

Os mûons observados com o detector central do EASCAMP

Silvia Paganini

Tese apresentada ao Instituto de Física *Gleb Wataghin*
para obtenção do título de Doutor em Física

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth – UNICAMP (Orientador)

Prof. Dr. Stefano De Leo – IMECC/UNICAMP

Prof. Dr. Odylio Denys Aguiar – DAS/INPE/São José Dos Campos SP

Prof. Dr. Marcelo Guzzo – IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. José Augusto Chinellato – IFGW/UNICAMP

IFGW – UNICAMP

Outubro de 2001

Resumo

O trabalho realizado nesta tese utilizou dados de mísions da radiação cósmica obtidos com o detector central do experimento EASCAMP. Este experimento está localizado na UNICAMP e utiliza câmaras *streamer* para realizar a trajetografia de partículas. Inicialmente foi realizada uma pré-análise dos dados brutos e um estudo do desempenho do aparato experimental. Após esta fase foram analisados os dados experimentais. Foi estudada a distribuição angular zenital dos mísions, $I(\theta)=I(0)\cos^n\theta$, e determinado o índice de radiação $n=1,7\pm0,1$. Foi estimada a assimetria Oeste-Leste dos eventos observados, originada pelo corte geomagnético dos raios cósmicos primários, e obtido um excesso de $(8,91\pm0,04)\%$ na direção Oeste. Finalmente foi utilizado o método das diferenças de contagens de mísions entre direções opostas para calcular o valor da anisotropia diurna solar média. Os valores obtidos das amplitudes das primeiras harmônicas para as diferenças Norte-Sul e Oeste-Leste foram $A_{NS}=(0,13\pm0,03)\%$ e $A_{OL}=(0,15 \pm0,03)\%$.

Abstract

This Ph.D. Thesis uses cosmic rays single muons observed with the central module of the EASCAMP experiment. This experiment, localised at UNICAMP, uses four streamer tube planes as a particle tracking system. First the raw data pre-analysis and the study of the apparatus performance were realised. Then were analysed the filtered data. Was studied the muon zenith angular distribution $I(\theta)=I(0)\cos^n\theta$ and determined the radiation index $n=1,7\pm0,1$. Was estimated the West-East asymmetry, one consequence of the primary cosmic rays geomagnetic cut-off, and obtained an excess of $(8,91\pm0,04)\%$ from the West direction. Finally was used the counts difference from opposite directions method to calculate the mean solar diurnal anisotropy. The first harmonic amplitude obtained for the North-South counts difference was $A_{NS}=(0,13\pm0,03)\%$ and for the West-East case was $A_{OL}=(0,15 \pm 0,03)\%$.

Agradecimentos

Este trabalho de tese não foi um ato solitário. Ele contou com a colaboração de muitas pessoas ao longo de seu desenvolvimento. Foi com a ajuda de cada uma dessas pessoas que pude tornar viável esse projeto.

Inicialmente, gostaria de agradecer a minha mãe pela sua ajuda financeira nesses 4 difíceis anos de trabalho longe da casa. Sinto muito a sua ausência física no dia da minha defesa devido à longa distância. Um especial agradecimento para o meu tio “adotivo” de São Carlos pela sua ajuda moral e encorajadora.

Agradeço muito o Prof. Stefano Cecchini do Departamento de Física de Bologna pela sua preciosa orientação a distância. Agradeço também a equipe da pós-graduação pela solidariedade e pela estrutura material. Em particular, agradeço a ajuda do Biral, do Helio e do Mario por terem resolvido muitos problemas técnicos de computação.

Ao Prof. Anderson pela acolhida, orientação e pela possibilidade de realizar este trabalho experimental. Ao Fernando e Jair pela constante ajuda na manutenção e acompanhamento da aquisição de dados.

Um especial agradecimento aos amigos por me terem encorajado a continuar: Robert, Livia, Vaneide, Anastasia, Ana, Ney e a todos que não lembro mas estão no meu coração.

Agradeço também aos membros do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia e pelo apoio financeiro a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, Conselho Nacional para o Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq.

Conteúdo

Introdução	1
1 Os raios cósmicos	3
1.1 O espectro de energia	3
1.2 A composição	5
1.3 Aceleração.....	7
1.4 Propagação	8
2 Os múons atmosféricos	10
2.1 Produção	11
2.2 Propagação na atmosfera	13
2.3 O efeito geomagnético.....	14
2.4 A assimetria Leste-Oeste	18
2.5 Energia primária	21
2.6 As medidas existentes	23
2.6.1 A intensidade	24
2.6.2 O espectro de momento.....	26
2.6.3 A razão de carga	27
2.7 Interação com a matéria.....	29
2.7.1 Perda de energia.....	29
2.7.2 Difusão múltipla Coulombiana.....	31
2.8 Desvios na atmosfera	33
2.9 A distribuição angular zenithal	33
2.10 Os múons múltiplos	35
3 As modulações	37
3.1 As modulações transitórias.....	38
3.2 As modulações regulares	40
3.2.1 Anisotropia diurna solar	42
3.2.2 Anisotropia diurna sideral	47

3.3 Estimativa da contagem mínima	49
3.4 Os efeitos atmosféricos	50
3.4.1 Os coeficientes parciais.....	51
3.4.2 O coeficiente barométrico total	53
4 O experimento EASCAMP	58
4.4 Abertura e fator geométrico.....	59
4.5 Características do detector central	61
4.5.1 Câmaras streamer.....	62
4.5.2 Sistema de gás	63
4.5.3 Sistema de leitura.....	65
4.6 Aquisição de dados	67
4.6.1 Trigger de múons	71
4.6.2 O código de tracking	77
4.7 Monitoramento da aquisição.....	82
5 Análise dos dados	85
5.1 Pré-análise	86
5.2 Os múons múltiplos	88
5.3 A distribuição zenithal.....	90
5.3.1 Estimativa do índice da radiação	92
5.4 Seleção dos dados	94
5.5 A distribuição azimutal	96
5.5.1 A assimetria Leste-Oeste.....	99
5.6 O efeito barométrico	100
5.7 Anisotropia diurna solar	103
Conclusão	106

Introdução

No campus universitário de Campinas foi construído um experimento de *Extensive Air Shower* composto de uma série de cintiladores e um módulo central de 4 planos de câmaras *streamer* e *strips*. Ele foi concluído no ano de 1995 e chamado de EASCAMP. Em agosto de 1998 voltou a operar somente como módulo central. A aquisição durou até junho do ano 2000. Os dados recolhidos ao longo destes 3 anos são o objeto deste trabalho de Doutorado.

Esta tese consta de 5 capítulos. No primeiro apresentamos uma introdução geral sobre os raios cósmicos. Falamos sobre os aspectos mais importantes evidenciando os problemas ainda abertos. Falamos sobre o espectro de energia que se estende para mais de 20 ordens de grandeza, sobre a composição, que para as altas energia está ainda em estudo e enfim sobre os modelos mais reconhecidos de aceleração e propagação dos raios cósmicos.

O segundo capítulo trata dos mísseis atmosféricos, objeto particular do nosso estudo. Tratamos deles a partir da sua produção nas interações dos raios cósmicos primários com os núcleos da alta atmosfera, como eles se propagam na atmosfera e com particular evidência para os efeitos atmosféricos. Considerando a localização de Campinas discutimos o efeito geomagnético nos raios cósmicos primários, e em particular o corte geomagnético que causa a assimetria Leste-Oeste visível no fluxo de mísseis. Também estimamos a energia dos raios cósmicos primários responsáveis pelos mísseis observados em Campinas.

Enfim reportamos as medidas existentes sobre os mísseis atmosféricos, ou seja, a intensidade, o espectro de momento e a razão de carga. Outro assunto tratado é a interação das partículas carregadas com a matéria, ou seja, a perda de energia e a difusão múltipla Coulombiana. Estes assuntos são importantes para estudar o desvio e a perda de energia dos mísseis na atmosfera e no aparato instrumental. Os últimos argumentos tratados são a distribuição angular zenital dos mísseis como consequência direta da propagação na atmosfera e algumas características dos mísseis paralelos, como a energia dos primários que geram eles e o desvio deles em relação ao eixo do chuveiro.

O terceiro capítulo analisa as modulações sofridas pelos raios cósmicos e como estas modificam no fluxo muônico. Diferenciamos entre modulações transitórias e regulares. São estas últimas que nos interessam, ou seja, a anisotropia solar e sideral. Mostramos os últimos resultados reportados por outros experimentos, que depois compararemos com o nosso resultado. Além disso fizemos uma estimativa da contagem mínima necessária para ser possível uma análise com significância estatística. Enfim estudamos os efeitos atmosféricos definindo os coeficientes parciais de temperatura e pressão e o coeficiente barométrico total. Estes efeitos característicos dos raios cósmicos secundários são considerados espúrios na procura de qualquer anisotropia dos raios cósmicos primários. Portanto eles precisam ser tratados e eliminados.

O quarto capítulo se refere inteiramente ao experimento, ou seja, ao módulo central do EASCAMP. Calculamos a abertura e fator geométrico do aparato, indispensável nas várias análises e cálculos, como do fluxo teórico dos mísseis. Mostramos algumas tabelas

com as propriedades gerais do EASCAMP e com as características específicas das câmaras *streamer* e das *strips* usadas. Um parágrafo inteiro é dedicado às câmaras e ao funcionamento delas, bem como ao sistema de gás usado na operação das câmaras e ao seu sistema de leitura. Enfim passamos ao sistema de aquisição ilustrando com fotografias e com um diagrama de blocos a eletrônica e todos os componentes utilizados para implementação da eletrônica. Definimos a configuração dos *triggers* e as modificações realizadas ao longo dos 3 anos de aquisição. Desenvolvemos um código de *tracking* e ilustramos as suas características principais. Por último apresentamos o monitoramento da aquisição feito para acompanhar o funcionamento do experimento e analisamos os problemas experimentais que ocorreram.

O quinto capítulo concerne à análise dos dados. Começamos com uma pré-análise dos dados brutos discutindo a uniformidade e a qualidade deles. Demostramos que uma análise dos dados de múons múltiplos não era factível. Logo analisamos somente os dados dos múons isolados e estimamos o índice de radiação da propagação dos múons na atmosfera. Para estudar a distribuição angular azimutal realizamos uma seleção dos dados que eliminasse seja o ruído eletrônico seja a assimetria devida a forma retangular do módulo central. Com estes dados assim filtrados estudamos a assimetria azimutal Leste-Oeste, efeito do corte geomagnético dos raios cósmicos primários. Achamos o coeficiente barométrico total anteriormente definido e, enfim, o valor da amplitude da primeira harmônica da anisotropia diurna solar.

Concluímos reportando os resultados das várias análises feitas com os múons isolados observados com o módulo central do EASCAMP, comparando-os com a literatura e os resultados de outros experimentos.

1 Os raios cósmicos

O estudo dos raios cósmicos é fundamental para a astrofísica e para a física das partículas. Para a astrofísica: os raios cósmicos foram descobertos em 1912 (Hess), mas a origem deles no intervalo de altas energias ($>10^{14}$ eV), ainda é desconhecida; existem apenas algumas hipóteses a respeito dos mecanismos que conseguem acelerar partículas até as mais altas energias ($\sim 10^{20}$ eV). Para a física das partículas: elas tem uma energia muita mais elevada daquela obtida com os aceleradores ($\leq 10^{15}$ eV); é possível o estudo das interações hadrônicas neste intervalo energético observando os raios cósmicos interagindo com os núcleos da atmosfera.

As principais observações realizadas com raios cósmicos são: a composição química, o espectro energético e a anisotropia, ou seja, um excesso de partículas que provém de uma determinada região do espaço galáctico ou extragaláctico. Os dados experimentais são interpretados segundo possíveis modelos de aceleração e propagação. As partículas carregadas são produzidas e aceleradas por uma fonte, mas, antes de chegarem na atmosfera terrestre, passam através do meio interestelar. Suas direções são desviadas pelos campos magnéticos. A medida da direção de chegada dos raios cósmicos deveria revelar a direção da fonte das partículas observadas, mas reflete informações sobre os campos magnéticos. Só para energias muito altas ($E > 10^{18}$ eV) os raios cósmicos não são mais difusos. Além disso as partículas carregadas interagem com os núcleos do meio interestelar. Estas interações provocam perdas de energia e também fragmentação dos núcleos pesados, mudando assim a composição e a energia originais.

1.1 O espectro de energia

O espectro energético integral é a relação que exprime a variação, em relação a energia, da intensidade dos raios cósmicos de energia maior de um certo E [1]. O espectro energético diferencial indica como varia, em relação à energia, a intensidade num certo intervalo energético especificado entre E e E+dE. Na Figura 1 é mostrado o espectro energético total diferencial [19]. Ele se estende ao longo de 13 ordens de grandeza: de 100MeV até as mais altas energias observadas ($E \sim 10^{21}$ eV). Medidas mais acuradas do espectro primário de prótons e hélio podem ser encontradas em [2,3,4].

Para $E < 1\text{GeV}$ o fluxo dos raios cósmicos galácticos está modulado pelos raios cósmicos solares. Ocasionalmente, ocorre a produção local de partículas solares de energias até 10GeV. A influência do Sol é visível até 100GeV através da modulação solar no fluxo primário. Também o campo geomagnético influencia o espectro, provocando espectros diferentes nas duas direções de chegada Oeste e Este para energias $< 100\text{GeV}$. Este também causa um corte no fluxo que é dependente da latitude para energias até 16GeV [1].

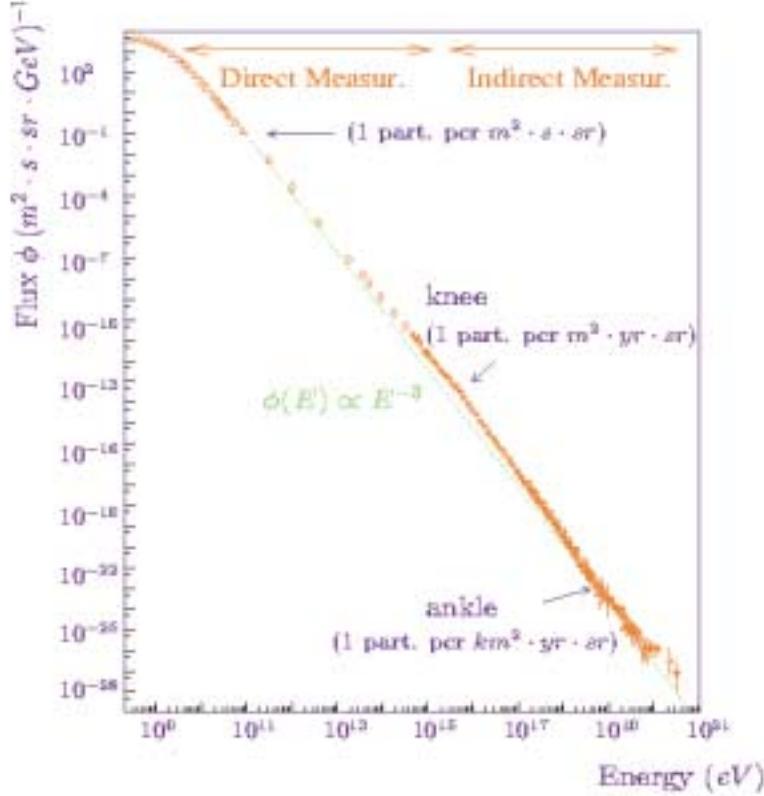


Figura 1: Espectro energético diferencial dos raios cósmicos primários.

Para as baixas energias, $E < 0,45\text{GeV}$, o espectro é muito plano. Depois começa a seguir um andamento potencial com índice constante [5]. A partir de $E > 20\text{GeV}$ o espectro energético diferencial segue uma lei do tipo: $\frac{dN}{dE} = KE^{-\alpha}$, com um índice espectral α de $2,7 \pm 0,1$. No intervalo energético entre 10^{15} e 10^{16} eV o espectro energético se torna mais pendente com o índice espectral de ~ 3 . A variação de pendência do espectro em $3 \times 10^6\text{GeV}$ é conhecida como “joelho”. Outra característica do espectro é localizada entre 10^{18} e 10^{19} e denominada como “tornozelo”.

