
**CARACTERIZAÇÃO DA
EMISSÃO DE NEUTRINOS DE
COLAPSOS ESTELARES COM O
EXPERIMENTO LVD**

por

Ernesto Kemp

CARACTERIZAÇÃO DA EMISSÃO DE
NEUTRINOS DE COLAPSOS ESTELARES COM O
EXPERIMENTO LVD

por

Ernesto Kemp

Orientador: Prof. Dr. Armando Turtelli Jr.

*Este exemplar corresponde a redação final
Tese de Doutorado defendida pelo aluno
Ernesto Kemp e aprovada pela Comissão Julgadora*

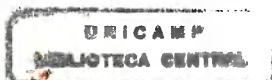
Tese de Doutorado apresentada ao
Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Universidade Estadual de Campinas

Armando Turtelli Jr.

Julho de 2000

III



UNIDADE IFGW
N.º CHAMADA:
11 UNICAMP
K32c
V. Ex.
TOMBO BC/ 44279
PROC. 16-392107
C D
PREÇO R\$ 11,00
DATA 04/10/5107
N.º CPD

IF/1261

m

CM-00154712-5

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

K32c

Kemp, Ernesto

Caracterização da emissão de neutrinos de colapsos estelares com o experimento LVD / Ernesto Kemp. -- Campinas, SP : [s.n.], 2000.

Orientadores: Armando Turtelli Júnior e Walter Fulgione.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Radiação cósmica. 2. Colapso gravitacional.
3. Supernova (Estrela). 4. Astrofísica de neutrinos.
5. Neutrinos. I. Turtelli Júnior, Armando.
- II. Fulgione, Walter. III. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". IV. Título.



Instituto
de Física
Gleb Wataghin

C.P. 6165
CEP: 13083-970
Tel. (19) 788-5305
e-mail: secpos@ifi.unicamp.br

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DO SR. ERNESTO KEMP – RA 926156, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 08 DE AGOSTO DE 2000.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Armando Turtelli Junior
(orientador do candidato) IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Ronald Cintra Shellard
CBPF/Rio de Janeiro

Prof. Dr. Hiroshi Nunokawa
IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar
IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo
IFGW/UNICAMP

RESUMO

São descritos os principais aspectos da fenomenologia de colapsos gravitacionais estelares e ocorrência de supernovas. Também são apresentados os principais modelos que descrevem a emissão de neutrinos que acompanha esse tipo de evento astrofísico. Segue um panorama atual da astronomia neutrínica, com uma descrição detalhada do experimento LVD, cujo objetivo principal é a detecção de neutrinos de colapsos estelares. Ainda com relação ao LVD, discutem-se as medidas realizadas com um composto alternativo de cintilador, aditivado com gadolínio, que mostraram a melhoria alcançada no desempenho do módulo de detecção de neutrinos. É introduzido o formalismo de composição do sinal experimental de um *burst* de neutrinos de colapso, e são discutidas as características do sinal esperado no LVD. Os modelos de emissão neutrínica acima citados são usados como referência no cálculo do número de eventos esperados no experimento para um colapso localizado no centro da Galáxia. Considerando a proporção entre o número de eventos em diferentes canais de detecção do LVD e a energia média do espectro esperado de $\bar{\nu}_e$, é possível estabelecer critérios para caracterizar os espectros de emissão e determinar seus parâmetros. A resolução alcançada com esse método foi obtida por simulações numéricas do sinal do LVD, considerando-se incertezas estatísticas e instrumentais. Finalizando, discutem-se efeitos da oscilação de neutrinos sobre o sinal esperado no LVD. Utilizando o formalismo de pacotes de onda, pode-se mostrar que a propagação no vácuo em distâncias astronômicas é incoerente, desacoplando os auto-estados de massa e cessando as oscilações. Entretanto, as conversões de sabor são ainda possíveis, e o fluxo de neutrinos das diferentes espécies deve atingir a Terra com seus espectros repopulados. Uma consequência desse fenômeno é uma possível ambigüidade na interpretação dos dados do LVD.

Sumário

Dedicatória.....	1
Agradecimentos	3
Introdução.....	7
Referências - Introdução	11
Capítulo 1	
Supernovas e Neutrinos	13
1.1 Introdução.....	13
1.2 Supernovas.....	15
1.2.a. <i>O Colapso Gravitacional</i>	18
1.2.b. <i>A Explosão</i>	21
1.3 Neutrinos de Colapsos Estelares.....	27
1.3.a. <i>Curvas de luminosidade</i>	27
1.3.b. <i>Espectros de energia</i>	29
1.4 SN1987A	34
1.4.a. <i>Limites para as propriedades dos neutrinos [14,38]</i>	38
Referências – Capítulo 1	41
Capítulo 2	
Deteção de Neutrinos de Origem Cósmica	43
2.1 Introdução.....	43
2.2 Telescópios de Neutrinos	45
2.2.a. <i>Detectores Čerenkov</i>	46
2.2.b. <i>Detectores a Cintilador</i>	48
2.2.c. <i>Outras Técnicas</i>	48
2.2.d. <i>Conclusão</i>	49
2.3 O Experimento LVD	51
2.3.a. <i>Descrição geral e características do experimento</i>	53
2.3.b. <i>Grupo Cintilador</i>	56
2.3.c. <i>Canais de interação de neutrinos</i>	57
2.3.d. <i>A eletrônica de aquisição de dados</i>	57
2.3.e. <i>Calibração em energia</i>	62
2.3.f. <i>Sistema de tracejamento (tracking)</i>	64
2.3.g. <i>Objetivos do LVD</i>	66
2.4 O Cintilador Aditivado com Gadolínio	66
2.4.a. <i>Eficiência de deteção de nêutrons</i>	67
2.4.b. <i>Evolução temporal do cintilador aditivado</i>	78
2.4.c. <i>Conclusões</i>	88
Referências - Capítulo 2.....	90

Capítulo 3	
O Sinal Esperado no LVD	93
3.1 A Composição do Sinal Esperado	93
3.2 Interações de neutrinos no LVD	94
3.2.a. <i>Decaimento-β inverso (canal-p)</i>	95
3.2.b. <i>Interações de neutrinos com o ^{12}C</i>	96
3.2.c. <i>Espalhamento elástico (canal-e)</i>	99
3.3 A Curva de Eficiência	101
3.3.a. <i>A resolução em energia do LVD</i>	103
3.3.b. <i>Determinação da curva de limiar</i>	103
3.3.c. <i>Cálculos Finais</i>	113
3.4 Cálculo do Número de Eventos Esperados	114
3.4.a. <i>A parametrização do cálculo</i>	114
3.4.b. <i>Resultados</i>	116
3.5 A Identificação do <i>burst</i> de neutrinos	117
3.5.a. <i>Análise Temporal</i>	117
3.5.b. <i>Análise Topológica</i>	120
Referências – Capítulo 3	123
Capítulo 4	
Caracterização da Emissão de Neutrinos	125
4.1 Método das Isocurvas	125
4.2 Estimativas da Relação Entre as Temperaturas das Neutrinosferas	131
4.3 A Resolução do LVD na Caracterização da Emissão	132
4.3.a. <i>Simulação de espectros</i>	133
4.3.b. σ_E	134
4.3.c. σ_R	135
4.3.d. <i>Uma Consideração Sobre "Eventos Raros"</i>	138
4.4 Oscilações de Neutrinos na Caracterização da Emissão	140
4.4.a. <i>Teoria Básica das Oscilações de ν [3]</i>	140
4.4.b. <i>Oscilações em Distâncias Astronômicas</i>	143
4.4.c. <i>Efeitos do mixing de neutrinos no sinal do LVD</i>	150
Referências – Capítulo 4	154
Conclusão	155
Apêndice-A	157
Apêndice-B	163

Dedicatória

Um pouco de história e do perfil de certas pessoas:

Da. Ivette, a minha mãe.

Sempre propiciou aos filhos substrato fértil ao desenvolvimento da criatividade e da imaginação. De quebra, ainda deixava premeditadamente uma imensa estante na sala, repleta de mágicas e sedutoras lombadas coloridas, que sempre aumentavam em número e diversidade. Um gáudio para os vendedores de livros que circulavam pelo interior paulista na década de 60, uma tragédia para a economia doméstica.

Seu João, o meu pai.

Um dos auto-didatas mais proficuos que conheci. Homem de têmpera inigualável. Estudou até o “4º ano”, porém até hoje põe em situações difíceis gente “diplomada” (dentre os quais me incluo). Curiosidade e teimosia infinitas, desvenda como ninguém máquinas, mecanismos e sistemas. Me mostrou o poder e a maravilha da engenhosidade humana.

O Rafael José dos Santos.

O amigo de 21 anos que todo garoto de 14 anos quis ter na vida. Sabia tudo de futebol, música e mulheres. O Rafa me mostrou a poesia que permeia e entrelaça os universos dos números e das estrelas. Nunca vou esquecer o Teorema de Tales nem que aquela estrelona vermelha em Escorpião se chama Antares.

O Edmilson J. T. Manganote.

Meu companheiro dos tempos iniciais de laboratório. Foi o “farol” das minhas primeiras incursões no, por vezes revoltado e às vezes paradisíaco, mar da ciência. O J.T. atuou como potente catalisador no processo que levou à essa tese, me mostrando a recompensa e o júbilo que existe em: usar as ferramentas que minha mãe me forneceu, para elaborar e concretizar as coisas que meu pai me ensinou, que finalmente são usadas para ler o fantástico código que o Rafa me apresentou.

São para estas quatro pessoas que eu dedico esse trabalho.
Campinas, 28-Abril-2000.

Agradecimentos

O maior deles, para a minha querida e bela Gisela, que com um infinito companheirismo me apoiou durante toda a realização desse trabalho. Seu amor e carinho foram fundamentais e decisivos.

Ao grande amigo Tatá, meu companheiro de luta e jornada cósmica. Se eu não fosse careca e ele cabeludo, eu palmeirense e ele corintiano, até que daria para dizer que somos semelhantes. As afinidades são múltiplas e nossas aventuras, espero, serão intermináveis.

Aos meus irmãos: a Kênia, a Bri e o Tujon, pelo imenso prazer que me deram em crescer na companhia deles.

Aos amigos: Osvaldo, por sempre me recordar que a gente deve deixar a chama acesa, e Alex, o Shimaba, que não precisa mais deixar a chama acesa. Ele superou essa etapa.

Ao Marcelo Knobel, pela grande amizade e força durante todos esses anos. Para completar, ainda me presenteou com outros dois ótimos amigos: A Rox e o Thomaz.

Às meninas do Guará: A Mariana e a Ju, que junto com a Kêke, preparam os melhores cafês-da-manhã-de-beira-de-lago que podem existir. Companhias deliciosas e luminosas.

À velha guarda do Grupo de Léptons do DRCC: o Biral, o Hélio, o Anderson, o Nini e o Cascão, que fizeram do nosso “local de trabalho” um dos lugares mais bacanas de se frequentar que eu já tive notícia. E falando no barracão, devo acrescentar o Fernando (sua hora vai chegar caro amigo...).

Ao Walter Fulgione. Mestre supremo, que me honrou em compartilhar seus intermináveis conhecimentos e me iniciou nos mistérios da arte de detectar neutrinos de supernovas.

Aos amigos Sam Cavanagh, Davide Bottero e ao grupo de Física Cósmica de Torino: Bob Bertoni, Francesco Gomez, Andrea Chiavassa, Piero Vallania, Piera Ghia, Antonella Castellina, Silvia Vernetto, Marco Aglietta, Giancarlo Trincheri, Carlin Barattia, Carlo Morello, Gianni “Ramon” Navarra, Piero Galeotti e, com menção honrosa e 5 estrelas “*****”, ao Giovanni Badino: a amizade e a convivência dessas pessoas conseguiram colorir a sempre cinza Torino e tornaram mais bela a sempre bela Itália.

À dupla dinâmica Tonino e Dino, da *General Technical Services* (precisando, basta chamar; fone/fax: +39 +862 606441, Assergi - Itália) pela excelente companhia e apoio técnico durante as atividades realizadas no Laboratório do Gran Sasso.

Às bibliotecárias do IFGW: Ângela, Célia, Maria Aparecida e Tânia, pela eterna “compreensão” e pela simpatia.

Às secretárias do DRCC: a Sandra Fonseca, e retornando um pouco no tempo, a Tereza Alves, e retornando mais ainda, a Marilena Boreli, pela grande simpatia e toda a ajuda que sempre me deram.

Aos professores do DRCC, Marcelo Guzzo e Zé Augusto Chinellato, e ao Hiroshi Nunokawa: sempre solícitos e disponíveis para discussões que foram muito importantes na realização desse trabalho.

Ao Armando Turtelli Jr. . Um cientista de mão cheia. Sábio e criterioso. Sua orientação expandiu os limites estreitos impostos por uma tese. Agradeço seu apoio, confiança e amizade, e especialmente pela oportunidade de participar da colaboração LVD.

Às agências que financiaram e deram suporte a esse trabalho: CNPq, FAEP-UNICAMP e INFN (Itália).

“Eu quase que nada não sei.
Mas desconfio de muita coisa.”

Riobaldo, em “Grande Sertão: Veredas”

João Guimarães Rosa

Introdução

Os neutrinos atravessam incólumes imensas quantidades de matéria e intensos campos magnéticos. Portanto mesmo que percorram distâncias astronômicas, ainda preservam informações sobre suas fontes e objetos celestes invisíveis pela radiação eletromagnética. O livre caminho médio dos neutrinos na matéria é ~ 20 ordens de grandeza maior que o da luz, por conseqüência, a radiação eletromagnética que nos atinge é emitida das estrelas em camadas externas e de baixa densidade, enquanto os neutrinos, mesmo que produzidos em regiões centrais e de altíssimas densidades, podem atingir a superfície e propagarem-se até a Terra, carregando informações sobre o interior estelar. Adicionalmente, muitas propriedades fora do modelo-padrão (massa, momento magnético, tempo de vida, *mixing* ...) podem ser testadas em escalas de distância e tempo que variam de $d \sim 1,5 \times 10^8$ km e $t \sim 500$ s (para neutrinos solares) até $d \sim 1,5 \times 10^{18}$ km e $t \sim 5 \times 10^{12}$ s (para neutrinos de uma supernova nas Nuvens de Magalhães). Essas características fazem deles uma das melhores sondas para a investigação do Universo. Neutrinos de origem cósmica podem revelar processos astrofísicos previstos, porém ainda não observados, bem como fenômenos desconhecidos ou inesperados, abrindo um outro canal para a exploração dos céus e da estrutura da matéria.

Por outro lado, sua fugacidade o torna uma partícula extremamente difícil de ser detectada, exigindo uma boa dose de criatividade e técnica na elaboração dos experimentos dedicados à sua observação. Telescópios de Neutrinos constituem a principal ferramenta de uma nova área da física: a Astrofísica de Neutrinos, que engloba astronomia, astrofísica, cosmologia e física nuclear e de partículas. A história da ciência nos mostra que sempre que se abrem novas “janelas” para a observação do cosmos, como a luneta de Galileo ou a antena de rádio de Penzias e Wilson, crescem as perspectivas e expectativas para a descoberta de novos fenômenos, que indubitavelmente enriquecem nosso conhecimento sobre o Universo.

A astrofísica de neutrinos de baixa energia (na faixa de MeV) estuda a seqüência evolutiva das estrelas via dois tipos de emissão neutrínica: i) fluxos estacionários, típicos da fase quiescente da vida da estrela (neutrinos solares), que fornecem informações sobre os processos nucleares no interior estelar; ii) transientes rápidos (*bursts*) que ocorrem durante o final explosivo de estrelas de grande massa (neutrinos de supernovas), e descrevem os últimos estágios da evolução estelar.

No início da década de 40, em um trabalho seminal, Gamow e Mário Schoenberg estabeleceram a relação entre explosões de supernovas e a emissão de imensas quantidades de energia em forma de neutrinos [1]. Ainda na década de 40, Pontecorvo apontava que o Sol e reatores nucleares seriam fontes abundantes de neutrinos, e que a sua detecção, apesar de difícil, seria factível [2]. Na década de 60, Zatsepin sugeriu a possibilidade de detecção de neutrinos de supernovas usando grandes massas de cintilador orgânico instaladas em laboratórios subterrâneos [3].

Um dos pioneiros na astrofísica experimental de neutrinos é R. Davis, responsável pelo detector rádio-químico (baseado na reação $\nu_e + \text{Cl} \rightarrow \text{Ar} + e^-$), em operação desde 1968 na mina desativada de Homestake (South Dakota, EUA) [4], que colhe dados sobre o fluxo de neutrinos solares. Esse experimento mostrou a viabilidade da Astrofísica de Neutrinos e trouxe à tona um dos problemas mais intrigantes da física moderna, o “Problema do Neutrino Solar” (*Solar Neutrino Problem, SNP*), onde o fluxo de neutrinos observado é $\sim 1/3$ daquele previsto pelo “Modelo Solar Padrão” (*Standard Solar Model, SSM*).

O impulso decisivo para a difusão e consolidação da Astrofísica de Neutrinos viria quase 20 anos após a construção do experimento em Homestake. Em 23 de fevereiro de 1987, 7:35 UT, chegaram à Terra neutrinos provenientes da supernova mais brilhante dos últimos 394 anos, a Supernova de Shelton (SN1987A)[†]. Neutrinos da SN1987A foram observados por vários experimentos: Kamiokande (Japão), IMB (EUA) e Baksan (Caucaso, antiga U.R.S.S.). O experimento LSD (Itália) também registrou um sinal, provavelmente ligado à SN1987A, porém com antecipação de 5 horas em relação às outras 3 instalações, e ainda hoje é motivo de debate e controvérsia. A Supernova de Shelton tomou um lugar importantíssimo na astronomia moderna, sendo talvez, o objeto mais estudado fora do sistema solar. Foi investigada em todos os comprimentos de onda, do rádio aos raios gama, e além do sol é o único objeto celeste em que foi observada a emissão de neutrinos.

O cenário geral descrito pelos modelos de colapso gravitacional e explosão que dão origem às supernovas foi confirmado pelos neutrinos da SN1987A. Foram checados os parâmetros estruturais (massa da estrela progenitora, dimensões do núcleo estelar), energéticos (energia total, fluxo e temperatura espectral dos neutrinos) e dinâmicos (escalas de tempo envolvidas no colapso e resfriamento da estrela de neutrons remanescente). Também foram estabelecidos limites de grandezas próprias dos neutrinos (massa, vida-média e momento magnético). Entretanto, devido à baixa estatística (~ 20 eventos, somando-se todos os detectores), os detalhes sobre os mecanismos de colapso e explosão não puderam ser descritos. Desde então, muitos detectores foram construídos, outros

[†] SN1987A foi vista opticamente por O. Duhalde e I. Shelton no observatório de Las Campanas (Chile), $\sim 5:30$ UT de 24 de fevereiro, quase 24 horas depois. A análise off-line com os dados dos experimentos de neutrinos para identificar o burst, foi motivada pelo anúncio dos astrônomos sobre o aparecimento da supernova.

reformados e melhorados, no intuito de continuar a vigilância do cosmos para detecção de novos *bursts* de neutrinos de supernovas. Essa nova geração de “telescópios” deve alcançar em conjunto uma estatística de $\sim 10^4$ eventos e ser capaz não apenas de assinalar a ocorrência de colapsos estelares, mas também de descrever com detalhes a emissão de neutrinos, elucidando questões ainda abertas sobre a fenomenologia de supernovas[†].

Em 1992 entrou em operação o experimento LVD (Large Volume Detector) [5], nos Laboratori Nazionali del Gran Sasso, em L’Aquila, Itália central, cujo principal objetivo é a detecção dos neutrinos de colapsos gravitacionais estelares. O LVD é um detector baseado em cintilador líquido e câmaras *streamer*, instalado no laboratório subterrâneo sob o maciço do Gran Sasso. Essa tese é voltada ao estudo de características da emissão de neutrinos de colapso, e de como essas características podem modular o sinal esperado no experimento. Investigamos a possibilidade de determinação dos parâmetros espectrais da emissão de neutrinos, a partir do sinal que se espera observar no LVD para um colapso ocorrido na galáxia. O trabalho realizado também contempla alguns aspectos relacionados à técnica de detecção de neutrinos cósmicos, incluindo estudos de uma nova composição química para o cintilador, e da eficiência do aparato na detecção de pulsos com energias próximas do seu limiar. O texto é organizado como segue:

No Capítulo 1 discutiremos a fenomenologia de colapsos gravitacionais e supernovas, e os principais modelos que descrevem as características do *burst* de neutrinos associado com tais eventos. Encerramos o capítulo mostrando os fatos relacionados à observação da SN1987A.

No Capítulo 2 serão apresentadas as principais técnicas experimentais e os detectores, em operação ou projeto/construção, dedicados à pesquisa de neutrinos cósmicos. Segue uma descrição geral do experimento LVD: os módulos detectores, canais de interação de neutrinos, eletrônica de leitura e aquisição, sistema de *trigger* e demais características operacionais. Finalizando, temos as medidas que realizamos com uma amostra de cintilador líquido ao qual foi adicionado gadolínio, com objetivo de aumentar a eficiência na identificação do decaimento β -inverso ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$), principal canal de interação de neutrinos do LVD. As medidas mostraram a melhoria alcançada no desempenho do detector com o uso do gadolínio, e também um fator adverso: uma gradual redução na transparência do líquido.

O Capítulo 3 é dedicado às características dos eventos de neutrinos de colapso no LVD. Mostramos: o formalismo empregado na descrição do sinal esperado no experimento; a dinâmica das interações de neutrinos com o cintilador, que fornece a “assinatura” de cada tipo de neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ e anti-partículas); a análise que realizamos com a radiação de fundo do LVD para obtenção da curva de eficiência do aparato; o cálculo do número de eventos esperados, de acordo com os modelos de emissão mostrados no Capítulo 1; e as análises Poissoniana e topológica empregadas na identificação do *burst*.

O Capítulo 4 é reservado à caracterização da emissão de neutrinos de colapso a partir dos dados experimentais, e é dividido em duas partes: na primeira temos uma descrição do

[†] Veremos no Capítulo 1 que o mecanismo de explosão de supernovas ainda não é totalmente compreendido. Existem indicações que os neutrinos desempenham um papel crucial no vínculo entre o colapso gravitacional e a explosão, portanto uma observação detalhada da emissão neutrínica pode esclarecer esse ponto.

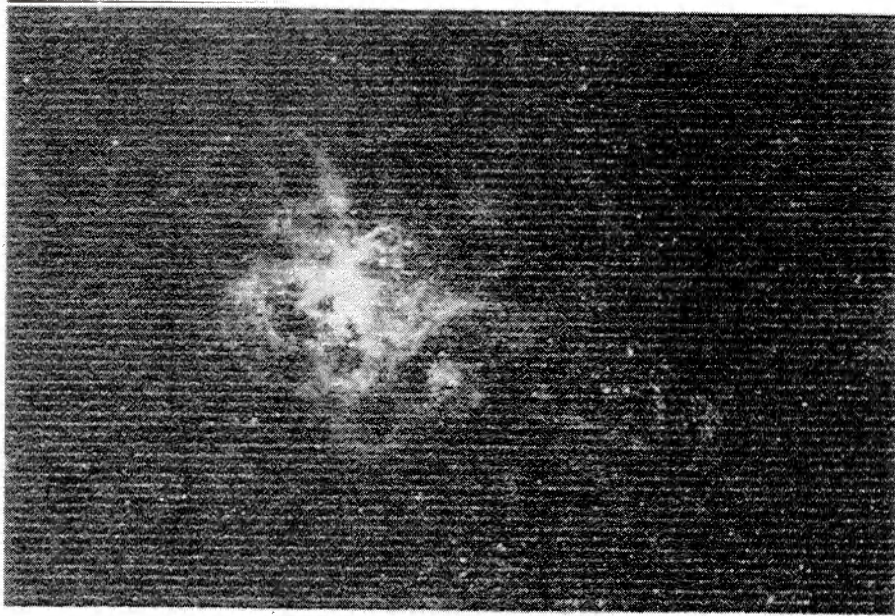
método que desenvolvemos para identificação e parametrização do espectro energético de emissão, baseado na correlação de medidas independentes que se obtém com o LVD (energias médias do espectro de $\bar{\nu}_e$ e proporção entre o número de interações em diferentes canais), e ainda, o estudo da resolução do aparato na determinação dos parâmetros espectrais feito através de simulações de espectros no LVD sobre os quais aplicamos testes estatísticos. Na segunda parte, discutimos alguns possíveis efeitos de neutrinos de massa não-nula. Utilizando o formalismo de pacotes de onda, pode-se mostrar que a propagação no vácuo em distâncias astronômicas é incoerente, desacoplando os diferentes auto-estados de massa e cessando as oscilações. Entretanto, as conversões de sabor são ainda possíveis, e o fluxo de neutrinos de cada espécie leptônica pode atingir a Terra com seus espectros repopulados. Mostramos as consequências desse fenômeno sobre os espectros esperados no LVD, e uma possível ambigüidade que pode ocorrer na interpretação dos dados.

Encerrando a tese, apresentamos as conclusões gerais desse trabalho.

Anexados ao final, encontram-se ainda dois Apêndices que complementam o texto do Capítulo 1. No Apêndice-A descrevemos a condição de degenerescência do plasma estelar e seu papel estrutural em estrelas de massa intermediária. Ainda, mostramos o cálculo detalhado de um importante parâmetro na fenomenologia do colapso gravitacional: a massa limite de Chandrasekhar. No Apêndice-B temos uma estimativa para a frequência de colapsos estelares na nossa galáxia.

Referências - Introdução

1. G. Gamow e M. Schoenberg, *Phys. Rev.*, **59**, 539 (1941).
2. B. Pontecorvo, *Chalk River Laboratory report PD-205* (1946), *apud* S.T. Petcov, *Proc. IV School on Non-Accelerator Particle Astrophysics*, ICTP – Trieste, Itália (1995).
3. G.I. Zatsepin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **8**, 333 (1968).
4. R. Davis Jr. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 1205 (1968).
5. C. Alberini et al., *Il Nuovo Cimento C*, **9**, 237 (1986).



As fotografias mostram os arredores da Nebulosa da Tarântula em 1982 e em 27-fev-1987, alguns dias após o aparecimento da Supernova de Shelton (SN1987A).

(Royal Observatory, Edimburgo – Escócia)

Supernovas e Neutrinos

1.1 Introdução

Existem registros astronômicos chineses, datados do Século II, sobre “estrelas visitantes”, que repentinamente apareciam no céu, permaneciam brilhantes por um determinado período de tempo, e então esvaneciam. Essas “estrelas visitantes” provavelmente eram supernovas.

Estrelas de grande massa evoluem de maneira serena por dezenas de milhões de anos, até o completo consumo do seu combustível nuclear. Em frações de segundo, ela colapsa devido à sua própria atração gravitacional e, em seguida, explode, dando origem a uma supernova. Logo após a explosão, uma supernova pode brilhar mais do que toda uma galáxia de bilhões de estrelas. A emissão óptica continua intensa por meses. A “bolha” de matéria em expansão emite raios-X e ondas de rádio por milhares de anos. Raios cósmicos de alta energia são criados e injetados no espaço. Morre uma estrela “convencional”, nasce uma estrela de nêutrons (com ela, um *pulsar*), ou possivelmente um buraco-negro. Estão envolvidas escalas de tempo de milhões de anos e de milissegundos, distâncias no intervalo de alguns fm até milhões de km, densidades de 10^{14} g/cm³ a 10^{-8} g/cm³ e temperaturas entre 10^4 e 10^{10} K. Ou seja, uma supernova é um evento cheio de contrastes e superlativos, que abrange largas áreas da astronomia e da astrofísica. Os processos de nucleossíntese advindos da explosão forjam grande parte dos elementos pesados, que, uma vez espalhados pelo universo em uma espécie de “reciclagem cósmica”, possibilitam a formação, entre outras coisas, de objetos celestes como planetas e de estruturas biológicas complexas.

As supernovas são eventos celestes raros. Na nossa galáxia foram registrados apenas cinco eventos nos últimos 1000 anos [1]. A mais brilhante de todas, registrada por

astrônomos chineses em 1054, deu origem à Nebulosa do Caranguejo. Apesar de raras, o extremo brilho das supernovas possibilita a sua observação mesmo que ocorram em galáxias distantes, no que resulta em dezenas de registros astronômicos por ano.

As primeiras observações sistemáticas de supernovas foram feitas com chapas fotográficas por Baade & Zwicky (Caltech) na década de 30, quando identificaram que ~ 50% dos eventos seguiam um padrão de luminosidade consistente: crescimento rápido nas primeiras semanas seguido de diminuição gradual em alguns meses. Minkowski ao realizar medidas espectroscópicas verificou que esse grupo não apresentava linhas de hidrogênio, tendo sido classificadas como supernovas do Tipo I. As demais, com diferentes padrões de luminosidade e presença do hidrogênio, foram divididas em quatro classes distintas, que atualmente são reagrupadas e classificadas como supernovas do Tipo II.

Existem ainda diferenças entre os mecanismos de explosão. As supernovas do Tipo I têm sua explosão deflagrada por reações termonucleares. O modelo de explosão deste tipo de supernova foi proposto por Hoyle e Fowler na década de 60: uma anã-branca, constituída principalmente por C e O¹, tem sua massa acrescida às custas de uma estrela companheira. O aumento de massa causa aumento na pressão e na temperatura, reiniciando as reações termonucleares de forma abrupta e descontrolada, provocando a explosão. Um estudo detalhado das supernovas do Tipo I pode ser encontrado no trabalho de Woosley e Weaver [2].

O conceito central da fenomenologia de supernovas do Tipo II foi sugerido por Colgate na década de 60: a explosão é provocada pela onda de choque originada no centro estelar devido ao colapso gravitacional. O choque também seria energizado pelo transporte de neutrinos. Esse conceito, que foi praticamente “postulado”, sofreu críticas no início da década de setenta, porque cálculos detalhados resultavam em energias do choque insuficientes para a explosão. A inclusão dos avanços das últimas décadas nas áreas da física nuclear, partículas elementares e mecânica estatística, revelou a solidez do modelo, que em linhas gerais sobrevive até hoje, porém de forma muito mais elaborada: o colapso faz com que o centro da estrela se contraia até atingir densidades supra-nucleares, interrompendo a compressão. A matéria que continua a ser atraída pela força gravitacional (que é sempre mais intensa), “rebate” no caroço central devido à resistência que ali encontra e inverte seu sentido de movimento. A energia mecânica acumulada nesse processo inicia a formação de uma onda de choque. A descompressão repentina do caroço central fornece o impulso adicional e decisivo ao choque, que adquire energia suficiente para desagregar e expelir de forma explosiva as camadas externas da estrela. A potência do choque é mantida com a energia extra depositada na matéria pelo fluxo emergente dos neutrinos que permaneceram em difusão pelo centro estelar.

Centraremos nossa atenção nas supernovas do Tipo II, que dão origem ao *burst* neutrínico, e doravante passaremos a designá-las simplesmente por SN.

¹ Isso explica a ausência das linhas de hidrogênio no espectro de supernovas do Tipo I. No estágio de anã-branca, quase todo hidrogênio da estrela já foi consumido na formação de elementos mais pesados.

1.2 Supernovas

Uma SN é um evento astrofísico extraordinário, que assinala o fim da seqüência de fusões termonucleares próprias à evolução estelar.

A massa de um objeto celeste é determinante na sua evolução astrofísica. Do Teorema do Virial, deduz-se que quanto maior a massa de um objeto celeste, maior é sua temperatura central. Em meios que predominam forças proporcionais à r^{-2} , o teorema descreve o balanço energético através da relação [1,3]:

$$2E_T + E_P = 0 \quad (1.1)$$

sendo E_T a energia térmica e E_P a energia potencial gravitacional. E_P é dada por:

$$E_P = - \int_0^R \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho(r) \right) \left(4\pi r^2 \rho(r) \right) \frac{G}{r} dr = -f \frac{GM^2}{R} \quad (1.2)$$

onde $f = 0,6$ no caso de simetria esférica e densidade constante, e $f \sim 1$ para corpos cuja densidade cresce em direção ao centro. Substituindo o resultado de (1.2) no Teorema do Virial, temos $2E_T = -E_P = fGM^2/R$, ou seja, a energia térmica no interior da estrela é proporcional a sua massa.

Se um objeto celeste (em estado ligado) supera o limite de $0,1 M_\odot$, criam-se condições de temperatura em seu interior para o início das reações de fusão termonuclear, e o objeto atinge o estágio de estrela.

Durante a maior parte da sua existência, as estrelas estão em estado de equilíbrio hidrostático, descrito pela equação:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho g = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.3)$$

onde $M(r)$ é a massa interna ao raio r . O calor gerado pelas reações de fusão aumenta a pressão interna, balanceando a auto-atração gravitacional, que de outra forma faria a estrela entrar em colapso.

A primeira série de reações de fusão agrega 4 prótons formando um núcleo de He: $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$, liberando ~ 7 MeV/nucleon. Esse processo e os demais do ciclo p-p continuam no centro da estrela por $\sim 10^7$ anos, em regiões onde o regime de temperatura produz um pico de Gamow significativo. Quando todo o hidrogênio disponível é queimado, cessa a produção de energia. O centro estelar se contrai pois a atração gravitacional não é mais compensada pela pressão interna, e como resultado, tanto o centro como a matéria que o circunda são aquecidos. Nas camadas circunvizinhas ao centro inicia-se a fusão do H remanescente do envelope externo, enquanto o centro se aquece até à temperatura de ignição do He.

A posterior repetição desse mecanismo, em períodos cada vez mais curtos, possibilita a fusão de núcleos cada vez mais pesados, dando início ao ciclo CNO[†]: He é usado para

[†] Ver referência [4] para uma descrição detalhada das reações dos ciclos p-p e CNO, que inclui as seções de choque e energias liberadas, e referência [5] para detalhes relativos às etapas da evolução estelar.

formar C ($3\alpha \rightarrow C + \gamma$; em $\sim 5 \times 10^5$ anos), C para formar Ne e O (ex.: $C + \alpha \rightarrow O + \gamma$; em ~ 600 anos), e então Si (~ 1 ano). Em um último estágio, o Si é utilizado na reação de formação do Fe (~ 1 dia). A Figura 1. 1 é um diagrama com os estágios de fusão no plano- ρT , mostrando o aumento na velocidade de consumo do combustível nuclear, em condições de densidade e temperatura sempre crescentes. A formação do Fe interrompe as reações de fusão. O Fe possui a máxima energia de ligação por núcleon (8,7 MeV – ver Figura 1. 2) e a formação de elementos mais pesados requer reações endotérmicas.

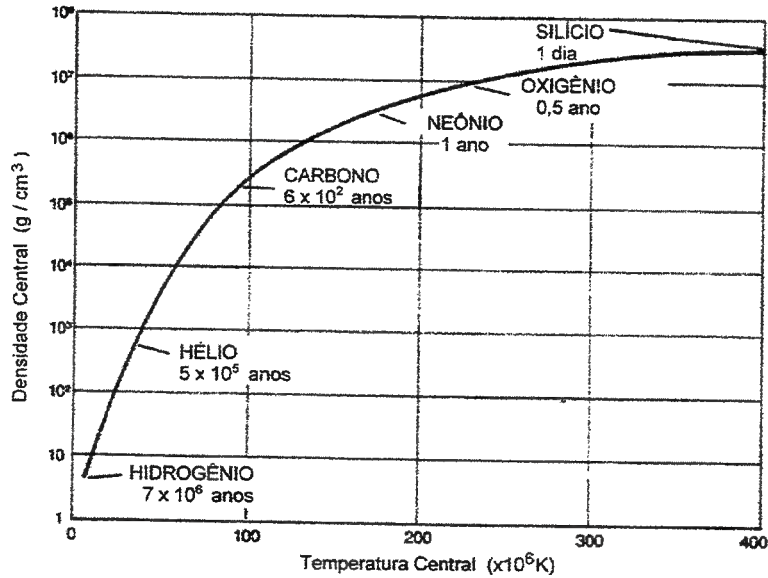


Figura 1. 1: Seqüência de elementos combustíveis e duração de cada etapa de queima, em uma estrela de $25 M_{\odot}$ [6]. A evolução acontece sempre para temperaturas e densidades crescentes no centro estelar.

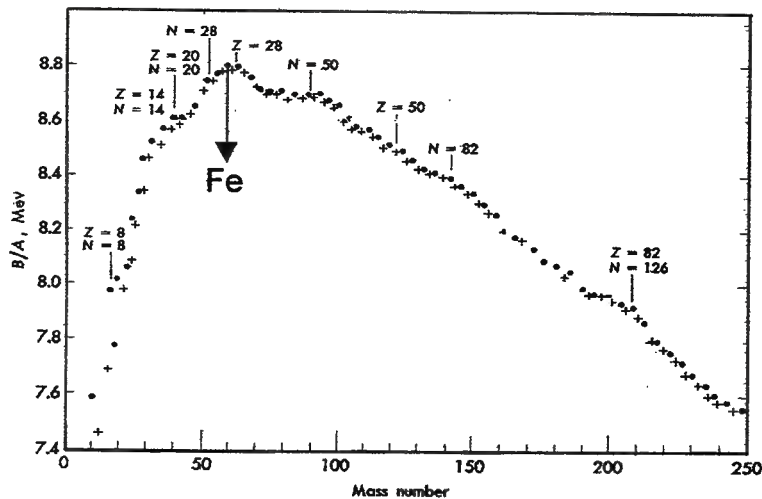


Figura 1. 2: Energia de ligação/nucleon em função da massa atômica [7]. A seta indica o ferro.

No último estágio evolutivo a estrela tem uma configuração composta por camadas concêntricas (“estrutura de cebola”), com elementos mais pesados no interior e elementos mais leves em direção à superfície. O núcleo central é composto por Fe e elementos afins, circundado pelas camadas de S+Si, O+Ne, C, He e pelo envelope externo de H. A Figura 1.3 mostra detalhadamente os perfis de densidade, temperatura e composição química em função de $M(r)$ para uma estrela de $15 M_{\odot}$.

Entretanto, nem todas as estrelas atingem a última etapa, com a formação do núcleo central de Fe. A estrutura final e a composição química da parte central depende da massa da estrela. As reações de fusão requerem energias suficientes para que seja superada a barreira coulombiana entre os núcleos ($\propto Z^2$), logo a queima de elementos mais pesados requer temperaturas cada vez mais elevadas, e como vimos, $T \propto M$. Assim, quanto maior sua massa mais a estrela avança na seqüência descrita de reações de fusão.

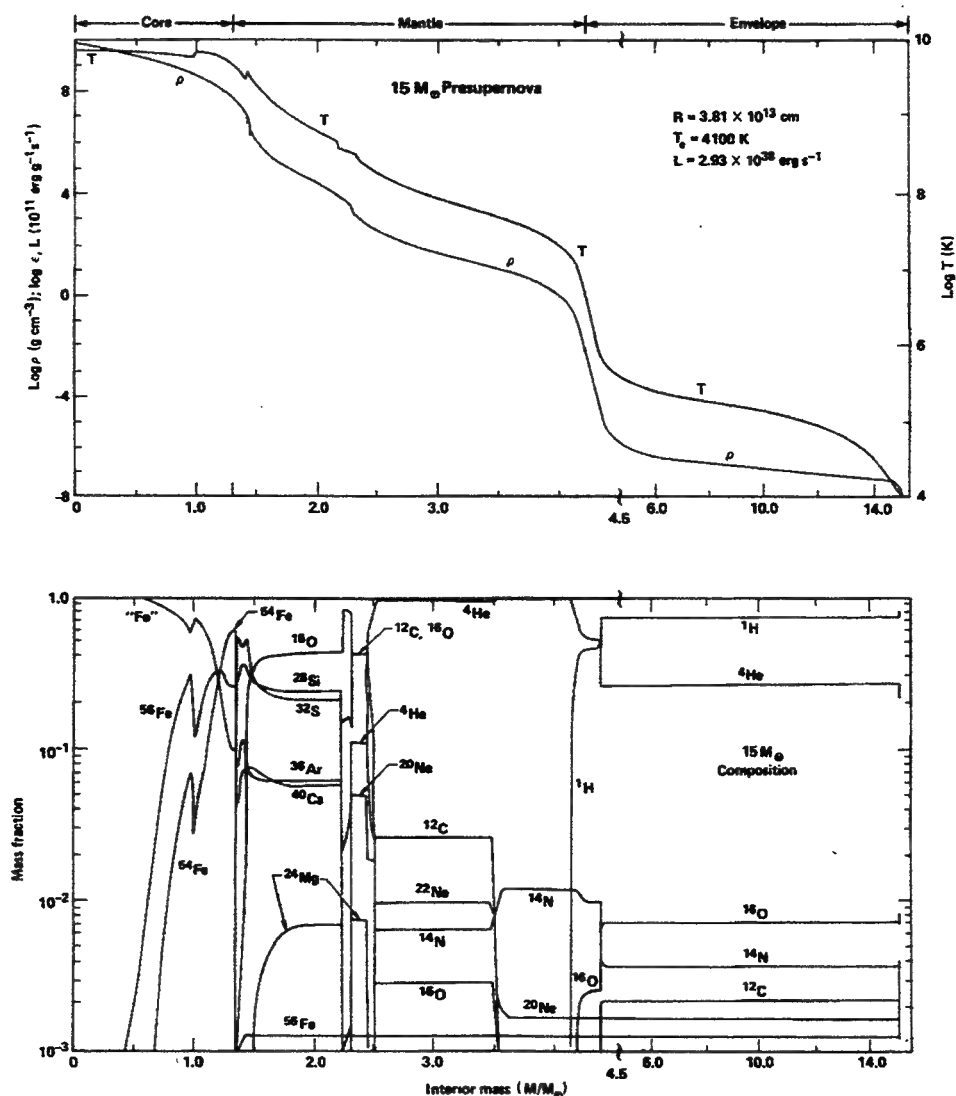


Figura 1.3: Perfis de densidade, temperatura e composição química de uma estrela de $15 M_{\odot}$ em função de $M(r)$ [2].

Estrelas de massa pequena ($0,1 \leq M \leq 1M_{\odot}$) ou intermediária ($1 \leq M \leq 8M_{\odot}$), e portanto pequena energia térmica por partícula, não conseguem avançar na evolução termonuclear além da queima do He, formando um centro de C-O e encerrando sua evolução como anãs-brancas. Nesse tipo de estrela, o exaurimento do combustível nuclear diminui a pressão interna e a estrela se contrai. Com a contração a densidade aumenta, e a distância média d entre os elétrons passa a ser $d \sim \lambda$, onde λ é o comprimento de onda de de Broglie. Nessa situação o gás de elétrons entra em regime de degenerescência: as partículas não se movem mais livremente e o espaço de fase vai se restringindo à estados de energia cada vez mais alta. Em um gás degenerado de elétrons, a pressão P_e obedece às relações: $P_e \propto p_f^4 \propto \rho^{4/3}$, onde p_f é o momento correspondente à energia de Fermi do sistema (E_f) e ρ é a densidade. A contração aumenta a densidade e E_f , fazendo crescer a pressão que restabelece o equilíbrio hidrostático. A estrela, então, permanece como um objeto extremamente compacto ($\rho/\rho_{\odot} \sim 10^4 \div 10^6$, $R/R_{\odot} \sim 10^{-2}$) e de baixa luminosidade ($L/L_{\odot} \sim 10^{-1} \div 10^{-6}$) [3].

Estrelas de grande massa ($8 \leq M \leq 60M_{\odot}$) avançam mais nos estágios de fusão e conseguem formar centros de Fe, onde o gás degenerado de elétrons ainda é a principal componente da pressão de sustentação. A condição $d \sim \lambda$, estabelece uma densidade crítica ρ_c , acima da qual se verifica a degenerescência: $\rho_c \propto m^{3/2}$ (m é a massa da partícula que compõe o gás). No final da etapa de formação do Fe, o centro da estrela tem uma temperatura $T_c \sim 8 \times 10^9$ K ($kT \sim 0,7$ MeV) e densidade $\rho \sim 10^{10}$ g/cm³ [8]. Nesse caso, $\rho \gg \rho_c$ para os elétrons ($\rho_c \sim 10^6$ g/cm³) mas não para os núcleons ($\rho_c \sim 10^{11}$ g/cm³). Estes últimos continuam a constituir um gás “perfeito”, com pressão parcial $P_n \ll P_e$. Aqui entra em jogo um importante parâmetro astrofísico, conhecido como *massa de Chandrasekhar* (M_{Ch}), ou ainda, *limite de Chandrasekhar*, que estabelece um valor máximo para a massa do centro estelar que pode ser sustentada pela pressão de um gás degenerado:

$$M_{Ch} = 5,78 Y_e^2 M_{\odot} = 1,44 M_{\odot} \quad (1.4)$$

onde Y_e é a concentração de elétrons por núcleon no interior da estrela. O valor de (1.4) é estabelecido tipicamente para anãs-brancas, onde $Y_e = 0,5$. No Apêndice-A discutimos com detalhes as condições de degenerescência, e mostramos o cálculo para a pressão do gás de elétrons e da massa limite dada em (1.4). No centro de Fe de estrelas de grande massa, esse valor pode ser diferente [6], estando contido no intervalo:

$$1,2 \leq M_{Ch} \leq 1,5 M_{\odot} \quad (1.5)$$

1.2.a. O Colapso Gravitacional

A formação do Fe no centro estelar interrompe as reações de fusão, mas devido à grande massa da estrela, a temperatura pode ser alta o bastante para que as reações continuem na fronteira com a camada de Si, adicionando mais Fe à parte central. Se a massa do núcleo central de Fe superar o limite de Chandrasekhar, o equilíbrio hidrostático é rompido, o peso das camadas externas não encontra mais oposição, disparando o colapso gravitacional de forma implosiva. Iniciado o colapso, uma onda de “rarefação” se propaga em direção ao exterior da estrela, porém com velocidade muito inferior a do colapso. Assim, o envelope permanece estático. É o *centro estelar* que colapsa, e não a estrela toda.

a.i Resfriamento do centro estelar

Os processos físicos que causam o colapso são ligados aos mecanismos de resfriamento do centro de Fe: neutronização, foto-dissociação e aniquilação de pares. A interrupção das reações termonucleares assinala o fim de processos exotérmicos. As reações endotérmicas ocorrem a expensas de energia cinética das partículas, esfriando o centro estelar. O efeito resultante é a redução da pressão central e o favorecimento do colapso.

- **Neutronização**

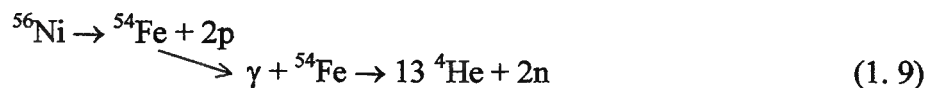
Usando a argumentação prévia sobre o mecanismo de sustentação das anãs-brancas, poder-se-ia inferir que o colapso aumenta a densidade e com ela a energia de Fermi. Como consequência P_e sofreria um acréscimo, restabelecendo o equilíbrio. Porém, antes que isso aconteça, o aumento da densidade faz com que E_f atinja um valor comparável à diferença de massa nêutron-próton $\Delta_{np} = 1,3$ MeV (na fase pré-colapso, $E_f < 1$ MeV), possibilitando o processo de captura eletrônica, ou neutronização:



onde (A, Z) representa principalmente os núclídeos do grupo do Fe, que é o elemento mais abundante no centro estelar. A captura reduz a concentração de léptons, já que os neutrinos escapam livremente da estrela. A fuga de neutrinos diminui a energia disponível e também a quantidade presente de férmions, aumentando o número de estados disponíveis no espaço de fase e reduzindo a pressão.

- **Foto-dissociação**

Encerrada a fase de queima dos núcleos mais leves, o centro estelar tem uma composição química em que prevalece os núcleos com $A = 56$ (Fe, Ni), cuja fusão não é mais possível. Esses núcleos são então dissociados por fótons de grande energia, presentes na radiação em equilíbrio termodinâmico com o gás degenerado. Mesmo que a energia média seja inferior a 1 MeV, existem fótons mais energéticos na parte alta da distribuição de Maxwell que possibilitam os seguintes processos (transições Fe \rightarrow He):



seguidos pela foto-dissociação do He:



essas reações são endotérmicas e retornam o plasma à condição de núcleons e elétrons livres, absorvendo uma energia do meio comparável à energia liberada pelas fusões que inicialmente criaram os elementos pesados ($\sim 5 \times 10^{18}$ erg/g).

• **Aniquilação de pares**

Os fótons de energia mais alta (\sim MeV), podem criar pares e^-e^+ ($\mu^-\mu^+$ e $\tau^-\tau^+$ são suprimidos devido à sua grande massa). Para temperaturas pouco maiores que a do limiar de produção de e^-e^+ ($kT = 1,022$ MeV) a energia dos fótons é quase toda utilizada na massa das partículas, restando pouca energia cinética. Isso equivale a subtrair energia térmica do meio e reduzir a pressão que balanceia o peso da matéria externa. Ao contrário, em temperaturas mais elevadas, esse processo (que acontece inclusive à taxas mais altas) simplesmente transforma a energia da radiação em agitação térmica das partículas, sem redução na pressão, e a estrela mantém seu equilíbrio. Portanto existe uma fase crítica, quando $kT \sim 1$ MeV, que favorece o colapso. Adicionalmente, os e^-e^+ produzidos podem aniquilar-se em pares de neutrinos:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (1.11)$$

que acarreta uma considerável perda de energia, uma vez que os neutrinos escapam subitamente do centro estelar.

a.ii Formação da região homóloga

A dinâmica do colapso, em suas fases iniciais, divide o centro estelar em duas regiões distintas quanto ao regime de velocidades de atração da matéria: **i)** a região homóloga, e **ii)** a casca externa. Essa divisão causa o acúmulo de energia mecânica na fronteira entre as duas regiões e propicia a formação da onda de choque que, revertendo o sentido de movimento da matéria, pode provocar a explosão da estrela.

i) região homóloga: parte mais interna, onde o colapso ocorre de forma que as distribuições de densidade e temperatura só são alteradas por um fator de escala (auto-similaridade). Agora o limite de Chandrasekhar passa a desempenhar um outro papel durante o colapso, o de estabelecer a fronteira da região homóloga: seja uma esfera de raio R_h , que contenha uma massa igual à massa de Chandrasekhar, $M(R_h) = M_{Ch}$. A captura eletrônica reduz o valor de Y_e até 0,36 [9]. De (1.4) temos que M_{Ch} é reduzida para para $0,75 M_\odot$. Ainda, o colapso faz com que $\rho(r)$ cresça. A associação desses fatos faz com que o volume da esfera diminua durante o colapso. Contudo, o perfil de densidade dentro da esfera não se altera, ou seja, $\rho(r/R_h)$ é constante, justamente o que caracteriza a homologia do colapso nessa região [10]. Uma importante propriedade da região homóloga é que a velocidade da matéria em colapso, é subsônica e proporcional à distância do centro da estrela ($v \propto r$).

ii) casca externa: região limitada internamente pela parte homóloga, e externamente pela borda do centro em colapso. Nessa casca a matéria é atraída com velocidade supersônica (quase em queda livre, com $v \propto r^{-1/2}$). O máximo da velocidade é atingido em um raio intermediário do centro em colapso, que é pouco maior que R_h .

A densidade, bem como a velocidade local do som v_s , são funções decrescentes de r . O raio onde $v = v_s$ é denominado de *ponto sônico* e demarca a fronteira entre a região homóloga e a casca externa. Portanto, o ponto sônico coincide com R_h , e move-se em direção ao centro da estrela durante o colapso.

O impacto da matéria em queda sobre o centro estelar, produz variações de pressão que se propagam rumo ao exterior como ondas sonoras. Entretanto, a matéria em colapso move-

se em sentido contrário. No ponto sônico as ondas têm velocidade v_s no referencial do meio que estão atravessando (matéria em colapso), porém, no referencial da estrela, elas estão paradas. A Figura 1. 4 ilustra os perfis das velocidades em $t = 1$ ms após o início do colapso [11], onde o ponto sônico está em $r \sim 25$ km. Assim, qualquer perturbação dentro da região homóloga não se propagará além do ponto sônico, onde se acumula toda a energia transportada pelas ondas sonoras.

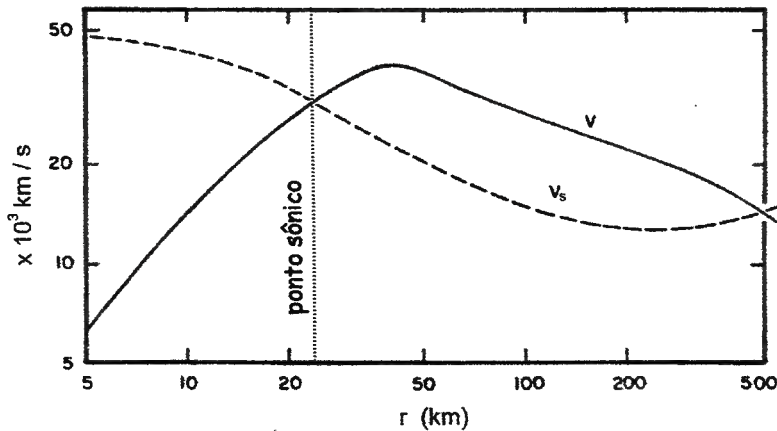


Figura 1. 4: Velocidade de queda da matéria (v) e velocidade local do som (v_s) em função do raio da estrela, no instante $t = 1$ ms após o início do colapso [11]. O cruzamento das duas curvas é o *ponto sônico*, que delimita a região homóloga do colapso.

1.2.b. A Explosão

Além da homologia, o aumento contínuo da densidade no centro estelar traz importantes implicações para a inversão do movimento da matéria em colapso: o aprisionamento de neutrinos e a transição de fase da matéria nuclear.

b.i. Aprisionamento de neutrinos

Em regiões onde a densidade atinge $\rho_a \sim 6 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$, a matéria torna-se opaca aos neutrinos, pois o livre caminho médio ($\lambda \sim 1 \text{ km}$) é muito menor que o raio do centro estelar ($R \sim 100 \text{ km}$). Os neutrinos não mais escapam livremente da estrela e se difundem na região central. O tempo de difusão supera a escala de tempo do colapso, portanto os neutrinos podem ser considerados “aprisionados”. Os interiores de estrelas em colapso talvez sejam as únicas regiões do universo, após os momentos iniciais do *Big-Bang*, onde os neutrinos encontram-se em equilíbrio térmico com a matéria [12].

A opacidade é principalmente causada pelo espalhamento elástico (via corrente neutra) com núcleos [13]. A difusão na região de aprisionamento faz com que os processos de captura / re-emissão passem a ocorrer em taxas praticamente iguais, e os ν_e entram em equilíbrio com os elétrons, via a reação inversa de (1.6):



O equilíbrio $e^- \leftrightarrow \nu_e$ interrompe a redução na fração leptônica, que se estabiliza em $Y_e \sim 0,36$. A estabilização de Y_e também estabiliza a pressão dos elétrons, e determina um limite inferior para a massa da região homóloga. Ambos os fatores são adversos à contração do centro estelar.

O aprisionamento dá origem à *neutrinosfera*, conceito de grande utilidade no estudo de neutrinos de colapso, definida como a superfície onde ocorre a última interação antes da fuga da estrela, ou seja é a superfície da qual emanam os neutrinos. O raio R_ν da neutrinosfera é obtido tomando-se a profundidade óptica $\tau(R_\nu) = 2/3^*$ [9]:

$$\tau(R_\nu) = \int_{R_\nu}^{\infty} \frac{dr}{\lambda_\nu} = \frac{2}{3} \quad (1.13)$$

onde λ_ν é o livre caminho médio dos neutrinos. Note-se que a neutrinosfera depende da energia dos neutrinos (λ_ν contém a seção de choque para o processo considerado), portanto seu raio não é único. Como primeira aproximação, para ν_e e $\bar{\nu}_e$ podemos utilizar [9]:

$$R_\nu = 11 \cdot E_\nu \text{ km} \quad (1.14)$$

onde E_ν é a energia dos neutrinos em MeV. Nessa fase do colapso os neutrinos possuem energias entre 6÷22 MeV (dependendo da região de produção: menor o raio, maior a energia). Na região onde $\rho \sim \rho_a$, $\langle E_\nu \rangle \sim 10 \text{ MeV} \Rightarrow R_\nu \sim 10^2 \text{ km}$. Assim, o raio da neutrinosfera localiza-se externamente à esfera de aprisionamento, o que significa que antes do escape os neutrinos ainda difundem por uma longa distância. Veremos adiante que os neutrinos que permanecem “aprisionados” no centro estelar desempenham um papel crucial para a explosão da SN, atuando como supridores de energia para a onda de choque que expelle a matéria estelar.

b.ii Transição de fase da matéria nuclear

Enquanto ρ permanece inferior à densidade nuclear, $\rho_n \sim 2,7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$, a pressão é essencialmente eletrônica (vimos que $P_n \ll P_e$). Quando $\rho \sim \rho_n$, os núcleos se agregam, perdendo sua “identidade”, e praticamente constituem um único núcleo de dimensões gigantescas. Nesse instante acontece uma transição de fase, a matéria nuclear supera a densidade crítica e entra em regime de degenerescência, causando um acréscimo notável em P_n . Passa a prevalecer a força de repulsão núcleon-núcleon, de curto alcance. A equação de estado do plasma $P = k \rho^\gamma$ (ver Apêndice-A) troca de componente principal. Do gás degenerado de elétrons relativísticos ($\gamma = 4/3$), passa-se ao gás degenerado de núcleons não-relativísticos ($\gamma = 5/3$). O repentino crescimento no expoente da equação de estado, faz com que o centro estelar subitamente enrijeça, oferecendo grande resistência à compressão contínua. A resistência causa mais ondas sonoras, cuja energia vai se acumulando no ponto sônico, e principia a formação de uma onda de choque[‡].

* o valor 2/3 é tomado no lugar de 1 pois leva-se em conta a fração dos neutrinos que escapam em ângulo com a direção radial.

