

Detecção de “upward-going” múons no experimento LVD

Luiz Gustavo dos Santos

Detecção de “upward-going” múons no experimento LVD

Luiz Gustavo dos Santos

agosto de 2000

Tese de Doutorado

a ser apresentada junto ao Departamento de Raios
Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física *Gleb Wataghin*
UNICAMP

Orientador: Prof. Dr. Armando Turtelli Júnior

Co-Orientador: Prof. Dr. Walter Fulgione

Resumo

O trabalho realizado nesta tese foi motivado pelo crescente interesse pelas anomalias encontradas nos fluxos naturais de neutrinos. Foram encontrados problemas no fluxo de neutrinos produzidos no sol e também no fluxo dos neutrinos produzidos na atmosfera. Estes problemas seriam causados pelo fato de os neutrinos não terem massa zero, podendo portanto oscilar, mudando de um sabor para outro e dando origem às anomalias observadas.

Nosso trabalho experimental foi desenvolvido no âmbito do experimento LVD. O detector foi concebido em 1984 e aprovado para construção em 1986. Seu projeto é uma evolução do experimento LSD e visava primordialmente a detecção de neutrinos provenientes de colapsos estelares. A observação de neutrinos produzidos na supernova de Shelton (SN1987A), em número amplamente insuficiente, pelos experimentos então em operação, confirmou a oportunidade de sua construção. A concepção do detector, no entanto, permite, e estimula, que se realizem outros tipos de pesquisa. Neste sentido, estudamos a capacidade da experiência em medir o tempo de voo de partículas penetrantes que atravessam o aparato.

Neutrinos produzem múons, interagindo com nucleôns segundo equações do tipo: $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \dots$; a eventual observação de múons provenientes do interior da terra indicaria que estes têm origem neutrínica. O estudo destes múons, chamados de *upward-going* múons, fornece informações sobre seus precursores, geralmente neutrinos atmosféricos, com maior qualidade, pois trabalhamos praticamente na ausência de *background*. Além disso, os neutrinos provenientes do interior da terra percorrem caminhos que variam de dezenas de quilômetros a dez mil quilômetros, fato, particularmente importante no estudo de oscilações.

Nesta tese, estudamos a possibilidade da detecção de *upward-going* múons pelo experimento LVD. Para tal, uma análise extensiva da resolução temporal da experiência foi realizada. Esta análise conduziu ao desenvolvimento de métodos de correção das medidas de tempo da experiência, que melhoraram sensivelmente a resolução temporal no LVD.

A conclusão deste trabalho é de que o LVD tem capacidade reduzida de observar os múons ascendentes, no entanto, como demonstramos, pequenas alterações no *hardware* da experiência podem torná-la muito mais eficaz para medidas de tempo de voo.

Aos meus queridos pais

Agradecimentos

A Armando Turtelli Júnior, pela amizade e exemplo, cientista e cidadão, norteando sempre minha evolução como físico e ser humano. Um orientador à moda antiga, generosa.

A Walter Fulgione. O grande *Baffone*, amado por todos nós, brasileiros do LVD, pela imensurável ajuda, sem a qual, este trabalho seria impossível.

A Ernesto Kemp, pelas discussões sobre isso e aquilo, de coisas que não entendemos, pela física compartilhada e sobretudo pela amizade intensa, de sangue.

A Andrea Filetto de Medeiros, companheira amorosa, de bondade e perdão do tamanho do mundo, pelo carinho e apoio.

A Anderson Campos Fauth, meu sensacional amigo Bahia. Físico raro em lucidez e senso prático, pelas discussões de física e de vida.

A Roberto Bertoni, nosso porto seguro na Itália, pela ajuda desinteressada e competente.

Aos amigos Antonio Renato Perissinoto Biral, de nome grande e coração maior ainda e Helio Nogima, amigo constante e sóbrio, por tudo: discussões, cafés, críticas e sugestões.

A secretária do Departamento de Raio Cósmicos, Sandra Fonseca, cuja competência só é superada pela simpatia.

A Pietro Antonioli, que gentilmente me cedeu as trajetórias reconstruídas dos múons utilizados nesta tese

A Antonietta Madrigrano dos Santos, mãe e professora de português, pela correção ortográfica, semântica, de concordância nominal e verbal, de regência, de colocação da vírgula e uso da crase e de outros erros que nem sei o nome, deste meu sofrível texto de tese

Ao Instituto de Física *Gleb Wataghin*, pela infra-estrutura colocada à disposição de seus alunos e pela formação sólida que me proporcionou.

Ao CNPq pelo suporte financeiro.

E por fim, um agradecimento especial a Davide Bottero, amigo e *compagno*, elo fundamental na realização deste trabalho.

Índice

Índice.....	7
Introdução.....	9
Capítulo 1 – A Física do Neutrino	11
1.1 Propriedades dos Neutrinos	14
1.2 Oscilações de Neutrinos.....	15
1.3 Neutrinos Atmosféricos	18
1.3.1 O Problema dos Neutrinos Atmosféricos.....	20
1.4 Neutrinos Cósmicos.....	24
1.5 Neutrinos de Supernovas	26
1.5.1 Colapso estelar.....	26
1.5.2 Características do <i>burst</i> de neutrinos	28
Capítulo 2 – A Física do Múon.....	33
2.1 Interações dos Múons com a Matéria	34
2.1.1 Ionização	34
2.1.2 Bremsstrahlung.....	35
2.1.3 Produção de Pares.....	36
2.1.4 Outros Mecanismos	37
2.1.5 Gráficos	37
2.2 Fluxo e Espectro dos Múons da Radiação Cósmica.....	39
2.2.1 Fluxo ao nível do mar	39
2.2.2 Fluxo Subterrâneo.....	41
2.3 Múons Produzidos por Neutrinos Atmosféricos	46
Capítulo 3 – O Experimento LVD	52
3.1 Características físicas do detector	54
3.2 Grupo Cintilador	58
3.2.1 Medida da eficiência de detecção.....	59
3.2.2 Eletrônica e <i>Trigger</i>	61
3.2.1 Calibração em energia.....	65
3.3 Tracking	66
Capítulo 4 – Medidas de Tempo de Vôo no LVD	70
4.1 Reconhecimento do Sentido de Percurso dos Traços.....	71
4.2 Cálculo da Velocidade de uma Partícula no LVD	75

4.3 Sincronização dos Tempos no LVD.....	84
4.3.1 Sincronização de um Conjunto de N Relógios.....	84
4.3.2 Sincronização dos TDC's para um Conjunto de Eventos no LVD.....	88
4.3.3 Estimativa dos Erros Introduzidos na Sincronização	90
4.4 Correção dos Tempos com a Energia.....	94
4.4.1 Análise da Dependência da Resposta Temporal com Relação à Energia.....	95
4.4.2 Método de Correção dos Tempos.....	98
4.4.3 Influência da Correção com a Energia na Resolução Temporal dos Tanques do LVD	99
4.4.3 Considerações acerca da Resposta Temporal dos Tanques	101
Capítulo 5 – Procura por <i>Upward-Going</i> Múons no Experimento LVD.....	107
5.1 Caracterização do Conjunto de Eventos de Múon	107
5.1.1 Distribuições Angulares dos Múons.....	110
5.2 Medidas de $1/\beta$ dos Múons do LVD	116
5.2.1 Análise Estatística das Medidas	122
5.2.2 Estimativa dos Tempos de Aquisição.....	123
5.3 Medidas de Otimização da Resolução Temporal do LVD	124
5.3.1 Efeitos da Otimização nas Medidas de $1/\beta$	127
Capítulo 6	131
Conclusões.....	131
Apêndice 1.....	133
Apêndice 2.....	135
Referências	139

Introdução

Em 1989, foi firmado um acordo de colaboração entre a Universidade Estadual de Campinas e o Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Este instituto coordena os esforços de pesquisa nas áreas de física nuclear, física de partículas e radiação cósmica na Itália. O acordo, considerando os interesses comuns nas áreas acima citadas, visa ao desenvolvimento de uma cooperação científica e tecnológica. Tal cooperação inclui as seguintes atividades:

- i) Execução de experimentos e projetos;
- ii) Intercâmbio de pessoal, incluindo alunos, técnicos e professores;
- iii) Intercâmbio de informações técnicas e científicas bem como de equipamentos científicos.

Esta colaboração vem sendo efetuada com resultados ótimos desde esta data. A participação de pesquisadores do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia (DRCC) da UNICAMP na implementação e monitoração da experiência LVD (Large Volume Detector) foi de grande importância.

Esta tese foi desenvolvida no âmbito do acordo UNICAMP-INFN e é a continuação de uma colaboração iniciada em 1991 quando participamos, junto ao grupo de Turim, da montagem da experiência LVD. Ele teve prosseguimento com estadas de 3 meses nos anos de 1993 e 1994 para o desenvolvimento de *software* de monitoração e manutenção da experiência, e uma pesquisa visando a identificação de *bursts* neutrínicos^[1] em correlação com *bursts*-gama^[2].

O experimento LVD foi concebido em 1984 e aprovado para construção em 1986^[3]. Seu projeto é uma evolução do experimento LSD^[4] e visava primordialmente a detecção de neutrinos provenientes de colapsos estelares. A observação de neutrinos produzidos na supernova de Shelton (SN1987A), em número amplamente insuficiente, pelos experimentos então em operação^[5,6], confirmou a oportunidade de sua construção. A concepção do detector, no entanto, permite, e

estimula, que se realizem outros tipos de pesquisa. Neste sentido, estudamos a capacidade da experiência em medir o tempo de vôo dos múons que atravessam o aparato.

A motivação deste trabalho vem do crescente interesse pelas anomalias encontradas nos fluxos naturais de neutrinos. Foram encontrados problemas no fluxo de neutrinos produzidos no sol e também no fluxo dos neutrinos produzidos na atmosfera. Como veremos, estes problemas seriam causados pelo fato de os neutrinos não terem massa zero, podendo portanto oscilar, mudando de um sabor para outro e dando origem às anomalias observadas.

Neutrinos produzem múons, interagindo com nucleôns segundo equações do tipo: $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + \dots$; a eventual observação de múons provenientes do interior da terra indicaria que estes têm origem neutrínica. O estudo destes múons, chamados de *upward-going* múons, fornece informações sobre seus precursores, geralmente neutrinos atmosféricos, com maior qualidade, pois trabalhamos praticamente na ausência de *background*. Além disso, os neutrinos provenientes do interior da terra percorrem caminhos que variam de dezenas de quilômetros a dez mil quilômetros, fato, como veremos, particularmente importante no estudo de oscilações.

O tema central desta tese, o estudo dos *upward-going* múons no experimento LVD, reflete o desejo de unir o trabalho puramente experimental, a determinação da resolução temporal do LVD, à física da oscilação dos neutrinos.

Capítulo 1

A Física do Neutrino

Na tabela abaixo, resumimos algumas das propriedades^[7] dos léptons no estágio atual da física:

Geração	Lépton		Antilépton		Massa (MeV/c ²)		Vida Média (s)	
	Carreg.	Neutro	Carreg.	Neutro	Carreg.	Neutro	Carreg.	Neutro
Elétron	e ⁻	ν _e	e ⁺	$\bar{\nu}_e$	0,511	< 14×10 ⁻⁶	∞	∞
Múon	μ ⁻	ν _μ	μ ⁺	$\bar{\nu}_\mu$	105,6	< 0,25	2,19×10 ⁻⁶	∞(?)
Táon	τ ⁻	ν _τ	τ ⁺	$\bar{\nu}_\tau$	1784	< 35	0,30×10 ⁻¹²	∞(?)

Tabela 1 Léptons

A obtenção desta tabela é fruto do trabalho dos físicos nos últimos cem anos. Da descoberta do elétron, por J. J. Thomson em 1897, à descoberta dos táons em 1975^[8], a física de partículas passou por sucessivas revoluções. Estudaremos, neste capítulo, o papel desempenhado pelo neutrino na evolução do conhecimento acerca da natureza íntima da matéria.

No início deste século, o decaimento beta era um dos mais intrigantes problemas da Física. O espectro contínuo do elétron emitido violava a conservação de energia. O elétron deveria ter uma energia fixa, proporcional à diferença de massa dos núcleos envolvidos no decaimento:

$$\begin{aligned}
 {}^A_Z X &\rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- \\
 E_e &= \left(M_{{}^A_Z X} - M_{{}^A_{Z+1} Y} \right) c^2
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Para salvar a Lei da Conservação da Energia, Wolfgang Pauli^[9], em 1930, propôs uma nova partícula, que seria emitida com o elétron no decaimento beta. Esta partícula teria spin 1/2 e, como não era observada, teria carga nula. Chamou-a de nêutron. Em 1932, James Chadwick^[10] descobriu

uma partícula com estas características e adotou o nome proposto por Pauli. No entanto, o nêutron de Chadwick não poderia ser a partícula neutra do decaimento beta. Era pesada demais para explicar o espectro do elétron.

A explicação correta do decaimento beta seria dada por Enrico Fermi em 1934^[11]. Fermi sugeriu que o decaimento beta seria na realidade o decaimento do nêutron de Chadwick, presente no núcleo dos átomos, produzindo um próton, um elétron e a partícula proposta por Pauli. Para diferenciá-la do nêutron, Fermi chamou-a de neutrino (ν). O neutrino teria carga nula e massa igual ou inferior à massa do elétron. O decaimento do nêutron, à luz da teoria de Fermi, seria portanto:



A observação direta do neutrino, no entanto, ocorreria somente em 1953^[12,13]. Frederick Reines, trabalhando em colaboração com Clyde Cowan, obteve a evidência experimental da existência do neutrino via a reação $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^{+}$. A experiência utilizou inicialmente, como fonte dos neutrinos, um reator nuclear em Hanford, estado de Washington. A experiência foi transferida, e os resultados conclusivos foram obtidos no reator de Savannah River, South Carolina. O método consistia em observar a luz de cintilação produzida pelo pósitron da reação de decaimento beta inverso, seguida, alguns microsegundos depois, pelo raio gama da captura do nêutron em um alvo de cádmio. Em um experimento separado, a reação: $\nu_e + {}_{17}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}_{18}^{37}\text{Ar} + e^{-}$, essencialmente $\nu_e + n \rightarrow p + e^{-}$, não foi observada^[14]. Este fato se dá porque o neutrino e o antineutrino são partículas diferentes ($\bar{\nu}_e \neq \nu_e$). Outra evidência experimental deste fato é a não observação do duplo decaimento beta sem neutrinos.

A descoberta dos múons e seu modo particular de decaimento, levou Bruno Pontecorvo, em 1957^[15], a propor a existência de um segundo tipo de neutrino: o muônico (ν_{μ}). A observação dos neutrinos muônicos se deu em 1962^[16] no laboratório de Brookhaven, descoberta que rendeu o prêmio nobel a Lederman, Schartz e Steinberg. O último membro da família dos neutrinos, o neutrino taônico (ν_{τ}), teve sua existência postulada após a descoberta do táon, em 1975^[17] por M. Perl. Apesar do neutrino taônico ainda não ter sido observado diretamente, não existem dúvidas quanto à sua existência.

Neutrinos são produzidos em uma grande variedade de fenômenos físicos, desde a já mencionada radiação beta a neutrinos produzidos em reatores nucleares. Neutrinos cósmicos de baixíssima energia, remanescentes do Big-Bang, neutrinos da explosão de supernovas e neutrinos de altíssima energia, provenientes de objetos celestes como núcleos galácticos ativos, se distribuem em uma escala de energia que vai de poucos meV a 10^6 GeV. Cerca de 18 ordens de magnitude! Na figura 1^[18], apresentamos o fluxo de neutrinos produzidos em alguns destes processos.

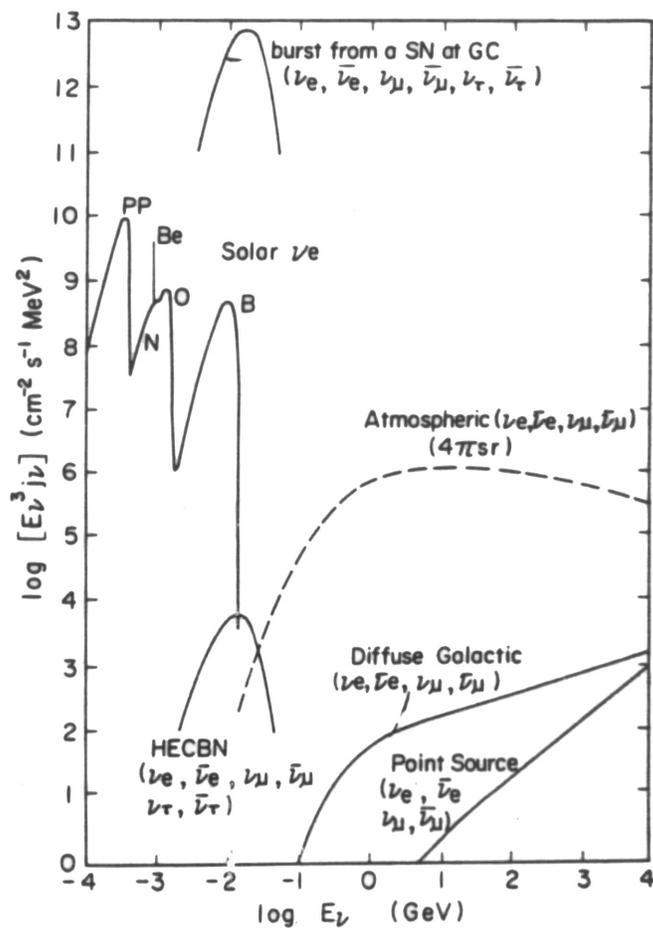


Figura 1 – Fluxo de neutrinos[†]

[†] High Energy Cosmic Background Neutrinos

1.1 Propriedades dos Neutrinos

Os neutrinos, no modelo padrão, são partículas de spin $\frac{1}{2}$, mão esquerda, massa zero, carga zero e momento magnético também zero. Acredita-se também que os neutrinos sejam estáveis. Os neutrinos interagem apenas fracamente com a matéria e têm, portanto, seções de choque extremamente baixas. Na figura 2^[19] vemos a seção de choque para as reações
$$\begin{cases} \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \\ \nu_e + n \rightarrow p + e^- \end{cases}.$$

Um tema de intensa discussão atualmente é a massa zero do neutrino. No modelo padrão, os neutrinos são partículas de Dirac, e se tiverem massa devem existir neutrinos de mão direita, em virtude da necessidade de acoplamento com o bóson de Higgs. Se os neutrinos forem apenas de mão esquerda e tiverem massa, saímos do modelo padrão e devemos introduzir um novo bóson de Higgs, obtendo neutrinos de Majorana com os neutrinos idênticos às suas antipartículas.

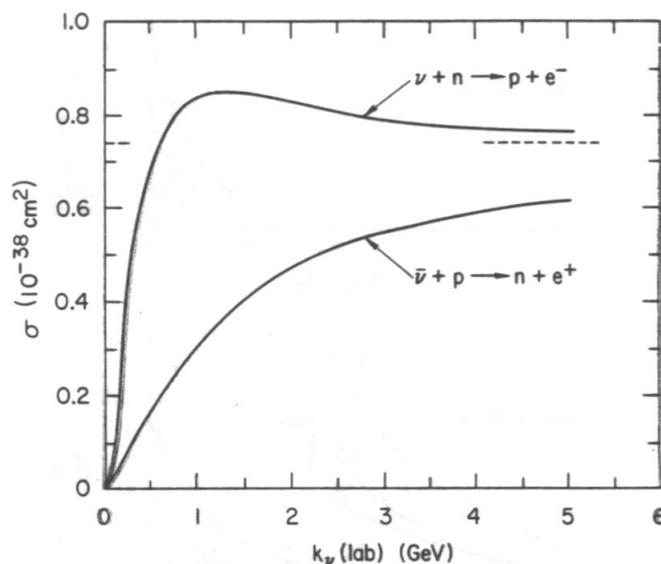


Figura 2 – Seção de choque para neutrinos eletrônicos

Na tabela 1 mostramos os atuais limites para os valores das massas dos neutrinos. Vários experimentos tentam medir a massa dos neutrinos diretamente, medindo, por exemplo, a energia máxima de emissão do elétron no decaimento beta^[20], enquanto outros procuram observar o decaimento beta duplo sem a emissão de neutrinos^[21].

1.2 Oscilações de Neutrinos

A possibilidade de oscilações de neutrinos está diretamente ligada à questão de suas massas. A probabilidade de oscilação está ligada a ângulos de *mixing* e ao quadrado das diferenças de massas entre os vários sabores de neutrinos. A observação destas oscilações permite revelar massas muito menores do que as observáveis em experiências que procuram medir diretamente as massas.

O fenômeno de oscilação dos neutrinos, proposto por Pontecorvo^[22], acontece, pois os auto-estados de sabor (ν_α ; $\alpha = e, \mu$ ou τ) não coincidem com os auto-estados de massa (ν_i ; $i = 1, 2$ ou 3), sendo mais geralmente descritos como uma combinação linear destes:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (3)$$

Onde $U_{\alpha i}$ é o elemento da matriz de *mixing*. Podemos obter a evolução temporal dos auto-estados de massa através da equação de Schrödinger:

$$i \frac{d|\nu_i(t)\rangle}{dt} = E_i |\nu_i(0)\rangle \quad (4)$$

Onde E_i é a energia do ν_i . A solução desta equação é uma onda plana[†]:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (5)$$

Assim, a evolução temporal de um auto-estado de sabor pode ser escrita como:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i(0)\rangle \quad (6)$$

[†] Os neutrinos são, na verdade, pacotes de onda com uma certa distribuição de momento, no entanto, a aproximação para ondas planas não introduz problemas para o caso que estamos estudando

Um neutrino de um sabor pode mudar de sabor. A amplitude desta transição ($\alpha \rightarrow \beta$) é dada pelos coeficientes da matriz de *mixing*. Portanto, para o caso acima, obtemos a amplitude em função do tempo:

$$\langle \mathbf{v}_\beta | \mathbf{v}_\alpha \rangle(t) = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{i\beta}^* \quad (7)$$

Logo:

$$|\mathbf{v}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{i\beta}^* |\mathbf{v}_\beta\rangle \quad (8)$$

Se considerarmos o momento do neutrino muito maior que sua massa podemos fazer a seguinte simplificação:

$$E = p\sqrt{1 - (m/p)^2} = p(1 + m^2/2p^2 + \dots) \cong p + m^2/2E \quad (9)$$

Assim:

$$|\mathbf{v}_\alpha\rangle \cong e^{-ipt} \sum_i U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} U_{i\beta}^* |\mathbf{v}_\beta\rangle \quad (10)$$

Calcularemos a amplitude de transição considerando que tenhamos apenas dois sabores (μ e τ). A matriz de transição pode ser escrita como:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \text{sen } \theta \\ -\text{sen } \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (11)$$

Assim:

$$|\mathbf{v}_\mu\rangle = e^{-ipt} \frac{\text{sen}(2\theta)}{2} \left(e^{-i\frac{m_1^2}{2E}t} + e^{-i\frac{m_2^2}{2E}t} \right) |\mathbf{v}_\tau\rangle \quad (12)$$

Onde θ é o ângulo de *mixing* no vácuo. A probabilidade de passarmos de um auto-estado de sabor para outro é dada (fazendo $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$), portanto, por:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \left| \langle \nu_\tau | \nu_\mu \rangle \right|^2 = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} t\right) \quad (13)$$

Introduzindo o comprimento de oscilação, L_ν , e o espaço percorrido, L , dados por:

$$L_\nu \equiv \frac{4\pi c E}{\Delta m^2} = 2,48 \text{ km} \frac{E/\text{GeV}^2}{\Delta m^2/\text{eV}^2} \quad (14)$$

$$L = ct$$

Rescrevemos a probabilidade de oscilação para:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2\left(\pi \frac{L}{L_\nu}\right) \quad (15)$$

Na tabela abaixo, listamos as diferenças de massa mínimas mensuráveis em função da fonte dos neutrinos e das distâncias entre produção e observação.

	Reatores Nucleares	Aceleradores		Neutrinos Atmosféricos	Neutrinos Solares
		Local	Distante [†]		
E (MeV)	≤ 10	$30 \sim 10^5$	$30 \sim 10^5$	10^3	≤ 14
L (m)	$10 \sim 300$	$10^2 \sim 10^3$	$10^4 \sim 10^7$	$10^4 \sim 10^7$	10^{11}
Δm^2 (eV)	10^{-2}	10^{-1}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-11}

Tabela 2 – Lista de energia, distância e diferenças de massas mensuráveis para várias fontes de neutrinos

O LVD pode observar, devido ao seu limiar, tanto neutrinos atmosféricos quanto neutrinos provenientes de aceleradores, desde que, obviamente, o feixe de neutrinos tenha a direção do Laboratório Nacional do Gran Sasso, LNGS. A observação de neutrinos solares é mais problemática devido à contaminação do fundo. Já para neutrinos de reatores além do problema do fundo, passamos a trabalhar muito próximos ao limiar da experiência.

1.3 Neutrinos Atmosféricos

A radiação cósmica é composta principalmente de prótons. Estes interagem no topo da atmosfera dando origem a um processo de produção de partículas em cascata, chamado de chuva atmosférica extensa. Neutrinos produzidos neste processo são conhecidos como neutrinos atmosféricos e provêm majoritariamente do decaimento de píons carregados, em reações do tipo $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ e conjugadas, seguidas por $\mu^- \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, e conjugadas. Do balanço destas reações temos que $\frac{N(\bar{\nu}_\mu + \nu_\mu)}{N(\bar{\nu}_e + \nu_e)} \cong 2$ (na região energética onde o fluxo é máximo), ou seja, esperamos que o número de neutrinos atmosféricos muônicos seja aproximadamente duas vezes maior que o de eletrônicos, como podemos ver na figura 3.

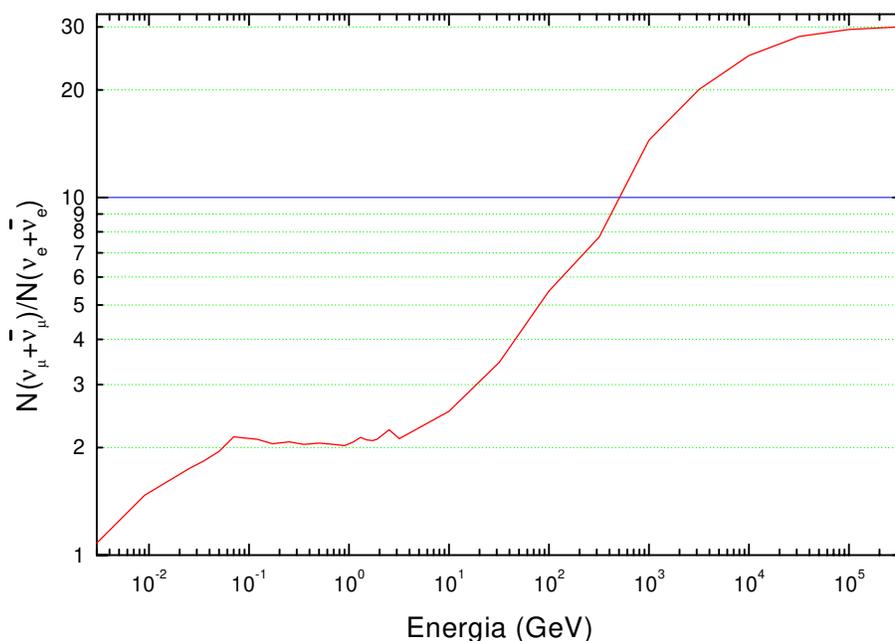


Figura 3 – Razão entre neutrinos muônicos e eletrônicos

[†] Para aceleradores temos dois tipos de experimentos: um onde a detecção dos neutrinos se realiza próxima ao acelerador (Local) e outro onde a detecção se dá em um outro laboratório possivelmente localizado à grande distância do acelerador (Distante)

O fluxo absoluto dos neutrinos atmosféricos não é conhecido exatamente, sendo sua medida direta muito delicada e sua estimativa teórica depende de muitos fatores, principalmente do fluxo da radiação cósmica e da interação dos primários na atmosfera, gerando incertezas da ordem de $\pm 20\%$ no fluxo calculado. Na figura 4, vemos o fluxo calculado por Gaisser^[23] para energias menores que 2,5 GeV. Como para estas energias temos de levar em conta o efeito geomagnético, o cálculo feito por Gaisser se refere à região do Monte Branco, muito próximo portanto ao Gran Sasso. Para energias superiores, apresentamos na figura 5 o fluxo calculado por P. Lipari^[24]. Encontramos na literatura um grande número de outras estimativas que concordam razoavelmente bem entre si^[25,26,27,28], principalmente em altas energias, já que partem praticamente das mesmas hipóteses de fluxo primário e interação dos secundários, aparecendo, contudo, algumas diferenças em baixas energias^[29].

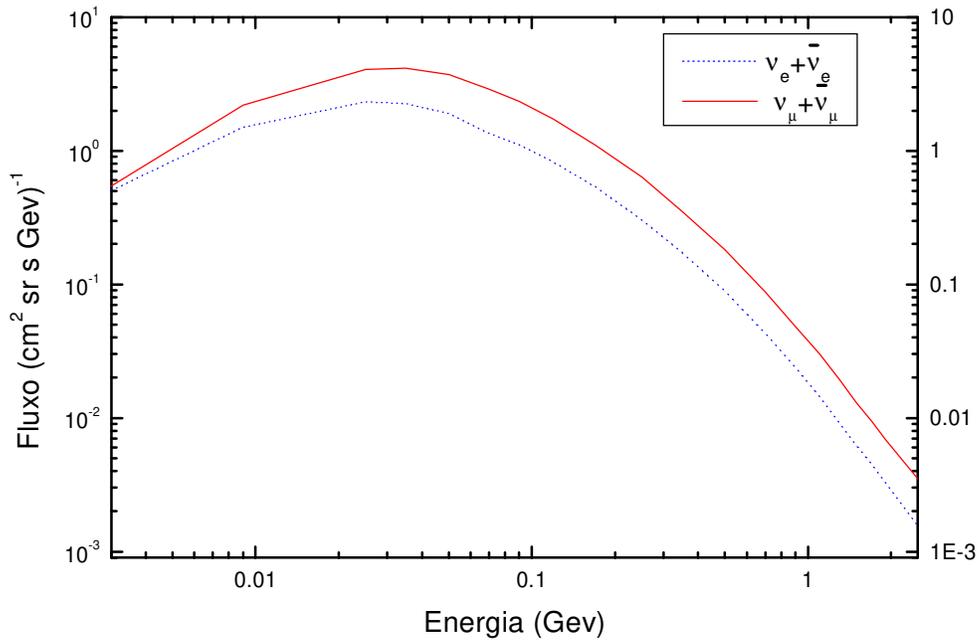


Figura 4 – Fluxo de neutrinos atmosféricos de baixa energia

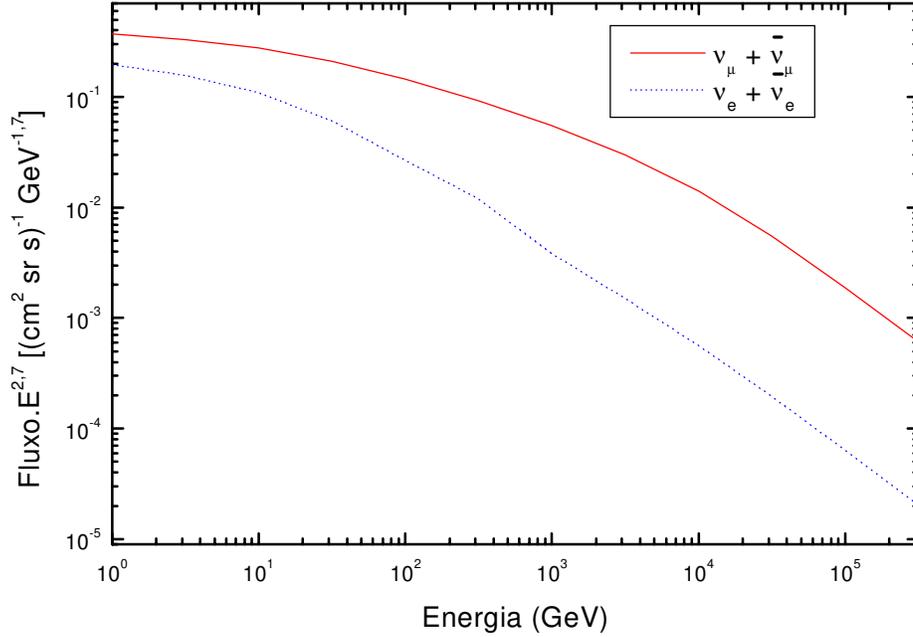


Figura 5 – Fluxo de neutrinos atmosféricos de alta energia

1.3.1 O Problema dos Neutrinos Atmosféricos

Se o fluxo absoluto de neutrinos atmosféricos apresenta incertezas importantes, a razão entre o número de neutrinos eletrônicos e muônicos é conhecida com mais segurança, variando em apenas 5%^[30]. Nesta razão, as incertezas devidas à radiação primária são compensadas, bem como os erros sistemáticos. Outra grandeza útil é a razão entre a razão descrita acima e a razão entre o número de neutrinos eletrônicos e muônicos observada experimentalmente. Esta razão dupla, denotada por $R(\mu/e)$, é dada por:

$$R(\mu/e) = \frac{N\left(\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e}\right)_{\text{Obs.}}}{N\left(\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e}\right)_{\text{Calc.}}} \quad (16)$$

No cálculo de $R(\mu/e)$ pelos vários experimentos que observam neutrinos aparecem discrepâncias, no que se convencionou chamar de "*problema dos neutrinos atmosféricos*". Notemos

que se a razão calculada, normalmente por Monte Carlo, descrever corretamente os dados, devemos ter $R(\mu/e) \cong 1$. No entanto, vários experimentos reportam valores consideravelmente menores do que 1, o que indicaria um desaparecimento do sabor muônico ou um aumento do sabor eletrônico nos neutrinos atmosféricos. Na tabela abaixo, vemos os resultados de $R(\mu/e)$ para alguns experimentos importantes. Todos os detectores que observam a radiação Čerenkov produzida pela interação dos neutrinos apresentam o problema. As duas experiências, NUSEX e Fréjus, que não registram o déficit, são detectores do tipo calorímetro, reconstruindo a trajetória dos produtos da interação dos neutrinos. Existem algumas críticas quanto à capacidade destes detectores em discriminar o sabor do neutrino, o que explicaria a não observação do fenômeno.

Experiência	Exposição (kton·ano)	$R(\mu/e)$
Kamiokande ^[31]	7,7	Sub-GeV $0,60 \pm 0,06 \pm 0,05$ Multi-GeV $0,57 \pm 0,08 \pm 0,07^\dagger$
IMB ^[32]	7,7	$0,54 \pm 0,03 \pm 0,06$
NUSEX ^[33]	0,74	$0,99 \pm 0,35 - 0,25$
Fréjus ^[34]	2,0	$1,06 \pm 0,18 \pm 0,15$
Soudan II ^[35]	3,6	$0,69 \pm 0,19 \pm 0,09$
Super-Kamiokande ^[36]	33,0	Sub-GeV $0,63 \pm 0,03 \pm 0,05$ Multi-GeV $0,65 \pm 0,05 \pm 0,08$

Tabela 3 – Valores de $R(\mu/e)$ para vários observatórios de neutrinos

A principal explicação proposta para o problema dos neutrinos atmosféricos é a oscilação dos neutrinos muônicos para neutrinos taônicos ou alguma espécie desconhecida de neutrinos estéreis, com probabilidade descrita pela equação (15).

A evidência de observação da oscilação em neutrinos atmosféricos foi postulada pela colaboração Super-Kamiokande. O aparato subterrâneo se localiza na mina de Mozumi em Kamioka, Japão, sob uma camada de rochas com espessura de 1000m. O detector consiste

[†] Os dados de Kamiokande e Super-Kamiokande estão divididos em duas faixas de energia: Sub-GeV para $E_{\text{vis}} < 1330$ MeV e Multi-GeV para $E_{\text{vis}} > 1330$ MeV. Onde E_{vis} é a energia de um elétron que produziria a quantidade de luz Čerenkov observada no detector

basicamente de um enorme tanque cilíndrico de aço inox, com 41,4 m de altura e 39,3 m de diâmetro. Este tanque é preenchido com água pura formando uma massa sensível de aproximadamente 50 kt. A detecção das partículas é feita via radiação Čerenkov, com o tanque dividido em duas regiões sensíveis: uma parte interna com 33,8 m de altura e 36,2 m de diâmetro e uma parte externa com espessura de $\cong 2$ m que envolve o detector interno. A parte externa é vista por 1.885 fotomultiplicadoras de 8 pol. e tem função de blindagem para raios gamas produzidos na rocha que circunda o detector bem como anticoincidência para partículas penetrantes da radiação cósmica. O detector interno, onde acontecem as interações de neutrinos (eventos contidos), tem 11.146 fototubos de 20 pol., o que perfaz uma cobertura ótica sensível de 40,4% e uma capacidade de discriminação de eventos iniciados por ν_e daqueles iniciados por ν_μ da ordem de 99%. A resolução angular do aparato é da ordem de 1° para múons passantes e de 28° para eventos próximos ao limiar ($\cong 10$ MeV)^[37].

Suas medidas mais recentes de $R(\mu/e)$ foram feitas com estatística suficiente para que um importante resultado acerca da oscilação de neutrinos fosse obtido. O experimento Super-Kamiokande observou um total de 4.353 eventos originados por neutrinos em um período de 535 dias. Destes eventos, completamente contidos no detector, foram identificados como induzidos por neutrinos eletrônicos um total de 1.521 eventos, enquanto os muônicos foram 1.388 eventos. Utilizando a informação acerca da direção do lépton carregado produzido na interação, cuja diferença média com relação à direção do neutrino é de 55° para $p = 400$ MeV/c e de 20° para $p = 1,5$ GeV/c, obtiveram o melhor conjunto de valores para θ e Δm^2 que reproduzisse a distribuição angular dos eventos.

A colaboração testou a oscilação $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ como responsável pela distribuição angular observada. Com a introdução desta oscilação foi possível ajustar os fluxos teóricos à distribuição angular observada. O valor ótimo para Δm^2 foi de $2,2 \times 10^{-3}$ eV² e para θ obtiveram $\sin^2\theta = 1$. Na figura 6, vemos as regiões permitidas no espaço de parâmetros Δm^2 e $\sin^2\theta$ para vários níveis de confiança.

