UNICAMP

Eduardo Marcio Zavanin

Mecanismo de Pontecorvo Estendido

Campinas,

2013

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Eduardo Marcio Zavanin

Mecanismo de Pontecorvo Estendido

Orientador: **Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Unicamp para a obtenção do título de Mestre em Física.

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno Eduardo Marcio Zavanin e orientada pelo Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo.

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo

Campinas,

2013

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR
VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW
UNICAMP

Z19m

Zavanin, Eduardo Marcio, 1989-
Mecanismo de Pontecorvo estendido / Eduardo Marcio Zavanin. -- Campinas, SP : [s.n.], 2013.

Orientador: Marcelo Moraes Guzzo.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Anomalia dos antineutrinos de reatores. 2. Anomalia do gálio. 3. Ângulo de mistura variáveis. I. Guzzo, Marcelo Moraes, 1963- II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Extended Pontecorvo mechanism
Palavras-chave em inglês:
Reactor antineutrino anomaly
Gallium anomaly
Variable mixing angle
Área de Concentração: Física
Titulação: Mestre em Física
Banca Examinadora:
Marcelo Moraes Guzzo [Orientador]
Pedro Cunha de Holanda
Vicente Pleitez
Data da Defesa: 20-02-2013
Programa de Pós-Graduação em: Física

Secretaria de Pós-Graduação – Tel: (19) 3521-5305 FAX: (19) 3521-4142

Membros da Comissão Julgadora de Dissertação de Mestrado de **Eduardo Marcio Zavanin** – RA 070690, apresentada e aprovada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin", da Universidade Estadual de Campinas, em 20/02/2013.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo - orientador do candidato.
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Vicente Pleitez
IFT/UNESP

Agradecimentos

Gostaria de agradcer a todos aqueles que fizeram parte de maneira direta ou indireta desse trabalho. Primeiramente gostaria de agradecer meu orientador, Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo, pelos inúmeros ensinamentos e conselhos; foi realmente muito engrandecedor se aventurar no mecanismo de Pontecorvo Estendido e também nos conceitos de PT simetria sob sua orientação. Agradeço também por ter aceito me orientar naquele momento de turbulências de minha vida. Agradeço ao Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda pelos conselhos dados nesse trabalho e por todo o ensinamento desde a época de graduação. Agradeço também ao Prof. Dr. Orlando Luis Goulart Peres pelas dicas dadas a esse trabalho e também nos resumos e pôsters enviados pelos congressos a fora. Agradeço ao Prof. Dr. Rickson Coelho Mesquita pelas dicas e correções feitas nessa dissertação. Ao Sr. José e Sra. Rosângela, pelo exemplo de vida e determinação. É com especial apreço que levo os ensinamentos adquiridos durante o tempo que vivi com vocês. Agradeço à Ulieme pela correção ortográfica. Agradeço também ao meus amigos tanto de Drcc quanto da Moradia, em especial agradeço ao Mateus Carneiro e ao Daniel Boriero pelas inúmeras discussões a respeito de física. Agradeço ao pessoal do Youtube por propiciar inúmeros momentos de descontração, sem eles seria difícil suportar de maneira sã a carga de informações que essa física nos proporciona. De maneira menos expressiva agradeço ao pessoal do Facebook que também proporcionou muitos momentos de diversão, no entanto, foram momentos demais causando certos desconfortos e acarretando, vez ou outra, a desativação do meu perfil em prol do projeto de pesquisa. Por fim agradeço ao CNPQ pelo suporte financeiro

Resumo

O objetivo desse trabalho é desenvolver um mecanismo que possa servir como solução para as anomalias dos antineutrinos de reatores e do Gálio. Relaxando a hipótese de Pontecorvo, permitindo que os ângulos de mistura que compõem um estado de sabor possuam diferentes valores, conseguimos explicar o fenômeno de desaparecimento de neutrinos/antineutrinos em baixas distâncias, através de um parâmetro livre. Para confrontar o mecanismo desenvolvido também fazemos uma análise criteriosa de alguns limites experimentais obtidos por aceleradores de partículas e identificamos uma possível dependência desse parâmetro livre com a energia. Adotando esse dependência energética para o parâmetro livre, conseguimos acomodar a grande maioria dos dados experimentais em física de neutrinos através de um único modelo.

Abstract

This project aims the development of a mechanism that provides a possible solution to reactor antineutrino anomaly and Gallium anomaly. Relaxing the Pontecorvo's hypothesis, allowing the mixing angles that compose a flavor state posseses differents values, it is possible to explain the phenomenon of desappearance in short-baselines, through a free parameter. To confront the mechanism developed we also perform an analysis of some experimental limits obtained by particle accelerators and identify a possible dependence of this free parameter with the energy. Adopting this energetic dependence for the free parameter, we can fit almost every experiment in neutrino physics through a single model.

Sumário

1

Introdução

1.1 Introdução

Desde 1956, quando se foram feitos os primeiros experimentos em física de neutrinos, muitos passos foram dados para a compreensão dos fenômenos envolvidos com essas partículas. Em 1956 Cowan *et al* publicaram o primeiro paper confirmando a existência de neutrinos, em 1962 Leon M. Lederman, Melvin Schwartz e Jack Steinberger mostraram que mais de um tipo de neutrino existem, com a detecção do neutrino muônico. Em concomitância com esse período, muitos experimentos verificavam um déficit dos neutrinos provenientes do sol, contrário ao número predito pelo modelo padrão Solar. Utilizando-se da hipótese de Pontecorvo [1] e também do efeito MSW (Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein) [2] é possível propor uma solução para o problema dos neutrinos solares. Tal solução foi confirmada pelos experimentos KamLand [3] e Super Kamiokande [4]. Outra grande fonte de neutrinos são os reatores nucleares; a produção de neutrinos nesse tipo de fonte começou a ser estudada em 1955 (Savana River). É nesse experimento que ocorre a descoberta do neutrino, seguidos por vários outros tais como KamLand [3], Palo Verde [5]e CHOOZ [6]. Tais experimentos com reatores nucleares têm estabelecido um panorama dos ângulos de misturas e diferenças de massas em física de neutrinos, que corroboram o fato de que os neutrinos são observados na natureza como ν_e, ν_μ e ν_τ, os chamados estados de sabor, que nada mais são que combinações lineares de estados de massa ν_1, ν_2 e ν_3. Recentemente, esse panorama da física de neutrinos foi revisitado [7]. Os cálculos executados para estimar o número de neutrinos criados num reator foram refeitos, agora com técnicas mais avançadas. Esses cálculos revelaram um número de antineutrinos produzido maior do que os calculados anteriormente, causando uma interpretação muito interessante: antineutrinos eletrônicos estão desaparecendo em curtas distâncias, algo não previsto pelo modelo padrão de oscilação de neutrinos. Na mesma linha dessa recente descoberta, experimentos envolvendo fontes de ^{51}Cr e ^{37}Ar [8, 9] também revelaram um deficit de neutrinos eletrônicos em baixas distâncias. Essas recentes descobertas têm intrigado os pesquisadores, que buscam soluções para os fenômenos. O que vamos desenvolver nessa dissertação de mestrado é um modelo alternativo que não necessita da criação de um novo ente (como o neutrino estéril), mas reinterpreta os autoestados de sabor.

No capítulo 2 vamos fazer uma revisão das anomalias dos antineutrinos de reatores e da anomalia do Gálio.

No capítulo 3, vamos desenvolver um modelo que seja capaz de fornecer uma possível explicação para estas anomalias.

No capítulo 4, vamos discursar sobre alguns testes que podem ser executados, a fim de comprovar o modelo do capítulo anterior. Utilizando dados de experimentos de aceleradores vamos impor vínculos ao mecanismo e descobrir que o modelo precisa de uma adaptação.

No capítulo 5, para acomodar a maioria dos experimentos, propomos uma adaptação ao modelo, onde o parâmetro livre do mecanismo desenvolvido no capítulo 2 varie com a energia.

2

Anomalias dos Antineutrinos de Reatores e Anomalia do Gálio

2.1 Anomalia dos Reatores

Experimentos de reatores majoritariamente são executados com reações de fissões dos elementos ^{235}U,^{238}U, ^{239}Pu e ^{241}Pu. Através de uma análise criteriosa dessas reações é possível obter um número estimado de antineutrinos que saem do reator e, portanto, obter um número estimado ou esperado de antineutrinos que cruzam um determinado detector. A esse número denotaremos por N_{esp}. Já o número de reações efetivamente observadas em um detector denotaremos por N_{obs}. A razão entre essas duas quantidades, $R = N_{obs}/N_{esp}$, nos dá a probabilidade de que um antineutrino eletrônico produzido em um reator venha a ser detectado como antineutrino eletrônico no detector. Coletando os vários dados de experimentos de reatores, e plotando a razão R em função da distância relativa entre fonte e detector, temos que o panorama da física de neutrinos em 2002 é semelhante ao da Fig. 2.1.

De agora em diante vamos discutir como esse panorama tem se alterado depois de novos cálculos referentes ao espectro e a seção de choque de detecção.

2.1.1 Nova seção de choque por fissão

Fissões em reatores liberam aproximadamente 10^{20} $\overline{\nu}_e$ $GW^{-1}s^{-1}$, que são gerados de decaimentos beta dos seguintes elementos: ^{235}U,^{238}U, ^{239}Pu e ^{241}Pu. Para entender como funciona o procedimento de cálculo de número de eventos preditos e como esse

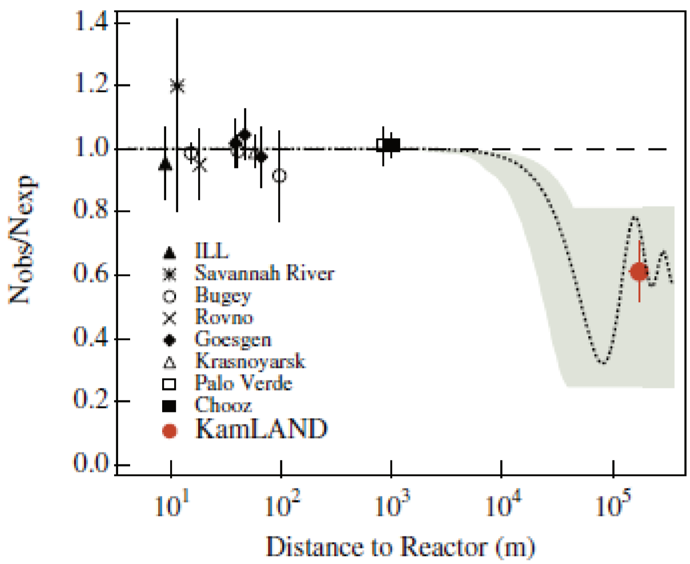

Figura 2.1: Gráfico da taxa R vs Distância. Pontos experimentais dos reatores antigos juntamente com o fit fornecido pelo modelo padrão de oscilações, figura retirada da referência [3].

resultado foi melhorado nos últimos anos, vamos começar definindo o número de eventos de antineutrinos eletrônicos esperados, que é dado por [10]:

$$N_{esp} = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \int \sigma_{V-A}(E_\nu) S_{tot}(E_\nu) dE_\nu, \tag{2.1}$$

onde n_p é o número de prótons no detector e T é o tempo de exposição do detector ao reator para tomada de dados, σ_{V-A} é a seção de choque da reação de detecção e S_{tot} é o espectro de antineutrinos total, que nada mais é do que a quantidade de neutrinos que saem do reator por unidade de energia, L é a distância entre o detector e o reator e E_ν é a energia do antineutrino produzido. Para estudarmos melhor o número de antineutrinos esperados vamos estudar cada termo dessa equação começando pelo espectro, que é definido como:

$$S_{tot}(E_\nu) = \sum_k f_k S_k(E_\nu), \tag{2.2}$$

onde f_k é a fração do k-ésimo combustível (^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu e ^{239}Pu) contido no reator; S_k por sua vez é o espectro de fissão do k-ésimo combustível.

O espectro de antineutrinos, por sua vez, é obtido através do espectro eletrônico proveniente das reações de decaimento beta que ocorrem nos reatores. O espectro de elétrons pode ser escrito da seguinte maneira:

$$S_k = \sum_{pf}^{N_{pf}} At_{pf}(t).S_{pf}(E), \tag{2.3}$$

onde At_{pf} é a atividade do pf-ésimo produto de fissão no tempo t e normalizado para uma fissão do isótopo k. O espectro $S_{pf}(E)$, de cada produto de fissão, é a soma de N_b ramos beta conectando o estado fundamental dos núcleos pais para diferentes estados excitados dos núcleos filhos

$$S_{pf}(E) = \sum_{b=1}^{N_b} RB^b_{pf}.S^b_{pf}(Z_{pf}, A_{pf}, E^b_{0fp}, E), \tag{2.4}$$

onde RB^b_{pf} é a probabilidade de um produto de fissão decair num b-ésimo ramo do fp-ésimo produto de fissão, E^b_{0fp} é a energia do b-ésimo filho do fp-ésimo produto de fissão. Z_{pf} e A_{pf} são a carga e o número atômico dos núcleos pais.

$$S^b_{pf} = K^p_{pf}.F(Z_{pf}, A_{pf}, E).pE(E - E^b_{0fp})^2.C^b_{pf}(E).(1 + \delta^b_{pf}((Z_{pf}, A_{pf}, E))), \tag{2.5}$$

onde K^p_{pf} é uma constante de normalização, $F(Z_{pf}, A_{pf}, E)$ é a função de Fermi [11], $pE(E - E^b_{0fp})^2$ é o espaço de fase, $C^b_{pf}(E)$ é o fator de forma e $(1 + \delta^b_{pf}((Z_{pf}, A_{pf}, E))$ é o termo que contém as correções de Coulomb e do magnetismo fraco [12].

Para se obter o correspondente espectro de antineutrinos basta se utilizar da seguinte expressão, em que se desconsidera o recuo do núcleo:

$$E_\nu = E^b_{0fp} - E. \tag{2.6}$$

Nos últimos 27 anos, o espectro de $\overline{\nu}_e$ tem sido estimado através de medidas do espectro total de elétrons associados com o decaimento beta de todos os produtos de fissões ^{235}U, ^{239}Pu e ^{241}Pu. Finas camadas desses isótopos foram irradiadas com nêutrons térmicos no reator ILL, o espectro medido nesse experimento, em forma de elétrons, foi convertido para o espectro de antineutrinos eletrônicos [13].

O espectro do elemento ^{238}U ainda não foi medido, uma vez que esse elemento não sofre fissão por nêutrons térmicos (só por nêutrons rápidos), seu espectro não pôde ser tomado no ILL, no entanto, seu espectro foi modelado levando em conta todas as formas de decaimento desse isótopo. Esse procedimento foi feito através de uma soma do espectro de todos os produtos de fissão que poderiam resultar em um decaimento beta [14].

O espectro de cada um desses elementos pode ser parametrizado por uma exponencial de um polinômio de grau 2, da seguinte maneira [15]:

$$S_{tot}(E_\nu) = e^{(a_{oi}+a_{1i}.E_\nu+a_{2i}E_\nu^2)}, \tag{2.7}$$

onde os coeficientes são encontrados na Tabela 2.1

i	1	2	3	4
Isótopo	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
a_o	0.870	0.896	0.976	0.793
a_1	-0.160	-0.239	-0.162	-0.080
a_2	-0.0910	-0.0981	-0.0790	-0.1085

Tabela 2.1: Coeficientes referentes ao polinômio Eq. (2.7). Tabela extraída da referência [15].

Recentemente o processo de conversão foi revisitado, dessa vez os cálculos utilizados usavam uma abordagem que consistia num espectro de referência preciso do ILL, juntamente com todos os produtos de fissão fornecidos pelos arquivos de física nuclear [10]. Essa nova abordagem possibilitou uma diminuição dos erros sistemáticos de conversão. Embora isso não reduzisse o erro total, esse procedimento resultou em um deslocamento do espectro de aproximadamente 3% na normalização dos fluxos de antineutrinos dos isótopos ^{235}U, ^{239}Pu e ^{241}Pu. Esse deslocamento da normalização tem sido atribuído a dois principais efeitos sistemáticos na conversão dos dados originais do espectro eletrônico do ILL. São eles:

1) Em baixas energias ($E_\nu < 4MeV$) a implementação das correções de Coulomb e do magnetismo fraco à teoria de Fermi, que são implementados na Eq. (2.5), agora levam em conta os termos de Coulomb A_C e do magnetismo fraco A_{WM} [12], no trabalho

anterior esses termos eram encarados apenas como uma correção linear ($0.65(E_\nu - 4MeV)$) em %.

2) Em altas energias ($E_\nu > 4MeV$), o espectro convertido de antineutrinos se torna muito sensível à carga Z dos núcleos. Na abordagem anterior, somente a dependência média com o Z era utilizada enquanto que nessa nova conversão se tem acesso a distribuição completa, núcleo por núcleo.

Além disso, alguns isótopos possuem um tempo de decaimento muito longo (que pode chegar até a 450 dias), esses isótopos também não eram levados em conta na abordagem anterior uma vez que esse efeito não pôde ser observado no ILL, que tomou dados por apenas 24h para a construção do espectro eletrônico e portanto não revelou esse tipo de fenômeno.

No caso dos núcleos de ^{238}U, o espectro do elétron associado não pôde ser medido no fluxo dos nêutrons térmicos do ILL. Todavia a somatória *ab initio* de todos os $\bar{\nu}_e$ de todos os decaimentos beta possíveis dos produtos de fissão foram calculados para prever o espectro de antineutrinos. Na referência [7], é possível encontrar essa nova estimativa com uma relativa incerteza da ordem de 15% no intervalo de 2 à 8 MeV. Uma medida realizada pelo reator FRM II em Garching em breve dará os primeiros vínculos experimentais para o espectro eletrônico de ^{238}U [7].