‡ Uma onda de choque difere da onda sonora em dois aspectos: as mudanças provocadas no meio atravessado são “permanentes”, e sua velocidade é supersônica.

Nessa fase, a compressibilidade da matéria nuclear, apesar de pequena, não é nula. Alguns cálculos indicam que ρ pode superar ρ_n em até 50% [6]. Ao atingir o valor máximo de $\rho/\rho_n \sim 1,5$, o centro estelar não pode mais ser comprimido e rebate, causando uma abrupta e violenta variação de pressão rumo ao exterior. A rebatida estabelece definitivamente a onda de choque que, sendo supersônica, rompe o confinamento do ponto sônico e se propaga para fora da estrela, revertendo o colapso gravitacional em uma explosão de SN.

Até o instante da formação da onda de choque, os vários modelos de SN estão de acordo, mas o que acontece depois ainda é matéria de debate. O mecanismo que possibilita a explosão não é claro, porém os desenvolvimentos recentes na área consolidaram dois possíveis cenários: a explosão “*imediate*”, de caráter puramente hidrodinâmico, onde o choque consegue expelir o envelope estelar; e a explosão “*atrasada*”, onde o choque perde energia na dissociação de núcleos da casca externa, porém é revitalizado pelos neutrinos em difusão.

b.iii Explosão “imediate”

Nesse cenário, mais simplificado, a rebatida da parte homóloga (após o momento de máxima compressão) cede energia suficiente para que a onda de choque propague-se por toda a estrela rumo a superfície, expelindo a maior parte da sua massa e deixando para trás ou uma estrela de nêutrons, ou um buraco-negro. O tipo de “objeto compacto” remanescente depende dos fatores físicos que descrevem o centro estelar após o colapso (ou seja, se os mecanismos de transporte de energia são eficientes ou não em permitir que a massa restante configure o horizonte dos eventos).

Grande parte do conhecimento adquirido sobre a fenomenologia de SN vem de simulações numéricas, que indicam o malogro do choque em provocar a explosão. Os resultados mostram que o choque dissipa sua energia dissociando núcleos em núcleons, ao passar pela matéria da casca externa (que vem em sentido contrário). A dissociação do Fe requer $\sim 8,7$ MeV/núcleon. Estima-se que para cada $0,1 M_\odot$ de matéria dissociada em nêutrons e prótons, a energia dissipada é de $\sim 1,7 \times 10^{51}$ erg [14], quantia comparável à energia cinética da matéria na explosão da SN1987A. Como vimos, o centro de Fe colapsa ao atingir a massa de Chandrasekhar. A parte homóloga contém $\sim 0,7 M_\odot$, portanto, algo como $0,5 \div 0,8 M_\odot$, contidas na casca externa, devem ser atravessadas pelo choque com energia ainda suficiente para ejetar o envelope da estrela. Os prótons liberados com a dissociação aumentam a taxa de captura eletrônica, que como visto reduz a pressão. Adicionalmente, quando o choque atinge regiões onde $\rho < \rho_a$, os neutrinos de captura eletrônica podem escapar livremente, levando com si grandes quantidades de energia. Nas simulações, o choque falha em $R \sim 100 \div 200$ km, após um tempo de propagação de ~ 10 ms.

O sucesso da explosão imediata tem forte dependência do com a massa total da estrela e da equação de estado (EE) da matéria nuclear. Estrelas de massa menor formam centros de Fe de pequenas dimensões (menos material a ser atravessado, menor a perda de energia). EE mais “suaves” (maior compressibilidade da matéria nuclear) conduzem a rebatidas mais potentes e formam ondas de choque com maior energia.

Estrelas com massa entre $8 \leq M \leq 12 M_\odot$ podem não chegar a formar Fe, terminando a evolução pré-SN com um centro composto de O+Ne+Mg+Si. A onda de choque pode explodir com sucesso as estrelas desse intervalo de massa [6]. Aqui o choque é auxiliado por dois fatores: a energia dissipada na dissociação da matéria do centro estelar com essa

composição é menor, e além disso, nessas estrelas existe uma grande descontinuidade na densidade entre as camadas de C e He (semelhante a descontinuidade entre o manto e o envelope da Figura 1. 3), facilitando a propagação do choque. Nesse contexto, Hillebrandt [15] obteve a explosão para uma estrela de $10 M_{\odot}$, que, contudo, não foi “observada” na simulação de Burrows e Lattimer [16].

Autores como Baron, Cooperstein e Kahana [17], obtiveram explosões imediatas, com energias $0,1 \leq E \leq 3,2 \times 10^{51}$ erg, para estrelas com massas entre $12 \leq M \leq 16 M_{\odot}$. O sucesso das explosões é atribuído às EE “suaves”, onde $1,7 \leq \rho/\rho_n \leq 4,0$, e também ao uso de centros de Fe menores ($\sim 1,35 M_{\odot}$) dos modelos mais atualizados de estrelas pré-SN [6]. Em contrapartida, Wilson [18], usando EE mais conservadoras, não obteve a explosão nessa categoria.

Sempre resta a possibilidade que estrelas do porte em questão realmente não levem a uma SN (mesmo que ocorra o colapso). Porém, para aumentar a controvérsia, a análise da composição química dos estilhaços da Nebulosa de Caranguejo indica que a estrela progenitora possuía $9 M_{\odot}$ [6].

b.iv Explosão “atrasada”

O modelo de Baron et al. falha em estrelas de grande massa, $M > 18 M_{\odot}$. Por exemplo: uma estrela de $25 M_{\odot}$ produz um centro de Fe de $2 M_{\odot}$, logo o choque deve atravessar $\sim 1,3 M_{\odot}$, que implica em imensas perdas de energia na dissociação nuclear.

Um possível mecanismo que explica a explosão de estrelas nesse intervalo de massa, é o modelo da explosão “atrasada”. Esse modelo é baseado na possibilidade que, algumas centenas de ms após a rebatida, o choque seja reativado por neutrinos emitidos da recém-formada (e ainda quente) estrela de nêutrons[†]. O choque diminui a densidade da matéria por onde passa, facilitando a difusão dos neutrinos da região homóloga. O fluxo de neutrinos vindo de regiões mais quentes desagrega núcleos em núcleons. O aumento no número de partículas com grande energia cinética, faz crescer a pressão P_n e aquece a matéria, fatores que revigoram o choque [6]. Vale notar que a dissociação, que antes foi responsável por amortecer o choque, agora tem efeito inverso. O motivo é que na fase de amortecimento, a energia de dissociação era absorvida do próprio choque. Agora a energia é cedida por uma fonte “externa”: os neutrinos que difundem da região de aprisionamento.

Nessa fase, o fluxo de neutrinos, composto pelos três sabores, é gerado no interior das neutrinosferas por aniquilação de pares:

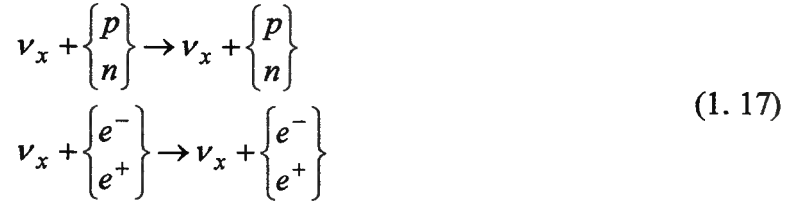
$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x \quad ; \quad (x = e, \mu, \tau) \quad (1.15)$$

A maior fração da energia depositada ($\sim 80\%$ [19]) vem dos processos de absorção:

$$\begin{aligned} \nu_e + n &\rightarrow e^{-} + p & (a) \\ \bar{\nu}_e + p &\rightarrow e^{+} + n & (b) \end{aligned} \quad (1.16)$$

[†] Esse aspecto foi inicialmente “descoberto” nas simulações de Wilson [18], quando ele permitiu que os cálculos continuassem até 1 s após a rebatida, um intervalo ~ 100 vezes maior que o gasto para o amortecimento do choque (10 ms).

A componente dominante no fluxo emergente vem dos ν_e de captura (ver 1.6 e 1.7), copiosamente produzidos na região homóloga durante sua fase de compressão. Adicionalmente, visto que a captura provoca a neutronização da matéria, a reação (1.16-a) é mais freqüente, e espera-se que no fluxo emitido pela estrela $\langle E_{\nu_e} \rangle < \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle$. Uma menor contribuição, onde participam também os neutrinos (μ, τ), vem dos processos de espalhamento com núcleons ou e^\pm [21]:



A potência por g de matéria estelar absorvida do fluxo neutrínico é dada por [19]:

$$\frac{d\dot{E}}{dm} = K(T_\nu) \left[\frac{L_\nu}{4\pi R_m^2} - \left(\frac{T_m}{T_\nu} \right)^2 a T_m^4 c \right] \frac{\text{erg}}{\text{g} \cdot \text{s}} \quad (1.18)$$

onde o índice m refere-se ao elemento de matéria e ν à neutrinosfera. R é a distância do centro e T a temperatura em MeV. $K(T_\nu) = \lambda_\nu / \rho$, é o coeficiente de absorção de neutrinos (em cm^2/g) para uma dada temperatura da neutrinosfera. L_ν é a luminosidade do fluxo de $\nu_e + \bar{\nu}_e$ ($\sim 4 \times 10^{52}$ erg/s). O primeiro termo descreve o ganho em energia à distância R ; o segundo, as perdas por emissão de neutrinos de captura à temperatura T (reações inversas de 1.16). No segundo termo, a grandeza $a T_m^4$ é a densidade de energia dos neutrinos de captura, sendo $a = 7/16 \times 1,37 \times 10^{26}$ erg cm^{-3} MeV 4 .

O ganho em energia ocorre em regiões onde o primeiro termo de (1.18) supera o segundo, tipicamente em $R \sim 150$ km (“ponto de bifurcação”, externo às neutrinosferas). Nessa região a probabilidade de absorção de neutrinos ($\propto \rho$) ainda é considerável ($\sim 10^{-3}$), e a temperatura da matéria é baixa (\sim MeV) para que a própria emissão seja desprezada. Nesse raio, a potência cedida pelos neutrinos para cada núcleon é $\dot{E} = 50$ MeV s^{-1} , suficiente para revitalizar o choque após ~ 250 ms [9].

A reduzida seção de choque dos neutrinos é compensada pelo grande fluxo originário da região de aprisionamento. A formação do objeto compacto libera grandes quantidades de energia gravitacional e asseguram que a luminosidade neutrínica seja elevada, $L_\nu \sim 10^{53}$ erg/s. Portanto, mesmo que apenas uma pequena fração dos neutrinos interaja com a matéria ($\leq 5\%$), a energia depositada seria suficiente para reavivar o choque [2].

Com o aquecimento, a pressão cresce substancialmente, e empurra a matéria estelar para o exterior. O “fôlego” extra possibilita que o choque avance pelo manto, até chegar em regiões de baixa densidade com energia ainda suficiente para provocar a explosão. A massa interna ao ponto de bifurcação colapsa, esfria lentamente (~ 20 s) por difusão e emissão de ν_x e $\bar{\nu}_x$, e dá origem ao objeto compacto remanescente: uma estrela de nêutrons com $R \sim 10$ km, $M \sim M_{\text{Ch}}$, e baixa concentração de léptons $Y_1 \sim Y_e \sim 0,04$, já que os neutrinos, em quase

sua totalidade, foram emitidos. A estrela de nêutrons ainda pode sofrer um segundo colapso e transformar-se em um buraco-negro.

A Figura 1. 5 ilustra a dinâmica da explosão atrasada. As linhas representam as trajetórias de vários pontos de massa. A linha tracejada interna representa a neutrinosfera eletrônica, a externa representa o choque. O valor 1,665 M_{\odot} assinala o menor ponto de massa que é empurrado para fora (no gráfico, a massa cresce de cima para baixo). O tempo $t = 0$ s corresponde à rebatida.

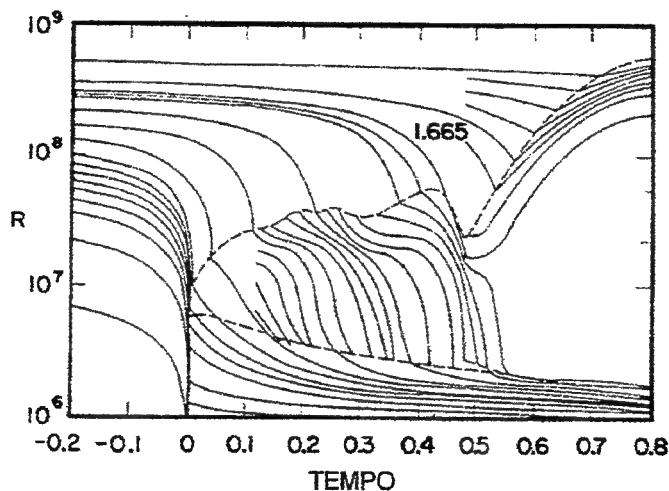


Figura 1. 5: Trajetórias de vários pontos de massa segundo o mecanismo de atraso proposto por Wilson [9]. O tempo $t = 0$ s assinala a rebatida da região homogênea. O ponto 1,665 M_{\odot} é a menor massa que é empurrada para fora da estrela. Linhas tracejadas: interna – neutrinosfera (ν_e); externa – choque.

Wilson, com o mecanismo de atraso, obteve explosões robustas para uma variedade de estrelas entre 25 e 50 M_{\odot} [18]. Até o início da década de 90, devido às limitações computacionais, as simulações eram desenvolvidas em uma dimensão. Fatores como a convecção, rotação da estrela e quebras na simetria esférica eram incluídos “artificialmente” nos códigos. Burrows [20], usando o mecanismo de atraso em um código unidimensional não verificou a explosão. Porém, com um código em duas dimensões, mostra que a convecção, quando inserida de forma mais realista nos cálculos, auxilia o mecanismo de atraso em provocar explosões de grande energia. A quebra da simetria esférica é decisiva. Janka [21], também com um código 2-D, obteve resultados semelhantes. Bethe mostrou que a curva de luminosidade neutrínica obtida com os eventos da SN1987A é consistente com a hipótese da explosão atrasada [22]. Assim, os trabalhos da década de 90, parecem convergir para o consenso que a explosão de SN para estrelas de grande massa ($M > 16 M_{\odot}$) seja realmente causada pelo mecanismo de “atraso”, com papel central desempenhado pelos neutrinos.

1.3 Neutrinos de Colapsos Estelares

Independente do mecanismo de explosão, a formação da estrela de nêutrons requer liberação de uma grande quantidade de energia gravitacional:

$$\Delta E = -G \left(\frac{M^2}{R_0} - \frac{M^2}{R_N} \right) \approx 2 \div 4 \times 10^{53} \text{ erg} \quad (1.19)$$

onde usamos (1.2) com $f = 1$. Os índices 0 e N referem-se, respectivamente, ao raio estelar inicial e ao raio da estrela de nêutrons.

As observações mostram que a radiação em fótons soma $\sim 10^{49}$ erg e a energia cinética da matéria ejetada $\sim 10^{51}$ erg [8]. Isso implica que o restante deve ser emitido de forma “invisível”, em neutrinos ou ondas gravitacionais. Estima-se que as ondas gravitacionais portariam no máximo 1% desse total [23]. Portanto, $\sim 99\%$ da energia liberada deve ser emitida na forma de neutrinos.

1.3.a. Curvas de luminosidade

Da descrição prévia da fenomenologia de SN, podemos distinguir três fases que caracterizam a emissão de neutrinos: i) o *flash* inicial (do disparo do colapso até a irrupção do choque); ii) a *pulsção* intermediária (período entre o amortecimento do choque e a explosão, com acréscimo de matéria à região homóloga); iii) o *resfriamento* final (da proto-estrela de nêutrons recém formada). A luminosidade em neutrinos é mostrada na Figura 1. 6-I, cuja estrutura evidencia claramente essas três etapas; na Figura 1. 6-II temos a correspondente evolução das energias médias das três espécies neutrínicas [24].

i) O *flash* neutrínico: Com o disparo do colapso, a captura eletrônica produz ν_e , que escapam livremente, até a fase de aprisionamento. Estes ν_e sinalizam o início da neutronização da matéria do centro estelar. Durante a implosão, são liberados $\sim 2 \times 10^{51}$ erg em ν_e com energia média $\langle E \rangle \sim 15$ MeV. A implosão tem duração típica de 5 ms, resultando em uma luminosidade $L_e \sim 4 \times 10^{53}$ erg/s. Ocorre a irrupção da onda de choque, que ao se propagar, aquece a matéria e dissocia os núcleos. O resultado é um aumento na taxa de capturas de elétrons pelos prótons livres, com produção de mais ν_e . Simultaneamente se estabelece uma distribuição térmica dos ν de todos os tipos (via processos $e^- + e^+ \leftrightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$), com temperaturas de alguns MeV. Os espectros variam com a espécie neutrínica porque as neutrinosferas têm raios diferentes, que dependem dos processos que controlam o livre caminho médio dos ν (ν_e e $\bar{\nu}_e$: captura por nêutrons e prótons; “ ν_μ ” (= $\nu_{\mu,\tau}$, $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$): espalhamento). Como os “ ν_μ ” interagem apenas por processos à corrente neutra (a temperatura não é suficiente para a produção de μ e τ), de menor seção de choque, suas neutrinosferas são mais internas, logo os espectros têm temperaturas (e energias) características mais altas (ver Figura 1. 6). Quando o choque atinge a neutrinosfera, todos estes ν escapam em ~ 5 ms. Cerca de 10^{51} erg são emitidos com os ν_e de captura, enquanto os $\nu_{\mu,\tau}$ carregam $0,5 \times 10^{51}$ erg, resultando nas luminosidades: $L_e \sim 2 \times 10^{53}$ erg/s e $L_{\mu,\tau} \sim 10^{53}$ erg/s. L_e atinge um valor de pico $\sim 6 \times 10^{53}$ erg/s, somadas as contribuições da implosão e da irrupção.

ii) **A pulsação:** Depois de 10÷30 ms, o choque é interrompido e a matéria retoma o movimento para o centro estelar (acréscimo). Nessa fase, as neutrinosferas têm seu raio reduzido (“contraem-se” em direção ao centro estelar) pela diminuição da espessura da matéria interna ao ponto de bifurcação (ver Figura 1. 5), aumentando gradativamente sua temperatura e a energia dos ν . Durante o acréscimo, a instabilidade do centro estelar causa pulsações na luminosidade, interrompidas com a retomada de potência do choque e o sucesso da explosão. A identificação dessa estrutura nas curvas de luminosidade pelos telescópios de neutrinos, é crucial na determinação do mecanismo de explosão, dado que ela é esperada apenas no caso da explosão atrasada. No momento da explosão, o manto é expelido e ocorre um rápido aumento na luminosidade e em $\langle E \rangle$.

iii) **O resfriamento:** Até o instante da explosão, a quantidade de energia liberada ($3\div 5 \times 10^{52}$ erg) representa apenas 10÷20% da energia de formação da estrela de nêutrons. A fração mais significativa da energia é liberada após a explosão, com a deleptonização e resfriamento da estrela de nêutrons. Nessa fase os ν interagem por espalhamento (todas as espécies) ou absorção (apenas os ν_e). O livre caminho médio típico é 0,1÷1 m para os ν_e e dez vezes maior para ν_μ e ν_τ . A duração da fase de resfriamento é controlada pela escala de tempo de difusão dos neutrinos, estimada em 10÷100 s. No final do resfriamento, em algumas dezenas de segundos, a proto-estrela de nêutrons torna-se transparente aos ν e sua luminosidade extingue-se.

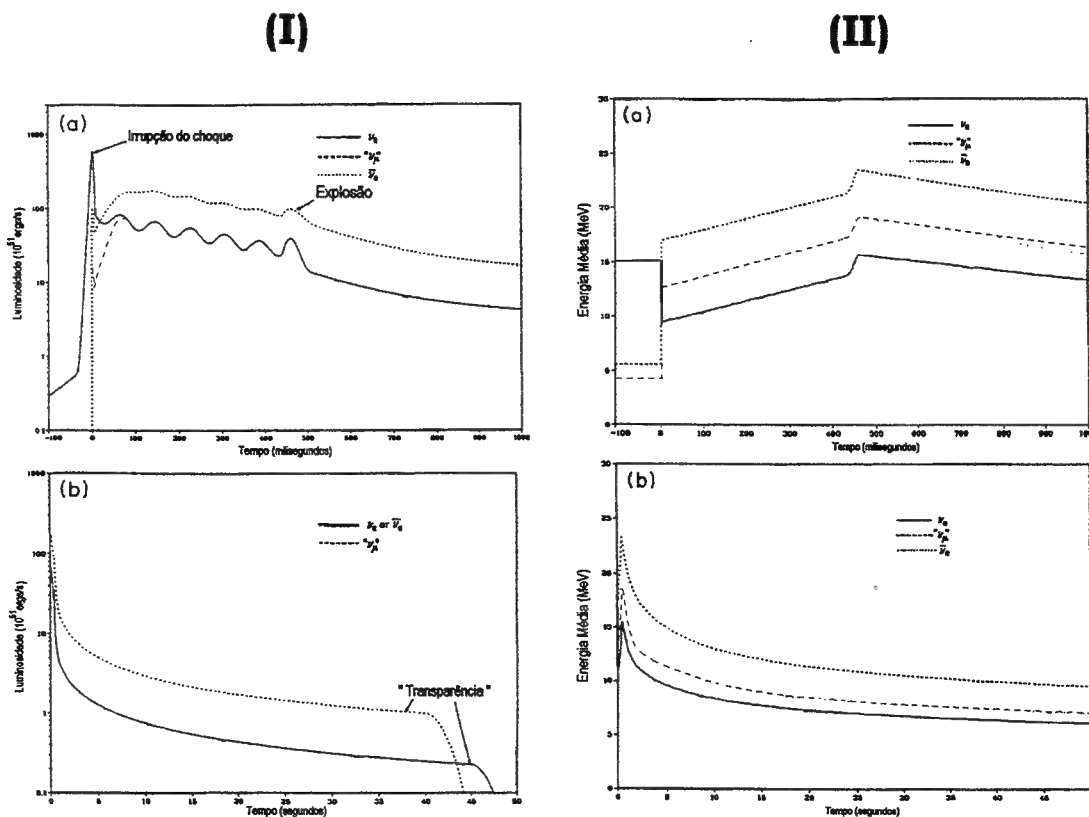


Figura 1. 6: I) Luminosidade neutrínica durante (a) o primeiro segundo após a irupção do choque e (b) os primeiros 50 segundos. II) Energia média dos diversos tipos de neutrinos durante a explosão de uma SN.

A energia total emitida em ν nas duas primeiras fases (denominada por alguns autores como “*burst* de neutronização” [25,26]) é $\sim 10^{52}$ erg. O fluxo correspondente é pequeno e composto prevalentemente por ν_e , restringindo sua possibilidade de detecção aos experimentos com grande sensibilidade a esse tipo de neutrino (ex.: ICARUS e SNO). A fase de resfriamento, que totaliza $\sim 90\%$ da energia emitida em ν (de todos os sabores), deve gerar a maior parte dos eventos esperados nos detectores.

1.3.b. Espectros de energia

Os espectros de ν de SN, emitidos com o resfriamento da estrela de nêutrons neo-nata, foram modelados e calculados por vários autores, devido à grande “amplitude” do sinal que deve ser induzido nos experimentos durante essa fase do *burst*. Aqui faremos uma revisão das suas características mais importantes.

Um dos primeiros modelos, considerado como “clássico”, foi introduzido por Nadëzhin e Otroshchenko (N&O) em 1980 [25]. Eles calcularam os espectros de ν_e e $\bar{\nu}_e$, em dois instantes específicos da evolução de uma SN: época-I, a partir da irrupção do choque e do pico na luminosidade neutrínica ($t_1 = 0,04$ s); época-II, imediatamente após a completa formação da estrela de nêutrons, ou seja, o início do resfriamento ($t_2 = 5,1$ s ; t_1 e t_2 foram determinados com os cálculos).

Os espectros nesse modelo são semelhantes a espectros térmicos (Fermi-Dirac), porém com um déficit na parte de alta energia. O déficit é mais saliente na época-I, quando o centro estelar ainda está submetido ao acréscimo de matéria. Já na época-II, com a interrupção do acréscimo, o espectro é mais próximo de um espectro térmico. Assim, no trabalho de N&O, o déficit é associado à opacidade parcial dos neutrinos nas camadas mais externas do centro em colapso. Para a época-II, N&O propuseram uma expressão analítica que aproxima muito bem os espectros calculados:

$$\frac{dN_\nu}{dE} = A \frac{E^2 e^{-\alpha x^2}}{1 + e^x} \quad ; \quad x = \frac{E}{kT} \quad (1.20)$$

onde dN_ν/dE é o número de ν por intervalo de energia, A é uma constante de normalização vinculada à energia total emitida em ν , k é a constante de Boltzmann e T a temperatura da neutrinosfera. O termo de corte gaussiano é usado para descrever o déficit da parte alta do espectro, sendo α o parâmetro que determina a opacidade. Na Tabela 1. 1 mostramos os valores dos parâmetros espectrais do modelo de N&O e as energias emitidas por cada sabor de ν . Nesse modelo, a opacidade é provocada principalmente pela absorção de ν por núcleons livres. O principal mecanismo de interação dos “ ν_μ ” é o espalhamento, que contribui apenas com uma fração negligenciável da opacidade. Logo, para esses sabores, $\alpha = 0$.

Posteriormente ao trabalho de N&O, outros autores calcularam os espectros de ν de SN, incorporando mais detalhes na descrição da geração/propagação de ν na matéria do centro estelar, e usando técnicas computacionais mais sofisticadas. Certos aspectos do modelo de N&O (como o déficit e energias médias) são muito similares aos obtidos nos cálculos mais recentes, o que confere o caráter “clássico” ao modelo. Entretanto, a energia total carregada pelos ν ($E_t = 6,1 \times 10^{53}$ erg) é quase o dobro do valor típico de outros resultados.

Tipo de neutrino	E_{tot} (erg)	α	T (MeV)	$\langle E \rangle$ (MeV)
ν_e	$1,1 \times 10^{53}$	0,01	3,5	10,9
$\bar{\nu}_e$	10^{53}	0,02	4,5	12,6
" ν_μ "	10^{53}	0	8	24,6

Tabela 1. 1: Parâmetros do espectro energético de ν de SN segundo o modelo de N&O [25].

Mayle, Wilson e Schramm (MWS) em 1987 [26], e Myra e Burrows (M&B) em 1990 [27], resolveram por métodos numéricos a equação de transporte de Boltzmann; Janka e Hillebrandt (J&H) em 1989, usaram métodos de Monte Carlo, evitando aproximações analíticas no código de transporte [28]. Todos os grupos obtiveram espectros com déficits (tanto na parte alta quanto na de baixa energia) quando comparados com distribuições perfeitamente térmicas, ratificando a descrição prévia de N&O. Possíveis explicações são: na parte baixa, a supressão seria causada porque a emissão de ν por interações fracas via troca de W^\pm é proporcional à E^4 ; na parte alta, porque a seção de choque dos ν é proporcional à E^2 , aumentando a opacidade.

J&H parametrizaram seus resultados utilizando duas abordagens: i) o corte gaussiano do modelo de N&O, e ii) introduzindo o parâmetro de pseudo-degenerescência η na distribuição de Fermi-Dirac, que resulta na fórmula:

$$\frac{dN_\nu}{dE} = A \frac{E^2}{1 + e^{\bar{x} - \bar{\eta}}} \quad (1.21)$$

A pseudo-degenerescência não tem significado físico, sendo introduzida na formulação do espectro apenas para que se tenha uma representação analítica dos resultados.

Em ambos os modelos de emissão, o espectro é definido univocamente por um par de parâmetros (T, β): T, a temperatura espectral da neutrinosfera; e β , designação genérica do parâmetro de modificação em relação a um espectro de Fermi-Dirac perfeitamente térmico. Temos $\beta = \alpha$ no modelo de corte proposto por N&O, e $\beta = \eta$ no modelo de degenerescência. Por convenção, passaremos a nos referir a cada modelo de emissão, pelo seu parâmetro de modificação: modelo- α (corte gaussiano); e modelo- η (pseudo-degenerescência).

No trabalho de J&H, os espectros também foram calculados em dois instantes representativos do colapso: $t_1 = 0,012$ s e $t_2 = 0,315$ s, correspondentes aos instantes pós-pico e pré-explosão da simulação. A descrição analítica dos resultados foi obtida determinando-se os parâmetros (T, β) de forma que os ajustes reproduzissem os momentos estatísticos dos espectros simulados: $\langle E \rangle$ e $(\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2)^{1/2}$ (valor médio e dispersão). As parametrizações de J&H são mostradas na Tabela 1. 2. Usando o modelo- α , não foi conseguido o ajuste para os ν_e em t_1 . J&H ressaltam que o modelo- α , apesar de descrever bem os resultados da simulação, resulta em temperaturas espectrais muito altas para os ν_e e $\bar{\nu}_e$, disassociando-as do significado físico de temperaturas das neutrinosferas. Em contrapartida, o modelo- η seria favorecido por apresentar resultados mais consistentes.

Tipo de neutrino	Modelo- α			Modelo- η		
	α	T (MeV)	$\langle E \rangle$ (MeV)	η	T (MeV)	$\langle E \rangle$ (MeV)
ν_e em t_1	-	-	-	5,4	1,8	9,5
ν_e em t_2	2,6	12,8	8,1	3,5	1,9	8,1
$\bar{\nu}_e$ em t_2	1,9	19,2	14,4	3,4	3,4	14,4
" ν_μ " em t_2	0,1	8,8	17,2	2,4	4,6	17,2

Tabela 1. 2: Parâmetros do espectro energético de ν de SN segundo os cálculos de J&H [28].

M&B obtiveram espectros em vários instantes, do início do colapso ($t = 0$) até $t_f = 0,228$ s. Um instante notável é marcado por $t_r = 0,156$ s, que corresponde ao início da fase quiescente de resfriamento. Os espectros foram ajustados com o modelo- η , por procedimentos usuais de minimização. Os resultados são mostrados na Tabela 1. 3, onde vemos que existe uma pequena variação nos parâmetros espectrais entre o início do resfriamento (t_r) e o fim dos cálculos (t_f). O aumento da temperatura espectral não deve ser visto como contraditório à fase de resfriamento, pois a primeira está relacionada à emissão de ν que escapam de regiões cada vez mais internas do centro estelar (contração das neutrinosferas), e a segunda, à matéria da estrela de nêutrons.

Tipo de neutrino	η	T (MeV)	$\langle E \rangle$ (MeV)
ν_e em t_r	3,2	2,4	9,8
ν_e em t_f	1,2	3,2	10,5
$\bar{\nu}_e$ em t_r	3,0	3,1	12,3
$\bar{\nu}_e$ em t_f	2,5	3,3	12,8
" ν_μ " em t_r	4,1	5,1	23,2
" ν_μ " em t_f	3,7	5,9	25,6

Tabela 1. 3: Parâmetros do espectro energético do ν de SN segundo os cálculos de M&B [25].

Para compararmos as diferenças qualitativas entre os espectros, na Figura 1. 7 mostramos as funções de distribuição $f(E_\nu)$ (probabilidade de emissão de ν por intervalo de energia) de cada um dos modelos apresentados. Nos gráficos (a), (b) e (c) temos, respectivamente, as $f(E_\nu)$ construídas com a parametrização de N&O, J&H (modelo- η , instante t_2), e M&B (instante t_r). Os espectros absolutos (em número de neutrinos) devem ser normalizados pela energia total carregada por cada sabor, em suma, deve-se calcular a constante A em função dos parâmetros espectrais (T, β), o que será feito no Capítulo 3.

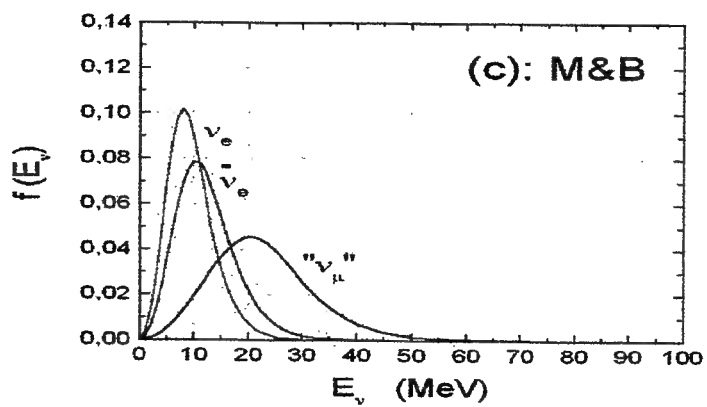
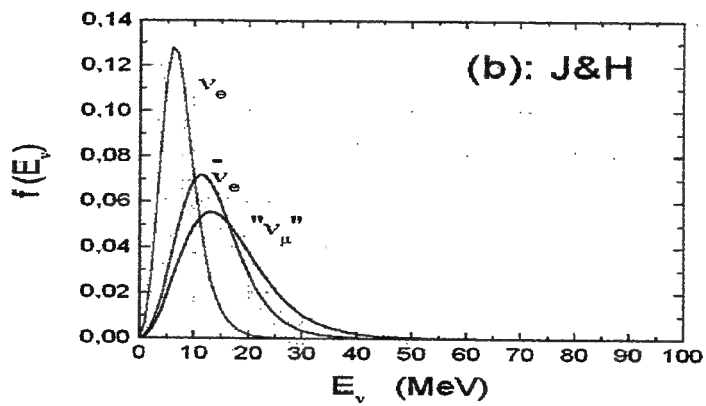
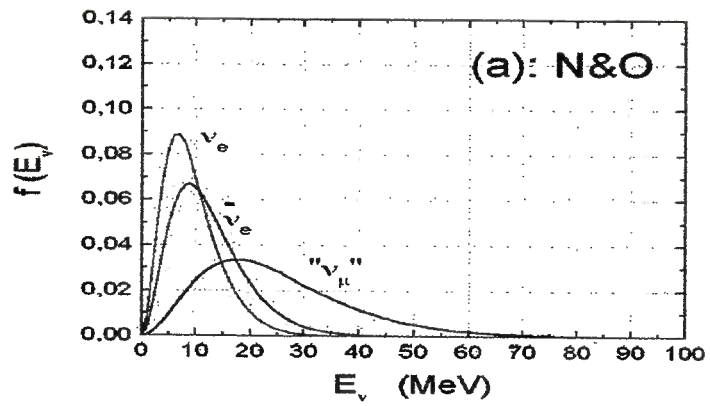


Figura 1. 7: Funções de distribuição dos espectros de emissão de ν de SN: (a) modelo de N&O; (b) parametrização de J&H (modelo- η , instante t_2); (c) parametrização de M&B (instante t_1).

É importante observarmos os efeitos que variações nos parâmetros (T , β) causam sobre os espectros. Vamos introduzir uma notação para algumas integrais que serão úteis:

$$J_{\beta}^n = \int_0^{\infty} x^n S_{\beta}(x) dx \quad (1.22)$$

$$S_{\alpha} = \frac{e^{-\alpha x^2}}{1 + e^x} \quad ; \quad S_{\eta} = \frac{1}{1 + e^{x-\eta}} \quad (1.23)$$

em (1.22) n é um inteiro, e S_{β} são funções que dependem apenas dos parâmetros de modificação espectral: $S_{\beta} = S_{\beta}(\beta)$.

A energia média dos espectros, que independe da normalização adotada, é dada por:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^{\infty} E \frac{dN_{\nu}}{dE} dE}{\int_0^{\infty} \frac{dN_{\nu}}{dE} dE} \quad (1.24)$$

Se fizermos a substituição $x = E/T$ (em unidades em que a constante de Boltzmann vale $k = 1$) e usarmos (1.21), podemos escrever $\langle E \rangle$ como:

$$\langle E \rangle = T \frac{J_{\beta}^3(\beta)}{J_{\beta}^2(\beta)} \quad (1.25)$$

Sendo $J_{\beta}^n > 0$, $\langle E \rangle$ e T são diretamente proporcionais, logo quanto maior a temperatura espectral, maior será a energia média dos ν emitidos.

Para analisarmos os efeitos do parâmetro β , podemos estudar a razão $\langle E \rangle/T$, que de (1.25) resulta ser dependente apenas das integrais $J_{\beta}^n(\beta)$, $n = 2, 3$. Nas Figura 1. 8 (a) e (b), temos os gráficos com o comportamento da razão $\langle E \rangle/T$ em função de $\beta = \alpha$ e $\beta = \eta$. Vemos que variações em α e η causam efeitos inversos sobre a razão $\langle E \rangle/T$: o aumento de η é acompanhado pelo aumento em $\langle E \rangle/T$, enquanto o aumento em α reduz o valor dessa razão. Esse comportamento era esperado, pois α é o fator que determina a “largura” do corte sobre o espectro térmico (opacidade), enquanto η atua como o fator de degenerescência em uma distribuição de Fermi-Dirac, deslocando o “degrau” para energias altas e portanto aumentando seu valor médio.

Enfim, uma última questão a ser levantada é a partição da energia total do *burst* entre as espécies de ν . O *burst* inicial de neutronização (ν_e) deve carregar $\sim (5 \div 10)\%$ da energia total, restando $\sim (90 \div 95)\%$ para serem emitidos durante o resfriamento (ν de todas as espécies). Segundo Arnett et al. [14], no resfriamento a energia seria igualmente repartida entre as espécies neutrônicas. Já Schramm et al. [29], sugerem que metade seria carregada com a

espécie eletrônica (ν_e e $\bar{\nu}_e$) e a outra metade com os " ν_μ ". Os cálculos de Janka [21], acomodando as duas abordagens, estabelece os seguintes intervalos:

$$E_{\nu_e} : (17 \div 22)\% ; E_{\bar{\nu}_e} : (17 \div 28)\% ; E_{\nu_\mu} : (66 \div 50)\% \quad (1.26)$$

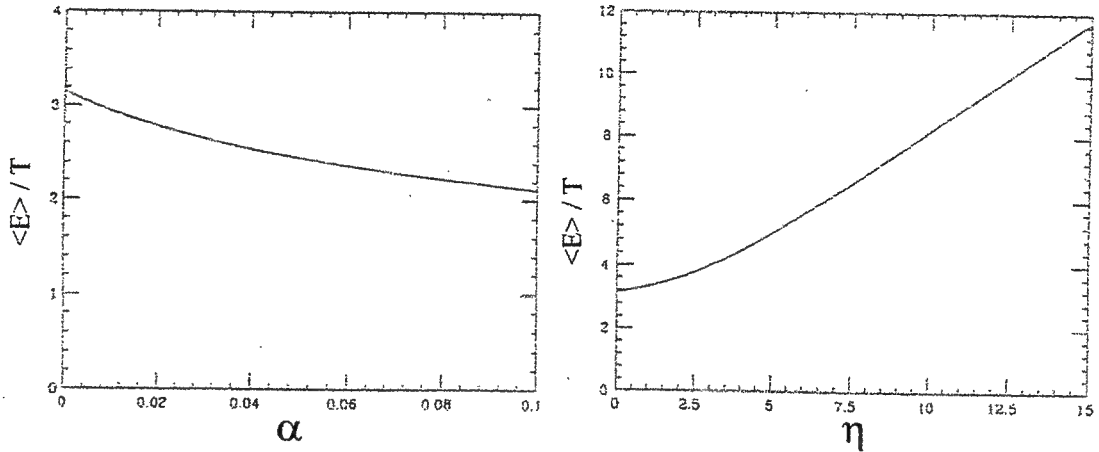


Figura 1. 8: Comportamento da razão $\langle E \rangle / T$ vs. β . (a): modelo- α ($\beta = \alpha$). (b): modelo- η ($\beta = \eta$).

1.4 SN1987A

Em 23 de fevereiro de 1987, o panorama fenomenológico das supernovas do Tipo II foi decisivamente confirmado pela detecção de ν da explosão de uma supernova na Grande Nuvem de Magalhães (SN1987A), a uma distância de 169.000 anos-luz (51,8 kpc) da Terra. Foi a primeira vez que foram observados ν de uma fonte celeste diferente do Sol.

A progenitora era a estrela Sanduleak (SK-69 202 ; $\alpha = 5h35'50''$, $\delta = -69^\circ 17'50''$), inusitadamente, uma gigante azul (classe espectral B3 I), de dimensões $R \sim 3 \times 10^{12}$ cm, $M = (15 \div 20)M_\odot$ e temperatura superficial $T \sim 16.000$ K. O cenário mais usual é que gigantes vermelhas dêem origem à SN. Alguns cálculos de evolução estelar (anteriores à SN1987A) resultaram em estrelas pré-SN no estágio de gigantes azuis. Porém, a ausência de observações correspondentes a essa descrição, situava esses modelos como especulativos. Aceita-se como explicação, que perdas de massa e baixa metalicidade[‡] levem uma gigante azul à explosão. As perdas de massa podem fazer uma gigante vermelha "voltar" no diagrama de Hertzsprung-Russell ao estágio azul da seqüência principal [14]. Acredita-se que essa seja a explicação para a progenitora da SN1987A, evidenciada por observações feitas pelo Telescópio Espacial Hubble da camada de matéria que a circunda.

[‡] A ausência de elementos como O, reduz a taxa de geração de energia termonuclear durante o ciclo CNO, truncando a seqüência evolutiva da estrela.

O *burst* de ν da SN1987A foi claramente detectado pelos experimentos Kamiokande-II (11 eventos em $\Delta t = 13$ s) [30] e IMB (8 eventos em $\Delta t = 6$ s) [31], ambos usando a técnica Čerenkov na água*, sensível aos e^\pm das reações:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.27)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad ; \quad x = e, \mu, \tau \text{ (e anti-partículas)} \quad (1.28)$$

Kamiokande-II (K-II), localizado no Japão, a uma profundidade de 2700 m.e.a*, é um tanque cilíndrico preenchido com água (diâmetro = 15,6 m, altura = 16 m), monitorado por fotomultiplicadoras de 42,5 cm de diâmetro. IMB (E.U.A., 1570 m.e.a de profundidade) é um tanque retangular com volume fiducial de 6,8 kton de água monitorado por fotomultiplicadoras de 17 cm de diâmetro, montadas em uma grade com espaçamento de 1 m. As principais diferenças entre os experimentos são: a energia de limiar (K-II: $E_{lim} = 7$ MeV ; IMB: $E_{lim} = 20$ MeV), e as curvas de eficiência (K-II: 90% a 15 MeV ; IMB: 90% a 50 MeV). A Figura 1. 9 mostra a seqüência temporal e as energias dos eventos registrados pelos dois experimentos [14].

Admite-se que os eventos de K-II e IMB tenham sido produzidos pela reação (1.27), que tem uma seção de choque 2 ordens de grandeza maior que (1.28). Além do mais, a distribuição angular do conjunto de dados é isotrópica, consistente com a reação (1.27). Os e^- que participam de (1.28) são espalhados prevalentemente na mesma direção do ν incidente. Em K-II existe um evento (possivelmente 2) na direção da SN1987A, não representando um excesso significativo.

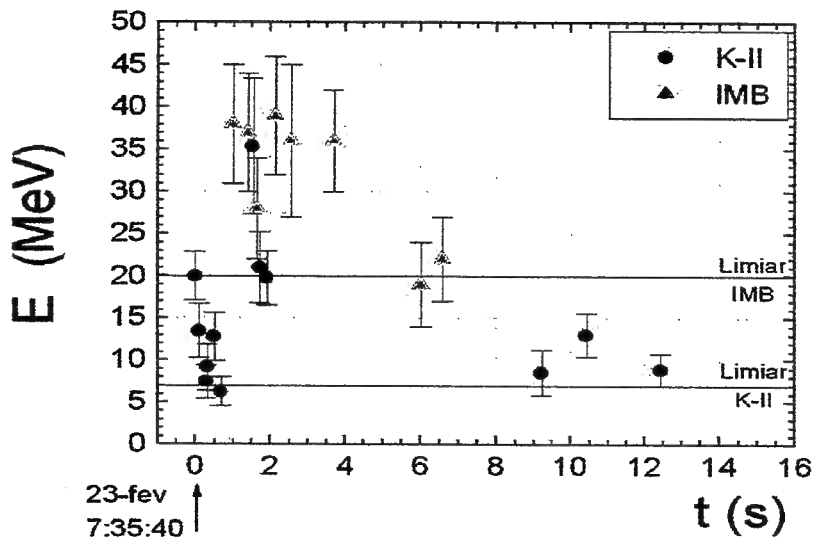


Figura 1. 9: Seqüência temporal e energia dos eventos da SN1987A registrados nos detectores Kamiokande-II e IMB [14].

* As diferentes técnicas empregadas em telescópios de neutrinos serão descritas no Capítulo 2.

* metro equivalente de água.

Outros dois telescópios de ν , usando a técnica de cintilador, reportaram eventos atribuídos à SN1987A: Baksan (6 eventos em $\Delta t = 9$ s, $12 \leq E \leq 23$ MeV) [32] e LSD (5 eventos em $\Delta t = 8$ s, $7 \leq E \leq 11$ MeV) [33].

O telescópio de Baksan, localizado no Cáucaso (850 m.e.a.), é formado por 3156 tanques de cintilador (óleo-mineral) com uma fotomultiplicadora cada, totalizando uma massa de ~ 330 ton. O primeiro evento de Baksan ocorreu 25 s depois do primeiro evento de IMB. Essa discrepância foi reconciliada posteriormente com a divulgação de uma incerteza de ~ 50 s no tempo absoluto do experimento [14]. A multiplicidade $m = 5$ dos eventos de Baksan é outra peculiaridade, pois a massa do detector combinada ao fluxo de ν da SN1987A gera uma expectativa ~ 3 vezes menor para m . Possíveis explicações seriam: grandes flutuações estatísticas de amostras pequenas e incertezas na rejeição do ruído de fundo.

O experimento LSD, uma colaboração ítalo-soviética, é instalado no túnel sob o Monte Bianco (fronteira ítalo-francesa, 4000 m.e.a.), com 90 ton de cintilador líquido (solvente à hidrocarboneto) distribuídos em 72 módulos, cada um observado por 3 fotomultiplicadoras.

O registro do LSD é extremamente polêmico. A controvérsia principal decorre da sua antecedência de 4h 42min em relação aos eventos de K-II e IMB. Ainda, a análise do *burst* do LSD resulta em uma temperatura espectral considerada baixa ($T_{\bar{\nu}_e} \sim 1$ MeV) e em um valor excessivamente alto para a energia total ($E_t \sim 2 \div 4 \times 10^{54}$ erg), delineando um panorama muito incomum para o colapso. O *burst* visto pelo LSD deveria induzir um forte sinal em K-II e IMB, experimentos maiores, porém, nada foi observado. Haxton [34] propôs que um *burst* rico em " ν_μ " e pobre em ($\nu_e, \bar{\nu}_e$) produziria interações mediadas por corrente neutra no carbono do cintilador, sem contrapartida nos experimentos Čerenkov, de baixa sensibilidade aos sabores não-eletrônicos. Restaria ainda a discrepância temporal a ser explicada. De Rujula [35] sugeriu um *burst* duplo: um primeiro sinal do colapso de formação da estrela de nêutrons, que após algumas horas colapsa em um buraco-negro, dando origem ao segundo sinal. Essa hipótese seria descartada pela presença do *pulsar* no remanescente da SN1987A, que ainda não foi observado.

A análise de coincidência temporal foi realizada com os dados em conjunto de três experimentos: LSD, K-II e Baksan (excluiu-se IMB devido ao limiar alto); cobrindo um intervalo comum de 34 horas de tomada de dados. Os números esperados de coincidências casuais são: $N(\text{LSD}+\text{K-II}) = 2,4$; $N(\text{LSD}+\text{Baksan}) = 3,03$; $N(\text{tripla}) = 0,08$. No intervalo próximo ao *burst* do LSD, foram observadas as contagens: $N(\text{LSD}+\text{K-II}) = 9$; $N(\text{LSD}+\text{Baksan}) = 13$; $N(\text{tripla}) = 1$. Esses excessos, em relação às coincidências casuais, têm uma probabilidade de ocorrência $< 10^{-3}$ [1].

De qualquer maneira, um cenário astrofísico que acomode *todos* os fatos acima, é extremamente singular com relação às expectativas, e portanto, de difícil aceitação. Vamos retornar aos registros mais estabelecidos de K-II e IMB.

A duração do *burst* ($\Delta t \sim 12$ s) é consistente com a ordem de grandeza estimada para o tempo de difusão de ν na estrela de nêutrons ($1 \div 10$ s) [14]. Entretanto, a distribuição temporal dos eventos apresenta uma característica inesperada: nos dados de K-II existe um intervalo "silencioso" de 7,3 s após o 9º evento. Alguns autores especularam modelos de resfriamento com ocorrência de dois pulsos de neutrinos, porém é mais provável que a lacuna

tenha origem estatística, pois esse comportamento aparece com razoável frequência em simulações feitas com dados esparsos [9].

Janka e Hillebrandt (J&H) analisaram em conjunto os dados de K-II e IMB [28]. Os resultados para os parâmetros ($E_{\bar{\nu}_e}, T_{\bar{\nu}_e}, \eta$), são mostrados na Tabela 1. 4. A Figura 1. 10 mostra as regiões de máxima verossimilhança no espaço dos parâmetros (68, 95 e 99% de confiança), construídas com os dados experimentais. As incertezas na Tabela 1. 4 são definidas pelas regiões de 95%, e não permitem uma conclusão definitiva sobre a natureza térmica ($\beta=0$) ou não ($\beta \neq 0$) do espectro de emissão.

Parâmetro	K-II	IMB	K-II + IMB
$E_{\bar{\nu}_e}$ (erg)	$(6,4^{+8,1}_{-3,9}) \times 10^{52}$	$(3,4^{+11,6}_{-2,4}) \times 10^{52}$	$(5,3^{+5,0}_{-2,6}) \times 10^{52}$
$T_{\bar{\nu}_e}$ (MeV)	$2,9^{+0,9}_{-0,7}$	$4,5^{+1,9}_{-1,2}$	$3,4^{+1,1}_{-0,8}$
η	$0 \div 2,7$	$0 \div 4,4$	$0 \div 2,5$

Tabela 1. 4: Resultados da análise de J&H sobre os dados de K-II e IMB, usando o modelo- η de emissão [28].

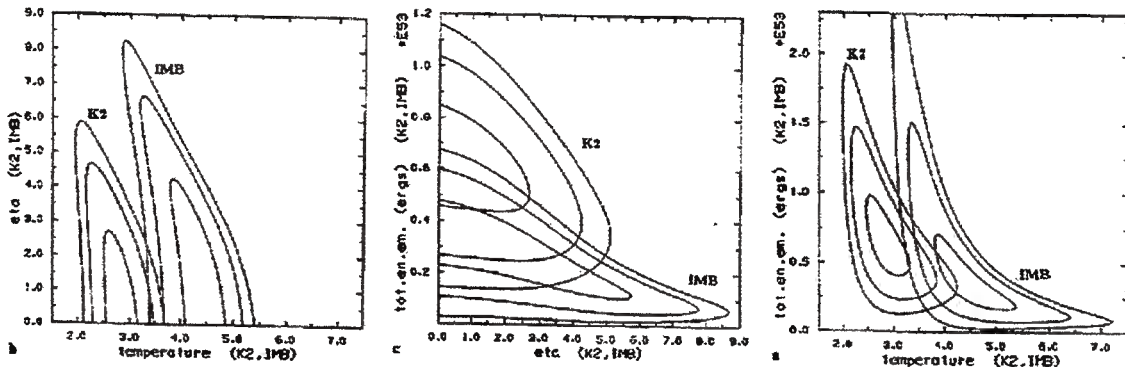


Figura 1. 10: Regiões de máxima verossimilhança (68%, 95%, 99%) no espaço de parâmetros ($E_{\bar{\nu}_e}, T_{\bar{\nu}_e}, \eta$), construídas com os dados de K-II e IMB [28].

Lattimer e Yahill (L&Y) [37], considerando a emissão como perfeitamente térmica, obtiveram os valores da Tabela 1. 5.

Parâmetro	K-II	IMB	K-II + IMB
$E_{\bar{\nu}_e}$ (erg)	$(6,3^{+4,0}_{-3,1}) \times 10^{52}$	$(4,5^{+12,0}_{-3,4}) \times 10^{52}$	$(4,8^{+2,1}_{-1,8}) \times 10^{52}$
$T_{\bar{\nu}_e}$ (MeV)	$2,8 \pm 0,4$	$4,2 \pm 1,0$	$3,7 \pm 0,4$

Tabela 1. 5: Resultados da análise de L&Y sobre os dados de K-II e IMB, admitindo um modelo de emissão térmica ($\beta=0$) [37].

Admitindo-se a equipartição de energia entre os ν , os resultados das análises levam aos seguintes valores para a energia total E_t :

$$\text{J\&H: } E_t = (2,0 \div 3,8) \times 10^{53} \text{ erg} \quad (1.29)$$

$$\text{L\&Y: } E_t = (2,7 \div 3,8) \times 10^{53} \text{ erg} \quad (1.30)$$

Ambos em excelente acordo com (1.19).

Em uma abordagem simplificada[†], o número N_ν de eventos pela interação (1.27) nos detectores pode ser calculado por [38]:

$$N_\nu = \frac{1}{2n} \frac{\Delta E \cdot (1 - f_n)}{\langle E_\nu \rangle} \frac{1}{4\pi D^2} \langle \sigma \rangle n_p \quad (1.31)$$

onde n é o número de famílias de neutrinos, ΔE é a energia de formação da estrela de nêutrons dada em (1.19), $f_n \sim 0,1$ é a fração de energia do *burst* de neutronização, D é a distância Terra-SN, e n_p é o número de prótons-alvo no detector. A seção de choque média $\langle \sigma \rangle$ é dada por:

$$\langle \sigma \rangle = 9,75 \times 10^{-42} (E_\nu / 10 \text{ MeV})^2 \text{ cm}^2 \quad (1.32)$$

Podemos usar em (1.31) os valores de $\langle E_\nu \rangle$ dos modelos da seção 1.3 e $\Delta E = 3 \times 10^{53}$ erg, resultando nas estimativas:

$$\text{K-II: } N_\nu = 12 \div 14 \text{ eventos}$$

$$\text{IMB: } N_\nu = 16 \div 18 \text{ eventos}$$

O acordo com K-II é excelente. A estimativa para IMB resulta no dobro do observado (8 eventos) porque a seção de choque (1.32) é mediada sobre todo o espectro de emissão, não levando em conta o corte em energia imposto pelo grande limiar de detecção (20 MeV). O efeito do corte é menor na estimativa para K-II devido ao seu limiar mais baixo (7 MeV).

O pequeno número de eventos impossibilita qualquer análise mais detalhada sobre a fenomenologia de SN. De qualquer maneira, podemos considerar como uma grande feito a comprovação por observações, mesmo que em suas características gerais, de um evento astrofísico complexo como as SN.

1.4.a. Limites para as propriedades dos neutrinos [14,38]

Os dados da SN1987A puderam estabelecer limites para várias propriedades intrínsecas aos neutrinos. É notável que os limites impostos por um único fenômeno natural, apesar de menos restritivos e precisos, sejam próximos (ou pelo menos consistentes) aos valores obtidos de forma complexa e laboriosa com experimentos controlados.

[†] O formalismo para o cálculo detalhado do número de interações em um detector será introduzido no Capítulo 3.

a.i Massa

Zatsepin [39] introduziu a idéia básica para o uso de ν de SN na determinação de sua massa: se os ν têm massa finita m_ν , os de maior energia chegarão antes à Terra (considera-se que não ocorram “compensações específicas” em uma emissão não-simultânea). A diferença de tempo entre dois ν relativísticos com energias E_1 e E_2 , é dada por:

$$\Delta t = \frac{m_\nu D^2}{2c} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) \quad (1.33)$$

vários cálculos, usando diferentes hipóteses sobre a emissão resultaram no limite:

$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 16 \text{ eV} \quad (1.34)$$

a.ii Carga

No caso de ν com carga $Q \neq 0$, interações eletromagnéticas fariam com que neutrinos de diferentes energias seguissem diferentes trajetórias, introduzindo diferenças nos tempos de chegada à Terra. Cálculos baseados em argumentos similares aos que impuseram limite para a massa, levam ao valor limite:

$$|Q(\bar{\nu}_e)| < 10^{-17} e \quad (1.35)$$

a.iii Número de sabores

A soma das energias emitidas com todos os sabores, E_ν , não pode exceder a energia de formação da estrela de nêutrons ΔE . Se apenas $\bar{\nu}_e$ foram detectados, podemos escrever:

$$N_s = \frac{\Delta E}{2E_{\bar{\nu}_e}} \quad (1.36)$$

onde conta-se ν e $\bar{\nu}$ como um único sabor. Variando os termos de (1.36) dentro dos limites obtidos com as estimativas, encontra-se soluções para:

$$N_s = 1 \div 7 \quad (1.37)$$

Outras abordagens mais restritivas quanto aos limites usados em (1.36) conduzem aos valores:

$$N_s = 3 \div 4 \quad (1.38)$$

a.iv Tempo de vida

Os ν da SN1987A sobreviveram o tempo mínimo para percorrer a uma distância de $D \sim 50$ kpc. Pode-se estabelecer um limite para o tempo de vida, dado por:

$$\tau_0 > 5 \times 10^{12} (m_\nu / E_\nu) s = 5 \times 10^5 m_\nu s \quad (1.39)$$

onde usamos $\langle E \rangle = 10$ MeV, e m_ν em unidades de eV.

a.iv Momento magnético

O argumento que estabelece um limite para o momento magnético μ_ν do neutrino, é a inversão de helicidade que seria causada pela interação com o intenso campo magnético do interior de estrelas colapsantes ($B \sim 10^{12}$ Gauss). Os ν ($\bar{\nu}$) produzidos no colapso inverteriam o sentido do *spin*, tornando-se dextrógiros (levógiros) e desacoplar-se-iam da matéria sem difundir pelo centro estelar (válido para ν de Dirac). Isso reduziria a largura temporal do *burst* e o fluxo de $\bar{\nu}_e$ que atinge a Terra. Os eventos observados da SN1987A estabelecem o limite:

$$\mu_\nu < 10^{-12} \div 10^{-11} \mu_B \quad (1.40)$$

onde μ_B é o magnéton de Bohr.