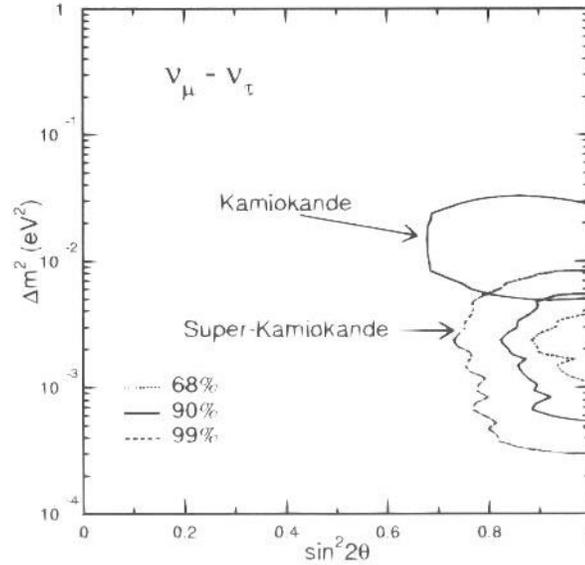


Figura 6 – Regiões permitidas para Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ para três níveis de confiança. No gráfico vemos também a região com 90% de nível de confiança com dados do experimento Kamiokande

A hipótese da oscilação $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ foi também estudada, porém não foi capaz de descrever corretamente as observações. A oscilação $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_{\text{estéril}}$ permanece como hipótese válida, pois devido ao limiar alto para a produção de táons, é esperada a produção de apenas 20 dessas partículas ao ano no detector. Além disso, a resolução espacial do aparato é pobre para resolver o vértice do decaimento dos táons.

Mecanismos alternativos foram propostos para explicar as observações de Super-Kamiokande, como o decaimento do neutrino muônico^[38] ou a quebra da invariância de Lorentz^[39], possibilitando que estados diferentes de neutrinos, todos com massa igual a zero, viajem com velocidades ligeiramente diferentes. Outra explicação proposta^[40] faz uso de interações de neutrinos com mudança de sabor (*Flavor Changing Neutrinos Interactions* – FCNI^[41]). Nesse modelo, com neutrinos de massa zero, a interação dos neutrinos com um meio material, como a matéria do centro da terra, pode explicar a estrutura angular dos eventos induzidos por neutrinos muônicos observada em Super-Kamiokande.

1.4 Neutrinos Cósmicos

A astronomia, durante muito tempo, resumiu seu campo de estudo a uma faixa do espectro consideravelmente estreita: a luz visível. Sucessivos progressos na técnica de detecção da radiação eletromagnética possibilitaram toda uma série de novas observações de caráter astronômico.

Em 1932, tivemos evidências de emissões de ondas de rádio provenientes do centro da galáxia, inaugurando assim um novo ramo da astronomia: a radio astronomia. A busca por sinais em outras faixas do espectro continuou. A primeira medida de uma fonte de raios X celeste foi em 1962, registrando sinais de Escorpião X-1^[42]. Seguindo além no espectro, temos a astronomia gama iniciada (1967) experimentalmente com o satélite Vela^[43], que acidentalmente descobriu os *bursts* de raios gama. Hoje em dia, se realizam vários outros experimentos de astronomia gama, inclusive a procura de fontes pontuais de raios gamas de altíssima energia.

A astronomia neutrínica é um ramo de uma nova astronomia que não se utiliza mais da radiação eletromagnética: a astronomia de partículas. A astronomia neutrínica permite estudar fenômenos celestes e cosmológicos sob uma nova perspectiva. Devido ao grande poder de penetração dos neutrinos, estes carregam informações do interior das estrelas, funcionando como uma sonda profunda. Outro interesse deste estudo é o fato da emissão dos neutrinos estar associada à explosão de supernovas, um dos mais catastróficos eventos do universo. A compreensão deste fenômeno propiciará grandes avanços, não só no estudo da evolução estelar, como também na teoria cosmológica e na física de partículas, já que a medida da intensidade da emissão de neutrinos está relacionada com uma série de suas propriedades físicas, como: massas, *mixing*, momentos magnéticos, etc.

Historicamente, a primeira estimativa da possibilidade de detecção de neutrinos com origem celeste aconteceu em 1960^[44]. Na verdade, este trabalho pressupunha a detecção de neutrinos atmosféricos (neutrinos produzidos pela interação da radiação cósmica com os átomos da atmosfera). No entanto, a idéia da possível observação de neutrinos com origem puramente extraterrestre evoluiu rapidamente.

Podemos identificar três fontes principais de neutrinos cósmicos:

1. O modelo do Big-Bang prevê que uma grande quantidade de neutrinos foi criada na explosão primordial. Estes neutrinos se mantiveram em equilíbrio térmico com a matéria durante aproximadamente 1 segundo. Após este tempo a expansão do gás praticamente não-interagente de neutrinos provocou o seu resfriamento. Segundo o modelo atual, existem cerca de 300 a 400 neutrinos (dos três sabores: eletrônico, muônico e taônico) por cm^3 e com energia média de $5-6 \times 10^{-4}$ eV. A observação destes neutrinos primordiais traria informações a respeito do estado do universo com 1 segundo de idade. Trata-se evidentemente de uma medida com profundas implicações cosmológicas. No entanto, devido à baixíssima seção de choque de processos fracos e à sua energia ínfima, o caminho livre médio destes neutrinos excede o tamanho do universo atual. Um possível método de detecção seria através de ondas de rádio, produzidas pela interação eletromagnética entre neutrinos e elétrons, contudo este efeito pressupõe um valor extremamente grande para o momento magnético do neutrino ($\mu_\nu \sim 10^{-10} \mu_B^*$). Recentes observações de neutrinos solares por Kamiokande^[45] e SAGE^[46] indicam que provavelmente isto não é verdade. Podemos esperar, todavia, a detecção de neutrinos remanescentes da formação da galáxia^[47]. Originados por supernovas, estes neutrinos teriam energia muito maior que aqueles remanescentes do Big-Bang ($\cong 8$ MeV). A observação de tais neutrinos traria informações sobre a taxa de explosões de supernovas e a quantidade de *red-shift*, dados que podem esclarecer a idade da galáxia e ainda contribuir para estimar a taxa de expansão do universo.
2. Processos de fusão de elementos leves no interior das estrelas produzem neutrinos. Um dos principais problemas de astrofísica atualmente é o do fluxo de neutrinos solares observado. Na realidade, observa-se apenas cerca de um terço do fluxo teoricamente esperado. Uma série de novos experimentos atualmente se ocupam deste problema, dentre os quais podemos destacar a experiência conduzida no laboratório subterrâneo do Gran Sasso, Itália, o experimento GALLEX^[48].

* μ_B = Magnéton de Bohr

3. Neutrinos de alta energia (50-100 GeV) são produzidos em objetos celestes onde ocorrem processos de aceleração de partículas, como processos de acreção de matéria, pelo qual em um sistema binário, uma estrela jovem perde matéria para uma companheira massiva, como por exemplo, uma estrela de nêutrons com grande momento angular ou um buraco negro com campo magnético intenso^[49] ($\cong 10^{12}$ G). Estes objetos produzem tanto π^0 como π^\pm , sendo portanto fontes de raios gama de alta energia e também de neutrinos. Alguns experimentos atualmente procuram fontes de neutrinos de alta energia, correlacionando dados de chuueiros originados por raios gama com eventos neutrínicos^[50]. Foram observados também raios cósmicos de altíssima energia. A uma energia superior a 5×10^9 GeV, estes raios cósmicos (formados basicamente por núcleons) interagem com a radiação primordial (2,7 K), produzindo píons e conseqüentemente neutrinos. A observação destes neutrinos de altíssima energia trará informações muito importantes sobre a época da formação das galáxias. A observação de neutrinos com energia superior a 10^{12} GeV terá certamente implicação em GUT's (Grand Unified Theories), pois os processos de aceleração conhecidos não permitem que se atinjam tais energias^[51].

1.5 Neutrinos de Supernovas^[52,53]

Boa parte dos experimentos de astronomia neutrínica conduzidos atualmente se ocupa da detecção do *burst* de neutrinos produzidos pela explosão de supernovas. Descreveremos brevemente os processos envolvidos na produção destes neutrinos e as características principais do *burst*. Um estudo detalhado e completo do *burst* neutrínico e a expectativa do sinal observado no LVD podem ser vistos na referência [54].

1.5.1 Colapso estelar

A combustão no interior das estrelas é causada pelo aquecimento originado da compressão gravitacional. A pressão gerada pelo calor produzido nas reações nucleares impede que a estrela se contraia indefinidamente sob a ação da gravidade. Estabelece-se desta forma um equilíbrio entre a

gravidade e a pressão no interior das estrelas. No início da evolução de uma estrela, dá-se a combustão do hidrogênio. Ao se exaurir este combustível, o núcleo da estrela se contrai, conseqüentemente causando um aumento de temperatura e iniciando a combustão do subproduto da combustão do hidrogênio, o hélio. Para estrelas com massas menores que $8 M_{\odot}$, o núcleo tem sua composição evoluindo de hidrogênio para hélio e finalmente oxigênio e carbono. Neste ponto o núcleo se torna inerte e a estrela começa a se contrair e, impedida de colapsar pela pressão eletrônica de ponto zero, transforma-se em uma anã branca, esfriando indefinidamente

Para estrelas com massa de $8 M_{\odot}$ a aproximadamente $11 M_{\odot}$, a combustão prossegue produzindo núcleos compostos por oxigênio, neônio e magnésio e para estrelas com massa superior núcleos de ferro. Contudo, independentemente da massa inicial da estrela, os núcleos convergem para valores próximos ao limite de Chandrasekhar ($1,4 M_{\odot}$). O núcleo se comporta neste momento como uma anã branca com a pressão eletrônica de ponto zero dominando a pressão total. No entanto, uma anã branca não pode superar o limite de Chandrasekhar e quando o núcleo atinge esta massa, ocorre uma transição e se inicia o processo de colapso gravitacional que originará uma supernova.

O colapso se inicia quando a pressão eletrônica não consegue mais suportar a massa excedente no núcleo. Temos então dois processos principais que ocasionam o colapso:

- i) a captura de elétrons pelos núcleos (Ne-Mg-Fe), diminuindo ainda mais a pressão eletrônica, produzindo neutrinos que removem a entropia, facilitando ainda mais o colapso (processo predominante para estrelas mais leves).
- ii) Fotodissociação do ferro^[55], predominante para estrelas com massa acima de $15 M_{\odot}$.

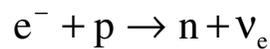
Durante o colapso, o núcleo se separa em duas partes. A porção mais interna colapsa homologicamente (velocidade \propto raio) e a velocidade de sua superfície é igual à velocidade do som. A parte mais externa se contrai com velocidade supersônica ($v \propto r^{-1/2}$), aproximadamente um terço da velocidade de queda livre, atingindo um valor máximo de 70.000 km/s.

Quando a parte interna atinge densidades nucleares ($\rho_N \approx 2,7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$) uma transição de fase ocorre: os nucleôns de livres passam a ligados. Neste momento, a parte central impedida de

se contrair mais pela pressão nucleônica, “enrijece” subitamente e como uma bola de tênis, comprimida além da pressão nucleônica, rebate inteiramente, criando uma violenta onda de choque (reversão ou *bounce*). É esta onda de choque que irá ocasionar o *burst* luminoso, dissociando o manto externo^[56] à medida que se expande com velocidade de aproximadamente um terço da velocidade da luz.

Durante o colapso, os neutrinos são produzidos por dois processos principais:

i) Captura (ou neutronização). Este processo ocorre antes da formação da onda de choque e consiste na captura de elétrons pelos núcleos segundo a seguinte reação:



Neutrinos produzidos desta forma predominam durante o colapso e sinalizam a neutronização do núcleo da estrela, assim que este inicia sua transformação em uma estrela de nêutrons.

ii) Produção de pares. Neutrinos de todos os tipos são produzidos e predominam sobre os neutrinos eletrônicos. O processo principal é a dissociação dos núcleos pesados pela onda de choque na parte externa, e na parte central, ao se atingirem densidades nucleares. Existe também a produção de ν_e através de aniquilação $e^{+} e^{-}$ por corrente neutra, decaimento de plásmos e fotoprodução de pares neutrônicos^[57].

1.5.2 Características do *burst* de neutrinos

O *burst* tem suas características determinadas por dois fenômenos que impedem o escape imediato dos neutrinos, à medida que são formados: a opacidade do núcleo e o *trapping*.

Os neutrinos sabidamente são pouco interagentes, no entanto nas densidades atingidas na protoestrela de nêutrons, seu caminho livre médio se torna menor que o raio do núcleo. Nesta situação, os neutrinos não escapam livremente do núcleo, mas se difundem vagarosamente. Dizemos então que o núcleo se tornou opaco aos neutrinos. Em decorrência deste fato, apesar de o colapso ocorrer em poucas centenas de milissegundos, o *burst* de neutrinos terá vários segundos de duração.

Durante os primeiros estágios do colapso, o processo de captura eletrônica tende a neutronizar completamente o núcleo, no entanto, neste momento já se atingiram densidades suficientes para que o núcleo se torne opaco. O processo inverso à captura eletrônica ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$), impede que a perda de elétrons prossiga e em equilíbrio dinâmico com a captura eletrônica estabiliza o número de léptons por bárion a um valor constante. *Trapping* é, portanto, o aprisionamento dos léptons durante os primeiros estágios do colapso. Este fenômeno tem diversas consequências na dinâmica do colapso estelar. Basicamente, dado o maior número de elétrons no núcleo em colapso, a pressão eletrônica domina, até que se atinjam densidades nucleares. Isto permite que o centro se comprima muito além do que seria esperado, se estivesse completamente neutronizado. Se isto não se desse, teríamos um núcleo muito menos opaco e, portanto o *burst* de neutrino muito mais curto (de uma a duas ordens de grandeza).

Descreveremos as características da emissão de neutrinos por um colapso de uma estrela com massa de $13 M_{\odot}$ simulado por Nomoto e Hashimoto^[58].

Durante o colapso e nos últimos estágios antes da reversão, predominam os neutrinos eletrônicos. Sua energia média é de cerca de 10 MeV e aproximadamente $1,3 \times 10^{51}$ ergs são irradiados nesta fase. A reversão ocorre após 113 ms do início do colapso e 1 ms depois atinge a neutrinosfera eletrônica (fronteira entre a região opaca e transparente), ocorre aí um grande aumento na luminosidade destes neutrinos (ver figura 7), devido à dissociação dos átomos da parte externa do núcleo pela onda de choque que, em seguida, são rapidamente neutronizados. Nesta fase são irradiados 2×10^{51} ergs e a energia média destes neutrinos é de 15 MeV. Assim que a onda de choque atinge a neutrinosfera antieletrônica e as demais (próximas a neutrinosfera eletrônica), ocorre o sinal nos demais tipos de neutrino (na figura 7 denota-se ν_{μ} para ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_{τ} e $\bar{\nu}_{\tau}$).

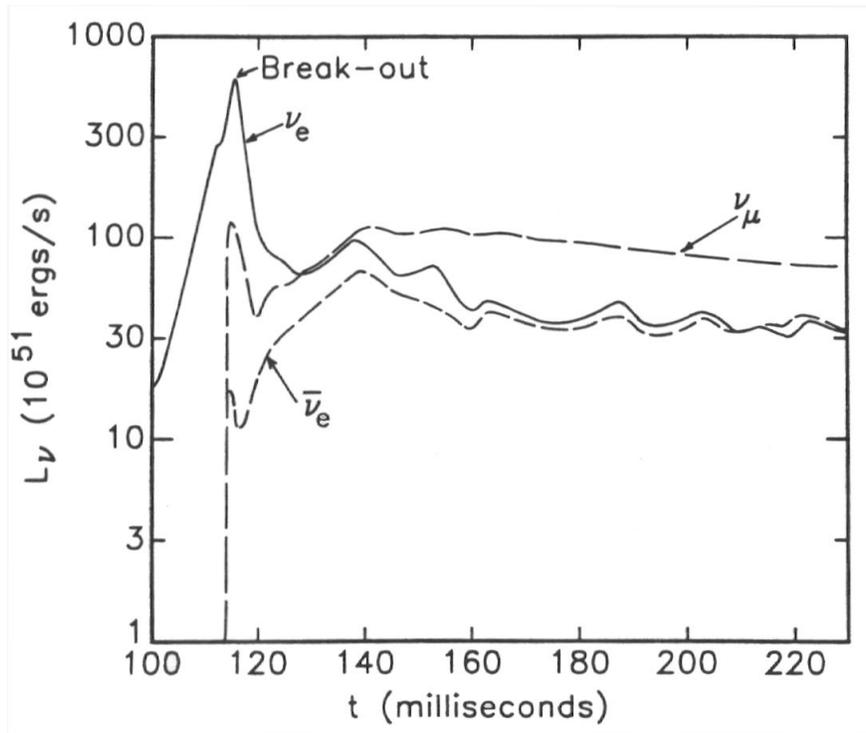


Figura 7 – Luminosidade dos neutrinos 100 ms após a reversão

Apesar da maioria dos fenômenos que caracterizam uma explosão de supernova ocorrer na fase descrita acima, apenas 10% dos neutrinos foram emitidos. O que segue é o resfriamento e a neutronização da protoestrela de nêutrons. O núcleo denso da protoestrela é opaco aos neutrinos e estes escapam por difusão em um processo que pode levar mais de 10 segundos. Na figura 8, apresentamos as curvas de luminosidade de antineutrinos eletrônicos para diversos valores de massa da protoestrela de nêutron. Nela notamos que a luminosidade do antineutrino eletrônico inicia com um valor de 10^{52} ergs/s, levando cerca de 10 segundos para atingir 10^{51} ergs/s. No caso da formação de um buraco negro, contudo, o sinal se mantém praticamente constante para terminar abruptamente (ver curva 72, fig. 8).

A proporção entre os diversos tipos de neutrinos varia com a idade do colapso, no entanto, a partir de cerca de 1 segundo atinge-se um certo equilíbrio térmico. A equipartição da energia garante então que os seis tipos ocorram em iguais proporções. Portanto, espera-se que a luminosidade dos outros tipos de neutrinos se comporte similarmente à luminosidade do antineutrino eletrônico.

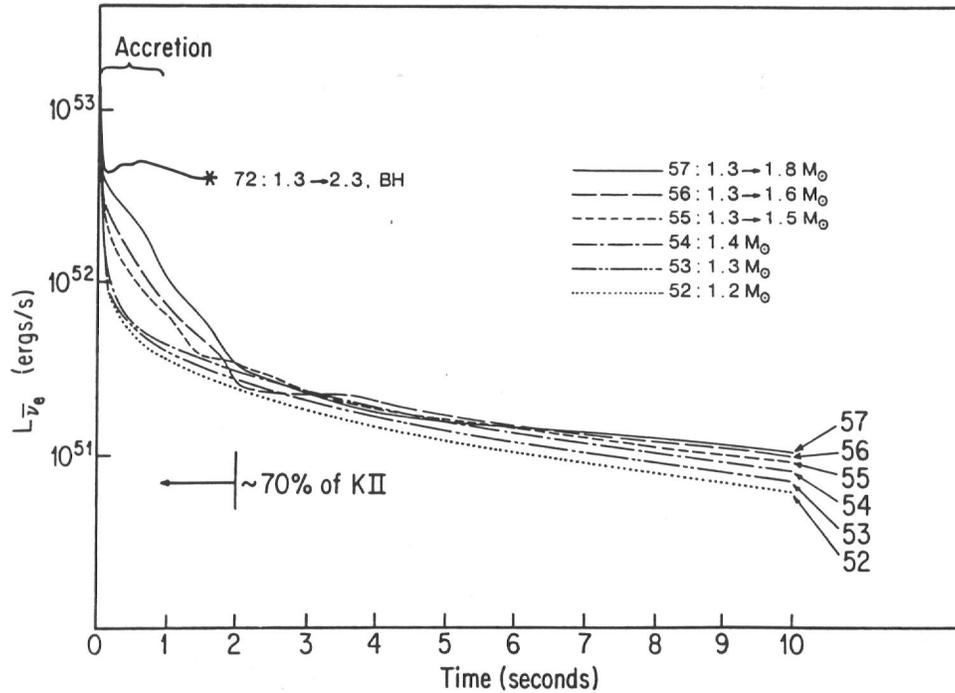


Figura 8 – Curva de luminosidade para antineutrinos eletrônicos, KII se refere ao sinal da supernova 1987A^[59] observado por Kamiokande

Outra informação extremamente relevante é a do espectro energético dos neutrinos emitidos. Na figura 9, temos o espectro energético dos neutrinos integrado em um intervalo 0,3 s após a reversão. Todas as distribuições obedecem à estatística de Fermi-Dirac. Notemos que a energia média dos ν_e ($\cong 10$ MeV) é menor que a dos $\bar{\nu}_e$ ($\cong 12,5$ MeV), isto pode ser entendido pelo fato de a maior quantidade de nêutrons na parte externa do núcleo aumentar a opacidade desta região (via $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$). Para os demais neutrinos a energia média é ainda maior ($\cong 18$ MeV), pois por só interagirem por corrente neutra, podemos “enxergar” regiões mais internas do núcleo da protoestrela de nêutrons, conseqüentemente mais energéticas.

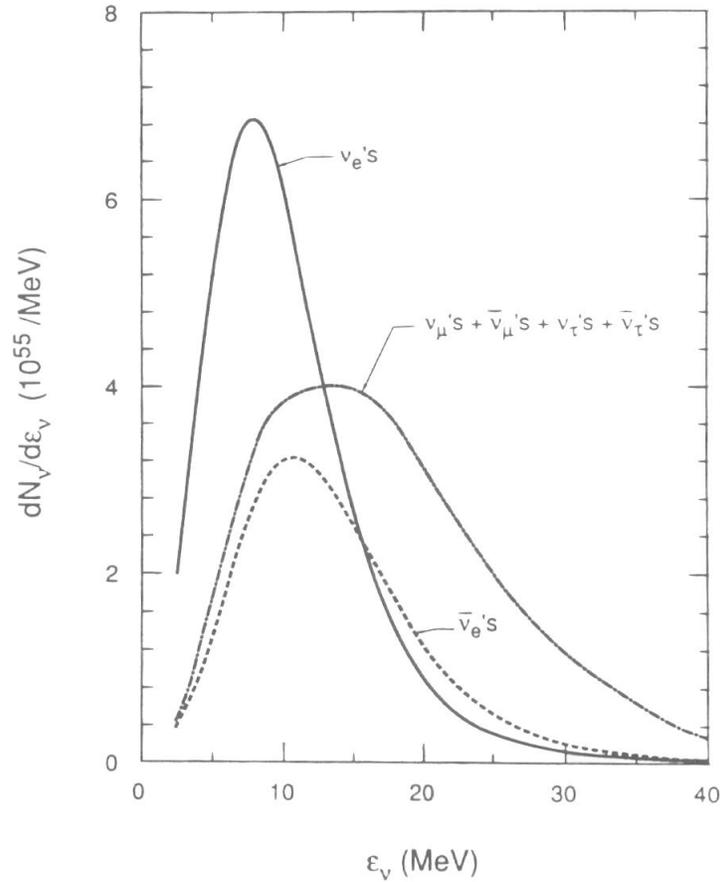


Figura 9 – Espectro de energia integrado em um tempo de 0,3 s após a reversão, obtido por Bruenn^[60]

As características descritas acima referem-se a um colapso no qual é formada uma estrela de nêutrons. Não se pode descartar *a priori* a formação de um buraco negro. Neste caso o *burst* deve ter as seguintes características:

- i) Presença do *burst* de neutronização
- ii) Curta duração da fase de resfriamento
- iii) Término abrupto do *burst*
- iv) Energias médias menores, devido ao forte *red shift* gravitacional.

Capítulo 2

A Física do Múon

O múon aparece, pela primeira vez na história da física, na teoria de Yukawa em 1934. Ele propôs que as interações entre nucleôns fossem intermediadas por bósons de massa $m \cong 100 \text{ MeV}/c^2$. Estes bósons seriam os intermediários virtuais no decaimento do nêutron $n \rightarrow p + B^-$, seguido de $B^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. A busca da confirmação experimental da existência dos bósons de Yukawa se deu no único lugar onde então se atingiam energias da magnitude necessária para a produção destes bósons: a radiação cósmica. Medidas de radiação cósmica a baixa quota indicaram a existência de uma partícula com a massa requerida. Esta partícula foi chamada de méson, com o prefixo meso significando uma massa intermediária entre a do elétron e a do próton.

A descoberta foi feita por Carl Anderson e Seth Neddermeyer^[61] em 1937, analisando traços deixados por mésons em câmaras de nuvens. No entanto, a partícula descoberta não interagiu com a intensidade necessária para ser o bóson de Yukawa, sendo capaz de penetrar grandes quantidades de matéria sem sofrer grande perda de energia ou espalhamentos substanciais. Na verdade, tratava-se do múon, nome moderno dos mésons, um lépton com massa $m_\mu = 105,6 \text{ MeV}/c^2$. A partícula proposta por Yukawa seria descoberta somente em 1947 por Lattes e colaboradores^[62] e é atualmente conhecida como píon ($m_\pi \cong 139 \text{ MeV}/c^2$). O múon teve sua vida média medida pela primeira vez por Bruno Rossi e Norris Nereson^[63] em 1943 e seu valor atual é $\tau_\mu = 2,197 \times 10^{-6} \text{ s}$.

Atualmente, o múon é uma das partículas mais bem conhecidas, tendo todas suas propriedades físicas medidas com muita precisão. O domínio de suas propriedades permite que façamos dele uma das principais ferramentas para o estudo de uma grande variedade de fenômenos, como a oscilação de neutrinos e a questão da composição primária da radiação cósmica e suas manifestações mais energéticas.

Neste capítulo procuraremos descrever as interações dos múons com a matéria, seu fluxo e espectro de energia à profundidade do LVD e também as características do fluxo de múons induzido por neutrinos, cuja detecção é um dos objetivos principais desta tese.

2.1 Interações dos Múons com a Matéria

Nesta seção descreveremos por quais processos se dá a perda de energia dos múons ao atravessarem um meio material. Os processos descritos abaixo são apresentados em ordem de magnitude.

2.1.1 Ionização

O principal processo de perda de energia dos múons é a ionização do meio que a partícula atravessa. A perda de energia é função apenas da quantidade de matéria atravessada para múons relativísticos, sendo sua magnitude dependente das características do meio. Ela é dada pela conhecida fórmula de Bethe-Bloch^[64]:

$$\frac{dE}{dx} = \alpha^2 2\pi N_a \lambda_e^2 \frac{Zm_e}{A\beta^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 E'_m}{I^2(Z)} \right] - 2\beta^2 \frac{E'_m{}^2}{4E^2} - \delta \right\} \quad (17)$$

Onde: α é a constante de estrutura fina, N_a o número de Avogadro, Z o número atômico, A o peso atômico, m_e a massa do elétron, $\beta = p/E$, p o momento do múon, $\gamma = E/m_\mu$, m_μ a massa do múon, λ_e o comprimento de onda do elétron, $I(Z)$ é o potencial de ionização do meio, δ é uma correção relativística para a densidade do meio^[65], E'_m é a energia máxima transferível aos elétrons, dada por:

$$E'_m = 2m_e \frac{p^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}} \quad (18)$$

Para o cintilador líquido usado no LVD usamos a seguinte aproximação para a energia de ionização depositada nos tanques^[66]:

$$\frac{dE}{dX} = 1,53\rho \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle x \left[\ln \left(\frac{m_e c^2}{I^2(Z)} \right) + 0,06 + \ln \left(1,53\rho \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle x \right) + \delta \right] \quad (19)$$

Onde x é o percurso do múon no tanque em centímetros. As constantes são dadas por: $I = 55$ eV, $\langle Z/A \rangle = 0,571$, $\rho = 0,78$ g/cm³, $\delta = 2,53$. Substituindo estes valores na equação acima obtemos:

$$\frac{dE}{dX} = 0,068x [21,96 + \ln(0,068x)] \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (20)$$

Esta expressão, independente da energia, é válida para $E > 10$ GeV, e é usada para calibrar a eletrônica da experiência. Um múon que atravessa 100 cm de cintilador líquido deposita cerca de 163 MeV.

Outra fórmula útil é a aproximação para a energia depositada pelos múons ao atravessarem a rocha^[67]:

$$\frac{dE}{dx} = - \left[1,9 + 0,08 \ln \left(\frac{E_\mu}{m_\mu} \right) \right] \quad (21)$$

Para estimativas numéricas podemos fazer $dE/dx \cong -\alpha$, com $\alpha = 2$ MeV cm² g⁻¹.

2.1.2 Bremsstrahlung

A radiação de *bremmsstrahlung* ocorre quando uma partícula carregada é desacelerada, normalmente por um núcleo em uma colisão, emitindo fótons. Ao contrário da ionização, a perda de energia por *bremmsstrahlung* é um processo discreto e portanto falamos de perda de energia média por quantidade de matéria atravessada. A energia média perdida pode ser escrita como a integral do produto da energia transferida aos fótons pela seção de choque de *bremmsstrahlung* para esta energia^[68]:

$$\frac{dE}{dx} = E \frac{N_a}{A} \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \xi \frac{d\sigma}{d\xi} d\xi \quad (22)$$

Onde $\xi_{\min} = 0$ é a energia mínima transferida ao fóton e a energia máxima

$\xi_{\max} = 1 - \sqrt{e} \frac{3m_\mu}{4E} Z^{1/3}$ (e é o algarismo neperiano). A seção de choque, por sua vez, é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = \alpha^3 \left(2Z\lambda_e \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \frac{1}{\xi} \left(\frac{4}{3} - \frac{4\xi}{3} + \xi^2 \right) \phi(\delta) \quad \text{com}$$

$$\phi(\delta) = \begin{cases} \ln \left(\frac{\frac{189m_\mu}{m_e} Z^{-1/3}}{1 + \frac{189\sqrt{e}}{m_e} \delta Z^{-1/3}} \right) & p/Z < 10 \\ \ln \left(\frac{\frac{126m_\mu}{m_e} Z^{-2/3}}{1 + \frac{189\sqrt{e}}{m_e} \delta Z^{-1/3}} \right) & p/Z > 10 \end{cases} \quad (23)$$

Onde $\delta = m_\mu^2 \xi / 2E(1 - \xi)$ é o mínimo momento transferido ao núcleo.

A perda de energia por *bremmstrahlung* aumenta exponencialmente com a energia e passa a ser um dos processos dominantes para $E > 1$ TeV.

2.1.3 Produção de Pares

A produção de pares eletrônicos por múons pode ser descrita pela reação abaixo:



A forma explícita da perda de energia para este processo pode ser vista na referência [69]. A magnitude é comparável à da perda por *bremmstrahlung*, aumentando como esta de modo exponencial com a energia e torna-se o processo dominante para $E > 1$ TeV.

2.1.4 Outros Mecanismos

Existem outros processos através dos quais os múons perdem energia ao atravessarem um meio material. As interações nucleares dos múons com a produção de hádrons passa a ser importante para $E > 1$ TeV, no entanto com magnitude cerca de três vezes inferior à da produção de pares. A produção de pares muônicos não ultrapassa 0,01% da energia total depositada em qualquer material na faixa de energia considerada, 1 GeV ~ 10 TeV. Correções de ordem superior à ionização introduzem alterações que não superam 3% da energia total depositada.

De modo geral utilizaremos como aproximação dos processos discretos de perda de energia a relação abaixo, obtida por T. K. Gaisser^[70]:

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{E}{\xi} \quad \text{com} \quad \xi^{-1} = \xi_{\text{Brem.}}^{-1} + \xi_{\text{Pares}}^{-1} + \xi_{\text{Outros}}^{-1} \quad (25)$$

2.1.5 Gráficos

Na figura 10, mostramos a curva de perda de energia dos múons ao atravessarem o ferro. No gráfico separamos as diversas componentes da perda de energia, ilustrando a magnitude dos diversos efeitos. Na figura 11, apresentamos a curva de perda de energia para o polietileno, que apesar de um pouco mais denso que o cintilador líquido usado no LVD ($\rho_{\text{pol.}} = 0,94$ g/cm³), tem os demais parâmetros muito próximos ao do cintilador, e pode ser usado para representar aproximadamente a perda de energia esperada para o cintilador. Mostramos também a curva para a rocha *standard* ($Z = 11$, $A = 22$, $\rho = 2,65$ g/cm³), útil para estimarmos a perda de energia para propagarmos os múons até a profundidade onde se encontra o LVD.

A energia média dos múons que atingem o LVD, como veremos na próxima seção, é de aproximadamente 200 GeV, energia na qual dE/dx é praticamente constante. Desta forma, esperamos que a energia depositada nos tanques do LVD dependa unicamente do comprimento do traço deixado pelo múon no detector. Na figura 12, vemos a energia depositada versus o comprimento do traço percorrido por 4.070 múons através de um dos módulos detectores do LVD. Podemos notar claramente a linearidade da dependência da perda de energia com o espaço percorrido.

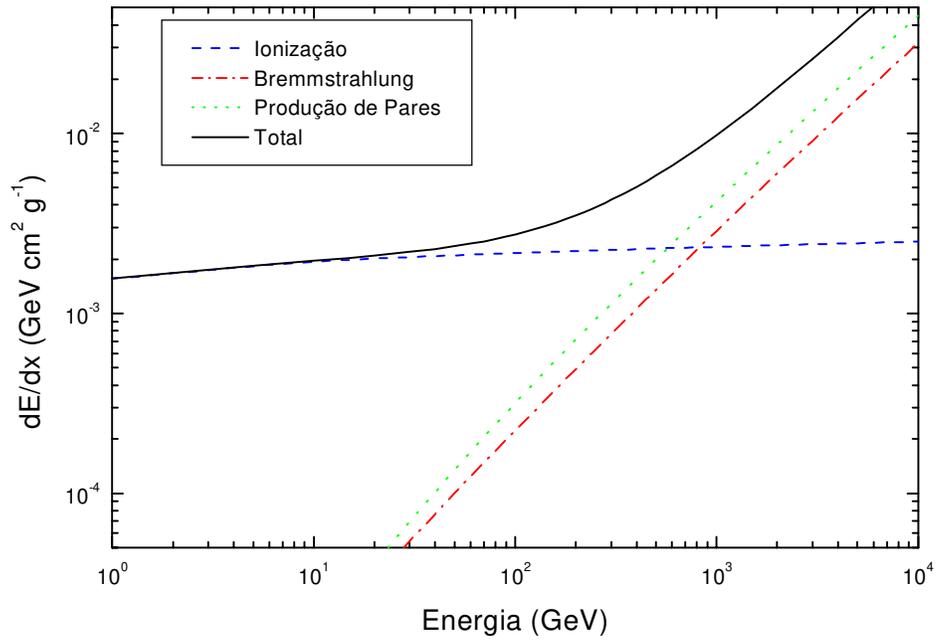


Figura 10 – Curva de perda de energia para o ferro

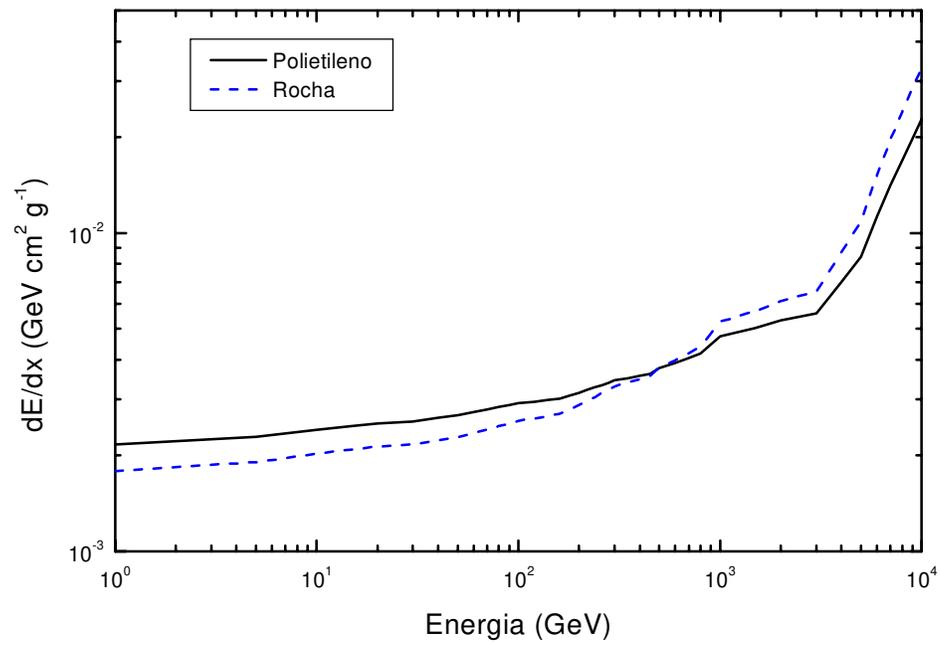


Figura 11 – Curvas de perda de energia para o polietileno e rocha *standard*

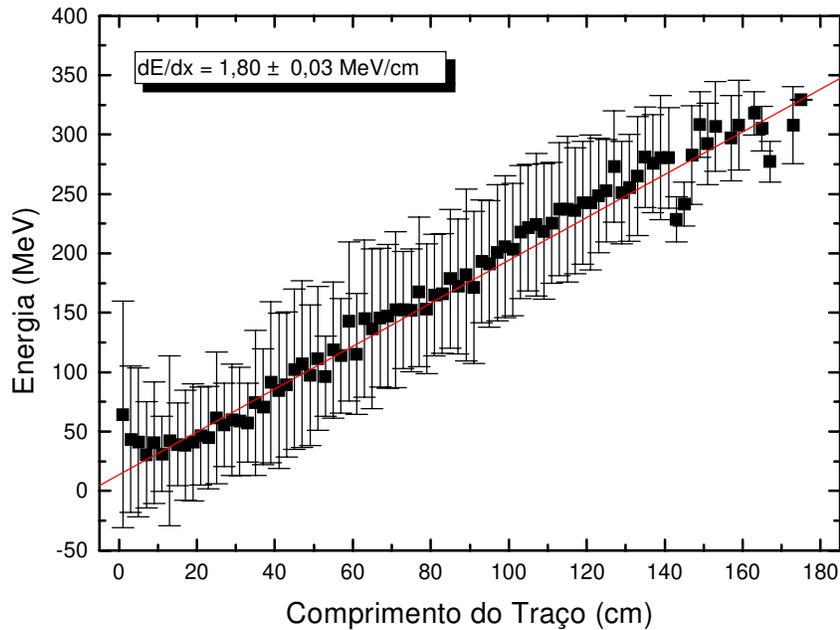


Figura 12 – Depósito de energia em função do comprimento do percurso do múon (traço) para um dos tanques do LVD

2.2 Fluxo e Espectro dos Múons da Radiação Cósmica

Múons são produzidos pela interação da radiação cósmica primária com os átomos da atmosfera, via o decaimento de píons carregados, e seu fluxo forma, junto ao dos neutrinos, a componente penetrante da radiação cósmica secundária. A observação destes múons da radiação cósmica se dá desde o início da década de 30, e seu fluxo é muito bem conhecido.