A Eq. (2.1), além do espectro S_k, também é dependente da seção de choque de detecção, σ_{V-A}, geralmente os experimentos de oscilação de neutrinos procuram pela reação:

$$\overline{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \tag{2.8}$$

onde um antineutrino eletrônico interage com um próton livre no detector. A seção de choque para a reação pode ser precisamente calculada com uma teoria V-A de interações fracas. Em [12] calcula-se essa seção de choque que pode ser escrita simplificadamente como (2.9):

$$\sigma_{V-A}(E_e) = \kappa p_e E_e (1 + \delta_{rec} + \delta_{mf} + \delta_{rad}), \tag{2.9}$$

onde p_e e E_e são o momento e a energia do pósitron, respectivamente, e δ_{rec} é o termo que representa o recuo, δ_{mf} é a parcela responsável pelo magnetismo fraco e δ_{rad}

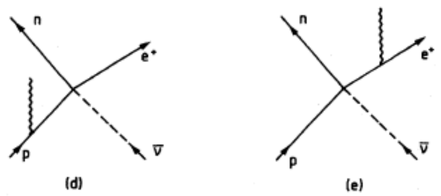

Figura 2.2: Diagramas de correções externas. Figura retirada da referência [12].

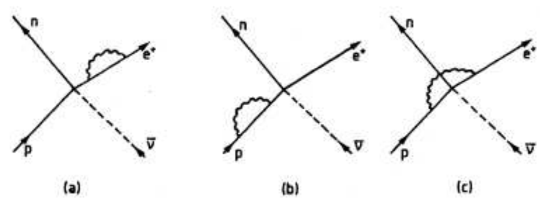

Figura 2.3: Diagramas de correções internas. Figura retirada da referência [12].

representa as correções radioativas que surgem de considerar os diagramas de Feynman contidos na Fig. 2.2.

A energia de saída do pósitron e do antineutrino eletrônico são relacionadas por:

$$E_\nu = E_e + \Delta + \frac{E_e(E_e + \Delta)}{M} + \frac{\Delta^2 - m_e^2}{2M}, \tag{2.10}$$

onde $\Delta = M_n - M_p$, [12, 16].O fator κ é escrito como:

$$\kappa = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f^R \tau_n}, \tag{2.11}$$

onde τ_n é a vida média do nêutron e $f^R = 1,71465(15)$ o fator do espaço de fase para o decaimento beta de nêutrons livres [16], contudo para esse valor de f^R já estão incluídas as correções radioativas internas, Fig. 2.3. Nos últimos 15 anos a vida média do nêutron tem evoluído bastante [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 16, 24, 25].O valor utilizado no experimento ILL, por exemplo, foi de 926s e o valor encontrado no PDG de 2010 é de 885.7s, que será o valor adotado nessa dissertação de mestrado. Baseado nessa parametrização, κ assume o valor de $0.956.10^{-43} cm^2$.

É importante notar que ainda hoje há uma controvérsia sobre o valor do tempo de vida média do nêutron, a referência [24] acha um valor de $\tau_n = 878s$, enquanto que a referência [25] acha um outro valor um pouco menor do que o PDG de 2010. Finalmente, para o ano de 2012 o PDG calcula a vida média do nêutron em $\tau = 880.1s$. Esse efeito de diminuição da vida média do nêutron provoca um aumento do valor de σ_{V-A}, resultando em um aumento do número de antineutrinos esperados (N_{esp}).

A seção de choque prevista pode ser escrita como:

$$\sigma_f^{pred} = \int_0^\infty S_{tot}(E_\nu)\sigma_{V-A}(E_\nu)dE_\nu = \sum_k f_k \sigma_{f,k}^{pred}. \quad (2.12)$$

Atentando para o novo espectro de antineutrinos dos reatores [10] e para a nova seção de choque σ_{V-A} os valores de $\sigma_{f,k}^{pred}$ são deslocados por $+2.5\%, +3.1\%, +3.7\%, 9.8\%$ para $k =^{235} U,^{239} Pu,^{241} Pu$ e ^{238}U, respectivamente (conforme a Tabela 2.2).

	antigo [26]	nova [7]
$\sigma_{f,^{235}U}^{pred}$	$6,39 \pm 1,9\%$	$6,61 \pm 2,11\%$
$\sigma_{f,^{239}Pu}^{pred}$	$4,19 \pm 2,4\%$	$4,34 \pm 2,45\%$
$\sigma_{f,^{238}U}^{pred}$	$9,21 \pm 10\%$	$10,10 \pm 8,15\%$
$\sigma_{f,^{241}Pu}^{pred}$	$5,73 \pm 2,1\%$	$5,97 \pm 2,15\%$
σ_f^{pred}	$5,824 \pm 2,7\%$	$6,102 \pm 2,7\%$
σ_f^{Bugey}	$5,752 \pm 1,4\%$[26]	$5,752 \pm 1,4\%$ [26]
$\sigma_f^{Bugey}/\sigma_f^{pred}$	$80,987 \pm 1,4\% \pm 2,7\%$	$0,943 \pm 1,4\% \pm 2,7\%$

Tabela 2.2: Tabela comparativa entre os antigos e novos valores das seções de choque predita. Tabela extraída da refrência [7].

Com essa nova análise é possível, assim como anteriormente, fitar um polinômio que fornece o espectro de antineutrinos. Isso pode ser encontrado na referência [10], onde agora o polinômio é de grau 5:

$$S_k = exp(\sum_{p=1}^{6} \alpha_{pk} E_\nu^{p-1}). \quad (2.13)$$

Os coeficientes são apresentados na Tabela 2.3.

2.1.2 Impacto nos experimentos antigos

Durante os anos de 1980 e 1990, experimentos foram executados em distâncias de aproximadamente dezenas de metros dos núcleos dos reatores nucleares, experimentos

p/k	1	2	3	4
1	3.217	4.83310^{-1}	6.413	3.251
2	-3.111	1.92710^{-1}	-7.432	-3.204
3	1.395	-1.28310^{-1}	3.535	1.428
4	-3.69010^{-1}	-6.76210^{-3}	-8.82010^{-1}	-3.67510^{-1}
5	4.44510^{-2}	2.23310^{-3}	1.02510^{-1}	4.25410^{-2}
6	-2.05310^{-3}	-1.53610^{-4}	-4.55010^{-3}	-1.89610^{-3}

Tabela 2.3: Coeficientes referentes ao polinômio (2.13). Tabela extraída da referência [10].

tais como, ILL, Goesgen, Rovno, Krasnoyarsk, Bugey(3 e 4) e Savannah River [27, 26, 28, 29, 30, 31, 32, 33]. Seguindo estes resultados pioneiros outros experimentos foram executados tais como CHOOZ [6] e KamLand [34] no final dos anos 90 e depois. Com base nisso vamos revisitar a razão entre eventos detectados e previstos e apresentar os novos resultados de alguns desses experimentos supracitados. Os eventos medidos e seus respectivos erros permanecem imutáveis no entanto os eventos previstos serão apresentados de forma bem sucinta.

Usando as composições de combustíveis listadas na Tabela 2.4, [7] recalculou todos as taxas R. Os resultados novos e antigos são apresentados na Tabela 2.5

Nota-se que os valores na coluna de dados novos (R_{novo}) são visivelmente menores do que 1. Podemos plotar um gráfico comparativo entre o modelo padrão de oscilações e os dados atuais, verificado na Fig. 2.4.

Além disso, os dados experimentais possuem correlações entre si, essas correlações podem ser encontradas na Fig. 2.5.

2.1.3 Chooz e Palo Verde

Esses experimentos estão posicionados em distâncias em que o fenômeno relacionado à oscilação entre o sabor eletrônico e tauônico ocorrem. Tais experimentos também foram analisados na referência [7].

O experimento CHOOZ [6] não utilizava a seção de choque predita referente ao espectro obtido no ILL, ao invés disso era usada uma combinação entre a σ_f^{Bugey} e $\sigma_f^{pred,velha}$ corrigindo posteriormente as diferentes composições entres os combustíveis.

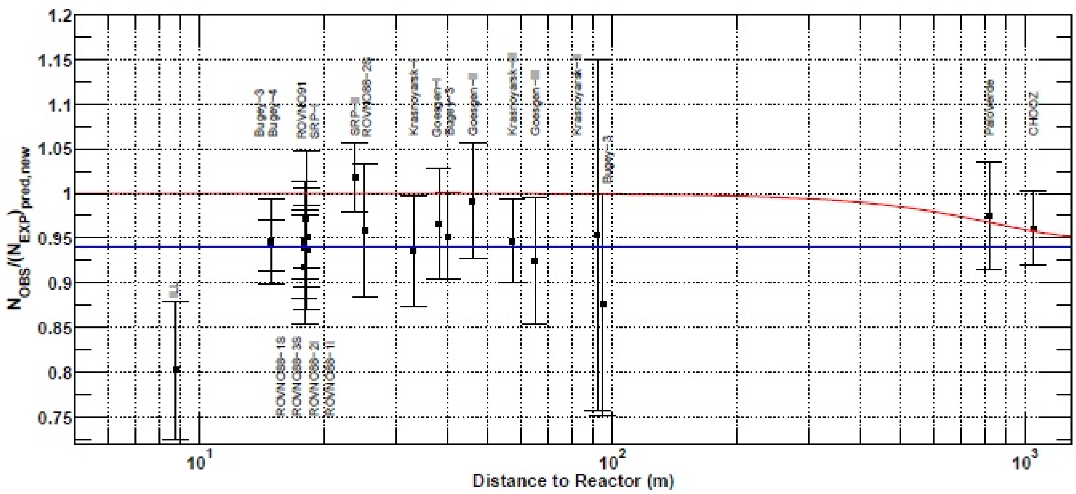

Figura 2.4: Gráfico com os experimentos antigos renormalizados. Pontos incluem CHOOZ e Palo Verde. Figura retirada da referência [7].

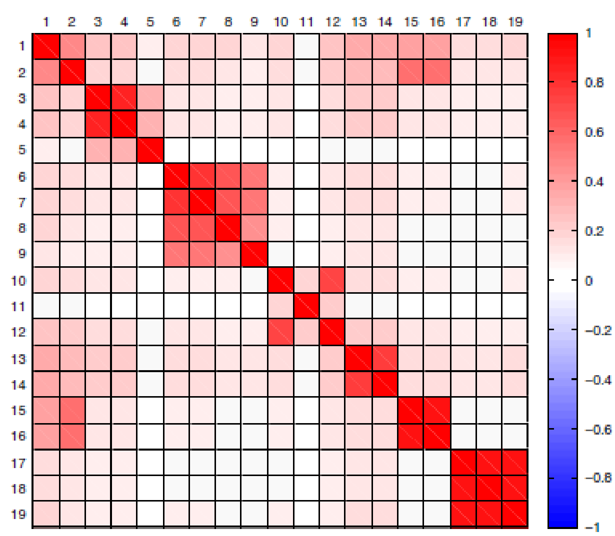

Figura 2.5: Correlação entre os experimentos.

-	Experimento	Tipo Det.	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
1	Bugey-4	^{3}He+ H_2O	0.538	0.328	0.078	0.056
2	ROVNO91	^{3}He + H_2O	0.614	0.274	0.074	0.038
3	Bugey-3-I	^{6}Li - LS	0.538	0.328	0.078	0.056
4	Bugey-3-II	^{6}Li- LS	0.538	0.328	0.078	0.056
5	Bugey-3-III	^{6}Li - LS	0.538	0.328	0.078	0.056
6	Goesgen-I	^{3}He + LS	0.620	0.274	0.074	0.042
7	Goesgen-II	^{3}He + LS	0.584	0.298	0.068	0.050
8	Goesgen-II	^{3}He+ LS	0.543	0.329	0.070	0.058
9	ILL	^{3}He + LS	≈ 1	-	-	-
10	Krasnoyarsk	^{3}He + PE	≈ 1	-	-	-
11	Krasnoyarsk-II	^{3}He + PE	≈ 1	-	-	-
12	Krasnoyarsk-III	^{3}He + PE	≈ 1	-	-	-
13	SRP I	Gd-LS	≈ 1	-	-	-
14	SRP II	Gd-LS	≈ 1	-	-	-
15	ROVNO88-1I	^{3}He + PE	0.607	0.277	0.074	0.042
16	ROVNO88-2I	^{3}He + PE	0.603	0.276	0.076	0.045
17	ROVNO88-1S	Gd-LS	0.606	0.277	0.074	0.043
18	ROVNO88-2S	Gd-LS	0.557	0.313	0.076	0.054
19	ROVNO88-3S	Gd-LS	0.606	0.274	0.074	0.046

Tabela 2.4: Tabela com todos os experimentos antigos, seus tipos de detectores e composição média de combustíveis. Tabela extraída da referência [7].

A seção de choque predita para o experimento CHOOZ pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\sigma_f^{Chooz} = \sigma_f^{Bugey} + \sum_k (f_k^{Chooz} - f_k^{Bugey})\sigma_{f,k}^{pred,velha}, \tag{2.14}$$

onde f_k^{Chooz} e f_k^{Bugey} são as frações do k-ésimo isótopo nos experimentos CHOOZ e Bugey-4, esse procedimento de utilizar a seção de choque de Bugey-4 (σ_f^{Bugey}) absorve 1,3% da diferença na normalização anterior (que é de 3,5%) e, além disso, os erros relacionados à σ_f^{Chooz} são diminuídos (uma vez que os erros associados à σ_f^{Bugey} são menores, como se pode ver na Tabela 2.2). O resultado com os fatores de correção se apresenta como:

-	Experimento	$\tau_n(s)$	R_{velho}	R_{novo}	erro(%)	corr.(%)	L(m)
1	Bugey-4	888.7	0.987	0.942	3.0	3.0	15
2	ROVNO91	888.6	0.985	0.940	3.9	3.0	18
3	Bugey-3-I	889	0.988	0.946	4.8	4.8	15
4	Bugey-3-II	889	0.994	0.952	4.9	4.8	40
5	Bugey-3-III	889	0.915	0.876	14.1	4.8	95
6	Goesgen-I	897	1.018	0.966	6.5	6.0	38
7	Goesgen-II	897	1.045	0.992	6.5	6.0	45
8	Goesgen-II	887	0.975	0.925	7.6	6.0	65
9	ILL	889	0.832	0.802	9.5	6.0	9
10	Krasnoyarsk	899	1.013	0.936	5.8	4.9	33
11	Krasnoyarsk-II	899	1.031	0.953	20.3	4.9	92
12	Krasnoyarsk-III	899	0.989	0.947	4.9	4.9	57
13	SRP I	887	0.987	0.952	3.7	3.7	18
14	SRP II	887	1.055	1.018	3.8	3.7	24
15	ROVNO88-1I	898.8	0.969	0.917	6.9	6.9	18
16	ROVNO88-2I	898.8	1.001	0.948	6.9	6.9	18
17	ROVNO88-1S	898.8	1.026	0.972	7.8	7.2	18
18	ROVNO88-2S	898.8	1.013	0.959	7.8	7.2	25
19	ROVNO88-3S	898.8	0.990	0.938	7.2	7.2	18

Tabela 2.5: Tabela com vidas médias utilizadas para o cálculo da seção de choque predita, taxas R antiga e nova, erros associados a nova taxa R (em %), correção em relação aos dados antigos (em%) e distância entre reator e detector, para cada um dos experimentos. Tabela extraída da referência [7].

$$R_{Chooz} = 0,961 \pm 0,027(stat) \pm 0,032(sist). \tag{2.15}$$

Os resultados de Palo Verde são apresentados na referência [5], Palo Verde, assim como os experimentos mais antigos utilizaram a antiga normalização obtida pela referência [12]. Através disso, a referência [7] apresentou os novos resultados de Palo Verde, levando em conta a nova normalização como:

$$R_{PaloVerde} = 0,975 \pm 0,023(stat) \pm 0,055(sist). \tag{2.16}$$

2.2 Anomalia do Gálio

O experimentos GALLEX [8, 35, 36] e Sage [9, 37, 38] foram experimentos inicialmente propostos para a aferição de neutrinos solares. O experimento GALLEX (do inglês Gallium Experiment) é um experimento localizado no laboratório Nacional do Gran Sasso na Itália; composto de um grande tanque de 30 toneladas de Ga na forma de $GaCl_2$. Dentro desse grande tanque foram colocadas duas fontes de ^{51}Cr, em tempos diferentes, para fins de calibração. Essas fontes radioativas emitiam neutrinos eletrônicos que eram capturados no tanque do GALLEX.

O experimento SAGE (do inglês Sovietic American Gallium Experiment) é um experimento localizado nas montanhas de Cáucaso, na Rússia; composto de um tanque de 50 toneladas de Gálio na forma de metal líquido. Nesse tanque foram colocados duas fontes radioativas, uma de ^{51}Cr e outra de ^{37}Ar, os eventos observados e preditos foram computados a fim de se calcular a taxa R em cada um dos casos.

Essas fontes radioativas de ^{51}Cr e ^{37}Ar decaem via a captura de elétrons ($e^- +^{51} Cr \to^{51} V + \nu_e$ e $e^- +^{37} Ar \to^{37} Cl + \nu_e$) emitindo neutrinos eletrônicos com energias em proporções dadas na Tabela 2.6, [39].

	^{51}Cr				^{37}Ar	
$E_\nu[keV]$	747	752	427	432	821	813
Prop.	0.8163	0.0849	0.0895	0.0093	0.902	0.098
$\sigma[10^{-46}cm^2]$	60.8	61.5	26.7	27.1	70.1	70.3

Tabela 2.6: Especificações das reações envolvendo ^{51}Cr e ^{37}Ar. Tabela extraída da referência [39].

	GALLEX		SAGE	
	G1	G2	S1	S2
Raio (m)	1,9		0,7	
Altura (m)	5,0		1,47	
Altura da fonte (m)	2,7	2,38	0,72	

Tabela 2.7: Especificações físicas dos experimentos Gallex e Sage. Tabela extraída da referência [39].