Escapando diretamente do centro da SN, estes ν teriam energias mais altas ($E_\nu = 100 \div 200$ MeV). Na sua propagação para a Terra, os ν “invertidos” interagiriam com o campo magnético galáctico, recuperando a helicidade “correta”, e portanto, voltando a ser detectáveis. A ausência de ν da SN1987A nesse intervalo de energia, restringe ainda mais o valor de μ_ν em:

$$\mu_\nu < 10^{-13} \div 10^{-12} \mu_B \quad (1.41)$$

Referências - Capítulo 1

1. P. Galeotti, *Lezioni di Astrofisica Neutrinica*, Università di Torino - CLU, Itália, ano acadêmico 1996-1997.
2. E. Woosley e T. A. Weaver, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 205 (1986).
3. M. Harwit, *Astrophysical Concepts*, Springer-Verlag, E.U.A. (1982).
4. J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, E.U.A. (1989).
5. M. Schwarzschild, *Structure and Evolution of the Stars*, Dover Publications Inc., E.U.A. (1965).
6. H.A. Bethe e G. Brown, *Sci. Am.*, **252**, 40 (1985).
7. M. A. Preston, *Physics of the Nucleus*, Addison-Wesley, E.U.A. (1962).
8. A. Burrows, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **40**, 181 (1990).
9. H.A. Bethe, *Reviews of Modern Physics*, **62**, 801 (1990).
10. P. Goldreich e S.V. Weber, *Astrophys. J.*, **238**, 991 (1980); *apud* [9].
11. W.D. Arnett, *Astrophys. J.*, **218**, 815 (1977); *apud* [9].
12. G.G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, The University of Chicago Press, E.U.A. (1996).
13. W.S.C. Willians, *Nuclear and Particle Physics*, Oxford University Press, E.U.A. (1995).
14. W.D. Arnett et al., *Annu. Rev. Astr. Astrophys.*, **27**, 629 (1989).
15. W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.*, **L3**, 110 (1982); *apud* [2].
16. A. Burrows e J.M. Lattimer, *Astrophys. J.*, **L19**, 299 (1985); *apud* [2].
17. E. Baron, J. Cooperstein e S. Kahana, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 126 (1985).
18. J.R. Wilson, *Numeric Astrophysics*, Jones & Bartlett, E.U.A. (1985); *apud* [2].
19. H.A. Bethe e J.R. Wilson, *Astrophys. J.*, **295**, 14 (1985).
20. A. Burrows, J. Hayes e B.A. Fryxell, *Astrophys. J.*, **450**, 830 (1995).
21. H.-T. Janka, in *"Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics"*, Ed. F. Giovannelli e G. Mannocchi, Società Italiana di Fisica (SIF), Bolonha - Itália (1993).
22. H.A. Bethe, *Astrophys. J.*, **412**, 192 (1993).
23. S. Shapiro, in *"Gravitational Radiation"*, Ed. L. Smarr - Oxford University Press, E.U.A. (1978); *apud* R. Mayle et al., *Astrophys. J.*, **318**, 288 (1987).
24. A. Burrows, D. Klein e R. Gandhi, *Phys. Rev.*, **45D**, 3361 (1992).
25. D.K. Nadëzhin e I.V. Ostroshchenko, *Sov. Astron.*, **24**, 47 (1980).
26. R. Mayle, J.R. Wilson e D.N. Schramm, *Astrophys. J.*, **318**, 288 (1987).

27. E.S. Myra e A. Burrows, *Astrophys. J.*, **364**, 222 (1990).
28. H.-T. Janka e W. Hillebrandt, *Astron. Astrophys.*, **224**, 49 (1989).
29. D.N. Schramm, R. Mayle e J. Wilson, *Nuovo Cimento*, **9C**, 443 (1986).
30. K.S. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1490 (1987).
31. R.M. Bionta et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1494 (1987).
32. E.N. Alexeyev et al., *JETP Lett.*, **45**, 589 (1987).
33. M. Aglietta et al., *Europhys. Lett.*, **3**, L1315 (1987).
34. W.C. Haxton, *Phys. Rev.*, **36D**, 2283 (1987).
35. A. De Rujula, *Phys. Lett.*, **193B**, 514 (1987).
36. Y. Totsuka, *Rep. Prog. Phys.*, **55**, 377 (1992).
37. J.M. Lattimer e A. Yahill, *Astrophys. J.*, **340**, 426 (1989); *apud* [36].
38. C.W. Kim e A. Pevsner, *Neutrinos in Physics and Astrophysics – Contemporary Concepts in Physics – vol. 8*, Harwood Academic Publishers, Suíça (1993).
39. G.I. Zatsepin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **8**, 333 (1968).

Detecção de Neutrinos de Origem Cósmica

2.1 Introdução

A Astrofísica de Partículas, que associa os conceitos e técnicas do universo submicroscópico das partículas elementares com as teorias e fenômenos supermacroscópicos de escala astronômica, teve um grande impulso nas últimas décadas. A Astrofísica de Neutrinos, em particular, teve rápida evolução, abandonando o estágio de “especulação otimista” e “protótipos e experimentos-piloto” para consolidar-se como um ativo e profícuo campo de pesquisa.

As principais áreas de atuação dos experimentos dependem das componentes do fluxo esperado de neutrinos de origem cósmica, mostrado na Figura 2. 1.

No intervalo de baixa energia (\sim MeV), existem as observações de neutrinos solares, que de longa data mostram uma discrepância entre os fluxos previsto e medido (Problema do Neutrino Solar). Nessa mesma faixa de energia situa-se o objeto dessa tese, os neutrinos de supernovas do Tipo II. Como visto no Capítulo 1, a emissão da SN1987A foi registrada por vários detectores, e apesar do exíguo número de eventos, foi um acontecimento notável da Astrofísica de Neutrinos. Ainda nessa faixa, temos os neutrinos de supernovas antigas, com explosões que remontam da época de formação da galáxia. A forma do espectro é semelhante ao esperado para uma supernova atual, porém a diluição do fluxo pela expansão contínua das “bolhas” de neutrinos desde sua explosão, reduz a intensidade em várias ordens de grandeza, tornando praticamente impossível sua detecção com a presente tecnologia. Em todo caso, medidas dessa componente podem trazer informações sobre a taxa de expansão do universo, e sobre a época de formação da galáxia [1].

Em energias superiores (\sim GeV), temos eventos totalmente contidos nos experimentos subterrâneos, que são atribuídos aos neutrinos atmosféricos (produzidos por

raios cósmicos), cujo fluxo medido também apresenta uma discrepância quanto ao valor esperado da proporção dos neutrinos de diferentes sabores. Seu estudo pode trazer informações das propriedades intrínsecas dos neutrinos. Como exemplo, dos resultados recentes (1998) de Super-Kamiokande [2], temos a mais segura evidência experimental até hoje obtida sobre oscilações de neutrinos.

Em energias ainda mais altas (\sim TeV), existem os eventos de múons ascendentes e horizontais que atravessam os detectores subterrâneos. Uma vez que tais eventos são assinaturas de interações dos neutrinos na rocha circundante dos aparatos, eles podem trazer informações sobre fontes pontuais de neutrinos de alta energia. Um possível candidato identificado com essa técnica, embora controverso, é Cygnus X-3 [3].

Completando o espectro, temos a região de PeV, possivelmente de origem extragaláctica, que devido ao baixo fluxo requer gigantescos experimentos para viabilizar sua detecção. Essa faixa do espectro fornece informações sobre origem dos raios cósmicos de altíssima energia ($0,01 \leq E \leq 100$ PeV), e sobre neutrinos vinculados às Teorias de Unificação ($E > 10^6$ PeV) [1]. Adicionalmente, neutrinos com energias \sim PeV possibilitam interações lépton-hádron com energias no CM \sim TeV que podem revelar fenômenos além do Modelo-Padrão [4].

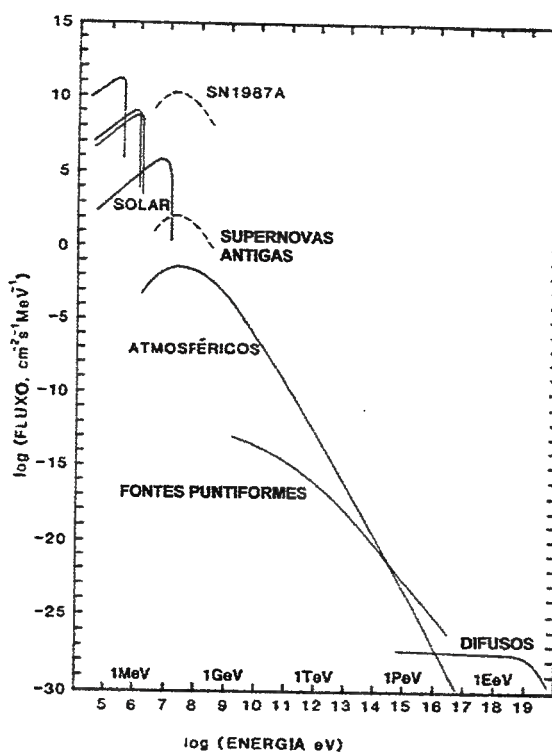


Figura 2. 1: Componentes do fluxo de neutrinos cósmicos.

2.2 Telescópios de Neutrinos

Os “telescópios” utilizados na Astrofísica de Partículas são detectores que estudam a radiação não visível que atinge a Terra. Processos luminosos, quando envolvidos, são utilizados apenas na detecção de secundários. Em específico, a viabilidade dos telescópios de neutrinos está ligada a uma série mínima de requisitos:

- i. Grande massa, como consequência direta da pequena seção de choque dos neutrinos.
- ii. Blindagem contra a radiação cósmica, de no mínimo 1.000 m.a.e.* , reduzindo o ruído de fundo na faixa de 10-100 MeV.
- iii. Pequenas proporções de elementos radioativos (ex.: U, Th, K, ...) no material circundante e no empregado na construção do aparato.

Quanto ao primeiro item, implica que os detectores devem ser constituídos por materiais econômicos, e com grandes seções de choque para neutrinos. Dessa maneira, têm-se dado preferência para materiais abundantes em prótons, tais como H₂O e cintiladores orgânicos (C_nH_{2n}), com os quais a interação é via o decaimento β-inverso ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$), de grande seção de choque. A detecção de ν_e vale-se de alvos como os isótopos: ³⁷Cl, ⁴⁰Ar e ¹¹B que também têm apreciáveis seções de choque. O experimento BOREXINO usará cintilador aditivado com boro para aumentar a sensibilidade aos ν_e . O experimento SNO optou pelo uso de água-pesada (D₂O) para viabilizar a detecção dos neutrinos das três espécies via reação de “quebra” do deutério ($\nu_x + D \rightarrow n + p + \nu_x$; x = e, μ , τ e anti-partículas).

A Figura 2. 2 mostra gráficos com as seções de choque dos principais canais de detecção dos telescópios de neutrinos de colapso em operação.

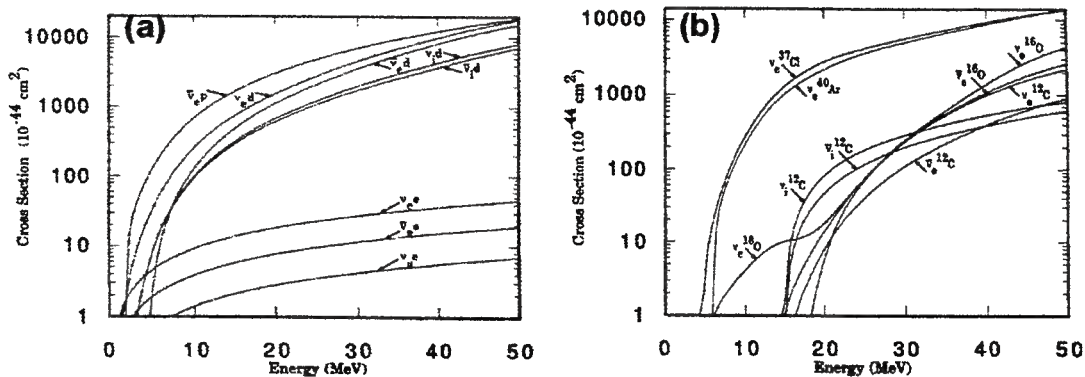


Figura 2. 2: (a) Seção de choque (em 10^{-44} cm^2) vs. energia (MeV) de ν com prótons, elétrons e deutério. (b) ν com ¹²C, ¹⁶O, ¹⁸O, ⁴⁰Ar e ³⁷Cl.

Vamos estimar algumas dimensões e ordens de grandeza típicas dos telescópios de neutrinos. Em primeira aproximação, o número N_ν de eventos esperados em um detector é dado por:

* metros de água equivalente.

$$N_\nu = \sigma_\nu F N_A \frac{M}{A} n_T \quad (2.1)$$

onde σ_ν é a seção de choque para a energia média dos neutrinos de colapso, F é o fluxo integrado no tempo, N_A o número de Avogadro, M e A são a massa total e o peso molecular do elemento sensível do detector, e n_T o número de partículas-alvo por molécula (nessa estimativa usaremos apenas os prótons). Assim, se quisermos ~ 100 eventos de $\bar{\nu}_e$ (via β -inverso) em um detector a cintilador, tomamos: $\sigma_\nu = 10^{-41} \text{ cm}^2$, $F \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (para um colapso no centro galáctico), $A = 14$ (cintiladores tipo CH_2), $n_T = 2$ (apenas os prótons do hidrogênio), resultando em $M \sim 1 \text{ kton}$, que corresponde ao volume de um cubo com $\sim 10 \text{ m}$ de lado.

O segundo item faz com que os experimentos sejam montados em grandes galerias subterrâneas, especialmente construídas para esse propósito, ou então aproveitando-se salões de minas desativadas. Também existem os experimentos realizados em grandes profundidades de água (mares ou lagos) ou gelo (calota polar), que atuam simultaneamente como blindagem e alvo.

O último item da lista é importante, embora não crucial para detecção de colapsos estelares porque a radiação natural está abaixo de $\sim 9.0 \text{ MeV}$, e espera-se que o fluxo principal de neutrinos de supernovas esteja no intervalo de $10\text{-}30 \text{ MeV}$. Entretanto, limiares baixos de detecção ($< 10 \text{ MeV}$) resolveriam melhor o espectro energético, logo, é desejável um ambiente de baixa atividade radioativa.

Além de material, massa e profundidade, um telescópio de neutrinos deve ter uma eletrônica de aquisição com *buffers* capazes de gerenciar grandes frequências de eventos (da ordem de kHz), pequeno tempo morto ($< 1 \text{ ms}$), precisão temporal relativa e absoluta, boa resolução energética, baixos custos de manutenção, e grande eficiência em tempo de operação.

Ainda, uma coordenação entre as diversas colaborações, evitaria a coincidência de períodos inativos entre os telescópios (devidos a manutenção, por exemplo), garantindo a constância das observações.

Nas próximas seções faremos uma descrição das principais técnicas empregadas por telescópios de neutrinos, confrontando seus diferentes aspectos e ressaltando como essas diferenças podem ser usadas para uma descrição mais completa dos fenômenos estudados. Focalizaremos a discussão em aparatos que podem revelar o sinal de colapsos gravitacionais estelares. A técnica rádio-química, utilizada principalmente por detectores de neutrinos solares (GALLEX, SAGE, e Homestake), não será abordada. A pequena massa dos detectores GALLEX e SAGE (30 e 60 ton) revelaria um colapso somente em circunstâncias especiais. Homestake (600 ton) pode alcançar uma estatística razoável, mas de qualquer forma, o *burst* não pode ser detectado em tempo real em nenhum deles.

2.2.a. Detectores Čerenkov

Os detectores Čerenkov de neutrinos, são compostos por um grande volume de água límpida constantemente monitorado por uma “malha” de fotomultiplicadoras para detecção do cone de luz Čerenkov, emitido por e^\pm secundários da interação dos neutrinos na

água. As energias são inferidas pela integração da luz Čerenkov coletada. O padrão geométrico do disparo das fotomultiplicadoras permite a reconstrução da direção do evento, um dos aspectos mais importantes dessa técnica. Dentre as colaborações que utilizam essa técnica, temos IMB e Super-Kamiokande.

As principais interações são:

1. $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (CC); $E_{\text{limiar}} = 1,8 \text{ MeV}$
2. $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ (CC+CN)
3. $\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{F} + e^-$ (CC); $E_{\text{limiar}} = 15,4 \text{ MeV}$
4. $\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{N} + e^+$ (CC); $E_{\text{limiar}} = 11,4 \text{ MeV}$
5. $\nu_x + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu_x' + {}^{16}\text{O}^*$ (CN)

onde CC e CN indicam, respectivamente, processos à corrente carregada e corrente neutra.

Devido à grande dispersão na direção e energia dos e^\pm secundários, a resolução angular atingida é de $\sim 10 \div 30^\circ$, e a energética de $\sim 10\%$ [5].

Um fator adverso nos detectores Čerenkov é o limiar de detecção, muitas vezes comprometido pelo nível de ruído e outras restrições da própria técnica, como o limiar energético de produção da luz Čerenkov. Atualmente foram reduzidos para $\sim 10 \text{ MeV}$, mas a eficiência acima do limiar não é 100%.

Outro fator adverso dos detectores “convencionais” de H_2O é a baixa sensibilidade aos ν_μ e ν_τ , com pequena resposta às interações por correntes neutras. Uma alternativa foi adotada pela colaboração SNO, em fase final de construção (Sudbury – Canadá). O detector consistirá de 1 kton de água-pesada (D_2O) circundada por uma camada de 4 m de H_2O ($\sim 1,6 \text{ kton}$). A vantagem da técnica está na grande melhoria da sensibilidade para detecção de ν_μ e ν_τ através das reações de quebra do deutério:

6. $\nu_x + \text{D} \rightarrow n + p + \nu_x$ (CN)
7. $\bar{\nu}_x + \text{D} \rightarrow n + p + \bar{\nu}_x$ (CN); $E_{\text{limiar}} = 2,2 \text{ MeV}$, em ambas as reações.

Será adicionado à água-pesada 2,5 ton de NaCl. Os nêutrons das reações (6) e (7) são capturados pelo Cl, provocando a emissão de γ ($\Sigma E_\gamma \sim 8,6 \text{ MeV}$). Os γ formam cascatas de pares e^\pm , que finalmente produzem luz Čerenkov. Fatores adversos: a energia e a direção do neutrino dessas reações não podem ser determinadas, e a resolução temporal das medidas é comprometida, pois a captura dos nêutrons leva $\sim 5 \text{ ms}$.

Outras reações ainda são possíveis no deutério:

8. $\nu_e + \text{D} \rightarrow p + p + e^-$ (CC); $E_{\text{limiar}} = 1,4 \text{ MeV}$
9. $\bar{\nu}_e + \text{D} \rightarrow n + n + e^+$ (CC); $E_{\text{limiar}} = 4,0 \text{ MeV}$

Esses processos são identificados por coincidência entre a luz Čerenkov dos e^\pm e a captura do nêutron. A coincidência indica a reação (9), a ausência do nêutron indica a reação (8). Aqui é possível determinar a energia e direção dos e^\pm produzidos. Porém,

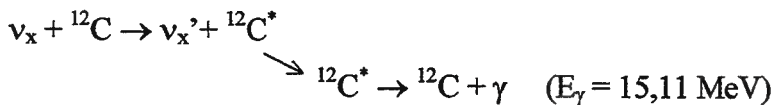
novamente temos o longo tempo morto provocado pela captura do nêutron, que além disso pode ser confundida com as capturas das reações (6) e (7).

2.2.b. Detectores a Cintilador

As técnicas de detecção de neutrinos de colapso com cintiladores serão descritas detalhadamente no item 2.3, dedicado ao experimento LVD. Outras colaborações também utilizam a mesma técnica: ASD, LSD, LSND, Baksan e MACRO. Aqui, serão resumidos seus aspectos mais importantes:

1. A luz coletada nas fotomultiplicadoras é proporcional à energia das partículas interagentes, permitindo que a energia total do evento seja medida.
2. Medidas temporais são feitas com grande precisão (~ 10 ns), possibilitada pela rápida resposta do cintilador.
3. Maior abundância de prótons-alvo por molécula (ex.: $C_{10}H_{22}$, que em massa resulta 30% mais que H_2O).
4. A grande eficiência na produção de luz acarreta em limiares mais baixos em relação à técnica Čerenkov.
5. A assinatura dos $\bar{\nu}_e$ de decaimento β -inverso é muito boa. A identificação é feita pela coincidência dos sinais do e^+ com o γ de captura do n (em ~ 200 μ s).

Das Figura 2. 2 a e b podemos ver que as seções de choque para interações (ν , C) via CN, é ~ 10 vezes menor que (ν , D), resultando em menor sensibilidade do cintilador aos ν_μ e ν_τ em relação à água-pesada. Porém, existe a boa assinatura do processo:



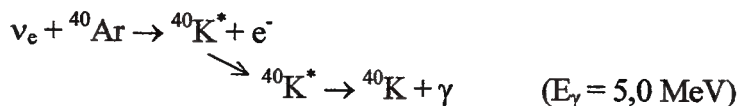
O “agrupamento” esperado de eventos em torno de 15,11 MeV, indica sua grande utilidade na identificação de ν_μ e ν_τ . O uso dessa interação no LVD para estudo das características do colapso estelar será amplamente discutida no Capítulo 4.

A princípio, a determinação da direção do evento não é possível em cintiladores, embora exista a possibilidade de uso de técnicas auxiliares (tubos *streamer* ou tempo-de-vôo) para rastrear as partículas carregadas envolvidas na interação. Outro ponto desfavorável é a pequena sensibilidade aos ν_e . O experimento BOREXINO (em construção) dedicado aos neutrinos solares, planeja usar cintilador aditivado com boro, que lhe confere grande sensibilidade aos ν_e . Como consequência, tem-se possibilidade de observar o pico inicial de ν_e da fase de neutronização do colapso.

2.2.c. Outras Técnicas

Os detectores a cintilador e Čerenkov para neutrinos de colapso, são sem dúvida os de técnica mais bem desenvolvida e testada, mas outras concepções em projetos surgiram na última década.

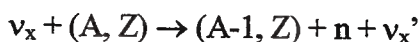
O experimento ICARUS (protótipo em teste) é uma gigantesca *drift-chamber* com 3,6 kton de ^{40}Ar líquido puro. Sua maior sensibilidade é para a detecção de ν_e através da reação:



Sua característica mais positiva é, como BOREXINO, revelar o pico de neutronização, além de permitir reconstrução da direção dos eventos.

As colaborações JULIA, NESTOR e ANTARES planejam um denso *array* de fotomultiplicadoras submerso a quilômetros de profundidade no oceano, usando a própria água do mar como elemento sensível na produção de luz Čerenkov. A colaboração BAIKAL utiliza a mesma técnica, nas águas do lago que lhe dá o nome. Uma inusitada variante é a colaboração AMANDA, com fotomultiplicadoras “encravadas” no gelo polar a grande profundidade (1÷2 km). Um ponto forte desse experimento é que atinge-se os mesmos resultados que detectores sub-aquáticos, porém, com uma densidade de fotomultiplicadoras ~ 1000 vezes menor [6].

A colaboração SNBO pretende incrustar inúmeros detectores de nêutrons (BF_3) na rocha de uma montanha (CaCO_3) com o intuito de detectar especificamente ν_μ e ν_τ através da reação:



onde o Ca é o elemento que participa da reação.

Os detectores como SNBO e JULIA têm sensibilidade para detecção de *bursts* extra-galácticos, e serão importantes na determinação das possíveis massas dos ν_μ e ν_τ dado que abrangem grandes distâncias (~ 4 Mpc) [5].

2.2.d. Conclusão

Fruto de uma série de decisões independentes, está sendo formada uma “rede” internacional, em quatro continentes (América, Ásia, Europa e Antártica), de detectores de neutrinos subterrâneos, subaquáticos, e até sob o gelo polar, providos de grande massa. O sistema como um todo terá uma sensibilidade para detecção de neutrinos de supernova sem precedentes, permitindo uma previsão para o número total de eventos $> 10^4$. Individualmente, ou de maneira coordenada, estes detectores poderão suprir informações temporais, energéticas, direcionais, sobre a natureza intrínseca dos neutrinos, e também sobre o seu papel em colapsos estelares. Com os aparatos já em operação garante-se o monitoramento da nossa galáxia, e até, das Nuvens de Magalhães.

A Tabela 2. 1 é uma sinopse das características de alguns detectores aqui discutidos, e contém a estimativa do correspondente número esperado de eventos para um colapso estelar no centro galáctico [5].

Detector	Técnica	Massa total (ton)	Composição	Profundidade ($\times 10^3$ m.a.e)*	Limiar (MeV)	Número de eventos	Resolução
LVD	C	1800	$C_{10}H_{22}$	3,1÷4,0	5-7	650	<i>e, t</i>
MACRO	C	1000	CH_2	3,1÷4,0	10	340	<i>e, t</i>
BOREXINO	C	1760	$(BO)_3(OCH_3)_3$	3,1÷4,0	4,7	320	<i>e, t</i>
Baksan	C	330	Álcool	0,9	10	100	<i>e, t</i>
LSND	C	200	CH_2	?	5	70	<i>e, t</i>
IMB	Ck	8000	H_2O	1,6	10	2100	<i>e, t, a</i>
Super-Kamiokande	Ck	40.000	H_2O	2,7	7 (5?)	10.000	<i>e, t, a</i>
SNO	Ck	1.600/1.000	H_2O/D_2O	6,0	5	530/300	<i>e, a (i?)</i>
ICARUS	Dc	3.600	^{40}Ar	3,1÷4,0	5	120	<i>e, t, a</i>
SNBO	EG	100.000	$CaCO_3$?	?	10.000	<i>t</i>
JULIA	EG	40.000	H_2O	?	?	10.000	<i>e, t, a</i>

* m.a.e.: metro de água equivalente

Tabela 2. 1: Características dos detectores de neutrinos de supernova. No item Técnica: C - Cintilador, Ck - Čerenkov, Dc - *Drift Chamber*, EG - detectores projetados para astronomia neutrínica Extra-Galáctica. Em Resolução: e é energia, t é tempo e a ângulo (direção). Os itens incertos (?) referem-se a detectores ainda em projeto, ou no caso de detectores em operação, melhorias propostas.

Cada técnica descrita tem seus pontos fortes e fracos. Vimos que os detectores Čerenkov podem determinar a direção dos eventos, mas com limiares altos (quando baixos, são pouco eficientes); já os cintiladores tem pequena resolução espacial, porém excelente resolução energética e temporal, com limiares mais baixos que os detectores Čerenkov. Os detectores Čerenkov “convencionais” (que usam H_2O) tem pouca sensibilidade para detecção de ν_μ e ν_τ , enquanto o detector Čerenkov de água-pesada é mais sensível, todavia, sua pequena resolução temporal degradaria as medidas de curva de luminosidade. Apesar da menor seção de choque para interações por CN do C frente ao deutério, os γ monocromáticos secundários ($E_\gamma = 15,11$ MeV) fornecem uma assinatura bem definida desse tipo de interação, permitindo identificar ν_μ e ν_τ no cintilador.

Ou seja, cada um dos experimentos fornece um “ângulo de visão” diferente do *burst* neutrínico de colapsos estelares. Espera-se que a análise global de seus diversos resultados, forneça as informações detalhadas sobre os mecanismos de colapso e explosão de supernovas.

Pelos totais da Tabela 2. 1, vemos que a estatística que será alcançada será muito superior àquela da detecção da SN1987A (algumas “dezenas” de eventos). A comunidade “subterrânea” de físicos nunca esteve tão aparelhada para a investigação de colapsos estelares, e, dependendo do número de eventos na galáxia, a Astrofísica de Neutrinos tem uma brilhante perspectiva para a próxima década.

2.3 O Experimento LVD

O experimento LVD [7](Large Volume Detector) é um dos experimentos em funcionamento no laboratório subterrâneo do Gran Sasso (Itália), sendo uma natural ampliação do experimento LSD [8] (Liquid Scintillation Detector) que funciona desde 1984 no túnel do Monte Bianco (fronteira italo-francesa).

O Laboratório do Gran Sasso (LNGS) está localizado a ~ 120 km a leste de Roma (Figura 2. 3), é composto por três galerias subterrâneas (Figura 2. 4) com acesso na metade do túnel de 12 km que atravessa o maciço do Gran Sasso. O experimento LVD, localizado na parte norte da sala A, tem como principal objetivo a detecção do *burst* neutrínico emitido em colapsos gravitacionais estelares na nossa galáxia ou nas duas Nuvens de Magalhães, mas também oferece outras possibilidades de pesquisa (seção 2.3.g). Outros experimentos voltados à Astrofísica de Partículas e Física Subterrânea ocupam as galerias: MACRO (física de μ cósmicos), GALLEX, Borexino, ICARUS (neutrinos solares; os dois últimos estão em construção), CRESST, DAMA (matéria escura), experimentos de duplo decaimento- β (Milão e Heidelberg-Moscou), e um interferômetro a laser (pesquisas geofísicas).

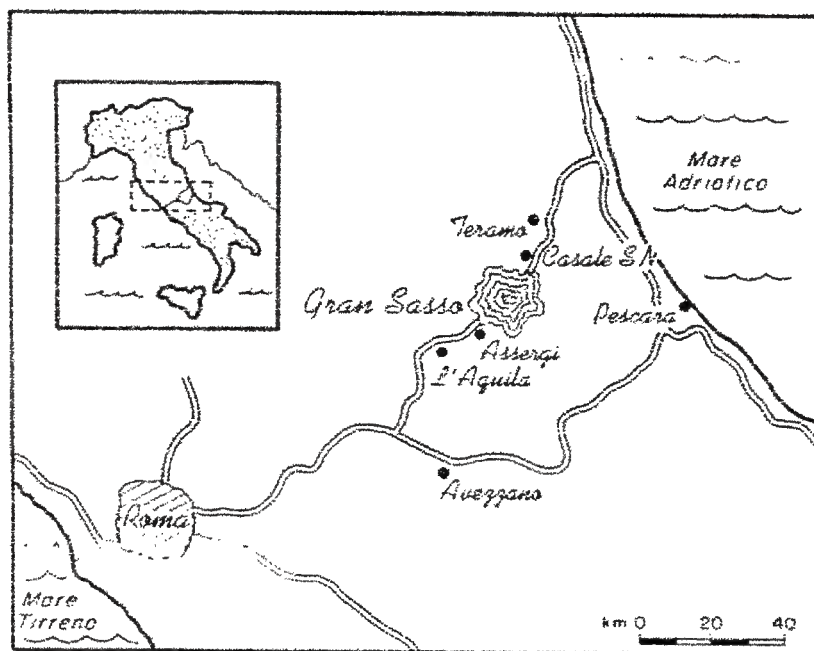


Figura 2. 3: Localização geográfica do laboratório do Gran Sasso

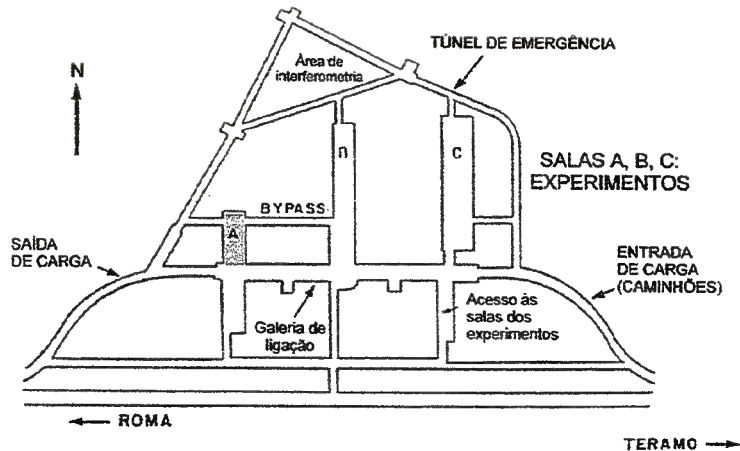


Figura 2. 4: Planta do complexo subterrâneo. A área em cinza indica a localização do LVD.

O LNGS conta ainda com um laboratório externo na entrada oeste do túnel, e um experimento de Chuveiros Atmosféricos Extensos, o EAS-TOP, montado no platô de Campo Imperatore (~ 2000 m de altitude), quase na vertical com as galerias subterrâneas (Figura 2. 5). A associação de aparatos externos/internos confere uma característica única ao laboratório, permitindo o cruzamento de dados de Chuveiros Extensos com os de partículas penetrantes, pertencentes ao mesmo evento primário.

O complexo subterrâneo se encontra a uma altitude de 963 m. A espessura de rocha sobre o laboratório é ≥ 1.400 m (≥ 3.600 m.a.e.), sendo constituída principalmente por CaCO_3 com densidade média $\rho \sim 2,7 \text{ g/cm}^3$.

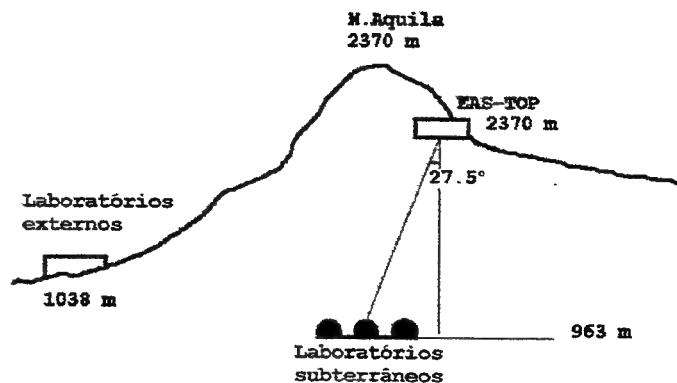


Figura 2. 5: Perfil do relevo de Campo Imperatore e posição dos laboratórios subterrâneos em relação ao experimento EAS-TOP.

2.3.a. Descrição geral e características do experimento

O LVD é um experimento caracterizado pela modularidade dos detectores e eletrônica de aquisição. Sua unidade básica para detecção de neutrinos, é um tanque de aço inoxidável de dimensões $1,0 \times 1,0 \times 1,5 \text{ m}^3$ preenchido com cintilador líquido e monitorado por três fotomultiplicadoras (FM). Grupos de oito tanques (duas fileiras de quatro) são colocados em estruturas de ferro ($1,5 \times 2,2 \times 6,2 \text{ m}^3$) chamadas “porta-tanque”, cuja base e uma das laterais são cobertas por módulos em forma de “L” de tubos *streamer*, para tracejamento de partículas carregadas (Figura 2. 6). Assim, o aparato é segmentado em duas técnicas diferentes de detecção de partículas, usadas de forma complementar: o grupo cintilador e o sistema de tracejamento. Nesse trabalho focalizaremos nossa atenção sobre o grupo cintilador, responsável pela detecção de neutrinos.

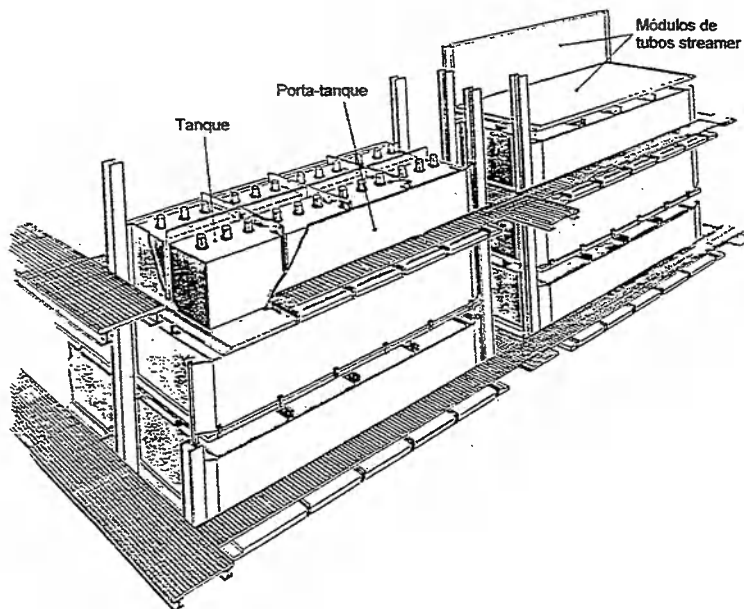


Figura 2. 6: Detalhe da estrutura do LVD, mostrando os porta-tanques e o posicionamento dos módulos de tubos streamer.

Uma estrutura maior chamada de torre ($13,1 \times 12,0 \times 6,2 \text{ m}^3$), comporta os porta-tanques em sete planos com cinco porta-tanques cada, e um oitavo plano com apenas três deles (centralizados) porque o formato da galeria impede a colocação dos outros dois. A Figura 2. 7 mostra a secção transversal de uma torre e a Figura 2. 8 é uma visão geral do experimento. O experimento completo prevê cinco torres. A 1ª torre está em funcionamento desde junho de 1992, a 2ª torre completou-se em março de 1998, e a 3ª deverá ser finalizada ainda em 2000. Para as duas últimas ainda não existe um cronograma definido.

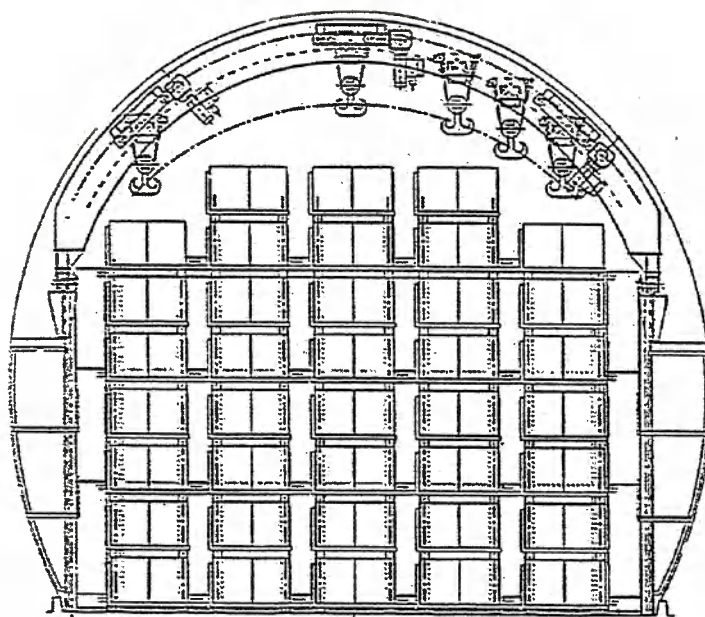


Figura 2.7: Seção transversal de uma torre, onde são vistos os sete planos com cinco porta-tanques, e o oitavo com apenas três.

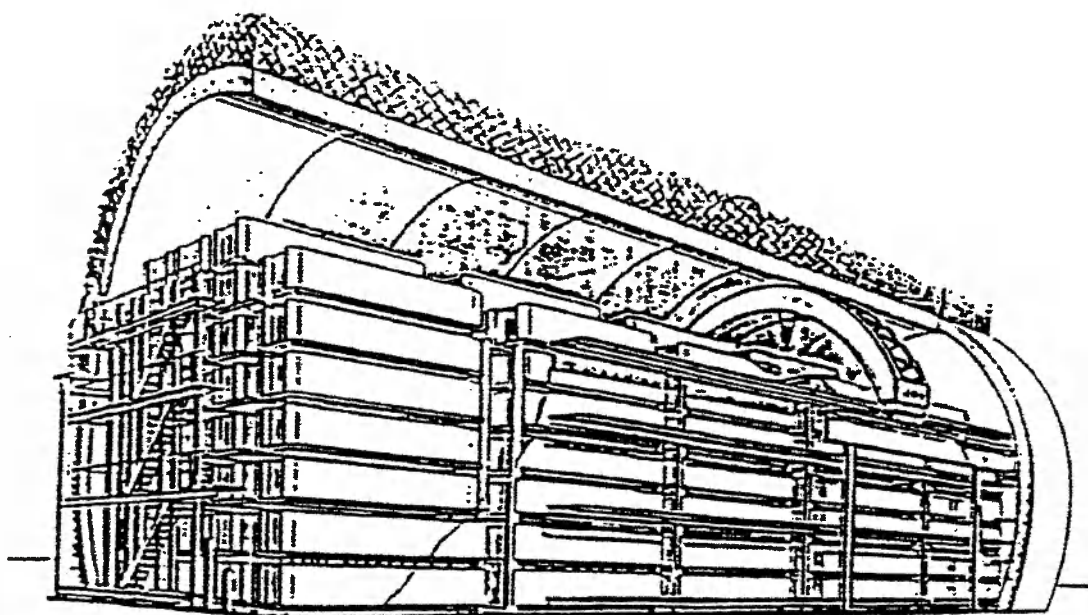


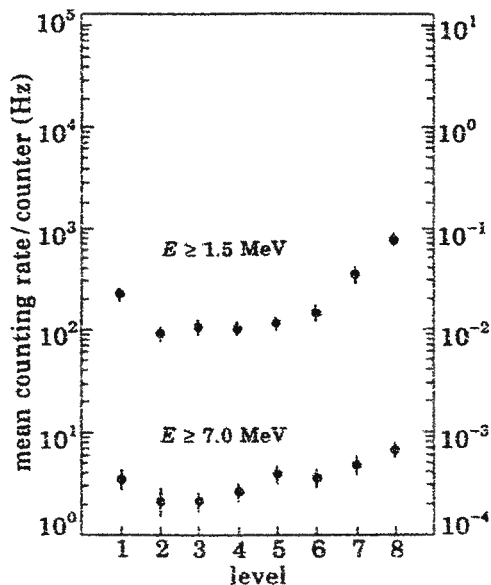
Figura 2.8: Visão geral da estrutura do experimento LVD completo (cinco torres).

Os números totais de componentes e principais características do experimento estão listados na Tabela 2. 2.

Dimensões (m ³).....	13.11 x 39.30 x 11.96
Número de tanques.....	1520
Número de tanques internos.....	972
Número de fotomultiplicadoras.....	4560
Número de tubos <i>streamer</i>	20000
Massa de cintilador (ton).....	1824
Massa central (ton).....	1166
Número de prótons livres.....	1.7×10^{32}
Número de elétrons.....	6.3×10^{32}
Número de núcleos de ¹² C.....	7.6×10^{31}
Aceitância (m ² sr).....	~ 5500
Limiar energético (MeV).....	~ 4÷7
Resolução energética.....	± (10 ÷15) %
Resolução espacial de <i>tracking</i> (mrad).....	< 4

Tabela 2. 2: Números de componentes e características do experimento LVD.

O piso sob as torres é blindado com ferro e parafina de borax para reduzir o ruído de fundo devido à radiação natural da rocha. Os resultados da blindagem podem ser vistos na Figura 2. 9, que é um gráfico da média de contagens para $E > 1.5$ MeV e $E > 7$ MeV em função do nível da torre em que se encontra o tanque (nível 1 = piso, 8 = teto).



Na Tabela 2. 2, o item “massa central” refere-se à massa de cintilador nos tanques *internos* (sem contato direto com a parede da galeria). A razão $M_C/M_T = 0,6$ (M_C é a massa central, M_T é a massa total de cintilador) permite que o experimento tenha mais de 1 kton de cintilador em condição de limiar energético de detecção inferior aos tanques externos, sujeitos a um maior ruído de fundo.

Figura 2. 9: Média da frequência de contagens para $E > 1,5$ MeV e $E > 7$ MeV para tanques localizados em diferentes níveis, do piso (1) até o teto (8).

2.3.b. Grupo Cintilador

O cintilador líquido, tem a dupla função de alvo e revelador das interações de neutrinos. Sua composição é C_nH_{2n+2} ($\langle n \rangle = 9,6$), densidade $\rho = 0,8 \text{ g/cm}^3$, tempo de resposta de 5 ns, e comprimento de atenuação $> 15 \text{ m}$ ($\lambda = 420 \text{ nm}$). O líquido é misturado com ativador POP (1 g/l) e deslocador de comprimento de onda POPOP (0,03 g/l). Os tanques têm suas paredes internas recobertas com *mylar* aluminizado para otimizar a reflexão da luz (coeficiente de reflexão $\alpha=0,9$).

Em sua configuração final, o experimento terá 1520 tanques (304 por torre), resultando em uma massa ativa $> 1,8 \text{ kton}$.

A luz produzida pelos secundários das interações de neutrinos é coletada por três FMs FEU-49B, com diâmetro do fotocátodo $\phi = 15 \text{ cm}$, ganho $\sim 10^6$, e contato óptico com o cintilador através de uma janela de *plexiglass*. As FMs geram ~ 5 fotoelétrons/MeV de energia depositada no cintilador por partículas carregadas. A Figura 2. 10 mostra o esquema de um tanque e do acoplamento óptico das fotomultiplicadoras.

A uniformidade da resposta em energia é garantida pela equalização dos ganhos das FMs, balizada na radiação de uma fonte de ^{60}Co . A fonte é colocada em um ponto de referência sobre os tanques e a tensão de alimentação de cada FM é variada até que se obtenham valores da corrente anódica que correspondam a uma resposta uniforme das três FMs.

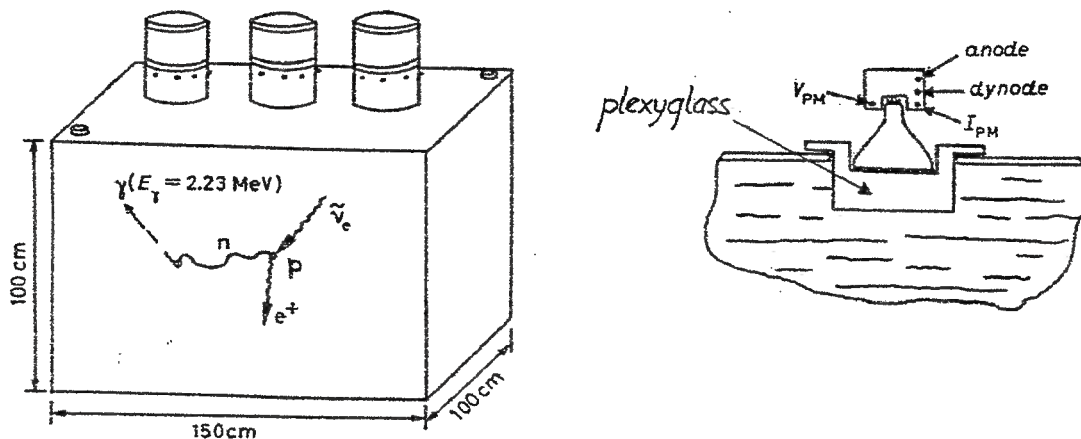


Figura 2. 10: Esquema de um tanque com cintilador líquido do LVD. No detalhe (em corte): O contato óptico da fotomultiplicadora pela janela de *plexiglass*.

2.3.c. Canais de interação de neutrinos

A Tabela 2. 3 traz a relação dos canais de interação de neutrinos com o cintilador. Uma discussão detalhada, com as seções de choque, dinâmica, limiares energéticos e número de eventos esperados, será feita no Capítulo 3.

Interações por CC	Interações por CN	Interações por CC+CN
1. $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	4. $\nu_x + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu_x$	6. $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$
2. $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N} + e^-$	5. $\bar{\nu}_x + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \bar{\nu}_x$	7. $\bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^-$
3. $\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + e^+$		

Tabela 2. 3: Principais canais de interação de neutrinos no LVD. CC: corrente carregada; CN: corrente neutra.

O decaimento β -inverso (interação 1) é o principal canal de detecção do LVD. Dele espera-se o maior número de eventos, dada a combinação da grande quantidade de partículas alvo (ver Tabela 2. 2) com a maior seção de choque (ver Figura 2. 2). A assinatura dessa interação é dada pela detecção em coincidência do e^+ e do γ de captura do nêutron. A eficiência de detecção do γ de captura é $\sim 60\%$ e foi medida com auxílio de uma fonte de nêutrons (${}^{252}\text{Cf}$). Na seção 2.3 discutiremos com detalhes a técnica utilizada nas medidas de eficiência e os resultados obtidos.

As interações, que envolvem o carbono (2, 3, 4 e 5), também têm uma boa assinatura. Em (2) e (3) o e^\pm tem energia e tempo de emissão com distribuições bem conhecidas; a identificação de (6) e (7) é fornecida pela linha espectral do γ emitido com a desexcitação do carbono: $E_\gamma = 15,11$ MeV.

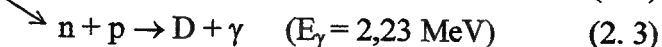
A interação (6), permite estudar a dinâmica do colapso, uma vez que na fase inicial de neutronização a emissão é quase toda em ν_e . Contudo, as interações (6) e (7) produzem um reduzido número de eventos e sua identificação é difícil.

Uma importante propriedade do LVD é essa variedade de canais de detecção de neutrinos, que possibilita, a princípio, um estudo mais minucioso das características do *burst* que acompanha os colapsos estelares. Discutiremos essa possibilidade no Capítulo 4.

2.3.d. A eletrônica de aquisição de dados

A eletrônica segue o conceito de modularidade do LVD, tendo sido elaborada com base na experiência adquirida no experimento LSD, incorporando novas tecnologias e dispositivos. Os módulos têm padrão CAMAC e são interligados de forma a acomodar os 4560 canais do experimento.

São dois os módulos principais: C-175 (discriminador) e C-176 (ADC e TDC)[†], que foram especialmente projetados para detecção do decaimento β -inverso (interação 1, Tabela 2. 3):



A eletrônica de sinal tem como escopo principal a identificação dos produtos (e^+ e γ) da interação dos $\bar{\nu}_e$. O método de detecção (usado com sucesso no experimento LSD) baseia-se na dinâmica de (2.2) e (2.3). Inicialmente é detectado o e^+ , que gera um pulso cuja energia visível inclui: sua energia cinética, e a energia “extra” cedida pelos gamas da aniquilação:



O tempo transcorrido para a termalização e captura do nêutron, tem distribuição exponencial com constante de decaimento $\tau \sim 200 \mu\text{s}$. A captura do n é radiativa, emitindo um γ de energia $E_\gamma = 2,2 \text{ MeV}$. Logo, a detecção em coincidência temporal do e^+ e do γ de captura assinalam a interação do $\bar{\nu}_e$.

Cada discriminador C-175 tem oito canais com triplo ingresso (um por FM de um mesmo tanque), comportando assim 1 porta-tanque completo. O C-175 opera usando a técnica de limiar duplo:

- i. Limiar alto (HET, *high energy threshold*). O HET é ajustado entre 4÷7 MeV de acordo com a exposição do tanque à rocha da galeria. Os tanques externos, definidos como aqueles que têm pelo menos uma face exposta, têm um limiar mais alto, pois estão submetidos a maiores níveis de radiação de fundo; os tanques internos têm limiar menor.
- ii. Limiar baixo (LET, *low energy threshold*). O LET em geral é posicionado em $\sim 0,8 \text{ MeV}$, valor comum a todos os tanques (independente da sua exposição).

Cada canal tem uma unidade lógica, que estabelece a coincidência entre os três sinais de ingresso, e produz um *flag* de distinção entre os eventos HET ($F = 1$) e LET ($F = 0$).

Os níveis de HET e LET, bem como a lógica de coincidência de cada canal, são programáveis dos via CAMAC.

O *trigger* básico é dado pela coincidência tripla entre as FMs de um mesmo tanque, dentro de um intervalo de 100 ns. O sinal é amplificado e discriminado em HET. Se o sinal ultrapassar o nível do HET, um *gate* de 1ms (5τ) é aberto. Durante esse tempo, os sinais em coincidência tripla são discriminados em LET para permitir o registro dos γ de 2,2 MeV da captura de nêutrons. A técnica de operação em limiar duplo permite que a detecção da interação ($\bar{\nu}_e, p$) com baixo ruído de fundo, pois o LET permanece habilitado por curtos intervalos de tempo após o *trigger* dado pelo HET. A Figura 2. 11 é um esquema que ilustra essa característica.

[†] ADC: Analogic to Digital Converter: Circuito integrador de pulsos analógicos, com saída numérica (em tipo inteiro) proporcional à energia depositada pelas partículas no cintilador. TDC: Time to Digital Converter: Circuito para medidas de intervalos temporais, com saída numérica (em tipo inteiro) proporcional à duração do intervalo.

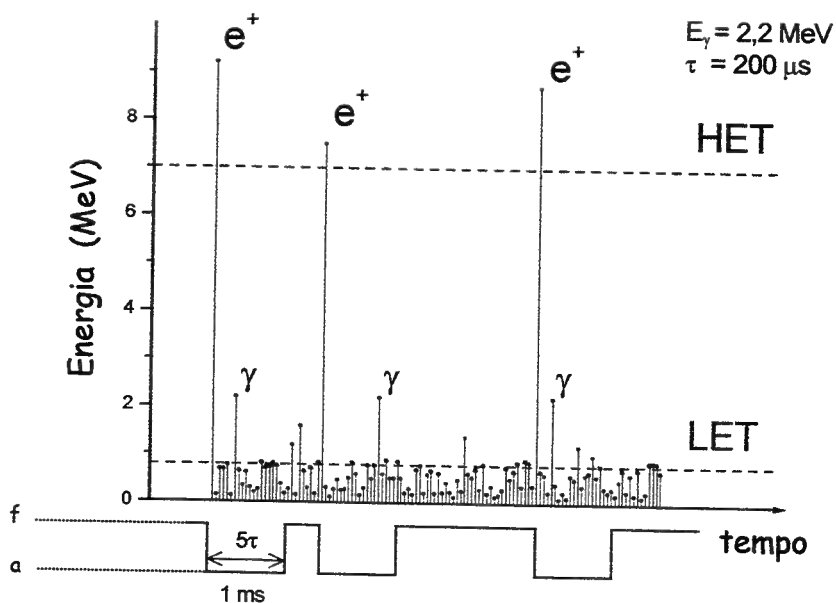


Figura 2. 11: Esquema da técnica de limiar duplo, empregada no LVD, que suprime grande parte do ruído de fundo. HET e LET indicam os limiares alto e baixo. Na parte inferior, os estados do *gate* (aberto e fechado) são indicados por a e f.

O C-175 ainda tem disponíveis ingressos para *triggers* externos e saídas lógicas de coincidências em HET e LET, permitindo que as contagens dos tanques sejam continuamente monitoradas para controle da estabilidade do experimento.

Os três sinais analógicos das FMs são somados em um *mixer* linear e enviados para o módulo C-176 (ADC-TDC) para medidas de energia e distribuição temporal dos pulsos dentro do *gate*.

Na Figura 2. 12 temos um diagrama de blocos do circuito de cada canal do módulo C-175.

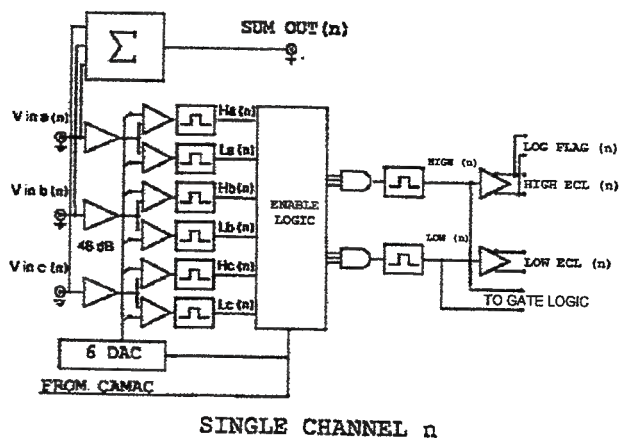


Figura 2. 12: Diagrama de blocos do circuito de cada canal do módulo C-175.

O C-176 foi projetado para funcionar acoplado ao C-175. Ele tem 8 canais com tripla entrada (uma analógica, duas digitais). O sinal de *trigger* do C-175 é enviado para uma das entradas lógicas (denominada *Gate*), habilitando duas operações: i) o início da integração dos pulsos na entrada analógica para determinação de sua carga (ADC), que é proporcional à energia das partículas, acompanhada da leitura da outra entrada lógica, que contém o *flag* (1 ou 0); ii) o disparo de um contador interno ligado a um *clock* (40 Mhz, dinâmica de 29 bits) que fornece informações para determinação da distribuição temporal dos pulsos de cada evento (TDC), com resolução de 12,5 ns. O uso de um *clock* externo, comum a vários C-176, permite a sincronização dos contadores dos canais de diferentes módulos através da entrada denominada *Sync*.

Todos esses dados (carga, *flag* e tempo) são armazenados em um *buffer* tipo FIFO com autonomia de 1024 eventos.

A carga da entrada analógica é determinada por dois ADCs, ADC1 e ADC2, com escalas diferentes. O ADC1 satura em 224 pC e tem quatro regiões distintas de linearidade, enquanto o ADC2 satura em 1008 pC e tem duas regiões de linearidade. A primeira região de linearidade do ADC1 vai de 0 a 15,75 pC, com 0,25 pC /contagem. Esse parâmetro é duplicado a cada região consecutiva (Tabela 2. 4). A vantagem do uso de regiões de linearidade diferentes está na determinação de cargas muito pequenas (pC÷nC) sem perda de precisão ($\sigma_q/q \sim \text{constante}$, onde σ_q é o erro na medida da carga q).

ADC	Intervalo de linearidade	pC / contagem	Erro relativo (%)	Intervalo de carga (pC)
ADC 1	1	0,25	1,5	0 ÷ 15,75
	2	0,5	1	16,25 ÷ 48
	3	1	0,8	49 ÷ 112
	4	2	0,8	114 ÷ 240
ADC 2	1	4	0,8	244 ÷ 496
	2	8	0,8	504 ÷ 1008

Tabela 2. 4: Regiões de linearidade do módulo C-176

A Figura 2. 13 mostra uma curva de linearidade típica do módulo C-176.