2.2.1 Fluxo ao nível do mar

O fluxo[†], ao nível do mar, é dependente do ângulo zenital, sendo modulado pela combinação dos efeitos de perda de energia e da vida média do múon. É, todavia, isotrópico em azimute, tendo sua intensidade descrita por:

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta \quad (26)$$

Onde $I_0 = 0,83 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

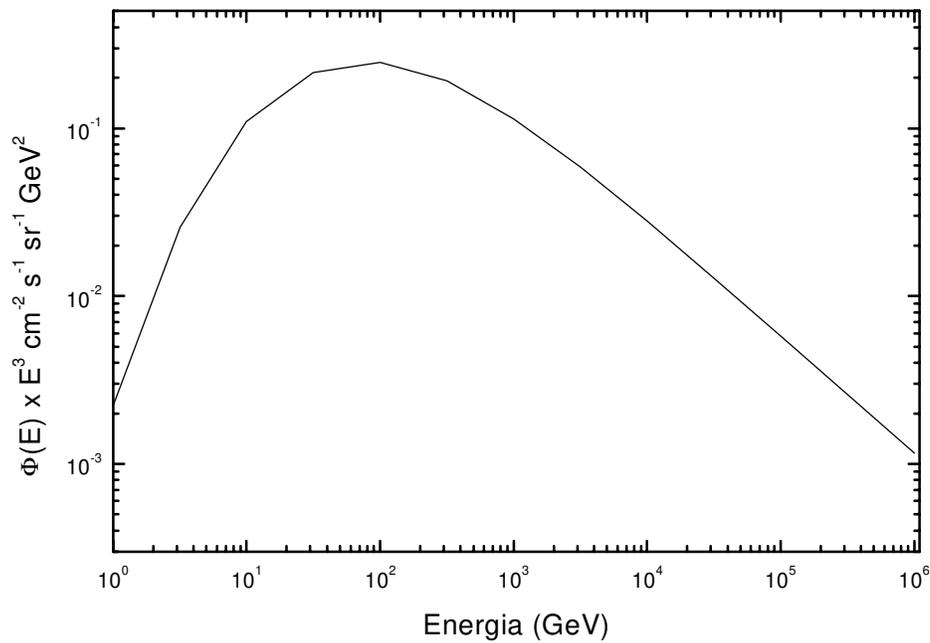


Figura 13 – Fluxo ao nível do mar de múons verticais em função da energia

O espectro energético dos múons ao nível do mar pode ser visto na figura 13, construído com base nos resultados do cálculo feito por P. Lipari^[24], várias outras estimativas teóricas para o fluxo de múons foram realizadas, todas concordando muito bem. As medidas experimentais confirmam as previsões teóricas no intervalo de energia estudado (1 GeV ~ 1 TeV), como podemos ver na figura 14, uma compilação de resultados feita por Bugaev et al^[71].

† Nos referimos à soma dos fluxos de múons e antimúons ($\mu^- + \mu^+$)

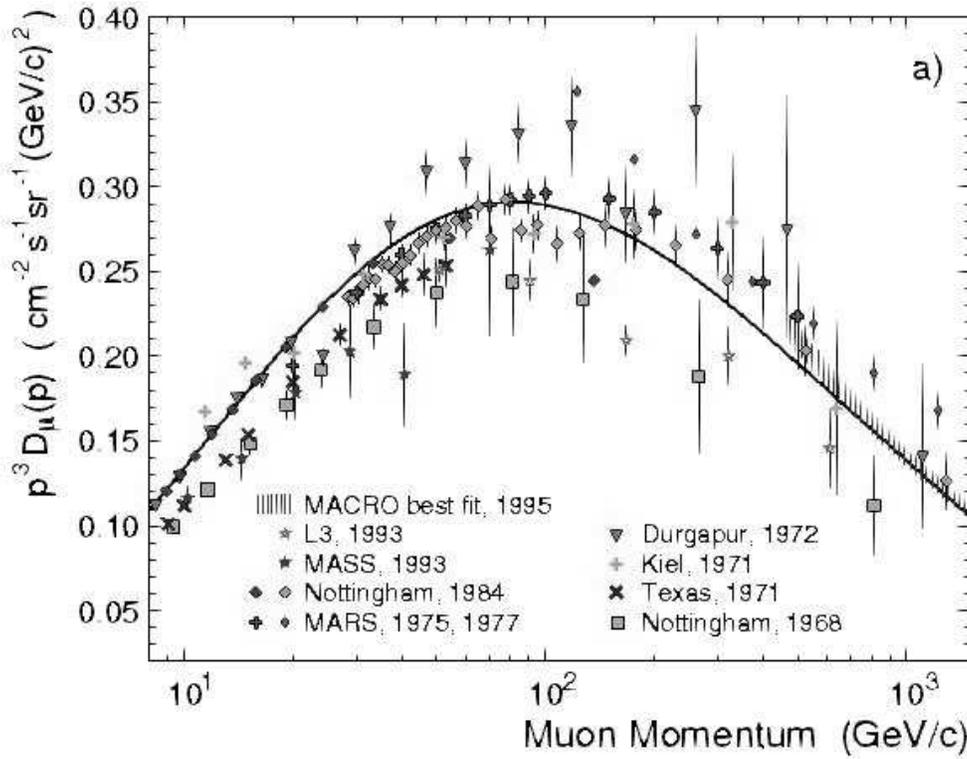


Figura 14 – Compilação de medidas experimentais do fluxo vertical de múons ao nível do mar, a linha sólida é a estimativa teórica

2.2.2 Fluxo Subterrâneo

O fluxo muônico subterrâneo apresenta duas componentes: $I^{(\mu)}$ é o fluxo devido aos múons produzidos na atmosfera e $I^{(\nu)}$ o fluxo induzido por neutrinos. Assim, o fluxo total é dado por:

$$I = I^{(\mu)} + I^{(\nu)} \quad (27)$$

O fluxo de múons produzidos na atmosfera é dependente do ângulo zenital na medida em que, para ângulos maiores, maior quantidade de matéria é atravessada e portanto mais múons são absorvidos. Se considerarmos que a absorção é proporcional à exponencial da quantidade de matéria atravessada e que $I^{(\nu)}$ é independente de θ , temos que:

$$I(\theta) = A_0 \cos^2(\theta) e^{-\sec\theta} + I^{(\nu)} \quad (28)$$

Medidas efetuadas no LVD do fluxo de múons resultaram em $A_0 = 1,8 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ e $I^{(\nu)} = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Além do fluxo induzido por neutrinos, a observação de múons a grandes profundidades permite obter limites acerca do fluxo originado do decaimento de mésons charmosos (D^\pm , D^0 , Λ_c^+ , etc...). Se tiverem energia inferior a 1.000 TeV, estas partículas decaem quase instantaneamente ($\tau < 10^{-12}$ s) em múons e outras partículas, por isto, múons originados neste processo são conhecidos como *prompt* múons (PM). Este fluxo apresenta algumas características interessantes: por decaírem muito rapidamente, os mésons não tem tempo de perderem energia e desta forma os PM apresentam um espectro energético muito semelhante ao da radiação primária. Também é esperado que tenhamos uma independência do ângulo zenital, em virtude das altas energias envolvidas. Várias estimativas teóricas do fluxo de PM foram feitas^[72,73,74,75] e apresentam diferenças de até duas ordens de magnitude, assim, a energia a partir da qual o fluxo de PM se torna preponderante com relação ao fluxo originado por píons e káons, segundo estas estimativas, varia de aproximadamente 20 TeV a 10^3 TeV.

Na figura 15, mostramos a relação intensidade versus profundidade para o experimento LVD. As curvas vistas no gráfico são previsões teóricas feitas por Bugaev et al.^[71], considerado o fluxo originado pelo decaimento de píons e káons (π, K – muons), por interações de neutrinos (I_μ^V), e por *prompt* múons (PM), sendo que a siglas RQPM e VFVS se referem aos modelos utilizados para o cálculo do fluxo de PM. O primeiro, *Recombination Quark-Parton Model*, parte da hipótese que os primários contêm uma componente charmosa intrínseca (componente de Fock)^[76], o segundo é um modelo semi-empírico, que faz uso de parâmetros obtidos em aceleradores extrapolados às energias da radiação cósmica, a sigla se refere aos autores (Volkova, Fulgione, Galeotti e Saavedra^[74]). O fluxo é melhor descrito pela soma do fluxo originado do decaimento de píons e káons ao fluxo originado por neutrinos. A confirmação da observação do fluxo de PM é prematura e depende do aumento do número de eventos a grandes ângulos zenitais.

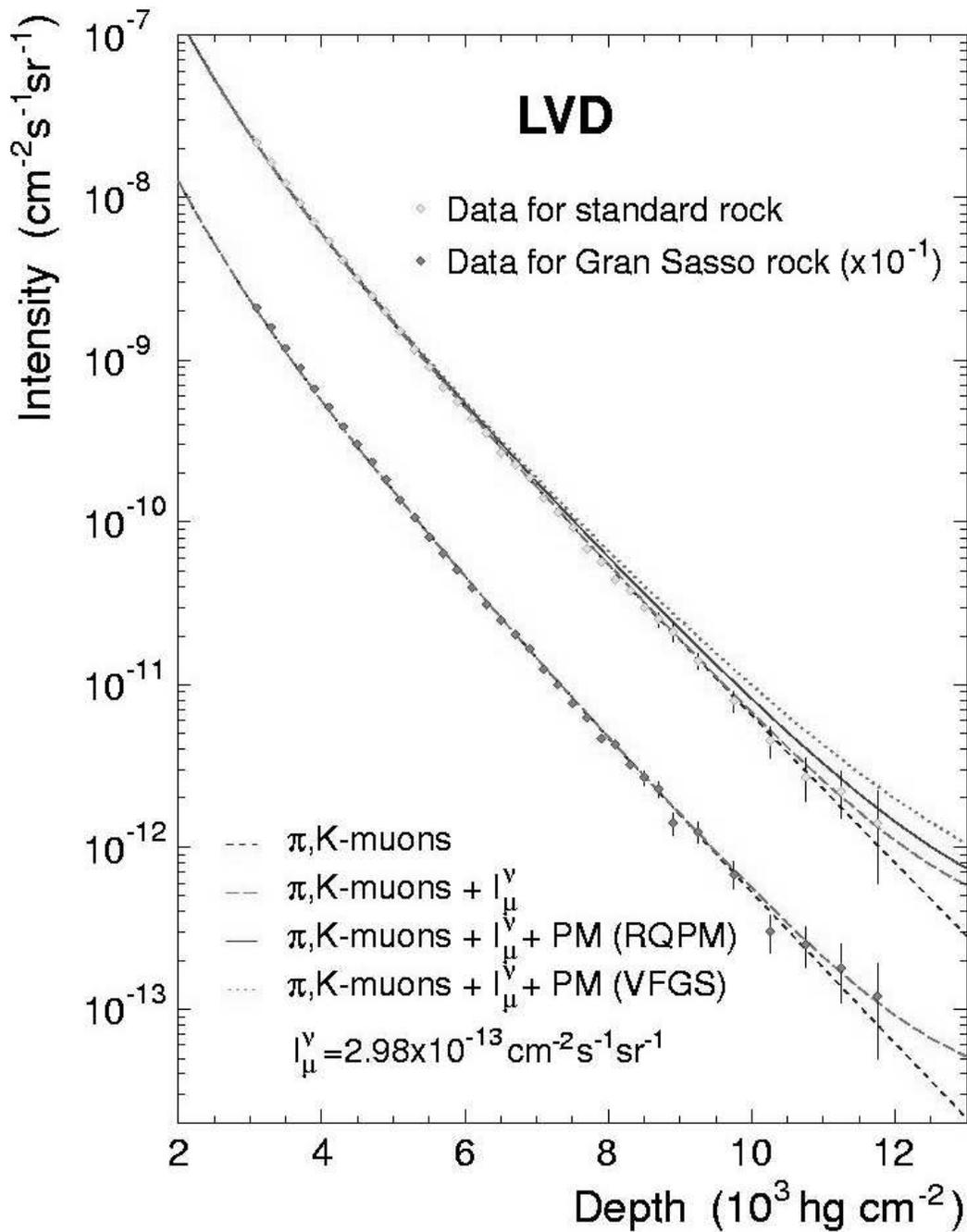


Figura 15 – Relação entre intensidade e profundidade para o fluxo de múons no LVD (ver texto acima para legenda das curvas)

O espectro de energia dos múons que atingem uma determinada profundidade pode ser calculado utilizando as fórmulas de perda de energia da seção 2.1. A energia de um múon, com energia inicial E_0 , a uma profundidade X é dada por:

$$E(X) = (E_0 + \alpha\xi)e^{-X/\xi} - \alpha\xi \quad (29)$$

Com $\alpha \cong 2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$ e $\xi \cong 2,5 \times 10^5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$.

O espectro de energia a esta profundidade é:

$$\frac{dN(X)}{dE} = \frac{dN}{dE_0} \frac{dE_0}{dE} = \frac{dN}{dE_0} e^{X/\xi} \quad (30)$$

Desta forma, podemos aproximar o espectro de energia ao nível do mar como uma potência de E_0 , teremos:

$$\frac{dN}{dE_0} = \frac{d(kE_0^{-\gamma})}{dE_0} = -\gamma k E_0^{-\gamma} \quad (31)$$

Como queremos o espectro à profundidade X , usando a expressão (29), concluímos que:

$$\frac{dN(X)}{dE} = -\gamma k [(E + \alpha\xi)e^{X/\xi} - \alpha\xi]^{-\gamma} e^{X/\xi} \quad (32)$$

Medidas diretas do espectro de energia dos múons no laboratório do Gran Sasso foram feitas pelo experimento MACRO^[77]. Foi utilizado um detector de radiação de transição (TRD). Esta radiação, emitida na região dos raios X, ocorre quando uma partícula ultra-relativística atravessa a interface entre dois meios de propriedades dielétricas diferentes. Sua característica dependência com o fator γ de Lorentz permite que se meça diretamente a energia da partícula. Na figura 16, vemos o espectro diferencial de energia medido pelo TRD, obtido para múons com ângulo zenital inferior a 45° . Na figura 17, vemos a energia média em função da profundidade.

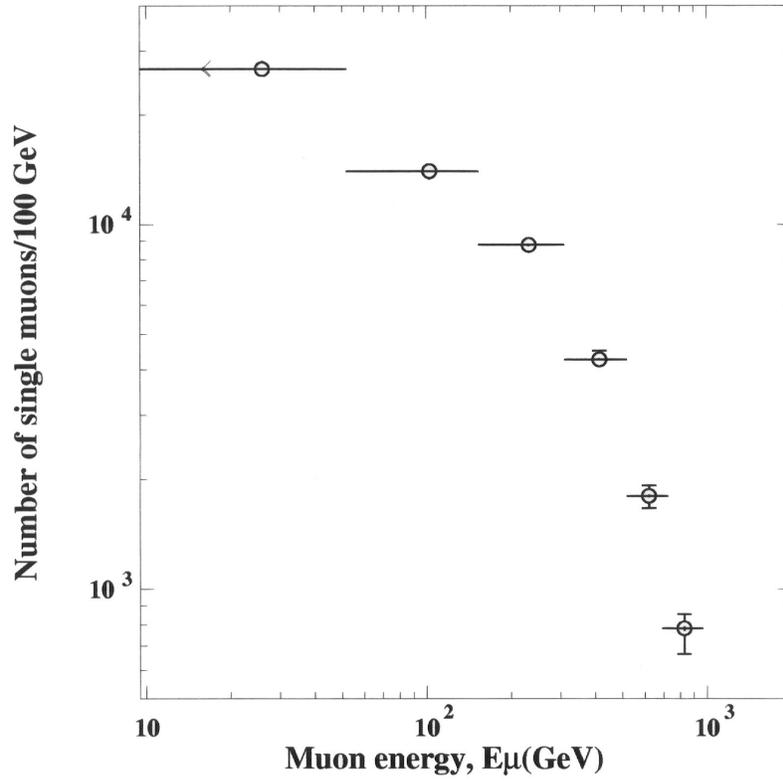


Figura 16 – Espectro diferencial de energia para múons com ângulo zenital $< 45^\circ$

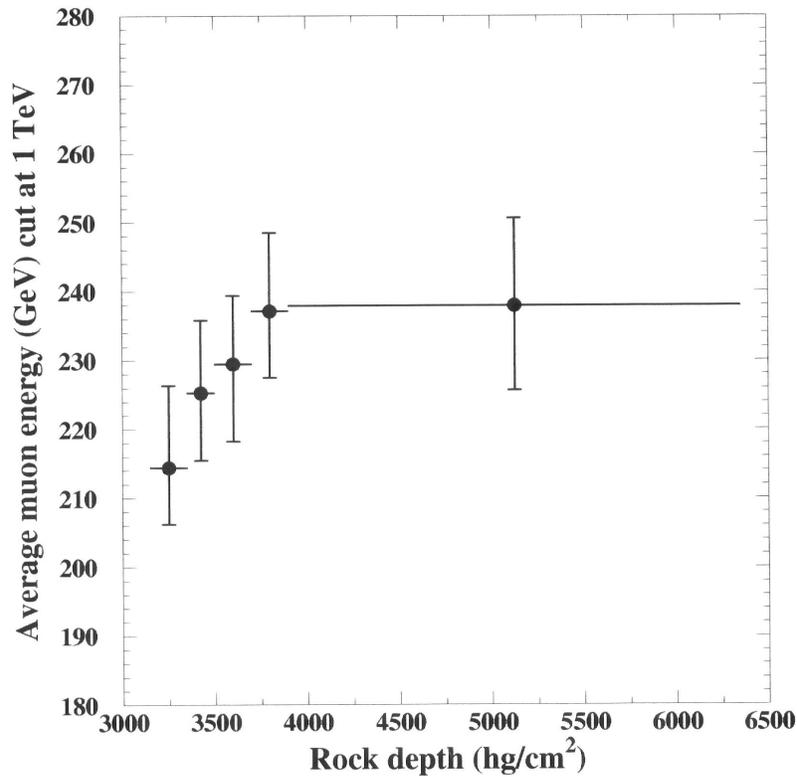


Figura 17 – Energia média dos múons em função da profundidade, calculada para a rocha *standard*, a energia máxima para o cálculo da média é de 1 TeV, limitação imposta pelo TRD.

2.3 Múons Produzidos por Neutrinos Atmosféricos

A primeira observação direta de múons produzidos pela interação de neutrinos atmosféricos foi feita por M. F. Crouch^[78] e seu grupo em 1978. O experimento subterrâneo, um detector que combinava cintiladores líquidos e *flash-tubes*, mediu um excesso no fluxo de múons com direção próxima à horizontal, verificou-se também que o fluxo independia do ângulo zenital, sendo identificado portanto como originado de interações do fluxo praticamente isotrópico de neutrinos atmosféricos.

Experiências atuais, com maior resolução temporal, são capazes de determinar o sentido da trajetória das partículas, sendo capazes, portanto, de observar múons produzidos por neutrinos não apenas na horizontal, como também quando os múons provêm do interior da terra, os *upward-going* múons. O interesse na detecção destes múons se deve em grande parte à ampla faixa de distâncias percorridas (10 km ~ 12.000 km) pelos neutrinos que produzem os *upward-going* múons, como podemos ver na figura 18, o que faz deles instrumentos ideais no estudo de oscilações neutrínicas (ver seção 1.2). Além disso, por guardarem alguma informação acerca da direção original do neutrino, podem ser usados nos estudos de anisotropia e fontes cósmicas de neutrinos.

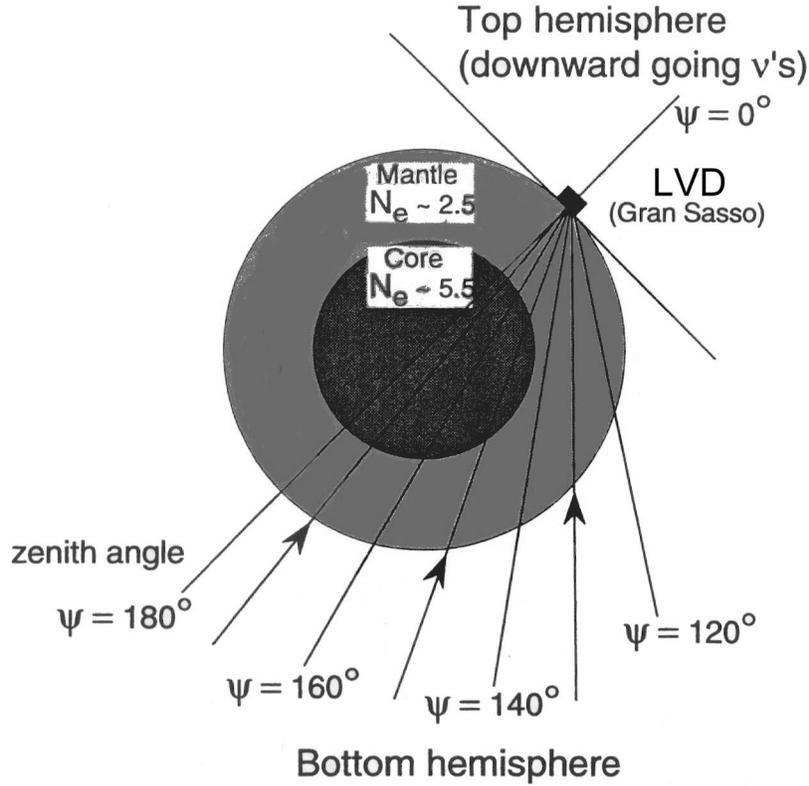


Figura 18 – Trajetórias ao longo da terra para diversos ângulos de chegada dos neutrinos

Múons são produzidos por neutrinos ao interagirem com nucleôns (N) da rocha em reações do tipo:



O cálculo do número de *upward-going* múons passa pela estimativa do fluxo de ν_μ , sua seção de choque para a produção de múons e pela propagação dos múons através da rocha. Uma equação dando conta destes processos é:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = \int_{E_\mu}^{\infty} \left(\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right) \left[\frac{dP(E_\nu)}{dE_\nu} \right] dE_\nu \quad (34)$$

O primeiro fator da integral dá conta do espectro dos neutrinos, enquanto o segundo é a probabilidade que um neutrino, com trajetória passando pelo detector, produza um múon com energia no intervalo $[E_\mu, E_\mu + dE_\mu]$, cujo cálculo depende só da física das interações de neutrinos e da propagação do múons na matéria. Este termo é dado por:

$$\frac{dP(E_\nu)}{dE_\nu} = \int_{E_\mu}^{E_\nu} \int_0^\infty N_A \frac{d\sigma}{dE'_\mu} g(X, E_\mu, E'_\mu) dX dE'_\mu \quad (35)$$

Onde $g(X, E_\mu, E'_\mu)$ é a probabilidade que um múon produzido com energia E'_μ , se encontre no intervalo $[E_\mu, E_\mu + dE_\mu]$ após perder energia, atravessando uma espessura X de matéria. O cálculo da seção de choque se encontra na referência [79] e seu gráfico pode ser visto na figura 19.

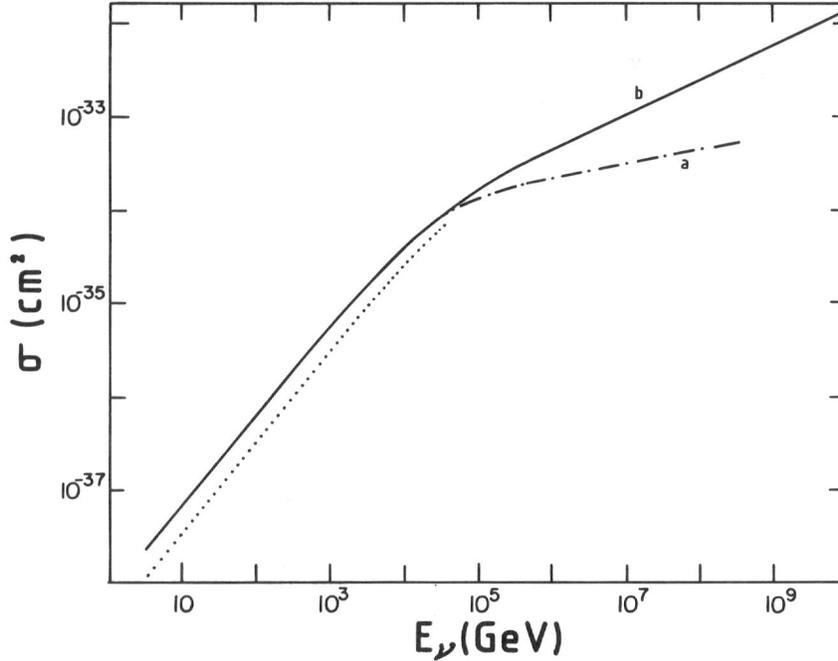


Figura 19 – Seção de choque para a reação [33], a linha sólida refere-se a neutrinos e a pontilhada a antineutrinos. A legenda **a** significa que a seção de choque foi calculada para funções de estrutura independentes do momento transferido ao quadrado (Q^2) enquanto a outra (**b**) para funções dependentes.

O cálculo da seção de choque permite que saibamos a direção média com que é emitido o múon produzido na reação (33). Uma fórmula útil^[80], válida para energias no intervalo [10 GeV, 3 TeV], que nos permite calcular o valor médio do quadrado da diferença de direção entre o múon e o neutrino, pode ser vista abaixo. O gráfico pode ser visto na figura 20.

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \cong \sqrt{\frac{m_p}{E_\nu}} \quad \text{rad.} \quad (36)$$

Onde m_p é a massa do próton. Esta aproximação permite que conheçamos os erros cometidos na procura de fontes de neutrinos cósmicos a partir da observação do fluxo de múons ascendentes.

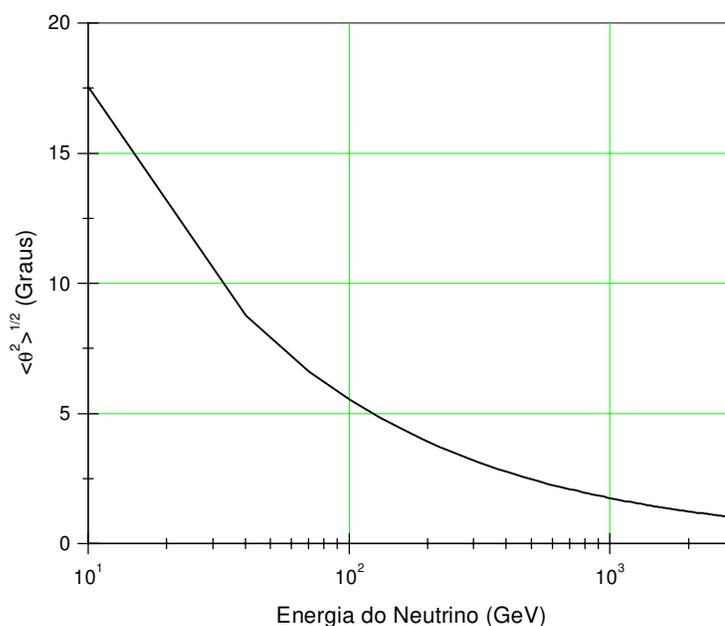


Figura 20 – Valor médio do ângulo formado pela direção do múon emitido e a direção do neutrino que o produziu.

Introduzidas algumas simplificações[†], podemos calcular o fluxo de *upward-going* múons originados por neutrinos atmosféricos, obtendo o valor de $1,4 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Um valor muito próximo àquele obtido pelo LVD para o fluxo de múons próximos à horizontal, que é de $3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

O número de múons ascendentes no LVD pode ser estimado facilmente a partir da intensidade calculada. A aceitância (A) de uma torre do LVD para fluxos isotrópicos foi estimada em $1.700 \text{ m}^2 \text{ sr}$, de modo que a frequência destes múons, considerando que venham de meio hemisfério apenas e que a eficiência de detecção de múons no LVD seja de 100%, é de:

[†] O cálculo completo poder ser visto em Cosmic Rays and Particle Physics, T. C. Gaissen, pág. 107

$$f_{\mu_{up}} = \frac{AI_{\mu}^V}{2} = \frac{(1,7 \pm 0,05) \times 10^7 (3 \pm 1) \times 10^{-13}}{2}$$

$$f_{\mu_{up}} \cong (2 \pm 1,85) \times 10^{-6} \frac{\mu_{up}}{s} = 63 \pm 58 \frac{\mu_{up}}{\text{ano}} \quad (37)$$

Outra grandeza relevante é a razão entre o número de múons da radiação cósmica, que no LVD são observados com uma frequência de aproximadamente 2 ev/min, e os *upward-going* múons, que pode ser interpretada como uma razão sinal-ruído. Esta nos dá um valor da ordem de 1 múon ascendente para cada 10^4 múons com trajetória usual. Usaremos frequentemente este número ao longo desta tese como estimativa da relação sinal-ruído.

Completando nossa caracterização dos múons induzidos por neutrinos atmosféricos, apresentamos na figura 21 seu espectro de energia, calculado por P. Lipari^[81]. Seu cálculo usa dois métodos diferentes. Um, método I, utiliza o formalismo de espalhamento inelástico profundo (*Deep Inelastic Scattering* – DIS) para o cálculo de todos os canais possíveis de produção de múons por neutrinos. No segundo, método II, o espalhamento quase-elástico e a produção de 1 pión (*single pión*) são tratados separadamente, enquanto todos os canais restantes pelo formalismo DIS. No gráfico, são vistos os espectros calculados segundo os dois métodos. A linha pontilhada refere-se à contribuição dos canais calculados pelo formalismo DIS para o espectro calculado no formalismo II. A diferença nos espectros a baixas energias poderia ser observada, sustenta o autor, medindo o razão entre o fluxo de múons ascendentes que param no detector (*stopping upward-going* múons) e aqueles que o atravessam (*passing upward-going* múons).

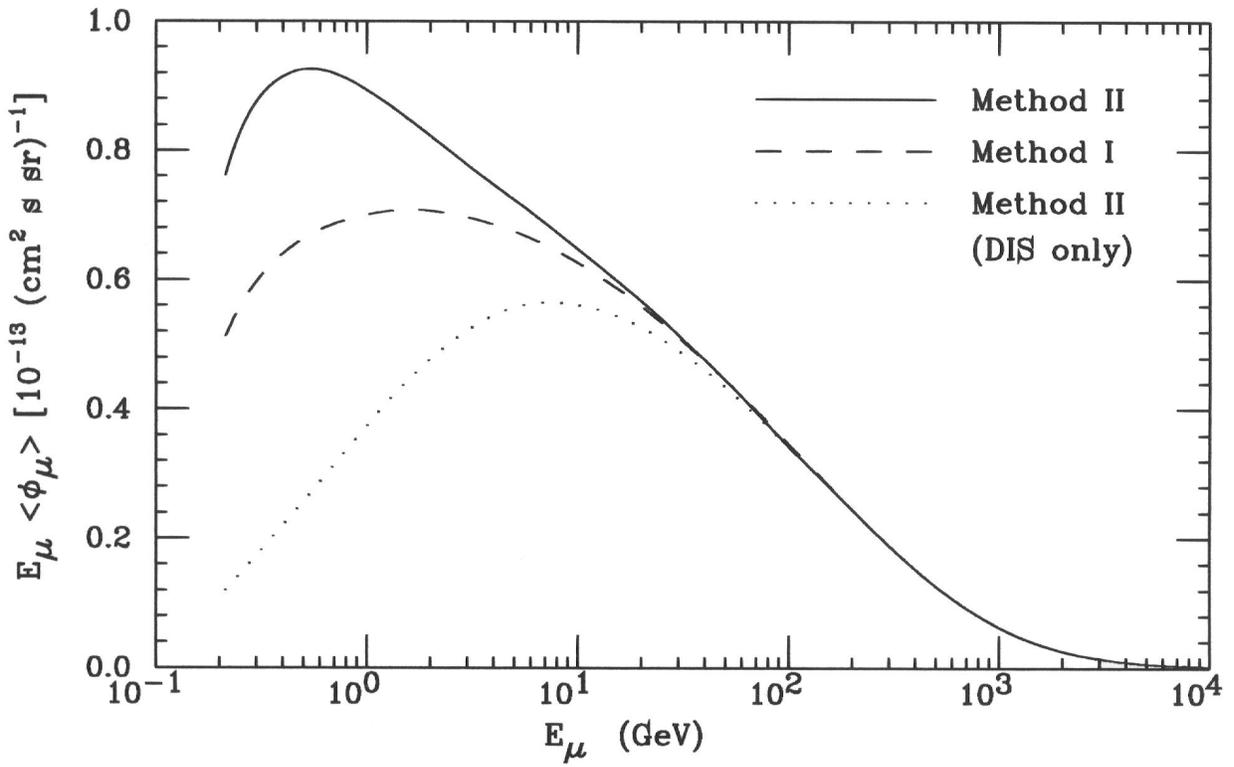


Figura 21 – Espectro de energia dos *upward-going* múons. Ver texto para descrição da legenda.

Capítulo 3

O Experimento LVD

O experimento LVD é uma das principais experiências atualmente em funcionamento nos Laboratórios Nacionais do Gran Sasso (LNGS). Os laboratórios se localizam próximos à cidade de L'Aquila, região dos Apeninos centrais na Itália. São compostos de três grandes salas escavadas na rocha sob o maciço do Gran Sasso (cume monte Corno Grande, 2912 m), cujo acesso é feito por meio de um túnel de 12 km de extensão, que atravessa todo o maciço e faz parte da auto-estrada que liga Roma à Teramo, localizando-se a 6 km da entrada do túnel (figura 22).

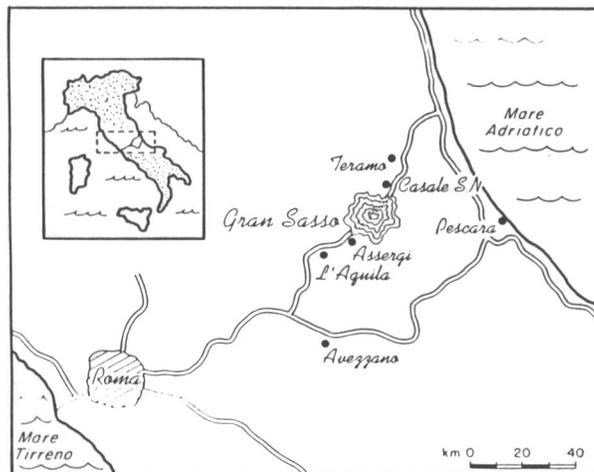


Figura 22 – Localização do laboratório

As salas subterrâneas se encontram a 963 metros acima do nível do mar sob uma camada de rochas que tem espessura média de 1300 m. A rocha é constituída predominantemente de CaCO_3 , tendo uma densidade média de $2,71 \text{ g/cm}^3$, portanto o laboratório está a uma profundidade média de 3600 metros de água equivalente. Outra característica importante da rocha que compõe o maciço é a sua baixa radioatividade natural que nos permite trabalhar com limiares de detecção mais baixos.

O LVD ocupa a sala A do laboratório (figura 23), dividindo-a com GALLEX^[82], um experimento de detecção de neutrinos solares. Outros experimentos importantes encontram-se em andamento no laboratório do Gran Sasso. Na sala B funciona MACRO^[83] (Monopole and Cosmic Rays Observatory), na sala C temos BOREXINO^[84], também um experimento de neutrinos solares, e ICARUS^[85] (Imaging Cosmic And Rare Underground Signal) um experimento com múltiplos propósitos, utilizando uma técnica revolucionária de identificação de traços no argônio líquido, atualmente em fase de testes. Funcionam também outros experimentos menores, como os de duplo decaimento beta e procura de matéria escura não bariônica. Completando o complexo de laboratórios, temos a experiência de chuvereiros atmosféricos EAS-TOP^[86], localizada diretamente sobre os laboratórios subterrâneos, no platô de Campo Imperatore à 2000 metros de altitude (figura 24).

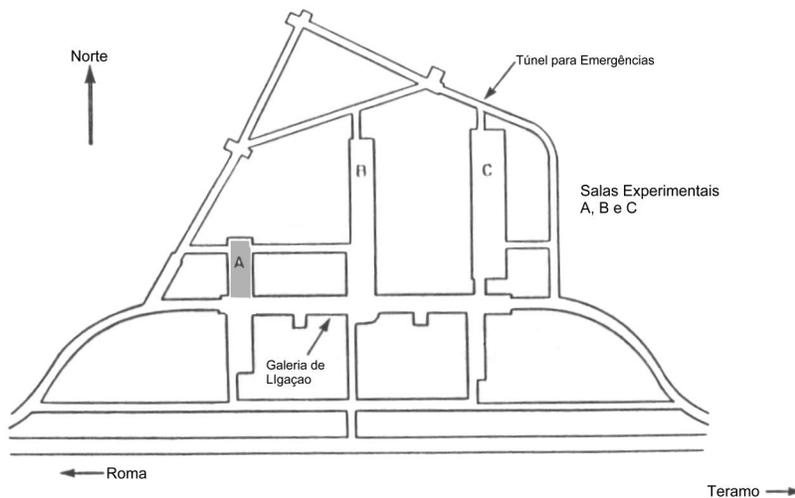


Figura 23 – Disposição das salas (a área ocupada pelo LVD está em cinza)

3.1 Características físicas do detector

O experimento LVD é composto por vários módulos independentes arranjados em uma estrutura metálica. O módulo detector básico é um tanque de aço inoxidável ($1,0 \times 1,0 \times 1,5 \text{ m}^3$) cheio de cintilador líquido e visto por três fotomultiplicadoras (modelo FEU-49B, com diâmetro de 15 cm). As fotomultiplicadoras estão colocadas no centro da face superior do tanque, dispostas ao longo do eixo maior, distantes 37,5 cm uma da outra. O tanque tem suas paredes recobertas por mylar aluminizado, cuja refletividade é de aproximadamente 90%, para otimização da coleta da luz de cintilação.