Usando os dados das Tabelas 2.6 e 2.7, o cálculo do número esperado de eventos esperados nessas fontes, dividido pelo número de eventos observados foi computado resultando nos valores:

$$R_B^{G1} = 0,953 \pm 0,11, \tag{2.17}$$

$$R_B^{G2} = 0,812^{+0,10}_{-0,11}, \tag{2.18}$$

onde os índices G1 e G2 indicam as duas fontes diferentes de ^{51}Cr que foram utilizadas no experimento Gallex. O mesmo procedimento foi executado para o experimento SAGE.

$$R_B^{S1} = 0,95 \pm 0,12, \tag{2.19}$$

$$R_B^{S2} = 0,791^{+0,084}_{-0,078}, \tag{2.20}$$

onde S1 indica a fonte de ^{51}Cr e S2 indica a fonte de ^{37}Ar, o sub-índice B indica que os resultados das equações (2.17),(2.18),(2.19) e (2.20), são calculados utilizando-se o melhor ajuste (m.a.) da seção de choque encontrada por Bahcall [40] para a seguinte reação:

$$\nu_e +^{71} Ga \rightarrow^{71} Ge + e^- \tag{2.21}$$

Bahcall encontrou os seguintes valores para cada uma das fontes de ^{51}Cr e ^{37}Ar, respectivamente:

$$\sigma_B^{bf}(^{51}Cr) = (58,1^{+2,1}_{-1,6}).10^{-46}cm^2 \tag{2.22}$$

$$\sigma_B^{bf}(^{37}Ar) = (70,0^{+4,9}_{-2,1}).10^{-46}cm^2 \tag{2.23}$$

Em [41] é calculada a média dos valores das Eqs. (2.17),(2.18),(2.19) e (2.20), levando em conta suas distribuições de probabilidade e é obtido o seguinte valor para a média:

$$R_B^{Ga} = 0,86^{+0,05+0,10+0,15}_{-0,05-0,10-0,15}, \tag{2.24}$$

onde as incertezas são referentes a 68,27% C.L (1σ), 95,45% C.L. (2σ), 99,73%C.L. (3σ). Assim, concluímos que o número médio de eventos está abaixo da unidade em $2,8\sigma$; essa é a chamada "Anomalia do Gálio".

Apesar desse número médio já indicar um decréscimo em relação à unidade, novas correções foram feitas no cálculo acima descrito. Em 1998 Haxton [42] refez a conta da seção de choque de ^{51}Cr e ^{37}Ar, levando em conta agora o fato de que a reação (2.21) pode levar a estados excitados do ^{71}Ge, Haxton obteve os seguintes resultados:

$$\sigma_H(^{51}Cr) = (66,9 \pm 6,8).10^{-46}cm^2, \tag{2.25}$$

$$\sigma_H(^{37}Ar) = (77,3 \pm 8,2).10^{-46}cm^2. \tag{2.26}$$

Apesar de obter um valor maior para as incertezas, o valor central das seções de choque aumentaram. Com esses novos valores é possível reescalar todas as taxas calculadas anteriormente nas Eqs. (2.17),(2.18),(2.19),(2.20) e os resultados obtidos por [41] são:

$$R^{G1} = R_B^{G1}/R_B^H(^{51}Cr) = 0.84^{-0,13+0,26+0,40}_{-0,12-0,23-0,33}, \tag{2.27}$$

$$R^{G2} = R_B^{G2}/R_B^H(^{51}Cr) = 0,71^{+0,12+0,24+0,36}_{-0,11-0,21-0,31}, \tag{2.28}$$

$$R^{S1} = R_B^{S1}/R_B^H(^{51}Cr) = 0,84^{+0,14+0,28+0,42}_{-0,13-0,24-0,35}, \tag{2.29}$$

$$R^{S2} = R_B^{S2}/R_B^H(^{37}Ar) = 0,70^{+0,10+0,21+0,31}_{-0,09-0,17-0,25}, \tag{2.30}$$

onde $R_B^H(^{51}Cr)$ e $R_B^H(^{37}Ar)$ são os fatores de reescala entre as seções de choque de Bahcall e Haxton que são dadas por:

$$R_B^H(^{51}Cr) = \frac{\sigma_H(^{51}Cr)}{\sigma_B^{bf}(^{51}Cr)} = 1,10 \pm 0,12, \tag{2.31}$$

$$R_B^H(^{37}Ar) = \frac{\sigma_H(^{37}Ar))}{\sigma_B^{bf}(^{37}Ar)} = 1,10 \pm 0,12 \tag{2.32}$$

e onde, novamente, os erros estão organizados segundo os valores de 1σ, 2σ, 3σ. Em [41] calcula-se a média desses novos dados, que resulta numa taxa R de:

$$R^{Ga} = 0,76^{+0,09+0,17+0,24}_{-0,08-0,15-0,21}, \tag{2.33}$$

que também possui os erros organizados segundo os valores de 1σ, 2σ, 3σ. Apesar dos erros aumentarem um pouco em relação ao caso anterior, o valor médio se distância da unidade em 3σ, o que, aparentemente, indica algum fenômeno novo em física de neutrinos.

3

Mecanismo de Pontecorvo Estendido

Tanto o fenômeno chamado anomalia dos antineutrinos eletrônicos, quanto o efeito chamado anomalia do gálio, revelam que a razão $R = N_{obs}/N_{esp}$ é menor do que a unidade indicando, de alguma maneira, que os antineutrinos eletrônicos gerados nos reatores, ou os neutrinos eletrônicos produzido nas fontes de ^{51}Cr ou ^{37}Ar, estão desaparecendo em curtas distâncias. Alguns modelos baseados em violação de CPT e decoerência quântica [43, 44, 45, 46, 47] podem ser utilizados para explicar esse fenômeno. Além disso existem alguns artigos na literatura que propõem explicações para anomalias utilizando dimensões extras [48] e neutrinos estéreis [7].

Para tentar fornecer uma possível explicação para esses fenômenos vamos começar a desenvolver um mecanismo onde o ângulo de mistura, que define o estado de sabor, seja variável.

É importante notar que a anomalia dos reatores é um efeito que acontece com antineutrinos eletrônicos enquanto que a anomalia do Gálio é um efeito que acontece com neutrinos eletrônicos, todavia, nesse trabalho, vamos considerar que o neutrino e o antineutrino são iguais.

3.1 Hipótese de Pontecorvo

Em 1957, Bruno Pontecorvo, propôs que os neutrinos não seriam encontrados na natureza como autoestados da hamiltoniana, mas sim como uma combinação linear deles

[1]. Ou seja, considerando $|\nu_1>$ e $|\nu_2>$ autoestados da Hamiltoniana H_m,

$$H_m = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix}, \tag{3.1}$$

podemos representar os estados de sabor da seguinte maneira:

$$|\nu_e\rangle = \cos\theta_o\,|\nu_1\rangle + \sin\theta_o\,|\nu_2\rangle\,, \tag{3.2}$$

$$|\nu_\mu\rangle = -\sin\theta_o\,|\nu_1\rangle + \cos\theta_o\,|\nu_2\rangle\,, \tag{3.3}$$

onde $|\nu_{1,2}\rangle$ são os autoestados de massa e $|\nu_{e,\mu}\rangle$ são os autoestados de sabor. Podemos escrever também numa notação mais simplificada, definindo:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_o & \sin\theta_o \\ -\sin\theta_o & \cos\theta_o \end{pmatrix}. \tag{3.4}$$

Assim:

$$|\nu_{e,\mu}\rangle = U|\nu_{1,2}\rangle. \tag{3.5}$$

Se as partículas são descritas pela equação de Schrodingüer, então a seguinte relação é valida:

$$i\frac{d}{dt}|\nu_{e,\mu}\rangle = H_s|\nu_{e,\mu}\rangle, \tag{3.6}$$

onde $H_s = UH_mU^\dagger$.

Fazendo a evolução temporal e computando as probabilidades de sobrevivência e transição, temos [49]:

$$P_{\nu_e\to\nu_e} = 1 - \sin^2\theta_o \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{21}L}{4E}\right), \tag{3.7}$$

$$P_{\nu_e\to\nu_\mu} = \sin^2\theta_o \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{21}L}{4E}\right), \tag{3.8}$$

onde L é a distância percorrida pelo neutrino desde o momento de sua criação, E é a sua energia, θ_o é o chamado ângulo de mistura e Δm^2_{21} é a diferença quadrada de massa. As Eqs. (3.7) e (3.8) revelam o caráter oscilatório entre os sabores eletrônico e muônico.

3.2 Mecanismo de Pontecorvo Estendido - Caso duas famílias

A hipótese de Pontecorvo não é capaz de explicar o deficit de neutrinos eletrônicos em baixas distâncias. Uma vez que a probabilidade de sobrevivência depende de um comprimento de oscilação ($\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E}$) da ordem de 100km [50], o valor da Eq. (3.7) não vai se diferenciar apreciavelmente de 1 em distâncias pequenas.

As Eqs. (3.7) e (3.8) assumem que os neutrinos são formados por um parâmetro definido como θ_o, e esse parâmetro é único. Vamos relaxar essa hipótese, permitindo que esse parâmetro possa assumir diferentes valores, de modo que cada neutrino ao ser criado, adquira um ângulo de mistura específico. Ou seja:

$$|\nu_e^c\rangle = \cos\theta_c\,|\nu_1\rangle + \sin\theta_c\,|\nu_2\rangle\,, \tag{3.9}$$

onde θ_c pode assumir agora qualquer valor entre 0 e $\pi/2$ (essa escolha será defendida posteriormente). Essa propriedade é definida no processo de criação por alguma razão que não é do nosso conhecimento.

Depois da criação, o neutrino evolui no tempo, vindo eventualmente a ser detectado. Chegando na reação de detecção ele sofre uma captura, por um processo de colapso de sua função de onda. Vamos assumir que também esse processo de colapso não possui um ângulo de mistura fixo, de modo que:

$$\left|\nu_e^d\right\rangle = \cos\theta_d\,|\nu_1\rangle + \sin\theta_d\,|\nu_2\rangle\,, \tag{3.10}$$

onde θ_d pode assumir agora qualquer valor entre 0 e $\pi/2$, da mesma forma que no caso de criação.

É interessante notar que esse procedimento nos leva a uma probabilidade de detecção de uma partícula, dada por:

$$|\langle\nu_e^d|\nu_e^c\rangle|^2 = P_{\nu_e\to\nu_e}(L=0) = (\cos\theta_d\cos\theta_c + \sin\theta_d\sin\theta_c)^2 = \cos^2(\theta_c-\theta_d). \tag{3.11}$$

Ou seja, mesmo em uma distância igual a zero, podemos ter uma probabilidade de detecção de neutrinos eletrônicos menor do que 1.

Esse resultado é contra intuitivo sob o ponto de vista experimental. Num reator nuclear, por exemplo, esperamos a criação de antineutrinos eletrônicos, mas o resultado obtido na Eq. (3.11) nos diz que podemos encontrar antineutrinos muônicos mesmo em baixas distâncias.

Segundo o modelo padrão de oscilações, juntamente com os ângulos de mistura θ_{12} e com a diferença de massa quadrada Δm^2_{21} [50], nunca observamos o valor de $P_{\nu_e \to \nu_e}(L) = 0$ (como podemos ver na Fig. 2.1), onde identificamos que, durante o processo de evolução, o neutrino eletrônico nunca se transforma em um neutrino muônico. Ou seja, dado um estado $|\nu_e\rangle$, ele, durante o processo de evolução, nunca se tornou um estado $|\nu_\mu\rangle$ uma vez que sabemos da relação $\langle\nu_\mu|\nu_e\rangle = 0$. O processo de detecção então é o responsável pelo colapso da função de onda que, em um dado momento, precisa colapsar em $|\nu_e\rangle$ ou $|\nu_\mu\rangle$, escolhendo com probabilidades $|\langle\nu_e|\nu_e\rangle|^2$ o estado eletrônico e $|\langle\nu_\mu|\nu_e\rangle|^2$ o estado muônico.

Assim entendemos que o processo de criação, nas condições dos experimentos abordados, sempre geram neutrinos eletrônicos, no entanto, o processo de detecção é fundamental para o colapso e a detecção do mesmo no estado muônico, na hipótese de Pontecorvo. Esse raciocínio é instrutivo para entender que um neutrino eletrônico apesar de nunca se transformar em um neutrino muônico possui uma possibilidade diferente de zero de ser detectado como muônico graças aos artifícios da mecânica quântica.

No caso do Mecanismo de Pontecorvo Estendido, também atribuímos essa detecção de neutrinos muônicos em baixas distâncias ao colapso da função de onda, no entanto, o que argumentamos é que nem todas as reações concordam sobre o que é um neutrino eletrônico. Uma vez que o neutrino eletrônico é criado com um ângulo θ_c ele pode ser interpretado como um neutrino muônico por um experimento de detecção preparado com um ângulo θ_d. Ou seja, o conceito de neutrino eletrônico, ou muônico é um conceito relativo que depende de cada reação, detecção ou criação; e cada uma o define, através de seu ângulo próprio θ_c ou θ_d.

Computando a probabilidade de uma partícula com um determinado θ_c colapsar num estado θ_d em função da distância percorrida (L), temos:

$$P_{\nu_e \to \nu_e} = \cos^2(\theta_c - \theta_d) - \sin 2\theta_c \sin 2\theta_d \sin^2(\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E}). \tag{3.12}$$

Ou seja, apesar dessa nova interpretação onde podemos obter um desaparecimento de neutrinos eletrônicos, atribuído a um surgimento de neutrinos muônicos em baixas distâncias, não perdemos o caráter oscilatório da física de neutrinos.

Todavia, ainda temos um desconhecimento sobre o sistema, sabemos que o estado pode assumir qualquer valor de θ_c no intervalo $[0,\frac{\pi}{2}]$, no entanto, não sabemos com qual frequência um determinado θ_c ou θ_d é criado dentre um conjunto de reações de criação ou detecção, respectivamente. Sabemos que esses valores não podem ser completamente aleatórios. A razão de não poder ser aleatório é muito simples, tome um estado θ_c na criação, qualquer, se tivermos uma distribuição aleatória de θ_d na detecção, a probabilidade de obtermos um estado muônico ($|\langle\nu_e^c|\nu_\mu^d\rangle|^2$) seria muito acentuada, (uma vez que qualquer valor que se distancie de θ_c resulta em probabilidades não nulas de obtenção de neutrinos muônicos em curtas distâncias), o que não condiz com os dados experimentais apresentados na Fig. 2.4, que revela um abaixamento de aproximadamente 6% em relação à unidade; assim a distribuição de θ_c's ou θ_d's seguem uma direção preferencial, caracterizada por uma média.

Para contar como se dá a distribuição dos parâmetros, nós propomos uma distribuição de probabilidades, que conta a frequência de um θ_c ou um θ_d particular aparecer num processo de criação ou detecção $f(\theta_c, \theta_d)$. Essa função de distribuição de probabilidades poderia ser qualquer uma dentre as várias existentes, tais como: Chi quadrado, Lorentziana, Gaussiana; mas optamos por escolher a distribuição Gaussiana por razões do fácil manejo e facilidade no cálculo computacional.

Notemos que o processo de criação é completamente independente do processo de detecção. Podemos identificar isso pelo fato de que alterando a quantidade de neutrinos num reator, por exemplo, definidos por um estado θ_c não alteramos a quantidade de neutrinos no detector, que estão no estado de detecção definido pelo ângulo θ_d. Por isso dizemos que:

$$f(\theta_c, \theta_d) = f(\theta_c)f(\theta_d), \tag{3.13}$$

onde escolhemos:

$$f(\theta_{i,d}) = e^{-\frac{(\theta_{i,d}-\theta_o)^2}{\alpha^2}}, \tag{3.14}$$

onde θ_o é o valor central da distribuição gaussiana, que escolhemos como θ_{12} (parâmetro do modelo padrão de oscilações). A escolha do valor de θ_{12} como valor central provém do fato de que a anomalia dos reatores provocam um decréscimo de apenas 5.7% da probabilidade em relação à unidade em baixas distâncias ($\approx$ 100m), mas o valor de θ_{12}

é uma boa aproximação para descrever a amplitude de oscilação dos valores próximos à 100km, onde o fenômeno de oscilação em duas famílias se torna apreciável. Uma análise criteriosa dos ângulos de mistura pode ser realizada, o que certamente mudará o valor de θ_o em relação ao valor de θ_{12} em poucos %. Se o modelo for eventualmente confirmado, essa seria uma nova proposta de trabalho.

Assumimos, também, que a largura da gaussiana (α) envolvida no processo de criação é igual àquela referente ao processo de detecção, uma vez que não esperamos uma população de estados tão diferentes nos dois processos; já que isso abaixaria a probabilidade de sobrevivência consideravelmente, fato não observado experimentalmente.