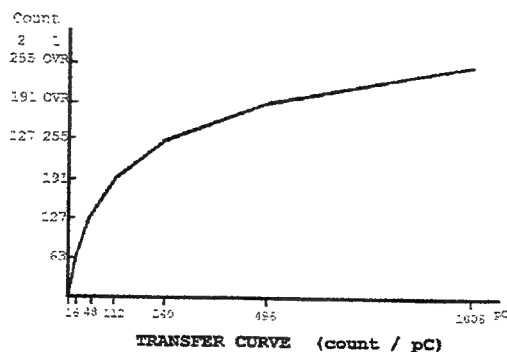


Figura 2. 13: Curva de linearidade típica do ADC do módulo C-176

A eletrônica de aquisição dos tanques divide cada torre em quatro partes (quartos-de-torre). A divisão tem motivos puramente técnicos. Um sinal de *trigger* em HET de um tanque qualquer dispara o *trigger* geral do experimento, abrindo o *gate*, e habilitando a aquisição em LET (tempo e carga) com a posterior leitura do *buffer* de registro (FIFO) de todo o quarto-de-torre correspondente. Essa lógica permite o estudo de eventos com fuga de secundários para tanques vizinhos.

Cada quarto-de-torre tem sua eletrônica complementada por outros módulos dedicados a calibração, monitoramento e medidas de eventos especiais:

- C-205: ADC lento. Usado em eventos raros que envolvem grandes energias, como interações hadrônicas. O sinal de entrada provém de um dínodo intermediário das FMs.
- C-257: Contador com 16 canais de entrada, 24 bits, usado nas medidas de frequência de contagens de limiar baixo dos tanques, para monitoramento da sua estabilidade.
- C-221: DAC (Digital to Analogic Converter). Usado na geração de diferenças de potencial que são utilizadas na construção das curvas de linearidade dos ADCs

O esquema da eletrônica de aquisição para cada quarto-de-torre é mostrado na Figura 2. 14.

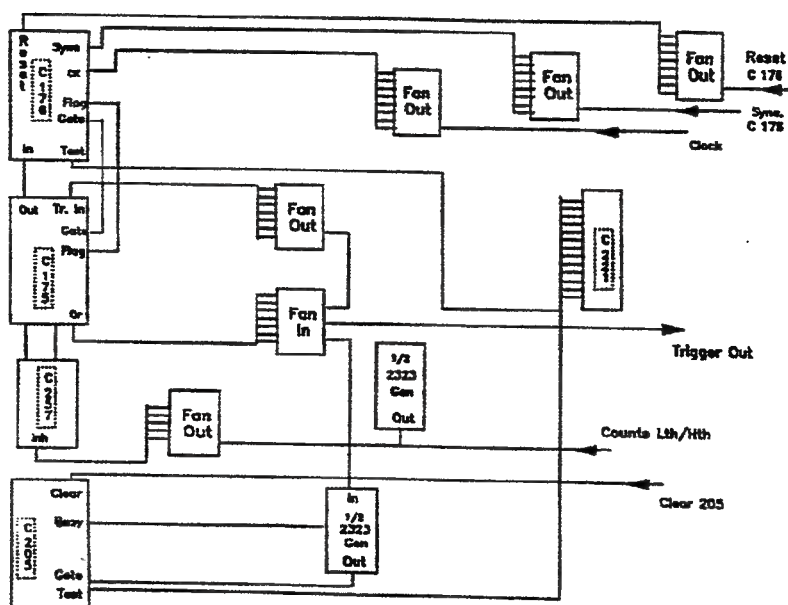


Figura 2. 14: Esquema da eletrônica de aquisição de dados para cada quarto-de-torre.

Além da eletrônica de leitura e controle dos tanques, existem outros módulos que gerenciam a construção final dos eventos de toda uma torre. O esquema de funcionamento desse último estágio da aquisição de dados do LVD é apresentado na Figura 2. 15.

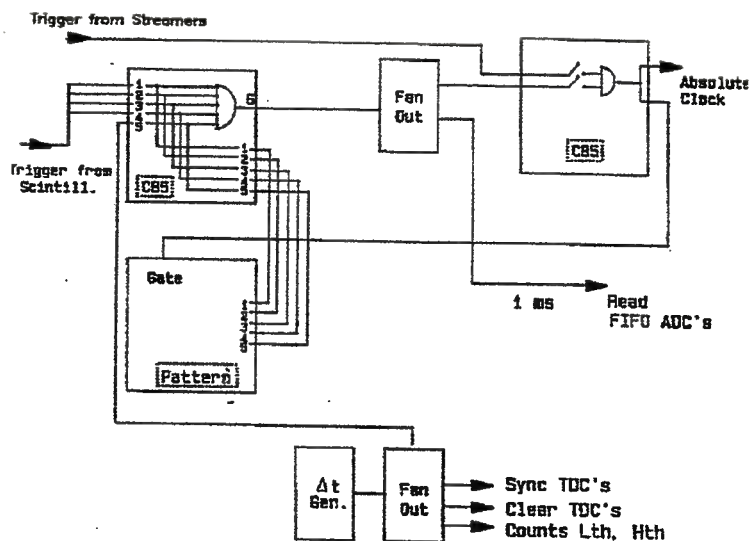


Figura 2. 15: Esquema do último estágio da eletrônica na aquisição de dados de cada torre do LVD.

Os eventos são construídos segundo a programação (via CAMAC) de duas unidades lógicas C-85. O primeiro módulo C-85 recebe os sinais de *trigger* dos quartos-de-torre e do *clock* externo de sincronização. Ele também codifica o *pattern** do evento. O segundo módulo C-85 pode ser programado para leitura dos dados em três modos: apenas os tubos *streamer*, apenas os tanques, ou ambos os sistemas. Esse módulo finaliza a construção do evento agrupando: o *pattern*, os *triggers* gerais dos tanques e dos *streamers*, e a leitura do tempo absoluto. O relógio do experimento é controlado pelo sinal oficial de tempo padrão da Itália, baseado em um relógio atômico do IEN e transmitido para todo país.

A forma final de um evento no LVD (evento lógico) é uma seqüência de pulsos (eventos físicos) associados a um *trigger*, que contém as informações: dados do ADC (12 bits), TDC (29 bits), *flag* (1 bit) e a identificação do tanque (3 bits).

Entre a chegada do *trigger* enviado pelos tanques e a leitura do *buffer* (FIFO) com os dados, é inserido um atraso de 1 ms que faz com que a leitura somente seja iniciada após o desenvolvimento completo do evento e seu armazenamento no *buffer*.

2.3.e. Calibração em energia

As medidas de energia são feitas com os ADCs do módulo C-176. Em uma primeira etapa, usa-se o DAC C-221, citado no item anterior, para construção das curvas de linearidade (ver Figura 2. 13) que convertem a carga (pC) do pulso analógico em contagem (“canais”) do ADC.

* Registro padronizado de caracterização do evento. Contém informações sobre a torre em que foi gerado, quarto-de-torre, tipo de limiar (HET ou LET), tipo de leitura (monitoramento ou não) e sistema detecção que gerou o *trigger* (cintiladores ou tubos *streamer*)

A conversão entre canais de ADC, X , e energia E (MeV) é feita por meio de uma reta de calibração: $E = aX + b$, que deve ser determinada para cada tanque.

O primeiro ponto da reta de calibração $E(X)$ é dado pelo “pedestal” X_0 , resposta do ADC a um ingresso nulo ($E(X_0) = 0$).

O segundo ponto é obtido com o espectro de μ da radiação cósmica. A energia média dos múons no LVD é 320 GeV, região onde dE/dx pode ser considerada constante, logo a energia média depositada pelos μ no cintilador é determinada pelo comprimento da sua trajetória dentro do tanque e pelas flutuações da distribuição de Landau. A distribuição de comprimentos de traços é completamente determinada pela dependência angular do fluxo incidente de μ ($\propto \cos^2\theta$) e pela geometria do tanque. Logo o espectro de μ medido depende apenas de fatores geométricos, sendo que a posição do pico deve corresponder à energia média depositada pelos μ cujos traços tenham o comprimento mais provável da distribuição. Através de simulações, obteve-se o espectro esperado de μ nos tanques do LVD (Figura 2. 16), onde o pico é localizado em $E_{\text{pico}} = 175 \pm 5$ MeV [9].

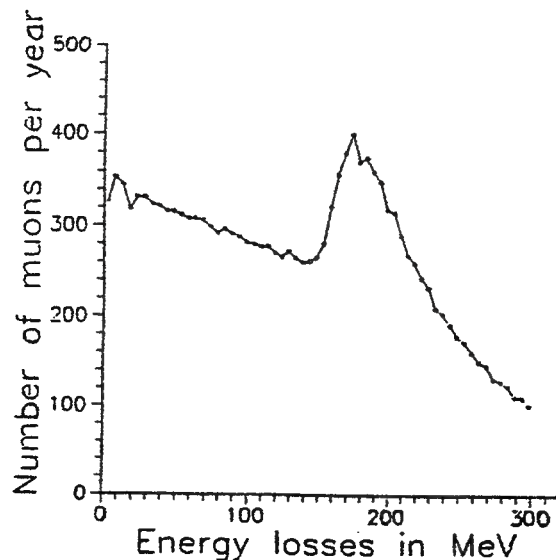


Figura 2. 16: Espectro simulado para múons no LVD. O valor de pico é $E_{\mu} = 175 \pm 5$ MeV.

A identificação de múons nos dados experimentais é feita através da seleção de pulsos de limiar alto ($F = 1$) em tanques diferentes, separados por um intervalo $\Delta t \leq 250$ ns. A partir dos pulsos selecionados, é construído o espectro em escala de canais de ADC X . A Figura 2. 17 mostra um dos espectros, com o pico de múons indicado. Ao canal de ADC que corresponde ao pico, X_p , é atribuído o valor $E(X_p) = 175$ MeV, definindo o segundo ponto para a construção da reta de calibração $E(X)$. A maior vantagem do método é a possibilidade de calibrar o experimento sem necessidade de interrupção do *run* em curso.

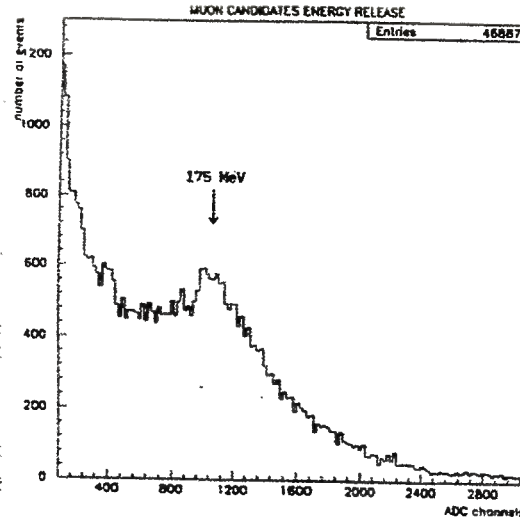


Figura 2. 17: Espectro obtido com eventos selecionados como múons. Critério: trigger em HET em tanques diferentes com $\Delta t \leq 250$ ns.

2.3.f. Sistema de tracejamento (*tracking*)

O sistema de tracejamento do LVD é formado detectores tubulares a gás, que operam em regime *streamer* limitado.

Os tubos são de PVC (comprimento $L = 6,3$ m), cada um dividido internamente na direção longitudinal por 8 células (área da secção reta $s = 1$ cm²). As paredes internas das células são recobertas por tinta adicionada de grafite e funcionam como cátodo. Os ânodos são fios de Cu-Be (diâmetro $\phi = 100$ μ m) centralizados e estirados ao longo das células. O gás é uma mistura de argônio e isobutano na proporção 1:3.

A estrutura de sustentação dos tubos são placas metálicas montadas em "L" (módulos *streamer*, ver Figura 2. 6), as verticais de dimensão $6570 \times 1085 \times 37$ mm³, as horizontais longas $6570 \times 2607 \times 37$ mm³ e as horizontais curtas $6570 \times 2096 \times 37$ mm³. Sobre cada placa são montados dois planos de tubos *streamer* defasados lateralmente de 1,5 cm, de forma a otimizar a resolução angular $\delta\theta$ do sistema, cujo valor máximo $\delta\theta \sim 0,1^\circ$ foi estimado por simulação [10]. Na Figura 2. 18 mostramos $\delta\theta$ em função da energia do μ incidente.

O sinal dos tubos é colhido por indução em *strips* (largura $w = 38$ mm) desenhadas na parte metálica de placas laminadas de Al-PVC-Al. As lâminas de alumínio têm espessura $t = 40$ μ m e são coladas na lâmina de PVC ($t = 1,6$ mm). Sobre os tubos são dispostas *strips* paralelas (*x-strips*, separadas por 3 mm, ver Figura 2. 19) e transversais (*y-strips*, separadas por 1,5 mm), que fornecem a coordenada do ponto de impacto da partícula sobre o módulo de tubos. O número total de canais de eletrônica para leitura das *strips* é de ~ 82000 .

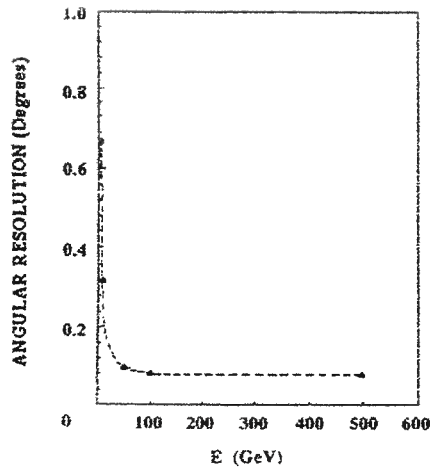


Figura 2. 18: A resolução angular do sistema de tracejamento como função do múon incidente, no intervalo de 5 a 500 GeV.

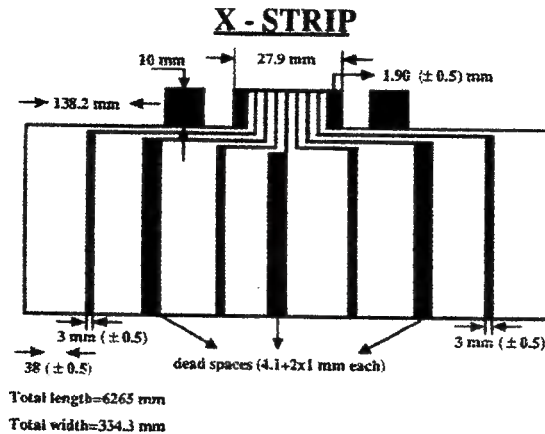


Figura 2. 19: Design das x-strips.

A tensão de trabalho dos tubos é fixada em um valor ~ 100 V acima do ponto de transição entre os modos proporcional e *streamer*, situando-se em média à 4700 V.

O *trigger* básico é acionado quando o sinal supera o limiar de 30 mV (idêntico para todos os tubos). A frequência média do *trigger* básico é ~ 230 Hz para os planos horizontais e ~ 105 Hz para os verticais. O *trigger* geral do sistema de tracejamento é formado pela coincidência temporal de sinais em pelo menos quatro *strips*. A leitura dos eventos é feita por um módulo STROC (*Streamer Tube Readout Card*) de padrão CAMAC. O módulo Starburst J-11, que dispõe de processador próprio, realiza o gerenciamento dos STROCs e a comunicação com o μ -VAX, onde os dados são armazenados em disco.

2.3.g. Objetivos do LVD

Enfatizamos que o principal objetivo do LVD é a detecção de neutrinos de colapsos estelares. Desde o início das operações do aparato, publica-se com frequência resultados sobre o monitoramento da galáxia para a ocorrência de colapsos [11, 12, 13, 14, 15].

Entretanto, a possibilidade de ocorrência de dois colapsos estelares na galáxia em um intervalo menor que 10 anos é reduzida, sendo o último evento a SN 1987A. Assim, um importante critério “prático” em experimentos subterrâneos é a capacidade de realização de investigações científicas em diferentes campos. O LVD foi projetado para ser um experimento de uso múltiplo, oferecendo possibilidades de pesquisas em outros ramos da Física Subterrânea (prevalentemente raios cósmicos), tendo produzido uma diversidade de resultados desde o início de sua operação.

Na área de neutrinos solares foram feitas duas estimativas do limite superior para o fluxo de $\bar{\nu}_e$ [16, 17]. O estudo de μ subterrâneos forneceu resultados sobre: sua dependência angular [18], fluxo de eventos induzidos por neutrinos [19], espectro de μ cósmicos [20], procura de fontes puntiformes de neutrinos via “astronomia de μ ” [21], fluxo de nêutrons induzidos por interações (μ , núcleon) [22], limite superior para o fluxo de μ -*prompt*[†] [23]. Está sendo estudada a possibilidade de identificação de μ ascendentes [24]. A correlação de eventos com o EAS-TOP resultou em estudo da composição dos primários da radiação cósmica [25] e do espectro de μ de altas energias de Chuveiros Extensos [26]. Com os dados do grupo cintilador, além do monitoramento de colapsos e neutrinos solares, foram estudadas possíveis interações de partículas de carga fracionária [27], e correlações temporais entre eventos de neutrinos no LVD e *bursts* γ detectados por satélites [28, 29].

2.4 O Cintilador Aditivado com Gadolínio

Em maio de 1998 os grupos de Turim e Campinas da colaboração LVD iniciaram medidas com um tanque de cintilador no qual foi adicionado gadolínio (Gd) ao líquido base para se estudar a viabilidade deste tipo de mistura como alternativa ao cintilador padrão. As medidas foram realizadas nas dependências externas do complexo laboratorial do Gran Sasso.

Essas medidas fazem parte do programa de otimização da eficiência de captura dos nêutrons do decaimento β -inverso

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.5)$$

visando aumentar a capacidade do LVD de identificar o tipo de interação ocorrida. A motivação em melhorar o desempenho do experimento na identificação dos “canais” de interação de neutrinos, se deve em parte ao estudo sobre a resolução do LVD na determinação dos parâmetros da emissão neutrínica em colapsos estelares, que será discutido mais a frente no item 4.1.b.

[†] Múons produzidos pelo decaimento de mésons charmosos na atmosfera.

A seção de choque do Gd para a captura de nêutrons [30], σ_c , é pelo menos 5 ordens de grandeza maior que a do hidrogênio do cintilador para energias térmicas ($kT=2,5 \times 10^{-2}$ eV), e 2 ordens de grandeza maior para a energia de limiar do LVD (4÷7 MeV). A Figura 2. 20 mostra a dependência com a energia de σ_c para prótons, e por dois dos isótopos mais abundantes do Gd.

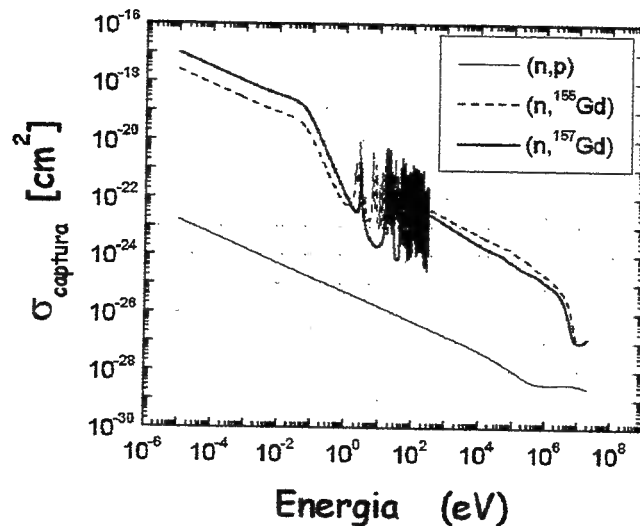


Figura 2. 20: Gráfico da seção de choque de captura de nêutrons por três alvos diversos: prótons (linha sólida clara), ^{155}Gd (linha tracejada), ^{157}Gd (linha sólida escura).

Apesar da grande seção de choque do Gd, que evidencia sua utilidade na identificação da interação (2.1), a estabilidade química do cintilador aditivado não é conhecida. A mistura está sujeita a efeitos de "envelhecimento" precoce e degradação, que podem provocar perda na transparência do líquido ou redução na produção de luz. Ambos os fatores contribuem para a redução de eficiência do detector.

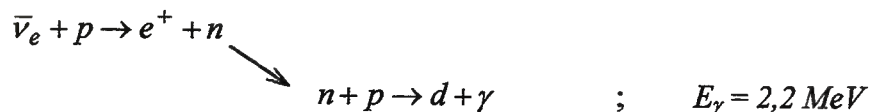
As medidas podem ser divididas em duas categorias:

- i) Estudos da eficiência de detecção dos nêutrons de captura, feitos com uma fonte de califórnio (^{252}Cf) no cintilador padrão e no cintilador aditivado. O resultado destas medidas permitiu a comparação dos desempenhos dos dois líquidos;
- ii) Estudo da estabilidade, baseado na análise da evolução temporal de indicadores da resposta luminosa do cintilador, como: o espectro de μ da radiação cósmica e a intensidade da corrente anódica das FMs produzida por uma fonte de cobalto (^{60}Co).

2.4.a. Eficiência de detecção de nêutrons

A detecção da captura (n,p) é de grande importância em detectores que têm por objetivo a identificação das interações de neutrinos com energia entre 1 e 100 MeV, como os emitidos em colapsos gravitacionais estelares. Vimos que a identificação do neutrino se dá

pela detecção em coincidência dos sinais do pósitron e do γ de captura do nêutron termalizado:



A eficiência na captura dos nêutrons é portanto uma das características fundamentais desse tipo de detector e devemos medi-la com precisão.

Em 1996 foi realizada uma primeira fase de medidas de eficiência que tinham como objetivo o desenvolvimento e os testes do cintilador líquido de fabricação italiana, utilizado na construção das 2ª e 3ª torres do LVD. Esse cintilador tem a mesma composição química do cintilador russo utilizado na 1ª torre. Todavia, os diferentes processos de fabricação podem ocasionar variações no seu desempenho. Na primeira fase, as medidas de eficiência foram realizadas com o líquido italiano do tipo "padrão", para nos certificarmos da homogeneidade das suas características operacionais em relação ao líquido russo. Na segunda fase (1998) as medidas foram realizadas com o líquido aditivado, para determinarmos a melhoria alcançada na eficiência de captura de nêutrons devida ao Gd. O procedimento experimental de ambas as fases é idêntico e será descrito em detalhes no item referente à primeira fase (líquido padrão). No item da segunda fase (líquido aditivado) apresentaremos apenas os resultados obtidos.

a.i Cintilador Padrão

O detector utilizado nas medidas foi um tanque padrão do LVD (ver item 2.3), completo com o líquido cujas características técnicas podem ser encontradas em [31]. As FMs e a eletrônica de leitura também são as mesmas utilizadas no LVD. A eletrônica é constituída pelo discriminador programável C-175 e pelo módulo ADC/TDC C-176. A fonte de nêutrons utilizada é uma cápsula contendo ^{252}Cf de baixa atividade (~ 6 fissões / min.), posicionada no centro do detector com uma haste de aço inoxidável. O Cf decai por emissão de partículas α (97%) ou fissão espontânea ($\sim 3\%$) [32]. O *trigger* de fissão é dado por um SBC (*Surface Barrier Counter*) montado em contato com a cápsula da fonte. A cada emissão radioativa o SBC produz um sinal que é amplificado e enviado ao discriminador C-175, que filtra os sinais espúrios das partículas α e gera o *trigger* para fixar o tempo "zero" das medidas no módulo C-176. A partir deste instante são habilitadas por um intervalo de 640 μs (*gate*) as medidas de carga (ADC) e tempo (TDC) dos sinais produzidos em coincidência temporal das três FMs em limiar baixo (LET). O sistema de aquisição, baseado no *Branch Highway Driver* CBD8210 (interface CAMAC/VME) e no FIC 8234 (com barramento VME), transfere os dados para seu próprio disco rígido e, em seguida, para o *cluster* DEC (via LAN-ETHERNET) do Laboratório do Gran Sasso, onde finalmente são processados. A Figura 2. 21 mostra o esquema da montagem utilizada nas medidas.

A fonte emite em média $\langle n \rangle = 3,735$ nêutrons/fissão [33]. Esse valor é usado como referência nas medidas experimentais de eficiência de detecção dos nêutrons.

Para a calibração da escala de energia são realizados alguns *runs* com leitura de sinais produzidos pelos μ da radiação cósmica que atravessam o detector e têm espectro

conhecido. Ao canal de ADC que corresponde ao pico da distribuição de sinais de μ é atribuído o valor de 175 MeV^* [9].

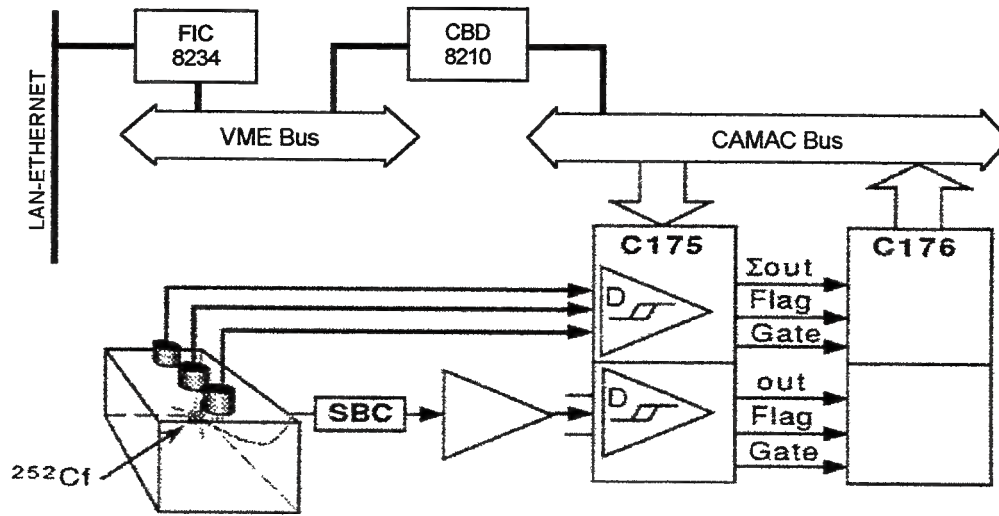


Figura 2. 21: Montagem utilizada nas medidas de eficiência de detecção do nêutron de captura.

• Ruído de fundo

Para medir o ruído de fundo utilizamos a mesma montagem da eletrônica, porém usamos um *trigger* assíncrono, substituindo o sinal do SBC por um gerador de pulsos com período de 100 ms.

Cada pulso de *trigger* gera o *gate* para leitura dos sinais vistos no detector que superem o limiar de discriminação. São medidos a carga e o intervalo de tempo (com precisão de 12,5 ns) transcorrido a partir do *trigger*. O resultado das medidas é resumido na Figura 2. 22, onde são mostrados: (a) o espectro energético dos sinais de fundo registrados no intervalo de 0-20 MeV, (b) a distribuição temporal dos sinais dentro do *gate* e (c) a distribuição de multiplicidade dos pulsos gerados no detector após o *trigger* assíncrono.

Dado o número total de eventos dentro do *gate* $N_{\text{BLT}} = 82.896$ e o número total de *triggers* $N_{\text{AT}} = 23.097$, calculamos o número médio de eventos em limiar baixo em um intervalo de tempo de $640 \mu\text{s}$: $f_b = 3,59 \pm 0,03 \text{ ev./trigger}$.

A uniformidade da distribuição temporal dos eventos de fundo no *gate* (Figura 2. 22b), deve-se à inexistência de correlação com o *trigger*. Finalmente, como era esperado, a distribuição da multiplicidade (Figura 2. 22c) tem um comportamento poissoniano. O valor médio da multiplicidade calculado por ajuste da distribuição experimental é $f_b = 3,58 \pm 0,01 \text{ ev./trigger}$ em bom acordo com o cálculo anterior. Este será o valor adotado para descrever a contaminação do fundo nas medidas com os nêutrons.

* No item 2.2 é explicado com detalhes o procedimento de calibração de energia dos ADCs do LVD.

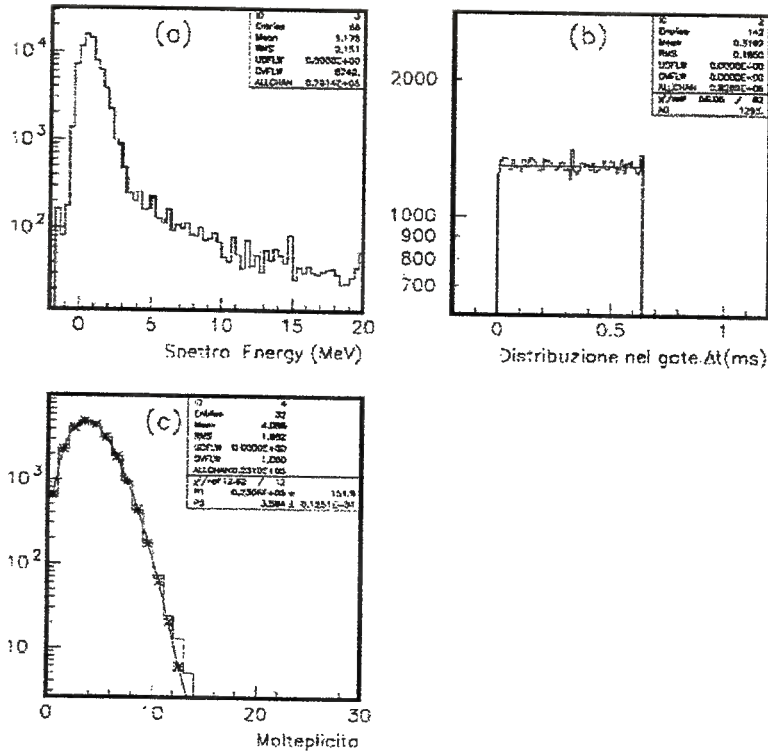


Figura 2. 22: Medidas realizadas para caracterização do ruído de fundo. a) Espectro energético, b) distribuição temporal dos sinais e c) multiplicidade dos eventos dentro do gate.

• Medidas com a fonte de nêutrons

Realizamos o mesmo conjunto medidas (espectro, distribuição temporal e multiplicidade), substituindo o *trigger* assíncrono pelo sinal do SBC, gerado a cada fissão espontânea de um núcleo de Cf. Portanto espera-se que dentro do *gate* estejam presentes, além do fundo, os sinais produzidos pelos nêutrons em correlação temporal com o processo de fissão. Com esta configuração foi realizada uma segunda série de medidas totalizando um tempo de ~ 80 horas de monitoramento da fonte.

Na total foram registrados $N_F = 27.450$ fissões acompanhadas de $N_{SLT} = 173.042$ sinais no *gate* de 640 μs . O resultado final da análise de dados é mostrado na Figura 2. 23. Todos os gráficos referem-se às contribuições somadas do fundo e dos nêutrons emitidos pelo Cf. Em (a) temos o espectro energético no intervalo 0-20 MeV. O gráfico (b) reproduz a distribuição temporal dos eventos em limiar baixo, mostrando como o comportamento exponencial do tempo de captura dos nêutrons que difundem no cintilador se soma à contribuição uniforme do fundo. Finalizando, em (c) temos a multiplicidade dos eventos em limiar baixo.

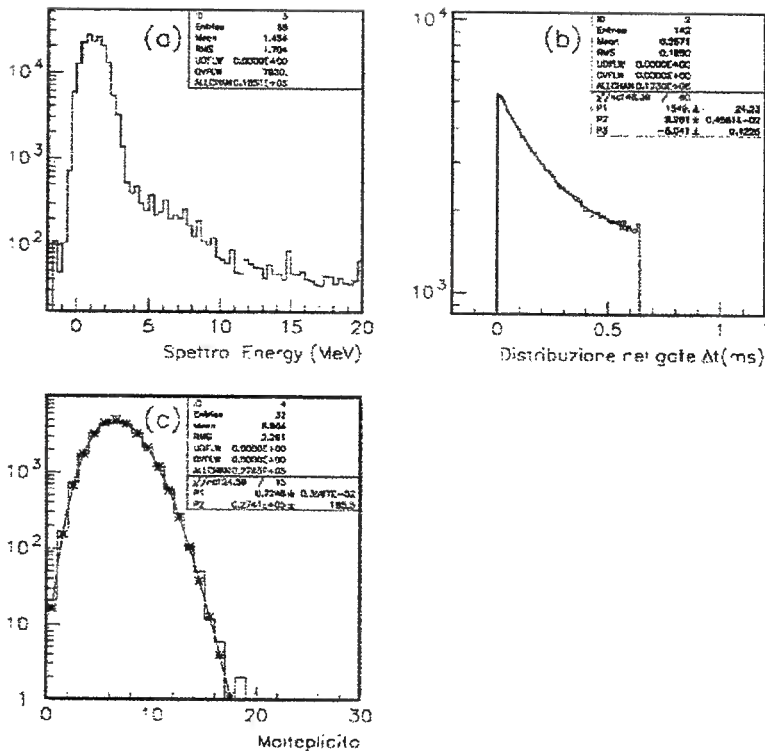


Figura 2. 23: Medidas realizadas com a fonte de nêutrons. a) Espectro energético, b) distribuição temporal dos sinais e c) multiplicidade dos eventos dentro do gate.

- **Cálculo da eficiência ξ de detecção dos nêutrons**

Utilizando os dados obtidos com as medidas de fundo e com a fonte de Cf, estimamos a eficiência média de detecção de nêutrons do cintilador líquido padrão empregando três métodos diferentes de análise:

Método A

Dos dados coletados podemos calcular o número médio de eventos por *trigger* observado durante a medida:

$$f_s = \frac{N_{SLT}}{N_F} = 6,30 \pm 0,04 \text{ ev./trigger}$$

Usando as medidas da contribuição do fundo f_b , podemos calcular a eficiência percentual fazendo:

$$\xi = \frac{f_s - f_b}{\langle n \rangle} \times 100 = 73 \pm 1 \% \quad (2.6)$$

Método B

Consideremos a distribuição de multiplicidade obtida com a segunda medida. Ela deve resultar da soma de duas distribuições distintas de multiplicidade, relativas às duas componentes que estamos observando, sendo:

⇒ o fundo, descrito por uma distribuição poissoniana $P_f(f_b, k)$ que foi verificada experimentalmente e teve seu valor médio estimado (ver Figura 2. 22c).

⇒ os nêutrons emitidos juntos com a fissão, que seguem uma distribuição de multiplicidade gaussiana $P_s(n)$ com valor médio $\langle n \rangle = 3.735$ e desvio padrão 1,08 [34].

A distribuição de multiplicidade $P_{tot}(m)$ esperada, que descreve o efeito conjunto das duas componentes, deve ser confrontada com a distribuição experimental obtida. Esta última distribuição tem como único parâmetro incógnito a eficiência de detecção ξ do aparato. $P_{tot}(m)$ é dada pela expressão [8]:

$$P_{tot}(m) = \sum_{k=0}^m \sum_{n=m-k}^{n_{max}} \binom{n}{m-k} \xi^{m-k} (1-\xi)^{n-m+k} P_f(k) P_s(n) \quad (2.7)$$

O valor determinado para ξ através do ajuste da distribuição experimental de multiplicidade usando (2.7) é $\xi = 72,5 \pm 0,4 \%$. O erro é dado pelo procedimento de minimização utilizado no ajuste, e equivale à variação em ξ que é obtida ao refazermos o ajuste com variação de $\pm 1 \sigma$ no valor médio da poissoniana de fundo.

Método C

Conforme verificamos com a primeira medida utilizando o *trigger* assíncrono, a distribuição temporal dos eventos de fundo no *gate* é uniforme, por ser relacionada a um evento casual. Ao contrário, a distribuição temporal dos sinais associados à captura (n, p) dos nêutrons de fissão pelos prótons livres do cintilador tem um comportamento exponencial com um tempo médio de decaimento $\tau \sim 200 \mu s$ (para um detector de dimensões infinitas). Este fato nos permite avaliar o número de nêutrons detectados estudando a forma da distribuição temporal medida. Podemos descrever a distribuição como a soma do fundo uniforme e da supracitada exponencial negativa:

$$f(t) = a + b \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.8)$$

Fixando o intervalo do ajuste entre 0 e 640 μs obtemos os valores:

$$\left. \begin{aligned} a &= 1549 \pm 29 \\ b &= 3870 \pm 18 \\ \tau &= 198 \pm 5 \mu s \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

A consistência das medidas pode ser verificada ao analisarmos os resultados do ajuste. O parâmetro a representa o nível de contaminação determinado pelo fundo na medida dos nêutrons. O valor obtido corresponde a uma frequência de eventos por *trigger* de $f_b = 3,61 \pm 0,06$ que, comparado ao valor obtido através da medida direta do fundo (*trigger*

assíncrono) $f_b = 3,58 \pm 0,01$, mostra uma boa concordância. Adicionalmente, podemos analisar o valor obtido para o parâmetro τ , comparando-o com a estimativa do tempo médio de captura dado por $\tau_c = l_c / v_t$, onde l_c é o livre caminho médio dos nêutrons no cintilador e v_t é a velocidade média dos nêutrons termalizados ($E_t = 0,025$ eV). Se usarmos $l_c = (n \cdot \sigma_c)^{-1}$, onde n é a densidade volumétrica de alvos e σ_c é a seção de choque para captura [35], τ_c pode ser escrito como

$$\tau_c = \frac{1}{n\sigma_c v_t} \quad (2.10)$$

Considerando apenas o hidrogênio do cintilador*, e usando os valores numéricos ($n = 7,5 \times 10^{22}$ cm⁻³, $\sigma_c(E_t) = 3,3 \times 10^{-25}$ cm² e $v_t = 2,2 \times 10^5$ cm/s) temos $\tau_c = 184$ μ s. O valor medido ($\tau = 198$ μ s) é maior que o τ_c estimado, devido ao tempo para a termalização, que não foi contabilizado. O tempo característico de moderação de nêutrons na água, onde o hidrogênio também tem maior peso no processo, é de $\tau_m = 10$ μ s [35]. A razão entre n da água e do cintilador é $\sim 90\%$, logo podemos utilizar esse valor como uma boa aproximação para o tempo de moderação no cintilador e adicionar essa quantia ao valor estimado de τ_c , obtendo $\tau_{tot} = \tau_m + \tau_c = 194$ μ s; mostrando uma concordância de $\sim 2\%$ entre o valor estimado e o medido.

A frequência f_s de eventos de nêutrons de fissão por *trigger* pode ser calculado pela integral

$$f_s = \frac{1}{N_F} \int_0^{t_g} [f(t) - a] dt \quad (2.11)$$

onde $t_g = 640$ μ s e N_F é o número de *triggers* devido às fissões do Cf. Usando $f(t)$ parametrizada pelo ajuste dos dados experimentais em (2.9), obtemos $f_s = 2,69 \pm 0,06$ ev./fissão. Finalizando, ξ é dada por: $\xi = \frac{f_s}{\langle n \rangle} \times 100 = 72 \pm 2 \%$.

• **Resultados**

Os resultados das medidas são sintetizados na Figura 2. 24 onde os valores de ξ obtidos com os diversos métodos de análise são mostrados juntos ao valor médio $\langle \xi \rangle = 72,5 \pm 0,7 \%$ (linha sólida).

Podemos ainda calcular a eficiência de detector independentemente da lógica de aquisição utilizada (substancialmente, normalizar o resultado para uma duração de *gate* infinita), obtendo:

* Lembramos que a composição do cintilador é C₁₀H₂₂. Porém, no processo de captura podemos desprezar a contribuição do carbono que é ~ 200 vezes menor que a do hidrogênio.

$$\xi' = \xi \cdot \frac{\int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt}{\int_0^{t_g} e^{-\frac{t}{\tau}} dt} \quad ; t_g = 640 \mu\text{s} \quad \Rightarrow \xi' = 75,4 \pm 0,7 \% \quad (2.12)$$

Ressaltamos que este resultado foi obtido com a fonte de Cf posicionada no centro do detector. Para considerarmos os efeitos geométricos (ou seja, que a interação que produz o nêutron pode ocorrer em *qualquer* ponto do detector), foram realizadas simulações parametrizadas pelos resultados das medidas. O resultado é uma eficiência compreendida no intervalo de 50÷60%. Esse resultado é similar ao obtido previamente (com uma medida na galeria subterrânea e portanto com baixo nível de ruído de fundo) para o cintilador utilizado na 1ª torre [11], mostrando a uniformidade de desempenho dos dois líquidos diferentes utilizados no experimento.

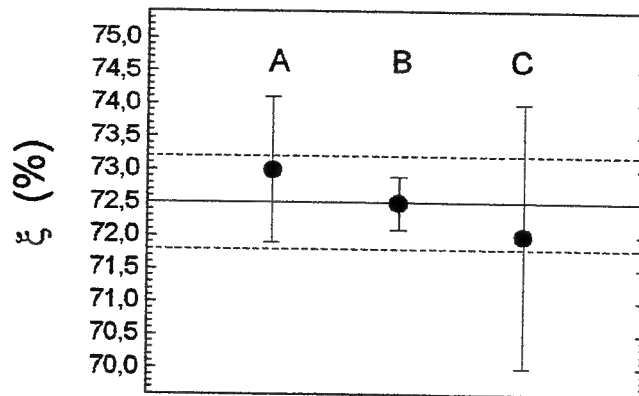


Figura 2. 24: Síntese dos resultados obtidos para ξ com os três métodos de análise diferentes. $\langle \xi \rangle = 72,5 \pm 0,7 \%$. Linha sólida: $\langle \xi \rangle$; linhas pontilhadas: $\pm 1\sigma$.

a.ii Cintilador Aditivado

O procedimento experimental das medidas realizadas com o cintilador aditivado é o mesmo descrito para o cintilador padrão. Inicialmente caracterizamos o fundo, seguido das medidas com o *trigger* de fissão para estudarmos a dinâmica da captura dos nêutrons.

Na Figura 2. 25a temos o espectro de energia dos eventos em limiar baixo habilitado pelo *trigger* assíncrono, e na Figura 2. 25b a sua distribuição temporal dentro do *gate*. Novamente obtivemos uma distribuição uniforme para o fundo, como esperado. Foram registrados $N_{BLT} = 74.050$ eventos dentro do *gate* gerado em $N_{AT} = 17.030$ pulsos de *trigger* assíncrono. A frequência de eventos de fundo por *trigger* obtida nesta medida é $f_b = 4,35 \pm 0,04 \text{ ev./trigger}$.

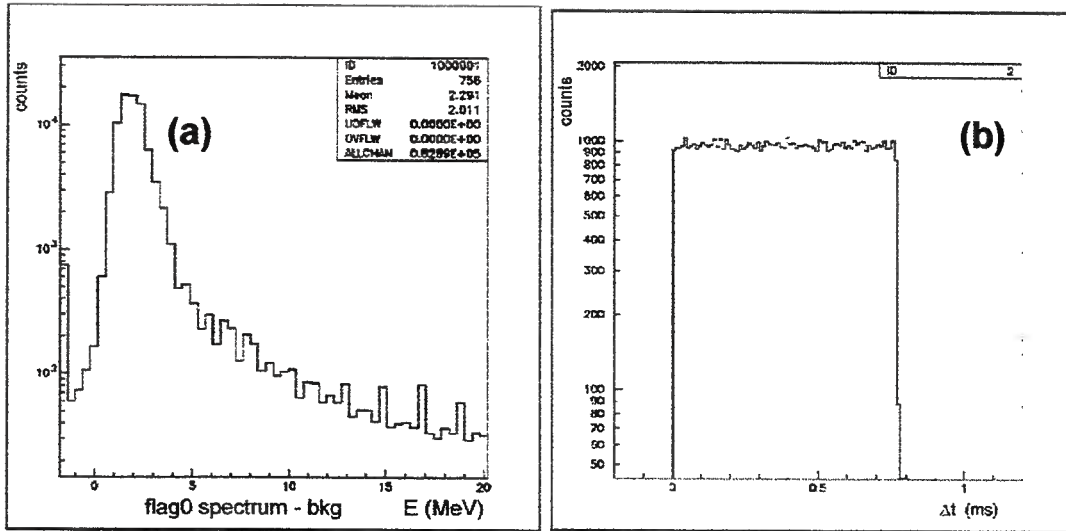


Figura 2. 25: Medidas realizadas para caracterização do ruído de fundo com o cintilador aditivado. a) espectro energético, b) distribuição temporal dos sinais.

• **Medidas com a fonte de nêutrons**

A Figura 2. 26a e a Figura 2. 26b correspondem ao espectro e à distribuição temporal dos eventos com o *trigger* de fissão do Cf. A distribuição temporal dos eventos de nêutrons também tem comportamento exponencial, como nas medidas com o cintilador padrão, e o ajuste dos dados usando a função (2.8) resultou nos parâmetros:

$$\left. \begin{aligned} a &= 430 \pm 4 \\ b &= 3942 \pm 56 \\ \tau &= 63 \pm 4 \mu\text{s} \end{aligned} \right\} (2.13)$$

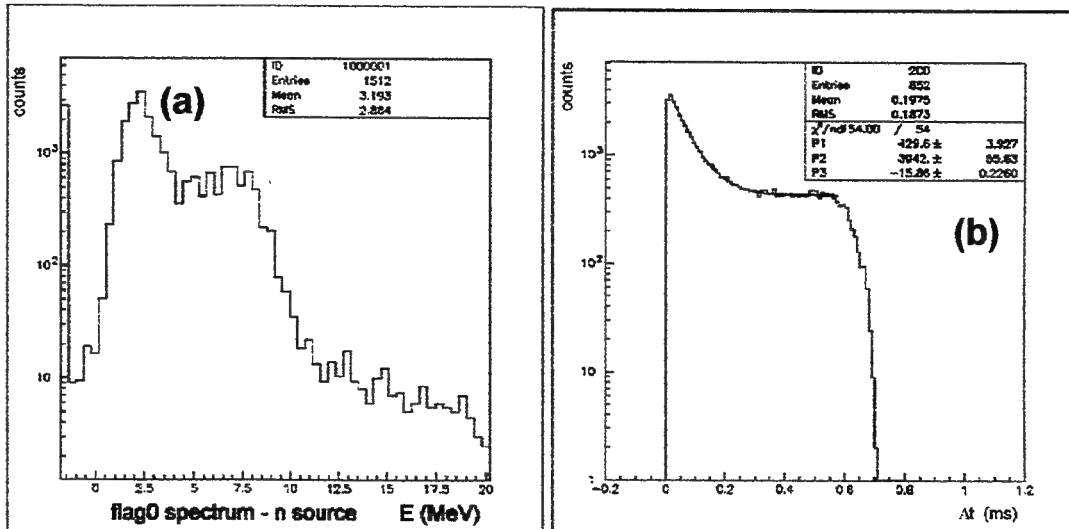


Figura 2. 26: Medidas realizadas com a fonte de nêutrons imersa no cintilador aditivado. a) espectro energético e b) distribuição temporal dos sinais.

Examinando com detalhes os resultados obtidos, vemos que o valor de f_b relatado nas medidas de fundo é ~ 20% maior que o obtido com o cintilador padrão. Observamos que a duração do *gate* nas novas medidas, devido a problemas técnicos, não foi fixada em 640 μ s (ver Figura 2. 26), podendo chegar até 770 μ s, portanto é razoável obter uma contagem maior por *trigger*. A consistência das medidas pode ser avaliada de maneira independente da duração do *gate* se usarmos os resultados do ajuste da distribuição dos intervalos de tempo. Vimos que o parâmetro a determina o nível de contaminação do fundo. A razão a / N_F determina o número de eventos / *trigger.bin* adicionados à distribuição pelo fundo. Das medidas realizadas com o Cf imerso no cintilador aditivado resulta $a / N_F = (5,88 \pm 0,09) \times 10^{-2}$ ev./ *trigger.bin*, já com o cintilador padrão temos $a / N_F = (5,64 \pm 0,09) \times 10^{-2}$ ev./ *trigger.bin*, portanto o acordo entre estas medidas é melhor que 5%.

A constante de tempo τ é cerca de 3 vezes menor que a obtida nas medidas com o cintilador padrão, mostrando o efeito do Gd dissolvido no líquido, que aumenta a seção de choque e reduz o tempo de captura. Do parâmetro τ podemos extrair a concentração de Gd no cintilador. Primeiro, calculamos τ_c subtraindo de τ o tempo de moderação do nêutron que, como na análise anterior, pode ser tomado como $\tau_m = 10$ μ s porque podemos desprezar a contribuição do Gd na moderação. Da subtração resulta $\tau_c = 53$ μ s. O tempo de captura τ_c , nesse caso, é descrito pela fórmula (2.10) na sua forma genérica, onde se leva em conta a composição mista do cintilador^{*}:

$$\tau_c = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^N n_i (\sigma_c)_i \right) \cdot v_t} \quad (2.14)$$

onde usamos $(l_{ef})^{-1} = \sum_i^N (l_c)_i^{-1}$, sendo l_{ef} o livre caminho médio efetivo devido à presença

de N elementos em um material composto. Aqui temos $N = 2$ (H e Gd). Para nêutrons térmicos, a seção de choque de captura do Gd é $(\sigma_c)_{Gd} = 2,5 \times 10^{-19}$ cm² [30]. Isolando a densidade de átomos de Gd em (2.14) e substituindo os demais valores, temos $n_{Gd} = 2,4 \times 10^{17}$ átomos/cm³. Uma das formas que o Gd é encontrado é o óxido Gd₂O₃. O valor estimado de n_{Gd} corresponde a uma concentração de 0,07 g/l, ou ~ 0,01% em peso de Gd₂O₃ dissolvido no cintilador. O grupo que estuda oscilações de neutrinos produzidos no reator nuclear de Palo Verde (E.U.A.), usando um aparato também baseado em cintilador líquido, reporta um valor de $\tau = 30$ μ s, porém com uma concentração de Gd de 0,1% em peso, e dissolvido em um cintilador de composição diferente (40% 1-2-4 trimetilbenzeno + 60% óleo mineral) [37].

No espectro energético (Figura 2. 26a) observa-se o pico no intervalo de ~ 6÷8 MeV devido aos gamas de desexcitação do Gd após a captura do nêutron termalizado. Ressalta-se que nesse intervalo de energia é possível uma ótima discriminação entre os

¹ A seção de choque de espalhamento σ_s do Gd é uma ordem de grandeza maior que a do H, porém a densidade de átomos de H é 5 ordens de grandeza maior.

^{*} Considera-se mais de um componente, quando as contribuições $(n_i \sigma_c)_i$ dos diferentes elementos do composto são da mesma ordem de grandeza. Em particular, temos $(n_i \sigma_c)_H \sim (1/3) (n_i \sigma_c)_{Gd}$.

eventos de captura e o ruído de fundo. Além disso, são energias bem maiores que a do LET (0,5 MeV), portanto os efeitos da eficiência do discriminador próximos ao limiar podem ser desconsiderados.

Passemos à análise da eficiência de captura ξ_{Gd} do cintilador aditivado, onde empregamos os métodos A e C descritos na seção anterior.

Método A

Foram analisados um total de $N_{SLT} = 56177$ eventos dentro do *gate* gerado em $N_F = 7306$ *triggers* de fissão, coletados em ~ 40 horas de monitoramento da fonte. O número médio de eventos por *trigger* observado durante a medida é dado por:

$$f_s = \frac{N_{SLT}}{N_F} = 7,69 \pm 0,09 \text{ ev./trigger}$$

Novamente calculamos a eficiência percentual fazendo:

$$\xi_{Gd} = \frac{f_s - f_b}{\langle n \rangle} \times 100 = 89 \pm 3 \% \quad (2.15)$$

Método C

Usando a parametrização (2.13) para avaliar a integral (2.11), temos como resultado $f_s = 3,39 \pm 0,04$ nêutrons / fissão, logo

$$\xi_{Gd} = \frac{f_s}{\langle n \rangle} \times 100 = 91 \pm 1 \% \quad (2.16)$$

• Resultados

Os resultados das medidas com o cintilador aditivado são sintetizados na Figura 2. 27 onde os valores de ξ_{Gd} obtidos com os métodos A e C de análise são mostrados juntos ao seu valor médio $\langle \xi_{Gd} \rangle = 90 \pm 1 \%$ (linha sólida).

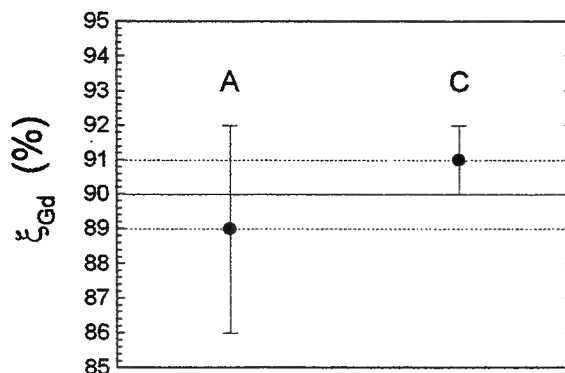


Figura 2. 27: Síntese dos resultados obtidos para ξ_{Gd} do cintilador aditivado com os dois métodos de análise diferentes (A e C). $\langle \xi_{Gd} \rangle = 90 \pm 1 \%$. Linha sólida: $\langle \xi_{Gd} \rangle$; linhas pontilhadas: $\pm 1\sigma$.

Nesse caso não é necessária a extrapolação com a fórmula (2.12) porque a duração do *gate* é cerca de 10 vezes maior que τ , assim obteríamos praticamente o mesmo resultado. Outra vez lembramos que a fonte de Cf foi fixada no centro do detector. Para considerarmos também aqui os efeitos geométricos, como primeira aproximação, podemos aplicar de forma proporcional o resultado do cintilador padrão, obtendo uma eficiência global entre 62÷74%. Uma estimativa mais acurada requer uma nova simulação, com as alterações na composição química do cintilador.

Na Tabela 2. 5 temos a comparação entre os desempenhos do cintilador padrão e do aditivado.

Método	ξ (%) (cint. padrão)	ξ_{Gd} (%) (cint. aditivado)
A	73 ± 1	89 ± 3
B	72,5 ± 0,4	-
C	72 ± 2	91 ± 1
Média	72,5 ± 0,7	90 ± 1

Tabela 2. 5: Tabela comparativa das eficiências do cintilador padrão (ξ) e do cintilador aditivado com gadolínio (ξ_{Gd}).

Como resultado das medidas com o cintilador aditivado, vemos que o Gd alçou de 72 para 90% o valor de ξ , otimizando a identificação de $\bar{\nu}_e$ com detectores do tipo usado no LVD. Todavia, este resultado isoladamente não habilita o uso do Gd no experimento. A melhoria alcançada com o tanque protótipo justifica o esforço para a modificação de todo o cintilador já em operação no aparato (~ 600 ton., devendo atingir 1000 ton. no final de 2000), desde que tenhamos plena certeza sobre seu desempenho a longo prazo, visto que experimentos como o LVD são projetados para um ciclo de coleta de dados da ordem de décadas. Portanto, foi realizado um outro conjunto de medidas, onde utilizamos os μ da radiação cósmica e o monitoramento da corrente anódica das FMs, para estudo da estabilidade e possíveis efeitos de degradação do cintilador aditivado.

2.4.b. Evolução temporal do cintilador aditivado

b.i Deslocamento do pico de μ

O espectro de μ da radiação cósmica é utilizado como referência para calibração em energia dos ADCs C-176 do LVD (ver item 2.3). A mesma radiação foi utilizada no acompanhamento da evolução temporal do cintilador aditivado através de medidas feitas no laboratório externo, com o sistema de aquisição configurado em *auto-trigger* do tanque estabelecido pela coincidência tripla das FMs, e apenas o limiar alto habilitado. A amostra de cintilador testado, o tanque acondicionador, e a eletrônica de aquisição foram os mesmos utilizados nas medidas de eficiência de captura de nêutrons. A Figura 2. 28 mostra a montagem experimental e a Figura 2. 29 mostra um dos espectros obtidos.

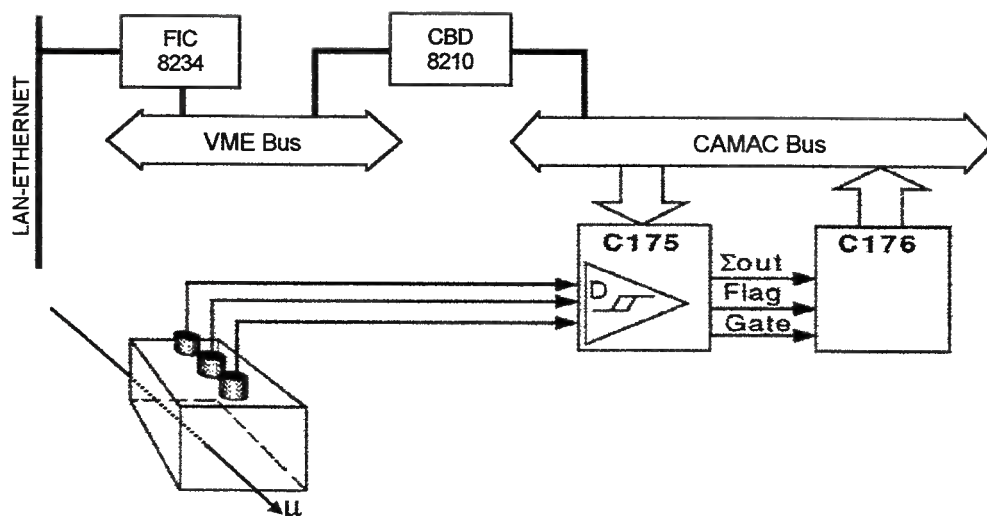


Figura 2. 28: Esquema da montagem utilizada nas medidas do espectro de μ com o tanque de cintilador aditivado.

A energia média dos μ na superfície é ~ 4 GeV [32], região onde dE/dx tem variação lenta com a energia, podendo ser considerada constante. No item 2.3.e, vimos que nesse caso o espectro de μ depende apenas da distribuição de comprimentos do traço dentro do tanque. A dependência angular do fluxo de μ na superfície ($\propto \cos^2\theta$) é independente do tempo, fazendo com que os comprimentos de traços dentro do tanque tenham distribuição vinculada apenas à geometria do detector. Portanto, as variações temporais na posição do pico sobre a escala do ADC refletem alterações na produção / propagação de luz no cintilador, e não alterações do fluxo incidente de μ . No caso de estabilidade do cintilador aditivado, o pico do espectro deve se posicionar sempre próximo do mesmo valor de canal de ADC, e em caso de degradação a posição do pico se desloca gradualmente para valores menores.

