

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Dissertação de Mestrado

# **Detecção de Antineutrinos de Reatores e Medidas de Fontes de Ruído**

Thamys Abrahão

Orientador: Prof.Dr. João Carlos dos Anjos

# Agradecimentos

Primeiramente quero agradecer a minha família pela confiança que sempre tiveram em relação aos meus estudos: tios, tias, primos, primas e aos meus pais.

Ao meu pai quero agradecer por todo amor e principalmente pela paciência que teve comigo durante os dias de muito nervosismo que antecedem a uma defesa de dissertação de mestrado. Sem você eu não estaria aqui hoje.

Muito obrigada ao Prof. João dos Anjos por todos os anos de atenção, dedicação, ensinamentos e amizade. Acho que seria impossível ter um orientador melhor que o senhor.

Obrigada a toda colaboração de Angra, principalmente ao Laudo, que durante os poucos meses com quem trabalhei aprendi diversas coisas sobre instrumentação. Rafael, obrigada por todo o suporte com o NDAQ! Gostaria de agradecer também aos professores do CBPF: Mario Vaz, Gilvan Alves, André Massafferri, Alberto Reis e Javier Magnin, Mucio Continentino pelos cursos ministrados e por estarem sempre dispostos a responder alguma pergunta.

Quero agradecer muito as minhas queridas amigas Bruna, Franciane, Luciana, Juliana, Amanda e Priscilla por todo apoio durante o Mestrado e por entenderem os desencontros durante o Mestrado.

Muito obrigada aos meus dois grandes amigos Lucas e Luiz Paulo, sem vocês eu teria me divertido muito menos durante os últimos anos. Ainda bem que vocês não deixaram isso acontecer!

Maria, Danielle e Marília obrigada pela amizade, momentos de descontração e todo o resto que vivemos durante nossos mestrados no CBPF.

Aos amigos do CBPF só tenho a agradecer por todos os almoços, cafés e conversas pelo corredor. Márcio, Thiago (Shaolin), Enrique, Max, Luch, Bruno Dias, Saulo, Naiara, Marcão, Carol, Wilmar, Cinthia, Linneu: muito obrigada!!

Bruno Gomes muito obrigada pelo abraço apertado de cada dia e companheirismo! Obrigada por me ajudar a construir essa dissertação e infinitas outras coisas na vida.

# Resumo

Através da detecção de antineutrinos produzidos pelo reator nuclear Angra II, que está localizado na central nuclear de Angra dos Reis, o experimento Neutrinos-Angra espera conseguir monitorar remotamente e de forma não intrusiva a potência térmica gerada pelo reator, bem como monitorar a evolução da composição do combustível nuclear durante sua queima.

Porém para obter sucesso na detecção de antineutrinos é necessário conhecer de forma detalhada as diversas fontes de ruído que podem mascarar e vir a interferir na extração do sinal dos antineutrinos. Nesta dissertação estudamos o ruído eletrônico produzido pelas PMT's que serão utilizadas no experimento e propomos critérios para sua supressão. Medimos também o ruído produzido por raios cósmicos, especialmente múons. Para tal realizamos a montagem e caracterização de detectores cintiladores plásticos com o intuito de obter o valor experimental do fluxo de múons ao nível do mar na região do Rio de Janeiro. Medimos também o sinal Cherenkov deixado por múons ao atravessar um tanque de água similar ao que será utilizado como blindagem de nêutrons e veto ativo de múons no experimento Angra. Como múons energéticos podem produzir nêutrons pelo processo de espalação em núcleos que podem ser confundidos com nêutrons gerados pela interação dos antineutrinos, estas medidas são de crucial importância para se estimar o nível de ruído no detector e estudar critérios de seleção para a separação sinal/ruído.

# Abstract

Through the detection of antineutrinos produced by the Angra II nuclear reactor located at the Angra dos Reis nuclear power plant complex, the experiment Neutrinos Angra expects to be able to monitor remotely and non-intrusively the thermal power generated by the reactor and the evolution of the nuclear fuel composition during the burn-up.

However, to be successful in the antineutrino detection, we need to know in detail the several sources of background that may interfere in the antineutrino signal extraction. In this thesis we study the noise (black current) produced by the PMT's that will be used in the Angra experiment and propose some criteria to suppress it. We have also measured the background produced by cosmic rays, especially muons. For that we have built and characterized two plastic scintillator detectors in order to obtain the experimental value of the muon flux at sea level in the Rio de Janeiro region. We have measured also the Cherenkov signal left by muons in a water tank similar to those that will be used as neutron shield and active muon veto in the Angra experiment. Since energetic muons can produce neutrons through spallation on nucleus that can mimic the neutrons generated by the neutrino interaction, these measurements are crucial to estimate the level of background in the detector and to study selection criteria for the signal/background separation.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução à Física de Neutrinos</b>	<b>4</b>
1.1	Descoberta da Radioatividade . . . . .	4
1.2	O decaimento $\beta$ e a postulação do neutrino . . . . .	5
1.3	Verificação experimental do neutrino . . . . .	8
1.4	O Modelo Padrão da Física de Partículas . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Fontes de Neutrinos</b>	<b>15</b>
2.1	Neutrinos Cosmológicos . . . . .	16
2.2	Neutrinos Solares . . . . .	17
2.3	Neutrinos de Supernovas . . . . .	25
2.4	Neutrinos Atmosféricos . . . . .	27
2.5	Geoneutrinos . . . . .	30
2.6	Neutrinos de Aceleradores . . . . .	31
2.7	Antineutrinos de Reatores . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Oscilação de Neutrinos</b>	<b>36</b>
3.1	Oscilação com dois sabores . . . . .	36
3.2	Oscilação com três sabores . . . . .	41
3.3	MINOS . . . . .	42

3.4	T2K (Tokai para Kamioka)	45
3.5	Reactor Experiment for Neutrino Oscillation (RENO)	47
3.6	Double Chooz	48
3.7	Daya Bay Reactor Neutrino Experiment	51
<b>4</b>	<b>Antineutrinos de Reatores</b>	<b>55</b>
4.1	Reatores nucleares	56
4.2	Emissão de antineutrinos	59
4.3	Monitoramento dos reatores nucleares	61
<b>5</b>	<b>Projeto Neutrinos Angra</b>	<b>65</b>
5.1	O Detector de Antineutrinos	67
5.2	Número esperado de eventos de antineutrinos	72
5.3	Separação sinal-ruído	74
5.4	Status do experimento	78
<b>6</b>	<b>Medidas de Background</b>	<b>80</b>
6.1	NDAQ	81
6.2	Calibração do NDAQ	84
6.3	Calibração do Amplificador	89
6.4	Detector de Nêutrons	91
6.4.1	Radiação Cherenkov	94
6.4.2	Fotomultiplicadora	94
6.4.3	Teste de Fuga de Luz	95
6.4.4	Amplitude do Sinal	97
6.4.5	Busca pelo vale ruído/sinal	98
6.4.6	Pico da distribuição de Múons	100

6.5	Detector de Múons . . . . .	104
<b>7</b>	<b>Conclusão</b>	<b>114</b>



# Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia para um decaimento em dois corpos. . . . .	6
1.2	Espectro de energia para um decaimento em três corpos. . . . .	6
1.3	Detector de $\bar{\nu}_e$ construído por Reines e Cowan. . . . .	9
1.4	Partículas descritas pelo modelo padrão. . . . .	12
2.1	Fontes de neutrinos de acordo com sua energia e fluxo. . . . .	15
2.2	Cadeia de reações pp. . . . .	17
2.3	Ciclo CNO. . . . .	17
2.4	Fluxo x Energia de neutrinos solares. . . . .	18
2.5	Detector montado por Davis na mina de Homestake. . . . .	19
2.6	Resultados do experimento de Homestake desde 1970. . . . .	20
2.7	Anéis de Cherenkov característicos de elétrons e múons, respectivamente. . . . .	22
2.8	Resultados dos experimentos de neutrinos solares. . . . .	22
2.9	SNO ( <i>Sudbury Neutrino Observatory</i> ). . . . .	23
2.10	Solução do problema dos neutrinos solares. . . . .	24
2.11	Supernova SN1987A, céu antes e após a Supernova respectivamente. . . . .	26
2.12	Energia dos neutrinos detectados provenientes da Supernova. . . . .	27
2.13	Produção de neutrinos atmosféricos. . . . .	28
2.14	Resultados da razão $R_{Obs}/R_{MC} \leq 1$ . . . . .	29

2.15	Eventos de neutrinos atmosféricos normalizados como função de distância percorrida pelo neutrino/energia. . . . .	29
2.16	Dados da observação de Geoneutrinos em KamLAND. . . . .	30
2.17	Fluxo de geoneutrinos nos detectores de KamLAND e Borexino. . . . .	31
2.19	Regiões permitidas dos parâmetros de oscilação. . . . .	32
2.18	Esquema experimental de K2K. . . . .	32
3.1	Representação do neutrino do elétron. . . . .	38
3.2	Detector do experimento MINOS, localizado há 735 km do feixe de neutrinos. . . . .	43
3.3	Resultado preliminar do experimento MINOS. . . . .	44
3.4	Resultado de $\theta_{13}$ divulgado por MINOS. . . . .	45
3.5	Os seis eventos de aparecimento encontrados por T2K. . . . .	46
3.6	Nível de confiança para o valor encontrado de $\theta_{13}$ por T2K. . . . .	47
3.7	Período de aquisição de dados do experimento RENO. . . . .	48
3.8	Figura mostrando a Usina na cidade de Chooz e o local exato onde cada detector de antineutrinos será instalado. . . . .	49
3.9	Gráfico mostrando o bom funcionamento do detector. . . . .	50
3.10	Resultado de Double Chooz confirmando a oscilação de antineutrinos. . . . .	50
3.11	Lugar onde cada detector de antineutrinos será instalado. . . . .	51
3.12	Taxa de eventos do decaimento $\beta - inverso$ de acordo com a previsão teórica. . . . .	52
3.13	Resultado de Daya Bay que confirma a oscilação do $\bar{\nu}_e$ . . . . .	53
4.1	Mapa do Centro de Segurança Nuclear Internacional (INSC) com as usinas de energia nuclear no mundo. . . . .	56
4.2	Pastilhas de combustível nuclear. . . . .	57
4.3	Esquema de funcionamento de uma usina nuclear PWR. . . . .	59
4.4	Núcleos formados durante o processo de fissão do combustível nuclear. . . . .	60

4.5	Espectro de energia de antineutrinos dos principais componentes do combustível nuclear. . . . .	61
4.6	Eventos de pósitrons detectados com o reator de Chooz ligado e desligado. . . .	62
4.7	Resultado divulgado por San Onofre confirmando a possibilidade de monitorar o estado de uma usina com um detector de antineutrinos. . . . .	63
5.1	Evolução temporal dos elementos que constituem o combustível nuclear e a dependência linear do número de antineutrinos com a potência térmica do reator.	66
5.2	Contêiner ao lado do reator nuclear de Angra II onde será instalado o detector de antineutrinos. . . . .	67
5.3	Reação ocorrida no alvo do detector para detecção de um antineutrino do elétron.	68
5.4	Detector de antineutrinos. . . . .	70
5.5	Blindagem externa ao alvo do detector de antineutrinos. . . . .	71
5.6	Desenho completo do detector de antineutrinos. . . . .	72
5.7	Quantidade de fotoelétrons produzidos por um múon atravessando o detector. .	76
5.8	Quantidade de fotoelétrons produzidos pela aniquilação pósitron-elétron no detector. . . . .	77
5.9	Quantidade de fotoelétrons produzidos por nêutron no detector. . . . .	77
6.1	Placa cintiladora utilizada na medida do fluxo de múons. . . . .	81
6.2	Módulo de Processamento de Dados (MPD). . . . .	82
6.3	<i>Standalone Prototype</i> (SPRO). . . . .	83
6.4	NDAQ. . . . .	83
6.5	Esquema experimental para calibração do NDAQ. . . . .	84
6.6	Inteface gráfica do <i>software</i> utilizado para aquisição de dados do NDAQ. . . . .	85
6.7	Histograma do canal ADC para 100mV e 700mV. . . . .	86
6.8	Histograma do conversor analógico-digital para as tensões negativas geradas. . .	87

6.9	Histograma do conversor analógico-digital para as tensões positivas geradas. . .	88
6.10	Calibração do NDAQ. . . . .	89
6.11	Esquema operacional do pré amplificador utilizado. . . . .	90
6.12	Esquema experimental para calibração do amplificador. . . . .	90
6.13	Ajuste linear para calibração do amplificador. . . . .	91
6.14	Tanque revestido com tyvek e cheio de água. . . . .	92
6.15	PMT que será utilizada no tanque de nêutrons. . . . .	93
6.16	O tanque fechado e posteriormente com a vedação contra luz. . . . .	93
6.17	Esquema de funcionamento de uma fotomultiplicadora. . . . .	95
6.18	Média da taxa de contagens com a luz apagada. . . . .	96
6.19	Média da taxa de contagens com a luz acesa. . . . .	96
6.20	Taxa de contagem com a luz apagada e acesa. . . . .	97
6.21	Amplitude do sinal com a luz apagada e acesa, respectivamente. . . . .	98
6.22	Amplitude do sinal com diferentes valores de threshold. . . . .	98
6.23	Amplitude do sinal com threshold em 2mV. . . . .	99
6.24	Amplitude do sinal com threshold em 5mV. . . . .	99
6.25	Amplitude do sinal com threshold em 10mV. . . . .	100
6.26	Distribuições de Múons dentro do detector de Nêutrons. . . . .	101
6.27	Esquema experimental de aquisição de dados do detector de nêutrons sem coincidência com os detectores cintiladores. . . . .	101
6.28	Pico de múons no detector de nêutrons. . . . .	102
6.29	Esquema experimental com a coincidência das placas cintiladoras para obter o fluxo de múons. . . . .	103
6.30	Fluxo de múons no detector de nêutrons, medida realizada com a coincidência de placas cintiladoras para evitar interferência de outras partículas. . . . .	103
6.31	Montagem do detector . . . . .	105

6.32 Platonagem da PMT 25382. . . . .	106
6.33 Esquema experimental para aquisição das coincidências duplas no detector cintilador. . . . .	107
6.34 Arranjo dos detectores montados para medir o fluxo de múons. . . . .	108
6.35 Esquema experimental para o cálculo da eficiência dos detectores. . . . .	109
6.36 Detectores durante o teste de eficiência. . . . .	111
6.37 Dependência da frequência de contagens com a distância entre os detectores. . .	112

# Lista de Tabelas

- 3.1 Valores da blindagem natural em metros de água equivalente (m.w.e), taxa de múons  $R_\mu (Hz/m^2)$ , média da energia dos múons  $E_\mu (GeV)$  dos três sistemas de detectores e a distância de cada sistema aos reatores. . . . . 52
  
- 5.1 Número de interações de antineutrinos esperado para o detector em função da distância. . . . . 74
- 5.2 Taxa de eventos casuais para grupo de PMTs em coincidência. . . . . 75
  
- 6.1 Tensões geradas para calibração do NDAQ. . . . . 85
- 6.2 Resultado das medidas realizadas com os detectores cintiladores para o fluxo de múons. . . . . 109

# Introdução

A descoberta da radioatividade em 1896 por Henri Becquerel mostrou que a Física de Partículas ainda era uma área na qual muitas descobertas ainda seriam realizadas. A pesquisa sobre radioatividade prosseguiu durante as décadas seguintes e junto com a descoberta de novos elementos, descobriu-se também um novo decaimento: o decaimento  $\beta$ .

O decaimento  $\beta$  ocorre quando um núcleo atômico instável emite nêutrons ou prótons para voltar à sua configuração original e instável. E através do espectro de energia medido por James Chadwick notou-se que se o decaimento  $\beta$  fosse realmente um decaimento em dois corpos, como imaginado na época, a conservação de quantidades importantes na física não seria mais conservada como energia e momentum.

Para manter a conservação dessas quantidades, Wolfgang Pauli postulou uma terceira partícula que participaria do decaimento  $\beta$ : o neutrino. A partir de então o neutrino tornou-se uma das partículas mais interessantes no mundo da física, talvez por causa da dificuldade em entender suas propriedades e interação com a matéria.

Os neutrinos são partículas emitidas pelo sol, supernovas, reatores nucleares e até mesmo a Terra, entre tantas outras fontes. São encontrados em abundância no universo e podem percorrer milhares de quilômetros sem interagir com a matéria. Nessa dissertação focaremos principalmente nos antineutrinos emitidos por reatores nucleares.

Antineutrinos de reatores são importantes já que uma nova tecnologia para salvaguardas nucleares pode se concretizar a partir dessas partículas. Foi provado que através deles podemos

verificar o estado *on/off* de operação da usina, e a partir de então novas colaborações se formaram para estudar e testar novas formas de realizar o controle do Plutônio produzido pelo combustível nuclear.

No primeiro capítulo dessa dissertação apresentaremos a física de neutrinos, suas propriedades e como os mesmos se encaixam no Modelo Padrão.

O 2º capítulo mostrará as diversas fontes de neutrino e os experimentos que foram ou estão sendo realizados com a intenção de estudar e entender melhor essa partícula.

O capítulo 3 aborda a oscilação dessas partículas, tema presente na literatura atual pois apenas no 1º semestre de 2012 conseguiu-se medir o parâmetro de oscilação  $\theta_{13}$ . Apresentamos a descrição matemática para dois sabores e mostramos a analogia para três sabores. Discutimos também os cinco grandes experimentos que divulgaram seus resultados no início de 2012.

No 4º capítulo falamos sobre antineutrinos de reatores e sobre como funciona uma Usina Nuclear e como podemos obter energia elétrica através da energia nuclear.

No capítulo 5 apresentamos detalhadamente o Projeto Neutrinos Angra e seu status atual.

O capítulo 6 mostra as medidas de background que foram realizadas para melhorar a aquisição e o sistema de veto de múons que será construído para o Projeto Neutrinos Angra.

Finalmente, no capítulo 7 temos as conclusões retiradas dessa dissertação e perspectiva de trabalho.



# Capítulo 1

## Introdução à Física de Neutrinos

### 1.1 Descoberta da Radioatividade

Henri Becquerel em 1896, estudando os efeitos da luz solar sobre o minério de urânio descobriu que esse elemento emitia radiações no escuro. Isso aconteceu quando o físico francês revelou uma chapa fotográfica que estava guardada em uma gaveta junto com sais de urânio e percebeu sinais de que as chapas haviam sofrido algum tipo de exposição à radiação. Assim Becquerel descobriu a existência da radioatividade natural.

A radioatividade é um fenômeno que ocorre quando um átomo está em um nível de energia maior que seu nível estável e por esse motivo emite parte de sua energia, seja em forma de radiação ou partículas, para retornar ao nível estável [1]. A radioatividade pode ser um fenômeno natural que é provocada pelos elementos radioativos e isótopos que são encontrados na natureza; ou pode ser um fenômeno induzido pelo bombardeio de certos núcleos instáveis por partículas que penetram nesse núcleo dando origem a outro núcleo, que irá se desintegrar dando início a uma reação em cadeia, como exemplo podemos citar as reações de fissões em uma usina nuclear.

A pesquisa sobre o fenômeno descoberto prosseguiu nas décadas seguintes e resultou na

descoberta de novos elementos como também no avanço da concepção da estrutura da matéria e na negação da indivisibilidade do átomo, como era previsto no início do século XIX. Como exemplos de elementos descobertos podemos citar o  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , e  $^{232}\text{Th}$ .

As radiações  $\alpha$  e  $\beta$  foram descobertas posteriormente em 1898 por Ernest Rutherford. A radiação  $\alpha$  são partículas carregadas positivamente formadas por dois prótons e dois nêutrons e por esta razão muitas vezes se diz que essas partículas são formadas por núcleos de  $^2\text{He}$ . A radiação  $\alpha$  é pouco penetrante pois possui carga elétrica maior que as outras e são muito pesadas sendo uma folha de papel suficiente para barrá-las. A radiação  $\beta$  são elétrons emitidos pelo núcleo com velocidades muito altas, por serem mais leves são mais penetrantes que a radiação  $\alpha$ . Em um núcleo instável, um nêutron pode se decompor em um próton com a emissão de um elétron, esse processo é chamado de decaimento  $\beta^-$ ; o processo inverso, chamado decaimento  $\beta^+$  ocorre quando o núcleo instável libera um próton que se decompõe em um nêutron com um pósitron.

Em 1900 Paul Ulrich Villard descobriu a radiação  $\gamma$ . Essa radiação são ondas eletromagnéticas da mesma natureza da luz visível, porém mais energéticas que também são emitidas por núcleos instáveis geralmente imediatamente após a emissão de uma partícula  $\alpha$  ou  $\beta$ .

## 1.2 O decaimento $\beta$ e a postulação do neutrino

A reação esperada para o decaimento  $\beta$  era uma reação entre dois corpos, por exemplo, um nêutron decairia em um próton mais um elétron. Para esse tipo de reação o espectro de energia esperado seria discreto, como mostra a figura 1.1.

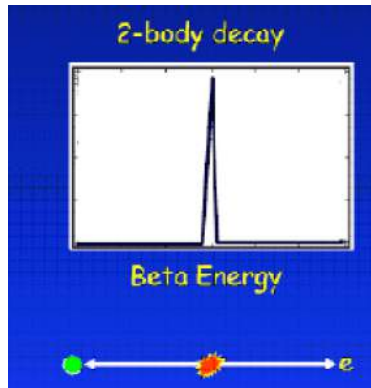


Figura 1.1: Espectro de energia para um decaimento em dois corpos.

Porém em 1914 quando J. Chadwick mediu o espectro desse decaimento, ele encontrou um espectro contínuo de energia. Espectros contínuos são característica de um decaimento em três corpos, como podemos ver na figura 1.2.

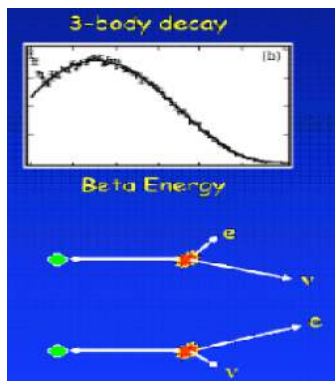


Figura 1.2: Espectro de energia para um decaimento em três corpos.

O resultado encontrado por Chadwick estava em contradição com a lei de conservação de energia, pois os físicos acreditavam que quando ocorria um decaimento radioativo o núcleo emitia uma partícula resultando em um novo núcleo. Assim, através da conservação da energia e do momentum linear do sistema, seria possível inferir o valor da energia da partícula emitida pelo núcleo e esse valor constante seria facilmente mostrado pela equação 1.1, onde  $M_{inicial}$  é a massa do núcleo antes do decaimento,  $M_{final}$  a massa do núcleo após o decaimento e  $m_e$  é a massa da partícula emitida que como estamos falando do decaimento  $\beta$  é a massa do elétron.

$$E_e = \frac{M_{inicial}^2 - M_{final}^2 + m_e^2}{2M_{inicial}} = cte \quad (1.1)$$

O espectro medido por Chadwick foi posteriormente confirmado por Ellis e Woosder em 1927 [2]. Por esse motivo Niels Bohr chegou a sugerir que a lei de conservação de energia não fosse válida para o decaimento  $\beta$ .

Uma outra interpretação para o espectro de energia obtido por Chadwick foi realizada por Wolfgang Pauli: ele propôs, na tentativa de manter válida a conservação de energia, a existência de uma nova partícula nêutra que seria emitida junto com o elétron durante o decaimento  $\beta$  e por isso a energia era dividida durante o decaimento.

Assim em 1930 com uma carta enviada para uma conferência de físicos na Alemanha, Wolfgang Pauli mostrou a solução para o espectro de energia do decaimento  $\beta$ . A partícula postulada por Pauli era um férmion com carga elétrica nula, spin 1/2 e que interagisse fracamente com a matéria. Em 1933 Enrico Fermi denominou a partícula proposta por Pauli de neutrino, que significa pequeno nêutron em italiano.

Durante os anos de 1933 e 1934, Fermi formulou a uma teoria matemática sobre o decaimento  $\beta$  dizia que esse decaimento ocorreria através de uma nova interação da natureza, que posteriormente foi chamada interação fraca [3]. A teoria formulada por Fermi explicava o processo do decaimento  $\beta$ , explicava seu espectro de energia e como seu comportamento seria afetado para os casos em que o neutrino possuísse massa nula ou uma pequena massa.

Por causa da demora na verificação experimental do neutrino alguns físicos consideraram a teoria de Fermi pouco interessante. Porém após a verificação experimental da existência do neutrino essa teoria teve uma grande evolução e hoje é conhecida como a teoria das interações fracas.

## 1.3 Verificação experimental do neutrino

Os físicos sabiam da fraca interação do neutrino com a matéria e por isso um grande problema se formou na comunidade científica: como conseguir uma fonte com um alto fluxo dessas partículas para assim aumentar a probabilidade de detecção? A ideia inicial seria utilizar a explosão de uma bomba nuclear para obter um alto fluxo dessas partículas. Posteriormente essa ideia foi rejeitada pela dificuldade de realização do experimento que não pode ser destruído pela explosão e pela dificuldade de reprodução de tal experimento.

Assim em 1956 os físicos norte-americanos Frederick Reines e Clyde Cowan conseguiram detectar o  $\bar{\nu}_e$  através de um experimento utilizando o recém construído reator nuclear de Savannah River na Carolina do Sul. A verificação experimental da partícula postulada por Pauli ocorreu somente 26 anos depois de sua postulação.

Uma primeira tentativa realizada anteriormente por Reines e Cowan não teve o sucesso esperado. Isso aconteceu devido aos raios cósmicos, partículas que atuam como background em experimentos com  $\bar{\nu}_e$ . Como solução, eles modificaram o detector e buscaram um reator mais potente.

Logo após as modificações do primeiro experimento, eles conseguiram detectar os  $\bar{\nu}_e$  através de sua interação no decaimento  $\beta$  inverso (equação 1.2):



Esta reação tem a grande vantagem que o sinal do pósitron e do nêutron podem ser observados numa janela de tempo da ordem de uma centena de microsegundos, e esta coincidência retardada pode ser usada como "trigger" para selecionar eventos candidatos a serem resultado da interação de antineutrinos.

O experimento era formado por um detector enterrado à 12m de profundidade para barrar os raios cósmicos, o alvo do detector onde se esperava detectar a interação dos  $\bar{\nu}_e$  eram pequenos

tanques de água dopados com cloreto de Cádmio colocados entre três tanques com cintilador líquido.

A interação dos  $\bar{\nu}_e$  era detectada quando essas partículas colidiam com os prótons contidos no alvo e emitiam pósitrons e nêutrons. A aniquilação dos pósitrons e a absorção dos nêutrons pelos núcleos de Cádmio emitiam raios gamas que eram detectados pelas fotomultiplicadoras. Na figura 1.3 podemos ver um desenho do detector utilizado nesse experimento [4].

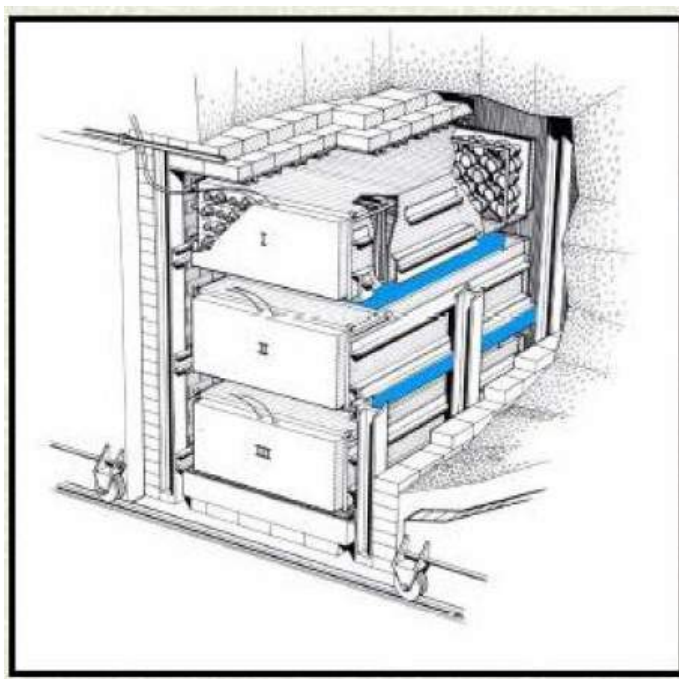


Figura 1.3: Detector de  $\bar{\nu}_e$  construído por Reines e Cowan.

Somente após uma minuciosa análise de dados e diversos testes Reines e Cowan conseguiram chegar a conclusão de que os sinais observados no experimento eram realmente o sinal de  $\bar{\nu}_e$  ocasionados devidos à interação dessas partículas com os prótons, de acordo com o decaimento  $\beta$  inverso. A descoberta dos  $\bar{\nu}_e$  foi cercada de uma grande desconfiança entre os físicos, por isso a descoberta só recebeu o Prêmio Nobel em 1995, após o falecimento de Cowan.

A partir de então começou o estudo para desvender outras propriedades físicas dessas partículas. Em 1958, Maurice Goldhaber, Lee Grodzins e Andrew Sunyar determinaram que

os neutrinos possuem helicidade negativa, ou seja, a polarização é oposta ao sentido do movimento dessas partículas. Esse resultado implica que o neutrino seja uma partícula sem massa [5].

Em 1962 foi descoberta a existência do nêutrino muônico,  $\nu_\mu$ , por Leon Max Lederman, Melvin Schwartz e Jack Steinberger. A descoberta foi realizada devido ao decaimento do múon, os físicos citados anteriormente verificaram que os neutrinos advindos desse decaimento eram diferentes dos descobertos por Reines e Cowan. Isso porque os neutrinos provenientes do decaimento do múon eram diferentes dos neutrinos eletrônicos já que não foi observada a reação  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$  mas somente  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ . A verificação experimental da segunda geração de neutrinos recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1988 [6].