Se o espectro dos raios cósmicos com $E < 10^{18}$ é de origem galáctica, o “joelho” poderia refletir o fato que algumas (mas não todas) as fontes cósmicas tem chegado ao valor máximo da energia de aceleração [18]. Por exemplo, alguns tipos de supernova são estimados não ser capazes de acelerar partículas para energias maior de 10^{15} eV. Precisamos considerar efeitos de propagação e de confinamento.

A característica do “tornozelo” tem a clássica forma de sobreposição de uma nova população de raios cósmicos de mais alta energia sobre uma de menor energia [6]. A possível interpretação disso é que a população mais energética é de origem extragaláctica. Se é assim mesmo e se os raios cósmicos são de origem cosmológica, então deveria existir

um corte para $\sim 5 \times 10^{19}$ eV, como consequência das interações com o fundo de microondas [7,8]. Então é de interesse especial que vários eventos foram observados com energias maior de 10^{20} eV [9,10]. Isso implica que algumas fontes cósmicas de partículas de mais alta energia deve estar localizadas relativamente perto. Por exemplo, o cumprimento de atenuação para prótons de 2×10^{20} eV é de 30 Mpc [11].

A maioria das partículas são de baixas e médias energias. A potência necessária para gerar todos os raios cósmicos é estimada através de parâmetros galácticos [12]. A densidade local dos raios cósmicos na galáxia é $\rho_E \approx 1 \text{ eV/cm}^3$ e o tempo médio deles no disco galáctico é $\tau_R \approx 6 \cdot 10^6$ anos. A potência necessária é dada então por:

$$L_{RC} = \frac{V_D \cdot \rho_E}{\tau_R} \approx 5 \cdot 10^{40} \text{ erg/sec},$$

onde o volume da galáxia é $V_D = \pi R^2 d \approx \pi (15 \text{kpc})^2 (200 \text{ pc}) \approx 4 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$. Esta potência poderia ser fornecida a cada 30 anos por uma explosão de supernova na galáxia. Seria suficiente um mecanismo de aceleração de alguns porcentos de eficiência da potência da explosão.

1.2 A composição

A composição dos raios cósmicos é conhecida somente para as baixas e médias energias. Para $E \leq 100 \text{ GeV}$ ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$) os raios cósmicos são constituídos de prótons (92%), partículas α (6%), núcleos pesados (1%), elétrons (1%) e raios γ (0,1%) [12,13,18]. No intervalo $100 \text{ GeV} < E < 10^4 \text{ GeV}$ a composição contém núcleos mais pesados [14]. As quantidades relativas são: 50% prótons, 25% partículas α , 13% CNO (o grupo é constituído de Carbono, Nitrogênio e Oxigênio) e 13% Ferro. Para energias mais elevadas ($10^4 < E < 10^6 \text{ GeV}$) existe um desacordo entre medidas diretas e indiretas [19]. Recentes medidas foram feitas para estimar a percentagem dos antiprotons, estabelecendo que por enquanto não tem evidencia de uma significativa componente primária de antiprotons [15,16].

Para $E > 10^6 \text{ GeV}$, o fluxo é muito baixo: algumas partículas/ano·m². Neste caso somente são possíveis medidas indiretas, estudando as partículas secundárias produzidas nas interações dos raios cósmicos com os núcleos da atmosfera (Figura 2) [17]. Na primeira interação são geradas muitas partículas hadrônicas, que constituem o núcleo do chuviceiro. A maioria são mésons que podem interagir com os núcleos do ar ou decair. Em particular, os mésons π^0 decaem rapidamente em um par $\gamma\gamma$ e dão origem a componente eletromagnética através de produção de pares e *Bremsstrahlung*. A componente penetrante é dada por mísions, gerados nos decaimentos dos mésons π^\pm e K^\pm , e para os neutrinos.

Para o intervalo de baixa e média energias os mísions são produzidos principalmente nas primeiras fases do desenvolvimento das cascadas de partículas. Por isso, as características da componente muônica refletem aquelas dos raios cósmicos primários. No nível do mar as partículas mais abundantes são: os mísions e os neutrinos. A intensidade

integral observada na direção vertical e para energia $> 1\text{GeV}$ é respectivamente em unidade de $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$: $\mu \approx 70$, $e^\pm = 0,2$ e $p \approx 0,9$. Para os elétrons as medidas são de 30 e 6 $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ para energias, respectivamente, de 10 e 100 MeV [18].

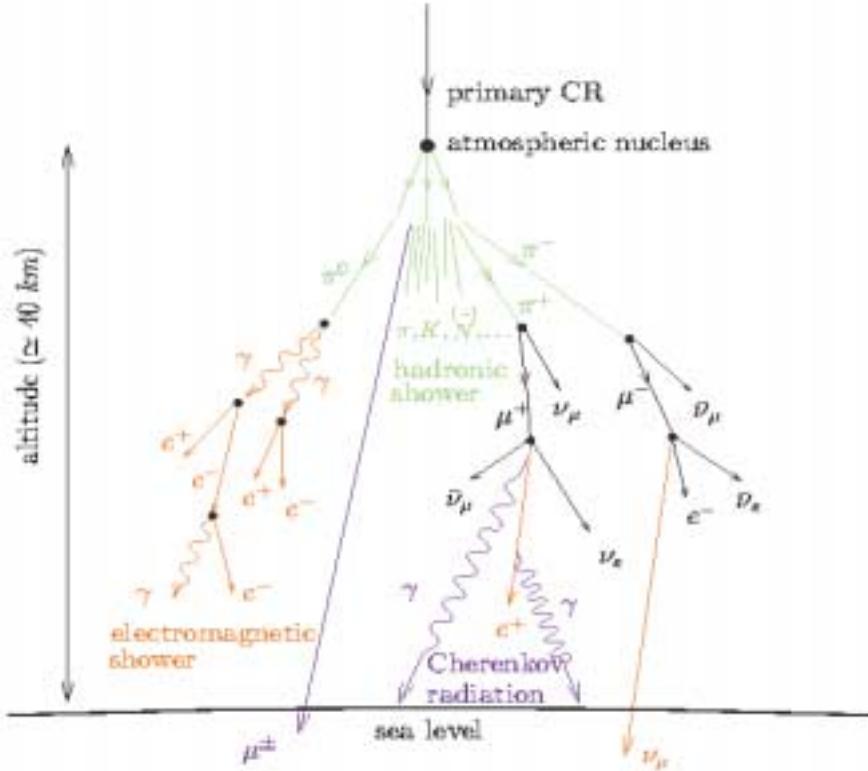


Figura 2: Esquema de um chuveiro atmosférico extenso.

Na década de 80 foram construídos experimentos de grande área e longo tempo de exposição para aumentar a estatística dos eventos recolhidos. Os aparelhos são localizados no nível do mar, em cima de montanhas e debaixo delas, dependendo do intervalo energético a ser estudado. Os experimentos do tipo EAS (*Extensive Air Shower*) são constituídos de detectores cobrindo uma extensa área de observação. Aqueles de alta energia se estendem por alguns quilômetros. O número de elétrons fornecem a dimensão da cascada. Este parâmetro depende da composição e da energia dos primários. Os dados experimentais, junto com códigos de simulação, fornecem informações indiretas da partícula primária. O problema fundamental é que, além da composição, também os processos de interações são desconhecidos no caso das altas energias. Os erros envolvidos são grandes por enquanto.

1.3 Aceleração

Existem dois mecanismos diferentes para acelerar partículas carregadas. Os dois mecanismos ocorrem em objetos astrofísicos distintos: fontes extensas (supernovas) e fontes compactas (pulsar).

O primeiro é o mecanismo de Fermi [12] aplicável no caso da supernova. A partícula carregada de energia E_0 entra numa região magnetizada do meio interestelar. Entra e sai n vezes antes de fugir definitivamente. A cada vez ela ganha uma fração de energia, igual a $\xi = \Delta E/E$, com $\xi > 0$. A probabilidade de sair da região, depois de cada aceleração, é indicada por P_{esc} . Podemos mostrar que o fluxo integral das partículas com energia $> E$, é dado por:

$$N(>E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad \text{com} \quad \gamma = \frac{\ln\left(\frac{1}{1-P_{esc}}\right)}{\ln(1+\xi)} \equiv \frac{T_{cycle}}{\xi T_{esc}}$$

onde T_{esc} e $T_{cycle} = P_{esc} \cdot T_{esc}$ são os tempos característicos de saída da região e do ciclo de aceleração, respectivamente. O fluxo integral mostra que este mecanismo produz diretamente um espectro energético com lei de potência. Além disso, se o mecanismo tem uma duração limitada T_A , há uma energia máxima de aceleração. Se E_0 é a energia inicial da partícula e $n = T_A/T_{cycle}$ é o número de acelerações elementares, a energia máxima depois de um tempo T_{esc} é: $E \leq E_0 (1 + \xi)^{T_A/T_{cycle}}$. No caso de ondas de choque na explosão dumha supernova, a estimativa desta energia máxima é: $E_{max}(\text{GeV}) = 3 \cdot 10^4 \cdot Z$. Com este mecanismo pode-se então explicar o “joelho” do espectro energético observado experimentalmente. A composição torna-se mais pesada ao aumentar a energia, porque os valores da energia máxima são maiores para núcleos mais pesados.

Para $E > 10^5 \text{ GeV}$ a aceleração dos raios cósmicos pode ser atribuída a um outro mecanismo. Este opera, em tempos relativamente limitados, em fortes campos magnéticos. A potência total para gerar todas as partículas de alta energia é 1% da potência total. Então são suficientes algumas fontes discretas altamente eficientes, como pulsar e sistema binário [19].

Pulsar é uma estrela de nêutrons que, rodando, emite radiação em modo pulsante. Depois da explosão de uma supernova pode sobrar, no interior do que resta, uma pulsar. Parâmetros típicos são: $\sim 10 \text{ km}$ de dimensão, freqüência angular $\Omega = \sim 100 \text{ s}^{-1}$, campo magnético na superfície de $B \sim 10^{12} \text{ Gauss}$. A componente do momento magnético, perpendicular ao eixo da rotação, produz o dipolo que acelera as partículas. A potência típica gerada é $\sim 2 \cdot 10^{39} \text{ erg/sec}$, suficiente para acelerar partículas até 10^{18} eV . Este modelo tem ainda alguns problemas para serem resolvidos. Estes objetos deveriam perder energia com uma taxa que está em contraste com observações recentes [19]. A perda da energia da

radiação do dipolo é $L = \frac{2}{3} \sin^2 \theta \frac{\mu^2 \Omega^2}{c^3}$, onde θ é o ângulo entre o eixo de rotação e o

campo magnético e μ é o momento magnético. Para uma pulsar típica, como Cygnus X-3, o tempo de vida estimado é ~ 10 anos. Este valor não é compatível com os dados observacionais.

Um outro objeto compacto é o sistema binário constituído por uma estrela de nêutrons e uma estrela companheira. Em condições particulares, o material da estrela companheira pode cair sobre a outra estrela, gerando um disco de acréscimo. Este disco é composto por partículas ionizadas formando um campo magnético, que se opõe ao campo magnético original da estrela de nêutrons. Entre as extremidades do disco de acréscimo surge uma diferença de potencial, que consegue acelerar os núcleos até energias de $\sim 10^{16}$ eV. A radiação X, emitida pela estrela de nêutrons interage com as partículas aceleradas através do processo: $\gamma + A \rightarrow n + (A - 1)$. Este é mais provável para núcleos pesados do que leves. Então, este modelo prevê uma composição do “joelho” mais leve.

1.4 Propagação

Um modelo de propagação que interpreta a existência do “joelho” como deconfinamento galáctico é o *Leaky Box Model* [12]. Este modelo vê a galáxia como uma caixa. Dentro desta os raios cósmicos percorrem distâncias muito maiores daquelas do disco galáctico. A probabilidade de saída é $\tau_{esc}^{-1} \ll c/h$, onde h é a semi espessura da galáxia. Lembramos que a galáxia tem um raio de ~ 15 kpc, espessura de $2h=200-300$ pc e o nosso planeta está localizado a $\sim 8,5$ kpc do centro da galáxia.

Neste modelo as perdas de energia e as colisões entre as partículas são desprezadas. O termo da fonte é descrito através de uma função delta: $Q(E, t) = N_0(E)\delta(t)$. O número de partículas que existem na galáxia, depois de um certo tempo t , com energia E , é: $N(E, t) = N_0(E)e^{-t/\tau_{esc}}$. O parâmetro τ_{esc} é o tempo médio que a partícula gasta no volume galáctico antes de fugir. Com λ_{esc} indicamos a quantidade média de material atravessado e vale a seguinte relação: $\lambda_{esc} = \rho\beta c\tau_{esc}$, onde $\rho \sim 1$ átomoH/cm³ é a densidade média do meio interestelar. O parâmetro λ_{esc} pode ser parametrizado da seguinte forma: $\lambda_{esc} = 10,8 \cdot \beta(4/R)^\delta$ para $R > 4$ GeV e $\lambda_{esc} = 10,8 \cdot \beta$ para $R < 4$ GeV, onde $R = pc/Ze$ é a rigidez e $\delta \sim 0,6$ é um parâmetro constante. Numa situação de equilíbrio, quando $dN/dt = 0$, o número de primários do tipo i existente na galáxia é: $N_i(E) = \frac{Q_i(E) \cdot \tau_{esc}}{1 + \frac{\lambda_{esc}}{\lambda_{int}}}$. $Q_i(E)$ é o termo da fonte e λ_{int} é o comprimento da interação.

Para prótons $\lambda_{int} \sim 55$ g/cm² e portanto, para todas as energias $\lambda_{esc} \ll \lambda_{int}$. O espectro observado experimentalmente é $N \propto E^{-2,7}$ para $E > 4$ GeV. Então, o espectro fonte tem que ser $Q(E) \propto E^{-\alpha}$, onde $\alpha = 2,7 - \delta \approx 2,1$. Ao contrário, para primários pesados, existe um intervalo energético onde $\lambda_{int} < \lambda_{esc}$. Neste caso as perdas energéticas são mais prováveis que a saída do volume galáctico. Como consequência o fluxo total resultante seria pesado. Só outros

dados experimentais poderão resolver o problema do “joelho” e excluir as interpretações equivocadas.

- ¹O Allkofer, *Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Energie (1984) Karlsruhe.
- ²M.Boezio et al., *Astrophys. J.*, **518** (1999) 457.
- ³R.Bellotti et al., *Phys. Rev.*, **D60** (1999) 052002.
- ⁴T.Sanuki et al., *Proc. 26th ICRC*, Salt Lake City **3** (1999) 93.
- ⁵P. De Pascale, *Jour. Geo. Res.*, Vol. 98 **A3** (1993) 3501.
- ⁶S.Cecchini, *Il Saggiatore*, **34** (1998).
- ⁷K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, **16** (1966) 748.
- ⁸G.T.Zatsepin and V.Kuz'min, *Sov. Phys. JETP Lett.*, **4** (1966) 78.
- ⁹D.J.Bird et al., *astrophys. J.*, **441** (1995) 144.
- ¹⁰N.Hayashima et al., *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 3941.
- ¹¹V. Berezinskii et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-holland (1990).
- ¹²T.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).
- ¹³J.Engelmann et al., *Astron. & Astrophys.*, **233** (1990) 96.
- ¹⁴M. Teshima, Proc. 23.nd ICRC, Conf. Pap., **2** Canada (1993) 257.
- ¹⁵G.Basini et al., *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City, **3** (1999) 101.
- ¹⁶S.Orito et al., *astro-ph/9906426*.
- ¹⁷O.C.Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig (1975) München.
- ¹⁸T.Gaisser and T. Stanev, *Eur. Phys. Jour.*, **C15** 1-4 (2000) 150.
- ¹⁹M.Sioli, *Tese de doutorado*, Universidade de Bolonha, Itália (Outubro 2000).