Oito módulos, em duas fileiras de quatro, colocados em uma estrutura de ferro chamada porta-tanque ($1,5 \times 2,2 \times 6,2 \text{ m}^3$), formam um conjunto de detectores que aqui chamaremos simplesmente de porta-tanque. Estes porta-tanques são arranjados em cinco colunas, com oito planos nas três colunas centrais e sete nas laterais, geometria determinada pelo formato da sala (figura 25). Este conjunto de porta-tanques é chamado de torre ($13,1 \times 12,0 \times 6,2 \text{ m}^3$), portanto cada torre contém 38 porta-tanques, num total de 304 tanques. Complementando os tanques, a experiência conta com tubos *streamers* para tracejamento. Os tubos têm seção reta de 1 cm^2 e comprimento de 6,57 m. Os tubos são montados em L formando uma estrutura que envolve os porta-tanques de modo a termos planos verticais e horizontais contínuos. Na figura 26, temos uma visão do detector, apresentando os porta-tanques e o módulo de *streamers* em L. O projeto do LVD prevê a construção de cinco torres, formando um detector com volume sensível de 1824 toneladas. Os demais números da experiência estão listados na tabela 4.

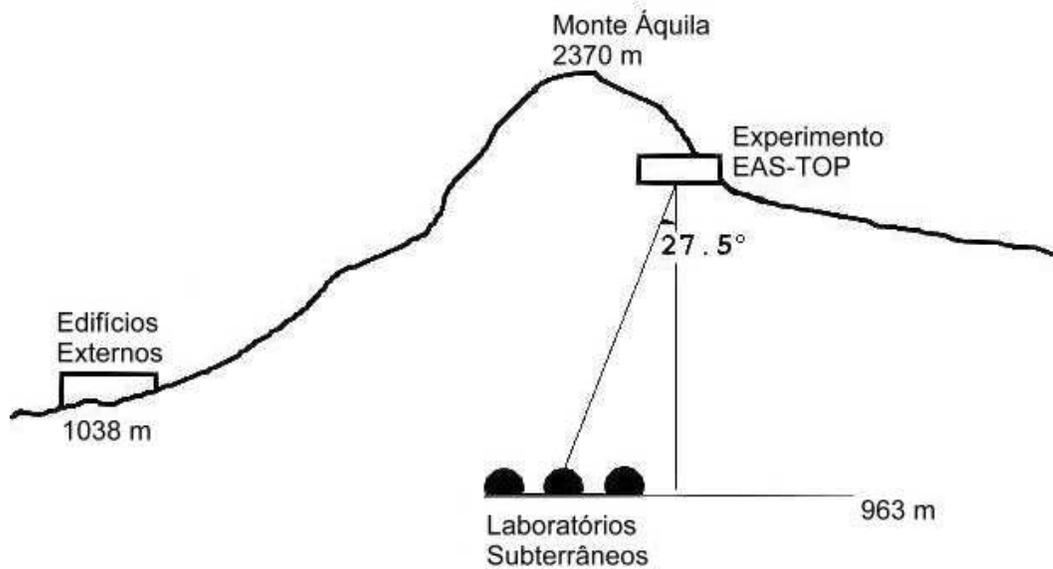


Figura 24 – Relevo de Campo Imperatore e posição dos laboratórios subterrâneos

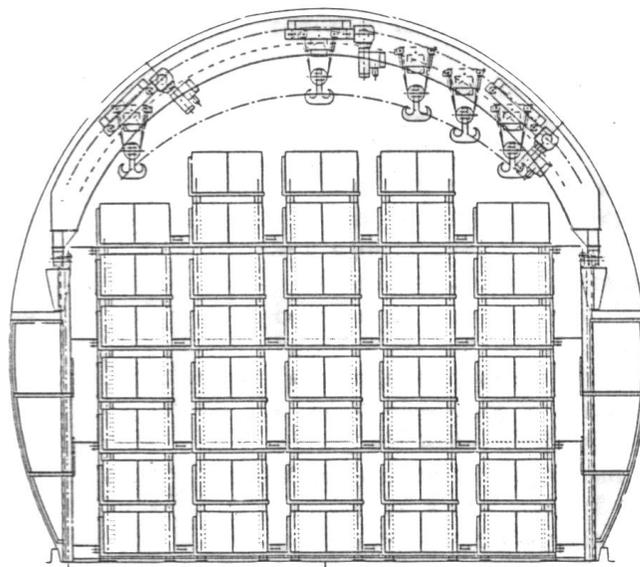


Figura 25 – Seção reta de uma torre, mostrando a estrutura dos planos

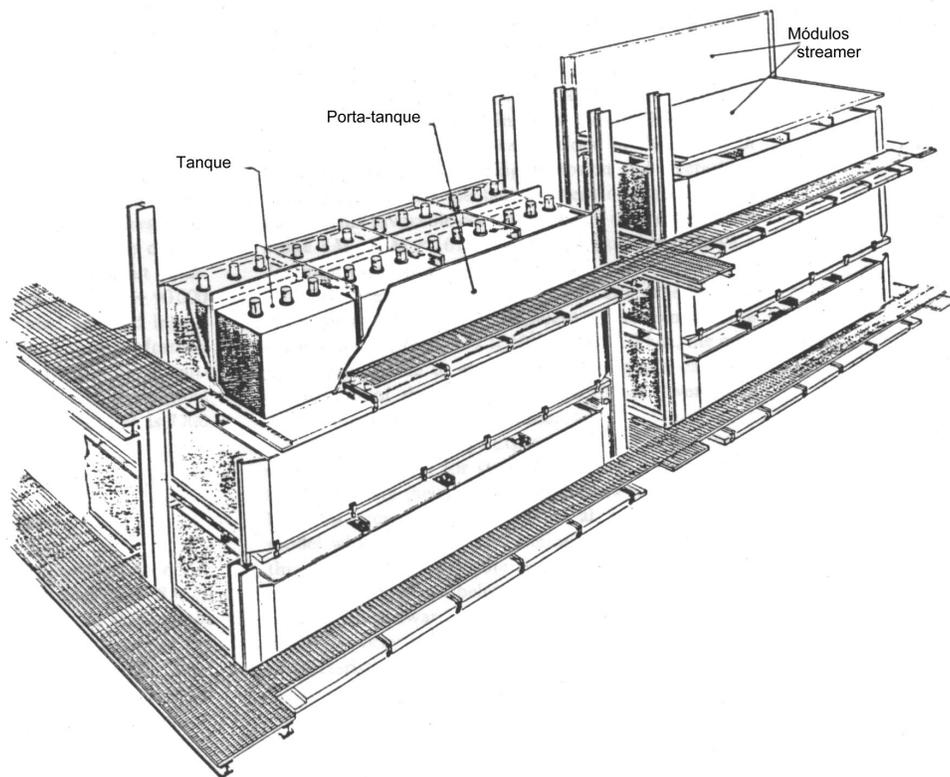


Figura 26 – Porta-tanques e módulos streamer

Dimensões (m)	13.11 x 39.30 x 11.96
Número de tanques	1520
Número de tanques internos	972
Número de fotomultiplicadoras	4560
Número de tubos <i>streamer</i>	20000
Massa de cintilador (ton)	1824
Massa central (ton)	1166
Número de prótons livres	1.7×10^{32}
Número de elétrons	6.3×10^{32}
Número de núcleos de ^{12}C	7.6×10^{31}
Aceitância ($\text{m}^2 \text{sr}$)	~ 5500
Limiar de detecção (MeV)	~ 4
Resolução em energia	$\pm (10 \div 15) \%$
Resolução angular de <i>tracking</i> (mrad)	< 4

Tabela 4 Características do LVD

Na tabela acima, diferenciamos tanques internos como sendo aqueles que não têm contato direto com as paredes da galeria, desta forma, massa central se refere à massa destes tanques. Além da blindagem natural exercida pelas rochas do maciço, no piso da galeria existe uma camada de ferro e parafina de bórax. O efeito desta blindagem pode ser visto no gráfico de contagens em função da altura do tanque, medida em planos (figura 27). Também se nota neste gráfico o efeito de blindagem exercido pelos próprios planos de tanques, com o mínimo de contagens acontecendo aproximadamente no centro do aparato.

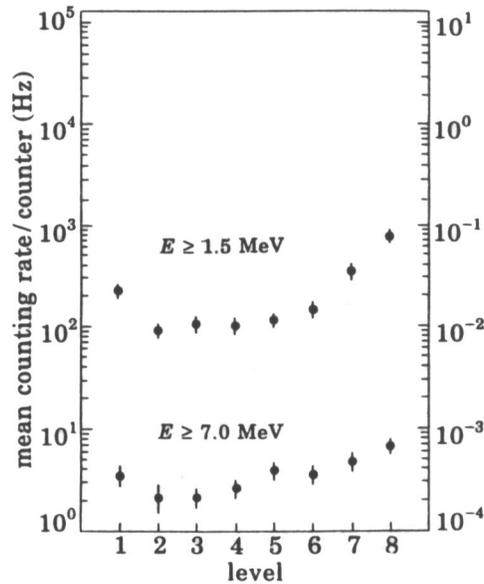


Figura 27 – Média da frequência de contagens para $E \geq 1,5$ MeV (contagens na ordenada esquerda) e $E \geq 7$ MeV (ordenada direita), em função da posição do tanque na torre (altura em planos)

3.2 Grupo Cintilador

O cintilador líquido ($\rho = 0,8 \text{ g/cm}^3$), principal alvo de interação dos neutrinos, tem composição C_nH_{2n+2} ($\langle n \rangle = 9,6$), misturado com um ativador POP (1,0 g/l) e um deslocador de comprimento de onda POPOP (0,03 g/l) com pico de emissão em $\lambda = 420 \text{ nm}$. O cintilador tem tempo de decaimento de 5 ns, comprimento de atenuação de 20 m ($\lambda = 420 \text{ nm}$), índice de refração de cerca 1,50, resolução de energia de $20\%/\sqrt{E}$ com a produção de 5 fotoelétrons por fototubo para cada MeV de energia depositada. O contato óptico dos fototubos com o cintilador é feito através de uma janela de plexiglass. Na figura 28 vemos como é feito o contato óptico e a disposição das três fotomultiplicadoras no tanque.

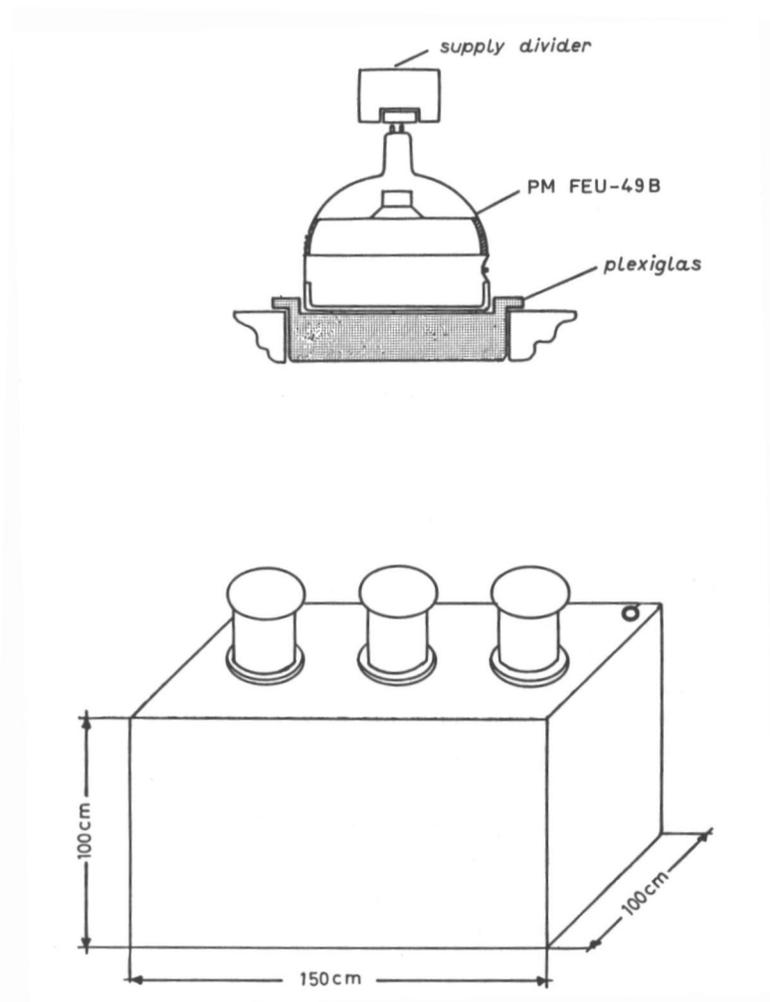


Figura 28 – Contato óptico e disposição das fotomultiplicadoras nos tanques do LVD

O ganho das fotomultiplicadoras é de $10^5 \sim 10^6$, sendo a tensão de cada fototubo ajustada de modo que a resposta seja uniforme em todo o tanque. Isto é feito usando-se uma fonte radioativa (^{60}Co), colocada em pontos pré-determinados no tanque.

3.2.1 Medida da eficiência de detecção

O principal canal de detecção de neutrinos provenientes de colapsos estelares é a reação de decaimento beta inverso, seguida da captura do nêutron:



Na figura 29, temos a curva de termalização dos nêutrons e formação do deutério, com tempo característico de 170 μs , obtido a partir da inclinação da curva.

A eficiência do detector em observar o gama da desexcitação do deutério pode ser estimada, usando uma fonte de nêutrons. No LVD usamos uma fonte de ^{252}Cf . Nossa fonte sofre fissão espontânea a uma taxa de 6 eventos por minuto, emitindo em média 3,735 nêutrons por fissão. A fonte está acoplada a um detector semiconductor de silício (silicon surface barrier counter, SBC) em um recipiente de aço inoxidável, de modo que sempre que uma fissão ocorre temos um pulso do SBC. Para a determinação da eficiência do detector, colocamos a fonte no centro do tanque, através de um orifício na sua superfície, e observamos o número de sinais das fotomultiplicadoras em uma janela temporal de 640 μs aberta a partir de pulsos do SBC.

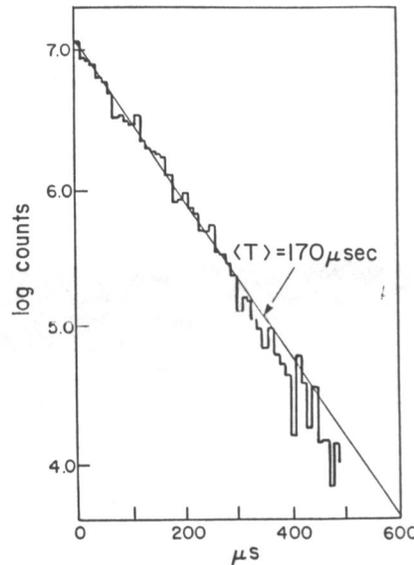


Figura 29 – Tempo de captura dos nêutrons no cintilador

O número por nós obtido revela uma eficiência de cerca de 70% para eventos no centro do tanque. Um dos métodos estatísticos utilizado para chegar a este número é o estudo da multiplicidade dos eventos, isto é, o número de pulsos na janela de 640 μs . Fazendo a aquisição de dados sem introduzirmos a fonte, obtemos a distribuição da multiplicidade dos eventos do fundo

(figura 30a). Esta distribuição é poissoniana, como esperado, com valor médio de $3,6 \pm 0,3$ pulsos, ou seja, em cada janela de $640 \mu\text{s}$, aberta por um *trigger* assíncrono, temos em média 3,6 eventos. Ao introduzirmos a fonte, passamos a ter uma superposição de duas fontes poissonianas, o fundo e o ^{252}Cf , que emite nêutrons poissonianamente com uma multiplicidade média de 3,735 nêutrons/fissão. Chamando de $P_f(n)$ a probabilidade de termos n pulsos devidos ao fundo e de $P_s(n)$ a probabilidade de termos n pulsos da fonte, a probabilidade total, $P_t(n)$, de termos uma multiplicidade de n pulsos é dada por:

$$P_t(n) = \sum_{k=0}^n \sum_{v=n-k}^{v_{\text{máx.}}} \binom{v}{n-k} \xi^{n-k} \xi^{v-n+k} P_f(k) P_s(v) \quad (39)$$

Onde $v_{\text{máx.}} = 18$ é a máxima multiplicidade observada. Notemos que o único parâmetro livre é a eficiência ξ de detecção dos nêutrons. Na figura 30b vemos a distribuição da multiplicidade dos eventos com a fonte no interior do tanque. O ajuste da distribuição, utilizando a fórmula 39 nos dá $\xi = 72,5 \pm 0,4\%$.

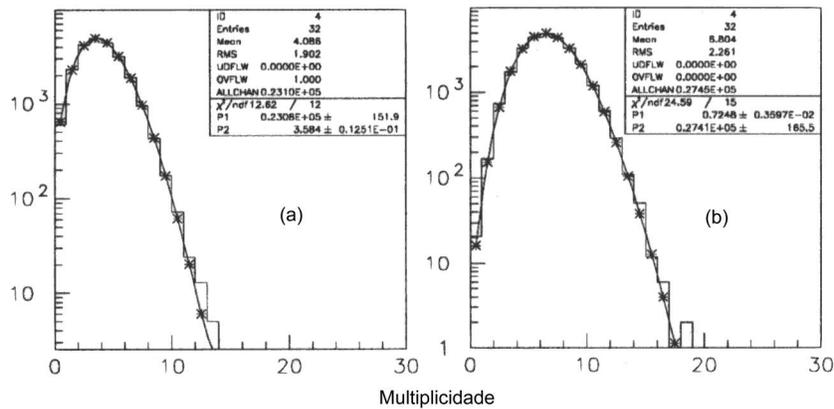


Figura 30 – Multiplicidade: (a) fundo, (b) fundo + fonte

3.2.2 Eletrônica e Trigger

A eletrônica de *trigger* e aquisição de dados do LVD acompanham, o *design* da experiência, sendo altamente modular e utilizando o padrão CAMAC. Os dois módulos principais, que operam

aos pares, são o C-175 (discriminador) e o C-176 (ADC* e TDC†). Estes módulos foram projetados com base na eletrônica utilizada no experimento LSD, de modo a otimizar a detecção dos sinais do e^+ e dos gamas da reação (38).

Cada C-175 tem oito canais de entrada tripla correspondentes aos três fototubos de cada tanque, sendo responsável, portanto, pela discriminação dos sinais de um porta-tanque inteiro. Este módulo tem como característica principal operar com dois limiares distintos: um limiar alto (*High Energy Threshold*, HET), que, dependendo da posição do tanque (tanques externos trabalham com limiares mais altos), é normalmente mantido entre 4 e 6 MeV, e um limiar baixo (*Low Energy Threshold*, LET), mantido em 0,8 MeV.

O LVD divide cada torre em quatro quartos lógicos para efeito de *trigger*. O *trigger* básico é dado pela coincidência de sinais nos três fotomultiplicadores em um intervalo de 100 ns. Os sinais são então somados analogicamente e, caso superem o HET, é acionado o *trigger* geral da experiência. Este tipo de *trigger* é denominado de evento de *flag 1* ou muônico. Um evento *flag 1* habilita o LET dos C-175 do quarto de torre onde foi registrado o evento. O LET permanece habilitado em uma janela de 1 ms para o registro dos pulsos de baixa energia, como por exemplo, os gamas de 2,2 MeV da reação (39). Um evento com o LET habilitado é chamado de evento de *flag 0* ou neutrínico. Na figura 31, vemos o esquema de blocos de um canal do módulo C-175

* Analog to Digital Converter

† Time to Digital Converter

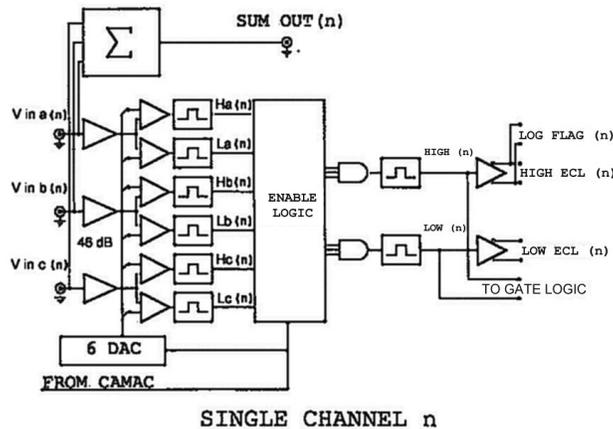


Figura 31 – Esquema de blocos de uma canal do C-175

Os sinais discriminados pelo C-175 (*flag 1* e *flag 0*) são enviados ao C-176 para medida de carga e tempo. Cada módulo possui oito entradas triplas correspondentes aos oito tanques de um porta-tanque, de modo que a digitalização de carga é feita por oito circuitos independentes. Já a digitalização de tempo é feita por um circuito que, devido à sua complexidade e características de operação, é único, sendo responsável pelos tempos de todo um porta-tanque. O pulso de *trigger* do C-175 ingressa em uma das entradas lógicas (denominada *gate*), habilitando duas operações: o início da integração dos pulsos na entrada analógica, para a determinação da carga do evento, e a leitura da outra entrada lógica que traz informação a respeito do caráter do evento: *flag 1* ou 0. A determinação da carga é feita pelos ADC's do C-176. São, na verdade, dois ADC's, operando conjuntamente, que trabalham em duas escalas diferentes. O primeiro satura em 224 pC e tem 4 regiões de linearidade, o segundo satura em 1008 pC e tem duas regiões de linearidade. A vantagem do uso de linearidade diferentes consiste em manter o erro relativo aproximadamente constante para todo o intervalo. Esta característica é muito interessante, pois trabalhamos com eventos de baixa energia, que precisa ser determinada com resolução suficiente para individualarmos os gamas de 2,2 MeV. Na tabela 5 temos as várias regiões de linearidade dos ADC's do C-176.

ADC	Intervalo de linearidade	pC / bin	Erro relativo (%)	Intervalo de carga (pC)
ADC 1	1	0.25	1.5	0 ÷ 15.75
	2	0.5	1	16.5 ÷ 48
	3	1	0.8	49 ÷ 112
	4	2	0.8	114 ÷ 240
ADC 2	1	4	0.8	244 ÷ 496
	2	8	0.8	504 ÷ 1008

Tabela 5 – Regiões de linearidade do C-176

O *trigger* causa também a leitura do instante do evento através do TDC. O digitalizador de intervalo de tempo é constituído de um contador binário de 21 *bits*, um registrador de fase e um contador do tipo Gray com 7 *bits*, perfazendo uma palavra de 29 *bits*. O contador Gray permite uma leitura instantânea de seu valor sem que seja necessário interromper a contagem, fornecendo, portanto, os bits mais baixos do TDC. A resolução temporal é de 12,5 ns, graças ao registrador de fase, já que operamos com um relógio de apenas 40 MHz. A palavra de 29 bits permite que trabalhem com um ciclo de 6,7108864 s, após o qual os tempos são zerados e o ciclo recomeça. A sincronização de todos os TDC's da experiência é feita através de um relógio externo, que envia um sinal à entrada *sync* dos C-176. Os sinais de sincronização são usados posteriormente na ordenação temporal dos eventos.

Os eventos lógicos do LVD são constituídos de uma sequência de impulsos, cada um correspondendo a um *trigger*, *flag* 0 ou 1. Um evento contém os dados do ADC (12 bits), TDC (29 bits), *flag* (1 bit) e identificador do tanque (3 bits). Esta informação é armazenada em *buffer*, tipo FIFO, capaz de conter 1024 destes eventos.

A eletrônica do LVD é complementada por alguns outros módulos, necessários para monitoramento da experiência e registro de eventos especiais. O C-205 é um ADC lento, utilizado em eventos raros com grande liberação de energia, como interações hadrônicas. O sinal de entrada é o de um dinodo intermediário dos fototubos. Os módulos C-257 e C-221 são utilizados no monitoramento do LVD. O C-257 é um contador de 24 bits com 16 canais, usado em medidas da

frequência de contagens de LET nos tanques. As curvas de linearidade do C-176 são construídas periodicamente, utilizando-se os pulsos produzidos pelo C-221, um DAC[†].

3.2.1 Calibração em energia

A conversão de canais de ADC em energia se faz através de uma relação linear do tipo:

$$E = aX + b \quad (40)$$

Onde E é a energia depositada no cintilador, X o valor dado pelo ADC (em canais), **a** e **b** parâmetros a serem determinados.

O parâmetro **b**, chamado de pedestal, é determinado pela leitura do valor fornecido pelo ADC na ausência de sinais externos e corresponde ao "zero" do instrumento.

A determinação do parâmetro **a** se faz através de múons que atravessam o aparato. A perda de energia dos múons no cintilador pode ser facilmente estimada. A energia média dos múons no LVD é de aproximadamente 200 GeV, e como vimos no capítulo 2, nesta região a perda de energia é praticamente independente da energia dos múons incidentes, dependendo apenas da quantidade de matéria atravessada e de suas propriedades. Desta forma, os múons depositam nos tanques uma quantidade de energia proporcional apenas ao comprimento do traço deixado no cintilador, que, segundo cálculos realizados é de 1,63 MeV/cm. Conhecendo-se a dependência angular do fluxo de múons, pode-se calcular o comprimento de traço mais provável e portanto a localização do pico energético no espectro dos múons. No LVD o pico está em 175 ± 5 MeV. Usando este dado, podemos encontrar o valor de **a**, e, com o parâmetro **b**, obtemos a relação que calibra os canais de ADC do experimento. Na figura 32, temos o espectro de um dos tanques do LVD com o pico dos múons.

[†] Digital to Analog Converter

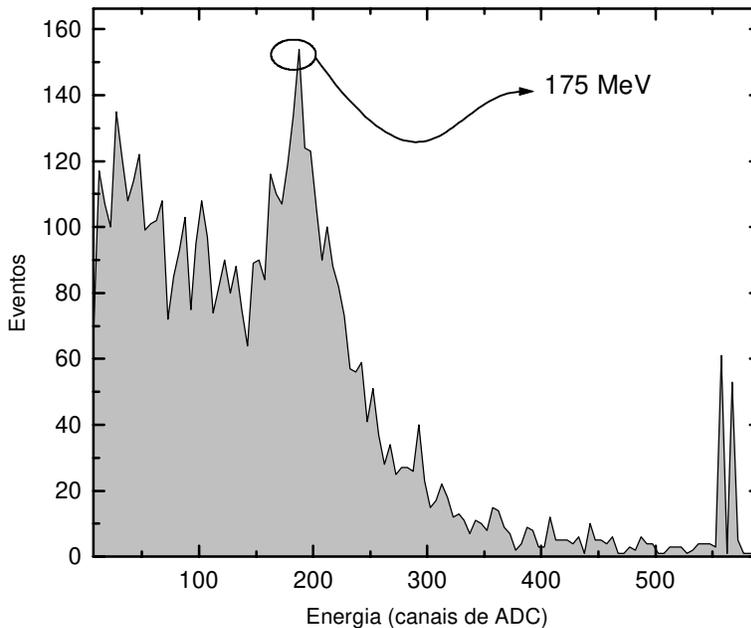


Figura 32 – Espectro energético dos eventos em um tanque do LVD

3.3 Tracking^[87]

Os tubos para *tracking* do LVD são os tubos standard produzidos em Frascati^[88] (6,3 m de comprimento), operando em modo *streamer* limitado. Os tubos são de PVC, e contêm, cada um, 8 células de 1 cm² de seção reta e recebem uma camada de pintura de grafite no seu interior. Os ânodos são fios de Cu-Be recobertos com prata, têm diâmetro de 100 µm, sendo mantidos no interior das células por suportes plásticos espaçados a cada 50 cm. O gás que preenche os tubos é uma mistura de argônio e isobutano em porcentagens de 25~30% e 75~70% respectivamente.

A estrutura para suporte dos tubos é feita de placas de metal, as verticais medindo 6570×1085×37 mm³, as horizontais longas 6570×2607×37 mm³ e as curtas 6570×2096×37 mm³. As placas são montadas em L de modo a envolver os porta-tanques. Cada placa recebe dois planos de tubos, o primeiro deslocado de 1,5 cm com relação ao segundo, visando otimizar a resolução angular do sistema. Simulações, utilizando múons, indicaram uma resolução angular máxima de

0,1°, na figura 33, mostramos a resolução angular em função da energia do múon incidente, obtida através destas simulações.

As *strips* para a leitura do sinal são formadas por um sanduíche de Al-PVC-Al e fornecem informação bidimensional acerca do ponto de impacto da partícula ionizante. As folhas de alumínio têm espessura de 40 μm e 38 mm de largura, sendo coladas na folha de PVC (1,6 mm de espessura). Cada *x-strip* (paralela aos tubos) é responsável pela leitura de 4 células, portanto cada tubo é lido por 2 *x-strips*. A largura escolhida para as *strips* reflete um compromisso entre a resolução angular desejada e um número de canais de eletrônica economicamente razoável. A distância entre cada *x-strip* (figura 34) é de 3 mm e para as *y-strips* (perpendiculares aos tubos) temos 1,5 mm. Os dois planos de *strips* relativos aos dois planos de tubos deslocados correspondem a uma *strip* efetiva de 2 cm sem zonas mortas. O número total de canais de eletrônica para as *strips* é de aproximadamente 82.000.

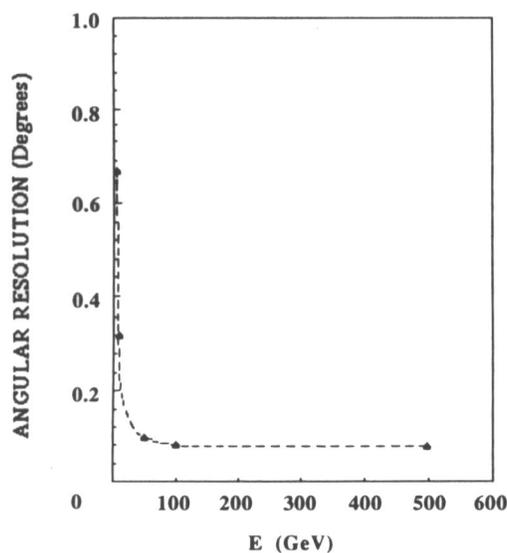


Figura 33 – A resolução angular como função do múon incidente, no intervalo de 5 a 500 GeV

Os tubos são submetidos a uma série de testes antes de serem incorporados à experiência. O teste inicial é o de hermeticidade. Os tubos são pressurizados a 20 mbar e a queda de pressão é observada por três dias. Perdas superiores a 2 % do volume total por dia implicam na rejeição do tubo. A voltagem de operação é determinada de modo que se situe a 100 V do ponto de transição

entre o modo proporcional e o modo *streamer*. A voltagem de trabalho, em média 4700 Volts, ocorre no chamado *plateau* de contagens (figura 35), onde a eficiência de detecção é máxima (92% para uma incidência normal). Tubos cujo *plateau* é inexistente ou com largura inferior a 350 Volts são rejeitados. Caso a frequência de contagens no *plateau* exceda a contagem média em 15% ou seja inferior a 12% (um fio faltando), o tubo também é descartado. As *strips* são submetidas a testes de continuidade e a eletrônica de *front-end* a testes do limiar programável e da frequência de resposta.

O *trigger* básico das *strips* é simplesmente um sinal acima do limiar, mantido em 30 mV. O *trigger* geral da experiência é acionado quando temos, em coincidência temporal, sinal em ao menos quatro *strips*. A leitura destes eventos é feita através de módulos CAMAC do tipo STROC (Streamer Tube Readout Card), desenhados na universidade de Pádua^[89], que são gerenciados por um processador Starbust J-11, responsável pela comunicação com o microVAX, onde os dados são finalmente gravados em disco. Todo o restante da análise, como a reconstrução dos traços e a coincidência com eventos no cintilador é feita *off-line*. Na tabela 6 temos a frequência de *trigger* básico para os tubos no LVD.

Posição do Plano de Tubos	Frequência de <i>Trigger</i> (Hz)
Horizontal Superior	229
Vertical Superior	104
Horizontal Inferior	228
Vertical Inferior	105

Tabela 6 – Frequência de *trigger* para os tubos streamer

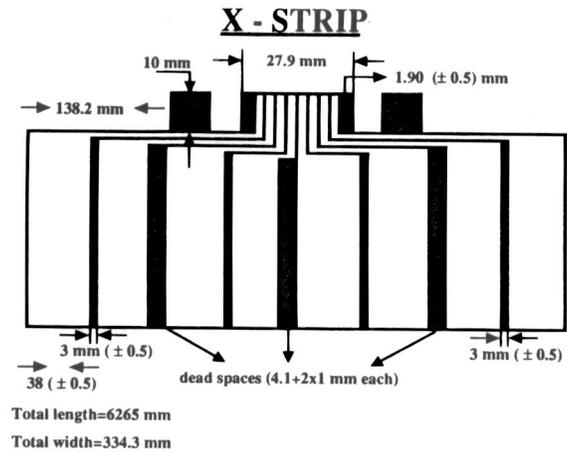


Figura 34 – Design das *x-strips*

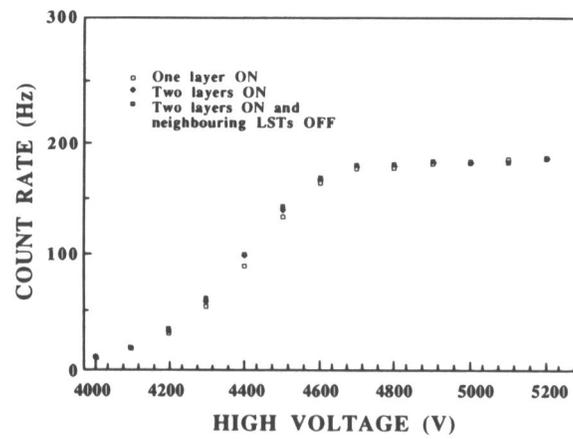


Figura 35 – O *plateau* de contagens em função da voltagem

Capítulo 4

Medidas de Tempo de Vôo no LVD

O tempo de vôo de uma partícula em um detector é o registro do tempo da passagem desta partícula pelos vários componentes do detector. Permite, por exemplo, para uma partícula com trajetória vertical, determinar se esta se move de cima para baixo ou vice-versa. No caso dos múons, esta discriminação é de fundamental importância. Um múon com trajetória ascendente (*upward-going* múon) é seguramente fruto da interação de um neutrino com a matéria imediatamente sob o detector, enquanto outro com trajetória descendente (*downward-going* múon) é, na maioria das vezes, um subproduto da interação de um raio cósmico com a atmosfera.

As partículas ionizantes que atravessam o LVD têm sua trajetória reconstruída pelos módulos de tracejamento com uma precisão tal que nos permite obter as coordenadas angulares do traço com um erro inferior a 1°. No entanto, devido à resolução temporal dos tubos *streamer*, nenhuma informação acerca do sentido de percurso da trajetória pode ser inferida.

A técnica de detecção de partículas através da observação da luz de cintilação permite que se realizem medidas de intervalos de tempo extremamente curtos. O cintilador líquido do LVD, por exemplo, tem tempo de decaimento de 5 ns, e portanto, os detectores a cintilador líquido do LVD são os responsáveis pela medida de tempo de vôo dos eventos da experiência.

Neste capítulo, apresentaremos um estudo sobre a capacidade do LVD de medir o tempo de vôo de partículas ultra-relativísticas, como os múons que atravessam continuamente o detector. Utilizaremos os dados do *tracking* para selecionarmos com segurança os eventos produzidos por múons e obteremos as características temporais destes eventos.

Os eventos de múons com que trabalhamos contêm informações a respeito das interações dos múons nos detectores de cintilação e nos tubos *streamer*. Na tabela 7, resumimos os dados fornecidos por tipo de detector, para um múon que atravessa o experimento.

Modo de Detecção	Dados
Cintilador	Data e horário Tanques envolvidos Energia depositada em cada tanque (ADC) Tempo da interação em cada tanque (TDC)
<i>Tracking</i>	Ponto de entrada do múon em cada tanque Ponto de saída do múon em cada tanque

Tabela 7 – Informações contidas nos eventos muônicos

4.1 Reconhecimento do Sentido de Percurso dos Traços

A tentativa mais elementar de se obter o sentido da trajetória consiste em simplesmente identificar os tanques mais distantes pertencentes ao traço e fazer a diferença dos tempos registrados nestes tanques. Consideremos, hipoteticamente, que a experiência seja composta de dois tanques, **a** e **b**, dispostos verticalmente, com **a** ocupando uma posição superior. Consideremos, também, que as partículas se movam com a velocidade da luz. Então, as diferenças de tempo possíveis entre os tanques, para partículas que se movem verticalmente, são dadas por:

$$i) \quad \Delta t = t_a - t_b = \frac{L}{c} > 0, \text{ para partículas ascendentes} \quad (41)$$

$$ii) \quad \Delta t = t_a - t_b = \frac{L}{-c} < 0, \text{ para partículas descendentes} \quad (42)$$

Onde **L** é a distância entre os tanques e **c** a velocidade da luz. Se observarmos um certo número destas partículas e distribuímos os valores de Δt obtidos em um histograma, teremos duas funções delta separadas por $2L/c$, discriminando, com total clareza, as partículas ascendentes das descendentes.

Infelizmente, esta simplificação do problema está muito distante da realidade. A primeira dificuldade surge do fato de termos uma resolução temporal finita. O tempo é, para nós, uma grandeza discreta, medida em "canais". Cada canal tendo uma duração de tempo fixa, dada pela

resolução da nossa eletrônica, de $\Delta\tau = 12,5$ ns. Deste modo, a separação, $\mathbf{R}(\mathbf{L})$, entre as funções delta não será uma função contínua de \mathbf{L} e sim uma função discreta dada por:

$$\mathbf{R} = \text{Int} \left(\frac{2\mathbf{L}}{c \Delta\tau} \right) \quad (43)$$

Assim, a distância mínima que devemos ter entre os tanques, se quisermos "resolver" nossas funções delta, será de $\mathbf{L}_{\min} \cong 1,9$ m.

