3σ), é dado por:

$$1.8 \times 10^{-3} \leq \Delta m^2 \leq 3.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (90\% CL)}$$

Uma comparação entre os resultados finais de K2K e os resultados finais do SK para neutrinos atmosféricos pode ser vista na figura 1.11.

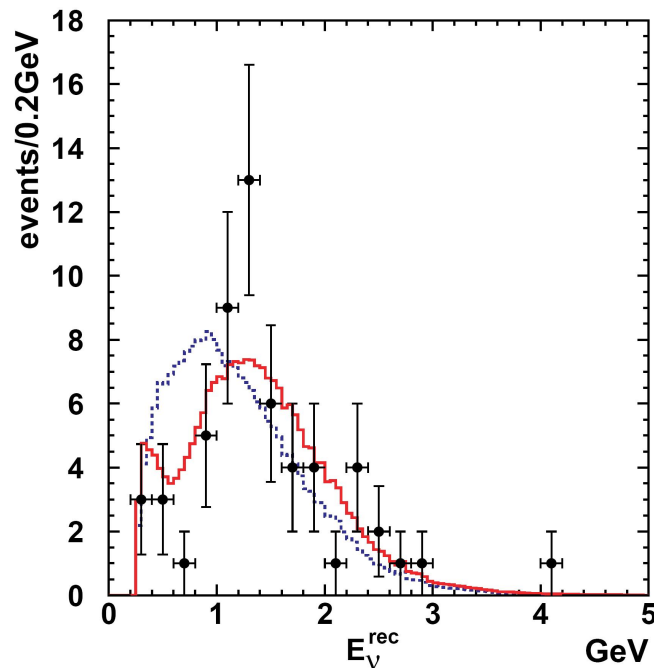


Figura 1.10: Distribuição de energia dos neutrinos (ν_μ), onde as linhas cheia e tracejadas são, respectivamente, o melhor ajuste para eventos com oscilação e o melhor ajuste para eventos sem oscilação. Figura extraída da referência [38].

Numa configuração que também funciona baseado em duas medidas, o experimento MINOS, assim como o K2K, procura parâmetros de oscilação para ν_μ . O seu detector próximo

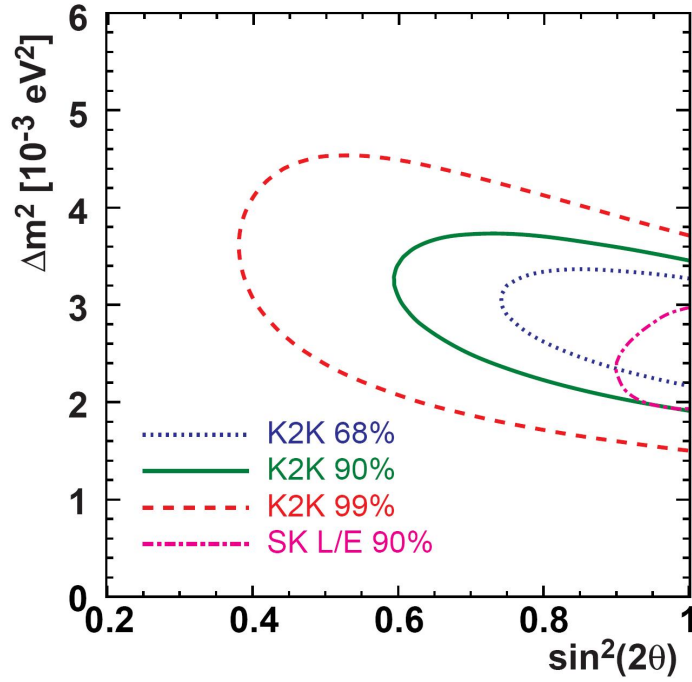


Figura 1.11: Resultados de K2K (neutrinos de aceleradores) e SK (neutrinos atmosféricos). Figura extraída da referência [38].

(ND)¹⁹, que localiza-se numa profundidade de $103m$, dista $1km$ da fonte de neutrinos e possui uma massa de $980 ton$. Já o seu (FD) instalado a uma profundidade de $705 m$ fica a uma distância de $735km$ da fonte. Ambos detectores são compostos por calorímetros magnetizados que intercalam chapas de ferro com $2.45 cm$ de espessura e placas de cintilador plástico com $1 cm$ de espessura [39]. Tendo operado no período de maio de 2005 a fevereiro de 2006, usando 1.27×10^{20} prótons pra gerar o feixe, o número de eventos esperados, com a energia média $\leq 30 GeV$, era de 336 ± 14 . Entretanto apenas 215 eventos dessa natureza foram medidos pelo FD. Com isso, os primeiros resultados de MINOS, ainda preliminares devido à baixa estatística de eventos(fato que justifica o $68\% CL$), foram:

$$\sin^2(2\theta) \geq 0.87 \text{ (68\% CL)},$$

$$\Delta m_{23}^2 = 2.74_{-0.26}^{+0.44} \times 10^{-3} eV^2 \text{ [40]}.$$

No entanto novas medidas foram feitas com uma estatística maior, usando os neutrinos produzidos a partir de um feixe de usando 2.5×10^{20} prótons, apontam para um valor um pouco melhor para o $\Delta m_{23}^2 = 2.38_{-0.16}^{+0.20} \times 10^{-3} eV^2$.

¹⁹Sigla em inglês para *Near Detector*

Uma comparação entre os resultados de MINOS (a 90% CL), K2K e SK, pode ser observada na figura 1.12.

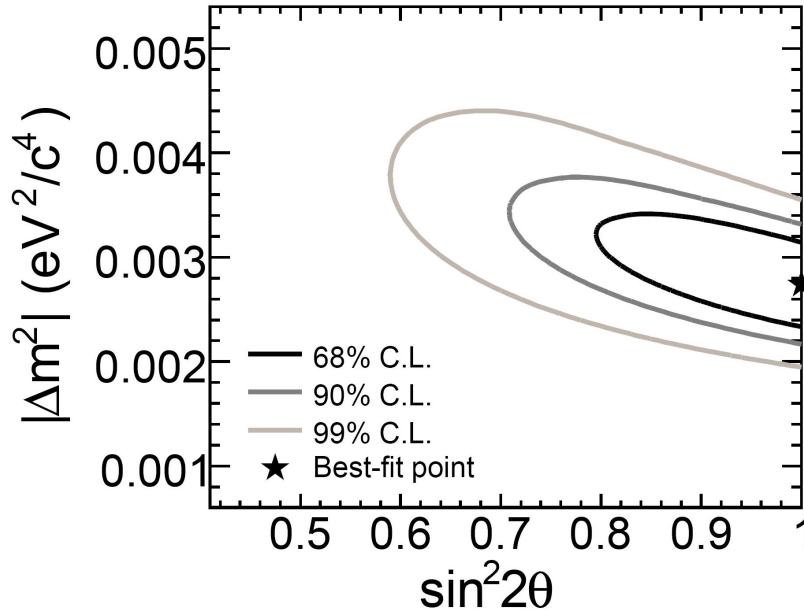


Figura 1.12: Comparação entre os resultados apresentados por MINOS, K2K e SK (a 90% CL) dos parâmetros de oscilação medidos. Figura extraída da referência [40].

O OPERA (*Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus*) tem como grande diferença em relação a MINOS e K2K o tipo de neutrinos que detecta. Apesar de também usar um feixe de ν_μ como fonte, esse experimento procura o surgimento de ν_τ no feixe medido (oscilação do tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$). Isso se mostra um grande desafio pois devido à grande massa de τ um experimento desse tipo necessita operar num altíssimo limiar de energia, por isso usa um feixe com energia média de 17 GeV . Uma outra questão importante é o curto espaço que o τ percorre antes de decair (cerca de 1 mm). Portanto, o experimento OPERA[41] consiste de dois detectores idênticos em que cada alvo possui 900 ton e é composto por módulos com uma emulsão à base de chumbo intercalados com detectores de cintilador destinados a medir o espectro de múons. O intuito é que após cinco anos de funcionamento sejam detectados 3×10^4 interações de neutrinos, donde para um $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3}\text{ eV}^2$ espera-se detectar 10 τ . A procura pela oscilação do tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ também é possível nesse experimento. Portanto, considerando $\text{sen}^2(2\theta_{23}) = 1$ e $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \times 10^{-3}\text{ eV}^2$ é possível estabelecer um limite superior para o $\text{sen}^2(2\theta_{13})$ de 0.06 [42].

1.5 O Cenário Atual

A oscilação quântica de sabor é algo cada vez mais consolidado na física de neutrinos. Desde a sua proposição, em 1957 [6], vários experimentos buscaram medidas experimentais dos parâmetros de oscilação que compõem os elementos da matriz de mistura quântica. Através dos resultados obtidos pelos experimentos, dois dos ângulos de mistura (θ_{12} e θ_{13}) já foram determinados com uma precisão razoável, além disso já se tem valores confiáveis para Δm_{12}^2 e Δm_{23}^2 . Apesar de tantos avanços importantes produzidos na área, ainda existem algumas questões em aberto. Uma dessas questões envolve o terceiro ângulo de mistura (θ_{13}), ainda não foram efetuadas medidas consistentes para, apenas limites superiores foram determinados e estes apontam valores muito próximos de zero. Esse comportamento levanta uma questão, correspondente à fase δ de violação CP que ainda não foi medida experimentalmente mas depende fortemente do ângulo θ_{13} . Isso significa dizer que se esse ângulo for suficientemente pequeno a ponto de ser desprezível, essa fase desaparece e, portanto, uma reformulação na construção da matriz de mistura (ver equação 1.5) se faz necessária. Por outro lado, uma vez medido o ângulo θ_{13} com valores relevantes, a fase δ precisaria ter valores suficientemente grandes para ser possível obter sua medida experimental. Por fim, uma questão também muito importante está relacionada às diferenças quadráticas de massa. Com os experimentos atuais apenas é possível medir Δm^2 , no entanto, valores ainda que aproximados para as três massas m_1 , m_2 e m_3 ainda não são mensuráveis. Isso, portanto, suscita um problema conhecido como hierarquia de massa e devido a ele que ainda não é possível definir o sinal desses Δm^2 . Essas lacunas fazem com que o fenômeno de oscilação ainda seja alvo de muitas pesquisas. Uma série de colaborações nos principais centros de pesquisa do mundo investem fortemente para melhorar as medidas já feitas, bem como determinar os parâmetros ainda incógnitos.

Atualmente duas grandes colaborações internacionais estão em andamento e dedicam-se à construção de experimentos de oscilação, mais precisamente para a investigação do ângulo de mistura θ_{13} . Apontado, pela comunidade científica, como um experimento a ter fortes chances de ser o primeiro a obter medidas confiáveis do ângulo desse ângulo, o *Double-Chooz* encontra-se em fase avançada de construção e aguarda-se a conclusão do FD para as primeiras tomadas de dados até o início de 2010. Feito para medir o fluxo de antineutrinos da usina nuclear CHOOZ-B, na França, esse experimento contará com uma configuração típica de um experimento de oscilação com dois detectores cilíndricos com alvo de cintilador líquido dopado com Gd, numa concentração de 0.1% da massa. Os dois detectores possuem as mes-

mas características e ambos tem um volume mediano de $10,3 m^3$, se comparado com outros experimentos que possuem alvos bem maiores, SK e KamLAND, por exemplo. O laboratório originalmente usado pelo seu antecessor, o experimento CHOOZ, será utilizado na construção do FD, que localiza-se a 1 e 1.1 km da fonte, já que os núcleos dos dois reatores da usina distam 100 m entre si. Já o ND será instalado numa distância bem menor, a um raio médio de 45 m do muro de contenção numa profundidade de 30 m , o que garante uma distância média em torno de 250 – 300 m dos núcleos dos dois reatores [43]. Alguns dos integrantes

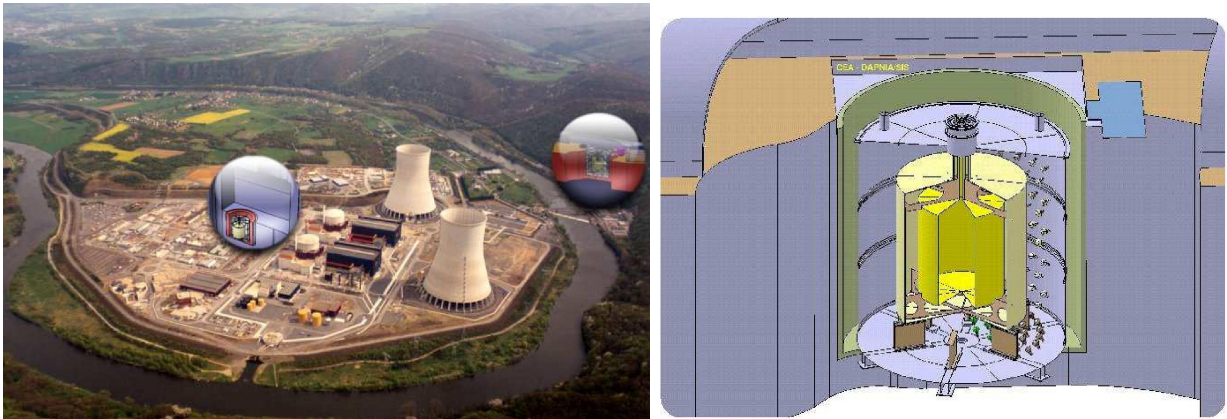


Figura 1.13: Na figura à esquerda é possível ver uma ilustração do posicionamento dos dois detectores do experimento Double-Chooz; Na imagem da direita uma visão esquemática do FD. Adaptado da referência [43].

da colaboração Neutrinos Angra também integra a colaboração Double-Chooz. Esse fato é importante para o projeto brasileiro, pois traz uma boa influência da experiência acumulada por eles no desenvolvimento desses detectores.