2 Os múons atmosféricos

No nível do mar os múons, juntos com os neutrinos, são as partículas mais abundantes. Trata-se de múons atmosféricos, de baixa e média energias (alguns GeV), que são gerados nos chuveiros dos raios cósmicos primários, principalmente a ~ 15 km do solo (nível isóbaro de ~ 100 mb) [6,5]. Os múons pertencem a família dos léptons (interações eletromagnéticas e fracas). Possuem um tempo de vida $\tau_0=2,19\mu\text{sec}$ e massa $m_0=106$ MeV/c². A duração da vida, observada no laboratório, é: $\tau=(E/m_0c^2)\cdot\tau_0$, onde E é a energia total relativística. Por causa da dilatação do tempo uma grande parte alcança a superfície terrestre e penetra no subsolo. Constituem a componente penetrante dos chuveiros atmosféricos extensos.

A astronomia de múons foi desenvolvida nas décadas de 50-70. Atualmente uma segunda renascida ocorre devido ao grande interesse pelos neutrinos produzidos juntos com os múons (neutrinos muônicos). O fluxo muônico atmosférico e subterrâneo fornece informações sobre os processos atmosféricos e a radiação cósmica primária, em particular a composição. Além disso os múons de alta energia trazem informações sobre o mecanismo de produção de hadrons charmosos, para energias maiores daquelas atualmente obtidas em aceleradores [1].

2.1 Produção

Os múons de baixa energia (alguns GeV) são gerados principalmente nos decaimentos dos píons carregados π^\pm e em menor parte naqueles dos káons K^\pm . Os canais destes processos são respectivamente [2]:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu & \sim 100 \% \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu_\mu & \sim 63.5 \% \end{aligned}$$

onde o valor em percentagem indica a taxa do decaimento. Os múons levam em média 79% e 52% da energia dos π^\pm e dos K^\pm respectivamente. A contribuição devido aos káons é uma função da energia. Para baixas energias $\sim 5\%$ dos múons verticais provém dos káons. Esta percentagem aumenta para 8% para $E_\mu=100\text{GeV}$, 19% para 1000GeV e 27% para $E_\mu>1\text{TeV}$. Para energia muita alta ($E>10\text{TeV}$) também tem uma pequena contribuição devido as partículas charmosas [2].

O decaimento dos mésons é um processo em competição com a interação nuclear. Na atmosfera eles podem interagir com os núcleos dos elementos constituintes do ar. Estes casos são chamados de captura nuclear ou absorção atmosférica. O prevalecer de um desses processos depende da energia do méson e da densidade da atmosfera. A densidade é função do ângulo zenital para uma dada altitude [3]. Durante a passagem por um estrato dh a fração de píons capturada é $dh/l\cos(\xi)$, onde l é o livre caminho médio antes da captura nuclear e ξ é o ângulo zenital [4]. A fração que decai é $d\tau/\tau$, onde τ é o tempo médio de

vida da partícula no sistema do laboratório ou seja $\tau = \frac{\tau_\pi \epsilon}{m_\pi c^2}$, onde τ_π é o tempo de vida próprio do píon, m_π é a massa e ϵ a energia. A quantidade $d\tau$ é o tempo gasto para atravessar o estrato dh e é igual a $d\tau = dh/(c \cos(\xi) \rho(h))$, onde $\rho(h)$ é a densidade atmosférica na profundidade h e aparece devido a conversão de h de g/cm^2 para cm. As perdas por ionização são menos de 1% e podem ser desprezadas. A probabilidade $\phi_\pi(\epsilon, h_1, h_2, \xi)$ que um píon, que não é capturado, de energia ϵ e de ângulo ξ , não decaia na passagem da altura h_1 para h_2 , é fornecida integrando a seguinte expressão:

$$d\phi_\pi = \phi_\pi \left\{ -\frac{dh}{l \cos \xi} - \frac{m_\pi c}{\tau_\pi \epsilon} \frac{dh}{\rho(h) \cos \xi} \right\}$$

A integração é feita de h_1 até h_2 , com a condição de contorno $\phi_\pi(\epsilon, h_1, h_1, \xi) = 1$, resultando:

$$\phi_\pi(\epsilon, h_1, h_2, \xi) = \exp \left[-\frac{h_2 - h_1}{l \cos \xi} \right] \exp \left[-\frac{m_\pi c}{\tau_\pi \epsilon \cos \xi} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{\rho(h)} \right]$$

Seja $f_\pi(\epsilon, h, \xi)$ o número de píons, de energia ϵ e de ângulo ξ , criados na profundidade atmosférica h . Então o número de píons que existem no nível h_2 , é dado para:

$$N_\pi(\epsilon, h_2, \xi) = \int_0^{h_2} f_\pi \phi_\pi dh$$

onde consideramos que a produção de píons começa para $h=0$. Na expressão acima podemos notar que N_π depende da f_π , ou seja do número de píons produzidos, que depende por sua vez do fluxo dos raios cósmicos primários, e da ϕ_π , ou seja das condições atmosféricas através do termo variável $\rho(h)$.

No caso dos núcleons o fluxo é descrito pelas soluções analíticas obtidas das equações acopladas complexas. Uma aproximação para a intensidade vertical dos núcleons na profundidade atmosférica X , é dada por [5]:

$I_N(E, X) \approx I_N(E, 0) e^{-X/\Lambda}$, onde Λ é o comprimento de atenuação ou absorção na atmosfera. A correspondente expressão para a intensidade vertical dos píons carregados com $E_\pi < \epsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$, é:

$$I_\pi(E_\pi, X) \approx \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} I_N(E_\pi, 0) e^{-X/\Lambda} \frac{XE_\pi}{\epsilon_\pi} , \text{ onde } \lambda_N \text{ é o comprimento da interação ou}$$

livre caminho médio. Esta expressão tem um ponto máximo em $\Lambda \approx 120 \text{ gcm}^{-2}$, que corresponde a uma altitude de 15 km. A quantidade $Z_{N\pi}$ é definida seção de choque inclusiva nas interações dos núcleons com os núcleos atmosféricos e representa o espectro ponderado de momento da distribuição inclusiva [5]. A forma analítica de $Z_{N\pi}$ é [6]:

$$Z_{N\pi} = \int_0^1 x^\gamma \frac{dN_{N\pi}}{dx} dx$$

onde $dN_{N\pi}/dx$ é o espectro de produção dos píons, $x=E_\pi/E_N$ e γ é o índice do espectro primário diferencial. Para $\gamma=1$, Z_{ij} é a fração de energia levada das partículas de tipo j . O valor de $Z_{N\pi}$ é obtido nas medidas com aceleradores sendo $Z_{N\pi}\sim 0,079$. A intensidade dos píons de média-baixa energia é muito menor daquela dos núcleons, porque o $Z_{N\pi}$ é pequeno. Além disso a maioria dos píons decaem em múons.

Desprezando a contribuição dos káons, pode-se calcular o número total de múons produzidos numa certa altura, ou seja, o fluxo. Indicamos a energia do múon como $\alpha\varepsilon$. O número de múons criados na profundidade h_2 , com energia $\alpha\varepsilon$ e direção ξ , é obtido através da expressão:

$$f_\mu(\alpha\varepsilon, h_2, \xi) = \frac{d\tau}{\tau} N_\pi(\varepsilon, h_2, \xi) = \frac{m_\pi c}{\tau_\pi \varepsilon} \frac{dh_2}{\rho(h_2) \cos \xi} N_\pi$$

No caso de múons não tem a interação nuclear, mas consideramos a perda de energia. Seja a a perda na passagem de 1g/cm^2 de ar. A energia do múon que chega no nível h , é: $\alpha\varepsilon - a(h-h_2)/\cos \xi$. No mesmo modo dos píons, podemos obter a probabilidade que um múon, de energia $\alpha\varepsilon$ e direção ξ , não decaia passando de h_2 para h_0 :

$$\phi_\mu(\alpha\varepsilon, h_2, h_0, \xi) = \exp \left[-\frac{m_\mu c}{\tau_\mu} \int_{h_2}^{h_0} \frac{dh}{\rho} \frac{1}{\alpha\varepsilon \cos \xi - a(h-h_2)} \right]$$

O número de múons que, no nível h_0 , tem energia $E \geq \varepsilon_{\min}$ e direção ξ é:

$$N_\mu(h_0, \xi, \varepsilon_{\min}) = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \alpha d\varepsilon \int_0^{h_2} f_\mu(\alpha\varepsilon, h_2, \xi) \phi_\mu(\alpha\varepsilon, h_2, h_0, \xi) dh_2$$

Podemos notar que o fluxo de múons depende das variações no fluxo primário através do termo f_μ , das variações atmosféricas através de $\rho(h)$ e variações do nível de observação h_0 , medido em g/cm^2 . Estas observações serão úteis no próximo capítulo.

2.2 Propagação na atmosfera

Em geral a propagação dos mésons e dos múons na atmosfera depende do intervalo energético considerado, por causa da dependência energética da interação nuclear. Podemos diferenciar três intervalos principais [2,6].

1) $E_\mu < \varepsilon_\mu$, onde $\varepsilon_\mu \approx 1\text{GeV}$ é a energia crítica dos múons. Esta é definida como a energia sobre a qual a interação nuclear prevalece em relação ao decaimento. Então neste intervalo de energia muito baixa os múons decaem. As perdas de energia na atmosfera são muitos importantes e crescem com o decréscimo da energia. Portanto a propagação destes múons na atmosfera é um processo muito complexo.

2) $\varepsilon_\mu < E_\mu < \varepsilon_\pi$, $\varepsilon_\pi = 115\text{ GeV}$ e $\varepsilon_K = 850\text{ GeV}$ são as energias críticas para píons e káons respectivamente. Neste intervalo quase todos os mésons preferem decair em vez de interagir. O fluxo observado dos múons tem uma dependência com a energia do tipo

potência com o mesmo índice do fluxo dos mésons e portanto dos raios cósmicos primários. A distribuição angular é quase independente do ângulo zenital.

Considerando que para grandes ângulos os mísions decaem antes de chegarem na superfície e que píons de alta energia decaem antes de interagir, a energia média do mísion aumenta. Uma formula compacta, válida quando o decaimento de mísions é desprezível ($E_\mu > 100\text{GeV}/\cos\theta$) e a curvatura da Terra pode ser desprezada ($\theta < 70^\circ$) é [5]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu}(E_\mu, \vartheta) \approx 0.14E_\mu^{-2.7} \left[\frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\vartheta}{\varepsilon_\pi}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu \cos\vartheta}{\varepsilon_K}} \right]$$

Esta equação despreza uma pequena contribuição devido à hadrons charmosos e com sabores mais pesados, que torna-se importante na muita alta energia [7].

Para o típico intervalo energético de 10-100GeV, esta fórmula leva a $dN_\mu/dE_\mu \propto dN_\pi/dE_\pi \propto E^{-2.7}$.

3) $E_\mu > \varepsilon_\pi$ e ε_K . Esta faixa de energia é típica dos experimentos subterrâneos e dos experimentos de superfície que observam partículas muitos inclinadas. A formula acima é valida também para este intervalo energético. O espectro de produção dos mésons tem a mesma dependência da potência da energia do espectro de produção dos primários. Mas o espectro dos decaimentos tem uma dependência extra de E^{-1} , como consequência da dilatação do tempo. Então da mesma fórmula compacta acima podemos obter para este intervalo energético $dN_\mu/dE_\mu \propto E_\mu^{-(\gamma+1)}$. Mas, ao contrário, a dependência do ângulo zenital é $dN/d\cos\vartheta \propto (\cos\vartheta)^{-1}$.

A expressão acima entre parênteses pode ser estimada aproximadamente do *branching rate* de produção dos mísions. Este último pode ser parametrizado no seguinte modo [8]:

$$f_{\pi dec} = \frac{1/\lambda_{\pi dec}}{1/\lambda_{\pi dec} + 1/\lambda_{\pi int}} = \frac{\frac{1}{c\tau_\pi}}{\frac{1}{c\tau_\pi} + \sigma\rho N} = \frac{1}{1 + \sigma\rho N c\tau_\pi} = \frac{1}{1 + \sigma\rho N c\tau_{0,\pi} \frac{E_\pi}{m_\pi c^2}}$$

sendo a vida média do píon $\tau_\pi = \tau_0 \gamma = \tau_0 \frac{E_\pi}{m_\pi c^2}$, E_π a energia do píon, τ_0 a vida

média do píon no repouso, m_π a massa de repouso do píon, N o número de átomos/g no ar, ρ a densidade (em g/cm³), σ a seção de choque π - ar (m²), c a velocidade da luz, λ_{dec} o comprimento do decaimento e λ_{int} o comprimento da interação. Substituindo os valores dos parâmetros podemos achar a fórmula acima para píons e também para káons da mesma maneira.

A forma do espectro primário para $E_0 \leq 20$ GeV desvia bastante de uma simples lei de potência, especialmente para baixas latitudes geomagnéticas e também para os máximos de atividade solar [9]. A forma exata do espectro primário e sua dependência energética

podem ter um grande efeito sobre os valores absolutos do fluxo dos mûons na região de GeV.

2.3 O efeito geomagnético

O campo magnético terrestre (CMT) origina-se no interior da Terra, supostamente através de correntes elétricas (efeito dínamo) que fluem na parte líquida do núcleo terrestre. Sobreposto a este campo principal de origem interna, existem componentes variáveis no tempo e no espaço com amplitude de várias ordens de grandeza inferior. A componente principal pode ser aproximada por um dipolo, cujo comprimento é muito menor do raio terrestre [10,11,35]. O centro deste dipolo é localizado a 342 km do centro da Terra. O seu eixo, chamado eixo geomagnético, forma um ângulo de 11° com o eixo de rotação, como também o equador geomagnético com o equador geográfico (Figura 1). O polo Norte geomagnético fica no hemisfério austral e o Sul geomagnético no hemisfério boreal. O campo magnético terrestre se estende muito além da atmosfera. A sua intensidade, para uma altitude de ~ 2000 km, é metade do valor na superfície terrestre, onde mede $B=0,32$ Gauss no equador enquanto nos pólos cresce de intensidade. Trata-se de um campo magnético de enorme extensão. Os raios cósmicos carregados são defletidos antes de produzirem chuveiros atmosféricos.

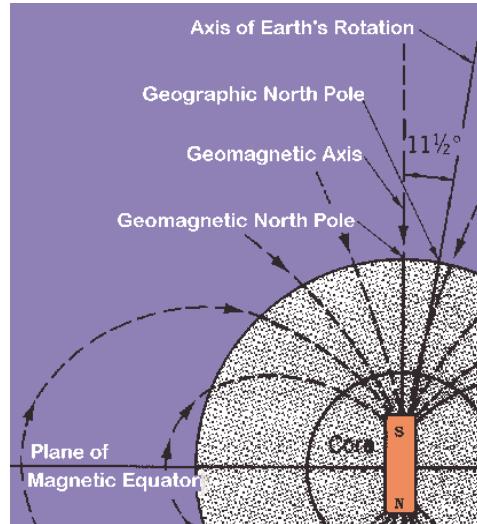


Figura 1: Visão da direção do campo magnético em relação ao eixo de rotação terrestre [14].

Para cada ponto geográfico terrestre podemos definir uma rigidez magnética mínima que os raios cósmicos devem ter para alcançarem a superfície da Terra. A rigidez é definida pelo produto do raio de curvatura com o campo magnético B , ou seja $R=r_L B=(pc)/(Ze)$ [35]. Lembramos que uma partícula carregada segue uma trajetória helicoidal num campo magnético. Partículas com a mesma rigidez seguem os mesmos

caminhos. O valor do limiar de rigidez depende, além da latitude geomagnética, da direção de observação. Portanto cada direção de observação é caracterizada por um distinto limiar de rigidez. Normalmente define-se o limiar de rigidez para a direção vertical, porque este é o seu maior valor.