Toda medida física está sujeita a flutuações. Essas flutuações ou erros podem ser estatísticos, flutuações naturais no processo de medida, ou sistemáticos, desvios recorrentes na medida, e geralmente são uma combinação dos dois. Refinando nossa análise, devemos considerar estes erros na medida do tempo. Os erros afetam a medida de modo que um intervalo de tempo fixo, t_f , medido muitas vezes, dá origem a uma distribuição de valores que, é razoável supor, seja de natureza gaussiana, com valor médio t_f e variância σ .

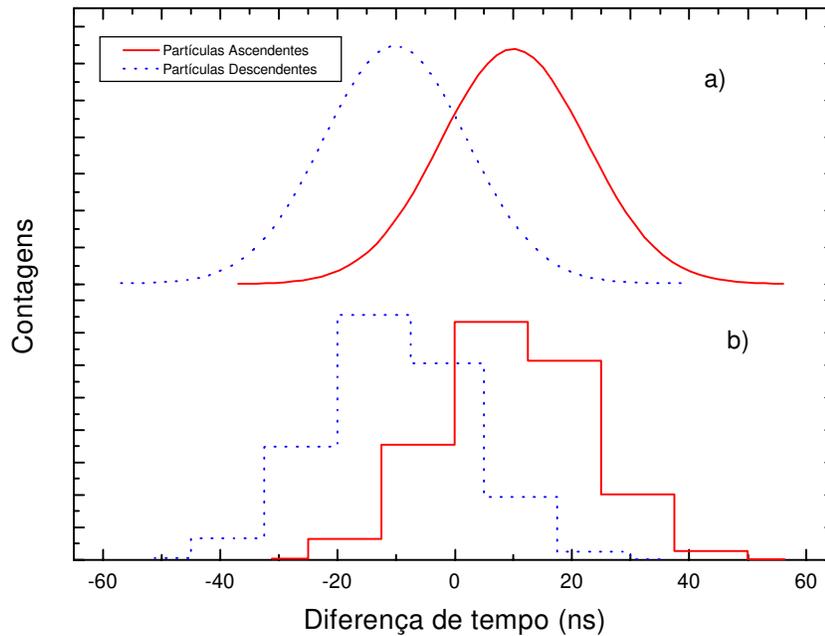


Figura 36 – a) Distribuição dos tempos de voo simulada entre dois tanques separados de 3 metros.
 b) Distribuição dos tempos de voo, utilizando-se *bins* de 12,5 ns

No gráfico 36(a), vemos uma simulação feita, considerando-se a diferença de tempo entre dois tanques, distantes de 3 m, atravessados por partículas ascendentes e descendentes, supondo que os tempos medidos estejam sujeitos a erros gaussianos com $\sigma = 12,5$ ns. O tempo de voo médio é de 10 ns para as partículas descendentes e -10 ns para as ascendentes. Em 36(b), vemos o mesmo gráfico, levando em conta a resolução do TDC (12,5 ns) e o efeito de "binnagem" resultante.

O fluxo relativo entre as partículas ascendentes e descendentes é outro fator a ser levado em conta na discriminação das duas distribuições, já que, dependendo da magnitude dos erros, uma distribuição pode ser completamente encoberta pela outra. Na figura 37, novamente simulando os valores de tempo de voo para tanques distantes de 3 m, vemos, para um fluxo de partículas descendentes 100 vezes menor, como a distribuição de tempos para as partículas descendentes é completamente encoberta pela distribuição das partículas ascendentes, impossibilitando, desta forma, a discriminação de partículas descendentes.

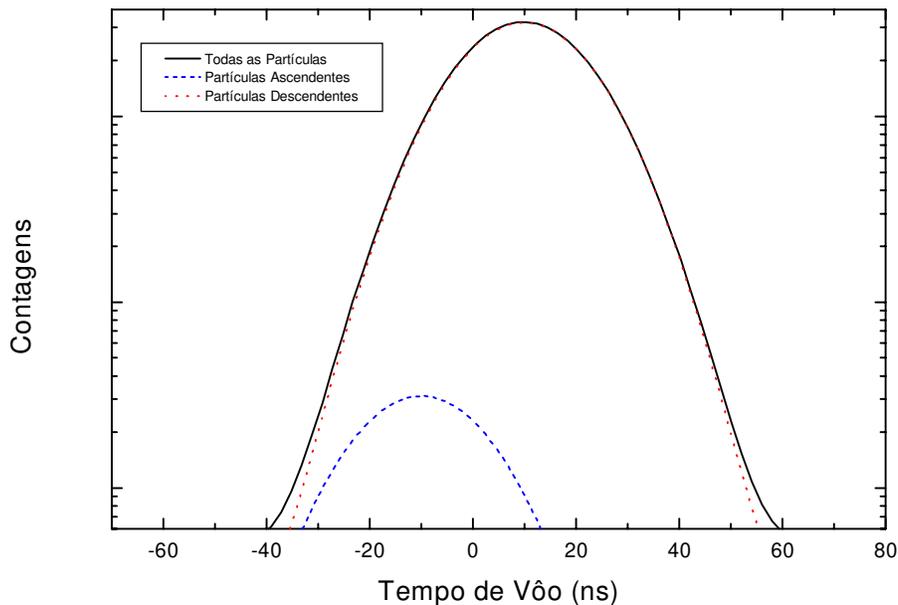


Figura 37 – Distribuição simulada de tempo de voo para partículas descendentes e ascendentes com fluxo desigual

A superposição de todos estes efeitos, levando em conta as características do LVD, faz com que a simples diferença de tempo entre dois tanques seja amplamente insuficiente para que possamos determinar o sentido do movimento das partículas que atravessam o detector. Na figura 38, ilustramos esta dificuldade, mostrando uma distribuição de tempo de voo entre os tanques 1234[†] e 1254, distantes de 3,0 m. Esta distribuição foi feita, utilizando-se 419 múons, com movimento descendente, que atravessaram estes tanques e calculando-se simplesmente a diferença entre os tempos registrados nos respectivos TDC's. O ajuste realizado evidencia o caráter gaussiano dos desvios observados na medida de tempo. Notemos também o valor médio de 2,32 ns, diferente do valor esperado de 10 ns, e o desvio padrão de 25,0 ns, valor extremamente alto, se considerarmos que uma eventual distribuição de partículas com movimento ascendente, teria seu valor médio situado a apenas 20 ns do valor médio da distribuição das partículas descendentes.

[†] Identificamos os tanques do LVD por um número de 4 dígitos, o primeiro algarismo indicando a torre à qual pertence o tanque (1 ou 2), o segundo a coluna (1-5), o terceiro o plano (1-8) e o último, a posição do tanque no porta-tanque (1-8). Desta forma, o número 1214, refere-se a um tanque da 1^a torre, 2^a coluna, 1^o plano e ocupando a quarta posição no porta-tanque.

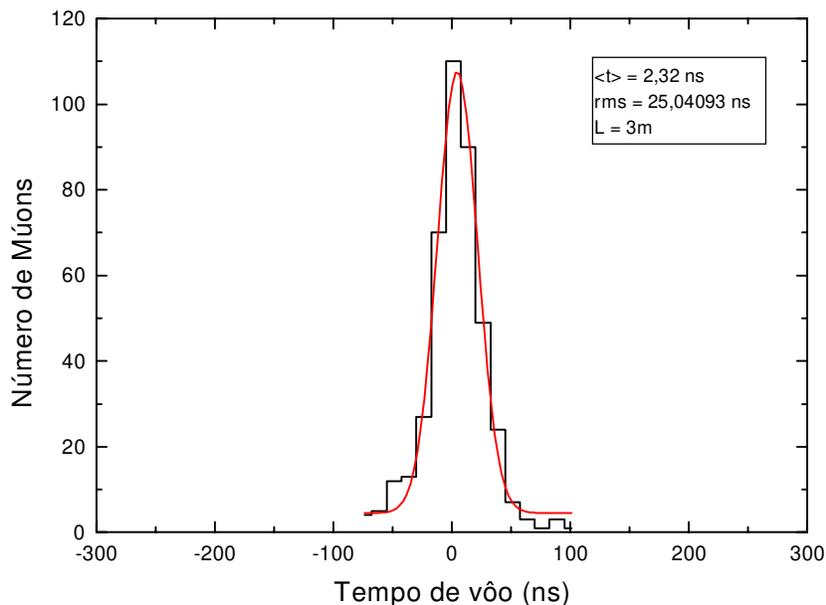


Figura 38 – Tempo de vôo entre dois tanques do LVD, a linha sólida é um *fit* gaussiano dos dados

Assim, se quisermos caracterizar o sentido do movimento dos múons no LVD, devemos utilizar um outro método de discriminação do sentido. O método que apresentaremos a seguir, consiste em obter o valor da velocidade da partícula, utilizando os tempos de todos os tanques atravessados por esta partícula e não apenas os tanques extremos.

4.2 Cálculo da Velocidade de uma Partícula no LVD

O registro da passagem de um múon pelos tanques do LVD nos fornece a posição deste múon em vários instantes. A partir desta informação, podemos obter a sua velocidade e, se esta medida tiver suficiente precisão, dizer o sentido de movimento deste múon.

Na tabela 8, temos os dados de dois eventos simulados: múons que atravessam oito tanques verticalmente, um se movendo para cima e outro para baixo. Nesta simulação, introduzimos um erro aleatório, distribuído gaussianamente com variância de $156,25 \text{ ns}^2$ ($\sigma = 12,5 \text{ ns}$), na medida do TDC. Os tempos são medidos, usando como referência o tempo registrado no tanque mais alto,

neste caso, o tanque 1281. Utilizando os valores de tempo e altura, podemos fazer uma regressão linear e obter a velocidade da partícula, segundo a fórmula:

$$t = \alpha + \beta h = \alpha + \frac{1}{v} h \quad (44)$$

Onde t é o tempo medido, h a altura do tanque, α e β parâmetros a serem determinados pela regressão linear (v é a velocidade). Na figura 39, mostramos a regressão linear para estes múons simulados. Nestes gráficos podemos notar claramente o sentido do movimento dos múons. Esta impressão é confirmada pela velocidade obtida para os múons, de $-0,18 \pm 0,02$ m/ns para o primeiro e de $0,41 \pm 0,09$ m/ns para o segundo, com erros suficientemente baixos para que se faça a discriminação do sentido de movimento.

Tanque	Altura (m)	Tempos Múon 1 (ns)	Tempos Múon 2 (ns)
1211	0,0	62,5	-25
1221	1,54	62,5	-25
1231	3,09	50	-25
1241	4,63	50	-12,5
1251	6,17	37,5	-12,5
1261	7,71	25	0
1271	9,26	25	-12,5
1281	10,80	0	0

Tabela 8 – Múons simulados atravessando 8 tanques

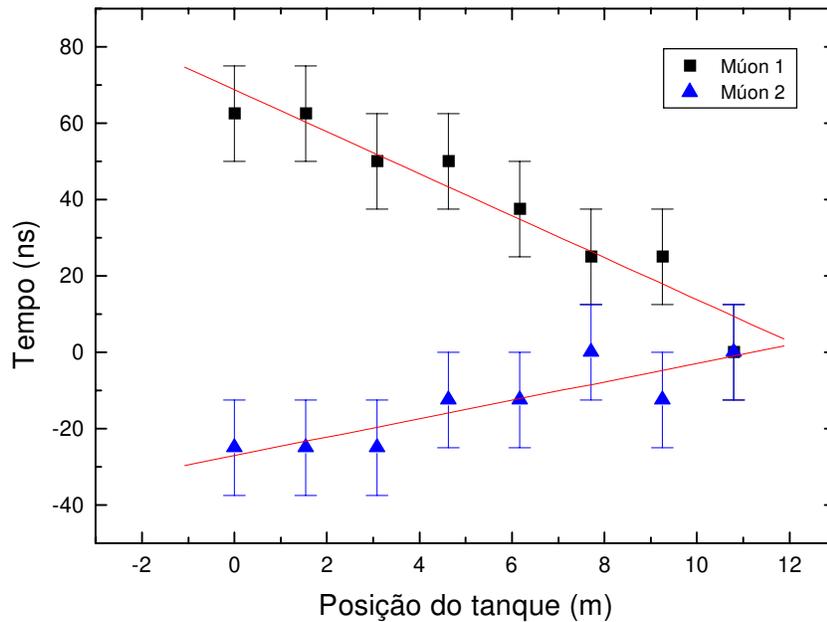


Figura 39 – Regressão linear para a determinação da velocidade dos múons

Uma questão interessante em relação a este método é como o número de tanques envolvidos no evento afeta o erro cometido na determinação da velocidade. Se, para estes dois múons, usássemos somente os tanques mais distantes, 1211 e 1281, então nosso problema seria equivalente ao discutido na seção 4.1 e as velocidades medidas seriam, então, de -0,17 m/ns e 0,43 m/ns, com erros indefinidos. Queremos saber como a inclusão dos tanques intermediários afeta o erro no parâmetro β da fórmula 44. Para respondermos a esta questão, devemos fazer algumas considerações acerca do método de regressão linear.

A regressão linear é um método de mínimos quadrados aplicado a um conjunto de n pares ordenados (x_i, y_i) . É a minimização da somatória dos quadrados dos desvios, sendo os desvios dados por:

$$\delta_i = y_i - \beta x_i - \alpha \quad (45)$$

Onde α e β são os parâmetros a serem determinados.

Aplicando o método, se determinam os parâmetros segundo as seguintes fórmulas^[90]:

$$\beta = \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2} \quad (46.a)$$

$$\alpha = \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n y_i - \beta \sum_{i=1}^n x_i \right) \quad (46.b)$$

A única variável aleatória (variável sujeita a erros) nestas fórmulas é y_i . Portanto, aplicando a variância na expressão (46.a), obtemos:

$$\text{Var}(\beta) = \text{Var} \left(\frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right) \left(\sum_{i=1}^n y_i \right)}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2} \right) \quad (47)$$

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\text{Var} \left[\sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right) y_i \right]}{\left[\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right]^2} \quad (48)$$

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \text{Var}(y_i)}{\left[\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right]^2} \quad (49)$$

Se o erro médio não varia, ou seja, é independente do ponto que estamos medindo, como, por exemplo, quando usamos um mesmo instrumento para medir todos os valores y_i , podemos supor que $\text{Var}(y_i) = \text{Var}(y)^\dagger$, então:

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right)^2}{\left[\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 \right]} \text{Var}(y) \quad (50)$$

A expressão (50) nos dá o erro cometido na determinação do coeficiente angular da regressão linear, obtido a partir do erro intrínseco ao processo de medida. Com esta expressão podemos responder a questão proposta. Seja L a distância entre os tanques extremos, então a posição do i -ésimo tanque é :

$$x_i = \frac{L}{n-1} (i-1) \quad (51)$$

Onde n é o número de tanques. Colocamos, sem perda de generalidade, a posição do primeiro tanque na origem. Calculemos as somatórias que aparecem na expressão (50):

$$\sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right)^2 = \sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{L}{2} \right)^2 = \frac{L^2 n}{12} \left(\frac{n+1}{n-1} \right) \quad (52)$$

$$\sum_{i=1}^n x_i^2 = \frac{L^2 n}{6} \left(\frac{2n-1}{n-1} \right) \quad (53)$$

$$\left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 = \left[\frac{L}{n-1} \sum_{i=2}^n (i-1) \right]^2 = \frac{L^2 n^2}{4} \quad (54)$$

[†] No caso do LVD, isto não é totalmente verdade, pois, apesar de os tanques serem, para todos os efeitos, idênticos, eles apresentam erros, e portanto variâncias, ligeiramente diferentes, o que não nos impede de prosseguirmos com a análise que estamos conduzindo, dado o seu carácter ilustrativo.

Substituindo estes resultados em (50), temos:

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\frac{L^2 n (n+1)}{12 (n-1)}}{\left[\frac{L^2 n (2n-1)}{6 (n-1)} - \frac{L^2 n}{4} \right]^2} \text{Var}(y)$$

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\frac{L^2 n (n+1)}{12 (n-1)}}{\frac{L^4 n^2 \left[\frac{n+1}{n-1} \right]^2}{12^2}} \text{Var}(y) \quad (55)$$

O resultado final é simplesmente:

$$\text{Var}(\beta) = \frac{12}{L^2 n} \left(\frac{n-1}{n+1} \right) \text{Var}(y) \quad (56)$$

Usando a expressão (56), construímos a tabela 9, onde podemos ver como a inclusão dos tanques intermediários altera a variância de β . Para tal, consideramos $\text{Var}(\beta) = 100$ quando $n = 2$, valor de referência, correspondendo à situação na qual usamos apenas os tanques extremos (com $L = 10,8$ m). Os valores da tabela demonstram que a inclusão dos tanques intermediários aumenta a precisão com que medimos a velocidade.

Número de tanques no traço (L = 10,8 m)	Var(β)
2	100,0
3	100,0
4	90,0
5	80,0
6	71,4
7	64,3
8	58,3

Tabela 9 – Variância de β em função do número de tanques no traço

A pior situação para o cálculo da velocidade da partícula ocorre quando temos apenas dois tanques no traço, e sua distância é a mínima (1,5 m). Neste caso, temos o maior erro na determinação de β . Utilizando a fórmula (50) podemos calcular como este erro diminui quando adicionamos novos tanques ao traço. Considerando que a distância entre cada tanque é de l_0 , se aumentarmos o número de tanques, aumentamos também L desta grandeza, ao contrário do caso anterior, no qual L era constante. A posição dos tanques é dada por:

$$\begin{aligned} x_i &= l_0 (i - 1) \\ L &= l_0 n \end{aligned} \tag{57}$$

Calculando as somatórias de (50):

$$\sum_{i=1}^n \left(x_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right)^2 = \sum_{i=1}^n \left[x_i - \frac{l_0}{2} (n - 1) \right]^2 = \frac{l_0^2 n}{12} (n^2 - 1) \tag{58}$$

$$\sum_{i=1}^n x_i^2 = \frac{l_0^2 n}{6} (n - 1)(2n - 1) \tag{59}$$

$$\left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2 = \frac{l_0^2 n^2}{4} (n - 1)^2 \tag{60}$$

Substituindo estes resultados em (50):

$$\text{Var}(\beta) = \frac{\frac{l_0^2 n}{12} (n^2 - 1)}{\left[\frac{l_0^2 n}{6} (n-1)(2n-1) - \frac{l_0^2 n}{4} (n-1)^2 \right]^2} \text{Var}(y) \quad (61)$$

O resultado final é:

$$\text{Var}(\beta) = \frac{12}{l_0^2 n (n^2 - 1)} \text{Var}(y) = \frac{12n}{L^2 (n^2 - 1)} \text{Var}(y) \quad (62)$$

Fazendo $l_0 = 1,5$ m, caso no qual os tanques estão dispostos verticalmente, e considerando $\text{Var}(\beta) = 100$ quando $n = 2$, mostramos, na tabela 10, o andamento da variância ao aumentarmos o número de tanques atravessados por uma partícula.

Número de tanques	Comprimento do traço (L)	Var(β)
2	1,54	100,0
3	3,09	14,0
4	4,63	4,4
5	6,17	1,9
6	7,71	1,0
7	9,26	0,6
8	10,80	0,4

Tabela 10 – Variância de β em função do comprimento do traço

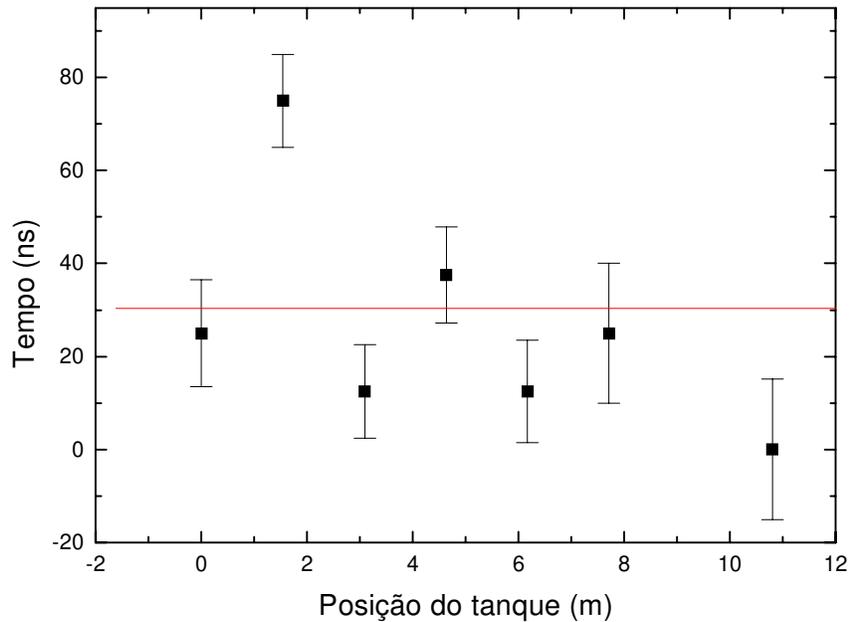


Figura 40 – Cálculo da velocidade de um múon no LVD

Na verdade, os dados do LVD, sem nenhum tratamento, apresentam um comportamento bem diferente do discutido acima. Na figura 40, vemos a regressão linear de um evento do LVD, um múon atravessando 8 tanques. A velocidade medida é de $157,5 \pm 956$ m/ns (!). O enorme erro impede que se faça qualquer tipo de análise em relação ao sentido do movimento desta partícula. Este múon não é um caso particular, todos os múons com a trajetória temporal reconstruída apresentam erros desta magnitude. As medidas de tempo no LVD estão sujeitas a uma série de problemas. Um deles é o fato de os tanques não estarem sincronizados, ou seja, dois eventos simultâneos, ocorrendo em dois tanques diferentes, terão tempos, registrados pelo TDC, diferentes. Abordaremos este tipo de problema na próxima seção.

4.3 Sincronização dos Tempos no LVD

Os TDC's da experiência são sincronizados eletronicamente ao habilitarmos a aquisição de dados e iniciarmos um período de medida, chamado de *run*, que tem duração média de 12 horas. No entanto, esta sincronização não nos garante que sinais de eventos simultâneos atinjam os TDC's simultaneamente. Apesar do cuidado para que os sinais de todos os tanques percorram caminhos iguais, desigualdades inevitáveis ocorrem no cabeamento da experiência. A voltagem aplicada nas fotomultiplicadoras é outra importante fonte de diferenças na resposta temporal dos detectores. Como vimos na seção 3.2, a voltagem dos dinodos é ajustada de modo que os fototubos tenham uma resposta, em carga, uniforme, independentemente da posição do fototubo no tanque. O tempo de trânsito do sinal nos fototubos, que é dependente da voltagem aplicada, no entanto, não é levado em conta nos ajustes desta, e varia, portanto, de fototubo para fototubo. Uma série de outros efeitos alteram a resposta temporal dos tanques, como a posição da passagem da partícula no tanque e o modo como é feita a coincidência tripla dos fototubos.

O que temos no LVD são 304 conjuntos compostos de tanque, fototubos, cabos e TDC que formam 304 relógios não sincronizados, registrando eventos simultâneos com uma incerteza de até 100 ns. A sincronização destes relógios, via um pulso de luz produzido no interior dos tanques, seria a solução ideal. Infelizmente, questões de engenharia e de custo, impedem que esta solução seja possível. A alternativa que adotamos é a de utilizar os múons como vetores da sincronização e o método é descrito abaixo.

4.3.1 Sincronização de um Conjunto de N Relógios

Consideremos um conjunto de n relógios dispostos em uma linha reta, separados um do outro por uma distância x . Cada relógio marca um tempo próprio t_i , não correlacionado com os demais (figura 41).

$$\begin{aligned}
t_2 - t_1 = t_{21} &= \frac{x}{v} + d_2 \Rightarrow d_2 = t_{21} - \frac{x}{v} \\
t_3 - t_1 = t_{31} &= \frac{2x}{v} + d_3 \Rightarrow d_3 = t_{31} - \frac{2x}{v} \\
\vdots \quad \quad \quad & \\
t_n - t_1 = t_{n1} &= \frac{(n-1)x}{v} + d_n \Rightarrow d_n = t_{n1} - \frac{(n-1)x}{v}
\end{aligned} \tag{65}$$

Estas diferenças podem ser usadas para corrigirmos os tempos, pois conhecemos x/v e medimos t_{i1} , de modo que, os relógios com tempos corrigidos (t'_i) estejam sincronizados. Os tempos corrigidos são dados por:

$$\begin{aligned}
t'_1 &= t_1 \\
t'_2 &= t_2 - t_{21} + \frac{x}{v} \\
t'_3 &= t_3 - t_{31} + \frac{2x}{v} \\
\vdots \quad \quad \quad & \\
t'_n &= t_n - t_{n1} + \frac{(n-1)x}{v}
\end{aligned} \tag{66}$$

Os múons que atravessam os tanques fazem, no LVD, o papel do sinal de sincronização. Para sincronizarmos dois tanques, selecionamos múons que os atravessem e assumimos que os múons movem-se verticalmente, de cima para baixo, à velocidade da luz, e também que o valor registrado no TDC corresponda ao tempo da passagem da partícula no centro do tanque. As constantes de atraso são obtidas, utilizando o valor médio da distribuição dos tempos de vôo dos múons segundo a relação 65.

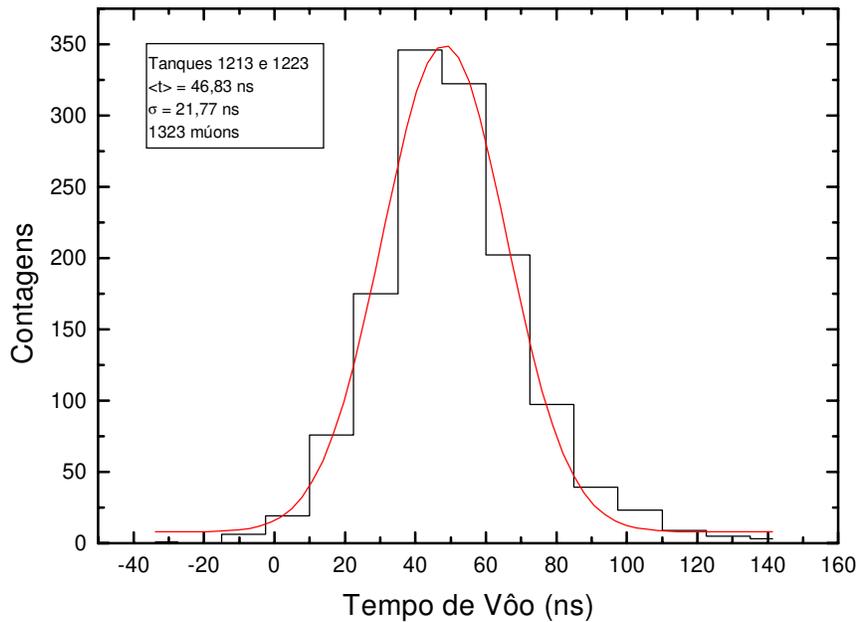


Figura 42 – Distribuição dos tempos de vôo para os tanques 1213 e 1223

Exemplificando o método de sincronização dos TDC's, tomemos dois tanques do LVD, 1213 e 1223. Na figura 42, distribuímos o tempo de vôo dos múons que atravessam os tanques. A distância entre os centros destes tanques é de 1,5 m, portanto uma partícula, à velocidade da luz, levaria 5 ns para percorrer esta distância. O valor médio do tempo de vôo dos múons é de 46 ns e utilizando o tempo registrado em 1223 como referência, então podemos dizer que o tanque 1213 está "adiantado" de 41 ns, consideradas as hipóteses feitas no parágrafo acima. A sincronização dos tempos, neste caso, consistiria em subtrair 41 ns aos tempos medidos no tanque 1213, movendo o valor médio do tempo de vôo para o valor esperado de 5 ns.

Utilizando este método, sincronizamos os oito TDC's empregados no evento de múon da figura 39. Recalculamos, então sua velocidade, obtendo o valor de $0,27 \pm 0,04$ m/ns (figura 43), com o erro se reduzindo enormemente.

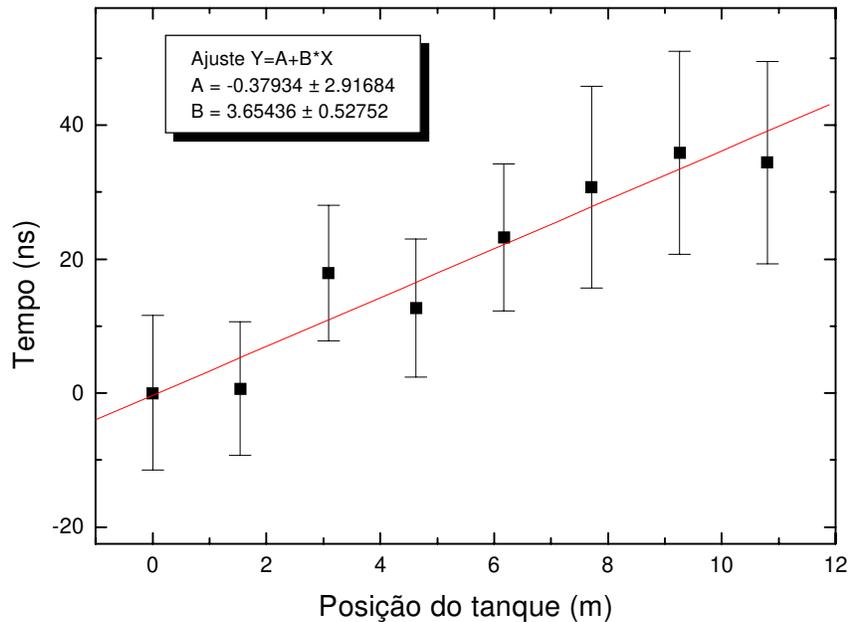


Figura 43 – Cálculo da velocidade de um múon, com tempos sincronizados

4.3.2 Sincronização dos TDC's para um Conjunto de Eventos no LVD

O método de sincronização passa pela determinação do valor médio do tempo de vôo entre o tanque que queremos sincronizar e o tanque de referência. Alguns esclarecimentos devem ser feitos com relação a padronização deste procedimento. Os critérios de escolha do tanque de referência e a validade do uso do valor médio, principalmente com relação a sua evolução temporal e dependência dos eventos utilizados para seu cálculo, precisam ser melhor descritos.

O tanque de referência, que varia de evento para evento, é escolhido determinando-se o tanque mais baixo no traço do múon. Esta informação é obtida através dos dados de *tracking*, que nos informam o ponto de entrada e saída da partícula nos tanques, de modo que, mesmo para eventos nos quais os tanques atravessados pelos múons tenham a mesma altura, podemos definir como o tanque mais baixo, aquele que tem o ponto de saída (ou entrada) mais baixo.

A determinação de um tanque de referência faz com que reorganizemos a estrutura dos dados da experiência. Dividimos o conjunto de eventos que estamos analisando em 304 sub-

conjuntos, correspondentes aos 304 tanques da primeira torre, de forma que, por exemplo, o sub-conjunto correspondente ao tanque 1111 contém os eventos cujo tanque de referência é o 1111. Isto equivale a trabalharmos com 304 sub-experiências independentes. É com os dados distribuídos nestes sub-conjuntos que determinamos os valores médios.

Os valores médios são calculados, utilizando-se todos os eventos do período de aquisição de dados que trabalhamos, que, nesta tese, é de cerca seis meses. É imprescindível saber se os valores médios se mantêm suficientemente constantes ao longo de todo o período de tempo analisado. Evidentemente, caso isto não ocorra, não podemos usar o valor médio calculado com dados de todo o período de tempo. Devemos então identificar, no período de tempo em análise, intervalos nos quais o valor médio calculado é constante. Assim, o valor médio de tempo de vôo para uma determinada dupla de tanques, usado na sincronização, pode variar, dependendo do instante do evento.

O procedimento que utilizamos, para a determinação da evolução temporal do valor médio, consiste em calcular o valor médio para todos os conjuntos de 20 eventos consecutivos, ou seja, calculamos a média dos tempos de vôo do primeiro evento ao vigésimo, em seguida a média do 2^o ao 21^o, do 3^o ao 22^o e assim sucessivamente. Estas médias parciais são suficientemente robustas para valores de tempo de vôo espúrios, pois trabalhamos com a média de 20 valores, e podem ser interpretadas como sendo, aproximadamente, o valor do tempo de vôo médio evento a evento. Na figura 44, vemos a variação das médias parciais a cada evento para o tempo de vôo entre o tanque 1444 e 1454. Notemos que as médias se mantêm dentro de uma faixa, centrada no tempo de vôo médio, com largura de dois desvios padrão (σ). Não temos também nenhuma modulação evidente ou tendência de aumento ou decréscimo persistente.

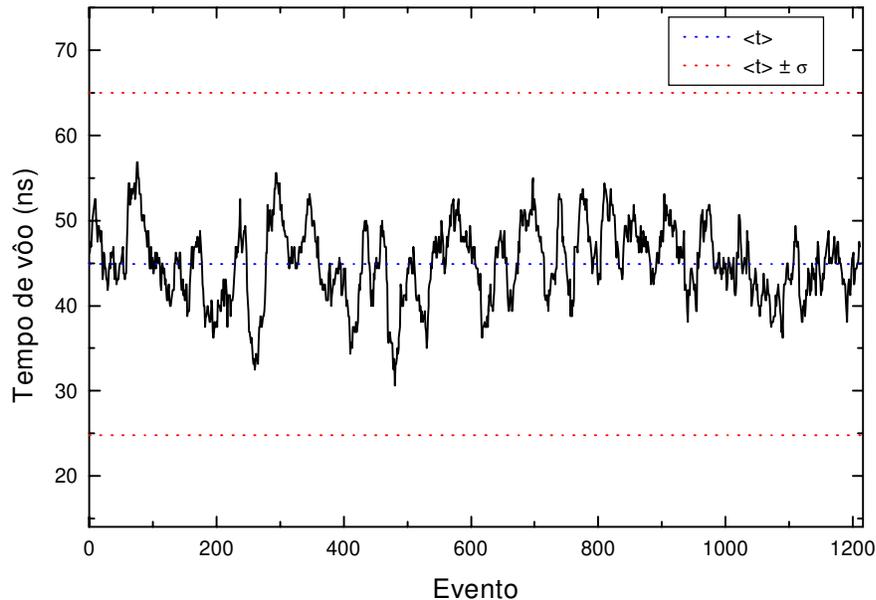


Figura 44 – Evolução do tempo de voo

Este estudo foi feito para todos os tanques do LVD. Nele procuramos encontrar as seguintes alterações:

- i) Periodicidade.
- ii) Aumento ou diminuição persistente dos valores médios.
- iii) Médias parciais diferindo de mais de um σ do tempo de voo médio.

O resultado obtido não indicou nenhuma das alterações acima em nenhum dos tanques da experiência. No apêndice 1, apresentamos os resultados do estudo feito, listando os valores do máximo desvio das médias do tempo de voo médio em unidades de desvio padrão.

4.3.3 Estimativa dos Erros Introduzidos na Sincronização

O método de sincronização, utilizando múons da experiência, faz uso de uma hipótese forte: todos os múons têm movimento descendente, e a partir destes se determina a constante de atraso

dos TDC's. Este não é, obviamente, o caso do LVD, sendo justamente a observação dos *upgoing* múons um dos objetivos desta tese.

A separação dos múons com movimento descendente daqueles com movimento ascendente não é, *a priori*, possível, de modo que, a constante de atraso viria "contaminada" por múons que se movem no sentido oposto àquele esperado, introduzindo um erro nas medidas de tempo de vôo sincronizadas por nosso método.

Nesta seção determinaremos a magnitude dos erros introduzidos em função do número de partículas movendo-se em direção oposta à esperada e como estes erros afetam a distribuição das medidas de tempo de vôo.

Consideremos dois tanques do LVD e chamemos de t_1 e t_2 a medida de tempo nos tanques 1 e 2 respectivamente. Se os TDC's associados a estes tanques não estiverem sincronizados, então o tempo de vôo de um evento simultâneo nos tanques 1 e 2 é dado por:

$$t_2 - t_1 = a \quad (67)$$

Onde a é uma constante de atraso entre os TDC's. Se o tanque 2 está colocado imediatamente acima do primeiro, com seus centros distando de L , então uma partícula, com velocidade c e movimento descendente, atravessando estes dois tanques, tem tempo de vôo, considerando-se que a medida não esteja sujeita a erros, dado por:

$$t_2 - t_1 = a - L/c \quad (68)$$

A equação (68) nos permite calcular o valor da constante de atraso. Se tivermos uma coleção de n destas partículas, a constante será dada por:

$$a = \langle t_2 - t_1 \rangle_d + \frac{L}{c} \quad \text{com} \quad \langle t_2 - t_1 \rangle_d = \frac{\sum_{i=1}^n (t_2 - t_1)_i}{n} \quad (69)$$

Onde $(t_2 - t_1)_i$ é a medida de tempo de vôo da i -ésima partícula e $\langle t_2 - t_1 \rangle_d$ seu valor médio. Queremos determinar que erro cometemos em a , se tivermos um certo número m de partículas com movimento inverso. O valor médio de tempo de vôo para estas partículas com movimento ascendente é:

$$\langle t_2 - t_1 \rangle_a = \frac{\sum_{i=1}^m (t_2 - t_1)_i}{m} = a + \frac{L}{c} \quad (70)$$

A constante de atraso calculada utilizando-se estes dois conjuntos de partículas, a' , é dada por:

$$\begin{aligned} a' - \frac{L}{c} &= \langle t_2 - t_1 \rangle_{a+d} = \frac{\sum_{i=1}^{m+n} (t_2 - t_1)}{m+n} \\ a' &= \frac{m \langle t_2 - t_1 \rangle_a + n \langle t_2 - t_1 \rangle_d}{m+n} + \frac{L}{c} \end{aligned} \quad (71)$$

O erro cometido na determinação de a é, portanto:

$$\begin{aligned} a - a' &= \langle t_2 - t_1 \rangle_d - \frac{m \langle t_2 - t_1 \rangle_a + n \langle t_2 - t_1 \rangle_d}{m+n} \\ a - a' &= \frac{m [\langle t_2 - t_1 \rangle_d - \langle t_2 - t_1 \rangle_a]}{m+n} = \frac{2mL}{m+n} \\ a - a' &\cong 2L \frac{m}{n} \quad p/n \gg \gg m \end{aligned} \quad (72)$$

Chamando a razão m/n de contaminação, calculamos a propagação deste erro nas medidas de velocidade de partículas, usando a regressão linear. Os resultados podem ser vistos na figura 45. A curva sólida foi calculada analiticamente a partir da equação 72. Neste gráfico, mostramos como o valor médio de $1/\beta$, para partículas com movimento ascendente, varia ao aumentarmos a contaminação. Notemos que caso a contaminação não introduzisse erros, deveríamos ter o valor médio de $1/\beta$ igual a -1. A curva dos erros cometidos para partículas descendentes é simétrica àquela das descendentes.