Devido ao fato do ângulo de mistura θ_{13} ser bastante pequeno, a precisão exigida para a sua medida nos experimentos é muito alta. Essa precisão pode ser melhorada de diversas formas já que a taxa esperada de eventos depende de vários parâmetros, como as várias componentes do combustível, o fluxo de antineutrinos, o tamanho do alvo e a geometria do detector. Atentos a esses detalhes, membros de uma grande colaboração internacional se dedicam ao desenvolvimento e construção de um outro grande experimento na China, o *Daya Bay Reactor Neutrino Experiment*. Esse experimento usará, como fonte de partículas, o complexo nuclear Daya Bay que conta dois pares de reatores, *Daya bay* e *LingAo*, que juntos possuem uma potência térmica declarada de 11.6GW²⁰. Alguns aspectos peculiares da construção darão a esse experimento uma precisão sem precedentes na medida de parâmetros

²⁰Esse número será incrementado para GW com a finalização de mais um par de reatores, o *LingAo II* até o fim de 2011.

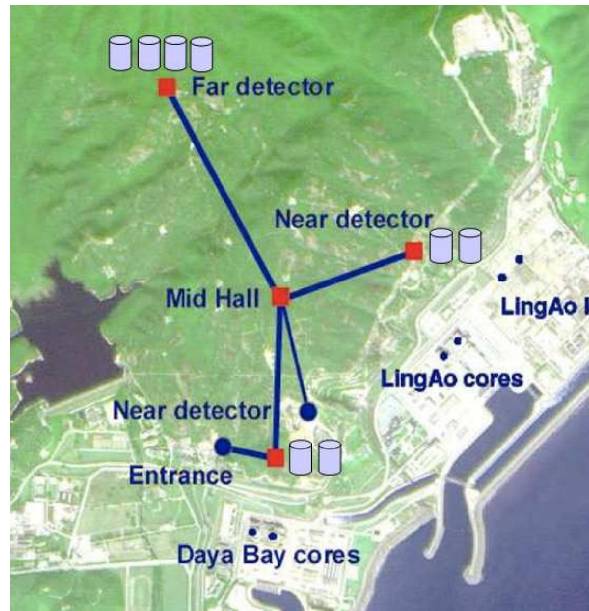


Figura 1.14: Visão pictórica do posicionamento dos detectores do *Daya Bay Reactor Neutrino Experiment*. Figura extraída da referência [44].

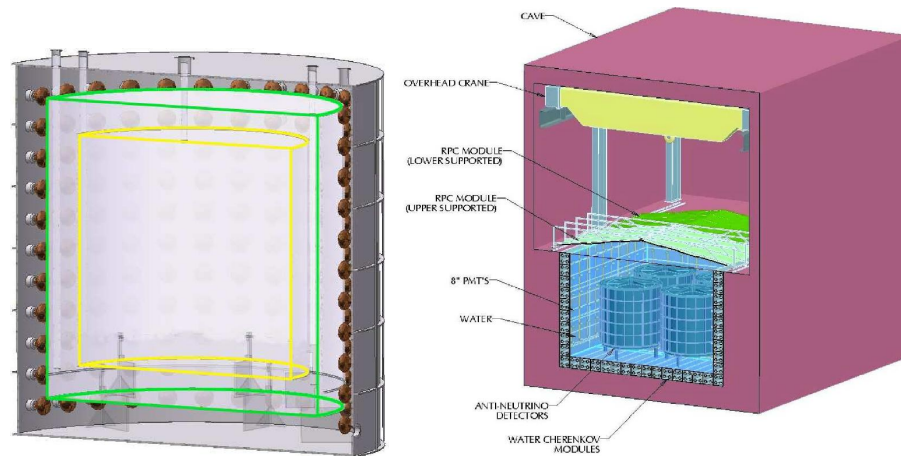


Figura 1.15: À esquerda uma visão esquemática de um dos detectores do *Daya Bay Reactor Neutrino Experiment*; À direita quatro dessas unidades montadas no FD. Adaptado da referência [44].

de oscilação, o que, portanto, aumentam as chances de uma medida bastante confiável do ângulo θ_{13} , a começar pelo arranjo de detectores que contará com três sitios experimentais, dois próximos (FD) e dois distantes (FD). Os dois ND são semelhantes e possuem, cada um, dois alvos cilíndricos idênticos preenchidos com 20 ton base de cintilador líquido dopado com Gd a uma concentração de 1%.

Cada alvo possui ainda uma segunda zona com cintilador líquido, não-dopado com

Gd, destinado à captura dos gamas de captura de nêutrons Um total de 224 PMTs instalado em uma zona mais externa preenchida com óleo mineral não-cintilante monitora o alvo do detector [44]. Essa terceira zona com óleo mineral, além de abrigar a estrutura mecânica de fixação das PMTs, tem a função de isolar da parte central do detector da radiação externa ou mesmo da radiação produzida por alguns componentes do próprio detector. O FD, que conta com quatro alvos cilíndricos, difere dos demais no número de alvos, entretanto estes possuem características similares ao presentes nos dois ND (ver figura 1.15).

Projeto Neutrinos Angra

O Projeto Neutrinos Angra surge nesse cenário de intensas pesquisas e propõe a construção de um detector de antineutrinos para monitorar, em tempo real, a potência térmica do reator de Angra II. Atualmente quaisquer informações sobre a atividade, potência e ciclo do combustível de um reator, depende de medidas termodinâmicas. Isso se traduz numa incerteza quanto ao combustível que está sendo queimado e ao lixo radioativo gerado nessa produção de energia. É possível, considerando a relação 2.1, estabelecer uma relação entre o fluxo de antineutrinos ($n_{\bar{\nu}}$) e a potência térmica dissipada do reator (W_t).

$$n_{\bar{\nu}} = \gamma(1 + k)W_t \quad (2.1)$$

onde γ é uma constante que engloba parâmetros geométricos do detector e k engloba parâmetros do fluxo de neutrinos proveniente de cada isótopo do combustível. Sendo assim, esse projeto é visto com bons olhos pela *International Atomic Energy Agency* (IAEA), já que o seu êxito traria como uma consequência direta uma medida, independente e não invasiva da evolução do ciclo do combustível no interior do reator e da sua potência térmica dissipada. Ou seja, uma importante ferramenta que se aplica muito bem na política internacional de não proliferação de armas nucleares. A viabilidade de se utilizar o fluxo de antineutrinos nesse tipo de medida, se mostra consistente dado o fato de que alguns trabalhos teóricos já discutem essa possibilidade [45]. Além disso, alguns resultados experimentais já foram obtidos [46] e endossam a construção de experimentos com esse propósito, demonstrando que o fluxo de antineutrinos é um ótimo indicativo da potência térmica do reator.

Além de questões de ordem política, concernente à não proliferação de armas nu-

cleares, a construção de um monitor desse tipo possibilita um desenvolvimento considerável de instrumentação necessária para um experimento de oscilação. Desse modo, o projeto foi concebido de maneira que pudesse contemplar a realização futura deste experimento, já que o fluxo de antineutrinos fornecido pelo reator permitiria medir o ângulo de mistura θ_{13} e, portanto, contribuir para completar a matriz de mistura. O projeto, que tem como prioridade atual o desenvolvimento de um monitor de potência térmica, o chamado *Very Near Detector* (VND). Existe ainda a intenção de posteriormente estender o Projeto Neutrinos Angra à configuração típica para um experimento de oscilação de neutrinos, onde são efetuadas medidas em dois detectores (ND e FD). O experimento vai usar, como fonte de partículas, o fluxo de antineutrinos do reator Angra II, localizado em Angra dos Reis - RJ. Esse reator é do tipo conhecido como PWR, sigla em inglês para *Pressurized Water Reactor*, e opera com água sob altíssima pressão. Conta com uma potência térmica declarada de 4 GW proporcionada por uma média de 1.2×10^{20} fissões por segundo. E opera com um combustível enriquecido a 3.2%, o que significa que possui uma proporção de 32 átomos de ^{235}U para 968 de ^{238}U , em cada grupo de 1000 átomos.

2.1 Fluxo de Antineutrinos

A detecção de antineutrinos, como já dito anteriormente, é acessível por meio do decaimento beta inverso ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) que possui uma seção de choque bem conhecida. Os reatores nucleares produzem em média 6 neutrinos por fissão com energia média em torno de 1 MeV, no entanto, apenas os produzidos no limiar de energia de 1.8 MeV se mostram relevantes para a determinação do espectro (ver tabela 2.1). Os neutrinos que se enquadram nessa especificação são produzidos, predominantemente, pelos decaimento gerados a partir dos isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu . A taxa esperada de antineutrinos pode ser obtido a partir de uma função que envolve características do detector e da fonte emissora. No caso de um reator, essa expressão passa a ser mais abrangente, pois o fluxo de neutrinos recebe a contribuição das várias componentes do combustível nuclear com diferentes energias. Numa abordagem aproximada considerando que os principais isótopos na composição média no ciclo do combustível seja:

$$^{235}\text{U} (55.6\%), \ ^{239}\text{Pu} (32.6\%), \ ^{238}\text{U} (7.1\%), \ \text{e} \ ^{241}\text{Pu} (4.7\%) .$$

Podem ser formados ainda, no ciclo de queima, também os isótopos ^{240}Pu e ^{242}Pu , porém sua contribuição para o fluxo é da ordem de 0.1%, ou até menos. Além disso, por captura

de nêutrons, podem se forma os isótopos ^{239}Np e ^{237}U , no entanto, suas contribuições para o fluxo se mostram ainda menos relevantes. Dessa maneira, considerando uma energia média liberada por fissão de $W = 203.78 \text{ MeV}$, podemos encontrar a taxa de contagem de eventos no detector. Considerando ainda que a potência térmica do reator depende fortemente do número de fissões, é possível relacionar essas duas grandezas pela equação:

$$N^{fis} = 6.825 \times 10^{18} (P_t/W)/s,$$

onde P_t é a potência térmica dada em MW e W a energia média liberada por fissão dada em MeV . Considerando portanto, um detector com um número n_p de prótons (partículas alvo da reação) a uma distância D muito próxima do reator, fato que permite uma aproximação desconsiderando efeitos de oscilação, a taxa de contagem de eventos estimada é dada por [47]:

$$R_D = \frac{N^{fis} \langle \sigma \rangle n_p}{4\pi D^2}. \quad (2.2)$$

Informações muito precisas sobre espectro do fluxo de neutrinos, podem ser obtidas a partir da medição do espectro dos decaimentos beta advindos das principais componentes do combustível. Portanto, considerando o alto número desses decaimentos no interior do reator, é possível converter as informações do seu espectro em um espectro de antineutrinos, isso já é feito com razoável confiabilidade, sendo obtido por meio de nêutrons térmicos (ou nêutrons lentos) oriundos das componentes ^{235}U , ^{239}Pu , e ^{241}Pu . Portanto, existem vários dados experimentais desses espectros. No entanto, um resultado similar de espectroscopia dos antineutrinos gerados pelo ^{238}U ainda encontra barreiras experimentais, dado o fato que esta medição só seria possível traçando o espectro de nêutrons rápidos gerados por essa componente. Mesmo assim, existe um cálculo teórico onde se estima um espectro para a contribuição de antineutrinos desse isótopo (ver figura 2.1).

A taxa de eventos com pósitrons no detector é uma outra grandeza relevante nesse tipo de medida, e por se tratar de um experimento localizado a uma distância pequena do reator podemos, portanto, desconsiderar os efeitos de oscilação. Assim sendo para um dado intervalo de energia i e um tempo de exposição T a taxa de eventos com os pósitrons gerados de antineutrinos oriundos das ℓ componentes do combustível é dada pela equação [49]:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi D^2} \sum_{\ell} N_{\ell}^{fis} \int dE_{\nu} \sigma(E_{\nu}) \phi_{\ell}(E_{\nu}) R_i(E_{\nu}) \quad (2.3)$$

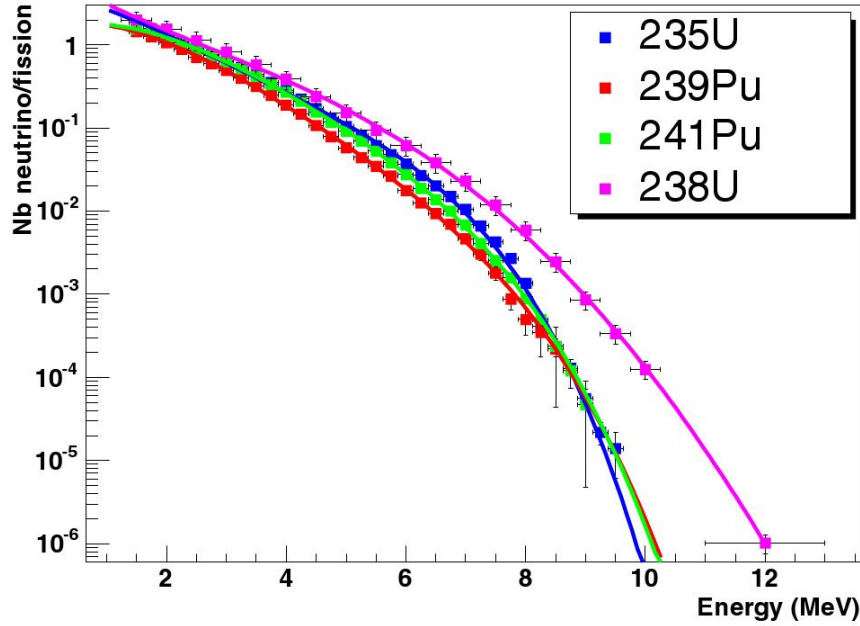


Figura 2.1: Medidas do espectro de antineutrinos das quatro principais componentes do combustível nuclear. Apenas a curva referente ao ^{238}U é um cálculo teórico. Figura extraída da referência [48].

onde temos que o número médio de fissões para cada isótopo ℓ é dado por N_ℓ^{fis} . Essa função também depende do número de partículas alvo, expresso pelo número de prótons n_p , da seção de choque $\sigma(E_\nu)$, da distância D até núcleo do reator, da resposta (eficiência) do detector e o fluxo $\phi_\ell(E_\nu)$ ao qual está submetido. É possível ainda conectar N_ℓ^{fis} com a potência térmica dissipada, pelo reator, por meio de $P_t = \sum_\ell N_\ell^{fis} E_\ell$, onde E_ℓ seria a energia liberada por fissão. Desse modo, se definirmos $f_\ell \equiv \frac{N_\ell^{fis} E_\ell}{P_t}$, podemos reescrever a equação 2.3 da seguinte maneira:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi D^2} P_t \sum_\ell \frac{f_\ell}{E_\ell} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_\ell(E_\nu) R_i(E_\nu). \quad (2.4)$$

Essa representação se mostra mais útil, para os propósitos do VND, por correlaciona o número de eventos (N_i) com a potência térmica do reator (P_t). Detalhes mais completos da parametrização desses elementos que compõe as equações 2.3 e 2.4 podem ser encontrados na referência [49].