A probabilidade real de se encontrar um neutrino eletrônico, levando em conta a técnica da contagem de estados, se torna:

$$P^{real}_{\nu_e\to\nu_\mu} = \int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2} P_{\nu_e\to\nu_e}\frac{f(\theta_c,\theta_d)}{N}d\theta_c d\theta_o, \tag{3.15}$$

onde a normalização N é definida por:

$$N = \int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2} f(\theta_c,\theta_d)d\theta_c d\theta_o. \tag{3.16}$$

E esse é o Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

A respeito dos ângulos de mistura, a suposição de colocá-los em um intervalo restrito de $[0, \frac{\pi}{2}]$ provém do seguinte pensamento:

Seja um neutrino eletrônico criado num estado definido pelo ângulo θ_c, $|\nu_e^c(\theta_c)\rangle$, e seja também um estado na detecção determinado por um ângulo θ_d, $|\nu_e^d(\theta_d)\rangle$, no processo de detecção vamos ter a seguinte probabilidade de achar um neutrino eletrônico: $|\langle\nu_e^c(\theta_c)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2$. Agora, suponha que haja deslocamento de 2π no ângulo θ_c a probabilidade de detecção de um neutrino eletrônico se torna $|\langle\nu_e^c(\theta_c+2\pi)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2 = |\langle\nu_e^c(\theta_c)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2$, ou seja, um deslocamento de 2π em θ_c não faz diferença para o processo de detecção de modo que contar um estado com θ_c é exatamente igual a contar um estado com $\theta_c + 2\pi$, como nossa função $f(\theta_c,\theta_d)$ conta estados com determinado θ_c, não temos necessidade de contá-los duas vezes. Argumento análogo pode ser aplicado notando que $|\langle\nu_e^c(\theta_c+\pi)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2 = |\langle\nu_e^c(\theta_c)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2$ e $|\langle\nu_e^c(\theta_c+\frac{\pi}{2})|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2 = |\langle\nu_e^c(\theta_c)|\nu_e^d(\theta_d)\rangle|^2$, de modo que quando fixamos o intervalo de θ_c entre $[0, \frac{\pi}{2}]$, cobrimos todas as possibilidades para os valores de θ_c, sem ambiguidade. O mesmo raciocínio pode ser executado fixando o valor de θ_c e variando o valor de θ_d entre os valores de

2π, π e $\frac{\pi}{2}$, resultando na conclusão de que o intervalo para θ_d também será de $[0, \frac{\pi}{2}]$, para contagens sem ambiguidade.

3.2.1 Aplicando o Mecanismo

3.2.1.1 Cálculo da taxa R para anomalia dos reatores

Nessa seção vamos aplicar o mecanismo a dois problemas diferentes, a anomalia do Gálio e também a anomalia dos antineutrinos de Reatores. Para começar, vamos definir a metodologia utilizada para tratar os dados no caso dos reatores.

Como sabemos, os reatores não produzem um feixe de neutrinos com energia bem determinada, mas produzem um espectro que varia de reator para reator, assim como podemos ver no capítulo 2. Como estamos interessados em calcular a probabilidade de que um antineutrino eletrônico permaneça como antineutrino eletrônico, temos que obter a razão entre o número de neutrinos efetivamente detectados (N_{obs}) e o número de neutrinos que se espera no detector (N_{esp}). Assim, calculamos:

$$R = \frac{N_{obs}}{N_{esp}}, \tag{3.17}$$

onde:

$$N_{obs} = \int_{1,81}^{12} P^{real}_{\nu_e \to \nu_\mu}(E) S(E) \sigma(E) dE, \tag{3.18}$$

$$N_{esp} = \int_{1,81}^{12} S(E) \sigma(E) dE, \tag{3.19}$$

onde:

$$S(E) = \sum_{k=1}^{4} S_k(E) c_k, \tag{3.20}$$

onde S_k é o espectro de cada um dos combustíveis que compõem o reator nuclear, dado pela Eq. (2.13), c_k é a fração de combustível referente à cada reator (como se pode ver na Tabela 2.4), no entanto, como cada reator tem um espectro diferente devido a diferentes combinações de combustíveis, vamos tomar uma medida simplificada para o problema. Vamos definir uma composição média, com base na composição dos reatores de KamLand [15], através da Fig. 3.1, tomando o centésimo dia como base.

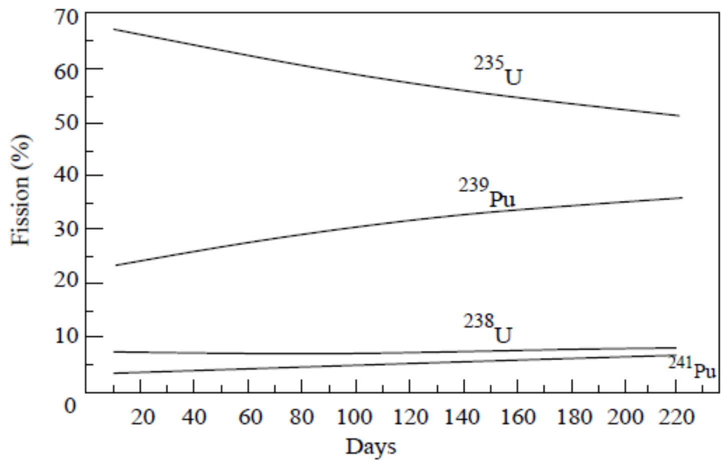

Figura 3.1: Composição de combustíveis no KamLand. Figura retirada da referência [15].

Dessa maneira podemos escrever o espectro de reatores da seguinte maneira:

$$S(E) = 0,57S_1(E) + 0,295S_2(E) + 0,078S_3(E) + 0,057S_4(E), \tag{3.21}$$

onde 1, 2, 3 e 4 são referentes aos combustíveis ^{235}U, ^{239}Pu, ^{238}U e ^{241}Pu, respectivamente, que são determinados pela Eq. (2.13). A seção de choque para o decaimento beta inverso pode ser encontrada na referência [13] e pode ser parametrizada por:

$$\sigma(E) = 2,6844 - 4.6971E + 1,8601E^2 - 0,013413E^3. \tag{3.22}$$

3.2.1.2 Cálculo da taxa R para Anomalia do Gálio

Agora vamos definir a metodologia utilizada para tratar os dados referentes a anomalia do Gálio. Neste caso, assim como no caso de reatores, estamos buscando pela razão:

$$R = N_{obs}/N_{esp}, \tag{3.23}$$

mas nesse caso:

$$N_{esp} = \sum_i (Prop)_i \sigma_i \int dV L^{-2} \tag{3.24}$$

e

$$N_{obs} = \int dV L^{-2} \sum_i (Prop)_i \sigma_i P^{real}_{\nu_e \to \nu_e}(L, E_{\nu,i}), \tag{3.25}$$

onde $Prop$ são as proporções em que um átomo de ^{51}Cr ou ^{37}Ar produz um neutrino com determinada energia; essas proporções são encontradas na Tabela 2.6, σ_i são as seções de choque relativas à Eq. (2.21), para cada uma das energias permitidas, esses dados também se encontram na Tabela 2.6. A integração no volume representa a integração sobre todo o espaço onde seria permitido uma reação de detecção, e como os detectores são grandes tanques de Gálio, a integração seria sobre esse volume. No entanto, as dimensões das fontes não são bem especificadas na referência [39] o que acarretaria em uma aproximação dos valores para a resolução dessas integrais. Para superar esse problema notamos que a menor energia envolvida no processo de fontes de ^{51}Cr é de 427Kev. Para essa energia, temos o seguinte comprimento de oscilação:

$$\frac{\Delta m^2_{21} L_o}{4E\hbar c} = \pi, \tag{3.26}$$

onde $\hbar$ e c são as constantes de Planck e a velocidade da luz, respectivamente, encontrados em [23], usando além disso Δm^2_{21}, encontrado em [50], obtém-se $L_o \approx 14000$ m. Dessa maneira, consideraremos $P^{real}_{\nu_e \to \nu_e}(L, E_{\nu,i})$ praticamente constante no volume de integração, uma vez que o raio dos detectores de Gálio são de aproximadamente 2m. Isso simplifica as contas pois podemos "tirar para fora"o termo $P^{real}_{\nu_e \to \nu_e}(L, E_{\nu,i})$ da integração na Eq. (3.25), resultando em um cancelamento das integrais na Eq. (3.23).

3.2.1.3 Análise Gálio

Com a Eq. (3.23) podemos fazer uma análise estatística do Mecanismo de Pontecorvo Estendido afim de obter o parâmetro de melhor ajuste da teoria ($\alpha_{m.a.}$). Para isso utilizamos o método do χ^2. Definindo:

$$\chi^2 = \sum_i^4 \left(\frac{R^t_i - R^e_i}{\Delta R^e_i} \right)^2, \tag{3.27}$$

onde R^t são os R descritos por (3.23), R^e e ΔR^e são os valores experimentais e os erros, respectivamente, associados às medidas, dados pelas equações (2.17),(2.18), (2.19) e (2.20). Note que os erros dados nas equações (2.17),(2.18), (2.19) e (2.20) não são sempre da mesma magnitude em relação à $\pm\sigma$, nos casos onde há essa diferença ((2.18) e (2.20)), tomamos para o erro, a média entre os valores relativos à $+\sigma$ e $-\sigma$, de modo que para cada ponto exista apenas 1 valor de ΔR^e.

R^t é uma função que depende dos parâmetros $\theta_{12}, \Delta m^2_{12}, \alpha$, sendo α o parâmetro livre do modelo. Para os valores de $\theta_{12}, \Delta m^2_{12}$, vamos utilizar os valores já bem estabelecidos da física padrão de oscilações [50]. Vale ressaltar que essa é uma aproximação, uma vez que a mudança provocada pela nova normalização muda a posição dos pontos (R) no gráfico Probabilidade vs Distância (Fig. 2.1), e o valor de θ_{12}, que descreve o valor médio de nossa gaussiana pode se alterar nessa nova configuração.

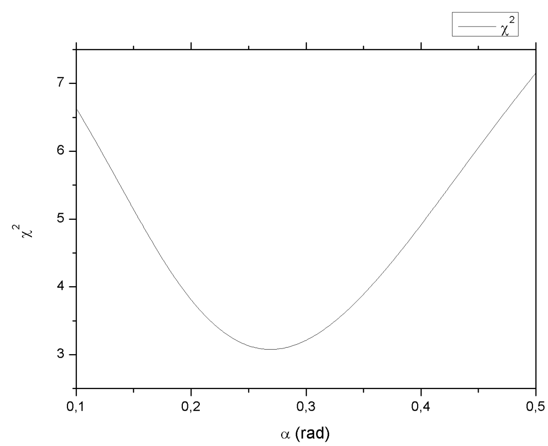

Figura 3.2: χ^2 vs α para o caso em duas famílias. Análise somente dos pontos da anomalia do Gálio.

Plotando o gráfico χ^2 vs α, Fig. 3.2, obtemos $\alpha = 0,269$ variando entre os intervalos [0,188;0,33] e [0,129;0,439] organizados conforme 68,3% N.C e 90% N.C.(Nível de Confiança), respectivamente. Com o valor do melhor ajuste, plotamos o gráfico comparativo entre o modelo de Pontecorvo estendido e a hipótese de Pontecorvo, Fig. 3.3.

Para essa parte de baixos valores de L [0-4m], usamos o valor de R calculado para o Gálio (3.23). No entanto, como temos quatro fontes de Gálio e as fontes de Cr e Ar possuem proporções de decaimento com energias diferentes, utilizamos o seguinte método para o cálculo do R_{ga}:

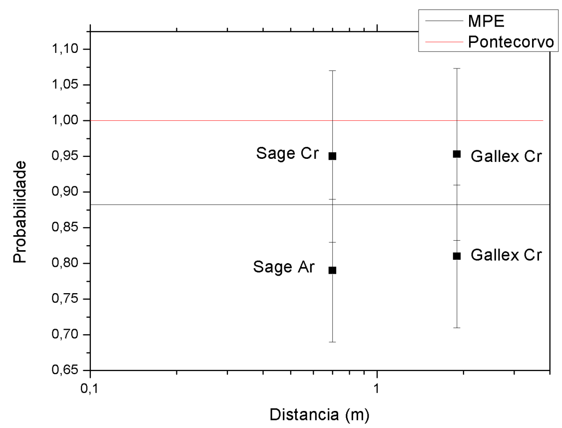

Figura 3.3: Probabilidade (R_{ga}) vs Distância.

$$R_{ga} = (R^t_{gallex} + R^t_{gallex} + R^t_{sagear} + R^t_{sagecr})/4, \tag{3.28}$$

ondeR^t_{gallex} é calculado utilizando-se da Eq. (3.23) e utilizando-se dos valores referentes à coluna ^{51}Cr na Tabela 2.6 e os dados na coluna GALLEX na Tabela 2.7; R^t_{sagear} é calculado usando a coluna ^{37}Ar da Tabela 2.6 e coluna SAGE da Tabela 2.7; finalmente R^t_{sagecr} calcula-se utilizando os dados da coluna ^{51}Cr na Tabela 2.6 e dados da coluna SAGE da Tabela 2.7.

Esse procedimento de soma é um procedimento aproximado uma vez que não sabemos qual é o peso estatístico de cada medida executada nas fontes de calibração do Gallex e do Sage. No entanto essa é uma boa aproximação. Podemos notar isso comparando os valores das equações (2.24), (2.17), (2.18), (2.19) e (2.20).

Em um caso:

$$(R^{G1}_B + R^{G2}_B + R^{S1}_B + R^{S2}_B)/4 = 0,8765, \tag{3.29}$$

enquanto que o valor da equação (2.24) é de 0,86 (calculado por [41] e utilizando os pesos estatísticos corretos). Ou seja, a aproximação é razoável. Outro fator que conta em favor dessa aproximação é que, como estamos fazendo um ajuste, através de um parâmetro livre, todos os termos do lado direito da equação (3.28) partem de um mesmo valor de probabilidade em L = 0 ($R^t_{gallex}(L = 0) = R^t_{sagear}(L = 0) = R^t_{sagecr}(L = 0)$).

Ou seja, mesmo que plotássemos apenas uma das curvas a diferença entre os resultados não seria distinguível no intervalo [0-4m] uma vez que o comprimento de oscilação para as fontes de Gálio é da ordem de 14Km.

3.2.1.4 Análise Reatores

Assim como no caso do Gálio, calculamos através do método do χ^2 o parâmetro α que melhor ajusta o Mecanismo de Pontecorvo Estendido para os pontos relacionados aos reatores.

$$\chi^2 = \sum_{1}^{21} (R^t - R^e)_i W_{ij}^{-1} (R^t - R^e)_j \tag{3.30}$$

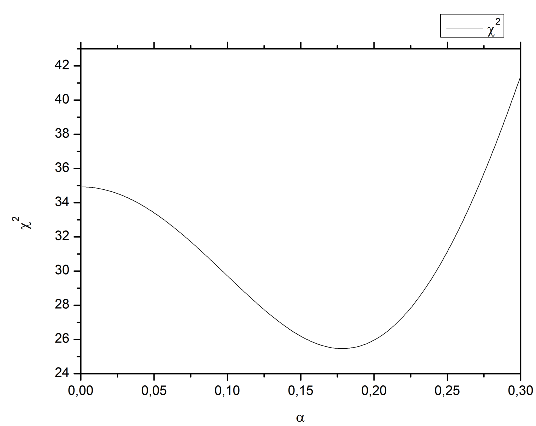

Figura 3.4: χ^2 para o caso em duas famílias para o caso de reatores.

Onde R^t é calculado através da Eq. (3.17) e i é o índice que menciona cada um dos pontos relacionados aos reatores (Tabela 2.5 e Eqs. (2.16) e (2.15)) e W é a matriz de correlação, na qual os coeficientes são dados pela Fig. 2.5, onde assumimos também que não existe correlação entre os pontos de Chooz e Palo Verde, ou seja, W é bloco diagonal nas entradas 20 e 21. Para a obtenção do melhor ajuste, plotamos a figura 3.4, onde obtemos o valor de $\alpha = 0,179$ variando entre os intervalos [0,145; 0,209] , [0,119; 0,228] e [0,070; 0,255]; , organizados da forma 68,3%N.C., 90%N.C. e 99%N.C., respectivamente. Com o parâmetro de melhor ajuste, plotamos o gráfico comparativo entre o modelo de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, Fig. 3.5.

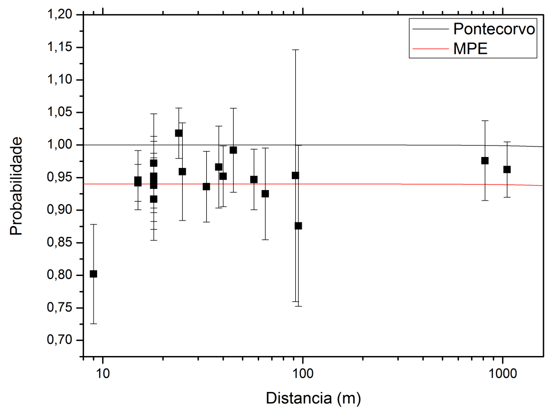

Figura 3.5: Probabilidade vs Distância para o caso em duas famílias. Comparação apenas entre os dados de reatores.

3.2.1.5 Análise do Gálio + Reatores

Uma vez que sabemos como calcular o R teórico para o caso do Gálio, além de seus dados experimentais, podemos fazer uma análise global e tentar definir um parâmetro α que dê conta, de uma só vez, de todos os dados de Gálio e Reatores

Para essa análise vamos utilizar:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{4} \left(\frac{R_i^t - R_i^e}{\Delta R_i^e} \right)^2 + \sum_{1}^{21} (R^t - R^e)_i W_{ij}^{-1} (R^t - R^e)_j, \tag{3.31}$$

onde i significam cada um dos pontos experimentais (4 do Gálio + 21 de Reatores) R^t são os pontos calculados com o modelo de pontecorvo estendido, segundo a definição apropriada, (3.23) no caso do Gálio e (3.17), no caso de reatores. R_e e ΔR^e são os pontos experimentais e os erros de cada ponto, respectivamente; esses pontos também são extraídos conforme cada caso, para o Gálio, (2.17), (2.18), (2.19), (2.20) e para os reatores, se encontram na Tabela 2.5 e nas equações (2.16) e (2.15).

Relembrando que R^t depende dos parâmetros θ_{12}, Δm_{21}^2, e para os tais usamos os valores encontrados na referência [50].

Plotando χ^2 vs α para esse caso, obtemos a Fig. 3.6, para esse caso encontramos $\alpha = 0.192$, variando entre os intervalos [0,164; 0,220], [0,141; 0,239] e [0,104; 0,265], onde os intervalos se organizam da forma 68,3%N.C., 90%N.C. e 99%N.C., respectivamente.

