

# DETECCÃO DE NEUTRINOS DE COLAPSOS GRAVITACIONAIS COM O EXPERIMENTO LVD

*por*

NILTON MENGOTTI SILVA

*Orientador:* Prof. Dr. Armando Turtelli Jr.

*Esta é a versão final da  
tese de mestrado defendida  
pelo sr. Milton Mengotti Silva  
e aprovada pela Comissão Examinadora*

*A. Turtelli Jr.*

*7.X.93*

Tese de Mestrado apresentada ao  
Instituto de Física Gleb Wataghin  
Universidade Estadual de Campinas

Fevereiro de 1993

Este trabalho é dedicado  
à memória do meu irmão  
Leonardo.

**Este trabalho contou com o apoio financeiro dos órgãos  
CNPq e INFN.**

**BANCA EXAMINADORA:**

**Dr. Armando Turtelli Jr. (Orientador - IFGW - UNICAMP)**

**Dr. José Augusto Chinellato (IFGW - UNICAMP)**

**Dr. Walter Fulgione (INFN - Torino, Itália)**

**Dr. Carlos Ourívio Escobar (IF - USP)**

**Dr. Roberto José Maria Covolan (IFGW - UNICAMP)**

## AGRADECIMENTOS

Pela orientação, compreensão e amizade em todos os momentos, agradeço ao professor Armando Turtelli Jr.

Aos professores Armando Turtelli Jr. e Carlo Castagnoli, por terem me dado a oportunidade de participar da colaboração LVD.

Ao professor Carlo Castagnoli, pela hospitalidade durante minhas estadias no laboratório do Gran Sasso e em Torino.

Ao amigo Walter Fulgione e à amiga Laura Panaro, por todos os trabalhos que fizemos juntos e pela amizade de todos estes anos.

Aos meus primeiros “mestres” Lenine e Claudinho, do Colégio Universitas, em Santos, pelo incentivo na minha escolha de vida acadêmica.

À Adriana, que esteve muito perto de mim no período de finalização deste trabalho, pelo carinho que tem me dado e pela ajuda na edição da tese.

Aos amigos Lori, Igenes, Cidinha, Nilza e Armando pelos bate-papos e por tantos pequenos favores durante todos estes anos.

Aos meus pais, à minha querida irmã Daniela e ao Amadeu, pelo incentivo que sempre me deram tanto no trabalho como na vida pessoal.

À turma das corridas na ATREFE (e das cervejas), Mané, Boselli, Bajay e tantos outros.

Ao José Augusto e à Carola pelo carinho e amizade que sempre tiveram por mim.

Aos amigos Márcio, Maria de Lurdes, Jair e Margarita, por tudo, mas principalmente pelas cervejadas.

À família Vallania, pelas interessantes conversas ao ar livre na varanda do hotel Nido dell’Aquila, onde esvaziamos tantas garrafas de *Villa Gemma*, e pelas garrafas de *Nebbiolo* que me deram na minha volta ao Brasil. Grazie !

À Marilena (Mari) e à Sandra por serem sempre disponíveis a todos nós, pós-graduandos do DRC.

Aos colegas do DRC, Biral, Ernesto, Tatá, Fábio, Emerson, Marcelo, Érica, Luis, Cesar, Hélio, Anderson, Reinaldo, Mario, Edson e Raquel.

À Mila pela amizade e pelas interessantes discussões que sempre tivemos.

À Reiko, pela amizade e por tantas críticas feitas a mim nos primeiros anos de mestrado.

Ao Roberto Covolan e ao Marcelo Guzzo pela leitura crítica que fizeram da primeira versão deste trabalho.

Aos colegas do “quarto piano” do instituto de física de Torino, Morello, Andrea, Francesco, Elena, Bruno, Badino, Antonioli, Silvia, Antonella, Claudia, Cristina, Baratia, Angelo, Navarra, Galeotti, Trincherro, ...

A todo pessoal do CTS de Torino, em especial à amiga Alessandra Bosio.

Aos amigos Bertoni (Roby), Silvana, Dario, Flaviana, Livia, Ezio e Giuliano (grande fã do Spock).

À grande amiga Piera Ghia, com quem sempre pude contar.

## RESUMO

São descritas as principais características esperadas da emissão de neutrinos devidos a um colapso estelar. É também feita uma descrição do experimento LVD, que tem por objetivo principal a detecção de neutrinos de colapsos gravitacionais. São estudadas e testadas técnicas de análise de dados, com objetivo de se definir critérios de escolha de eventos candidatos a “bursts” de neutrinos. Dados experimentais são então analisados, demonstrando a possibilidade do uso da técnica desenvolvida, a estabilidade do experimento e a sua capacidade de monitorar toda a Galáxia no que se refere a neutrinos de colapsos gravitacionais.

## ABSTRACT

Main features of neutrino emission due to stellar collapse are described. The LVD experiment, which has as main goal the detection of neutrinos from gravitational collapses, is also described. Data analysis techniques are studied and tested, with the purpose of defining criteria of burst candidates selection. Experimental data are then analysed, showing the possibility of using the developed technique, the stability of the experiment, and its capability of monitoring the entire Galaxy for neutrinos from gravitational collapses.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Neutrinos de Colapsos Gravitacionais</b>	<b>5</b>
2.1	Evolução Estelar . . . . .	5
2.1.1	Fonte de Energia Estelar . . . . .	5
2.1.2	Diagrama Hertzsprung-Russell . . . . .	7
2.1.3	Nascimento e Sequência Principal . . . . .	8
2.1.4	Saída da Sequência Principal . . . . .	9
2.2	Colapso Gravitacional . . . . .	11
2.2.1	Configuração de Anã Branca . . . . .	11
2.2.2	Colapso e Emissão de Neutrinos . . . . .	13
2.3	Frequência de Colapsos na Galáxia . . . . .	18
2.4	Detecção de Neutrinos . . . . .	20
2.4.1	Possibilidade de Detecção . . . . .	20
2.4.2	Número Esperado de Eventos . . . . .	22
<b>3</b>	<b>O Experimento LVD</b>	<b>27</b>
3.1	Objetivos . . . . .	27
3.2	Descrição do Experimento . . . . .	30
3.2.1	Detector . . . . .	30
3.2.2	Eletrônica de Aquisição de Dados . . . . .	33
3.2.3	Eletrônica de Aquisição de uma Torre . . . . .	37
3.3	Calibração e Eficiência . . . . .	39
3.3.1	Pico de Muons . . . . .	39
3.3.2	Captura Neutrônica . . . . .	39

<b>4</b>	<b>Seleção de Candidatos a “Burst”</b>	<b>49</b>
4.1	Procura de “Bursts” de Neutrinos . . . . .	49
4.1.1	Distribuição Poissoniana . . . . .	49
4.1.2	Técnica com $\Delta t$ Fixo . . . . .	50
4.1.3	Técnica com K Fixo . . . . .	51
4.2	Frequência de Imitação . . . . .	52
4.2.1	Definição . . . . .	52
4.2.2	Técnicas K Fixo e $\Delta t$ Fixo . . . . .	53
4.2.3	Outras Expressões . . . . .	54
4.3	Dados Simulados . . . . .	55
4.3.1	Geração de Sequência Poissoniana . . . . .	55
4.3.2	Análise dos Dados Simulados . . . . .	57
4.4	Conclusão . . . . .	66
4.4.1	Seleção de “Clusters” . . . . .	66
4.4.2	Frequência de Imitação . . . . .	67
4.4.3	Curvas de Isoprobabilidade . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Análise dos Dados Experimentais</b>	<b>69</b>
5.1	Tratamento dos Dados . . . . .	69
5.1.1	Apresentação dos Dados . . . . .	69
5.1.2	Eventos Anômalos . . . . .	71
5.1.3	Reordenação e Estatística de Eventos Anômalos . . . . .	73
5.2	Estabilidade do Experimento . . . . .	77
5.2.1	Monitoramento Contínuo . . . . .	77
5.2.2	Medidas de Fundo . . . . .	80
5.3	Análise de Candidatos a Neutrinos . . . . .	82
5.3.1	Seleção de Candidatos a Neutrinos . . . . .	82
5.3.2	Resultados Obtidos . . . . .	82
5.3.3	Técnicas Suplementares . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	<b>89</b>
<b>A</b>	<b>Pressão de um Gás Degenerado de Eletrons</b>	<b>91</b>
<b>B</b>	<b>Reconstrução de Eventos Físicos</b>	<b>95</b>

# Lista de Figuras

2.1	Diagrama Hertzsprung-Russell. . . . .	7
2.2	Formação de uma estrela, representada no diagrama H-R. . . . .	8
2.3	Energia de ligação por núcleon para alguns elementos. . . . .	10
2.4	Velocidade de colapso em função da distância ao centro do núcleo colapsante, comparada à velocidade do som. . . . .	14
2.5	Estimativa do comportamento esperado da luminosidade neutrínica durante as diferentes fases do colapso. . . . .	16
2.6	a) Mesma curva de luminosidade neutrínica, obtida por simulação, para estrela de massa $M = 25 M_0$ ; b) Mesma curva, onde somente $L_\nu$ é representada. Em b a taxa de combustão $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$ é 20% superior àquela usada em a. . . . .	17
2.7	Espectro energético obtido por simulação (BE), comparado a distribuições perfeitamente térmicas de Fermi-Dirac com $T=2.7$ MeV e $T=3.8$ MeV. . . . .	18
2.8	Espectro esperado de neutrinos detectados, devidos a um colapso “standard”. . . . .	23
3.1	Localização geográfica do laboratório do Gran Sasso. . . . .	28
3.2	Planta do laboratório. . . . .	28
3.3	Espectro energético de interações de neutrinos no experimento LVD: a) $\bar{\nu}_e p - n e^+$ ; b) $\nu_e e^- - \nu_e e^-$ ; c) $\nu_e C - Ne^-$ ; d) $\nu_i C - ^*C \nu_i$ . . . . .	29
3.4	Unidade básica de detecção do experimento LVD. . . . .	30
3.5	Detalhe da estrutura, onde podem ser vistos os porta-tanques e os módulos streamer. . . . .	31
3.6	Secção reta da estrutura do experimento. . . . .	32
3.7	Visão geral da estrutura do experimento. . . . .	32
3.8	Esquema de funcionamento do módulo C175, para um canal. . . . .	34
3.9	Curva típica de linearidade do módulo C176. . . . .	36

3.10	Esquema da eletrônica de aquisição dos tanques. . . . .	37
3.11	Esquema da eletrônica central do experimento. . . . .	38
3.12	Espectro esperado (por simulação) de muons no experimento. . . . .	40
3.13	Espectro obtido de eventos candidatos a muons no experimento. . . . .	41
3.14	Contagens de um tanque em função do limiar de discriminação para o fundo e na presença da fonte $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	42
3.15	Espectro energético de pulsos de limiar baixo com trigger assíncrono (hachurado) e triggerado pelo $^{252}\text{Cf}$ . . . . .	43
3.16	Distribuição temporal de pulsos secundários (limiar baixo) na presença do Cf. O ajuste corresponde a uma exponencial somada a um termo constante (devido ao fundo). . . . .	44
3.17	Multiplicidades de pulsos secundários (limiar baixo) devidas ao fundo (queda exponencial) e devidas ao Cf (fundo somado a $\langle n \rangle = 3.7$ neutrons). . . . .	45
3.18	Eficiência determinada com a fonte no centro do tanque, em função do limiar de discriminação. . . . .	46
4.1	Esquema de como são escolhidos "clusters" pela técnica de $\Delta t$ fixo. Cada evento é representado por uma barra perpendicular ao eixo temporal $t$ . . . . .	51
4.2	Esquema de como são escolhidos "clusters" pela técnica de K fixo. . . . .	52
4.3	Representação de quatro "clusters" de mesma multiplicidade. A técnica $\Delta t$ fixo reconhece (e conta) todos eles como iguais, enquanto que para a técnica K fixo somente os "clusters" (a) e (c) são iguais. . . . .	54
4.4	Distribuições temporais entre dois eventos consecutivos ( $K=0$ ) e entre dois eventos com um único entre eles ( $K=1$ ), da sequência temporal gerada. As curvas contínuas representam as distribuições esperadas. . . . .	56
4.5	Distribuições de "clusters" usando-se a técnica de $\Delta t$ fixo, correspondentes às multiplicidades $K=2,3,4,5$ e 6. As curvas contínuas correspondem às distribuições esperadas. . . . .	58
4.6	Distribuições de "clusters" usando-se a técnica de K fixo, para as mesmas multiplicidades da figura anterior. As curvas contínuas correspondem às distribuições esperadas. . . . .	59
4.7	Distribuições de "clusters" para sequência variável, usando a técnica $\Delta t$ fixo. . . . .	60
4.8	Distribuições de "clusters" para sequência variável, usando a técnica K fixo. . . . .	61

4.9	Comparação entre as distribuições obtidas pelas duas técnicas, para multiplicidade $K=9$ . . . . .	62
4.10	Mesmas curvas da figura anterior, quando um “burst” de $\Delta t=70$ s e $K=25$ foi inserido na sequência. . . . .	63
4.11	Comparação entre as distribuições obtidas pelas pelas duas técnicas, numa sequência de frequência variável, para multiplicidade $K=9$ . . . . .	64
4.12	Mesmas curvas da figura anterior, com a inserção de um “burst” de $\Delta t=70$ s e $K=25$ . . . . .	65
4.13	Exemplo de parte de uma sequência poissoniana gerada, na qual foi inserido um “burst”. São destacados os “bursts” detectados por cada técnica. . . . .	66
4.14	Curva de isoprobabilidade correspondente à equação 3.17, para uma frequência de 7 ev/min. . . . .	68
5.1	Disposição dos porta-tanques na torre do experimento. . . . .	70
5.2	Distribuição dos tanques nos porta-tanques. . . . .	70
5.3	Representação de um evento típico. . . . .	71
5.4	Exemplo de evento anômalo. . . . .	72
5.5	Evento anômalo com pulsos devidos a erro de ADC. . . . .	74
5.6	Evento anômalo com pulsos do evento anterior, que permaneceram nas memórias dos ADC's. . . . .	75
5.7	Evento normal que foi lido com instante absoluto do segundo pulso de limiar alto do evento anterior. . . . .	76
5.8	Sequência de eventos antes e depois do uso do programa de reordenação. . . . .	78
5.9	Posição dos pulsos retirados pelo programa. . . . .	79
5.10	Distribuição temporal (em hora solar) dos pulsos retirados. . . . .	79
5.11	Distribuição temporal entre anômalos e precedentes. . . . .	79
5.12	Frequência de eventos em função do limiar. . . . .	80
5.13	Frequência de eventos em função dos planos do experimento, para os dois valores de limiares utilizados. . . . .	81
5.14	Distribuições de “clusters” de diferentes multiplicidades ( $m$ ), comparadas às respectivas distribuições de Poisson. . . . .	83
5.15	Distribuição dos “clusters” analisados. As curvas correspondem a $10^{-1}$ e $10^{-5}$ alarmes falsos por ano; e 1 por 60 dias (duração dos dados). . . . .	84
5.16	Mesma distribuição que a figura anterior, após o corte feito para eventos abaixo de 10 MeV. . . . .	84

B.1	Esquema da classificação dos eventos pelo programa de reordenação de pulsos. . . . .	96
B.2	Partes do arquivo de controle do programa de reordenação. . . . .	100
B.3	Sequência dos eventos 128, 129 e 130, na qual a condição de continuidade é restabelecida depois de um "synchronize" dos TDC's . . . . .	101

# Lista de Tabelas

2.1	Cadeia $p-p$ de fusão do hidrogênio. . . . .	6
2.2	Principais reações do ciclo CNO. . . . .	6
2.3	Diferentes fusões que ocorrem simultaneamente em diferentes camadas da estrela, após a queima do hidrogênio. . . . .	10
2.4	Relatos disponíveis de supernovas nos últimos 2000 anos. . . . .	20
2.5	Número esperado de eventos devidos a um colapso estelar ocorrido no centro galáctico. . . . .	23
3.1	Regiões de linearidade do módulo C176. . . . .	35

# Capítulo 1

## Introdução

A possibilidade de se detectar neutrinos de colapsos gravitacionais foi originalmente proposta em 1965 por Zatsepin e Domogatsky. Desde então, diversos experimentos (constituídos de grandes massas de água ou de cintilador líquido) foram construídos, tendo este como objetivo central.

Nestes experimentos, a principal interação a ser detectada é a de antineutrino eletrônico com próton do “alvo” (água ou cintilador):

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

Em detectores a água, a luz Čerenkov emitida pelo  $e^+$  é coletada por fotomultiplicadoras. A determinação da imagem devida ao cone Čerenkov pode ser usada na obtenção de uma boa relação sinal/ruído, mas não na determinação da direção do  $\bar{\nu}_e$ , pois o  $e^+$  é emitido de forma praticamente isotrópica (no referencial de laboratório) na interação 1.1.

Em detectores a cintilador líquido, o sinal coletado é devido à luz emitida por cintilação, pelo  $e^+$  emitido na interação 1.1. Enquanto detectores a água possuem um limiar mínimo de  $\sim 10$  MeV, imposto pela própria técnica, aqueles a cintilador líquido podem em princípio utilizar limiares mais baixos. Esta característica permite a detecção tanto do  $e^+$  da interação 1.1 quanto do  $\gamma$  emitido devido à posterior reação de captura do nêutron:

$$n + p \rightarrow D + \gamma \quad (E_\gamma = 2.23 \text{ MeV}) \quad (1.2)$$

Esta possibilidade de se confirmar a interação de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador por um segundo sinal de energia conhecida permite a detecção de  $\bar{\nu}_e$ 's com uma boa relação sinal/ruído.

O experimento LVD (Large Volume Detector) é constituído, na presente configuração, de  $\approx 368$  ton de cintilador líquido. Na sua configuração final, a massa total de cintilador líquido será de  $\approx 1.8$  kton.

A análise de dados à procura de “bursts” de neutrinos é feita inicialmente com base puramente estatística, pela determinação da probabilidade que uma sequência de eventos tem de não pertencer ao fundo poissoniano.

O objetivo desta tese é a determinação de critérios na seleção de candidatos a “bursts” de neutrinos.

O capítulo 2 é destinado a uma exposição das diferentes fases da evolução estelar, até o eventual colapso gravitacional. São expostas as principais características esperadas da emissão neutrínica durante o colapso. É apresentada uma estimativa da frequência de colapsos na galáxia, assim como as possíveis reações que permitem a detecção de neutrinos e o número esperado de eventos no experimento LVD.

O experimento LVD é apresentado no capítulo 3, onde são discutidas também as medidas de calibração em energia das interações detectadas e a eficiência de detecção de neutrons de captura (interação 1.2).

No capítulo 4 são apresentadas duas técnicas de procura de “bursts” nos dados. Estas técnicas são aplicadas em dados simulados e são determinadas expressões para estimar a frequência com que um fundo puramente poissoniano reproduz uma determinada sequência de eventos. Com base nesta frequência, são definidas curvas de probabilidade constante, em função do número de eventos e do intervalo de tempo em que estes estão contidos.

Os dados disponíveis são analisados no capítulo 5, onde são aplicadas as técnicas desenvolvidas no capítulo 4, e é ilustrada a utilização das curvas de isoprobabilidade, introduzidas também no capítulo 4.

# Capítulo 2

## Neutrinos de Colapsos Gravitacionais

### 2.1 Evolução Estelar

#### 2.1.1 Fonte de Energia Estelar

As diferentes fases da vida de uma estrela podem ser estudadas tendo-se como base uma condição de equilíbrio entre produção e consumo de energia. Até a descoberta da radioatividade, a determinação de uma fonte de energia que explicasse a luminosidade do Sol era um problema insuperável. Sabia-se (de dados paleontológicos) que a luminosidade do Sol ( $L_0$ ) deveria ter sido aproximadamente constante nos precedentes  $\approx 3 \times 10^9$  anos (acredita-se que a idade do Sol seja  $\approx 4.6 \times 10^9$  anos).

A possibilidade de que a energia do Sol fosse proveniente da sua própria contração gravitacional foi considerada, sem sucesso. À luminosidade  $L_0$ , toda a energia potencial gravitacional poderia manter o Sol ativo somente por  $10^7$  anos.

Com a descoberta da radioatividade, a presença de elementos radioativos no interior do Sol também foi considerada, com pouco sucesso. As quantidades necessárias de material radioativo para explicar a luminosidade solar seriam muito superiores às abundâncias observadas de elementos pesados. A idéia de fusão termonuclear como fonte da energia solar foi proposta por Eddington em 1920. A fusão do hidrogênio pode ser representada por:



A energia total liberada pela fusão do hidrogênio é de aproximadamente 26.7 MeV,

sendo cerca de 1 MeV devidos à posterior aniquilação do  $e^+$  com  $e^-$  livres na estrela.

Reaction	Number	Termination <sup>†</sup> (%)	$\nu$ energy (MeV)
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	1a	100	$\leq 0.420$
or			
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1b (pep)	0.4	1.442
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2	100	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$	3	85	
or			
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	4	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%) 0.861 (10%) 0.383
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	6	15	
or			
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	7	0.02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	$< 15$
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$	9	0.02	
or			
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10 (hep)	0.00002	$\leq 18.77$

<sup>†</sup>The termination percentage is the fraction of terminations of the pp chain,  $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$ , in which each reaction occurs.

Tabela 2.1: Cadeia  $p$ - $p$  de fusão do hidrogênio.

Reaction	$\nu$ energy (MeV)
${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	$\lesssim 1.199$
${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	
${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	$\lesssim 1.732$
${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$	

Tabela 2.2: Principais reações do ciclo CNO.

As reações de fusão do hidrogênio podem ocorrer em diferentes cadeias. As tabelas 2.1 e 2.2 [1] apresentam respectivamente os assim chamados cadeia  $p-p$  e ciclo CNO. O ciclo CNO é importante no caso de estrelas mais massivas do que o Sol, nas quais a temperatura interna é suficientemente alta para permitir a fusão de quantidades apreciáveis de elementos pesados.

### 2.1.2 Diagrama Hertzsprung-Russell

A sequência de estágios pelos quais uma estrela pode passar durante sua vida (até, possivelmente, o colapso gravitacional) pode ser representada pelo assim chamado diagrama de Hertzsprung-Russell (H-R). Este diagrama relaciona a luminosidade total observada (ou alguma outra quantidade proporcional a ela, como o inverso da magnitude visual absoluta) com a temperatura superficial (ou cor), das estrelas.

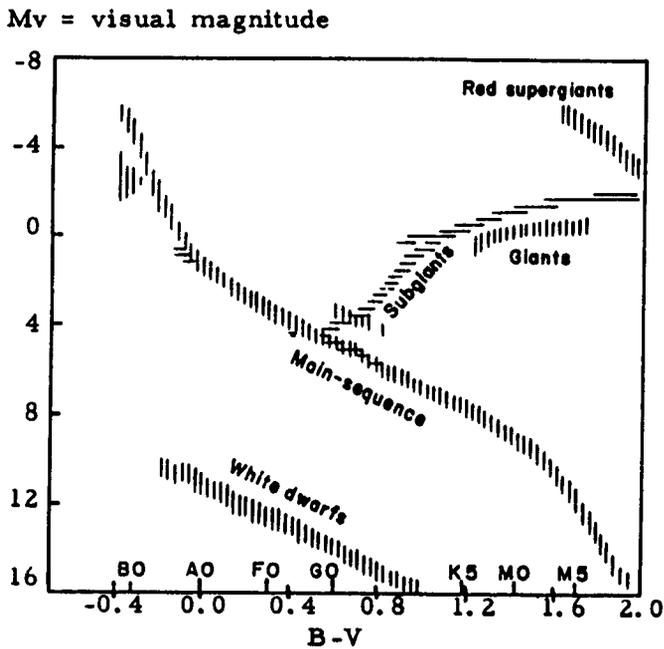


Figura 2.1: Diagrama Hertzsprung-Russell.

Dispostas no diagrama H-R (figura 2.1, [2]), a maioria das estrelas são encontradas ao longo de uma linha reta, chamada sequência principal. Além da sequência principal, existem duas outras regiões populadas no diagrama H-R. A primeira é a região superior direita, correspondente a uma luminosidade muito maior do que a de uma estrela na sequência principal com mesma temperatura superficial. Por isto,

estas estrelas devem possuir uma superfície muito grande e são então chamadas de “gigantes vermelhas”. A segunda região populada é a inferior esquerda, que corresponde a uma luminosidade muito inferior à da sequência principal. Estas estrelas são chamadas de “anãs brancas”.

Na medida em que as regiões de sequência principal, de gigantes vermelhas e de anãs brancas são obtidas quando da disposição de um grande número de estrelas (que se encontram em diferentes estágios evolutivos) no diagrama H-R, este fornece uma imagem de todos os diferentes estágios de evolução estelar. Os próximos itens explicam estes diferentes estágios em função do diagrama H-R.

### 2.1.3 Nascimento e Sequência Principal

Acredita-se que a formação de uma estrela se inicie com a atração gravitacional entre partículas do gás interestelar. A contração da nuvem de gás causa aumento da temperatura no interior da protoestrela, que passa a emitir radiação de corpo negro. A contração prossegue de modo quasi-estático, porque a maioria da radiação emitida pelo núcleo é reabsorvida pela protoestrela, causando uma pressão que se opõe à contração.

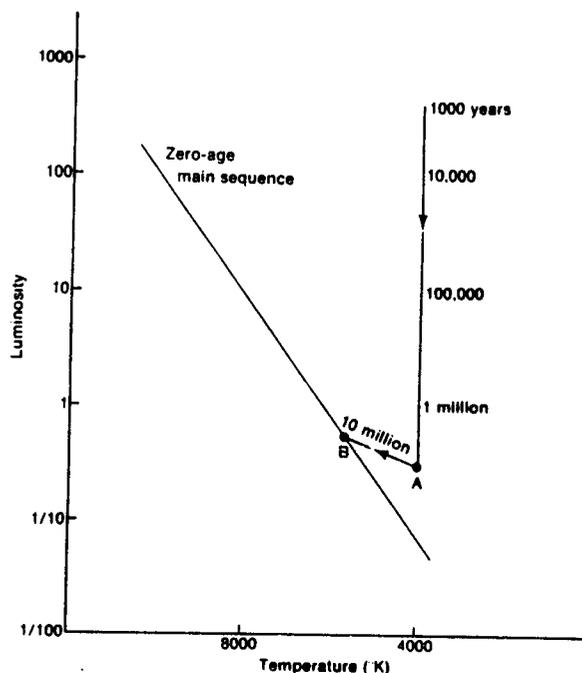


Figura 2.2: Formação de uma estrela, representada no diagrama H-R.

À medida que a contração prossegue, o núcleo se torna cada vez mais quente, aumentando a probabilidade de fusão de dois núcleos de hidrogênio. Uma vez que a taxa de fusão do hidrogênio seja suficiente para contrabalançar a pressão gravitacional, a recém formada estrela se encontra em uma configuração de equilíbrio (na sequência principal). A etapa de condensação da protoestrela até a sequência principal é representada no diagrama H-R na figura 2.2 [3], na qual são indicados os tempos envolvidos nesta etapa. A redução na velocidade de contração é devida ao aumento da densidade (e opacidade) da protoestrela, sendo uma parcela cada vez maior da radiação emitida pelo núcleo reabsorvida pela estrela.

Quando a estrela atinge um ponto da sequência principal (dependente da sua massa), a condição de equilíbrio é verificada. A estrela permanece a maior parte da sua vida nesta fase (cerca de  $10^{10}$  anos para a massa do Sol ( $M_0$ ) e  $10^6$  anos para  $M = 20M_0$ ).

### 2.1.4 Saída da Sequência Principal

A um certo ponto, a quantidade de hidrogênio não é mais suficiente para manter o equilíbrio nas condições anteriores. Isto marca a saída da estrela da fase de sequência principal. As camadas mais externas da estrela continuam a queima de hidrogênio, enquanto o núcleo da estrela se contrai até atingir temperaturas suficientemente altas para permitir a fusão de átomos de hélio. De qualquer modo, neste estágio a estrela já usou a maior parte de suas reservas energéticas, já que a fusão de quaisquer elementos mais pesados do que o hidrogênio representam diferenças de energias de ligação muito menores (figura 2.3 [3]). Quando a fusão de hélio tem início, esta nova fonte de energia causa expansão da estrela, levando-a à condição de gigante vermelha.

As alternativas de fusão, quando não há mais hidrogênio disponível no núcleo, são representadas na tabela 2.3 [3]. Estas diferentes fusões podem ocorrer simultaneamente a diferentes distâncias (temperaturas) do núcleo da estrela, onde é produzido  $^{56}\text{Ni}$ , o qual decai em  $^{56}\text{Fe}$ , através da reação:



Uma vez que o núcleo de  $\text{Ni}$ ,  $\text{Fe}$  tenha sido produzido, este não pode mais participar da produção de energia por fusão, já que o  $\text{Fe}$  encontra-se entre os elementos com maior energia de ligação da natureza (figura 2.3).

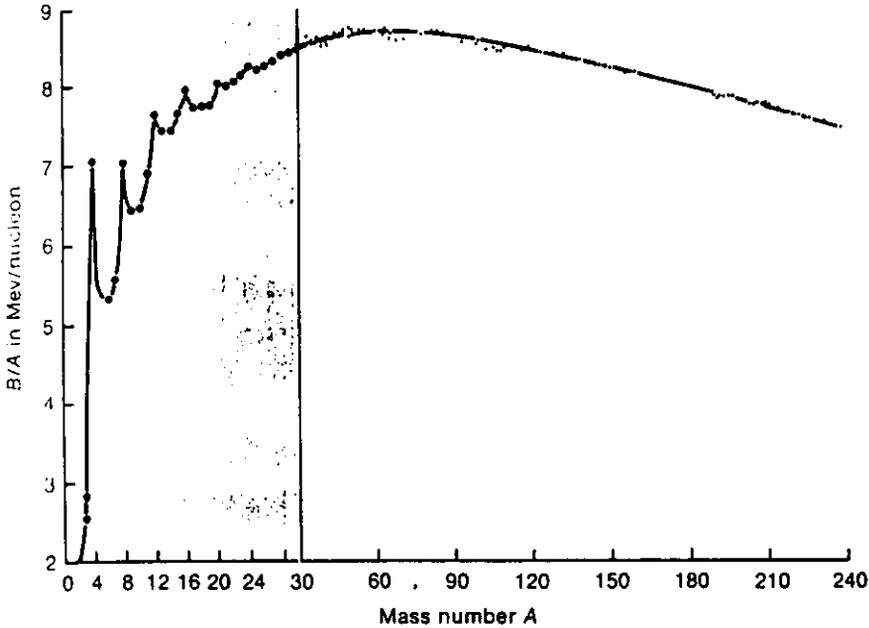


Figura 2.3: Energia de ligação por núcleon para alguns elementos.