ℓ	N_ℓ^ν	$E_\ell [MeV]$
^{235}U	$1.92(1 \pm 0.019)$	201.7 ± 0.6
^{238}U	$2.38(1 \pm 0.020)$	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	$1.45(1 \pm 0.021)$	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	$1.83(1 \pm 0.019)$	212.4 ± 1.0

Tabela 2.1: Número total de $\bar{\nu}_e$ por fissão, e a energia liberada por fissão para as cadeias dos isótopos mais relevantes no combustível do reator. Tabela adaptada da referência [22].

2.2 O Detector Clássico

O primeiro desenho do VND proposto para o Projeto Neutrinos Angra era baseado em cintilador líquido e segue um desenho cilíndrico dividido em quatro subsistemas básicos com funções específicas bem definidas (ver Figura 2.2). Discutiremos nessa sessão cada subsistema e a função desempenhada pelo mesmo no detector.

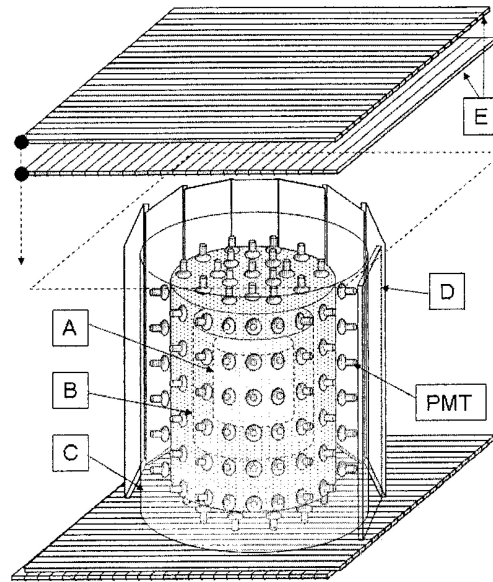


Figura 2.2: Visão esquemática do primeiro detector proposto para o Projeto Neutrinos Angra. Suas partes aqui representadas são: **A)** alvo, **B)** gamma-catcher, **C)** blindagem e **D)** e **E)** sistema de veto de múon. Figura extraída da referência [50].

A) Alvo

Constituído de um recipiente cilíndrico confeccionado em acrílico e com seu volume preenchido com 1 ton de cintilador líquido dopado com Gadolínio (Gd). O cintilador líquido normalmente trata-se de um solvente orgânico (C_nH_{n+2}), isso faz com que o

alvo possua uma grande quantidade de hidrogênios, o que, por sua vez, garante uma abundância de alvos para o decaimento beta inverso ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). São adicionados, o ativador de cintilação *POP* ($C_{15}H_{11}NO$) e o deslocador de comprimento de onda *POPOP* ($C_{24}H_{16}N_2O$). Após a interação do antineutrino com o próton, o pósitron que é gerado é rapidamente aniquilado com um elétron do cintilador gerando um primeiro sinal luminoso. Posteriormente, ocorre o processo de termalização do nêutron gerado e que o leva a ser capturado por um núcleo, esse processo excita o núcleo, que, para voltar ao seu estado fundamental, libera grande quantidade de gamas. O acréscimo de Gd tem papel importantíssimo nessa reação, pois além de aumentar a seção de choque de captura dos nêutrons, também aumenta consideravelmente o número de gamas produzidos. A janela temporal entre os dois sinais depende da concentração de Gd na mistura e ocorre numa escala de μs . É possível reconstruir a energia dos antineutrinos detectados a partir da energia do pósitron produzido, sendo que esta somada à diferença entre as massas do próton e do nêutron fornece a energia dos antineutrinos ($E_\nu \simeq E_{e^+} + \Delta M_{np}$) [47].

B) Gamma-catcher

Um segundo cilindro também confeccionado em acrílico preenchido com cintilador líquido não dopado com Gd. Esse subsistema destina-se a aumentar o volume fiducial do alvo otimizando a zona de coleta dos gamas de captura dos nêutrons.

C) Blindagem

Último dos cilindros concêntricos, é preenchido por um óleo mineral não cintilante e destina-se a blindar a parte sensível do detector contra a radiação externa ou produzida por seus próprios componentes. Um exemplo disso é o fato de que o material utilizado na construção das PMTs eventualmente pode sofrer algum decaimento. Esse processo, caracterizado pela emissão de gamas, poderia gerar ruído na parte sensível do detector, essa contaminação pode ser minimizada, ou completamente suprimida, por essa blindagem. Além disso, possui uma estrutura metálica que serve de sustentação mecânica para instalação das PMTs, que são instaladas de forma a monitorar o interior do alvo. Essa característica faz surgir a necessidade que a luz se propague de maneira homogênea pelos três subsistemas, ou seja, o óleo mineral usado no preenchimento da blindagem deve possuir índice de refração aproximadamente igual ao observado nos subsistemas mais internos. Além disso as paredes internas do cilindro devem ser revestidas por um material que produza difusão da luz. Isso é feito a fim de aumentar a eficiência

de coleta de luz em seu interior.

D e E) Veto de Raios Cósmicos

A radiação cósmica produz a maior parte do ruído para o experimento. Múons cósmicos secundários ao atravessarem o detector produzem uma grande quantidade fotoelétrons que podem induzir um falso sinal às PMTs. Discriminar e suprimir os sinais gerados por esses múons é uma tarefa que deve ser desempenhada por um sistema de veto, instalado de maneira a recobrir toda a parte sensível do detector. O sistema é composto, basicamente, por barras de cintilador plástico monitoradas por PMTs multianódicas em coincidência rápida de sinais da ordem de ns . Cada uma das barras é equipada com uma fibra ótica que se encarrega de encaminhar o sinal deixado para um canal da PMT. Assim, cada barra de cintilador é monitorada por um canal da PMT e desse modo quando um múon atravessa o veto e o dispara, as medidas do detector são desconsideradas por um tempo ajustável. Alguns dos múons cósmicos eventualmente podem também produzir nêutrons, via processo de espalação com núcleos da atmosfera ou até mesmo do material do próprio detector. No entanto, não é visto pelo sistema de veto mas pode, ao menos em parte, ser suprimido com uma blindagem adequada.

2.3 Detector Cherenkov: *WaterBox*

O projeto, como foi concebido originalmente, previa a construção do VND baseado em cintilador líquido. O arranjo experimental seria instalado em um poço de cerca de 10 m de profundidade a uma distância entre 50 e 60 m da parede de contenção do reator. Devido à configuração do detector proposto, o poço teria que contar com o local para a instalação dos equipamentos, de detecção e de eletrônica, além de permitir o acesso dos pesquisadores a todas os componentes do detector para eventuais manutenções. Se considerarmos, então um alvo cilíndrico com 1 ton de cintilador líquido, como foi proposto no desenho clássico, a construção do poço envolveria uma obra de engenharia com razoável complexidade, haja vista que há uma grande quantidade de tubos subterrâneos circundando o reator e que uma possível imperícia ofereceria um certo risco. Esse fato causou uma primeira dificuldade enfrentada na construção do VND. Um outro fato, no entanto, foi decisivo para que colaboração Neutrinos Angra abandonasse a construção do VND em sua configuração original (baseado em cintilador líquido). O cintilador líquido que é um solvente orgânico, portanto inflamável, e estaria acondicionado em vasos de acrílico (no Alvo e no Gamma-catcher), essa característica

fazem com que o detector com cintilador líquido ofereça um certo risco de explosão. Esse fato vai de encontro às normas de segurança impostas pela Eletronuclear¹ que proíbe a presença de qualquer equipamento que ofereça riscos de explosão nas instalações da usina.

A impossibilidade de construção do poço leva à elaboração de um detector de antineutrinos operando em superfície, ou seja, uma exposição muito maior ao fluxo de múons cósmicos, e isso se traduz em um ruído bem mais acentuado. A idéia de um detector operando em superfície exigiria a construção de uma blindagem mais eficiente e um sistema de veto bem mais elaborado, que permitisse uma melhor distinção entre o sinal desejado o ruído. Outra mudança teria que ocorrer na concepção do detector, que agora não poderia mais ser preenchido com cintilador líquido, devido ao risco de explosão. No primeiro momento se cogitou o uso de cintilador plástico substituindo o líquido, entretanto, não existe no mercado, ao menos em escala comercial, uma técnica satisfatória de dopagem do cintilador plástico com Gd. Isso torna inviável o uso de cintilador plástico em um alvo destinado à detecção de neutrinos².

Nasce então como fruto desses problemas a idéia de se construir um detector com alvo de água e que, portanto, permite a detecção por meio da radiação Cherenkov. A detecção de antineutrinos ainda continua sendo por meio do decaimento beta inverso, porém o que se diferencia agora é o tipo de sinal produzido pelo pósitron gerado³. A eficiência de captura de nêutrons também é importante num detector com água, isso portanto pode ser sanado dissolvendo um sal de Gd no alvo. Um problema que surge quase que imediatamente nesse tipo de desenho é concernente ao tamanho do alvo, já que a maioria dos exemplares já construídos desse tipo de detector se destacam pelo seu tamanho deveras grande, da ordem de algumas centenas de vezes a massa do alvo que se pretende para Angra. Isso ocorre devido ao fluxo em que esse experimentos são expostos, que devido à distância que se encontram do reator, torna-se bastante diminuto devido a perdas por efeitos de oscilação⁴. No entanto isso se resolve com a posição privilegiada que o detector possuirá em relação ao reator, como o poço não mais será construído o experimento pode, então, ser montado bem mais próximo do reator que o sugerido na idéia original, o que praticamente anula as perdas do fluxo por

¹A Eletronuclear é uma empresa estatal que coordena todo o processo de geração e distribuição da energia produzida pelo programa nuclear do Brasil.

²É imprescindível que o alvo do detector possua uma pequena porcentagem de sua massa composta por Gd (usualmente entre 0.5 % e 0.9 %). Isso faz com que se aumente consideravelmente a seção de choque na captura de nêutrons.

³Enquanto no alvo com cintilador líquido o pósitron se aniquila com um elétron produzindo fótons ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$), num detector a base de água o sinal produzido pelo pósitron é um cone de luz Cherenkov.

⁴Os detectores que se aplicam a neutrinos de reator apenas são sensíveis a $\bar{\nu}_e$.

oscilação e permite uma medida razoável dos eventos com antineutrinos.

O detector Cherenkov (*WaterBox*) passa a ser idealizado com uma geometria bastante simplificada de uma caixa de acrílico preechida com uma mistura de água e um sal de Gd ($GdCl_3$), recoberto por uma camada de cintilador plástico, referente ao sistema de veto de raios cósmicos. Para que possua 1 ton de massa em seu alvo, uma configuração, ainda bastante preliminar do detector *WaterBox* foi proposta e testada por meio de simulação computacional ⁵ e possuía as seguintes dimensões $80\text{ cm} \times 80\text{ cm} \times 156.25\text{ cm}$ o que, portanto, equivale a um volume de aproximadamente 1 m^3 (ver Figura 2.3).

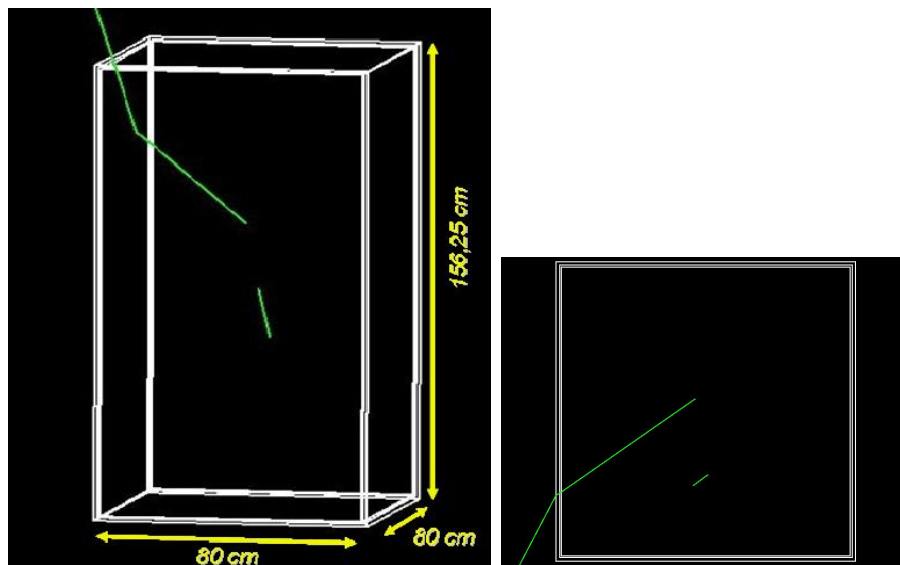


Figura 2.3: Visão do detector na sua versão ainda preliminar, onde se pode observar, na esquerda uma visão em perspectiva do tanque e na direita uma visão da sua base. Figura de autoria própria, produzida por meio de simulação com o Geant4.

A instalação do detector ocorrerá em um contêiner comercial posicionado imediatamente ao lado do muro de contenção do reator. Isso traz a vantagem de um fluxo privilegiado de antineutrinos, já que o equipamento funcionará o mais próximo possível do núcleo do reator. Entretanto, as dimensões do contêiner impõe limitações de ordem prática no que diz respeito à construção do detector, ao processo de montagem da eletrônica de aquisição e até mesmo a futuros reparos. Além um detector operando em superfície faz surgir a necessidade de uma maior atenção na construção do sistema de veto de múons e no desenvolvimento de uma blindagem mais eficiente, já que o ruído ao qual estará submetido será bem maior. Levando em conta todas essas "observações" as dimensões sugeridas para o detector cen-

⁵Os teste efetuados e os resultados obtidos pela simulação, feita para o detector, serão discutidos em detalhes no próximo capítulo.

tral são $1.6\text{ m} \times 1.22\text{ m} \times 1.22\text{ m}$, dessa maneira o desenho permite a instalação de PMTs de 8" dentro da “caixa d’água” em quatro das paredes de acrílico do alvo (ver Figura 2.4), numa configuração em que o volume efetivo do alvo, desconsiderando o volume ocupado pelas PMTs, corresponde a 1 m^3 ⁶.