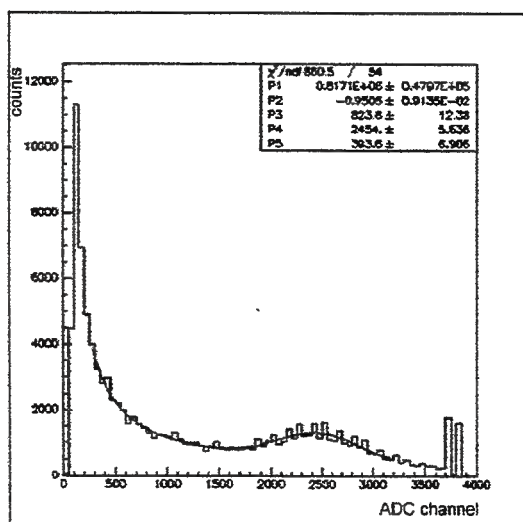


Figura 2. 29: Espectro de μ medido com o cintilador aditivado.

O pico do espectro é determinado a partir do ajuste da distribuição dos pulsos em canais de ADC X com a função:

$$I(X) = X^{-\alpha} + A \cdot e^{-\beta(X-X_p)^2} \quad (2.17)$$

onde o primeiro termo descreve o ruído de fundo[†] e o segundo é uma gaussiana associada aos pulsos dos μ . O parâmetro X_p é o canal de ADC que corresponde ao pico ("pico de μ "). A Tabela 2. 6 mostra os valores de X_p obtidos dos ajustes e a data em que foi feito o espectro.

A Figura 2. 30 mostra o deslocamento do pico de μ em função do tempo. A redução no valor de X_p sugere o efeito de degradação do cintilador provocada pela presença do gadolínio no líquido, que estaria reduzindo sua transparência.

Data	t (dias)	X_p (canal de ADC)
27/06/98	0	2454
03/07/98	6	2375
10/07/98	13	2395
16/07/98	19	2332
07/08/98	41	2172
13/08/98	47	2205
20/08/98	58	2180

Tabela 2. 6: Valores do parâmetro X_p obtidos com os ajustes dos espectros de μ .

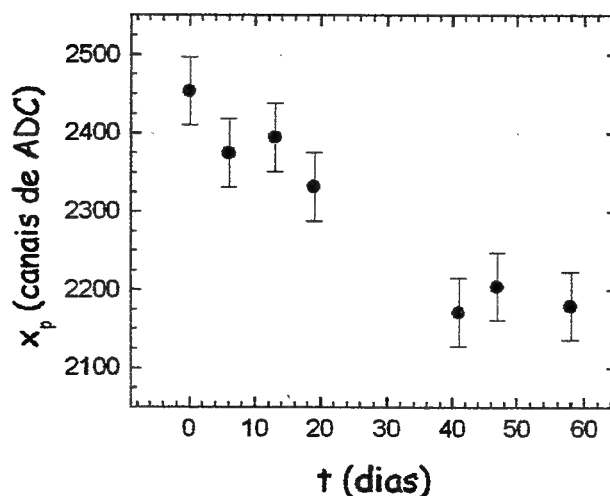


Figura 2. 30: Evolução temporal do pico de μ (parâmetro X_p).

[†] A lei de potência associada ao ruído é arbitrária. Foram tentados ajustes utilizando-se uma exponencial negativa, porém com resultados menos satisfatórios.

b.ii Medidas do comprimento de atenuação

A hipótese de redução de transparência do líquido, foi testada acompanhando-se a evolução temporal do seu comprimento de atenuação λ . As medidas de λ foram feitas com base na corrente anódica das FMs produzida por uma fonte de ^{60}Co em contato com o tanque ("corrente de cobalto", I_{Co}). A fonte tem uma atividade de 0,5 mCi e produz um feixe colimado de gamas (duas linhas espectrais: $E_1 = 1,173$ MeV, $E_2 = 1,333$ MeV) e elétrons ($E = 0,316$ MeV). A intensidade de I_{Co} é utilizada como parâmetro na equalização dos ganhos das FMs do LVD (ver item 2.3).

O tanque detector tem sensibilidade suficiente para registrar variações de até 1/30 na corrente anódica para deslocamentos da fonte de alguns centímetros, fazendo com que a fonte possa ser usada como "localizadora" da região de produção de luz. Exploramos essa característica para checar a redução da transparência do cintilador indicada pelas medidas com os μ , que por sua vez, não são adequadas para esse fim, pois não podemos localizá-los no interior do tanque. O controle foi feito estimando-se λ a partir de I_{Co} medida para diferentes posições da fonte em relação às FMs.

O valor de I_{Co} deve ser analisado em função do ângulo sólido compreendido entre o fotocátodo e a posição da fonte, pois uma comparação entre as dimensões típicas do tanque (~ 1 m) e do fotocátodo ($\phi = 0,15$ m), mostra que não podemos fazer uma aproximação puntiforme deste último no estudo da coleta de luz pelas FMs.

A intensidade de luz de cintilação L que atinge o fotocátodo pode ser decomposta nas parcelas: $L = L_d + L_r$, onde L_d é a fração de luz direta coletada pelo fotocátodo e L_r a fração coletada por reflexão. L_d é dada por $L_d = L_0 (\Omega / 2\pi)$, onde L_0 é a intensidade luminosa total e Ω é o ângulo sólido entre o fotocátodo e a fonte de luz. Logo, $L_r = k L_0 (1 - \Omega / 2\pi)$, sendo k o coeficiente de coleta de luz que depende das propriedades ópticas e geométricas do detector a cintilação. Podemos escrever k como:

$$k = a \frac{\alpha\beta}{1 - \alpha\beta} \quad (2.18)$$

onde $a = 2,2 \times 10^{-3}$ é a razão entre a área do fotocátodo e a área interna do tanque, $\alpha = 0,91 \pm 0,03$ é o coeficiente de reflexão do *mylar* que recobre a parede do tanque e β o coeficiente de transmissão do líquido, dado por $\beta = \exp(-\bar{d} / \lambda)$, onde $\bar{d} = 0,92$ m é a distância média entre duas reflexões sucessivas no tanque [8].

As FMs operam em regime linear, o que possibilita escrevermos as relações acima substituindo a intensidade de luz de cintilação pela corrente anódica. Reagrupando os termos, temos a função que estabelece a relação entre a corrente I_{Co} e Ω :

$$I_{Co} = I_0 k + I_0 (1 - k) \frac{\Omega}{2\pi} \quad (2.19)$$

Em (2.19) temos uma dependência implícita entre I_{Co} e λ através do coeficiente k .

A análise que realizamos para obtenção de λ consiste em, primeiro, determinar k usando a função (2.19) para ajustar as medidas de I_{Co} vs. Ω , feitas com a fonte em diferentes posições sobre o tanque. Uma vez estimado o valor de k , usa-se (2.18) para obtermos λ .

A Figura 2. 31 mostra o mapa do posicionamento da fonte utilizado nas medidas. Os números identificam as posições e seguem ordem crescente do valor de Ω de cada posição. Na análise utilizamos apenas os dados da FM-B, por critérios técnicos.

O valor de Ω entre o fotocátodo e um ponto genérico do tanque dado por \vec{r} é:

$$\Omega = \iint_S \frac{\vec{ds} \cdot \hat{r}}{r^2} \quad (2. 20)$$

onde \hat{r} é o versor na direção de \vec{r} , \vec{ds} é o elemento de área orientada e S o domínio de integração dado pelas dimensões do fotocátodo.

Todavia, apesar da característica “localizadora” da fonte radioativa, não temos absoluta certeza do ponto onde ocorreu a produção da luz de cintilação devido aos γ . Essa situação pode ser contornada, pois a emissão da fonte é colimada e podemos aproximar o feixe de γ por uma reta. À cada ponto sobre o feixe, podemos atribuir uma probabilidade de sobrevivência dos γ . A probabilidade é obtida pela normalização da função que descreve a intensidade de um feixe de fótons após atravessar uma profundidade t [g/cm^2] de matéria: $I = I_0 \cdot \exp(-t/l)$, onde l é o comprimento de absorção que depende do meio atravessado e da energia dos γ , então a probabilidade de sobrevivência $p(t)$ é:

$$p(t) = \frac{\rho}{l} \cdot \exp\left(-\frac{t\rho}{l}\right) \quad (2. 21)$$

onde ρ é a densidade do meio. Em nosso caso temos $E = 1,2 \div 1,3$ MeV, e tanto para o H quanto para o C, $l \sim 20 \text{ g}/\text{cm}^2$ [32].

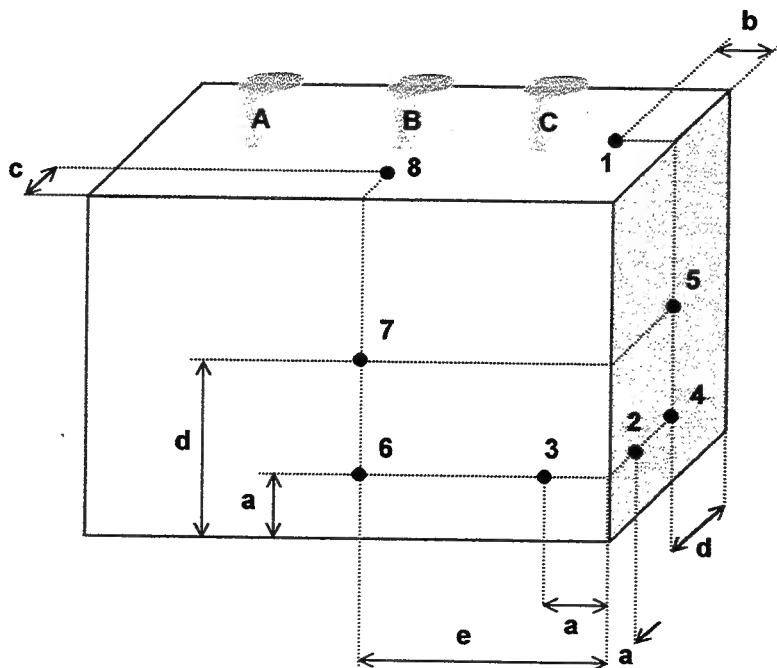


Figura 2. 31: Mapa do posicionamento da fonte de ^{60}Co sobre o tanque para as medidas de I_{c_0} . *Letras maiúsculas:* identificação das FMs. *Letras minúsculas:* distâncias, onde $a = 0,1 \text{ m}$, $b = 0,15 \text{ m}$, $c = 0,25 \text{ m}$, $d = 0,5 \text{ m}$, $e = 0,75 \text{ m}$. *Números:* identificação das posições (em ordem crescente de Ω).

Agora podemos calcular $\bar{\Omega}$, ponderando o ângulo sólido compreendido pelo fotocátodo e cada ponto t do feixe onde está sendo contabilizada a emissão de luz, usando a probabilidade $p(t)$:

$$\bar{\Omega} = \frac{\int_0^d dt \iint_S \exp\left(-\frac{|\vec{t}| \rho}{l}\right) \frac{\vec{ds} \cdot \hat{r}}{r^2}}{\int_0^d \exp\left(-\frac{|\vec{t}| \rho}{l}\right) dt} \quad (2.22)$$

Em (2.22) introduzimos a dependência de t com as variáveis de integração de Ω usando $\vec{t} = \vec{r} - \vec{f}$, onde \vec{f} é o vetor posição da fonte. A Figura 2. 32 ilustra a circunstância demarcada pelo conjunto fonte-tanque-FM e os vetores utilizados no cálculo de (2.22). Veja na figura que, em geral, a origem dos vetores \vec{r} e \vec{f} são diferentes. \vec{f} tem origem coincidente com a do sistema de coordenadas e \vec{r} com elemento de área \vec{ds} . O limite d nas integrais é a distância total considerada para a penetração do feixe e é vinculada à geometria do detector, estando contida no intervalo $0 \leq d \leq D$, onde D corresponde à distância entre a fonte e a parede oposta do tanque. Observamos que para um detector com $D \gg (\rho l)$ e tomando $d = D$ o denominador pode ser cancelado pois a integral tende a 1 (devido à normalização).

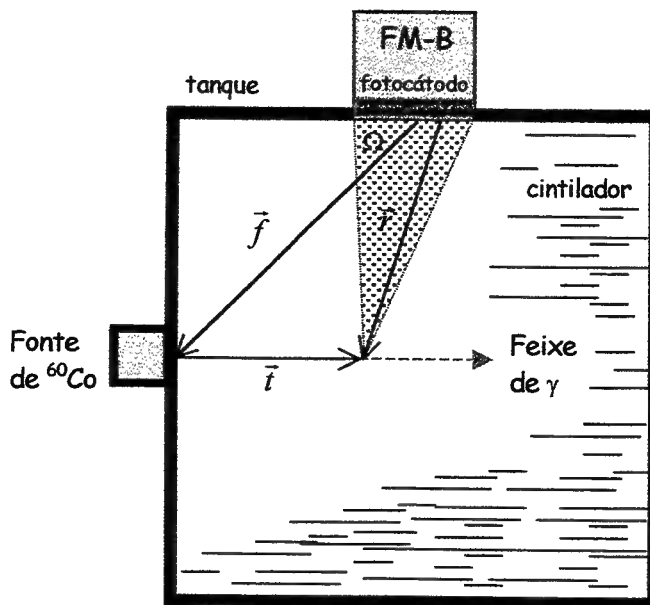


Figura 2. 32: Esquema (sem escala) mostrando a secção-reta do conjunto fonte-tanque-FM e os vetores utilizados para o cálculo de $\bar{\Omega}$. O triângulo hachurado representa a secção de Ω entre o ponto de emissão de luz (dado por \vec{t}) e a superfície do fotocátodo.

No cálculo de $\bar{\Omega}$ para as 8 posições da fonte (ver Figura 2. 31), usamos coordenadas cilíndricas (ρ, ϕ, z) com a origem no centro do fotocátodo da FM-B e o plano- $\rho\phi$ coincidente com a face superior do tanque. A distância de penetração do feixe foi fixada em 1 comprimento de absorção, então $d = l$. A Tabela 2. 7 contém os valores calculados. Note-se que não existe uma relação entre a proximidade da fonte à FM ($|\bar{f}|$) e o valor de $\bar{\Omega}$.

Posição (i)	$\bar{\Omega}$ (str)	$ \bar{f} $ (m)
1	0,0072	0,60
2	0,0088	1,24
3	0,0095	1,22
4	0,0107	1,17
5	0,0152	0,90
6	0,0165	1,03
7	0,0315	0,71
8	0,0732	0,25

Tabela 2. 7: Valores de $\bar{\Omega}$ para as 8 posições da fonte de Co sobre o tanque.

O tanque foi preenchido com o cintilador aditivado na segunda quinzena de abril-1998, sendo que as primeiras medidas foram realizadas no dia 28-04-1998, doravante considerado como o “dia-zero”. Ressaltamos que em uma fase inicial (abril-junho/1998) nossa atenção esteve voltada para as medidas de ξ_{Gd} . Nesse período as medidas de I_{Co} foram realizadas visando o controle de ganho das FMs, feito com a fonte sobre um único ponto de referência e, portanto, não permitem a determinação de k . Após este período, quando surgiram as primeiras evidências sobre a degradação do cintilador vindas da análise do pico de μ , passamos a realizar medidas de I_{Co} voltadas também para o monitoramento da estabilidade do cintilador, onde usamos todas as 8 posições da fonte.

A Figura 2. 33 mostra como exemplo, alguns dos gráficos de I_{Co} vs. $\bar{\Omega}$ com os ajustes feitos para determinar k usando a função (2.19) e, com efeito, vemos que no “dia-zero” temos apenas 3 pontos, após o que temos as medidas com 8 pontos feitas para o controle da estabilidade. Na análise usamos um conjunto que totaliza 14 medidas, com um intervalo médio de ~ 10 dias entre cada uma.

Isolando λ em (2.18) temos:

$$\lambda = \bar{d} \cdot \ln \left(\frac{k}{\alpha(a+k)} \right) \quad (2.23)$$

substituindo em (2.23) os valores de k resultantes dos ajustes, obtemos λ referente a cada dia das medidas de I_{Co} .

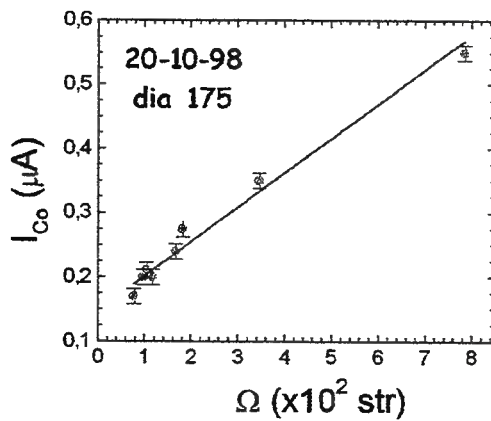
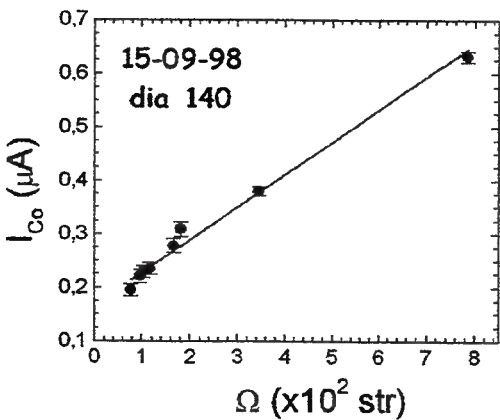
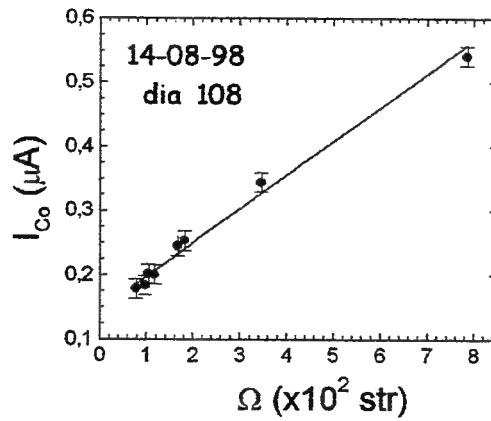
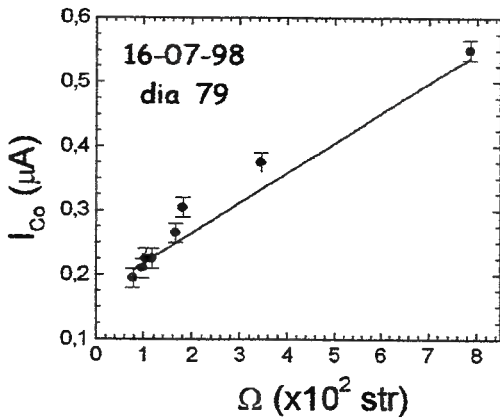
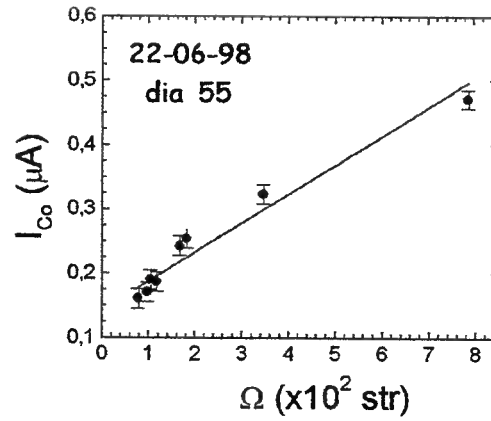
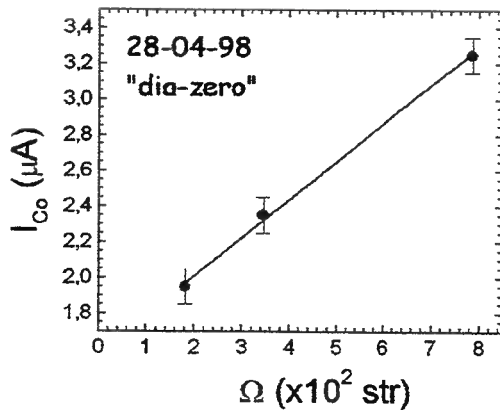


Figura 2. 33: Exemplos de medidas de I_{Co} vs. $\bar{\Omega}$. Nos gráficos são indicados a data e o dia seqüencial em que foi realizada a medida. As retas referem-se ao ajuste usando a função (2.19).

Do conjunto analisado, pudemos observar que I_{Co} referente às posições 6 e 7 estão tendencialmente acima da função ajustada, uma possível decorrência da incerteza no valor calculado para a abscissa e não contabilizada na minimização. Ainda, a medida do dia-zero foi realizada com a fonte sobre os pontos 6-7-8, podendo assim estar sujeita a um forte *bias* introduzido por esses pontos. Para verificarmos a consistência da medida do dia-zero, fizemos uma estimativa adicional de λ utilizando apenas esse sub-conjunto de 3 pontos nos ajustes.

Os valores de k e λ resultantes das duas análises são reportados na Tabela 2. 8, onde o índice “s” refere-se à análise com o sub-conjunto de pontos (6-7-8). Os valores de $\chi^2/g.l.$ mostram a boa qualidade dos ajustes.

Data	Dia seqüencial	k	$\chi^2/g.l.$	λ (m)	k_s	$\chi^2/g.l.$	λ_s (m)
28-04-98	0	0,01160	0,6	14,0 ± 2,0	0,01160	0,6	14,0 ± 2,0
22-06-98	55	0,00500	2,1	3,5 ± 0,7	0,00845	0,2	7,0 ± 1,0
07-07-98	70	0,00577	1,3	4,2 ± 0,9	0,00882	0,5	8,0 ± 2,0
16-07-98	79	0,00532	1,8	3,8 ± 0,8	0,00906	0,1	8,2 ± 1,0
27-07-98	90	0,00404	2,2	2,8 ± 0,7	0,00549	2,2	4,0 ± 2,0
07-08-98	101	0,00470	0,8	3,3 ± 0,5	0,00609	1,2	4,5 ± 1,0
14-08-98	108	0,00436	0,6	3,0 ± 0,5	0,00566	0,3	4,1 ± 0,6
20-08-98	114	0,00466	1,0	3,3 ± 0,5	0,00693	0,1	5,4 ± 0,7
10-09-98	135	0,00446	0,2	3,1 ± 0,4	0,00547	0,1	4,0 ± 0,5
15-09-98	140	0,00432	1,0	3,0 ± 0,3	0,00603	0,5	4,5 ± 0,8
23-09-98	148	0,00455	0,8	3,2 ± 0,2	0,00559	0,1	4,1 ± 0,6
29-09-98	154	0,00461	0,9	3,2 ± 0,2	0,00576	0,1	4,2 ± 0,6
12-10-98	167	0,00451	0,5	3,2 ± 0,3	0,00572	0,2	4,2 ± 0,5
20-10-98	175	0,00436	1,3	3,0 ± 0,2	0,00668	0,1	5,1 ± 0,7

Tabela 2. 8: Valores de k e λ resultantes das duas análises realizadas. O índice “s” assinala os resultados da análise feita com o sub-conjunto de pontos 6-7-8.

Na Figura 2. 34 temos o gráfico da evolução de $\lambda(t)$ e $\lambda_s(t)$, onde é evidente sua redução com o tempo. Vemos também que a transparência se estabiliza, pois λ tende a um valor mínimo λ_m (nas duas análises). Esse é um fato razoável, pois é improvável que o líquido perca completamente a sua transparência ($\lambda \rightarrow 0$). Tendo em vista esse comportamento, ajustamos os dados com uma exponencial adicionada de uma constante:

$$\lambda(t) = \lambda_m + \lambda_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.24)$$

Os parâmetros resultantes do ajuste são mostrados na Tabela 2. 9, e as respectivas curvas podem ser vistas na Figura 2. 34.

Pontos Ajustados	λ_m (m)	λ_0 (m)	τ (dias)	$\chi^2/g.l.$
λ	$3,04 \pm 0,08$	$11,0 \pm 0,6$	27 ± 3	0,08
λ_s	$3,7 \pm 0,6$	$11,0 \pm 2,0$	50 ± 15	1,19

Tabela 2. 9: Resultados dos ajustes usando a função (2.24) sobre $\lambda(t)$ e $\lambda_s(t)$.

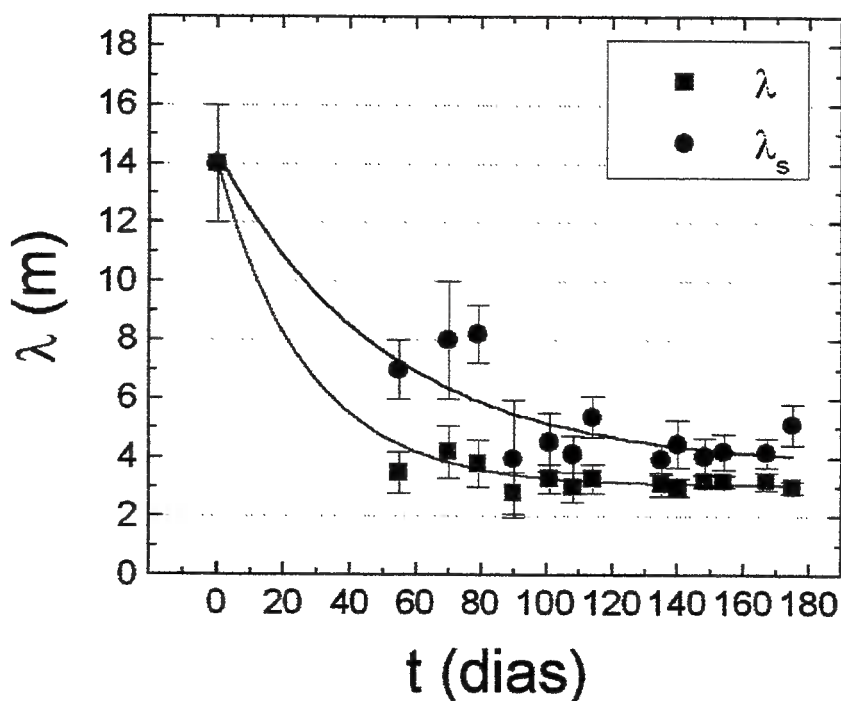


Figura 2. 34: Evolução temporal de λ e λ_s . As curvas são ajustes com a função (2.24).

A medida do dia-zero pôde ser considerada confiável, pois, confrontando as análises, vemos que λ e λ_s apresentam a mesma tendência. Ou seja, na obtenção de k e λ , a terna de pontos (6-7-8) influencia os resultados de maneira semelhante ao conjunto completo de 8 pontos, não obstante os valores de λ_s serem sistematicamente maiores que λ . Na gráfico da Figura 2. 35 temos as variações temporais de λ e λ_s sobrepostas, confirmando a semelhança das tendências. Caso as duas análises apresentassem grandes disparidades, poderíamos colocar em dúvida o valor de $\lambda(0)$ devido ao possível erro induzido pelo uso dos pontos 6-7-8 na sua estimativa, e portanto, deveríamos firmar nossa análise apenas nas medidas feitas a partir do dia 55. Aqui torna-se clara a importância de termos um valor confiável de $\lambda(0)$. Caso estivessemos analisando os dados somente para $t > 55$, estaríamos observando a evolução de λ já próxima ao patamar de estabilidade, que poderia resultar em uma análise inconclusiva com respeito à redução na transparência do cintilador.

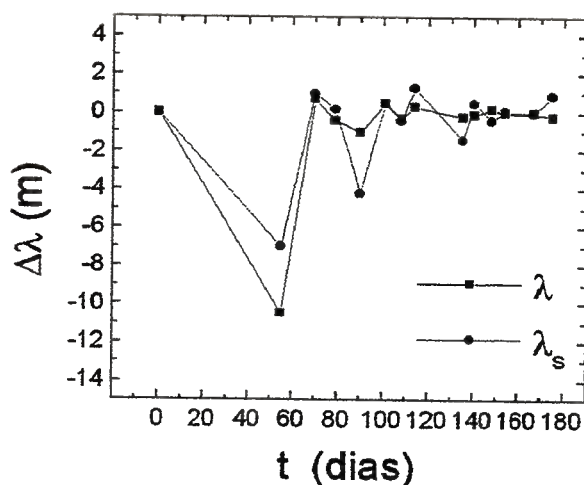


Figura 2. 35: Comparações entre as variações temporais de λ e λ_s , mostrando a semelhança entre as tendências das duas análises.

Uma causa de perda de transparência do líquido é sua oxidação. A amostra de cintilador aditivado sob teste foi borbulhada com argônio (fluxo de $\sim 5 \times 10^{-3}$ atm/min.) para remoção do oxigênio dissolvido, em 3 ocasiões: i) antes do selamento do tanque no dia-zero, ii) no dia 42 (09-06-98) e iii) no dia 132 (10-09-98). Assim, eliminamos dúvidas quanto a fatores de redução da transparência do líquido que não o Gd.

As exponenciais ajustadas sobre λ e λ_s , analisadas em conjunto, indicam que a amostra testada de cintilador aditivado com Gd teve sua transparência reduzida a 1/3 do valor original em um intervalo de 40 dias e estabiliza-se em 1/5 após 150 dias. O já citado grupo de Palo Verde, também relata uma redução na transparência de amostras de 4 diferentes compostos cintilador+Gd, entretanto sem o mesmo comportamento exponencial. Os valores estão nos intervalos: $\lambda(0) = 11,5 \div 14,0$ m \rightarrow $\lambda(200) = 6,0 \div 9,5$ m [37]. Assinalamos que nesse tipo de experimento com reatores, com cronogramas de breve termo para aquisição de dados, é aceitável essa redução na transparência; situação oposta à determinada pelo tipo de pesquisa realizada com o LVD.

2.4.c. Conclusões

Usando um módulo detector igual aos utilizados no LVD, realizamos medidas sobre a eficiência da identificação da captura de nêutrons em duas reações: (n,p) e (n,Gd) . A primeira medida foi feita para caracterizarmos o cintilador em uso nas 2ª e 3ª torres do LVD, mostrando sua compatibilidade com o cintilador russo usado na 1ª torre. A segunda medida comprovou a melhoria na eficiência de identificação de interações de $\bar{\nu}_e$ no cintilador, devido à presença do gadolínio na sua composição. O gadolínio aumenta a eficiência de detecção do nêutron secundário de 72 para 90%. Esse resultado isoladamente pode ser considerado excelente, entretanto devemos considerar que o líquido cintilador empregado no LVD deve ter como característica fundamental a estabilidade, mantendo por longos períodos

a sua transparência e resposta luminosa. A estabilidade do cintilador aditivado com gadolínio foi investigada por meio do monitoramento temporal de indicadores da resposta luminosa do cintilador, como o espectro de μ da radiação cósmica e variações na corrente anódica das FMs na presença de uma fonte radioativa conhecida. O resultado das medidas indicam uma redução exponencial na transparência, com constante de tempo ~ 40 dias e estabilização em 20% da transparência original. Esse tempo é curto em face à vida média de experimentos como o LVD ($15 \div 20$ anos), inviabilizando no momento seu uso.

Desde início de 1999 têm-se realizado esforços em encontrar alternativas para estabilizar o cintilador aditivado com gadolínio. Nova medidas foram iniciadas, encontram-se ainda em curso, e apontavam (setembro-99) para um tempo médio de degradação exponencial de $2,5 \div 3$ anos [38], valor que pode ainda ser considerado pequeno. Caso um novo composto mostre-se estável, seu emprego no LVD está praticamente assegurado devido à melhoria substancial na eficiência de captura de nêutrons.

Referências - Capítulo 2

1. Y. Totsuka, *Rep. Progr. Phys.*, **55**, 377 (1992).
2. Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1562 (1998) - (hep-ex/9807003)
3. P. Galeotti, *Lezioni di Astrofisica Neutrinica*, Università di Torino - CLU, Itália, ano acadêmico 1996-1997.
4. M. Baldo-Ceolin, in *Proc. IV School on Non-Accelerator Particle Astrophysics*, ICTP – Trieste, Itália (1995).
5. A. Burrows, D. Klein e R. Gandhi, *Phys. Rev.*, **45D**, 3361 (1992).
6. R. Wischnewski et al., *Nuclear Physics Proc. Suppl.*, **75A**, 412 (1999).
7. C. Alberini et al., *Nuovo Cimento*, **9C**, 237 (1986).
8. G. Badino et al., *Nuovo Cimento*, **7C**, 573 (1984).
9. V.A. Kudryavtsev e O. Ryazhskaya, Comunicação Interna – INFN / LNGS-92/96, Itália (1992).
10. G. Anzivino et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A329**, 521 (1993).
11. M. Aglietta et al., *Il Nuovo Cimento*, **A105**, 1793 (1992).
12. Colaboração LVD, *Nuclear Physics Proc. Suppl.*, **35B**, 267 (1994).
13. Colaboração LVD, atas da 24^a Conferência Internacional de Raios Cósmicos (ICRC), Roma, Itália, **1**, 762 (1995).
14. Colaboração LVD, atas da 25^a ICRC, Durban, África do Sul, (1997).
15. Colaboração LVD, atas da 26^a ICRC, Salt Lake City, E.U.A., **2**, 233 (1999).
16. Colaboração LVD, atas da 24^a ICRC, Roma, Itália, **4**, 1235 (1995).
17. R. Lo Parco, *Tesi di Laurea*, Università degli Studi di Torino, Itália (1999).
18. Colaboração LVD, atas da 24^a ICRC, Roma, Itália **1**, 552 (1995).
19. Colaboração LVD, *Astroparticle Physics*, **3**, 311 (1995).
20. Colaboração LVD, *Phys. Rev. D*, **58**, n. 9, 2005 (1999).
21. Colaboração LVD, atas da 26^a ICRC, Salt Lake City, E.U.A., **7**, 22 (1999).
22. Colaboração LVD, atas da 26^a ICRC, Salt Lake City, E.U.A., **2**, 44 (1999).
23. Colaboração LVD, *Phys. Rev. D*, **60**, n.11, 2001 (1999).
24. L.G. dos Santos, *Tese de Doutorado*, Universidade Estadual de Campinas (2000).
25. Colaborações EAS-TOP e LVD, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **75A**, 259 (1999).
26. Colaborações LVD e EAS-TOP, *Astroparticle Physics*, **9**, 185 (1998).
27. Colaboração LVD, atas da 24^a ICRC, Roma, Itália, **1**, 861 (1995).

28. Colaboração LVD, atas da 24^a ICRC, Roma, Itália, **1**, 662 (1995).
29. Colaboração LVD, *comunicação interna do LNGS*, INFN/AE-99/19, Itália (1999).
30. <http://www-nds.iaea.or.at> (1999).
31. A.Giuliano, *Technical Report ICGF 1/1996* , Istituto de Cosmogeofisica del CNR - Torino - Itália.
32. *Review of Particle Physics* - Particle Data Group, *Eur. Phys. J.*, **3C**, 167 (1998).
33. D.C. Hoffman et al., *Phys. Rev.*, **21C**, 637 (1980).
34. E. Segrè, *Nuclei e Particelle*, Zanichelli, Bologna - Itália (1982).
35. K. N. Mukhin, *Experimental Nuclear Physics – Physics of Atomic Nucleus*, MIR Publishers, Moscow (1987).
36. Colaboração LVD, *Nuovo Cimento*, **12C**, 1793 (1992).
37. A.G. Piepke, S.W. Moser e V.M. Novikov, *e-print nucl-ex/9904002* (1999).
38. F. Gomez (Istituto di Cosmo-Geofisica/CNR -Turim), comunicação pessoal.

Capítulo 3

O Sinal Esperado no LVD

3.1 A Composição do Sinal Esperado

A comprovação de modelos sobre fenômenos e propriedades das supernovas, como a dinâmica do colapso e o mecanismo de explosão, é possível se sua evolução puder ser acompanhada a partir do sinal experimental. O formalismo que determina a composição do sinal esperado envolve elementos que caracterizam tanto o *burst* de neutrinos como o aparato usado na sua detecção.

O número N de eventos esperados no detector, para um canal de interação específico, pode ser escrito em sua forma diferencial como:

$$dN = \frac{N_T}{4\pi D^2} L_\nu(t', E_\nu) \frac{d\sigma(E_\nu, E_s)}{dE_s} \varepsilon(E_s) \delta(t - t' - \Delta t) dt' dE_\nu dE_s dt \quad (3.1)$$

onde N_T é o número total de partículas alvo para o processo considerado, D é a distância Terra-SN, L_ν é a luminosidade diferencial da fonte em número de neutrinos (número de neutrinos por intervalo de energia e tempo), $d\sigma/dE_s$ é a seção de choque diferencial para um neutrino de energia E_ν criar um secundário de energia E_s , $\varepsilon(E_s)$ é a eficiência do detector em revelar o secundário, t' é o tempo na fonte, t é o tempo no detector (com o tempo de propagação D/c , de um sinal com velocidade da luz, já subtraído), e Δt é o atraso na chegada de neutrinos (relativísticos) com massa m_ν , dado por [1]:

$$\Delta t = \frac{D}{2c} \left(\frac{m_\nu}{E_\nu} \right)^2 \quad (3.2)$$

A equação (3.1) é facilmente adaptável para qualquer tipo de corrente mediadora, tipos de secundários diversos, e combinação entre sabores de neutrinos e processos considerados (canais de interação). A seção de choque diferencial, para todos os canais excetuando-se o espalhamento neutrino-elétron, pode ser aproximada por $\sigma(E_\nu)\delta(E_\nu - E_s - Q)$, sendo Q a energia de limiar da interação [2].

A integração de (3.1) sobre as variáveis adequadas resulta nas quantias mensuráveis: N , $N(\leq t)$, $\frac{dN}{dt}$, $\frac{d^2N}{dt dE_s}$, $\frac{d^2N}{dt dE_\nu}$, $\frac{dN}{dE_s}$ e $\frac{dN}{dE_\nu}$; todas de grande utilidade na caracterização do colapso e da emissão dos neutrinos.

No contexto do formalismo acima, discutiremos nesse capítulo os elementos da equação (3.1) que modulam o sinal esperado no LVD. Descreveremos: a dinâmica e seções de choque de cada canal de interação de ν no LVD e como eles são identificados; a análise realizada para a determinação da curva de eficiência do LVD; e o cálculo do número de eventos esperados em cada canal, que fornece a “amplitude” do sinal no experimento. Finalizando, apresentaremos os métodos de identificação do *burst*, pelas análises temporal e topológica da seqüência de eventos registrados no experimento.

3.2 Interações de neutrinos no LVD

No Capítulo 2 foram citadas as possibilidades de detecção de neutrinos no LVD (ver Tabela 2.3). Nesta seção faremos uma discussão mais completa dos principais canais de interação de neutrinos no cintilador. Além das seções de choque, serão expostas outras características, tais como: a energia de limiar para produção de secundários que possam ser detectados, as características observáveis da dinâmica da interação e o número de partículas-alvo.

Devemos esclarecer que além das interações listadas na Tabela 2.3 existem outras possibilidades de detecção de neutrinos com o LVD, mas de pouca utilidade no estudo de neutrinos de colapso, por exemplo: $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{\pm} + n$. A dinâmica dos secundários nessa reação é semelhante ao decaimento β -inverso (ver próximo item), tornando-a facilmente identificável, porém, sua alta energia de limiar aliada à pequena seção de choque restringe sua utilidade ao estudo de ν_{μ} com energias superiores a centenas de MeV. Nessa faixa de energia o fluxo de neutrinos de colapso é desprezível. Uma possível aplicação desse canal seria no estudo de neutrinos atmosféricos, que têm energias típicas da ordem de GeV. Também existem possibilidades de interações de neutrinos fora do cintilador, por exemplo, na rocha que circunda o experimento ou na estrutura de ferro das torres, que produzem secundários detectáveis. Entretanto, essas interações não serão discutidas nesse trabalho.

3.2.a. Decaimento- β inverso (canal-p)

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.3)$$

Esta interação responde pela maior fração ($\sim 90\%$) do total de eventos esperados de neutrinos de colapso. A parte principal da eletrônica de aquisição de dados do LVD foi projetada especialmente para detecção dessa interação (ver item 2.3.d para descrição da sua dinâmica). As interações por esse canal devem ocorrer principalmente na fase de resfriamento da estrela de nêutrons neonata.

A interação ocorre pela troca de um bóson virtual intermediário W^- , que no caso onde $q^2 \ll M_W^2$ (q é o momento transferido), pode ser aproximada por uma interação puntiforme, com acoplamento de quatro férmions no mesmo vértice (teoria original de E. Fermi para o decaimento- β , de 1935) [3]. A seção de choque é dada por [4]:

$$\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+) = \frac{4G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \cdot (p_e c) E_e \quad (3.4)$$

onde G_F é a constante de Fermi, p_e e E_e são, respectivamente, o momento e a energia do e^+ . O fator 4 é introduzido por tratar-se de uma transição mista, envolvendo as contribuições de Fermi ($\Delta J = 0$) com $|M_F|^2 = 1$, e a de Gamow-Teller ($\Delta J = 1$) com $|M_{GT}|^2 = 3$ [5].

Considerando p e n não como partículas pontuais, mas possuidoras de estrutura interna, podemos modificar a fórmula (3.4) introduzindo o fator de correção para corrente V-A do vértice $p \rightarrow n + W^-$, e também o fator de correção magneto-fraco. Assim temos a seção de choque diferencial [6]:

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e p}}{dE_e} = \sigma_0 \frac{(1 + 3\alpha^2)}{4} (1 + \delta_{WM}) \frac{(p_e c) E_e}{(m_e c^2)^2} \delta(E_\nu - E_e - \Delta_{np}) \quad (3.5)$$

onde σ_0 absorve as constantes ($\sigma_0 = 1,705 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$), m_e é a massa do e^+ (0,511 MeV) e Δ_{np} é a diferença de massa neutron-próton (1,293 MeV). α é a constante de acoplamento vetor-axial ($\sim 1,26$). δ_{WM} é a correção magneto-fraca que vale $-0,00325 \cdot (E_\nu - \Delta_{np}/2) \text{ MeV}^{-1}$. A função delta impõem a conservação de energia. Podemos integrar sobre a energia do e^+ , obtendo a seção de choque em função da energia dos neutrinos:

$$\sigma_{\bar{\nu}_e p}(E_\nu) = 9,4 \times 10^{-44} \cdot (1 + \delta_{WM}) \cdot (E_\nu - \Delta_{np}) \cdot \sqrt{(E_\nu - \Delta_{np})^2 - m_e^2} \text{ cm}^2 \quad (3.6)$$

A energia de limiar para a interação é $Q = 1,8 \text{ MeV}$, que é a soma da massa do e^+ com Δ_{np} . Essa energia seria suficiente apenas para criar os produtos com energia cinética $T = 0$. Porém, uma partícula carregada deve depositar pelo menos $E_{th} = 4 \div 7 \text{ MeV}$ de energia no cintilador para que seja disparado o *trigger*. Considerando a aniquilação $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$, tornam-se disponíveis $E_a = 1,022 \text{ MeV} = 2 m_e$. Devemos satisfazer duas relações:

$$E_\nu = \Delta_{np} + E_e \quad ; \quad T_e + E_a = E_{th} \quad (3.7)$$

onde E_ν é a energia do neutrino para produzir um e^+ com energia E_e , T_e é a energia cinética do e^+ e E_a é a energia da aniquilação. Desprezando a energia cinética do neutron produzido, resulta em:

$$E_\nu > 0,8 + E_{th} \Rightarrow E_\nu > 4,8 \div 7,8 \text{ MeV} \quad (3.8)$$

Essa interação é com os prótons livres, ou seja, sobre os 22 prótons dos átomos de hidrogênio de cada molécula do cintilador. O número N_{tar}^p de prótons-alvo para o LVD completo é:

$$N_{tar}^p = 1,7 \times 10^{32} \quad (3.9)$$

3.2.b. Interações de neutrinos com o ^{12}C

Uma das vantagens do uso de alvos nucleares na detecção de neutrinos cósmicos é a possibilidade de identificação de sabor. Temos particular interesse na detecção dos processos mediados por corrente neutra (CN). A taxa de ocorrência de eventos de CN não é afetada pela possível oscilação de neutrinos, portanto, usando-a como referência na comparação com os processos de corrente carregada (CC), pode-se estudar o fenômeno de oscilação. Essa mesma comparação também pode fornecer informações sobre o fluxo neutrínico de cada espécie, e portanto a relação entre as temperaturas das diferentes neutrinosferas.

A energia de limiar das reações sobre o carbono ($\sim 15 \text{ MeV}$), favorece a detecção de ν_μ e ν_τ , que têm energias médias de $\sim 25 \text{ MeV}$ (ver capítulo 2). O espectro de emissão de ν_e ($\bar{\nu}_e$) tem energia média $\sim 15 \text{ MeV}$, produzindo um menor número de eventos nesse canal ($< 5\%$ do total).

A viabilidade do uso do ^{12}C como alvo nuclear em detectores a cintilador é dependente de estimativas confiáveis das seções de choque para os processos relevantes. As seções de choque que usaremos foram calculadas por M. Fukugita et al.[7] através do modelo EPT (*Elementary Particle Treatment*) que permite obter as amplitudes de transição M de forma independente do modelo nuclear adotado. O uso deste tratamento ainda é limitado para transições fortemente permitidas ($\Delta J = +1$), que é suficiente dentro do propósito de analisar as interações por CN com o carbono de compostos cintiladores.

b.i Interações por Corrente Neutra (canal-cn)

$$\nu_x + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu'_x + {}^{12}\text{C}^* \quad (\Delta J = 1) \quad (3.10)$$

$$\bar{\nu}_x + {}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\nu}'_x + {}^{12}\text{C}^* \quad (\Delta J = 1) \quad ; (x = e, \mu, \tau) \quad (3.11)$$

Em ambas as interações acima os átomos de ^{12}C são excitados por espalhamento com neutrinos de todos os sabores. A excitação ocorre por transição fortemente-permitida para o estado $J = +1$. O modo dominante de desexcitação desse estado (90%) é com a emissão de um γ monocromático com energia $E_\gamma = 15,11 \text{ MeV}$, formando a linha espectral que caracteriza a interação. Dado que não existem variações nas massas dos produtos, a energia limiar desse processo é :

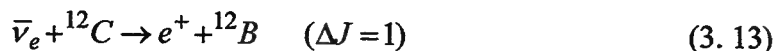
$$E_\nu > 15,11 \text{ MeV} \quad (3.12)$$

b.ii Interações por Corrente Carregada (canal-cc)

Os processos mediados por CC modificam o número atômico Z do núcleo alvo e portanto também na sua massa. Isso implica em uma energia mínima E_ν do neutrino

incidente para que a reação gere secundários detectáveis, que será determinada em cada caso.

• $\Delta Z = -1$



Para $\Delta Z = -1$ podemos escrever:

$$E_\nu + N(A, Z) = m_e + T_e + N(A, Z-1) \quad (3.14)$$

onde E_ν é a energia do neutrino, T_e é a energia cinética do e^+ emitido e $N(A, Z)$ é a massa nuclear, calculada a partir da massa atômica $M(A, Z)$:

$$N(A, Z) = M(A, Z) - Zm_e + B_Z \quad (3.15)$$

onde B_Z é a energia de ligação eletrônica. Substituindo (3.15) em (3.14), e fazendo $T_e = 0$ obtemos a energia de limiar da interação:

$$Q = \Delta M + 2m_e \quad , \quad \Delta M = M(A, Z-1) - M(A, Z) \quad (3.16)$$

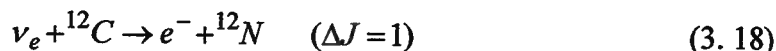
Em (3.15) foi desprezado o termo $\Delta B_Z = B_{Z-1} - B_Z$. Usando o valor de unidade de massa atômica $1 \text{ u.m.a.} = 931,5016 \text{ MeV}$, temos que $\Delta M = 13,37 \text{ MeV}$. Logo, para que ocorra essa reação devemos ter $Q = 14,39 \text{ MeV}$.

Análogo ao canal-p, os γ de aniquilação também são visíveis, cedendo $E_\gamma = 1,022 \text{ MeV}$. Portanto a energia limiar do neutrino para que o e^+ seja detectado é

$$E_\nu > Q + E_{\text{th}} - E_\gamma \Rightarrow E_\nu > 13,37 + E_{\text{th}} \Rightarrow E_\nu > 17,37 \div 20,37 \text{ MeV} \quad (3.17)$$

A identificação da interação pode ser feita pela dinâmica do processo: o ${}^{12}\text{B}$ é instável e decai emitindo um e^- . A constante de decaimento do processo é $\tau = 20,4 \text{ ms}$; o espectro de energia do e^- emitido tem energia máxima $E_{\text{max}} = 13,4 \text{ MeV}$ e valor médio $\langle E_e \rangle = 4,5 \text{ MeV}$.

• $\Delta Z = +1$



Procedemos como anteriormente para calcular Q dessa reação, porém, usando $\Delta Z = +1$. Agora temos:

$$E_\nu + N(A, Z) = N(A, Z+1) + m_e + T_e \quad (3.19)$$

O resultado para essa reação é

$$Q = \Delta M \quad , \quad \Delta M = M(A, Z+1) - M(A, Z) \quad (3.20)$$

Substituindo os valores numéricos, temos $Q = 17,34 \text{ MeV}$. Nesse caso não ocorre a aniquilação, assim temos:

$$E_\nu > Q + E_{\text{th}} > 21,34 \div 24,34 \text{ MeV} \quad (3.21)$$

Novamente, o reconhecimento da interação é feito pelas suas características dinâmicas: O decaimento β^+ do ${}^{12}\text{N}$ ocorre com $\tau = 11,0 \text{ ms}$ e o e^+ emitido tem espectro

com $E_{\max} = 15,4 \text{ MeV}$ e $\langle E_e \rangle = 5,0 \text{ MeV}$.

As duas interações por CC fornecem uma boa assinatura de ν_e e $\bar{\nu}_e$, através de um par de sinais, em um único tanque, com energias e intervalos de tempo facilmente identificáveis.

Para todas essas interações com o ^{12}C , não existe uma expressão analítica que descreva a dependência da seção de choque com a energia. Os cálculos de Fukugita et al. foram realizados para valores específicos de energia em um intervalo $16 \leq E \leq 100 \text{ MeV}$, e os resultados estão listados na Tabela 3. 1.

Finalizando, para todas as quatro interações sobre o ^{12}C , o número total $N_{\text{tar}}^{\text{C}}$ de núcleos-alvo no LVD completo é:

$$N_{\text{tar}}^{\text{C}} = 7,7 \times 10^{31} \quad (3.22)$$

E_ν (MeV)	$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ $\times 10^{-42} \text{ cm}^2$	$^{12}\text{C}(\bar{\nu}, \bar{\nu}')^{12}\text{C}^*$ $\times 10^{-42} \text{ cm}^2$	$^{12}\text{C}(\nu, e^-)^{12}\text{N}$ $\times 10^{-42} \text{ cm}^2$	$^{12}\text{C}(\bar{\nu}, e^+)^{12}\text{B}$ $\times 10^{-42} \text{ cm}^2$
16	0,010	0,0095	-	0,086
18	0,106	0,099	0,036	0,327
20	0,302	0,279	0,287	0,711
22	0,599	0,547	0,772	1,23
24	0,994	0,896	1,49	1,87
26	1,49	1,32	2,44	2,62
28	2,07	1,82	3,62	3,48
30	2,74	2,38	5,03	4,42
35	4,78	4,03	9,47	7,10
40	7,26	5,95	15,1	10,1
45	10,1	8,03	21,8	13,2
50	13,1	10,2	29,2	16,4
60	19,5	14,4	45,2	22,2
70	25,4	17,9	60,8	27,0
80	30,2	20,7	74,2	30,5
90	33,7	22,5	84,2	32,8
100	35,8	23,6	90,6	34,2

Tabela 3. 1: Seções de choque para interações de neutrinos com o ^{12}C para transições fortemente-permitidas. Canal-cn: $^{12}\text{C}^*$ ($E_x = 15,11 \text{ MeV}$). Canal-cc: ^{12}N (estado fundamental) e ^{12}B (estado fundamental).

3.2.c. Espalhamento elástico (canal-e)

$$\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^- \quad , \quad \bar{\nu}_i + e^- \rightarrow \bar{\nu}_i + e^- \quad i = e, \mu, \tau \quad (3.23)$$

O espalhamento elástico com e^- ocorre com todas as espécies neutrínicas, por corrente neutra com os ν_μ e ν_τ , e por correntes neutra e carregada com os ν_e .

A teoria eletro-fracca descreve a seção de choque diferencial (no sistema do laboratório) para o espalhamento de ν_e (e antipartícula) com e^- via corrente carregada através das fórmulas [8]:

$$\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \quad (3.24)$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} (1-y)^2 \quad (3.25)$$

Nas equações (3.24) e (3.25), usamos $h = c = 1$, $y = E_e/E_\nu$ é a razão entre a energia do elétron espalhado e a energia do neutrino incidente, e $s = (p_\nu + p_e)^2/2 = 2m_e E_\nu + m_e^2$. A energia do elétron espalhado se distribui em um espectro contínuo e depende do ângulo de espalhamento com o neutrino incidente.

Vamos agora analisar a seção de choque diferencial dos espalhamentos entre neutrinos das três espécies e elétrons por corrente neutra, σ_{cn} . Podemos escrever:

$$\frac{d\sigma_{cn}}{dy} = \frac{2G_F m_e E_\nu}{\pi} [g_L^2 + g_R^2 (1-y)^2] \quad (3.26)$$

onde os coeficientes g_L e g_R são as constantes de acoplamento levógira e dextrógira de férmions com o Z^0 . Na Tabela 3. 2 abaixo, listamos os valores dos acoplamentos para cada tipo de neutrino. Os valores para ν_μ (e antipartícula) também são usados para ν_τ (e antipartícula).

espalhamento	g_L	g_R
$\nu_e e \rightarrow \nu_e e$	$1/2 + \text{sen}^2\theta_w$	$\text{sen}^2\theta_w$
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$	$\text{sen}^2\theta_w$	$1/2 + \text{sen}^2\theta_w$
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	$-1/2 + \text{sen}^2\theta_w$	$\text{sen}^2\theta_w$
$\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$	$\text{sen}^2\theta_w$	$-1/2 + \text{sen}^2\theta_w$

Tabela 3. 2: Valores das constantes de acoplamento entre ν 's e elétrons na teoria eletro-fracca (modelo GWS). θ_w é o ângulo de Weinberg ($\text{sen}^2\theta_w = 0,23$).

Avaliando as integrais sobre a energia do elétron espalhado e substituindo os valores das constantes, obtemos as fórmulas para as seções de choque do canal-e:

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = 0,948 \times 10^{-44} E \text{ cm}^2 \quad (3.27)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e) = 0,397 \times 10^{-44} E \text{ cm}^2 \quad (3.28)$$

$$\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e) = 0,156 \times 10^{-44} E \text{ cm}^2 \quad (3.29)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e) = 0,133 \times 10^{-44} E \text{ cm}^2 \quad (3.30)$$

Devemos lembrar que as fórmulas acima são válidas para $m_e \ll E$, e com E dada em MeV.

A energia de ligação dos elétrons com os átomos das moléculas são algumas ordens de grandeza menor que a energia típica dos neutrinos de colapso (MeV), portanto podemos considerar a energia limiar da reação igual a do limiar do LVD:

$$E_\nu > E_{th} = 4\div 7 \text{ MeV} \quad (3.31)$$

Considerando que cada molécula do cintilador contém 82 elétrons, obtemos o número N_{tar}^e de elétrons-alvo no LVD completo:

$$N_{tar}^e = 6,3 \times 10^{32} \quad (3.32)$$

Comparamos as seções de choque $\sigma(E)$ de todos os canais aqui discutidos nos gráficos da Figura 3. 1. Em (a) temos σ para os canais-p e CN, e em (b) para os canais-e e CC. Vemos a predominância de σ do canal-p, sobre todas as outras interações. Apesar de σ para o canal-CN ser da mesma ordem de grandeza que para o canal-CC, espera-se uma quantidade menor de eventos por CC porque neste canal interagem apenas os ν_e e $\bar{\nu}_e$, enquanto no canal-CN participam todos os sabores. O canal-e tem a menor seção de choque ($\sigma_p/\sigma_e \sim 100$, para $E > 10$ MeV), resultando em um pequeno número de eventos esperados nesse canal, cuja importância está em revelar o *burst* de ν_e da fase de neutronização. No caso particular do LVD, esta interação pode ser útil para revelar a estrutura da curva de luminosidade neutrínica, apenas para colapsos que ocorram em distâncias bem menores que a do centro galáctico (< 3 kpc).

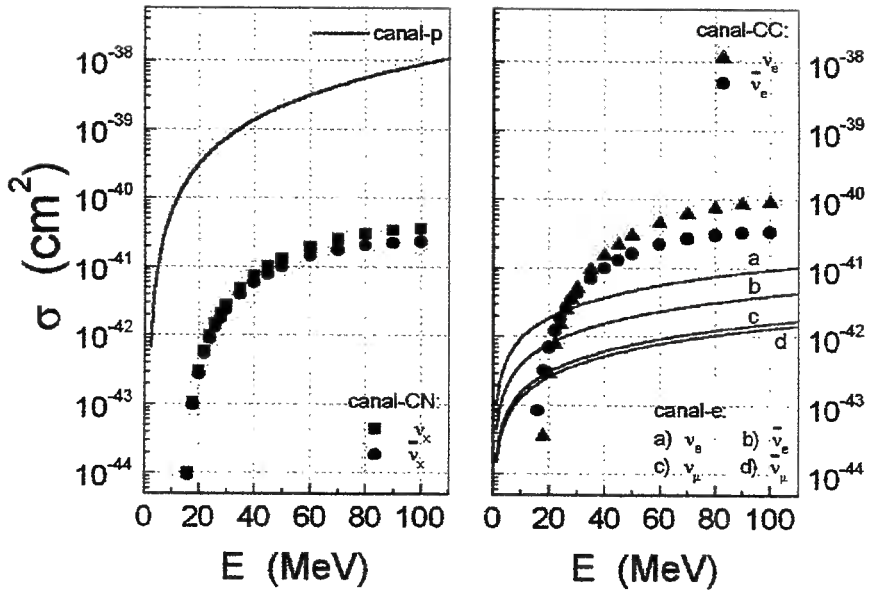


Figura 3. 1: Seções de choque para os canais de interação do LVD. Gráfico (a): canal-p e canal-CN ($x = e, \mu, \tau$). Gráfico (b): canal-CC e canal-e (curvas a, b, c, d).