Com a descoberta do tau,  $\tau$ , em 1975 [7] iniciou-se a busca pelo neutrino associado com esse lépton. Mas a detecção do neutrino do  $\tau$  só aconteceu em 2000 no experimento DONUT [8].

## 1.4 O Modelo Padrão da Física de Partículas

O modelo padrão da física de partículas é a teoria que descreve as propriedades das partículas elementares e como elas interagem. Essa teoria quântica de campos é considerada a teoria fundamental da física de partículas e é consistente com a mecânica quântica e com a relatividade especial. De acordo com o modelo padrão existem três tipos de interações: forte, fraca e eletromagnética, existe também a interação gravitacional mas o modelo padrão ainda não conseguiu descrevê-la corretamente [9].

Atualmente as partículas elementares, ou seja, que não possuem estrutura interna são os quarks e léptons. Temos também os bósons, que são as partículas responsáveis pela mediação das forças entre as partículas. Os quarks formam partículas que se dividem em dois grupos proposto por Gell-Mann [10]: os bárions que são formados por três quarks e os mésons que são

formados por um quark e um anti-quark.

Os quarks possuem seis graus de liberdade chamados de sabores, que são os seis quarks conhecidos: o quark *up*, o *down*, o charme, o estranho, o *top* e o *bottom*. Eles podem mudar de sabor através da força fraca mediada pelo bóson  $W^\pm$ . Os quarks possuem outra propriedade chamada de cor com três graus de liberdade associado com as cores: vermelho, azul e verde. A interação de cor ocorre através da força forte, que é mediada por glúons e é descrita pela cromodinâmica quântica (QCD).

Na física de partículas temos seis léptons: o elétron, múon, tau e seus respectivos neutrinos, o  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ . Os léptons não possuem cor, logo não interagem através da força forte; os neutrinos interagem somente pela força fraca e não possuem carga elétrica. O elétron, múon e tau interagem através da força fraca e eletromagnética, pois possuem carga elétrica.

Os léptons e quarks são férmions e são as partículas responsáveis pela construção da matéria, possuem spin 1/2. Essas partículas são organizadas em três gerações.

Os bósons, que como dito anteriormente são as partículas responsáveis pela interação dos quarks e léptons, possuem spin 1. O tipo de força que atua em uma partícula depende do bóson trocado durante aquela interação, por exemplo: a interação eletromagnética é mediada pelos fótons, a interação fraca é mediada pelo bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  e a interação forte é mediada pelos glúons.

O alcance da interação está diretamente ligada ao bóson que a media, por exemplo, os fótons não possuem massa e sua interação tem alcance infinito, os glúons apesar de também não possuírem massa estão confinados dentro dos hádrons e por isso possuem um intervalo de interação da ordem de  $10^{-15}m$ , os bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  são massivos ( $m_W \simeq 80,4 GeV$  e  $m_Z \simeq 91,2 GeV$ ) por isso sua escala de interação é muito menor que a dos outros bósons sendo  $\simeq 10^{-18}m$ . O bóson de Higgs, que possui spin 0 é o responsável ela quebra de simetria que gera massa para os bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ . Além disso o bóson de Higgs é responsável por gerar a massa dos quarks e léptons também.



Na figura 1.4 podemos ver uma tabela que resume mostra os blocos constituintes da matéria (quarks e léptons) e os bósons que mediam as interações.

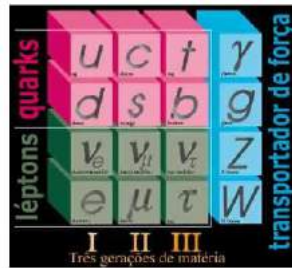


Figura 1.4: Partículas descritas pelo modelo padrão.

O modelo padrão explica muito bem a maioria dos fenômenos que acontecem na física de partículas, entretanto evidências que os neutrinos na verdade possuem massa nos mostram a possibilidade da existência de uma física além do modelo padrão.

# Referências Bibliográficas

- [1] Povh, Rith, Scholz, Zetsche; Particles and Nuclei An Introduction to the Physical Concepts, 4° Edição.
- [2] C.D. Ellis, B.A. Wooster, The average energy of desintegration of Radium E, Proc. Roy. Soc. A117(1927) 109-123
- [3] E. Fermi, An attempt of a theory of beta radiation. 1. Z. Phys, 88:161-177, 1934. 21
- [4] Frederick Reines, The Neutrino: From Poltergeist to Particle, Nobel Lecture, December 8, 1995
- [5] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A.W. Sunyar, Helicity of neutrinos, Phys. Rev. 109 (1958)1015
- [6] G. Danby et al., Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, Phys. Rev. Lett. 9 (1962)36
- [7] M.L. Perl, G.S. Abrans, A.M. Boyarski, M. Breidenbach, D.D. Briggs, F. Bulos, W. Chinowsky, J.T. Dakin, G.J. Feldman, C.E. Friedberg, D. Fryberg, G. Goldhaber, G. Hanson, F.B. Heile, B. Jean-Marie, J.A. Kadyk, R.R. Larsen, A.M. Litke, D. Luke, B.A. Lulu, V. Luth, D. Lyon C.C. Morehouse, J.M. Peterson, F.M. Pierre, T.P. Punm and P.A. Rapidis; Evidence for anomalous lepton production in  $e^+e^-$  annihilation, Phys. Rev. Lett, 35(22):1489-1492, Dec 1975. 2.1

- [8] DONUT Collaboration: T. Patzak, First direct observation of the tau neutrino, *Europhys. News* 32, 56 (2001)
- [9] Griffiths, D., *Introduction to elementary particles*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, (2004)
- [10] M. Gell-Mann, A Schematic Model of Baryons and Mesons, *Phys. Lett.* 8 (1964) 214

# Capítulo 2

## Fontes de Neutrinos

Existem diversas fontes de neutrinos como podemos visualizar na figura 2.1. Neste capítulo descreveremos algumas dessas fontes, detalhando experimentos os que foram ou estão sendo realizados para detectá-las e as implicações destes resultados na física.

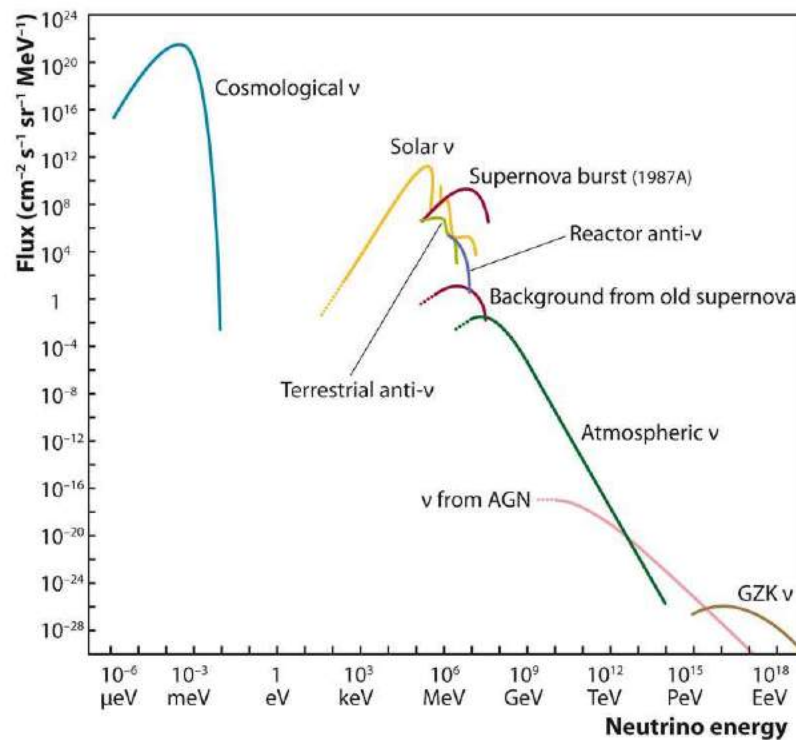
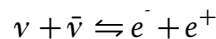


Figura 2.1: Fontes de neutrinos de acordo com sua energia e fluxo.

## 2.1 Neutrinos Cosmológicos

É de conhecimento geral que os fótons são as partículas mais abundante no universo, mas poucos sabem que os neutrinos possuem a segunda maior abundância no universo com densidade igual à 3/11 por cada família e por isso acreditamos que estas partículas possuam grande importância na história do universo que conhecemos hoje.

O Big Bang é a teoria mais aceita para a criação do universo, pois se encaixa dentro de diversas observações já realizadas para comprovação de alguns de seus aspectos teóricos. De acordo com o Big Bang, os neutrinos foram criados em grande abundância nos primeiros momentos da criação do universo através da seguinte interação fraca:



As partículas produzidas na reação acima são termalizadas em temperaturas  $T > 1 \text{ MeV}$ . Os neutrinos se desacoplam abaixo desse limite, parando de interagir com a matéria formando um substrato que permeia o Universo. Por causa do equilíbrio termodinâmico era esperado que a densidade de neutrinos fosse parecida com a densidade de fótons, mas isso não ocorreu devido ao processo de aniquilação dos pares elétron-pósitron.

Os neutrinos residuais da criação do universo formam uma "núvem" de radiação de fundo semelhante à radiação de fundo de fótons, o *cosmic microwave background*. Alguns físicos ainda acreditam que os neutrinos podem solucionar o problema da matéria escura, mas a massa das três famílias de neutrinos conhecidas é um grande desafio para essa solução já que de acordo com experimentos recentes é menor que a massa necessária para a solução desse enigma [1].

Cosmólogos verificaram também que o número de espécies de neutrinos afeta a nucleossíntese do Big Bang, processo esse que define a composição dos elementos leves no Universo. Por isso pode-se dizer que o número de espécies de neutrinos é três. Esse fato foi posteriormente confirmado no CERN, no experimento LEP que mediu a largura invisível do espectro do bóson  $Z$  [2].

## 2.2 Neutrinos Solares

Uma das maiores fontes naturais de neutrinos na nossa vizinhança é o Sol. De acordo com o Modelo Solar Padrão, que é o modelo solar construído com a mais recente física e dados obtidos de diferentes experimentos, diversas reações são produzidas no núcleo do Sol como podemos ver nas figuras 2.2 e 2.3.

Do ponto de vista da astrofísica os neutrinos solares são partículas especialmente importantes já que são os objetos que podem ser estudados para o melhor entendimento de oscilações solares (Heliosismologia) pois transmitem informações direto do núcleo solar.

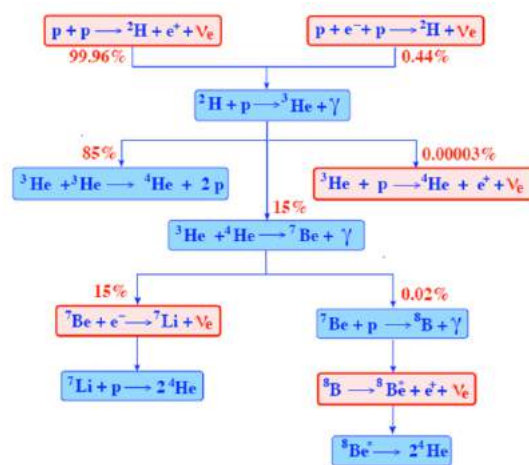


Figura 2.2: Cadeia de reações pp.

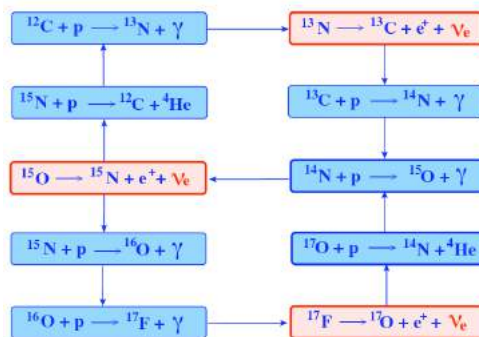


Figura 2.3: Ciclo CNO.

Os neutrinos são produzidos em sua grande maioria na cadeia pp, figura 2.2. Devido ao grande fluxo de neutrinos com diferentes níveis de energia (figura 2.4) sendo produzidos devido às diferentes reações químicas que ocorrem por causa dos processos de fusão que ocorrem no interior do sol. A área experimental e teórica de neutrinos solares é uma das mais importantes para o melhor entendimento da física de neutrinos.

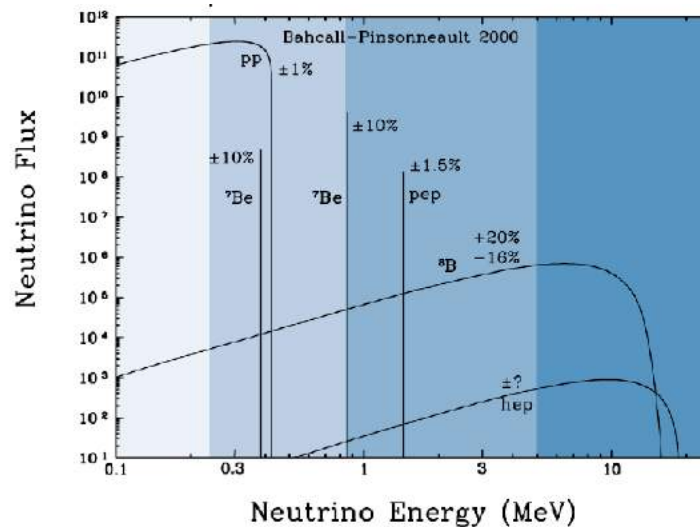


Figura 2.4: Fluxo x Energia de neutrinos solares.

Na tentativa de conseguir detectar neutrinos solares, Raymond Davis Jr. decidiu utilizar um experimento radioquímico sugerido por Bruno Pontecorvo. Este método consiste em capturar neutrinos eletrônicos vindos do sol através da seguinte reação:



Neste método a captura do neutrino pelo  ${}^{37}\text{Cl}$  produz  ${}^{37}\text{Ar}$ , um isótopo radioativo do Argônio, que decai novamente para o Cloro pelo processo inverso de captura do neutrino com uma meia-vida de 35 dias, o limiar dessa reação é de  $814\text{KeV}$ . Após um período de dois a três meses o gás dentro do tanque era borbulhado com gás Hélio para que o Argônio se desprendesse e assim fosse coletado, a partir daí a contagem do número de átomos de Argônio que decaíam

para Cloro em um contador Geiger era realizada. O número de átomos de Argônio encontrados era proporcional ao fluxo de neutrinos solares.

Para a realização deste experimento que começou em 1968, Davis montou um tanque enterrado em uma mina em Homestake como podemos ver na figura 1.5 para barrar ruídos naturais que pudessem atrapalhar a detecção de neutrinos. Este tanque continha 615 toneladas de um detergente clorado, o  $C_2Cl_{14}$  e  $2.22 \cdot 10^{33}$  átomos de  $^{37}Cl$  e estava enterrado a uma profundidade equivalente a 4100 metros de água.



Figura 2.5: Detector montado por Davis na mina de Homestake.

O resultado teórico previsto pelo modelo solar de Bahcall para esta experiência era um fluxo de  $(8.2 \pm 1.8)SNU$ , porém o resultado experimental obtido por Davis foi de apenas  $(2.56 \pm 0.23)SNU$ , onde SNU representa 1 Unidade de Neutrino Solar que é definida como 1 interação de neutrino/dia para cada  $10^{33}$  átomos. Podemos ver na figura 2.6 os resultados obtidos por este experimento durante mais de 20 anos que o mesmo esteve em funcionamento [3].



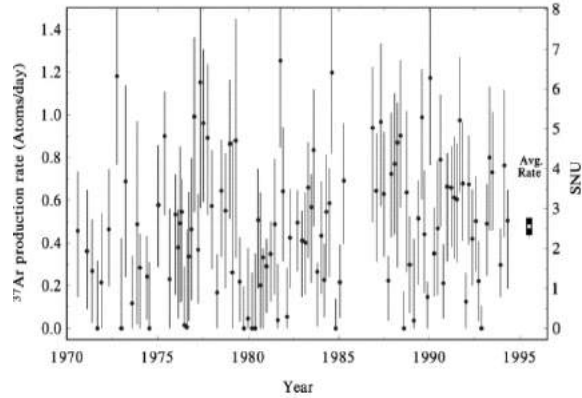


Figura 2.6: Resultados do experimento de Homestake desde 1970.

Essa discrepância entre os resultados gerou uma grande dúvida na comunidade científica já que o resultado experimental não concordava com a teoria. Como nenhum erro foi encontrado no Modelo Solar Padrão novos experimentos radioquímicos foram realizados para tentar desvendar o problema dos neutrinos solares, e entre eles podemos citar os experimentos que utilizaram o elemento químico Gálio.

Os novos experimentos radioquímicos procuravam detectar neutrinos vindo da cadeia pp com *threshold* de  $233\text{KeV}$  através da seguinte reação:

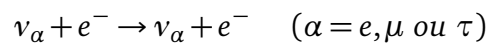


Esta reação resulta em elétrons Auger e raios X das camadas K e L do decaimento do elemento  ${}^{71}\text{Ge}$  que possui duas linhas características em  $10.37\text{KeV}$  e  $1.2\text{KeV}$ . A detecção do decaimento do  ${}^{71}\text{Ge}$  é realizada com contadores Geiger como no experimento de Homestake.

Entre os experimentos que utilizaram essa reação podemos citar o *GALLEX* (*GALLium EXperiment*) experimento realizado em Gran Sasso de 1991 até 1997, *GNO* (*Gallium Neutrino Observatory*) upgrade do *GALLEX* que operou de 1998 até 2003 e *SAGE* (*Soviet American Gallium Experiment*) realizado em Baksan na Rússia de 1990 até 2001. Porém em todos os experimentos mencionados acima o fluxo de neutrinos detectados foi menor que o previsto teoricamente.

Para tentar desvendar se o problema era o método radioquímico ou a teoria do Modelo Solar Padrão novos experimentos foram montados, o Kamiokande, SuperKamiokande e SNO porém desta vez utilizando radiação Cherenkov.

O Kamiokande está situado na mina de Kamioka no Japão a uma profundidade de 2600 metros equivalentes de água. Este experimento começou em 1983 para tentar verificar o decaimento do próton e posteriormente foi adaptado para detecção de neutrinos e coletou dados até 1995. Eles detectavam neutrinos solares a partir da reação de espalhamento elástico:



Esta reação é mais sensível aos neutrinos eletrônicos já que sua seção de choque é aproximadamente seis vezes maior do que a seção de choque de neutrinos muônicos e tauônicos. Ao final do experimento foi verificado um fluxo de neutrinos aproximadamente duas vezes menor que o fluxo teórico, o que demonstrou que o experimento de Davis não estava errado.

Um novo experimento para detectar neutrinos através de radiação Cherenkov foi o Super-Kamiokande, localizado também na mina de Kamioka. Este experimento é considerado um *upgrade* do Kamiokande e por isso era esperado obter um fluxo de neutrinos mais compatível com o teórico. O SuperKamiokande começou a aquisição de dados em 1996 e parou em 2001 era sensível principalmente aos neutrinos eletrônicos e muônicos. Podemos observar na figura 2.7 os anéis de radiação Cherenkov produzidos por elétrons e múons quando atravessam o detector [4].

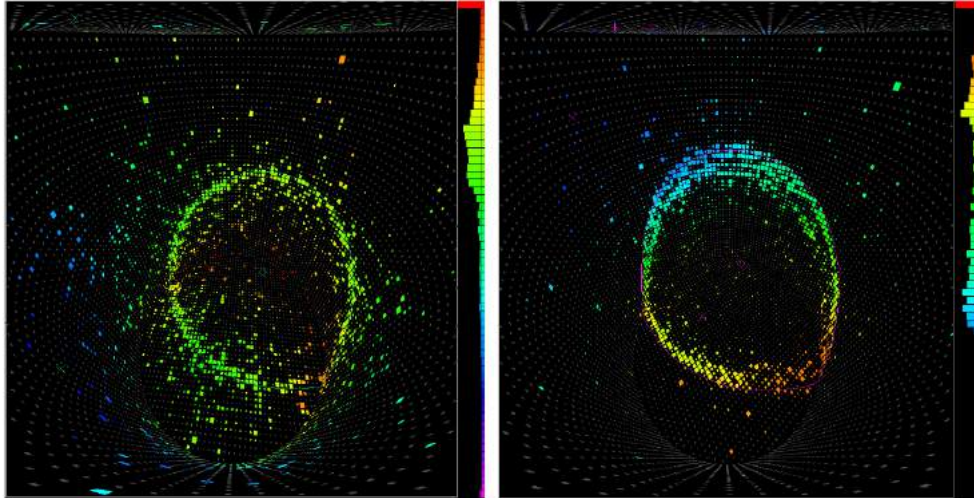


Figura 2.7: Anéis de Cherenkov característicos de elétrons e múons, respectivamente.

Porém esse foi mais um experimento que demonstrou que o fluxo de neutrinos solares era menor que o esperado teoricamente no Modelo Solar Padrão, como podemos ver na figura 2.8.

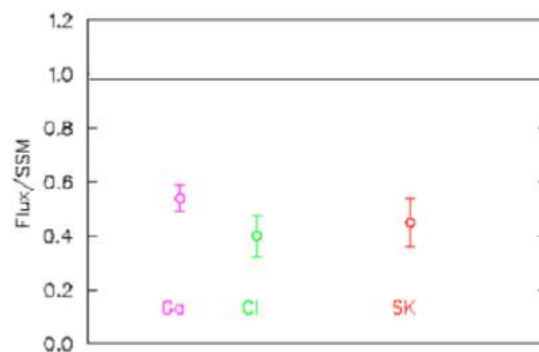


Figura 2.8: Resultados dos experimentos de neutrinos solares.

Outro experimento, em uma mina em Sudbury, desta vez à base de água pesada, o SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) figura 2.9, foi montado no Canadá para mais uma vez tentar desvendar o motivo da discrepância entre o valor experimental e o teórico do fluxo de neutrinos solares. Este detector utilizou 1000 t de 99,92%  $D_2O$  ao invés de água para conseguir detectar outras formas de interação dos neutrinos com *threshold* de aproximadamente 5 MeV.

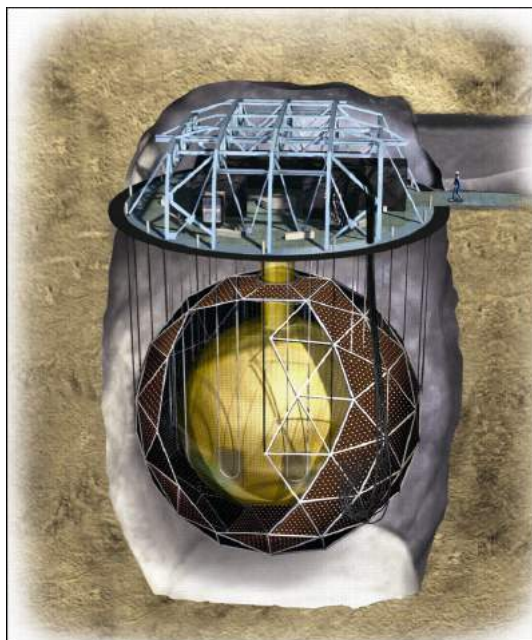
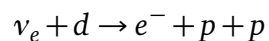


Figura 2.9: SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*).

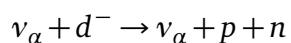
Quando o neutrino interage com a água pesada através de três reações que serão mostradas abaixo é produzido um feixe de luz através do efeito Cherenkov e esta luz será posteriormente detectada por um conjunto de 9700 fotomultiplicadoras.

As três reações para detecção de neutrinos são:

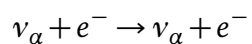
- Reação de correntes carregadas, só acontecem com neutrino do elétron:



- Reação de correntes neutras, tem a mesma eficiência para os três sabores do neutrino:



- Reação de espalhamento elástico, também é eficaz para todos os sabores do neutrino:



Com sensibilidade para detectar os três sabores de neutrinos, o SNO era o detector mais indicado para confirmar ou refutar a hipótese que os neutrinos mudam de sabor no caminho do Sol à Terra. O fluxo de cada uma dessas reações foi contado na tentativa de solucionar o problema dos neutrinos solares e o resultado dessas detecções, como mostra a figura 2.10, confirmaram a oscilação dos neutrinos e assim ficou provado que tanto os experimentos radioquímicos como o Modelo Solar Padrão estavam corretos. O problema na compatibilidade com o fluxo experimental e teórico com os experimentos anteriores ao SNO era devido à oscilação dos neutrinos já que os experimentos mais antigos não possuíam sensibilidade para detectar outros sabores do neutrino além do eletrônico [5].

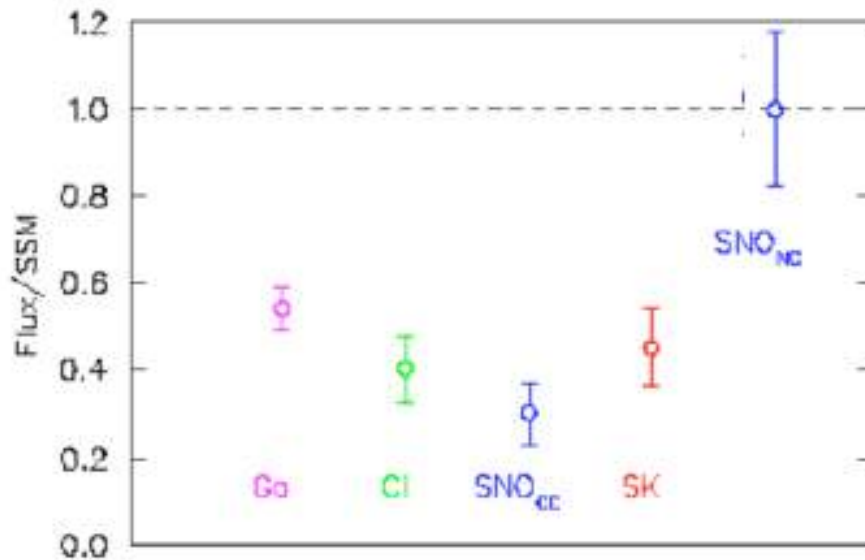


Figura 2.10: Solução do problema dos neutrinos solares.

## 2.3 Neutrinos de Supernovas

A explosão de estrelas tem sido fonte de muitas pesquisas desde que foi provado que é possível detectar neutrinos vindo dessas explosões que geralmente dão origem a um objeto compacto como uma estrela de nêutrons, que são definidas como corpos supermassivos e com gravidade muito alta, ou um buraco negro.

Supernovas também estão relacionadas com o processo de nucleossíntese, que é o processo de criação de novos núcleos atômicos a partir dos pré-existentes que são os prótons e nêutrons para chegar ao restante dos elementos da tabela periódica, que após a explosão espalham os elementos criados por todo o Universo.

Quando uma estrela muito massiva, com pelo menos oito vezes a massa do Sol, sofre um colapso gravitacional implodindo para formar um objeto mais compacto parte de sua energia é irradiada em forma de neutrinos de todos os sabores. O sinal desses neutrinos fornecem diversas informações que não seriam possíveis de outra maneira. Os neutrinos são emitidos em grande quantidade nas seguintes fases:

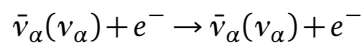
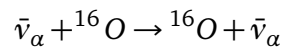
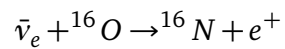
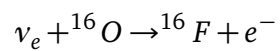
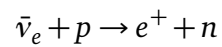
- emissão de neutrinos eletrônicos com duração de milissegundos à uma taxa de  $\sim 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$
- neutrinos também são emitidos durante a fase de resfriamento da estrela de nêutrons, chamada de fase Kelvin-Helmholtz. Nessa fase com duração de 10 segundos são emitidos neutrinos e antineutrinos de todos os sabores. A energia média desses neutrinos é de  $10 \text{ a } 25 \text{ MeV}$ .

A primeira observação de neutrinos produzidos em Supernovas ocorreu em 1987 com a Supernova SN1987A (figura 2.11), na qual o detector Kamiokande localizado no Japão foi o primeiro a observar este tipo de evento.



Figura 2.11: Supernova SN1987A, céu antes e após a Supernova respectivamente.

A figura 2.12 mostra a energia dos neutrinos vindo da Supernova observados pelos três detectores em funcionamento no momento: Kamiokande, IMB e Baskan. Os neutrinos podem ser detectados através das seguinte reações:



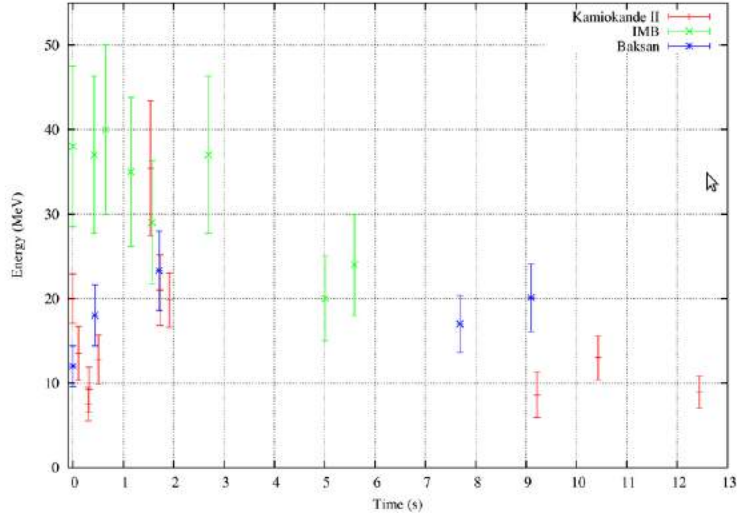


Figura 2.12: Energia dos neutrinos detectados provenientes da Supernova.