Podemos fixar uma determinada rigidez das partículas e dividir a esfera celeste observada em regiões proibidas e permitidas [35,10,11,12]. Define-se assim um cone com vértice no centro do dipolo geomagnético. Este cone intercepta a esfera celeste formando um arco de um ponto no horizonte Norte magnético até um ponto no horizonte Sul magnético (Figura 2). A posição deste arco muda segundo a rigidez considerada. No caso de prótons a abertura do cone é localizada na parte Leste. No caso de partículas com carga negativa é o contrário. Todas as trajetórias no interior do cone são proibidas. Este cone proibido se chama cone de Störmer e deriva de uma propriedade intrínseca do campo de dipolo: é definido pela solução exata da integral de Störmer e representa a primeira aproximação do efeito geomagnético.

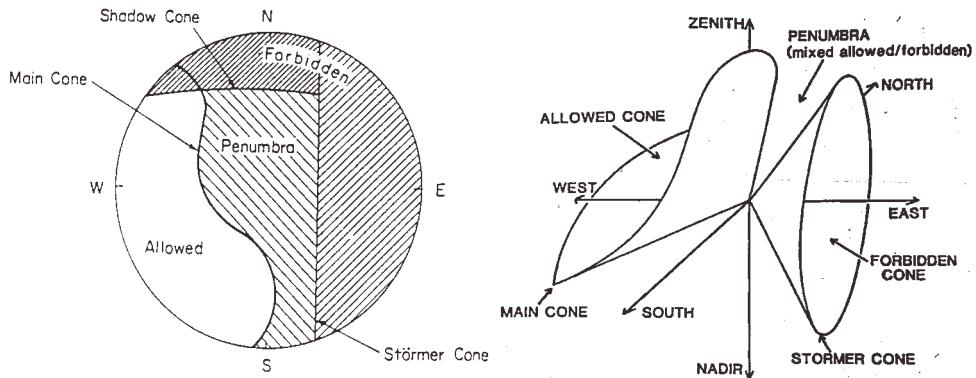


Figura 2: Na esquerda: desenho dos cones de Störmer, sombra e cone principal para partículas de 10GV observadas para uma latitude magnética de 30°N [10]. Na direita: desenho tridimensional dos cones [12].

Há duas correções que podemos adicionar à teoria de Störmer: a primeira é causada pela dimensão finita da Terra, ou seja, algumas trajetórias chegam até a Terra atravessando parte dela. Esta região proibida tem também a forma de cone, com vértice no centro da Terra e se chama cone de sombra porque é criado pela sombra da Terra. Este cone está situado perto do horizonte Norte ou Sul magnético relativamente ao hemisfério de observação. A segunda correção envolve algumas trajetórias que resultam proibidas depois do cálculo direto daquela órbita individual. Estas trajetórias são confinadas entre o cone de Störmer e um outro cone, denominado cone principal (*main cone*). Esta região intermediária se chama região de penumbra, sendo uma região caótica de trajetórias proibidas e permitidas. Só o cálculo da órbita específica pode determinar se esta existe ou não (Figura 2).

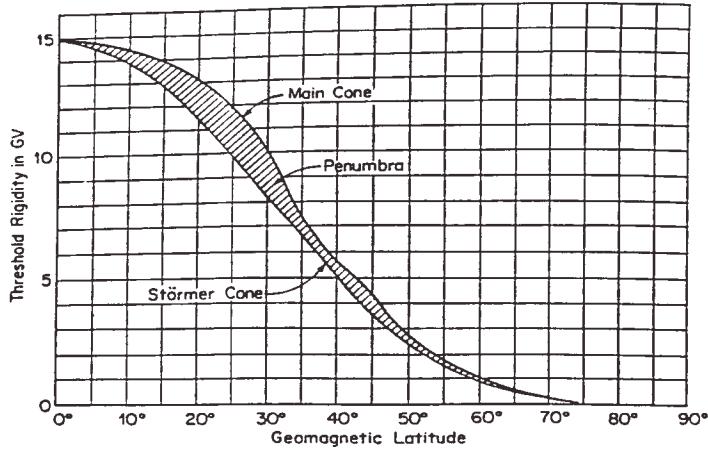


Figura 3: Variação do limiar de rigidez vertical com a latitude geomagnética, conhecida como efeito latitude [10].

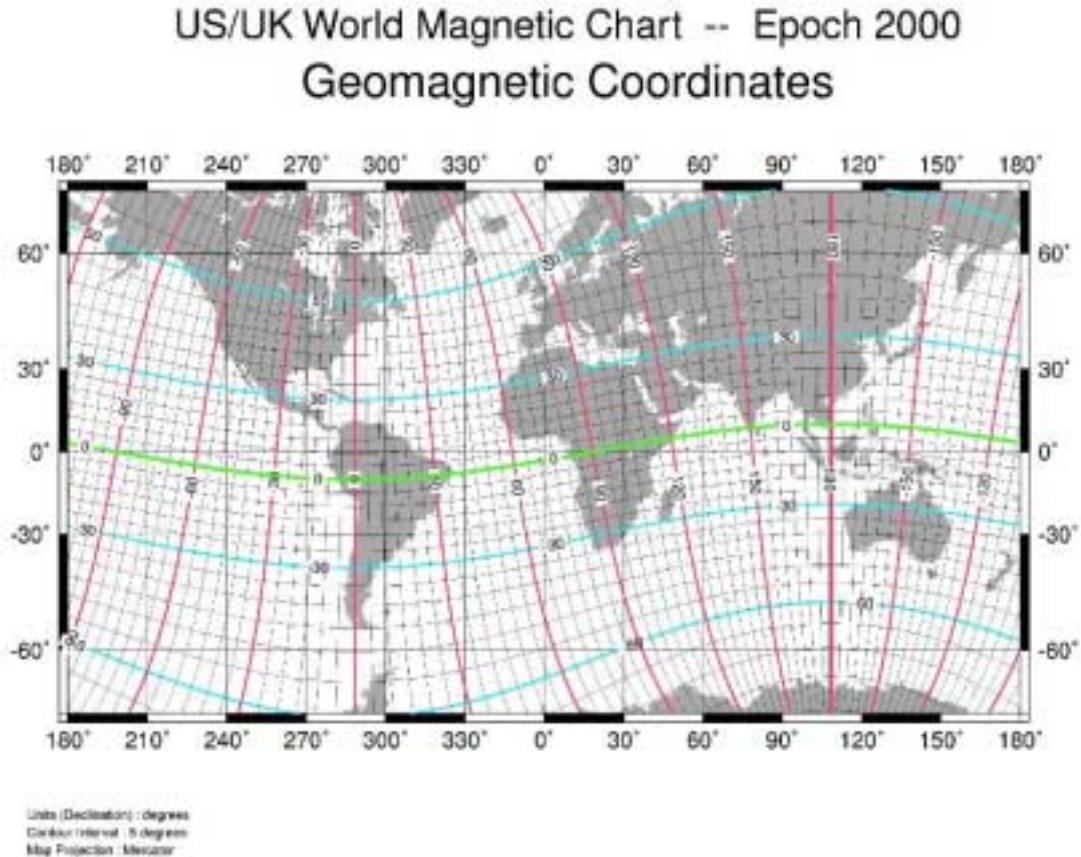


Figura 4: Mapa das coordenadas geomagnéticas para o ano 2000 [14].

Para a direção vertical o efeito penumbra não existe perto do equador geomagnético e nas regiões polares (Figura 3). Todas as partículas com rigidez vertical maior do cone principal para uma dada latitude geomagnética são totalmente permitidas, enquanto todas as partículas com rigidez menor do cone de Störmer são absolutamente proibidas [10]. Para baixas latitudes quase todas trajetórias na região de penumbra são proibidas, enquanto para altas latitudes quase todas são permitidas [4]. Os valores desta figura se referem ao ano 1971.

O telescópio EASCAMP, objeto deste estudo, está localizado nas seguintes coordenadas geográficas: 22°54'S e 47°05'O. As correspondentes coordenadas geomagnéticas podem ser encontradas graficamente no mapa da Figura 4 [14]. Este mapa, disponível na *Internet*, é continuamente atualizado. Podemos estimar para os anos 1998-2000 as seguintes coordenadas geomagnéticas para o EASCAMP: 15°S e 20°L.

Para o cálculo do limiar da rigidez vertical do fluxo primário consultamos o mapa da Figura 5 [14] e a Sra. Storini do Instituto de Geofísica da Universidade de Roma. A estimativa deste valor é 10,6GV. Considerando depois que a região de penumbra no caso de 15°S é bastante extensa e quase completamente proibida, podemos aumentar o valor mínimo de 10,6GV para 11,6GV [12]. Próximo a Santa Catarina há uma anomalia magnética conhecida como anomalia do Atlântico Sul [13]. No caso de EASCAMP não há nenhuma influência significativa porque tratam-se de partículas de baixa energia ($E < 1\text{GeV}$).

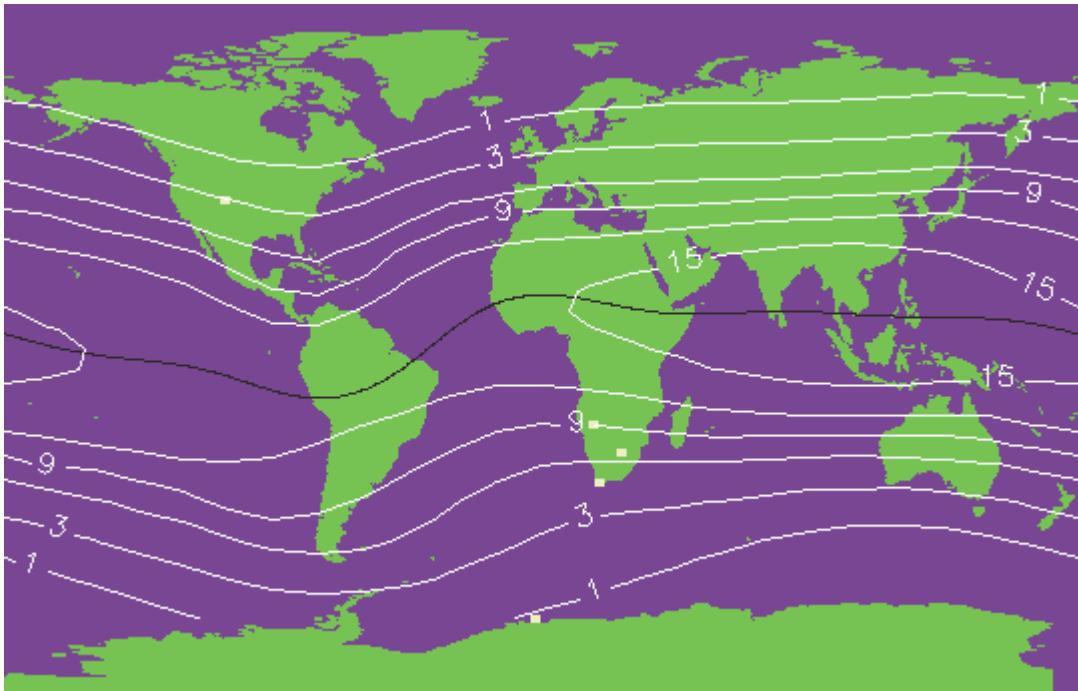


Figura 5: Mapa terrestre com a linha preta indicando o equador geomagnético enquanto as linhas brancas são lugares do mesmo limiar vertical de rigidez dado pelos números em unidade GV. Os pontos amarelos são as estações de nêutrons utilizadas [14].

2.4 A assimetria Leste-Oeste

Segundo a teoria de Störmer esperamos experimentalmente um fluxo primário incidente maior do lado Oeste que do lado Leste. Podemos falar neste caso de assimetria Leste-Oeste, existente para energias até 100 GeV [35,10,11].

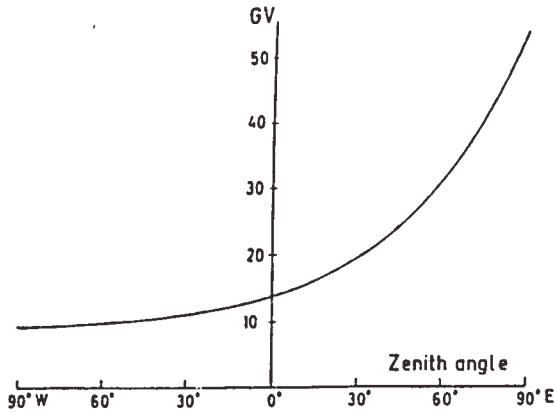


Figura 6: O limiar de rigidez como função do ângulo zenital no plano Leste-Oeste para o equador geomagnético [35].

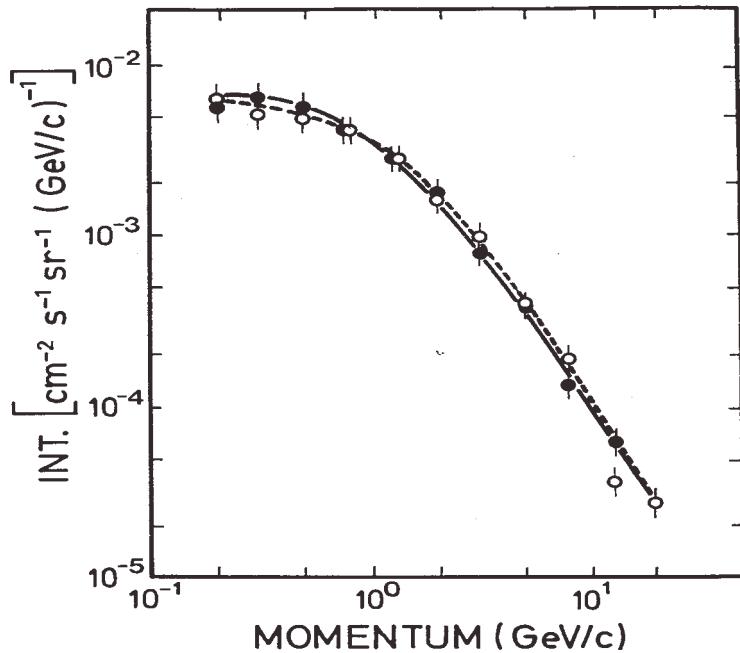


Figura 7: Espectro diferencial de momento para mísulas com ângulo zenital de 37,5° nas direções Leste (• pontos pretos) e Oeste (○ pontos brancos) [3].

Para energias maiores de 100GeV o campo magnético terrestre não gera mais este efeito. Na Figura 6 mostramos a dependência do limiar de rigidez do ângulo zenital. A curva foi obtida no equador geomagnético através de um telescópio posicionado ao longo do eixo Leste-Oeste e variando o ângulo zenital. Para latitudes maiores este efeito é menos evidente devido a menor deflexão das partículas devido ao campo geomagnético.

Para as partículas secundárias observadas no nível do mar a assimetria Leste-Oeste, é obscurecida pela propagação na atmosfera. Na Figura 7 tem-se o espectro diferencial do momento de múons observados na altitude de 3000m com ângulo zenital de 37,5° para as direções Oeste e Leste [3]. Os dados não são corrigidos para contaminações de prótons e elétrons. O fluxo total na direção Oeste é maior daquele observado na direção Leste, mas esta diferença não está evidente em todos os pontos experimentais.

O melhor método para visualizar o efeito da deflexão geomagnética é analisar o excesso dos múons positivos em relação aos múons de carga negativa ou seja a quantidade $\left(\frac{\mu^+ - \mu^-}{\mu^+ + \mu^-} \right)$ [15,16]. Para este tipo de medida é necessário um espectrômetro magnético.

Na Figura 8 podemos observar uma análise feita através de um telescópio com abertura zenital no intervalo $\theta=0^\circ-3,5^\circ$ [17]. Os múons são de baixa energia e observados no nível do mar.