Process	Typical temperature of operation ( $^{\circ}\text{K}$ )
$3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$	$2 \times 10^8$
$^{12}\text{C} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{16}\text{O}$	$2 \times 10^8$
$2\ ^{12}\text{C} \rightarrow\ ^4\text{He},\ ^{20}\text{Ne},\ ^{24}\text{Mg}$	$8 \times 10^8$
$2\ ^{16}\text{O} \rightarrow\ ^4\text{He},\ ^{28}\text{Si},\ ^{32}\text{S}$	$1.5 \times 10^9$
$2\ ^{28}\text{Si} \rightarrow\ ^{56}\text{Ni}$	$3.5 \times 10^9$

Tabela 2.3: Diferentes fusões que ocorrem simultaneamente em diferentes camadas da estrela, após a queima do hidrogênio.

No entanto, se a massa da estrela não é suficientemente alta, a temperatura interna nunca atinge valores que permitam a fusão termonuclear do  $^{16}\text{O}$ . Neste caso, a estrela adquire configuração de anã branca, constituída de átomos de  $C$  e  $O$ .

Caso a anã branca de  $C, O$  pertença a um sistema binário, esta pode aumentar de massa às custas da estrela companheira. O aumento da massa provoca então a elevação da temperatura interna até que esta permita a fusão do  $^{16}\text{O}$ , a qual ocorre de forma explosiva. Acredita-se que esta seja a causa do fenômeno de supernova do tipo I (SN I).

O tempo de permanência na fase de gigante vermelha é relativamente curto, sendo as próximas fases fortemente dependentes da massa do núcleo. Uma possibilidade de nova configuração de equilíbrio é a de anã branca, na qual o núcleo frio de  $Ni, Fe$  tem sua pressão gravitacional suportada pela pressão do gás degenerado de elétrons livres no núcleo, a altas densidades. Por outro lado, se a massa do núcleo for superior ao chamado limite de Chandrasekhar ( $M_{ch} \approx 1.4M_0$ ), nem mesmo a pressão do gás degenerado de elétrons é suficiente para suportar a pressão gravitacional e o núcleo colapsa (com eventual ejeção do envoltório).

A única forma de se evitar o colapso seria através da perda de massa durante algum estágio de evolução estelar. Isto pode de fato ocorrer durante a fusão  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$  (tabela 2.3). Estrelas de massa até  $8 M_0$  podem neste estágio emitir matéria em quantidades suficientes de modo a estar abaixo do limite  $M_{ch}$ .

No entanto, para estrelas mais massivas, a possível emissão de matéria não é capaz de evitar o colapso, porque quando a fase de queima de  $^{12}\text{C}$  pode ser explosiva, as camadas internas já possuem massa superior a  $M_{ch}$ . Neste caso o colapso é inevitável, após o qual uma nova configuração de equilíbrio pode ser atingida, como estrela de neutrons, sendo a pressão gravitacional suportada pela pressão devida a neutrons degenerados, a altíssimas densidades.

O colapso estelar e a decorrente emissão de neutrinos serão tratados na próxima secção.

## 2.2 Colapso Gravitacional

### 2.2.1 Configuração de Anã Branca

A configuração de anã branca representa, como citado na secção anterior, um dos últimos estágios de evolução estelar. Nesta configuração, os constituintes básicos do núcleo são  $Ni$  e  $Fe$ , que possuem os mais altos valores de energia de ligação encontrados na natureza. Enquanto as camadas externas continuam a queimar elementos

mais leves, o núcleo de *Ni* e *Fe* aumenta de massa. A pressão gravitacional no núcleo não pode ser sustentada por processos de fusão termonuclear, pois estes seriam endotérmicos se acontecessem. De qualquer forma, para que seja verificada a condição de equilíbrio hidrodinâmico [2,4] (que garante a estabilidade do núcleo), a taxa de variação da pressão  $P$  com o raio  $r$  da estrela deve ser:

$$\frac{\partial P(r)}{\partial r} = \frac{-GM(r)\rho(r)}{r^2}; \quad (2.3)$$

onde  $r$  é a distância ao centro da estrela,  $\rho(r)$  a densidade local,  $P(r)$  a pressão, e  $M(r)$  a massa total interna ao raio  $r$ . A condição acima deve ser satisfeita em todo o volume da estrela, de modo que se pode impor sua validade, por exemplo, para os valores médios  $\langle P \rangle$  e  $\langle \rho \rangle$ . Neste caso a expressão 2.3 pode ser escrita como

$$\langle P \rangle = \frac{\langle \rho \rangle GM}{R}; \quad (2.4)$$

sendo a massa definida por

$$M = \alpha \langle \rho \rangle R^3; \quad (2.5)$$

onde o parâmetro  $\alpha$  depende da maneira como a densidade varia em função da distância ao núcleo da estrela (se  $\rho(r)$  é constante,  $\alpha$  vale  $4\pi/3$ ). Este parâmetro é uma função do índice adiabático  $\gamma = C_p/C_v$  do gás que constitui a estrela. Os valores numéricos de  $\alpha$  são determinados pelas assim chamadas funções de Lane-Emden [5].

Deste modo, as expressões 2.4 e 2.5 podem ser combinadas para redefinir a massa da estrela a partir da condição de equilíbrio, como

$$M = \frac{\alpha^{-1/2} \langle P \rangle^{3/2}}{\langle \rho \rangle^2 G^{3/2}} \quad (2.6)$$

O núcleo de uma anã branca é constituído, como já citado, basicamente de núcleos de *Ni* e *Fe* a alta densidade e baixa temperatura. Nestas condições, os eletrons livres podem ser tratados como um gás degenerado de fermions. Obviamente isto não é verdade para a superfície da estrela, mas o é para o seu núcleo. Assim, a pressão de sustentação da estrela é devida a um gás degenerado de eletrons. Pode-se demonstrar (Apêndice A) que a máxima pressão possível devida a um gás degenerado de eletrons corresponde ao caso ultra-relativístico, e é dada por:

$$P_e = 1.23 \times 10^{15} \left( \frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}; \quad (2.7)$$

onde  $\rho$  é a densidade e  $\mu_e$ , a razão entre o número de núcleons e o número de eletrons. No caso de um núcleo de Fe,  $\mu_e = 56/26 = 2.15$ .

Sendo  $P_e$  a máxima pressão possível, a expressão 2.6 pode ser usada na determinação do valor máximo de massa que pode ser suportado (massa de Chandrasekhar):

$$M_{ch} = \frac{\alpha^{-1/2} P_e^{3/2}}{\langle \rho \rangle^2 G^{3/2}} ; \quad (2.8)$$

onde o valor de  $\alpha$  é, para este caso (no qual o índice adiabático vale 4/3) dado por  $\alpha = 4.55$  [6]. Usando estes valores, encontra-se o limite de massa suportável pelo gás degenerado de eletrons:

$$M_{ch} \approx 5.7 \mu_e^{-2} M_0 \approx 1.3 M_0 ; \quad (2.9)$$

onde  $M_0$  é a massa do Sol.

Deste modo, uma estrela que chegue à configuração de anã branca com massa superior a  $M_{ch}$  inevitavelmente colapsa.

### 2.2.2 Colapso e Emissão de Neutrinos

Ainda que exista concordância geral no que se refere à inevitabilidade do colapso, a descrição fenomenológica do colapso propriamente dito até a eventual ejeção do envoltório (supernova tipo II, SN II) é assunto ainda bastante controverso.

Nem sempre os modelos propostos de transporte de energia do núcleo colapsante ao envoltório produzem neste um depósito capaz de ejetá-lo. Por isso, não deve ser descartada a possibilidade de colapso estelar sem a correspondente ejeção do envoltório, isto é, sem a observação óptica do fenômeno de supernova. Por outro lado, a emissão do envoltório para estrelas de massas até  $30 M_0$  seria suficiente para explicar as abundâncias cósmicas observadas de elementos pesados [7].

O modelo atualmente mais aceito de emissão do envoltório após o colapso gravitacional divide o núcleo colapsante em duas regiões. A região interna colapsa a velocidades subsônicas, proporcionais à distância ao núcleo ( $v \propto r$ ), enquanto a região mais externa colapsa a velocidades supersônicas, proporcionais ao inverso da raiz quadrada da distância ao núcleo ( $v \propto r^{-1/2}$ ). A interface entre as duas regiões do núcleo colapsante (figura 2.4 [8]) é chamada de "ponto sônico".

Quando a região interna atinge densidades da ordem da densidade do núcleo atômico (para a qual a matéria é praticamente incompressível), o colapso é freado de

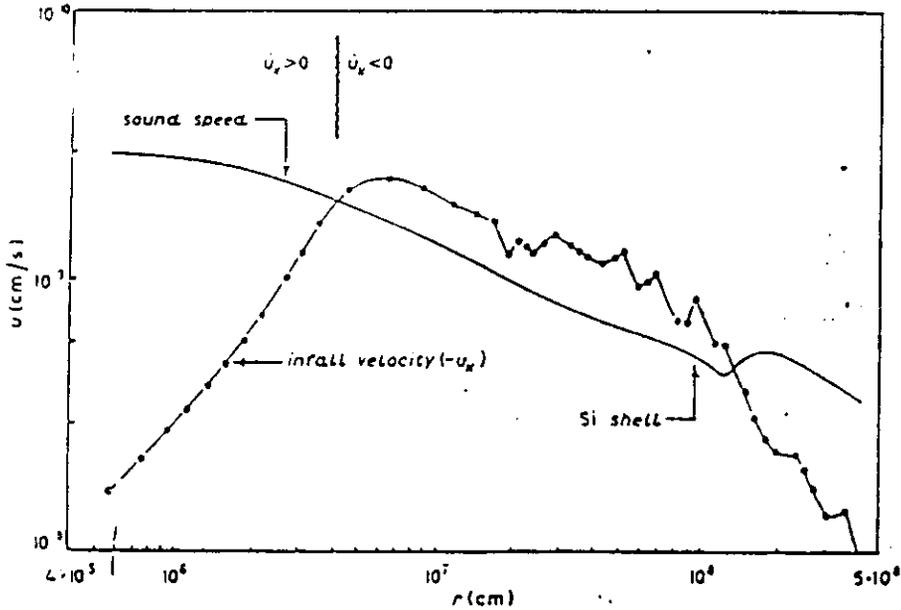


Figura 2.4: Velocidade de colapso em função da distância ao centro do núcleo colapsante, comparada à velocidade do som.

forma brusca. O choque entre a região externa ainda colapsante e a interna parada gera uma onda mecânica que se propaga na direção das partes externas da estrela. Durante sua propagação, a onda de choque perde a maior parte da sua energia devido à dissociação de núcleos de Fe, em tal intensidade que se a massa da estrela for superior a  $\sim 16M_{\odot}$ , a onda é completamente absorvida antes de atingir o envoltório. Deste modo, o modelo de “transporte por onda de choque” [8] não é capaz de explicar a emissão do envoltório para estrelas de massa superior a  $\sim 16M_{\odot}$ .

Para massas maiores, a ejeção do envoltório pode ser explicada [9] (e “verificada” por simulação) pela reabsorção dos neutrinos emitidos pela própria dissociação que absorve a onda de choque. Esta reabsorção poderia depositar suficiente energia de modo a criar uma nova onda de choque (cerca de 1 s defasada da primeira) que seria a responsável pela ejeção do envoltório.

De qualquer forma, o colapso pode ocorrer sem a ejeção do envoltório. A possibilidade de detecção através de neutrinos permanece inalterada já que estes são provenientes do colapso e não da ejeção do envoltório.

Independentemente do modelo de colapso, para que seja formada a estrela de neutrons a partir do núcleo colapsante de Fe, é necessária a emissão de  $\sim 10^{53}$  erg,

correspondentes à energia de ligação da estrela de neutrons. A possível emissão do envoltório é responsável pela emissão de somente  $\sim 10^{51}$  erg, sob a forma de energia cinética e eletromagnética. A maior parte da energia deve, portanto, ser emitida através de ondas gravitacionais e neutrinos. A emissão por ondas gravitacionais pode ser responsável, no máximo, por cerca de 1% da energia emitida [10], sendo portanto praticamente toda a energia emitida sob a forma de neutrinos.

A primeira fase do colapso (neutronização) é dominada pela captura eletrônica, através da interação:



que é responsável pela formação da estrela de neutrons e pela aceleração do colapso, na medida em que reduz a fração de eletrons no núcleo.

Na fase inicial do colapso a densidade do núcleo é  $\sim 10^{10} g/cm^3$ , para a qual a matéria é transparente a neutrinos, formados através da interação 2.10. Quando a densidade chega a  $\sim 10^{11} g/cm^3$  ( $\sim 1$  ms após o início do colapso), o livre caminho médio de neutrinos para espalhamento elástico de núcleos de  $Fe$  passa a ser da mesma ordem do raio do núcleo estelar colapsante. Este não pode mais ser considerado transparente a neutrinos e o único modo que estes possuem para deixar o núcleo é por difusão, em tempos da ordem de 200 ms, maiores do que o próprio evento completo de colapso.

Deste modo,  $\sim 1$  ms após o início do colapso os neutrinos produzidos podem ser considerados como aprisionados, sendo emitidos por difusão de uma região (neutrinosfera) na qual as densidades já são suficientemente baixas de modo a tornar a matéria transparente a neutrinos. A temperatura da neutrinosfera corresponde a uma energia de  $\sim 10$  MeV para  $\nu_e$  (e  $\bar{\nu}_e$ ). Da mesma forma, são formadas neutrinosferas para  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ , assim como para seus antineutrinos. Porém, sendo o núcleo colapsante desprovido de  $\mu$ 's e  $\tau$ 's, os neutrinos destas famílias vão interagir somente por correntes neutras (CN). Por isso, os livres caminhos médios para  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  e seus antineutrinos são maiores do que aqueles para  $\nu_e$  e  $\bar{\nu}_e$ , pois estes vão interagir também por correntes carregadas (CC). As neutrinosferas muônica e tauônica são, portanto, formadas em camadas mais internas do núcleo colapsante de modo que neutrinos destas famílias são emitidos com energia média mais alta ( $\sim 20$  MeV).

Como explicado, a onda de choque causa a dissociação de núcleos (na maioria de  $Fe$ ) ao longo de sua propagação. Embora a matéria não seja transparente a neutrinos, a região imediatamente posterior à onda de choque o é, por ser constituída de núcleons (e não de núcleos de  $Fe$ ). Deste modo, existe uma grande "população" de neutrinos que segue a onda de choque, até que esta atinja a neutrinosfera, de onde neutrinos

podem deixar a estrela. Esta emissão é responsável por um pico na evolução temporal da luminosidade neutrínica.

Durante a neutronização, aproximadamente  $10^{57}$  protons são convertidos em neutrons através da interação 2.10. Os  $10^{57}$  neutrinos emitidos de energia média 10 MeV são responsáveis pela emissão de  $\sim 10^{52}$  erg [11], sendo os restantes 95% da energia emitidos nas seguintes fases do colapso (deleptonização e resfriamento). Além da interação 2.10 de captura eletrônica, a aniquilação de pares produz neutrinos de todas as famílias:

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i \quad (i = e, \mu, \tau); \quad (2.11)$$

sendo os neutrinos eletrônicos produzidos seja por CC que por CN, enquanto neutrinos das outras famílias são produzidos somente por CN.

Neutrinos produzidos pela interação 2.11 atingem a neutrinosfera  $\sim 200$  ms após o início do colapso, quando tem início sua segunda fase (deleptonização).

Depois que todos os protons foram convertidos em neutrons através da interação 2.10, a emissão de neutrinos continua devida somente à interação 2.11, o que corresponde ao início da fase de resfriamento, na qual a recém formada estrela de neutrons se resfria por tempos da ordem de alguns segundos.

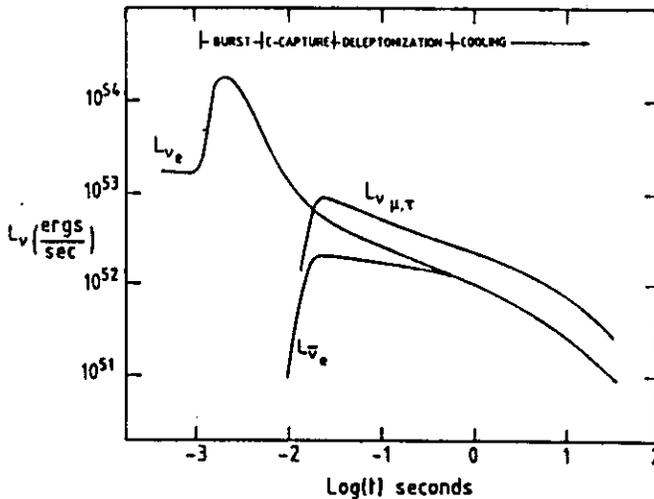


Figura 2.5: Estimativa do comportamento esperado da luminosidade neutrínica durante as diferentes fases do colapso.

A evolução temporal da luminosidade neutrínica é representada na figura 2.5 [12]. Na realidade, esta evolução depende da massa da estrela e das taxas de fusão nuclear nas camadas exteriores ao núcleo colapsante (existe uma forte dependência da taxa da fusão do  $^{12}\text{C}$  em  $^{16}\text{O}$ ), como pode ser verificado da figura 2.6 [11].

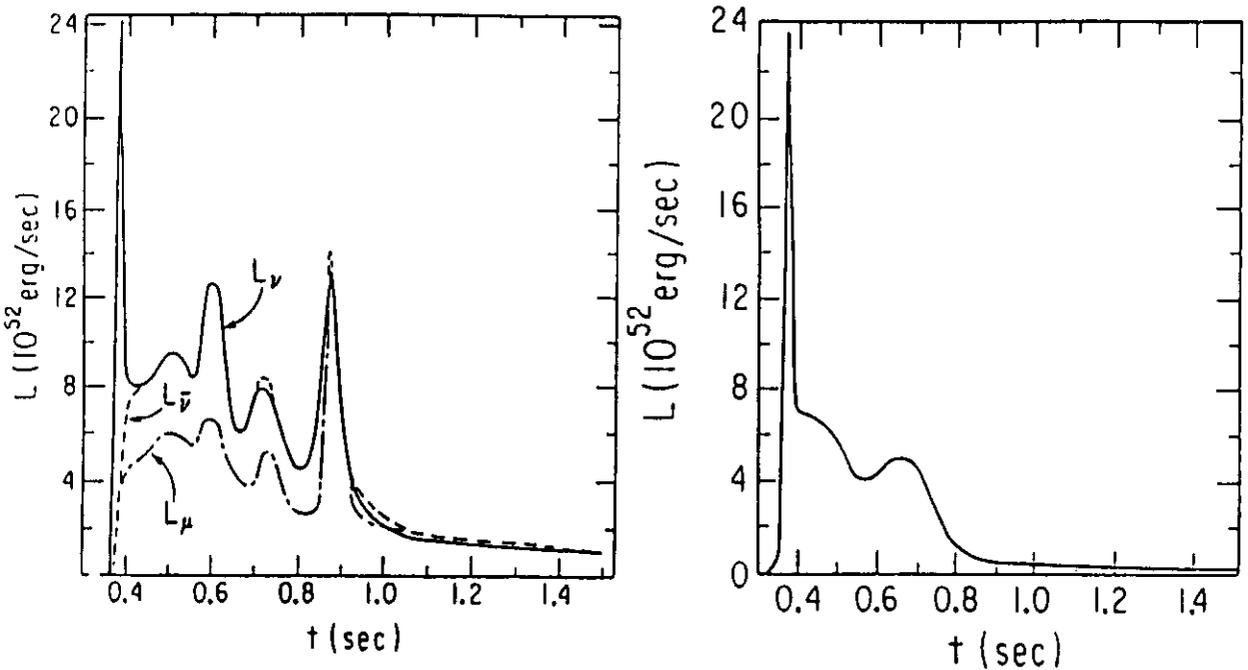


Figura 2.6: a) Mesma curva de luminosidade neutrínica, obtida por simulação, para estrela de massa  $M = 25 M_{\odot}$ ; b) Mesma curva, onde somente  $L_{\nu}$  é representada. Em b a taxa de combustão  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$  é 20% superior àquela usada em a.

Embora a energia média dos neutrinos eletrônicos seja  $\sim 10$  MeV, a distribuição não é perfeitamente térmica, já que neutrinos menos energéticos podem ser emitidos de camadas mais interiores do núcleo, por possuírem secção de choque proporcional a  $E_{\nu}^2$ . O espectro energético esperado (por simulação) de neutrinos emitidos por um colapso de uma estrela de massa total de  $25 M_{\odot}$  é apresentado na figura 2.7 [11]. De modo geral, na determinação das características esperadas de um detector, a distribuição de Fermi-Dirac é uma boa aproximação.

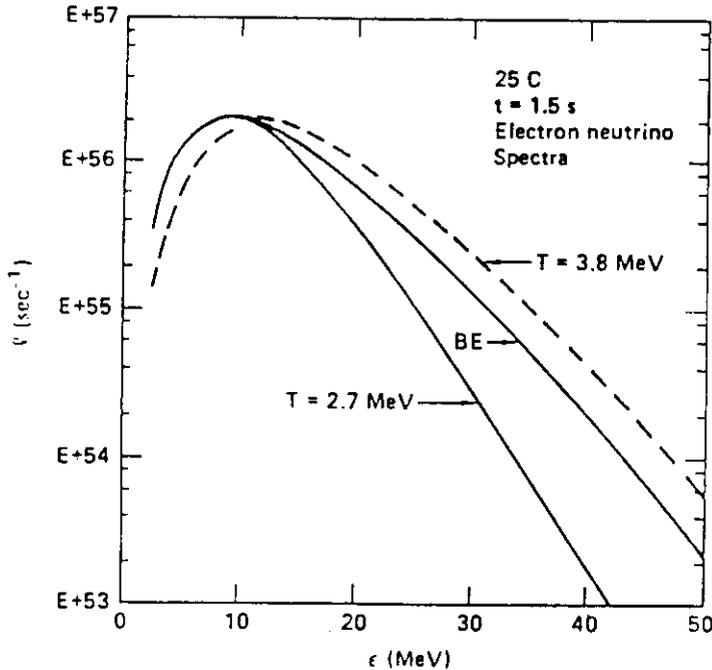


Figura 2.7: Espectro energético obtido por simulação (BE), comparado a distribuições perfeitamente térmicas de Fermi-Dirac com  $T=2.7$  MeV e  $T=3.8$  MeV.

## 2.3 Frequência de Colapsos na Galáxia

Como será visto no Capítulo 5, um experimento como o LVD (mesmo na atual configuração, 1/5 da completa) é capaz de detectar neutrinos emitidos de colapsos gravitacionais que ocorram em qualquer ponto da Galáxia. Por isto, é claramente importante uma estimativa da frequência de colapsos na Galáxia.

A maneira tradicional de se estimar a frequência de colapsos na Galáxia é baseada nas assim chamadas “supernovas históricas”, relatos de supernovas ocorridas nos últimos 2000 anos.

Outras possibilidades de se estimar a frequência de colapsos na Galáxia são a partir da taxa de nascimento de pulsares (estrelas de neutrons de elevados momentos angulares e fortes campos magnéticos, resultantes de colapsos gravitacionais), ou através da observação óptica de outras galáxias. Embora a técnica mais usada tenha como base relatos de supernovas históricas, é necessária a consideração das seguintes

possibilidades de erro introduzidas:

- possibilidade de colapso sem ejeção do envoltório,
- impossibilidade de observação óptica de supernova muito distante do sistema solar, devido à absorção interestelar, e
- provável correspondência entre algumas supernovas históricas com supernovas do tipo I (SN I), as quais não resultam de colapso gravitacional e das quais não se espera emissão de neutrinos.

Existem no total 8 relatos [13] de supernovas, apresentados na tabela 2.4, referentes a um período de 2000 anos. Disto, uma primeira estimativa de uma supernova a cada  $\approx 250$  anos pode ser refinada pelas seguintes correções:

- embora seja plausível a hipótese de que a estrela de neutrons formada durante o colapso deixe o centro do envoltório ejetado, o fato de 3 das 8 supernovas históricas não possuírem estrelas de neutrons remanescentes no centro (SN's 1006, 1572, 1604), aparentemente concorda com a proposta [14] de que aproximadamente metade das supernovas devem ser do tipo I. Este argumento duplica o período estimado entre colapsos gravitacionais,
- evidência de uma supernova (sem relato histórico) em Cas A, da qual é visível o remanescente,
- inexistência de relatos de supernovas no hemisfério sul, o que duplica a estimativa da frequência de colapsos, e
- absorção de luz pelo meio interestelar limita a “região ativa” de observação óptica a  $\sim 1/7$  da Galáxia.

Usando todas estas considerações, o período médio estimado entre supernovas do tipo II na Galáxia é algo em torno de uma SN II a cada  $\approx 30$  anos. Este valor concorda com a estimativa feita com base na observação óptica de supernovas extragalácticas [14].

Acredita-se que o período médio entre nascimento de pulsares na Galáxia seja [15]:

$$20 \text{ anos} < P < 60 \text{ anos},$$

<u>Supernova</u>	<u>Radio Remnant</u>	<u>Remarks</u>
AD 185	G315.4-2.3	Probable
AD 386 (?)	G11.2-0.3	Possible
AD 393	G348.5+0.1 or G348.7+0.3	Possible
AD 1006	G327.6+14.5	Certain
AD 1054	G184.6-5.8	Certain
AD 1181	G130.7+3.1	Probable
AD 1572	G120.1+1.4	Certain
AD 1604	G4.5+6.8	Certain

Tabela 2.4: Relatos disponíveis de supernovas nos últimos 2000 anos.

embora valores muito menores tenham sido obtidos em [16], onde este período é estimado como  $P \approx 6$  anos.

Concluindo, com o uso de um detector capaz de monitorar toda a Galáxia no que se refere a neutrinos de colapsos gravitacionais, espera-se uma média de um “burst” de neutrinos devidos a colapso gravitacional na Galáxia a cada 20 a 30 anos.

## 2.4 Detecção de Neutrinos

### 2.4.1 Possibilidade de Detecção

A proposta original de se usar detectores de grandes massas na procura de neutrinos emitidos por colapsos gravitacionais foi feita por Zatsepin e Domogatsky [17] em 1965.

Como visto em (2.2.2), a primeira fase do colapso (neutronização) é caracterizada pela emissão exclusivamente de  $\nu_e$ , em uma quantidade que corresponde a  $\sim 5\%$  de todos os neutrinos (e antineutrinos) emitidos durante o colapso.

Em um detector a cintilador líquido (como LVD), antineutrinos eletrônicos podem

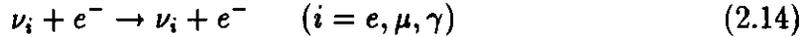
ser detectados principalmente pela interação com  $p$  do cintilador:



e pela posterior reacção de captura do neutron emitido:



enquanto a interacção de espalhamento elástico permite a detecção de neutrinos (e antineutrinos) de todas as famílias:

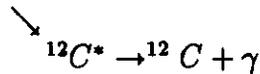
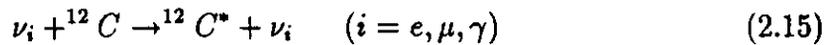


Embora o número total de  $\nu_e$  emitidos seja maior do que o de  $\bar{\nu}_e$ , a maior secção de choque da interacção 2.12 faz com que o fluxo de  $\bar{\nu}_e$  seja responsável pelo maior sinal esperado de neutrinos de colapsos gravitacionais.

Na detecção de  $\bar{\nu}_e$ , o tempo entre as interacções 2.12 e 2.13 tem distribuição exponencial com constante de decaimento  $\tau \approx 200 \mu s$ . A energia do  $\gamma$  emitido pela interacção de captura neutrônica é  $E_\gamma = 2.23 \text{ MeV}$ . Em detectores a cintilador líquido, limiares inferiores a  $E_\gamma$  podem ser utilizados, de modo que ambos os produtos das interacções 2.12 e 2.13 podem ser detectados. Isto fornece uma assinatura bastante precisa da interacção de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador.

A interacção de espalhamento elástico 2.14 ocorre para neutrinos de todas as famílias, sendo especificamente importante no caso  $\nu_e$ , por ser este o único tipo de neutrino emitido na primeira fase do colapso.

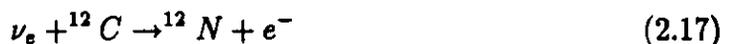
Entre outras possibilidades de interacções para detecção de neutrinos, aquelas com C do cintilador podem resultar em um número não desprezível de eventos. Estas podem ocorrer por correntes neutras:



com  $E_\gamma = 11.51 \text{ MeV}$  (sendo a interacção de  $\bar{\nu}_i$  idêntica); ou por correntes carregadas:



e



### 2.4.2 Número Esperado de Eventos

O número esperado de eventos através de cada possível interação pode ser determinado por:

$$N_{ev} = N_t \frac{A}{4\pi R^2} \int_{E_{th}}^{\infty} \phi(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu \quad (2.18)$$

onde

$N_t$  = número de núcleos do alvo,

$R$  = distância à fonte,

$\phi(E_\nu)$  = espectro energético dos neutrinos da fonte,

$\sigma(E_\nu)$  = secção de choque da interação,

$A$  = fator de normalização, e

$E_{th}$  = limiar de detecção.

O fator de normalização  $A$  está relacionado com o número total de neutrinos emitidos durante o colapso. Usando um espectro de Fermi-Dirac, o número de eventos pode ser determinado por

$$N_{ev} = N_t \frac{A}{4\pi R^2} \int_{E_{th}}^{\infty} \frac{E_\nu^2}{e^{E_\nu/T} + 1} \sigma(E_\nu) dE_\nu \quad (2.19)$$

onde  $T$  é a temperatura da neutrinosfera.

O experimento LVD (que será descrito no próximo capítulo) consiste atualmente de 368 ton de cintilador líquido, atingindo 1.8 kton na configuração final.

Para este experimento, o número de eventos esperados de um colapso "standard" no centro da galáxia ( $R=8.5$  kPc), usando  $E_{th}=7$  MeV e para diferentes temperaturas da neutrinosfera foi determinado [18] para cada interação descrita. Os resultados são apresentados na tabela 2.5 [19], para as configurações atual e final do experimento. Os valores apresentados correspondem a temperaturas de 3 e 5 MeV para a neutrinosfera eletrônica e de 6 e 10 MeV para as neutrinosferas muônica e tauônica. A figura 2.8 [19] apresenta o espectro energético esperado para eventos de neutrinos detectados no experimento LVD, devidos a um colapso "standard" no centro da Galáxia.