Com o estudo de neutrinos provenientes de Supernovas diversas propriedades físicas dessas partículas podem ser estudadas: a existência ou não de neutrinos estéreis e neutrinos com massa variável; podemos obter também o limite imposto na massa dessas partículas. Para que isto ocorra é necessário uma forma mais eficiente de detectar essas partículas com detectores funcionando apenas para este propósito e uma estatística mais completa [6].

## 2.4 Neutrinos Atmosféricos

Neutrinos atmosféricos são produzidos pela interação dos raios cósmicos primários com a atmosfera (figura 2.13). Os prótons presentes nos raios cósmicos primários interagem com os núcleos de diversos elementos da atmosfera terrestre, como por exemplo o oxigênio e através de reações em cadeia produzem neutrinos, principalmente neutrinos muônicos devido ao decaimento dos píons.

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

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



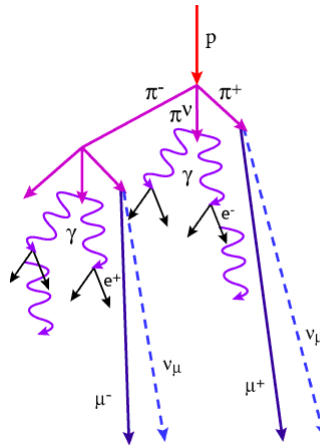


Figura 2.13: Produção de neutrinos atmosféricos.

Considerando processos com altas energias, os Káons também contribuem para produção de neutrinos e múons. Os múons que decaem antes de chegar ao solo geram elétrons, neutrinos do elétron e neutrinos do múon através dos processos:

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

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Neutrinos atmosféricos foram observados pela primeira vez em 1960 na África do Sul e na Índia, mas como a estatística não foi significativa nas décadas seguintes novos experimentos foram montados na tentativa de obter um valor estatisticamente significativo para o fluxo de neutrinos atmosféricos. Entre os experimentos que foram montados com este propósito podemos citar: IMB, Frejus, NUSEX, Sudan2 e MACRO.

Os experimentos citados acima mediram a razão entre o valor medido,  $R_{Obs}$ , e o previsto por simulação Monte Carlo  $R_{MC}$  para o caso de não oscilação. Se não existisse a oscilação de neutrinos esta razão deveria ser igual à 1, porém todos os experimentos encontraram  $R_{Obs}/R_{MC} \leq 1$  como mostra a figura 2.14.

Experimento	Exposição (kt-ano)	$R_{Obs}/R_{MC}$
Soudan-2	3.9	$0.66 \pm 0.11^{+0.05}_{-0.06}$
IMB-3	3.4	$0.80 \pm 0.11^{+0.10}_{-0.10}$
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$
Kamiokande	7.7	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$ <i>sub-GeV</i> $0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ <i>multi-GeV</i>
Frejus	1.56	$0.95 \pm 0.18$

Figura 2.14: Resultados da razão  $R_{Obs}/R_{MC} \leq 1$ .

Outro resultado dos experimentos com neutrinos atmosféricos que confirma a oscilação de neutrinos é a distância percorrida pelo neutrino que depende diretamente do seu deslocamento e inversamente da sua energia, ou seja, existe uma probabilidade que diz qual a distância máxima que o neutrino pode percorrer sem sofrer oscilação que é chamada de probabilidade de sobrevivência, que será descrita e mostrada mais adiante nesta dissertação. A figura 2.15 obtida diretamente da comparação dos dados experimentais com a previsão teórica confirma o comportamento oscilatório do neutrino [7].

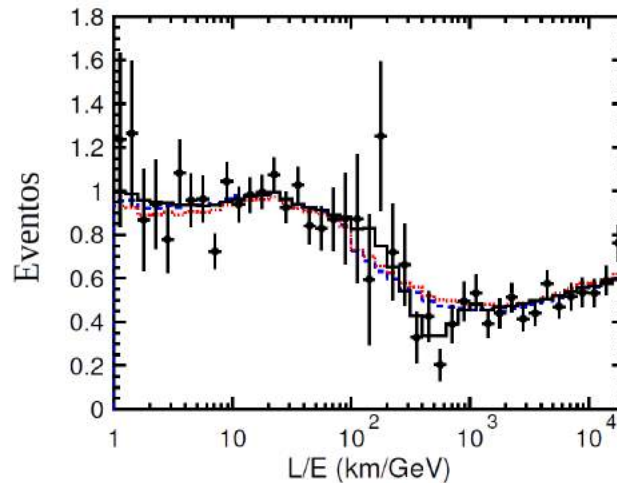
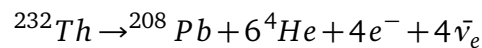
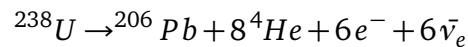
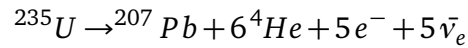


Figura 2.15: Eventos de neutrinos atmosféricos normalizados como função de distância percorrida pelo neutrino/energia.

## 2.5 Geoneutrinos

Geoneutrinos são os neutrinos produzidos no interior da Terra devido à radioatividade natural. Eles são produzidos na desintegração natural de alguns átomos radioativos como o Urânio e Tório de acordo com as reações abaixo e estão na faixa de energia abaixo de  $3.4\text{MeV}$ :



A primeira observação de geoneutrinos ocorreu em 2004 em KamLAND (figura 2.16), no Japão e foi posteriormente confirmada pelo experimento Borexino localizado na Itália em 2009.

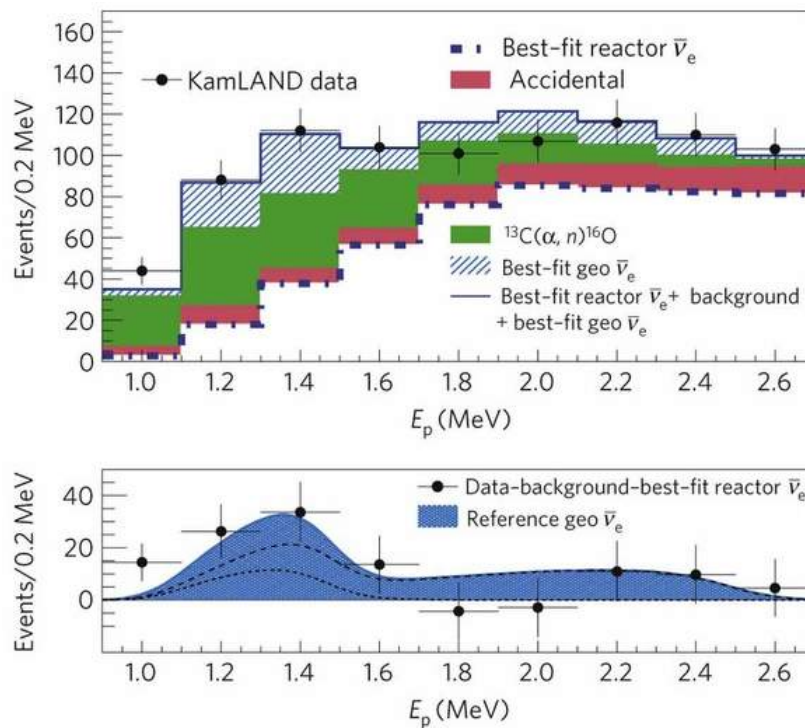


Figura 2.16: Dados da observação de Geoneutrinos em KamLAND.

Na figura abaixo (2.17) podemos ver o fluxo de geoneutrinos medidos pelos dois experimentos citados acima.

Measured Flux [ $\times 10^6$ /cm <sup>2</sup> /sec]		
KamLAND (2005)*	$6.4^{+3.6}_{-3.4}$	Nature 436, 499
KamLAND (2008)	$4.4 \pm 1.6$	PRL 100, 221803
Borexino (2010)*	$7.1^{+2.9}_{-2.4}$	Phys. Lett. B 687, 299

Figura 2.17: Fluxo de geoneutrinos nos detectores de KamLAND e Borexino.

O estudo de geoneutrinos é importante, pois estas partículas podem ser fonte de contribuição para o *background* dos experimentos. Além disso novas informações sobre o interior da Terra podem ser descobertas, por isso muitos experimentos estão sendo realizados para maior compreensão de geoneutrinos [8].

## 2.6 Neutrinos de Aceleradores

Os neutrinos (ou antineutrinos) de aceleradores são produzidos no decaimento de partículas secundárias resultantes das colisões do feixe com o alvo realizadas em aceleradores. Este é um tipo especial de experimento com neutrinos pois é possível controlar sua fonte, permitindo assim a produção de neutrinos ou antineutrinos, diminuindo ou aumentando o fluxo de partículas para tentar responder diversas questões. Outro fator importante nestes experimentos é a distância entre a fonte de neutrinos e o detector, que pode variar. Existem dois tipos:

- Experimentos de curta distância: o detector de neutrinos está em média a uma distância de 1 Km da fonte;
- Experimentos de longa distância: neste caso os detectores estão mais afastados há centenas de quilômetros da fonte, localizados perto do pico de oscilação, fator importante para verificar a oscilação de neutrinos.

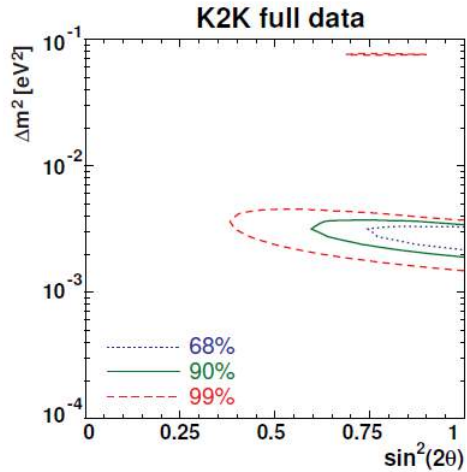


Figura 2.19: Regiões permitidas dos parâmetros de oscilação.

Existem diversos experimentos sendo realizados no momento para tentar verificar a oscilação de neutrinos e medir o ângulo de mistura  $\theta_{12}$ , dentre os quais podemos citar: K2K, Minos, Opera. Alguns já forneceram resultados confirmando a oscilação de neutrinos como por exemplo o experimento K2K. Este experimento utiliza um feixe de neutrinos muônicos produzidos na cidade de Tsukuba que será detectado à 250 Km no SuperKamiokande (figura 2.18).

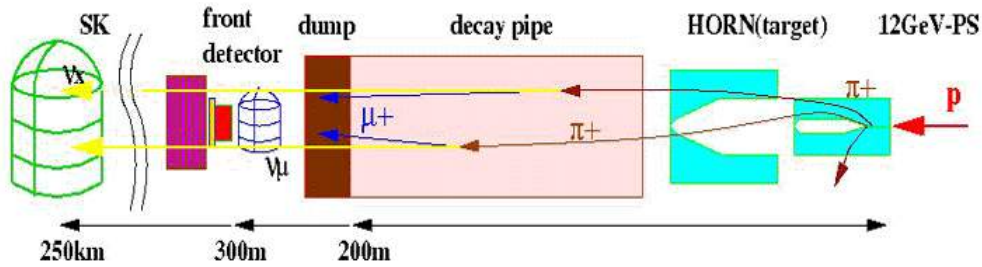


Figura 2.18: Esquema experimental de K2K.

O resultado de K2K definiu as regiões permitidas dos parâmetros de oscilação de neutrinos atmosféricos, como podemos ver na figura abaixo (2.19) [9].

MINOS também confirmou a oscilação de neutrinos. Este experimento difere de K2K porque possui dois detectores de neutrinos: um próximo ao feixe, localizado à apenas algumas centenas

de metros do acelerador de prótons no Fermilab e outro mais distante a 735 Km de distância do acelerador [10].

## 2.7 Antineutrinos de Reatores

Reatores nucleares produzem antineutrinos através do decaimento  $\beta$  dos núcleos de materiais radioativos que são usados como combustíveis para geração de energia nuclear nas usinas. A partir da construção de reatores nucleares, que são grandes fontes de antineutrinos, muitas experiências se tornaram possíveis devido ao grande fluxo de antineutrinos e foram realizadas para melhor compreensão de como os neutrinos se comportam. Como exemplo podemos citar a descoberta de neutrinos, que foram detectados devido numa experiência com um reator nuclear.

No próximo capítulo será discutido mais detalhadamente esta fonte de antineutrinos e suas contribuições para a compreensão de diversos aspectos físicos dessas partículas.

# Referências Bibliográficas

- [1] Ronaldo E. de Souza, Introdução à Cosmologia, Ed.Usp, 2004
- [2] Alexandre Argüelo Quiroga, Impacto do fundo cosmológico de neutrinos na expansão do universo, Dissertação de Mestrado, 2009
- [3] John N. Bahcall, Raymond Davis Jr, Peter Parker, Alexei Smirnov, Roger Ulrich; Solar Neutrinos – The First Thirty Years
- [4] The Super-Kamiokande Collaboration, The Super-Kamiokande Detector, 2002
- [5] SNO Collaboration, Electron antineutrino search at the Sudbury Neutrino Observatory, Phys.Rev. D, Volume 70, 093014, 2004
- [6] Luis Carlos Tapia Herrera, Fenomenologia dos Decaimentos de Neutrinos de Supernovas, Dissertação de Mestrado, 2011
- [7] Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81, (1998)1562.
- [8] Gianni Fiorentini, Marcello Lissia, Fabio Mantovani, Geo-neutrinos and Earth's interior, arXiv:0707.3203v2
- [9] K2K Collaboration, Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment, Phys. Rev. D 74 (2006)072003

[10] MINOS Collaboration, Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detector in the NuMI Neutrino Beam, Phys. Rev. Lett. 97 (2006)191801.



# Capítulo 3

## Oscilação de Neutrinos

Diversos experimentos citados no capítulo anterior mostraram que os neutrinos podem oscilar, fenômeno não descrito pelo Modelo Padrão, pois nesse Modelo os neutrinos não possuem massa, o que impossibilita a oscilação dessas partículas.

Neste capítulo vamos começar mostrando a oscilação para dois sabores de neutrinos e depois mostrar a descrição matemática para esse fenômeno com os três sabores de neutrinos detalhando os novos resultados obtidos no estudo de oscilação.

### 3.1 Oscilação com dois sabores

Para introduzir o modelo de oscilação de neutrinos vamos começar considerando apenas dois sabores dessa partícula. Essa limitação para dois sabores não traz nenhum prejuízo para os resultados físicos pois a oscilação entre dois sabores é sempre mais provável, como exemplo na oscilação solar apenas a oscilação entre o  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$  é relevante e no caso de neutrinos atmosféricos apenas a oscilação entre  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  é relevante.

Para que o fenômeno da oscilação, que é a dependência periódica das soluções no tempo ou no espaço, ocorra é proposto dois tipos de neutrinos: os neutrinos físicos (estados de massa)

$\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  e os neutrinos de diferentes sabores (estado de sabor)  $\nu_s = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ . De forma mais técnica podemos dizer que os neutrinos  $\nu_i$  são auto-estados de massa ou propagação e os  $\nu_s$  são auto-estados de interação, pois só esses neutrinos interagem através da força fraca.

O que identificamos hoje como neutrino do elétron, múon ou tau é uma superposição dos diferentes auto-estados de massa. Definindo os estados de sabor em função dos neutrinos físicos temos [1]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Onde  $U_{si}$  são os coeficientes de mistura que indicam o quanto de cada neutrino físico compõe o sabor do neutrino em questão. Devemos ter  $UU^\dagger = 1$ , assim impomos a ortonormalidade dos estados de sabor e a normalização da probabilidade.

Para demonstrar a oscilação e manter a simplicidade, vamos começar descrevendo a oscilação entre o  $\nu_e$  e o  $\nu_\mu$ .

$$\nu_i = \sum_j U_{ij} \cdot \nu_j \quad (3.2)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Dessa forma, temos as seguintes relações:

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \quad (3.4)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\text{sen}\theta |\nu_1\rangle + \text{cos}\theta |\nu_2\rangle \quad (3.5)$$

e as relações inversas,

$$|\nu_1\rangle = \text{cos}\theta |\nu_e\rangle - \text{sen}\theta |\nu_\mu\rangle \quad (3.6)$$

$$|\nu_2\rangle = \text{sen}\theta |\nu_e\rangle + \text{cos}\theta |\nu_\mu\rangle \quad (3.7)$$

No resultado encontrado na equação 3.4, vemos que a propagação de um neutrino do elétron é descrito pela propagação de duas funções de onda que correspondem a  $\nu_1$  e  $\nu_2$ .

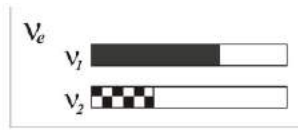


Figura 3.1: Representação do neutrino do elétron.

Substituindo as equações (3.6) e (3.7) na equação (3.4) encontramos:

$$|\nu_e\rangle = \text{cos}\theta (\text{cos}\theta |\nu_e\rangle - \text{sen}\theta |\nu_\mu\rangle) + \text{sen}\theta (\text{sen}\theta |\nu_e\rangle + \text{cos}\theta |\nu_\mu\rangle) \quad (3.8)$$

$$|\nu_e\rangle = \text{cos}^2\theta |\nu_e\rangle - \text{cos}\theta \text{sen}\theta |\nu_\mu\rangle + \text{sen}^2\theta |\nu_e\rangle + \text{sen}\theta \text{cos}\theta |\nu_\mu\rangle \quad (3.9)$$

$$|\nu_e\rangle = |\nu_e\rangle \quad (3.10)$$

Com isso, verificamos que as fases entre  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$  se cancelam de forma que só o neutrino do elétron sobrevive quando temos oscilação no vácuo. Isso nos mostra também que o neutrino do elétron só contém o sabor  $\nu_e$ .

Porém, quando o neutrino está se propagando fora do vácuo as fases não mais se cancelam. Isso ocorre porque as velocidades de fase de cada componente depende de sua massa, que são diferentes, e isso faz com que uma parte do sabor  $\nu_\mu$  comece a surgir em um estado inicialmente puro de  $\nu_e$ .

Logo, queremos obter a evolução temporal do auto-estado do  $\nu_e$ , para isso vamos utilizar o sistema natural de unidades:  $\hbar = 1$  e  $c = 1$ :

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (3.11)$$

Para os estados  $\nu_1$  e  $\nu_2$  temos  $p_i = p$ , e como as partículas viajam muito próximas a velocidade da luz podemos escrever as energias e momentos como:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}, \quad (3.12)$$

$$p = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} = E_i \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{E_i^2}} \quad (3.13)$$

Como sabemos que  $m_i \ll E_i$  e através de uma expansão binomial podemos aproximar a equação 3.13 para:

$$p \approx E_i \left( 1 - \frac{m_i^2}{2E_i^2} \right) \quad (3.14)$$

Isolando a  $E_i$ , obtemos:

$$E_i = p + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (3.15)$$

Considerando  $E_i = E$  podemos reescrever a evolução temporal do auto-estado de sabor  $|\nu_e(t)\rangle$  da equação 3.11:

$$|\nu_e(t)\rangle = \cos\theta e^{-i\left(p+\frac{m_1^2}{2E}\right)t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-i\left(p+\frac{m_2^2}{2E}\right)t} |\nu_2\rangle \quad (3.16)$$

A partir do resultado da equação 3.16, podemos obter as probabilidades de oscilação de um  $\nu_e$  para um  $\nu_\mu$ , por exemplo, e a probabilidade de sobrevivência do  $\nu_e$ . Vamos começar mostrando a probabilidade de oscilação:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \left| \langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle \right|^2 \quad (3.17)$$

Para isso precisamos obter primeiro:

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = \left( -\sin\theta \langle \nu_1 | + \cos\theta \langle \nu_2 | \right) \left( \cos\theta e^{-i\left(p+\frac{m_1^2}{2E}\right)t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-i\left(p+\frac{m_2^2}{2E}\right)t} |\nu_2\rangle \right) \quad (3.18)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = e^{-ipt} \left( -\sin\theta \cos\theta e^{-i\left(\frac{m_1^2}{2E}\right)t} + \cos\theta \sin\theta e^{-i\left(\frac{m_2^2}{2E}\right)t} \right) \quad (3.19)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle = \frac{1}{2} e^{-ipt} \sin 2\theta \left( e^{-i\left(\frac{m_1^2}{2E}\right)t} - e^{-i\left(\frac{m_2^2}{2E}\right)t} \right) \quad (3.20)$$

A partir da equação 3.20, obtemos  $\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle^2$ :

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle^2 = \frac{1}{4} \sin^2\theta \left( 2 - \left( e^{-i\left(\frac{m_2^2-m_1^2}{2E}\right)t} - e^{i\left(\frac{m_2^2-m_1^2}{2E}\right)t} \right) \right) \quad (3.21)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle^2 = \frac{1}{4} \sin^2\theta \left( 2 - 2\cos\left(\frac{m_2^2-m_1^2}{2E}t\right) \right) \quad (3.22)$$

$$\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle^2 = \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \left( \frac{m_2^2 - m_1^2}{4E} \right) t \quad (3.23)$$

Como podemos escrever a distância percorrida pelo neutrino através da fórmula:  $L = ct$ ,  $c = 1$ ; podemos reescrever a probabilidade de oscilação da seguinte forma:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (3.24)$$

Para obter a probabilidade de sobrevivência do neutrino do elétron devemos fazer:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \left| \langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle \right|^2 \quad (3.25)$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (3.26)$$

## 3.2 Oscilação com três sabores

Quando consideramos os três sabores podemos escrever a matriz de mistura da seguinte forma:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \text{sen} \theta_{23} \\ 0 & -\text{sen} \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & -e^{-i\delta} \text{sen} \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{-i\delta} \text{sen} \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \text{sen} \theta_{12} & 0 \\ -\text{sen} \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Diversos experimentos foram realizados para encontrar cada valor da matriz de mistura mostrada acima.

Através dos experimentos SNO, KamLAND e Super-Kamiokande foram determinados os

seguintes valores para os parâmetros de mistura 12:  $|\Delta m_{12}^2| = 7,9_{-0.28}^{+0.27} \cdot 10^{-5} eV^2$  e  $\theta_{12} = 33,7 \pm 1,3$ .

Os parâmetros  $\theta_{23}$  e  $\Delta m_{23}$  foram determinados usando os dados obtidos de neutrinos atmosféricos dos experimentos Super-Kamiokande, K2K e MINOS:  $|\Delta m_{23}^2| = 2,6 \pm 0,2 \cdot 10^{-3} eV^2$  e  $\theta_{23} = 43,3 \pm 1,3$

O último parâmetro a ser determinado era  $\theta_{13}$ , e diversos experimentos conseguiram apenas um valor superior para esse ângulo. Nos anos seguintes novos experimentos foram construídos com o intuito de medir corretamente esse ângulo. Nas próximas seções discutiremos os experimentos mais importantes e seus resultados que começaram a ser divulgados no primeiro semestre de 2012.

### 3.3 MINOS

MINOS é um experimento que procura investigar a oscilação de neutrinos através do chamado aparecimento, onde o fluxo de neutrinos é medido logo após a sua criação e será detectado adiante, por um outro detector. Com os dados desses dois detectores é possível estudar a oscilação entre outras propriedades dos neutrinos.

O experimento MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*), utiliza o feixe produzido no *Fermilab*, localizado perto de Chicago, através da colisão de prótons em um alvo para produção de  $\nu_\mu$ . A detecção é realizada em dois detectores: um a 1 km de distância do feixe e outro a 735 km, que está localizado em Minnesota.

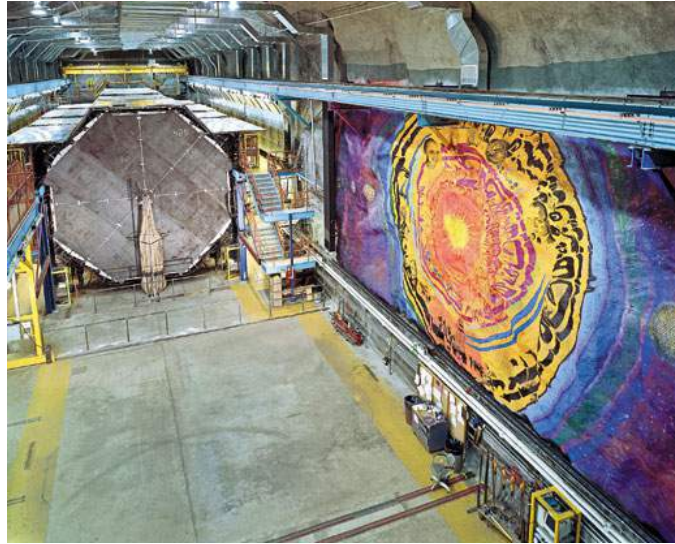


Figura 3.2: Detector do experimento MINOS, localizado há 735 km do feixe de neutrinos.

O experimento começou a adquirir dados em Fevereiro de 2005 e como possui dois detectores, um mais próximo do feixe de neutrinos onde são medidos o espectro e a composição do feixe de neutrinos e outro mais distante permite investigar o que acontece entre os 735 km que os separam e confirmar se existe o desaparecimento de  $\nu_{\mu}$ , o que consistiria em aparecimento  $\nu_e$ .

Nesse experimento foram observados 2894 eventos de neutrinos, onde o resultado esperado se não houvesse oscilação seria de 3564 eventos. De acordo com esses dados iniciais, análises foram realizadas para encontrar os valores do parâmetro de mistura 13. Abaixo podemos ver os gráficos preliminares.



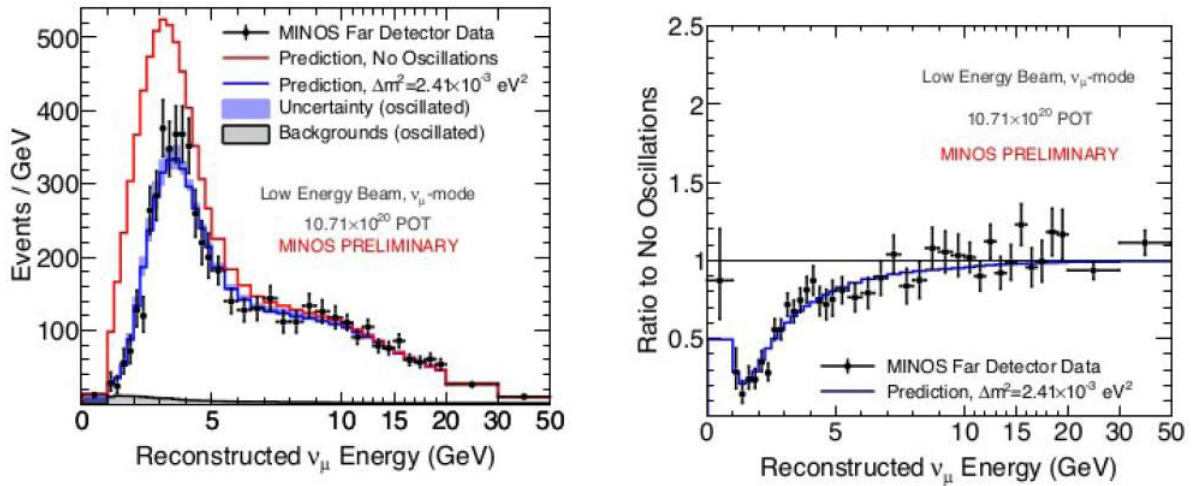


Figura 3.3: Resultado preliminar do experimento MINOS.

Entretanto MINOS é também capaz de verificar, com menos precisão, se houve aparecimento de  $\nu_e$ .

Para a medida de  $\theta_{13}$  eram esperados 128.6(+32,5) eventos de neutrinos caso não houvesse oscilação, mas foram observados 152 eventos. Para antineutrinos eram esperados 17,5(+3,7) eventos, e foram observados 20 eventos. A partir desses dados, MINOS divulgou seu resultado (gráfico 1.4)  $\text{sen}^2(\theta_{13}) = 0,1$  para  $\theta_{13}$ .

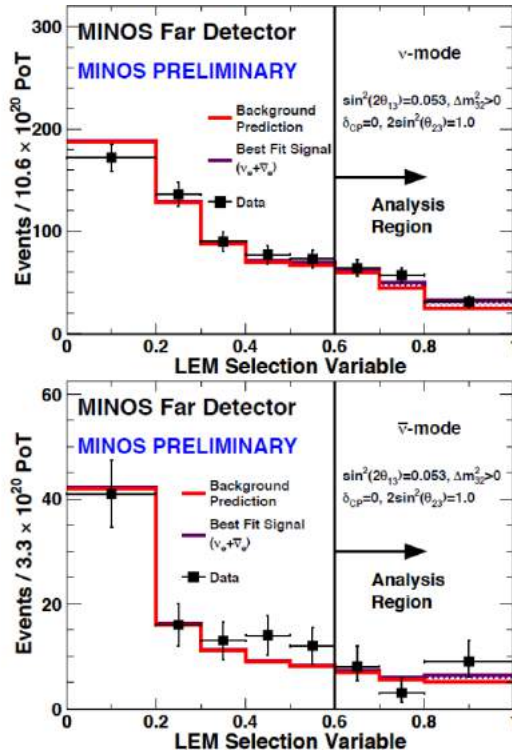


Figura 3.4: Resultado de  $\theta_{13}$  divulgado por MINOS.

O experimento tomou dados até Abril de 2012, no momento ele está sendo aprimorado e em 2012 recomeçará a adquirir dados. Mais informações sobre o experimento pode ser encontrada na referência [2].