3.3 A Curva de Eficiência

A curva de eficiência é a função $\varepsilon(E)$ que descreve a probabilidade do experimento detectar a interação de um neutrino em função da sua energia. Como vimos na seção 3.1, a curva de eficiência é um dos fatores que modulam o sinal esperado do *burst* neutrínico. Um outro ponto de grande relevância é que essa função serve como referência na normalização dos resultados de diferentes experimentos, permitindo a sua comparação.

Sendo $\varepsilon(E)$ uma função da energia, ela está vinculada ao limiar de detecção imposto ao experimento. A curva de eficiência de um detector ideal é descrita como uma função degrau com amplitude unitária, centrada na energia de limiar. De fato, essa curva é distorcida, pois em condições normais de operação do detector há um aumento/redução na probabilidade de detecção em energias inferiores/superiores ao limiar, como mostra a Figura 3. 2. Isso é, uma partícula com energia menor que o limiar pode habilitar um *trigger* falso, ou inversamente, uma partícula com energia superior ao limiar pode não ser detectada.

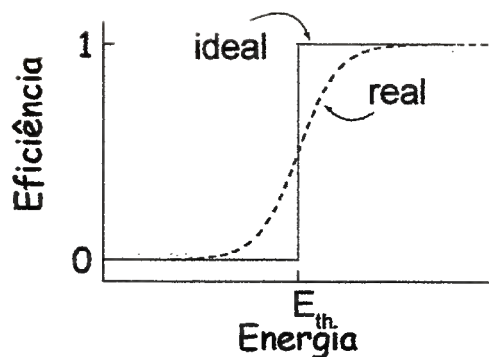


Figura 3. 2: Aspecto geral da curva de eficiência. Linha sólida: função degrau de um detector "ideal". Linha tracejada: curva distorcida de um detector "real". E_{th} é a energia do limiar de discriminação.

A distorção tem origens físicas e instrumentais. Os fatores físicos estão relacionados aos fenômenos quânticos das interações e detecção das partículas, que introduzem flutuações em grandezas como a energia depositada por ionização, número de fótons produzidos no cintilador e número de elétrons emitidos pelo fotocátodo [9]. Esses fatores fazem com que a energia visível E' , ou seja, aquela transformada em energia luminosa no cintilador, nem sempre corresponda à energia E da partícula detectada. Os fatores instrumentais estão relacionados aos dispositivos eletrônicos de detecção e aquisição de dados. No caso do LVD, falsos *triggers* podem ser provocados por FMs descalibradas ou ocasionalmente por FMs que entram em regime não linear devido a interações muito próximas do fotocátodo [10]. A curva real de eficiência dos discriminadores não é uma função degrau [11], o que significa que podem existir falsos *triggers* ou perdas de eventos. A própria geometria do detector contribui para a distorção da curva de eficiência, pois em caso de uma interação próxima à borda de um tanque, pode ocorrer a fuga de secundários para tanques vizinhos ao da interação, sendo interpretada como dois eventos com energias menores que a da partícula que originou o *trigger*, ou ainda, ocasionar a perda do evento [12].

A abordagem aqui utilizada para a obtenção da curva de eficiência do LVD parte do pressuposto de que se pode decompor $\varepsilon(E)$ em outras duas funções ligadas aos fatores descritos acima: a primeira, f , chamada de *função resposta* de um detector, descreve a probabilidade com que a energia E de uma partícula seja medida como E' , ainda supõe-se que tal função possa ser parametrizada por E , assim temos $f = f(E, E')$; a segunda, $l(E')$, chamada de *curva de limiar*, descreve a eficiência dos discriminadores do aparato, e dá a probabilidade com que um pulso de energia visível E' acione o discriminador. A forma característica de $l(E')$ é semelhante àquela descrita para $\varepsilon(E)$ da Figura 3. 2. Ressaltamos que a curva de limiar não depende dos processos físicos envolvidos na detecção, estando relacionada apenas aos instrumentos de "leitura" do detector.

Ou seja, uma partícula de energia E é detectada com energia E' , com probabilidade descrita por $f(E, E')$, e terá seu registro condicionado pela função de limiar $l(E')$. Logo podemos escrever $\varepsilon(E)$ como a convolução de $f(E, E')$ e $l(E')$:

$$\varepsilon(E) = \int_0^{\infty} f(E, E') \times l(E') dE' \quad (3.33)$$

Então, para a determinação de $\varepsilon(E)$ de um experimento precisamos conhecer a “função resposta” dos seus detectores e sua curva de limiar. A seguir descreveremos como foram caracterizadas essas duas curvas do LVD.

3.3.a. A resolução em energia do LVD

Nesse trabalho usamos como uma aproximação da função resposta $f(E, E')$ dos módulos detectores do LVD a função que descreve sua resolução em energia. A função foi obtida combinando-se resultados de medidas da emissão de fotoelétrons pelas FMs com simulações da propagação de fótons no tanque, que avaliaram o efeito da não uniformidade na coleta de luz devido à sua geometria. A $f(E, E')$ assim obtida pode ser escrita como uma gaussiana com média E e largura $\sigma(E)$ dada por [12]:

$$\sigma(E) = \frac{0,23E}{\sqrt{E}} \sqrt{1+0,1E} \quad (3.34)$$

A Figura 3. 3a mostra $f(E, E')$ para $E = 10$ MeV (energia típica de neutrinos de colapso) e a Figura 3. 3b mostra a dependência de σ com E (em valores percentuais em relação à E).

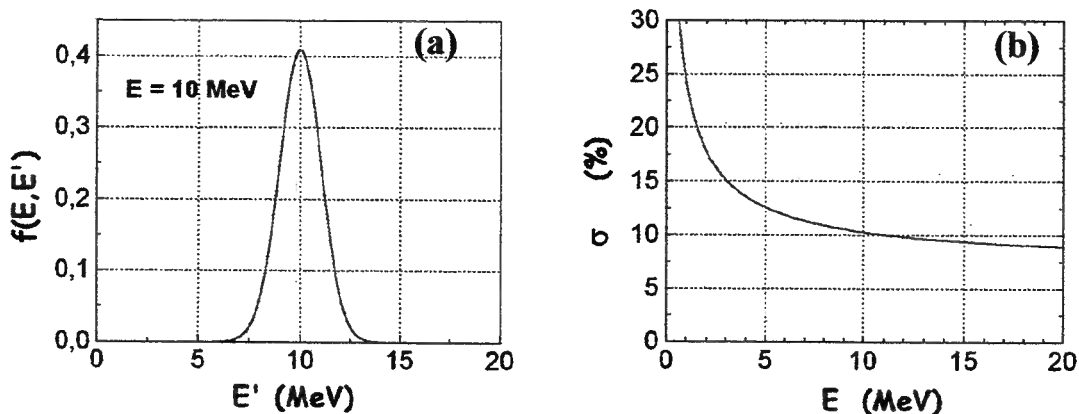


Figura 3. 3: (a) Resolução em energia do tanque de cintilador para $E = 10$ MeV (energia típica de neutrinos de colapso). (b) Dependência de σ com a energia depositada no cintilador.

3.3.b. Determinação da curva de limiar

Vimos no capítulo 2, que o LVD é formado por módulos detectores iguais (os tanques de cintilador), cada um deles, porém, tem suas particularidades instrumentais. Assim, a curva de limiar “global” do LVD é resultado do efeito conjunto das curvas individuais de cada tanque.

Um possível procedimento para a obtenção da curva de limiar “global” seria pela integração das curvas de cada tanque, caracterizadas por meio de uma fonte de luz com espectro conhecido. Bastaria medir o espectro da fonte em função do limiar de discriminação. Esse método torna-se inviável devido ao grande número de tanques que compõem o experimento[†].

Portanto, adotamos um método de análise mais generalizado, que usa o *espectro total*: a soma dos espectros em HET* de cada tanque produzidos pela radiação de fundo durante a operação normal do LVD. O uso da radiação de fundo permite que a análise seja realizada com conjuntos normais de dados, ou seja, não são dedicados *runs* exclusivos para testes, além de usarmos o próprio sistema de aquisição de dados do LVD, evitando montagens experimentais adicionais. Com a soma dos espectros individuais já estamos integrando as contribuições instrumentais de cada tanque para a curva de limiar “global” do LVD.

b.i Seleção de tanques para a análise

No espectro total devem ser somadas apenas as contribuições de tanques que estejam dentro do padrão esperado de funcionamento. Existem tanques que apresentam um comportamento anômalo devido ao mau funcionamento de componentes, sejam da eletrônica de detecção (FMs, divisores de tensão ou canais de alimentação defeituosos) ou da eletrônica de leitura/aquisição (discriminadores ou ADCs). Os espectros desses tanques introduziriam efeitos espúrios no espectro total e portanto são excluídos da análise. Lembramos que cada torre do LVD é composta por 312 tanques com 3 FMs cada um, ou seja, temos 936 canais de alimentação/aquisição, portanto é de esperar que alguns deles apresentem defeitos de funcionamento.

A identificação dos tanques anômalos é feita com base em dois critérios: a frequência de contagem e o espectro integral.

• Frequência de contagem

Os fatores que podem contribuir para diferenças entre as frequências de contagem são: a posição do tanque no experimento, ou defeitos em seus componentes.

A influência da posição se deve ao fato que os tanques externos, que têm pelo menos uma face exposta à parede da galeria, têm um limiar maior que os tanques internos (ver itens 2.3.a e 2.3.d), implicando em contagens menores. A variação de contagem devido à posição do tanque não é anômala, portanto devemos identificar os efeitos de origem instrumental, feito como segue: para cada *run* os tanques são ordenados em função da sua frequência de contagem e se constrói um gráfico com $f_n \times n$, onde f_n é a frequência de contagem do n -ésimo tanque do conjunto ordenado, sendo $1 \leq n \leq 312$ (número de tanques por torre). Comparando as curvas de um conjunto de diferentes *runs* é possível estabelecer uma frequência de corte com base nas discrepâncias observadas. Em geral, para diferentes *runs*, observamos um comportamento regular nas frequências ordenadas até grandes valores de n (~300), acima dos quais as curvas f_n apresentam divergências. As

[†] Esse método também poderia ser utilizado para obtenção direta da *curva de eficiência* de cada tanque, usando-se uma fonte de radiação com espectro conhecido.

* HET = limiar alto, ver capítulo 2.

divergências estão associadas às contagens anômalas, então podemos definir a frequência de corte f_c , que é a frequência do tanque de ordem mais alta em que as curvas f_n apresentam regularidade. São excluídos da análise os tanques que apresentem frequências maiores que f_c . Na Figura 3. 4 mostramos o aspecto das curvas f_n para um conjunto de 4 *runs*, onde percebe-se claramente o início da divergência em $n = 289$. Nesse caso a frequência de corte é $f_c = f_n(289) = 2,8 \times 10^{-3}$ Hz.

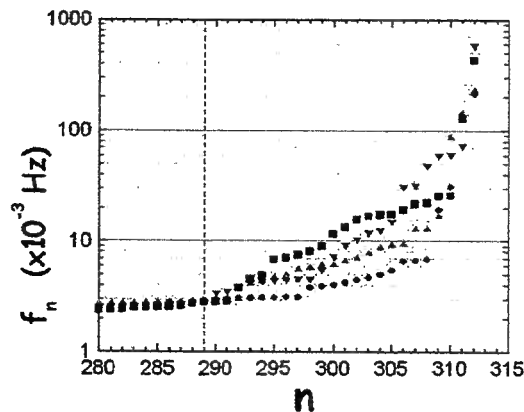


Figura 3. 4: Gráfico exemplificando a ordenação de frequências de contagem para 4 *runs* diferentes. Vemos que a partir do 289º tanque as curvas começam a divergir.

A exclusão dos tanques com contagem anômala elimina grande parte dos dados espúrios devido a *triggers* incorretos, mas não identifica problemas com os ADCs. Estes problemas são localizados fazendo-se uma segunda depuração baseada na análise dos espectros de cada tanque.

• Espectro integral

A identificação de um tanque com problemas de ADC através da análise de seu espectro diferencial é uma tarefa complexa devido ao grande número de parâmetros envolvidos para sua caracterização. Essa tarefa pode ser simplificada através da análise do espectro $N(E > E_0)$, obtido por integração do espectro diferencial usando E_0 como limite inferior. A estrutura do espectro integral (em escala logarítmica) é composta por três regiões planas, portanto muito mais simples que a do espectro diferencial. A seleção dos tanques é feita tentando-se o ajuste do espectro integral de cada tanque com três retas distintas. Caso o ajuste seja feito com sucesso (clara identificação das três regiões planas), o tanque é selecionado, caso contrário ele é eliminado da análise. As diferenças nas estruturas dos espectros diferencial e integral são mostradas nas Figura 3. 5 (a) e (b), que se referem a um tanque normal, portanto selecionado para a análise. Na Figura 3. 6 (a) e (b) mostramos os espectros de um tanque com problemas no ADC, onde podemos ver que não é possível a definição das três retas.

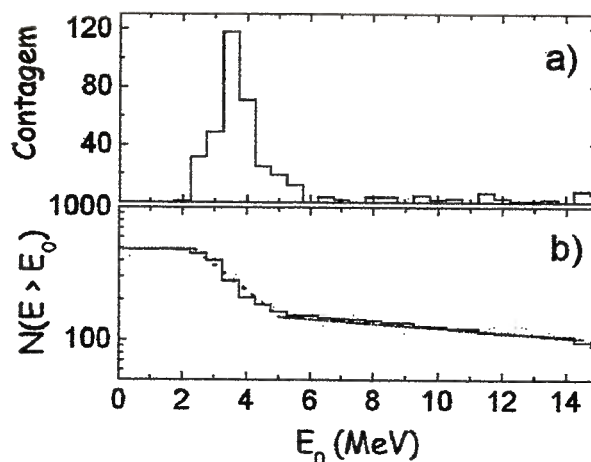


Figura 3. 5: a) espectro diferencial e b) espectro integral de um tanque normal. Em b) nota-se claramente a estrutura de três retas.

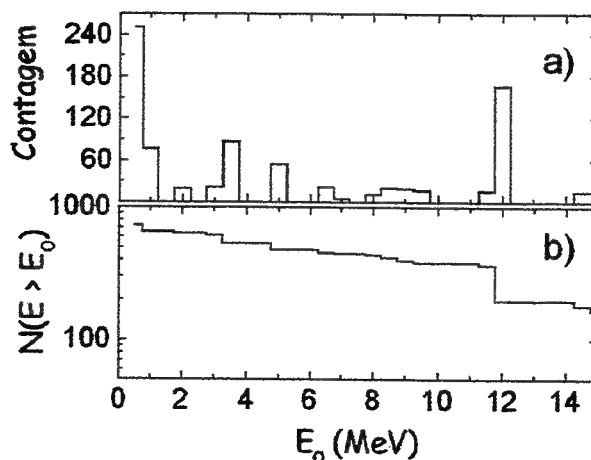


Figura 3. 6: a) espectro diferencial e b) espectro integral de um tanque com problemas no ADC. Em b) nota-se que a estrutura de três retas já não é definida.

O número de tanques excluídos da análise por estes processos de seleção varia em cada *run*. Em média são aproveitados > 90% do total de tanques em cada torre para a obtenção do espectro total.

b.ii Espectro Total

Como vimos previamente, os tanques externos (TE) têm um limiar mais alto que o dos tanques internos (TI), devido à sua maior exposição à radiação da rocha da galeria. O HET dos tanques externos está ajustado em ~ 7 MeV enquanto para os internos está em ~ 4 MeV. O ajuste diferente de limiar implica em curvas de eficiência distintas para as duas categorias topológicas de tanques, logo o espectro total deve ser construído separadamente

para cada uma delas.

Uma vez feitas a seleção e a classificação topológica dos tanques, seus espectros podem ser finalmente totalizados dentro de cada categoria. A Figura 3. 7 mostra os resultados obtidos.

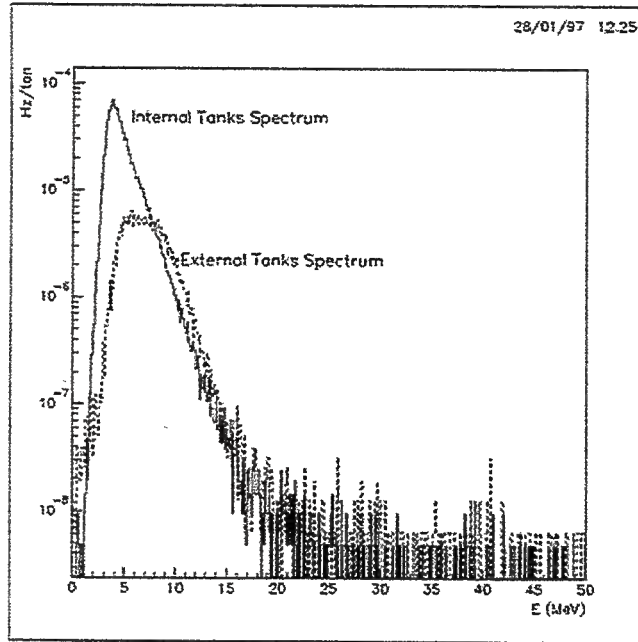


Figura 3. 7: Espectro total para as duas categorias de tanques: os *externos* e os *internos*.

A curva de limiar é obtida por ajuste dos espectros da Figura 3. 7. A hipótese adotada para a descrição do espectro total, doravante designado por $I(E)$, é que este resulta da composição de duas funções: a curva de limiar $l(E)$ e a radiação de fundo $B(E)$:

$$I(E) = l(E) \times B(E) \quad (3.35)$$

Nessa etapa não é relevante a precisão com que podemos determinar a energia da partícula detectada, mas apenas a eficiência de discriminação, por isso utilizamos $E=E'$, logo $l(E)=l(E')$.

A escolha de uma função para descrever a curva de limiar deve ser guiada pelas suas características matemáticas e pelo comportamento esperado da eletrônica de discriminação. A princípio, $l(E)$ pode ser descrita por qualquer função crescente e limitada entre 0 e 1 para $E > 0$. Foram adotadas duas funções que satisfazem essas condições:

$$l_t(E) = \frac{1 + \tanh(aE + b)}{2} \quad (3.36)$$

$$l_e(E) = \left(1 - \exp\left(-\frac{E}{a}\right)\right)^b \quad (3.37)$$

Ambas as funções contém dois parâmetros, a e b , a serem determinados pela análise dos espectros totais.

O módulo da eletrônica de aquisição com maior influência na curva de limiar é o discriminador C-175. Provamos ajustes dos dados experimentais da sua eficiência [11] com as duas funções acima. Os resultados são mostrados na Figura 3. 8. Vemos que uma função do tipo I_t , baseada em uma tangente hiperbólica, descreve melhor o comportamento do discriminador. A razão entre os valores obtidos para o $\chi^2/g.l.$, usando no ajuste I_t e I_e , é: $\chi^2_t / \chi^2_e = 0,08$. Esse resultado, porém, deve ser tomado apenas como uma indicação, pois a superposição dos efeitos de todos os discriminadores poderia causar em $I(E)$ um comportamento diverso, possivelmente melhor caracterizado por outra função.

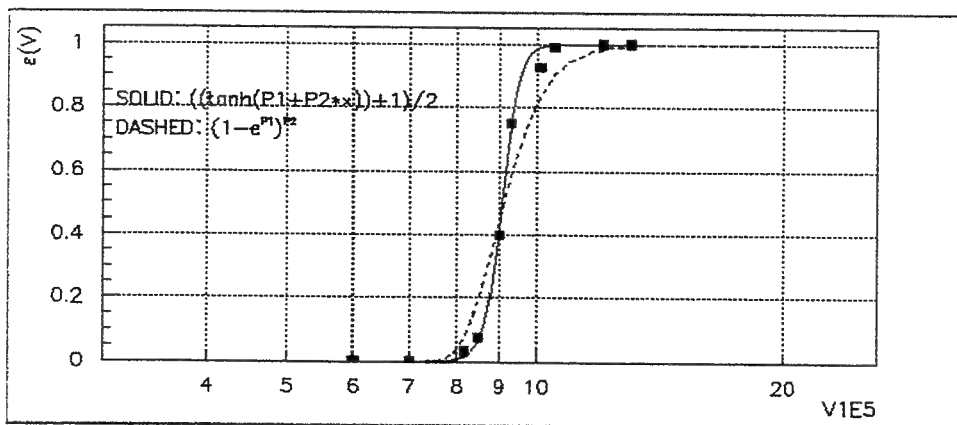


Figura 3. 8: Ajuste das funções $I_t(E)$ e $I_e(E)$ aos dados da eficiência de discriminação do módulo C-175. Vemos que o ajuste de $I_t(E)$ é melhor. Note-se que a abcissa corresponde ao nível de discriminação, em $\text{Volts} \times 10^{-5}$.

A função $I(E)$ deve modular o espectro total apenas em energias próximas da energia de limiar, dado que para energias mais altas $I(E) \gg E_{th} = 1$, logo, $I(E) = B(E)$. A forma dos espectros da Figura 3. 7 para energias bem acima do valor de pico, portanto não mais modulados por $I(E)$, sugere que $B(E)$ siga uma lei exponencial:

$$B(E) = A \cdot e^{-\gamma E} \quad (3.38)$$

Substituindo (3.38) e (3.36),(3.37) na equação (3.35), temos as duas funções $I(E)$ com as quais testamos os espectros da Figura 3. 7:

$$I_t(E) = \frac{1 + \tanh(aE + b)}{2} \cdot A \cdot e^{-\gamma E} \quad (3.39)$$

$$I_e(E) = \left(1 + \exp\left(-\frac{E}{a}\right) \right)^b \cdot A \cdot e^{-\gamma E} \quad (3.40)$$

Na Figura 3. 7 podemos observar algumas diferenças entre os espectros das duas categorias topológicas, como a velocidade de crescimento e a intensidade do pico, portanto vamos discutir separadamente os resultados dos ajustes.

• Tanques Internos (TI)

O crescimento do espectro dos TI é mais rápido, pois além do seu limiar menor, a blindagem feita pelos TE permite aumentar o ganho das FM's sem prejuízo na relação sinal/ruído. O ajuste sobre o espectro dos TI foi testado com as duas funções (3.39) e (3.40).

A função I_t (com $I(E) = I_t$) apresentou o melhor ajuste, confirmando a indicação da análise feita previamente sobre o módulo C-175. A razão entre os $\chi^2/g.l$ obtidos com as duas funções (3.39) e (3.40) é $\chi^2_t / \chi^2_e = 0,10$. A Figura 3. 9 mostra o resultado do ajuste com $I_t(E)$, que pode ser considerado excelente.

Os valores determinados na análise para os parâmetros de $I_t(E)$ são:

$$a = 2,29 \text{ MeV}^{-1}$$

$$b = -7,58$$

$$A = 1,24 \times 10^{-3} \text{ Hz/Ton}$$

$$\gamma = -0,69 \text{ MeV}^{-1}$$

(3. 41)

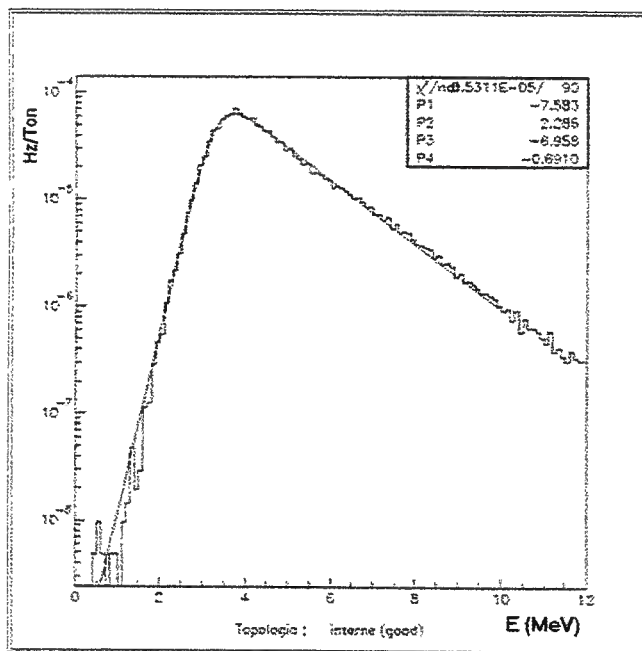


Figura 3. 9: Ajuste da função $I_t(E)$ ao espectro dos tanques *internos*. Os parâmetros no *box* da figura são: para $I_t(E)$, $a=P2$ e $b=P1$; para $B(E)$, $\ln(A)=P3$ e $\gamma=P4$.

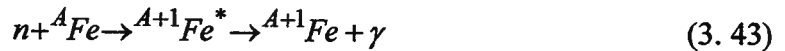
Estamos interessados na determinação de $\varepsilon(E)$, portanto focalizaremos nossa atenção no resultado obtido para $I(E)$ (parâmetros a e b). Uma discussão mais detalhada sobre a radiação de fundo $B(E)$ (parâmetros A e γ) está fora do escopo deste trabalho.

Assim, a forma explícita da curva de limiar para os TI, $I_{int}(E)$, é:

$$I_{\text{int}}(E) = \frac{1 + \tanh(2,29 \cdot E - 7,58)}{2} \quad (3.42)$$

• Tanques Externos (TE)

O espectro dos TI apresenta um pico mais pronunciado, enquanto o dos TE tem um pico de menor intensidade, mais largo e “achatado”. A contagem menor é devida ao maior limiar de discriminação. Como vimos na seção anterior, a intensidade do fundo $B(E)$ decresce com a energia, logo, para um limiar de detecção mais alto, espera-se que o pico do espectro seja menos intenso. Se o limiar maior fosse a única diferença entre os espectros interno/externo, estes deveriam coincidir a partir da energia de pico do espectro dos TE. Portanto a modificação na “forma” do pico deve estar ligada a outros fenômenos físicos. A maior largura e a menor definição do pico, podem ser explicados pela detecção nos TE de uma componente da radiação de fundo que não atinge os TI. Essa componente seria devida a gamas emitidos no processo de captura de nêutrons pelo ferro da estrutura do LVD:



Os nêutrons no interior do laboratório subterrâneo são originados pela fissão de elementos radioativos (${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{40}\text{K}$) presentes na rocha e nas interações de μ cósmicos na rocha ou no próprio material dos detectores [13]. A Figura 3. 10 mostra o fluxo de nêutrons por intervalo de energia medido na sala A do LNGS [14].

Para o ajuste do espectro dos TE foi adotado o mesmo tipo de função de limiar $I_t(E)$, porém com uma radiação de fundo modificada, que inclui uma componente gaussiana $g(E)$ dos gamas originados no Fe, além do fundo exponencial $B(E)$. Assim, a função testada sobre o espectro total dos TE é:

$$I_t = I_t(E) \cdot (B(E) + g(E)) \quad (3.44)$$

Existem sete parâmetros em (3.44): dois parâmetros em I_t , dois em $B(E)$, e três parâmetros da gaussiana $g(E)$ (a constante C , a média m e a largura σ). Como primeiro teste deixamos livres todos os sete parâmetros e o resultado pode ser visto na Figura 3. 11.

Um resultado interessante do ajuste com os sete parâmetros livres é o valor médio de $g(E)$ (P4 no *box* da Figura 3. 11): $m = 6,927$ MeV. Esse valor apresenta uma excelente concordância com o valor médio do espectro de gamas da captura (3.43), obtido por simulação com o código EGS4, $\langle E_\gamma \rangle_{\text{sim}} = 6,925$ MeV [15]. Todavia, na mesma simulação a largura do espectro, $\sigma_{\text{sim}} = 1,19$ MeV, é quase duas vezes menor que a da nossa análise, $\sigma = 2,27$ MeV (P5 no *box* da Figura 3. 11). A boa concordância entre os valores médios reforça nossa hipótese sobre a natureza da componente adicional da radiação de fundo medida pelos TE.

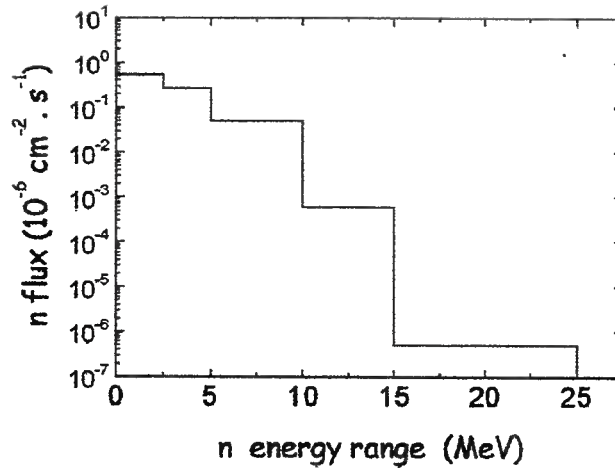


Figura 3. 10: Fluxo de nêutrons por intervalo de energia, medido com 5 detectores a BF₃ durante vários meses na sala A do LNGS [14].

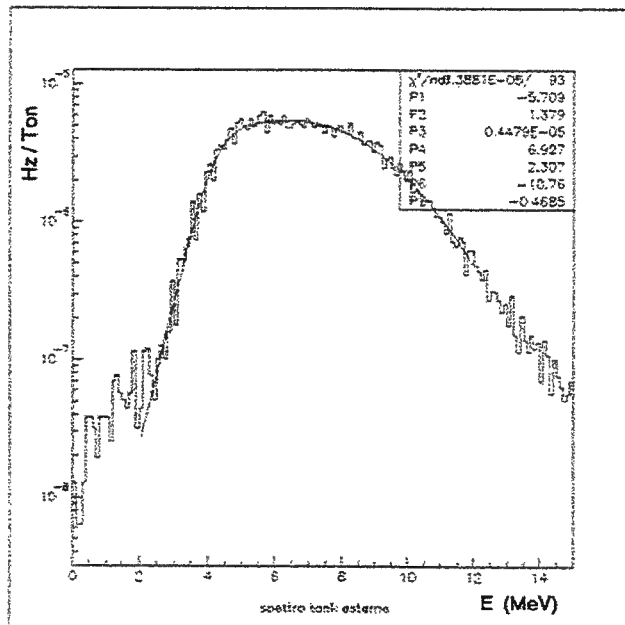


Figura 3. 11: Ajuste da função $I_i'(E)$ ao espectro dos tanques externos, com todos os parâmetros livres. Os parâmetros no box da figura são: para $I_i'(E)$, $a=P2$ e $b=P1$; para $g(E)$, $C=P3$, $m=P4$ e $\sigma=P5$; para $B(E)$, $\ln(A)=P6$ e $\gamma=P7$.

Para ratificar a análise com os TE, reduzimos o número de parâmetros livres na função de ajuste, fixando o valor dos parâmetros mais conhecidos. Foram fixados o valor de $m=6,927$ MeV, devido à confiança adquirida pela concordância com a simulação, e também de $\gamma = 0,691$ MeV⁻¹, devido ao excelente ajuste do espectro dos TI. A Figura 3. 12 mostra o resultado do ajuste obtido, melhor que o ajuste prévio com todos parâmetros livres. O $\chi^2/\text{g.l.}$ no novo ajuste foi reduzido em 5%.

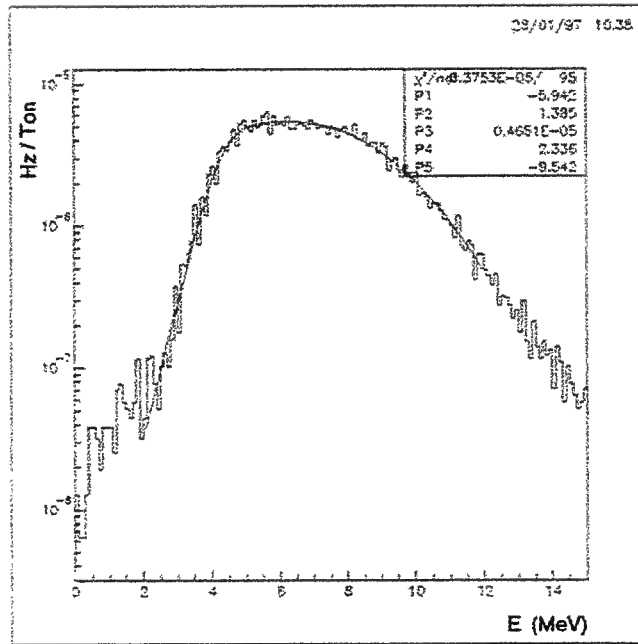


Figura 3. 12: Ajuste da função $I_i'(E)$ ao espectro dos tanques externos, com dois parâmetros fixos: m e γ . Os parâmetros no box da figura são: para $I_i(E)$, $a=P2$ e $b=P1$; para $g(E)$, $C=P3$ e $\sigma=P4$; para $B(E)$, $\ln(A)=P5$.

Os parâmetros obtidos para a curva de limiar dos TE são:

$$\left. \begin{aligned} a &= 1,38 \text{ MeV}^{-1} \\ b &= -5,94 \end{aligned} \right| \quad (3.45)$$

Finalizando, a forma explícita da curva de limiar para os tanques externos, $I_{ext}(E)$, é:

$$I_{ext}(E) = \frac{1 + \tanh(1,38 \cdot E - 5,94)}{2} \quad (3.46)$$

A Figura 3. 13 mostra as duas curvas de limiar obtidas.

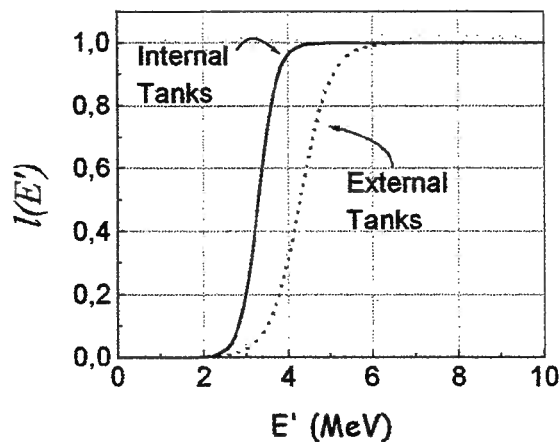


Figura 3. 13: Resultado final da análise dos espectros totais para determinação da curva de limiar $I(E')$. Linha sólida: tanques internos. Linha pontilhada: tanques externos.

3.3.c. Cálculos Finais

Uma vez determinadas as curvas de resolução $f(E, E')$ e de limiar $l(E')$ do LVD, podemos avaliar a integral (3.33) e obter a curva de eficiência $\varepsilon(E)$ para as duas classes topológicas de tanques (TE e TI). A função $f(E, E')$ é a mesma para as duas classes, pois a resolução dos tanques não depende da posição que eles ocupam no experimento. Quanto a função $l(E')$, devemos diferenciar cada classe usando (3.42) ou (3.46).

As integrais que devem ser avaliadas são do tipo:

$$\varepsilon(E) = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(\frac{-(E'-E)}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{1 + \tanh(aE'+b)}{2} dE' \quad (3.47)$$

com σ dado pela equação (3.34). Os valores de a e b são substituídos de acordo com a classe topológica analisada. As integrais são avaliadas numericamente e os resultados finais são mostrados na Figura 3. 14. Para uma noção quantitativa dos resultados obtidos, podemos consultar a Tabela 3. 3, que mostra as energias correspondentes a alguns valores representativos de $\varepsilon(E)$.

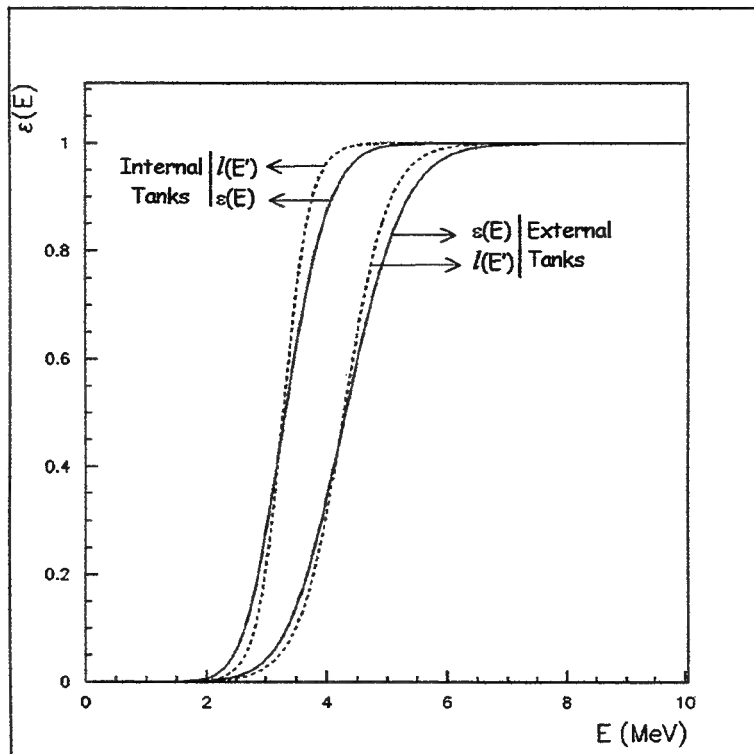


Figura 3. 14: Gráfico com as curvas de eficiência $\varepsilon(E)$ obtidas para as duas classes topológicas de tanques (linhas sólidas). Para efeito de comparação também são mostradas as curvas de limiar $l(E')$ (linhas tracejadas).

$\varepsilon(E)$	E (MeV)	
	TE	TI
0,25	3,8	3,0
0,50	4,4	3,3
0,75	4,9	3,7
> 0,99	> 6,4	> 4,9

Tabela 3. 3: Energias correspondentes a alguns valores representativos de $\varepsilon(E)$ para as duas classes topológicas de tanques (TE e TI).

3.4 Cálculo do Número de Eventos Esperados

O cômputo do número de eventos esperados em um detector, para um canal específico de interação, é realizado através da fórmula (3.1). Inicialmente perfazem-se as integrais sobre o tempo e a energia dos secundários, resultando em:

$$N = \frac{N_T}{4\pi D^2} \int_{E_l}^{\infty} \frac{dN_\nu}{dE} \sigma(E) \varepsilon(E) dE \quad (3.48)$$

A integração sobre as variáveis temporais de (3.1) reduz o termo da luminosidade L_ν em $\frac{dN_\nu}{dE}$, o espectro de emissão em número de neutrinos por intervalo de energia discutido na seção 1.3. O limite inferior de integração E_l é a energia de limiar do canal analisado.

Como vimos na seção 3.1, a composição do sinal experimental de um *burst* contém termos característicos do detector e da emissão de ν .

As características do LVD que aparecem em (3.48) (E_l , N_T , $\sigma(E)$ e $\varepsilon(E)$) foram apresentadas previamente neste capítulo. A seção de choque para as interações com o ^{12}C foram obtidas por interpolação dos valores da Tabela 3. 1. Para a curva de eficiência $\varepsilon(E)$, usamos a média ponderada das curvas ε_{int} e ε_{ext} , com pesos iguais à proporção de massa de cintilador de cada classe topológica (TE e TI).

Os termos característicos da emissão, contém incertezas intrínsecas que devem ser incorporadas nos cálculos, como: o valor de D (distância Terra-SN), e o espectro de emissão $\frac{dN_\nu}{dE}$, justamente uma das grandezas que estamos interessados em recuperar do sinal esperado no LVD. Passamos a descrever as hipóteses que adotamos em nossos cálculos.

3.4.a. A parametrização do cálculo

Na seção 1.3, vimos que diversos autores, de forma independente, obtiveram resultados qualitativos semelhantes na descrição da emissão de ν de SN, porém com diferentes parametrizações.

Para calcularmos N , o número de eventos esperados no LVD, utilizamos os dois modelos de espectros de emissão descritos na seção 1.3: modelo- α e modelo- η . Ambos são baseados em espectros de Fermi-Dirac não-térmicos e são caracterizados, de forma geral, pelo par de parâmetros $(T, \beta; \beta = \alpha, \eta)$. Por convenção, adotaremos o símbolo N_β para nos referirmos à grandeza $(\frac{dN_\nu}{dE})_\beta$, ou seja, o espectro de emissão segundo o modelo especificado pelo índice β . Assim temos:

$$N_\alpha = A \frac{E^2}{1+e^x} e^{-\alpha x^2} \quad (3.49)$$

$$N_\eta = A \frac{E^2}{1+e^{x-\eta}} \quad ; \quad x = \frac{E}{kT} \quad (3.50)$$

Para que nossa estimativa de N não seja vinculada a nenhuma parametrização particular, realizamos os cálculos cobrindo os intervalos de valores para T e β listados na Tabela 3. 4. Os limites dos intervalos foram determinados para acomodar as parametrizações de diferentes autores, e também para nos restringirmos a valores razoáveis da energia média $\langle E \rangle$ dos espectros resultantes: $\langle E \rangle \sim 5 \div 20$ MeV para os ν_e e $\bar{\nu}_e$, e $\langle E \rangle \sim 10 \div 40$ MeV para os “ ν_μ ”.

Tipo de neutrino	Modelo- α (corte)		Modelo- η (degenerescência)	
	α	T (MeV)	η	T (MeV)
$\nu_e, \bar{\nu}_e$	$0 \leq \alpha \leq 0,08$	$2,0 \leq T \leq 5,0$	$0 \leq \eta \leq 4,0$	$2,0 \leq T \leq 5,0$
“ ν_μ ”	0	$4,0 \leq T \leq 10,0$	$0 \leq \eta \leq 4,0$	$4,0 \leq T \leq 10,0$

Tabela 3. 4: Intervalos dos parâmetros espectrais adotados no cálculo do número de eventos esperados no LVD.

O intervalo de T para os “ ν_μ ” foi estabelecido pelo consenso que existe na literatura sobre a relação entre as temperaturas das diversas neutrinosferas:

$$T_{\nu_e} \sim T_{\bar{\nu}_e} \sim \frac{1}{2} T_{\nu_\mu} \quad (3.51)$$

A constante de normalização A , que aparece em ambos modelos, é calculada usando como condição de contorno a energia total E_t emitida com o *burst* de ν . Dado que N_β é o número de neutrinos emitidos com energia entre E e $E+dE$, podemos escrever:

$$E_t = \int_0^{\infty} E \cdot N_{\beta} dE \quad (3.52)$$

Assim, uma vez fixado o par de valores (T, β) para o espectro de ν_i que se deseja normalizar ($i = 1, \dots, 6$; indexando os sabores), podemos explicitar A em (3.51), e utilizarmos as integrais J_{β}^n introduzidas na seção 1.3, resultando em:

$$A = \frac{f_i E_t}{T^4 J_{\beta}^3} \quad (3.53)$$

onde f_i é a fração de energia transportada pelo i -ésimo sabor de ν . Do ponto de vista experimental, nos parece razoável supor a equipartição de E_t entre todos os sabores*, logo, fixamos:

$$f_i = \frac{1}{6} \quad (3.54)$$

Na equação (1.18) estimamos a energia gravitacional liberada com a formação da estrela de nêutrons, $\Delta E = (2 \div 4) \times 10^{53}$ erg, e vimos que $\sim 99\%$ desse total é emitida em ν . Na seção 1.4, vimos que a detecção dos ν da SN1987A confirmou essa ordem de grandeza. Portanto, adotamos o valor "central" para a energia total do *burst*:

$$E_t = 3 \times 10^{53} \text{ erg} = 3,1 \times 10^{58} \text{ MeV} \quad (3.55)$$

A distância da SN foi fixada em:

$$D = 10 \text{ kpc} = 3,08 \times 10^{22} \text{ cm} \quad (3.56)$$

que é uma distância $\sim 18\%$ maior que a do centro galáctico, $D_{cg} = 8,5$ kpc. Se aproximarmos a nossa galáxia por um disco, com a Terra situada em sua borda, o uso de $D = 10$ kpc cobre uma área correspondente a 51,25% da sua área total.

Lembramos que o LVD ainda não atingiu sua configuração final (massa atual: $\sim 0,8$ kton; massa final: 1,8 kton). Por praticidade, a massa m de cintilador considerada nos cálculos foi:

$$m = 1 \text{ kton} \quad (3.57)$$

assim, os resultados podem ser facilmente recalculados usando um fator de escala proporcional à configuração de massa desejada. Esse valor de m reduz o número de alvos descritos na seção 3.2 em 45%.

3.4.b. Resultados

Na Tabela 3. 5 mostramos os intervalos obtidos para N em cada canal do LVD. Incluímos também, a projeção de N para a configuração final de massa do experimento. Os intervalos resultam apenas da parametrização do cálculo, não sendo relacionados com erros de qualquer natureza.

* Ver final da seção 1.3 para detalhes adicionais sobre a partição de energia entre os sabores de ν .

Todos os termos, com exceção de N_β , foram fixados em (3.48). Como $\sigma(E)$ de todos os canais cresce com a energia[‡], os limites dos intervalos de N são determinados pela parametrização (T, β) da emissão mais (ou menos) favorável: grandes valores de T e η , e pequenos valores de α , resultam em espectros com grande $\langle E \rangle$ [†], que devem induzir um número maior de eventos no experimento.

Canal de Interação*	N ($m = 1$ kton)		N ($m = 1,8$ kton)	
	Modelo- α	Modelo- η	Modelo- α	Modelo- η
p	50÷416	121÷557	90÷750	218÷1003
cn	8÷69	8÷117	14÷124	14÷211
cc	0÷15	0÷26	1÷27	1÷47
e	12÷18	15÷17	22÷32	27÷31
TOTAL	70÷518	144÷717	133÷933	255÷1292

Tabela 3. 5: Intervalos para N (número esperado de eventos) em cada canal de interação do LVD. obs.: a nomenclatura dos canais foi definida na seção 3.2.

Dos resultados acima, vemos claramente que o sinal é mais intenso nos canais p e cn, que usaremos como “bases” para a caracterização da emissão.

3.5 A Identificação do *burst* de neutrinos

Em experimentos subterrâneos que monitoram a ocorrência de colapsos gravitacionais, mede-se constantemente o ruído de fundo característico do ambiente onde se localiza o aparato. O ruído é gerado principalmente pelos μ da radiação cósmica e pela radioatividade natural da rocha circundante ou dos constituintes do próprio detector.

Em geral, a análise para identificação do *burst* é feita sobre a estrutura temporal dos eventos registrados, onde se procuram agrupamentos de eventos com probabilidade extremamente reduzida de serem provocados por flutuações estatísticas do ruído de fundo. A “análise temporal” é classificada como análise de “1° nível”. É desejável que se possa obter indicações sobre a ocorrência do *burst* com outros métodos, que ofereçam informações não redundantes para a sua confirmação. Como análise de “2° nível”, no LVD é utilizada a distribuição espacial dos eventos, denominada “análise topológica”.

3.5.a. Análise Temporal

A análise temporal é uma ferramenta tradicional na procura de *bursts* em experimentos de raios cósmicos. São analisadas, passo à passo, seqüências de eventos com

‡ Ver seção 3.2 (gráficos da Figura 3.1), que mostram $\sigma(E)$ de todos os canais de interação.

† Ver seção 1.3 (gráficos da Figura 1.8), que mostram o comportamento da razão $\langle E \rangle/T$ vs. β .

base nos tempos de chegada. A identificação se dá pela ocorrência de “discrepâncias localizadas” em relação à distribuição temporal do ruído de fundo. Adicionalmente, caso a estatística que descreve o fundo possa ser caracterizada, é possível quantificar a significância do agrupamento candidato a um *burst*.

Normalmente admite-se que, em detectores subterrâneos, o fundo obedeça à estatística Poissoniana. Essa característica é facilmente confirmada analisando-se o comportamento dos eventos de fundo. A Figura 3. 15 mostra a comparação entre a expectativa (curvas) e as medidas (pontos) do número de agrupamentos com multiplicidade = m vs. a duração Δt da seqüência de eventos [16]. O acordo entre os valores esperados e os dados experimentais justifica o uso da estatística Poissoniana para descrição do fundo.

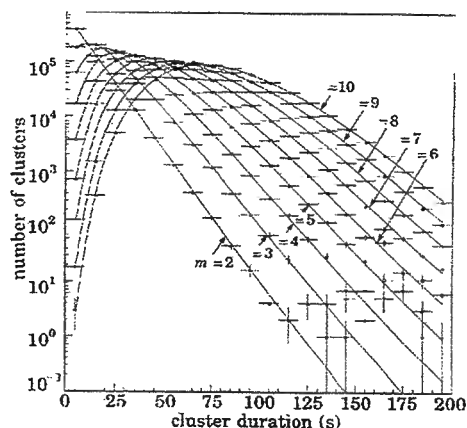


Figura 3. 15: Comparação entre o esperado (curvas) e as medidas (pontos) para o número de agrupamentos de multiplicidade = m e duração Δt [16].

Em uma seqüência temporal Poissoniana, a probabilidade de um agrupamento de duração Δt conter pelo menos $k-2$ eventos (excluem-se os extremos) é dada por:

$$P(m \geq k-2, \Delta t) = \sum_{m=k-2}^{\infty} \frac{(f_b \Delta t)^m}{m!} e^{-f_b \Delta t} \quad (3.58)$$

onde f_b é a freqüência de contagens determinada pelo ruído.

Define-se um valor arbitrário P_c como probabilidade de corte. São selecionados todos os agrupamentos com multiplicidade k tal que $P(m \geq k-2, \Delta t) < P_c$.

Pode-se ainda definir a “freqüência de imitação” (F_{im}), que corresponde à freqüência de falsos *bursts* produzidos por flutuações estatísticas na seqüência Poissoniana. O valor de F_{im} é dado por [18]:

$$F_{im} = \frac{N(P < P_c)}{T} = f_b^2 \Delta t_{\max} P_c \quad (3.59)$$

onde $N(P < P_c)$ é o número de agrupamentos produzidos pelo fundo com probabilidade de ocorrência menor que P_c , T é o tempo total de duração do conjunto de dados e Δt_{\max} é a máxima duração admitida para o *burst*. Estima-se que o resfriamento da estrela de neutrons, fase na qual é emitida a maior fração dos neutrinos, dure ~ 10 s. Logo, na análise de dados do LVD, adota-se $\Delta t_{\max} = 100$ s, para que não se estabeleçam dependências com nenhum

modelo particular de colapso estelar.

No LVD a frequência de contagem do grupo cintilador é continuamente monitorada por um programa de alta prioridade chamado SOM (*Supernova On-line Monitor*), que examina todos os eventos. Esta seleção “instantânea” de *bursts* é baseada em uma análise puramente estatística dos eventos em HET: o SOM analisa as características dos agrupamentos na seqüência temporal gerada pelos eventos individuais; coincidências temporais ($\Delta t \leq 250$ ns) entre tanques diferentes são identificadas como μ (ver item 2.3.e) e rejeitadas da análise. Cada agrupamento tem sua probabilidade poissoniana de ocorrência P calculada com base na frequência presente de contagens. Fixa-se uma margem de aceitação para a frequência de falsos *bursts* (ex.: $F_{im} = 0,1/\text{ano}$) e usando (3.58) calcula-se o valor de P_c . Se o agrupamento analisado tem $P < P_c$, ele é rotulado como “candidato” e tem seus dados copiados em um arquivo separado (denominado *Burst Candidate Data File*).

Após a seleção, os agrupamentos candidatos são submetidos a uma análise completa para verificação de consistência com as características esperadas de um *burst* neutrínico. A análise de 2º nível (análise topológica, que discutiremos a seguir) é complementada por análises *off-line* da distribuição em energia dos pulsos em HET, e da presença de pulsos em LET ($E=2,2$ MeV) das capturas de nêutrons que caracterizam as interações dos $\bar{\nu}_e$ (ver Capítulo 4).

Como exemplos da análise temporal, na Figura 3. 16a mostramos a distribuição no plano (Δt , m) dos agrupamentos analisados no período de junho-agosto/1992, gerados por um total de 570.134 pulsos em HET [16]. As curvas da figura são definidas pelo valor de P_c calculado com base em dois valores da frequência de imitação, $F_{im} = 10^{-1}$ e 10^{-5} ano $^{-1}$. Caso houvessem agrupamentos selecionados, sua localização seria acima das curvas, ou seja, não foram identificados *bursts* no período analisado. Na Figura 3. 16b temos a distribuição no plano (Δt , F_{im}) de agrupamentos analisados no período de maio/1997-março/1999 ($> 1,8 \times 10^7$ pulsos em HET) [17], onde verifica-se a inexistência de agrupamentos com $F_{im} < 0,1$ ano $^{-1}$, portanto, sem ocorrências de *bursts* também nesse período.

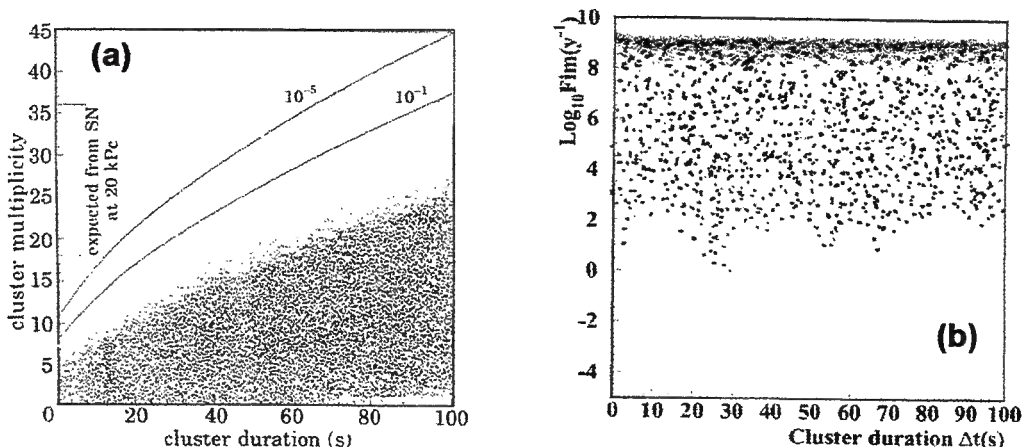


Figura 3. 16: (a) Distribuição de agrupamentos no plano (Δt , m). As curvas representam o limite estabelecido por valores da frequência de imitação $F_i = 10^{-1}$ e 10^{-5} *bursts* falsos por ano. (b) Distribuição de agrupamentos no plano (Δt , F_{im}), mostrando a inexistência de agrupamentos com $F_{im} < 0,1$ ano $^{-1}$.

3.5.b. Análise Topológica

Em grandes experimentos, os eventos de fundo são mais prováveis nas regiões de maior exposição à radioatividade natural, enquanto as interações de ν de SN devem ser uniformemente distribuídas no volume completo do aparato. O uso da localização das interações como forma de discriminação entre sinal/ruído é denominado “análise topológica”, realizada como análise de 2º nível para confirmação da ocorrência do *burst*.

Uma maneira de quantificar a distribuição espacial dos eventos visando a distinção entre sinal e ruído, é através do formalismo da “entropia de informação”, proposto por Shannon em 1948 [19].

A entropia de informação é definida como segue: realizando-se uma série de N medidas de uma variável aleatória que podem resultar em c diferentes valores discretos, e sendo $F_i = N_i/N$ a frequência relativa do i -ésimo valor possível, a entropia de informação é dada por:

$$H = -K \sum_{i=1}^c \{F_i \log F_i\} \quad (3.60)$$

onde K , nesse contexto é uma constante arbitrária. Define-se $K = (1/\log c)$ de forma que H seja limitado entre 0 e 1. Os valores limite são obtidos em condições específicas: temos $H = 0$ (entropia mínima) quando todas as medidas resultam sempre em um mesmo valor; e $H = 1$ (entropia máxima) quando a distribuição das medidas em relação aos valores possíveis é perfeitamente uniforme (ou seja, as frequências relativas F_i são idênticas).

Para utilizar a localização das interações como informação adicional na caracterização e reconhecimento do *burst* de neutrinos, o volume do aparato é dividido em células, e cada célula é considerada como um resultado possível da variável aleatória sendo medida. Logo, o valor da constante c na definição de H , é determinado pelo número de células em que o aparato foi dividido. O compromisso entre a minimização de flutuações estatísticas e o comportamento do ruído de fundo, determina o número máximo de células e a forma como são divididas. Em detectores como o LVD, que tem a parte externa mais exposta ao fundo, opta-se por uma divisão em camadas concêntricas (configuração de “cebola”). Ainda, a divisão é feita em apenas duas camadas com massas iguais: a externa (“envelope”) e a interna (“centro”). Assim, para o LVD, $c = 2$. O critério de classificação de tanques externos e internos foi discutido nas seções 2.3.a,d e 3.3.b.

O ruído de fundo constantemente medido pelo LVD, estipula uma razão $r \sim 1/3$ entre as contagens no centro e no envelope. Ou seja, um pulso registrado no centro tem uma chance 3 vezes menor de ter sido provocado pelo fundo que um pulso no envelope. Já a razão esperada para um *burst* de ν de SN depende apenas da razão entre as massas do centro e do envelope, que, se forem iguais, levam a $r = 1/2$. Assim, no LVD, para um agrupamento de eventos de fundo com multiplicidade m , as frequências relativas de ocorrências de pulsos internos/externos é uma variável aleatória que segue uma distribuição binomial com probabilidades de ocorrência $p = 1/4$ no centro, e $q = 3/4$ no envelope. Já no caso de um *burst* temos $p = q = 1/2$.

Sendo a entropia uma função das frequências relativas, H também é uma variável

aleatória cuja distribuição deve ser determinada. Como as distribuições binomiais das frequências do fundo e do *burst* têm parâmetros diversos, as respectivas distribuições de entropia H_f e H_b também são diferentes. O procedimento para reconhecimento do *burst*, consiste em calcular o valor de H com os dados do agrupamento candidato, e “localizá-lo” nas distribuições H_f e H_b . A comparação do valor de H com os momentos estatísticos das distribuições H_f e H_b indica qual delas é mais provável como geratriz, apontando se o agrupamento é consistente com o ruído ou um verdadeiro *burst*.