	LVD (1840 tons)	LVD 1st tower (368 tons)
(1) c.c. $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ $n + p \rightarrow D + \gamma$	500 $\div$ 1000	100 $\div$ 200
(2) n.c. $\bar{\nu}_{\mu\tau}^{(-)} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \bar{\nu}_{\mu\tau}^{(-)} + \gamma$	28 $\div$ 82	5 $\div$ 16
(3) e.s. $\bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^-$	16 $\div$ 27	3 $\div$ 5
(4) c.c. $\bar{\nu}_e + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{12}_5\text{B} + e^+$	5 $\div$ 15	1 $\div$ 3
(5) c.c. $\nu_e + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{12}_7\text{N} + e^-$	2.0 $\div$ 15	0 $\div$ 1

Tabela 2.5: Número esperado de eventos devidos a um colapso estelar ocorrido no centro galáctico.

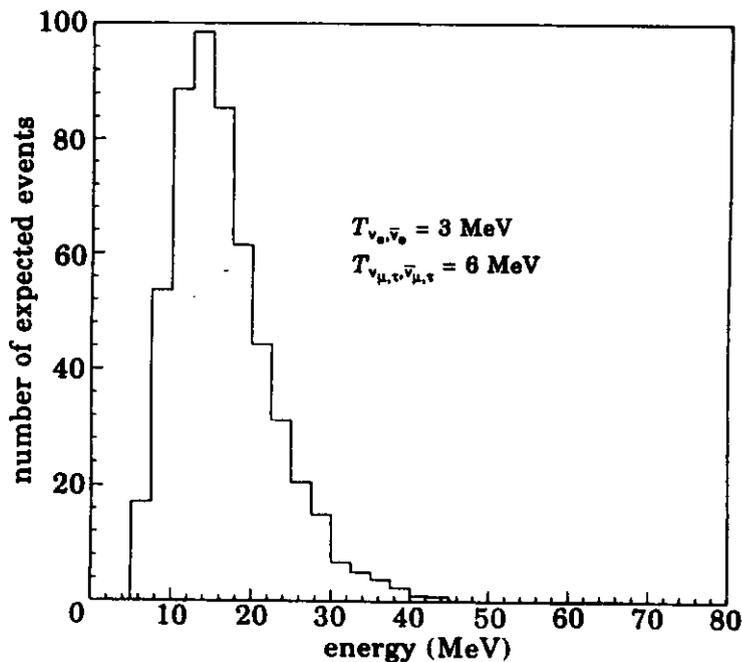


Figura 2.8: Espectro esperado de neutrinos detectados, devidos a um colapso “standard”.



# Bibliografia

- [1] Bahcall J.N. (1989) *"Neutrino Astrophysics"* (Cambridge University Press).
- [2] Chiu H. (1964) *"Lectures on Astrophysics and Weak Interactions"* (Brandeis University) p.165-275.
- [3] Hoyle F. (1975) *"Astronomy and Cosmology"* (Freeman and Company).
- [4] Harwit M. (1973) *"Astrophysical Concepts"* (John Wiley & Sons).
- [5] Chandrasekhar S. (1938) *"Stellar Structure"* (Dover Publications Inc.).
- [6] Zeldovich Y.B., Novikov I.D. (1971) *"Stars and Relativity"* (University of Chicago Press).
- [7] Weaver, Zimmerman, Woosley, Ap. J., 225, 1021 (1978).
- [8] Bethe H., Browne J., Sci. Am., 252, 60 (1985).
- [9] Wilson, Mayle, Woosley, Ap. J., 303, 19 (1986).
- [10] Shapiro S. (1978) *"Gravitational Radiation"* (Oxford University Press).
- [11] Mayle R, Wilson J., Schramm D., Ap. J., 313, 288 (1987).
- [12] Burrows, Ap. J., 283, 848 (1984).
- [13] Clark D., Stephenson F. (1977) *"The Historical Supernovae"* (Pergman Press).
- [14] Tamann, G. (1982) *"Supernovae: a Current Research"* I.C, p. 371.
- [15] Narayan R., Ap. J., 319, 162 (1987).
- [16] Taylor J., Manchester R., Ap. J., 215, 885 (1977).

# Capítulo 3

## O Experimento LVD

### 3.1 Objetivos

O experimento LVD [1] (Large Volume Detector) é uma natural ampliação do experimento LSD [2], em funcionamento no túnel do Monte Bianco (fronteira Ítalo-Francesa) desde 1984.

O experimento ocupa parte da Sala A do laboratório subterrâneo do Gran Sasso (Itália), a uma profundidade vertical de  $\approx 3600$  mwe (figuras 3.1 e 3.2).

O objetivo principal deste experimento é a detecção de neutrinos provenientes de colapsos gravitacionais. O experimento completo consistirá de  $\approx 1.8$  kton de cintilador líquido ( $C_n H_{2n}$ ), com  $\langle n \rangle = 9.6$ .

O principal canal de revelação neutrínica é através (como citado no Capítulo 2) da interação de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador e a consequente captura neutrônica :



e



O tempo decorrido entre a emissão e a captura neutrônica tem distribuição exponencial, com constante de decaimento  $\tau \approx 200 \mu s$ . O  $\gamma$  emitido devido à captura neutrônica tem energia  $E_\gamma = 2.23$  MeV.

A detecção de ambos os produtos ( $e^+$  e  $\gamma$ ) das interações acima fornece uma boa “assinatura” da interação de antineutrino eletrônico com proton do cintilador. Esta possibilidade é de fato usada com sucesso no experimento LSD.

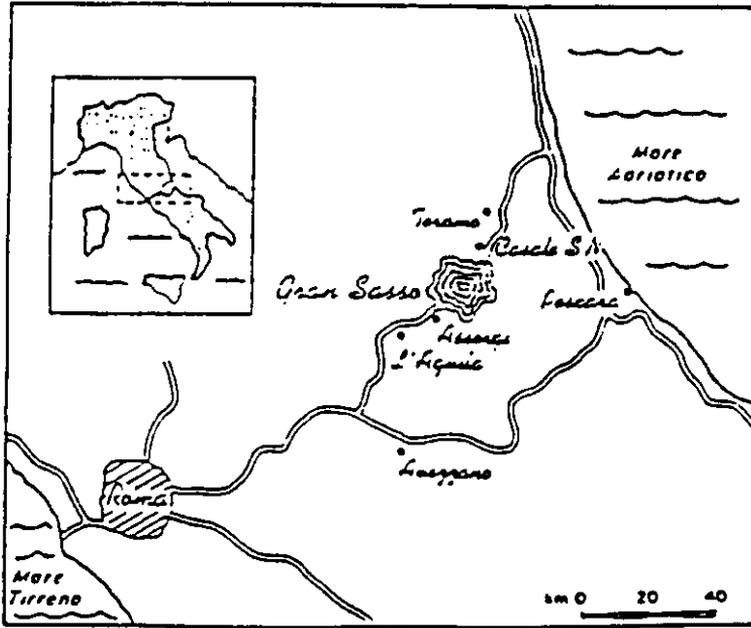


Figura 3.1: Localização geográfica do laboratório do Gran Sasso.

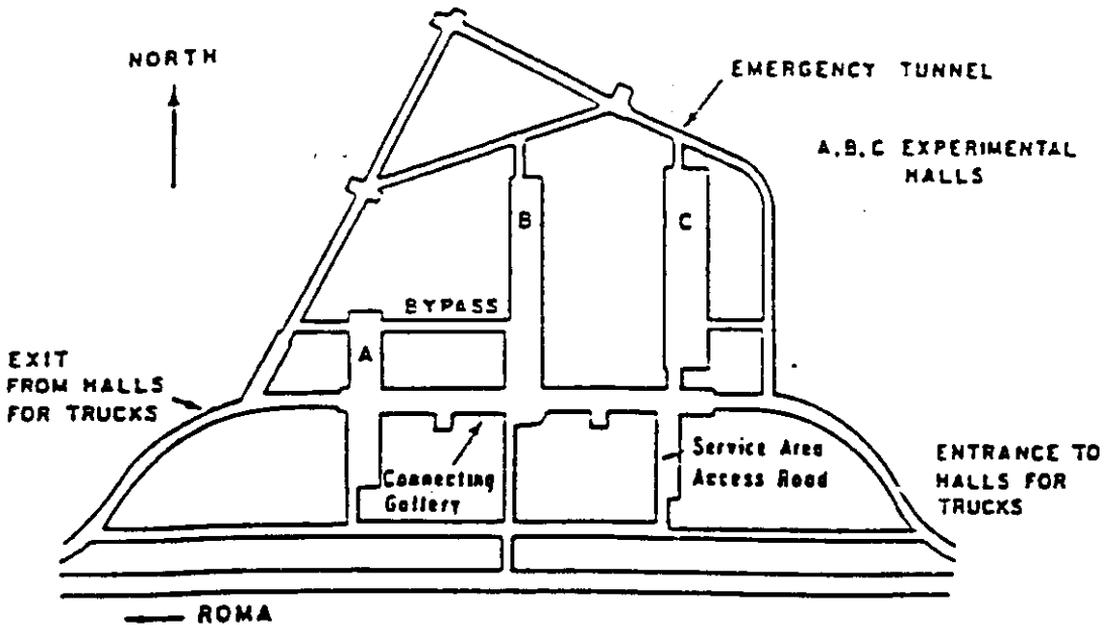


Figura 3.2: Planta do laboratório.

A possibilidade de revelação de cada interação isolada de  $\bar{\nu}_e$ , em regime de baixa contagem de fundo (garantida pelo uso de dois limiares de discriminação, como será explicado a seguir), permite o estudo da dinâmica do colapso, mesmo que a duração deste chegue a algumas dezenas de segundos, como previsto por alguns modelos teóricos.

Uma segunda possibilidade de detecção neutrínica é através do espalhamento elástico de elétrons:

$$\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^- \quad (i = e, \mu, \tau) \quad (3.3)$$

a qual é particularmente importante para  $\nu_e$  na medida em que permite o estudo da dinâmica da fase inicial do colapso (neutronização), durante a qual somente  $\nu_e$  são emitidos.

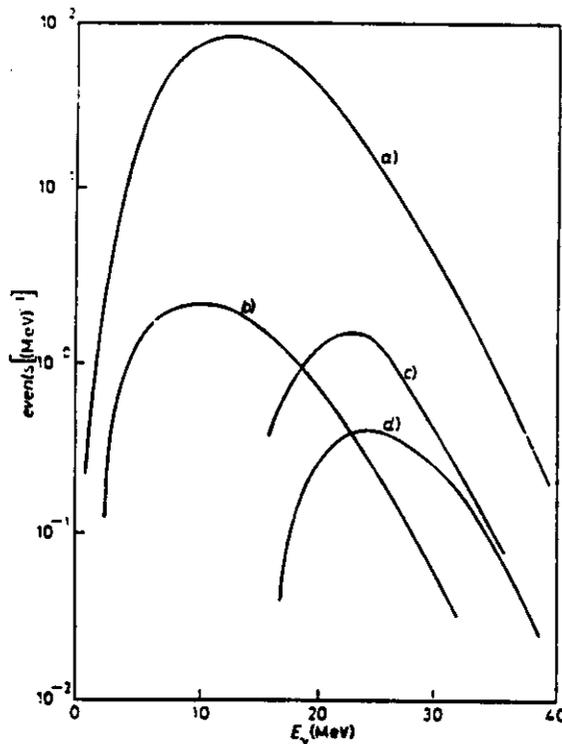


Figura 3.3: Espectro energético de interações de neutrinos no experimento LVD: a)  $\bar{\nu}_e p - n e^+$ ; b)  $\nu_e e^- - \nu_e e^-$ ; c)  $\nu_e C - N e^-$ ; d)  $\nu_i C - ^* C \nu_i$ .

A figura 3.3 [1] apresenta o espectro energético esperado de neutrinos para o

experimento LVD. São representadas também outras possibilidades de detecção, já citadas no Capítulo 1.

## 3.2 Descrição do Experimento

### 3.2.1 Detector

As unidades básicas de detecção são tanques de dimensões  $1.0 \times 1.0 \times 1.5m^3$ , preenchidos de cintilador líquido. A luz emitida pelo cintilador é detectada por três fotomultiplicadoras FEU-49B, com fotocátodo de diâmetro 15 cm (figura 3.4).

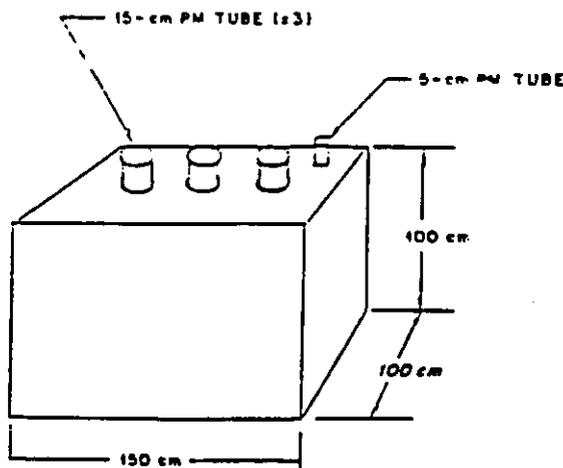


Figura 3.4: Unidade básica de detecção do experimento LVD.

O experimento completo contém 1520 tanques, com uma massa total de cerca de 1.8 kton.

Cada conjunto de 8 tanques é colocado em uma estrutura de *Fe* (porta-tanques), cuja base e uma das paredes laterais estão revestidas de tubos streamer (figura 3.5), o que permite uma boa resolução angular na detecção de partículas carregadas.

Os porta-tanques são agrupados em 5 torres, com 304 tanques cada uma. A primeira torre completa ( $\approx 368$  ton) está em funcionamento desde junho de 1992. As figuras 3.6 e 3.7 apresentam uma visualização do detector completo.

O chão sob as torres é revestido de *Fe* e de parafina, com objetivo de se reduzir ruído de fundo devido à radioatividade natural da rocha.

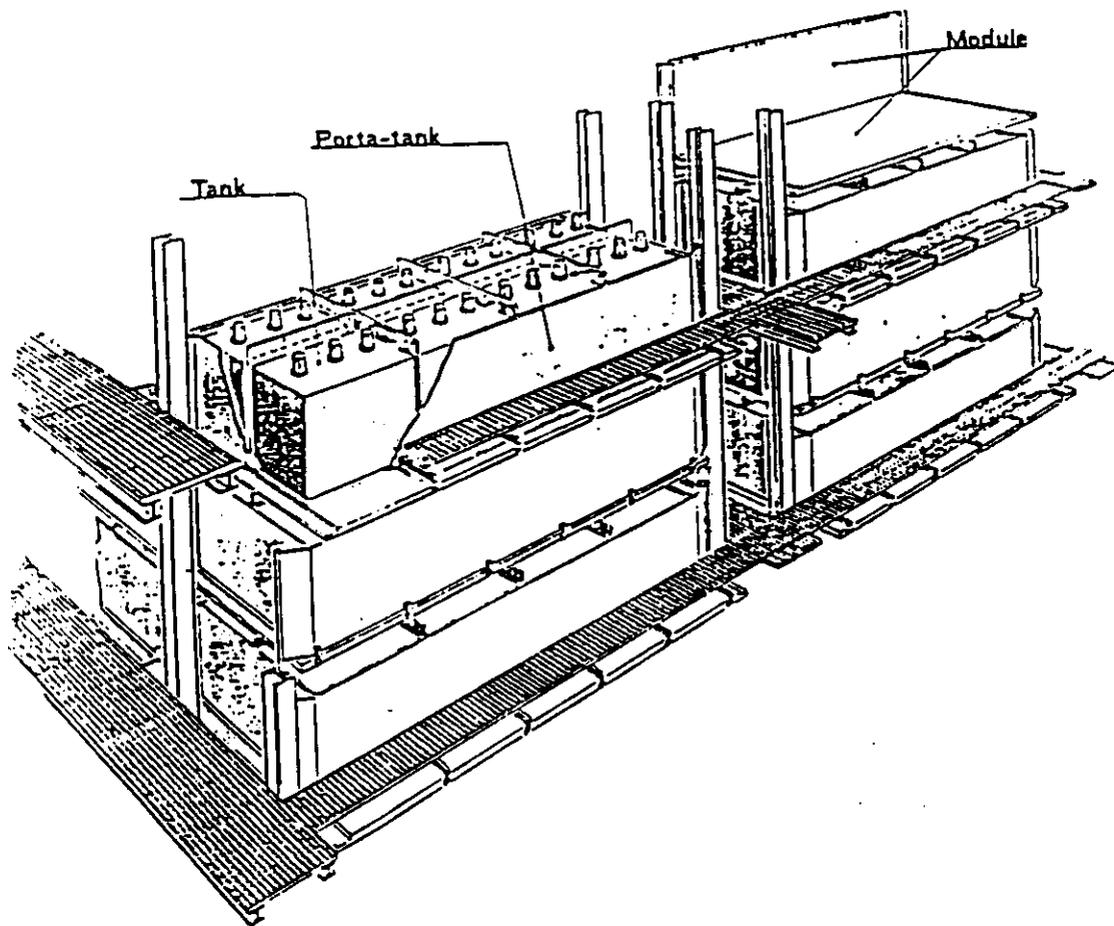


Figura 3.5: Detalhe da estrutura, onde podem ser vistos os porta-tanques e os módulos streamer.

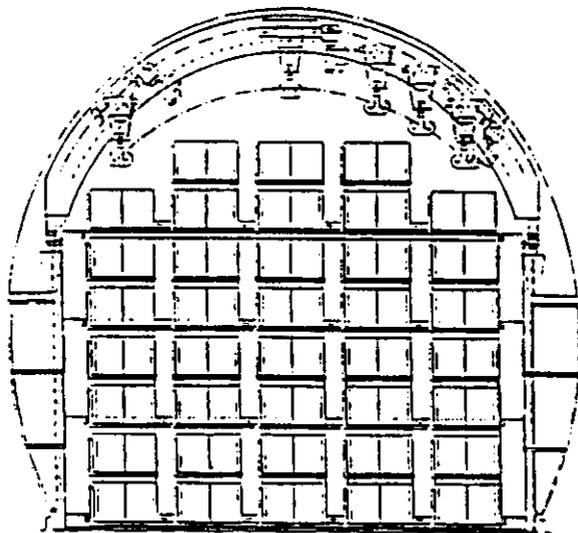


Figura 3.6: Secção reta da estrutura do experimento.

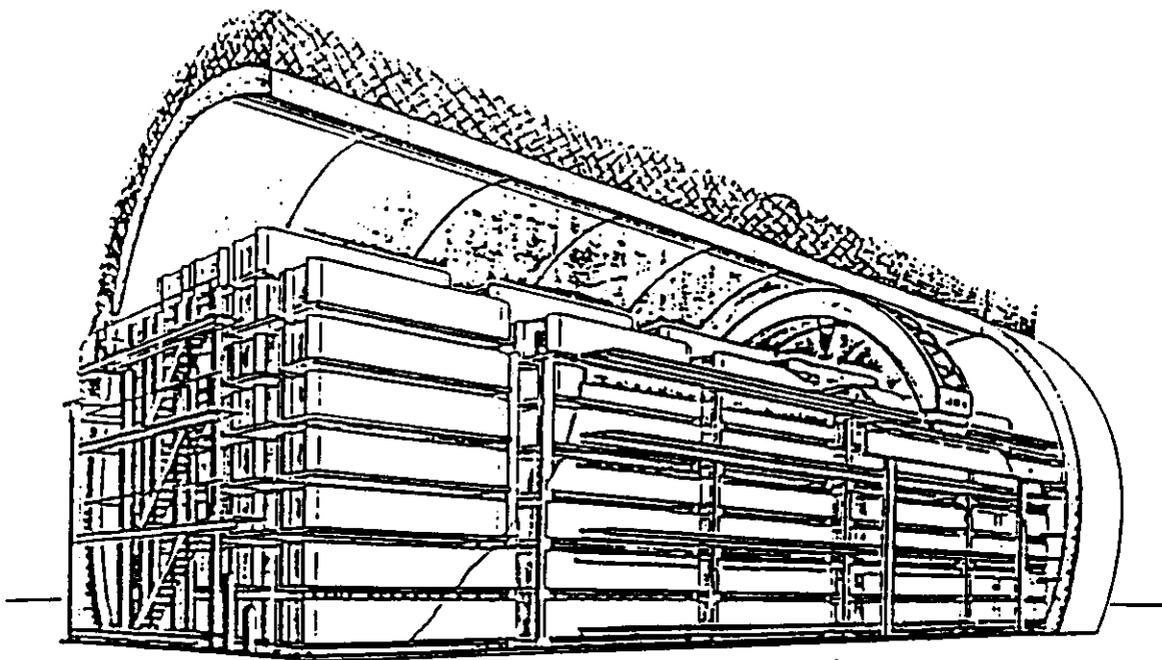


Figura 3.7: Visão geral da estrutura do experimento.

### 3.2.2 Eletrônica de Aquisição de Dados

A eletrônica de aquisição dos tanques foi projetada [3] com objetivo principal de se detectar os dois produtos devidos à interação de  $\tilde{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador.

Para isto, faz-se uso do fato de que o  $\gamma$  emitido na captura neutrônica tem energia  $E_\gamma = 2.23$  MeV e que o intervalo de tempo entre a emissão do  $e^+$  e a emissão do  $\gamma$  tem distribuição exponencial com  $\tau \approx 200\mu s$ .

Os sinais das três fotomultiplicadoras são discriminados em dois limiares diferentes (limiar alto,  $H_{th} = 7$  MeV e limiar baixo,  $L_{th} = 1.5$  MeV). A condição de “trigger” do experimento é a coincidência tripla em limiar alto das fotomultiplicadoras de um mesmo tanque. Uma vez satisfeita esta condição de “trigger”, por um intervalo de tempo de 1 ms são habilitadas também as coincidências triplas em limiar baixo.

O uso de dois limiares permite assim a detecção dos dois produtos da interação de  $\tilde{\nu}_e$  com  $p$  de cintilador, com baixo ruído de fundo, garantido pelo uso do limiar baixo somente por curtos períodos, imediatamente posteriores a coincidências em limiar alto.

Os três sinais analógicos de cada tanque são somados e a energia depositada é determinada pelo uso de um ADC. A estrutura temporal dos pulsos que formam cada evento é determinada por um TDC de resolução 12.5 ns.

Pulsos de limiar alto são diferenciados de pulsos de limiar baixo pelo uso de um “flag” lógico fornecido pelo discriminador (F=1 : coincidência em limiar alto; F=0 : coincidência em limiar baixo).

Os principais módulos eletrônicos do sistema de aquisição de dados são o discriminador C175 e o ADC/TDC C176, projetados especificamente para uso neste experimento.

O discriminador C175 possui oito canais com três ingressos por canal, correspondentes às três fotomultiplicadoras de cada tanque. Cada canal é programável (via CAMAC) para todos os limiares (alto e baixo de cada ingresso) de discriminação, assim como para a lógica de coincidência entre os ingressos. Satisfeita a condição de “trigger”, é gerado um sinal lógico referente ao canal onde se verificou a coincidência (para o módulo ADC/TDC) e por 1 ms são habilitadas coincidências em limiar baixo. Coincidências em limiar alto são distinguíveis de coincidências em limiar baixo pelo uso do já citado “flag” lógico. A figura 3.8 apresenta um esquema de funcionamento do circuito, para um único canal.

O sinal de “trigger” geral (coincidência tripla em qualquer canal do módulo) é disponível em uma saída “general or”. Um ingresso “trigger in” permite a habilitação do limiar baixo (segundo a lógica de coincidência programada), sem a necessária

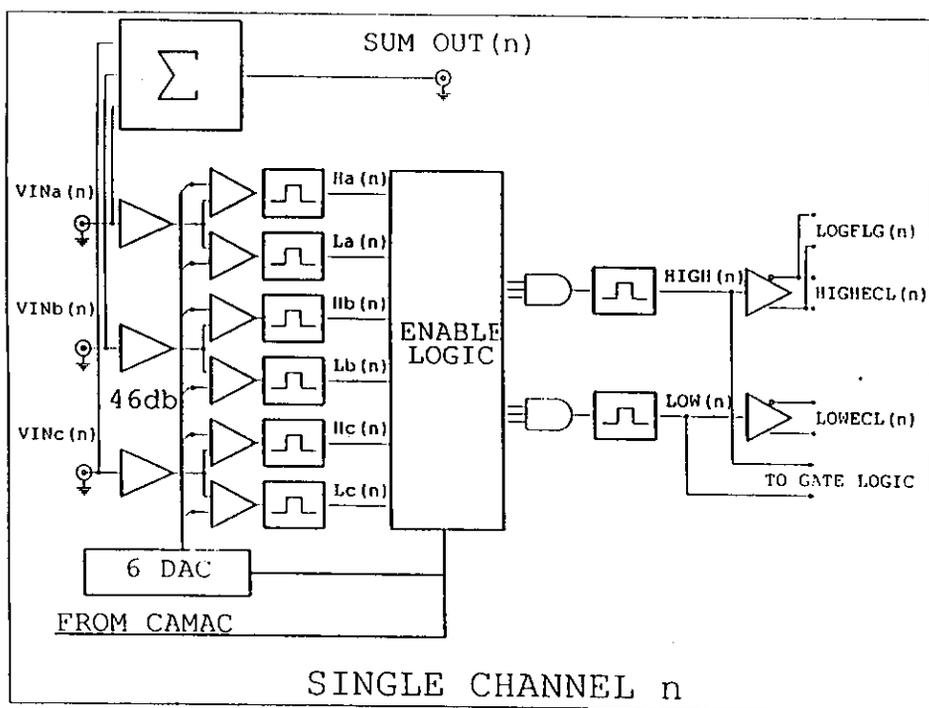


Figura 3.8: Esquema de funcionamento do módulo C175, para um canal.

condição de “trigger” precedente. Este ingresso é utilizado quando se quer coletar dados de limiar baixo em um tanque quando o “trigger” foi gerado por um outro. Saídas lógicas de coincidências de limiares baixo e alto são disponíveis para permitir que o experimento seja continuamente monitorado no que se refere à contagem dos tanques.

O módulo C176 (ADC/TDC) foi desenhado para funcionamento conjunto com o módulo C175 e possui oito canais, com um ingresso analógico e dois lógicos por canal. A presença de um sinal no ingresso lógico “gate” em um dos canais provoca a determinação da carga no ingresso analógico do respectivo canal (pelo tempo de duração do “gate”), a leitura do outro ingresso lógico (“flag” 1 ou “flag” 0, fornecido pelo discriminador) e a leitura de um contador interno que é ligado a um “clock”. Este pode ser o seu “clock” interno ou um “clock” externo, comum a diversos módulos C176.

Estes dados (carga, “flag” lógico, tempo) são armazenados em uma memória FIFO até que sejam lidos. A autonomia da memória FIFO de cada módulo é de 512 pulsos.

O “clock” interno tem frequência de 40 MHz e uma dinâmica de 28 bits. A

informação fornecida por este permite a determinação da estrutura temporal entre os pulsos de cada evento, com resolução de 12.5 ns. O uso de um único "clock" externo, comum a diversos módulos C176 permite que contadores de diversos módulos estejam sempre sincronizados entre eles.

Os ingressos "clear" e "sync" permitem respectivamente o cancelamento de todos os pulsos armazenados na FIFO e a sincronização de contadores de diferentes módulos.

A carga no ingresso analógico é determinada através de dois ADC's de escalas diferentes. O primeiro, ADC1, satura a 244 pC, enquanto que o outro, ADC2, satura a 1008 pC. O ADC1 possui quatro regiões de linearidade, enquanto que o ADC2 possui duas. A primeira região de linearidade do ADC1 tem escala de 0 a 15.75 pC, com 0.25 pC/cont. Este parâmetro é dobrado de uma região de linearidade para a seguinte (tabela 3.1). A vantagem do uso de regiões de linearidades diferentes está na possibilidade de determinação de cargas até da ordem de nC, sem perda de precisão para valores baixos ( $\sigma_q/q \approx$  constante).

## ADC 1

RANGE	pC/COUNT	RELATIVE ERR %	pC
0 + 63	0.25	1.5%	0 + 15.75
64 + 127	0.5	1%	16.5 + 48
128 + 191	1	0,8%	49 + 112
192 + 255	2	0,8%	114 + 240

## ADC 2

RANGE	pC/COUNT	RELATIVE ERR %	pC
128 + 191	4	0,8%	244 + 496
192 + 255	8	0,8%	504 + 1008

Tabela 3.1: Regiões de linearidade do módulo C176.

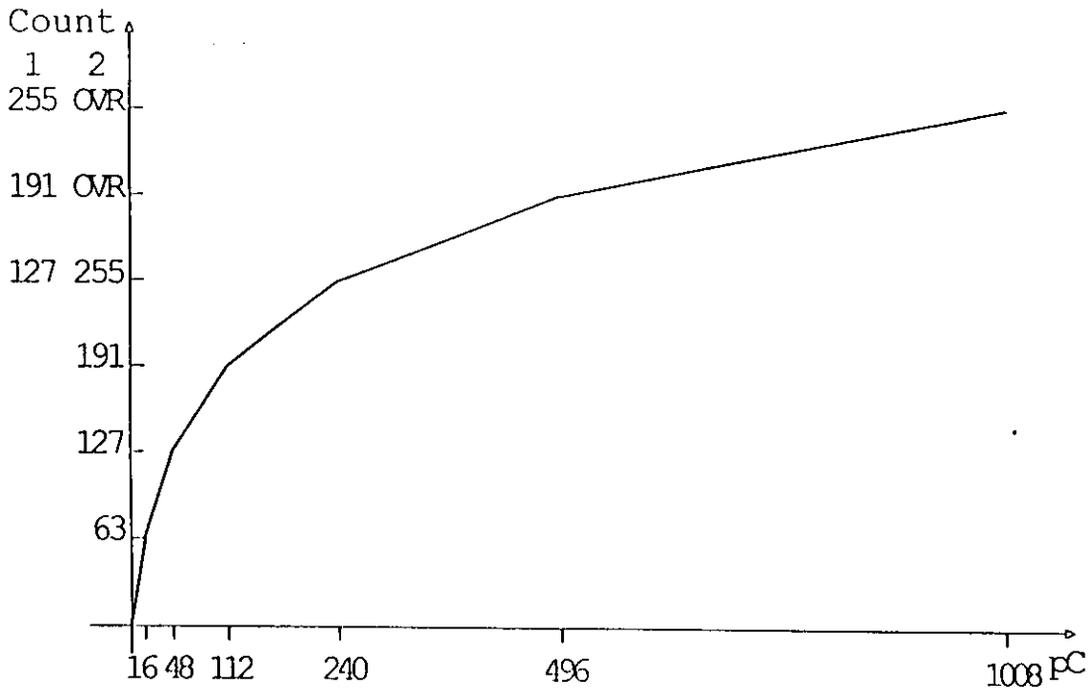


Figura 3.9: Curva típica de linearidade do módulo C176.