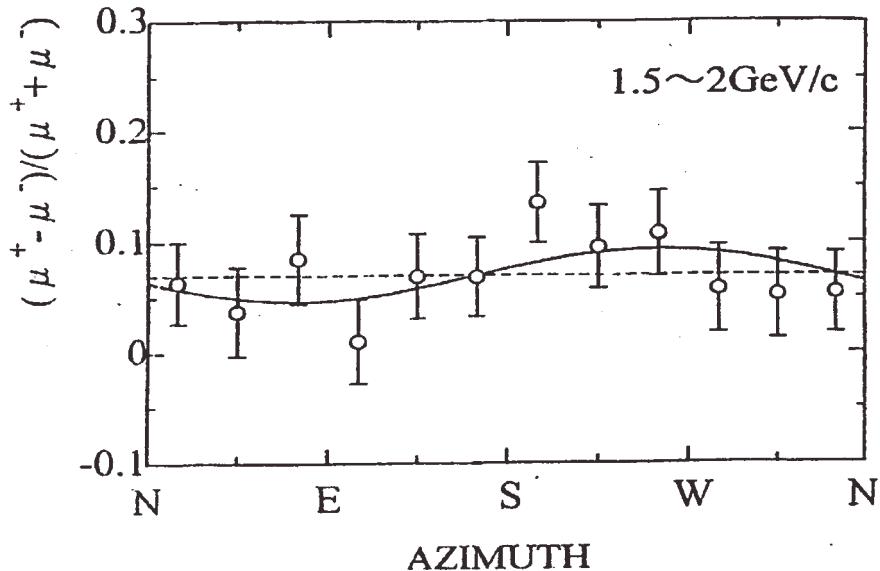


Figura 8:Dependência azimutal da razão de múons positivos-negativos para $\theta=0^\circ-3,5^\circ$ ao nível do mar [17].

Um recente trabalho apresentado na última conferencia internacional de raios cósmicos (ICRC 2001) apresenta um valor de 13% para a assimetria azimutal do fluxo dos múons observados no nível do mar [25]. Trata-se de um telescópio situados nas coordenadas geográficas $34^\circ 40' N$ e $133^\circ 56' L$. A Figura 9 mostra os fluxos medidos para

o ângulo zenital de 40° e para duas faixas de momento dos mûons totais e dos mûons positivos e negativos.

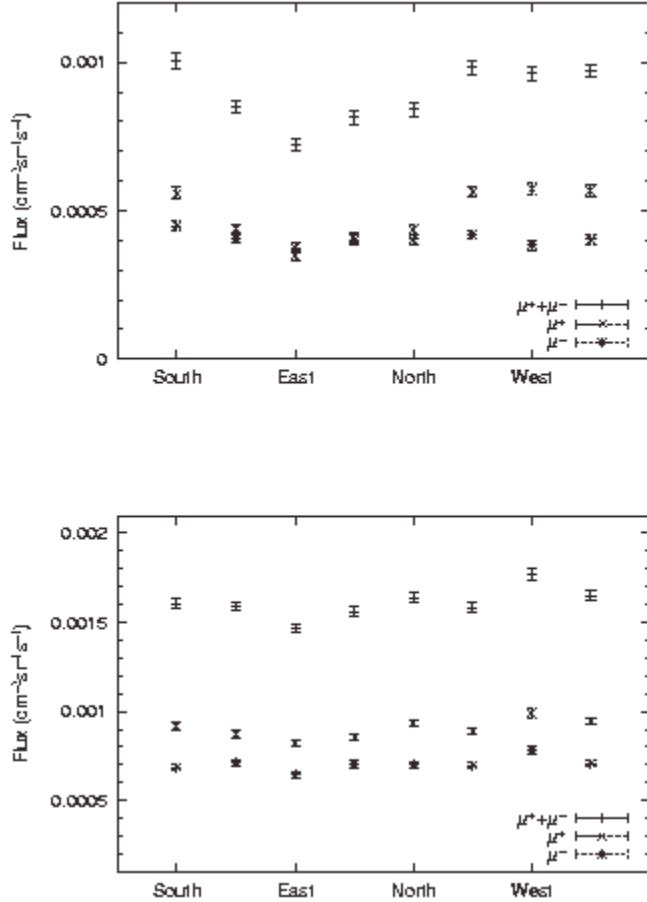


Figura 9: Dependência angular azimutal dos fluxos de mûons para 1,0~2,0 GeV/c (superior) e 3,0~10,0 GeV/c (inferior) [25].

2.5 Energia primária

Um detector situado no nível do mar observa a contagem efetiva $N_{\text{eff}}(\varepsilon)$ das partículas secundárias quando os raios cósmicos primários tem limiar de rigidez ε , [35]. N_{eff} é chamada curva de resposta integral ou espectro efetivo. A relação entre a curva de resposta N_{eff} e o espectro primário diferencial é dada por:

$$N_{\text{eff}} \sim \int_{\varepsilon}^{\infty} n(\varepsilon) \varepsilon^{-\gamma-1} d\varepsilon$$
, onde ε é a energia do corte, γ é o exponente do espectro primário, enquanto $n(\varepsilon)$ é a função de produção ou seja a fração de mûons observados para

cada próton incidente. Esta função depende da multiplicidade de produção dos mûons N_μ/N_p e do ganho ou perda total destes nos processos atmosféricos. A contagem diferencial $dN_{\text{eff}}/d\varepsilon$ é chamada curva de resposta diferencial aonde as partículas observadas são raios primários com energia entre $(\varepsilon, \varepsilon+d\varepsilon)$, sendo expressa por:

$$\frac{dN_{\text{eff}}}{d\varepsilon} \sim n(\varepsilon) \varepsilon^{-\gamma-1}.$$

A função de produção e consequentemente as curvas de resposta são funções da profundidade atmosférica, da energia primária e do corte geomagnético. Por exemplo, para $\varepsilon \sim 10\text{GV}$ no nível do mar, $N_\mu/N_p \sim 0,7$ [18].

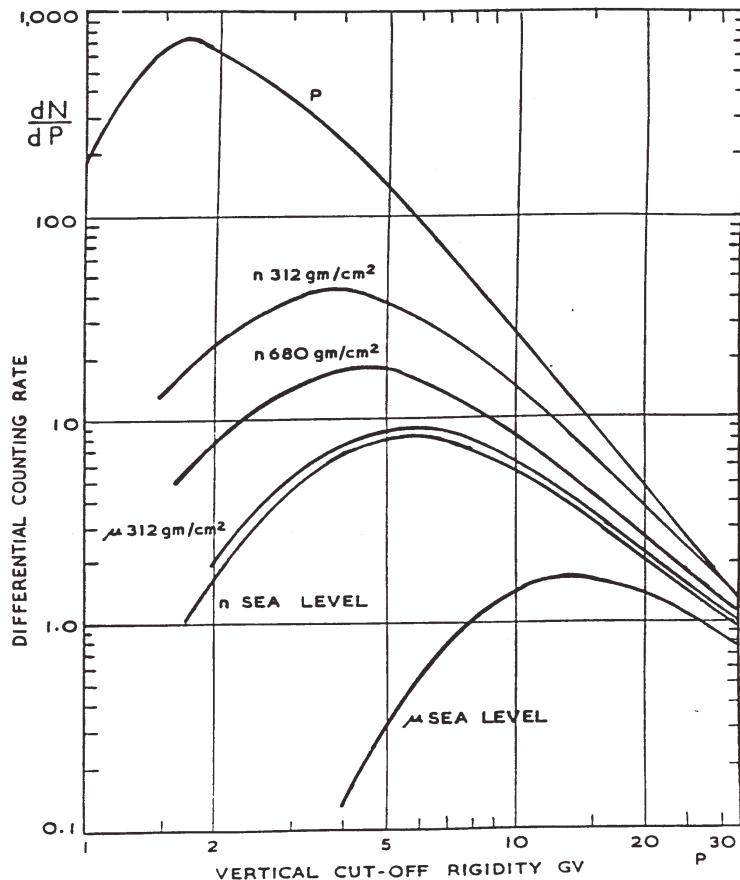


Figura 10: Curvas de resposta diferencial para nôcleons e mûons para diversas profundidades atmosféricas. As curvas são normalizadas de modo que o número integral de partículas com 15GV é igual a 100 [18].

Na Figura 10 podemos observar as curvas semi-empíricas de resposta diferencial para mûons (μ), para nêutrons (n) e o espetro diferencial primário (P). Todas as curvas são normalizadas de tal forma que $N(\varepsilon=15\text{GV})=100$ [18]. Estas curvas dependem da latitude porque o efeito geomagnético possui tal dependência. Além disso estas curvas são obtidas

considerando a atenuação atmosférica causada pelas perdas de ionização e a produção das partículas na atmosfera [35]. O máximo da curva indica onde o efeito de latitude começa a prevalecer sobre a atenuação atmosférica. Quanto mais o pico se estende, mais há competição entre os dois efeitos. A região à esquerda do máximo é onde prevalece a atenuação atmosférica e a parte à direita é consequência direta do espectro primário. Recentemente funções de resposta para mísseis foram calculadas por integração numérica das equações dos chuveiros hadrônicos atmosféricos [19]. Em primeira aproximação os resultados dos dois métodos concordam.

Calculamos agora a energia primária dos mísseis observados com o detector central do EASCAMP. Podemos deduzir uma curva de resposta para o nível do experimento (940g/cm^2). A rigidez correspondente ao pico da curva é considerada como aquela mais provável dos raios cósmicos primários responsáveis pelo fluxo observado. Deste modo estimamos uma energia primária de 12GeV . Consideramos também que o valor do limiar da rigidez vertical estimada para Campinas é de $11,6\text{GV}$. Do outro lado o fluxo de mísseis calculado com o corte geomagnético vertical é 10-15% menor daquele estimado com um cone de abertura de 30° , que se aproxima mais ao fluxo realmente observado [16]. No final de todas estas considerações estimamos que o intervalo energético primário dos mísseis observados com o EASCAMP se estende a partir de $11,6\text{GeV}$ até 25GeV considerando o 60% dos mísseis.

2.6 As medidas existentes

Três características da componente muônica são medidas em modo experimentalmente direto: 1) a intensidade absoluta do fluxo, 2) o espectro da energia ou do momento e 3) a razão de carga positiva-negativa.

A maioria dos dados de fluxo e espectro energético dos mísseis atmosféricos são da década 70 [3]. Os resultados estão às vezes em desacordo um com outro: as discrepâncias são maiores do que os erros experimentais [6]. Os instrumentos usados são geralmente contadores separados por camadas de absorvedores (Pb, Fe) e espectrômetros magnéticos. Na Figura 11 são mostrados os dados do espectro diferencial até o momento $p < 1\text{TeV}/c$ para o nível do mar. Os pontos são colocados como desvios em percentual da melhor curva ajustada, obtida por Kiel [20]. Existem desvios de até $\pm 20\%$ nas baixas energias, provavelmente devidos a erros sistemáticos. Para $p > 100\text{GeV}/c$ os erros aumentam devido a diminuição do fluxo. Os resultados estão em desacordo em alguns casos em 30-35%.

Novas observações foram efetuadas na década 90 devido ao grande interesse com os neutrinos, como os experimentos MASS [6], CAPRICE e BESS [25]. O desenvolvimento de magnetos supercondutores permitiu novas e mais precisas medidas feitas com balões, em diversos níveis atmosféricos [21]. Estes dados são importantes porque não são influenciados por incertezas ligadas ao desconhecimento dos fenômenos de produção e propagação das partículas. Em particular os mísseis que chegam no nível do mar são o último estado de um complexo processo. De outro lado, os experimentos situados em terra firme fornecem alta estabilidade, grande abertura geométrica e longo tempo de exposição. Para as altas energias até alguns TeV, são feitas medidas diretas do espectro observando o fluxo horizontalmente. São usados grandes espectrômetros magnéticos, grandes câmaras de

emulsão e detectores de chuveiros atmosféricos [3]. O fluxo horizontal tem um aumento de diversas dezenas de GeV/c para o mesmo experimento em relação ao fluxo vertical.

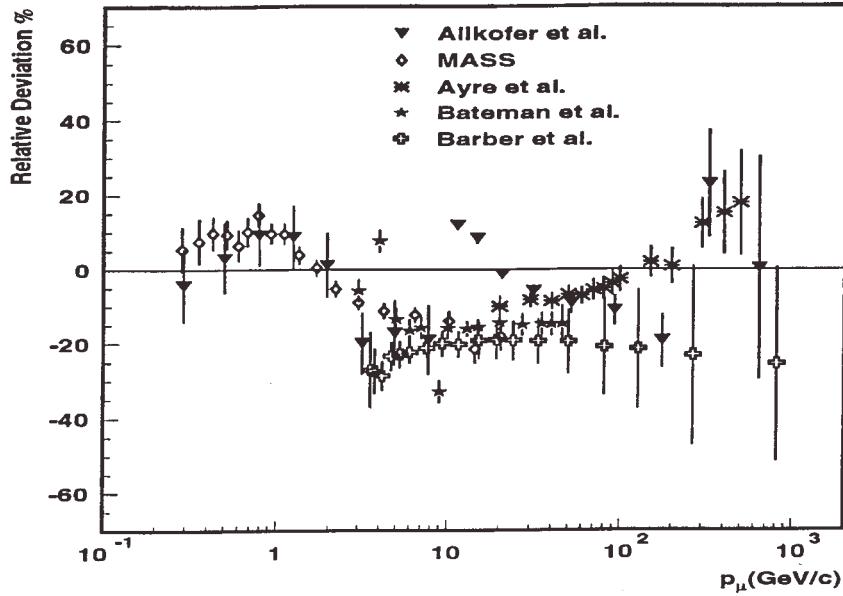


Figura 11: Divergência relativa do espectro diferencial dos mísions relativo ao ajuste de Kiel [6].

Para medidas de mais alta energia são usados os dados dos experimentos subterrâneos e assim se calcula, por extração, o espectro no nível do mar. Nos últimos vinte anos grandes laboratórios subterrâneos foram construídos para o estudo de alta energia, ou seja, $E > 1 \text{ TeV}$. A rocha em cima do detector absorve as partículas de baixa energia. Estas medidas são comparadas com aquelas dos experimentos de superfície para fornecer uma informação completa do espectro muônico.

2.6.1 A intensidade

A intensidade dos mísions verticais é uma quantidade que muda devido a vários fatores: latitude geomagnética, altitude, atividade solar e fatores atmosféricos. Para dar uma idéia do efeito latitude podemos citar que o fluxo vertical muônico, com $p > 0,33 \text{ GeV}/c$ observado numa latitude de 60° , resultou ser 1,8 vezes maior que o mesmo fluxo observado no equador [22]. Este efeito é observável nos mísions ao nível do mar para energias até $\sim 5 \text{ GeV}$, como consequência direta do efeito latitude no fluxo primário. Um recente resultado sobre o efeito do corte geomagnético compara o fluxo de mísions negativos de energia 0,3-0,53 GeV/c produzidos com um corte primário de 4,5GV com aquele de 0,65GV. Para uma profundidade $< 100 \text{ g/cm}^2$ há um déficit de até $\sim 20\%$ que foi interpretado como uma maior supressão de primários de baixa energia que produzem mais mísions negativos do que positivos [23]. No que concerne à modulação, devido a atividade solar,

ela é estimada respectivamente em 7% e 4,5% no fluxo muônico diferencial e integral, no caso de grande latitude e para $p \sim 1\text{GeV}/c$ [24].

Estimamos agora a intensidade dos mûons detectados com o EASCAMP. A intensidade integral dos mûons verticais, ao nível do mar, com $p > 1\text{GeV}/c$ é $\sim 70\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [5]. Muitas vezes se usa o seguinte número prático para detectores horizontais: $I \sim 1\text{cm}^{-2}\text{min}^{-1}$. A energia média dos mûons ao nível do mar é obtida experimentalmente: $\sim 4\text{GeV}$. Teoricamente esta estimativa é muito complexa porque a energia, como a distribuição angular, é consequência dos seguintes fenômenos: espectro de produção, perda de energia na atmosfera e decaimento. Na Tabela 1 mostra-se os valores de intensidade integral e diferencial dos mûons para vários valores de momento. Esta tabela é confirmada por experimentos recentes [25].

Com este valor da intensidade integral para o nível do mar e usando a abertura geométrica do EASCAMP obtemos uma freqüência de 850Hz, ou seja, um fluxo de mûons de $3,0 \times 10^6 \mu/\text{h}$. Considerando o corte geomagnético este valor da intensidade concorda com o fluxo observado num experimento para uma latitude geomagnética de 16°N [26].