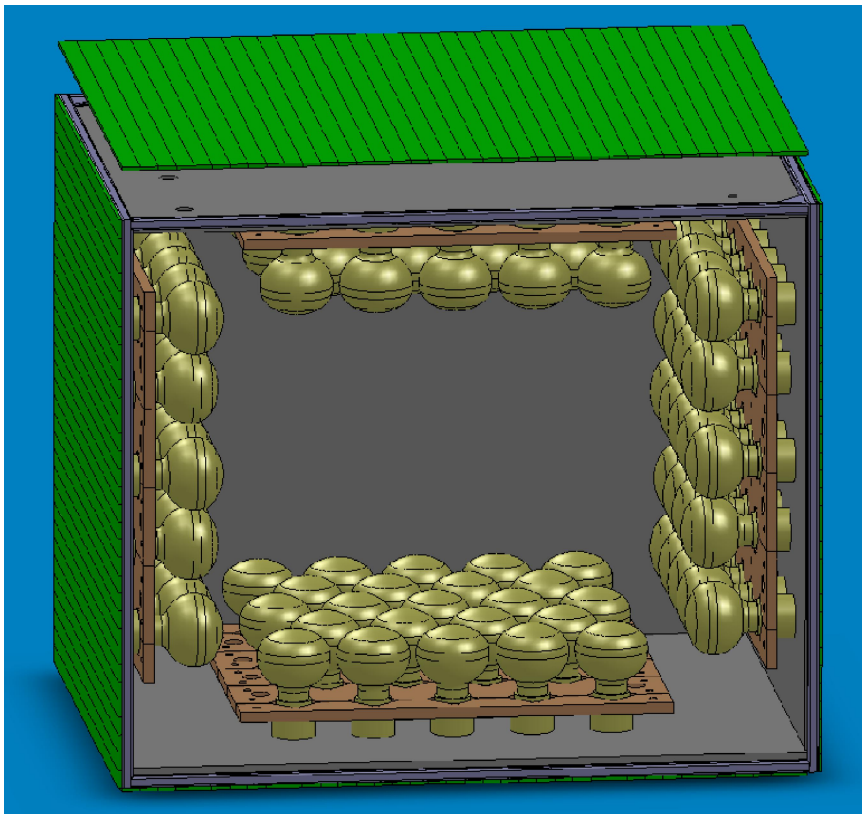


Figura 2.4: Visão esquemática apenas do detector central, desconsiderando a blindagem. Figura extraída da referência [51]

Devido às dimensões diminutas do detector, o arranjo experimental precisa oferecer o máximo de eficiência possível. Isso se traduz numa maior coleta de luz, o que portanto significa que o detector precisa ter a maior cobertura (em área) de PMTs. Atualmente a colaboração trabalha com um número mínimo sugerido de 70 PMTs para que haja uma coleta satisfatória de luz. Portanto três variações desse desenho estão sendo estudadas, por meio de simulações, cuja diferença é o número de PMTs implementadas e a área coberta por elas em cada configuração. Além do volume destinado ao detector central e do espaço a ser ocupado pelo sistema de veto, o desenho sugerido prevê ainda uma camada de 30 *cm* de

⁶Seria possível, com o intuito de aumentar o volume efetivo do alvo, projetar um tanque, cujo acoplamento da base da PMT fosse feito na própria parede de acrílico. No entanto, uma construção desse tipo sem vazamentos é de alto custo e elevada complexidade, o que o torna, portanto, inviável.

blindagem para isolar a parte sensível do detector.

2.4 Status do Projeto

O desafio de construir um detector de antineutrinos no Brasil se mostra deveras grande. Desde o ano de 2005, quando teve o seu financiamento aprovado pela FINEP, o Projeto Neutrinos Angra já passou por várias etapas importantes. No que diz respeito à infraestrutura do experimento, toda a burocracia envolvida na sua realização ⁷, bem como o próprio desenho da geometria do detector. A proposta inicial contemplava a construção de um detector com cintilador que operaria em um poço subterrâneo, características que dava à colaboração um certo conforto em relação ao sucesso do projeto. Esse desenho, apesar das pequenas dimensões forneceria uma resolução de energia razoável e permitiria, portanto, traçar o espectro dos neutrinos mesmo sendo instalado a cerca de 50 *m* do muro de contenção do reator. No entanto, ainda que esse poço fosse construído ele não poderia ser muito largo ou extenso, e mesmo assim teria que oferecer aos pesquisadores total acesso aos equipamentos instalados, desde a sua montagem até o momento em que o detector precisasse de algum reparo. Desse modo, o detector teria que ser suficientemente compacto e robusto, e isso motivou a realização de várias simulações para algumas geometrias alternativas para o detector central. As normas de segurança, forçaram a colaboração à mudança no conteúdo do alvo do detector, reforçou a necessidade dessa mudança, já que uma reformulação na arquitetura e até mesmo na técnica experimental utilizada, se fez necessária.

Montar o detector em superfície obriga à convivência com um ruído bem maior que no caso de um laboratório subterrâneo. É preciso, ainda, mensurar a grandeza desse ruído, e projetar uma blindagem adequada, é por esse motivo que encontra-se em operação um pequeno aparato destinado à medida desse fluxo de partículas. Trata-se de um volume de *x l* preenchido com água e monitorado por uma PMT de 8 polegadas ⁸ O arranjo, instalado no mesmo contêiner onde funcionará o detector (ver Figura 2.5), conta com link de acesso remoto, que permite o seu funcionamento sem maiores intervenções, além de permitir acesso aos dados que são enviados, via internet, para um computador localizado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

⁷Burocracia que está relacionada ao cumprimento das normas de segurança impostas pela Eletronuclear

⁸Similar à que se pretende usar no detector central



Figura 2.5: test

AngraSimulations: Discussões e Resultados

Em todo experimento, ainda que de pequeno porte, é de extrema importância o uso de ferramentas computacionais eficientes, e quase sempre, essa necessidade acompanha todas as fases percorridas pelo projeto. Em alguns casos a própria concepção da arquitetura do experimento exige a elaboração de pesadas simulações computacionais, donde se podem testar os mais variados parâmetros envolvidos em sua construção, que vão do volume ocupado pelo detector à espessura da blindagem usada para minimizar o ruído. No entanto, muitas vezes até mesmo a gradeza medida depende fortemente de simulações, para que, ao confrontar os dados medidos com os simulados, possa se aferir se o experimento produziu resultados confiáveis. Por fim a análise dos dados produzidos também faz uso de algumas técnicas computacionais. Assim sendo, a construção de um experimento está sempre atrelada ao desenvolvimento de um código destinado aos mais variados fins. Naturalmente o mesmo comportamento se observa na realização do Projeto Neutrinos Angra, em que uma simulação completa do detector vem sendo desenvolvida desde o início do ano de 2008.

O código desenvolvido para o Projeto Neutrinos Angra, cujo nome é *AngraSimulations*, foi escrito usando **Geant4** [52] um software já bastante difundido na física de altas energias. Trata-se de uma excelente ferramenta na simulação de interações de partículas, seus processos físicos e o processos envolvidos em sua detecção. O **Geant4** surgiu a partir de dois trabalhos, realizados independentemente no CERN e no KEK, que teve início em meados de 1993 na intenção de melhorar o Geant3 [53], que era ainda estruturado na linguagem FORTRAN. Essa iniciativa, até então isolada, rapidamente tornou-se uma grande colaboração internacional cujo principal objetivo era escrever um software que contasse com a funcionalidade e a flexibilidade necessárias para satisfazer as exigências de uma nova ger-

ação experimentos em física de partículas. É como produto dessa colaboração, entre físicos e programadores de vários institutos e universidades, que surge uma nova ferramenta bem mais poderosa, um software de código aberto estruturado em C++, linguagem e orientada a objeto, sendo essa uma das principais evoluções em relação ao seu antecessor. O **Geant4** é disponibilizado, na internet, em diversos formatos de modo a ser executado em várias versões de sistemas operacionais como, por exemplo, Linux, UNIX ou Windows¹. Essas evoluções agregaram ao novo software uma versatilidade que permite seu uso para várias aplicações que podem abranger desde a descrição detalhada de complexos detectores de partículas até simulações aplicadas em física médica.

3.1 Implementação dos materiais

Muitas das principais funções, no que diz respeito à simulação de um detector, podem ser encontradas na base de dados do próprio software. A definição dos materiais que compõem o detector é uma delas, portanto, todos os elementos da tabela periódica e algumas substâncias simples já estão definidos na base de dados do Geant4. Entretanto, algumas misturas precisam ser implementadas no código manualmente, e isso pode ser feito utilizando os próprios elementos já definidos na base de dados. Um detalhe importante que deve ser levado em conta é que na construção dos materiais algumas características são negligenciadas pelo software.

Não é possível acrescentar posição dos átomos na geometria das moléculas, assim sendo, tanto nas moléculas simples quanto na implementação manual dos materiais, apenas se trabalha com a quantidade de átomos de cada elemento e a densidade da substância formada pela molécula. Apesar de se tratar de uma aproximação, esse tipo de tratamento não compromete o resultado da simulação.

3.2 Construção das geometrias

Após a definição dos materiais usados para a simulação do detector, inicia-se a fase construção do detector. Algumas das dificuldades enfrentadas, e já discutidas no capítulo anterior, motivaram um estudo comparativo entre a geometria, até então considerada padrão, com outras geometrias alternativas cogitadas pela colaboração. O que se pretendia com a simulação

¹Um guia rápido de instalação e configuração do sistema para trabalhar com o Geant4, foi desenvolvido e encontra-se disponível na referência [54].

naquela ocasião era tentar conceber uma configuração o mais compacta e robusta possível para o detector, sem que este sofresse grandes perdas na sua eficiência de detecção. Essa fase se mostrou interessante pois permitiu usar e testar as propriedades dos materiais, implementadas anteriormente, em cada subsistema que compõe cada configuração, das geometrias construídas. Em um trabalho publicado em 2006 [55] foram apresentados os resultados de uma simulação comparativa entre alguns desenhos de detectores compactos, a base de cintilador líquido, que se destinariam aos mesmo propósitos do VND. Esse estudo foi feito utilizando o **GLG4sim** (*Generic Liquid-Scintillator-Antineutrino-Detector Geant4 Simulation*) [56], um pacote genérico similar ao Geant4 destinado especificamente à simulação de detectores à base de cintilador líquido que já havia sido largamente utilizado para simulações no experimento KamLAND. A partir desse trabalho foram construídas três geometrias para o Projeto Angra, uma delas segue as especificações do detector padrão proposto inicialmente à FINEP, e o nome escolhido para essa geometria foi D_Chooz (devido às semelhanças com o desenho do detector de Double-CHOOZ). Nos outros dois desenhos, Copo de Caipirinha e Detector Robusto, adaptam algumas das especificações de dois detectores propostos na referência [55] à realidade do Projeto Neutrinos Angra (Ver figura 3.1).

A simulação no **Geant4** obedece uma hierarquia no que diz respeito à definição de cada um dos volumes que compõem um detector. A implementação é feita, por assim dizer, de fora pra dentro ou seja, antes da construção do detector propriamente dito é preciso definir o universo onde ele será alocado, que chamamos de *ExperimentalHall*. Só depois de definidas as características físicas desse volume é que o detector é construído obedecendo essa ordem. O *ExperimentalHall* é, portanto, um virtual de 10 m^3 preenchido com ar, cuja variável que a define (*G4_AIR*) abrange todas as propriedades químicas e físicas do ar ao nível do mar. Tendo definido esse volume é possível então construir cada uma das geometrias. A seguir são elencadas todas as especificações de materiais e dimensões das três geometrias implementadas no *AngraSimulations*:

- **D_Chooz:**

A geometria D_Chooz segue o desenho clássico com três subsistemas cilíndricos (Alvo + Gamma-catcher + Blindagem). O alvo confeccionado em acrílico com paredes de 8 mm de espessura possui 1.3 m de altura um diâmetro de 1.5 m . Este volume foi devidamente preenchido com 1 ton de cintilador líquido dopado com Gd^2 . O gamma-catcher, segundo volume do arranjo, é também confeccionado em acrílico porém com

²A concentração de Gd inicialmente usada foi de 0.5% da massa do alvo. Mas, a captura de nêutrons por núcleos de Gd foi testada a várias concentrações e os resultados serão discutidos mais a diante.

uma espessura de 12mm , além de englobar o alvo era preenchido com aproximadamente 1.8ton cintilador líquido sem acréscimo de Gd. E a distância entre suas paredes internas e as paredes do alvo são de 35cm . O último subsistema que corresponde à blindagem e foi implementado em ferro com uma espessura de 3mm e a distância entre suas paredes internas e a parede do gamma-catcher é de 1m . Esse último volume, que foi preenchido com 9.7ton um óleo mineral não-cintilante (CH_2) e foi equipado com uma superfície refletora com a função de otimizar a coleta de luz (ver o quadro **A** na Figura 3.1). Essas características combinadas com a instalação, prevista no projeto FINEP [47], de 108 PMTs tornavam a geometria D_Chooz, até então considerada padrão, muito grande. Esse fato impulsionou ainda mais a busca por um detector mais compacto.