Como exemplo, mostramos a análise que realizamos com um agrupamento selecionado como candidato pelo SOM em 20-janeiro-1998 no *run* 6712 (multiplicidade $m = 30$, multiplicidade esperada $m = 8$, $\Delta t = 82$ s e $F_i = 0,3/\text{ano}$). Dos 30 eventos, 8 eram centrais e 22 no envelope. Substituindo os valores na fórmula (3.50) temos:

$$H = -\frac{1}{\log 2} \left(\frac{8}{30} \log \frac{8}{30} + \frac{22}{30} \log \frac{22}{30} \right) = 0,8366 \quad (3.61)$$

Para analisarmos o valor H do agrupamento candidato, obtivemos as distribuições de probabilidade de $P(H_f)$ e $P(H_b)$ por métodos de Monte Carlo. Construímos dois conjuntos de 10^5 agrupamentos com $m = 30$. Um dos conjuntos simula o comportamento do ruído de fundo, e o outro, de um *burst*. Dentro de cada conjunto, cada agrupamento teve as m posições de interação sorteadas segundo uma distribuição binomial (centro ou envelope), com probabilidades p e q fixadas de acordo com o conjunto simulado (fundo: $p = 1/4$ e $q = 3/4$; ou *burst*: $p = q = 1/2$). Das m posições resultantes calculamos as frequências relativas e a entropia, cuja distribuição normalizada resulta na distribuição de probabilidade de cada conjunto: $P(H_f)$ e $P(H_b)$.

A Figura 3. 17 mostra as duas distribuições obtidas. No gráfico (a) temos $P(H_f)$, e em (b), $P(H_b)$. Em (c) mostramos a superposição comparativa das duas distribuições.

Analisamos o valor $H = 0,8366$ do agrupamento candidato, i) comparando as probabilidades $P(H_f = H)$ e $P(H_b = H)$, ii) confrontando-o com os valores esperados ($\langle H_f \rangle$ e $\langle H_b \rangle$), e finalmente, iii) verificando o afastamento s em relação ao valor esperado, em termos do desvio padrão das duas distribuições (σ_f e σ_b), dado por:

$$s = \frac{|H - \langle H_i \rangle|}{\sigma_i} ; \quad i = f, b \quad (3.62)$$

Os momentos estatísticos das distribuições são listados na Tabela 3. 6, onde vemos que a probabilidade $P(H_f = H)$ é 16 vezes maior que $P(H_b = H)$. Os resultados dos confrontos são mostrados na Tabela 3. 7. Das colunas $P(H_i < H)$ e sua complementar, vemos que H está mais próximo da mediana de H_f que de H_b . Da razão entre H e os valores esperados, vemos que no caso de ruído o acordo é de $\sim 6\%$, enquanto no caso de *burst* é de $\sim 14\%$. Finalizando, o valor de s mostra que H está ~ 11 vezes mais próximo de $\langle H_f \rangle$ do que de $\langle H_b \rangle$. Portanto, todos resultados sugerem que o agrupamento candidato tenha sido produzido pelo fundo e não por um *burst*.

distribuição	$P(H_i = H)$ $H = 0,8366$	$\langle H_i \rangle$	σ_i
fundo (i = f)	0,1644	0,7873	0,1299
burst (i = b)	0,0108	0,9742	0,0338

Tabela 3. 6: Momentos estatísticos das distribuições de entropia H_f e H_b utilizados na análise.

distribuição	$P(H_i < H)$	$P(H_i > H)$	$H/\langle H_i \rangle$	s
fundo (i = f)	0,6731	0,3269	1,0626	0,3795
burst (i = b)	0,0051	0,9949	0,8588	4,0710

Tabela 3. 7: Resultados dos confrontos da entropia do agrupamento candidato, $H = 0,8366$, com os momentos estatísticos das distribuições de entropia H_f e H_b .

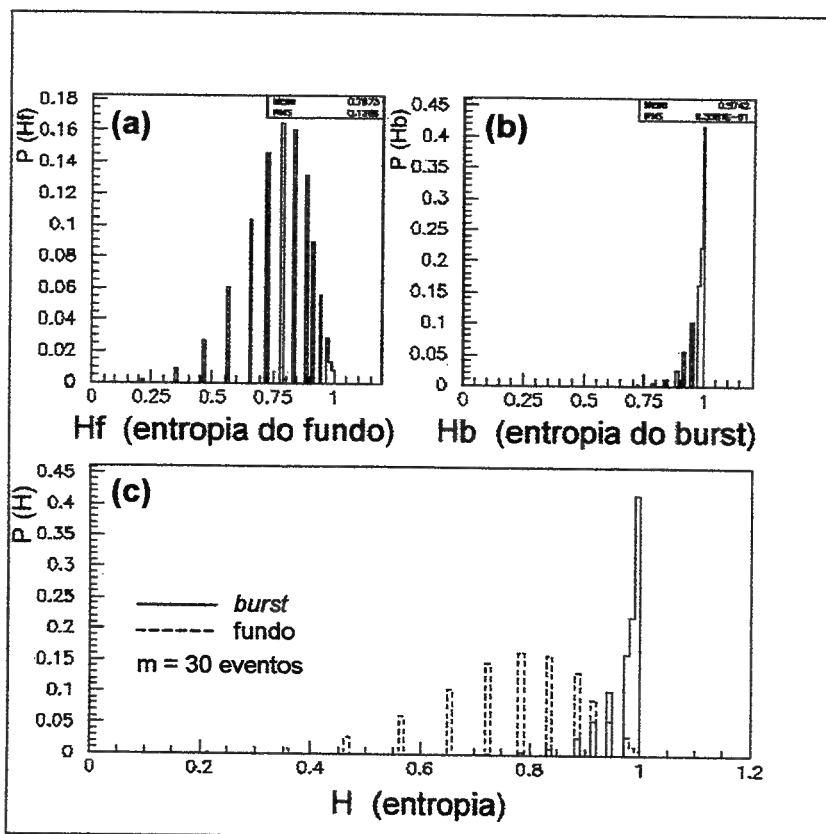


Figura 3. 17: Distribuições de probabilidade da entropia, $P(H)$, para os dois conjuntos simulados de 10^5 agrupamentos. (a) fundo: $P(H_f)$, obtida com $p = 1/4$ e $q = 3/4$. (b) burst: $P(H_b)$, obtida com $p = q = 1/2$. (c) Superposição comparativa de H_f e H_b (linhas tracejada e sólida, respectivamente).

Referências – Capítulo 3

1. G.I. Zatsepin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **8**, 333 (1968).
2. A. Burrows, D. Klein e R. Gandhi, *Phys. Rev.*, **45D**, 3361 (1992).
3. D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, E.U.A. (1987).
4. W.S.C. Willians, *Nuclear and Particle Physics*, Oxford University Press, E.U.A. (1995).
5. K. N. Mukhin, *Experimental Nuclear Physics – Physics of Atomic Nucleus*, MIR Publishers, Moscow (1987).
6. T. Totani et al., astro-ph/9710203, *apud* P. Vogel, *Phys. Rev.*, **29D**, 1918 (1984).
7. M. Fukugita, Y. Kohyama e K. Kubodera, *Phys. Lett.*, **212B**, 139 (1988).
8. D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, John Willey & Sons, E.U.A. (1987).
9. W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Springer-Verlag, E.U.A. (1994)
10. C. Vigorito, *Tesi di Laurea*, Istituto di Fisica - Università degli Studi di Torino, Itália (1993).
11. A. Bigongiari et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **288A**, 529 (1990).
12. P. Antonioli et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, **309A**, 569 (1991).
13. C. Arpesella, Comunicação Interna – INFN / LNGS-92/28, Itália (1992).
14. P. Belli et al., *Nuovo Cimento*, **101A**, 959 (1989); *apud* [13].
15. G. Damilano, *Tesi di Laurea*, Istituto di Fisica - Università degli Studi di Torino, Itália (1995).
16. M. Aglietta et al., *Nuovo Cimento*, **105A**, 1793 (1992).
17. Colaboração LVD, atas da 26^a ICRC, Salt Lake City, E.U.A., **2**, 233 (1999).
18. W. Fulgione, N.M. Silva e L. Panaro, *Nucl. Instr. and Meth.*, **368A**, 512 (1996).
19. C.E. Shannon, *Bell Syst. Tech. J.*, **27**, 623 (1948); *apud* [18].

Caracterização da Emissão de Neutrinos de Colapso

4.1 Método das Isocurvas

Nesse capítulo, discute-se o método que desenvolvemos para a caracterizar a emissão de ν de SN com o LVD, denominado *Método das Isocurvas*. Com ele podemos obter os parâmetros espectrais da emissão, que fornecem informações indiretas sobre aspectos estruturais da estrela. As características da dinâmica do colapso podem ser estudadas através das grandezas resultantes da equação (3.1) que envolvem derivadas temporais, porém, seu estudo não pertence ao escopo desse trabalho.

Usaremos os canais p e cn, que devem produzir, nessa ordem, a maior quantidade de eventos.

O método vale-se de duas grandezas:

- i) A razão R , definida como:

$$R = \frac{N_{cn}}{N_p} \quad (4.1)$$

onde N_{cn} e N_p referem-se, respectivamente, aos totais de eventos nos canais cn e p.

ii) A energia média \bar{E}_ν dos $\bar{\nu}_e$ do canal-p.

Se normalizarmos para a unidade o integrando de (3.48), obtemos $P_\nu(E)dE$, a probabilidade de detecção de um $\bar{\nu}_e$ em função da sua energia E :

$$P_\nu(E) dE = K N_\beta \sigma(E) \varepsilon(E) dE \quad (4.2)$$

onde K é a constante de normalização e os demais termos foram introduzidos no Capítulo 3. Logo, \bar{E}_ν é dada por:

$$\bar{E}_\nu = \int_0^\infty E \cdot P_\nu(E) dE \quad (4.3)$$

De (4.1) e (4.3) temos que R e \bar{E}_ν são grandezas dependentes dos parâmetros espectrais da emissão (T, β). Podemos delimitar regiões no plano (T, β) com os mesmos intervalos utilizados no cálculo de N . Assim, para cada modelo de emissão, temos as regiões:

- Modelo- α :

$$S_\alpha = \{ (2,0 \leq T \leq 5,0) \text{ MeV}, (0 \leq \alpha \leq 0,08) \}$$

- Modelo- η :

$$S_\eta = \{ (2,0 \leq T \leq 5,0) \text{ MeV}, (0 \leq \eta \leq 4,0) \}$$

Sobre cada região “ S_β ” acima, podemos construir as superfícies determinadas por \bar{E}_ν e R , cujas curvas de nível passaremos a denominar “isocurvas”. Na A e B temos as superfícies de \bar{E}_ν e R calculadas sobre a região S_α , e em C e D, várias de suas respectivas isocurvas. Na, de A até D, temos as superfícies e isocurvas da região S_η .

Nas duas regiões, cada par específico (T, β) estabelece uma correspondência biunívoca com seus respectivos valores de \bar{E}_ν e R . Essa característica fornece a base do Método das Isocurvas: um valor particular medido para \bar{E}_ν na detecção de um *burst*, determina uma única isocurva (monótona) sobre cada uma das regiões S_β . O mesmo acontece com a medida de R . As duas isocurvas de \bar{E}_ν e R , quando sobrepostas, se cruzam em um único ponto. As coordenadas (T, β) do ponto de cruzamento fornecem os parâmetros da emissão que satisfazem o vínculo estabelecido pelas medidas.

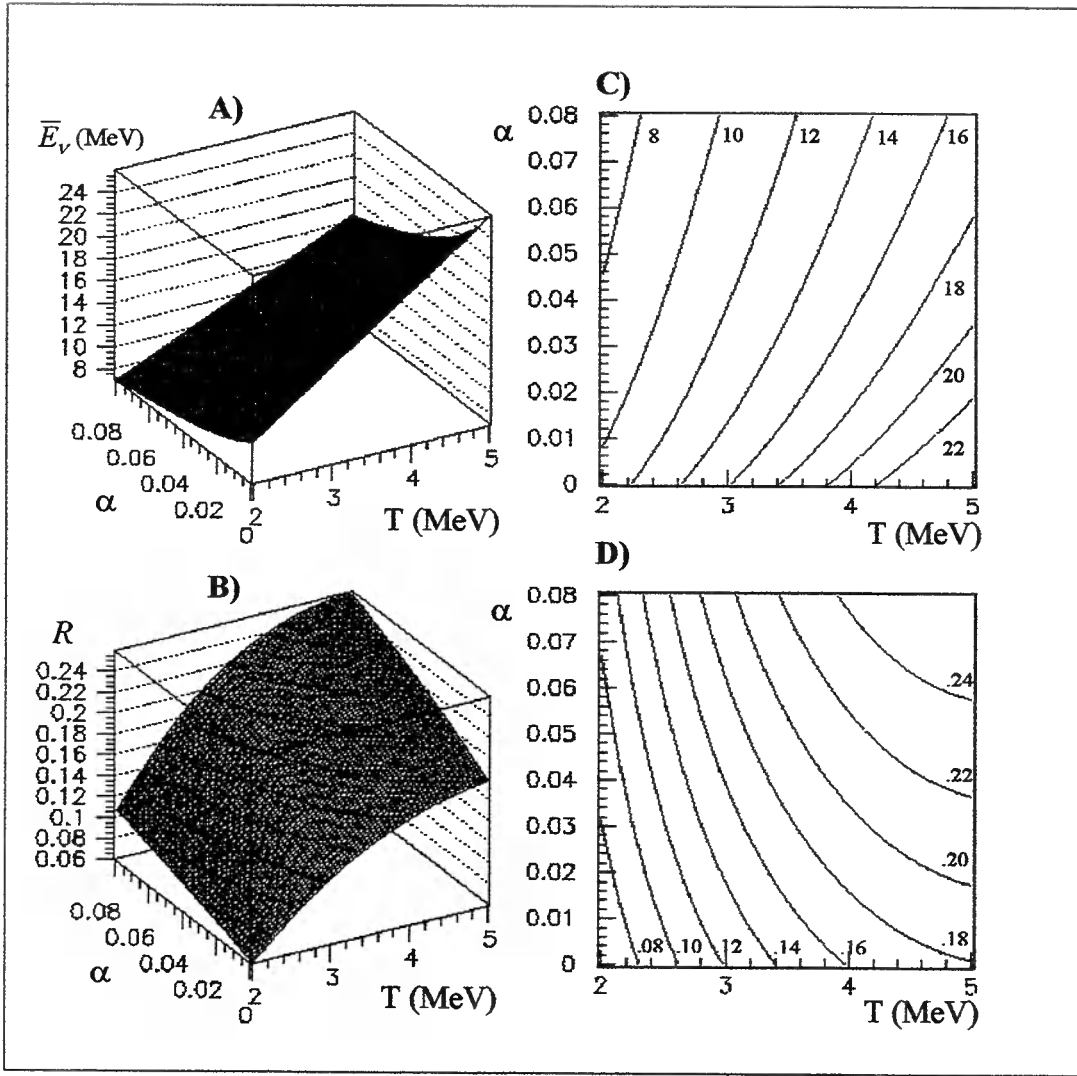


Figura 4. 1: Superfícies de \bar{E}_v (fig.A) e R (fig.B) e várias de suas isocurvas (figs. C e D) sobre a região S_α . As isocurvas estão rotuladas pelos seus valores.

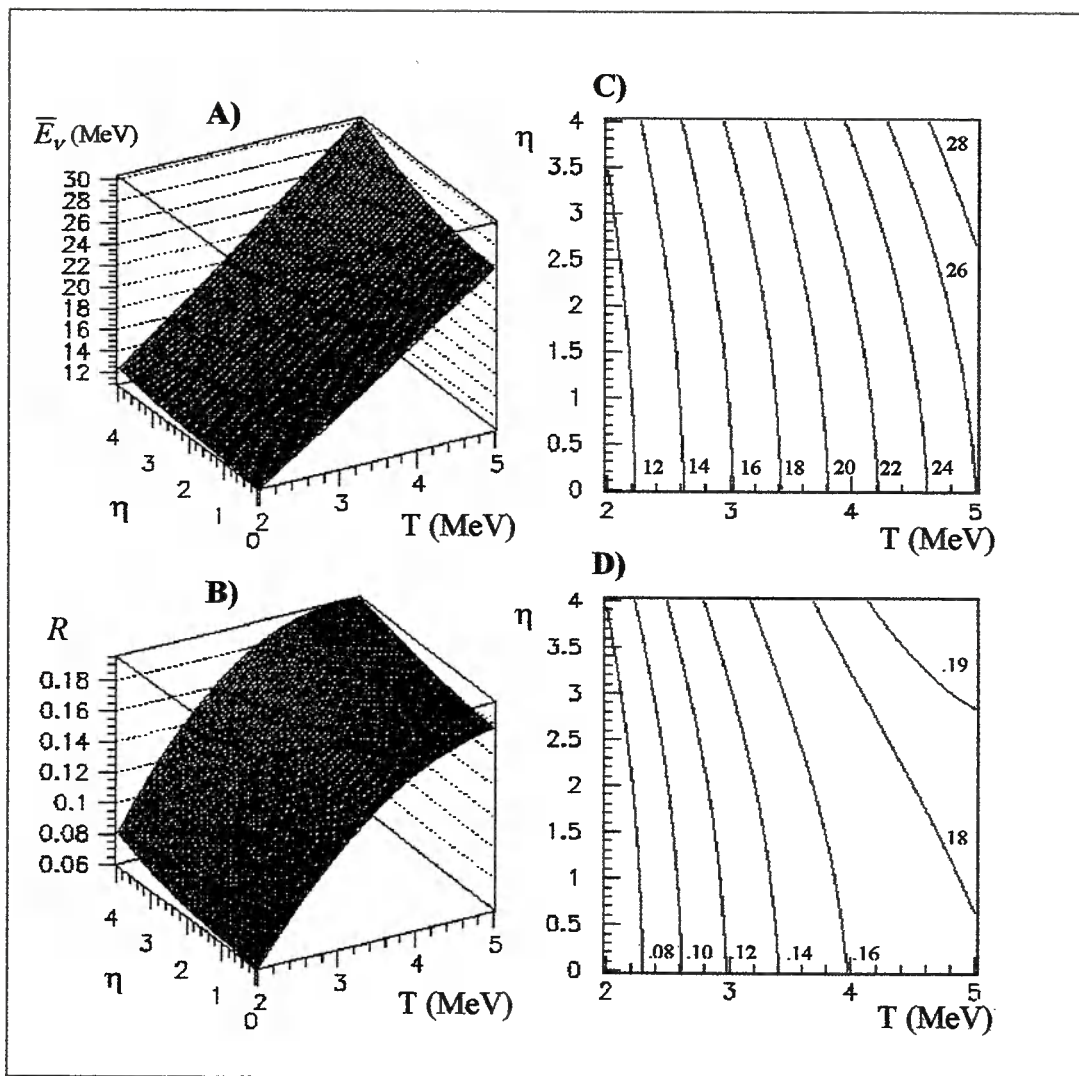


Figura 4. 2: Superfícies de \bar{E}_v (fig.A) e R (fig.B) e várias de suas isocurvas (figs. C e D) sobre a região S_η . As isocurvas estão rotuladas pelos seus valores.

Além da caracterização dos parâmetros da emissão, o Método das Isocurvas possibilita a distinção entre os modelos α ou η [1]. As possibilidades de combinação entre os valores de \bar{E}_ν e R que resultam de cada modelo, são mutuamente excludentes. Um par de valores (\bar{E}_ν, R) que determina uma solução em uma das regiões S_β , não tem contrapartida no outra.

Como exemplo de aplicação do Método das Isocurvas, vamos supor que as medidas dos eventos de um *burst* resultassem em:

- $\bar{E}_\nu = 14 \text{ MeV}$
- $R = 0,16$

Na Figura 4. 3 A e B mostramos a superposição das isocurvas nas regiões S_α e S_η . Em S_α o vínculo determina a solução:

- $T_{\text{emissão}} = 3,25 \text{ MeV}$
- $\alpha_{\text{emissão}} = 0,024$

Na região S_η vemos que para esses valores específicos de \bar{E}_ν e R não existe uma solução, descartando o modelo- η como possível descrição da emissão de ν .

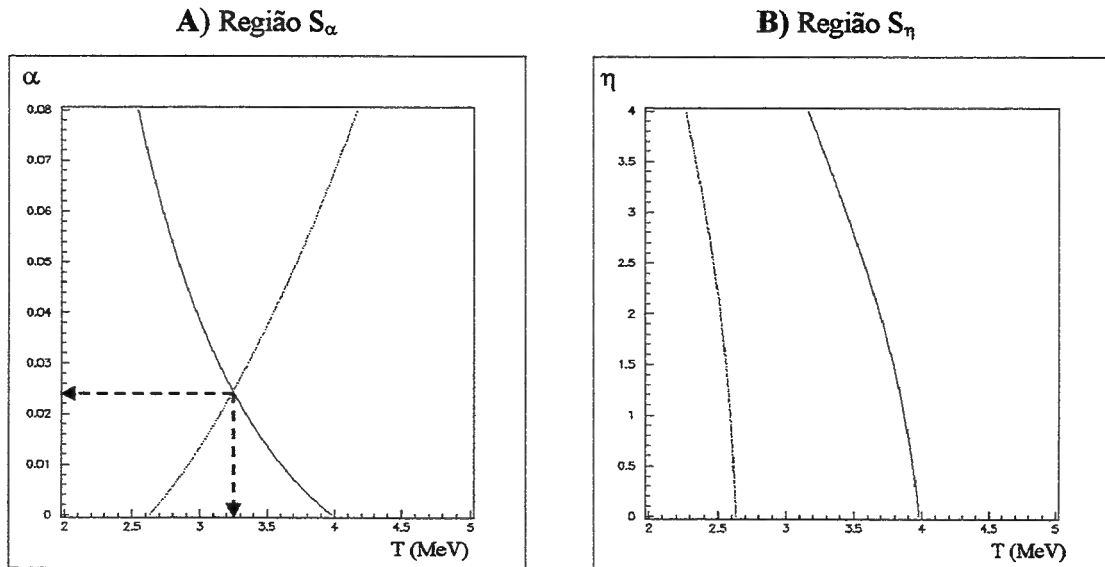


Figura 4. 3: Curvas de nível $\bar{E}_\nu = 14 \text{ MeV}$ (linha pontilhada) e $R = 0,16$ (linha sólida) sobre as regiões S_α e S_η (Figs. A e B). Em S_α as setas mostram as coordenadas (T, α) da solução. Em S_η não existe solução possível.

A unicidade das soluções sobre a região S_α é evidenciada pelas inclinações opostas das isocurvas de \bar{E}_ν e R (C e D). Quanto a região S_η , não obstante as isocurvas apresentem inclinações de mesmo sinal e sejam semelhantes, as soluções são ainda possíveis. Das A e B, vemos que as diferentes geometrias das superfícies de \bar{E}_ν e R sugerem que não existam isocurvas coincidentes. De fato, existe uma zona crítica, na parte de baixas temperaturas ($T < 3$ MeV), onde as isocurvas apresentam uma maior semelhança. Para ilustrar a unicidade de soluções também na zona crítica de S_η , examinaremos em detalhe um dos seus sub-intervalos. Na Figura 4. 4 temos uma única isocurva de $\bar{E}_\nu = 14$ MeV, sobreposta por várias isocurvas de R contidas no mesmo sub-intervalo ($R = 0,100, 0,101, 0,102, 0,103$), mostrando que, apesar das semelhanças entre as isocurvas, não existem soluções múltiplas.

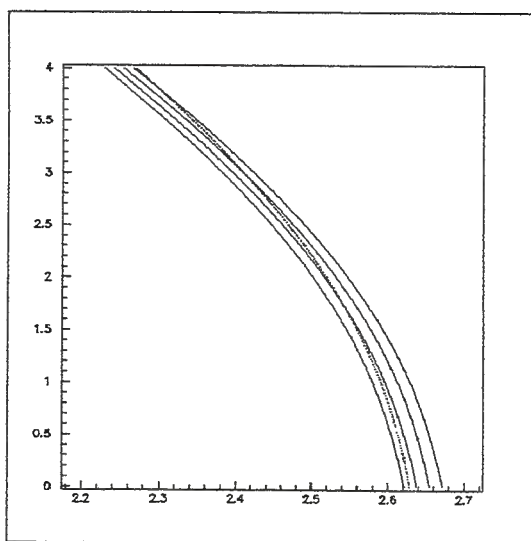


Figura 4. 4: Isocurvas de $\bar{E}_\nu = 14$ MeV (linha pontilhada) e $R = (0,100, 0,101, 0,102, 0,103)$ (linhas sólidas) na zona crítica de S_η . Apesar da semelhança das isocurvas, é possível determinar soluções únicas para (T, η) .

O Método das Isocurvas apresenta como vantagem a sua independência do fluxo de energia que atinge a Terra, ou qualquer outra grandeza proporcional à E_t e D . Os métodos estatísticos tradicionais de estimativa de parâmetros, produzem resultados vinculados a essas grandezas. Com as isocurvas podemos, primeiro, caracterizar os espectros de emissão, e posteriormente, recuperar E_t e D , sem vínculos com os parâmetros espectrais.

4.2 Estimativas da Relação Entre as Temperaturas das Neutrinosferas

O procedimento descrito no item anterior, é usado para caracterizar a emissão de $\bar{\nu}_e$, já que usamos o espectro do canal-p na obtenção de \bar{E}_ν . O canal-cn, sensível aos " ν_μ ", tem como espectro a linha de $E = 15,11$ MeV. A sua única informação direta é a contagem N_{cn} , portanto não podemos usar o mesmo método para estudar a emissão dos " ν_μ ". Entretanto, podemos relacionar \bar{E}_ν e R de maneira quase inversa à do Método das Isocurvas, para obtermos a temperatura dos " ν_μ ".

Definimos θ como a razão entre as temperaturas das neutrinosferas dos " ν_μ " e $\bar{\nu}_e$:

$$\theta = \frac{T_{\nu_\mu}}{T_{\bar{\nu}_e}} \quad (4.4)$$

Na parametrização utilizada para calcular a quantidade de eventos no LVD, fixamos $\theta = 2$ (ver item 3.4.a). Assim, basta duplicar o valor de T que se obtém com o Método das Isocurvas e teremos determinado também a temperatura espectral dos " ν_μ ". Obviamente esse tipo "simples" de estimativa é vinculada à hipótese sobre θ adotada *a priori* no cálculo. É desejável que os métodos de caracterização mantenham a maior independência possível de hipóteses específicas sobre a emissão.

Uma estimativa de θ com o LVD será viável se ocorrerem variações significativas no sinal experimental em função de θ . Estudamos a sensibilidade do LVD à θ , calculando \bar{E}_ν e R com uma nova parametrização:

- modelo- η :
 $T = \{1,5, 2,5, 3,5\}$ MeV ; $0 \leq \eta \leq 4,0$, incremento = 1,0.
- $\theta = \{1,0, 1,5, 2,0\}$

que resulta em 15 pares (T, η) para cada valor de θ . O modelo- α não foi testado neste estudo. Usamos temperaturas menores, que provocam sinais experimentais menos intensos, justamente porque estamos avaliando os limites do LVD para caracterizar a emissão.

A sensibilidade do LVD à θ foi avaliada pelo comportamento de R vs. \bar{E}_ν , calculados para cada par (T, η) da nova parametrização. A Figura 4.5 mostra a distribuição dos pontos (R, \bar{E}_ν) . Os erros indicados são apenas de natureza estatística. Vemos que existe uma boa separação entre os grupos de pontos correspondentes a diferentes valores de θ , indicando que o LVD tem sensibilidade suficiente em caracterizar esse parâmetro da emissão. De forma moderada, com esse resultado podemos atribuir uma resolução ao LVD de $\delta\theta < 0,5$.

Na ocorrência de um *burst*, a estimativa de θ deverá ser feita com um procedimento semelhante. Os resultados das medidas determinarão um ponto cuja localização no plano (R, \bar{E}_ν) será especificada pelo valor de θ da emissão.

No contexto astrofísico, podemos associar o valor de θ com o nível de neutronização da matéria estelar. Um meio rico em nêutrons, portanto com menor fração de prótons, resulta em um grande livre caminho médio para os $\bar{\nu}_e$, que escapam de regiões mais internas da estrela e portanto de maior temperatura. Os “ ν_μ ” interagem por corrente neutra e sua temperatura não é afetada pelo nível da neutronização. Logo, quanto menor o valor de θ , maior deve ser a proporção de nêutrons na matéria do centro estelar.

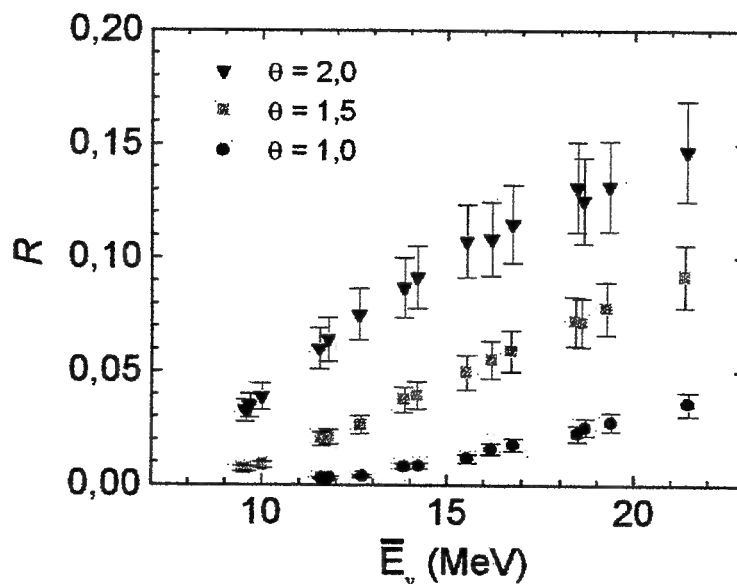


Figura 4. 5: Relação R vs. \bar{E}_ν para diferentes valores de θ . A separação entre os grupos de pontos indicam a sensibilidade do LVD ao parâmetro θ .

4.3 A Resolução do LVD na Caracterização da Emissão

Na descrição do Método das Isocurvas, trabalhamos com valores exatos dos cálculos sobre as expectativas do sinal experimental. Em uma aplicação realista do método, as grandezas \bar{E}_ν e R são afetadas por erros experimentais que “alargam” as isocurvas. As soluções não são mais determinadas por pontos, mas por regiões de intersecção de faixas (as isocurvas alargadas). Em primeira aproximação, podemos determinar a resolução do LVD para caracterizar a emissão, quantificando as larguras das faixas.

A estimativa de σ_E e σ_R , os desvios associados às medidas de \bar{E}_ν e R , foi feita com métodos de Monte Carlo. Construímos espectros simulados sobre os quais aplicamos as técnicas usuais de análise de dados para determinarmos \bar{E}_ν e R . Os desvios entre os valores da simulação e os valores esperados quantificaram σ_E e σ_R .

4.3.a. Simulação de espectros

Os espectros foram simulados levando-se em conta flutuações estatísticas e instrumentais. Inicialmente, determinamos $S(T, \beta)$: o número de eventos induzidos no canal considerado (p ou cn) por uma emissão especificada por (T, β) . S é obtido por sorteio, a partir de uma distribuição Poissoniana com parâmetro $\lambda = N(T, \beta)$.

O segundo passo é introduzir as flutuações na energia de cada evento: sorteamos S valores de energia segundo a distribuição de probabilidade dada pelo espectro de cada canal. Sobre cada valor de energia sorteado, E_s , adicionamos uma incerteza δE ligada aos erros instrumentais. δE é obtida por sorteio de uma distribuição gaussiana, centrada em $E = 0$ e com largura $\sigma(E_s)$ calculada com a fórmula (3.34). Para o canal-p, o espectro tem como distribuição a função (4.2). O espectro do canal-cn é uma linha, nesse caso, basta sortearmos S valores de uma gaussiana com centro em $E = 15,11$ MeV e largura $\sigma(E = 15,11)$. Para os dois canais, a distribuição dos S valores ($E_s + \delta E$) obtidos constitui o espectro simulado.

Como última etapa, introduzimos a eficiência de identificação dos eventos de cada canal. Para o canal-p, o procedimento descrito acima é utilizado somente na simulação do espectro em HET dos e^+ . A ocorrência de pulsos em LET do γ de captura do nêutron, que em coincidência com os e^+ identificam os $\bar{\nu}_e$, foi sorteada de uma distribuição binomial com probabilidade de sucesso $\xi = 0,6$ (ver item 2.4.a). Para o canal-cn, a eficiência de detecção do γ de desexcitação do carbono foi determinada por simulação com o código EGS4 e vale $\xi^* = 0,42$ [2]. Na Figura 4. 6 mostramos, como exemplo, a comparação entre espectros simulados e esperados no canal-p. Em A temos espectros do modelo- α , e em B, do modelo- η . As parametrizações são arbitrárias, com fins ilustrativos.

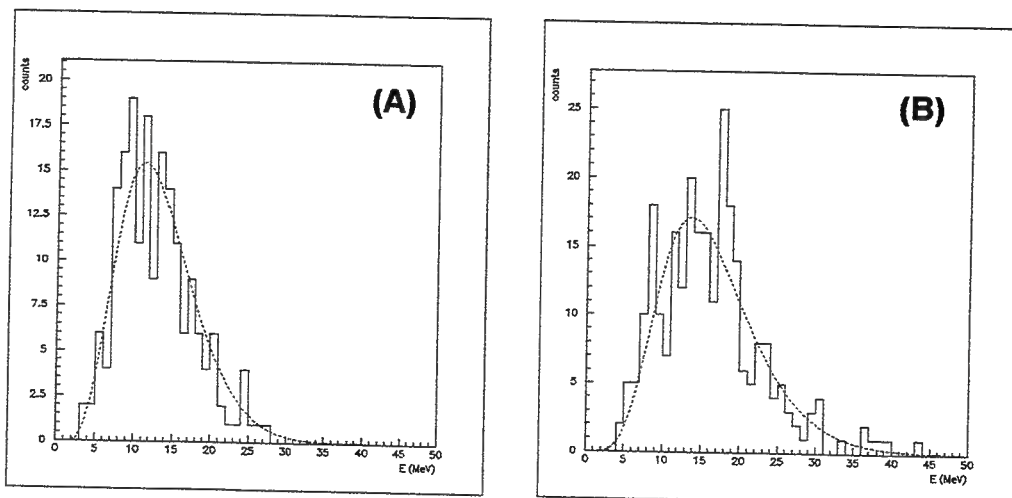


Figura 4. 6: Comparação entre os espectros esperados (linha pontilhada) e simulados (histograma). (a): Modelo- α ($T=3,0$ MeV, $\alpha=0,02$). (b): Modelo- η ($T=3,0$ MeV, $\eta=2,0$).

4.3.b. σ_E

Estimamos σ_E usando a distribuição de q , a diferença relativa entre a energia média \bar{E} de um espectro simulado (canal-p) e seu valor esperado $\langle E \rangle$:

$$q = \frac{|\bar{E} - \langle E \rangle|}{\langle E \rangle} \quad (4.5)$$

Calculamos os valores de q , usando espectros simulados com base em 12 pares (T, β) de cada modelo de emissão:

- Modelo- α : $T = \{2,0, 3,0, 4,0, 5,0\}$ MeV ; $\alpha = \{0,00, 0,04, 0,08\}$
- Modelo- η : $T = \{2,0, 3,0, 4,0, 5,0\}$ MeV ; $\eta = \{0,0, 2,0, 4,0\}$

Em particular, na simulação destes espectros consideramos $\xi = 1$, conduzindo a valores de q que podemos considerar subestimados.

Na Figura 4. 7 temos a distribuição dos 24 valores obtidos para q . A distribuição tem valor médio $\bar{q} = 0,023$ e desvio $\sigma_q = 0,018$. Todavia, tendo em vista que estamos lidando com valores subestimados, podemos escolher $\sigma_E = \bar{q} + 1\sigma_q$ como estimativa moderada do desvio nas medidas de energia média do canal-p. Logo:

$$\sigma_E = 4 \% \quad (4.6)$$

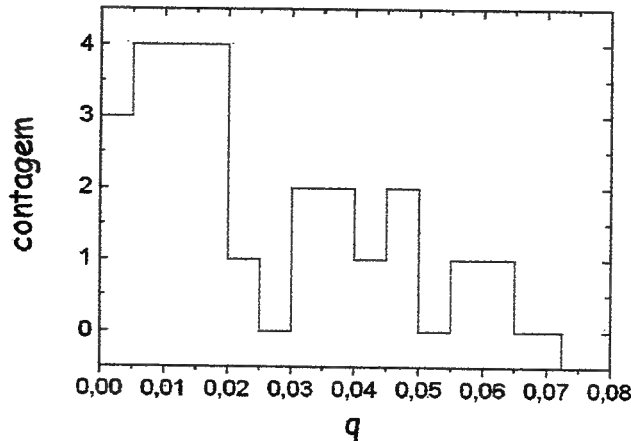


Figura 4. 7: Distribuição dos valores de q .

Para ilustrarmos os efeitos de σ_E sobre as isocurvas, na Figura 4. 8 mostramos as faixas referentes a alguns valores de $\bar{E}_\nu \pm 1\sigma_E$. Em A temos a região S_α com as isocurvas $\bar{E}_\nu = 8, 14$ e 24 MeV, e em B, a região S_η com as isocurvas $\bar{E}_\nu = 12, 18$ e 26 MeV.

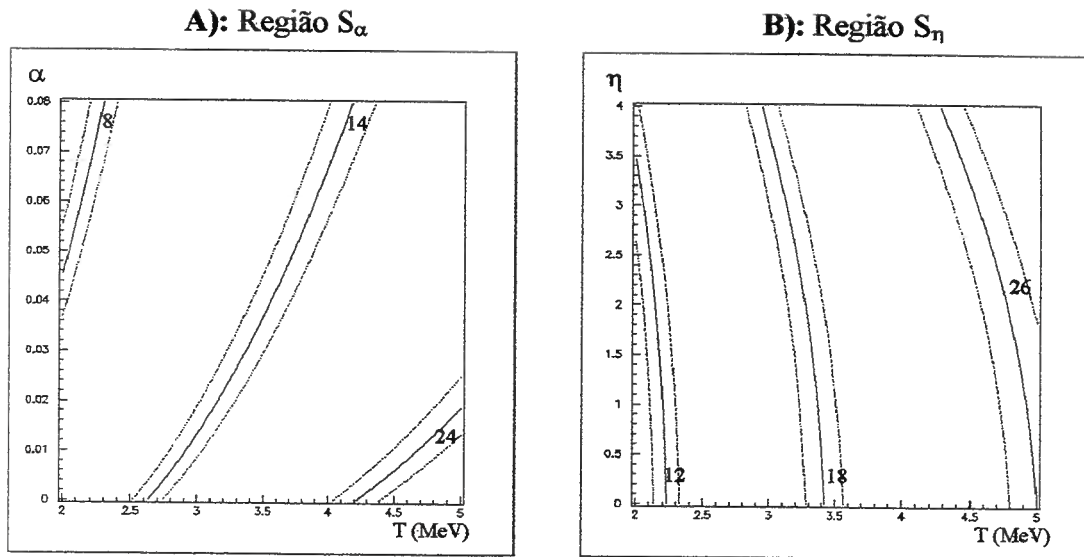


Figura 4. 8: “Isofaixas” delimitadas por $\bar{E}_\nu \pm 1 \sigma_E$. A) região S_α . B) região S_η . Linhas sólidas: isocurvas de \bar{E}_ν . Linhas pontilhadas: limites dados por $\pm 1\sigma_E$. As isocurvas estão rotuladas pelo seu valor (em MeV).

4.3.c. σ_R

Para estimarmos σ_R , simulamos “espectros mistos” (EM), isto é, espectros compostos por eventos dos canais p e cn. Os EM foram submetidos a uma análise de identificação, que permite reconstruir os espectros de cada canal em separado. Totalizando os eventos de cada espectro, obtemos N_{cn} e N_p , cuja razão determina a quantia R já afetada pelos erros de medida inseridos na simulação.

O procedimento de identificação dos eventos é simples. Sabemos que $\sim 95\%$ dos eventos de um *burst* devem ser produzidos nos canais p e cn, logo, em primeira aproximação, consideramos que o espectro misto “real” é composto apenas por eventos destes dois canais:

$$EM = EP + EC \quad (4.7)$$

Onde EP e EC são, respectivamente, os espectros dos canais p e cn.

Como primeira etapa, identificamos no EM os eventos acompanhados dos γ de captura, e construímos com eles um espectro a parte, EG. Normalizamos EG pela multiplicação de um fator $1/\xi$, para reconstruir o espectro EP:

$$EP = EG \cdot (1/\xi). \quad (4.8)$$

Finalizando a separação dos espectros, reconstruímos EC, subtraindo EP de EM.

N_p é obtido por soma direta dos eventos de EP. N_{cn} é calculado em duas etapas: na primeira minimizamos a contaminação por pulsos de outros canais com um corte em energia, selecionando apenas os eventos do intervalo

$$E = (15,11 \pm 1\sigma) \text{ MeV} \Rightarrow 14 \leq E \leq 16,5 \text{ MeV} \quad (4.9)$$

Na segunda etapa EC é normalizado pelo fator $(0,68 \cdot \xi^*)^{-1}$. O termo 0,68 é devido ao corte de $\pm 1 \sigma$. N_{cn} é obtido por integração do espectro normalizado.

A estimativa de σ_R foi feita dividindo-se as regiões S_β em 31×17 células igualmente espaçadas, cada uma correspondente a uma emissão específica (T, β) . Em cada célula, simulamos a detecção de 2×10^4 *bursts*, construindo seus espectros mistos que, posteriormente, analisamos com o procedimento descrito acima. O valor de σ_R , como função dos parâmetros (T, β) , é dado pela dispersão da distribuição de R obtida em cada célula.

As Figura 4. 9 A e B mostram zonas de S_α e S_η delimitadas por valores percentuais de $\sigma_R(T, \beta)$.

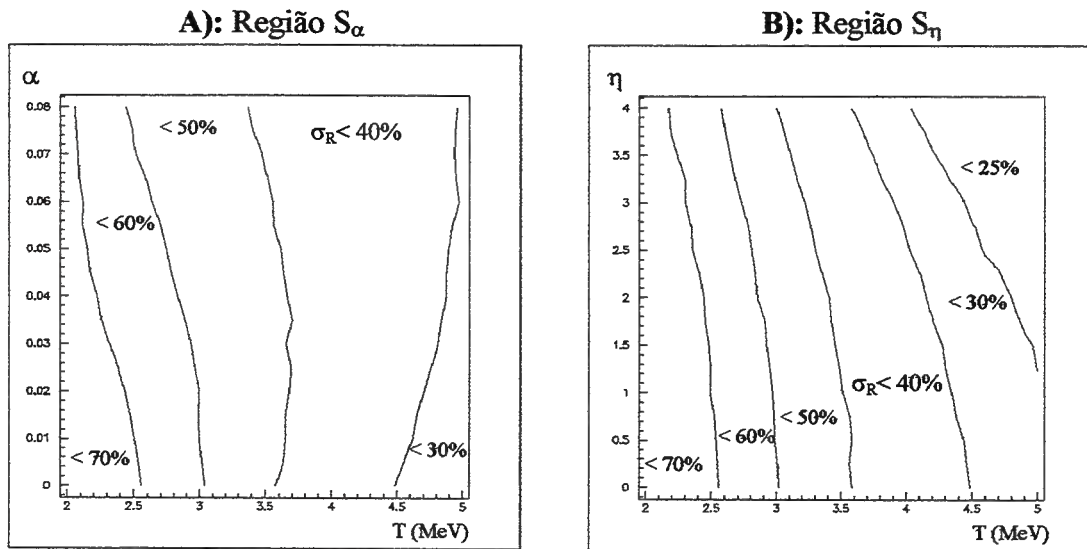


Figura 4. 9: Zonas delimitadas por valores percentuais de σ_R sobre as regiões S_α e S_η (Figs. A e B).

Os valores de σ_R são grandes, determinando faixas de R que praticamente preenchem as regiões S_β . Vamos analisar qualitativamente os efeitos de σ_R , estudando soluções particulares dadas por isocurvas com erro $\sigma_R = 40\%$, valor “central” nas duas regiões S_β . Na Figura 4. 10 ilustramos os resultados, com a superposição das faixas $(\bar{E}_\nu \pm 1\sigma_E)$ e $(R \pm 1\sigma_R)$. Também mostramos as soluções encontradas com as isocurvas (setas) e os erros associados (linhas laterais às setas).

Nesse exemplo particular, vemos que para S_α (Fig. A), apesar do erro grande em R , os erros associados à solução de (T, α) são razoáveis. Em S_η (Fig. B), apenas a temperatura é bem caracterizada. A solução para η apresenta um erro grande, porém ainda aceitável.

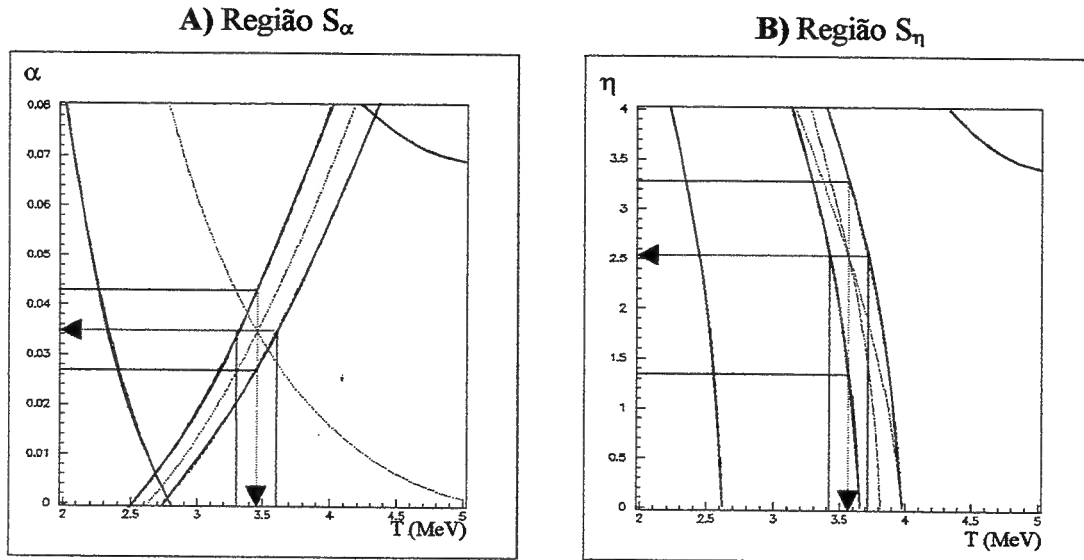


Figura 4. 10: Exemplo de soluções com o método das isocurvas, considerando-se os erros σ_E e σ_R . Escolhemos soluções particulares determinadas por isocurvas com erro $\sigma_R = 40\%$. As setas indicam as soluções (T, β) , as linhas laterais limitam o intervalo dos erros em (T, β) .

Extrapolando o exemplo anterior, com base nos “mapas” de σ_R (Figura 4. 9), podemos descrever de forma genérica a resolução alcançada com o método das isocurvas: a temperatura deve ser sempre bem caracterizada nas duas regiões: em S_α porque as isocurvas têm inclinações opostas, restringindo a área de erro da solução (T, α) ; em S_η as isocurvas de \bar{E}_ν tem pequena variação com η , logo suas projeções sobre o eixo T determinam intervalos pequenos de erro, compensando as incertezas provocadas pela inclinação igual das isocurvas e pela grande dispersão de R . O parâmetro α , tem uma caracterização razoável em toda a região S_α , com boa resolução para $T > 3,0$ MeV. A caracterização de η é mais crítica, devendo apresentar erros menores que o do exemplo acima apenas para $T > 3,5$ MeV e $\eta > 2,0$.

Ressaltamos que com essa resolução, o LVD é capaz de caracterizar a natureza não térmica da emissão ($\beta \neq 0$) para $T > 3,0$ MeV. No seção 1.4 vimos que os dados da SN1987A não possibilitaram uma conclusão definitiva a esse respeito.

A principal fonte de erros é o canal-cn, pois seus eventos são identificados de forma indireta. Os espectros reconstituídos com esse método, mesmo com os cortes, devem conter

eventos espúrios[†], já que a identificação do canal-cn é feita por exclusão dos eventos do canal-p. Estes últimos carregam as incertezas provocadas pela eficiência de captura do nêutron $\xi = 0,6$. Vamos analisar a resolução que deve ser alcançada pelo LVD com o uso do cintilador aditivado com gadolínio. Fixando $\xi_{Gd} = 0,9$ na reconstrução de EP, reduzimos a contaminação de EC, levando a medidas de R mais precisas. A Figura 4. 11 mostra os mapas de σ_R para o caso do cintilador aditivado; sua comparação com a Figura 4. 9 mostra o bom aumento na resolução propiciado pelo cintilador aditivado.

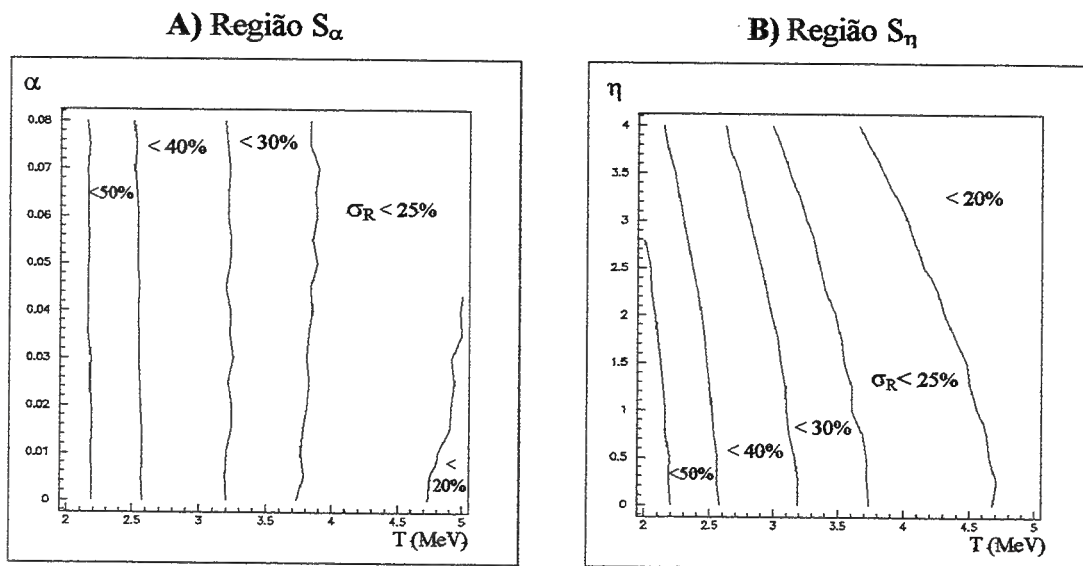


Figura 4. 11: Zonas delimitadas por valores percentuais de σ_R sobre as regiões S_α e S_n (figs. A e B), no caso do cintilador aditivado com Gd.

4.3.d. Uma Consideração Sobre “Eventos Raros”

Sabemos que SN são eventos raros. Nesse caso, um momento estatístico de suma importância é o *valor mais provável* das grandezas mensuráveis.

Realizamos novamente a simulação descrita no item anterior, porém, com um único *burst* em cada célula (T, β), e tomamos a razão r :

$$r = \frac{R_s}{R} \quad (4. 10)$$

onde $R_s(T, \beta)$ é o “medido” com a simulação e $R(T, \beta)$ é dado pelos cálculos.

A Figura 4. 12 mostra as distribuições de r obtidas com os dois modelos de emissão. Ajustamos as distribuições com gaussianas que definiram a posição dos picos em $r \sim 1$.

[†] Em medidas “reais” os espectros devem ser contaminados inclusive por eventos dos canais e e α .

Esse resultado indica que o valor mais provável das medidas corresponde ao valor calculado com base nos mesmos parâmetros de entrada da simulação.

Podemos tirar duas importantes conclusões:

1. As incertezas inseridas na simulação não devem provocar, em medidas reais, erros sistemáticos relevantes que afetem a caracterização da emissão.
2. A probabilidade de caracterizarmos corretamente a emissão, realizando uma única medida com um *burst* de v , é máxima.

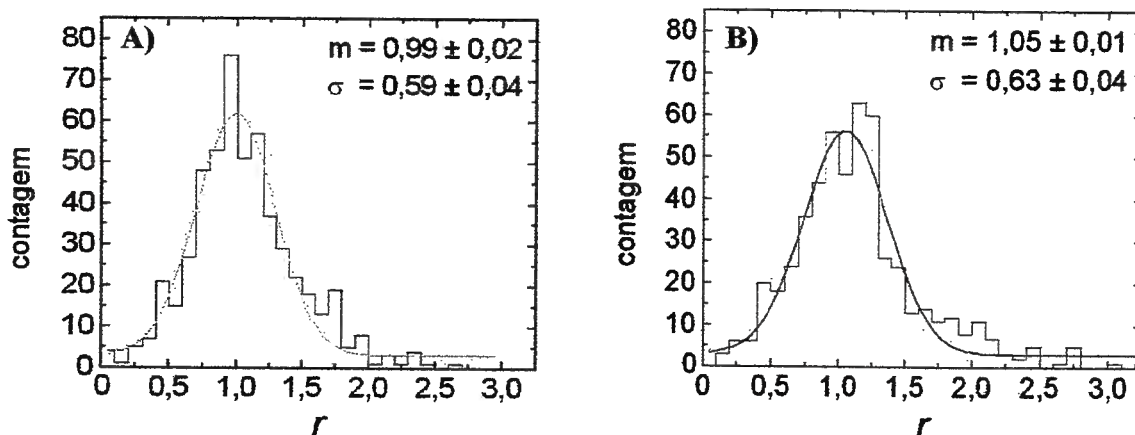


Figura 4. 12: Distribuição dos valores de r . A) modelo- α . B) Modelo- η .

Na Figura 4. 13 mostramos as distribuições de r obtidas com simulações onde consideramos o cintilador aditivado com gadolínio. O efeito do aumento da eficiência ξ é visto na redução da largura σ das distribuições.

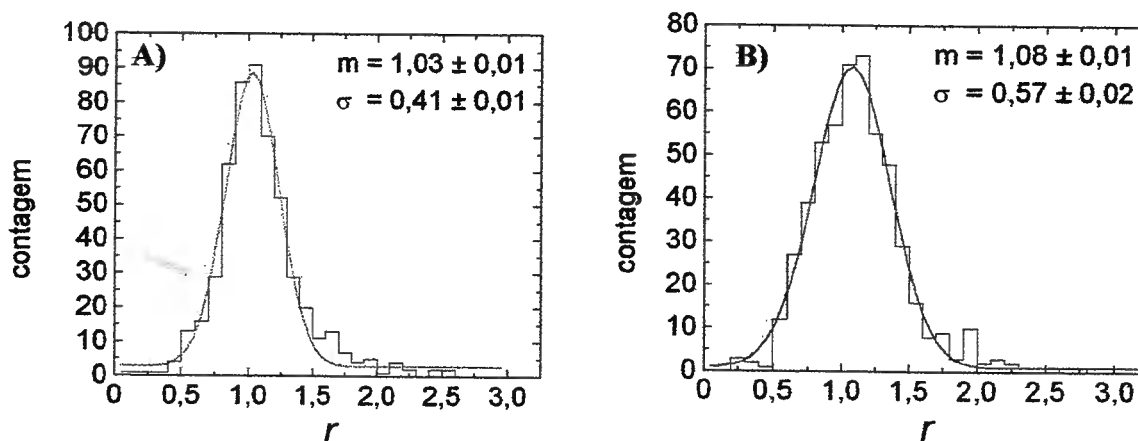


Figura 4. 13: Distribuição dos valores de r no caso do cintilador aditivado com gadolínio. A) modelo- α . B) Modelo- η .

4.4 Oscilações de Neutrinos na Caracterização da Emissão

4.4.a. Teoria Básica das Oscilações de ν [3]

O fenômeno de oscilação é uma das maiores manifestações da natureza quântica das partículas elementares, e pode ocorrer quando os estados resultantes da produção da partícula diferem daqueles envolvidos na sua propagação. Na discussão que segue subentende-se que o meio de propagação dos ν é o vácuo.

Na produção de ν , o estado inicial $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha=e,\mu,\tau$), chamado auto-estado de sabor, é determinado pela interação fraca que dá origem à partícula. Caso os ν tenham massa não nula e sejam uma superposição de outros estados quânticos (mistura), $|\nu_\alpha\rangle$ pode ser escrito como uma combinação linear dos auto-estados de massa $|\nu_a\rangle$ ($a=1,2,3$), dada por:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_a U_{\alpha a}^* |\nu_a\rangle \quad (4.11)$$

Onde $U_{\alpha a}^*$ são os elementos da matriz de transformação unitária ^{*}. Logo, os $|\nu_\alpha\rangle$ não tem massa bem definida.

As partículas “físicas” que participam da propagação são os estados de massa. Os auto-estados de massa são descritos na sua forma completa pelo vetor de estado:

$$|\Psi_\alpha\rangle = |\psi_\alpha\rangle \otimes |\nu_\alpha\rangle \quad (4.12)$$

onde $|\nu_\alpha\rangle$ carrega informações sobre a natureza do neutrino e $|\psi_\alpha\rangle$ contém as demais informações dinâmicas (espaço-tempo e energia-momento).