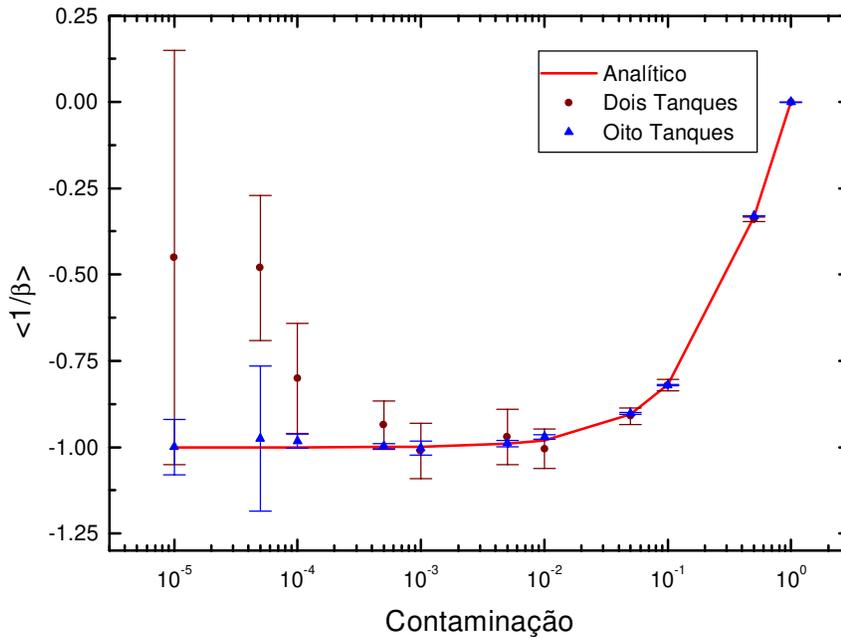


Figura 45 – Erros na determinação da velocidade devidos a contaminação do fluxo de partículas descendentes por partículas com movimento ascendente

Os outros dois conjuntos de pontos foram obtidos, simulando-se a passagem de partículas por dois grupos de detectores, um composto de dois tanques e o outro de oito tanques. Nesta simulação, adicionamos aos tempos de voo erros gaussianos com $\sigma = 12,5$ ns. Para partículas que atravessam apenas dois tanques, o erro na determinação da velocidade é importante mesmo para contaminações muito baixas. No caso de termos oito tanques, podemos dizer que a contaminação não introduz erros apreciáveis quando temos menos de uma partícula ascendente para cem descendentes, a partir destes valores este tipo de erro deve ser levado em conta na análise. Para uma contaminação de uma partícula ascendente a cada 10^4 descendentes, que corresponde aproximadamente a razão esperada entre *upgoing* e *downgoing* múons no LVD, o erro devido a sincronização introduz um *bias* de 20% na medida de $1/\beta$, para dois tanques atingidos, e de menos de 2% quando temos oito tanques atingidos. Na figura 46, vemos a distribuição de medidas de $1/\beta$ simuladas para os dois grupos de tanques, considerando-se que tenhamos 10^4 partículas movendo-se para baixo para cada ascendente. No gráfico 46a) as partículas atravessam dois tanques e a distribuição das partículas com movimento ascendente (vermelho) é completamente encoberta pela

distribuição das partículas descendentes. Já em 46b), conseguimos discriminar claramente o sentido de movimento das partículas, e o erro introduzido pelo método de sincronização não é significativo.

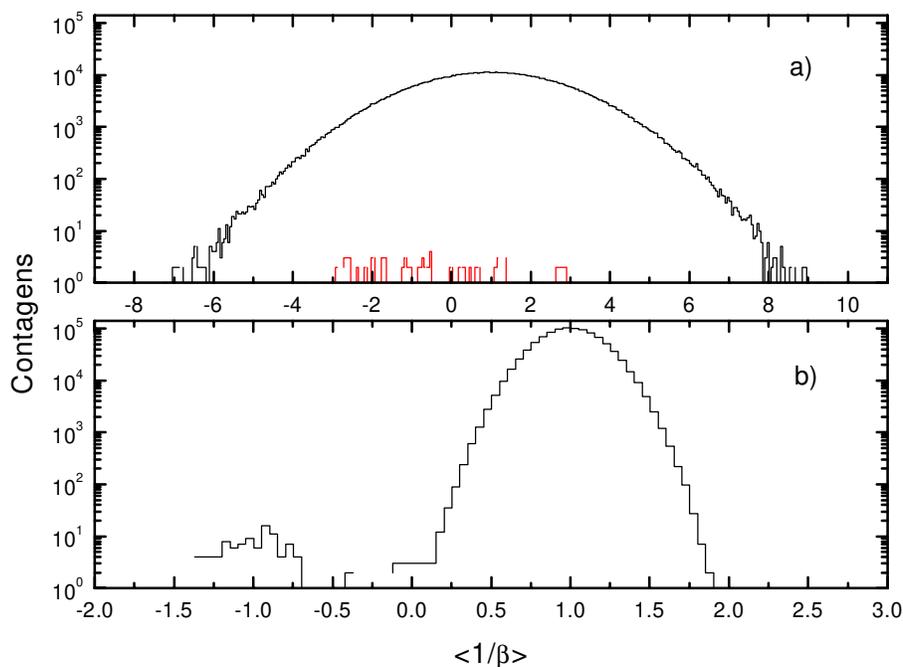


Figura 46 – Distribuição de $1/\beta$ para uma contaminação de $1/10^4$, com a) dois tanques e b) oito tanques no evento

4.4 Correção dos Tempos com a Energia

Os múons que atravessam os tanques interagem com o detector, perdendo energia no processo. Esta energia é convertida em luz e coletada pelos fototubos. Nesta seção, discutiremos a dependência entre a quantidade de luz de cintilação produzida pelos múons e a resposta temporal dos tanques.

Nos tanques do LVD, observamos que a resposta temporal é muito dependente da energia depositada. Um múon que percorre um caminho curto em um tanque, depositando,

consequentemente, pouca energia, tem sua passagem registrada com um considerável atraso em relação a outro que deposite uma grande quantidade de energia. Este efeito, que, como veremos, é de grande magnitude, gera uma resposta temporal não uniforme com relação à energia e é fonte de erros importantes na determinação dos tempos de vôo.

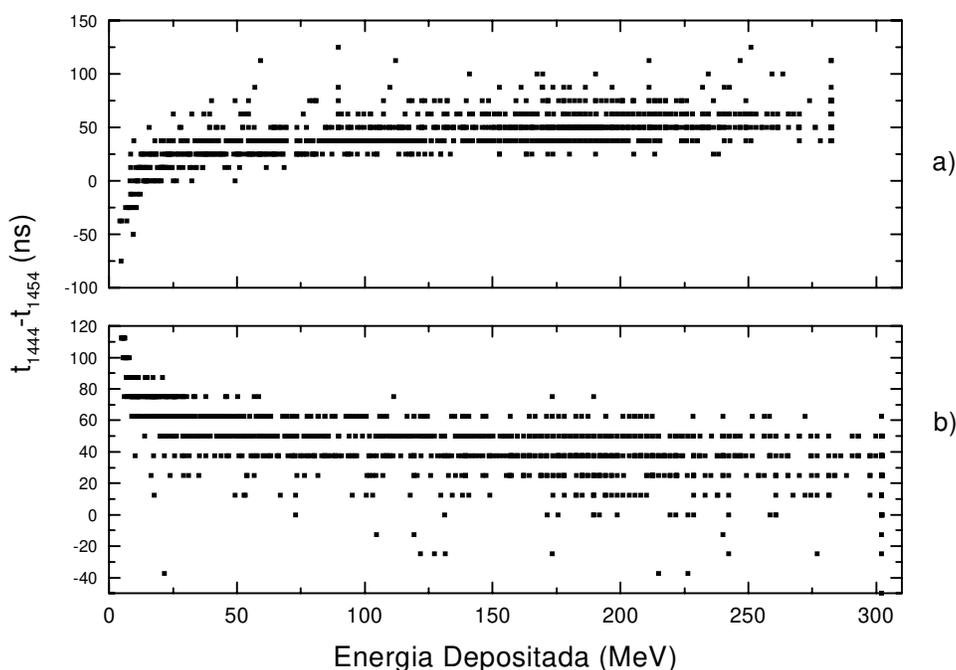


Figura 47 – *Scatter plot* do tempo de vôo versus energia depositada no tanque 1454 a) e no tanque 1444 b)

4.4.1 Análise da Dependência da Resposta Temporal com Relação à Energia

Consideremos eventos de múons que atravessem dois tanques da experiência. Temos para cada evento, a diferença de tempo registrada entre os tanques (tempo de vôo), e o valor da energia depositada por tanque. Se a resposta dos tanques fosse uniforme em relação à energia, o tempo de vôo medido deveria ser independente da energia e apresentar o mesmo comportamento para qualquer intervalo de energia. Na figura 47, vemos um *scatter plot* da diferença de tempo entre os tanques 1444 e 1454 em função da energia depositada no tanque 1444 (47.b) e no tanque 1454 (47.a).

O tempo de vôo médio para estes tanques é de 44,9 ns e seria esperado que as diferenças de tempo medidas oscilassem em torno deste valor para qualquer valor de energia. Do gráfico, notamos que isto é verdade para $E > 50$ MeV, no entanto para energias menores ocorre um desvio substancial do valor esperado. A diferença de tempo, $t_{1444}-t_{1454}$, para energia depositadas em 1444 menores que 50 MeV se desloca para valores maiores que 100 ns (47.b), indicando que a resposta temporal em 1444 é cada vez mais lenta ao diminuirmos a energia depositada neste tanque. O mesmo acontece em 47.a, ao diminuirmos a energia em 1454, t_{1454} aumenta, deslocando as diferenças de tempo para valores negativos.

Para analisarmos a magnitude deste efeito, devemos tomar algumas precauções. Como não temos um tempo absoluto de registro da passagem da partícula, devemos estudar o retardamento da resposta temporal de um tanque em relação a outro. Assim, para estudarmos o tanque 1454, utilizando 1444 como referência, devemos nos certificar de que 1444 mantenha uma resposta uniforme. Fazemos isso, exigindo que a energia depositada em 1444 seja de, no mínimo, 175 MeV. Desta forma, a resposta temporal de 1444 não estará sujeita ao efeito que queremos estudar em 1454. Este valor de energia representa um compromisso ótimo entre a característica requerida da resposta temporal, independência da energia, e a estatística necessária.

O procedimento que adotamos para analisar a dependência energética da resposta temporal de um tanque consiste em escolher um tanque de referência, geralmente o tanque imediatamente acima (ou abaixo) do tanque que estamos estudando. Selecionamos todos os eventos de múons cujos traços contenham os dois tanques, e destes eventos descartamos aqueles nos quais a energia no tanque de referência é inferior a 175 MeV. Para cada intervalo de 10 MeV, em energia depositada no tanque em estudo, calculamos o tempo de vôo médio entre os tanques. Obtemos, desta forma, um conjunto de valores como os mostrados na tabela 11[†] (os valores referem-se ao estudo do tanque 1444, usando o 1454 como tanque de referência).

Intervalo de Energia (MeV)	Tempo de Vôo Médio (ns)	Desvio Padrão (ns)	Diferença do Valor Médio (%)	Número de Eventos
0 – 310	44,91	20,13	—	1230

[†] Na primeira linha da tabela, apresentamos os resultados para todo o conjunto de múons que atravessam os tanques 1444 e 1454

0 – 10	96,71	14,93	115	19
10 – 20	73,53	7,39	64	34
20 – 30	66,99	8,35	49	39
30 – 40	59,90	8,23	33	24
40 – 50	58,33	9,59	30	18
50 – 60	57,81	8,89	29	24
60 – 70	55,36	7,47	23	21
70 – 80	53,47	7,18	19	18
80 – 90	49,32	9,07	10	18
90 – 100	55,56	11,02	24	9
100 – 110	50,00	9,45	11	15
110 – 120	51,39	9,48	14	18
120 – 130	50,00	7,27	11	7
130 – 140	48,53	8,71	8	17
140 – 150	50,83	8,80	13	15
150 – 160	44,53	9,09	0	16
160 – 170	48,44	7,74	8	16
170 – 180	50,00	11,34	11	18
180 – 190	46,09	9,22	4	32
190 – 200	46,71	8,17	4	19
200 – 210	49,07	9,12	9	27
210 – 220	45,11	9,78	0	23
220 – 230	48,75	7,10	9	10
230 – 240	45,00	6,85	0	5
240 – 250	45,83	8,14	2	12
250 – 260	50,00	11,18	11	6
260 – 270	47,92	5,10	7	6
270 – 280	50,00	17,68	11	2
290 – 300	42,86	9,83	-4	7
300 – 310	45,28	8,91	0	53

Tabela 11 – Resposta temporal em função da energia para o tanque 1444

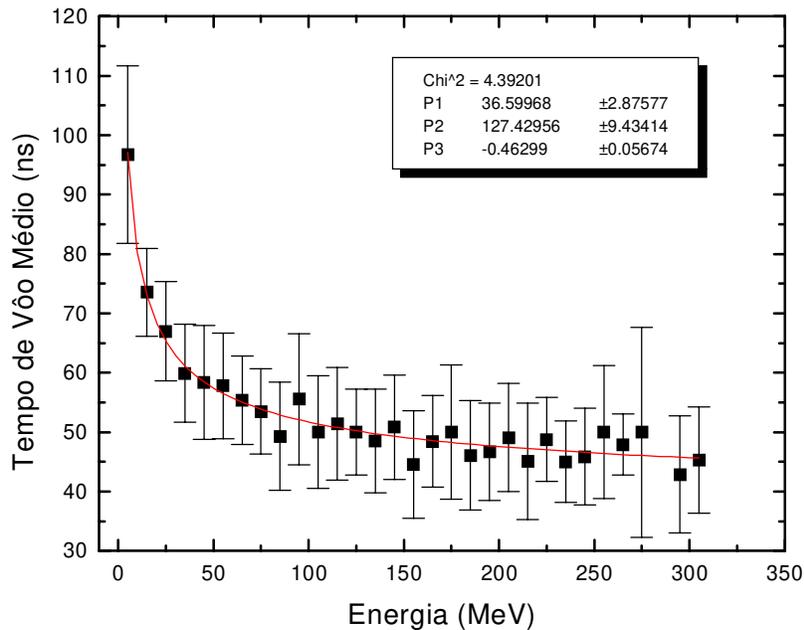


Figura 48 – Resposta temporal do tanque 1444 em função da energia

A dependência da resposta temporal de um tanque com a energia, usando um outro tanque como referência, é agora claramente visível (figura 48). Nota-se também, como a resposta temporal tende a um valor constante, ao aumentarmos a energia. As barras de erro que aparecem neste gráfico são os desvios padrão de cada intervalo. O ajuste é feito através de uma função de potência da energia e, como veremos, os parâmetros obtidos são utilizados para a correção do efeito.

4.4.2 Método de Correção dos Tempos

A resposta temporal tem, basicamente, o mesmo comportamento para todos os tanques do LVD, quando estudamos sua dependência com a energia. Desta forma, podemos padronizar um procedimento para a correção do efeito.

O cerne da correção consiste em fazer um ajuste da resposta temporal através de uma função de potência da energia, a três parâmetros, que chamaremos de curva de correção, cuja forma é dada por:

$$f(E) = p_1 + p_2 \cdot E^{p_3} \quad (73)$$

A correção, propriamente dita, é simplesmente subtrair do tempo medido o valor da curva de correção para a energia do evento. Assim, se chamarmos de t o tempo medido no TDC, para um evento com energia E , o tempo corrigido, t^c , será dado por:

$$t^c = t - f(E) \quad (74)$$

Esta correção elimina a distorção da resposta temporal para eventos de baixa energia, produzindo uma resposta uniforme com a energia.

A obtenção da curva de correção de um determinado tanque do LVD segue o procedimento acenado na seção 4.4.1. Devemos, inicialmente, escolher um tanque de referência e selecionar todos os múons que atravessam os dois tanques. Chamando de E_r a energia depositada no tanque de referência, e de E_t , a energia no tanque em estudo, cumprimos os seguintes passos:

- i) Dividir E_t em intervalos de 10 MeV
- ii) Excluir todos os eventos com $E_r < 175$ MeV
- iii) Para cada intervalo de E_t calcular a média do tempo de vôo
- iv) Construir o histograma das médias versus E_t
- v) Fazer o ajuste do histograma, utilizando a função (73), obtendo os parâmetros p_1 , p_2 e p_3

Fazemos isto para todos os tanques do LVD, de modo que tenhamos associada a cada tanque da experiência uma função de correção. Assim, tempos lidos em qualquer TDC serão corrigidos segundo a fórmula (74).

4.4.3 Influência da Correção com a Energia na Resolução Temporal dos Tanques do LVD

Refizemos o *scatter plot* da figura 46, usando desta vez tempos corrigidos pela energia. O gráfico obtido (figura 49) ilustra o efeito da correção dos tempos com a energia. Como podemos notar, a modulação dos tempos para baixas energias desapareceu completamente. O efeito na

dispersão dos tempos de voo é também notável. Antes da correção, o desvio padrão da distribuição dos tempos de voo era de 20,14 ns, e após de 9,20 ns, uma redução de mais de 50%.

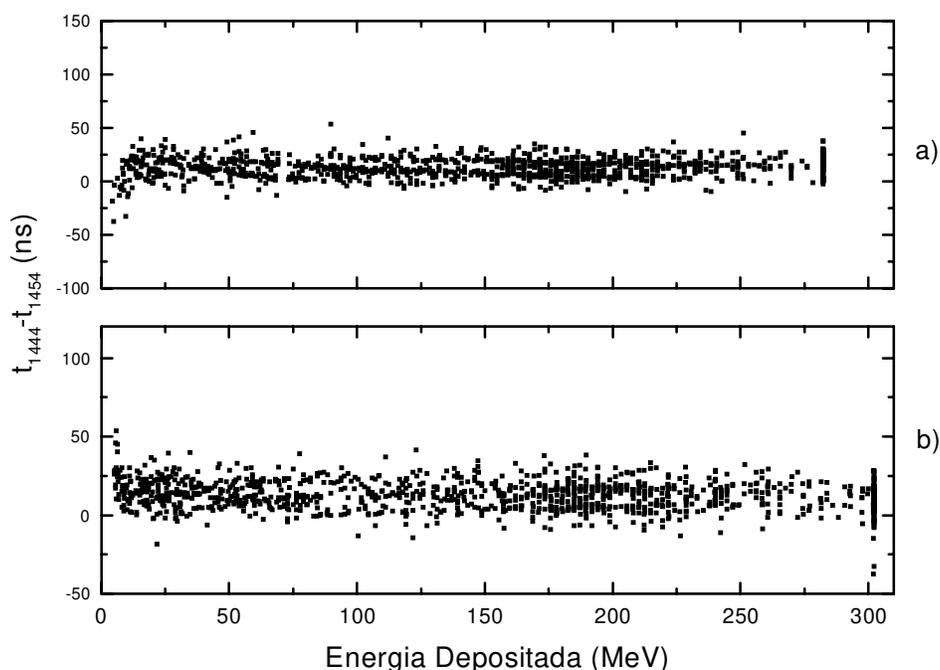


Figura 49 – *Scatter plot* do tempo de voo versus energia depositada no tanque 1454 a) e no tanque 1444 b), utilizando tempos corrigidos pela energia

A dispersão das medidas de tempo de voo entre uma dupla de tanques é uma medida da resolução temporal conjunta dos tanques. Sabendo qual a resolução dos tanques e usando fórmulas como a (62), podemos calcular com que precisão determinamos a velocidade de partículas penetrantes. É claro, contudo, que reduzindo a dispersão do tempo de voo, aumentamos a precisão com que medimos a velocidade das partículas.

A correção com a energia tem um efeito importante em reduzir a dispersão das medidas de tempo de voo. No apêndice 2, apresentamos, para todos os tanques utilizados nesta tese, os resultados da correção com a energia, mostrando para cada tanque, o tanque de referência utilizado e o desvio padrão dos tempos de voo com, e sem a correção com a energia. O desvio padrão médio, antes da correção, é de 23,79 ns e após, de 12,69 ns, conseguimos, portanto, com a correção uma

redução no desvio padrão de 47% em média. Na figura 50, distribuimos os valores de desvio padrão para tempos sem e com correção, evidenciando o efeito desta.

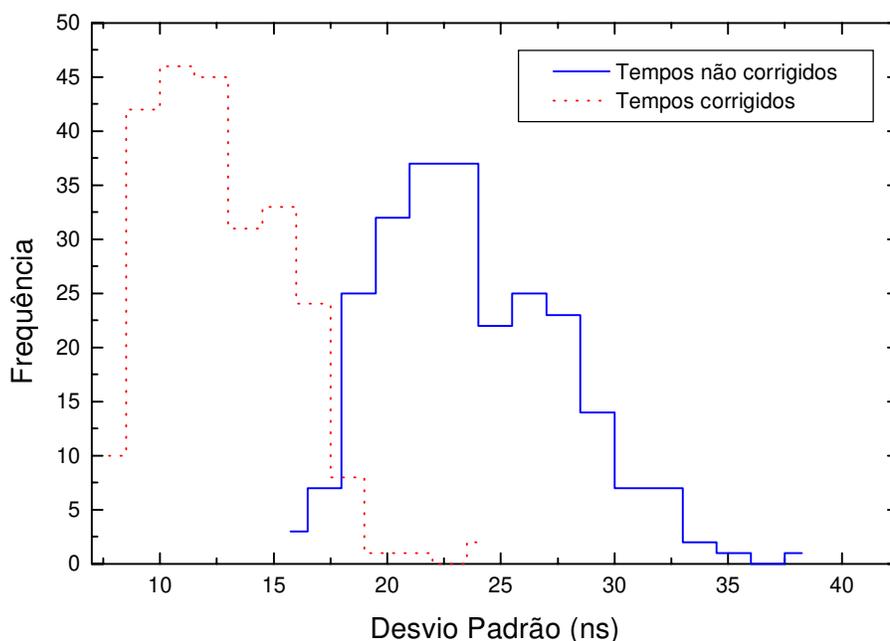


Figura 50 – Distribuição dos desvios padrão para tempos corrigidos e não corrigidos

4.4.3 Considerações acerca da Resposta Temporal dos Tanques

O efeito de atraso da resposta temporal teve outra confirmação experimental, em um trabalho realizado pelo grupo do INR–Moscou^[91]. A medida foi feita, utilizando-se como fonte de energia um *led* luminoso colocado no centro do tanque. Variando-se a corrente no *led*, e conseqüentemente a quantidade de fótons produzidos, pulsos luminosos simulam eventos mais ou menos energéticos. O instante de produção dos pulsos é conhecido e, portanto, podemos saber como a resposta temporal varia com a energia, ao registrarmos o instante da coincidência tripla nos fototubos.

Na figura 51, vemos o resultado obtido pelos russos e o ajuste pela função de potência. Notemos que o comportamento da resposta temporal é o mesmo obtido por nós, utilizando eventos

de múons da experiência, confirmando a propriedade das hipóteses feitas na elaboração do procedimento de correção.

Nesta seção, apresentaremos uma simulação da propagação dos fótons no interior dos tanques, visando obter a resposta temporal dos tanques em função do número de fótons produzidos por evento. Usando esta simulação, podemos reproduzir os resultados obtidos pelos russos e confirmar de modo independente a validade do método de correção.

Nossa simulação faz uso de algumas simplificações, a saber:

- i) Os fótons produzidos no processo de cintilação são emitidos isotropicamente.
- ii) As paredes internas do tanque têm coeficiente de reflexão de 0,90.
- iii) Todos os fótons produzidos têm a mesma energia e se movem com velocidade c/n , onde c é a velocidade da luz e n o índice de refração do cintilador ($n \cong 1,5$).
- iv) A eficiência de detecção dos fototubos é de 100%, ou seja, todo fóton que atinge um fotocátodo é detectado e absorvido.
- v) São emitidos 15 fótons para cada MeV de energia depositada.
- vi) Os fótons percorrem, no máximo, 20 m, sendo excluídos da simulação ao ultrapassarem este valor.
- vii) Todos os fótons são produzidos no mesmo instante e estão distribuídos uniformemente ao longo do caminho percorrido pelo múon, assumindo que este perca 1,63 MeV/cm.

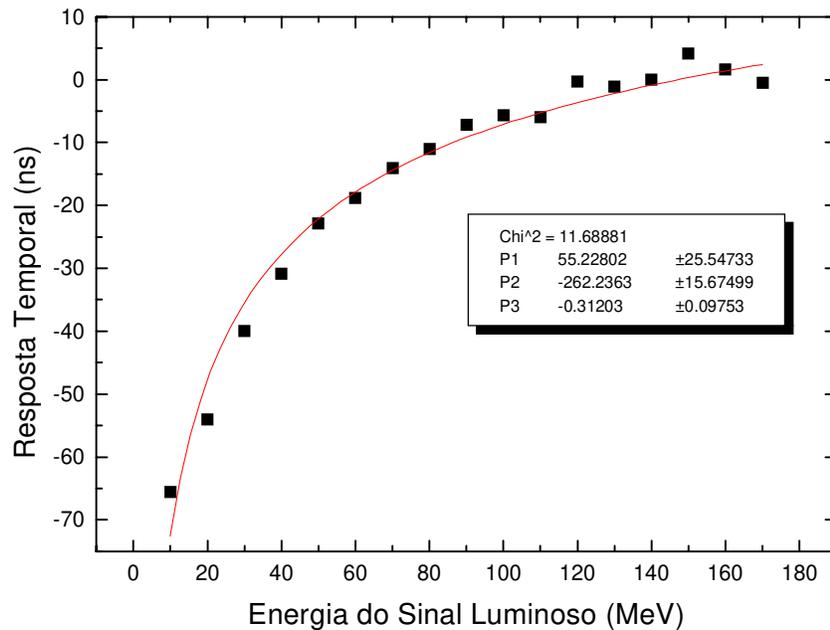


Figura 51 – Medida da resposta temporal de um tanque utilizando-se um *led* luminoso

O cálculo do número de fótons emitidos em função da energia depositada é a parte mais delicada desta simulação. Para chegarmos ao número de 15 fótons/MeV, utilizamos a fórmula semi empírica de Birks^[92]:

$$\frac{dL}{dx} = A \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (75)$$

Esta fórmula nos dá uma relação entre a energia de ionização depositada no cintilador (dE/dx) e a parcela desta energia efetivamente convertida em energia luminosa (dL/dx). A constante **A** é chamada de eficiência de cintilação absoluta e para o cintilador líquido utilizado no LVD é de 1,8%. O parâmetro **kB** varia de acordo com o tipo de partícula e sua energia média. Para múons de 320 GeV estimamos esta constante em 35 g/(cm² MeV) e a perda de energia é de 2,04 MeV/(g·cm⁻²). Considerando que o espectro de emissão do cintilador tem seu valor máximo para

comprimento de onda de 420 nm, o número de fótons emitidos por MeV é aproximadamente igual a 150.

A eficiência quântica do fotocátodo das FEU-49B é de 10%^[93], de modo que combinando este valor com o número de fótons produzidos, chegamos ao número de 15 fótons/MeV utilizado na simulação.

Simulamos 500 múons para cada intervalo de energia, com largura de 5 MeV, perfazendo um total de 10.000 múons, para o intervalo completo de 100 MeV. O ângulo zenital dos múons foi sorteado, obedecendo a distribuição efetivamente observada no LVD, enquanto que o azimute foi sorteado isotropicamente, e o ponto de impacto no tanque, seguindo uma distribuição uniforme.

O resultado da simulação é visto na figura 52. A construção da curva segue o mesmo procedimento para as curvas de correção, calculando-se a média do tempo de resposta em intervalos de 5 MeV. As barras de erro são dadas pelo erro da média (σ/\sqrt{n}). O comportamento da resposta temporal é bastante similar ao obtido usando-se o *led*. A diferença no parâmetro p_3 é devida a incertezas na determinação do início da escala de energia, que pode variar de alguns MeV. Esta diferença não é tão acentuada, por exemplo, com relação à curva da figura 47. É importante notar, contudo, que a forma das curvas é a mesma e também a magnitude do efeito.

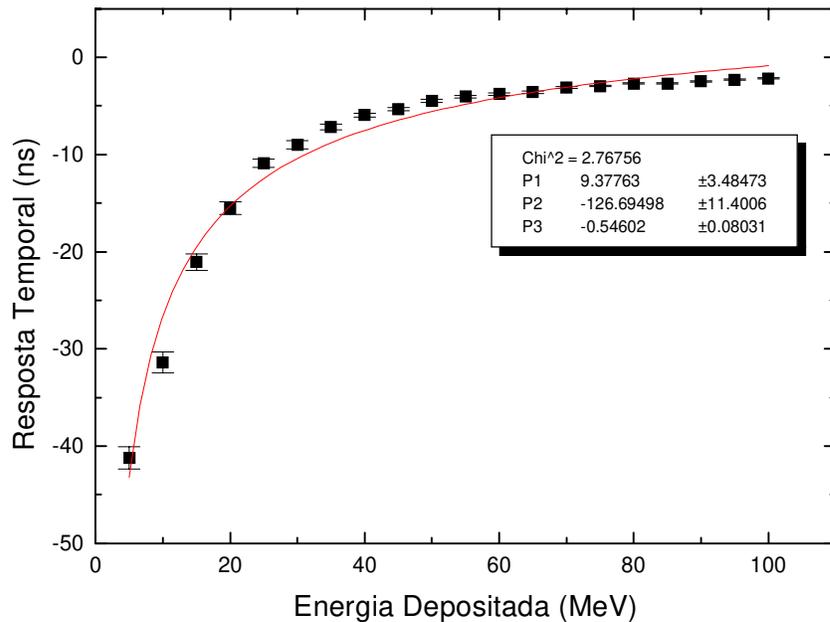


Figura 52 – Resposta temporal simulada

A simulação parte de hipóteses muito simples, e consiste basicamente em propagar os fótons, reduzindo o problema a uma questão de natureza puramente geométrica. É notável, portanto, que a simulação conduza a resultados tão próximos daqueles observados na experiência. Este fato nos leva a acreditar que, realmente, o retardamento da resposta temporal a baixas energias se deva às sucessivas reflexões nas paredes dos tanques dos poucos fótons produzidos, necessárias para que estes atinjam os fototubos, e o conseqüente aumento do tempo de trânsito no interior dos tanques. Já a altas energias, temos um grande número de fótons produzidos, e portanto, a probabilidade de que alguns fótons atinjam diretamente os fototubos é alta, diminuindo assim o tempo de trânsito e acelerando a resposta temporal.

Outras características da resposta temporal podem ser estudadas, utilizando-se esta simulação. Uma delas é a influência na resposta temporal da posição do ponto de impacto dos múons no tanque. Para estudarmos este efeito, dividimos o tanque em 4 regiões, como as mostradas na figura 53, e obtivemos a resposta temporal para múons que atinjam o tanque nestas regiões.

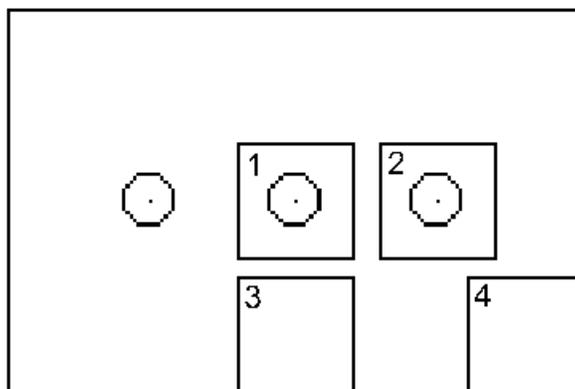


Figura 53 – Divisão do tanque, visto de cima, em 4 regiões

O resultado que apresentamos na figura 54 foi obtido, calculando-se a resposta temporal nas diferentes regiões e subtraindo-se a curva de resposta da figura 51, usada como resposta padrão. Nenhum desvio significativo foi obtido, lembrando que o desvio padrão médio dos tempos de vôo é de aproximadamente 12 ns. Os pequenos desvios observados, da ordem de alguns ns, são esperados, como o fato de a coincidência tripla acontecer mais rapidamente para múons que atingem o tanque próximos ao fototubo central.

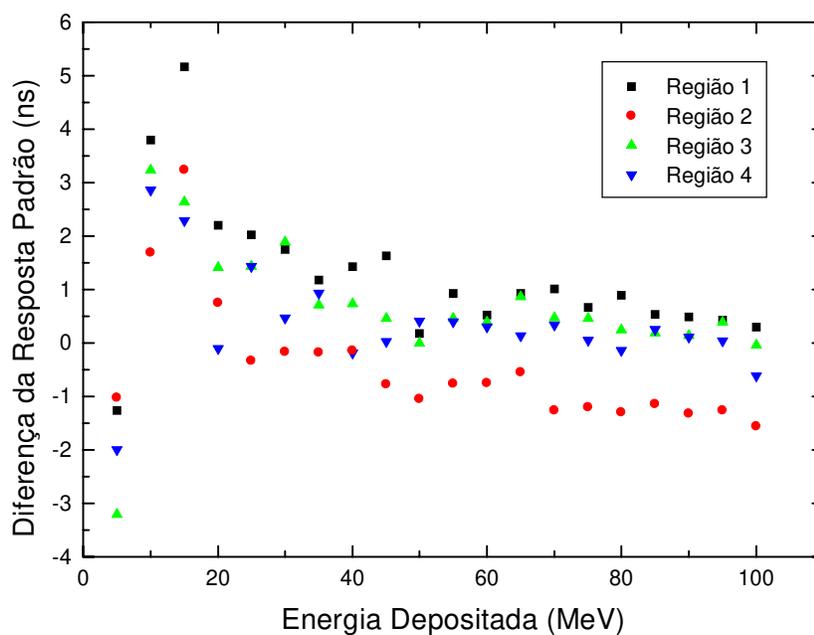


Figura 54 – Resposta temporal por região de impacto nos tanques

Capítulo 5

Procura por *Upward-Going* Múons no Experimento LVD

Neste capítulo, apresentaremos os resultados das medidas de tempo de voo para múons no experimento LVD. Serão aplicados os métodos de correção, descritos no capítulo anterior e seus benefícios no aumento da precisão com que determinamos a velocidade dos múons discutidos. Com base nestes resultados, estimaremos a capacidade de medir o fluxo dos *upward-going* múons que atravessam a experiência.

Apresentaremos também algumas sugestões de alteração no hardware da experiência, visando à melhoria da resolução temporal de seus detectores. Estas alterações foram feitas em dois tanques idênticos aos do LVD, formando um telescópio. O aparato foi montado no laboratório externo (em virtude do maior fluxo de múons) especialmente para o estudo da resolução temporal dos tanques.

Na próxima seção, caracterizamos o conjunto de dados com que trabalhamos, o período coberto, os tanques operantes e aqueles defeituosos. Descrevemos também os tratamentos e cortes iniciais que fizemos nos dados.

5.1 Caracterização do Conjunto de Eventos de Múon

Os dados que utilizamos nesta tese foram obtidos em 672 *runs*, do *run* 4004 ao *run* 4676, correspondendo ao período de operação da experiência de 06/07/1995 (20:50:50) a 28/02/1996 (08:28:70). Lembramos que utilizamos apenas os dados da 1ª torre do LVD, já que a 2ª torre, durante este período, era composta de apenas 4 planos, altura insuficiente para a discriminação do

sentido de movimento dos múons. O número total de horas no período foi de 5.675,63 e experiência esteve funcionando por 5.357,94 horas, mostrando uma eficiência de operação de 94%.

A experiência contava com 36 tanques desligados na 1ª torre neste período de aquisição. Tinha portanto, uma massa ativa de 324,3 toneladas, para uma exposição de 304,8 ton·ano.

Se considerarmos como finalidade da experiência a medida de tempo de vôo, então o número de tanques em operação foi menor. Na figura 55, vemos o tempo de vôo entre duas duplas de tanques do LVD. Como podemos notar, a distribuição dos tempos apresenta um comportamento muito diferente do esperado, com valores acumulando-se em duas distribuições adicionais centradas em ± 400 ns. Notamos também que, apesar de se tratarem de duas duplas de tanques diferentes, os gráficos 55a) e 55b) apresentam-se muito semelhantes.

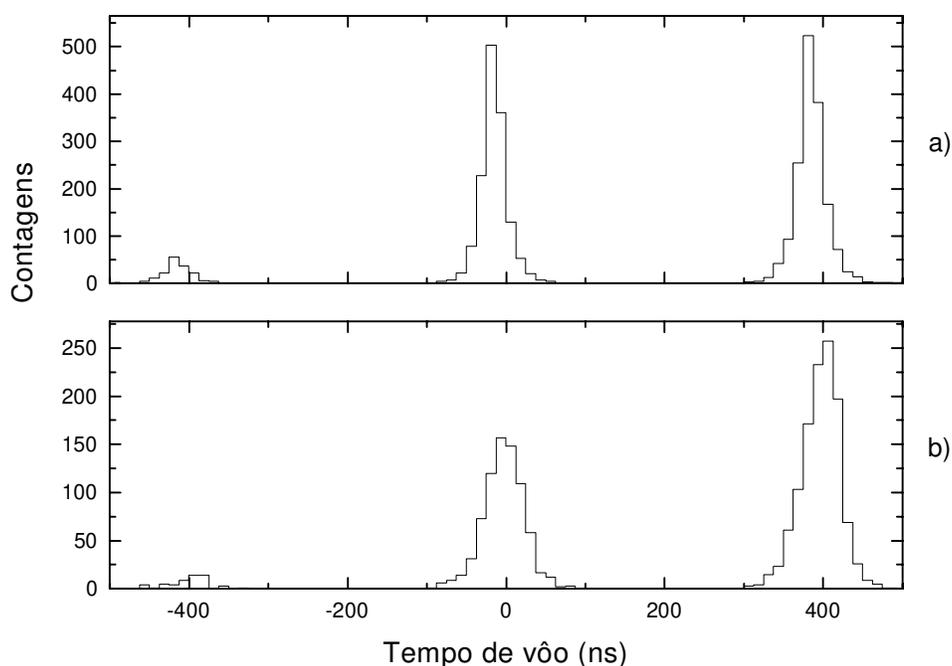


Figura 55 – a) Tempo de vôo entre os tanques 1317-1327 b) Tempo de vôo entre os tanques 1313-1323

A explicação para tal comportamento, vem do fato de tanques pertencentes a um mesmo porta-tanque, compartilharem o mesmo TDC. De modo que, um problema apresentado em um TDC

se propaga para os oito tanques por ele lidos. Desta forma, o fato dos tanques 1313 e 1317 estarem no mesmo porta-tanque e usarem o mesmo TDC, assim como 1323 e 1327 pertencem a um outro porta-tanque e utilizam um segundo TDC, sugere que a semelhança nas distribuições da figura 55 advinha de um defeito em um dos dois TDC's compartilhados pelos 4 tanques.