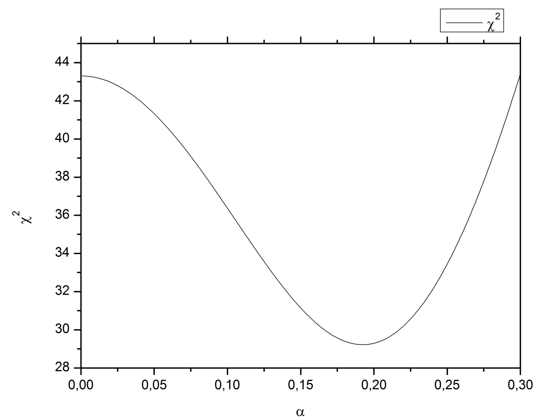

Figura 3.6: χ^2 Global para Reatores + Gálio em duas famílias.

Com o valor do melhor ajuste, plotamos o gráfico comparativo entre as duas teorias, o Mecanismo de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, apresentado na Fig. 3.7.

Com isso podemos ver que o valor de α fornece um ajuste melhor para os pontos experimentais em relação ao utilizado pela hipótese de Pontecorvo.

3.3 Caso 3 famílias

No mesmo espírito do desenvolvimento para duas famílias, estendemos o Mecanismo para três famílias. Utilizando a hipótese de Pontecorvo para o caso em três famílias obtemos:

$$|\nu_e\rangle = U|\nu_1\rangle, \tag{3.32}$$

$$|\nu_\mu\rangle = U|\nu_2\rangle, \tag{3.33}$$

$$|\nu_\tau\rangle = U|\nu_3\rangle, \tag{3.34}$$

onde $|\nu_1\rangle$,$|\nu_2\rangle$,$|\nu_3\rangle$, são os autoestados de massa e $|\nu_e\rangle$,$|\nu_\mu\rangle$,$|\nu_\tau\rangle$, são os autoestados de sabor. U é a matriz de Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata , dada por:

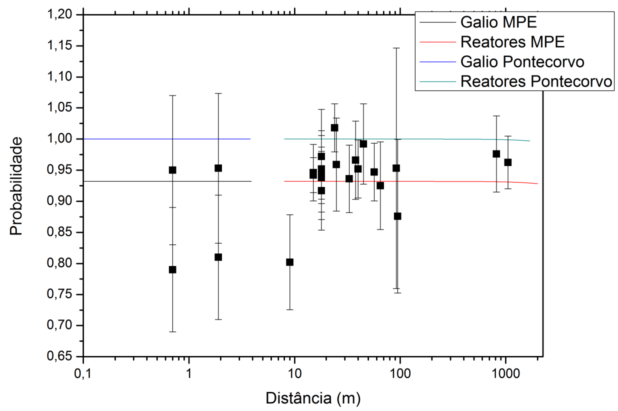

Figura 3.7: Probabilidade vs Distância. Probabilidade considerando o caso global Reatores + Gálio.

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & -s_{12}c_{13} & s_{13} \\ s_{12}c_{23} + c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & -s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & c_{12}s_{23} + s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \tag{3.35}$$

onde c se refere à cosseno (cos) e s se refere a seno (sin) os índices 12, 13 e 23 são referentes aos ângulos de mistura, θ_{12}, θ_{13} e θ_{23}.

Para implementar o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, vamos relaxar a hipótese de Pontecorvo de modo que, no processo de criação, os neutrinos possuam ângulos específicos, porém não fixos, que definiremos como x_1,x_2,x_3. Então:

$$U^i = \begin{pmatrix} c^i_{12}c^i_{13} & -s^i_{12}c^i_{13} & s^i_{13} \\ s^i_{12}c^i_{23} + c^i_{12}s^i_{23}s^i_{13} & c^i_{12}c^i_{23} - s^i_{12}s^i_{23}s^i_{13} & -s^i_{23}c^i_{13} \\ s^i_{12}s^i_{23} - c^i_{12}c^i_{23}s^i_{13} & c^i_{12}s^i_{23} + s^i_{12}c^i_{23}s^i_{13} & c^i_{23}c^i_{13} \end{pmatrix}. \tag{3.36}$$

No caso da detecção precisamos, também, colapsar os neutrinos em estados que possuam ângulos diferentes daqueles definidos na criação, os quais definimos como y_1,y_2 e y_3.

$$U^d = \begin{pmatrix} c^d_{12}c^d_{13} & -s^d_{12}c^d_{13} & s^d_{13} \\ s^d_{12}c^d_{23} + c^d_{12}s^d_{23}s^d_{13} & c^d_{12}c^d_{23} - s^d_{12}s^d_{23}s^d_{13} & -s^d_{23}c^d_{13} \\ s^d_{12}s^d_{23} - c^d_{12}c^d_{23}s^d_{13} & c^d_{12}s^d_{23} + s^d_{12}c^d_{23}s^d_{13} & c^d_{23}c^d_{13} \end{pmatrix}, \tag{3.37}$$

onde os coeficientes se relacionam da seguinte maneira:

c_{12}^i	c_{13}^i	c_{23}^i	c_{12}^d	c_{13}^d	c_{23}^d
$\cos x_1$	$\cos x_2$	$\cos x_3$	$\cos y_1$	$\cos y_2$	$\cos y_3$
s_{12}^i	s_{13}^i	s_{23}^i	s_{12}^d	s_{13}^d	s_{23}^d
$\sin x_1$	$\sin x_2$	$\sin x_3$	$\sin y_1$	$\sin y_2$	$\sin y_3$

Para calcular a probabilidade de sobrevivência e de transição entre dois léptons ($P_{\nu_l \to \nu_l'}$) nós obtemos [51]:

$$P_{\nu_l \to \nu_l'} = \left(\sum_{\gamma} U_{l\gamma}^i U_{l\gamma}^d \right)^2 - 4 \sum_{\gamma > \beta} U_{l\gamma}^i U_{l'\gamma}^d U_{l\beta}^i U_{l'\beta}^d \sin \left(\frac{\Delta m_{\gamma\beta}^2 L}{4E} \right), \tag{3.38}$$

onde $U_{l\gamma}^{i,d}$ são as componentes de $U^{i,d}$.

Essas probabilidades são as probabilidades relacionadas a uma partícula do sistema. Como feito no caso para duas famílias, é preciso levar em conta a probabilidade de se achar uma partícula num determinado estado de criação e sua probabilidade de se colapsar em um determinado estado de detecção. Considerando então que existe uma distribuição nos coeficientes podemos definir a seguinte relação:

$$P_{\nu_l \to \nu_l'}^{(real)}(L) = \int_0^{\pi/2} P_{\nu_l \to \nu_l'} \frac{f(x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3)}{N} dx_1 dx_2 dx_3 dy_1 dy_2 dy_3, \tag{3.39}$$

onde $f(x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3)$ é a função de distribuição de probabilidades, que escolhemos, por simplicidade, ser uma distribuição gaussiana.

Notamos que x_1, x_2 e x_3 são variáveis independentes. Podemos ver isso pelo fato de que, quando mudamos o valor de x_1 nós não alteramos os valores de x_2 e/ou x_3. Também podemos notar que os x_i são independentes dos y_i, uma vez que o experimento de produção de neutrinos eletrônicos não interfere no procedimento de detecção. Outra simplificação feita é tomar a largura da gaussiana referente ao processo de criação (α_{x_i}) igual à largura referente ao processo de detecção (α_{y_i}), uma vez que valores nas larguras muito diferentes acarretariam uma diminuição considerável da probabilidade de sobrevivência, algo não comportado pelos dados experimentais.

Usando a hipótese de que todas as variáveis são independentes entre si e os desvios iguais na criação e detecção, obtemos:

$$f(x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3) = \prod_{i=1}^{3} e^{(\frac{x_i - \theta_i}{\alpha_{x_i}})^2} . \prod_{i=1}^{3} e^{(\frac{y_i - \theta_i}{\alpha_{y_i}})^2}, \tag{3.40}$$

onde θ_c assume os valores θ_{12}, θ_{13} e θ_{23} para $i = 1, 2$ e 3 , respectivamente, e também lembrando que $\alpha_{x_i} = \alpha_{y_i}$. O fator de normalização é computado como:

$$N = \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3) dx_1 dx_2 dx_3 dy_1 dy_2 dy_3. \tag{3.41}$$

3.3.1 Aplicando o Mecanismo

Decidimos fazer uma simplificação no caso em três famílias; como no caso em duas famílias, gostaríamos de atribuir esse desaparecimento de neutrinos eletrônicos a um aparecimento de neutrinos muônicos. Sendo assim vamos considerar o mecanismo sendo válido apenas para os ângulos x_1 e y_1. O que significa dizer que estamos fazendo $\alpha_{x2} = 0$ e $\alpha_{x3} = 0$. Note que ao fazer, $\alpha_{x2} = 0$ e $\alpha_{x3} = 0$ estamos transformando $f(x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3)$ em $f(x_1, y_1)\delta(x_2 - \theta_{13})\delta(y_2 - \theta_{13})\delta(x_3 - \theta_{23})\delta(y_3 - \theta_{23})$ eliminando a integração no elemento de volume $dx_2 dy_2 dx_3 dy_3$ em (3.39).

3.3.1.1 Caso Reatores

Utilizando os mesmos dados encontrados na Tabela 2.5 e nas Eqs. (2.16) e (2.15) encontramos o melhor ajuste para o Mecanismo de Pontecorvo Estendido utilizando o caso em três famílias.

$$\chi^2 = \sum_1^{21} (R^t - R^e)_i W_{ij}^{-1} (R^t - R^e)_j. \tag{3.42}$$

O procedimento para o cálculo de R^t é o mesmo encontrado nas Eqs. (3.17), (3.18) e (3.19), no entanto, a definição de $P^{real}_{\nu_\mu \to \nu_e}$ é dada pela Eq. (3.39).

O melhor ajuste para o caso em três famílias somente com o grau de liberdade em θ_{12} (ou seja com $\alpha_{x2} = 0$ e $\alpha_{x3} = 0$) é encontrado na Fig. 3.8 como $\alpha_{x_1} = 0,154$, variando entre os intervalos [0,115; 0,187] e [0,079; 0,208], onde os intervalos são organizados segundo 68,3%N.C e 90%N.C., respectivamente; com o valor do melhor ajuste, plotamos o gráfico das probabilidades, comparando o modelo de Pontecorvo com o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, apresentado na Fig. 3.9

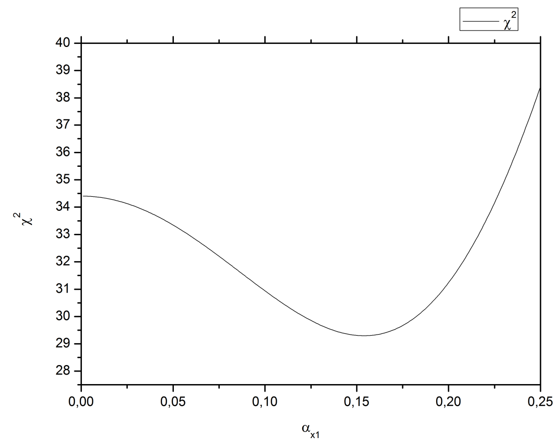

Figura 3.8: χ^2 para o caso em três famílias para o caso de reatores.

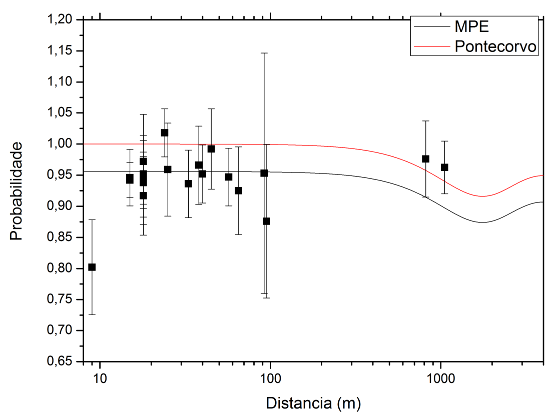

Figura 3.9: Probabilidade vs Distância. Gráfico comparativo entre a Hipótese de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, usando apenas dados de reatores.

3.3.1.2 Caso Reatores incluindo Daya Bay

Para a física de padrão de oscilações são necessários três ângulos de mistura (θ_{12},θ_{13} e θ_{23}) dos quais θ_{13} era o menos conhecido. O experimento CHOOZ tinha encontrado um limite superior para $\sin^2 2\theta_{13}$ de 0.17 com 90% de nível de confiança (N.C.) [6]. Recentemente resultados dos experimentos T2K [52], MINOS [53] e Double CHOOZ [54] também indicaram por um valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ diferente de zero. No entanto, no início de 2012 dois resultados importantes foram publicados com limites para o valor de $\sin^2 2\theta_{13}$. O experimento RENO [55] revelou um valor de $\sin^2 2\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013(stat) \pm 0,019(sist)$ enquanto que Daya Bay [56] revelou um valor de $\sin^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(stat) \pm 0.005(sist)$, confirmando que θ_{13} possui um valor diferente de zero.

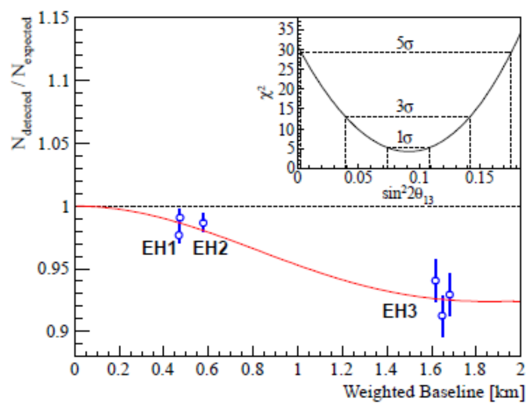

Figura 3.10: Resultado de Daya Bay. Figura retirada de [56].

Para uma análise mais completa do Mecanismo de Pontecorvo Estendido, seria interessante acrescentar os efeitos gerados por esse ângulo de mistura diferente de zero. Para tanto vamos incluir os dados de Daya Bay em nossa análise. Os dados de Daya Bay se encontram na Fig. 3.10. No entanto a tarefa é um pouco mais complicada do que simplesmente tomar os dados da figura. O fato é que Daya Bay possui dois conjuntos de detectores que são denominados "‘próximo (n)"’ e "‘distante (f)"’ e portanto eles sempre buscam pela razão f/n não importando qual normalização é a utilizada para a obtenção do valor de $\sin^2 2\theta_{13}$, no entanto, para construir os dados apresentados na Fig. 3.10 é utilizada uma normalização que não é especificada em [56]. O problema que estamos tratando aqui nessa dissertação é justamente o problema indicado por [7] onde o fluxo esperado de neutrinos é maior do que o fluxo de neutrinos previamente calculados em [13], ou seja, o fluxo é muito importante para nossa análise. Temos indícios de que a hipótese de Pontecorvo não é uma boa explicação para os fenômenos das anomalias do Gálio e dos antineutrinos de reatores, no entanto, a normalização adotada por Daya Bay (e apresentada na Fig. 3.10) é compatível com a hipótese de Pontecorvo. O que vamos propor agora é achar uma normalização para Daya Bay que seja compatível com a nova normalização adotada para os experimentos com os reatores antigos. Fazemos isso da seguinte maneira:

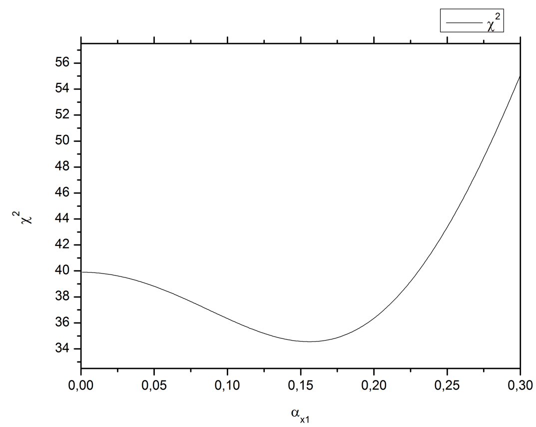

Figura 3.11: χ^2 computado com uma normalização livre f(α).

$$\chi^2 = \sum_1^{21}(R^t - R^e)_i W_{ij}^{-1}(R^t - R^e)_j + \sum_i^6 \left(\frac{R_i^t - R_i^e.f}{\Delta R^e}\right)^2, \tag{3.43}$$

onde f é uma normalização arbitrária. Minimizando χ^2 em relação ao parâmetro f, obtemos a seguinte relação:

$$f = \frac{\sum_i^6 \frac{R_i^t R_i^e}{(\Delta R_i^e)^2}}{\sum_i^6 \left(\frac{R_i^e}{\Delta R_i^e}\right)^2}. \tag{3.44}$$

Substituindo a Eq. (3.44) na Eq. (3.43), podemos plotar o gráfico de χ^2 em função de α e achar o melhor parâmetro $\alpha_{x1}^{m.a.}$ que acomoda bem, tanto os valores dos experimentos antigos, quanto os valores de Daya Bay com uma normalização livre.

Para esse caso, achamos $\alpha_{x_1} = 0,156$ variando entre os intervalos [0,116; 0,189] e [0,082; 0,210], de acordo com 68,3%N.C., 90%N.C.. Podemos também enxergar como se comporta a normalização livre conforme o parâmetro α varia, como vemos na Fig. (3.12).