- **Copo de Caipirinha:**

Uma das geometrias alternativas sugeridas para o projeto, previa a instalação de PMTs apenas na parte superior do desenho. Esse fato reduziu consideravelmente o tamanho do conjunto, em se comparando com a geometria anterior, pois se tornou desnecessário o uso da blindagem englobando toda a parte sensível do detector. O Copo de Caipirinha, possui alvo exatamente idêntico ao da geometria D_Chooz, no entanto a sua diferença surge no formato do gamma-catcher e na disposição da blindagem. Confeccionado em acrílico com 12mm de espessura, o recipiente do gamma-catcher é preenchido com cerca de 5ton de cintilador líquido não dopado com Gd. As suas paredes laterais formam com a vertical um ângulo ótimo de 6.5° , e a distância entre a sua base e a base do alvo de 35cm . Havia ainda a necessidade de uma superfície interna refletora de modo a direcionar a luz para a parte superior do arranjo já que nele as PMTs seriam instaladas apenas no topo. Embora a blindagem não circunde todo o gamma-catcher, um volume cilíndrico, de 1m de altura, preenchido com 200kg de óleo mineral, aproximadamente, é instalado no topo do arranjo a fim de isolar a parte sensível do detector da radiação gerada pela própria PMT (ver o quadro **B** na Figura 3.1). Essa configuração se apresentava como promissora devido ao baixo custo, por ter menos PMTs, e as facilidades de manutenção em caso de sua operação subterrânea. Com a eletrônica toda instalada na parte superior, o poço poderia ser mais estreito.

- **Detector Robusto:**

O detector Robusto é o que apresenta maior otimização de espaço e isso acontece por ele ser composto de um volume apenas. Essa geometria, que previa a instalação de PMTs no topo e na base do arranjo, foi implementada numa configuração que

conta com apenas um alvo, e as suas dimensões internas são as mesma dos dois alvos apresentados nas geometrias anteriores, e inclusive é preenchido com a mesma massa de cintilador dopado com Gd, presente nas geometria anteriores. A suas paredes também são implementadas em acrílico, no entanto, a diferença nesse caso é a espessura das paredes que medem 30 *cm*. Essa configuração tem razão de ser, pois devido ao fato do desenho ser composto por apenas um volume, as paredes de acrílico mais grossas cumprem satisfatoriamente o papel da blindagem. (ver o quadro **C** na Figura 3.1).

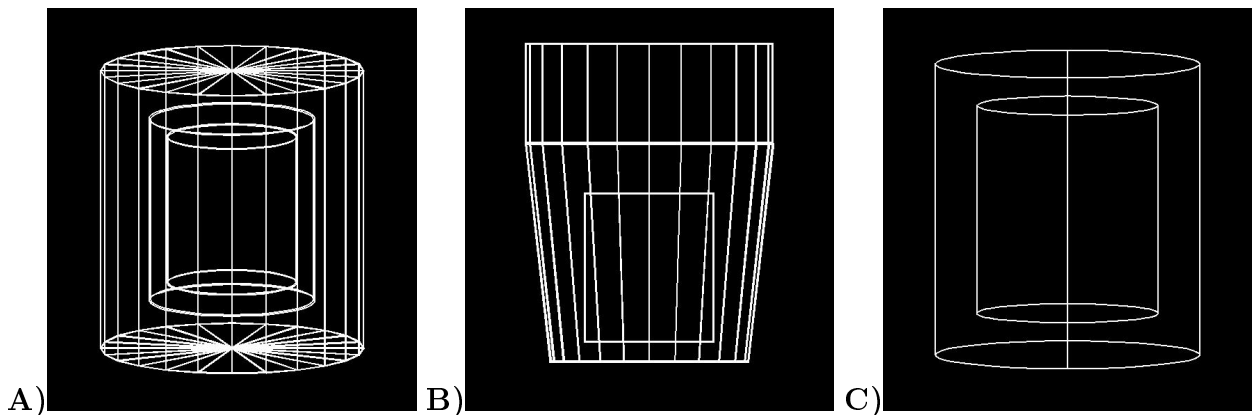


Figura 3.1: Figuras produzidas no Geant4 com o código *AngraSimulations*, onde se pode ver respectivamente: **A)**: Geometria D_Chooz; **B)** Geometria Copo de Caipirinha; **C)**: Detector Robusto.

3.3 Primeiros Testes

Após a implementação dos materiais e a construção das primeiras geometrias, a fase que se segue, implementar e testar as propriedades ópticas dos materiais, tem vital importância para a simulação do detector. Se o sinal que se pretende captar é luminoso é preciso ter total confiança nas propriedades ópticas do detector. Assim sendo, ao definir um material no Geant4 é necessário atribuir a ele boa parte de suas propriedades físicas, dentre elas as ópticas, como refração, reflexão e difusão da luz. Considerando, também, o fato que cada um dos materiais usados possui características próprias, se faz necessário portanto a definição de uma interface de contato entre dois materiais. Essa interface é o que possibilita que a luz atravesse de um meio material para outro. A implementação dessas interfaces permite também a definição de outra propriedade muito importante que foi inserida nessa fase é a que permite a implementação de superfícies refletoras ou absorvedoras nas paredes dos volumes.

3.4 Mapas de Iluminação

O teste consiste em obter mapas de iluminação das paredes internas do detector nas quais serão instaladas as PMTs. Basicamente, foram escolhidos seis pontos distintos no interior do alvo, cujos pontos escolhidos foram: $(x, y, z) = (0, 0, 0)$; $(0, 0, -600)$; $(0, 0, 600)$; $(0, 700, 0)$; $(0, 700, -600)$; $(0, 700, 600)$, em comum às três geometrias³. Foram realizadas seis simulações para cada geometria, onde 10^5 fótons ópticos de baixa energia são gerados em cada um dos pontos, com direções aleatórias sorteadas uniforme e isotropicamente. O que se pretende com esses mapas de iluminação, a grosso modo, é descobrir quanto da luz gerada no alvo consegue chegar às paredes mais externas de cada desenho. Desse modo é possível estimar qual a porcentagem da luz é absorvida pelo material que compõe o detector e qual a porcentagem incide nas paredes onde as PMTs estarão instaladas. Os resultados dessas simulações foram analisados e com o software Root [57] foram produzidos histogramas com as projeções superior, inferior e lateral das paredes. Por outro lado, os fótons que não conseguem atingir as paredes são contados como fótons absorvidos pelo material do detector. Assim sendo, cada fóton que consegue atingir as paredes do topo ou da base é contado como um candidato à detecção e é representado como um ponto dos mapas de iluminação. Um procedimento parecido também é adotado para a projeção lateral, onde é construído um histograma em que cada fóton que chega à parede lateral e computado como detectável corresponde a um bin num histograma que representa a quantidade de fótons que chegam na parede lateral em torno do eixo z do detector.

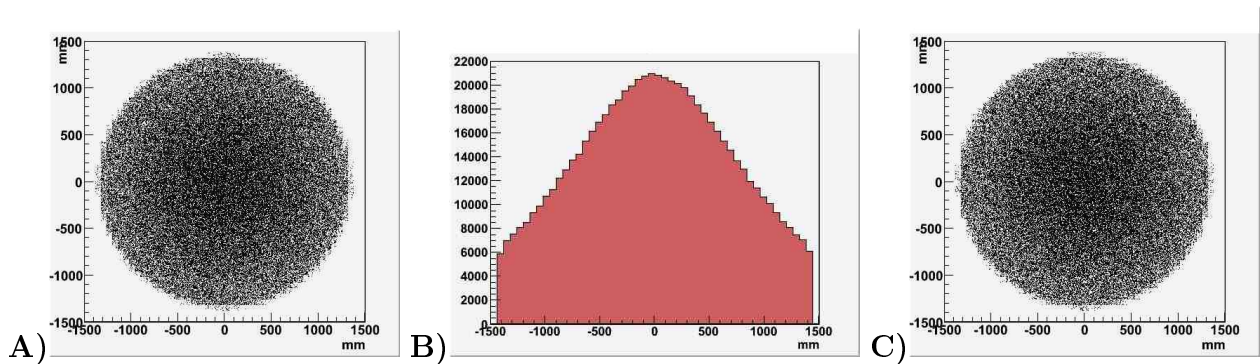


Figura 3.2: Mapas de iluminação referente à geometria D_Chooz: **A)** é a projeção do topo; **B)** é a projeção lateral; **C)** é a projeção da base.

³ Isso por que o alvo nas três configurações são idênticos, tanto em suas dimensões tanto no cintilador que os preenche

Para a geometria D_Chooz era prevista a instalação das PMTs no topo, na base e na área lateral do volume correspondente à blindagem, que cobriria cerca de 15% da superfície interna total do volume. Portanto, em toda a parede interna do recipiente foi implementada uma superfície absorvedora, cujas projeções (superior, inferior e lateral) são representadas separadamente. Por exemplo, pode ser observado na figura 3.2 os mapas de iluminação dessa geometria referentes ao ponto de geração $(0, 0, 0)$. Um procedimento similar efetuado para a obtenção dos mapas de iluminação para o detector robusto também foi realizado. Entretanto, a superfície absorvedora dessa vez deveria ser implementada na superfície externa das paredes do alvo. Embora nessa geometria estava prevista a instalação de PMTs apenas no topo e na base do desenho, foi possível obter também a projeção da área lateral. Pode-se verificar na figura 3.3, um comportamento muito parecido com o da geometria D_Chooz. A única coisa que difere os dois mapas são as dimensões. Ou seja, o tamanho das projeções observadas no detector Robusto são menores em relação à anterior.

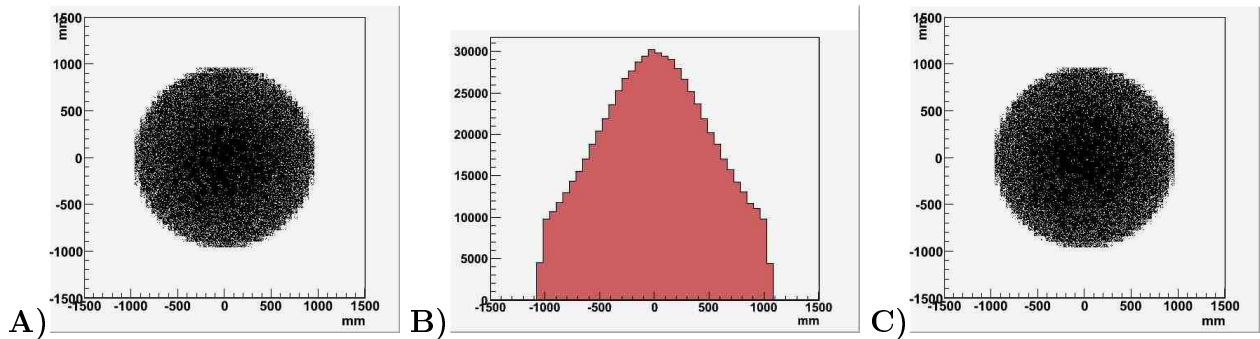


Figura 3.3: Mapas de iluminação referente ao Detector Robusto: **A)** é a projeção do topo; **B)** é a projeção lateral; **C)** é a projeção da base.

Por apresentar uma geometria mais complexa e diferenciada, o Copo de Caipirinha apresenta um resultado bastante diferenciado. Como a proposta dessa geometria prevê a instalação de PMTs apenas no topo, o principal interesse é que o máximo de luz possível consiga atingí-lo, e assim poder ser detectado. Na parede interna do gamma-catcher uma superfície refletora com uma eficiência de 98% é implementada. Por esse motivo que não se observa fótons na projeção inferior do desenho, comportamento que também é observado na projeção lateral referente ao gamma-catcher, que por contar com superfície refletora não apresenta nenhum fóton na projeção lateral. Porém, na área referente à blindagem, situada no alto do arranjo, é observada a presença e fótons. Esses resultados podem ser observados na figura 3.4.

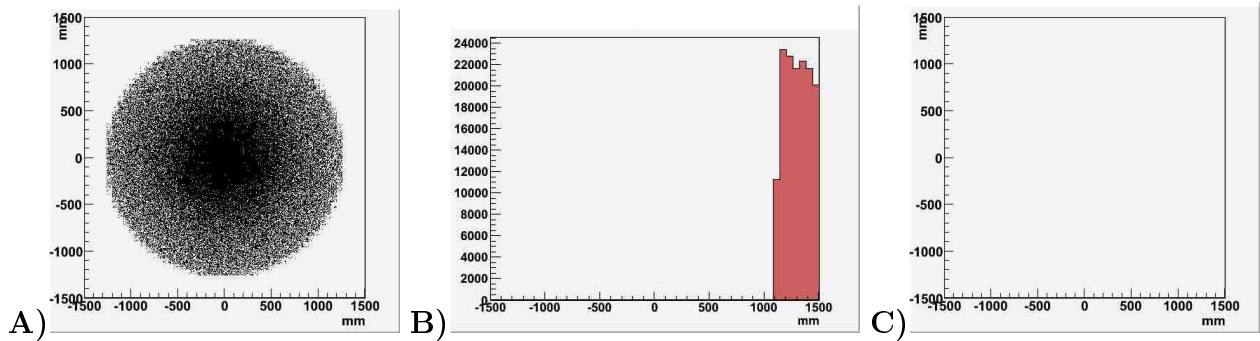


Figura 3.4: Mapas de iluminação referente ao Copo de caipirinha: **A)** é a projeção do topo; **B)** é a projeção lateral; **C)** é a projeção da base.

Os mapas de iluminação referentes aos outros cinco pontos restantes podem ser observados no apêndice A. As tabelas a seguir resumem os resultados obtidos para os seis pontos nas três geometrias: O que é observado nas três tabelas para a segunda coluna a

D_Chooz	Topo	Base	Lateral	Absorvidos
(0,0,0,)	12.3%	12.2%	67,3%	8.2%
(0,0,600)	33.1%	7.3%	62,8%	7.8%
(0,0,-600)	7.3%	22.2%	62,7%	7,8 %
(0,700,600)	19.2%	6.6 %	67 %	7.2 %
(0,700,0)	10.7%	10.8%	71 %	7.5 %
(0,700,-600)	1.5%	19.2%	67 %	7.3 %

Tabela 3.1: Estatística obtida para a geometria D_Chooz.