### 3.4 T2K (Tokai para Kamioka)

Esse é um outro experimento que procura investigar a oscilação de neutrinos através do chamado aparecimento. Um intenso fluxo de neutrinos muônicos é gerado na costa leste do Japão e direcionado para o detector Super-Kamiokande, que se encontra nas montanhas ao oeste do país. A distância entre o feixe de neutrinos muônicos e o Super-Kamiokande é de 295 km.

O fluxo de  $\nu_\mu$  é medido logo após a sua criação no J-PARC (*Japan Proton Accelerator Research*

*Complex*) e posteriormente no Super-Kamiokande. Esse experimento pretende além de medir os parâmetros de oscilação, obter um valor experimental para a seção de choque neutrino-núcleo e busca pelas componentes estéreis no desaparecimento  $\nu_\mu$  pela observação de eventos de correntes neutras.

O detector mais próximo, chamado ND280, está à 280 metros do alvo de grafite. Esse detector será capaz de medir o espectro de energia do feixe de neutrinos, o fluxo, sabor e a seção de choque antes da interação do neutrino.

Com os resultados obtidos entre Janeiro de 2010 e Março de 2011, T2K observou o aparecimento do  $\nu_e$ . Após as análises de dados, seis eventos foram encontrados no Super-Kamiokande.

Com esses seis eventos de aparecimento, T2K, durante o Congresso Neutrinos 2012, mostrou seu resultado para  $\theta_{13}$ :  $0,03 < \text{sen}^2 2\theta_{13} < 0,28$ , com  $2,5\sigma$  de significância.

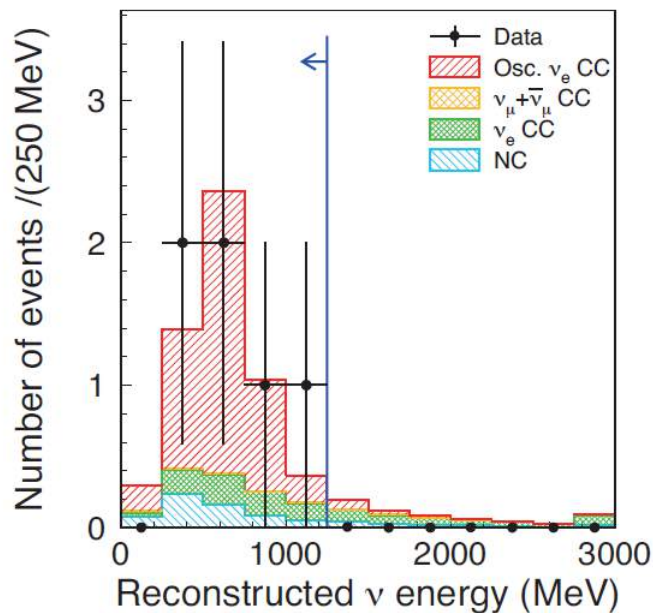


Figura 3.5: Os seis eventos de aparecimento encontrados por T2K.

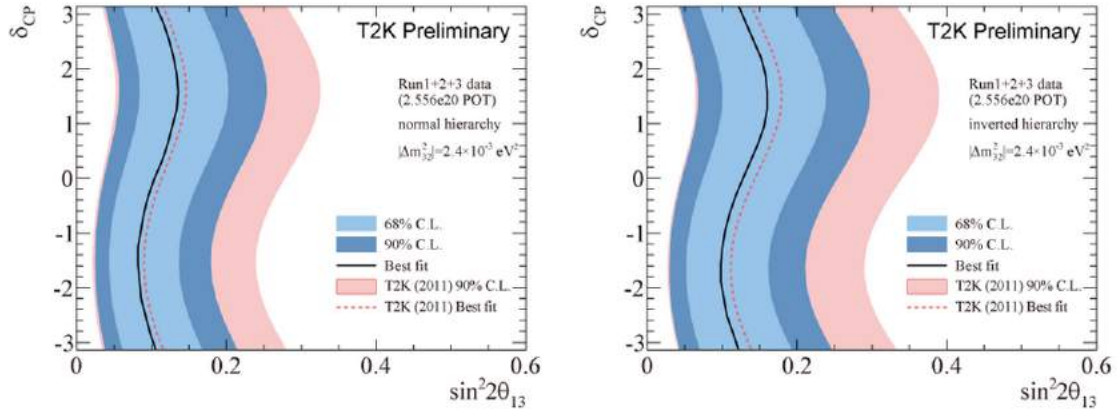


Figura 3.6: Nível de confiança para o valor encontrado de  $\theta_{13}$  por T2K.

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

RENO é um experimento que utiliza um reator nuclear como fonte de antineutrinos. Esses tipos de experimentos estão classificados em dois tipos: de longa e de curta distância. Alguns experimentos possuem mais de um detector, geralmente um perto do reator e outro mais afastado. Isso é importante pois assim esses experimentos podem comparar os dados dos seus detectores.

RENO é um experimento realizado na Coreia do Sul classificado como de curta distância, o detector mais próximo está à  $150m$  do reator e o mais afastado está à  $1,5km$ . Experimentos com reatores classificados como de curta distância são importantes pois podem desprezar o efeito de  $\theta_{12}$  e  $\Delta m_{12}^2$  no desaparecimento do  $\bar{\nu}_e$ . Nesse tipo de experimento apenas  $\theta_{13}$  é responsável pela oscilação dos antineutrinos, baseado na probabilidade de sobrevivência dessa partícula.

A comparação entre o valor encontrado nos dois detectores (próximo e distante) é muito importante, pois através dessa comparação pode-se reduzir consideravelmente os erros sistemáticos provenientes do fluxo de antineutrinos vindo do reator e erros no cálculo da eficiência do detector.

Seis reatores de água pressurizada estão equidistantes aos dois detectores instalados. Cada reator possui uma potência máxima de  $2,8 GW_{th}$ . Os  $\bar{\nu}_e$  são detectados através do decaimento beta-inverso:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ .

Os dois detectores são compostos de um tanque interno (detector interno) e outro tanque maior que é chamado detector de veto. O detector interno possui  $18,6 m^3$ ,  $16 t$  de água dopada com  $0,1\%$  de Gd e 354 PMT's Hamamatsu R7081 de 10 polegadas. O veto é formado por um detector com  $65 tons$  de água mineral.

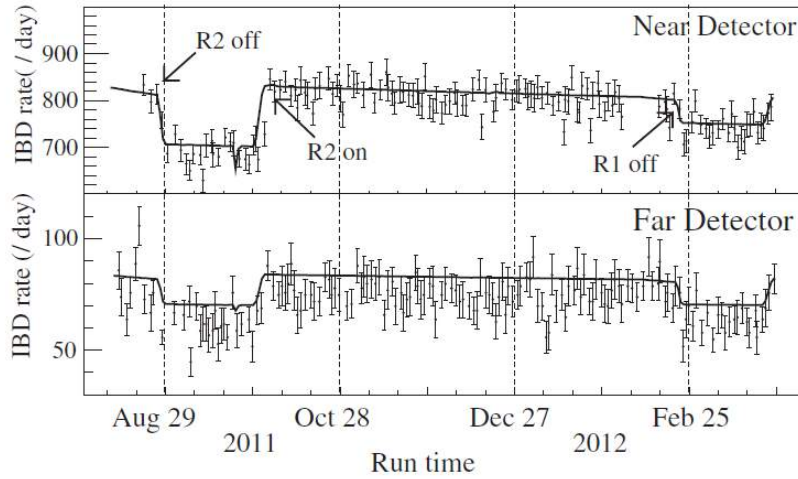


Figura 3.7: Período de aquisição de dados do experimento RENO.

A análise de dados começou após 229 dias de aquisição e encontrou um deficit de 8% no detector mais afastado. A partir desse deficit, RENO obteve:  $\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013 \pm 0,019$ , com significância de  $4,9\sigma$  [3].

### 3.6 Double Chooz

Double Chooz é um experimento de antineutrinos de reatores localizado na cidade de Chooz (figura 3.8), na França. Próximo à cidade há dois reatores nucleares com potência de  $4,25 GW_{th}$  cada.



Figura 3.8: Figura mostrando a Usina na cidade de Chooz e o local exato onde cada detector de antineutrinos será instalado.

Como podemos ver na figura 3.8 o experimento conta com dois detectores de antineutrinos. O detector mais afastado já está montado, pois é o *upgrade* do antigo detector utilizado no experimento Chooz. Esse detector possui  $10m^3$  de volume e é composto de 4 detectores cilíndricos concêntricos para realizarem o veto das partículas indesejadas como múons, nêutrons e gamas. O detector possui 340 PMTs para visualizarem o sinal do decaimento beta-inverso.

O detector mais próximo do reator nuclear ainda está em fase de construção e deve começar a aquisição de dados no segundo semestre de 2013. O funcionamento dos dois detectores, que serão idênticos, é importante para reduzir os erros sistemáticos e melhorar a precisão da medida de  $\theta_{13}$ . Esses detectores possuem uma boa blindagem natural, pois se encontram enterrados e com isso o número de partículas cósmicas atravessando o detector sofre uma diminuição.

Diversos testes de calibração e funcionamento foram realizados com o detector que está em funcionamento. Um desses testes foi verificar se o número de detecção de antineutrinos acompanhava o funcionamento da usina, ou seja, no período de troca de combustível quando

não há fissão nuclear e liberação de antineutrinos o número de detecções deveria ser próximo de zero. Como podemos ver no gráfico 3.9, o detector correspondeu ao resultado esperado.

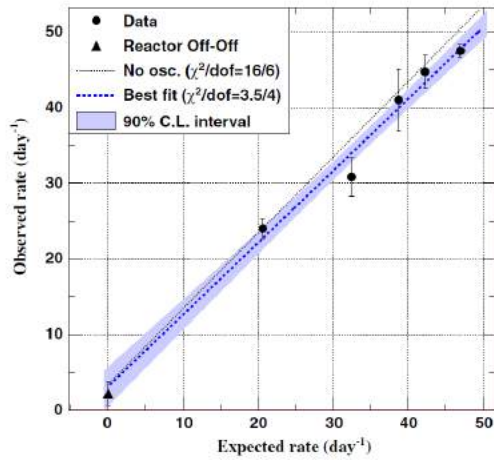


Figura 3.9: Gráfico mostrando o bom funcionamento do detector.

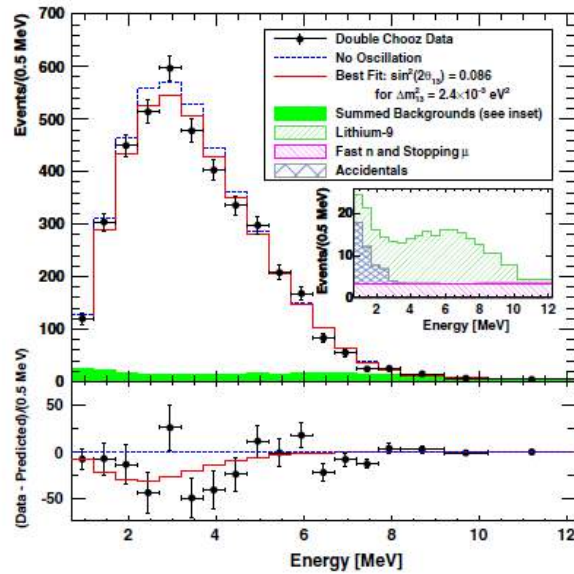


Figura 3.10: Resultado de Double Chooz confirmando a oscilação de antineutrinos.

Depois de 101 dias de aquisição de dados, Double Chooz confirmou a oscilação de antineutrinos (figura 3.10) divulgando o seguinte resultado:  $\text{sen}^2 2\theta_{13} = 0,086 \pm 0,041 \pm 0,030$ , com  $3\sigma$  de significância[4].

Para a segunda publicação o número de candidatos de antineutrinos aumentou de 4121 para 8249, e por essa razão um novo resultado foi divulgado:  $\text{sen}^2 2\theta_{13} = 0,109 \pm 0,030 \pm 0,025$  com  $3,1\sigma$  de significância.

### 3.7 Daya Bay Reactor Neutrino Experiment

Esse experimento está situado à  $52\text{km}$  de Hong Kong no complexo Nuclear de Daya Bay. Esse complexo possui seis reatores de água pressurizada com potência térmica máxima de  $2,9\text{GW}_{th}$  cada um. A colaboração construiu seis detectores que irão utilizar a reação beta-inversa para procurar pela assinatura de antineutrinos vindos do reator. Todos os oitos detectores são idênticos permitindo uma comparação da medida do fluxo de  $\bar{\nu}_e$  em diferentes distâncias.

Três detectores localizados em EH1 e EH2 são os detectores mais próximos dos reatores, e outros três detectores, EH3, estão localizados à uma distância maior dos reatores. A distância desses reatores foi calculada para corresponder ao máximo de oscilação de  $\bar{\nu}_e$  naquele ponto. Maiores detalhes podem ser encontrados na figura 3.11 e tabela 1.1.

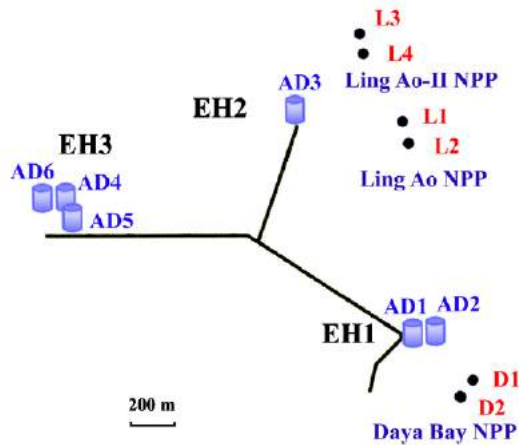


Figura 3.11: Lugar onde cada detector de antineutrinos será instalado.



	$Blindagem(m.w.e)$	$R_\mu$	$E_\mu$	$D_{1,2}$	$L_{1,2}$	$L_{3,4}$
$EH1$	250	1,27	57	364	857	1307
$EH2$	265	0,95	58	1348	1348	528
$EH3$	860	0,056	137	1912	1912	1548

Tabela 3.1: Valores da blindagem natural em metros de água equivalente (m.w.e), taxa de múons  $R_\mu(Hz/m^2)$ , média da energia dos múons  $E_\mu(GeV)$  dos três sistemas de detectores e a distância de cada sistema aos reatores.

Cada detector além dos sistemas de vetos usuais em experimentos que procuram pela assinatura do  $\bar{\nu}_e$  possui um alvo com 20 t de água dopada com Gd, para aumentar a probabilidade de absorção do nêutron emitido durante a reação  $\beta - inversa$  e 192 PMT's Hamamatsu R5912 PMTs para realizar a aquisição dos sinais luminosos emitidos durante a aniquilação do próton e absorção do nêutron.

Na figura 3.12 podemos visualizar o funcionamento dos detectores e verificar que a taxa medida do decaimento  $\beta - inverso$  é sempre compatível com o esperado quando os reatores estão funcionando ou parados.

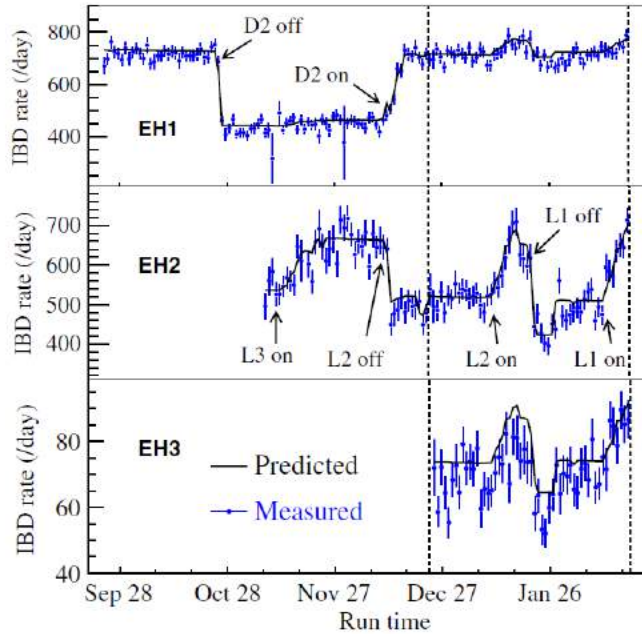


Figura 3.12: Taxa de eventos do decaimento  $\beta - inverso$  de acordo com a previsão teórica.

O resultado lançado em abril de 2012 foi encontrado utilizando os dados adquiridos pelos detectores durante o período de 24 de Dezembro de 2011 até 17 de Fevereiro de 2012. Podemos ver o gráfico que confirma o valor não nulo de  $\theta_{13}$  na figura 3.13.

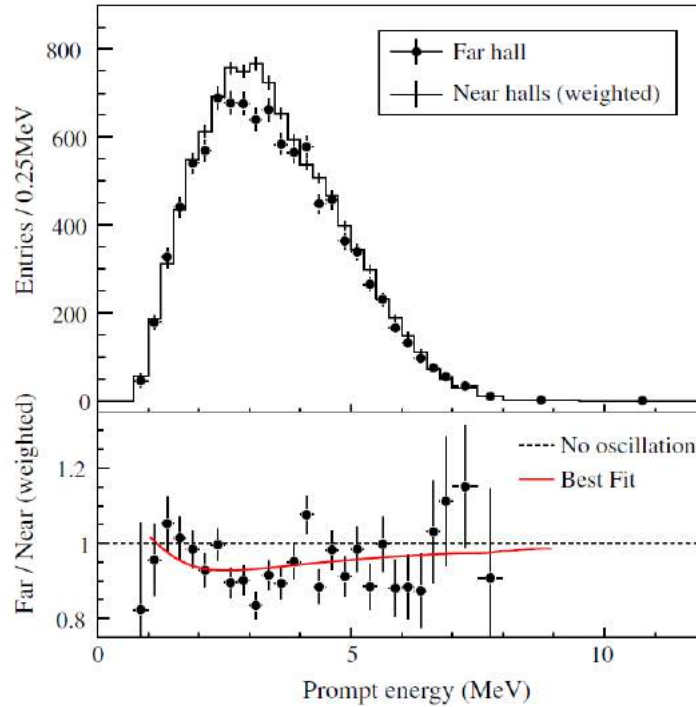


Figura 3.13: Resultado de Daya Bay que confirma a oscilação do  $\bar{\nu}_e$ .

Após a análise de dados, Daya Bay encontrou  $\sin^2 2\theta_{13} = 0,092 \pm 0,016 \pm 0,005$  com  $5\sigma$  de significância. Esse experimento é que contém o menor índice de erros sistemáticos, por causa do grande número de detectores idênticos adquirindo dados ao mesmo tempo [5].

# Referências Bibliográficas

- [1] Gustavo do Amaral Valdivieso, Introdução à Fenomenologia da Oscilação de Neutrinos, no Vácuo e na Matéria, Dissertação de Mestrado, 2004
- [2] <http://www-numi.fnal.gov/PublicInfo/forscientists.html>
- [3] T2K Collaboration: Phys.Rev.Lett.107:041801, 2011
- [4] RENO Collaboration: Phys. Rev. Lett. 108, 191802, 2012
- [5] Double Chooz Collaboration: Phys. Rev. Lett. 108, 131801, 2012
- [6] Daya Bay Collaboration: Phys. Rev. Lett. 108, 171803, 2012

# Capítulo 4

## Antineutrinos de Reatores

A ideia da utilização de antineutrinos emitidos por reatores nucleares surgiu em 1950. Fred Reines e Clyde Cowan, do Laboratório de Los Alamos perceberam que deveria ser possível detectar neutrinos através do processo de decaimento beta inverso previsto na teoria de Fermi e que reatores nucleares poderiam produzir fluxos suficientemente intensos (da ordem de  $10^{13}$  antineutrinos/cm<sup>2</sup>/s) para observação dessa reação. Realizaram um primeiro experimento no reator de pesquisa de Hanford em 1953 mas não obtiveram resultados conclusivos devido ao alto background de raios cósmicos. Resolveram então aperfeiçoar e repetir o experimento no reator de Savannah River, que acabara de ser construído, e que além de ser mais potente oferecia melhores possibilidades para blindar as fontes de ruído. Assim Reines e Cowan conseguiram em 1956 a primeira verificação experimental da existência dos neutrinos.

A proposta de utilização dessas partículas para o monitoramento remoto da potência térmica de usinas nucleares foi realizada pela primeira vez na década de 70. Num experimento na usina nuclear em Rovno na Ucrânia, mostrou-se que a radiação de antineutrinos poderia ser usada para monitorar a potência térmica do reator [1].

Nesse capítulo vamos descrever como os antineutrinos são produzidos e descrever sua importância para a física de partículas para o melhor entendimento das propriedades dos

neutrinos.

## 4.1 Reatores nucleares

Para conseguir aumentar sua produção de energia elétrica muitos países estão adotando reatores nucleares como fonte alternativa de energia (figura 4.1). Os reatores são câmaras (vasos de pressão) construídas nas usinas para realizar reações nucleares controladas e como consequência dessas reações temos a geração de calor que podemos transformar em energia elétrica.

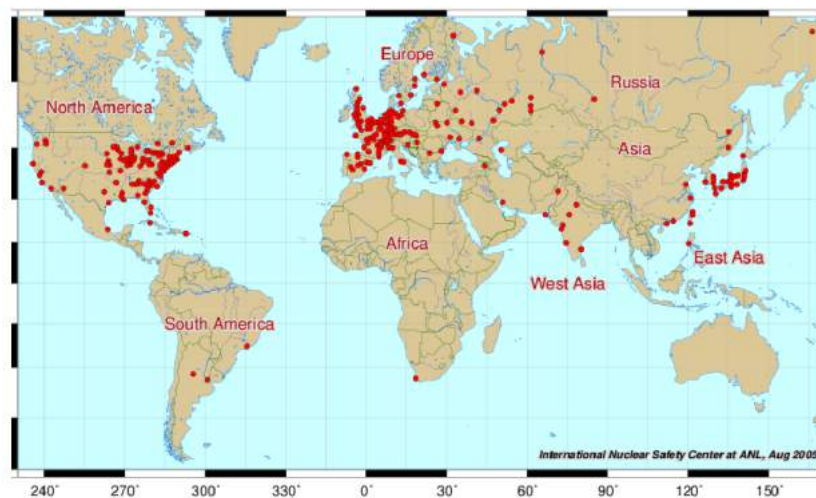


Figura 4.1: Mapa do Centro de Segurança Nuclear Internacional (INSC) com as usinas de energia nuclear no mundo.

A ideia de retirar energia dos núcleos atômicos foi proposta por Leó Szilárd em 1933, e em 1942 o primeiro reator nuclear foi construído. A construção desse reator foi liderada pelo físico Enrico Fermi na Universidade de Chicago. Hoje temos uma grande diversidade de usinas nucleares.

Uma usina nuclear pode diferir de outra pelo tipo de combustível, refrigerante ou moderador utilizado. Cada usina possui também um ciclo de funcionamento, onde ocorrem paradas na

geração de energia elétrica para troca de combustível nuclear.

O reator utilizado no Complexo Nuclear de Angra dos Reis é conhecido como PWR (*Pressurized Water Reactor*) e seu combustível é formado em maior parte pelo isótopo  $^{238}\text{U}$  e por uma pequena parte, de aproximadamente 4% do isótopo  $^{235}\text{U}$ . Apenas 0,72% do isótopo  $^{235}\text{U}$  é encontrado na natureza. Como esse isótopo é o principal responsável pelas reações em cadeia é necessário realizar o enriquecimento isotópico de urânio para fabricação do combustível nuclear (figura 4.2). Para o enriquecimento de urânio são usados geralmente dois processos: o processo de difusão gasosa que comprime o hexafluoreto de urânio ( $\text{UF}_6$ ) através de membranas porosas, associadas em série para separar o  $^{235}\text{U}$  do  $^{238}\text{U}$ , ou o processo de ultracentrifugação, onde a separação de isótopos de massa diferente é realizada através da força centrífuga.



Figura 4.2: Pastilhas de combustível nuclear.

Podemos definir a energia armazenada nos núcleos dos átomos como energia nuclear. Só é possível a existência da energia nuclear porque um núcleo atômico possui massa diferente da massa total dos seus constituintes isolados. Como exemplo podemos citar o núcleo de hélio, que é formado por dois prótons e dois nêutrons e tem uma massa diferente do que a soma das massas dos dois prótons e nêutrons:

$$m_{He} = 3728,75 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

$$m_p = 938,27 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

$$m_n = 939,57 \text{ MeV} \quad (4.3)$$

$$2m_p + 2m_n = 3755,68 \text{ MeV} \quad (4.4)$$

A diferença de massa ( $\Delta E = 26,93 \text{ MeV}$ ) é a energia de ligação do núcleo de hélio, que é definida como sendo a energia armazenada pelo potencial da interação que mantém os constituintes do núcleo unidos. Quando temos um núcleo mais leve que os constituintes a união deles irá liberar uma energia igual à energia de ligação, esse processo é chamado de exotérmico. Caso contrário, ou seja, caso o núcleo seja mais pesado, precisamos fornecer energia para unir seus constituintes e o processo é chamado de endotérmico.

Essa energia que está armazenada dentro do núcleo é liberada nos processos radioativos, onde através da fissão nuclear o núcleo divide-se em outros mais leves. A energia elétrica é produzida através dos processos de fissão dos núcleos de  $^{235}\text{U}$  e das reações em cadeia que se seguem, pois a energia liberada durante esse processo é utilizada para aquecer a água, como podemos ver na figura 4.3.

Em uma usina do tipo PWR existem três circuitos por onde a água circula até a geração de energia elétrica. Primeiramente existe o circuito onde ocorre a fissão nuclear onde a água é aquecida até uma temperatura de aproximadamente  $315^\circ\text{C}$  e pressurizada à  $15 \text{ MPa}$ , o que faz com que a água ainda se mantenha líquida. Durante o segundo circuito a água transforma-se em um vapor saturado à uma pressão de  $6 \text{ MPa}$  e temperatura de  $275^\circ\text{C}$ , neste circuito o vapor gira uma turbina acionando o gerador de eletricidade. No último circuito é utilizada água à

temperatura ambiente (no caso de Angra água do mar) para resfriar o vapor que sai da turbina, fazendo com que a água volte ao estado líquido [2].

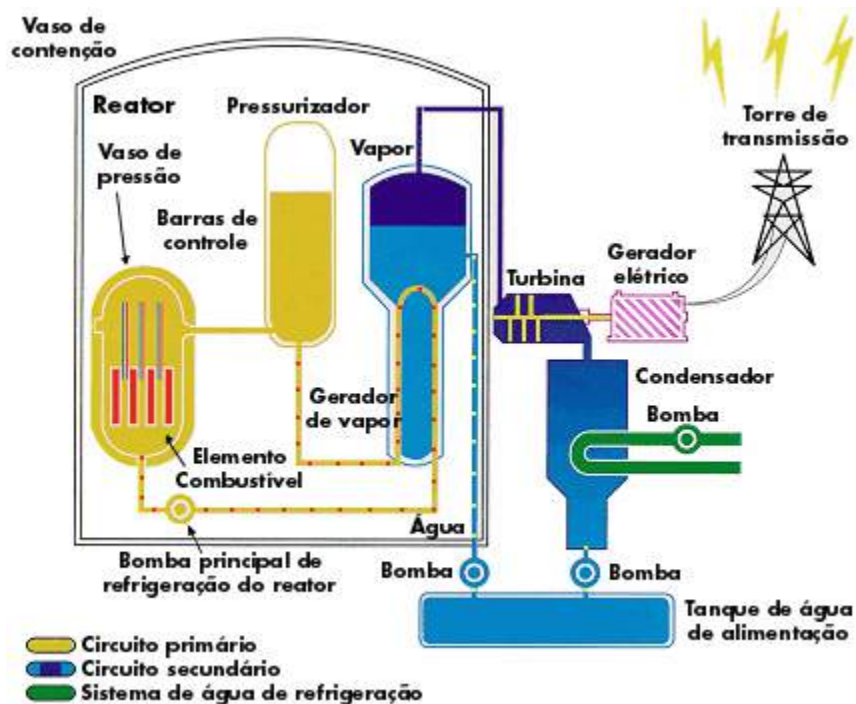


Figura 4.3: Esquema de funcionamento de uma usina nuclear PWR.

## 4.2 Emissão de antineutrinos

Antineutrinos do elétron são emitidos durante o processo de fissão, através do decaimento  $\beta$  dos núcleos de materiais radioativos na queima do combustível nuclear. A energia média desses neutrinos é da ordem de 3 a 4 MeV, e o alto fluxo emitido possibilita sua utilização na investigação de diversas propriedades físicas dos neutrinos que ainda não foram descobertas.

Durante o processo de fissão, nêutrons são gerados e ficam responsáveis pelo disparo das reações em cadeia, promovendo também a geração de plutônio a partir do  $^{238}\text{U}$ . Conforme o combustível vai sendo queimado a contribuição de cada elemento físsil na geração da energia térmica vai sendo alterada, por isso inicialmente temos  $^{238}\text{U}$  e  $^{235}\text{U}$  e após algum tempo



do processo de queima temos também  $^{241}\text{Pu}$  e  $^{239}\text{Pu}$ . Na figura 4.4 podemos visualizar os fragmentos resultantes da fissão para cada isótopo e o percentual de núcleos, em função do número de massa A, que vão sendo formados durante o processo de fissão do combustível nuclear.