Identificamos que f, calculado no melhor valor do parâmetro α é de 0,950. Um teste de consistência para o cálculo da normalização dos dados de Daya Bay pode ser obtido observando que os pontos experimentais mostrados na Fig. 3.10 estão em boa concordância com a hipótese de Pontecorvo, poderíamos tomar como base a nova

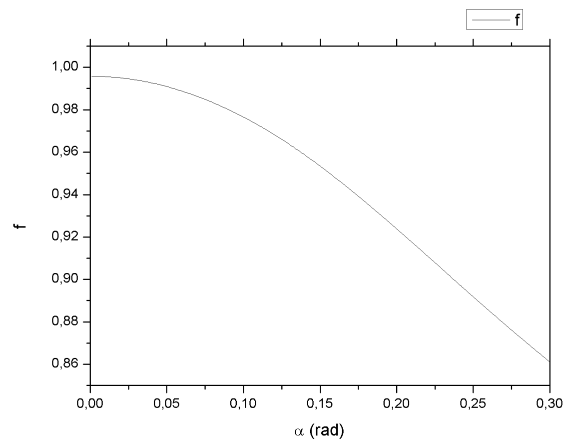

Figura 3.12: Comportamento da normalização f em função do parâmetro α.

normalização [7] que está 5.7% abaixo da hipótese de Pontecorvo, dessa maneira a correção seria:

$$R^{Novo}_{Dayabay} = \frac{1}{1 + 0.0057} R^{Antigo}_{Dayabay}, \tag{3.45}$$

que nos daria uma normalização $f = \frac{1}{1+0.0057} = 0,946$, que serve como um teste de consistência para o método apresentado em (3.44). Existe uma pequena discrepância entre os valores de apenas 0.004.

Finalmente plotamos o gráfico que compara as probabilidades comparando o modelo de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, os pontos de Daya Bay apresentados na Fig. 3.13 são plotados tomando-se o valor de $f = 0.950$ e renormalizando todos os pontos apresentados na Fig. 3.10.

3.3.1.3 Caso Gálio

Seguindo o procedimento usual, também construímos o gráfico de χ^2 para os pontos referentes a Gallex e Sage, usando o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, para o caso em três famílias, somente com a liberdade no parâmetro θ_{12}. Calculando:

$$\chi^2 = \sum_i^4 \left(\frac{R_i^t - R_i^e}{\Delta R^e} \right)^2, \tag{3.46}$$

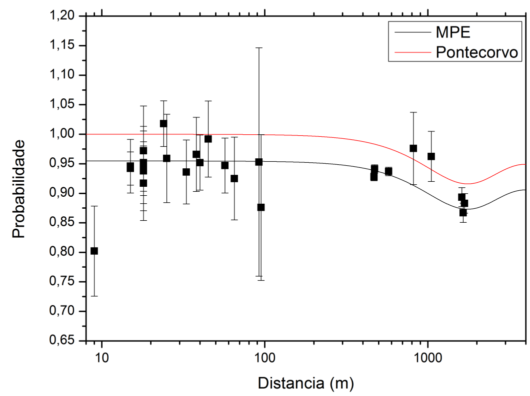

Figura 3.13: Probabilidades comparativas entre a Hipótese de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, incluindo Daya Bay renormalizado.

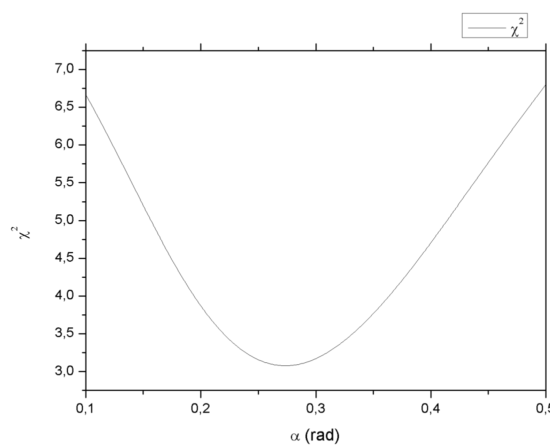

Figura 3.14: χ^2 para o caso em três famílias usando os pontos referentes à anomalia do Gálio.

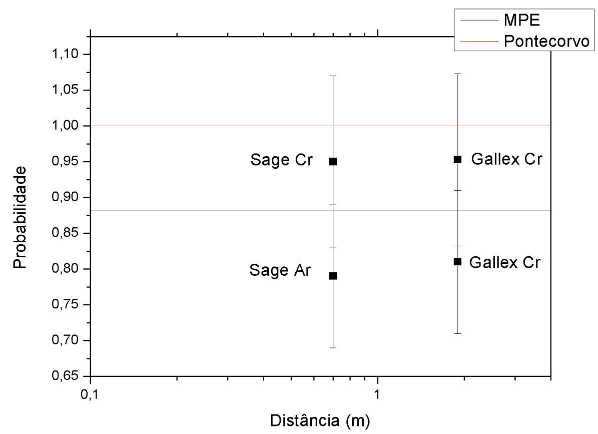

Figura 3.15: Probabilidade vs Distância. Gráfico comparativo entre a Hipótese de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido para o caso em três famílias usando os dados referentes à anomalia do Gálio.

onde R^t é calculado segundo a definição (3.23) onde $P^{real}_{\nu_e \to \nu_e}$ é dada em (3.39). Obtemos o gráfico de χ^2 vs α, Fig. 3.14, onde o valor obtido para o parâmetro foi de $\alpha_{x_1} = 0.273$ variando entre os intervalos [0,191; 0,367] e [0,13; 0,452], organizados segundo 68,3%N.C., 90%N.C. e, com o valor do melhor ajuste, plotamos novamente a comparação entre o Modelo de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido, Fig. 3.15.

3.3.1.4 Caso Gálio + Reatores

Com os 4 pontos referentes a Gallex e Sage, 21 pontos dos reatores antigos e 6 pontos de Daya Bay, calculamos:

$$\chi^2 = \sum_i^4 \left(\frac{R_i^t - R_i^e}{\Delta R^e} \right)^2 + \sum_i^{21} (R^t - R^e)_i W_{ij}^{-1} (R^t - R^e)_j + \sum_i^4 \left(\frac{R_i^t - R_i^e . f(\alpha)}{\Delta R^e} \right)^2 , \quad (3.47)$$

onde o melhor ajuste é calculado em $\alpha_{x_1} = 0,174$, variando entre os intervalos [0,141; 0,204], [0,116; 0,224] e [0,065; 0,251], organizados segundo 68,3%N.C., 90%N.C., 99%N.C., respectivamente, com o valor do melhor ajuste, plotamos o gráfico das probabilidades comparativas entre o modelo de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

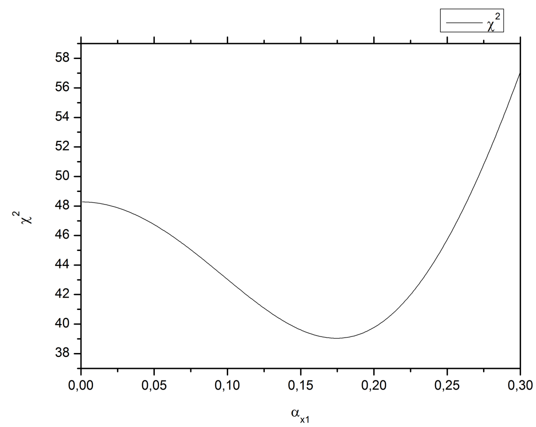

Figura 3.16: χ^2 Global usando todos os dados de reatores antigos + Daya Bay, Gallex e Sage.

Onde novamente vemos que o mecanismo acomoda os dados experimentais relativamente melhor do que a Hipótese de Pontecorvo.

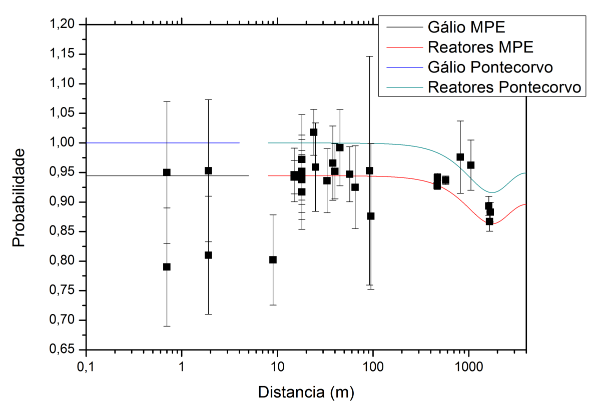

Figura 3.17: Probabilidade vs distancia. Gráfico comparativo entre a hipótese de Pontecorvo e o Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

4

Possíveis Experimentos

Nesse capítulo vamos tratar de possíveis experimentos que podem, de alguma maneira, fornecer uma possível exclusão ou confirmação do Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

4.1 Detector de neutrinos muônicos em baixas distancias

Apesar do mecanismo diminuir a probabilidade $P_{\nu_e \to \nu_e}$ em baixas distâncias a soma é sempre conservada e igual a 1:

$$\int_0^{\pi/2} (P_{\nu_e \to \nu_e} + P_{\nu_e \to \nu_\mu}) \frac{f(\theta_c, \theta_d)}{N} d\theta_c d\theta_d = 1. \tag{4.1}$$

Dessa maneira, o modelo prediz que haverá um fluxo diferente de zero de neutrinos muônicos em regiões próximas a fonte emissora de neutrinos (ou antineutrinos). Posicionando um detector de neutrinos muônicos em baixas distâncias, poderíamos então ter uma comprovação ou exclusão do modelo. Nenhum experimento foi proposto para a constatação desse fato até o momento.

4.2 Padrão de oscilação em baixas distâncias

A explicação, até então mais acreditada, dos fenômenos das anomalias dos reatores e gálio, utiliza neutrinos estéreis [7, 57], no entanto esses neutrinos estéreis prevêem a oscilação em curtas distâncias, fato que o mecanismo apresentado não prevê. A identificação de oscilação em baixas distâncias poderia descartar o nosso modelo.

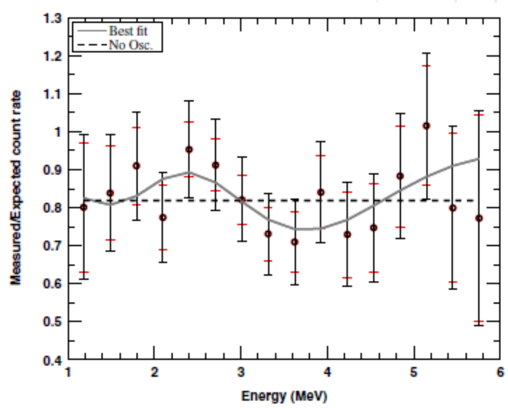

Figura 4.1: Padrão de oscilação observado no ILL. Figura retirada da referência [62].

O teste do padrão de oscilação em baixas distâncias já é um plano para os próximos anos, em [58] comenta-se sobre alguns experimentos que serão executados com o intuito de constatar a hipótese de neutrinos estéreis [59, 60, 61], um deles, inclusive, já em execução [59]. A exclusão da hipótese de oscilação em baixas distâncias é um indício a favor do Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

O experimento ILL fez algumas medidas, em sua época de funcionamento, onde a taxa R foi calculada para diferentes valores de energia, Fig. 4.1, no entanto, vemos um indicativo muito fraco de oscilação nesse experimento, já que as barras de erros envolvidas são grandes.

4.3 Experimentos em aceleradores

Experimentos em aceleradores possuem o canal $|\nu_\mu\rangle \to |\nu_e\rangle$ (ou $|\bar{\nu}_\mu\rangle \to |\bar{\nu}_e\rangle$), esses experimentos, segundo o mecanismo de Pontecorvo Estendido, deveriam mostrar uma probabilidade diferente de zero para a detecção de neutrinos eletrônicos mesmo em distâncias pequenas. Uma vez que

$$\int_0^{\pi/2} (P_{\nu_e\to\nu_e} + P_{\nu_e\to\nu_\mu})\frac{f(\theta_c,\theta_d)}{N} d\theta_c d\theta_d = 1. \tag{4.2}$$

E também que:

$$P_{\nu_e\to\nu_\mu} = P_{\nu_\mu\to\nu_e}. \tag{4.3}$$

Esperamos então que o decréscimo visto no canal $\nu_e \rightarrow \nu_e$ se converta em um acréscimo no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Alguns experimentos antigos em aceleradores impõem vínculos aos padrões de oscilações em baixas distâncias. Desses experimentos antigos, alguns consistem de dois detectores posicionados em dois locais distintos e se preocupam em verificar se o fluxo de neutrinos muônicos permanecem constante ao longo dessa distância. Outros experimentos consistem apenas de um detector e dependem de um cálculo teórico que estima a quantidade de neutrinos que é esperada no detector.

4.3.1 CDHSW

O CDHSW foi um experimento que consistiu de dois detectores posicionados à 130m e 885m e que buscava evidências de oscilação em um feixe de neutrinos muônicos para valores de Δm^2 altos (0.3 - 90 eV^2). Os resultados obtidos pela colaboração foram:

$$R_{dados} = 1,021 \pm 0,033, \tag{4.4}$$

onde

$$R_{dados} = \frac{N_t}{N_f}\left(\frac{L_t}{L_f}\right)^2 \frac{M_f}{M_t}, \tag{4.5}$$

onde N_i é o número de eventos encontrados no detector ($i = t$, detector traseiro, $i = f$, detector frontal), L_i é a distância do detector ao túnel de decaimento e M_i são as massas dos respectivos detectores.

Como vemos a taxa R é sempre comparativa, o que não nos dá indício de desaparecimento de neutrinos muônicos. Esse experimento é compatível com o mecanismo de Pontecorvo estendido uma vez que o esperado é que R para neutrinos muônicos que passe entre os dois dectores não varie apreciavelmente, uma vez que não prevemos oscilações à baixas distâncias.

4.3.2 Fermilab

Esse experimento ocorreu em 1981 no laboratório do Fermilab [63]. O objetivo do mesmo era a procura por oscilação de neutrinos usando uma banda larga de energia para feixes de neutrinos que eram detectadas em uma câmara de bolhas posicionadas

a 1200m da pipa de decaimento. O espectro de neutrinos era de unidades até centenas de GeV, com pico em 30GeV. Nenhuma evidência para oscilações de neutrinos foi encontrada. Os resultados desse experimento podem ser listados da seguinte maneira.
(I) Número de eventos de neutrinos muônicos medidos: 68500 ± 4000.
(II) Número de eventos de neutrinos eletrônicos medidos: 942 ± 85.
(III) Número de eventos de neutrinos eletrônicos esperados: 1027 ± 210.

Para maior resolução também foram tomados dados em um intervalo de energia específico ($5 \leq E_\nu \leq 10GeV$) onde o detector era mais sensível, nessas condições os resultados são listados abaixo:
(IV) Número de eventos de neutrinos muônicos medidos: 4950 ± 1000.
(V) Número de eventos de neutrinos eletrônicos medidos: 48 ± 9.

Com esses dados, foram calculadas as seguintes probabilidades:

Usando (II) - (III) $=-85 \pm 230$ que pode ser atribuído a oscilação ou, em um limite de 90% $N.C$ 215 eventos. Dessa maneira, dividindo esse resultado por (I) obtém-se:

$$P_{\mu\to e} = 215/68500 \leq 3.10^{-3} \text{ em 90\% N.C..} \tag{4.6}$$

Usando (V) e dividindo por (IV), obtém-se:

$$P_{\mu\to e} \leq 1,3.10^{-2} \text{ em 90\% N.C..} \tag{4.7}$$

Esses dois resultados concordam com a hipótese de Pontecorvo que não prevê nenhum decréscimo no fluxo de neutrinos muônicos para baixos valores de L/E, ao contrário do Mecanismo de Pontecorvo Estendido.

4.3.3 NuTeV

Foi um experimento executado também no FermiLab, com o objetivo de impor limites para oscilações nos canais $\nu_\mu \to \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ [64]. A energia média dos neutrinos era da ordem de 200GeV. A distância entre a produção de neutrinos e o detector era de 1436 m.

Os feixes de neutrinos, muônicos e antimuônicos, não eram puros, mas sofriam de uma pequena contaminação referente, principalmente, aos decaimentos dos Káons ($K^+ \to \pi^0 + e^+ + \nu_e,\ K^- \to \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$) de 1,7% no caso de neutrinos e de 1,6%

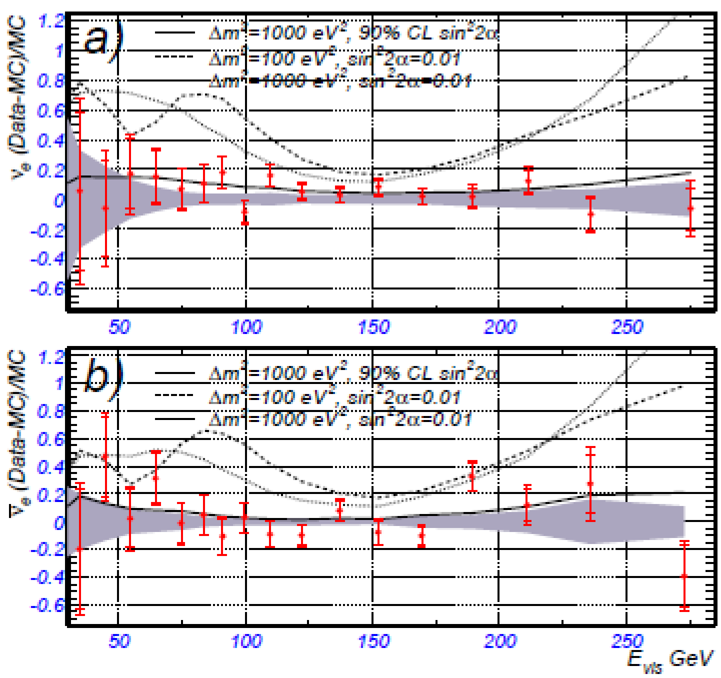

Figura 4.2: Figura das contaminações do feixe de neutrinos muônicos no NuTeV. Figura extraída da referência [64].

no caso de antineutrinos. Essa contaminação foi estimada, teoricamente, e comparada com os dados medidos nos detectores o resultado pode ser observado na Fig. 4.2.