Uma curva típica de linearidade do módulo C176 é apresentada na figura 3.9.

No que se refere à eletrônica de aquisição, os seguintes módulos também são utilizados:

- C205

ADC lento, usado para raros eventos de grande depósito energético, como em interações hadrônicas. O sinal utilizado é o de um dínodo intermediário das fotomultiplicadoras.

- C257

Contador com 16 canais, 24 bits, usado na determinação da frequência de contagens de limiar baixo dos tanques.

- C221

DAC, usado na geração uma diferença de potencial pré-determinada, para a construção das curvas de linearidade (como a apresentada na figura 3.9).



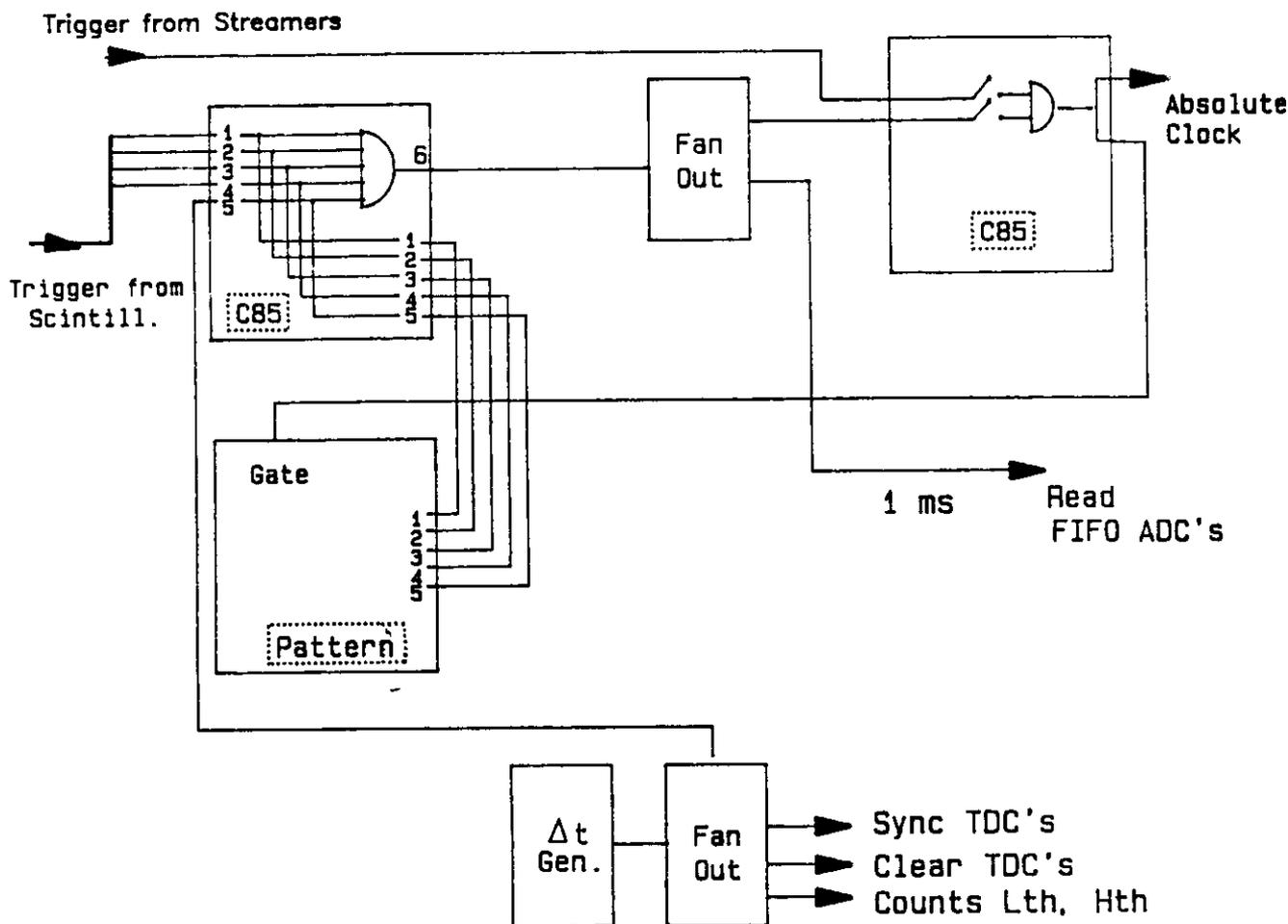


Figura 3.11: Esquema da eletrônica central do experimento.

programável via CAMAC. A lógica programada é representada nos próprios módulos C85, na figura 3.11.

O segundo módulo C85 pode ser programado para aquisição somente das câmaras streamer, somente dos tanques de cintilador, ou de ambos.

O “trigger” do experimento é portanto gerado pelo segundo C85, e provoca a leitura do “pattern” do evento, o “trigger” da aquisição dos tanques e a leitura do relógio do experimento.

O fundo é determinado a partir de contagens de limiar baixo dos discriminadores, realizadas automaticamente a cada 10 minutos.

Entre a chegada do “trigger” fornecido pelos tanques e o início da leitura das FIFO foi inserido um atraso de 1 ms, cuja finalidade é permitir o início da leitura quando o evento completo já estiver nas memórias.

### 3.3 Calibração e Eficiência

Os dois ADC's utilizados no experimento (C176 e C205) têm suas curvas de linearidade determinadas com o uso do DAC, conforme citado no item anterior. Porém, estas escalas devem ser calibradas em função da energia depositada nos tanques. Os pontos de calibração utilizados são o pico de muons e o  $\gamma$  da captura neutrônica.

#### 3.3.1 Pico de Muons

Muons são reconhecidos, na análise de dados, como pulsos de limiar alto (“flag” 1) em tanques diferentes, separados por menos de 250 ns. Da carga determinada destes eventos reconhecidos como muons é construído o espectro energético, em função da escala dos ADC's.

O espectro esperado de muons no experimento foi determinado por simulação [4], considerando-se a geometria do experimento e a distribuição angular de muons no local. Este espectro é apresentado na figura 3.12 [4], correspondendo o valor de pico a uma energia  $E_{\mu} = 175 \pm 5$  Mev. O espectro obtido dos dados é apresentado na figura 3.13, onde o pico de muons é indicado.

#### 3.3.2 Captura Neutrônica

A captura neutrônica é seguida da emissão de  $\gamma$  de  $E_{\gamma} = 2.23$  Mev. Os neutrons utilizados para se determinar este ponto de calibração são provenientes de uma fonte

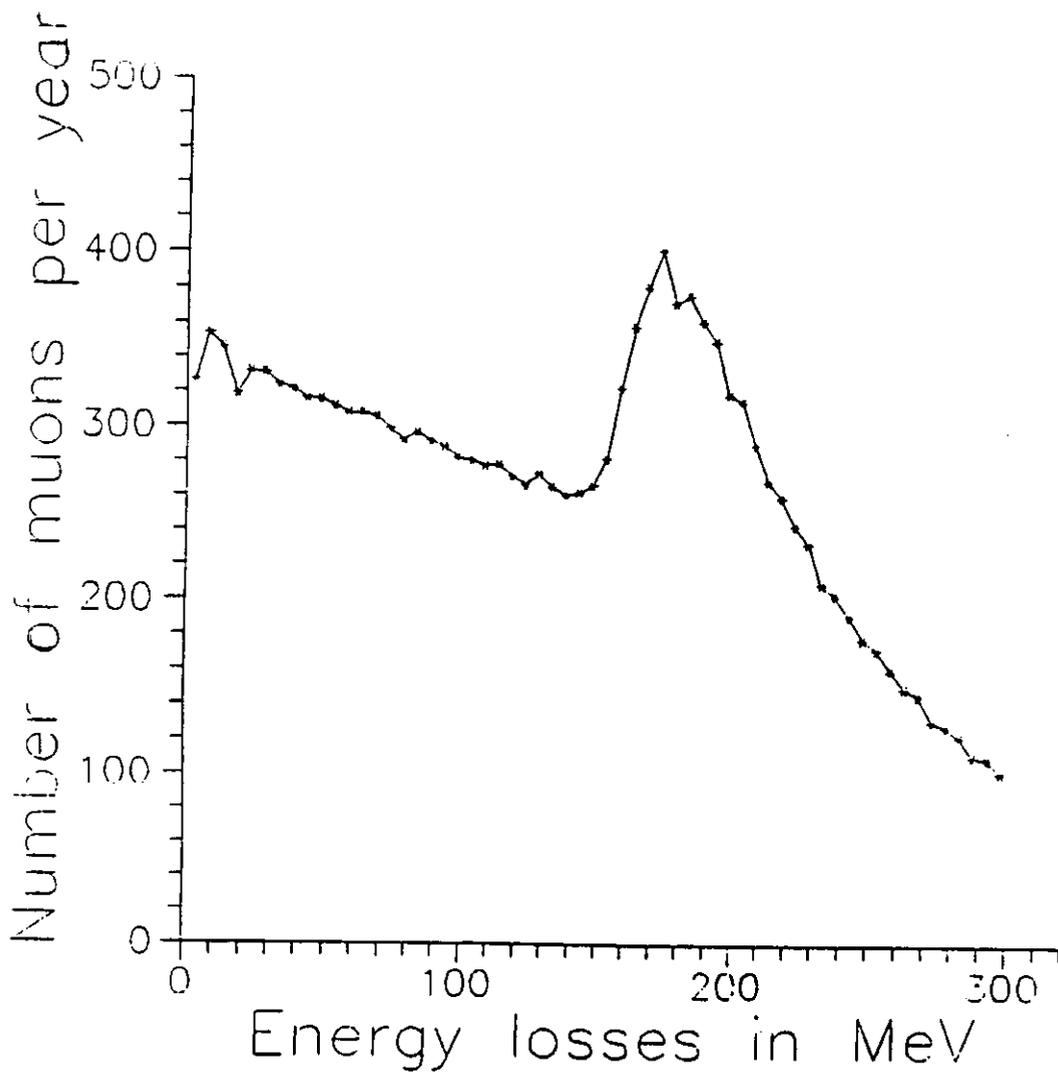


Figura 3.12: Espectro esperado (por simulação) de muons no experimento.

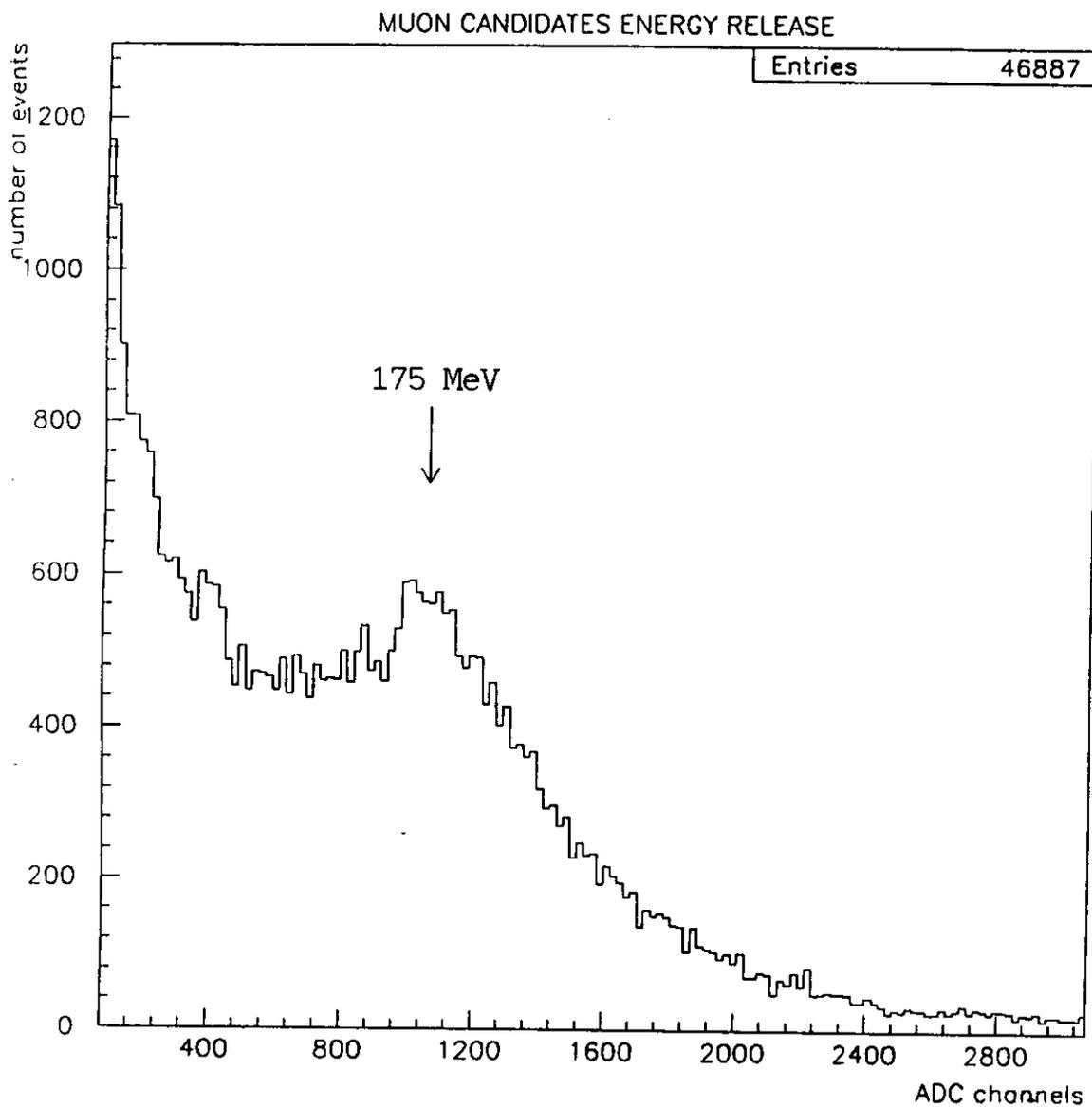


Figura 3.13: Espectro obtido de eventos candidatos a muons no experimento.

$^{252}\text{Cf}$  de baixa atividade ( $\sim 6$  ev/min), a qual emite em média 3.7 neutrons por fissão, além de  $\gamma$ 's.

O uso de uma fonte de neutrons ( $^{252}\text{Cf}$ , no caso) é vantajoso porque permite uma estimativa da eficiência de detecção de neutrons e portanto do segundo sinal devido à interação de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador.

Foram feitas duas séries de medidas com o uso do  $^{252}\text{Cf}$ . A primeira [5], em abril de 1990, fora da estrutura blindada do experimento e a segunda, na primeira metade de 1992, dentro do experimento já em funcionamento parcial (metade da primeira torre) <sup>1</sup>.

As primeiras medidas feitas foram as contagens do número de eventos de um tanque em função do limiar utilizado. Estas medidas foram feitas com e sem a fonte de Cf (a qual é colocada imersa no cintilador líquido, no centro do tanque). Os resultados obtidos são apresentados na figura 3.14. Estas medidas, na prática, consistem de uma calibração da escala do discriminador e podem ser utilizadas na determinação do limiar a ser utilizado.

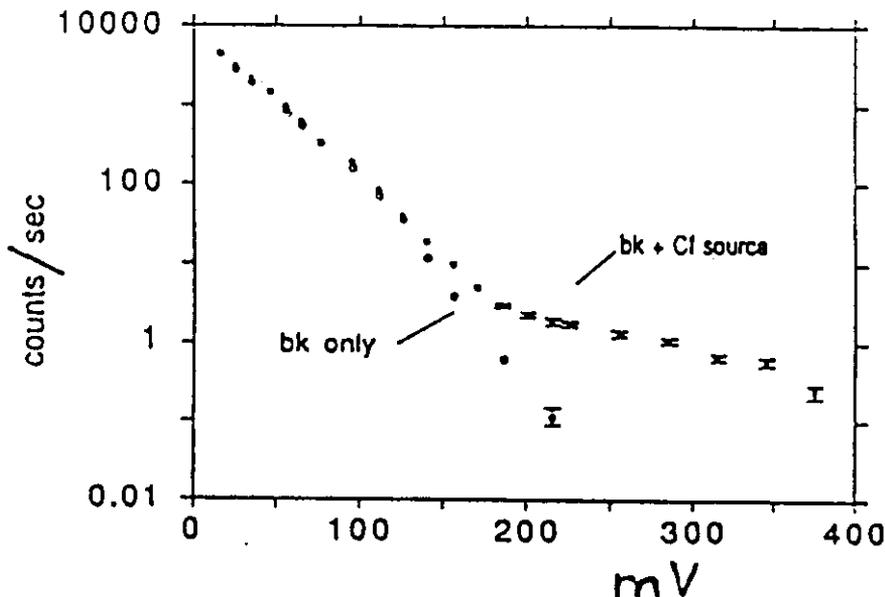


Figura 3.14: Contagens de um tanque em função do limiar de discriminação para o fundo e na presença da fonte  $^{252}\text{Cf}$ .

<sup>1</sup>aqui são descritas as medidas realizadas em 1990, que fazem parte do trabalho desenvolvido.

Para o ponto de calibração de 2.23 MeV foram coletados dados na presença da fonte de Cf, sendo o “trigger” gerado pela detecção do próprio  $\gamma$ -prompt da fissão do Cf. Os pulsos de limiar baixo desta medida permitem a contagem e a determinação do espectro energético dos  $\gamma$  de 2.23 MeV, somados ao espectro do fundo.

O espectro devido somente ao fundo pode ser determinado por intermédio de outra série de medidas, na qual o “trigger” é gerado por uma fonte externa (via software, no caso), assíncrona. O resultado obtido é apresentado na figura 3.15, onde são vistos os espectros devidos ao fundo e ao  $\gamma$  de captura neutrônica (somado ao do fundo). O ponto de 2.23 MeV é determinado pelo valor de pico da diferença dos dois espectros.

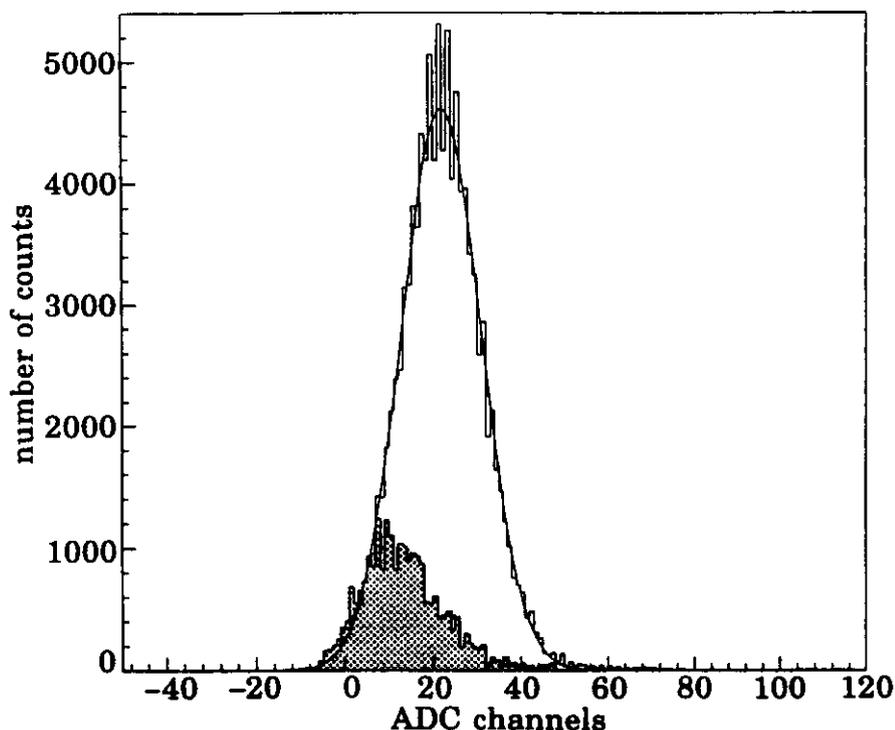


Figura 3.15: Espectro energético de pulsos de limiar baixo com trigger assíncrono (hachurado) e triggerado pelo  $^{252}\text{Cf}$ .

A aquisição de dados na presença da fonte de Cf pode ser utilizada também na verificação do bom funcionamento do TDC, já que se conhece a distribuição temporal esperada entre o sinal de “trigger” (fornecido pelo  $\gamma$  de fissão) e o sinal do  $\gamma$  de captura. A distribuição temporal obtida é apresentada na figura 3.16, sendo o valor obtido para a constante  $\tau$  de  $205 \pm 5 \mu\text{s}$ .

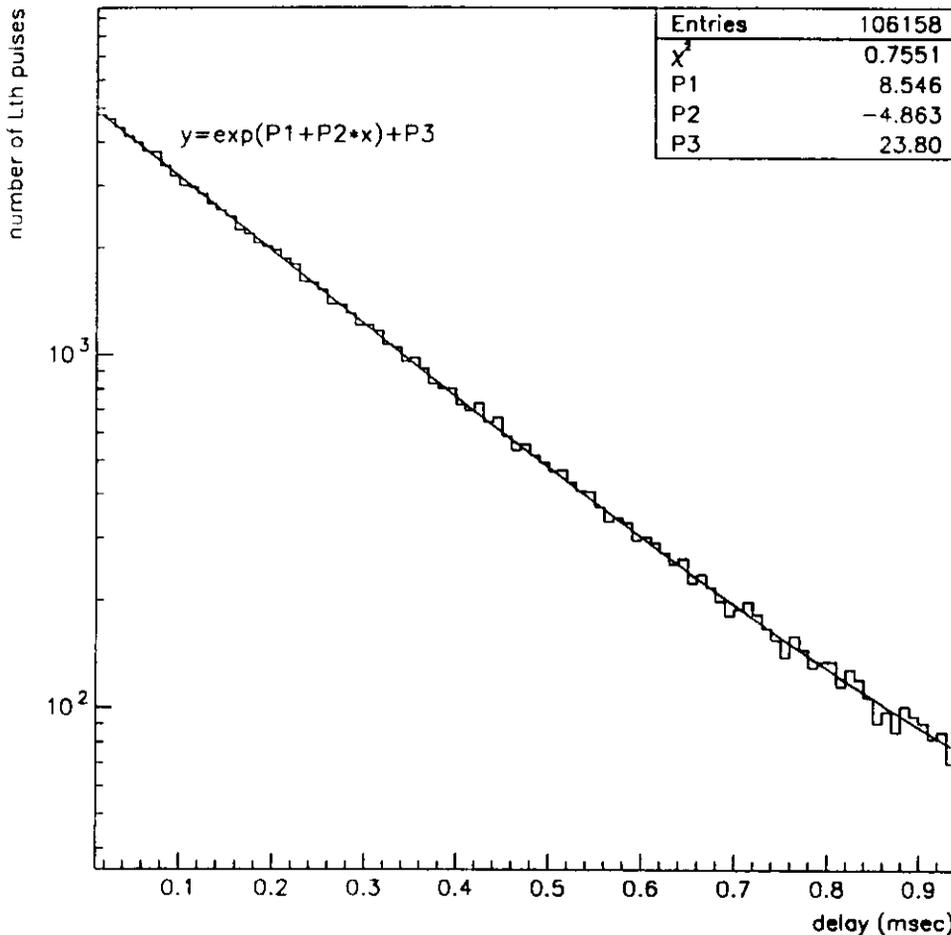


Figura 3.16: Distribuição temporal de pulsos secundários (limiar baixo) na presença do Cf. O ajuste corresponde a uma exponencial somada a um termo constante (devido ao fundo).

A eficiência na detecção de neutrons é determinada a partir das medidas de multiplicidade (número de “flag” 0) por “trigger”, na presença da fonte de Cf e da mesma multiplicidade, sem a presença da fonte. As distribuições obtidas para as multiplica-

dades são apresentadas na figura 3.17 <sup>2</sup>.

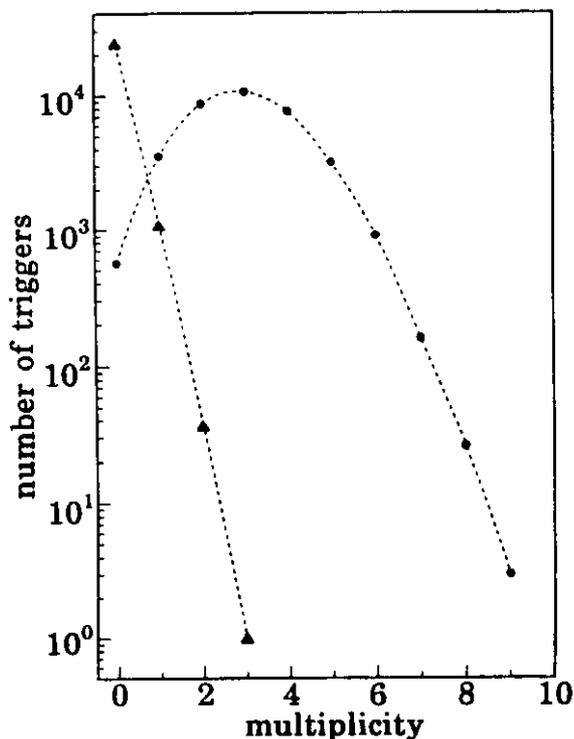


Figura 3.17: Multiplicidades de pulsos secundários (limiar baixo) devidas ao fundo (queda exponencial) e devidas ao Cf (fundo somado a  $\langle n \rangle = 3.7$  neutrons).

Levando em conta que para cada fissão são emitidos em média 3.7 neutrons, a eficiência de detecção de neutrons pode ser estimada como

$$\epsilon = \frac{\langle n \rangle_{Cf+bk} - \langle n \rangle_{bk}}{3.7} \quad (3.4)$$

onde  $\langle n \rangle_{Cf+bk}$  é a multiplicidade quando da presença do Cf e  $\langle n \rangle_{bk}$  é a multiplicidade obtida sem o Cf.

<sup>2</sup>as figuras 3.15, 3.16 e 3.17 correspondem às medidas mais recentes [6], realizadas em 1992.

O resultado destas medidas é apresentado na figura 3.18 em função do limiar de discriminação utilizado. O valor de “plateau” corresponde a uma eficiência máxima de  $\sim 60\%$ .

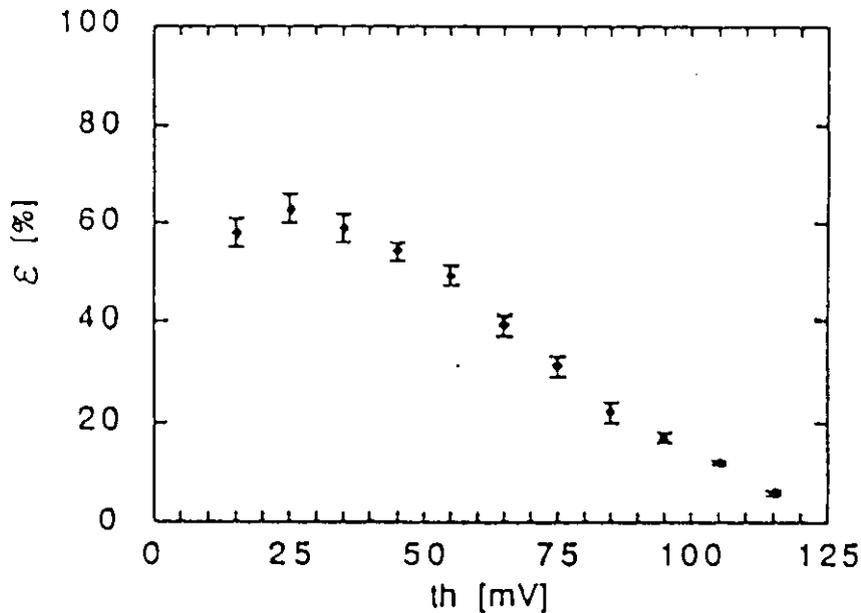


Figura 3.18: Eficiência determinada com a fonte no centro do tanque, em função do limiar de discriminação.

As medidas feitas em 1992 usam a mesma técnica, com a única diferença de que como o experimento se encontra em regime de aquisição, as medidas de multiplicidade do fundo não são obtidas pelo uso de um “trigger” externo via software. Usa-se um evento em qualquer outro tanque do mesmo quarto de torre ao qual pertence o tanque com a fonte de Cf como “trigger assíncrono”.

Os resultados obtidos nestas medidas mais recentes [6], feitas com o experimento em aquisição, correspondem a uma eficiência máxima (fonte  $^{252}\text{Cf}$  no centro do tanque) de  $\sim 80\%$ , a qual corresponde a uma eficiência total (integrada sobre todo o volume do tanque) de  $\sim 60\%$ .

O pico de 2.23 MeV determinado por estas medidas (figura 3.15) fornece o segundo ponto de calibração do experimento.

Desta forma, foram determinadas as conversões de energia referentes às escalas dos ADC's e a eficiência de detecção de  $\gamma$ 's emitidos pela captura de neutrons.

# Bibliografia

- [1] Alberini C. et al.: *Il Nuovo Cimento C*, 9, 237 (1986).
- [2] Badino G. et al.: *Il Nuovo Cimento C*, 7, 573 (1984).
- [3] Aglietta M. et al.: *Nucl. Istr.*, A277, 17 (1989).
- [4] Kudryavtsev V., Ryazhkaya O.: *LVD note 02* (1992).
- [5] Bertoni et al., *Int. Rep. INFN/AE-90/12* (1990).
- [6] *LVD Collab.*: *Il Nuovo Cimento C*, 12, 1793 (1992).



# Capítulo 4

## Seleção de Candidatos a “Burst”

### 4.1 Procura de “Bursts” de Neutrinos

#### 4.1.1 Distribuição Poissoniana

A seleção prévia de candidatos a “burst” é feita com base em argumentos puramente estatísticos, através da determinação da probabilidade que uma determinada sequência de eventos (“cluster”) tem de pertencer ao ruído de fundo. A distribuição temporal dos eventos de fundo é supostamente poissoniana, já que este possui frequência aproximadamente constante e eventos independentes entre si. Desta forma, “clusters” com um número de eventos (multiplicidade)  $K$  suficientemente maior do que a multiplicidade  $\lambda$  esperada da distribuição poissoniana ( $\lambda = f \times \Delta t$ , onde  $f$  é a frequência de eventos devidos ao fundo e  $\Delta t$ , a duração do “cluster”) são selecionados como candidatos a “bursts” de neutrinos.

Na comparação entre as multiplicidades observada  $K$  e esperada  $\lambda$ , a frequência  $f$  (que define  $\lambda$ ) é determinada pela taxa de eventos próximos àqueles pertencentes ao “cluster” em estudo. Desta forma, variações lentas da frequência de fundo não introduzem “bias” na seleção de candidatos a “burst”, já que o fundo pode ser considerado como localmente poissoniano.