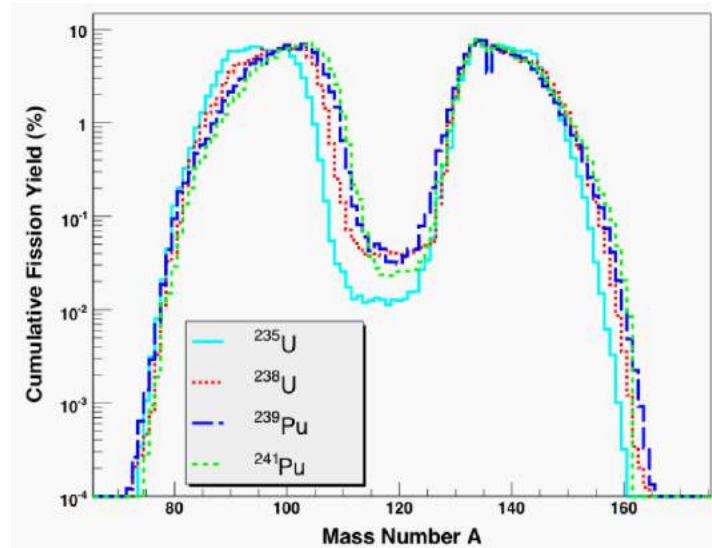


Figura 4.4: Núcleos formados durante o processo de fissão do combustível nuclear.

Na figura 4.5 podemos visualizar o espectro de energia dos antineutrinos emitidos por cada isótopo presente no combustível nuclear [3]. Podemos observar que cada isótopo possui um espectro diferente, onde maior discrepância está para valores de energia acima de  $6\text{MeV}$ .

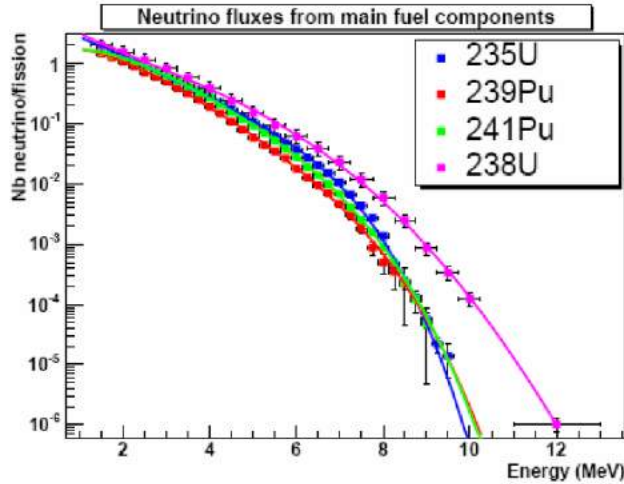


Figura 4.5: Espectro de energia de antineutrinos dos principais componentes do combustível nuclear.

O entendimento dos processos de fissão de cada núcleo ainda é mal compreendido devido ao elevado número de reações que podem ocorrer e uma parametrização matemática (equação 4.5) para o fluxo de antineutrinos observado experimentalmente foi proposta por P. Huber e T. Schwetz [4].

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{K_l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right) \quad (4.5)$$

onde  $\phi_l(E_\nu)$  é o fluxo de antineutrinos emitido pelo isótopo  $l$ ,  $a_{kl}$  são os coeficientes encontrados que melhor ajustam a função aos dados experimentais e  $E_\nu^{k-1}$  é o grau do polinômio.

### 4.3 Monitoramento dos reatores nucleares

Durante a década de 70 surgiram as primeiras ideias de monitoramento de usinas nucleares através de antineutrinos. A primeira ideia era ver se através da medida do fluxo de neutrinos

seria possível verificar o estado de funcionamento da usina, ou seja, o estado *on/off* (ligado ou desligado).

A partir das afirmações contidas nas seções anteriores começaram as tentativas de medir modificações com o tempo no espectro de antineutrinos emitidos e assim monitorar a queima do combustível nuclear. Além disso, com um detector de antineutrinos é possível obter informações para otimizar a geração de energia, através do conhecimento da potência do reator.

Quando o reator está ligado, ou seja, quando reações de fissão estão ocorrendo é esperado um número de antineutrinos compatível com a equação 4.5. Porém quando o combustível da usina está sendo trocado e não há reações de fissões no reator o número de antineutrinos liberados é quase nulo. Dois experimentos conseguiram verificar que era possível monitorar o estado do reator através de um detector de antineutrinos: Chooz (figura 4.6) [5] e San Onofre (figura 4.8) [6].

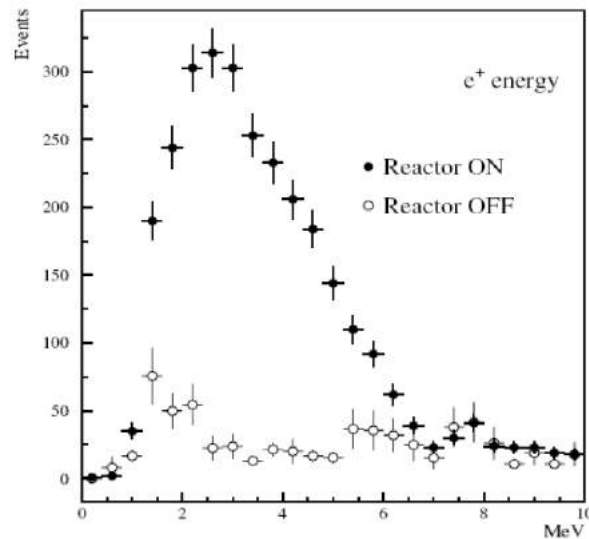


Figura 4.6: Eventos de pósitrons detectados com o reator de Chooz ligado e desligado.

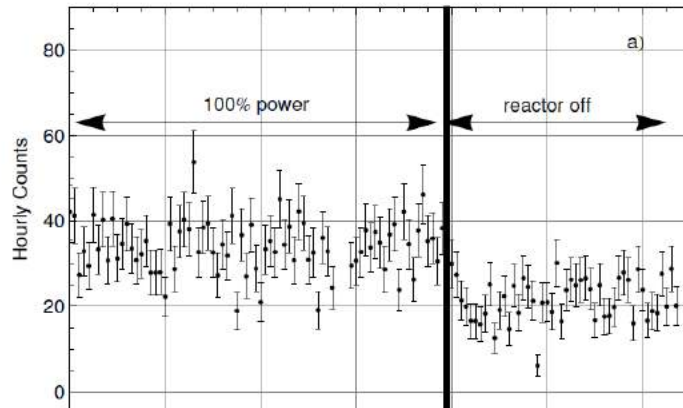


Figura 4.7: Resultado divulgado por San Onofre confirmando a possibilidade de monitorar o estado de uma usina com um detector de antineutrinos.

A importância desse tipo de detector se encontra no fato em que as informações sobre a composição do combustível nuclear são obtidas atualmente por simulações computacionais, cujos parâmetros são as condições iniciais e a história térmica do reator. Por isso, para obter resultados confiáveis, dependemos da cooperação irrestrita com o operador do reator, ocorrendo a possibilidade de desvio não declarado de parte do combustível nuclear.

Recentemente alguns experimentos demonstraram a viabilidade em usar a emissão de antineutrinos como indicador em tempo real da atividade de reatores nucleares. São experimentos importantes que abrem novas aplicações para a Física de Neutrinos, possibilitando o monitoramento de Usinas através de detectores relativamente pequenos e não intrusivos.

O Projeto Neutrinos-Angra, discutido detalhadamente no próximo capítulo, é um projeto que pretende aprimorar as medidas de fluxo de antineutrinos como um monitoramento em tempo real e ajudar no avanço de técnicas de monitoramento e na implementação de salvaguardas nucleares. Esse tipo de projeto é apoiado pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), órgão responsável pela verificação do Tratado de não proliferação de armas nucleares e que tem interesse no desenvolvimento de novas técnicas para monitoramento de reatores que possam aumentar a redundância das técnicas atuais e que possibilitem monitoramento não intrusivo, remoto, e em tempo real.

# Referências Bibliográficas

- [1] A. A. Borovoi and L. A. Mikaélyan, "Possibilities of practical applications of neutrinos", *At. Énerg*, 44, Nº 6, 508-511 (1978)
- [2] Thiago Junqueira de Castro Bezerra, *Estudo da Sensibilidade do Detector de Neutrinos do Projeto Angra aos Efeitos da Queima do Combustível Nuclear*, Dissertação de Mestrado – Campinas – SP (2009).
- [3] Experimento Double-CHOOZ, arXiv:hep-ex/0405032
- [4] P.Huber and T.Schwetz, "Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos" *Phys. Rev. D* 70 : 053011, 2004
- [5] U. Dore and D. Orestano, Experimental results on neutrino oscillations, arXiv:0811.1194v1:hep-ex, 7 Nov 2008
- [6] A. Bernstein, N. S. Bowden, A. Misner e T. Palmer, "Monitoring the Thermal Power of Nuclear Reactors with a Prototype Cubic Meter Antineutrino Detector", arXiv:0804.4723v1

# Capítulo 5

## Projeto Neutrinos Angra

A procura pelo ângulo de mistura  $\theta_{13}$ , último ângulo que precisava ser determinado para se obter todos os parâmetros físicos da matriz quântica de mistura de sabor, iniciou uma forte competição no início dos anos 2000 para formação de colaborações internacionais na montagem de um detector que fosse sensível o bastante para conseguir realizar essa medida.

A instalação de um detector de antineutrinos na central nuclear de Angra dos Reis teria sensibilidade para medir esse ângulo de mistura quântica, devido à potência térmica de  $4\text{GW}$  do reator nuclear Angra II e por causa da localização geográfica do local, à  $1.5\text{Km}$  do Morro do Frade, que serviria como uma excelente blindagem natural contra partículas geradas por raios cósmicos, além do que a localização do morro do Frade é a distância aproximada do primeiro pico de oscilação de antineutrinos o que permitiria um excelente desempenho de um detector para medir  $\theta_{13}$  [1].

Porém as colaborações internacionais se formaram em torno dos experimentos Double CHOOZ que já possuía experiência anterior para a realização desse experimento, adquirida com o experimento CHOOZ que funcionou durante 5 anos. Grandes colaborações internacionais também se formaram para a montagem de um detector em Daya Bay na China e em Reno, na Coreia do Sul [2].

Por outro lado havia interesse da Agência Internacional de Energia Atômica em desenvolver novas técnicas para o monitoramento de reatores nucleares. Experimentos realizados na União Soviética e nos Estados Unidos mostraram que uma solução poderia ser encontrada através de instalações com detectores de antineutrinos.

Pelo motivos citados, acima o projeto Neutrinos-Angra modificou seus objetivos iniciais e passou a ter como objetivo construir um detector de antineutrinos para monitorar a potência térmica gerada pelo reator nuclear em tempo quase-real e a evolução da composição do combustível nuclear da usina [3].

O monitoramento da potência do reator e da queima do combustível nuclear se baseia na relação entre a potência térmica liberada nas fusões gerada pelo reator e a taxa de antineutrinos registrados no detector. Isso acontece porque a emissão de antineutrinos em um reator está diretamente ligada com o processo de fissão dos núcleos pesados que formam o combustível nuclear, ou seja, cada fissão contribui com uma quantidade específica do total da energia emitida e proporciona a emissão de antineutrinos (figura 5.1).

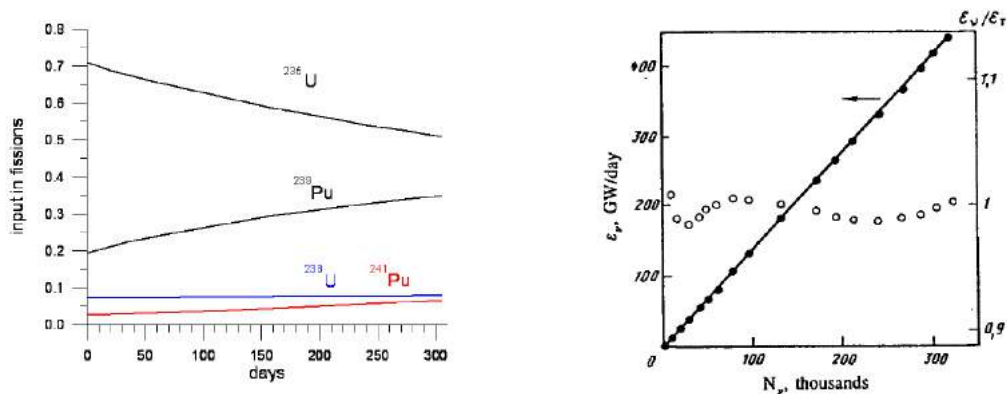


Figura 5.1: Evolução temporal dos elementos que constituem o combustível nuclear e a dependência linear do número de antineutrinos com a potência térmica do reator.

Com um detector para registrar a taxa de antineutrinos podemos encontrar uma relação

entre o número de núcleos fissionados e a energia liberada pelo reator, e por isso temos que o fluxo de antineutrinos é diretamente proporcional à potência do reator.

O fato do Brasil dispor de um reator nuclear como o de Angra II com 4GW de potência, equivalente a  $10^{20}$  fissões por segundo, permite obter em um detector com apenas  $1\text{ m}^3$  de material sensível uma taxa de milhares de eventos de antineutrinos por dia, possibilitando inserir o Brasil de forma atuante e competitiva nessa área de fronteira no desenvolvimento de aplicações de detectores de antineutrinos.

## 5.1 O Detector de Antineutrinos

O detector de antineutrinos que será construído e instalado no contêiner ao lado do reator nuclear de Angra II (figura 5.2) para o projeto Neutrinos-Angra consistirá de 3 sistemas: dos quais 2 são para veto de radiação cósmica e partículas indesejadas e no centro envolvido por esses dois sistemas estará o detector de antineutrinos.

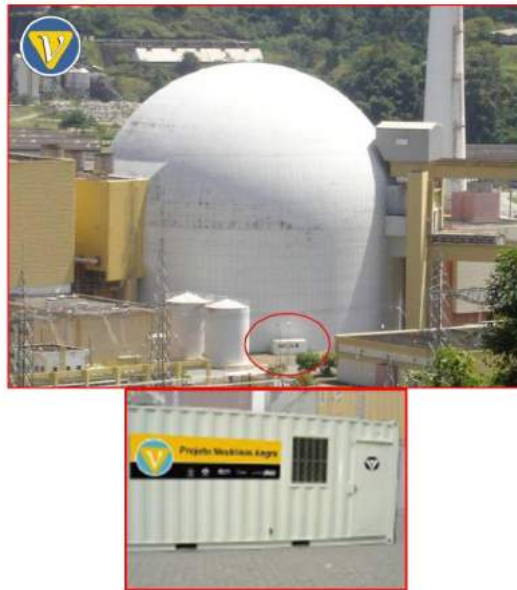


Figura 5.2: Contêiner ao lado do reator nuclear de Angra II onde será instalado o detector de antineutrinos.



A proposta inicial era utilizar 1 tonelada de cintilador líquido no alvo do detector, pois a relação ruído/sinal era muito favorável para esse tipo de experimento permitindo uma melhor medida da energia dos antineutrinos e assim fazer a espectroscopia destes. Porém, como o cintilador líquido é inflamável, seu uso foi vetado pela Eletronuclear, empresa responsável pela construção e operação das usinas nucleares construídas no Brasil.

Para construção do detector a coordenação do projeto foi necessário obedecer a duas exigências que estão relacionadas à segurança da usina: a primeira já citada acima proíbe o uso de cintilador líquido e a segunda se trata da possibilidade de blindar o detector. Ao nível do mar existe, como veremos, uma taxa de 100 múons por segundo e a atenuação deve ser ao menos de 25 m.w.e. Para isso o detector deveria ser construído em uma cavidade subterrânea o que não é permitido na área da usina. Essas proibições tornam o cenário para a detecção de antineutrinos mais difícil e obrigam a colaboração a desenvolver um detector que tenha uma ótima relação sinal/ruído.

Na proposta atual optou-se por utilizar a técnica Cherenkov para o detector de antineutrinos, com o alvo formado de água dopada com gadolínio. A reação para a detecção de um antineutrino é o decaimento beta inverso, equação 5.1: um antineutrino do elétron vindo do reator interage com um próton do alvo gerando um pósitron e um nêutron (figura 5.3).

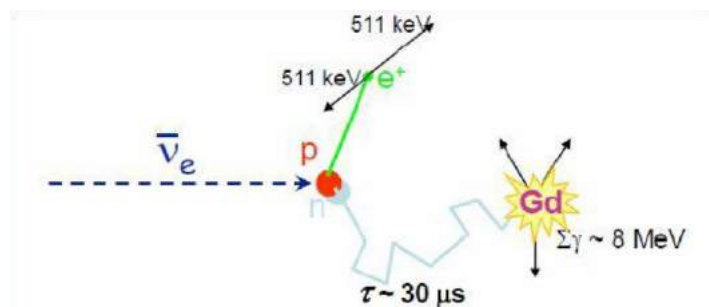


Figura 5.3: Reação ocorrida no alvo do detector para detecção de um antineutrino do elétron.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (5.1)$$

Nessa reação o pósitron gerado durante a interação dos antineutrinos se propaga por uma curta distância e é aniquilado com um elétron, gerando dois gamas. A captura do nêutron a seguir após sua perda de energia gera um segundo sinal luminoso. Ambos sinais devem ocorrer dentro de um intervalo de tempo tipicamente de  $50 \leq \tau \leq 150 \mu s$ , onde  $\tau$  é o tempo médio de termalização e captura do nêutron, que possui um livre caminho médio maior que o pósitron. Essa coincidência retardada numa janela de tempo da ordem de  $100 \mu s$  é a técnica utilizada para detectar o sinal do antineutrino.

Podemos conhecer a energia dos antineutrinos vindo do reator a partir da soma da energia do pósitron com a energia correspondente à diferença de massa entre o nêutron e o próton:

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta M_{np} \quad (5.2)$$

Uma outra motivação para a construção de um detector de antineutrinos a base de água está relacionada com as diretrizes da AIEA (Agência Internacional de Energia Atômica), que incentiva novas tecnologias para posteriormente utilizá-las em salvaguardas nucleares.

A proposta para o detector é um paralelepípedo contendo água dopada com Gadolínio com as seguintes medidas:  $2,75 m$  de comprimento,  $2,10 m$  de largura e  $1,70 m$  de altura como sendo o alvo. O detector será instalado à aproximadamente  $25 m$  do núcleo do reator nuclear Angra II e será operado em um laboratório na superfície. O grande desafio desse detector está no fato que o mesmo será instalado na superfície, o que fará com que o sistema de veto tenha que ser excepcionalmente bom para separar o sinal verdadeiro do antineutrino de sinais falsos. O detector (figura 5.4) consistirá em um conjunto de três subsistemas:

i) o **detector central**: possui blindagem interna de 35 cm de espessura para vetar principalmente nêutrons; terá 32 PMT's Hamamatsu R5912 com 16 PMT's na face superior e inferior; 8 PMT's ficarão do lado de fora do alvo para selecionarem eventos que serão vetados. A blindagem para nêutrons constitui um volume que começa na base da PMT e termina no fotocatodo, situada ao redor do alvo. O alvo, volume central do detector, possui 1 tonelada de água com uma concentração de 0,1% de Gadolínio. Utilizamos essa concentração de Gadolínio na água para ter o tempo médio de captura do nêutron de  $30\mu s$ . Os gamas produzidos após o processo de captura do nêutron pelo Gadolínio liberam uma quantidade de energia fixa de  $8MeV$ . Esses gamas interagem com elétrons do meio por efeito Compton e os elétrons acelerados produzem radiação Cherenkov na água produzindo o segundo sinal luminoso, completando a assinatura de um antineutrino: um primeiro sinal luminoso produzido pela aniquilação elétron-pósitron seguido pelo sinal produzido pelos gamas resultantes da captura do nêutron, com um intervalo médio de  $30\mu s$  entre eles.

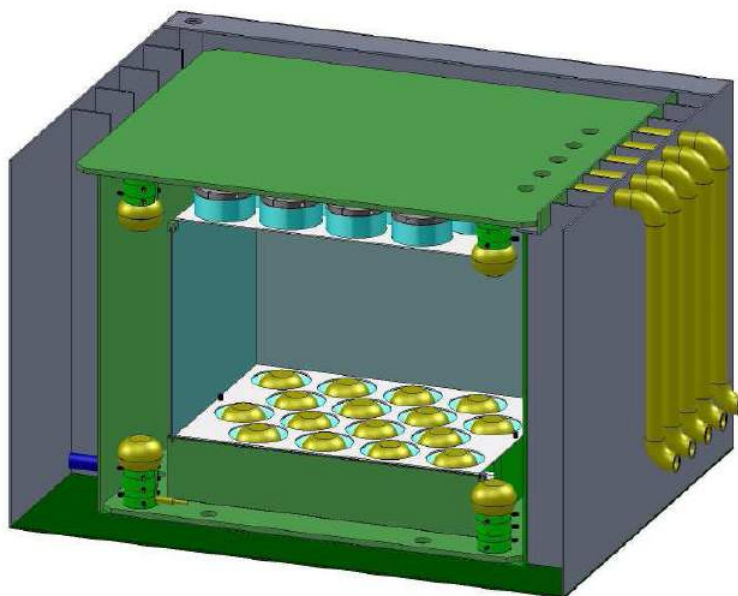


Figura 5.4: Detector de antineutrinos.

ii) a **blindagem externa**: possui 35 cm de espessura que será preenchido com água para proteger o alvo do detector contra ruídos causados por nêutrons, cósmicos ou gerados por espalação, e pela radiação natural. Consiste em um tanque de água utilizado para absorver as partículas indesejadas e termalizar os nêutrons (figura 5.5).

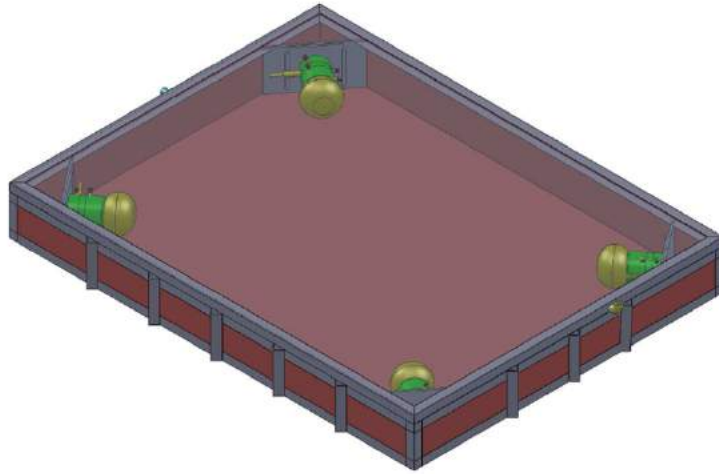


Figura 5.5: Blindagem externa ao alvo do detector de antineutrinos.

Nesse volume, que funcionará como um veto ativo, serão colocadas 4 PMT's para detecção de sinais luminosos gerados por múons cósmicos para reforçar o critério de separação sinal-ruído no detector. Um sistema eletrônico, que está associado com a blindagem interna, irá produzir um sinal quando um múon for detectado nesse volume, impedindo que sinais gerados no detector central coincidentes com a interação do múon na blindagem sejam adquiridos. Isso visa a evitar que um falso sinal de antineutrino seja produzido pela combinação de possíveis interações de partículas cósmicas.

iii) **veto de múons**: subsistema de placas de cintiladores plásticos que serão colocadas na camada mais externa do detector, com o objetivo de aumentarem a eficiência no veto de múons acima de 98%. O sinal dessas placas cintiladoras será coletado através de fibras ópticas do tipo WLS que serão acopladas em PMT's multi-anodo.

A seguir (figura 5.6) podemos ver o desenho completo do detector que será instalado no contêiner.

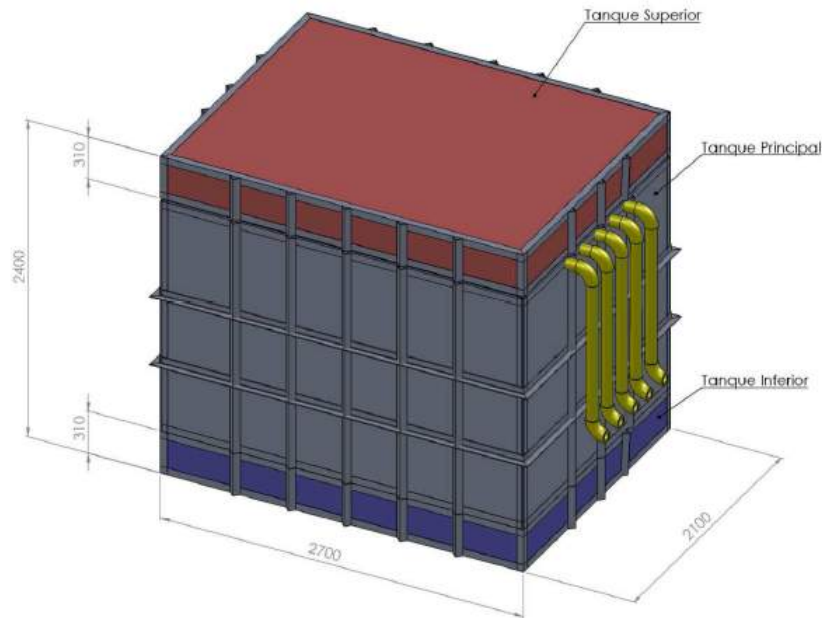


Figura 5.6: Desenho completo do detector de antineutrinos.

O sinal gerado por esse subsistema que envolve todo o volume descrito acima visa auxiliar no processo de separação do sinal de interesse do sinal gerado por partículas cósmicas, reforçando a exclusão de falsos eventos. Através da aquisição desses sinais também podemos estudar o comportamento de partículas cósmicas ao nível do mar, mas isso ainda está em discussão pela colaboração.

## 5.2 Número esperado de eventos de antineutrinos

Podemos obter uma estimativa do número esperado de eventos de antineutrinos vindo do reator, onde para obter esse valor esperado precisamos saber a potência térmica do reator nuclear Angra II. Calculamos o número esperado de antineutrinos através da seguinte equação (5.3):

$$R_D = \frac{N_f \cdot \langle \sigma \rangle \cdot N_T}{4\pi D^2} \quad (5.3)$$

Na equação acima o número de neutrinos detectados por segundo é  $R_D$ ,  $N_f$  é o número de fissões por segundo,  $\langle \sigma \rangle$  é a seção de choque média que possui um valor médio de  $5,825 \cdot 10^{-47} m^2$  e  $D$  é a distância reator-detector. Podemos verificar também como o parâmetro  $D$  é capaz de mudar a taxa de eventos detectados e assim tentar colocar o detector a uma distância ideal para maximizar o número de antineutrinos detectados por dia.

O número de fissões por segundo é dado pela equação (5.4), onde  $P_{th}$  é a potência térmica desenvolvida pelo reator e  $W$  é a energia média liberada por fissão que vale aproximadamente  $203,78 MeV$  nesse caso.

$$N_f = \frac{P_{th}}{W} \quad (5.4)$$

Para o reator nuclear de Angra II que possui  $4GW$  de potência, temos (5.5):

$$N_f = \frac{4 \cdot 10^9}{203,78 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,23 \cdot 10^{20} [s^{-1}] \quad (5.5)$$

Para calcular o número de alvos para interação de antineutrinos vamos considerar 1000 litros de água, conforme já dito na seção anterior. A água possui  $18 g/mol$ , em 1 tonelada de água teremos  $5,56 \cdot 10^4$  moles, ou  $3,34 \cdot 10^{28}$  moléculas. Mas como cada molécula de água possui dois hidrogênios, temos  $6,64 \cdot 10^{28}$  alvos. Inserindo os valores encontrados acima na equação (5.3), encontramos:

$$R_D = \frac{1,23 \cdot 10^{20} \cdot 5,825 \cdot 10^{-47} \cdot 6,64 \cdot 10^{28}}{4\pi D^2} = \frac{38,12}{D^2} \quad (5.6)$$

O resultado da equação (5.6) nos permite formar a tabela (5.1):

Distância (m)	Interações por segundo	Interações por dia
25	0,061	5273
30	0,042	3661
33	0,035	3026
35	0,031	2690

Tabela 5.1: Número de interações de antineutrinos esperado para o detector em função da distância.

### 5.3 Separação sinal-ruído

Como foi mostrado na seção anterior, esperamos detectar um fluxo de aproximadamente 5000 antineutrinos por dia (considerando uma eficiência de 100%) porém o fluxo de radiação cósmica é da ordem de  $10^3$  eventos por segundo.

Além disso, PMT's emitem entre 1000 e 10000 pulsos elétricos por segundo devidos à excitações térmicas de elétrons no fotocátodo. Esses eventos casuais ocorrem a uma taxa superior à taxa esperada para a detecção de eventos físicos, por isso precisamos vetar além dos eventos físicos causados por partículas cósmicas os devido à excitações na PMT.

Esses valores mostram a dificuldade de aquisição e separação do sinal de antineutrino nesse experimento, já que partículas cósmicas não podem ser vetadas com 100% de eficiência. Logo precisamos separar o sinal do ruído, e para isso assumimos que o veto de múons tenha eficiência de 90% ainda teremos uma taxa de  $10^2$  eventos por segundo. Pelos motivos citados acima devemos realizar alguns métodos para reduzir a aquisição de eventos de partículas cósmicas, tais como:

**i) Coincidência de PMT's:** de acordo com testes realizados no laboratório verificamos que a taxa de contagens para eventos casuais em cada PMT é da ordem de  $KHz$ , muito acima da taxa para aquisição de antineutrinos. Como os eventos casuais não são correlacionados, para rejeitar esses eventos devemos exigir que os dados só sejam adquiridos quando houver sinais

em várias PMT's, o que acontece quando coletamos um evento físico.

Na tabela abaixo (5.2) listamos as taxas de contagens totais para eventos casuais em diferentes números de PMT's colocadas em coincidência dentro de uma janela temporal de  $\Delta t = 100ns$  [4].