Detector Robusto	Topo	Base	Lateral	Absorvidos
(0,0,0,)	12%	12,1%	70%	5.9%
(0,0,600)	27.5%	6.1%	61%	5.4%
(0,0,-600)	6%	27.5%	61%	5.5 %
(0,700,600)	21%	5.1%	69.7%	4.2 %
(0,700,0)	9.5%	9.4%	76.3%	4.8 %
(0,700,-600)	5.1%	20.6%	70%	4.3 %

Tabela 3.2: Estatística obtida para o Detector Robusto.

porcentagem de luz que chega no topo da geometria, na terceira coluna os fótons observados na base, quarta coluna a porcentagem observada na lateral e a quinta coluna os fótons absorvidos. Podemos considerar que o pior resultado observado foi no Copo de Caipirinha, pois a média de fótons perdidos é muito maior que as outras duas geometrias.

Copo de Caipirinha	Topo	Base	Lateral	Absorvidos
(0,0,0,)	40%	-	32%	28%
(0,0,600)	30%	-	43.9%	26.1%
(0,0,-600)	42.3%	-	30%	27.7%
(0,700,600)	28.1%	-	45.6%	26.3%
(0,700,0)	34.4%	-	37.3%	28.3%
(0,700,-600)	40%	-	32%	28%

Tabela 3.3: Estatística obtida para o Copo de Caipirinha.

Após esses testes, a partir das três geometrias já implementadas, foi elaborado um total de cinco configurações, variando o número de PMTs, com as quais se pretendia estimar o desempenho das geometrias. As geometrias são:

- **D_Chooz - 108 PMTs:** 18 no topo – 18 na base – 72 na lateral;
- **Copo de Caipirinha - 36 PMTs:** todas no topo;
- **Detector Robusto – 36 PMTs:** 18 no topo – 18 na base;
- **D_Chooz – 36 PMTs:** 6 no topo – 6 na base – 24 na lateral;
- **Detector Robusto – 72 PMTs:** 36 no topo – 36 na base.

Mapeamos todos os pontos referentes às PMTs e os distribuimos o mais uniformemente possível nas superfícies cujos mapas de iluminação foram obtidos anteriormente. Com o uso do Root, definimos ao redor de cada ponto uma área de oito polegadas, correspondente à cobertura da PMT que será usada no detector de Angra. Feitos os mapeamentos desses pontos, os confrontamos com os mapas de iluminação supracitados. Desse modo, todos os fótons que atingiram as áreas correspondentes às PMTs foram contados como detectados e os que atingiram as outras áreas, eram computados como perdidos. Após esse procedimento foi possível estimar a porcentagem dos fótons gerados que poderiam de fato ser detectados fazendo uma conta simples:

$$\frac{\gamma_{detectados}}{\gamma_{produzidos}} \quad (3.1)$$

Dessa maneira seria possível montar uma estatística de eficiência de cada geometria, esse resultado pode ser observado na tabela 3.4:

D_Chooz_108 PMTs	0.094
D_Chooz_36 PMTs	0.035
Copo de Caipirinha_36 PMTs	0.082
Detector Robusto_72 PMTs	0.099
Detector Robusto_36 PMTs	0.050

Tabela 3.4: Estatísticas considerando PMTs para cinco diferentes configurações de detectores.

Esses resultados indicam um comportamento melhor do Detector Robusto, com 72 PMTs. Apesar da geometria D_Chooz com 108 PMTs possuir um volume maior e uma maior quantidade de sensores a razão entre os fótons captados e os fótons gerados é maior no Detector Robusto. Fica claro nesse procedimento que a eficiência quântica de detecção considerada é de 100%, pois trata-se apenas de uma contagem simples dos fótons que chegam nas áreas referentes às PMTs. Um outro resultado considerando essa propriedade é apresentado na sessão 3.9.

3.5 Implementação da Física Eletromagnética

Em duas das técnicas experimentais usadas para detecção de neutrinos, parte importante do sinal é obtida por meio de processos eletromagnéticos. Tanto num detector a base de cintilador, onde o primeiro sinal do beta inverso é dado pela aniquilação elétron-pósitrons quanto no detector com alvo de água em que o primeiro sinal é fornecido pelo cone de luz Cherenkov. Por se tratar de uma ferramenta tão importante, o seu funcionamento precisa ser o mais confiável possível. Nessa fase, em que implementamos os processos físicos eletromagnéticos de interesse, se faz necessário um teste consistente.

Para a realização desses testes partimos das cinco configurações geométricas usadas na sessão anterior. Nos seus alvos foram gerados 5000 elétrons e 5000 pósitrons, separadamente, com posição e direção de propagação sorteadas o mais uniforme possível. Esse procedimento foi realizado duas vezes para cada tipo de partícula, com a emissão de Cherenkov e sem a emissão de Cherenkov, com o intuito de observar a resposta dessa ferramenta. Assim sendo, foram produzidas quatro simulações para cada uma das cinco configurações geométricas, com o intuito de contar a média de fótons produzidos em cada uma delas. As tabelas 3.5 e 3.6 resumem os os valores médios dos resultados obtidos. E da observação delas se percebe claramente a vantagem do Detector Robusto com 72 PMTs, com uma média de geração de fótons muito maior que as outras geometrias. Apesar dos valores médios muito próximos,

esta geometria oferece, com um desenho mais compacto e a quantidade de PMTs instaladas menor o que poderia se traduzir em uma considerável economia para o projeto.

Desenho	com Cherenkov	sem Cherenkov
D_Chooz_108 PMTs	23324.4	3312
D_Chooz_36 PMTs	8917.2	1231.2
Copo de Caipirinha_36 PMTs	20862	2970
Detector Robusto_72 PMTs	27273.6	3582
Detector Robusto_36 PMTs	13946.4	1810.4

Tabela 3.5: A tabela apresenta o resumo dos valores médios de fótons captados em cada configuração geométrica quando são injetados pósitrons no alvo.

Desenho	com Cherenkov	sem Cherenkov
D_Chooz_108 PMTs	21006	1645.2
D_Chooz_36 PMTs	7927.2	619.2
Copo de Caipirinha_36 PMTs	18475.2	1483.2
Detector Robusto_72 PMTs	23482.8	1962
Detector Robusto_36 PMTs	12578.4	997.2

Tabela 3.6: A tabela apresenta o resumo dos números médios de fótons captados em cada configuração geométrica quando são injetados elétrons no alvo.

Um outro resultado que se pôde observar foi número de fotoelétrons detectados por evento, ou seja, quantos fótons são captados por partícula gerada dentro do alvo, considerando as mesmas áreas sensíveis definidas para os testes anteriores. Com os resultados dessas simulações é possível estudar a coleta de luz nas variações das três geometrias. Assim sendo na figura 3.5 pode se observar distribuições dos fótons gerados em relação ao ao eixo z para as três geometrias.

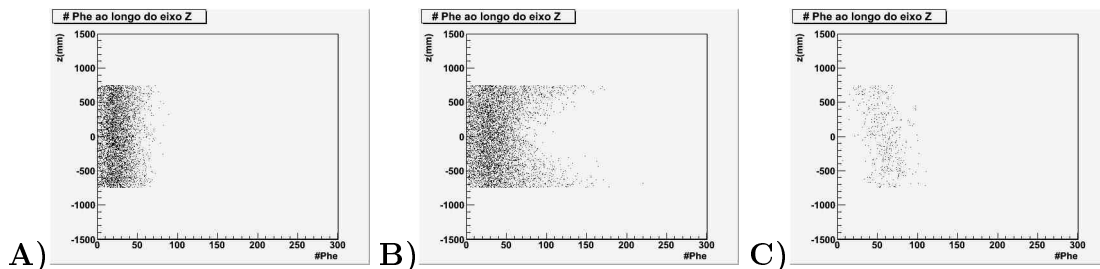


Figura 3.5: Coleta de luz em função do eixo z para as geometrias: D_Chooz (A); Detector Robusto (B); Copo de Caipirinha (C).

Os resultados representados no quadro A da figura 3.5 mostram que o desenho que oferece maior uniformidade na coleta de luz é a geometria D_Chooz. Isso se deve ao fato de que

esse arranjo tem PMTs distribuídas no topo, na base e em toda a área lateral do detector. Já no Detector Robusto, cujos resultados são vistos no quadro B da mesma figura, vê-se claramente que a luz é coletada com mais eficiência no topo e na base do arranjo, também devido à disposição das PMTs. A geometria que apresenta o pior resultado é o copo de caipirinha (quadro C), que por ter PMTs instaladas apenas na parte superior do detector, oferece o pior desempenho em coleta de luz.

3.6 Novo Detector Robusto

Após esses resultados surge então o indicativo de que o melhor desenho para o VND é o detector robusto. Mas a sua configuração carece ainda de alguns ajustes para que seu desempenho seja melhorado. Além disso os vetos ao uso de cintilador e à construção do poço sugerem concomitantemente à produção desses resultados. Esses dois fatos agregaram mais um parâmetro à simulação, a investigação utilizando as propriedades do cintilador plástico na construção dessa nova geometria (ver figura 3.6). Apesar de preservar algumas

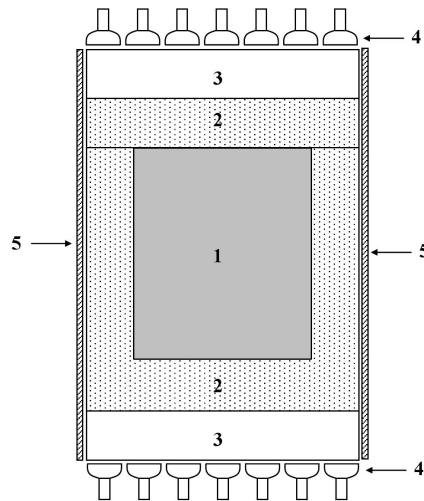


Figura 3.6: Visão esquemática do novo detector robusto onde **1** é o alvo, **2** é o gamma-catcher, **3** é a blindagem, **4** PMT e **5** filme refletor.

características físicas do detector robusto, como as dimensões do alvo, as mudanças sugeridas para o novo detector são grandes e ocorrem principalmente nos materiais. O alvo que antes era implementado com cintilador líquido dopado com Gd é um volume único cilíndrico de cintilador plástico dopado com Gd. As paredes mais grossas do alvo, feitas de acrílico na sua versão anterior, cuja função seria funcionar como blindagem foi substituída por uma camada

com as mesmas dimensões, porém de cintilador plástico não-dopado e passa agora a funcionar de maneira similar ao gama-catcher da geometria D_Chooz. Com a instalação das PMTs no topo e na base do arranjo, surge a necessidade de dois volumes de blindagem, e esses são dois vasilhames de acrílico com paredes de $8mm$ de espessura e $40cm$ de altura. Esses dois volumes idênticos e preenchidos com óleo mineral não-cintilante nas referidas posição de instalação das PMTs. Por fim, um filme refletor fino (cerca de $1mm$ de espessura) circundava toda área lateral e evitava a perda de luz. Pode-se observar na figura 3.7 uma imagem produzida pela simulação para o novo detector robusto.

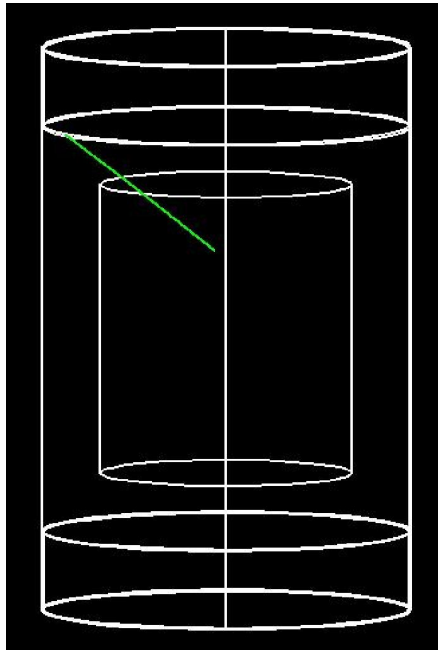


Figura 3.7: Imagem do novo Detector Robusto, produzida no **Geant4**.

O teste com pósitrons é refeito, porém dessa vez um total de 10^5 pósitrons de $1 MeV$ foram gerados com posição e direção de propagação aleatórias, distribuídas uniformemente no interior do alvo. O que se pretende com isso é estudar o perfil dos fótons produzidos da aniquilação desses pósitrons. Pode-se observar no gráfico da figura 3.9, um pico na energia referente aos fótons produzidos da aniquilação dos pósitrons. Os fótons situados à esquerda desse pico, com energias menores surgem por espalhamento Compton. Por outro lado os fótons com energias maiores surgem por *Bremsstrahlung*.

Além disso com esse teste se pôde estimar quantos fótons poderiam ser detectados, onde o critério escolhido foi contar quantos dos fótons gerados eram capturados no alvo. Como os fótons de energias mais altas não podem ser detectados pelas PMTs, todos os fótons de

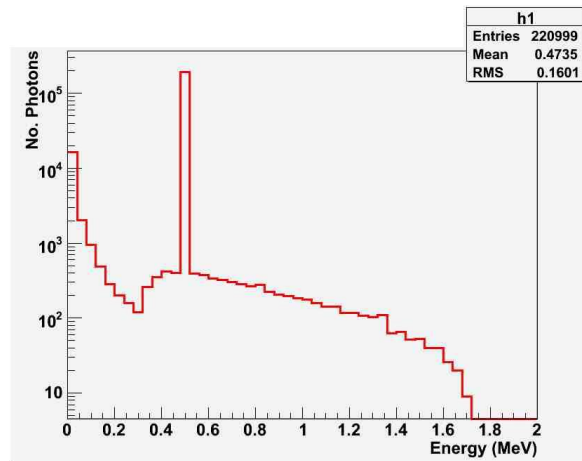


Figura 3.8: Perfil de energia do total de fótons produzidos na aniquilação de pósitrons.

aniquilação que conseguem sair do conjunto que compreende o alvo e o gama-catcher são, portanto, perdidos. O que se observa como resultado é que 96.4% (85.2% no alvo e 11.2% no gamma-catcher) do total de fótons produzidos são observados nesse conjunto. Resultado que está representado nos gráficos da figura 3.9.