Momen- tum Gev/c	Differential intensity $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{sec}^{-1}$ Gev/c	δ	Integral intensity $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{sec}^{-1}$	γ
0.2	3.73×10^{-3}	0.06	9.94×10^{-3}	0.05
0.4	3.72×10^{-3}	0.16	9.18×10^{-3}	0.13
0.8	3.10×10^{-3}	0.38	7.81×10^{-3}	0.28
1.0	2.79×10^{-3}	0.49	7.22×10^{-3}	0.35
1.5	2.14×10^{-3}	0.73	6.00×10^{-3}	0.50
2.0	1.67×10^{-3}	0.93	5.05×10^{-3}	0.63
3.0	1.06×10^{-3}	1.24	3.72×10^{-3}	0.82
5.0	4.97×10^{-4}	1.63	2.26×10^{-3}	1.08
7.0	2.73×10^{-4}	1.87	1.52×10^{-3}	1.24
10	1.33×10^{-4}	2.10	9.42×10^{-4}	1.40
15	5.40×10^{-5}	2.32	5.13×10^{-4}	1.57
20	2.70×10^{-5}	2.46	3.21×10^{-4}	1.68
30	9.59×10^{-6}	2.63	1.57×10^{-4}	1.82
50	2.36×10^{-6}	2.83	5.93×10^{-5}	1.99
70	8.92×10^{-7}	2.95	2.98×10^{-5}	2.09
100	3.04×10^{-7}	3.07	1.38×10^{-5}	2.20
150	8.51×10^{-8}	3.20	5.55×10^{-6}	2.30
200	3.35×10^{-8}	3.28	2.84×10^{-6}	2.36
300	8.70×10^{-9}	3.37	1.07×10^{-6}	2.43
500	1.52×10^{-9}	3.46	3.03×10^{-7}	2.50
700	4.71×10^{-10}	3.50	1.30×10^{-7}	2.54
1000	1.34×10^{-10}	3.54	5.23×10^{-8}	2.56

Tabela 1: Dados do melhor ajuste das intensidade diferencial e integral dos mûons verticais no intervalo $0.2 \leq p \leq 1000\text{GeV}/c$; δ e γ são os exponentes do espectro de momento diferencial e integral respectivamente [3].

Para trabalhar com um valor mais preciso usamos uma medida realizada no laboratório com uma câmara *streamer* de 1m posicionada sob vários estratos de chumbo que bloqueavam a componente eletromagnética dos chuveiros [34]. O fluxo resultou ser de 320Hz/m^2 que corrigido para a abertura geométrica de um plano fornece uma intensidade

de $102\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Com a área do EASCAMP estimamos um fluxo teórico de 1200Hz ou $4,3 \times 10^6 \mu/\text{h}$, um pouco maior do valor encontrado anteriormente. Estimamos que em relação ao nível do mar a energia primária responsável pelos mísseis no detector central diminui e consequentemente a energia média dos mísseis é menor, enquanto o fluxo aumenta [23].

2.6.2 O espectro de momento

O espectro integral de momento junto com o diferencial são mostrados na Figura 12 para mísseis verticais observados ao nível do mar [3]. O espectro integral é quase plano para $E < 1\text{GeV}$ e desce gradualmente para energias maiores. Isto reflete o andamento do espectro primário do intervalo energético 10-100GeV. Neste caso a maioria dos píons decaem em mísseis.

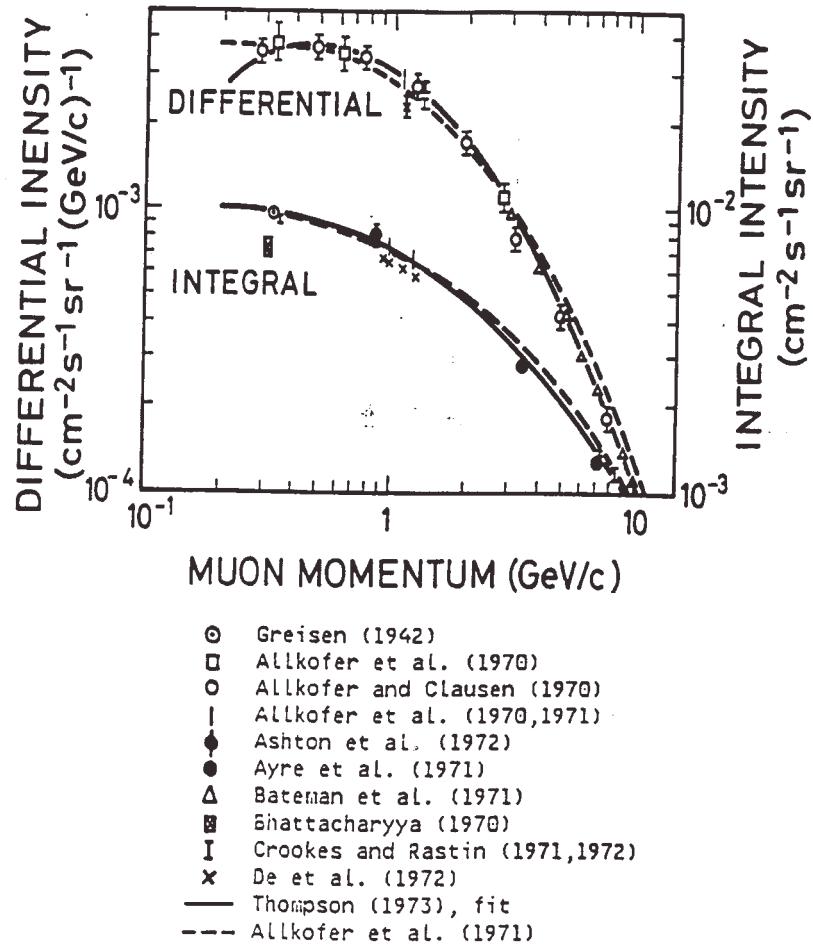


Figura 12: Espectro diferencial e integral de momento para mísseis verticais no nível do mar [3].

No espectro diferencial observa-se um máximo. No caso de incidência oblíqua, por exemplo de 75° , é observado, sempre ao nível do mar, o mesmo andamento do espectro diferencial mas com um máximo deslocado para energias maiores. Isto porque para um grande ângulo zenital de incidência ocorre uma maior perda de energia: os mísions de baixa energia decaem antes de serem detectados e os píons de mais alta energia decaem produzindo mísions em média mais energéticos [5]. Esta característica do espectro para grandes ângulos zenitais é aproveitada no estudo dos mísions de maior energia.

Para energias maiores ($E > 10\text{GeV}$) o espectro desce mais porque os píons com $E_\pi > \epsilon_\pi \sim 115\text{GeV}$ preferem interagir na atmosfera do que decair em mísions. Para $E_\mu > 1\text{TeV}$ o espectro energético dos mísions atmosféricos segue uma lei de potência com índice maior do que o do espectro primário. Na Figura 13 está o espectro diferencial dos mísions verticais no nível do mar para o intervalo $1\text{GeV}/c < p < 10^5\text{GeV}/c$ [6]. Os dados são multiplicados por p^3 para evidenciar a variação do espectro no intervalo total. Observamos um máximo para $E \sim 100\text{GeV}$ e um leve aumento no final do espectro. Se supõe que este último é devido a um aumento na produção dos mísions para $p > 10\text{TeV}/c$ devido a hádrons charmosos [1]. A estatística é insuficiente para confirmar a existência deste efeito. Os dados obtidos pelos experimentos subterrâneos, apresentam erros sistemáticos devido principalmente ao pobre conhecimento da rocha blindante. Lembramos que os dados diretos se estendem somente até 1 TeV.

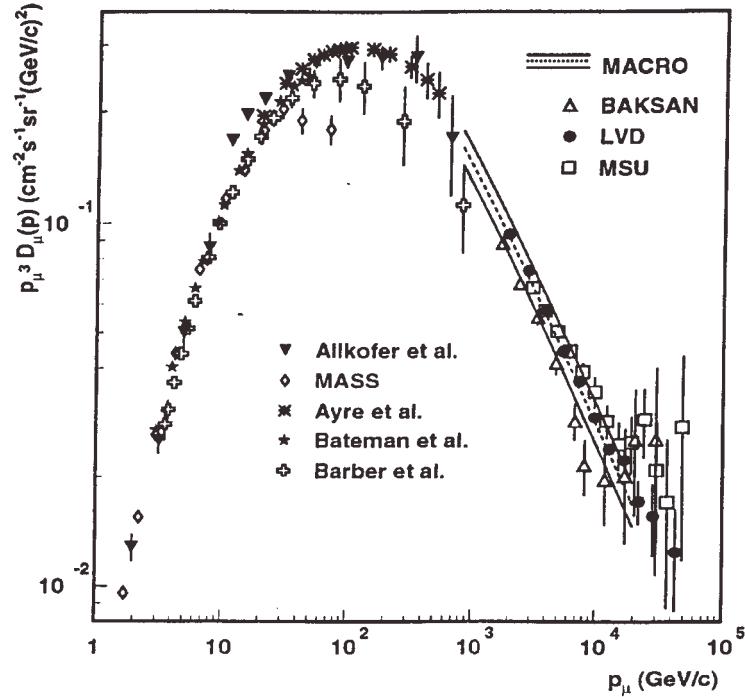


Figura 13: Espectro diferencial de momento para mísions verticais no nível do mar. As duas linhas paralelas indicam o intervalo permitido pelos erros nos parâmetros do ajuste feito pelo MACRO [6].

2.6.3 A razão de carga

A razão de carga é definida como $K_\mu = N(\mu^+)/N(\mu^-)$, ou seja o número de múons de carga positiva em razão ao de carga negativa. Experimentalmente observamos um excesso de carga positiva. A explicação está na composição da radiação cósmica primária, que é constituída na maioria por prótons. Este excesso de carga positiva é transmitido através das interações nucleares aos píons e depois aos múons.

O valor experimental médio é $K_\mu = 1,23 \pm 0,01$ para $E < 100\text{GeV}$. Este valor permanece constante até que a produção de múons pelos káons não torna-se importante. A tendência de K_μ é aumentar com a energia e com o ângulo zenital. Para $E > 100\text{GeV}$ a razão de carga cresce para $K_\mu = 1,30 \pm 0,05$ [3]. As medidas são feitas com espectrômetros magnéticos e apresentam grandes erros sistemáticos. Além disso, ao aumentar a energia, a estatística torna-se insuficiente para estimar a dependência energética. Na Figura 14 são apresentados os resultados recentes de Mass [27] e duas compilações de Rastin [28].

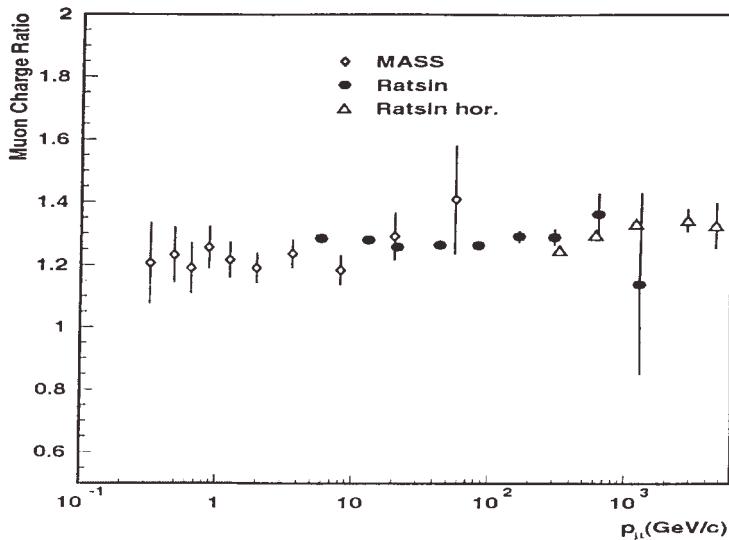


Figura 14: Razão μ^+/μ^- no nível do mar [6].

O valor teórico depende fortemente do tipo de interação adotada para os primários na atmosfera [2]. Para as baixas energias, K_μ varia de $\sim 1,22$ para núcleos com $A=14,5$ (número médio de massa da atmosfera padrão), até $\sim 1,46$ para núcleos isolados. Para altas energias a análise torna-se muito complicada por causa da contribuição dos káons. Esta característica da componente muônica é importante para o estudo da contribuição dos káons, da composição primária e das interações nucleares na atmosfera.

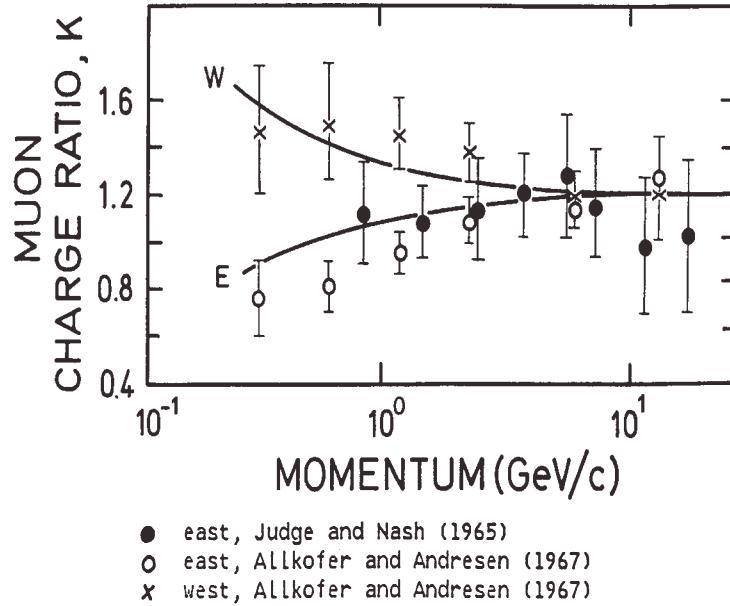


Figura 15: Razão de carga versus momento dos múons observados na direção Leste e Oeste [3].

Como no espectro energético também a razão de carga tem assimetria azimutal [29]. Para baixas energias podemos observar diferentes valores nas direções Leste e Oeste. Isto é consequência do fluxo primário e dos diferentes caminhos das partículas nas duas direções. Na Figura 15 são mostradas as medidas feitas no nível do mar para uma incidência de 45 graus [3].

2.7 Interação com a matéria

Sendo os muôns leptões, quando atravessam a matéria interagem eletromagneticamente com os elétrons e os núcleos do meio. As interações com os elétrons causam perdas de energia por ionização e excitação, enquanto as interações com os núcleos produzem a difusão de Coulomb. Para as altas energias há também perdas energéticas por produção direta de pares, *Bremsstrahlung* e interações nucleares.

2.7.1 Perda de energia

A quantidade média de energia perdida por ionização e excitação é expressa pela fórmula de Bethe-Bloch [32,30]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

onde $K = 4\pi N_0 r_e m_e c^2$, m_e é a massa do elétron, z e v são a carga e a velocidade da partícula incidente onde $\beta = v/c$, N_0 o número de Avogadro, Z e A são o número atômico e o

número de massa do meio, $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ o raio eletrônico clássico e $\delta/2$ é o efeito da densidade. A quantidade I é o potencial efetivo de ionização, calculado considerando todos os elétrons do núcleo, e resulta ser $\sim 10 \cdot Z \cdot eV$.

A fórmula acima se aplica a partículas pesadas sem spin. Para os mísseis precisamos adicionar um termo extra devido a presença do spin mas em primeira aproximação não é necessário porque diminui a perda energética só em alguns porcentos. As características mais importantes da fórmula de Bethe-Bloch são as seguintes:

$-dE/dx \propto z^2/\beta^2$, ou seja: a perda é proporcional a z^2 da partícula incidente e inversamente proporcional a β^2 ;

$-dE/dx \propto Z/A$, portanto, a dependência do material atravessado é pouca: $Z/A \sim 0,5$ para quase todos os materiais exceto o hidrogênio e aqueles mais pesados;

$-dE/dx$ é independente da massa M da partícula e, assim, a fórmula em relação a β^2 é a mesma para todos os tipos de partículas.