Número de PMTs	Taxa por grupo	Número de Combinações	Taxa total
1	10KHz	32	320,00KHz
2	10Hz	496	4,96KHz
3	$10^{-2}Hz$	4960	49,60Hz
4	$10^{-5}Hz$	35960	0,36Hz
5	$10^{-8}Hz$	201376	$0,20 \cdot 10^{-2}Hz$
6	$10^{-11}Hz$	906192	$0,90 \cdot 10^{-5}Hz$
7	$10^{-14}Hz$	3365856	$0,33 \cdot 10^{-6}Hz$
8	$10^{-17}Hz$	10518300	$0,01 \cdot 10^{-9}Hz$

Tabela 5.2: Taxa de eventos casuais para grupo de PMTs em coincidência.

Como resultado desse estudo verificamos que existe a necessidade da implementação de um sistema de *trigger* e aquisição de dados, no qual exista a exigência que para a aquisição de um sinal de antineutrino os sinais estejam presentes em pelo menos 5 PMTs em uma janela temporal de 100ns;

**ii) Janela de tempo:** Como já sabemos que existe uma diferença de tempo entre a aquisição do sinal da aniquilação elétron-pósitron e absorção do nêutron pelo gadolínio, podemos ajustar uma janela temporal dentro da qual aceitamos interações de antineutrinos e rejeitamos o fluxo de partículas cósmicas;

**iii) Distribuição da luz:** Múons cósmicos atravessam o detector preferencialmente de cima para baixo. Usando essa informação podemos separar, em função da razão entre a luz detectada pelas PMTs das faces superior e inferior, o sinal de ruídos de partículas indesejadas



dos sinais provocados por antineutrinos, pois a luz provocada pela interação dessas partículas será distribuída com certa uniformidade nas PMTs do detector central.

**iv) Energia depositada:** Através de estudos realizados com simulações, incluindo a eficiência quântica das PMTs que serão colocadas no detector e uma descrição adequada das propriedades ópticas, conseguimos prever a quantidade de fotoelétrons (p.e) que serão produzidos no detector central na interação de partículas cósmicas e durante a interação de antineutrinos. Quando múons atravessam o detector esperamos encontrar um pico da ordem de  $5000 p.e$  (figura 5.7). Porém esperamos um pico em  $20 p.e$  na aniquilação pósitron-elétron (figura 5.8) e outro em  $40 p.e$  (figura 5.9) devido à absorção do nêutron.

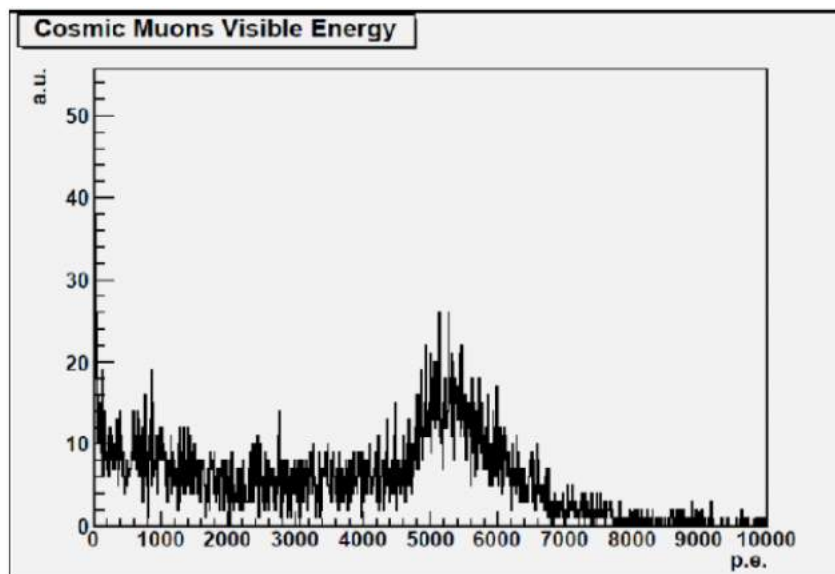


Figura 5.7: Quantidade de fotoelétrons produzidos por um múon atravessando o detector.

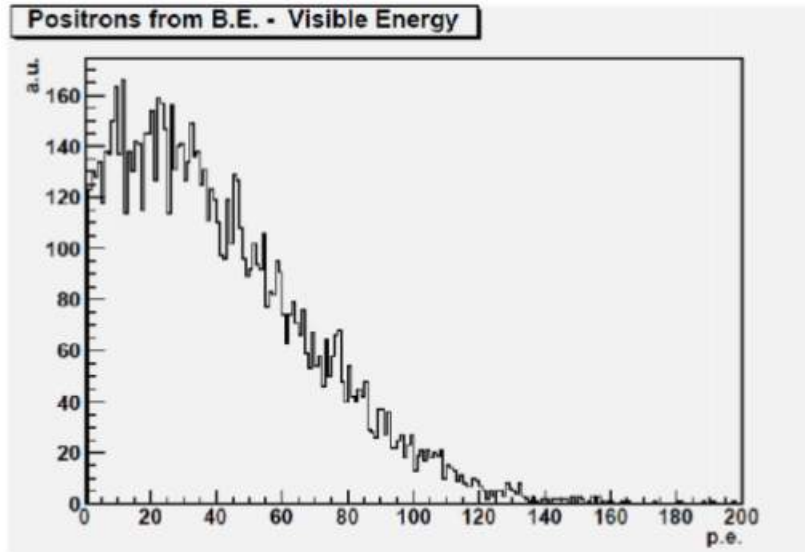


Figura 5.8: Quantidade de fotoelétrons produzidos pela aniquilação pósitron-elétron no detector.

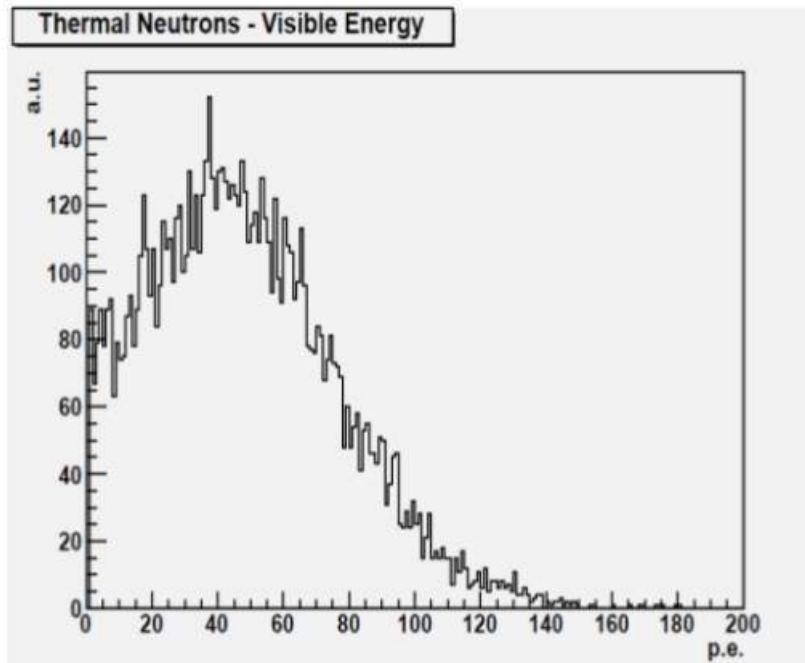


Figura 5.9: Quantidade de fotoelétrons produzidos por nêutron no detector.

Temos também que apenas 5% dos múons produzem sinais até  $200p.e$ , logo a energia depositada pode ser um critério para separação do ruído sinal [5].

## 5.4 Status do experimento

Um protótipo do detector já foi construído para a validação do projeto mecânico e de conceitos para a aquisição de sinal que serão empregados em Angra dos Reis. Alguns testes com esse protótipo já foram realizados no CBPF para encontrar o *single photon electron* e o ganho de algumas PMT's que serão utilizadas no detector.

O experimento está em fase de caracterização da eletrônica e de todas as 40 PMT's que serão utilizadas no tanque que será instalado na Usina. Diversas partes mecânicas do detector já foram construídas e se encontram no CBPF para teste final de resistência à pressão que a água realizará nas paredes do detector.

Após a realização de todos esses testes o detector será montado por uma equipe devidamente treinada e com acesso à Usina. De acordo com o cronograma até o final do ano esperamos que o detector já esteja montado e adquirindo dados no CBPF para uma primeira publicação no final de 2013.

# Referências Bibliográficas

- [1] ANJOS, J. C. et al.; "Angra dos Reis reactor neutrino oscillation experiment"; Brazilian Journal of Physics, 36:1118-1123, 2006.
- [2] Double Chooz Collaboration Letter of Intent for Double-CHOOZ: A Search for the Mixing Angle Theta 13; <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0405032>.
- [3] ANJOS, J.C et al.; "The Angra Neutrino Project"; 10th International Workshop on Neutrino Factories, Super beams and Beta beams, 2008
- [4] A. F. Barbosa, T. Abrahão; "Um estudo da tava de eventos casuais no detector central" 2011.
- [5] CHIMENTI, P. Status of simulation and comments on veto. Apresentação no VI Encontro do Projeto Neutrinos Angra. 2009.

# Capítulo 6

## Medidas de Background

Em um experimento de antineutrinos conhecer as fontes de background é uma informação essencial para o sucesso do experimento. Algumas partículas, como os múons, podem atrapalhar a aquisição de dados, já que o fluxo e sinal dessas partículas são maiores do que o sinal dos antineutrinos.

Para medir o fluxo de múons foi montado um aparato experimental com duas placas cintiladoras idênticas, uma dessas placas pode ser observada na figura 6.1. Os cintiladores orgânicos plásticos são soluções geralmente compostas por hidrocarbonetos aromáticos contendo estruturas condensadas de anéis de benzeno, misturadas a solventes plásticos sólidos como polivinil tolueno, polifenil benzeno e poliestireno. Possuem rápida resposta, com a constante de decaimento entre 2 e 3 ns. Além disso, possuem alta produção de luz.



Figura 6.1: Placa cintiladora utilizada na medida do fluxo de múons.

O primeiro passo quando se monta um experimento é fazer a calibração de toda a eletrônica que será utilizada na aquisição de dados e dos detectores que serão utilizados. Neste capítulo discutiremos a eletrônica utilizada, como essas calibrações foram realizadas e mostraremos o resultado do experimento realizado.

## 6.1 NDAQ

O módulo eletrônico digitalizador de sinais utilizado nessa dissertação foi desenvolvido no Laboratório de Sistemas de Detecção do CBPF. Antes da fabricação desse módulo conhecido como NDAQ, Neutrino DAQ, outros módulos foram fabricados para a verificação dos dispositivos eletrônicos escolhidos para o NDAQ, como exemplo podemos citar o MPD e o SPRO.

O MPD (Módulo de Processamento de Dados), mostrado na figura 6.2, é constituído por um contador de tempo digital binário com resolução de 120 picosegundos e quatro conversores de sinal analógico para digital de doze *bits* que são gerenciados por um dispositivo lógico programável chamado FPGA (*Field Programmable Gate Array*). A comunicação do MPD com o computador é realizada através de uma porta USB [1].

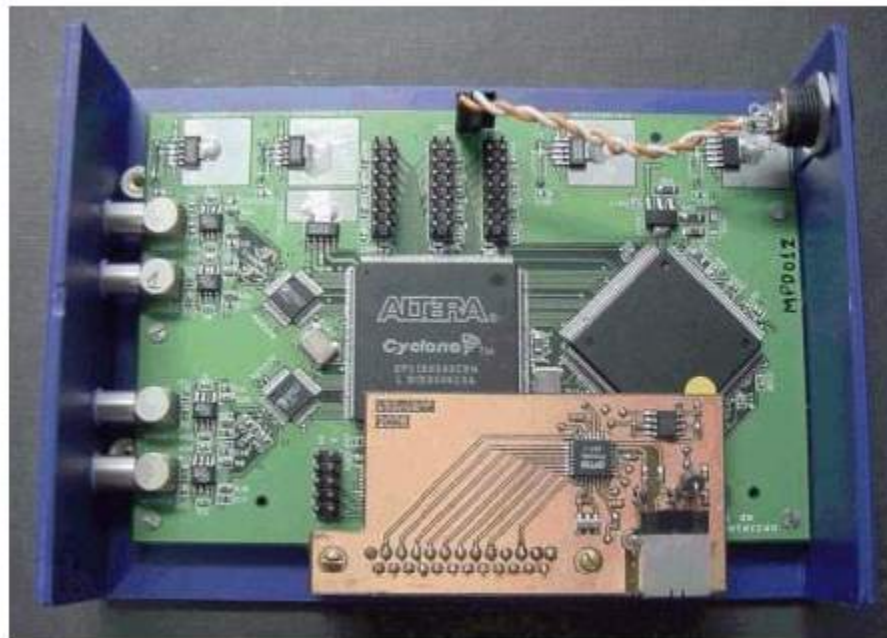


Figura 6.2: Módulo de Processamento de Dados (MPD).

O *Standalone Prototype* (SPRO), figura 6.3, foi uma melhoria do MPD criado principalmente para verificar as características dos conversores analógico-digital e tempo-digital escolhidos para o NDAQ. O SPRO é capaz de se comunicar com um computador através de uma porta USB; possui dois canais de entrada para conversão analógico-digital a uma taxa de 125 MSPS (*Mega Samples per Second*), resolução de 12 *bits*, faixa dinâmica configurável e um conversor tempo-digital com resolução de 81 ps. Esse módulo possui ainda um amplificador para condicionamento do sinal de entrada, comparador de sinal e um distribuidor de *clock*.



Figura 6.3: *Standalone Prototype (SPRO)*.

Os mesmos componentes citados acima foram utilizados no NDAQ, que podemos visualizar na figura 6.4, exceto o FPGA e o distribuidor de *clock*, pois foram utilizadas versões mais avançadas para o NDAQ. Além disso, o NDAQ possui 8 canais de conversão analógico-digital, memória externa, memória SRAM e pode transmitir dados tanto por USB ou VME [2].



Figura 6.4: NDAQ.



## 6.2 Calibração do NDAQ

Antes da realização de alguma medida precisamos calibrar o NDAQ. Essa calibração serve para conversão analógico-digital, ou seja, com a calibração obtemos a relação entre os valores convertidos pelo ADC e as amplitudes geradas. Isso é importante pois assim a saída do NDAQ pode fornecer os valores corretos da amplitude do pulso em  $mV$ , facilitando posteriormente o processo de análise dos dados adquiridos.

Para calibração montamos o esquema experimental mostrado na figura 6.5: ligamos a saída de um gerador de funções na entrada do NDAQ e adquirimos com a ajuda de um computador 10168 amostras para cada tensão colocada no gerador de funções.

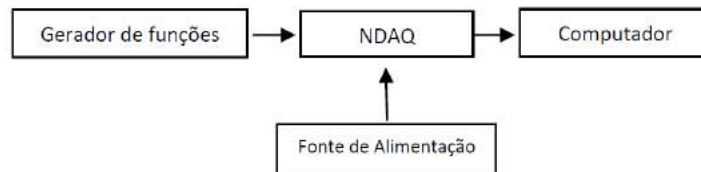


Figura 6.5: Esquema experimental para calibração do NDAQ.

A faixa dinâmica de conversão do NDAQ é de  $2V_{pp}$ , ou seja, o sinal pode variar de  $-1V$  até  $1V$  e os pulsos gerados para calibração permaneceram dentro desses valores. Geramos 18 valores de tensões diferentes variando de  $-90mV$  até  $90mV$  com passos de  $10mV$ , e posteriormente geramos 20 valores maiores variando de  $-1V$  até  $1V$  com passos de  $100mV$ . O sinal gerado possuía em todos os casos largura de  $160ns$ , frequência de  $1kHz$  e  $5ns$  como tempo de subida e descida. Utilizamos o gerador de funções para também *trigger* o NDAQ e assim adquirir corretamente os valores de ADC fornecidos. Os valores de amplitudes gerados podem ser visualizados na tabela 6.1.

-10mV	-20mV	-30mV	-40mV	-50mV	-60mV	-70mV	-80mV	-90mV
10mV	20mV	30mV	40mV	50mV	60mV	70mV	80mV	90mV
-100mV	-200mV	-300mV	-400mV	-500mV				
-600mV	-700mV	-800mV	-900mV	-1000mV				
100mV	200mV	300mV	400mV	500mV				
600mV	700mV	800mV	900mV	100mV				

Tabela 6.1: Tensões geradas para calibração do NDAQ.

Adquirimos também medidas em 0V, onde acoplamos uma carga de  $50\Omega$  na entrada do canal de conversão do NDAQ, pois esta resistência é igual à impedância de saída do gerador de função e à impedância do cabo coaxial. Para aquisição das medidas utilizamos o *software* criado pelo mestre Rafael Gama; podemos visualizar a interface gráfica do *software* na figura abaixo (6.6).

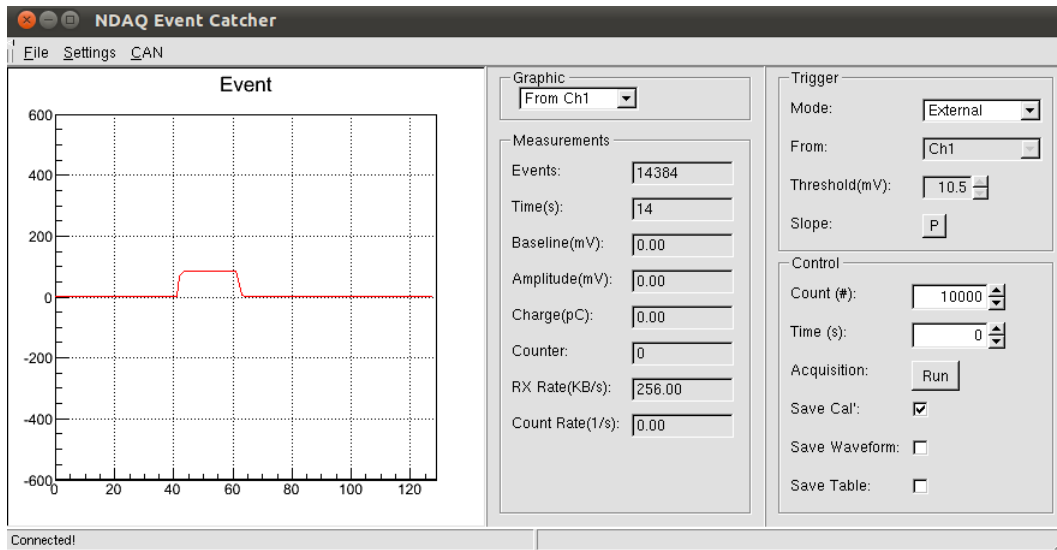


Figura 6.6: Interface gráfica do *software* utilizado para aquisição de dados do NDAQ.

Para análise de dados usamos o Root [3], onde para cada amplitude gerada um histograma é montado, e obtemos o valor médio do canal ADC que corresponde à tensão aplicada na entrada do NDAQ, na figura 6.7 podemos ver um exemplo do que foi descrito acima para 100mV e 700mV.

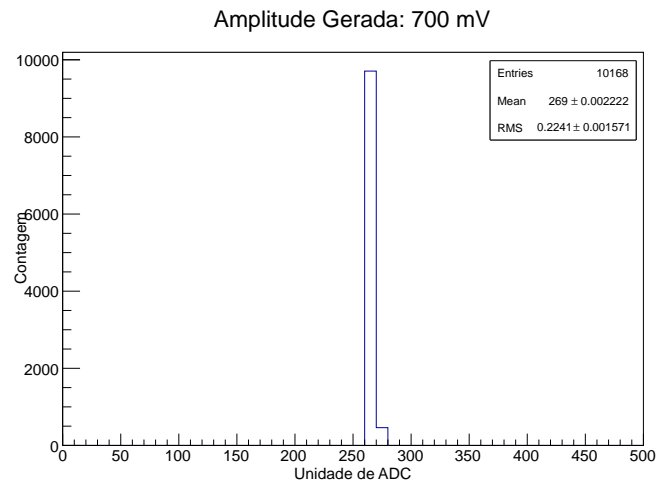
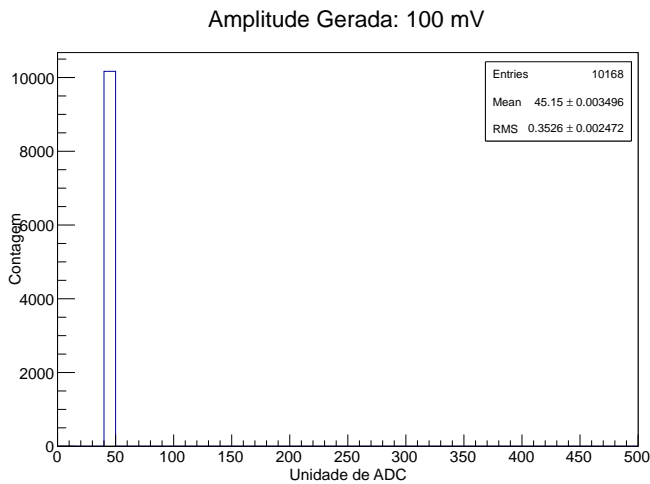


Figura 6.7: Histograma do canal ADC para 100mV e 700mV.

A única diferença nos gráficos mostrados acima é que a distribuição gerada para 100mV é um pico bem definido enquanto que para 700mV notamos uma pequena abertura no pico da distribuição. Isso ocorre simplesmente porque a tensão aplicada ficou exatamente no limite da faixa de mudança de ADC e por isso os dois valores são guardados. Este fenômeno não interfere no funcionamento adequado do NDAQ. Nas figuras abaixo (6.8 e 6.9) podemos visualizar os histogramas da saída do conversor analógico-digital do NDAQ para todas as tensões geradas para a calibração.

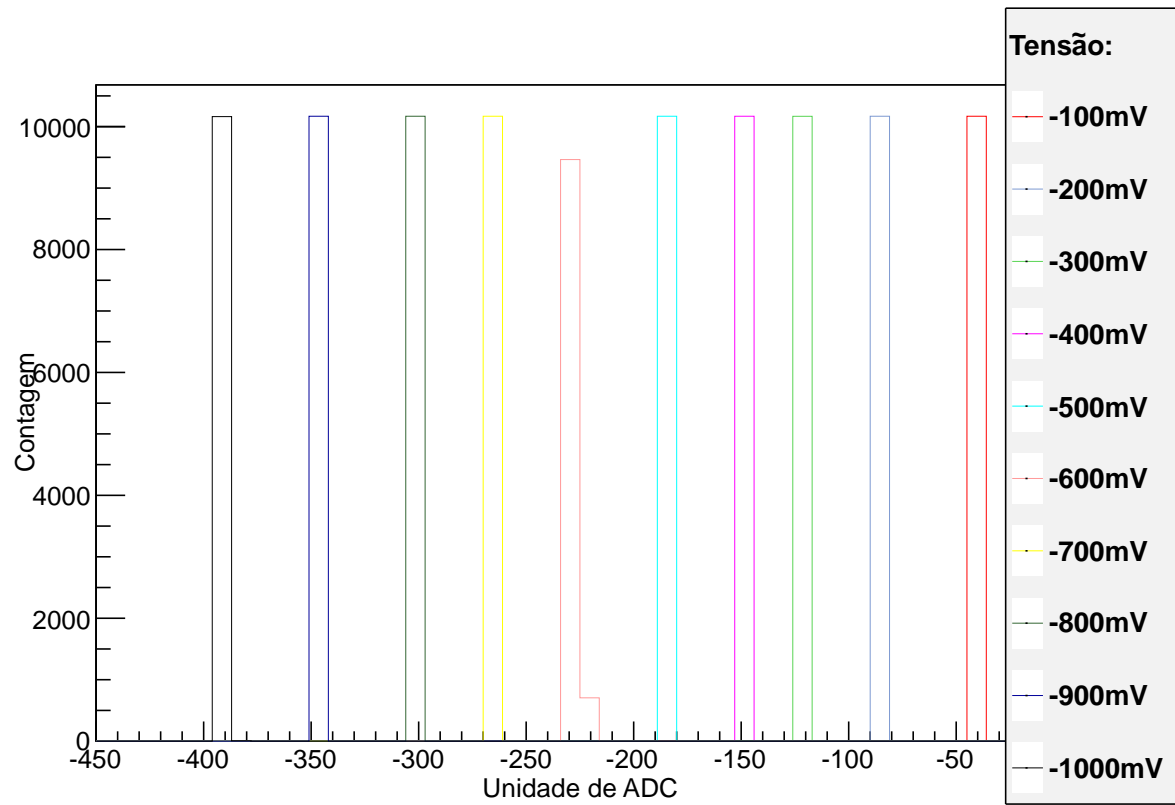


Figura 6.8: Histograma do conversor analógico-digital para as tensões negativas geradas.

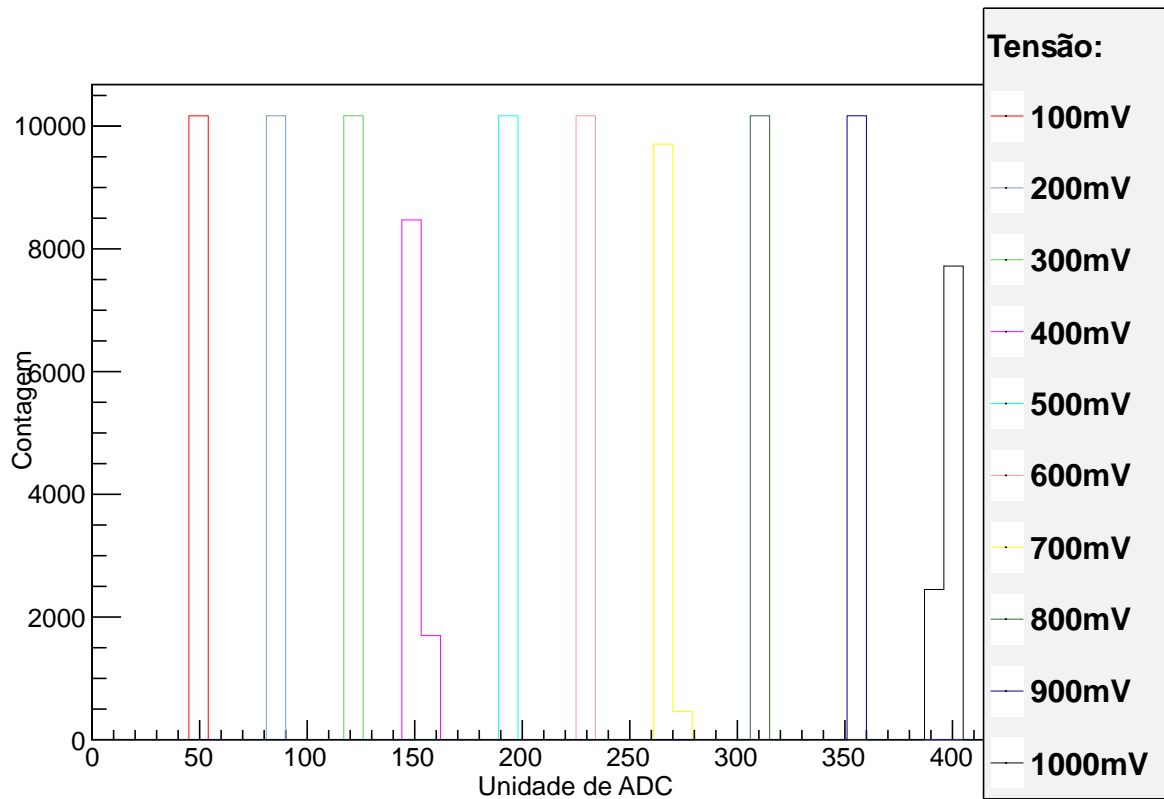


Figura 6.9: Histograma do conversor analógico-digital para as tensões positivas geradas.

Com os valores médios de saída em ADC correspondente à tensão aplicada com o gerador conseguimos calibrar o NDAQ. Essa calibração foi realizada com o ajuste de uma reta nos dados do gráfico, assim conseguimos obter o coeficientes angular e linear. Os valores desses coeficientes são necessários para serem colocados no software do NDAQ e a partir daí os valores de saída desse módulo serão em *mV*. O gráfico de calibração do NDAQ pode ser visualizado abaixo (figura 6.10).

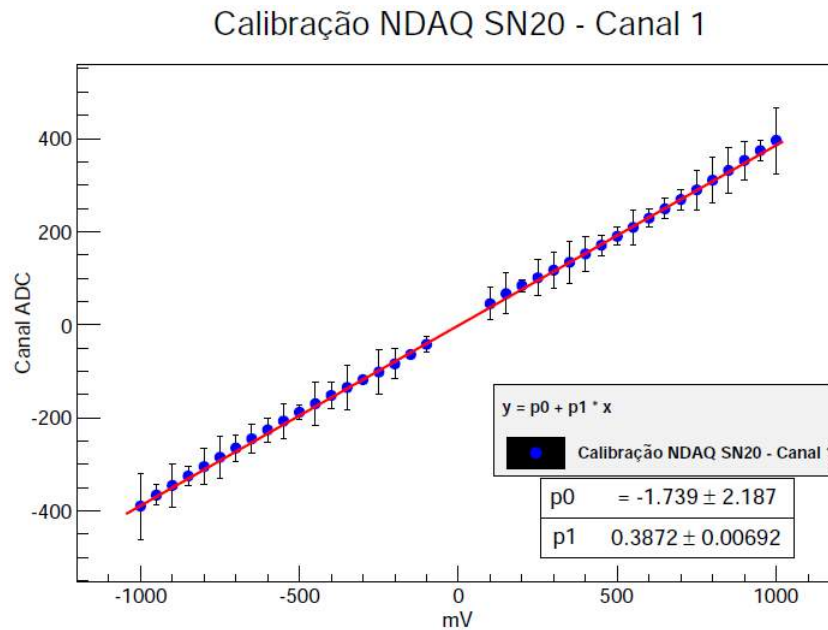


Figura 6.10: Calibração do NDAQ.