A evolução temporal de um auto-estado de massa é dada por:

$$|\psi_\alpha(t)\rangle = e^{-iHt} |\psi_\alpha\rangle \quad (4.13)$$

Escrevendo (4.13) na representação de coordenadas temos:

$$\psi_\alpha(\vec{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3}} \int \psi_\alpha(\vec{p}) \exp(i\vec{p} \cdot \vec{x} - iE_\alpha t) d\vec{p} \quad (4.14)$$

onde usamos $\hbar = c = 1$, e $E_a = (p^2 + m_a^2)^{1/2}$. Assim, a propagação de um auto-estado de massa, na espaço de coordenadas, tem como vetor de estado:

$$|\Psi_\alpha(\vec{x}, t)\rangle = \langle \vec{x} | \psi_\alpha(t) \rangle \otimes |\nu_\alpha\rangle = \psi_\alpha(\vec{x}, t) |\nu_\alpha\rangle \quad (4.15)$$

onde substituímos (4.14) em (4.12).

^{*} A conjugação do elemento de matriz decorre do uso do operador de criação a^\dagger sobre o estado de vácuo $|0\rangle$ para obter $|\nu_\alpha\rangle$ [3].

Usando (4.11) em (4.15), obtemos o vetor de estado que descreve a propagação do auto-estado de sabor:

$$|\Psi_\alpha(\vec{x}, t)\rangle = \sum_a U_{\alpha a}^* |\Psi_a(\vec{x}, t)\rangle = \sum_a U_{\alpha a}^* \psi_a(\vec{x}, t) |v_a\rangle \quad (4.16)$$

A detecção dos ν é realizada novamente por um processo fraco. A medida faz a função de onda colapsar em um estado de sabor que pode diferir do estado inicial $|\Psi_\alpha(x, 0)\rangle$, já que a evolução temporal dos estados de massa modifica os coeficientes da combinação do estado de sabor. A probabilidade de transição (oscilação) é dada por:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = |\langle \Psi_\beta(\vec{x}, t) | \Psi_\alpha(0, 0) \rangle|^2 = \left| \sum_a U_{\beta a} U_{\alpha a}^* \psi_a(0, 0) \psi_a^*(\vec{x}, t) \right|^2 \quad (4.17)$$

onde usamos a ortogonalidade dos auto-estados de massa: $\langle v_a | v_b \rangle = \delta_{ab}$.

Na descrição usual de oscilações são feitas 3 aproximações:

1. O ν original é descrito por uma onda plana, com momento e energia bem definidos, assim temos:

$$\psi_a(\vec{p}) = (2\pi)^{3/2} \delta(\vec{p} - \vec{p}_a) \Rightarrow \psi_a(\vec{x}, t) = \exp(i\vec{p}_a \cdot \vec{x} - iE_a t) \quad (4.18)$$

2. Se os ν são relativísticos, $|\vec{p}_a| \gg m_a$, então:

$$E_a = (|\vec{p}_a|^2 + m_a^2)^{1/2} \sim p_a + \frac{m_a^2}{2p_a} \quad (4.19)$$

3. A direção de propagação é ao longo do eixo-x, Então, das duas relações acima temos:

$$\psi_a(\vec{x}, t) = \psi_a(x, t) \cong \exp\left\{ p_a(x-t) - i \frac{m_a^2}{2p_a} t \right\} \quad (4.20)$$

Substituindo (4.20) em (4.17), obtemos

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta; t) &= \left| \sum_a U_{\beta a} U_{\alpha a}^* \exp\left\{ p_a(x-t) - i \frac{m_a^2}{2p_a} t \right\} \right|^2 \\ &= \sum_a |U_{\beta a}|^2 |U_{\alpha a}^*|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{a \neq b} U_{\alpha a}^* U_{\beta a} U_{\alpha b} U_{\beta b}^* \exp\left\{ i(p_a - p_b)(x-t) - i \frac{\Delta m_{ab}^2}{2p} t \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde

$$\Delta m_{ab}^2 = m_a^2 - m_b^2 \quad (4.22)$$

ainda com a aproximação relativística, podemos usar $x = t$ e $(p_a \sim p_b = p) \sim E$, que substituídos em (4.21) dão a probabilidade de transição:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; x) = \sum_a |U_{\beta a}|^2 |U_{\alpha a}^*|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[\sum_{a \neq b} U_{\alpha a}^* U_{\beta a} U_{ab} U_{\beta b}^* \exp \left\{ -i \frac{\Delta m_{ab}^2}{2E} x \right\} \right] \quad (4.23)$$

Da fórmula acima, tornam-se claras as hipóteses iniciais que adotamos como condição para que ocorram oscilações. Devemos ter:

1. elementos não nulos fora da diagonal da matriz U, ou seja, os neutrinos devem ser misturados (*mixing*).
2. $\Delta m_{ab}^2 \neq 0$, que implica em ν de massa não nula.

Por simplicidade, vamos analisar o caso de apenas 2 famílias leptônicas ($\alpha = e, \mu$; $a = 1, 2$). A extensão para 3 famílias é direta, usando a mesma descrição que segue.

Podemos usar para representar U a matriz clássica de rotação:

$$U^* = U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

onde fizemos $U^* = U$, admitindo conservação de CP. Essa última hipótese também implica que

$$P(\alpha \rightarrow \beta; x) = P(\beta \rightarrow \alpha; x) \quad (4.25)$$

Substituindo os elementos de matriz de (4.24) em (4.23), temos as fórmulas usuais das probabilidades de transição e sobrevivência:

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \cos\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{2E} L\right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L\right) \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \\ &= 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} L\right) \end{aligned} \quad (4.27)$$

onde L é a distância percorrida entre a produção e a detecção do ν .

Usando (4.25), obviamente temos:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) \quad ; \quad P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$$

Sendo θ uma constante, a fase ϕ das oscilações é determinada pelo argumento do segundo seno de (4.26). Fazendo $\phi = 2\pi$, obtemos o comprimento de oscilação L_{osc} :

$$L_{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{21}^2} = 2,48 \frac{(E / \text{MeV})}{(\Delta m_{21}^2 / eV^2)} \text{ metros} \quad (4.28)$$

Uma forma útil de escrevermos ϕ é em termos de L_{osc} :

$$\frac{\phi}{2} = \frac{\pi L}{L_{osc}} \quad (4.29)$$

Teremos máximos nas oscilações quando $\phi = (2n+1)\pi$, com n inteiro:

$$\frac{(2n+1)\pi}{2} = \frac{\pi L}{L_{osc}} = \frac{L\Delta m_{21}^2}{4E} = 1,27 \frac{(\Delta m_{21}^2 / eV^2) \cdot (L / \text{metro})}{(E / \text{MeV})} \quad (4.30)$$

4.4.b. Oscilações em Distâncias Astronômicas

A discussão que segue foi baseada no trabalho de Giunti, Kim e Lee (GKL) [4]. Nesse trabalho os autores apontam que a descrição usual das oscilações de ν , como fizemos no item precedente, é útil pela simplicidade e por permitir uma ampla compreensão da fenomenologia das oscilações. Entretanto, um completo entendimento da física envolvida nas oscilações, principalmente no caso de ν não-relativísticos, requer uma outra abordagem. GKL utilizam o formalismo de pacotes de ondas no desenvolvimento da teoria de oscilações, em vez do tratamento usual com ondas planas.

Os pacotes de onda normalizados dos auto-estados de massa, são construídos com gaussianas e dados por:

$$\psi_a(p) = (\sqrt{2\pi}\sigma_p)^{1/2} \exp\left[-\frac{(p - \langle p_a \rangle)^2}{4\sigma_p^2}\right] \quad (4.31)$$

$$\psi_a(x,t) = (\sqrt{2\pi}\sigma_x)^{-1/2} \exp\left[i(\langle p_a \rangle x - \langle E_a \rangle t) - \frac{(x - v_a t)^2}{4\sigma_x^2}\right] \quad (4.32)$$

onde $\langle p_a \rangle$ é o valor de pico do pacote, σ_x e σ_p são as larguras relacionadas por $(\sigma_x \cdot \sigma_p) = 1/2$. A energia $\langle E_a \rangle$ e velocidade de grupo v_a são:

$$\langle E_a \rangle = \sqrt{\langle p_a \rangle^2 + m_a^2} \quad ; \quad v_a = \frac{\langle p_a \rangle}{\langle E_a \rangle} \quad (4.33)$$

Experimentalmente mede-se a distância X de propagação, e não o tempo T entre a criação da partícula e sua detecção. Assim a probabilidade de transição $P_{\alpha \rightarrow \beta}(x,t)$ deve ser mediada no tempo. Vimos que, na abordagem tradicional, para ν relativísticos usa-se $x = t$. Sem realizar nenhuma aproximação, GKL fazem as integrais sobre o tempo de $P_{\alpha \rightarrow \beta}(x,t)$ que resulta na expressão:

$$\begin{aligned}
P_{\alpha \rightarrow \beta}(X) = & \left(\sum_{a'} \frac{|U_{\alpha\alpha'}|^2}{|v_{a'}|} \right)^{-1} \sum_{a,b} U_{\beta\alpha} U_{\alpha a}^* U_{\beta b}^* U_{\alpha b} \exp \left\{ i \left[\left(\langle p_a \rangle - \langle p_b \rangle \right) - \left(\langle E_a \rangle - \langle E_b \rangle \right) \left(\frac{v_a - v_b}{v_a^2 - v_b^2} \right) \right] X \right\} \\
& \times \left(\frac{2}{v_a^2 + v_b^2} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{X^2}{4\sigma_x^2} \frac{(v_a - v_b)^2}{v_a^2 + v_b^2} - \frac{(\langle E_a \rangle - \langle E_b \rangle)^2}{4\sigma_p^2 (v_a^2 + v_b^2)} \right]
\end{aligned} \tag{4.34}$$

b.i Propagação Incoerente

A motivação principal do trabalho de GKL é formular uma descrição adequada para as oscilações em regime não relativístico. Contudo, é interessante observarmos que o formalismo de pacotes possibilitou uma aplicação alternativa para estudarmos v de SN: tiramos proveito das características de propagação dos pacotes de onda, de forma a simplificar o estudo dos efeitos de oscilações de v sobre o sinal esperado no LVD.

Examinando em detalhe a equação (4.34), podemos ver que a exponencial complexa determina a fase das oscilações e o primeiro termo no argumento da exponencial real descreve o amortecimento d nas amplitudes de transição:

$$d = \exp \left[- \frac{X^2}{4\sigma_x^2} \frac{(v_a - v_b)^2}{v_a^2 + v_b^2} \right] \tag{4.35}$$

O amortecimento resulta da perda de coerência durante a propagação. O comprimento de coerência L_c é dado por:

$$L_c = 2\sigma_x \left(\frac{v_a^2 + v_b^2}{(v_a - v_b)^2} \right)^{1/2} \tag{4.36}$$

Os pacotes de onda de auto-estados de massa 1 e 2, não degenerados, têm diferentes velocidades de grupo. Se sua propagação ocorre em uma distância $X \gg L_c$, os pacotes se separam (propagação incoerente) e os termos com $a \neq b$ da equação (4.34) podem ser desprezados, pois a exponencial $\rightarrow 0$. Com essa condição podemos escrever a probabilidade de transição (4.34) como:

$$\begin{aligned}
P_{\alpha \rightarrow \beta}(X \gg L_c) &= \left[\frac{|U_{\alpha 1}|^2}{v_1} + \frac{|U_{\alpha 2}|^2}{v_2} \right]^{-1} \times \left[\frac{U_{\beta 1}^2 U_{\alpha 1}^2}{v_1} + \frac{U_{\beta 2}^2 U_{\alpha 2}^2}{v_2} \right] \\
&= \frac{(v_1 + v_2) \sin^2 \theta}{(v_1 \tan^2 \theta) + v_2}
\end{aligned} \tag{4.37}$$

onde usamos os elementos de matriz dados em (4.24).

A propagação incoerente interrompe as oscilações, porém, as conversões de sabor são ainda possíveis. De (4.37) temos que a probabilidade de conversão torna-se constante, com valor fixado apenas pelos parâmetros de *mixing* ($\theta, \Delta m_{ab}^2$). A dependência com Δm_{ab}^2 está implícita nas velocidades: obviamente, se $v_1 \neq v_2 \Rightarrow \Delta m_{12}^2 \neq 0$.

É intuitivo que quanto maior a distância de propagação, menor deve ser a diferença de massa Δm_{12}^2 entre os auto-estados 1 e 2 para que se verifique a separação dos pacotes. Isso sugere que em distâncias astronômicas podemos estudar oscilações de ν usando (4.37), mesmo com pequenos valores de Δm_{12}^2 .

Definimos um espaço arbitrário u , com base dada pelos vetores \bar{v}_1, \bar{v}_2 , tomados ortogonalmente. Em u temos as relações:

$$V = |\bar{v}_1 + \bar{v}_2| = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \quad ; \quad 0 < V \leq \sqrt{2}c \quad (4.38)$$

$$|\bar{v}_1| = V \cos \omega \quad ; \quad |\bar{v}_2| = V \sin \omega \quad (4.39)$$

$$\omega = \arctan\left(\frac{\langle p_2 \rangle}{\langle p_1 \rangle}\right) \quad (4.40)$$

De (4.39) vemos que ω é proporcional à razão das velocidades de grupo dos dois pacotes.

Em u , podemos escrever (4.36) como:

$$L_c = 2\sigma_x \frac{V}{|V \cos \omega - V \sin \omega|} = \frac{2\sigma_x}{\sqrt{1 - \sin 2\omega}} \quad (4.41)$$

Fazendo $X = 5 L_c$, o termo de amortecimento vale $d \sim 10^{-11}$. Vamos tomar para X o valor típico da distância Terra-SN: $X = 10 \text{ kpc} \sim 3 \times 10^{22} \text{ cm}$. A largura do pacote σ_x é ligada ao volume de confinamento do processo de produção das partículas. Para ν de SN temos: $\sigma_x = 10^{-14} \text{ cm}$ [4]. Usando estes valores em (4.41) temos a relação:

$$X = 5L_c = \frac{10\sigma_x}{\sqrt{1 - \sin 2\omega}} \Rightarrow \sqrt{1 - \sin 2\omega} \approx 10^{-36} = \varepsilon \quad (4.42)$$

ou seja ω difere de $\pi/4$ pelo valor de ε :

$$1 - [\omega (\pi/4)^{-1}] = \varepsilon \quad (4.43)$$

De (4.43) e (4.40) estabelecemos o valor mínimo da razão $\langle p_1 \rangle / \langle p_2 \rangle$ para que ocorra a separação dos pacotes de onda:

$$\frac{\langle p_1 \rangle}{\langle p_2 \rangle} = \frac{1}{\tan \omega} \Rightarrow \frac{\langle p_1 \rangle}{\langle p_2 \rangle} > 1 + 10^{-36} = 1 + \varepsilon \quad (4.44)$$

Usando (4.33) e a condição (4.44), obtemos:

$$\Delta m_{21}^2 > \varepsilon (E^2 - m_2^2) \quad (4.45)$$

Para estabelecer um limite seguro de Δm_{21}^2 , devemos maximizar o lado direito de (4.45). Podemos usar $m_2^2 = 0$ e $E = 200 \text{ MeV}$, valor muito superior aos máximos típicos

dos espectros de ν de SN. Substituindo os valores em (4. 34), finalmente temos a diferença mínima entre as massas de ν_1 e ν_2 para que ocorra a propagação incoerente em distâncias astronômicas:

$$\Delta m_{21}^2 > 1,2 \times 10^{-19} \text{ eV}^2 \quad (4. 46)$$

b.ii Oscilações na matéria da estrela em colapso

A propagação de neutrinos por um meio com densidade $\rho \neq 0$, provoca mudanças significativas na fenômeno de oscilações. A passagem de neutrinos pela matéria pode ser vista como uma sucessão de espalhamentos coerentes no sentido de propagação. Esse tipo de “interação” com a matéria ocorre pela presença de um potencial efetivo V relacionado às interações fracas:

$$V = V_c + V_n \quad (4. 47)$$

Os índices c e n referem-se à interações mediadas por correntes carregada e neutra. V_c e V_n dependem da densidade de núcleons e e^\pm do meio. A Tabela 4. 1 mostra os valores dos potenciais para as composições de meios triviais. Na discussão que segue não incluímos os “ ν_μ ”. Os resultados para esses neutrinos são obtidos considerando-se $V_c = 0$ nos cálculos.

Composição do Meio	V_c	V_n
e^- e p	$\pm\sqrt{2} G_F N_e$	0
neutro (e^- , n e p)	$\pm\sqrt{2} G_F N_e$	$\mp(\sqrt{2})^{-1} G_F N_n$

Tabela 4. 1: Potenciais efetivos para ν_e e $\bar{\nu}_e$ em diferentes meios. G_F é a constante de Fermi, N_x denota a densidade de partículas x , e os sinais superiores (inferiores) referem-se aos ν_e ($\bar{\nu}_e$).

Os potenciais da matéria modificam a relação de dispersão [3]. No vácuo temos:

$$E_\nu^2 = p^2 + m_\nu^2 \quad (4. 48)$$

enquanto para o meio atravessado:

$$E_\nu^2 = p^2 + (m_\nu^2 + A) + \dots \quad ; \quad |V| \ll p \quad (4. 49)$$

$$A = 2pV \quad (4. 50)$$

A principal consequência é uma modificação nos parâmetros de oscilação. Temos um termo de “quadrado de massa” efetivo: $m_\nu^2 \rightarrow m_\nu^2 + A$ (ou energia efetiva: $E_\nu^2 \rightarrow E_\nu^2 - A$). O ângulo de *mixing* na matéria φ e novo comprimento de oscilação L_M são dados por:

$$\text{sen}^2(2\varphi) = \frac{\text{sen}^2(2\theta)}{\left[\cos^2(2\theta) \cdot \left(1 - \frac{A}{A_R}\right)^2 \right] + \text{sen}^2(2\theta)} \quad (4. 51)$$

$$L_M = \frac{L_0^{osc}}{\sqrt{\left[\cos^2(2\theta) \cdot \left(1 - \frac{A}{A_R}\right)^2 \right] + \sin^2(2\theta)}} \quad (4.52)$$

onde

$$A_R = \Delta_0 \cos(2\theta) \quad ; \quad \Delta_0 = \Delta m_{21}^2 \quad (4.53)$$

Nas relações acima o índice 0 refere-se às grandezas no vácuo.

Inserindo em (4.26) os parâmetros de oscilação na matéria temos:

$$P_{e \rightarrow \beta}(L) = |\langle \nu_\beta | \nu_e(L) \rangle|^2 = \sin^2(2\varphi) \sin^2\left(\frac{\pi L}{L_M}\right) \quad (4.54)$$

Ou seja, quando $A = A_R$, temos uma particular combinação entre as propriedades dos neutrinos e do meio que cria uma “condição de ressonância” para as oscilações, o *mixing* é máximo ($\varphi = \pi/4$) e as probabilidades de conversão são aumentadas.

Podemos entender as diferenças entre as oscilações no vácuo e na matéria com base em uma das interpretações da relação de dispersão na matéria, que seria a alteração no índice de refração para a passagem dos ν . Como consequência imediata, se tivermos uma mudança nas velocidades relativas dos auto-estados de massa, as relações de interferência mútua também são modificadas, e com elas, as amplitudes de transição.

Existem duas situações básicas em que os ν podem atravessar a região de ressonância:

1. **Regime Adiabático:** nessa condição, os ν oscilam muitas vezes enquanto atravessam a região de ressonância, e as conversões de sabor são favorecidas. O aumento na probabilidade de conversão provocado pela ressonância é o chamado “efeito MSW”, acrônimo dos autores que apontaram o fenômeno (Mikheyev, Smirnov e Wolfenstein [5]).
2. **Regime Não-Adiabático:** caso que ocorre quando o comprimento de oscilação é maior que a dimensão da região de ressonância, e como consequência os neutrinos praticamente não são afetados pela sua presença. Nessa condição as oscilações não são reforçadas.

Da Tabela 4. 1 vemos que os potenciais dependem diretamente da densidade do meio. Fora da região de colapso, a matéria na estrela pode ter densidades até $\rho \sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$, que certamente implica em efeitos intensos sobre as oscilações de ν . O estudo dos efeitos de oscilações no sinal do LVD, pode ser simplificado se estabelecermos para quais parâmetros de *mixing* ($\theta, \Delta m^2$)* a propagação na matéria estelar é não-adiabática. Nesse caso, praticamente garantimos que os espectros de ν que emergem da estrela correspondam aos espectros da produção (nas zonas das neutrinosferas). Isto posto, e satisfazendo também a restrição (4.46), podemos calcular os espectros que atingem a Terra usando a probabilidade de conversão dada pela fórmula (4.37).

* não existindo ambigüidades, passaremos a designar Δm_{ab}^2 apenas por Δm^2 .

A largura da região de ressonância é dada por:

$$\delta_R(R) = \frac{2 \tan(2\theta)}{\left| \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dr} \right|_R} \quad (4.55)$$

onde R é a distância do centro da estrela.

Calculamos o comprimento de oscilação na região de ressonância fazendo $A = A_R$ em (4.52):

$$L_R^{osc} = \frac{L_0^{osc}}{\sin(2\theta)} \quad (4.56)$$

Relacionando δ_R e L_0^{osc} , temos que a propagação não-adiabática ocorre se:

$$L_R^{osc} \geq 2\pi\delta_R \Rightarrow \left| \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dr} \right|_R \geq \frac{\Delta m^2 \sin^2(2\theta)}{E \cos(2\theta)} \quad (4.57)$$

A inequação (4.57) mostra que grandes variações de densidade em um meio com baixa concentração de elétrons, ou seja, as condições no centro da estrela em colapso, favorecem o regime não-adiabático.

Calculamos $N_e(R)$ (Figura 4. 14) usando os perfis de densidade e composição química do modelo de Woosley e Weaver [6] para um estrela pré-SN de $15 M_\odot$ (ver figura 1.3). A partir desse resultado determinamos a região não-adiabática para ν de SN no plano dos parâmetros de oscilação $(\sin^2(2\theta), \Delta m^2)^*$. A região é assinalada por "N-A" na Figura 4. 15. Para qualquer parametrização dentro dessa região, os efeitos da matéria da estrela sobre as oscilações podem ser desconsiderados e podemos usar o tratamento do vácuo para calcular os espectros de ν que atingem a Terra.

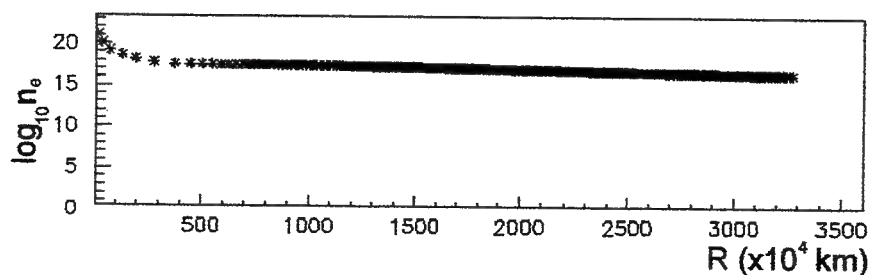


Figura 4. 14: $N_e(R)$ calculada a partir do modelo estelar de Woosley e Weaver [6].

* Representação usual na literatura.

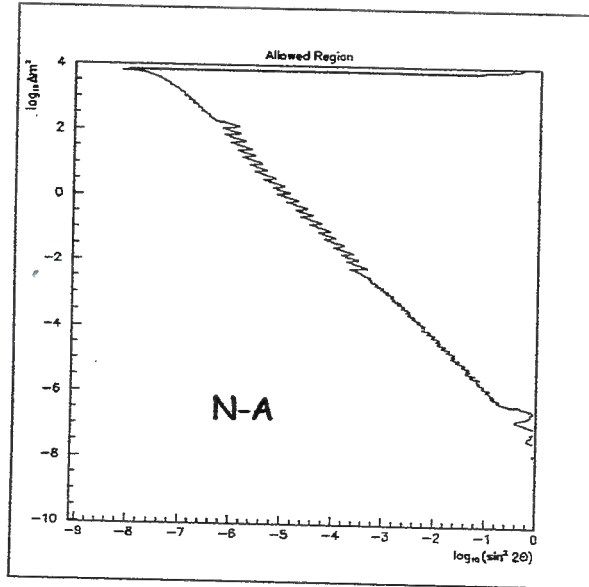


Figura 4. 15: Região não-adiabática (assinalada por N-A) no plano dos parâmetros de oscilação para ν de SN.

Da Figura 4. 15 e do valor mínimo dado em (4.46), estabelecemos os limites dos parâmetros de oscilação para a validade da propagação incoerente e sem efeitos da matéria:

- Se $10^{-19} \leq \Delta m^2 \leq 10^{-5} \text{ eV}^2$, qualquer valor de θ
- Se $\Delta m_{ab}^2 \geq 10^{-5}$, a região N-A.

Se considerarmos como relativísticos os ν de SN, tendo em vista sua energia média $\langle E \rangle \sim 10 \div 20 \text{ MeV}$, podemos aproximar a razão entre as velocidades v_1 e v_2 por:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sqrt{E^2 - m_1^2}}{\sqrt{E^2 - m_2^2}} = 1 + \frac{1}{2E} (m_2^2 - m_1^2) - O(m^4) \approx 1 + \frac{\Delta m_{21}^2}{2E^2} \quad (4.58)$$

A fórmula (4.37) é exata, no sentido que não contém aproximações, e foi deduzida apenas com a hipótese da propagação incoerente. Rescrevendo (4.37) em termos de v_1/v_2 e substituindo, como uma primeira aproximação, o resultado de (4.58), a probabilidade de conversão é:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, X \gg L_c) = \frac{\sin^2 \theta \left(2 + \frac{\dot{C}m_{21}^2}{2E^2} \right)}{1 + \left[\tan^2 \theta \left(1 + \frac{\dot{C}m_{21}^2}{2E^2} \right) \right]} \quad (4.59)$$

No caso extremo em que $\Delta m_{ab}^2 \ll E^2$, podemos desprezar os termos $(\Delta m_{ab}^2 / 2E^2)$ em (4.59) e a probabilidade de conversão depende apenas de θ . A Figura 4. 16 mostra a função $P_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, X \gg L_c)$, com valor de pico $P = 1/2$, obviamente, para o caso de máximo *mixing*: $\theta = \pi/4$.

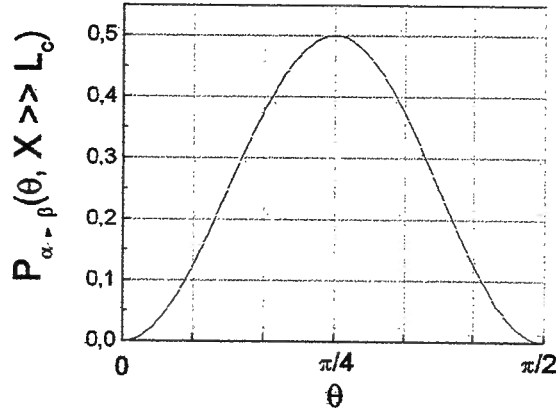


Figura 4. 16: Gráfico da função $P_{\alpha \rightarrow \beta}(\theta, X \gg L_c)$

A extensão desse resultado para três famílias de ν (e, μ, τ), usando *mixing* máximo $\theta_{\alpha\beta} = \pi/4$, fixa uma probabilidade de conversão em $P_{\alpha \rightarrow \beta} = 1/3$, igual para todos os sabores:

$$P_{e \rightarrow \mu} = P_{\mu \rightarrow \tau} = P_{\tau \rightarrow e} = \frac{1}{3} \quad (4. 60)$$

4.4.c. Efeitos do *mixing* de neutrinos no sinal do LVD

Vamos analisar os possíveis efeitos sobre o sinal do LVD desse tipo de conversão. Os espectros da emissão devem atingir a Terra “repopulados”, mantendo 1/3 dos ν originais que são adicionados de 1/3 de ν que “migram” de cada um dos outros dois sabores. A energia do ν é preservada com a conversão. Como os espectros dos “ ν_μ ”† têm energia média mais alta que os espectros dos ν_e e $\bar{\nu}_e$, a forma dos espectros de todos os sabores é modificada.

Na Figura 4. 17A mostramos a comparação entre os espectros de $\bar{\nu}_e$ esperados para o LVD, nos casos sem *mixing* (linha sólida) e com *mixing* (linha pontilhada). Os espectros foram calculados com base na parametrização de Burrows para a emissão (ver seção 1.3):

- $\bar{\nu}_e$: $T = 3,1 \text{ MeV}$; $\eta = 3,0$
- “ ν_μ ” : $T = 5,1 \text{ MeV}$; $\eta = 4,1$

Em (B) temos as simulações referentes aos mesmos espectros de (A). Na figura podemos

† Lembramos que a notação “ ν_μ ” refere-se ao conjunto ν_μ, ν_τ e suas anti-partículas.

ver claramente o efeito das conversões “ $\bar{\nu}_\mu$ ” \rightarrow $\bar{\nu}_e$, com o deslocamento do espectro de $\bar{\nu}_e$ para energias mais altas. A forma geral dos espectros com e sem *mixing* é semelhante, não existindo nenhuma estrutura particular que possa ser utilizada para sua diferenciação. Existe uma diferença sutil na concavidade da parte anterior ao pico dos dois espectros. Porém, das simulações vemos que as flutuações estatísticas podem mascarar essa diferença.

Verificamos a viabilidade de identificação do espectro com *mixing* usando o teste de hipóteses de Kolmogorov-Smirnov [7,8] (teste KS). O teste se baseia na estatística da grandeza:

$$D_n = \sup_{-\infty < x < +\infty} |F_n(x) - F(x)| \quad (4.61)$$

onde $F_n(x)$ é a distribuição acumulada empírica da variável aleatória x , obtida de uma amostra de tamanho n , e $F(x)$ é a distribuição acumulada da função testada como geratriz dos dados experimentais.

A estatística D_n tem distribuição conhecida, e a probabilidade que D_n seja maior que um de seus valores D_n^0 vale:

$$P(D_n \geq D_n^0) = 1 - K(\lambda_0) \quad (4.62)$$

Onde

$$\lambda_0 = \sqrt{n} \cdot D_n \quad \text{e} \quad K(\lambda_0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k e^{-2k^2 \lambda_0^2} \quad (4.63)$$

Se o valor D_n^0 tomado da estatística D_n for tal que:

$$k = 1 - K(\lambda_0) > \xi \quad (4.64)$$

onde ξ é o nível de significância do teste, aceita-se a hipótese testada. Caso contrário a hipótese é rejeitada.

O teste KS já foi utilizado em um estudo prévio do caso sem *mixing* [1], mostrando que as incertezas consideradas na simulação não impedem a caracterização da emissão dos $\bar{\nu}_e$. Aqui, o teste foi aplicado ao espectro simulado com *mixing*, confrontando-o com as distribuições esperadas para o caso sem *mixing*. As distribuições foram calculadas com a parametrização usual do modelo- η .

Na Figura 4. 18 mostramos os valores obtidos para k em toda a região S_η . Se adotarmos $\xi = 0,05$, que representa um intervalo de confiança de 95%, todas as parametrizações (T, η) com $k > 0,05$ são aceitas pelo teste como geratrizes do espectro simulado. Da figura vemos que a parametrização $(T = 5,0 \text{ MeV}, \eta = 3,0)$, sem *mixing*, é sugerida como a mais provável. Na Figura 4. 19 mostramos a semelhança entre o espectro simulado e esta distribuição apontada como geratriz.

Ou seja, na forma que consideramos, o efeito do *mixing* de ν sobre o sinal do LVD pode causar uma interpretação errônea: se analisarmos os dados adotando a hipótese de ν sem *mixing*, o espectro experimental de $\bar{\nu}_e$ é caracterizado por uma temperatura maior que a temperatura verdadeira da emissão. Com os atuais métodos de análise não dispomos de critérios de diferenciação para reconhecer o efeito das conversões de sabor e eliminar esta ambigüidade.

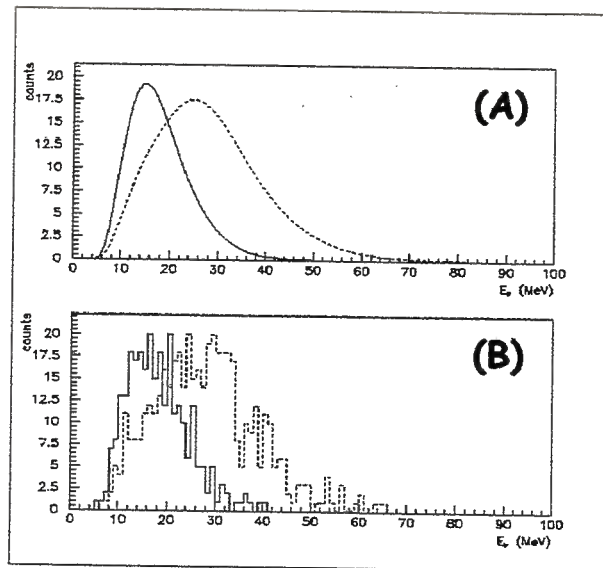


Figura 4. 17: Comparação entre os espectros de ν no LVD, considerando o *mixing* (linhas pontilhadas) e sem *mixing* (linhas sólidas). A) Espectros esperados B) Simulações.

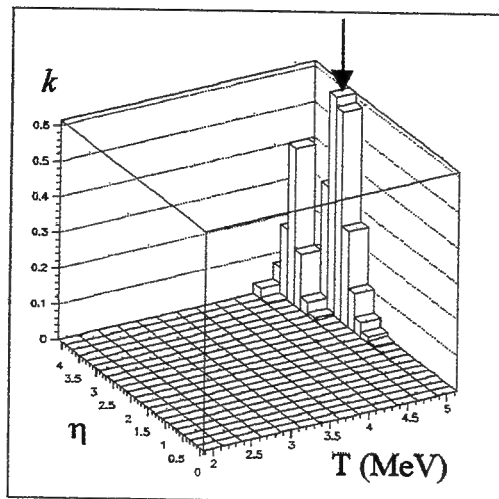


Figura 4. 18: Valores de k , obtidos do teste KS, confrontando o espectro de $\bar{\nu}_e$ simulado com *mixing* (parâmetros: $T = 3,1$ MeV, $\eta = 3,0$) e os espectros esperados sem *mixing*, do modelo- η . O teste indica que a parametrização da emissão mais provável é: $T = 5,0$ MeV e $\eta = 3,0$ (indicado pela seta).

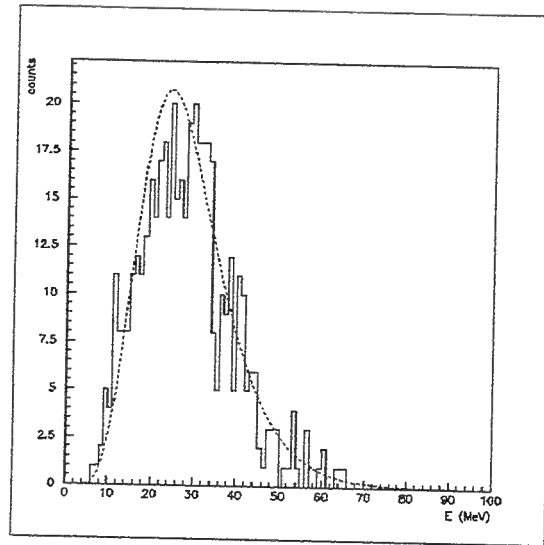


Figura 4. 19: Histograma: Espectro simulado com *mixing* e parâmetros ($T=3,1$ MeV, $\eta = 3,0$). Curva: Distribuição sem *mixing* e parâmetros ($T=5,0$ MeV, $\eta = 3,0$) aceita pelo teste de Kolmogorov-Smirnov como geratriz do espectro simulado.

Referências – Capítulo 4

1. E. Kemp, Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas (1995).
2. P. Antonioli et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A309**, 569 (1991).
3. C.W. Kim e A. Pevsner, *Neutrinos in Physics and Astrophysics, Contemporary Concepts in Physics* – vol. 8, Harwood academic Publishers, Suíça (1993).
4. C. Giunti, C.W. Kim e U.W. Lee, *Phys. Rev.*, **44D**, 3635 (1991).
5. S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **42**, 913 (1985); L. Wolfenstein, *Phys. Rev.*, **17D**, 2369 (1987); *apud* S.T. Petcov, in *Proc. IV School on Non-Accelerator Particle Astrophysics*, ICTP – Trieste, Itália (1995).
6. E. Woosley e T. A. Weaver, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 205 (1986).
7. P. Galeotti, *Elementi di Probabilità e Statistica*, Editrice Universitaria Levrotto & Bella, Turim, Itália (1984)
8. R.M. Marques, *Elementos de Estatística*, Departamento de Estatística – IMECC – UNICAMP (1969).

Conclusão

A presente geração de telescópios de neutrinos deve ser capaz não apenas de detectar a ocorrência de colapsos gravitacionais estelares, mas também de extrair informações que esclareçam os pontos ainda em aberto na teoria geral de supernovas. As medidas feitas por telescópios de neutrinos com diferentes técnicas de detecção, quando combinadas, podem fornecer resultados conclusivos sobre o colapso estelar e a explosão.

A técnica de cintilador empregada no LVD resulta em grande sensibilidade aos $\bar{\nu}_e$, via o decaimento- β inverso (canal-p). Os ν_μ, ν_τ (e anti-partículas) são estudados via interações por corrente neutra com o ^{12}C (canal-cn). A motivação desse trabalho é, dadas as características do LVD, sabermos quais aspectos do colapso podemos estudar e com que qualidade essas informações podem ser obtidas.

Analisando o espectro de fundo do LVD, determinamos a curva de eficiência $\varepsilon(E)$ do experimento. A curva é útil no cálculo preciso do número de eventos esperados, e além disso, é o principal fator de modulação do espectro de $\bar{\nu}_e$ em energias próximas ao limiar de detecção. A parte mais intensa dos espectros de emissão corresponde a esse intervalo de energia (~ 5 MeV). Logo, um conhecimento detalhado de $\varepsilon(E)$ é de grande importância para que a caracterização da emissão seja feita com precisão.

Estudamos a eficiência ξ dos módulos detectores em revelar a captura de nêutrons, cujo sinal é utilizado na identificação dos $\bar{\nu}_e$. Para o cintilador padrão obtivemos $\xi \sim 60\%$. Testamos uma amostra de cintilador aditivado com gadolínio, que melhora o desempenho do detector aumentando sua eficiência para $\xi \sim 90\%$. Entretanto, o gadolínio também atua sobre as propriedades ópticas do líquido cintilador, reduzindo sua transparência em um curto período de tempo. Novos testes estão sendo realizados e o gadolínio pode ser empregado no experimento desde que se encontre um composto mais estável.

Desenvolvemos um método de estimativa dos parâmetros espectrais (T , β) da emissão, baseado em duas grandezas, obtidas por medidas diretas do LVD: R , a proporção entre o número de eventos dos canais p e cn , e a energia média \bar{E}_ν do espectro de $\bar{\nu}_e$. O método apresenta como vantagem o fato que as estimativas de (T , β) são desvinculadas da energia total emitida em neutrinos e da distância da supernova, que devem influenciar apenas nos erros estatísticos. Também verificamos que são possíveis estimativas de θ , a razão entre as temperaturas das neutrinosferas dos $\bar{\nu}_e$ e " ν_μ ", com resolução $\delta\theta \sim 0,5$ MeV.

Por meio de simulações dos espectros esperados, estudamos a resolução do LVD na caracterização da emissão. Para os dois modelos de emissão estudados (α e η), verificou-se uma boa resolução nas medidas da temperatura: $\delta T/T \sim 4\%$ (ver Figura 4.10). Esse resultado é devido à técnica de cintilador, que permite medidas precisas de energia. Quanto aos parâmetros de modificação espectral, obtivemos: $\delta\alpha/\alpha \sim 20\%$ e $\delta\eta/\eta \sim 35\%$. Ressaltamos que com essa precisão, é possível determinar a natureza não térmica da emissão ($\alpha, \eta \neq 0$) para temperaturas dos $\bar{\nu}_e$ não inferiores a ~ 3 MeV, que são as características previstas pelos modelos. As simulações ainda mostraram que o LVD não deve produzir resultados com erros sistemáticos relevantes. No caso de medidas de eventos raros, como as supernovas, a ausência de desvios sistemáticos é de grande importância, pois maximiza a probabilidade de estimativas corretas a partir dos dados experimentais.

As grandes distâncias das explosões de supernovas foram utilizadas para reduzirmos a complexidade do estudo de oscilações de neutrinos. Calculamos o limite inferior de $\Delta m_{ab}^2 = 10^{-19}$ eV² para que ocorra a propagação incoerente dos pacotes de onda no trajeto supernova-Terra. A incoerência interrompe as oscilações, fixando um valor constante para P , a probabilidade de conversão de sabor. Se considerarmos como relativísticos os neutrinos de supernovas, P passa a depender apenas do ângulo de *mixing*: $P = P(\theta)$. Também estabelecemos a região não-adiabática sobre o plano dos parâmetros de oscilações ($\sin^2\theta, \Delta m_{ab}^2$), onde os efeitos da matéria da estrela podem ser desprezados, reduzindo o problema ao caso de propagação no vácuo. Com base nesses resultados, estudamos os efeitos do *mixing* máximo ($\theta = \pi/4$) sobre o sinal do LVD, e verificamos que podem ocorrer ambigüidades na interpretação dos dados. As conversões de neutrinos de outros sabores geram espectros mais energéticos de $\bar{\nu}_e$, que podem ser interpretados como espectros com temperaturas maiores que as temperaturas verdadeiras da emissão.

Uma possibilidade a ser estudada é a identificação das conversões de sabor pela análise conjunta dos canais que usam o ¹²C como alvo: o canal-cn e o canal-cc. Variações na temperatura da emissão alteram os sinais de ambos os canais, enquanto as conversões de sabor modificam apenas o sinal do canal-cc. Se as conversões provocarem desvios observáveis na relação entre os dois sinais, pode-se eliminar a ambigüidade.

Apêndice-A

O Limite de Chandrasekhar

A estrutura evolutiva final das estrelas de massa pequena ($0,1 \leq M \leq 1 M_{\odot}$) ou intermediária ($1 \leq M \leq 8 M_{\odot}$), consiste de um núcleo central de carbono-oxigênio, onde não ocorrem mais reações termonucleares, circundado pelo estrato de hélio e o envelope externo de hidrogênio. O fim das reações de fusão interrompe a contribuição térmica para a pressão interna. A gravidade passa a predominar e a estrela se contrai, porém sem a ocorrência do colapso. Nessa fase, a condição de equilíbrio hidrostático é restabelecida porque

$$P_c = P_e \quad (\text{A. 1})$$

onde P_c é a pressão exercida pelo peso das camadas externas, balanceada pela pressão P_e do gás degenerado de elétrons relativísticos que se formou no interior estelar. Tais estrelas terminam sua evolução como anãs-brancas: objetos extremamente compactos ($\rho/\rho_{\odot} \sim 10^4 \div 10^6$, $R/R_{\odot} \sim 10^{-2}$) e de baixa luminosidade ($L/L_{\odot} \sim 10^{-6} \div 10^{-1}$) [1].

A condição de degenerescência em um gás é verificada quando $d \leq \lambda$ [2], onde d é o espaçamento médio entre as partículas e λ é seu comprimento de onda de de Broglie. A densidade numérica das partículas de um plasma completamente ionizado pode ser escrita como $n = \rho(\mu m_H)^{-1}$, onde μ é o peso molecular médio das partículas e m_H a massa do átomo de hidrogênio, que implica em $d = n^{-1/3}$. Assim, a condição de degenerescência é determinada pela desigualdade

$$\sqrt[3]{\frac{\mu m_H}{\rho}} \leq \frac{h}{p} \quad (\text{A. 2})$$

que depende de dois fatores independentes: a densidade e o momento das partículas. Como veremos mais adiante, a pressão exercida pelo gás degenerado também depende apenas destes dois fatores.

Para um gás perfeito temos $3kT/2 = p^2/2m$. Usando essa relação e isolando ρ na desigualdade (A.2), definimos a densidade crítica que estabelece a fronteira entre o gás perfeito e o degenerado:

$$\rho_c = \frac{\mu m_H}{h^3} (3mkT)^{3/2} \quad (\text{A. 3})$$

assim, se $\rho > \rho_c$ o volume ocupado pela partícula torna-se comparável a λ^3 , e portanto as partículas não podem mais mover-se livremente, provocando a degenerescência, senão temos um gás perfeito. De (A.3), conclui-se que a uma mesma temperatura T , ρ_c passa a depender apenas da massa da partícula considerada. Logo, no plasma estelar, as primeiras partículas a entrarem em regime de degenerescência são os elétrons, seguidos pelos prótons e nêutrons, e por último os íons pesados. Em estrelas de massa intermediária, a densidade central atinge valores $\rho \sim 10^6 \text{ g/cm}^3$, suficiente para que os elétrons entrem em degenerescência, mas não os núcleons, que necessitam valores como $\rho \sim 10^{11} \text{ g/cm}^3$ (condição que se verifica nas estrelas de nêutrons).

A degenerescência pode ser analisada pelo princípio da exclusão de Pauli [3]. A **Figura A. 1** mostra a seção reta ao longo da componente p_x da distribuição de momentos que, segundo a lei de Maxwell, é uma gaussiana com a dispersão completamente determinada pela temperatura [4] (curva A). Se colocarmos duas vezes mais elétrons no mesmo volume $d_x d_y d_z$, a densidade $n(p_x)$ de elétrons com momento p_x dobra em cada ponto, mas a dispersão da curva não se altera (curva B).

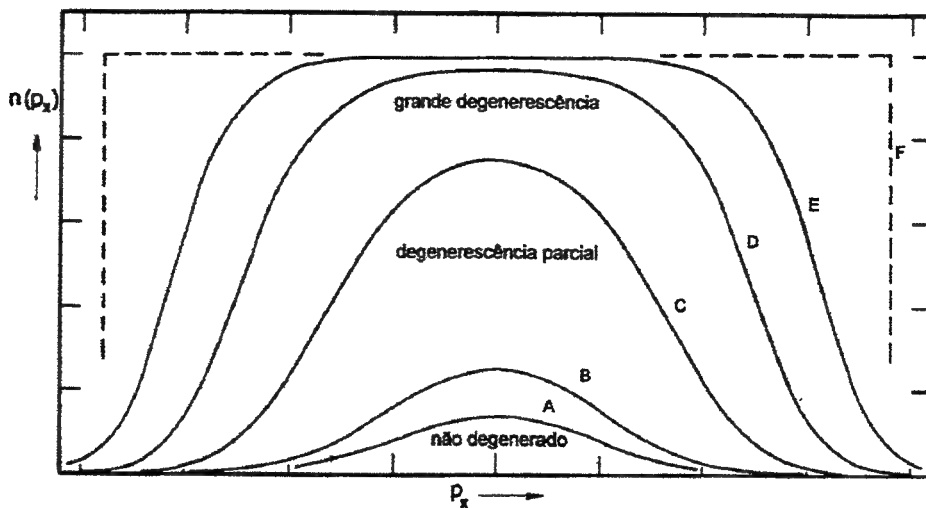


Figura A. 1: Seção reta unidimensional do espaço de fase (ao longo do eixo- p_x) mostrando a distribuição de momentos para elétrons do plasma estelar. As curvas de A até F mostram a convergência para a situação de degenerescência completa (linha pontilhada).

O crescimento $n(p_x)$ tem um limite imposto pelo princípio da exclusão: tomemos um elemento de volume do espaço de fase $d_x d_y d_z dp_x dp_y dp_z$ que pode ser particionado em células de dimensão h^3 . Cada célula só pode ser populada por dois elétrons (com *spins* invertidos). Dessa forma estabelecemos um limite superior para N_e , a densidade de elétrons no espaço de fase:

$$N_e d_x d_y d_z dp_x dp_y dp_z \leq \frac{2}{h^3} d_x d_y d_z dp_x dp_y dp_z \quad (\text{A. 4})$$

Se adicionarmos continuamente mais elétrons no volume $d_x d_y d_z$, o máximo em $n(p_x)$ (estabelecido por (A.4)) é atingido e os elétrons excedentes vão ocupar células correspondentes a momentos maiores (estados de energia mais alta). Assim a função de distribuição é deformada como mostra as curvas C, D e E. Quando $\rho \gg \rho_c$ a função de probabilidade de ocupação $f(p)$ de estados com momento entre p e $p+dp$ converge para a função degrau (curva F):

$$\left. \begin{aligned} f(p) &= 1, \text{ se } p < p_f \\ f(p) &= 0, \text{ se } p > p_f \end{aligned} \right| \quad (\text{A. 5})$$

onde p_f é o momento correspondente à energia de Fermi do sistema (estado de maior energia ocupado).

Para um dado volume espacial V e um momento máximo p_f , o volume disponível no espaço de fase é $2 \cdot (4/3 \pi p_f^3) \cdot V$, onde o fator 2 é devido aos estados de polarização do *spin*. Por consequência, o número de células disponíveis, e logo o número máximo N de elétrons que pode ocupar tal volume é dado por:

$$N = 2 \frac{4}{3} \pi p_f^3 \frac{V}{h^3} \Rightarrow n_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{p_f}{h} \right)^3 \quad (\text{A. 6})$$

onde n_e é a densidade de elétrons.

Em astrofísica é habitual usarmos os símbolos X , Y e Z para designar, respectivamente, a concentração em massa de hidrogênio, hélio e elementos pesados (EP), que definem os 3 grupos de íons presentes no plasma estelar. As densidades de íons são dadas por

$$\text{H: } n_H = \frac{X\rho}{m_H} ; \quad \text{He: } n_{He} = \frac{Y\rho}{4m_H} ; \quad \text{Outros: } n_{EP} = \frac{Z\rho}{\langle A \rangle m_H}$$

onde $\langle A \rangle$ é a massa atômica média dos elementos pesados. O número de elétrons adicionados ao plasma por cada uma dessas 3 classes é: 1, 2 e $\langle A \rangle/2$. Logo, a densidade total de elétrons pode ser escrita como:

$$n_e = \left(X + \frac{1}{2}Y + \frac{1}{2}Z \right) \frac{\rho}{m_H} = \frac{(1+X)}{2} \frac{\rho}{m_H} = Y_e \frac{\rho}{m_H} \quad (\text{A. 7})$$

onde usamos $X+Y+Z = 1$, e $Y_e = (1+X)/2$ que é a fração de elétrons por núcleon.

Calcula-se a pressão dos elétrons em movimento isotrópico, pela integral [1]:

$$P_e = \int_0^{p_f} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} 2n_e(p) p \cos\theta v \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\phi \, dp = \frac{1}{3} \int_0^{p_f} \frac{8\pi p^2}{h^3} p v \, dp \quad (\text{A. 8})$$

onde $n_e(p) = 8\pi p^2/h^3$ é a densidade de elétrons com momento entre p e $p+dp$. Aplicando (A.8) aos diferentes regimes de velocidade, temos:

- Caso não-relativístico: $v = p/m_e$

$$P_e = \frac{8\pi}{15} \frac{p_f^5}{m_e h^3} \quad (\text{A. 9})$$

- Caso relativístico: $v \sim c$

$$P_e = \frac{2\pi c}{3h^3} p_f^4 \quad (\text{A. 10})$$

Combinando (A.6) e (A.7) temos:

$$p_f = \frac{h}{2} \left(\frac{3}{\pi} Y_e \frac{\rho}{m_H} \right)^{1/3} \quad (\text{A. 11})$$

Finalmente, substituindo p_f dado por (A.11) nos resultados (A.9) e (A.10), obtém-se:

- Caso não-relativístico:

$$P_e = \frac{h^2}{20m_e} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \left(Y_e \frac{\rho}{m_H} \right)^{5/3} = k_{nr} n_e^{5/3} \quad (\text{A. 12})$$

- Caso relativístico:

$$P_e = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \left(Y_e \frac{\rho}{m_H} \right)^{4/3} = k_r n_e^{4/3} \quad (\text{A. 13})$$

onde agrupamos as constantes e usamos o resultado de (A.7). Ambas as expressões acima podem enfim ser traduzidas, de forma genérica, na equação de estado:

$$P = k \rho^\gamma \quad (\text{A. 14})$$

onde γ é o índice adiabático. É interessante observar que no gás degenerado, a pressão não depende da temperatura. Ela é completamente determinada pela energia de Fermi do sistema que por sua vez depende apenas da densidade de elétrons. Assim, a condição de equilíbrio (A.1) é dada por:

$$P_c = k_r n_e^{4/3} \quad (\text{A. 15})$$

Para completar a discussão devemos calcular P_c . A equação diferencial que descreve o equilíbrio hidrostático é

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho g = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} = -\frac{4\pi}{3} G \rho^2 r \quad (\text{A. 16})$$

onde supomos densidade constante e $M(r)$ é a massa interna ao raio r dada por

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho dr' \quad (\text{A. 17})$$

Entretanto, estamos lidando com um caso onde $d\rho/dr \neq 0$. Podemos melhorar a nossa descrição introduzindo em (A.16) um fator gaussiano de correção no gradiente de pressão [2]:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{4\pi}{3} G \rho_0^2 r e^{-(r/a)^2} \quad (\text{A. 18})$$

onde ρ_0 é a densidade no centro da estrela e a um comprimento característico, relacionado com a concentração de massa em direção ao centro estelar. Para um valor R do raio da estrela, quanto maior a razão R/a , maior é o gradiente de densidade. Com esse método obtém-se valores suficientemente precisos para a pressão no centro ($r = 0$, $\rho = \rho_0$), que nos interessa, mas não na superfície ($r = R$, $\rho = 0$). Integrando (A.18) tem-se a pressão em qualquer distância r a partir do centro:

$$P(r) = \frac{2\pi}{3} G \rho_0^2 a^2 [e^{-(r/a)^2} - e^{-(R/a)^2}] \quad (\text{A. 19})$$

onde a constante de integração é determinada pela condição $P(R) = 0$.

No nosso caso, ρ_0 é muito maior que a densidade média da estrela, logo $a < R$, e a massa total da estrela pode ser aproximada pela relação [2]:

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_0 a^3 \sqrt{6} \quad (\text{A. 20})$$

isolando a em (A.20) e substituindo o resultado em (A.19), temos a pressão no centro devido ao peso da própria estrela, calculando $P(r)$ em $r = 0$:

$$P_c = 0,4 G M^{2/3} \rho_0^{4/3} \quad (\text{A. 21})$$

agora temos uma expressão para P_c escrita apenas em termos da massa e da densidade central, que substituída na condição de equilíbrio (A.15) resulta:

$$M = 4 \left(\frac{Y_e}{m_H} \right)^2 \left(\frac{k_r}{G} \right)^{3/2} = 5,8 Y_e^2 M_\odot \quad (\text{A. 22})$$

O significado do valor calculado para M é: a maior massa que a pressão do gás degenerado de elétrons consegue equilibrar. Esse valor é conhecido como *limite de Chandrasekhar*, ou ainda *massa de Chandrasekhar*. Na maioria dos interiores estelares, o plasma ionizado contém uma proporção de 2 núcleons por elétron, logo $Y_e = 0,5$ e a massa de Chandrasekhar vale

$$M_{Ch} = 1,44 M_\odot \quad (\text{A. 23})$$

O limite de Chandrasekhar é um parâmetro fundamental na fenomenologia do colapso estelar. Estrelas de grande massa, $M > 8 \div 10 M_\odot$, têm temperatura alta o suficiente para possibilitar a queima do C-O, chegando até a fase do Fe. Se a massa do núcleo central de Fe supera o limite de Chandrasekhar, o equilíbrio é rompido e inicia-se o colapso gravitacional.

Referências – Apêndice A

1. M. Harwit, *Astrophysical Concepts*, Springer-Verlag, E.U.A. (1982).
2. P Galeotti, *Lezioni di Astrofisica Neutrinica*, Università di Torino - CLU, Itália (1996).
3. M. Shwarzschild, *Structure and Evolution of the Stars*, Dover Publications Inc., E.U.A. (1973).
4. F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, McGraw-Hill, E.U.A. (1965).

Apêndice-B

Freqüência de Colapsos Estelares na Galáxia

No último milênio foram observadas 5 supernovas (SN[†]) na Via-Láctea. Cas A é candidato a um sexto evento, possivelmente ocorrido em 1680. A data foi estimada por meio de observações do remanescente. Porém, não existem registros históricos dessa explosão. A Tabela B.1 contém informações sobre essas 6 SN, que foram observadas à olho nu. A distribuição espacial desses eventos cobre um setor de $\sim 50^\circ$ com origem no centro galáctico.

Supernova	Nome	Distância (kpc)
SN1006		3,3
SN1054	Caranguejo	2,0
SN1181	3C58	8
SN1572	Tycho	5
SN1604	Kepler	7
SN1680	Cas A	2,8

Tabela B. 1: Supernovas históricas observadas no último milênio

A observação a olho nu de explosões de SN mais distantes é impedida pela grande absorção óptica do meio interestelar. Dado que não existem motivos para supor a

[†] Nesse Apêndice, a abreviatura SN é utilizada no contexto geral de explosões de Supernovas, diferentemente do texto principal, onde o símbolo foi utilizado exclusivamente para as Supernovas do Tipo II (ver Capítulo 1).

impossibilidade de ocorrências de SN mais distantes, nem que sobre o disco galáctico exista uma anisotropia azimutal para esse tipo de evento, é razoável renormalizar a frequência f de SN na galáxia pela fração angular $360/50 \sim 7$, resultando em quase 1 evento a cada 25 anos. Adicionalmente, não existem registros de SN históricas do céu austral, praticamente dobrando esse número, assim $f \sim 1$ evento/12,5 anos.

As SN são classificadas em dois grupos principais: SN do Tipo I, quando a explosão decorre da queima explosiva do carbono, provocada pelo acréscimo de massa em estrelas binárias já em estágio avançado de evolução; SN do Tipo II, se a explosão decorre do colapso gravitacional de estrelas com centros maciços de ferro. Apenas as SN-II emitem o *burst* neutrínico de intensidade mensurável, assim a frequência de colapsos estelares deve ser determinada pela frequência das observações neutrínicas, e não das ópticas, logo o valor de f que foi obtido deve ser tomado apenas como uma aproximação.

É interessante notar que a simplicidade dos argumentos utilizados nessa abordagem “histórica”, conduz a um resultado próximo aos de cálculos complexos, onde se leva em conta a distribuição por idade das populações estelares no disco galáctico, taxa de formação de pulsares, observações extra-galácticas, etc...