A probabilidade poissoniana de se encontrar  $K$  eventos quando o número esperado é  $\lambda$ , é dada por:

$$P(N = K, \Delta t) = \frac{\lambda^K}{K!} e^{-\lambda} \quad (4.1)$$

de modo que a probabilidade de se encontrar um número maior ou igual a  $K$ , nas

mesmas condições, é:

$$P(N \geq K, \Delta t) = \sum_{N=K}^{\infty} \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \quad (4.2)$$

Na análise de um “cluster” de certa multiplicidade  $K$  e duração  $\Delta t$  (“cluster”  $(K, \Delta t)$ ), é preferível o uso da expressão 4.2, já que o valor máximo desta é 1, enquanto que o valor de máximo para a expressão 4.1 depende da multiplicidade  $K$ , tornando difícil o confronto direto entre “clusters” de diferentes multiplicidades.

Para se reproduzir a distribuição referente à expressão 4.2, “clusters” de multiplicidade  $K$  são contados como  $K+1$  “clusters” de mesma duração, com multiplicidades  $(0, 1, \dots, K)$ .

Embora a seleção de candidatos a “bursts” seja feita com base na comparação entre multiplicidades esperadas e observadas, os “clusters” a serem analisados podem ser escolhidos de maneiras diversas. Duas possíveis técnicas de escolha de “clusters” são apresentadas e discutidas nos próximos itens.

### 4.1.2 Técnica com $\Delta t$ Fixo

Esta maneira de se escolher “clusters” é baseada na definição de distribuição poissoniana de probabilidades. A duração  $\Delta t$  dos “clusters” é previamente determinada (de modo arbitrário), e são procurados na sequência temporal de eventos, intervalos de tempo contendo uma multiplicidade maior do que a esperada.

Na prática, cada evento da série temporal é considerado como a origem de “clusters” de todas as durações  $\Delta t$  de interesse. Já que a série é randômica, esta escolha de início de “cluster” é absolutamente equivalente a qualquer outra escolha como, por exemplo, a divisão de toda a sequência temporal em “bins” contíguos. A vantagem dessa escolha de início de “cluster” é que para cada duração  $\Delta t$ , o número de “clusters” analisados é igual ao número total de eventos na sequência.

A figura 4.1 apresenta um esquema de como são escolhidos “clusters” pela técnica de  $\Delta t$  fixo.

A distribuição esperada de multiplicidade de “clusters” assim selecionados é puramente poissoniana:

$$P_{\Delta t} = P(N \geq K - 1, \Delta t) = \sum_{N=K-1}^{\infty} \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \quad (4.3)$$

onde a somatória parte de  $K-1$  e não de  $K$  como na expressão 4.2, porque se conveniona contar inclusive o evento de abertura do “cluster”.

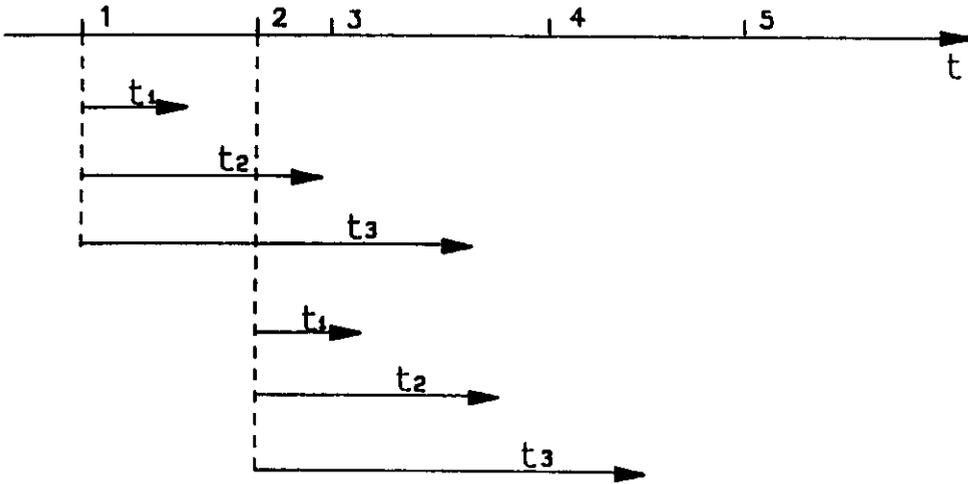


Figura 4.1: Esquema de como são escolhidos "clusters" pela técnica de  $\Delta t$  fixo. Cada evento é representado por uma barra perpendicular ao eixo temporal  $t$ .

### 4.1.3 Técnica com K Fixo

Esta técnica difere da anterior na medida em que os "clusters" escolhidos não apenas são iniciados por um evento, como também terminam em um outro evento. A duração  $\Delta t$  do "cluster" passa a ser determinada pela diferença de tempo entre os eventos inicial e final do "cluster". A figura 4.2 apresenta um esquema desta técnica de escolha de "clusters".

Para se obter a distribuição esperada de multiplicidade de clusters quando esta técnica é usada, deve ser considerada a probabilidade de ocorrência do evento de fechamento do "cluster". Assim, a distribuição esperada é dada pela probabilidade poissoniana de  $K-2$  eventos em  $\Delta t$ , somada à probabilidade de um evento entre  $\Delta t$  e  $\Delta t + \delta t$ .

O valor numérico de  $\delta t$  é arbitrário, sob a condição de ser suficientemente pequeno de modo que a probabilidade de ocorrência de dois ou mais eventos num intervalo  $\delta t$  seja desprezível. Esta condição pode ser expressa como:

$$P(K = 1, \delta t) \approx 1 - P(K = 0, \delta t) \quad (4.4)$$

O significado estatístico de  $\delta t$  é dado pelo fato de que dois "clusters"  $(K, \Delta t_1)$  e  $(K, \Delta t_2)$  são considerados iguais (e contados conjuntamente) se  $|\Delta t_1 - \Delta t_2| \leq \delta t$ . Na

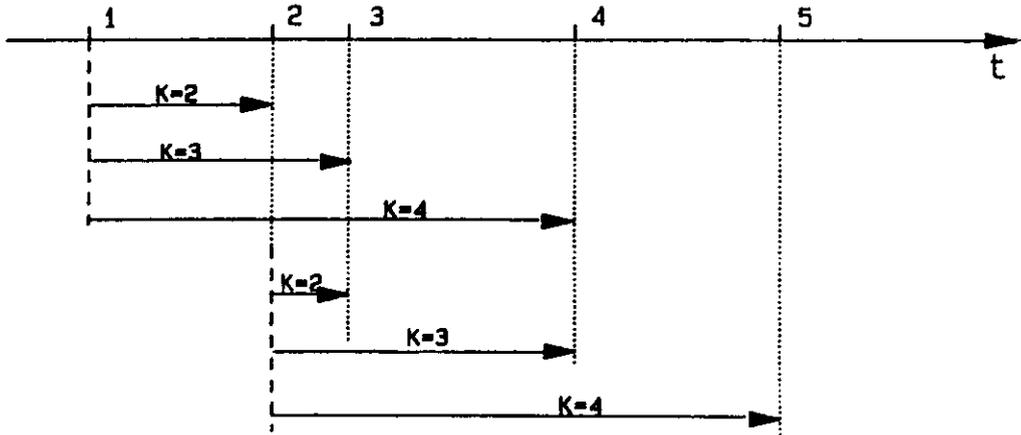


Figura 4.2: Esquema de como são escolhidos “clusters” pela técnica de K fixo.

prática,  $\delta t$  é a largura dos “bins” utilizados na representação gráfica das distribuições obtidas.

A distribuição esperada de multiplicidade de “clusters” escolhidos por esta técnica é dada por:

$$P_K = P(N \geq K - 2, \Delta t) \times P(N = 1, \delta t) = \sum_{N=K-2}^{\infty} \left(\frac{\lambda^N}{N!}\right) e^{-\lambda} f \delta t e^{-f \delta t} \quad (4.5)$$

## 4.2 Frequência de Imitação

### 4.2.1 Definição

Escolhido um “cluster” por uma das técnicas descritas, é necessário um critério para se decidir se ele deve ou não ser selecionado como candidato a “burst”. Isto pode ser feito pela determinação da frequência com que o fundo reproduz, devido a flutuações poissonianas, um “cluster” como o que está sob análise. A esta frequência se dá o nome de frequência de imitação.

Já que os “clusters” são sempre selecionados com início em algum evento, a frequência de “clusters” de uma determinada classe (mesmo K quando se usa a técnica

de  $K$  fixo e mesmo  $\Delta t$  quando se usa a técnica de  $\Delta t$  fixo) é igual à frequência de eventos. A frequência de imitação fica portanto determinada por:

$$F_{im} = f \times P(K, \Delta t) \quad (4.6)$$

Deste modo,  $F_{im}$  é a frequência esperada de clusters  $(K, \Delta t)$  devidos a flutuações poissonianas do fundo. Para uma sequência de duração  $T$ , o número esperado de "clusters"  $(K, \Delta t)$  é  $T \times F_{im}$ . Sendo este o número esperado de ocorrências de uma variável poissoniana, a probabilidade de pelo menos uma ocorrência é dada por:

$$P_C = 1 - e^{-TF_{im}} \quad (4.7)$$

Como a seleção de candidatos a burst é feita sob a condição  $P_C \ll 1$ , pode ser feito uso da aproximação:

$$e^{-x} \approx 1 - x \quad (x \ll 1); \quad (4.8)$$

de modo que a probabilidade  $P_C$  pode ser reescrita como:

$$P_C \sim T \times F_{im} \quad (4.9)$$

### 4.2.2 Técnicas $K$ Fixo e $\Delta t$ Fixo

Com o uso das probabilidades atribuídas aos "clusters"  $(K, \Delta t)$  encontrados por cada técnica, as frequências de imitação são dadas por:

$$F_{im}^{\Delta t} = \sum_{N=K-1}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) f \quad (4.10)$$

no caso de  $\Delta t$  fixo; e

$$F_{im}^k = \sum_{N=K-2}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) f^2 \delta t e^{-f \delta t} \quad (4.11)$$

no caso de  $K$  fixo.

### 4.2.3 Outras Expressões

Os valores obtidos para a frequência de imitação são dependentes da técnica de seleção de clusters, não definindo portanto a probabilidade de que o "cluster"  $(K, \Delta t)$  pertença à sequência poissoniana. O valor da frequência de imitação depende de  $\Delta t$  (arbitrário) no caso de  $\Delta t$  fixo; e de  $\delta t$  (também arbitrário) no caso de  $K$  fixo.

As diferenças nos valores obtidos de frequência de imitação para cada técnica são devidas à maneira como cada técnica conta "clusters" como iguais. Na figura 4.3, por exemplo, quatro "clusters" de mesma multiplicidade são apresentados. A técnica  $K$  fixo reconhece dois deles como iguais, enquanto que a técnica  $\Delta t$  fixo reconhece todos como iguais.

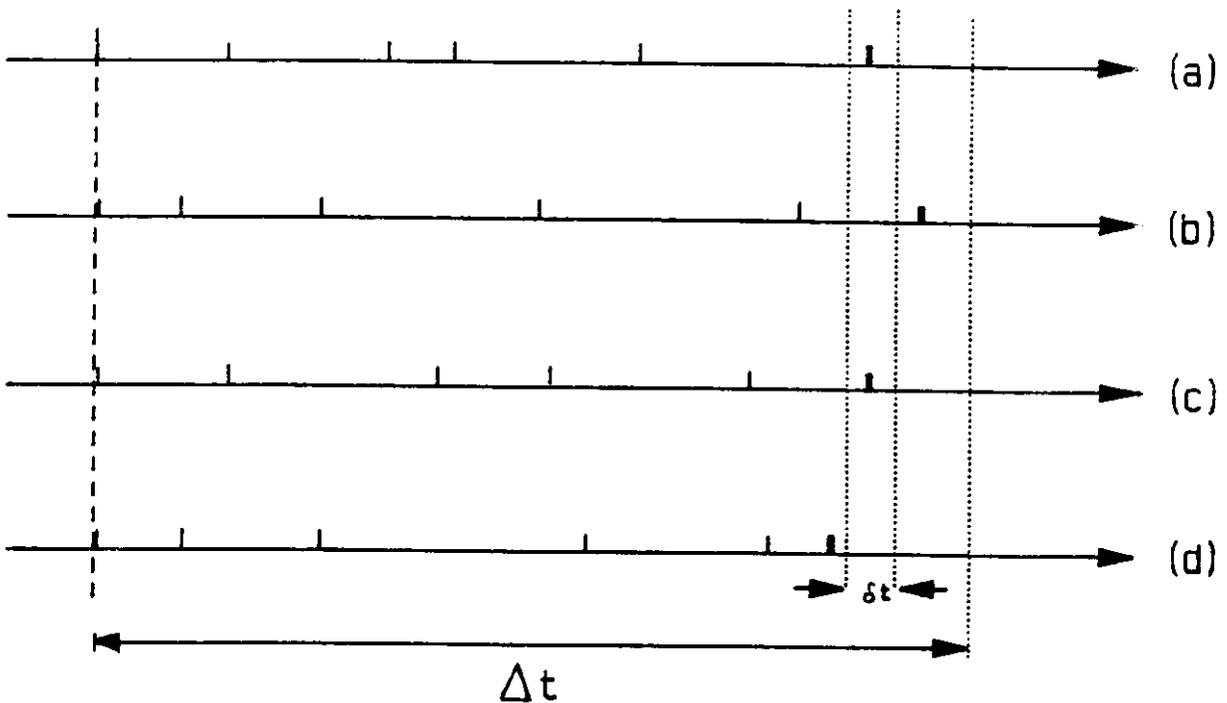


Figura 4.3: Representação de quatro "clusters" de mesma multiplicidade. A técnica  $\Delta t$  fixo reconhece (e conta) todos eles como iguais, enquanto que para a técnica  $K$  fixo somente os "clusters" (a) e (c) são iguais.

Para um determinado "cluster"  $(K, \Delta t)$ , a diferença de tempo  $\Delta t'$  entre o último e o primeiro eventos ( $\Delta t' = \Delta t$  no caso  $K$  fixo) pode ser usada na determinação de um valor independente da técnica usada. A informação existente referente a este

“cluster” è que os  $K-2$  eventos internos não ocupam um intervalo de tempo maior do que  $\Delta t'$ . Desta forma, a probabilidade poissoniana:

$$P(N \geq K - 2, \Delta t') = \sum_{N=K-2}^{\infty} \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \quad (4.12)$$

pode ser usada na determinação de um limite superior para a probabilidade de ocorrência do “cluster” ( $K, \Delta t$ ), independentemente da técnica de análise. A frequência de imitação de acordo com esta proposta fica determinada por:

$$F_{im} = \sum_{N=K-2}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) f \quad (4.13)$$

## 4.3 Dados Simulados

### 4.3.1 Geração de Sequência Poissoniana

O modo mais geral de se gerar uma sequência temporal poissoniana por simulação consiste na geração de uma distribuição uniforme entre 0 e  $T$ , onde  $T$  é a duração da série, cuja frequência fica determinada por  $f = N/T$ . Uma vez os  $N$  pontos sejam colocados em ordem crescente, a sequência formada é poissoniana.

A distribuição poissoniana usada, no entanto, não foi gerada desta forma, por uma razão que será clara na sua descrição. A sequência foi gerada através da divisão de todo o período  $T$  em pequenos intervalos consecutivos  $dt$ . Para cada intervalo  $dt$  foi determinada (por sorteio) a existência ou não de um evento, com probabilidade dada por:

$$P(N > 0, dt) = 1 - e^{-f dt} ; \quad (4.14)$$

onde  $f$  é a frequência desejada de eventos. Este modo de se obter a sequência poissoniana é claramente limitado pela impossibilidade de existir mais de um evento por intervalo  $dt$ . Esta limitação (que pode ser usada na simulação de dados oriundos de um experimento com tempo morto  $dt$ ) pode ser minimizada pelo uso de intervalos  $dt$  suficientemente pequenos.

A vantagem desta técnica está na sua flexibilidade, na medida em que permite a variação da frequência  $f$  ao longo do tempo. Esta característica pode ser usada na geração de uma sequência que simule uma contagem de fundo variável com o tempo, assim como na inserção de eventos extras numa sequência, simulando um “burst”.

Para uma frequência constante (1 ev/min) e duração  $T=30$  dias, a figura 4.4 apresenta as distribuições temporais da série gerada, entre eventos consecutivos e entre dois eventos com um único evento interno. As curvas contínuas representam as distribuições esperadas.

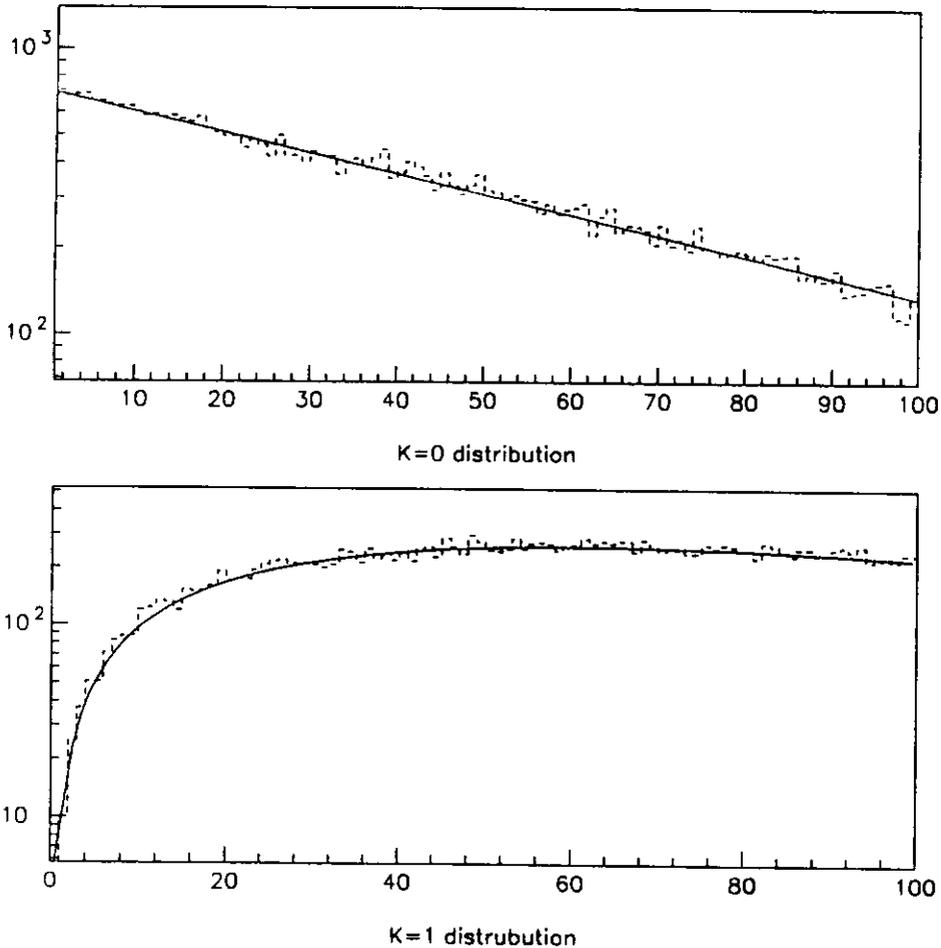


Figura 4.4: Distribuições temporais entre dois eventos consecutivos ( $K=0$ ) e entre dois eventos com um único entre eles ( $K=1$ ), da sequência temporal gerada. As curvas contínuas representam as distribuições esperadas.

### 4.3.2 Análise dos Dados Simulados

Diferentes sequências foram geradas, correspondentes a uma contagem de fundo constante ou lentamente variável no tempo, com e sem a inserção de “bursts”.

No caso do fundo constante, as distribuições obtidas podem ser diretamente comparadas com as distribuições esperadas, de acordo com a técnica com que se analisa a sequência. As figuras 4.5 e 4.6 apresentam estas distribuições para diferentes valores de multiplicidade ( $K=2,3,4,5,6$ ), para as duas técnicas.

Já que a técnica de  $\Delta t$  fixo produz uma distribuição experimental que é integral no tempo, verifica-se que as flutuações estatísticas afastam os dados experimentais (simulados, neste caso) das curvas esperadas, enquanto que as mesmas flutuações aparecem como verdadeiras flutuações quando a análise é feita pela técnica de  $K$  fixo.

Uma segunda sequência, correspondente a uma contagem de fundo que varia linearmente de 1 ev/min a 2 ev/min, de duração  $T = 168$  hs (uma semana) foi gerada. As distribuições obtidas pelas duas técnicas de análise são apresentadas nas figuras 4.7 e 4.8, sendo neste caso comparadas às distribuições esperadas pelo uso do valor médio da frequência de eventos da sequência. Verifica-se que as distribuições simuladas se afastam sistematicamente das esperadas, para as duas técnicas.

Como explicado, a sequência com o fundo variável é gerada pelo uso de  $f = f(t)$  na expressão 4.14. Do mesmo modo, a adição de uma constante a  $f(t)$  num determinado intervalo de tempo possibilita a inserção de um “burst” localizado na sequência.

O modo como as distribuições se modificam quando da inserção de um “burst” na sequência é apresentado nas figuras 4.9 e 4.10 para um fundo constante e 4.11 e 4.12 para o fundo variável simulado.

A figura 4.13 apresentará um caso específico de uma sequência de fundo constante onde foi inserido um “burst” de duração esperada de 70 s e multiplicidade esperada de 25 eventos. É apresentada somente a região do “burst” inserido. São destacados os “clusters” detectados pelas duas técnicas de análise. Obviamente cada técnica detecta vários “clusters” e são escolhidos aqueles de menor frequência de imitação.

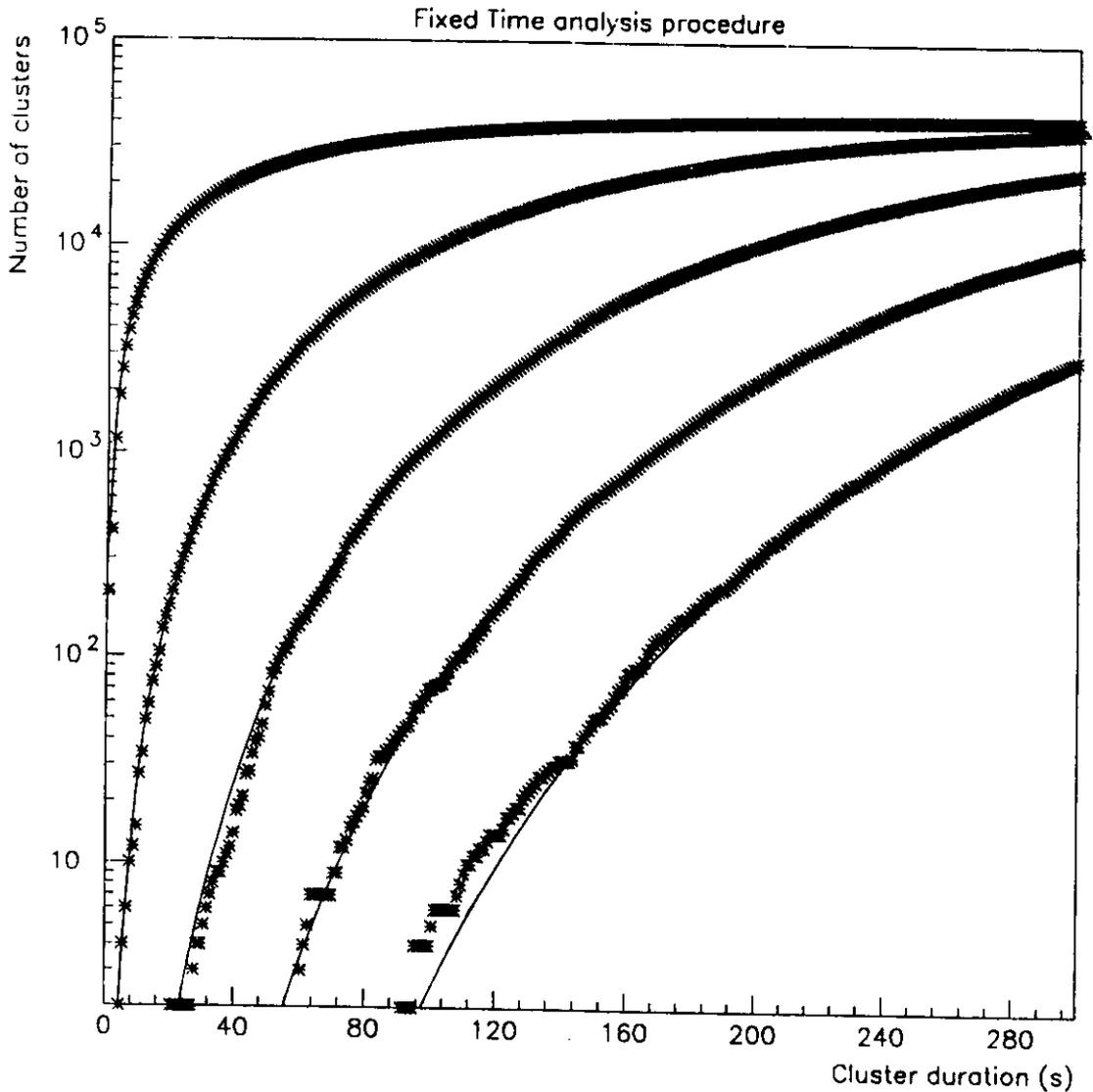


Figura 4.5: Distribuições de "clusters" usando-se a técnica de  $\Delta t$  fixo, correspondentes às multiplicidades  $K=2,3,4,5$  e 6. As curvas contínuas correspondem às distribuições esperadas.

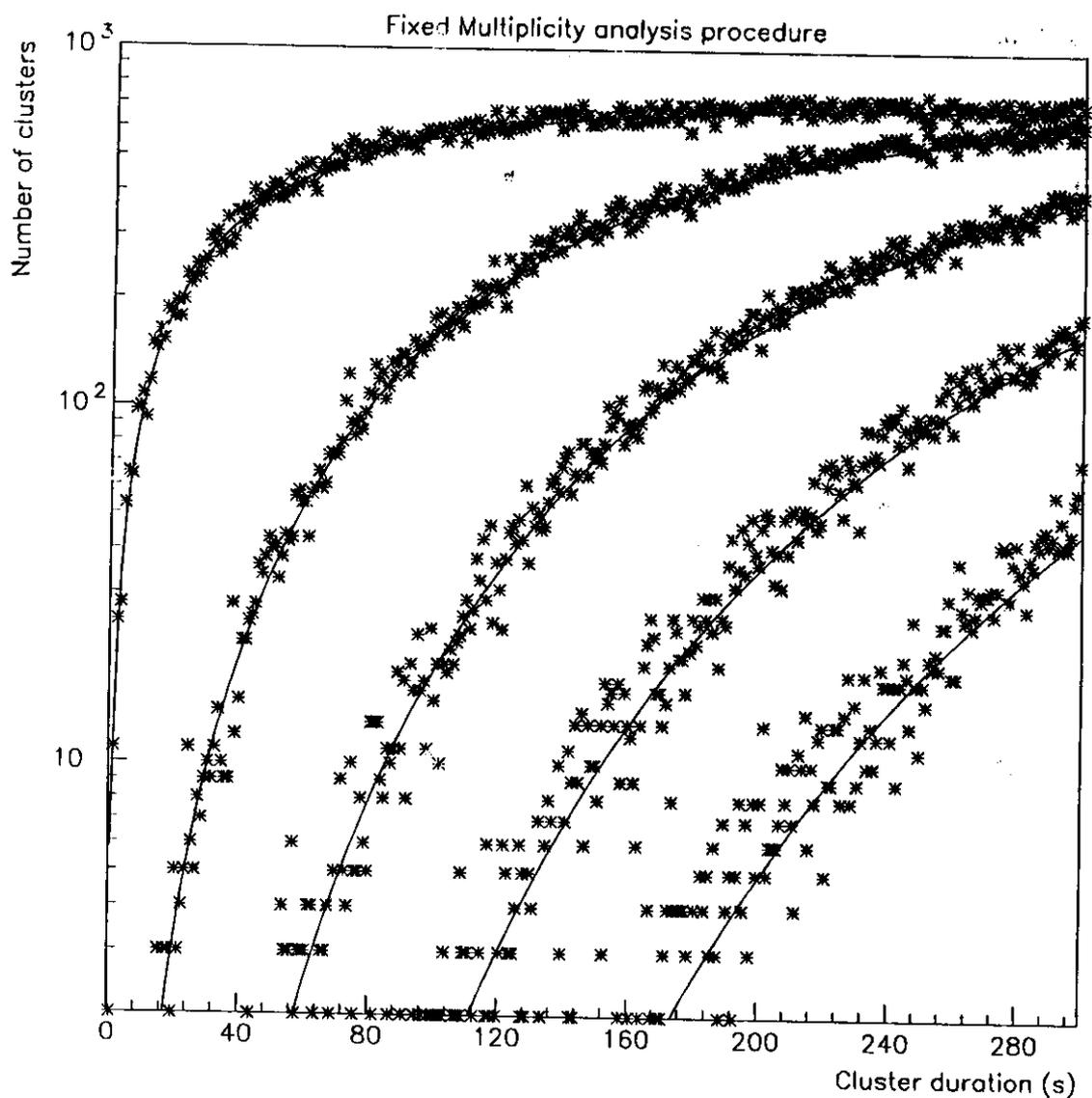


Figura 4.6: Distribuições de “clusters” usando-se a técnica de K fixo, para as mesmas multiplicidades da figura anterior. As curvas contínuas correspondem às distribuições esperadas.