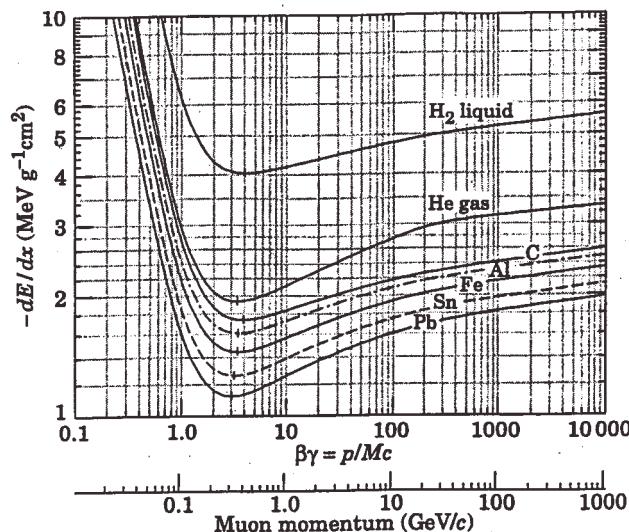


Figura 16: A perda de energia dos mísseis no hidrogênio líquido, hélio gasoso, carbono, alumínio, ferro, estanho e chumbo [5].

O comportamento de $-dE/dx$ dos mísseis, em função da energia cinética, apresenta um pico para as baixas energias em torno de ~ 10 MeV, devido ao termo de potência β^{-2} (Figura 16). Para $E \sim 0,3$ GeV, o mísseis, comportando-se de maneira relativística, apresenta um mínimo de ionização. O valor deste mínimo é de $\sim 2 \text{ MeV} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$ para todas as partículas com $Z=1$. Para $E \sim 2 \text{ GeV}$ ocorre na curva uma pequena subida, devido ao termo logarítmico. Esta subida é mais evidente em meios gasosos. Neste caso o valor assintótico, presente no final da curva, é maior que nos sólidos. Para $E \sim 10 \text{ GeV}$ há o efeito da densidade, evidente em sólidos e líquidos. Trata-se de uma polarização do meio, ou seja,

um efeito de escudo dos elétrons, que é proporcional a concentração destes e relacionado as propriedades dielétricas do meio. Este efeito leva a perda de energia para um patamar.

Usando o valor de $2\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2$, os mûons perdem $\sim 2\text{GeV}$ ao atravessarem toda a atmosfera, medida em gcm^{-2} , a começar do nível de produção dos raios cósmicos. Toda atmosfera até o nível do mar, corresponde a 1030gcm^{-2} . Calculamos também a perda média de energia dos mûons relativísticos na mistura de gás das câmaras streamer ($\text{CO}_2/\text{Argônio/Isobutano}=88/2,5/9,5$). Usando o valor de $3,60 \times 10^{-3} \text{ MeV/cm}$ para o CO_2 podemos estimar que a perda energética na passagem por uma célula das câmaras é $\sim 10 \text{ keV}$ [31].

Na região de altas energias outros processos começam a ficar importantes, como por exemplo o *Bremsstrahlung*. Este é a emissão de radiação, devido a desaceleração da partícula carregada, na presença dos núcleos do meio. A perda média de energia é dada por: $(-dE/dx)_{BS} = EX_0^{-1}$, onde X_0 é o comprimento de radiação. Este é definido como a espessura do material, medido em gcm^{-2} , que reduz a energia inicial E_0 da partícula de um fator e . A energia média, depois de ter atravessado uma distância x , é dada por: $E = E_0 \exp(-x/X_0)$. Uma fórmula para achar o comprimento de radiação para elétrons é dada por [32]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{gcm}^{-2}A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)}$$

onde A é a massa atômica e Z o número atômico do material. Para achar o correspondente comprimento de radiação para mûons, esta fórmula é multiplicada por $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2$ [30]. Para as energias relativísticas a perda de ionização tem um valor constante, enquanto que a perda por *Bremsstrahlung* continua a aumentar. A energia, aonde as duas perdas são iguais, é denominada de energia crítica ϵ . Para os mûons a energia crítica no ar é $\epsilon_\mu(\text{ar})=3.6 \cdot 10^3 \text{GeV}$ e no ferro é $\epsilon_\mu(\text{Fe})=10^3 \text{GeV}$. Portanto este processo é desprezível para as energias dos mûons observados com o EASCAMP.

2.7.2 Difusão múltipla Coulombiana

Quando uma partícula carregada atravessa um estrato de material, sofre uma grande quantidade de choques de pequenos ângulos [33,30]. Chamamos este processo de difusão múltipla Coulombiana. Podemos usar a fórmula clássica de Rutherford na aproximação por pequeno ângulo ou seja:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2Ze^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{\Theta^4}$$

onde p , v , ze são, respectivamente, o momento, a velocidade e a carga da partícula incidente, Ze é a carga dos núcleos do material. Todos os desvios são independentes um do

outro. A distribuição do ângulo total médio da difusão múltipla pode ser aproximada a uma distribuição de Gauss:

$$P(\Theta)d\Theta = \frac{\exp\left(-\frac{\Theta^2}{2\langle\Theta^2\rangle}\right)}{\sqrt{2\pi\langle\Theta^2\rangle}}d\Theta$$

O valor da raiz quadrática média do ângulo projetado Θ é [32]:

$$\Theta_0 = \sqrt{\langle\Theta^2\rangle} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta pc} z \sqrt{x/X_0}$$

onde z é a carga da partícula, βpc pode ser substituído por E e x/X_0 é a espessura do material medido em comprimento de radiação. Além do desvio angular, na passagem de um estrado de material, a partícula carregada tem um desvio lateral em relação à direção do traço. Este desvio também segue uma distribuição de Gauss e é dado por:

$$y_0 = \sqrt{\langle y^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \Theta_0.$$

Este estudo é importante na reconstrução dos traços dos mísseis observados com o EASCAMP. Calculei o desvio angular e lateral no pior do caso: o passagem através de uma barra de ferro da estrutura de apoio do aparato. Usando $X_0(\mu) = 7,5 \cdot 10^4 \text{cm}$ para ferro, os desvios resultaram desprezíveis também para energias muito baixas (10MeV).

No nível do mar o fluxo de elétrons e pósitrons com $E > 1\text{GeV}$ é desprezível ($\sim 0.2\%$) em relação ao de mísseis [5]. Para $E < 1\text{GeV}$ pode chegar até $\sim 30\%$ [3]. No laboratório do EASCAMP foi medido um fluxo de $\sim 26\%$ [34]. A intensidade vertical integral de elétrons e pósitrons é aproximadamente 30, 6 e $0.2 \text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ para energias $> 10, 100$ e 1000 MeV respectivamente [5]. A intensidade integral de mísseis verticais com $p > 1\text{GeV}/c$ no nível do mar é $\sim 70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

No caso dos elétrons foi feita uma análise para o ar e o PVC (Cloreto Polivinil) que constitui as paredes das câmaras streamer. Nos eventos reconstruídos são evidentes vários traços com o terceiro ponto desviado. Calculei o desvio devido ao passagem de 1m de ar e de 1cm de PVC. No caso do ar usei para o comprimento de radiação $X_{\text{ar}}(e) = 2,93 \cdot 10^4 \text{cm}$ [30]. Para elétrons de 10MeV resultou um desvio angular de $4,7^\circ$, correspondente a um desvio lateral de 4,6cm no plano streamer sucessivo. Para elétrons de 100MeV e 1GeV os desvios laterais são $< 3\text{cm}$ (seção transversal das câmaras streamer). Para mísseis é $X_{\text{ar}}(\mu) = 1,3 \cdot 10^8 \text{cm}$ e para qualquer energia os desvios são desprezíveis.

No caso do PVC o comprimento de radiação foi calculado através das fórmulas usando os valores de $A_{\text{PVC}} = 10,42 \text{g/mole}$ e de $Z = 6$, obtendo para elétrons e mísseis respectivamente $X_{\text{PVC}}(e) = 37,60 \text{g/cm}^2$ e $X_{\text{PVC}}(\mu) = 1,5 \cdot 10^6 \text{g/cm}^2$. Para os mísseis não ocorrem desvios apreciáveis. Para os elétrons o desvio angular é 13° produzindo uma deslocação no plano sucessivo de até 23cm para energia de 10MeV. Isto justifica em parte o ruído presente nos eventos. Para energias maiores os desvios são desprezíveis porque são menores da resolução geométrica. Portanto os elétrons de energia de 10MeV são completamente desviados na passagem do detector central, enquanto aqueles de energia de

100MeV atravessam os 4 planos e podem ser reconstruídos como traços de mísseis. Considerando as relativas abundâncias no fluxo medido no nível do mar, podemos dizer que na reconstrução dos eventos existe uma contaminação devido aos elétrons ~8,5%.

2.8 Desvios na atmosfera

Os mísseis são desviados pelo campo magnético terrestre desde o nível de produção até o nível de observação [35]. Defino como β' o ângulo zenital da direção de propagação dos mísseis no nível de produção e como β aquele da direção de incidência no nível de observação. Se a média das energias dos mísseis no nível de produção e no nível do telescópio é de ~5GeV, o desvio magnético $\Delta\beta' = \beta' - \beta$ é < 2°, para um campo magnético de 0.3Gauss e uma altitude de produção de 15km. Os píons percorrem um caminho muito curto para ter uma difusão magnética apreciável. Outra causa de desvio angular dos mísseis é a difusão múltipla Coulombiana. O desvio para os mísseis que atravessam toda a atmosfera, resulta < 1grau [36]. Estes dois efeitos produzem um desvio lateral de algumas centenas de metros em relação a direção de produção.

Por quanto concerne os desvios relativos às direções dos primários, a fonte principal de discrepância é a divergência angular na produção dos píons [15]. Os momentos transversais dos píons são maiores do que os momentos característicos responsáveis pela difusão múltipla e pela deflexão magnética. O desvio lateral dos mísseis devido à divergência angular dos píons é do ordem de $r_\mu \equiv \left(\frac{p_T}{p} \right) z$, onde r_μ é a distância da direção do primário, p_T é o momento transversal dos píons e z é a altura entre nível de produção e o nível de observação. Para mísseis de alguns GeV este desvio é de ordem de ~1km, correspondendo a ~4graus de desvio angular. A divergência angular na produção dos mísseis nos decaimentos dos píons chega a 1grau somente para píons de energia muito baixa, < 1GeV [35].

Para um telescópio vertical a discrepância das direções de chegada dos mísseis em relação aos primários é de ~7 graus para um nível de produção de 15 km. Mas estas estimativas são muitos sensíveis aos valores dos níveis de produção dos mísseis. Para um nível de 1km o desvio angular pode ser de 25 graus. O valor de 15 km se refere a uma média. Esta estimativa concorda com os valores reportados em [4].

2.9 A distribuição angular zenital

O fluxo de todas as partículas secundárias apresenta uma variação angular zenital [30]. Existem dois fatores. O primeiro é que a profundidade atmosférica aumenta com o ângulo zenital, ou seja, aumenta a quantidade de material atravessado pelas partículas. Como consequência tem um aumento da perda por ionização, ou seja, redução da energia, e um aumento do número médio de colisões nucleares. O segundo fator é que, para o mesmo comprimento de caminho, a variação de densidade atmosférica diminui com o ângulo zenital. Como consequência a probabilidade de interação também diminui com este ângulo.

Por outro lado a probabilidade de decaimento depende da energia e portanto cresce com o ângulo.

Experimentalmente observa-se que o fluxo dos mísions atmosféricos diminui com o ângulo zenital até $E < 100\text{GeV}$ e cresce para energias maiores. Nas baixas energias tem também uma redução do fluxo devida a presença do campo geomagnético. As trajetórias das partículas são desviadas e portanto prolongadas. A distribuição angular dos mísions no nível do mar pode ser expressa como: $I(\Theta) = I(0^\circ) \cos^n \Theta$, onde Θ é o ângulo zenital. O exponente n é função do momento (Figura 17) [30]. Para mísions de alguns GeV o valor médio do índice é $n=1.85 \pm 0.10$. Para energias menores o valor é um pouco maior, enquanto para energias muito altas, com $E_\mu \gg \epsilon_\pi$ ($= 115\text{GeV}$), a distribuição fica $\propto \sec \Theta$ ($= 1/\cos \Theta$) por $\Theta < 70^\circ$ [5].

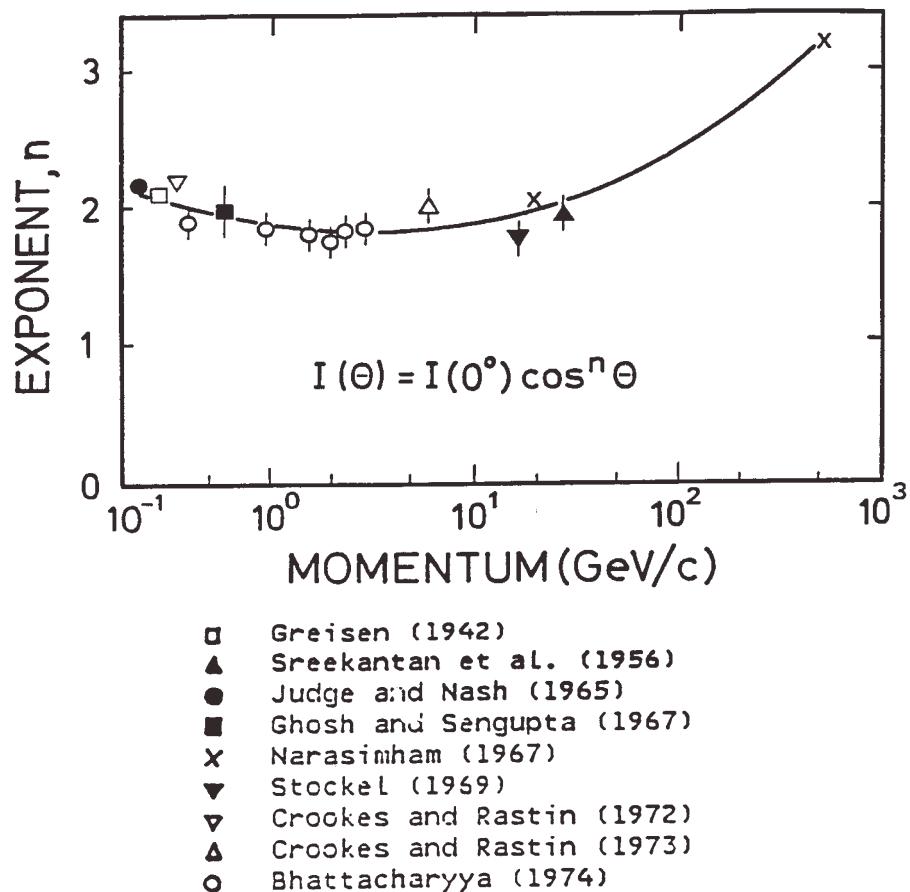


Figura 17: Dependência do exponente n da distribuição angular dos mísions no nível do mar em função do momento [3].

2.10 Os múons múltiplos

Eventos que contém grupos de múons paralelos são denominados múon *bundles*. Trata-se de múons que fazem parte de chuveiros cuja componente eletromagnética já foi absorvida na atmosfera acima do detector. A componente muônica do EAS é produzida principalmente nos primeiros estágios do desenvolvimento da cascada. Por isso preserva a direção do raio cósmico primário.