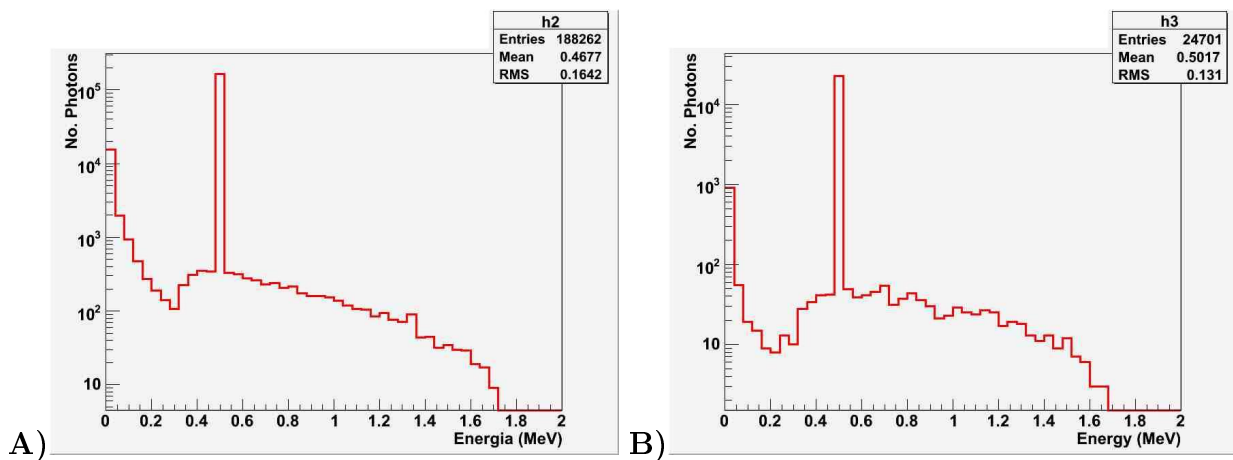


Figura 3.9: Distribuição dos fótons observados no alvo (A) e no gama-catcher(B).

3.7 Implementação da Geometria *WaterBox*

Os resultados obtidos com a nova configuração do detector robusto, combinados com a indisponibilidade de cintilador plástico dopado com Gd no mercado fez surgir a nova geometria *WaterBox*, com alvo de água. Essa geometria oferece a vantagem de ter um desenho bastante simplificado (um caixa de acrílico apenas), isso facilita e muito a implementação no código.

A mudança no conteúdo do alvo faz mudar, também, parte da técnica experimental usada na detecção. Nessa configuração, já não se busca mais a aniquilação do pósitron, mas sim o cone de luz Cherekov por ele deixado. No entanto para a reconstrução completa do sinal é preciso detectar o nêutron, e para isso será usado um sal de Gd dissolvido na água.

Foram construídas três variações da mesma geometria (descrita no capítulo anterior) variando o número de PMTs:

I- 100 PMTs, cobertura $\approx 70.3\%$;

II- 76 PMTs, cobertura $\approx 58.9\%$;

III- 68 PMTs, cobertura $\approx 50.2\%$.

A geometria conta ainda com uma camada de cintilador plástico, com 2 cm de espessura, que recobre todo o volume do alvo e pertence ao sistema de veto. Além disso o desenho conta com uma camada de 30 cm referente à blindagem, temporariamente implementada em água.

3.8 Implementação da Captura de Nêutrons

A física de captura de nêutron é parte imprescindível na reconstrução da assinatura de um evento de neutrinos. Duas ferramentas importantes compõem esse processo, a captura do nêutron que excita o núcleo e a física do responsável pelo perfil de emissão de gamas na desexcitação do núcleo. É claro que o processo de captura de nêutrons não é exclusivo ao de Gd e, portanto, pode acontecer com outros núcleos, como é o caso, por exemplo, do hidrogênio, muito abundante nos materiais usados nessa simulação. O problema no caso hidrogênio reside na baixa seção de choque oferecida para a captura de nêutrons. Isso faz com que até mesmo os nêutrons de mais baixa energia percorram um espaço bem maior até serem capturados, isso acarreta uma janela temporal muito grande entre os dois pulsos luminosos (os gerados pelo pósitron e os produzidos na captura dos nêutrons), fato praticamente inviabiliza a detecção de neutrinos sem o acréscimo de Gd no conteúdo do alvo⁴. Esse fato ser observado nos gráficos da figura 3.10

O Gd além de aumentar substancialmente a seção de choque do processo de captura de nêutrons, tem um perfil de emissão bastante característico. O ^{157}Gd ⁵, isótopo mais

⁴Fato que fez a colaboração abandonar a construção de um detector com cintilador plástico

⁵Existe ainda um outro isótopo, o ^{155}Gd , entretanto a contribuição dada por ele é muito mais baixa que o ^{157}Gd . Por esse motivo é também considerado na simulação porém com porcentagem bem menor.

abundante desse elemento, que é considerado na simulação tem seu núcleo excitado com a captura de um nêutron e da sua desexcitação são liberados em média 7.87 MeV de energia em forma de gamas. Acontece que toda essa energia não é liberada de uma vez em um único fóton, e essa emissão fracionada pode ocorrer de duas maneiras. Essa emissão é feita, mais frequentemente por uma cascata de numerosos fótons de mais baixa energia. Uma outra possibilidade ocorre pela emissão de pares de fótons com energias mais alta energia, processo que pode ser observado de três maneiras e com porcentagens diferentes:

- $\gamma_1 = 6.74 \text{ MeV}$ e $\gamma_2 = 1.11 \text{ MeV}$;
- $\gamma_1 = 5.62 \text{ MeV}$ e $\gamma_2 = 2.25 \text{ MeV}$;
- $\gamma_1 = 5.88 \text{ MeV}$ e $\gamma_2 = 1.99 \text{ MeV}$.

A dopagem de cintilador líquido com Gd é bastante desenvolvida e usada em grandes experimentos, o que faz com que a porcentagem de massa que esse elemento preenche no alvo seja bastante conhecida e regula entre 0.5 e 1%. Porém, o processo de dopagem não traz só benefícios, podendo tornar o meio mais opaco pois devido a processos químicos, com o passar do tempo o Gd pode dar uma tonalidade amarelada ao líquido do alvo. No caso de um detector com o alvo de água o que se pretende é dissolver um sal de Gd, o que permite o uso de uma concentração bem maior.

Um trabalho desenvolvido originalmente em Geant3 descreve muito bem essa emissão e foi realizado para o experimento CHOOZ. Esse código foi adaptado para o Geant4 e adicionado à simulação *AngraSimulations*. Após essa implementação desenvolvemos uma simulação com o objetivo de testar essa ferramenta e estudar uma concentração adequada de Gd no conteúdo do alvo. Para isso foram gerados de cada vez 2000 nêutrons de 1 MeV no centro do arranjo em diferentes concentrações de Gd (0%, 1%, 5% e 10%). Esse procedimento visa estudar o perfil de emissão do Gd (concentração $\neq 0$) e compará-lo com o perfil de emissão do hidrogênio (concentração = 0) e estudar o tempo de sobrevivência do nêutron desde o momento que é produzido até o momento em que é absorvido por um núcleo.

Sem o acréscimo de Gd, a captura de nêutrons é feita por núcleos de hidrogênio, e segue a reação: $H + n \rightarrow D^* \rightarrow D + \gamma$, onde D^* é o deutério excitado. Portanto, pode-se observar no quadro **A** da figura 3.10 uma distribuição da energia dos gamas produzidos por esta captura, onde se percebe claramente um pico de energia que coincide com perfil de emissão do deutério. Devido à baixa seção de choque dessa captura o tempo de sobrevivência do

nêutron até ser capturado, é em média $293.9 \mu s$ (resultado que pode ser observado no quadro **B** da figura 3.10).

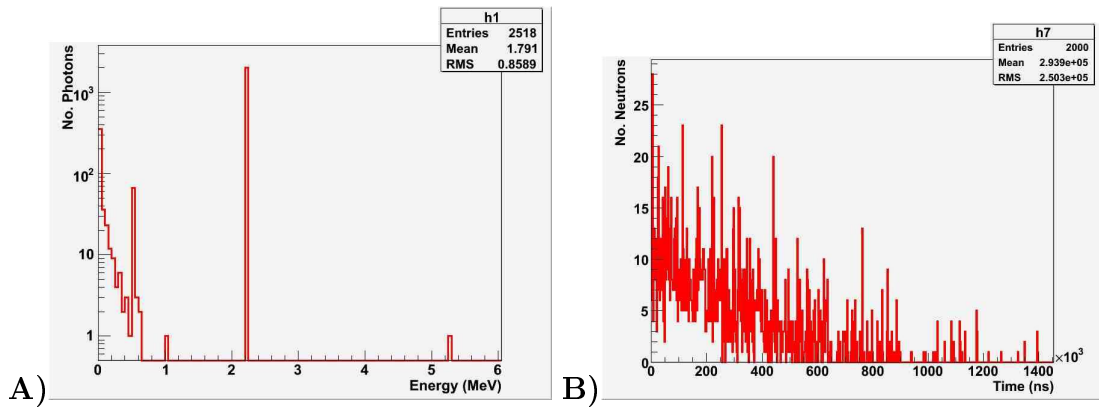


Figura 3.10: Resultados da simulação para uma concentração de 0%.

Tipicamente alvos de água são dopados com uma concentração 0.1% e o tempo de vida do nêutron é de em média $30 \mu s$. Portanto espera-se que para uma concentrações maiores haja uma mudança drástica nesse comportamento, bem como no perfil de emissão dos gamas. Essas alterações podem ser observadas ao se usar uma concentração de 0.5% de Gd, e são ilustradas a seguir na figura 3.11.

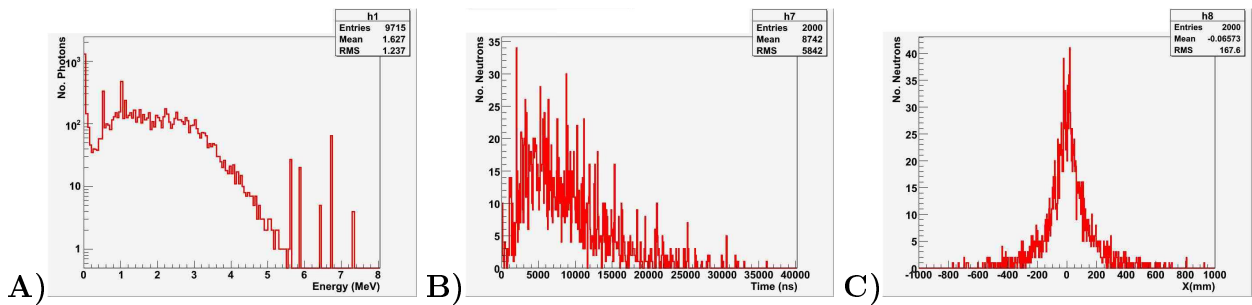


Figura 3.11: Resultados da simulação para uma concentração de 0.5% de Gd.

Ao se observar o quadro **A**, nota-se um aumento considerável na quantidade de gamas e também a existência clara de picos acima de 5 MeV , coincidentes com as linhas de emissão do Gd, através de pares de fótons mais energéticos. Além disso, ao se observar o quadro **B**, percebe-se uma diminuição do tempo de captura em pelo menos duas ordens de grandeza, indicativo que de fato ocorre um aumento na seção de choque na captura de nêutrons. No quadro **C** pode se observar o espaço percorrido pelos nêutrons do ponto onde são gerados até o o ponto de captura e o que se observa é uma média de aproximadamente 16 cm . Quando se aumenta mais a concentração de Gd continua-se observando o crescimento no número de

fótons gerados e a diminuição da janela temporal. Porém, além de o comportamento das curvas serem preservados, a mudança dos valores médios observados não é tão significativa. Sabendo-se, portanto, que uma concentração muito grande de Gd pode trazer ao alvo uma opacidade indesejada e que o aumento não traz ganhos substanciais nos espectro de gamas gerados é aconselhável que a concentração não ultrapasse 1% da massa do alvo. Esse processo também foi realizado para energias maiores (2 MeV , 3 MeV , 4 MeV , 5 MeV , 6 MeV , 6 MeV e 8 MeV), mas o resultado obtido foi parecido com o descrito anteriormente.

3.9 Estudo dos Sinais de Póstrons e Nêutrons

Os estudos e melhorias na geometria WaterBox se seguem, e o objetivo agora é estudar a relação sinal/ruído observada pelo detector. Para isso algumas modificações foram feitas no tamanho do detector central que agora tem $1.8\text{ m} \times 1.4\text{ m} \times 1.4\text{ m}$. Essas dimensões permitem a instalação das PMTs no interior da caixa garantindo que o detector central possua um volume fiducial da 1 m^3 . Além disso foram implementadas 74 PMTs em quatro das paredes internas do detector (como é ilustrado na figura 2.4). Foram atribuídas aos volumes referentes às PMTs as características da *Hamamatsu R5912*, equipamento que se pretende usar na montagem do experimento, cuja eficiência quântica observada na figura 3.12.

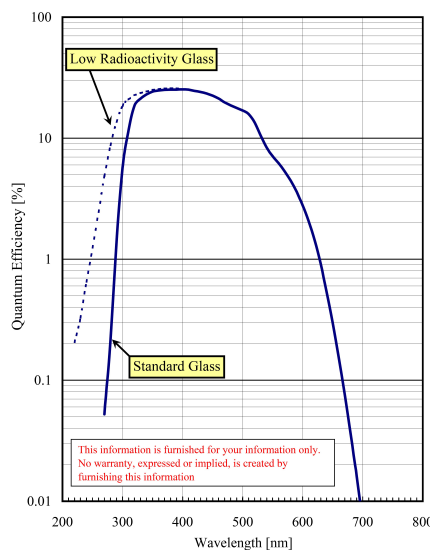


Figura 3.12: Curva de eficiência quântica da PMT *Hamamatsu R5912*. Figura extraída da referência [58].