Na Fig. 4.2 podemos ver que o número estimado pelo modelo teórico, através de um Monte Carlo, está condizente com a condição experimental. Esse fenômeno não pode ser explicado pelo Mecanismo de Pontecorvo Estendido na maneira em que está. Uma vez que, no caso de reatores e gálio, esperamos um decréscimo no fluxo de aproximadamente 6% devido a interpretação de neutrinos eletrônicos como muônicos, deveríamos nesse experimento, se a situação se repetisse, ver um fluxo muito grande de neutrinos eletrônicos em comparação ao número predito pelo Monte Carlo. Os neutrinos muônicos que saem da pipa de decaimento seriam interpretados como neutrinos eletrônicos no processo de detecção, fato que não é observado.

Para corroborar com o resultado da Fig. 4.2, podemos estimar a probabilidade para curtas distancias do canal $\nu_\mu \to \nu_e$ (ou $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$). Uma vez que o comprimento de oscilação é pequeno $L/E \approx 7\ m/GeV$, se extrapolarmos para o limite onde $\Delta m^2 \to \infty$ temos certeza que os neutrinos oscilaram muito e, portanto, podemos tomar uma média no $sin^2(\Delta m^2 L/4E)$, dessa maneira:

$$\langle P_{\nu_\mu \to \nu_e} \rangle = \left\langle sin^2(2\theta_{12}) sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right)\right\rangle = \frac{sin^2(2\theta_{12})}{2}. \tag{4.8}$$

Para o canal de $\nu_\mu \to \nu_e$, obtém-se [64]:

$$\sin^2 2\theta_{12} = (0.4 \pm 0.9).10^{-3} \text{ com } \Delta m^2_{21} = 1000\ eV^2, \tag{4.9}$$

enquanto que para o canal $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$:

$$\sin^2 2\theta_{12} = (-0.3 \pm 1.1).10^{-3} \text{ com } \Delta m^2_{21} = 1000\ eV^2. \tag{4.10}$$

Uma vez que os cálculos executados para a obtenção desses valores sempre envolvem uma normalização teórica, que se refere ao número de neutrinos preditos, esperaríamos ver um valor de aproximadamente 6% para a probabilidade no canal $\nu_\mu \to \nu_e$ (ou $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$) para que os resultados fossem compatíveis com a hipótese de Pontecorvo estendida, fato que não é observado.

4.3.4 LSND/MINIBOONE/KARMEN

O experimento KARMEN foi executado de 1990 à 1995 buscando oscilações no canal $\overline{\nu}_\mu \rightarrow \overline{\nu_e}$. O detector era posicionado a aproximadamente 17,5 m da pipa de decaimento. Os eventos de neutrinos muônicos possuíam energia por volta de 29.8 MeV [65, 66] e não foram encontrados indícios de oscilação.

O experimento LSND também foi um experimento que buscava por oscilações no canal $\overline{\nu}_\mu \rightarrow \overline{\nu_e}$ [67, 68]. Também buscava pela mesma razão L/E do experimento KARMEN no entanto com energia um pouco maior. O detector ficava posicionado a uma distancia de 30m [65] e com energia de aproximadamente 50 MeV. Nesse experimento foi encontrado um excesso em 3.8σ de antineutrinos eletrônicos, acima do esperado, que pode ser interpretado como uma probabilidade de conversão de $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 0.0026$. LSND colocou uma dúvida sobre os resultados do KARMEN, uma vez que os erros envolvidos com KARMEN eram muito grandes não se podia determinar qual dos dois experimentos estava correto.

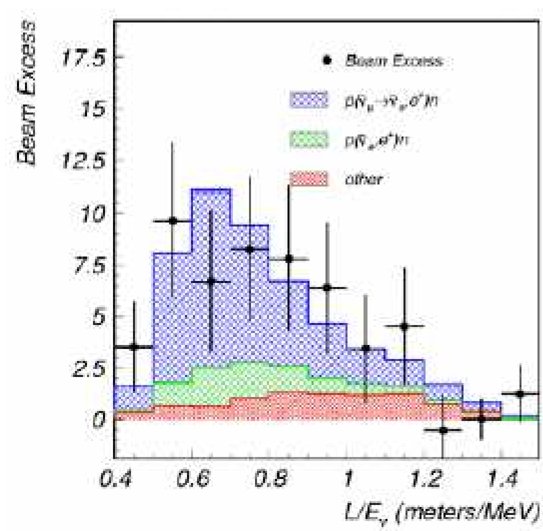

Figura 4.3: Resultados de LSND. Figura retirada de [65]

Para tentar resolver esse impasse foi proposto o experimento MINIBOONE, que também buscava por razões L/E tais quais as de LSND e KARMEN. O detector era posicionado a uma distância de 540 m e a energia média dos neutrinos era de 800 MeV

[69]. Tanto o canal de neutrinos, quanto o canal de antineutrinos em MINIBOONE verificaram um excesso de eventos, como pode ser observados nas Figs. 4.4 e 4.5.

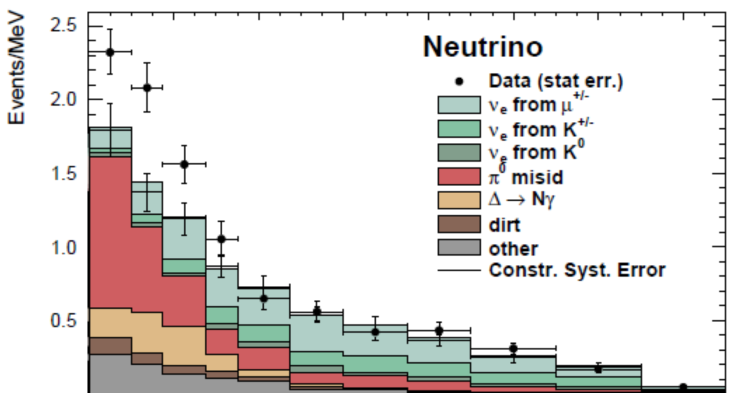

Figura 4.4: Resultados de MiniBooNE para o canal de neutrinos. Figura retirada da referência [70].

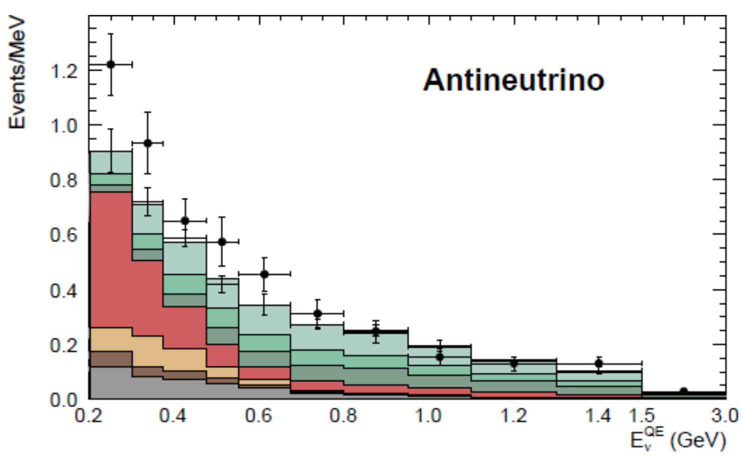

Figura 4.5: Resultado de MiniBooNE para o canal de antineutrino. Figura retirada da referência [70].

Um total de eventos de $240,3 \pm 34,5 \pm 52,6$ (em 3,8σ) foi observado combinando os dados dos canais de antineutrino e neutrino no intervalo de energia de $200 < E_\nu^{QE} < 1250$ MeV. Conforme os dados apresentados na referência [70] uma aparente queda dos excessos ocorrem conforme o aumento da energia dos neutrinos/antineutrinos.

4.3.5 Análise dos resultados

O resultado do CDHSW é compatível com o Mecanismo de Pontecorvo Estendido já que tanto a hipótese de Pontecorvo, quanto a Estendida não prevêem oscilação em baixas distâncias. Relembrando um pouco o capítulo 2, identificamos que os experimentos com fontes radioativas de ^{51}Cr e ^{37}Ar apresentavam um déficit de neutrinos eletrônicos da ordem de 12% usando a seção de choque de Bahcall ou 24% usando a seção de choque de Haxton [41]. Essas fontes emitem neutrinos numa energia média de aproximadamente 740KeV. Os experimentos com antineutrinos de reatores identificaram também um decréscimo de antineutrinos eletrônicos da ordem de 5.7% [7] ou, segundo cálculos mais atualizados, um déficit de 7% [71]. Os experimentos em reatores possuem uma energia média de 3.6 MeV. Nos casos de aceleradores LSND vê uma probabilidade de oscilação de 0,26%, LSND tem uma energia média para neutrinos de 30 MeV. MiniBoone apresenta excessos em energias no intervalo $200 < E_\nu^{QE} < 1250$ com um aparente decréscimo de eventos com o aumento da energia. Finalmente os experimentos tais como Fermi e NuTeV não apresentam probabilidade de oscilação significativa, no entanto, Fermi trabalha com um feixe de neutrinos da ordem de 30GeV e NuTeV trabalha com um feixe de neutrinos da ordem de 200GeV. KARMEN vai em direção oposta dizendo que não encontrou oscilação mesmo com energias menores do que LSND, no entanto, KARMEN possui erros relativamente grandes. Dessa maneira entendemos que o modelo, do jeito que foi apresentado, não acomoda todos os experimentos, no entanto, identificamos uma aparente dependência do efeito de aparecimento/desaparecimento de neutrinos (tanto de eletrônicos em um feixe de muônicos como o de muônicos em um feixe de eletrônicos) com a energia. Para tentar contornar essa dificuldade, propomos um modelo onde α, que nos fornece a largura da gaussiana, varie com a energia, ou seja, o efeito causado pelo Mecanismo de Pontecorvo Estendido será manifesto em proporções diferentes conforme a magnitude da energia dos neutrinos.

5

Modelo dependente da energia

Os experimentos indicam que a hipótese do Pontecorvo é suficiente para explicar os dados em altas energias, mas para energias da ordem de poucos MeV o mecanismo de Pontecorvo Estendido fornece um fit melhor para os dados.

Para a análise desses dados tomamos o procedimento no qual fazemos o fit nos moldes do capítulo 2 para cada um dos experimentos seguintes: Galio, Reatores, LSND, Fermi, NuteV. Para cada um desses experimentos atribuímos um α relativo ao melhor ajuste que acomodasse os dados tomados por cada um deles.

Em caso de aceleradores tomamos o pico do espectro de cada um, no entanto, para Gálio e Reatores são executados dois pequenos procedimentos, que descrevemos nas seções 5.1 e 5.2.

5.1 Gálio

No caso do Gálio, temos uma razão de decaimento para cada energia de transição entre as fontes de Cr e Ar. Fizemos então a probabilidade de transição para cada valor de energia e multiplicamos pelo valor de energia em si (extraímos os dados da Tabela 2.6). Assim:

$$\bar{E}_m = (0,8163.747+0,0849.752+0,0895.427+0,0093.432+0,902.821+0,098.813)/2 = 740KeV \tag{5.1}$$

Já para a atribuição do α que fornece o melhor ajuste calculamos o χ^2 de modo que:

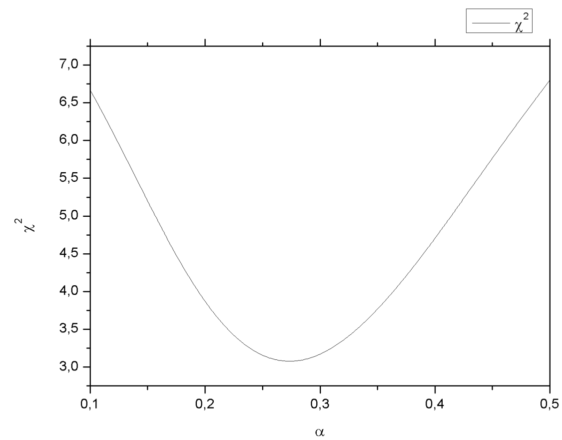

Figura 5.1: χ^2 calculado para os pontos de Gallex e Sage, usando o Mecanismo de Pontecorvo Estendido para o caso em três famílias

$$\chi^2 = \sum_{i}^{4} \left(\frac{R_i^t - R_i^e}{\Delta R^e} \right)^2 \tag{5.2}$$

Onde i é a soma sobre cada um dos pontos de GALLEX e SAGE (2.17), (2.18), (2.19) e (2.20). R^t é calculado para o caso em três famílias (3.39). O resultado pode ser visualizado na Fig. 5.1.

O valor obtido para o parâmetro livre é de: $\alpha_{x_1} = 0.273$, variando no intervalo [0,191; 0,367] para 68,3%N.C..

5.2 Reatores

Para o caso de reatores, tomamos o pico do espectro, posicionado em aproximadamente 3.6 MeV (conforme Fig. 5.2), utilizando todos os dados de reatores incluindo Daya Bay, conseguimos plotar o gráfico para χ^2 (Fig. 5.3).

O valor obtido para o parâmetro livre é de: $\alpha_{x_1} = 0,156$, variando no intervalo [0,116; 0,189] para 68,3% N.C..

Essas duas situações envolvem o canal $P^{Real}_{\nu_e \to \nu_e}$, já que estamos supondo que os neutrinos se comportam da mesma maneira que suas antipartículas. Agora, notando que:

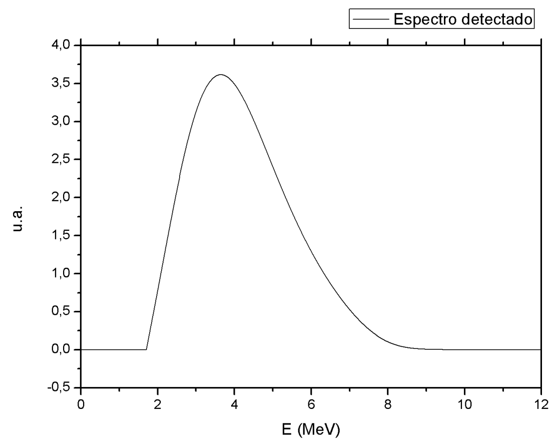

Figura 5.2: Espectro vs seção de choque. A maior contribuição para o número de neutrinos esperados (N_{esp}) se dá por volta de 3,6MeV

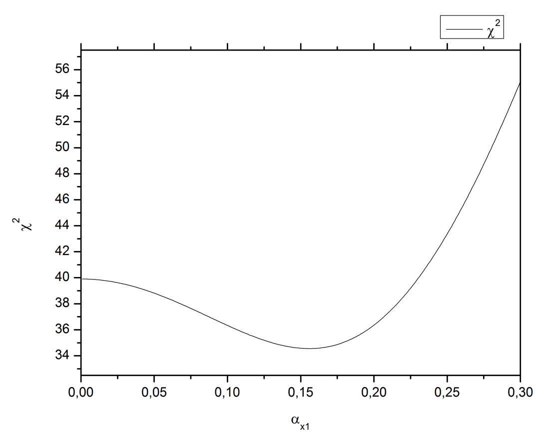

Figura 5.3: χ^2 calculado para os pontos de reatores incluindo Daya Bay, usando o Mecanismo de Pontecorvo Estendido para o caso em três famílias

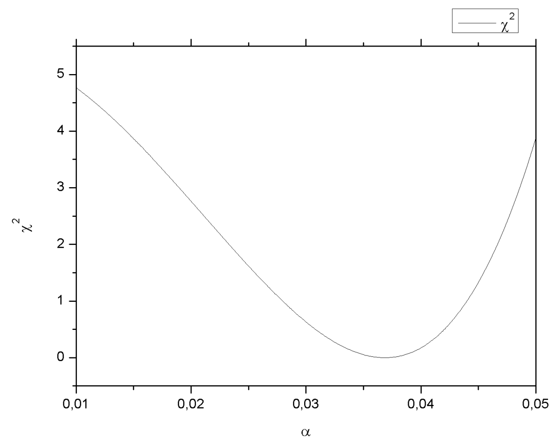

Figura 5.4: χ^2 calculado com o ponto de LSND, usando o caso em três famílias

$$P^{Real}_{\nu_e \to \nu_e} + P^{Real}_{\nu_e \to \nu_\mu} = 1 \qquad (5.3)$$

E também que

$$P^{Real}_{\nu_e \to \nu_\mu} = P^{Real}_{\nu_\mu \to \nu_e} \qquad (5.4)$$

Portanto podemos associar apenas um α para os dois tipos de experimentos, tanto aqueles que tratam de oscilação de neutrinos eletrônicos, quanto aqueles que tratam da oscilação de neutrinos muônicos, como no caso dos aceleradores.

5.3 LSND

No caso do LSND associamos uma probabilidade $P^{Real}_{\overline{\nu}_\mu \to \overline{\nu}_e} = (0.264 \pm 0.067 \pm 0.045)\%$, e então calculamos o α relativo a essa probabilidade.

Com esses dados associamos um erro, da seguinte maneira: somando $\chi^2 + 1$ para o valor de $\chi^2_{m.a.}$ temos um intervalo para o valor de α de 68%N.C., ou seja, α possui um erro de $\pm\sigma$. Dessa maneira $\alpha_{x_1} = 0,036$, variando no intervalo [0,029; 0,045] para 68,3% N.C..