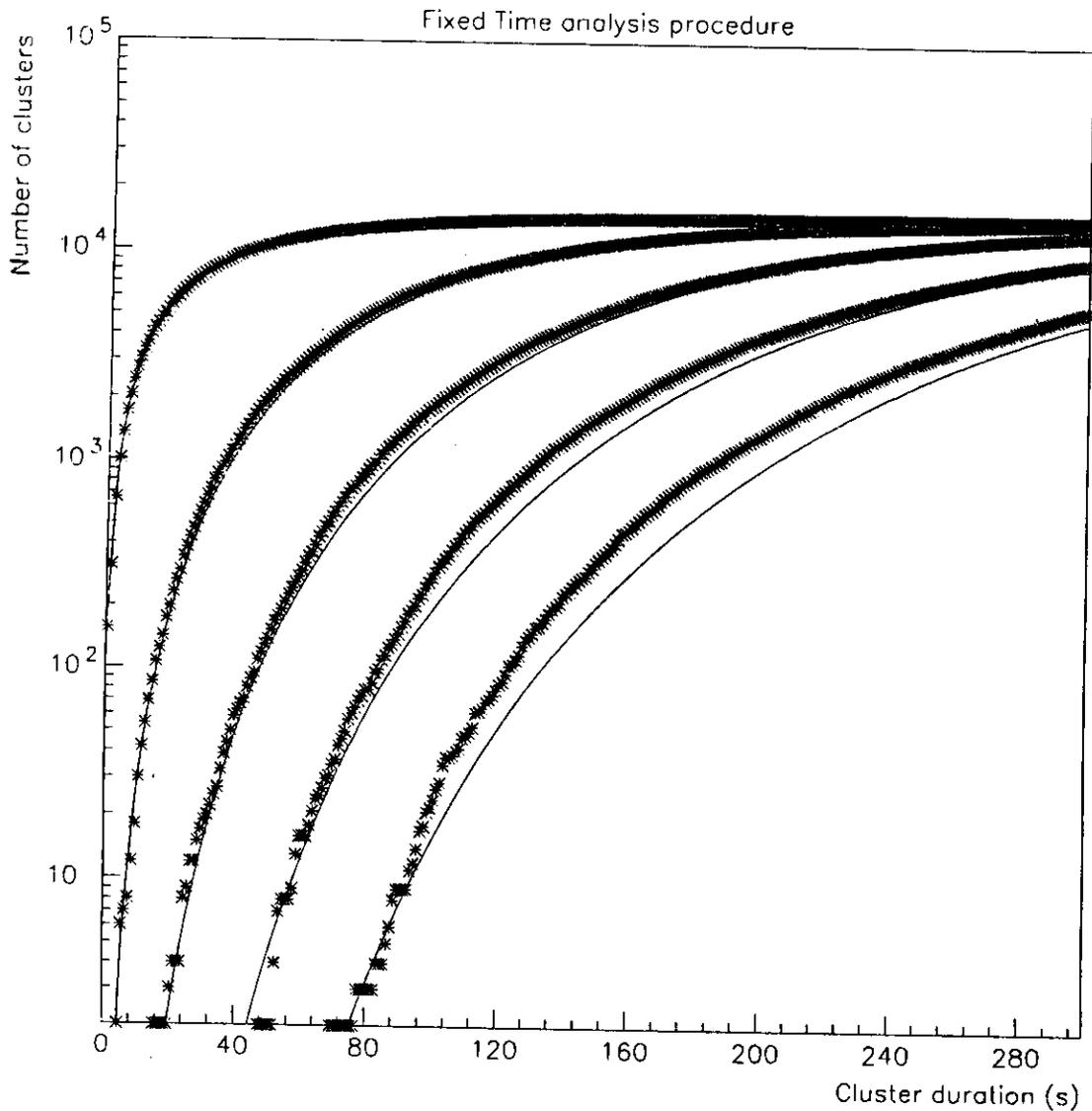


Figura 4.7: Distribuições de “clusters” para sequência variável, usando a técnica  $\Delta t$  fixo.

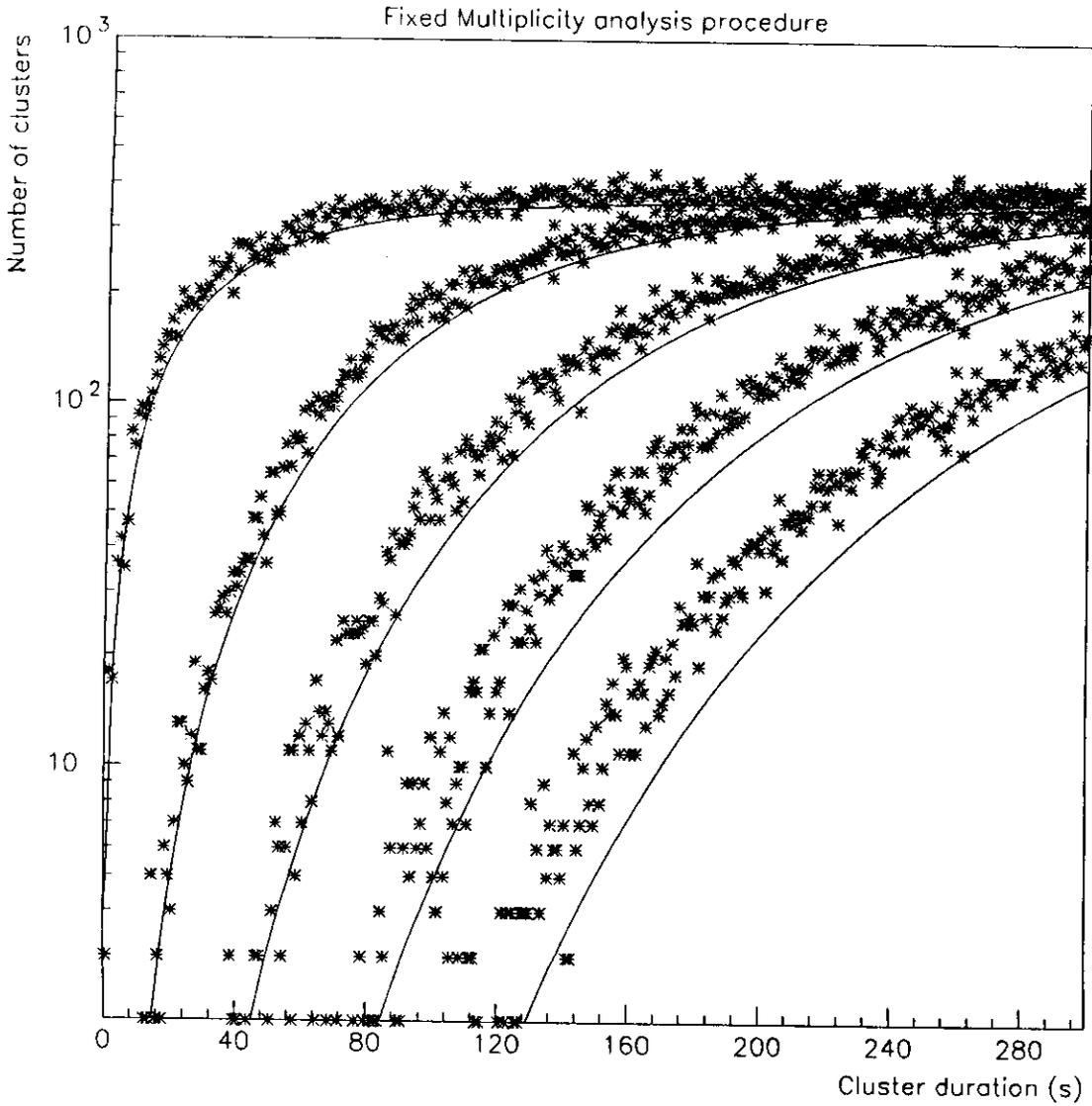


Figura 4.8: Distribuições de “clusters” para sequência variável, usando a técnica K fixo.

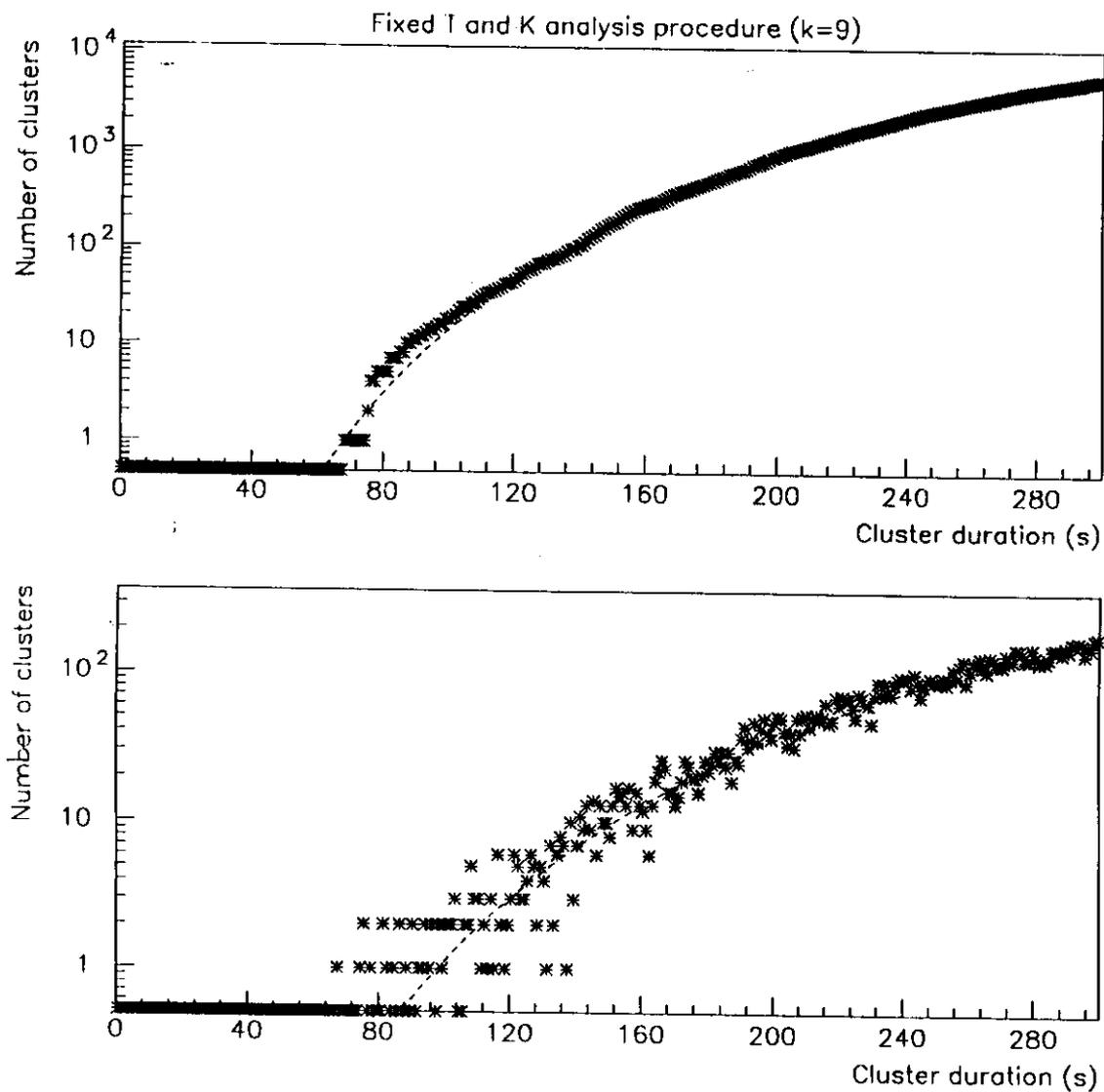


Figura 4.9: Comparação entre as distribuições obtidas pelas duas técnicas, para multiplicidade  $K=9$ .

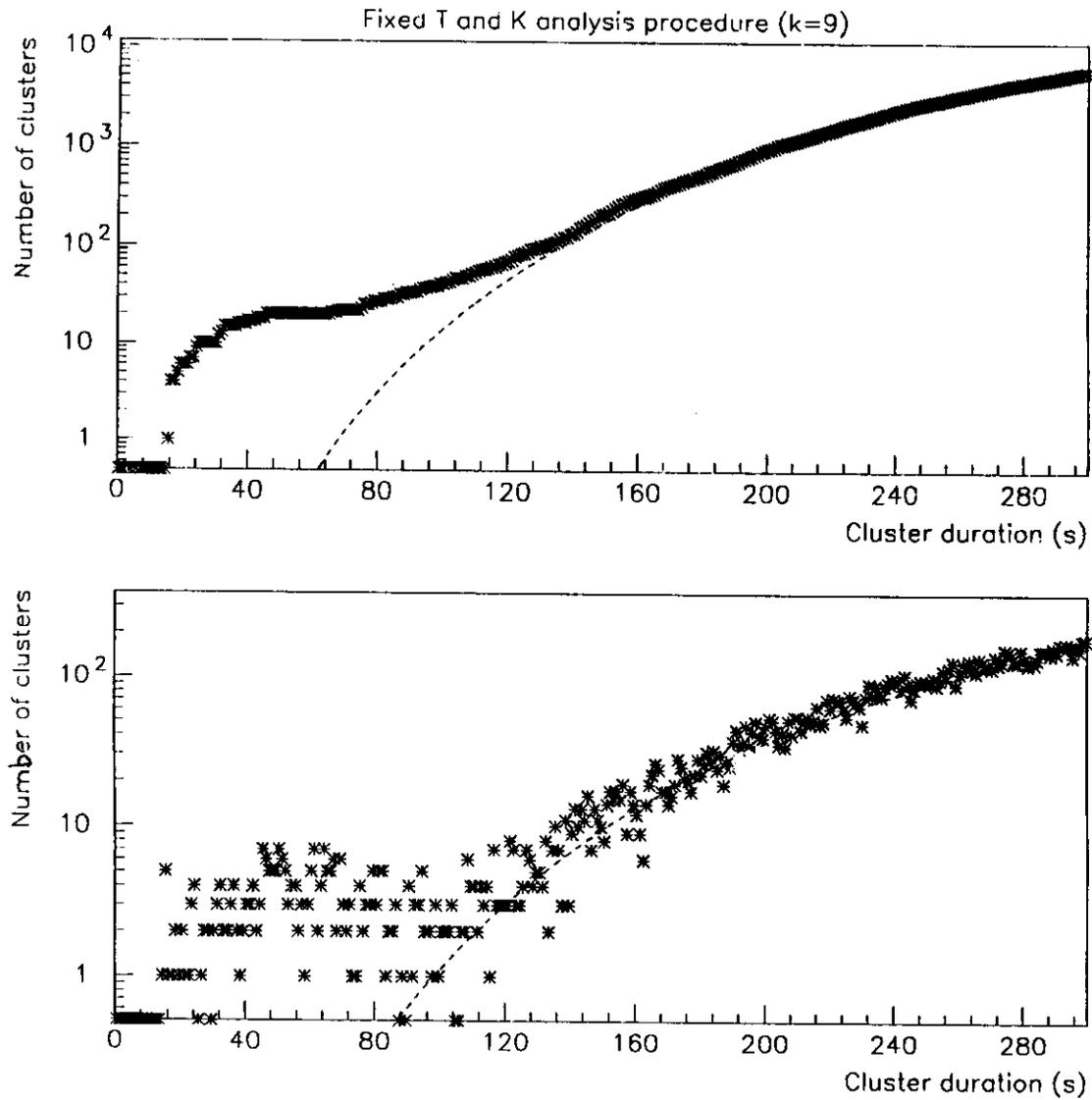


Figura 4.10: Mesmas curvas da figura anterior, quando um “burst” de  $\Delta t=70$  s e  $K=25$  foi inserido na sequência.

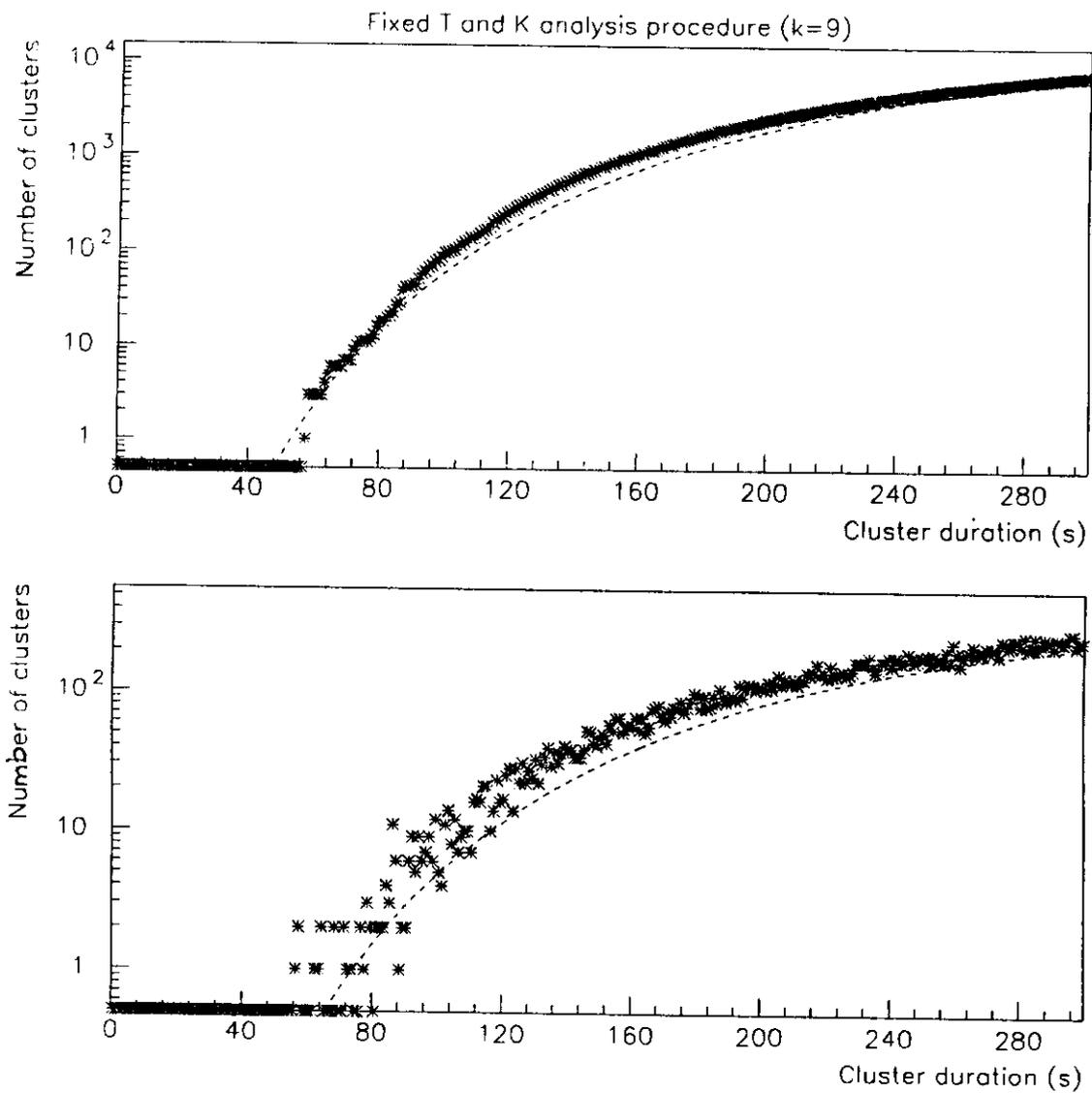


Figura 4.11: Comparação entre as distribuições obtidas pelas duas técnicas, numa sequência de frequência variável, para multiplicidade  $K=9$ .

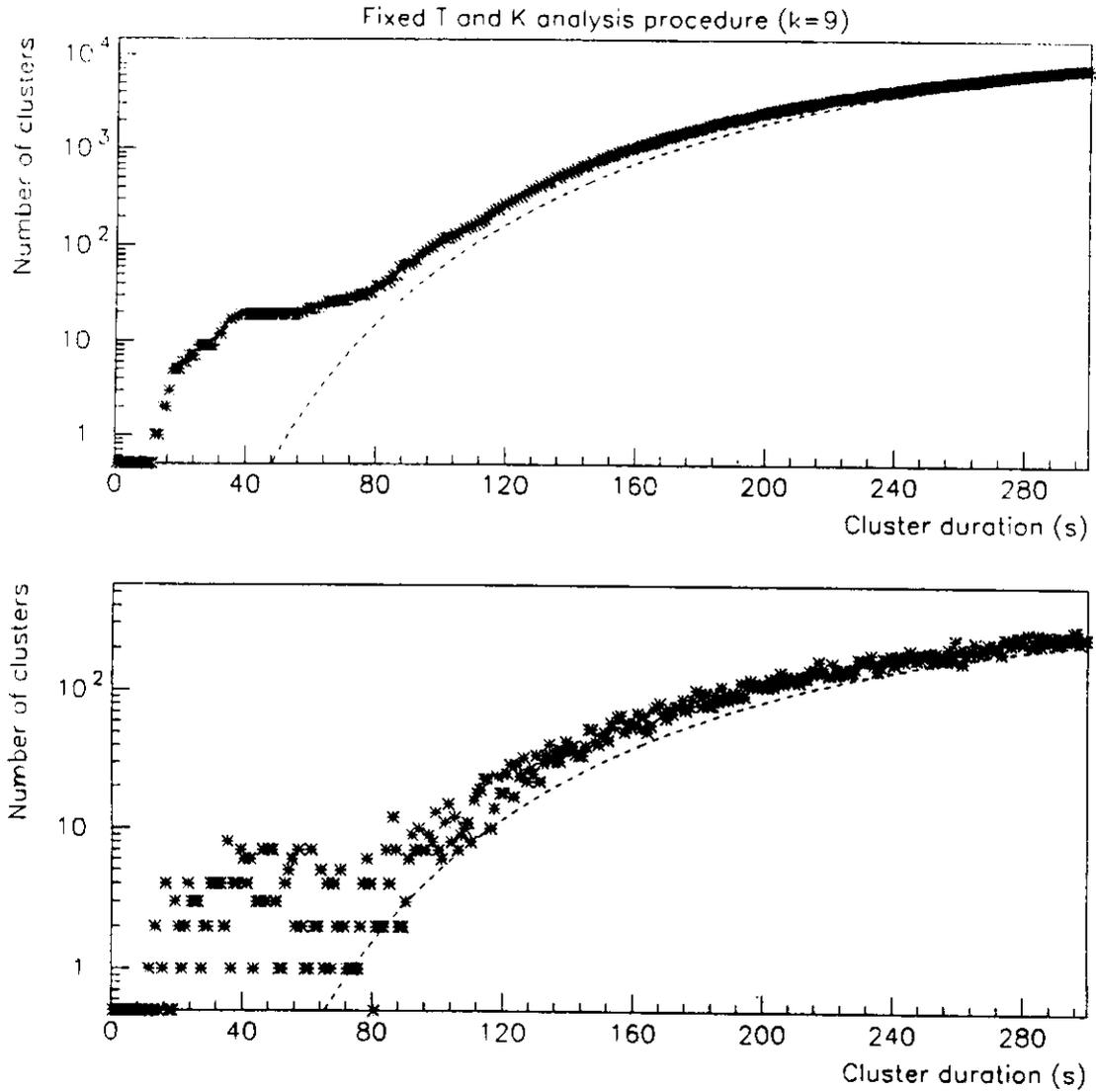


Figura 4.12: Mesmas curvas da figura anterior, com a inserção de um “burst” de  $\Delta t=70$  s e  $K=25$ .

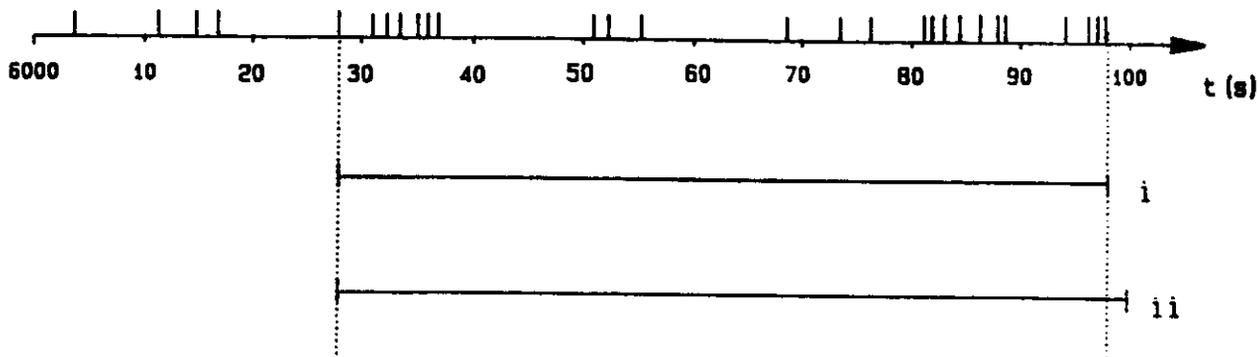


Figura 4.13: Exemplo de parte de uma sequência poissoniana gerada, na qual foi inserido um “burst”. São destacados os “bursts” detectados por cada técnica.

## 4.4 Conclusão

### 4.4.1 Seleção de “Clusters”

A técnica de seleção a ser utilizada (no próximo capítulo) é a que se convencionou chamar de  $K$  fixo. Na análise do “burst” simulado (figura 4.13) as duas técnicas são praticamente equivalentes (quando valores convenientes de  $\Delta t$  e  $\delta t$  são utilizados) no que se refere ao “cluster” selecionado como candidato a “burst”. A decisão de se utilizar a técnica de  $K$  fixo se deve ao fato de esta utilizar toda informação disponível no “cluster” (duração exata), e de esta conseqüentemente fazer com que  $\Delta t' = \Delta t$  na expressão 4.12.

O número esperado de interações de neutrinos no experimento é função da distância à estrela colapsante, enquanto que a duração esperada para o “burst” de neutrinos não o é, variando apenas de poucos a algumas dezenas de segundos, segundo o modelo de colapso utilizado. Por isto, o único corte feito na seleção de candidatos a “burst” é na duração. São analisados “clusters” de qualquer multiplicidade, até uma duração máxima de 100 s. “Clusters” mais longos do que isto não são analisados, a menos que um candidato a “burst” seja detectado, quando toda a sequência próxima ao

candidato também é considerada.

### 4.4.2 Frequência de Imitação

Como explicado, as duas expressões obtidas diretamente das técnicas de análise determinam a frequência com que cada técnica acha um “cluster”  $(K, \Delta t)$  em uma sequência puramente poissoniana. Desse modo, os valores obtidos dependem da técnica utilizada. Diversamente, a expressão proposta 4.13 é independente da maneira como são selecionados os “clusters” e pode ser usada como estimador do limite superior para a frequência de imitação. Um argumento em favor desta escolha vem diretamente da frequência esperada de alarmes falsos no experimento.

A condição de alarme do experimento consiste na detecção de um “cluster” suficientemente improvável, de modo que o número esperado de alarmes falsos seja de 1 a cada 10 anos. A condição de alarme pode ser numericamente determinada através do cálculo do número esperado de “clusters”  $(K, \Delta t)$ , de duração entre  $\Delta t$  e  $\Delta t + \delta t$  (usando-se já a técnica de  $K$  fixo):

$$N(\Delta t, \Delta t + \delta t) = f T F_{im}^K = f^2 T \sum_{N=K-2}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) \delta t \quad (4.15)$$

onde se fez uso da aproximação  $e^{-f\delta t} \approx 1$ , coerente com a condição imposta de que  $\delta t$  deve ser suficientemente pequeno de modo a ser desprezível a probabilidade de mais de um evento em  $\delta t$ .

O número total de “clusters” de mesma frequência de imitação  $F_{im}$  na análise completa é dado por

$$N_{total} = \frac{\Delta t_{max}}{\delta t} f^2 T \sum_{N=K-2}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) \delta t = \Delta t_{max} f^2 T \sum_{N=K-2}^{\infty} \left( \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda} \right) \quad (4.16)$$

onde  $\Delta t_{max}$  é o valor máximo de duração de clusters analisados. A expressão obtida é independente de  $\delta t$ , e nela se reconhece o termo proposto para a determinação da frequência de imitação independente da técnica.

Usando valores numéricos para a frequência  $f=7$  ev/min (frequência de eventos do experimento na configuração atual), duração de corte  $\Delta t_{max}=100$  s e para um período  $T$  de 10 anos, pode ser obtida da expressão 4.16 a probabilidade de corte para a condição de um único alarme esperado no período  $T$ :

$$P(N \geq K - 2, \Delta t) = 2.3 \times 10^{-9} \quad (4.17)$$

### 4.4.3 Curvas de Isoprobabilidade

O uso da expressão 4.17 como função de  $K$  e  $\Delta t$  como limite para a condição de alarme sugere a construção de curvas de mesma probabilidade no plano  $K, \Delta t$ . Isto pode ser feito através da solução numérica da equação 4.17, para diferentes valores de  $\Delta t$ , no intervalo de 0 a 100 s (neste caso), e para diferentes valores de probabilidade, correspondentes a diferentes valores de número esperado de alarmes falsos por um determinado período.

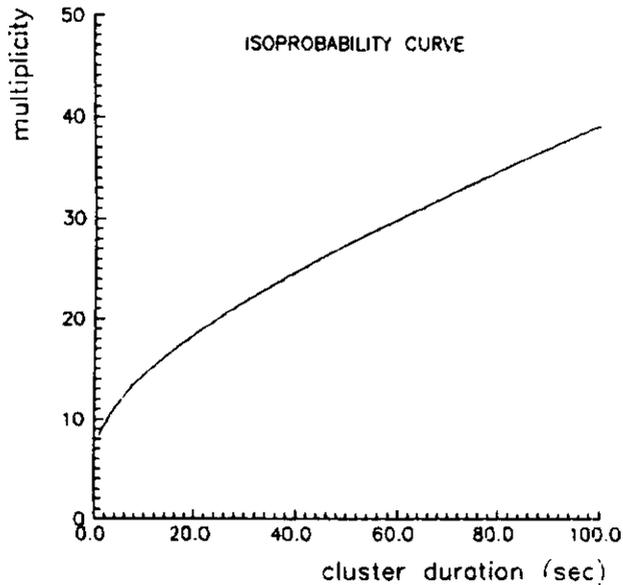


Figura 4.14: Curva de isoprobabilidade correspondente à equação 3.17, para uma frequência de 7 ev/min.

Um exemplo de curva de isoprobabilidade é apresentado na figura 4.14. Acima desta curva o número esperado de "bins" com "clusters" é de 1 a cada 10 anos, para uma frequência  $f=7$  ev/min, correspondente à solução numérica da equação 4.17.

# Capítulo 5

## Análise dos Dados Experimentais

### 5.1 Tratamento dos Dados

#### 5.1.1 Apresentação dos Dados

Atualmente, a primeira das cinco torres projetadas já está em funcionamento. Do ponto de vista da eletrônica de aquisição, esta torre é dividida em quatro partes (quartos), conforme explicado no Capítulo 3.

A verificação da condição de “trigger” em um tanque, além de habilitar por 1 ms coincidências em limiar baixo de todos os tanques do mesmo quarto de torre, provoca também a leitura (após 1 ms) das memórias dos ADC’s destes tanques.

Uma vez que as memórias de todos os ADC’s (do quarto de torre que forneceu a condição de “trigger”) tenham sido lidas, os dados obtidos são armazenados na forma de um único evento no  $\mu$ VAX que gerencia a aquisição dos dados, juntamente com o instante absoluto do evento (fornecido pelo relógio central do experimento). Desta forma, cada evento é caracterizado por um conjunto de pulsos provenientes de diferentes tanques. As informações contidas em cada pulso são o “flag” lógico (coincidência em limiar alto ou baixo), a carga depositada, a localização do tanque (dada pelo canal do ADC lido), e o valor do TDC para aquele pulso.