O procedimento realizado consiste na geração de pósitrons de 2 MeV e nêutrons

térmicos distribuídos uniformemente no volume fiducial do detector central. Como essas são as características das partículas produzidas pelo decaimento beta inverso esse procedimento permite obter uma distribuição dos fotoelétrons decorrentes dos processos sofridos por elas no detector, e que portanto darão o sinal que pretende medir. Como resultado obtido, e que pode ser visualizado na figura 3.13, temos que o sinal esperado dos pósitrons é em média 20 fotoelétrons por partícula enquanto que os nêutrons produzem em média 40 fotoelétrons. É

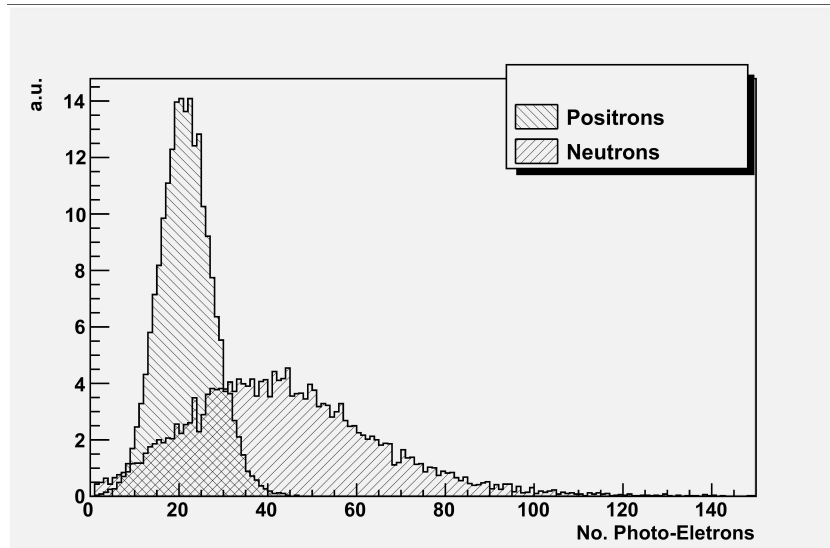


Figura 3.13: Distribuição dos fotoelétrons gerados através dos pósitrons e nêutrons produzidos no detector. Figura extraída da referência [51].

possível dizer ainda que o sinal que se pretende detectar é restrito a partículas que produzem entre 10 e 140 fotoelétrons.

3.10 Estudo do Ruído Devido aos Múons cósmicos

Sabendo, portanto, que muito do ruído a que se submete o detector é produzido pelos múons verticais da radiação cósmica é preciso saber quantos desses múons afetam diretamente o sinal descrito anteriormente. Assim sendo desenvolvemos uma simulação para estudar o espectro dos fotoelétrons produzidos a partir desses múons. Foi definida uma superfície de $3\text{ m} \times 3\text{ m}$ (9 m^2) acima do detector, nessa área foram produzidos 10^6 de múons com posições sorteadas aleatoriamente. Tendo que o fluxo esperado de múons cósmicos é de $\approx 1\text{ cm}^{-2}\text{ min}^{-1}$, considerando uma área de 9 m^2 o fluxo total que o detector está submetido é de $1.269 \times 10^8\ \mu/\text{dia}$. Para a realização desse estudo o fluxo é parametrizado por meio da função $I(p_\mu, \theta) = \cos^3(\theta)I_\nu(\zeta)$, que relaciona o momento (p_μ) com o ângulo vertical (θ), onde

$\zeta = p_\mu \cos(\theta)$. Assim sendo fluxo obedece a um fator de escada de $1/\cos^3(\theta)$ de acordo com o que sugere referência (Ver figura 3.14).

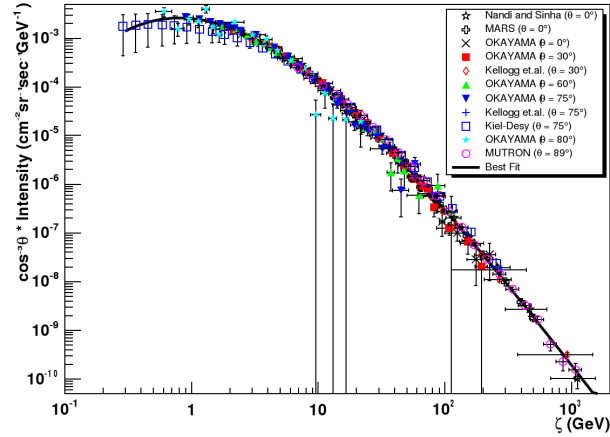


Figura 3.14: Parametrização do fluxo de múons cósmicos. Figura extraída da referência [59].

Portanto, o histograma da figura 3.15 nos mostra a taxa esperada de eventos por dia relacionados com os múons da radiação cósmica onde o critério de observação é a quantidade de fotoelétrons produzidos por cada partícula que atravessa o detector central. Sabendo-se então a característica do sinal devido aos pósitrons e nêutrons podemos estimar que cerca de 15% desses múons de fato produzem ruído. Todas os outros eventos geram uma quantidade de fotoelétrons superior à média de produção estimada para pósitrons e nêutrons oriundo do beta inverso. Esse fato nos permite descartar os múons que produzem uma quantidade maior de fotoelétrons.

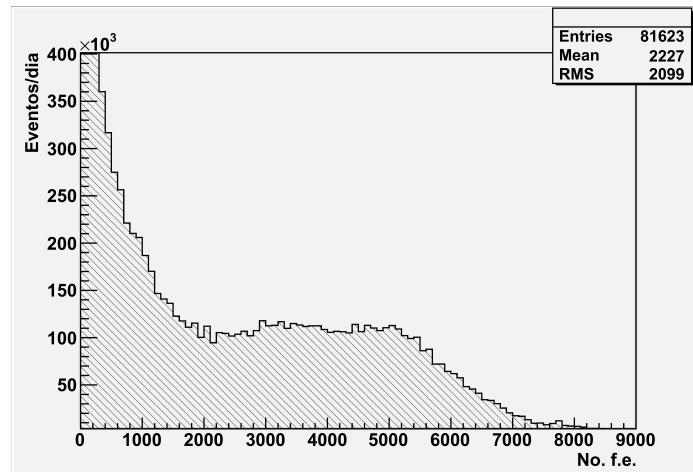


Figura 3.15: Perfil do fotoelétrons produzidos pelos múons cósmicos.

3.11 Conclusões

É inegável o papel fundamental que a simulação computacional assume em um experimento Neutrinos Angra. Como se pretende detectar antineutrinos através dos pulsos produzidos a partir dos subprodutos do decaimento beta inverso, é necessário conseguir reproduzir com razoável confiabilidade as interações por eles sofridas. Assim sendo, para um detector a base de cintilador líquido, conseguimos obter resultados confiáveis para a aniquilação de pósitrons e para os outros processos a eles relacionados. Entretanto no atual contexto em que o VND contará com um alvo de água, o sinal será fornecido pela radiação Cherenkov produzida pelo pósitron. Portanto em ambas circunstâncias se faz necessário uma boa simulação das interações eletromagnéticas, para que seja possível reproduzir estes sinais. Esses critérios também são adotados quando se pretende estimar o ruído produzido pelos múons cósmicos que atravessam o detector, uma vez que estes produzem uma grande quantidade de luz, também por radiação Cherenkov.

Tão importante quanto os sinais gerados pelo pósitron, são os pulsos produzidos por meio processo de captura de nêutrons. Pois é apenas com a medida dos dois sinais (do pósitron e do nêutron) que se consegue a reconstrução da assinatura de um evento com neutrinos. Os resultados obtidos com o código *AngraSimulations* se mostram consistentes e bastante confiáveis com relação a esses processos. Conseguimos reproduzir com a simulação tanto os sinais de pósitrons quanto os sinais de nêutrons, e mais que isso esses resultados podem ser obtidos tanto para um detector com cintilador líquido quanto para um detector com alvo de água.

Outra contribuição importante dada por este trabalho para a colaboração diz respeito aos detalhes relacionados à geometria do detector. As idéias foram surgindo e sendo aprimoradas ou descartadas à medida que o código da simulação também foi se desenvolvendo. Assim sendo pôde-se testar tanto as ferramentas implementadas no código, quanto a resposta das geometrias. Desse modo alguns dos resultados apresentados nesse trabalho forneceram importantes informações que vão contribuir muito para a construção do detector.

Mesmo com tudo isso é claro que o código *AngraSimulations* ainda pode ser melhorado. Algumas outras ferramentas precisam ser agregadas ao código de maneira a torná-lo mais completo e realístico. Apesar de ter sido implementada toda a física necessária para trabalhar com pósitrons e nêutrons, subprodutos da interação dos antineutrinos, por exemplo, ainda falta implementar os parâmetros que permitiriam trabalhar com os próprios antineutrinos. Desse modo seria possível reconstruir injetar antineutrinos no detector e coletar os fótons

produzidos pelos seus subprodutos, reconstruindo completamente o decaimento beta inverso.
Uma outra melhoria factível no código...

Referências Bibliográficas

- [1] W. Pauli, *Physics Today*, **31** (1978) 27.
- [2] J. Chadwick, *Nature*, **129** (1932) 312.
- [3] E. Fermi, *Nuovo Cimento*, **11** (1934) 1.
- [4] F. Reines and C. L. Cowan, *Nature* **178** (1956) 446; *Phys. Rev.* **92** (1953) 830; *ibid.* **113** (1959) 273; C. L. Cowan et al., *Science* **124**(1956) 103.
- [5] Zhi-zhong Xing, *Int. J. Mod. Phys. A* **23** (2009) 4255.
- [6] B.Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP*, **7** (1958) 172.
- [7] Donald Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis *The University of Chicago Press*, (1983).
- [8] J. Bahcall et al., *Rev. Mod. Phys.*, **54** (1982) 767.
- [9] J. N. Bahcall et al., *The Astrophys. J.* **621** (2005) 85.
- [10] C. amsler et al., Particle Physics Booklet, Institute of Physics, (2008).
- [11] R. Davis Jr. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **20** (1968) 21.
- [12] B. Aharmim et al., *Phys. Rev. C*, **75** (2007) 045502.
- [13] B. T. Cleveland et al., *Astrophys. J.*, **21** (1998) 496.
- [14] W.J.N. Abdurashitov et al., *Phys. Rev. C*, **60** (1999) 0055801.
- [15] W. Altmann et al., *Phys. Lett. B*, **616** (2005) 174.

- [16] Site oficial da colaboração: <http://www-sk.icrrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>.
- [17] S. Hatakeyama et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 2016,.
- [18] S. Fukuda et al., *Phys. Rev.Lett.*, **77** (1996) 1683.
- [19] J. Hosaka et al., *Phys. Rev. D*, **73** (2006) 112001.
- [20] B. Aharmim et al., *Phys. Rev. C*, **72** (2005) 055502.
- [21] C. Arpesella et al., *Phys. Lett. B*, **658** (2007) 101.
- [22] M. Apollonio et al., *Eur. Phys. J. C* **27** (2003) 331.
- [23] K. Eguci et al., *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003) 021802.
- [24] T. Araki et al., *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 081801.
- [25] F. Boehm et al., *Phys. Rev. D*, **64** (2001) 112001.
- [26] Y. Ashie et al., *Phys. Rev. D*, **71** (2005) 112005.
- [27] M. Ambrosio et al., *Euro Phys. Journal*, **36** (2004) 323.
- [28] G. Giacomelli and A. Margiotta, toc toc (2005).
- [29] M. Sanchez et al., *Phys. Rev. D*, **68** (2003) 113004.
- [30] P.Adamson et al., *Phys. Rev D.*, **73**(2006) 092003 .
- [31] B. Pontecorvo.,*Zh. Exp. Teor. Fiz.*, **37** (1957) 1751.
- [32] M. Schwartz., *Phys. Rev. Lett.*, 4 (1960) 306.
- [33] G. Danby, *Phys. Rev. Lett.*, **9** (1962) 36.
- [34] U. Dore and D. Orestano, *Rep. Prog Phys*, **71** (2008) 106201.
- [35] A. Aguilar et al., *Phys.Rev. D*, **64** (2001) 112007.
- [36] B. Armbruster et al., *Phys. Rev. D*, **65** (2002) 112001.
- [37] A.A. Aguilar Arevalo et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 231801.
- [38] M.H. Ahn et al., *Phys. Rev D.*, **74** (2006) 072003.

- [39] D. Michael et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **118** (2003) 189.
- [40] P. Adamson et al., *Phys. Rev. Lett. D*, **77** (2008) 072002.
- [41] M. Guler et. al., OPERA Collaboration. Experiment proposal. *CERN-SPSC-2000-028*, 2000.
- [42] M. Komatsu et al., *J. Phys. G.*, **29** (2000) 443.
- [43] F. Ardellier et al. [Double Chooz Collaboration], arXiv:hep-ex/0606025.
- [44] X. Guo et al. [Daya-Bay Collaboration], arXiv:hep-ex/0701029.
- [45] P. Huber and T. Schwetz, *Phys. Rev. D*, **70** (2004) 053011.
- [46] Yu. V. Klimov et al., *Atomic Energy*, **73** (1994) 123.
- [47] J. C Anjos, et al., “Projeto NEUTRINOS-ANGRA”, Projeto FINEP,(2005).
- [48] F. Ardellier et al., “Letter of intent for double-CHOOZ: A search for the mixing angle θ_{13} ”, arXiv:hep-ex/0405032.
- [49] Patrik Huber and Thomas Schwetz, *Phys. Rev. D* **70** (2004) 053011.
- [50] J. C Anjos et. al., *Braz.J.Phys*, **36** (2006) 1118.
- [51] Pietro Chimenti, M. A. Leigui de Oliveira and R. M. Lima, Proceedings of Science, *5th International School on Field Theory and Gravitation* (2009).
- [52] J. Allison et al, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53** (2006) 270.
- [53] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>, Geant4 Collaboration, Introduction to Geant4, (2007).
- [54] AngraNote_008-2009
- [55] R. W. McKeown, D. E. Reyna, arXiv:physics/0610257, (2006).
- [56] Página do GLG4sim: <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/>
- [57] [http://root.cern.ch\User’s Guide](http://root.cern.ch/User's%20Guide), v5.20 (2008).
- [58] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electrons-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r5912.php>
- [59] D. Reyna, arXiv:hep-ph/0604145v2, (2006).