5.4 Fermi

Para o experimento Fermi também associamos uma probabilidade dada pela Eq. 4.6. Para a obtenção dos erros associados a probabilidade $P_{\mu\to e}$, adotamos o seguinte procedimento:

Os eventos correspondentes aos neutrinos eletrônicos esperados são de 1027 ± 210 e os eventos efetivamente medidos são 942 ± 85. Atribuímos à oscilação a diferença entre esses eventos, ou seja, 85 ± 230 [63]. O valor atribuído aos neutrinos muônicos no feixe é de 68500 ± 4000. Assim analisando o valor médio para a probabilidade, temos:

$$P^{med}_{\mu\to e} = 85/68500 \tag{5.5}$$

Para definir um erro associado, identificamos que os eventos esperados em 90% de N.C. são de 215 eventos, ou seja, $85 + 1,6\sigma = 215$. Isolando σ, achamos qual o valor para 68% de N.C. que fica em $85 + \sigma = 85 + 81,25$. Logo a probabilidade associada fica em:

$$P^{max}_{\mu\to e} = \frac{166,25}{68500} \tag{5.6}$$

Para determinarmos o erro fazemos então

$$\Delta P_{\mu\to e} = (P^{max}_{\mu\to e} - P^{med}_{\mu\to e})/2 \approx 1,1.10^{-3} \tag{5.7}$$

Com os valores de (5.7), (4.6) e com uma energia associada de 30 GeV, obtemos o χ^2, que se apresenta na Fig. 5.5, onde o valor do parâmetro livre é encontrado como: $\alpha_{x1} = 0,025$, variando dentro do intervalo [0,004; 0,035] em 68,3% N.C..

5.5 NuTeV

No experimento NuTeV, para evitarmos ter que interpretar uma probabilidade negativa vamos utilizar o valor dado na Eq. (4.9). Além disso os erros apresentados na Eq. (4.9) podem fazer com que os valores se desviem da média além de zero, atribuindo valores não físicos para o θ_{12}, dessa maneira, vamos definir o erro como o maior valor no qual esse problema não ocorra, ou seja:

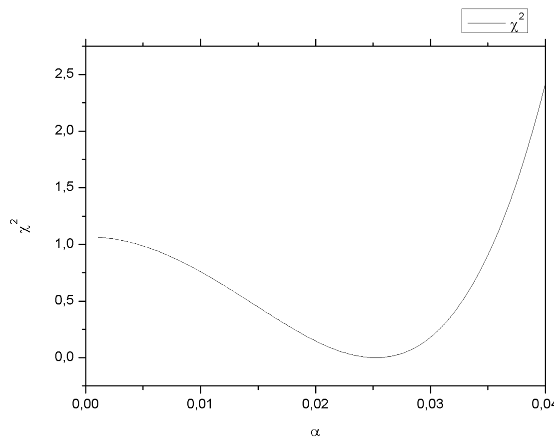

Figura 5.5: χ^2 calculado com o ponto do Fermi, usando o caso em três famílias

$$\sin^2 2\theta_{12} = (0.4 \pm 0.4).10^{-3} \tag{5.8}$$

Esse é um procedimento aproximado mas não foge dos intuitos desse trabalho uma vez que estamos mantendo o valor central da medida como o mesmo e ressaltando a dependência do α com a energia.

$$P_{\mu \to e} = \frac{\sin^2 2\theta_{12}}{2} = \frac{(0.4 \pm 0.4).10^{-3}}{2} = (0.2 \pm 0.2).10^{-3} \tag{5.9}$$

Com o erro e probabilidade apresentadas na Eq. (5.9) e uma energia associada aos neutrinos de 200GeV, obtemos o χ^2, apresentado na Fig. 5.6. O valor do parâmetro livre é: $\alpha_{x1} = 0,010$, variando no intervalo [0,000; 0,014] em 68,3% N.C..

5.6 Ajuste polinomial

Notamos que os valores de $\alpha_{m.a.}$ variam conforme a energia, e variam de modo que quando $E \to \infty$, $\alpha \to 0$. Para tentar plotar esses pontos propomos uma função polinomial dada por:

$$\alpha(E) = A + B/E^n \tag{5.10}$$

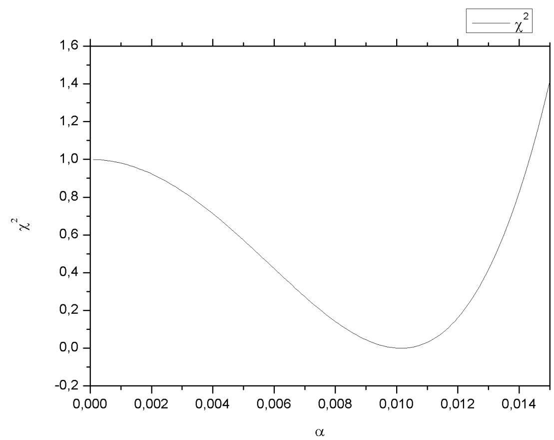

Figura 5.6: χ^2 calculado com o ponto de NuTeV, usando o caso em três famílias

Onde estamos interessados em descobrir qual o valor dos parâmetros que melhor ajustam os pontos experimentais de Gálio, Reatores, LSND, Fermi e NuTeV. Para isso utilizamos o método do χ^2 onde:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\alpha(E)_i - \alpha_i}{\Delta\alpha_i} \right)^2 \tag{5.11}$$

Onde i se refere a cada um dos experimentos listados nas Figs. 5.1, 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6; os parâmetros obtidos no caso de melhor ajuste são: $A_{m.a.} = 0.011$, $B_{m.a.} = 0.234$, $n_{m.a.} = 0.565$.

Com esses valores plotamos na Fig. 5.7 a seguinte função: $\alpha(E) = A_{m.a.} + B_{m.a.}/E^{n_{m.a.}}$, juntamente com os pontos retirados das análises executadas nas seções 5.1,5.2,5.3,5.4 e 5.5.

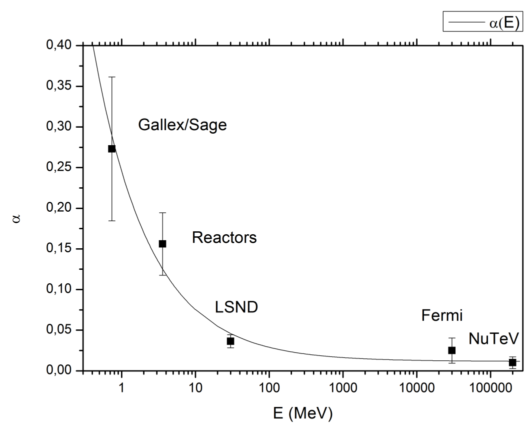

Figura 5.7: $\alpha(E)$ vs E

6

Conclusão

A hipótese de Pontecorvo nunca foi testada a não ser por sua consequência direta: a oscilação quântica dos neutrinos. Experimentos de calibração em Gallex e Sage e as anomalias dos antineutrinos de reatores são, talvez, os primeiros indícios de que a hipótese de Pontecorvo não está completa e necessita, de alguma maneira, ser estendida. Propomos uma extensão para a hipótese de Pontecorvo, permitindo que os ângulos de mistura sejam variáveis. Essa extensão consegue acomodar os dados experimentais das anomalias do Gálio e dos antineutrinos de reatores. Uma vez definido esse mecanismo encontramos vínculos experimentais para o modelo. Através de uma análise de experimentos de aceleradores, verificamos uma inconsistência com os dados experimentais e propomos uma adaptação do mecanismo, definindo uma possível dependência do parâmetro livre (α) com a energia. Com esse procedimento conseguimos fornecer uma explicação para um grande número de dados experimentais.

Referências

[1] B. Pontecorvo. **Mesonium and anti-mesonium**. *Sov.Phys.JETP*, **6**:429, 1957.

[2] L. Wolfenstein. **Neutrino oscillations in matter**. *Phys. Rev. D*, **17**:2369–2374, May 1978.

[3] K. Eguchi et al. **First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance**. *Phys.Rev.Lett.*, **90**:021802, 2003.

[4] Yoichiro Suzuki. **Kamiokande-II results on solar neutrinos and the Super-Kamiokande experiment**. 1991.

[5] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, J. Kornis, D. Lawrence, K. B. Lee, K. McKinny, L. Miller, V. Novikov, A. Piepke, B. Ritchie, D. Tracy, P. Vogel, Y-F. Wang, and J. Wolf. **Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment**. *Phys. Rev. D*, **64**:112001, Nov 2001.

[6] M. Apollonio et al. **Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment**. *Physics Letters B*, **466**:415 – 430, 1999.

[7] G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau. **Reactor antineutrino anomaly**. *Phys. Rev. D*, **83**:073006, Apr 2011.

[8] P Anselmann et al. **First results from the 51Cr neutrino source experiment with the GALLEX detector**. *Physics Letters B*, **342**(1â“4):440 – 450, 1995.

[9] J. N. Abdurashitov et al. **The Russian-American Gallium Experiment (SAGE) Cr Neutrino Source Measurement**. *Phys. Rev. Lett.*, **77**:4708–4711, Dec 1996.

[10] Th. A. Mueller et al. **Improved predictions of reactor antineutrino spectra**. *Phys. Rev. C*, **83**:054615, May 2011.

[11] P. Venkataramaiah et al. **A simple relation for the Fermi function**. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **11**:359, 1985.

[12] P. Vogel. **Analysis of the antineutrino capture on protons**. *Phys. Rev. D*, **29**:1918–1922, May 1984.

[13] Vogel and Engel. **Neutrino electromagnetic form factors.** *Phys Rev D Part Fields*, **39**(11):3378–3383, 1989.

[14] B. R. Davis, P. Vogel, F. M. Mann, and R. E. Schenter. **Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions**. *Phys. Rev. C*, **19**:2259–2266, Jun 1979.

[15] H. Murayama and A. Pierce. **Energy Spectra of Reactor Neutrinos at KamLAND**. 2000.

[16] D.H. Wilkinson. **Analysis of neutron β -decay**. *Nuclear Physics A*, **377**(2â“3):474 – 504, 1982.

[17] J. Byrne et al. **Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons**. *Phys. Rev. Lett.*, **65**:289–292, Jul 1990.

[18] J. M. Robson. **Radioactive Decay of the Neutron**. *Phys. Rev.*, **78**:311–312, May 1950.

[19] N. D'Angelo. **Cloud-Chamber Measurement of the Half-Life of the Neutron**. *Phys. Rev.*, **114**:285–292, Apr 1959.

[20] C. J. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. K. Brown, and B. M. Rustad. **Free-Neutron Beta-Decay Half-Life**. *Phys. Rev. D*, **5**:1628–1640, Apr 1972.

[21] D. H. Wilkinson. **G_ν, CKM unitarity, neutron decay; WR?** *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **348**:129–138, 1994. 10.1007/BF01289601.

[22] . **Angular distribution of neutron inverse beta decay, $\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n$.** *Phys. Rev. D*, **60**:053003, Jul 1999.

[23] J. Beringer et al. **Review of Particle Physics**. *Phys. Rev. D*, **86**:010001, Jul 2012.

[24] J. Liu et al. **Determination of the Axial-Vector Weak Coupling Constant with Ultracold Neutrons**. *Phys. Rev. Lett.*, **105**:181803, Oct 2010.

[25] Hartmut Abele. **The neutron. Its properties and basic interactions**. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **60**(1):1 – 81, 2008.

[26] Y. Declais et al. **Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant**. *Physics Letters B*, **338**:383 – 389, 1994.

[27] H. Kwon et al. **Search for neutrino oscillations at a fission reactor**. *Phys. Rev. D*, **24**:1097–1111, Sep 1981.

[28] B. Achkar et al. **Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey**. *Nuclear Physics B*, **434**(3):503 – 532, 1995.

[29] G. Zacek et al. **Neutrino-oscillation experiments at the Gösgen nuclear power reactor**. *Phys. Rev. D*, **34**:2621–2636, Nov 1986.

[30] A.I. Afonin et al. *JETP*, **94**:1, 1988.

[31] V. Kuvshinnikov et al. *JETP*, **54**:259, 1991.

[32] G.S. Viyakin et al. *JETP*, **93**:424, 1987.

[33] G.S. Viyakin et al. *JETP*, **59**:390, 1994.

[34] A. Gando et al. **Constraints on θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND**. *Phys. Rev. D*, **83**:052002, Mar 2011.

[35] W Hampel et al. **Final results of the 51Cr neutrino source experiments in GALLEX**. *Physics Letters B*, **420**(1â“2):114 – 126, 1998.

[36] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten. **Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments**. *Physics Letters B*, **685**(1):47 – 54, 2010.

[37] J. N. Abdurashitov et al. **Measurement of the response of a gallium metal solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{51}Cr source**. *Phys. Rev. C*, **59**:2246–2263, Apr 1999.

[38] J. N. Abdurashitov et al. **Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source**. *Phys. Rev. C*, **73**:045805, Apr 2006.

[39] Mario A. Acero, Carlo Giunti, and Marco Laveder. **Limits on ν_e and ν_e disappearance from Gallium and reactor experiments**. *Phys. Rev. D*, **78**:073009, Oct 2008.

[40] John N. Bahcall. **Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates**. *Phys. Rev. C*, **56**:3391–3409, Dec 1997.

[41] Carlo Giunti and Marco Laveder. **Statistical Significance of the Gallium Anomaly**. 2010.

[42] Naoya Hata and Wick Haxton. **Implications of the GALLEX source experiment for the solar neutrino problem**. *Physics Letters B*, **353**(4):422 – 431, 1995.

[43] Hitoshi Murayama and T Yanagida. **LSND, SN1987A, and CPT violation**. *Physics Letters B*, **520**:263 – 268, 2001.

[44] Gabriela Barenboim, Liubo Borissov, Joseph Lykken, and Alexei Yu. Smirnov. **Neutrinos as the messengers of CPT violation**. *Journal of High Energy Physics*, **2002**(10):001, 2002.

[45] Solveig Skadhauge. **Probing CPT violation with atmospheric neutrinos**. *Nuclear Physics B*, **639**(1â“2):281 – 289, 2002.

[46] Samoil M. Bilenky, Martin Freund, Manfred Lindner, Tommy Ohlsson, and Walter Winter. **Tests of *CPT* invariance at neutrino factories**. *Phys. Rev. D*, **65**:073024, Mar 2002.

[47] Magnus Jacobson and Tommy Ohlsson. **Extrinsic *CPT* violation in neutrino oscillations in matter**. *Phys. Rev. D*, **69**:013003, Jan 2004.

[48] P. A. N. Machado, H. Nunokawa, F. A. Pereira dos Santos, and R. Zukanovich Funchal. **Bulk neutrinos as an alternative cause of the gallium and reactor anti-neutrino anomalies**. *Phys. Rev. D*, **85**:073012, Apr 2012.

[49] Gustavo do A. Valdiviesso; Marcelo M. Guzzo. **Compreendendo a oscilação dos neutrinos**. *Rev. Bras. Ensino Fís.*, **27**(4), 2005.

[50] M Tórtola, J W F Valle, and D Vanegas. **Global status of neutrino oscillation parameters after recent reactor measurements**. Technical Report arXiv:1205.4018. IFIC-12-31, May 2012. Comments: 7 pages, 2 figures, 1 table.

[51] Chung W. Kim Carlo Giunti. **Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics**. *Oxford University Press*, 2007.

[52] K. Abe et al. **Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam**. *Phys. Rev. Lett.*, **107**:041801, Jul 2011.

[53] P. Adamson, Auty, et al. **Improved Search for Muon-Neutrino to Electron-Neutrino Oscillations in MINOS**. *Phys. Rev. Lett.*, **107**:181802, Oct 2011.

[54] Y. Abe et al. **Indication of Reactor** ν_e Disappearance in the Double Chooz Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, **108**:131801, Mar 2012.

[55] J. K. Ahn et al. **Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment**. *Phys. Rev. Lett.*, **108**:191802, May 2012.

[56] F. P. An, Bai, et al. **Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay**. *Phys. Rev. Lett.*, **108**:171803, Apr 2012.

[57] Carlo Giunti and Marco Laveder. **Implications of short-baseline neutrino oscillations**. *Physics Letters B*, **706**:200 – 207, 2011.

[58] T. Lasserre. **Neutrino detectors for sterile neutrino searches**. *Neutrino 2012*, 2012.

[59] A. Porta. **Reactor Neutrino Detection for Non Proliferation with the Nucifer Experiment**. *Journal of Physics: Conference Series*, **203**:012092, 2009.

[60] David Lhuillier. **Projeto Stereo**. 2011.

[61] V.Egorov. **DANSS - detector of the reactor antineutrino**. 2011.

[62] A. Hoummada, S. Lazrak Mikou, M. Avenier, G. Bagieu, J.F. Cavaignac, and Dy. Holm Koang. **Neutrino oscillations I.L.L. experiment reanalysis**. *Applied Radiation and Isotopes*, **46**:449 – 450, 1995.

[63] N. J. Baker, Connolly, et al. **Experimental Limits on Neutrino Oscillations**. *Phys. Rev. Lett.*, **47**:1576–1580, Nov 1981.

[64] S. Avvakumov et al. **Search for** $\nu\mu \rightarrow \nu_e$ and $\nu\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations at NuTeV. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:011804, Jun 2002.

[65] A. Aguilar et al. **Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam**. *prd*, **64**(11):112007, December 2001.

[66] K. Eitel. **The KARMEN search for appearance of $\bar{\nu}_e$**. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **48**(1):89 – 98, 2002.

[67] C. Athanassopoulos et al. **Results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Neutrino Oscillations from the LSND Experiment**. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1774–1777, Aug 1998.

[68] C. Athanassopoulos et al. **Results on $\nu_{mu} \rightarrow \nu_e$ oscillations from pion decay in flight neutrinos**. *Phys. Rev. C*, **58**:2489–2511, Oct 1998.

[69] G. Cheng, Huelsnitz, et al. **Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at 0.1** $eV^2 \langle \Delta m^2 \langle 100 eV^2$. *Phys. Rev. D*, **86**:052009, Sep 2012.

[70] A. A. Aguilar-Arevalo et al. **A Combined $u_m uo u_e$ and $\bar{u}_m uo\bar{u}_e$ Oscillation Analysis of the MiniBooNE Excesses**. 2012.

[71] David Lhuillier. **Reactor Flux Calculation**. *Neutrino2012*, 2012.