Estudando o distribuição dos tempos para as duplas de tanques 1313-1333 e 1317-1337, não encontramos o mesmo problema, de modo que a alteração é exclusiva do TDC dos tanques 132x. Podemos reconhecer um defeito em um TDC a partir dos valores registrados *bit a bit*. A distribuição dos eventos de múon no tempo é sabidamente uniforme, portanto esperamos que o valor médio de um dado bit da palavra do TDC seja de 0,5, pois 0's e 1's ocorrem com igual probabilidade.

Na figura 56, vemos a distribuição dos valores médios dos 29 bits da palavra do TDC. Encontramos alterações no 2º bit e no 5~6º bits para o TDC dos tanques 132x, enquanto os valores médios dos bits do TDC 131x apresentam um comportamento normal, variando em torno de 0,5. O valor do 5º bit corresponde a 400 ns, posição dos picos anormais na figura 36 e é provavelmente a causa do problema observado.

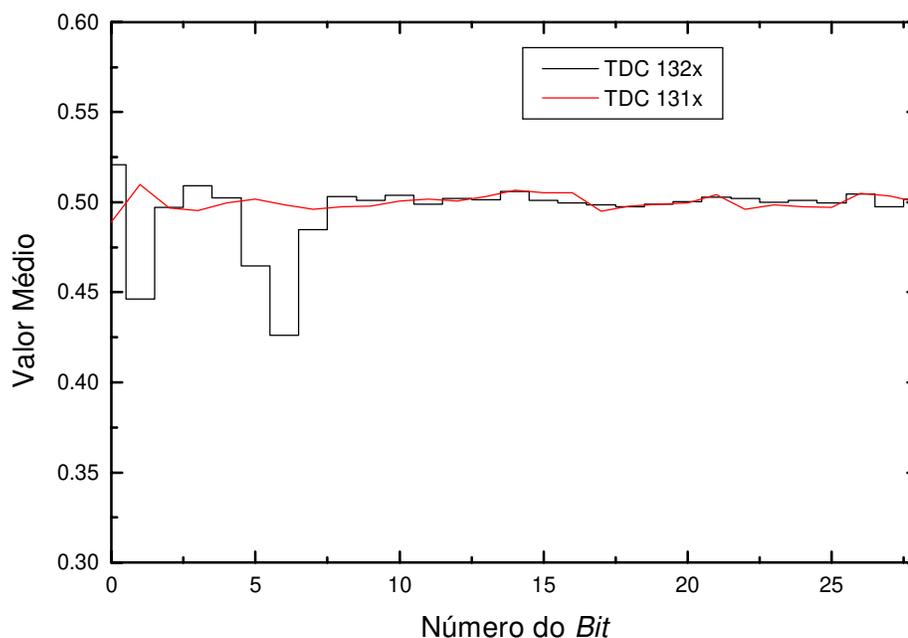


Figura 56 – Valores médios dos 29 bits de dois TDC's, bit a bit

Este tipo de alteração no funcionamento do TDC impede que utilizemos um inteiro porta-tanque para medidas de tempo de voo. O mesmo defeito foi observado no TDC 157x, inutilizando os tanques de número 1571 a 1578.

Consideradas estas subtrações, o número de tanques utilizados nas nossas medidas foi de 252 tanques, formando, portanto, uma massa ativa de 304,9 toneladas.

Um múon lógico para eventos do grupo cintilador é um evento que contenha ao menos 2 pulsos de *flag* 1 (HET). O número total destes eventos no período de análise foi de 648.101, uma frequência de 2,02 múons/min. No entanto, múons lógicos nem sempre correspondem a múons físicos, sendo a existência de dois pulsos *flag* 1 em um mesmo evento devida a coincidências espúrias.

O primeiro corte que fizemos nos dados, que chamaremos de corte 0, visa a eliminar eventos de múons não físicos. Para tal, utilizamos os dados do *tracking*, forçando que todos os eventos tenham trajetória reconstruível, ou seja, que para um dado evento de múon seja possível obter uma trajetória retilínea (traço) de passagem da partícula. O número total de eventos, com este corte, se reduz para 462.427 múons. O segundo corte que fizemos, corte 1, eliminou eventos com valores de tempo de voo incompatíveis com eventos físicos. Neste corte, exigimos que todas as diferenças de tempo medidas entre os tanques em um dado evento, não supere 200 ns. Após este corte, o número de eventos aproveitados se reduziu a 451.767.

5.1.1 Distribuições Angulares dos Múons

As direções de chegada foram calculadas a partir dos pontos de impacto dos múons nos tanques, utilizando os dados do *tracking*, e admitindo-se que todos os múons observados no LVD tenham trajetória descendente. Usando estas direções, construímos as distribuições angulares (figura 57) dos múons utilizados nesta tese.

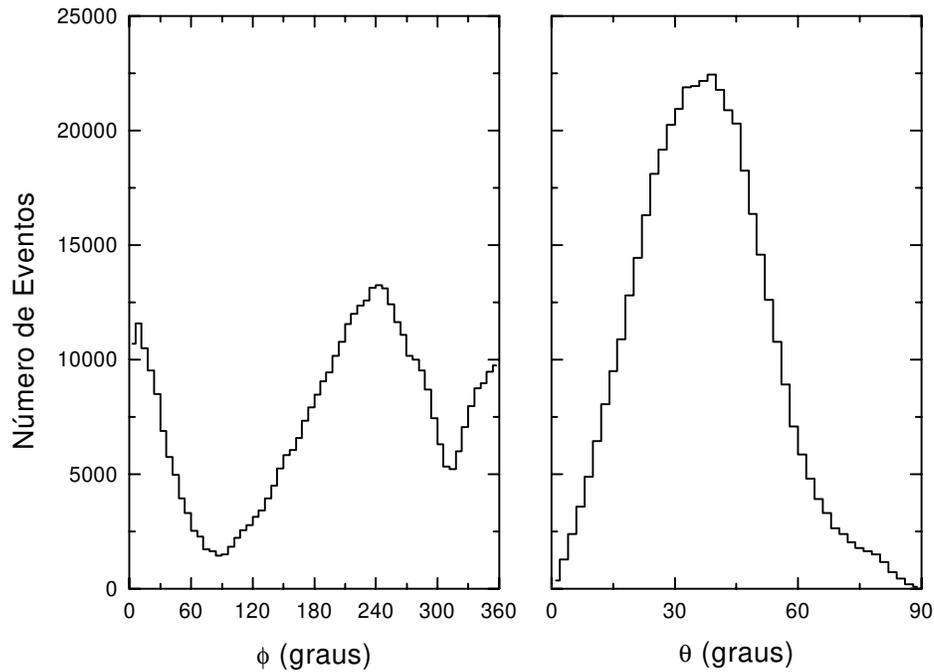


Figura 57 – Distribuições angulares da direção de chegada dos múons

Estas distribuições são determinadas quase que exclusivamente pelo fluxo dos múons produzidos na atmosfera sobre o detector. Este fluxo é modulado apenas em θ (ângulo zenital), sendo isotrópico em ϕ (azimute). Nossos dados apresentam uma modulação adicional, causada principalmente pelo complexo perfil do maciço do Gran Sasso, fazendo com que a profundidade, e, portanto, a absorção variem bastante com a direção de chegada. Além disso, temos que levar em conta a aceitação do detector para as várias direções.

Para corrigirmos as distribuições de acordo com a aceitação da experiência, fizemos um cálculo por monte carlo da aceitação em função dos ângulos θ e ϕ . O ângulo θ é medido a partir do eixo z e ϕ , em sentido anti-horário, a partir do eixo x (ver figura 58 para as orientações utilizadas). Neste cálculo, sorteamos direções em uma esfera de 30 m de raio, envolvendo a primeira torre do LVD, sendo aceitas aquelas que cruzam ao menos um módulo sensível da experiência, que neste cálculo assumimos terem eficiência de 100%. A aceitação obtida para os módulos de *tracking* foi de $1650 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ contra uma estimativa geométrica da ordem de $1700 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ ^[94].

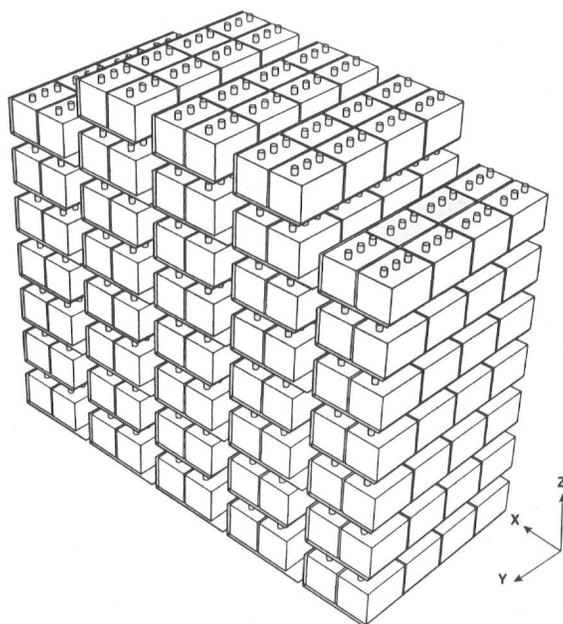


Figura 58 – Orientação da primeira torre do LVD

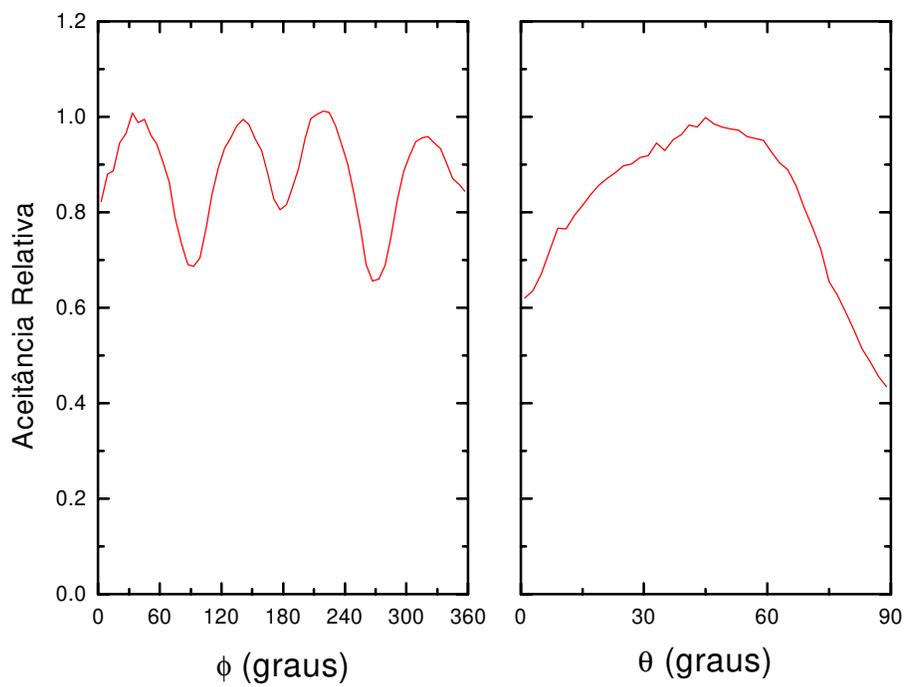


Figura 59 – Aceitância relativa do LVD em função de θ e ϕ

Na verdade, para corrigirmos o efeito, devemos calcular a aceitância não apenas para os módulos de *tracking* como também para os tanques, e ainda considerar o trigger utilizado. Desta forma, das direções sorteadas são aceitas aquelas que atinjam ao menos dois tanques de cintilador e três planos de *tracking*. Na figura 59, vemos a dependência do valor relativo da aceitância com a direção, relativo pois, nestes gráficos, a ordenada foi redefinida de modo que o valor 1,0 corresponda a aceitância máxima em uma dada direção. Notemos que as curvas obtidas refletem a geometria da 1ª torre, principalmente a dependência em ϕ .

A correção das contagens pela aceitância faz uso de uma matriz de valores, onde cada valor é o inverso da aceitância média em um dada região de direções $\phi + d\phi$ e $\theta + d\theta$ e é usado como peso. Portanto, um múon com direção de chegada nesta região é contado com este peso. Assim, obtemos outras duas distribuições da direção de chegada (figura 60), desta vez independentes da aceitância do detector. Estas distribuições foram renormalizadas de modo que tenhamos as mesmas áreas das distribuições originais. É interessante notar que as curvas obtidas mantêm uma grande semelhança com as distribuições originais, este fato se deve à grande importância da absorção dos múons na rocha, responsável principal pela modulação em θ e ϕ .

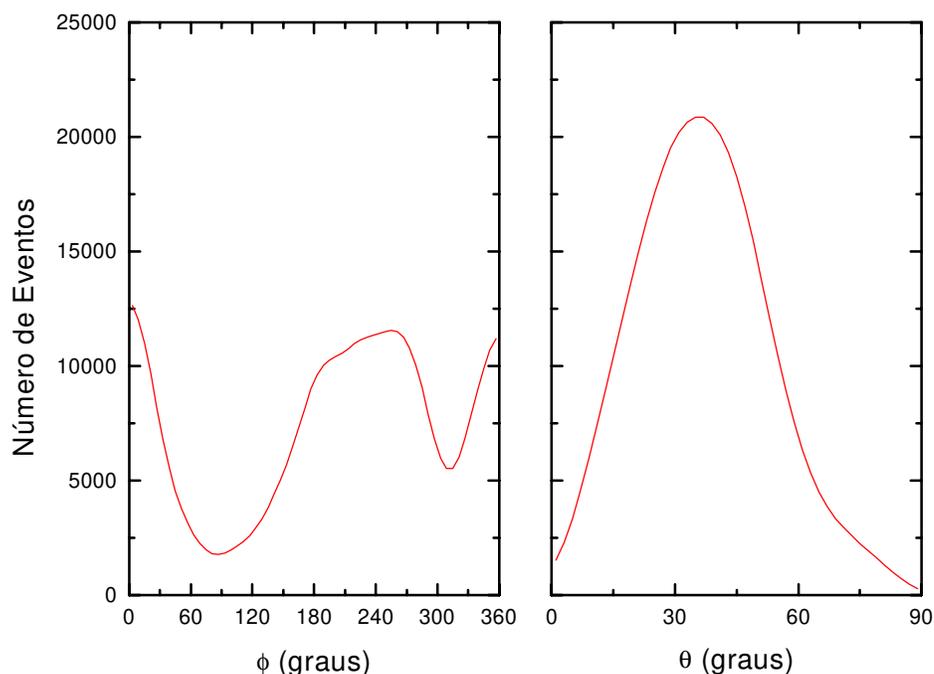


Figura 60 – Distribuições angulares da direção de chegada dos múons corrigidas pela aceitação do detector

O passo seguinte deste estudo seria incluir o mapa do relevo do maciço do Gran Sasso, de modo a eliminar a dependência das direções de chegada com a quantidade de matéria atravessada. Assim, obteríamos o fluxo original dos múons na atmosfera. Este cálculo foi feito e seus resultados podem ser vistos na referência 94. Detalhá-lo está além dos objetivos desta tese.

O estudo dos múons que chegam próximos à horizontal é particularmente rico pois, devido à grande quantidade de matéria atravessada, os múons produzidos na atmosfera são quase totalmente absorvidos. Desta forma, no fluxo observado nestas direções, têm grande importância os múons criados em interações dos neutrinos atmosféricos com a rocha que circunda o detector. Como o fluxo de neutrinos atmosféricos é praticamente isotrópico, deveríamos observar, para grandes ângulos zenitais, uma independência das contagens de múons com o ângulo zenital de chegada. Na figura 61, mostramos a distribuição das direções para ângulos zenitais maiores que 85° . A forte anisotropia observada no azimute se deve à aceitação do detector, que para eventos horizontais é igual a zero em $\phi = 90^\circ$ e $\phi = 270^\circ$. Notemos que as contagens continuam mostrando

uma dependência com o ângulo zenital, ao menos para $85^\circ < \theta < 88^\circ$; para ângulos maiores esta dependência não é tão clara, porém, devido à baixa estatística, não podemos afirmar que as contagens são independentes do ângulo zenital. No entanto, é importante ressaltar que o espalhamento na rocha de múons menos horizontais contamina a distribuição dos múons horizontais, introduzindo uma dependência destas contagens com o ângulo zenital^[95].

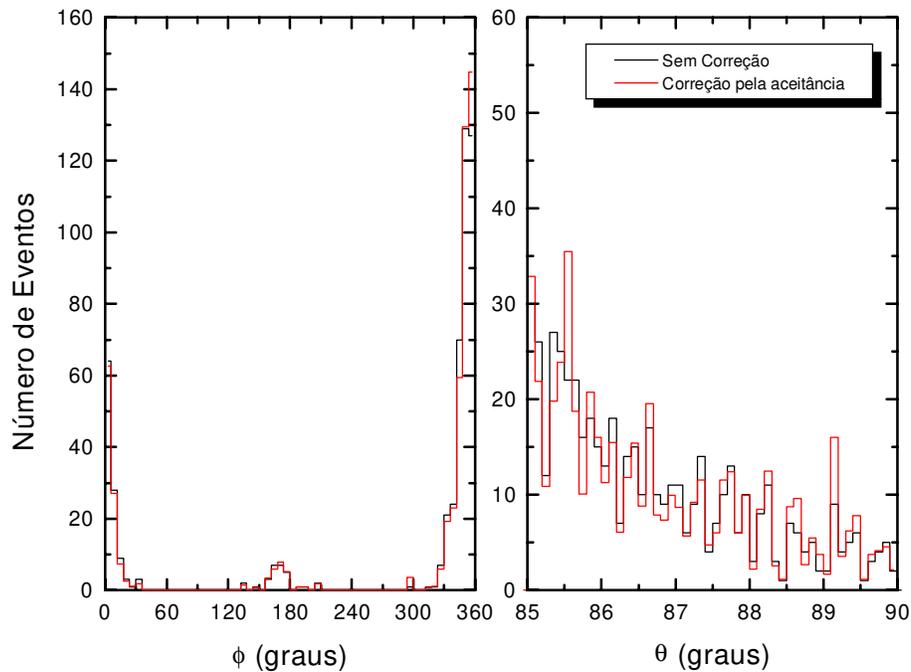


Figura 61 – Distribuições angulares para múons com $\theta \geq 85^\circ$

Os múons quase horizontais são importantes para a nossa análise da capacidade do LVD em determinar o sentido de movimento das partículas. A grande maioria dos múons chega em azimutes próximos a zero, movendo-se na direção de x negativo (lembrando que para determinar o sentido de direção, usando apenas os dados do *tracking*, assumimos que todos os múons têm trajetória descendente), enquanto uma pequena porção se move na direção de x positivo ($\phi = 180^\circ$), assimetria devida ao perfil da montanha sobre o detector. Fazendo-se o tempo de vôo destes múons, esperamos confirmar o sentido do movimento sugerido pelas medidas de *tracking*.

5.2 Medidas de $1/\beta$ dos Múons do LVD

Nesta seção, apresentamos as medidas de tempo de vôo realizadas para o nosso conjunto de eventos. Os resultados serão expressos em unidades de $1/\beta^\dagger$ por praticidade.

Nossa primeira medida foi feita, utilizando-se os dados brutos, sem a aplicação de nenhum método de correção. O valor médio de $1/\beta$, para 451.767 múons, foi de $\langle 1/\beta \rangle = 1,67 \pm 4,35$. Esta medida, apesar de ter pouco significado, já que os tempos não estão corretamente sincronizados, é importante por assinalar o ponto de partida da nossa análise e o efeito das correções introduzidas. Na figura 62, vemos como varia o desvio padrão da medida com o número de tanques envolvidos no evento. O ajuste (curva em vermelho) foi feito, utilizando-se a fórmula 62, com apenas um parâmetro livre (p_1), multiplicando a fórmula e representando a variância intrínseca da medida tanque a tanque. Apesar da fórmula não ser completamente adequada, já que a distância entre os tanques varia, como também a variância do tempo de vôo, que depende dos tanques em questão, o resultado pode ser considerado bom, pois confirma o andamento do desvio padrão observado, e confirma a pequena variação observada na resposta temporal dos vários tanques que compõe o LVD.

[†] $\beta = v/c$, onde v é a velocidade da partícula e c a velocidade da luz

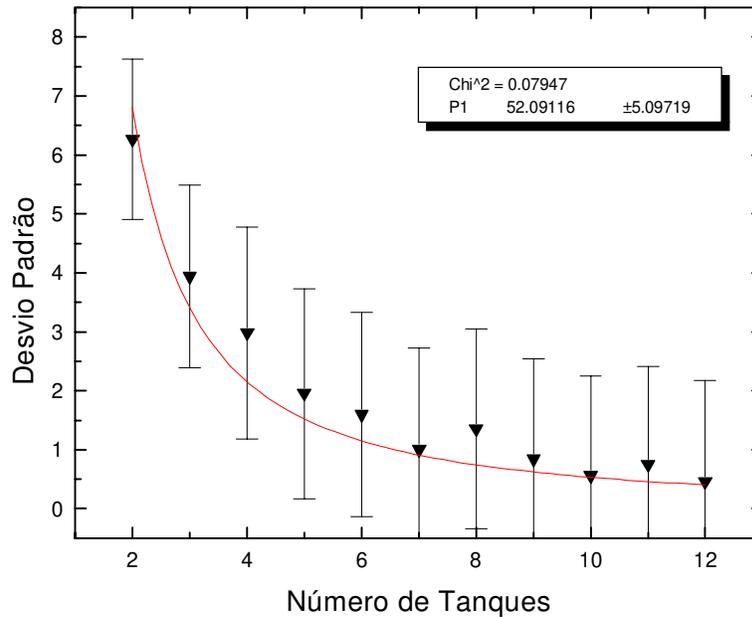


Figura 62 – Desvios padrão observados nas medidas de $1/\beta$ em função do número de tanques no evento

A segunda medida foi feita, introduzindo-se a sincronização dos tempos, descrita na seção 4.3. Desta vez, obtivemos $\langle 1/\beta \rangle = 1,03 \pm 2,22$. Na figura 63, mostramos as distribuições de $1/\beta$ para diferentes tamanhos de eventos, ou seja, separando as distribuições em função do número de tanques atravessados pela partícula. Na figura 64, vemos o andamento do desvio padrão das distribuições em função do número de tanques no evento.

A correção com a energia permite que melhoremos a precisão na medida. Obtivemos $\langle 1/\beta \rangle = 1,02 \pm 1,24$. As distribuições são mostradas na figura 65 e na figura 66, vemos o andamento dos desvios padrão.

Na próxima seção, com base nestes resultados, analisaremos a capacidade do LVD de discriminar o sentido de movimento das partículas.

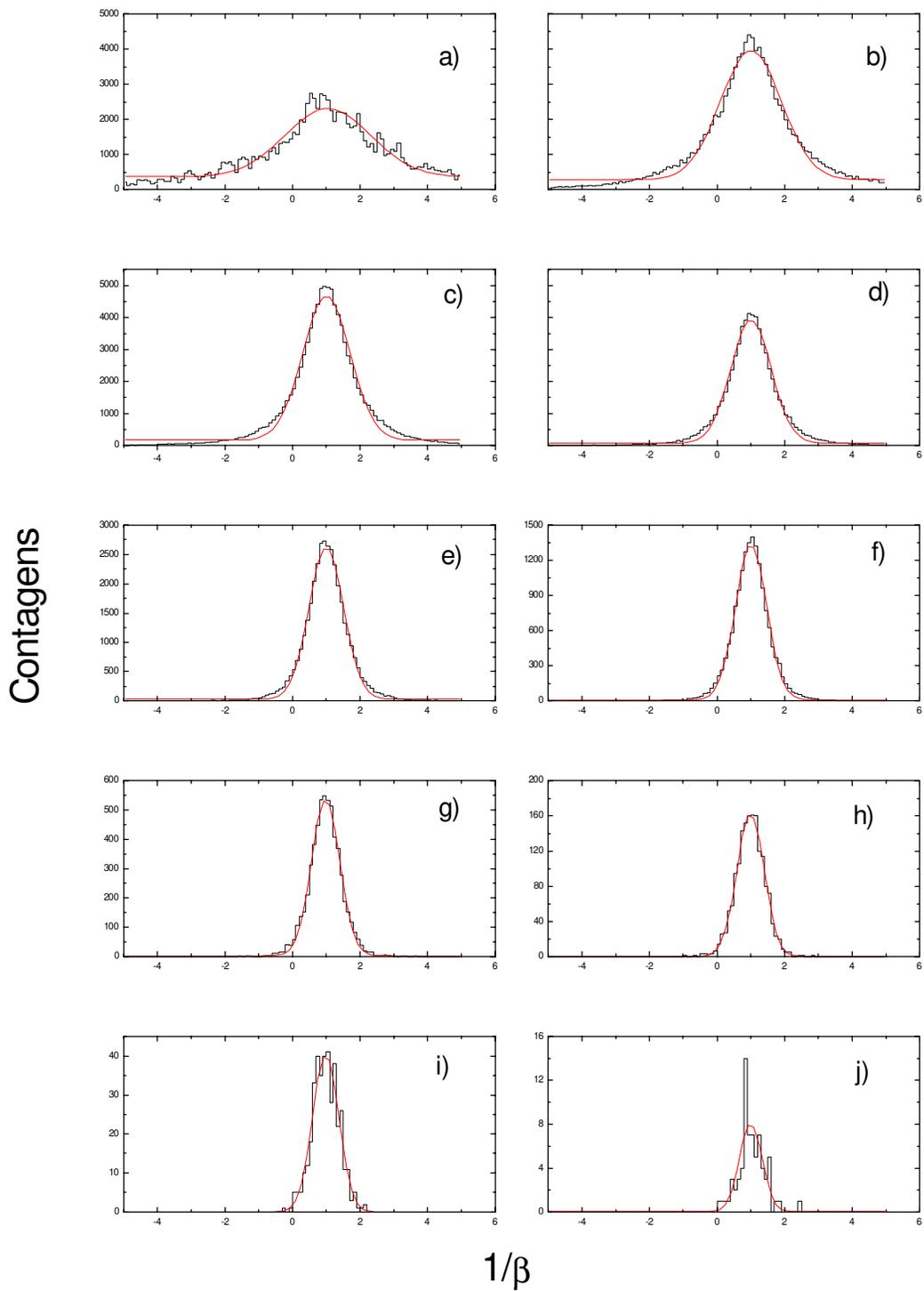


Figura 63 – Medidas de $1/\beta$ para tempos sincronizados, para diferentes números de tanques por evento (ver tabela 12)

Gráfico correspondente	Número de tanques no traço	$\langle 1/\beta \rangle$	Desvio padrão	Numero de eventos
a)	2	1,06	3,70	98.411
b)	3	1,03	1,96	111.584
c)	4	1,02	1,22	95.406
d)	5	1,01	0,88	64.990
e)	6	1,01	0,67	36.138
f)	7	1,01	0,56	16.197
g)	8	0,98	0,48	5.837
h)	9	0,98	0,42	1.659
i)	10	0,98	0,40	394
j)	11	1,02	0,41	71
-	12	0,94	0,29	15

Tabela 12 – Resumo das características das distribuições da figura 63

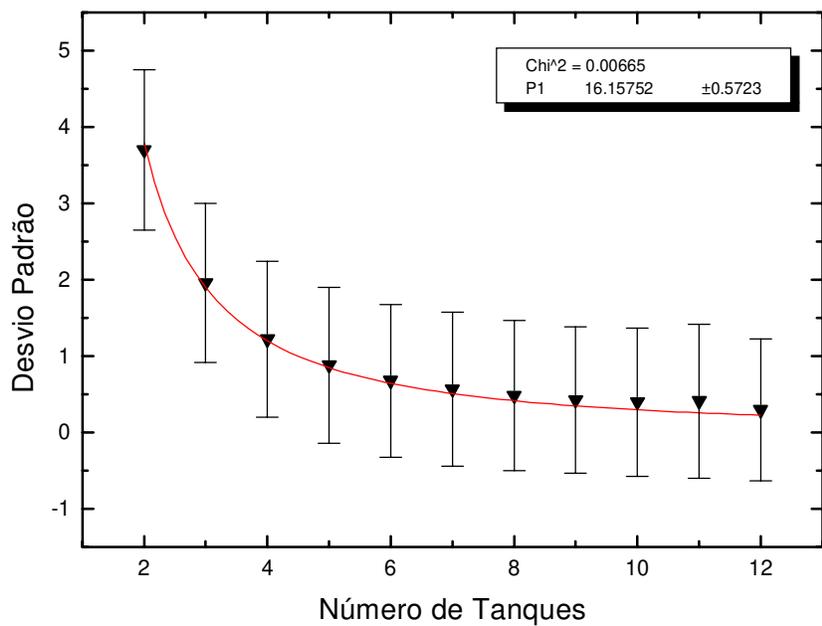


Figura 64 – Desvios padrão observados nas medidas de $1/\beta$ em função do número de tanques no evento, para tempos sincronizados

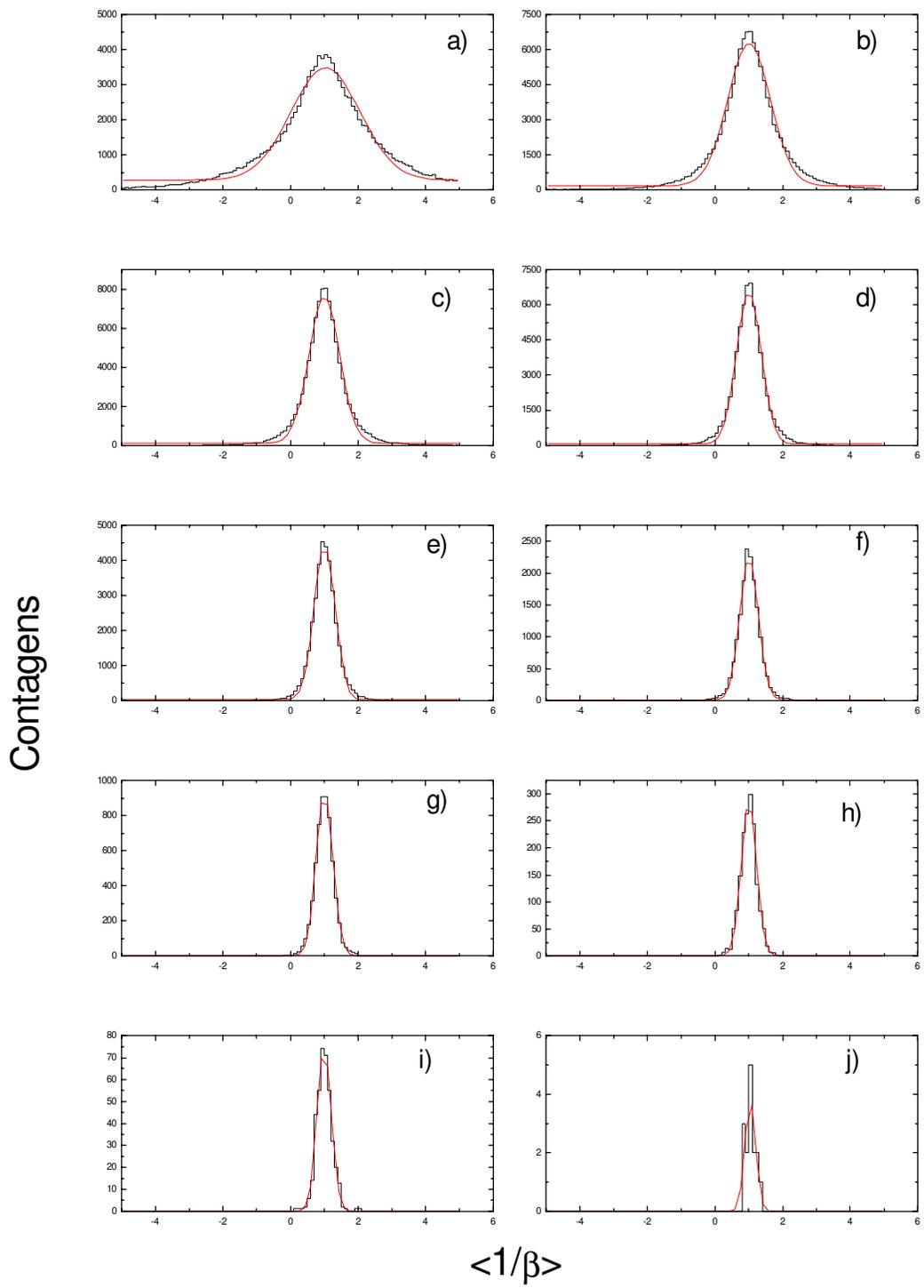


Figura 65 – Medidas de $1/\beta$ para tempos sincronizados e corrigidos com a energia, para diferentes números de tanques por evento (ver tabela 13)

Gráfico correspondente	Número de tanques no traço	$\langle 1/\beta \rangle$	Desvio padrão	Numero de eventos
a)	2	1,04	2,05	98.411
b)	3	1,02	1,10	111.584
c)	4	1,01	0,70	95.406
d)	5	1,00	0,51	64.990
e)	6	1,01	0,40	36.138
f)	7	1,01	0,33	16.197
g)	8	1,00	0,28	5.837
h)	9	1,00	0,25	1.659
i)	10	1,01	0,23	394
j)	11	1,01	0,22	71
–	12	1,05	0,15	15

Tabela 13 – Resumo das características das distribuições da figura 65

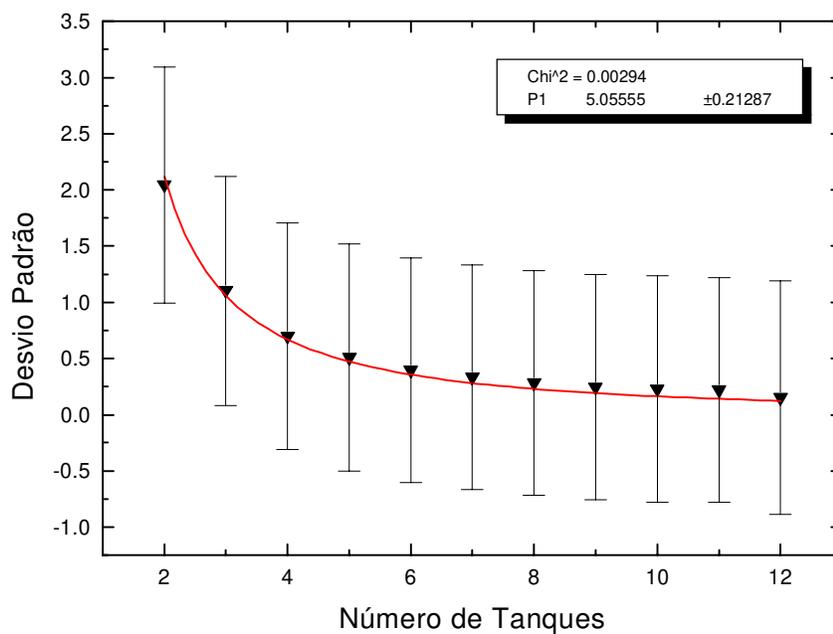


Figura 66 – Desvios padrão observados nas medidas de $1/\beta$ em função do número de tanques no evento, para tempos sincronizados e corrigidos com a energia

5.2.1 Análise Estatística das Medidas

Podemos interpretar as contagens devidas às partículas ascendentes como sendo um "sinal" cuja significância estatística queremos determinar, superposto a um "fundo" de partículas descendentes. De modo que, na reconstrução das velocidades, através do tempo de vôo, obtemos duas distribuições superpostas: $N(1, \sigma)^\dagger$ a distribuição de valores $1/\beta$ das partículas descendentes e $rN(-1, \sigma)$, a das partículas ascendentes, com r significando a razão entre as contagens de partículas ascendentes e descendentes. Assim, a contagem total observada é dada por:

$$T = N(1, \sigma) + rN(-1, \sigma) \quad (76)$$

O intervalo que contém 95% das contagens de partículas ascendentes é:

$$I_{95} = (-1 - 2\sigma, -1 + 2\sigma) \quad (77)$$

Para dizermos qual a significância do sinal, neste intervalo, devemos fazer um teste de aderência, considerando como hipótese que as contagens observadas obedeçam $N(1, \sigma)$ no intervalo em estudo.

O teste^[96] foi feito, dividindo-se I_{95} em quatro sub-intervalos de comprimento σ , e calculando-se D^2 , que segue aproximadamente a estatística de χ^2 , e é dado por:

$$D^2 = \sum_{i=1}^4 \frac{[T_{I_{95}}^i - N_{I_{95}}^i(1, \sigma)]^2}{N_{I_{95}}^i(1, \sigma)} = r^2 \sum_{i=1}^4 \frac{[N_{I_{95}}^i(-1, \sigma)]^2}{N_{I_{95}}^i(1, \sigma)} \quad (78)$$

Onde:

$$N_{I_{95}}^i(\mu, \sigma) = \int_{-1-2\sigma+\frac{|I_{95}|}{4}(i-1)}^{-1-2\sigma+\frac{|I_{95}|}{4}i} N(\mu, \sigma) dx \quad (79)$$

Aceitamos a hipótese em um nível de confiança de 1%, ou seja, trabalharemos apenas com sinais de significância estatística de 99%. Para este cálculo, com três graus de liberdade, rejeitamos a hipótese sempre que $D^2 > 11,345$. Na tabela abaixo, calculamos as situações onde poderíamos observar um sinal com esta significância. O cálculo de significância foi feito, usando os valores de

[†] $N(\mu, \sigma)$ é uma distribuição normal com valor médio μ e variância σ^2

desvio padrão listados na tabela 14, para três valores próximos à razão esperada entre múons ascendentes e descendentes.