Com essa calibração temos a saída de dados do NDAQ em *mV*, o que facilitará a análise de dados futuramente.

### 6.3 Calibração do Amplificador

Para amplificar e integrar o sinal da PMT utilizada e assim conseguir obter a resposta em carga ao invés da amplitude do sinal utilizamos um preamplificador integrador. Esse preamplificador que produz uma tensão de saída proporcional à carga total do pulso foi montado no CBPF pelo mestre Aridio Shiappacassa e o esquema operacional pode ser visualizado abaixo (6.11).

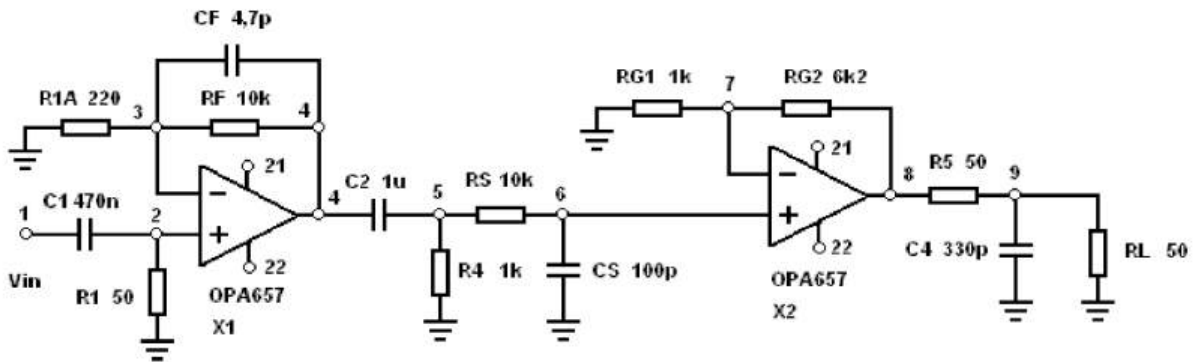


Figura 6.11: Esquema operacional do pré amplificador utilizado.

Na calibração do amplificador usamos o gerador de funções Agilent 33250A onde o sinal de saída do gerador foi acoplado à entrada do amplificador. Geramos 10 sinais diferentes, começando com uma amplitude de  $10\text{mV}$  e fomos aumentando a tensão à passos de  $10\text{mV}$  até  $100\text{mV}$  cada. Para cada tensão realizamos uma aquisição com 10168 amostras, e a partir dessas amostras conseguimos saber a tensão de saída do amplificador. O erro nessa medida está relacionado com o erro calculado no programa para plotar as tensões de saída somado com o erro do gerador de sinal utilizado, o qual de acordo com seu manual era de 2%. O esquema experimental dessa medida pode ser visualizado na figura abaixo (6.12).



Figura 6.12: Esquema experimental para calibração do amplificador.

Na figura 6.13 podemos ver a reta do ajuste realizado para calibração do amplificador.

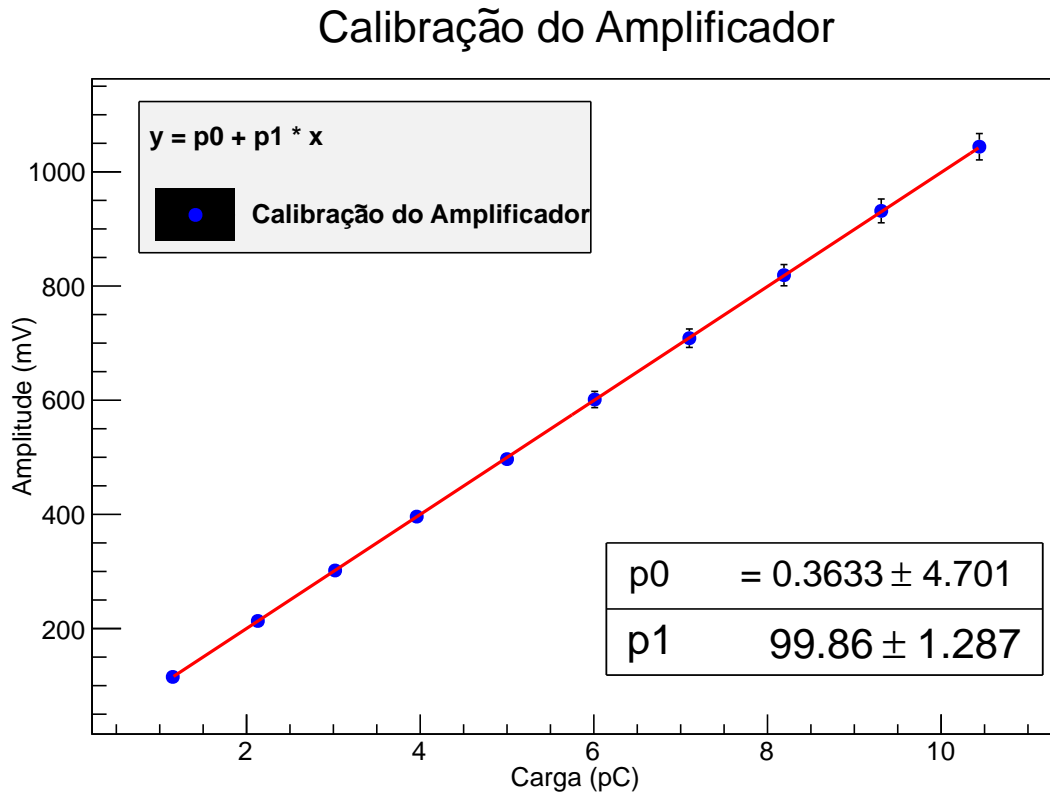


Figura 6.13: Ajuste linear para calibração do amplificador.

## 6.4 Detector de Nêutrons

Como vimos anteriormente, a interação do neutrino se dá pelo decaimento beta inverso, e a marca característica desse processo é uma coincidência retardada entre o pósitron e o nêutron resultantes da interação. O pósitron dará um sinal "prompt" e o nêutron depois de termalizado na água será absorvido pelo gadolínio que ao se desexcitar emitirá gamas com energia total de  $\sim 8$  MeV.



Um detector de nêutrons está sendo montado no CBPF para permitir um estudo preliminar das características do sinal produzido quando um nêutron é capturado pelo gadolínio. Este estudo é importante pois devemos conhecer bem a assinatura desta partícula que além de fazer parte do sinal emitido pelo antineutrino quando interage com a água dopada com gadolínio, também é uma das fontes de background local que pode atrapalhar as medidas de fluxo de antineutrinos.

Para este estudo está sendo utilizada uma fonte radioativa de Californio-252 com atividade de 30 MBq recentemente cedida ao CBPF pelo Centro de Desenvolvimento de Tecnologia Nuclear - CDTN.

O detector é um tanque de água com capacidade para aproximadamente 260 L, que nesta parte inicial de testes foi revestido com Tyvek, material plástico difusor de luz, e cujo interior foi preenchido com água filtrada. O detector possui uma tampa na qual está montada uma fotomultiplicadora Hamamatsu R5912WP. Esta fotomultiplicadora é do mesmo modelo das que serão utilizadas no detector central de antineutrinos que será instalado na Usina de Angra. Abaixo podemos ver algumas imagens desse detector (6.14, 6.15, 6.16).



Figura 6.14: Tanque revestido com tyvek e cheio de água.



Figura 6.15: PMT que será utilizada no tanque de nêutrons.



Figura 6.16: O tanque fechado e posteriormente com a vedação contra luz.

### 6.4.1 Radiação Cherenkov

Quando uma partícula carregada atravessa um meio com índice de refração  $n$  com uma velocidade  $v$  acima da velocidade da luz  $c/n$  naquele meio, emite uma radiação eletromagnética característica que pode estar na faixa do visível que é chamada de radiação Cherenkov.

A radiação Cherenkov é emitida porque as partículas carregadas polarizam os átomos ao longo de sua trajetória fazendo com que se formem dipolos elétricos.

A variação do campo de dipolo é o que faz com que a radiação eletromagnética seja emitida. Enquanto as partículas possuem  $v < c/n$ , os dipolos ficam simetricamente arranajados ao longo da trajetória da partícula o que faz com que o campo dos dipolos integrado sobre todos os dipolos se cancelem e assim não há radiação. Porém, se a partícula carregada se move com  $v > c/n$ , a simetria descrita acima é quebrada o que resulta em um momento de dipolo não nulo, o que causa radiação.

A perda de energia devido à radiação Cherenkov é pequena comparada com a perda devido à ionização. Para gases com  $Z \geq 7$  a energia perdida devido à liberação dessa radiação é menor que 1% do valor perdido durante a ionização. Para gases leves, por exemplo  $He$  e  $H$  essa fração sobe para aproximadamente 5% [4].

### 6.4.2 Fotomultiplicadora

A luz gerada através da radiação Cherenkov é convertida em um pulso elétrico através das fotomultiplicadoras, comumente chamadas de PMT's (*photomultipliers*).

A PMT é constituída basicamente de um fotocatodo, dinodos para o processo de multiplicação alimentados por uma fonte de alta tensão e um ânodo, lugar onde se coleta os elétrons como podemos ver na figura 6.17.

Uma fotomultiplicadora funciona através do efeito fotoelétrico. Quando um fóton que foi produzido devido a radiação Cherenkov incide sobre o cátodo pode haver a liberação de um

fotoelétron. Os elétrons que foram gerados no fotocatodo são acelerados através de um campo elétrico para o primeiro dinodo, onde acontece um choque ocasionando a liberação de mais elétrons, esse processo se repete por todos os dinodos até o anodo quando o número de elétrons é muito maior que o inicial. Assim de acordo com cada PMT existe um fator de ganho, que é proporcional ao número de elétrons que chegam ao anodo para cada fotoelétron emitido pelo fotocatodo.

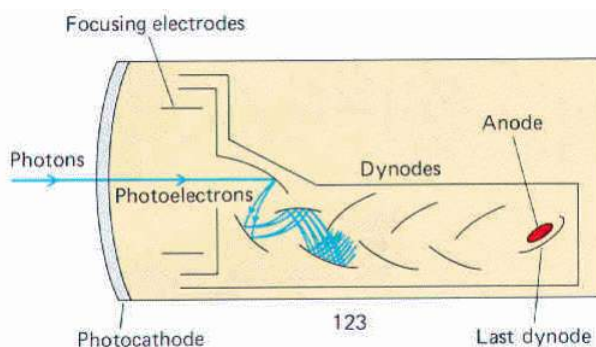


Figura 6.17: Esquema de funcionamento de uma fotomultiplicadora.

A fotomultiplicadora que será usada no experimento de Angra dos Reis é a Hamamatsu R5912WP. Para essa PMT a probabilidade de liberar um fotoelétron quando um fóton incide sobre o fotocátodo (eficiência quântica) é de aproximadamente 15% para fótons entre  $300\text{nm}$  e  $550\text{nm}$ . O ganho característico dessas PMTs é da ordem de  $10^7$ .

### 6.4.3 Teste de Fuga de Luz

Primeiramente realizamos um teste de fuga de luz para saber se a vedação óptica do sistema foi bem realizada. Para este teste o sinal da PMT foi conectado ao sistema de aquisição de dados MPD, não foi utilizado amplificador e os dados adquiridos da PMT foram analisados usando o ROOT.

Foram realizados 15 minutos de aquisição de dados, uma contagem era realizada a cada 10 segundos e um histograma foi montado para ver se a taxa de contagens aumentava quando a

luz do laboratório era acesa.

Podemos verificar na figura 6.18 o gráfico de quando realizamos a contagem com a luz apagada; na figura 6.19 o gráfico da contagem quando acendemos a luz do laboratório e na figura 6.20 a superposição dos dois gráficos para verificação final que o detector de nêutrons possui uma boa vedação óptica e que podemos avançar com o experimento.

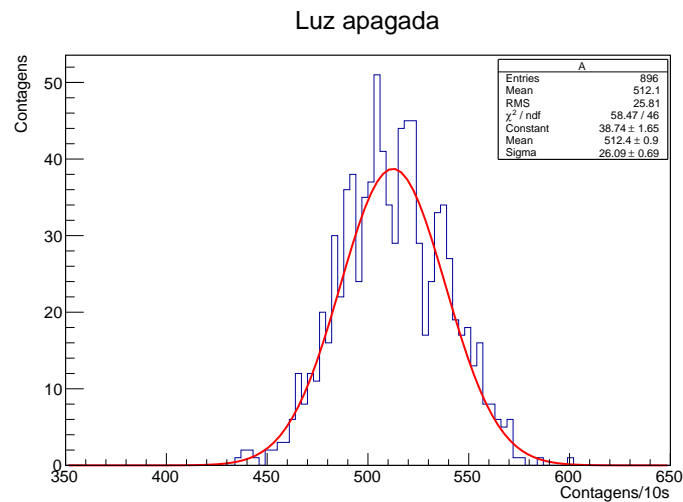


Figura 6.18: Média da taxa de contagens com a luz apagada.

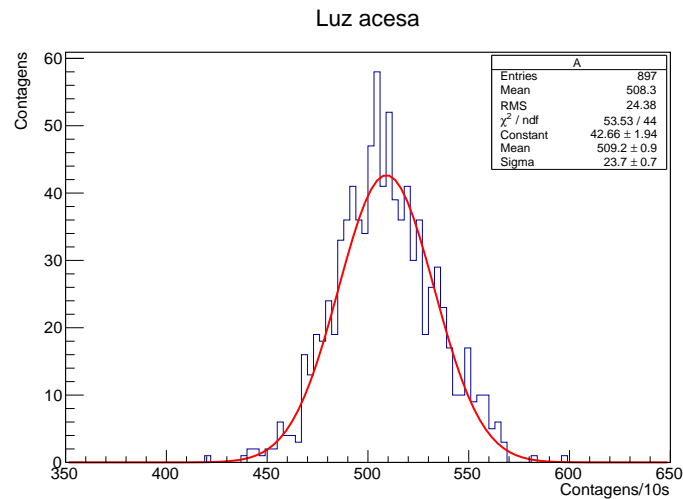


Figura 6.19: Média da taxa de contagens com a luz acesa.

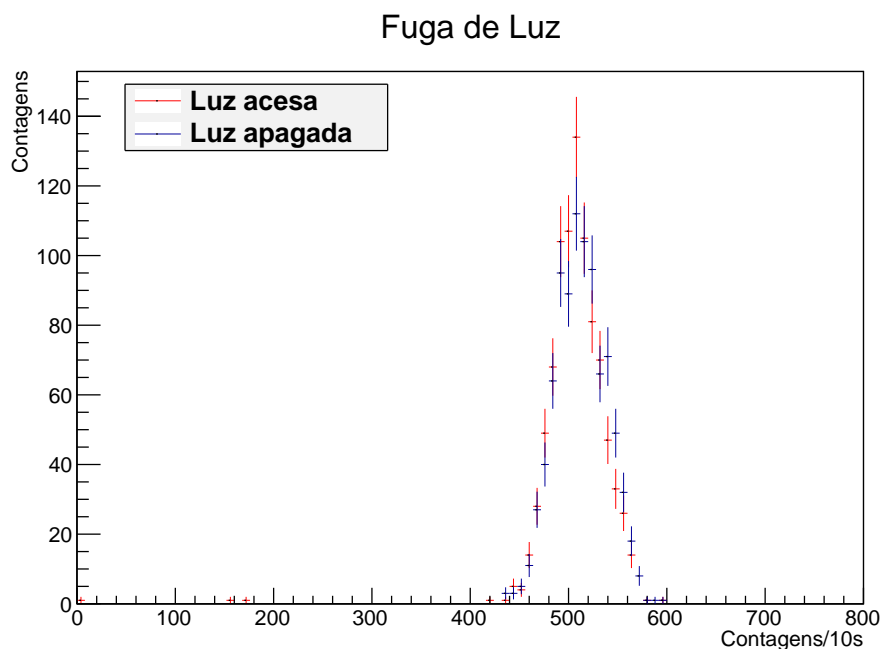


Figura 6.20: Taxa de contagem com a luz apagada e acesa.

Como as contagens realizadas pela PMT com a luz acesa e apagada não foram diferentes, verificamos que a vedação óptica do detector de nêutrons foi bem realizada e podemos continuar com os testes de caracterização do mesmo.

#### 6.4.4 Amplitude do Sinal

Para verificar a amplitude do sinal fornecido pela PMT pegamos sua saída de dados e conectamos ao SPRO que possui um software de aquisição de dados em C++ na plataforma ROOT. Novamente não usamos um amplificador de sinal e o trigger foi interno, 30mV.

Abaixo (6.21) podemos visualizar a amplitude do sinal com a luz acesa e apagada.

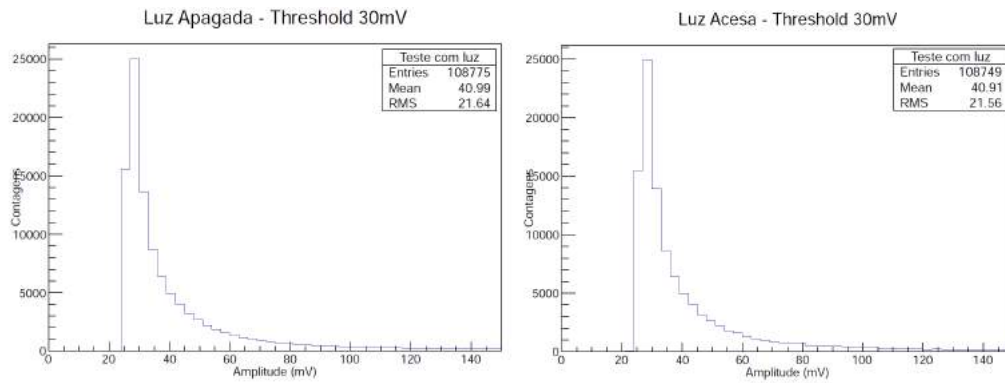


Figura 6.21: Amplitude do sinal com a luz apagada e acesa, respectivamente.

Variamos o threshold em 4 valores diferentes, 10, 20, 30 e 40mV para tentarmos visualizar o ruído, o gráfico pode ser observado abaixo (6.22).

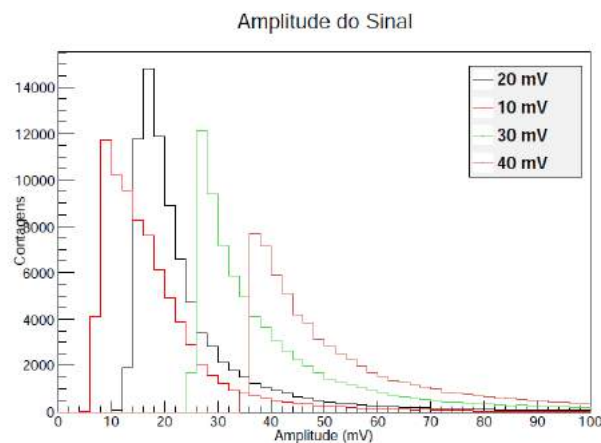


Figura 6.22: Amplitude do sinal com diferentes valores de threshold.

### 6.4.5 Busca pelo vale ruído/sinal

Nessa parte da caracterização do detector de nêutrons fizemos diversas medidas com diferentes valores de threshold para encontrar em qual valor o vale ruído/sinal fica mais visível e assim em futuras medidas conseguirmos separar nosso sinal do ruído intrínseco e local do detector. As medidas foram realizadas com threshold em 2, 5 e 10mV e podemos visualizar os gráficos nas figuras 6.23, 6.24 e 6.25.

Amplitude - Threshold 2 mV

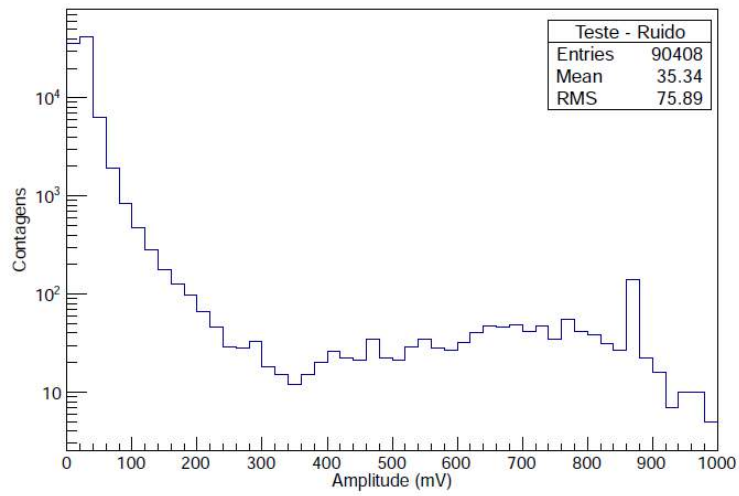


Figura 6.23: Amplitude do sinal com threshold em 2mV.

Amplitude - Threshold 5 mV

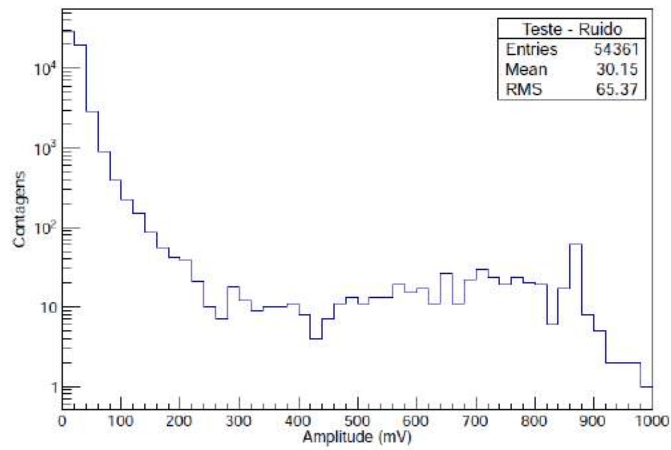


Figura 6.24: Amplitude do sinal com threshold em 5mV.



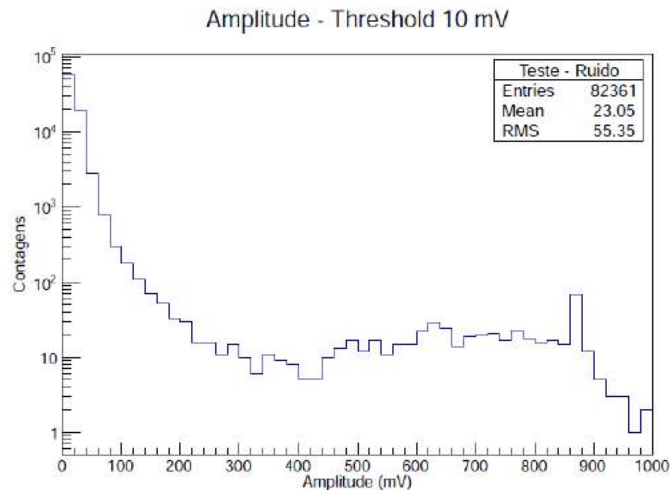


Figura 6.25: Amplitude do sinal com threshold em 10mV.

Com isso verificamos que sem o uso de um amplificador poderíamos cortar o sinal acima de  $10\text{ mV}$ , pois como podemos perceber no gráfico 6.25, quando o *trigger* está em  $10\text{ mV}$  ainda podemos ver um pedestal no canto esquerdo atribuído ao ruído.

#### 6.4.6 Pico da distribuição de Múons

Sabemos que as partículas mais abundantes ao nível do mar são os múons, e no tanque do detector de nêutrons podemos ver a interação dessas partículas através da radiação Cherenkov.

Nessa parte do experimento procuramos identificar o pico característico dessas partículas no detector, assim poderemos excluir esse pico de análises futuras quando iremos procurar o pico do nêutron absorvido pelo gadolínio.

Para realização dessa medida acoplamos a saída da PMT diretamente ao NDAQ, realizando uma aquisição de 40 minutos. Utilizamos diferentes valores de threshold mantendo sempre o mesmo tempo de contagem para cada medida.

Na figura 1.26 podemos visualizar bem o pico dessas partículas que está centrado em aproximadamente  $800\text{ mV}$ . É importante notar que esse pico não se desloca com a mudança do valor do threshold, o que fornece uma forte indicação de que estamos vendo múons atravessando

o detector.

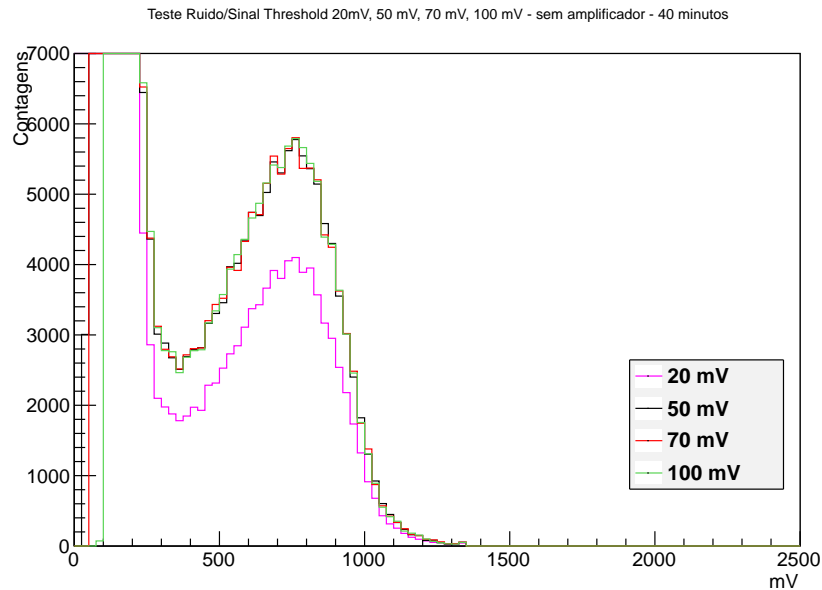


Figura 6.26: Distribuições de Múons dentro do detector de Nêutrons.

Para confirmar se o que visualizamos acima é realmente o pico de múons passando pelo detector de nêutrons realizamos mais uma experiência. Primeiramente adquirimos o sinal da PMT como indicado no esquema experimental mostrado na figura 1.27.



Figura 6.27: Esquema experimental de aquisição de dados do detector de nêutrons sem coincidência com os detectores cintiladores.

Esse esquema experimental foi montado para visualizar o sinal das partículas que produzissem alguma interação com o tanque de água. Foi necessário usar um atenuador de 14 dB porque os pulsos da PMT muitas vezes ultrapassavam a faixa dinâmica do NDAQ. O valor do *threshold* nessa medida foi de 100 mV, escolhido de acordo com o que mostrava o osciloscópio no momento da medida. O tempo de aquisição foi de 2 horas para que uma quantidade satisfatória de dados fosse recolhida.

Podemos ver o resultado dessa medida na figura 6.28. O gráfico mostra o pico de múons entre 600 e 800 mV, compatível com o gráfico mostrado na figura 1.26. O pico no final do gráfico mostra a saturação na faixa dinâmica do NDAQ, ou seja, o sinal de algumas partículas foi maior do que o sinal que o NDAQ pode armazenar na sua memória.

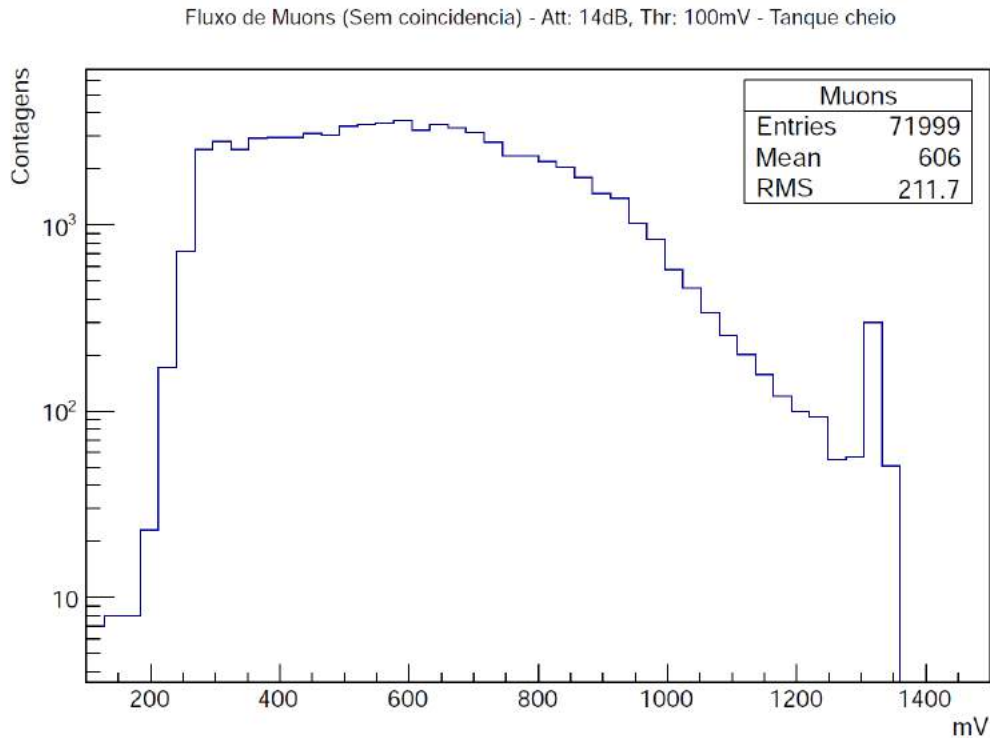


Figura 6.28: Pico de múons no detector de nêutrons.