A posição dos tanques é definida por um número de quatro dígitos. Os três primeiros se referem à posição do porta-tanques, sendo, respectivamente, a torre (sempre 1 na configuração atual), a coluna (de 1 a 5) e o plano (de 1 a 8), conforme mostra a figura 5.1. O último dígito (de 1 a 8), determina a posição do tanque no porta-tanques, segundo a figura 5.2.

Cada evento pode ser representado (após ter sido lido e decodificado dos arquivos

	148	138	128	
157	147	137	127	117
156	146	136	126	116
155	145	135	125	115
154	144	134	124	114
153	143	133	123	113
152	142	132	122	112
151	141	131	121	111

Figura 5.1: Disposição dos porta-tanques na torre do experimento.

1	3	5	7
2	4	6	8

Figura 5.2: Distribuição dos tanques nos porta-tanques.

de dados) na maneira representada pela figura 5.3. Nesta, as cinco colunas correspondem a: numeração dos tanques por ordem de leitura (redundante à quarta coluna), “flag” lógico (0 ou 1 para coincidência em limiar baixo ou alto), leitura do ADC, posição do tanque e leitura do TDC.

```

Run: 301 Event: 6
Solar time: 8:41 hs
Time of event: 46514514.85220072
 10 0 49 1212 0.4690616250000000
 10 0 36 1212 0.4690851625000000
 14 0 38 1216 0.4693116625000000
 32 0 38 1128 0.4690050500000000
 52 0 36 1134 0.4693076875000000
 50 0 26 1132 0.4693349250000000
 59 1 72 1233 0.4689946125000000

```

Figura 5.3: Representação de um evento típico.

### 5.1.2 Eventos Anômalos

De acordo com a lógica do sistema de aquisição de dados, cada evento deve possuir pelo menos um pulso de “flag” lógico 1. Além disto, os pulsos de “flag” 0 devem estar contidos num intervalo de tempo de 1 ms a partir do primeiro pulso de “flag” 1 do evento. Este intervalo corresponde ao tempo em que as coincidências em limiar baixo permanecem habilitadas, e pode ser maior caso um segundo pulso de “flag” 1 ocorra em outro quarto de torre. No caso de um segundo pulso de “flag” 1 no mesmo quarto de torre, a duração da habilitação dos limiares baixos não é modificada.

Deste modo, do ponto de vista da lógica de aquisição de dados, o evento representado pela figura 5.3 é perfeito. No exemplo da figura 5.4, no entanto, verifica-se claramente a presença de pulsos que não pertencem ao evento representado.

Eventos como o representado pela figura 5.4 são devidos ao uso das memórias dos ADC's. O uso destas proporciona uma aquisição de dados sem que haja tempo morto do experimento entre um evento e a leitura dos dados do mesmo. Por esta mesma razão, o uso das memórias dos ADC's faz com que seja necessária uma diferenciação entre eventos lógicos e eventos físicos. Cada conjunto de pulsos lidos devido ao mesmo “trigger” é armazenado como um evento lógico. No caso da figura 5.3, este corresponde a um evento físico, enquanto a figura 5.4 corresponde a um evento lógico com.

```

Run: 301 Event: 619
Solar time: 9:42 hs
Time of event: 46518163.41815681
 90 0 32 1512 3.593586550000000
 96 0 27 1518 3.593945225000000
 91 0 41 1513 3.594308950000000
108 0 35 1524 3.594388562500000
123 0 23 1433 1.159548762500000
122 0 35 1432 1.159549025000000
124 0 38 1434 1.159550375000000
122 0 30 1432 1.159550975000000
122 0 23 1432 1.159551850000000
123 0 21 1433 1.159552600000000
122 0 22 1432 1.159552737500000
124 0 32 1434 1.159552637500000
122 0 35 1432 1.159554962500000
122 0 35 1432 1.159556987500000
123 0 26 1433 1.159558112500000
122 0 36 1432 1.159558587500000
123 0 17 1433 1.159560100000000
124 0 33 1434 1.159560850000000
124 0 34 1434 1.159562112500000
122 0 32 1432 1.159563587500000
123 0 20 1433 1.159564450000000
122 0 29 1432 1.159564812500000

```

Figura 5.4: Exemplo de evento anômalo.

partes de dois eventos físicos (provavelmente um evento físico “completo” e parte de outro).

Desta forma, antes de se analisar os dados é necessária a reordenação dos eventos lógicos em eventos físicos. Os eventos anômalos (evento lógico  $\neq$  evento físico) podem ser devidos a:

- Ruído

Um ADC com problemas que cria pulsos que não pertencem a nenhum evento físico (figura 5.5).

- Evento longo

O sistema de aquisição lê, no máximo, 50 pulsos de cada módulo ADC/TDC. Se isto não esvazia a memória, o restante será lido no próximo evento (figura 5.6).

- “Trigger” falso

Um segundo pulso de limiar alto gera nova configuração de “trigger” que fixa o relógio central com um dado que será usado no evento seguinte. Este será, portanto, lido com tempo absoluto errado, ainda que não seja anômalo (figura 5.7).

Esses eventos devem, portanto, ser localizados e reordenados antes que seja feita a análise física dos dados.

### 5.1.3 Reordenação e Estatística de Eventos Anômalos

O programa de reordenação dos pulsos dos eventos lógicos em eventos físicos tem como base a continuidade do tempo absoluto fornecido pelo relógio central do experimento.

Os TDC's usados no experimento têm um ciclo de 6.7108864 s. Para um evento cujo instante de “trigger” dado pelo relógio central seja  $T_{CK}$ , e para o qual o primeiro valor de TDC (responsável pelo “trigger” e portanto no mesmo instante que  $T_{CK}$ ) seja  $T_{TDC}$ , pode-se determinar o instante no qual a escala do TDC foi nula pela última vez:

$$T_0 = T_{CK} - T_{TDC} \quad (5.1)$$

A condição de continuidade que deve ser verificada para eventos consecutivos usa os valores  $T_0$  determinados para cada evento. Para que exista continuidade, a diferença entre estes deve ser um múltiplo inteiro do ciclo do TDC, isto é, de 6.7108864 s.

## CAPÍTULO 5. ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

```

Run: 301 Event: 785
Solar time: 9:57 hs
Time of event: 46519066.41247771
 81 0 80 1411 1.846379712500000
 87 0 56 1417 1.846388550000000
 94 0 38 1516 1.846143437500000
 96 0 25 1518 1.846162350000000
 90 0 29 1512 1.847005450000000
122 0 31 1432 6.659057237500000
124 0 27 1434 6.659058025000000
123 0 21 1433 6.659058962500000
122 0 26 1432 6.659059137500000
124 0 21 1434 6.659059612500000
122 0 23 1432 6.659060262500000
123 0 24 1433 6.659060687500000
123 0 15 1433 6.659061837500000
122 0 33 1432 6.659061637500000
124 0 31 1434 6.659061887500000
122 0 22 1432 6.659062525000000
123 0 20 1433 6.659063175000000
123 0 20 1433 6.659064762500000
124 0 34 1434 6.659065212500000
122 0 31 1432 6.659066637500000
124 0 24 1434 6.659067662500000
123 0 18 1433 6.659067500000000
123 0 15 1433 6.659068462500000
124 0 25 1434 6.659068875000000
122 0 26 1432 6.659068912500000
128 0 21 1438 6.659068750000000
123 0 13 1433 6.659069862500000
123 0 13 1433 6.659071012500000
122 0 33 1432 6.659071112500000
124 0 33 1434 6.659071775000000
123 0 18 1433 6.659072650000000
122 0 31 1432 6.659072312500000
122 0 22 1432 6.659073637500000
122 0 26 1432 6.659074512500000
123 0 25 1433 6.659075162500000
124 0 31 1434 6.659076087500000
122 0 30 1432 6.659076412500000
126 0 32 1436 6.659076862500000
126 0 30 1436 6.659078412500000
124 0 32 1434 6.659078312500000
123 0 24 1433 6.659078487500000
122 0 25 1432 6.659078425000000
122 0 26 1432 6.659080325000000
123 0 21 1433 6.659080537500000
122 0 26 1432 6.659081612500000
124 0 37 1434 6.659082462500000
122 0 39 1432 6.659082512500000
124 0 24 1434 6.659083937500000
123 0 20 1433 6.659083562500000
122 0 31 1432 6.659084237500000
124 0 39 1434 6.659085312500000
122 0 28 1432 6.659085362500000
122 0 33 1432 6.659087087500000
124 0 37 1434 6.659087412500000
123 0 25 1433 6.659087112500000

```

Figura 5.5: Evento anômalo com pulsos devidos a erro de ADC.

```

Run: 301 Event: 618
Solar time: 9:42 hs
Time of event: 46518160.98403414
122 0 29 1432 1.159540350000000
122 0 28 1432 1.159541637500000
126 0 34 1436 1.159541962500000
123 0 21 1433 1.159541925000000
123 0 16 1433 1.159543262500000
126 0 34 1436 1.159543487500000
122 0 31 1432 1.159544012500000
124 0 31 1434 1.159544962500000
123 0 22 1433 1.159545375000000
122 0 27 1432 1.159545262500000
122 0 24 1432 1.159546387500000
123 0 21 1433 1.159546912500000
128 0 35 1438 1.159547112500000
129 0 34 1531 1.159745900000000
136 0 34 1538 1.159942200000000
145 1 256 1441 1.159346200000000
234 0 32 1452 1.159346300000000
233 1 323 1451 1.159346162500000
233 0 32 1451 1.159348300000000
233 0 24 1451 1.159357625000000
248 0 20 1558 1.159457062500000
241 0 27 1551 1.159660850000000
250 1 306 1462 1.159346175000000
249 0 12 1461 1.159380825000000
264 0 21 1568 1.159687075000000
257 0 24 1561 1.159924275000000
276 1 264 1474 1.159346150000000
279 0 24 1477 1.159378912500000
279 0 34 1477 1.159437762500000
273 0 30 1471 1.159724625000000
284 0 15 1574 1.159582412500000
286 0 44 1576 1.159664837500000
285 0 21 1575 1.159687425000000
287 0 32 1577 1.159739125000000
283 0 25 1573 1.159852487500000
284 0 28 1574 1.160128012500000
295 0 23 1387 1.159385987500000
296 0 45 1388 1.159709975000000
291 0 31 1383 1.159797412500000
292 0 28 1384 1.159911700000000
302 0 32 1486 1.159956275000000
297 0 36 1481 1.160073200000000
300 0 32 1484 1.160304237500000

Run: 301 Event: 619
Solar time: 9:42 hs
Time of event: 46518163.41815681
90 0 32 1512 3.593586550000000
96 0 27 1518 3.593945225000000
91 0 41 1513 3.594308950000000
108 0 35 1524 3.594388562500000
123 0 23 1433 1.159548762500000
122 0 35 1432 1.159549025000000
124 0 38 1434 1.159550375000000
122 0 30 1432 1.159550975000000
122 0 23 1432 1.159551850000000
123 0 21 1433 1.159552600000000
122 0 22 1432 1.159552737500000
124 0 32 1434 1.159552637500000
122 0 35 1432 1.159554962500000
122 0 35 1432 1.159556987500000
123 0 26 1433 1.159558112500000
122 0 36 1432 1.159558587500000
123 0 17 1433 1.159560100000000
124 0 33 1434 1.159560850000000
124 0 34 1434 1.159562112500000
122 0 32 1432 1.159563587500000
123 0 20 1433 1.159564450000000
122 0 29 1432 1.159564812500000

```

Figura 5.6: Evento anômalo com pulsos do evento anterior, que permaneceram nas memórias dos ADC's.

```

Run: 301 Event: 111
Solar time: 8:53 hs
Time of event: 46515213.15332901
 106 1 231 1522 6.406244100000000 227 0 30 1283 6.406334500000000
 114 1 71 1332 6.406244162500000 226 0 38 1282 6.406395925000000
 124 1 166 1434 6.406244087500000 232 0 50 1288 6.406458212500000
 127 0 34 1437 6.406678225000000 229 0 19 1285 6.406531637500000
 137 0 37 1341 6.406244200000000 230 0 33 1286 6.407030625000000
 141 1 78 1345 6.406244187500000
 148 1 100 1444 6.406244100000000
 150 0 62 1446 6.406244212500000
 167 0 36 1157 6.407542350000000
 168 0 32 1158 6.407591525000000
 173 1 177 1255 6.406244050000000
 172 1 248 1254 6.406244025000000
 171 1 383 1253 6.406243975000000
 169 1 100 1251 6.406244037500000
 174 1 150 1256 6.406244050000000
 171 0 0 1253 6.406545212500000
 171 1 72 1253 6.407232837500000
 182 0 45 1356 6.406244137500000
 180 1 383 1354 6.406244050000000
 179 0 55 1353 6.406244112500000
 178 1 189 1352 6.406244087500000
 180 0 0 1354 6.406245237500000
 180 0 24 1354 6.406246587500000
 180 0 13 1354 6.406256737500000
 182 0 19 1356 6.406332587500000
 180 0 10 1354 6.406352012500000
 184 0 25 1358 6.406493837500000
 189 1 329 1165 6.406244025000000
 187 0 19 1163 6.406244100000000
 189 0 20 1165 6.406246212500000
 188 0 28 1164 6.406394237500000
 189 0 23 1165 6.407029725000000
 198 1 85 1266 6.406244062500000
 197 0 33 1265 6.406244112500000
 196 1 316 1264 6.406244025000000
 195 0 39 1263 6.406244125000000
 196 0 55 1264 6.406382487500000
 204 0 35 1364 6.406244112500000
 214 1 247 1176 6.406244025000000
 214 0 39 1176 6.406245537500000
 210 0 40 1172 6.406268925000000
 210 0 30 1172 6.406422150000000
 210 0 24 1172 6.406676275000000
 210 0 31 1172 6.407155925000000
 224 0 28 1278 6.406646700000000

```

Run: 301 Event: 112  
Solar time: 8:53 hs  
Time of event: 46515213.15431791

```

 169 0 31 1251 2.392350575000000
 189 1 67 1165 2.392120275000000
 197 0 31 1265 2.392127075000000
 195 0 36 1263 2.392791150000000
 216 0 35 1178 2.392984737500000
 223 0 35 1277 2.392259737500000
 218 0 28 1272 2.392314775000000
 230 0 35 1286 2.392207625000000
 229 0 24 1285 2.392208975000000
 226 0 36 1282 2.392369712500000
 229 0 33 1285 2.392679162500000
 232 0 32 1288 2.392776450000000
 229 0 34 1285 2.392962800000000

```

Figura 5.7: Evento normal que foi lido com instante absoluto do segundo pulso de limiar alto do evento anterior.

Esta condição é imposta pelo programa de reordenação (descrito no Apêndice B). Este determina, a partir do valor  $T_0$  do evento anterior e do valor  $T_{CK}$  do evento em estudo, o valor esperado do primeiro TDC do evento,  $T_{TDC}$ , que abre o “gate” de 1 ms. Desta forma, são retirados do evento pulsos que não lhe pertencem, assim como são transferidos dos eventos consecutivos pulsos que pertencem àquele sob análise. Uma descrição completa do programa é feita no Apêndice B, onde são explicadas as decisões tomadas em cada caso possível. A figura 5.8 representa a mesma sequência de eventos antes e depois do uso do programa.

Além de reordenar os eventos físicos, o programa determina, para análise do funcionamento do experimento, as posições dos pulsos retirados (figura 5.9), a distribuição temporal (em hora solar) dos pulsos retirados (figura 5.10), a distribuição temporal entre anômalos e seus precedentes (figura 5.11), e as contagens de eventos normais e anômalos. As distribuições apresentadas nas figuras 5.9, 5.10 e 5.11 se referem a um único arquivo de dados (run 406), para o qual aproximadamente 2.5% dos eventos são anômalos e um número menor do que 1% não são completamente reconstruídos.

Este padrão de comportamento é verificado para diferentes arquivos. A distribuição apresentada na figura 5.11 mostra que eventos anômalos não ocorrem com maior frequência para eventos muito próximos. Deste modo, mesmo que a frequência de eventos aumente (num “burst” de neutrinos, por exemplo), espera-se a reconstrução de pelo menos 99% dos eventos.

## 5.2 Estabilidade do Experimento

### 5.2.1 Monitoramento Contínuo

Devido ao seu caráter observacional é de fundamental importância que o experimento seja mantido funcionando e estável com a máxima eficiência possível.

A estabilidade do experimento pode ser verificada a qualquer momento, pelo uso de programas de monitoramento ON-LINE. Estes permitem a visualização gráfica, para cada tanque, da estrutura temporal dos pulsos secundários (limiar baixo), da distribuição temporal entre eventos, da frequência de “triggers”, da frequência de eventos reconhecidos (ON-LINE) como muons, e das taxas de contagem em limiar baixo.

As taxas de contagem em limiar baixo são determinadas automaticamente para cada tanque, a cada dez minutos, pelo uso dos módulos SCALER C257, conforme explicado no Capítulo 3. Estas contagens servem para avaliar o fundo de baixa energia

## CAPÍTULO 5. ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

```

Run: 301 Event: 831
Solar time: 10: 2 hs
Time of event: 46519364.66666113
 84 0 67 1414 4.820507112500000
 96 0 30 1518 4.820856650000000
120 1 283 1338 4.820375362500000
122 0 25 1432 4.820580712500000
123 0 14 1433 4.820601950000000
122 0 28 1432 4.820620987500000
122 0 26 1432 4.820635437500000
122 0 20 1432 4.820636812500000
123 0 13 1433 4.820639662500000
122 0 33 1432 4.820640062500000
122 0 27 1432 4.820660425000000
122 0 26 1432 4.820664512500000
122 0 28 1432 4.820667562500000
122 0 32 1432 4.820673987500000
122 0 32 1432 4.820688512500000
126 0 36 1436 4.820696700000000
124 0 29 1434 4.820696425000000
122 0 25 1432 4.820696975000000
124 0 20 1434 4.820698575000000
123 0 18 1433 4.820700475000000
122 0 32 1432 4.820702862500000
122 0 21 1432 4.820703812500000
123 0 16 1433 4.820705037500000
122 0 23 1432 4.820705262500000
122 0 35 1432 4.820707862500000
126 0 32 1436 4.820709500000000
122 0 26 1432 4.820714675000000
126 0 38 1436 4.820715475000000

Run: 301 Event: 832
Solar time: 10: 2 hs
Time of event: 46519376.97146204
 15 0 37 1217 3.703404850000000
 23 0 41 1317 3.703592562500000
 27 1 63 1123 3.703365162500000
 72 0 26 1148 3.703833500000000

Run: 301 Event: 833
Solar time: 10: 3 hs
Time of event: 46519407.02290920
 14 0 36 1216 0.200362250000000
 16 0 31 1218 0.200479950000000
 20 0 32 1314 0.200652562500000
 32 0 44 1128 0.200540475000000
 45 1 264 1325 0.200287162500000
 48 0 39 1328 0.200821375000000
 72 0 29 1148 0.200584912500000
 79 0 39 1247 0.200388937500000
 87 0 56 1417 0.200915650000000
 91 0 43 1513 0.200985637500000
 90 0 26 1512 0.201143850000000
 89 0 46 1511 0.201150625000000
 89 0 40 1511 0.201182337500000
117 1 186 1335 0.200287125000000
118 1 220 1336 0.200287175000000
119 0 33 1337 0.201289512500000
122 0 29 1432 4.820743212500000
123 0 26 1433 4.820744737500000
122 0 38 1432 4.820745825000000
124 0 25 1434 4.820748437500000
122 0 32 1432 4.820749325000000
122 0 33 1432 4.820750650000000
122 0 39 1432 4.820753900000000
122 0 33 1432 4.820755800000000
123 0 29 1433 4.820758612500000
123 0 24 1433 4.820764875000000
127 0 29 1437 0.200593987500000

Run: 301 Event: 831
Solar time: 10: 2 hs
Time of event: 46519364.66666113
 84 0 67 1414 4.820507112500000
 96 0 30 1518 4.820856650000000
120 1 283 1338 4.820375362500000
122 0 25 1432 4.820580712500000
123 0 14 1433 4.820601950000000
122 0 28 1432 4.820620987500000
122 0 26 1432 4.820635437500000
122 0 20 1432 4.820636812500000
123 0 13 1433 4.820639662500000
122 0 33 1432 4.820640062500000
122 0 27 1432 4.820660425000000
122 0 26 1432 4.820664512500000
122 0 28 1432 4.820667562500000
122 0 32 1432 4.820673987500000
122 0 32 1432 4.820688512500000
126 0 36 1436 4.820696700000000
124 0 29 1434 4.820696425000000
122 0 25 1432 4.820696975000000
124 0 20 1434 4.820698575000000
123 0 18 1433 4.820700475000000
122 0 32 1432 4.820702862500000
122 0 21 1432 4.820703812500000
123 0 16 1433 4.820705037500000
122 0 23 1432 4.820705262500000
122 0 35 1432 4.820707862500000
126 0 32 1436 4.820709500000000
122 0 26 1432 4.820714675000000
126 0 38 1436 4.820715475000000

Run: 301 Event: 832
Solar time: 10: 2 hs
Time of event: 46519376.97146204
 15 0 37 1217 3.703404850000000
 23 0 41 1317 3.703592562500000
 27 1 63 1123 3.703365162500000
 72 0 26 1148 3.703833500000000

Run: 301 Event: 833
Solar time: 10: 3 hs
Time of event: 46519407.02290920
 14 0 36 1216 0.200362250000000
 16 0 31 1218 0.200479950000000
 20 0 32 1314 0.200652562500000
 32 0 44 1128 0.200540475000000
 45 1 264 1325 0.200287162500000
 48 0 39 1328 0.200821375000000
 72 0 29 1148 0.200584912500000
 79 0 39 1247 0.200388937500000
 87 0 56 1417 0.200915650000000
 91 0 43 1513 0.200985637500000
 90 0 26 1512 0.201143850000000
 89 0 46 1511 0.201150625000000
 89 0 40 1511 0.201182337500000
117 1 186 1335 0.200287125000000
118 1 220 1336 0.200287175000000
119 0 33 1337 0.201289512500000
122 0 29 1432 4.820743212500000
123 0 26 1433 4.820744737500000
122 0 38 1432 4.820745825000000
124 0 25 1434 4.820748437500000
122 0 32 1432 4.820749325000000
122 0 33 1432 4.820750650000000
122 0 39 1432 4.820753900000000
122 0 33 1432 4.820755800000000
123 0 29 1433 4.820758612500000
123 0 24 1433 4.820764875000000
127 0 29 1437 0.200593987500000

```

Figura 5.8: Sequência de eventos antes e depois do uso do programa de reordenação.

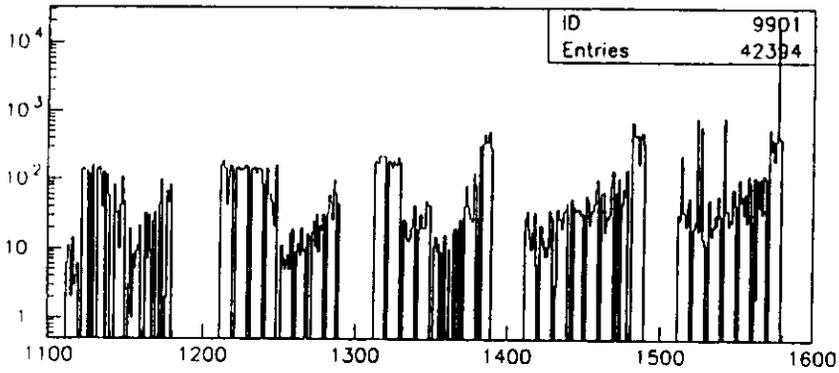


Figura 5.9: Posição dos pulsos retirados pelo programa.

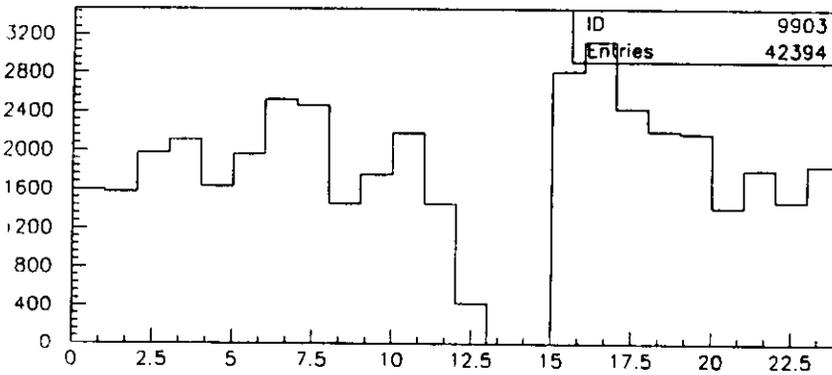


Figura 5.10: Distribuição temporal (em hora solar) dos pulsos retirados.

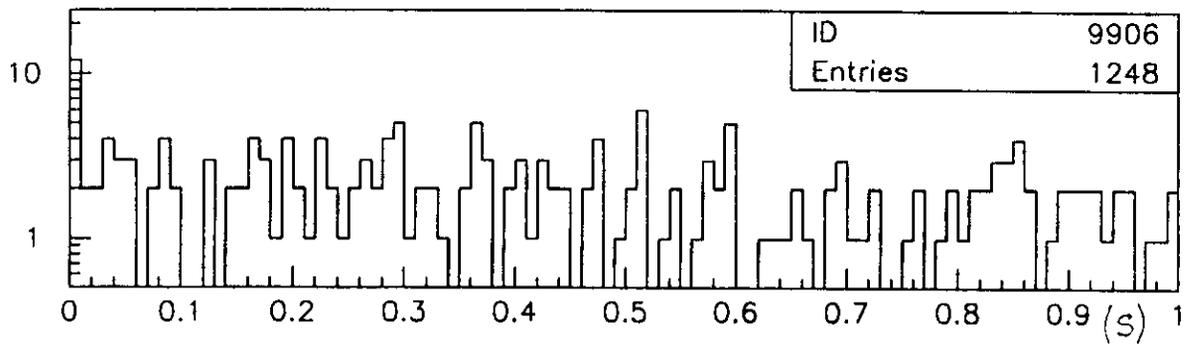


Figura 5.11: Distribuição temporal entre anômalos e precedentes.

ao qual está submetido o experimento, devido principalmente à radioatividade natural da rocha.

Desta forma, qualquer discrepância do funcionamento normal do experimento pode ser prontamente detectada e tratada. Atualmente, a eficiência de funcionamento do experimento é de aproximadamente 80 %.

### 5.2.2 Medidas de Fundo

O fundo devido à passagem de muons é facilmente identificado seja pela coincidência entre cintiladores, seja pela reconstrução da direção de chegada usando os módulos "streamer".

Desta forma, excluindo-se os muons, resta o fundo devido à radioatividade natural da rocha. O comportamento deste foi determinado em função do limiar de discriminação, e tem a forma apresentada na figura 5.12. As frequências de eventos de fundo correspondentes aos limiares alto ( $H_{th}=7$  MeV) e baixo ( $L_{th}=1.5$  MeV) são, respectivamente, 0.115 Hz e 200 Hz por tanque.

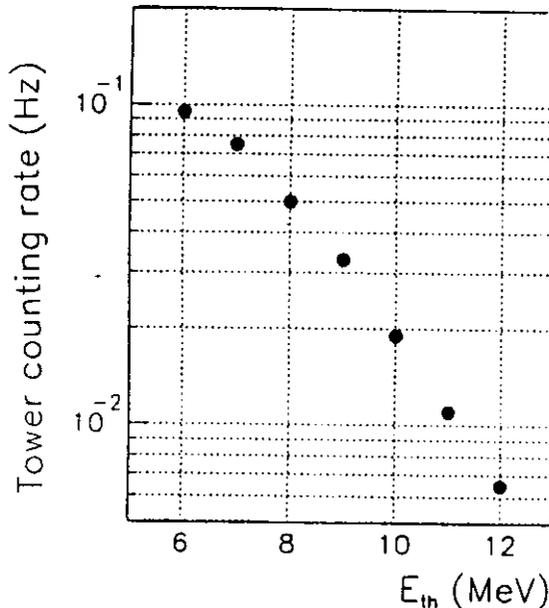


Figura 5.12: Frequência de eventos em função do limiar.

Estas frequências são obtidas para a torre completa. Pode-se, no entanto, trabalhar num regime de fundo mais baixo, usando-se somente os tanques internos. Neste

caso, a massa ativa em uso é menor e os tanques externos funcionam como blindagem passiva. A figura 5.13 [1] apresenta as contagens de fundo obtidas para cada um dos oito planos de tanques. Embora esta configuração não corresponda à melhor divisão possível para se realizar a blindagem passiva, o efeito já é claramente visível.

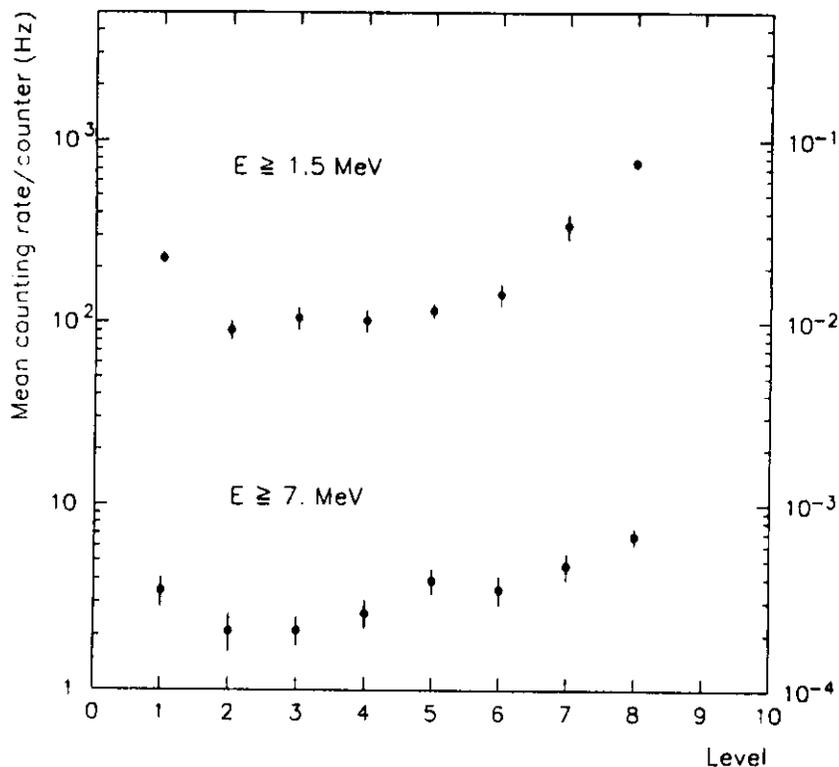


Figura 5.13: Frequência de eventos em função dos planos do experimento, para os dois valores de limiares utilizados.