Os valores de D^2 abaixo do limite de significância desejado aparecem em vermelho. Da tabela, podemos concluir que o LVD é sensível para os *upward-going* múons, se a partícula atravessa ao menos 7 tanques detectores.

Número de tanques no evento	D^2		
	$r = 5 \cdot 10^{-5}$	$r = 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-4}$
2	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-7}$
3	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-6}$
4	$1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$
5	$1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$
6	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^0$
7	$6 \cdot 10^1$	$2 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^3$
8	$6 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^4$
9	$4 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^{10}$
10	$3 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{13}$
11	$2 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{15}$
12	$6 \cdot 10^{35}$	$3 \cdot 10^{36}$	$7 \cdot 10^{37}$

Tabela 14 – Valores de D^2 para vários tamanhos de eventos e de razão entre os fluxos

5.2.2 Estimativa dos Tempos de Aquisição

Os resultados anteriores permitem que façamos uma estimativa do tempo de aquisição de dados necessários para que tenhamos um conjunto mínimo de *upward-going* múons.

Esta estimativa usa as frequências em função do número de tanques, observadas no nosso período de análise para determinarmos o período mínimo de aquisição de dados. Na tabela abaixo, calculamos o tempo necessário para obtermos um *sample* de 100 *upward-going* múons, considerando três valores de razão dos fluxos e também para o LVD composto de uma torre ou três torres.

Os resultados obtidos permitem concluir que o LVD, mesmo em seu tamanho máximo previsto, tem uma capacidade mínima de detecção de partículas com trajetória ascendente. Em vista

destes resultados, alterações nos detectores se fazem necessárias para aumentarmos a resolução temporal e consequentemente a precisão nas medidas de tempo de vôo. Na próxima seção apresentaremos algumas sugestões de mudanças no funcionamento do LVD e seu impacto na resolução temporal.

Número de Tanques	Frequência (múons/hora)	Período p/ 1 Torre (anos)			Período p/ 3 Torres (anos)		
		$r = 5 \cdot 10^{-5}$	$R = 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-5}$	$r = 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-4}$
7	3,023	75,5	37,76	18,9	25,2	12,6	6,3
8	1,089	209,6	104,8	52,4	69,9	35,0	17,5
9	0,310	736,5	368,3	184,1	245,5	122,8	61,4
10	0,074	3085,3	1542,7	771,4	1028,4	514,2	257,1
11	0,013	17562,3	8781,2	4390,6	5854,1	2927,1	1463,6
12	0,003	76103,5	38051,8	19025,6	25367,8	12683,9	6342,0
≥ 7	4,512	50,6	25,13	12,6	16,9	8,45	4,2

Tabela 15 – Estimativa dos tempos de aquisição de dados

5.3 Medidas de Otimização da Resolução Temporal do LVD

O aparato experimental para o estudo de possíveis alterações no funcionamento dos tanques foi construído nos laboratórios externos do LNGS, onde o fluxo de múons é muito superior ao da galeria, acelerando o tempo de aquisição de dados. Era constituído por dois tanques idênticos aos da experiência dispostos verticalmente, chamados aqui de **A** e **B**, formando um telescópio para múons (ver figura 67). A eletrônica utilizada também era idêntica àquela da experiência, bem como a estratégia de *trigger*.

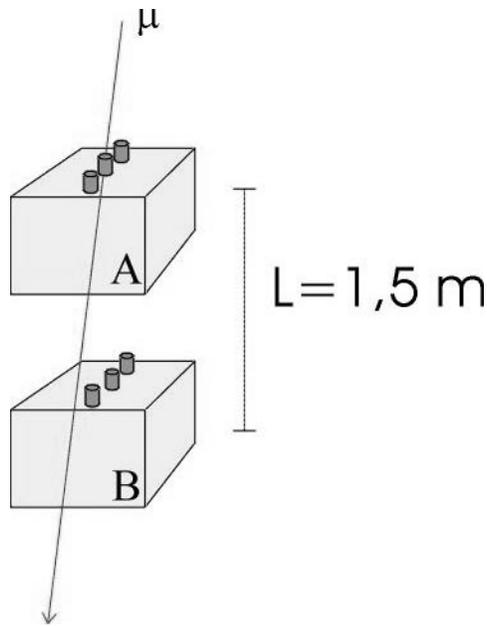


Figura 67 – Arranjo Experimental

A aquisição de dados produzia apenas eventos *flag* 1, identificados como múons, registrando energia e tempo do evento. A aquisição foi feita de modo independente para cada tanque, de modo que obtínhamos dois arquivos de eventos a cada aquisição. A frequência observada era de cerca 450 eventos/s por tanque.

O objetivo destas aquisições era obter a dispersão das medidas de tempo de voo. Para tal devemos selecionar múons que atravessem os dois tanques. O método de seleção consistia em ordenar cronologicamente os eventos e calcular o tempo de voo entre um evento do tanque superior e outro no tanque inferior apenas se estes ocorrem sucessivamente. Procedendo desta forma podemos diminuir a importância de computarmos dois múons como sendo um único múon que atravessa os dois tanques. Na figura 68, vemos a diferença de tempo para estes eventos sucessivos. No gráfico 68.a, os tempos não foram corrigidos pela energia. Podemos notar que a distribuição não é perfeitamente gaussiana, apresentando "caudas" exponenciais devidas à ocorrência de eventos causados por dois múons que atingem os tanques aproximadamente ao mesmo tempo. No gráfico 68.b, tempos são corrigidos com a energia, reduzindo a dispersão das medidas.

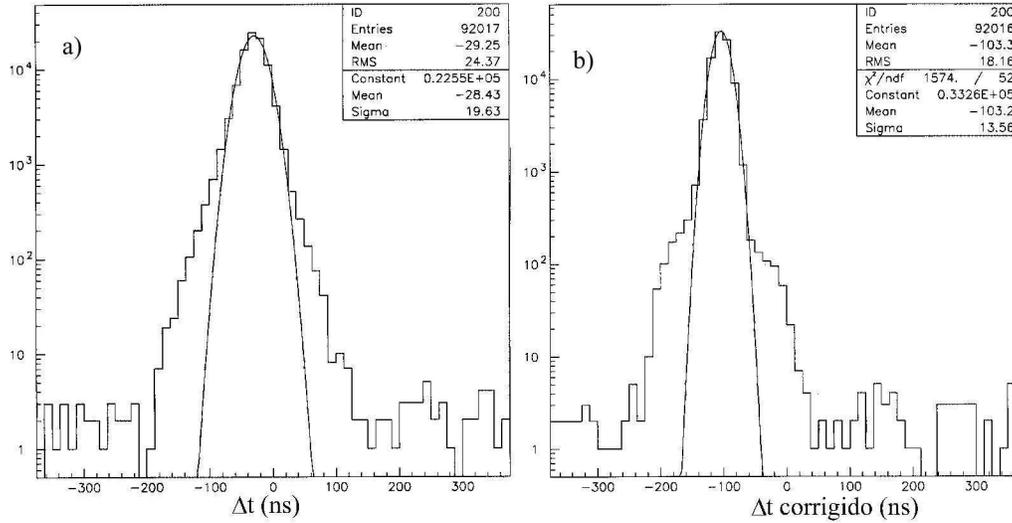


Figura 68 – Diferenças de tempo entre os dois tanques: a) tempos sem correção e b) tempos corrigidos com a energia.

Adicionamos às distribuições um ajuste gaussiano, e usaremos o parâmetro sigma, correspondente à raiz quadrada da variância da distribuição normal ajustada, como indicativo da resolução temporal do aparato. Lembramos que na análise dos detectores da experiência utilizávamos o desvio padrão das medidas, pois naquela situação não tínhamos o problema das coincidências de múltiplos múons atingindo os tanques. Os valores obtidos $\sigma = 19,63$ ns, para tempos sem correção, e $\sigma = 13,56$ ns, para tempos corrigidos, servirão como referência para quantificarmos os ganhos de resolução ao introduzirmos as modificações no aparato experimental.

A primeira tentativa de reduzir a dispersão das medidas foi a introdução de um cabo de atraso ao fototubo central de cada tanque do aparato. O objetivo desta modificação é fazer com que a coincidência se "feche" sempre no mesmo fototubo, neste caso, o central. Assim, o tempo do evento, registrado no momento em que se fecha a coincidência, está sujeito a variações, principalmente no tempo de subida do sinal, características de apenas um fototubo, ao invés de três como normalmente ocorre.

Foram feitas medidas com cabos de dois comprimentos: uma primeira medida, utilizando-se um cabo de 10 m ($\cong 50$ ns) e outra, com um cabo de 15 m ($\cong 75$ ns). Na tabela 16, apresentamos os resultados (μ e σ são a média e sigma do ajuste gaussiano, respectivamente). Apresentamos também um monitoramento da frequência dos eventos, pois esperamos uma diminuição em virtude da largura finita da janela de coincidência (100 ns). A melhora da resolução temporal obtida pode

ser considerada boa pois, como veremos, um ganho de 15% tem implicações dramáticas nas medidas de tempo.

Cabo de Sinal	<dt> (ns)	Desvio Padrão (ns)	μ (ns)	σ (ns)	Redução no σ (%)	Frequência Tanque A (hz)	Frequência Tanque B (hz)
Padrão	-103,3	18,16	-103,2	13,56	—	460	464
+10 m	-56,86	16,41	-56,77	11,68	14,6	458	457
+15 m	-58,05	16,77	-58,67	11,18	17,6	456	459

Tabela 16 – Resultados da medida da resolução temporal, utilizando-se um cabo de atraso

Outra alteração realizada foi o aumento de ganho do fototubo central. Com isto visamos novamente controlar melhor o tempo de subida do sinal, fazendo que este seja mais rápido e portanto, flutue menos. O aumento de ganho foi feito, medindo a corrente anódica, na presença de uma fonte de cobalto, e alterando a voltagem aplicada ao fototubo central, de modo que a corrente apresentasse um ganho de 50% com relação à corrente da calibração normal dos tanques do LVD. Uma segunda medida foi feita desta vez aumentando o ganho em 100%. Os resultados obtidos são vistos na tabela 17. As medidas foram feitas com o cabo de atraso de 15 m, aplicado ao fototubo central, assim os resultados são uma superposição dos dois efeitos.

Ganho	<dt> (ns)	Desvio Padrão (ns)	μ (ns)	σ (ns)	Redução no σ (%)	Frequência Tanque A (hz)	Frequência Tanque B (hz)
Padrão	-103,3	18,16	-103,2	13,56	—	460	464
+50%	-53,35	15,73	-53,37	11,10	18,1	447	440
+100%	-46,57	16,39	-46,71	10,75	20,7	463	474

Tabela 17 – Resultados da medida da resolução temporal aumentando-se o ganho do fototubo central

5.3.1 Efeitos da Otimização nas Medidas de $1/\beta$

Nesta seção, calculamos qual o impacto das alterações apresentadas anteriormente, caso estas venham a ser implantadas a todos os tanques do LVD. Para tal, supomos que as reduções obtidas no nosso telescópio de múons se repitam integralmente nos tanques da experiência, assim, o

valor médio do desvio padrão da diferença de tempo entre tanques, que na experiência é de 12,69 ns, passaria a ser de 10,84 ns se introduzíssemos o cabo de atraso de 10 m, redução de 14,6%.

O cálculo da propagação da diminuição do erro nas medidas de tempo para as medidas de $1/\beta$ foi feito através da fórmula utilizada no ajuste da figura 65, dada por:

$$\sigma_{1/\beta}(N) = \sqrt{P_1} \sqrt{\frac{12}{1,5^2 N(N^2 - 1)}} \quad (80)$$

Onde N é o número de tanques no evento, $\sigma_{1/\beta}$ é o desvio padrão na medida de $1/\beta$ e P_1 , o parâmetro a ser determinado pelo ajuste, é proporcional à variância nas medidas de tempo, assim:

$$P_1 \propto \sigma_{dt}^2 \quad (81)$$

Onde σ_{dt} é o desvio padrão nas medidas de tempo. Portanto, uma redução em sigma de 14,6% implica em uma redução de 14,6²% no parâmetro do ajuste. Utilizando a fórmula 80, aplicadas as reduções em P_1 em função da alteração aplicada no telescópio, construímos a tabela abaixo, trazendo o desvio padrão esperado das distribuições das medidas de $1/\beta$.

Número de Tanques	LVD Atual	Desvio Padrão em Função da Modificação Empregada			
		Cabo +10 m	Cabo +15m	Ganho +50%	Ganho +100%
2	2,05	1,81	1,75	1,74	1,68
3	1,10	0,91	0,87	0,87	0,84
4	0,70	0,57	0,55	0,55	0,53
5	0,51	0,40	0,39	0,39	0,38
6	0,40	0,31	0,30	0,29	0,28
7	0,33	0,24	0,23	0,23	0,22
8	0,28	0,20	0,19	0,19	0,18
9	0,25	0,17	0,16	0,16	0,15
10	0,23	0,14	0,14	0,14	0,13
11	0,22	0,12	0,12	0,12	0,11
12	0,15	0,11	0,10	0,10	0,10

Tabela 18 – Resultados das modificações estudadas no erro cometido na determinação de $1/\beta$

Com base nos resultados da tabela acima, podemos calcular como as modificações sugeridas alteram a capacidade do LVD em discriminar o sentido de movimento das partículas. O cálculo foi feito usando a mesma metodologia descrita na seção 5.2.1, desta vez apenas para um fluxo de múons ascendentes 10^4 vezes menor. Na tabela 19, mostramos os valores de D^2 para as várias modificações testadas no telescópio de múons. O resultado mais notável é o fato de podermos utilizar eventos com apenas seis tanques, para a discriminação do sentido de movimento. Tal resultado se verifica para qualquer uma das modificações.

Número de Tanques no Evento	D^2				
	LVD	Cabo +10m	Cabo +15m	Ganho +50%	Ganho +100%
2	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$
3	$1 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$
4	$4 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
5	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^0$
6	$2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$
7	$2 \cdot 10^2$	$4 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{13}$
8	$3 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{18}$	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{23}$
9	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{27}$	$2 \cdot 10^{31}$	$2 \cdot 10^{31}$	$3 \cdot 10^{36}$
10	$1 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{42}$	$4 \cdot 10^{42}$	$4 \cdot 10^{42}$	$1 \cdot 10^{50}$
11	$6 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{59}$	$5 \cdot 10^{59}$	$7 \cdot 10^{71}$
12	$3 \cdot 10^{36}$	$7 \cdot 10^{71}$	$6 \cdot 10^{87}$	$6 \cdot 10^{87}$	$6 \cdot 10^{87}$

Tabela 19 – Valores de D^2 em função do número de tanques para as várias alterações realizadas

A estimativa do tempo de aquisição de dados sofre uma redução importante se introduzirmos os eventos com apenas seis tanques na análise. Desta maneira, a simples introdução de um cabo, tem efeito equivalente, se pensarmos em tempos de aquisição, mais do que triplicarmos a área do LVD. Os resultados para as novas estimativas do tempos de medida podem ser vistas na tabela 20.

Número de Tanques	Frequência (múons/hora)	Período p/ 1 Torre (anos)			Período p/ 3 Torres (anos)		
		$r = 5 \cdot 10^{-5}$	$r = 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-5}$	$r = 10^{-4}$	$r = 5 \cdot 10^{-4}$
6	6,745	33,9	16,9	8,5	11,3	5,6	2,8
≥ 6	11,257	20,3	10,1	5,1	6,8	3,4	1,7

Tabela 20 – Estimativa dos tempos de medida para eventos com 6 ou mais tanques

Capítulo 6

Conclusões

O trabalho de busca de *upward-going* múons desenvolvido nesta tese levou a um estudo detalhado das características instrumentais do detector, o qual permitiu:

- melhor caracterização de suas medidas temporais,
- melhor precisão na determinação da dependência energética da resposta temporal dos tanques,
- desenvolvimento de um método de sincronização dos tempos registrados pelo conjunto eletrônica/detector, minimizando os efeitos das particularidades da resposta de cada módulo de eletrônica e de cada tanque com suas fotomultiplicadoras,
- identificação das alterações a serem introduzidas no detector para melhorar sua resolução temporal para múons ascendentes.

Foi mostrado também (Cap. 4) que a concepção modular do LVD permite que se tenha uma resolução temporal efetiva muito melhor do que a resolução nominal da eletrônica, desde que um número suficiente de tanques esteja envolvido no evento. Isso tem importância crucial no tempo mínimo de operação do detector para a observação do fluxo de *upward-going* múons. Dessa maneira, foi possível estabelecer limites quantitativos para se poder determinar o fluxo desses eventos no LVD.

Concluimos ainda, que, mesmo fornecendo informações sobre o fluxo de múons horizontais induzidos por neutrinos, nenhuma informação pode se obter sobre oscilações de neutrinos através dessas medidas (sec. 2.3). Entretanto, o estudo de múons ascendentes que decaem no interior da experiência (*upward-going stopping* múons) se apresenta como um novo e interessante subproduto do detector. A detecção desses múons é pouco dependente da resolução temporal da experiência, já que seriam caracterizados pela topologia do evento e pela observação do elétron (ou pósitron) do decaimento. A principal dificuldade da medida é o baixíssimo fluxo desses eventos, que, segundo

P. Lipari, seria de aproximadamente 15% do fluxo dos múons ascendentes que atravessam todo o detector. Assim, espera-se observar cerca de 10 eventos por ano por torre do LVD.

Apêndice 1

Neste apêndice, mostramos uma tabela com os resultados do estudo com relação a estabilidade das médias de tempo entre dois tanques do LVD. Nenhuma alteração significativa, carente de correção, foi encontrada.

Tanques	Desvio Máximo	Tanques	Desvio Máximo
1121-1131	0,99	1131-1141	0,99
1161-1171	0,57	1112-1122	0,76
1132-1142	0,99	1162-1172	0,76
1123-1133	0,99	1153-1163	0,66
1163-1173	0,66	1114-1124	0,99
1134-1144	0,99	1154-1164	0,73
1164-1174	0,68	1115-1116	0,62
1145-1155	0,85	1165-1175	0,73
1116-1126	0,88	1136-1146	0,49
1156-1166	0,59	1166-1176	0,68
1117-1127	0,64	1127-1137	0,55
1157-1167	0,83	1167-1177	0,47
1118-1128	0,75	1128-1138	0,99
1168-1178	0,43	1211-1212	0,59
1241-1251	0,85	1271-1281	0,70
1212-1222	0,69	1242-1252	0,75
1262-1272	0,68	1213-1223	0,89
1233-1243	0,75	1253-1263	0,76
1273-1283	0,79	1214-1224	0,64
1234-1244	0,67	1254-1264	0,54
1284-1264	0,68	1215-1235	0,48
1235-1245	0,60	1255-1275	0,47
1265-1275	0,68	1275-1285	0,76
1216-1226	0,50	1236-1246	0,77
1256-1266	0,88	1276-1286	0,77
1217-1227	0,84	1247-1257	0,73
1567-1277	0,80	1277-1287	0,99
1218-1228	0,90	1228-1238	0,62
1258-1268	0,75	1278-1288	0,73
1331-1351	0,64	1351-1361	0,87
1371-1381	0,74	1332-1352	0,50

1352-1362	0,61	1372-1382	0,75
1333-1353	0,58	1343-1363	0,78
1353-1363	0,63	1373-1383	0,73
1334-1333	0,98	1354-1364	0,67
1374-1384	0,86	1335-1337	0,85
1345-1355	0,64	1365-1375	0,77
1375-1385	0,62	1346-1356	0,79
1366-1376	0,70	1376-1386	0,87
1337-1347	0,60	1357-1367	0,60
1377-1387	0,94	1338-1348	0,98
1358-1368	0,66	1388-1368	0,52
1411-1421	0,67	1431-1441	0,69
1461-1471	0,86	1471-1481	0,99
1412-1422	0,81	1432-1442	0,64
1452-1462	0,57	1462-1472	0,60
1413-1423	0,83	1433-1443	0,66
1453-1463	0,76	1473-1483	0,99
1414-1424	0,96	1424-1434	0,74
1444-1454	0,71	1464-1474	0,66
1474-1484	0,54	1415-1435	0,69
1435-1455	0,71	1465-1475	0,88
1416-1426	0,99	1436-1446	0,76
1456-1476	0,68	1417-1437	0,35
1427-1447	0,63	1467-1477	0,63
1477-1487	0,99	1418-1428	0,87
1428-1438	0,93	1458-1468	0,60
1478-1488	0,99	1511-1521	0,98
1541-1551	0,82	1551-1561	0,80
1561-1571	0,76	1522-1532	0,98
1542-1552	0,68	1552-1562	0,70
1562-1572	0,72	1513-1523	0,75
1533-1543	0,84	1553-1563	0,98
1563-1573	0,76	1524-1534	0,82
1544-1554	0,86	1554-1564	0,89
1515-1525	0,60	1535-1545	0,68
1555-1565	0,79	1516-1526	0,88
1536-1546	0,72	1556-1536	0,41
1566-1546	0,40	1517-1527	0,74
1537-1547	0,81	1557-1567	0,97
1528-1538	0,65	1548-1558	0,86
1558-1568	0,98		

Apêndice 2

Neste apêndice, vemos os estudos do efeito da correção com a energia para todos os tanques do LVD utilizados nesta tese.

Tanque	Tanque de Referência	Desvio Padrão (ns)	Desvio Padrão Corrigido (ns)	Tanque	Tanque de Referência	Desvio Padrão (ns)	Desvio Padrão Corrigido (ns)
1121	1131	27,69	17,34	1112	1122	20,37	11,46
1131	1141	22,88	16,28	1122	1132	18,28	12,99
1141	1131	22,88	16,28	1132	1142	19,08	14,18
1161	1171	28,46	15,40	1142	1132	19,08	14,18
1171	1161	28,46	15,40	1162	1172	18,39	10,35
1123	1133	21,10	14,30	1172	1162	18,39	10,35
1133	1123	21,10	14,30	1114	1124	21,34	14,24
1153	1163	18,15	8,96	1124	1134	15,07	7,37
1163	1173	17,68	8,92	1134	1144	19,23	12,55
1173	1163	17,68	8,92	1144	1154	26,10	12,91
1115	1116	17,85	9,22	1154	1164	29,49	14,56
1145	1155	23,71	11,79	1164	1174	20,88	9,25
1155	1165	22,89	9,84	1174	1164	20,88	9,25
1165	1175	32,85	14,90	1116	1126	16,27	8,03
1175	1165	32,85	14,90	1126	1116	16,27	8,03
1117	1127	22,79	11,94	1136	1146	19,32	7,98
1127	1137	26,59	13,27	1146	1156	27,50	12,44
1137	1127	26,59	13,27	1156	1166	27,04	13,89
1157	1167	21,15	9,95	1166	1176	18,62	10,20
1167	1177	21,73	9,41	1176	1166	18,62	10,20
1177	1167	21,73	9,41	1118	1128	19,71	9,44
1211	1212	20,93	8,91	1128	1138	19,03	10,59
1241	1251	23,99	16,95	1138	1128	19,03	10,59
1251	1241	23,99	16,95	1168	1178	20,19	9,37
1271	1281	24,04	15,13	1178	1168	20,19	9,37
1281	1271	24,04	15,13	1212	1222	20,87	9,70
1213	1223	21,80	11,56	1222	1212	20,87	9,70
1223	1233	21,25	9,97	1242	1252	24,72	12,70
1233	1243	20,75	10,09	1252	1262	21,44	9,29
1243	1253	22,78	10,33	1262	1272	23,86	10,34

1253	1263	24,04	11,01	1272	1262	23,86	10,34
1263	1273	28,37	15,10	1214	1224	30,08	15,42
1273	1283	28,86	15,14	1224	1234	26,22	13,94
1283	1273	28,86	15,14	1234	1244	29,26	15,91
1215	1235	21,14	14,37	1244	1254	29,53	14,75
1235	1245	22,91	11,87	1254	1264	26,47	13,08
1245	1235	22,91	11,87	1264	1254	26,47	13,08
1255	1275	25,72	15,05	1284	1264	24,47	12,81
1265	1275	29,83	12,22	1216	1226	20,41	10,84
1275	1285	23,84	10,96	1226	1236	20,23	14,27
1285	1275	23,84	10,96	1236	1246	28,93	16,91
1217	1227	21,43	12,86	1246	1256	26,75	12,39
1227	1217	21,43	12,86	1256	1266	20,91	9,97
1247	1257	20,01	9,81	1266	1276	26,99	13,23
1257	1267	24,69	13,31	1276	1286	30,62	15,03
1267	1277	23,54	10,70	1286	1276	30,62	15,03
1277	1287	23,76	12,87	1218	1228	26,23	12,20
1287	1277	23,76	12,87	1228	1238	32,31	17,32
1311	1331	22,37	17,80	1238	1228	32,31	17,32
1331	1351	21,52	18,75	1258	1268	35,98	15,49
1351	1361	20,39	10,88	1268	1278	25,37	13,13
1361	1371	24,65	13,95	1278	1288	18,37	8,42
1371	1381	25,93	16,03	1288	1278	18,37	8,42
1381	1371	25,93	16,03	1312	1332	25,56	21,04
1313	1333	19,38	16,87	1332	1352	32,26	24,27
1333	1353	23,59	16,21	1352	1362	29,47	11,39
1343	1363	19,66	18,40	1362	1372	22,48	11,09
1353	1363	25,33	12,62	1372	1382	22,73	11,66
1363	1373	23,04	9,73	1382	1372	22,73	11,66
1373	1383	22,18	10,02	1334	1333	24,09	24,06
1383	1373	22,18	10,02	1354	1364	26,45	11,37
1315	1335	22,40	18,54	1364	1374	28,99	13,09
1335	1337	29,57	21,78	1374	1384	20,28	10,11
1345	1355	33,06	17,01	1384	1374	20,28	10,11
1355	1365	27,23	15,62	1346	1356	38,94	18,55
1365	1375	23,27	11,28	1356	1366	23,66	11,61
1375	1385	21,02	9,90	1366	1376	24,54	13,68
1385	1375	21,02	9,90	1376	1386	23,49	12,81
1317	1337	19,43	8,76	1386	1376	23,49	12,81
1337	1347	20,39	10,15	1318	1338	19,31	7,76
1347	1337	20,39	10,15	1338	1348	21,33	9,50
1357	1367	19,07	10,94	1348	1358	21,68	11,17
1367	1377	25,65	13,70	1358	1368	24,72	11,82
1377	1387	26,27	13,27	1368	1358	24,72	11,82
1387	1377	26,27	13,27	1388	1368	23,03	14,54

1411	1421	17,98	8,53	1412	1422	27,05	12,61
1421	1431	29,64	12,73	1422	1432	28,00	14,55
1431	1441	27,84	11,64	1432	1442	23,02	10,18
1441	1431	27,84	11,64	1442	1452	25,22	12,61
1461	1471	25,43	14,09	1452	1462	27,65	14,94
1471	1481	27,62	17,16	1462	1472	20,79	9,42
1481	1471	27,62	17,16	1472	1462	20,79	9,42
1413	1423	21,68	11,89	1414	1424	28,49	14,02
1423	1433	20,01	11,00	1424	1434	28,01	15,29
1433	1443	22,10	15,98	1434	1444	25,74	13,51
1443	1453	21,00	16,05	1444	1454	20,16	9,20
1453	1463	18,19	8,32	1454	1464	21,63	9,58
1463	1473	20,30	9,40	1464	1474	17,89	8,30
1473	1483	24,12	12,11	1474	1484	21,24	10,52
1483	1473	24,12	12,11	1484	1474	21,24	10,52
1415	1435	23,07	12,20	1416	1426	31,99	19,29
1435	1455	17,34	9,28	1426	1436	28,98	18,43
1455	1465	19,77	8,75	1436	1446	21,81	10,28
1465	1475	18,65	8,48	1446	1456	26,07	10,62
1475	1465	18,65	8,48	1456	1446	26,07	10,62
1417	1437	16,93	13,99	1476	1456	23,05	10,65
1427	1447	27,72	14,66	1418	1428	19,78	16,89
1437	1447	21,24	10,49	1428	1438	19,07	9,69
1447	1437	21,24	10,49	1438	1428	19,07	9,69
1467	1477	21,14	10,56	1458	1468	26,35	13,05
1477	1487	22,96	15,24	1468	1478	27,36	12,75
1487	1477	22,96	15,24	1478	1488	24,49	17,40
1511	1521	28,32	17,20	1488	1478	24,49	17,40
1521	1511	28,32	17,20	1522	1532	21,15	9,95
1541	1551	28,54	15,12	1532	1542	27,77	12,79
1551	1561	22,35	12,45	1542	1552	33,89	17,34
1561	1551	22,35	12,45	1552	1562	30,61	15,93
1513	1523	23,73	16,15	1562	1552	30,61	15,93
1523	1533	20,91	9,95	1524	1534	28,64	13,17
1533	1543	19,25	9,12	1534	1544	32,65	16,00
1543	1553	21,07	12,17	1544	1554	24,90	13,48
1553	1563	24,18	14,48	1554	1564	20,69	10,83
1563	1553	24,18	14,48	1564	1554	20,69	10,83
1515	1525	23,28	16,37	1516	1526	25,95	18,05
1525	1535	18,27	8,74	1526	1536	20,09	10,27
1535	1545	18,75	8,95	1536	1546	22,21	9,22
1545	1555	21,02	12,80	1546	1536	22,21	9,22
1555	1565	25,86	15,60	1556	1536	23,17	14,77
1565	1555	25,86	15,60	1566	1546	23,49	10,21
1517	1527	26,63	17,69	1528	1538	21,92	11,59

1527	1537	19,36	10,93	1538	1548	27,77	11,14
1537	1547	18,93	9,92	1548	1558	27,61	12,97
1547	1557	26,48	14,66	1558	1568	23,75	11,57
1557	1567	30,32	17,59	1568	1558	23,75	11,57
1567	1557	30,32	17,59				

Referências

1. LVD Collaboratio, “*Analisis of underground events recorded in LVD experiment at Gran Sasso, correlated with γ -ray bursts*”, XXIV ICRC, Roma - Itália, H. E. Session, vol. 1,662 (1995)
2. J. L. Puget, *Astrophys. Space Sci.*, **75** (1981) 109
3. M. Aglietta et al., *Nuovo Cimento*, **C9** (1986) 237
4. G. Badino et al., *Nuovo Cimento*, **C7** (1984) 573
5. K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 1490
6. R. M. Bionta et. Al., *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 1494
7. W. S. C. Williams, *Nuclear and Particle Physics*, Oxford Press (1995) 279
8. M. L. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1489
9. W. Pauli, *Physics Today*, **31** (1978) 27
10. J. Chadwick, *Nature*, **129** (1932) 312
11. E. Fermi, *Nuovo Cimento*, **11** (1934) 1
12. F. Reines e C. L. Cowan, *Nature*, **178** (1956) 446
13. F. Reines e C. L. Cowan, *Physics Today*, **10** (1957) 12
14. R. Davis, *Phys. Rev.*, **97** (1955) 766
15. B. Pontecorvo, *JETP*, **10** (1960) 1236
16. G. T. Danby et al., *Phys. Rev. Lett.*, **9** (1962) 36
17. M. L. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1489
18. Y. Totsuka, *Rep. Prog. Phys.*, **55** (1992) 377
19. C. H. Llewellyn Smith, *Phys. Rep.*, **5** (1972) 261
20. C. Weinheimer et al., *Phys. Lett.*, **B300** (1993) 210
21. B. Maier, *Nucl. Phys.*, **B35** (1994) 358
22. B. Pontecorvo, *Sov. Phys. – JETP*, **26** (1968) 984
23. G. Barr, T. K. Gaisser e T. Stanev, *Phys. Rev.*, **D39** (1989) 3532
24. P. Lipari, *Astropart. Phys.*, **1** (1993) 195
25. L.V. Volkova, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **31** (1980) 1510
26. M. Honda et al., *Phys. Lett.*, **B248** (1990) 193

27. E. V. Bugaev e V. A. Naumov, *Phys. Lett.*, **B232** (1989) 391
28. H. Lee e Y. S. Koh, *Nuovo Cimento*, **B105** (1990) 883
29. T. K. Gaisser et al., *Phys. Rev.*, **D54** (1996) 5578
30. M. Honda et al., *Phys. Lett.*, **D52** (1995) 4985
31. Y. Fukuda et al., *Phys. Lett.*, **335B** (1994) 237
32. R. Becker-Szendy et al., *Phys. Rev.*, **D46** (1992) 3720
33. M. Aglietta et al., *Europhys. Lett.*, **8** (1989) 611
34. C. Berger et al., *Phys. Lett.*, **227B** (1989) 489
35. T. Kafka, *TAUP 93 Conf.*, Gran Sasso (1992)
36. Y. Fukuda et al., "*Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*", Pre-Print (1998)
37. M. Takahata, *Tese de doutorado*, (1999)
38. V. Barger et al., *Phys. Lett.*, **B462** (1999) 109
39. S. L. Glashow et al., *Phys. Rev.*, **D56** (1997) 2433
40. M. M. Guzzo et al., *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 3202
41. L. Wolfstein, *Phys. Rev.*, **D17** (1978) 2369
42. S. Holt e R. MacCray, *An. Rev. Astron. Astrophys.*, **20** (1982) 323
43. Ramaty e R. E. Lingenfelter, *An. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **32** (1982) 235
44. A. Markov, *Proc. 1960 Int. Conf. On High Energy Physics*, Rochester (1960)
45. S. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990) 1297
46. I. Abazov et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 3332
47. E. Woosley, J. R. Wilson and R. Mayle, *Astrophys. J.*, **302** (1986) 19
48. P. Anselmann et al., *Nucl. Phys. B*, **S38** (1995) 68
49. Eichler and W. T. Vestrand, *Nature*, **319** (1986) 380
50. G. Navarra et al., *Nucl. Phys. B*, **S35** (1994) 259
51. C. T. Hill, D. N. Schramm e T. P. Walker, *Phys. Rev.*, **D36** (1987) 1007
52. S. E. Woosley and T. A. Weaver, *An. Rev. Astron. Astrophys.*, **24** (1986) 205
53. A. Burrows, *An. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **40** (1990) 181
54. E. Kemp, *Tese de Doutorado*, UNICAMP (2000)
55. W. A. Fowler and F. Hoyle., *Ap. J. Suppl.*, **9** (1964) 201
56. A. Burrows and J. Lattimer, *Astrophys. J.*, **103** (1983) 735
57. N. Itoh, T. Adachi, M. Nakagawa, Y. Kohyama e H. Munakata, *Astrophys. J.*, **339** (1989) 354
58. K. Nomoto and M. Hashimoto, *Phys. Rep.*, **163** (1988) 13
59. K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 1490

60. S. W. Bruenn and W. C. Haxton, *Astrophys. J.*, **376** (1991) 678
61. C. D. Anderson e S. Neddermeyer, *Phys. Rev.*, **51** (1937) 884
62. C. M. G. Lattes et al., *Nature*, **159** (1947) 694
63. N. Nereson e B. Rossi, *Phys. Rev.*, **64** (1943) 199
64. B. Rossi, "*High Energy Particles*", Prentice-Hall, (1952) 16-
65. R. M. Sternheimer et al., *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, **30** (1984) 261
66. V. A. Kudryavtsev e O. Ryazhskaya, Relatório Interno, LNGS (1992)
67. I. L. Rosental, *Sov. Phys. Uspekhi*, **11** (1968) 525
68. A. A. Petrukhin e V. V. Shestakov, *Can. J. Phys.*, **46** (1968) 377
69. W. Lohrmann, R. Kopp e R. Voss, *CERN Report*, 85-03 (1985)
70. T. K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge Univ. Press (1990) 69-
71. E. V. Bugaev et al., *Phys. Rev.*, **D58** (1998) 5401
72. C. Castagnoli et al., *Nuovo Cimento*, **A82** (1984) 78
73. H. Inazawa, K. Kobayakawa e T. Kitamura, *Nuovo Cimento*, **C9** (1986) 382
74. L. V. Volkova et al., *Nuovo Cimento*, **C10** (1987) 465
75. E. Zas, F. Halzen e R. A. Vazquez, *Astropart. Phys.*, **1** (1993) 297
76. S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson e N. Sakai, *Phys. Lett.*, **B93** (1980) 451
77. M. Ambrosio et al., *Astropart. Phys.*, **10** (1999) 11
78. M. F. Crouch et al., *Phys. Rev.*, **D18** (1978) 2239
79. P. Anselmann et al., *Phys. Lett.*, **B327** (1994) 377
80. T. K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge Univ. Press (1990) 108
81. P. Lipari, M. Lusignoli e F. Sartogo, *Phys. Rev. Lett.*, **74** (1995) 4384
82. GALLEX Collaboration, *Phys. Lett. B*, **285** (1992) 376
83. MACRO Collaboration, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A324** (1993) 337
84. M. Balata et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A370** (1996) 605
85. ICARUS Collaboration, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A315** (1992) 223
86. EAS-TOP Collaboration, *Nuovo Cimento*, **C13** (1990) 353
87. G. Anzivino et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A329** (1993) 521
88. E. Iarocci et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **217** (1983) 30
89. A. Cavestro et al., *Nucl. Inst. and Meth.*, **A312** (1992) 571
90. J. Mandel, "*The Statistical Analysis of Experimental Data*", Dover Public., (1964) 246 - 278
91. W. Yakushev, Comunicação Privada.
92. J. B. Birks, *Proc. Phys. Soc.*, **A64** (1951) 874

93. C. Morello, *Tesi di Laurea*, (1977)
94. M. Aglietta et al., *Astropart. Phys.*, **2** (1994) 103
95. G. Badino, W. Fulgione, E. Kemp e A. Turtelli, "*Effects of Rock Density Unhomogeneities in Muon Flux Underground*", XXV ICRC Durban - África do Sul (1997)
96. P. L. Meyer, "*Probabilidade – Aplicações à Estatística*", Livros Técnicos e Científicos Ed., (1983) 385-393