Porém, para realmente confirmar se o pico mostrado nos gráficos anteriores correspondia aos múons vindo de raios cósmicos realizamos um outro teste. Com duas placas cintiladoras, uma em cima e outra na parte de baixo do detector de nêutrons realizamos uma coincidência e só adquirimos o sinal do detector central quando houvesse um sinal nas PMT's das placas cintiladoras. O esquema experimental pode ser visualizado na figura 6.29.

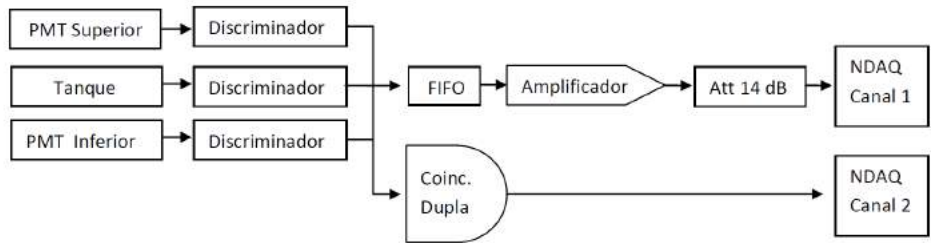


Figura 6.29: Esquema experimental com a coincidência das placas cintiladoras para obter o fluxo de múons.

Para obter esse resultado o *threshold* colocado foi de  $400\text{ mV}$ , esse *threshold* era disparado pelo canal 2, o gráfico mostrado na figura 6.30 é apenas do canal 1, canal que estava ligada a PMT do tanque do detector de nêutrons. O tempo de aquisição para essa medida foi de 12 horas, devido à baixa taxa de eventos, já que a placa cintiladora colocada debaixo do tanque tinha uma área muito pequena (por razões de espaço disponível) e estava a uma distância de mais de 1 metro da outra.

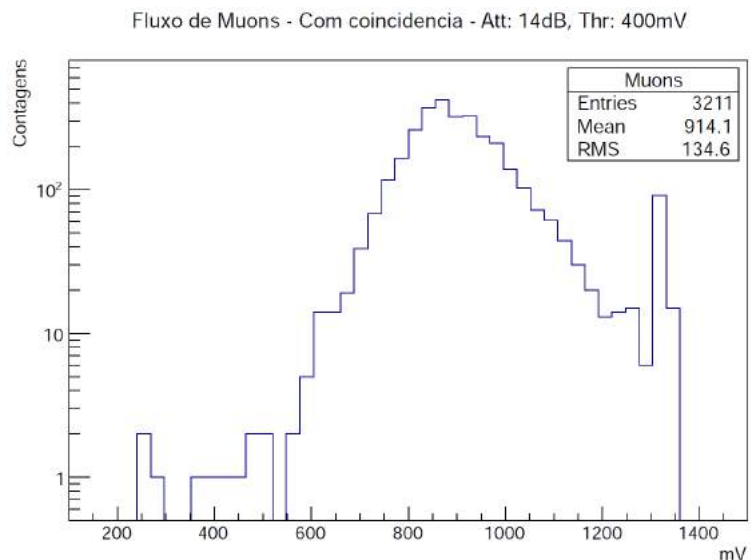


Figura 6.30: Fluxo de múons no detector de nêutrons, medida realizada com a coincidência de placas cintiladoras para evitar interferência de outras partículas.

Com o gráfico da figura 6.30 conseguimos identificar e ver que os gráficos anteriores

estavam corretos e também mostravam o pico de múons que atravessava o tanque do detector de nêutrons. Realizar essa medida com a coincidência das placas cintiladoras foi importante para vetar contribuições de outras fontes de ruído como gamas oriundos de radioatividade natural. Os "buracos" visualizados no gráfico 6.30 são atribuídos a baixa estatística, e o pico em aproximadamente  $1400\text{mV}$  é devido à saturação da faixa dinâmica do NDAQ, como foi observado anteriormente.

Essa parte inicial foi realizada para caracterizar e verificar a resposta do detector de nêutrons, assim posteriormente poderemos trabalhar com esse detector e a fonte de Califórnio-252 que chegou ao CBPF em setembro de 2012.

## 6.5 Detector de Múons

Como já foi dito anteriormente, o projeto Neutrinos Angra está construindo um detector de antineutrinos que será instalado ao lado do reator nuclear de Angra dos Reis. Como o detector será instalado na superfície a análise e veto de background é um fator muito importante para o sucesso do projeto. Podemos citar múons, nêutrons cósmicos e nêutrons provenientes de espalação como os principais backgrounds, por isso devemos medir o fluxo dessas partículas no local onde o detector será instalado.

O esquema experimental descrito abaixo está em fase de teste e posteriormente será levado para o complexo de Angra, assim conseguiremos saber os valores exatos no local onde ocorrerá a medida do fluxo de antineutrinos. Com esses valores a montagem e funcionamento do veto ficarão mais precisos.

O detector de múons utilizado é um cintilador plástico comprado na Saint Goubain cujo código é BC400, na janela deste detector acoplamos uma fotomultiplicadora Hamamatsu XP2020 com uma ganho de  $2 \cdot 10^7$ , podemos ver o detector na figura 6.31.

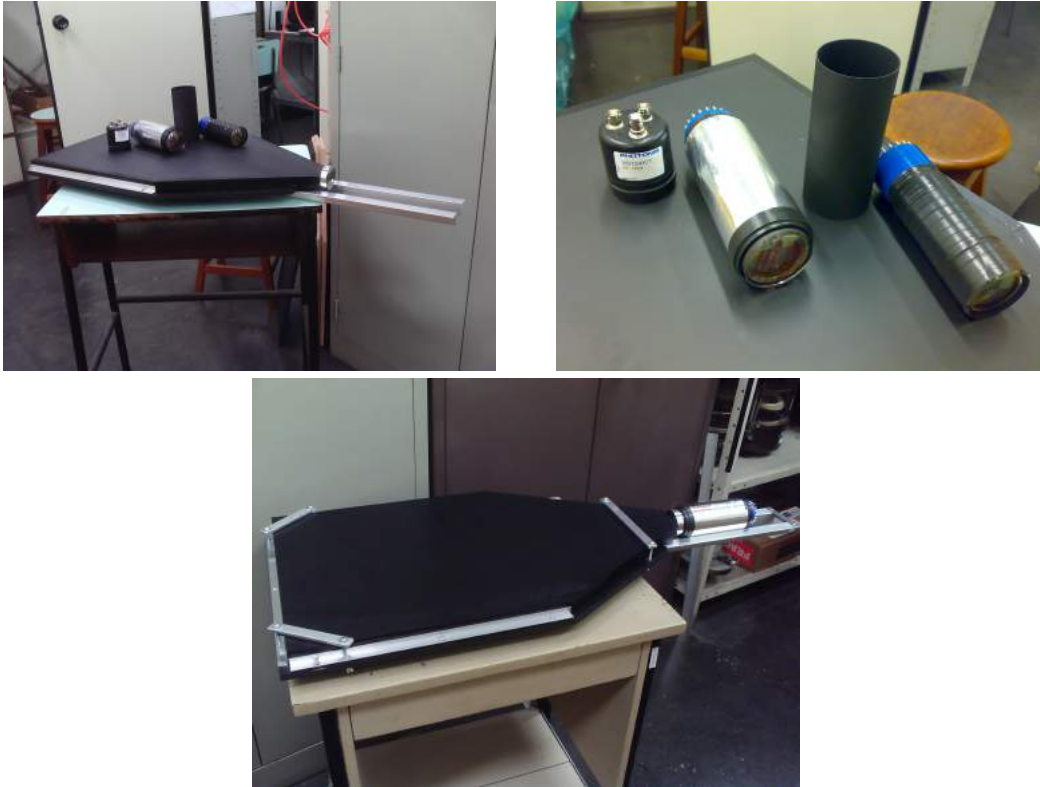


Figura 6.31: Montagem do detector

Acoplamos a PMT ao cintilador com fita isolante, sem uso de goma óptica. A partir desse momento começamos a realizar os testes de fuga de luz, necessários para verificar se não havia entrada de luz na PMT o que faria com que as contagens observadas fossem muito mais altas do que as que deveriam realmente acontecer que estão ligadas com eventos físicos. Realizamos 15 minutos de contagens com a luz apagada e posteriormente 15 minutos de contagens com a luz acesa. Não houve aumento nas contagens e a partir desse teste continuamos com a experiência para calcular o fluxo de múons.

Realizamos também o teste para encontrar o platô de funcionamento das PMTs utilizadas, PMT 25382 e 25981. Para encontrar a melhor tensão de funcionamento das PMTs ligamos cada uma em uma fonte de alimentação e em seguida colocamos o cabo de sinal de dados no anodo da PMT que é ligada ao contador . Ajustamos o tensão fornecida pelo módulo de alimentação

com um valor inicial igual à 1200V e fomos subindo de 50 em 50V, até um valor máximo de 2000V. Para cada voltagem realizamos 2 minutos de contagens para obter a média final de contagens na tensão aplicada à PMT. Realizamos essa medida com três valores diferentes de threshold: 30mV, 50mV, e 70mV.

Na figura 6.28 podemos observar o gráfico com as medidas que foram descritas acima. Para as PMT usadas encontramos o platô na ordem de 1750V. No gráfico 1.28 as estrelas correspondem à discriminação de 70mV, círculos a 85mV e quadrados a 100mV.

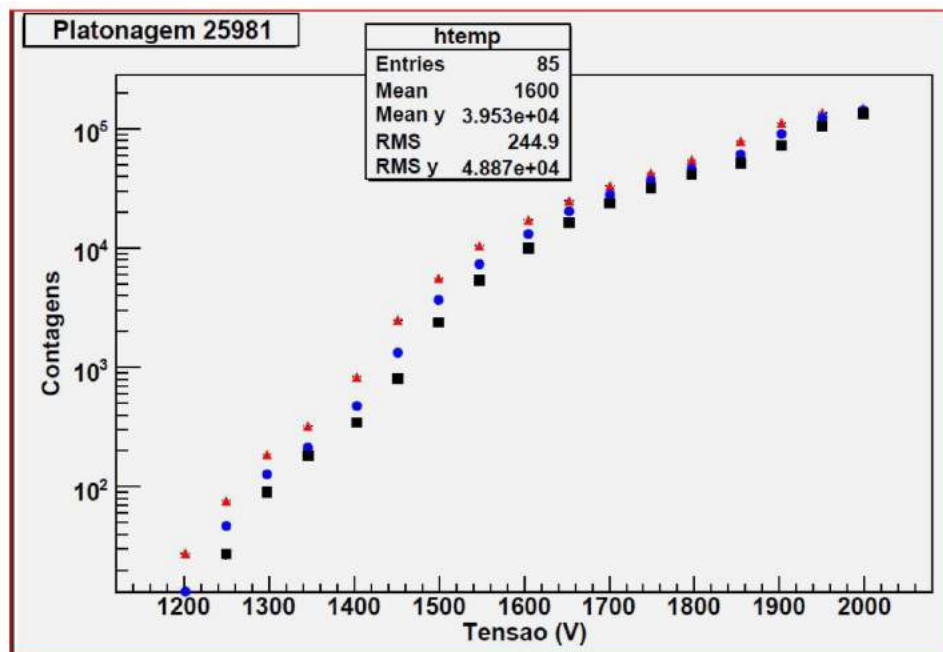


Figura 6.32: Platonagem da PMT 25382.

Após a caracterização das PMTs acopladas aos cintiladores começamos a experiência para obter o valor do fluxo de múons no laboratório localizado no CBPF. Para isso colocamos as duas placas cintiladoras afastadas por diferentes distâncias, utilizamos um osciloscópio para verificar o sinal dos cintiladores antes da aquisição de dados e uma eletrônica modular padrão NIM [5].

Para realizar o esquema experimental para aquisição das coincidências duplas, que podemos visualizar na figura 6.33, pegamos a saída das PMT's dos cintiladores e levamos ao Discriminador

LeCroy Model 623B, módulo que emite um pulso lógico quando o sinal de entrada excede  $-30mV$  com  $100ns$  de largura. Depois realizamos a coincidência dupla com um módulo de Coincidência LeCroy Model 365AL onde o NDAQ adquiria posteriormente os dados dessa coincidência e as contagens individuais de cada PMT.

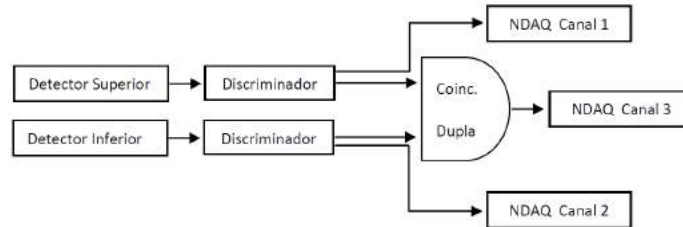


Figura 6.33: Esquema experimental para aquisição das coincidência dupla no detector cintilador.

Os detectores cintiladores são idênticos com dimensões  $X = 0,4m$ ,  $Y = 0,4m$  e variamos 4 vezes o valor para  $Z$ . Outro fator importante na medida do fluxo de múons é a abertura, ou seja, é a fração que o detector consegue enxergar em todas as direções possíveis. A abertura depende do arranjo geométrico dos detectores, ou seja, do ângulo sólido aplicado ao arranjo experimental. Consideramos a distribuição angular zenital dos múons  $\cos^n\theta$ ,  $n = 2$  [6] e a distribuição azimutal uniforme, assim podemos escrever a equação para abertura como:

$$A_b = \int_{\Omega} \cos^2\theta d\omega \int_{S_1} d\sigma_1 \cdot \hat{r} \quad (6.1)$$

onde  $\Omega$  é o ângulo sólido e  $S_1$  é a superfície do detector 1. Através da figura 6.34 podemos obter os valores necessários para resolver a equação 6.1:

$$d\sigma_1 \cdot \hat{r} = \cos\theta dx dy \quad (6.2)$$



$$\cos\theta = \frac{Z}{\sqrt{Z^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2}} \quad (6.3)$$

Podemos escrever o ângulo sólido sobre o detector 2 como:

$$d\omega = \frac{d\sigma_2 \cdot \hat{r}}{r^2} = \frac{(\cos\theta dx' dy')}{r^2} \quad (6.4)$$

$$\cos\theta = \frac{Z}{r} \quad (6.5)$$

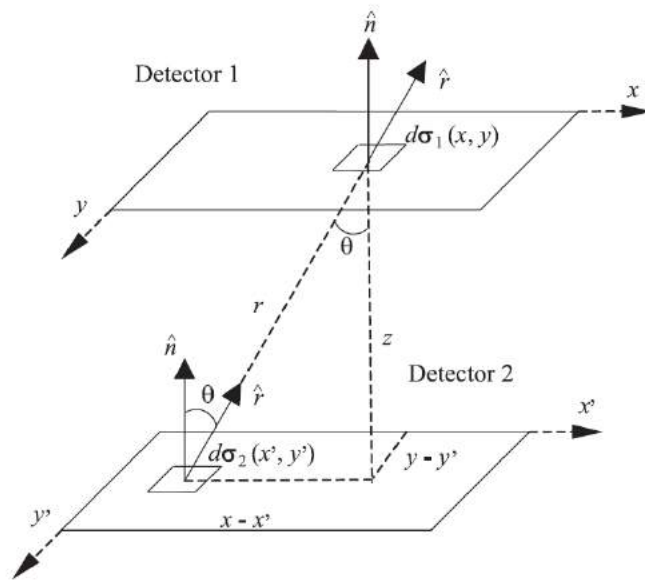


Figura 6.34: Arranjo dos detectores montados para medir o fluxo de múons.

Substituindo os valores encontrados acima na equação 6.1 ficamos com:

$$A_b = \frac{1}{Z^2} \int_0^X \int_0^X \int_0^Y \int_0^Y \cos^6 dx dx' dy dy' \quad (6.6)$$

No artigo escrito por Piazzoli [7] a solução analítica para a equação 6.6 é encontrada. Para dois detectores idênticos separados por uma distância Z, temos:

$$A_b = \frac{1}{2} \left\{ \left( R_y^2 + Y^2 \right) \frac{X}{R_y} \arctg \left( \frac{X}{R_y} \right) + \left( R_x^2 + X^2 \right) \frac{Y}{R_x} \arctg \left( \frac{Y}{R_x} \right) - Z \left[ \arctg \left( \frac{X}{Z} \right) + Y \arctg \left( \frac{Y}{Z} \right) \right] \right\} \quad (6.7)$$

Para o cálculo do fluxo de múons utilizamos a seguinte equação:

$$I_0 = \frac{N}{\Delta t A_b} \quad (6.8)$$

onde N é o número de contagens de múons,  $\Delta t$  o tempo de coleta de dados e  $A_b$  a abertura equivalente para cada altura. Podemos ver os valores encontrados na tabela 6.3.

$Z(m)$	$A_b(m \cdot sr)$	Frequência(Hz)
$0,220 \pm 0,001$	$0,1689 \pm 0,0001$	$11,8 \pm 0,2$
$0,650 \pm 0,001$	$0,0623 \pm 0,0001$	$4,55 \pm 0,1$
$0,860 \pm 0,001$	$0,0410 \pm 0,0001$	$3,20 \pm 0,1$
$1,560 \pm 0,001$	$0,0146 \pm 0,0001$	$1,16 \pm 0,01$

Tabela 6.2: Resultado das medidas realizadas com os detectores cintiladores para o fluxo de múons.

Antes de encontrar o resultado final para o fluxo de múons devemos levar em consideração a eficiência dos detectores utilizados. Para o cálculo da eficiência montamos o seguinte esquema experimental:

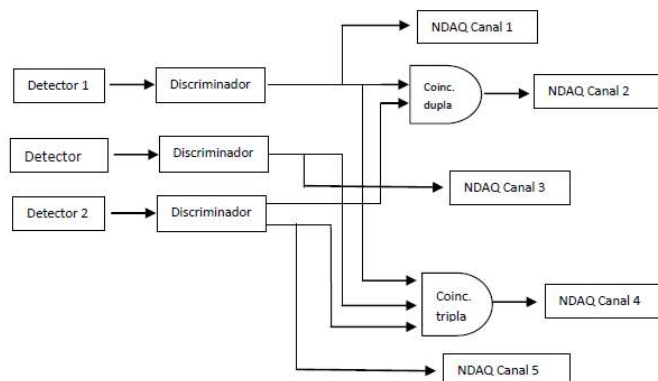


Figura 6.35: Esquema experimental para o cálculo da eficiência dos detectores.

Colocamos três detectores alinhados verticalmente com uma distância de  $0,010\text{m}$  entre eles (fig. 3.36), primeiramente colocamos uma voltagem de  $1100\text{V}$  nos detectores 1 e 2 (detectores menores, como mostra a figura 6.36) que são as tensões para o melhor funcionamento das fotomultiplicadoras que estão acopladas à eles.

Para encontrar a eficiência dos detectores devemos fazer:

$$\varepsilon_T = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \quad (6.9)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{C_T}{C_D} \quad (6.10)$$

Ou seja, devemos dividir o número de coincidências triplas pelo número de coincidências duplas de cada detector e depois multiplicar o resultado de cada detector para encontrar a eficiência total do sistema de detectores montados.

Colocamos primeiramente  $1200\text{V}$  na fotomultiplicadora do detector central e colocamos o sistema para começar a contagem, com esta tensão os contadores 2 e 3 contavam números de partículas diferentes, o que era esperado, pois esta tensão está muito abaixo da tensão de funcionamento da fotomultiplicadora deste detector. Aumentamos a tensão de  $50$  em  $50\text{V}$ , até que a partir de  $1350\text{V}$  os contadores começaram a contar o mesmo número de partículas que passavam na coincidência dupla e tripla. Realizamos esse teste com os dois detectores usados para medir o fluxo de múons e os resultados foram iguais.

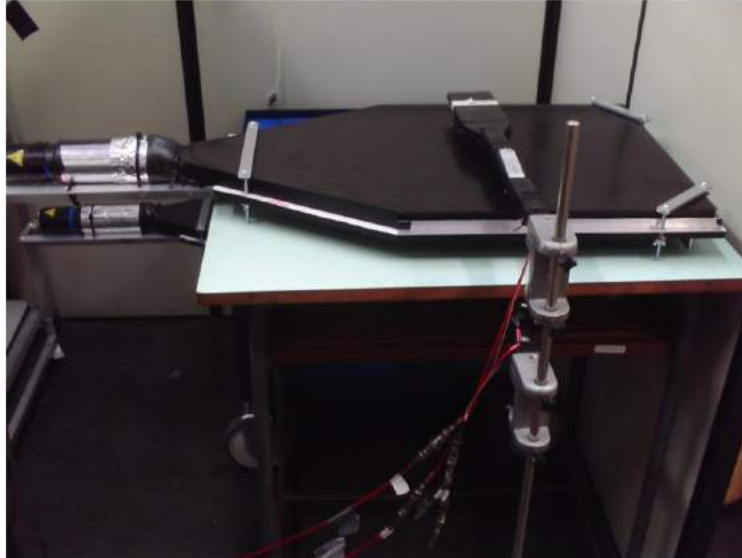


Figura 6.36: Detectores durante o teste de eficiência.

Isto mostra que o detector montado tem aproximadamente 100% de eficiência, o que era esperado, pois o detector por ser um cintilador possui geralmente uma eficiência muito alta e as fotomultiplicadoras são equipamentos novos e a vedação de luz foi bem realizada o que significa que fotomultiplicadora não sofre interferência externa.

Porém para confirmar esse resultado, ao final da medida do fluxo de múons montamos novamente o mesmo esquema experimental descrito acima e realizamos a aquisição de contagens duplas e triplas com as PMT's na tensão de funcionamento adequada. As contagens duplas e triplas foram iguais, indicando mais uma vez que os detectores possuem 100% de eficiência.

No gráfico mostrado na figura 6.37 podemos visualizar a dependência da distância com o número de coincidências duplas adquiridas pela eletrônica, ou seja, múons atravessando o detector. Esse comportamento acontece por causa da dependência da abertura no cálculo do fluxo de múons. Conforme os detectores vão sendo afastados a abertura entre eles diminui, o que faz com que o número de coincidências diminuam. Essa técnica é utilizada também para cálculo do fluxo vertical de múons, onde afastamos os detectores o máximo possível, assim estamos limitando a aquisição de múons verticais [8].

O erro nessa medida é devido ao erro associado a abertura e calculado através da propagação de erros onde as variáveis são não correlacionadas e devido ao erro associado as contagens.

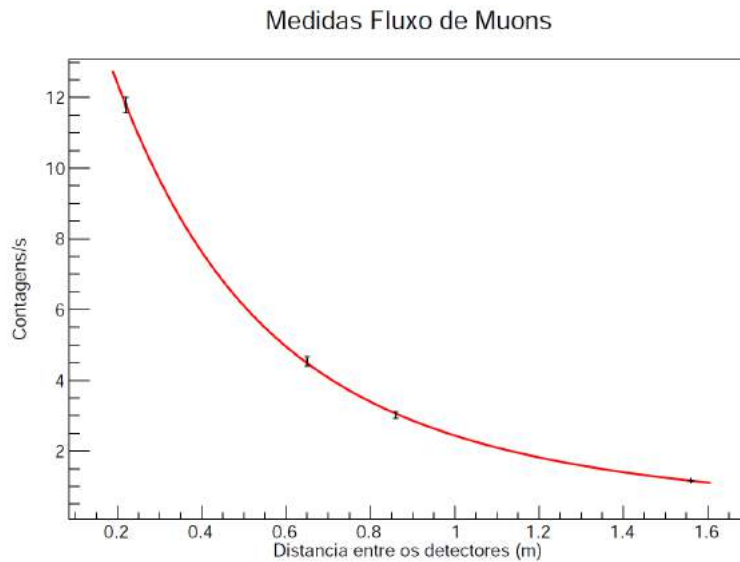


Figura 6.37: Dependência da frequência de contagens com a distância entre os detectores.

Então após realizar os cálculos mostrados acima, encontramos para o fluxo de múons:

$$I_0 = 75 \pm 4 \text{ múons} / (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}) \quad (6.11)$$

O resultado experimental encontrado está de acordo com o Particle Data Group, onde o valor para o fluxo de múons vertical ao nível do mar é  $70 \text{ múons} / (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  [9].

O próximo passo é realizar a mesma experiência dentro do contêiner em Angra dos Reis, para verificar se esse valor irá sofrer alguma mudança.

# Referências Bibliográficas

- [1] SCHIAPPACASSA, A.; BARBOSA, A. F.; LIMA JR, H. P *Adaptação usb para módulo de aquisição de dados. Notas Técnicas do CBPF, n n. CBPF-NT-004/11*, 2011.
- [2] GAMA, R.G.; *Desenvolvimento de instrumentação baseada em lógica programável para aquisição de dados no Projeto Neutrinos Angra*
- [3] <http://root.cern.ch/>
- [4] Claus Grupen e Boris Shwartz, *Particle Detector*, 2º edição, Cambridge, 2008
- [5] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach* (Springer-Verlag, Berlin, 1994) second rev. ed
- [6] O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation* (University of Kiel, Germany, 1975)
- [7] B. D’Ettorre Piazzoli et al. *Nucl. Instr. and Meth.* 135, 223
- [8] Kemp et al., *Demonstração experimental da dilatação do tempo e da contração do espaço dos múons da radiação cósmica*, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 2007
- [9] Particle Data Group, Volume 37, 2010

# Capítulo 7

## Conclusão

Nessa dissertação realizamos um estudo de diversos tipos de background que podem vir a atrapalhar a detecção de antineutrinos no experimento Neutrinos-Angra que será instalado no Complexo Nuclear de Angra dos Reis, ao lado do reator de Angra II.

Através do valor da seção de choque dos antineutrinos, número de fissões e a potência térmica no reator calculamos que o local ideal para instalação do detector seria de  $25m$  de distância ao centro do reator, isso proporcionaria 5273 interações de antineutrinos por dia. Porém, de acordo com informações obtidas com a Eletronuclear, o centro do contêiner onde será instalado o detector está a aproximadamente  $30m$  do centro do reator, o que nos dá uma estimativa de cerca de 3661 interações de antineutrinos por dia.

Estudamos também o ruído eletrônico das PMT's Hamamatsu R5912, para verificar a taxa de corrente de escuro emitida por cada uma dessas PMTs e tentar evitar que esses sinais fossem falsamente adquiridos como um sinal de antineutrino atravessando o alvo do detector. Verificamos que cada PMT emite até  $10KHz$  de taxa de corrente de escuro mas que através da técnica de coincidência entre várias PMTs podemos reduzir a níveis aceitáveis este tipo de ruído. Como esses eventos não são correlacionados, iremos exigir para a aquisição de dados relacionados à interação de antineutrinos que os eventos sejam detectados por ao menos 5

PMT's em uma janela temporal de 100 ns.

Montamos e caracterizamos também dois detectores compostos por placas de cintilador plástico acoplados com uma PMT Hamamatsu XP2020. A caracterização consistiu em testes de vedação óptica, determinação da melhor tensão de funcionamento para a PMT e estimar a eficiência de cada detector.

Após todas as caracterizações montamos um arranjo experimental para medir o fluxo de múons na região do Rio de Janeiro e encontramos como resultado  $75 \pm 4 \text{ múons} / (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$ . O valor é compatível com o apresentado no Particle Data Group que é de  $70 \text{ múons} / (\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr})$  ao nível do mar. Este arranjo deverá ser levado a Angra para fazer a medida dentro do contêiner para verificar se o fluxo de múons sofre alguma alteração local devido a blindagem adicional proporcionada pelas montanhas próximas e pela cúpula de aço e concreto que abriga o reator. Esse estudo é importante pois haverá a implementação de um veto com cintiladores plásticos no contêiner em Angra dos Reis, e será necessário vetar ao menos 98% dos múons advindos da radiação cósmica para conseguirmos extrair do background o sinal dos eventos de antineutrinos.

Realizamos também a montagem de um detector de nêutrons que está instalado no CBPF. Esse detector é importante pois através dele e com a utilização de uma fonte de Califórnio-252 poderemos estudar os sinais decorrentes da captura de nêutrons pelo gadolínio, uma das partículas produzidas na interação antineutrino próton e cujo sinal retardado em relação ao pósitron é a "assinatura" dos eventos de antineutrinos. O detector é um tanque com capacidade para 260 L de água com uma PMT Hamamatsu R5912, a mesma que será utilizada no Projeto Neutrinos-Angra.

Nêutrons podem ser também uma importante fonte de background para o experimento Angra, pois podem vir da radiação cósmica ou serem produzidos por espalção na blindagem, e em coincidência com outra partícula atravessando o detector podem imitar o sinal de um antineutrino. Esse detector foi caracterizado e está pronto para o estudo dessa fonte de background. Através do estudo do sinal de nêutrons, esse detector poderá ser utilizado para



determinar a melhor concentração de Gadolínio na água.

Conseguimos também observar o pico de múons no tanque utilizando o detector de nêutrons descrito acima. Esse pico existe devido a radiação Cherenkov produzida pelos múons quando atravessam o tanque com água. Encontramos aproximadamente 800 *mV* para o pico dos múons nesse detector.

Esse resultado é importante pois teremos dois tanques de água que funcionarão como blindagem para nêutrons e como vetos ativos de múons e deveremos conhecer bem o sinal Cherenkov deixado por múons para poder vetar estas partículas.

Como vemos esta dissertação fez medidas de diversos tipos de ruído que poderão mascarar os eventos de antineutrinos e abriu caminho para a montagem final do detector Neutrinos Angra.