Na procura de neutrinos de colapsos gravitacionais, porém, este artifício não é necessário. Para um total de 100 interações de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador, espera-se que  $60 \pm 8$  destes eventos sejam acompanhados de um pulso secundário de limiar baixo, já que no Capítulo 3 a eficiência total de detecção do neutron de captura foi determinada como aproximadamente 60%. No caso de eventos de fundo, para uma frequência média de 200 Hz por tanque, o número de eventos acompanhados de pulsos secundários até  $600 \mu s$  ( $= 3 \times \tau$  de captura do neutron) seria  $12 \pm 4$ .

## 5.3 Análise de Candidatos a Neutrinos

### 5.3.1 Seleção de Candidatos a Neutrinos

São considerados eventos candidatos a interação de neutrinos aqueles nos quais não existem pulsos de limiar alto em coincidência no intervalo de 250 ns.

Eventos com a referida coincidência entre dois ou mais pulsos são considerados candidatos a muons. Estes são rejeitados da análise de candidatos a neutrinos. O risco de se rejeitar eventos devidos a duas interações de neutrinos muito próximas no tempo é desprezível. Ainda que se considere um “burst” de 100 eventos em 1 s, a probabilidade de dois ou mais eventos no intervalo de 250 ns é da ordem de 1 em  $10^6$ .

### 5.3.2 Resultados Obtidos

Os dados analisados se referem ao período de 11/06/92 a 25/08/92, com um tempo ativo total de 57.62 dias.

Foram analisados “clusters” no modo descrito no Capítulo 4. As distribuições obtidas para diversas multiplicidades são confrontadas com as curvas esperadas de uma distribuição poissoniana na figura 5.14 [1]. O acordo entre as distribuições obtidas e as curvas esperadas justifica o uso da estatística de Poisson e, portanto, das técnicas desenvolvidas no Capítulo 4.

A figura 5.15 [1] apresenta as curvas de isoprobabilidade para números esperados de  $10^{-1}$  e  $10^{-5}$  “clusters” devidos a flutuações do fundo poissoniano em um ano; e para um número esperado de 1 “cluster” (também devido ao fundo) em 60 dias (período referente aos dados analisados). Na mesma figura, são representados como pontos cada um dos “clusters” analisados, de modo a ilustrar a utilidade das curvas de isoprobabilidade. São indicados, também, o número esperado de eventos para um colapso “standard” a 20 kPc (toda a Galáxia). Observa-se que o nível de significância de  $10^{-1}$  “clusters” de fundo por ano é atingido para durações até da ordem de 30 s.

A faixa do número de eventos esperados para um colapso a 20 kPc foi obtida dos valores da tabela 2.5.

Embora a figura anterior demonstre a capacidade de se detectar colapsos em toda a Galáxia, com nível de significância de  $10^{-1}$  por ano, para durações de até 30 s, esta característica pode ser melhorada se for levada em conta a energia das interações detectadas.

Ainda que os limiares altos do experimento estejam em torno de 7 MeV, a grande maioria dos neutrinos esperados de colapsos possuem energia superior a 10 MeV,

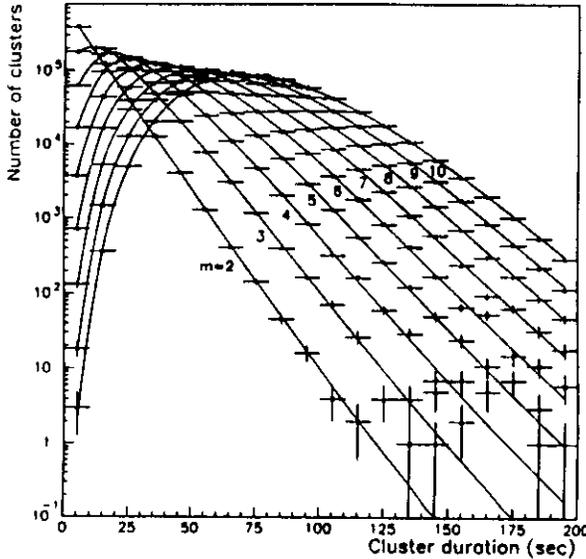


Figura 5.14: Distribuições de “clusters” de diferentes multiplicidades ( $m$ ), comparadas às respectivas distribuições de Poisson.

como pode se visto da figura 2.8. Deste modo, fazendo-se a análise para eventos com energia superior a 10 MeV, grande parte do fundo é suprimida, sem que se reduza muito o número esperado de interações de neutrinos do colapso no experimento. Esta possibilidade é ilustrada na figura 5.16 [1], para a qual as curvas de isoprobabilidade foram recalculadas, usando-se a frequência de eventos com energia superior a 10 MeV. Observa-se que, desta forma, um nível de significância de  $10^{-5}$  alarmes falsos por ano pode ser obtido para “clusters” de até 60 s de duração.

Estas últimas duas figuras demonstram a capacidade do experimento LVD de monitorar toda a Galáxia, no que se refere a neutrinos provenientes de colapsos gravitacionais.

### 5.3.3 Técnicas Suplementares

Ainda que a técnica descrita no Capítulo 4 tenha se mostrado eficiente na descrição do comportamento da distribuição temporal dos eventos, esta apresenta algumas limitações. De modo geral a técnica utilizada é muito eficiente no que se refere à seleção de “clusters” candidatos a “bursts” de neutrinos. No caso, por um período total de

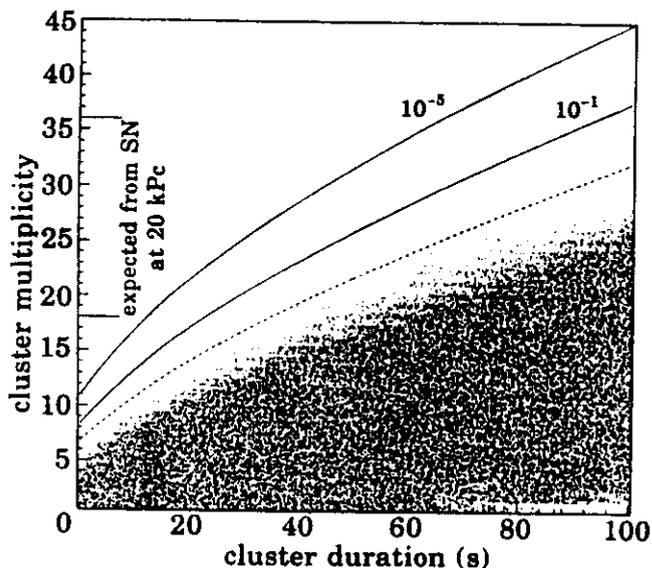


Figura 5.15: Distribuição dos “clusters” analisados. As curvas correspondem a  $10^{-1}$  e  $10^{-5}$  alarmes falsos por ano; e 1 por 60 dias (duração dos dados).

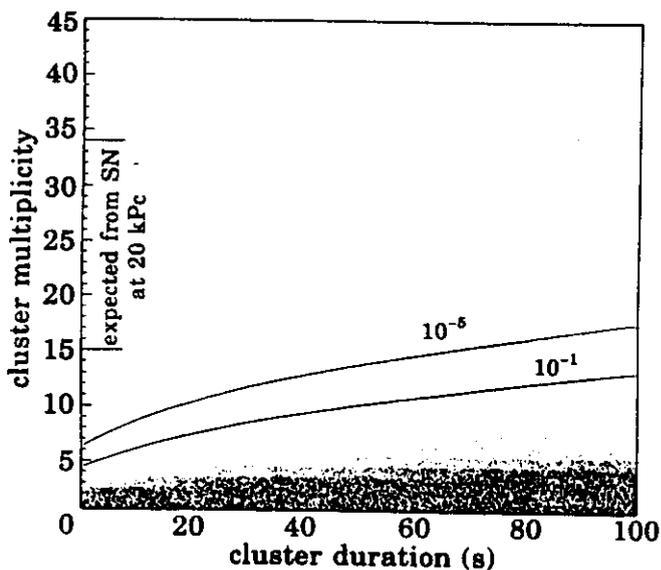


Figura 5.16: Mesma distribuição que a figura anterior, após o corte feito para eventos abaixo de 10 MeV.

aproximadamente 60 dias nenhum candidato a “burst” foi detectado.

Uma vez detectado um candidato a “burst”, deve ser verificada a possibilidade de este ter sido produzido por ruído eletrônico. Isto pode ser feito através de uma análise topológica [2] do evento. Eventos de um “burst” de neutrinos devem possuir uma distribuição uniforme entre os 304 tanques funcionantes. Diversamente, ruídos eletrônicos são em geral localizados em um tanque ou um porta-tanques.

Além disto, um número de eventos suficientemente grande no “cluster” permitiria a determinação da fração do número de eventos acompanhados de pulsos secundários nos mesmos tanques. Esta fração deve ser consistente com a eficiência determinada (aproximadamente 60 %) de detecção de neutrons de captura. Isto proporcionaria uma caracterização inequívoca de interações de  $\bar{\nu}_e$  com  $p$  do cintilador. O mesmo seria possível, também no caso de um número de eventos suficientemente grande, pelo ajuste de uma exponencial na distribuição temporal de pulsos secundários, como foi feito nas medidas de eficiência do experimento (Capítulo 3).



# Bibliografia

- [1] LVD Collab.: Il Nuovo Cimento C, 12, 1793 (1992)
- [2] Fulgione W., Mengotti Silva N., Panaro L., submitted to Il Nuovo Cimento A (1993).



# Capítulo 6

## Conclusão

Os resultados obtidos da análise dos dados experimentais coletados em um período de  $\sim 60$  dias demonstraram tanto a estabilidade do experimento quanto a possibilidade de se descrever o fundo através de estatística poissoniana.

Desta forma, a técnica de análise estudada e testada em dados simulados no capítulo 4 pode ser aplicada aos dados experimentais reais. Isto foi feito no capítulo 5 e as distribuições obtidas foram de fato concordantes com aquelas esperadas.

A determinação do número esperado de alarmes falsos em um certo período (frequência de imitação) forneceu subsídios para o estabelecimento de um critério preciso no processo de seleção de sequências de eventos candidatos a “bursts” de neutrinos.

As curvas de isoprobabilidade como função do número de eventos ( $K$ ) na sequência e da duração ( $\Delta t$ ) desta foram introduzidas como decorrência direta da determinação da frequência de imitação. Estas possibilitam uma comparação visual direta entre sequências de diferentes durações e número de eventos.

Dispostas no plano ( $K, \Delta t$ ), as sequências estudadas são todas encontradas sob a região que se definiu como condição de alarme do experimento. A demarcação da região do plano ( $K, \Delta t$ ) onde são esperadas sequências de eventos devidos a colapso gravitacional a 20 kPc (diâmetro da Galáxia) demonstrou a capacidade do experimento LVD de monitorar toda a Galáxia no que se refere a neutrinos de colapsos gravitacionais.



# Apêndice A

## Pressão de um Gás Degenerado de Elétrons

O número de estados distinguíveis para um gás de Fermi pode ser determinado a partir de um cálculo do volume no espaço de fase, o qual é dado por:

$$V(p, p + dp) = 4\pi p^2 dp \quad (\text{A.1})$$

Pelo princípio da incerteza, nenhum momento pode ser determinado com precisão superior a  $\Delta p$  ( $\sim h/\Delta x$ ), de modo que momentos entre  $p$  e  $p + \Delta p$  são indistinguíveis. O número de estados distinguíveis pode, portanto, ser obtido da razão entre o volume ocupado no espaço de fase (dado pela expressão A.1), e o volume ocupado no mesmo espaço por momentos indistinguíveis, isto é,  $(\Delta p)^3$ :

$$N(p, p + dp) = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{\Delta p^3} \quad (\text{A.2})$$

onde o fator multiplicativo “2” vem do fato de cada estado poder ser ocupado por duas partículas (de spins opostos). Usando o princípio da incerteza, a expressão A.2 pode ser reescrita como:

$$N(p, p + dp) = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} V \quad (\text{A.3})$$

O número total de elétrons, no caso degenerado, pode ser determinado pela integração da expressão A.3 em  $dp$ , até o momento de Fermi:

$$N = \int_0^{p_F} \frac{8\pi p^2 dp}{h^3} V = \frac{8\pi V}{3h^3} p_F^3 \quad (\text{A.4})$$

A pressão devida a esse gás degenerado pode ser determinada com o uso da primeira Lei da Termodinâmica, usando  $\Delta Q=0$ , no caso de um sistema fechado:

$$\Delta E = -P\Delta V \rightarrow P = -\frac{\partial E}{\partial V} \quad (\text{A.5})$$

A pressão pode portanto ser determinada, com o uso de uma expressão para a energia, definida por:

$$E = \int_0^{p_F} \frac{8\pi p^2 E(p)}{h^3} V dp \quad (\text{A.6})$$

de modo que a expressão A.5 pode ser escrita como:

$$P = -\frac{\partial E}{\partial V} = \frac{-8\pi}{h^2} \int_0^{p_F} p^2 E(p) dp + V \frac{\partial}{\partial V} \int_0^{p_F} p^2 E(p) dp \quad (\text{A.7})$$

A expressão para a energia  $E(p)$  depende da densidade de eletrons. Se esta é suficientemente pequena, o maior momento ( $p_F$ ) é também suficientemente pequeno de modo a permitir um tratamento clássico do gás:

$$E(p) \cong \frac{p^2}{2m} \quad (\text{A.8})$$

Por outro lado, se a densidade é muito alta, como é o caso para anãs brancas, o tratamento pode ser ultra-relativístico, desprezando-se os termos clássicos:

$$E(p) \cong pc \quad (\text{A.9})$$

Usando as expressões A.8 e A.9 na expressão A.7, as aproximações clássica e ultra-relativística para a pressão do gás degenerado podem ser obtidas (respectivamente):

$$P_e = \frac{8\pi p_F^5}{15m_e h^3} \quad (\text{A.10})$$

e

$$P_e = \frac{2\pi c p_F^4}{3h^3} \quad (\text{A.11})$$

Para o caso da anã branca usa-se, conforme já citado, a aproximação ultra-relativística, devido às altas densidades envolvidas. Usando o valor de  $p_F$  da expressão A.4,  $P_e$  pode ser determinado no caso ultra-relativístico, como:

$$P_e = \frac{2\pi c}{3h^3} \left(\frac{3h^3}{8\pi}\right)^{4/3} \left(\frac{N}{V}\right)^{4/3} \quad (\text{A.12})$$

A densidade  $n = N/V$  de número de eletrons pode ser redefinida pela determinação da densidade de massa da estrela por  $\rho = \mu_e m_p n$ , onde  $\mu_e$  é a razão entre o número de núcleons e de eletrons,  $m_p$  é a massa do proton. Nesta aproximação, é desprezada a contribuição dos eletrons para a massa total da estrela. Deste modo:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\rho}{\mu_e m_p} \quad (\text{A.13})$$

de modo que a pressão fica definida por:

$$P_e = \frac{2\pi c}{3h^3} \left(\frac{3h^3}{8\pi m_p}\right)^{4/3} \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3} \quad (\text{A.14})$$

Substituindo-se os valores numéricos:

$$c = 3 \times 10^{10} \text{ cm/s } ,$$

$$m_p = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g } , e$$

$$h = 6.63 \times 10^{-27} \text{ g cm}^2/\text{s} ; \quad \text{a pressão } P_e \text{ tem valor:}$$

$$P_e = 1.23 \times 10^{15} (\rho/\mu_e)^{4/3} \quad (\text{A.15})$$

Como o valor obtido corresponde ao caso ultra-relativístico, esta é a máxima pressão que pode ser obtida a partir de um gás degenerado de eletrons.

Usando a expressão adiabática do gás ideal,  $p \propto V^{-\gamma}$ , verifica-se que a pressão máxima é obtida para  $\gamma = 4/3$ , valor que corresponde ao caso de um gás de fotons. Por outro lado, a expressão clássica obtida corresponde a um índice adiabático  $\gamma = 5/3$ , que é o valor para um gás ideal monoatômico.



# Apêndice B

## Reconstrução de Eventos Físicos

Como explicado no texto, os eventos são armazenados nos arquivos de dados como eventos lógicos. Estes correspondem a pulsos lidos simultaneamente de memórias de diversos ADC's, e podem eventualmente conter pulsos de mais de um evento físico.

A reordenação dos pulsos dos eventos lógicos em eventos físicos tem como base o fato de que para cada evento pode ser determinado o instante em que as escalas dos TDC's eram nulas pela última vez, e que o ciclo do TDC tem valor 6.7108864 s.

O instante  $T_0$  em que as escalas dos TDC's eram nulas é determinado por:

$$T_0 = T_{CK} - T_{TDC} \quad (\text{B.1})$$

onde  $T_{CK}$  é o instante absoluto do “trigger” do evento e  $T_{TDC}$  é o valor do TDC no instante do “trigger”, isto é, o valor do TDC do primeiro pulso do evento.

Desta forma, o valor esperado do TDC para um certo evento pode ser determinado:

$$T_{ESP} = T_{CK} - T'_0 \quad (\text{B.2})$$

onde  $T'_0$  é o valor  $T_0$  determinado do evento anterior. Obviamente, o valor  $T_{ESP}$  assim determinado equivale a um número inteiro de ciclos de TDC somado ao verdadeiro valor esperado para o TDC de “trigger” do evento em estudo.

Se um evento anômalo não pode ser recuperado de forma segura, ou se for feita uma sincronização dos TDC's do experimento, o valor  $T_{ESP}$  não pode ser usado para testar o segundo evento. Assim, para se determinar se a condição de continuidade pode ou não ser usada, é definida a variável *CONT\_FLAG* que assume respectivamente os valores 1 ou 0.

Da mesma forma, a decisão tomada pelo programa pode depender de o evento ser normal ou anômalo. Usa-se a variável ANOM na discriminação entre eventos anômalos (ANOM=1) e normais (ANOM=0).

O programa de reordenação de pulsos toma decisões diferentes, em função do caso apresentado. São definidos sete possíveis casos, em função das variáveis ANOM, *CONT\_FLAG*,  $T_{ESP}$  (TTEST1 no programa),  $T_{TDC}$  (TDCFIRST) e o tempo  $\Delta t$  (TTEST3) entre o evento sob análise e o anterior. Os sete casos definidos são apresentados no esquema da figura B.1.

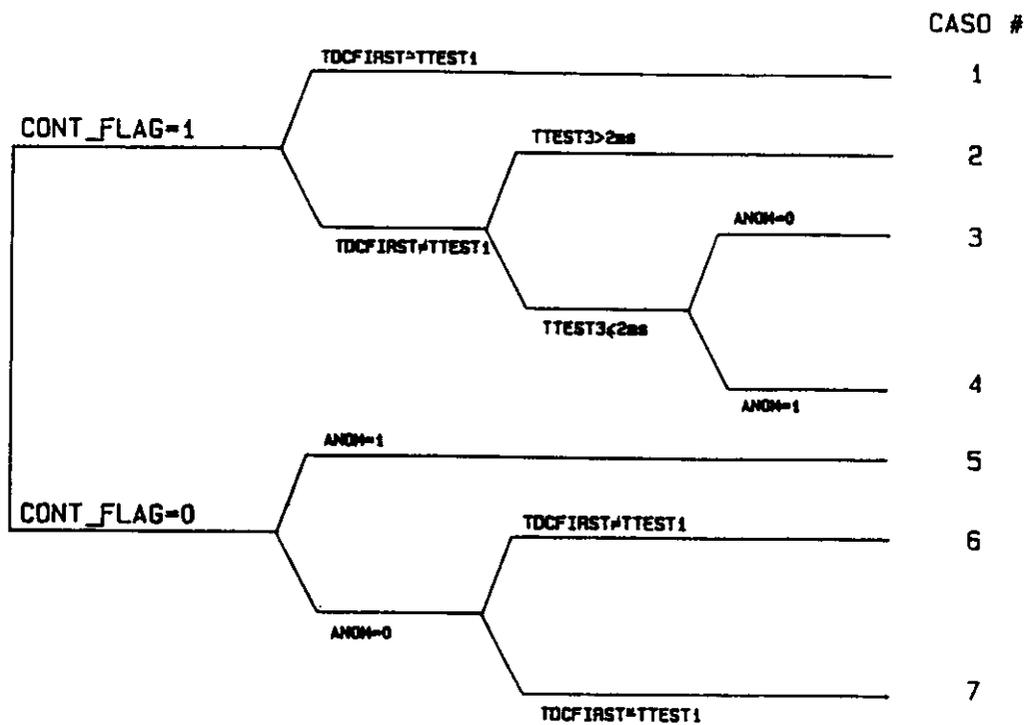


Figura B.1: Esquema da classificação dos eventos pelo programa de reordenação de pulsos.

Uma vez determinado a qual dos sete casos pertence certo evento, são determina-

dos os extremos (*GATE\_START* e *GATE\_END*) do intervalo no qual são aceitos valores de TDC no evento. De acordo com o caso apresentado, a condição de continuidade (*CONT\_FLAG*) pode ser modificada. As decisões tomadas em cada caso são:

- caso 1:

A condição de continuidade existe, prevê o valor correto de TDC e o evento não é anômalo. Os valores usados são:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 2:

A condição de continuidade existe mas o valor encontrado não é o previsto. Use o valor previsto, subtraído de 0.2 ms, para se levar em conta que a precisão do relógio absoluto (100  $\mu$ s) é menor do que a dos TDC's (12.5 ns):

$$GATE\_START = TTEST1 - 0.2ms$$

$$GATE\_END = TTEST1 + 1.2ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 3:

Evento não anômalo em condições semelhantes ao caso 2. A proximidade do tempo absoluto com o do evento anterior indica que a condição de continuidade não foi verificada por erro na leitura do tempo absoluto. Neste caso são usados os valores encontrados de TDC, mas o tempo absoluto do evento é corrigido e não se impõe continuidade com o próximo evento:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 0$$

- caso 4:

Condição equivalente ao caso 3, mas o evento é anômalo. Por isso, o evento é tratado como no caso 2:

$$GATE\_START = TTEST1 - 0.2ms$$

$$GATE\_END = TTEST1 + 1.2ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 5:

A condição de continuidade não é garantida e o evento é anômalo, de modo que não se pode determinar os pulsos corretos. Neste caso, os pulsos são todos eliminados:

$$GATE\_START = 7s$$

$$GATE\_END = 7s + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 6:

A condição de continuidade não é garantida e o evento é normal. Usa-se o valor encontrado, e como este não corresponde ao previsto, a condição de continuidade não é restabelecida:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 0$$

- caso 7:

É equivalente ao caso 6, mas como o valor previsto corresponde ao encontrado, a continuidade é restabelecida:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

Além das decisões expostas acima tomadas pelo programa, a variável  $T_0'$  que é usada na determinação do valor esperado  $T_{TDC}$  (TDCFIRST) só é modificada em

- caso 4:

Condição equivalente ao caso 3, mas o evento é anômalo. Por isso, o evento é tratado como no caso 2:

$$GATE\_START = TTEST1 - 0.2ms$$

$$GATE\_END = TTEST1 + 1.2ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 5:

A condição de continuidade não é garantida e o evento é anômalo, de modo que não se pode determinar os pulsos corretos. Neste caso, os pulsos são todos eliminados:

$$GATE\_START = 7s$$

$$GATE\_END = 7s + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

- caso 6:

A condição de continuidade não é garantida e o evento é normal. Usa-se o valor encontrado, e como este não corresponde ao previsto, a condição de continuidade não é restabelecida:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 0$$

- caso 7:

É equivalente ao caso 6, mas como o valor previsto corresponde ao encontrado, a continuidade é restabelecida:

$$GATE\_START = TDCFIRST$$

$$GATE\_END = TDCFIRST + 1ms$$

$$CONT\_FLAG = 1$$

Além das decisões expostas acima tomadas pelo programa, a variável  $T_0'$  que é usada na determinação do valor esperado  $T_{TDC}$  (TDCFIRST) só é modificada em

eventos não anômalos. Deste modo, os parâmetros usados pela condição de continuidade são redeterminados somente entre eventos normais. Por isto a condição de continuidade pode ser mantida depois de eventos do caso 4, por exemplo. A condição de continuidade (*CONT\_FLAG*) é cancelada quando no arquivo de dados é encontrado um evento de sincronização dos TDC's, pois este indica que os contadores dos TDC's foram zerados.

Determinados os valores de *GATE\_START* e *GATE\_END*, são retirados do evento (e cancelados) pulsos fora deste intervalo. São também procurados nos quatro eventos consecutivos àquele sob análise, pulsos no intervalo determinado. Estes são transferidos ao evento sob análise.

Como exemplo de funcionamento do programa, a figura B.2 apresenta partes do arquivo de controle produzido pelo programa.

Na primeira sequência (eventos 112, 113), o instante de "trigger" do primeiro é corrigido (caso 3) e a condição de continuidade é restabelecida no evento seguinte (caso 7).

Na seguinte sequência (eventos 128, 129, 130), o primeiro evento é normal, mas o valor previsto não corresponde ao encontrado. Como este é posterior a uma sincronização dos TDC's (caso 6), os pulsos são aceitos. A condição de continuidade não é restabelecida neste e nem no evento seguinte, que é vazio. Porém, o valor encontrado no último evento (130) concorda com o esperado e a condição de continuidade é restabelecida (caso 7). A figura B.3 apresenta esta sequência.

A última sequência (eventos 831, 832, 833) apresenta um evento normal (caso 1), do qual partes são encontradas dois eventos depois. Neste caso, como o evento intermediário (832) ocorre em outro quarto do experimento, os ADC's usados no evento 831 não foram lidos e permaneceram com pulsos seus até o evento 833, quando foram então lidos e transferidos. O último evento da sequência, inicialmente anômalo, é normal quando chega sua vez de ser analisado, pois os pulsos extras já foram transferidos ao evento correto. A figura 5.8 apresenta esta sequência respectivamente antes e depois da passagem pelo programa de reordenação.

## APÊNDICE B. RECONSTRUÇÃO DE EVENTOS FÍSICOS

```

Event N. 112
PREV_TO: 46515206.74708503
Clock time: 46515213.15431791
Expected tdc: 6.407232875004411
First tdc: 2.392120275000000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 0
Condition : 3
Gate limits: 2.392120275000000
                2.393120275000000
Final TEMPCOL: 46515215.85009171

```

```

-----
Event N. 113
PREV_TO: 46515213.45797143
Clock time: 46515235.15746601
Expected tdc: 1.566835375150311
First tdc: 1.566767200000000
Cont. flag: 0
Anom. flag: 0
Condition : 7
Gate limits: 1.566767200000000
                1.567767200000000

```

```

-----
Event N. 127
PREV_TO: 46515401.36337907
Clock time: 46515424.23614621
Expected tdc: 2.740107937363553
First tdc: 7.000000000000000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 1
Condition : 8
Gate limits: 6.999800000000000
                7.001200000000000

```

```

-----
Event N. 128
PREV_TO: 46515401.36337907
Clock time: 46515424.81734781
Expected tdc: 3.321309542862344
First tdc: 0.5811998750000000
Cont. flag: 0
Anom. flag: 0
Condition : 6
Gate limits: 0.5811998750000000
                0.5821998750000000

```

```

-----
Event N. 129
PREV_TO: 46515424.23614794
Clock time: 46515425.39656542
Expected tdc: 1.160417478531599
First tdc: 7.000000000000000
Cont. flag: 0
Anom. flag: 1
Condition : 5
Gate limits: 7.000000000000000
                7.100000000000000

```

```

-----
Event N. 130
PREV_TO: 46515424.23614794
Clock time: 46515446.07759491
Expected tdc: 1.708787770589459
First tdc: 1.708721937500000
Cont. flag: 0
Anom. flag: 0
Condition : 7
Gate limits: 1.708721937500000
                1.709721937500000

```

```

Event N. 831
PREV_TO: 46519359.84628512
Clock time: 46519364.66666113
Expected tdc: 4.820376010611653
First tdc: 4.820375337500000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 0
Condition : 1
Gate limits: 4.820375337500000
                4.821375337500000

```

```

part found in buffer N. 3

```

```

-----
Event N. 832
PREV_TO: 46519359.84628579
Clock time: 46519376.97146204
Expected tdc: 3.703403450934601
First tdc: 3.703365162500000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 0
Condition : 1
Gate limits: 3.703365162500000
                3.704365162500000

```

```

-----
Event N. 833
PREV_TO: 46519373.26809688
Clock time: 46519407.02290920
Expected tdc: 0.2003803206943274
First tdc: 0.2002870750000000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 0
Condition : 1
Gate limits: 0.2002870750000000
                0.2012870750000000

```

```

-----
Event N. 834
PREV_TO: 46519406.82262213
Clock time: 46519409.87067182
Expected tdc: 3.048049692995846
First tdc: 3.048040800000000
Cont. flag: 1
Anom. flag: 0
Condition : 1
Gate limits: 3.048040800000000
                3.049040800000000

```

Figura B.2: Partes do arquivo de controle do programa de reordenação.

```

***** SYNCHRONIZATION *****
Run: 301 Event: 128
Solar time: 8:57 hs
Time of event: 46515424.81734781
 242 0 25 1552 0.5812557750000000
 287 0 31 1577 0.5822036125000000
 295 0 45 1387 0.5813268000000000
 291 0 26 1383 0.5813418750000000
 292 0 39 1384 0.5813451000000000
 289 0 43 1381 0.5815033500000000
 292 0 40 1384 0.5815889000000000
 294 0 36 1386 0.5816928625000000
 289 0 36 1381 0.5821399500000000
 291 0 30 1383 0.5821938125000000
 297 1 58 1481 0.5811998750000000
 300 0 36 1484 0.5812060125000000
 297 0 38 1481 0.5813642375000000
Run: 301 Event: 129
Solar time: 8:57 hs
Time of event: 46515425.39656542
Run: 301 Event: 130
Solar time: 8:57 hs
Time of event: 46515446.07759491
 242 0 25 1552 1.7090571375000000
 243 0 28 1553 1.7092228250000000
 259 0 34 1563 1.7091957750000000
 292 1 63 1384 1.7087219375000000
 295 0 35 1387 1.7089530625000000
 293 0 28 1385 1.7089803000000000
 296 0 32 1388 1.7091536125000000
 292 0 33 1384 1.7091904875000000
 293 0 27 1385 1.7093505375000000
 295 0 37 1387 1.7094001250000000
 293 0 28 1385 1.7094319125000000
 297 0 30 1481 1.7090342375000000
 300 0 33 1484 1.7091953000000000
 297 0 29 1481 1.7092829750000000

```

Figura B.3: Sequência dos eventos 128, 129 e 130, na qual a condição de continuidade é restabelecida depois de um “synchronize” dos TDC’s