A multiplicidade n , ou seja, do número de múons paralelos depende da energia da radiação primária responsável pela produção dos múons múltiplos depende. Na Figura 18 é mostrado o andamento da freqüência dos *bundles* R_n que atravessam o aparato, calculada através da expressão [37]:

$$R_n = k \cdot \int E^{-\gamma} P_n(E) dE,$$
 onde $d\Phi/dE = k \cdot E^{-\gamma}$ é o espectro energético primário com índice γ e P_n é a probabilidade de haver n múons dentro do aparato quando o EAS é gerado por um raio cósmico primário de energia E . Esta probabilidade pode ser estimada pelo seguinte modo:

$$P_n(E) = \int_{\Omega} 2\pi r dr \int J(\omega) \frac{dp_n}{d\omega}, \text{ onde } J(\omega) \text{ é a distribuição angular do eixo do chuveiro no nível do mar e } dp_n/d\omega \text{ é a probabilidade diferencial que, à distância } r \text{ do eixo da cascada, } n \text{ múons dos } N_{\mu} \text{ contidos no EAS de dimensão } N_e \text{ (número de elétrons contidos no EAS) incidem no aparato com direção } \omega(\theta, \phi).$$

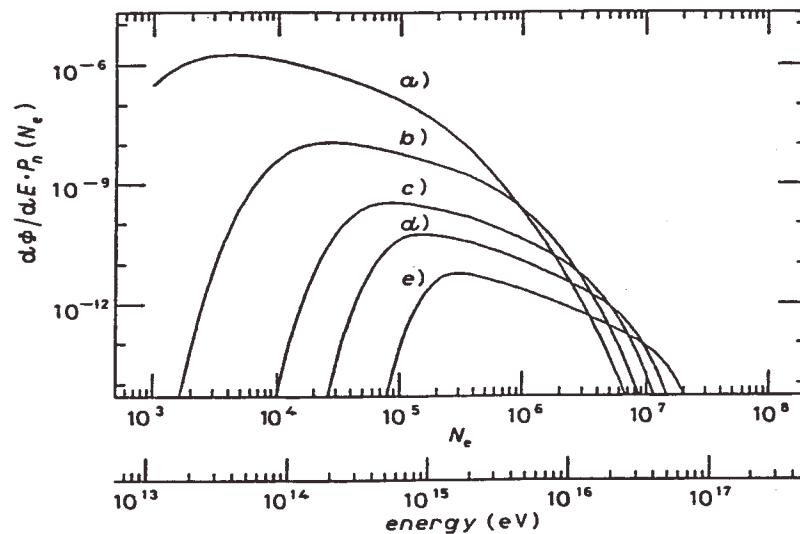


Figura 18: Comportamento de $d\Phi/dE \cdot P_n(E)$ em relação à energia primária E para diferentes multiplicidade n : a) $n=2$, b) $n=5$, c) $n=10$, d) $n=15$, e) $n=25$ [37].

A variável N_e representa a dimensão do chuveiro atmosférico e está relacionada com o número total de múons N_{μ} através da seguinte fórmula empírica:

$$N_\mu = 1,31 \times N_e^{0,80} \quad \text{para } 10^3 < N_e \leq 10^6$$

$$N_\mu = 2,61 \times N_e^{0,75} \quad \text{para } N_e > 10^6.$$

No caso do EASCAMP consideramos eventos com multiplicidade máxima de 5 por causa da baixa estatística. Portanto a energia primária pertence ao intervalo 10^{13} - 10^{14} eV. A freqüência esperada de eventos de mûons múltiplos diminui rapidamente com o aumento da multiplicidade, como mostra a Figura 19. Esse gráfico é o resultado de um experimento similar [37] ao módulo central do EASCAMP. Estimamos uma freqüência para mûons duplos do EASCAMP de aproximadamente $\geq 10^{-2}$ Hz.

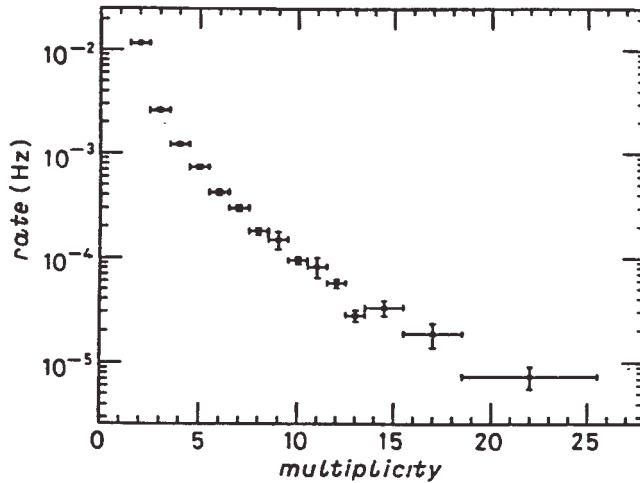


Figura 19: Freqüência esperada da multiplicidade n de mûons múltiplos [37].

¹ E. V. Bugaev et al., *hep-ph/9803488* (1998).

² T.Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990).

³ O Allkofer, *Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Energie (1984) Karlsruhe.

⁴ L.I.Dorman, *Cosmic ray variation*, North-Holland Pub. Amsterdam (1974).

⁵ T.Gaisser and T.Stanev, *Eur. Phys. Jour.*, **C** vol 18 (2000) 150.

⁶ S.Cecchini e M.Sioli, *Cosmic Ray Muon Physics*, Proc. 5th Scho. Not-Accel. Part. Astro., Int. Centre for Theor. Phys., Trieste (1998) 202.

⁷ F.Halzen, R.Vázquez, and E. Zas, *Astropart. Phys.*, **1** (1993) 297.

⁸ M. Bertiana, Tese de doutorado, Instituto de Física da Universidade de Torino (1996).

⁹ D. Perkins, *Astr. Phys.* **2** (1994) 249.

¹⁰ M. Pomerantz, *Cosmic Ray*, Van Nostrand Reinhold Pub. (1971).

¹¹ B.Rossi, *Cosmic Rays*, McGraw-Hill Book Com., (1956).

¹² D.Smart and M.Shea, *Adv. Space Res.*, Vol.14, **10** (1994) 787.

¹³ Comunicações particulares do Prof. Inácio Malmonge, IFGW-UNICAMP.

-
- ¹⁴ <http://julius.ngdc.noaa.gov:8080>, SPIDR, Space physics interactive data resource, NGDC, *National Geophysical Data Center*.
- ¹⁵ S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, Marshak ed. (1969).
- ¹⁶ P. Lipari and T. Stanev, 24th ICRC, vol **1** Roma (1995) 516.
- ¹⁷ I. Yamamoto et al., 25th ICRC, HE **1-3** Dublan (1997) 325.
- ¹⁸ W. Webber and J. Quenby, *Phil. Mag.*, **4** (1958) 654.
- ¹⁹ K. Murakami et al., *Il Nuovo Cimento* 2C **5** (1979) 635.
- ²⁰ O.C. Allkofer et al., *Phys. Lett.* **36B** vol 4 (1971) 425.
- ²¹ R. Bellotti et al., *Phys. Rev. D*, **53** vol 1 (1996) 35.
- ²² O. Allkofer et al., *Lett. Nuovo Cimento*, **12** (1975) 749.
- ²³ G. Basini et al., 25th ICRC, He **1-3** Dublan (1997) 381.
- ²⁴ O.C. Allkofer and H. Jokisch, *Il Nuovo Cimento*, **15A** (1973) 371.
- ²⁵ <http://www.copernicus.org/icrc>, M. Tokiwa et al., 27th ICRC, HE **214**, Hamburg (2001) 939.
- ²⁶ N. Karmakar et al., *Il Nuovo Cimento*, Vol. 17 **B1** (1973) 184.
- ²⁷ M.P. De Pascale et al., *J. Geophys. Res.* 98 **A3** (1993) 3501.
- ²⁸ B.C. Rastin, *J. Phys. Geo.: Nucl. Phys.* **10** (1984) 1609.
- ²⁹ J. Kremer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 4241.
- ³⁰ O.C. Allkofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Karl Thiemig, (1975) München.
- ³¹ C. Grupen, *Particle Detector*, Cambridge University Press (1996).
- ³² D. Groom and S. Klein, *Eur. Phys. Jour. C* vol 18 (2000) 163.
- ³³ D. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publ. Comp. (1984).
- ³⁴ E. Luna, A. Fauth, Anúario do XIV ENFPC, Caxambu (1993) 284.
- ³⁵ A. Sandstrom, *Cosmic Ray Physics*, North-Holland Pub. (1965) Amsterdam.
- ³⁶ J. Allen and A. Apostolakis, *Roy. Soc.*, **A265**, 117.
- ³⁷ G. Bressi et al., *Il Nuovo Cimento*, **14C** 4(1991) 363.

3 As modulações

O campo magnético interplanetário (*IMF = Interplanetary Magnetic Field*) e o vento solar modulam a distribuição dos raios cósmicos galácticos observados [1]. A modulação solar produz anisotropias. Estas podem ser investigadas na Terra através do estudo da contagem em detectores que possibilitam a medida da direção de chegada das partículas. Os fluxos anisotrópicos aparecem como variações diurnas em tempo solar e sideral.

Todas as variações transitórias na intensidade dos raios cósmicos são anisotropias originadas na heliosfera resultantes de fenômenos solares [2]. A heliosfera contém todo o sistema solar e é diretamente influenciada pelos movimentos do plasma solar. Este gás é eletricamente neutro, constituído de partículas ionizadas, na sua maioria prótons e elétrons.

O fluxo radial do plasma se chama vento solar (Figura 1). No plasma existe um campo magnético. As linhas deste campo possuem forma de espiral devido à rotação do Sol. As direções mudam de sentido a cada seis ou sete dias dando uma estrutura setorial ao campo magnético solar interplanetário ou IMF.

Além da anisotropia diurna solar e sideral são observadas modulações irregulares devido à atividade solar. Uma destas modulações de intensidade é conhecida como *Forbush decrease*. Outro tipo de variação transitória, também descoberta por Forbush, é o *solar-flare increase*, ou seja, um aumento de intensidade. Há outra variação de longo prazo ou secular chamada *solar-cycle variation*, com período de 11 anos. Neste caso a intensidade dos raios cósmicos é inversamente proporcional ao número de *sunspot*.

Se as partículas observadas são raios cósmicos secundários, à modulação solar se adicionam variações devido a atmosfera terrestre. Para estudar o efeito solar é necessário corrigir esses efeitos atmosféricos.

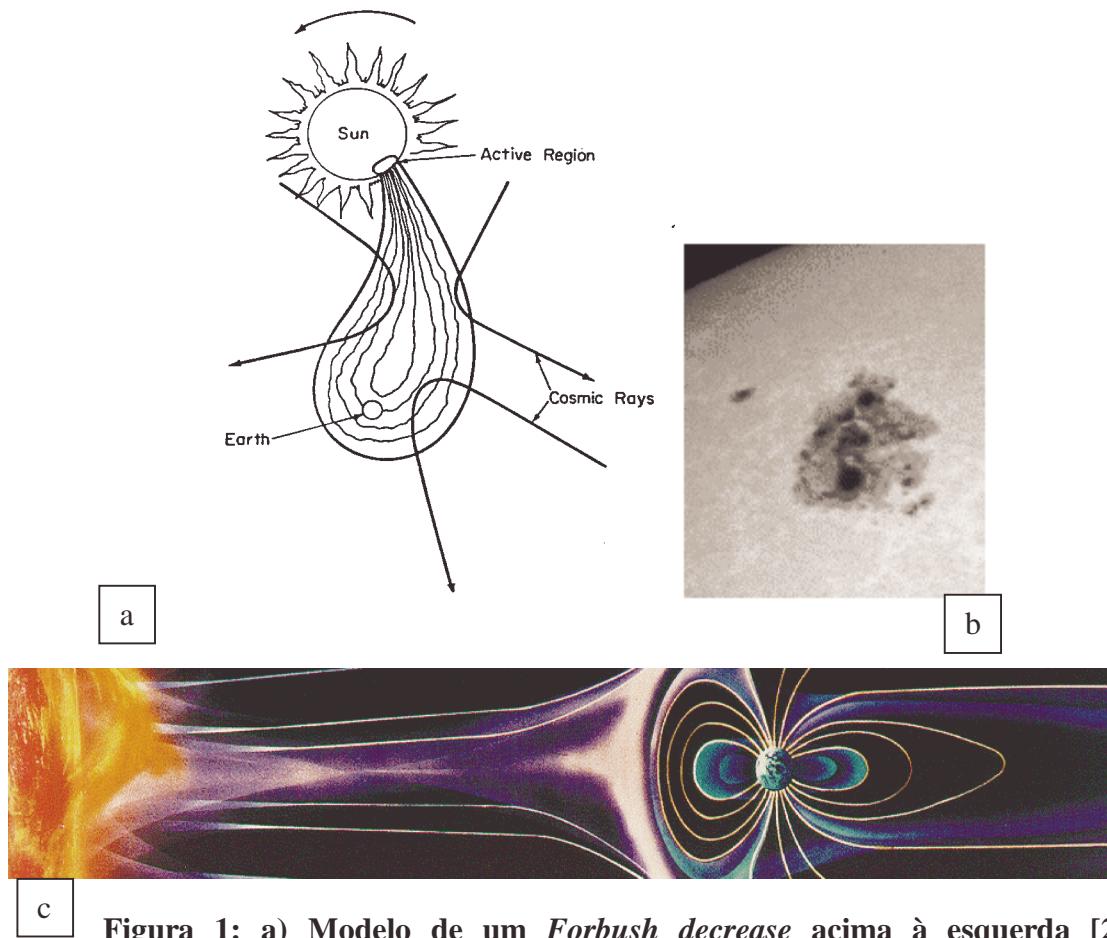
3.1 As modulações transitórias

O plasma, vindo do Sol, invade a atmosfera terrestre. Assim, os fenômenos relacionados com a atividade solar são observados na Terra. A atividade solar é constituída por perturbações discretas e locais do IMF com duração que pode variar de um dia até três meses.

O Sol é constituído por um núcleo, fotosfera, cromosfera e corona, que é a atmosfera solar. Os *flares* são erupções imprevisíveis da cromosfera solar. Os *sunspots*, ou manchas solares, são regiões dinâmicas, escuras e de menor temperatura da fotosfera solar (Figura 1). Durante os flares se observa um aumento na intensidade dos raios cósmicos. Podemos falar também de produção local de partículas. Estas são aceleradas pelo vento solar. Trata-se na maioria das vezes de “ventos” de energia $E < 1\text{-}2 \text{ GeV}$ [3]; contudo ocorrem alguns eventos mais energéticos de $10\text{-}20 \text{ GeV}$ [2].

Os *Forbush decreases* são eventos observáveis simultaneamente em qualquer ponto da Terra [2]. Trata-se de uma imprevisível redução de intensidade, seguida de um lento retorno até o nível normal. Este tempo de retorno pode se estender desde alguns dias até algumas semanas. No caso de nêutrons a redução típica é de ~5% no intervalo de algumas horas, mas que pode variar até dois dias. Uma série sucessiva de *Forbush decrease* se chama tempestade de raios cósmicos.

Os *Forbush decreases* são originados a partir de injeções de plasma por parte do Sol. Tais jatos demoram de um a dois dias para chegar na Terra. Eles podem ter uma velocidade maior do que a do plasma vizinho. Isto provoca uma onda de choque que empurra todos os raios cósmicos com $E < 10\text{-}15\text{GV}$ [4]. A Figura 1 mostra a descrição simplificada de um evento *Forbush* [2].



c) Figura 1: a) Modelo de um *Forbush decrease* acima à esquerda [2]; b) Fotografia de um sunspot a direita [8]; c) em baixo perturbação do campo geomagnético por parte do vento solar [5].

Muitas vezes estes eventos são acompanhados de uma tempestade magnética, ou seja, um aumento do campo geomagnético. Tanto as perturbações geomagnéticas quanto as

reduções cósmicas tendem a ocorrer em um período de 27 dias, que corresponde ao período sinódico de rotação do Sol. O número de eventos *Forbush* aumenta no período de grande atividade solar. Já o efeito do *Forbush decrease* Fd pode estar presente em até 15-20 GV de rigidez primária [4]. Uma variação de 50% foi observada na intensidade primária para uma rigidez de 10GV [3]. No caso de detectores de mísseis é difícil observar as variações transientes. Na Figura 2 mostramos três histogramas de um Fd principal contendo dois efeitos de *flares*.

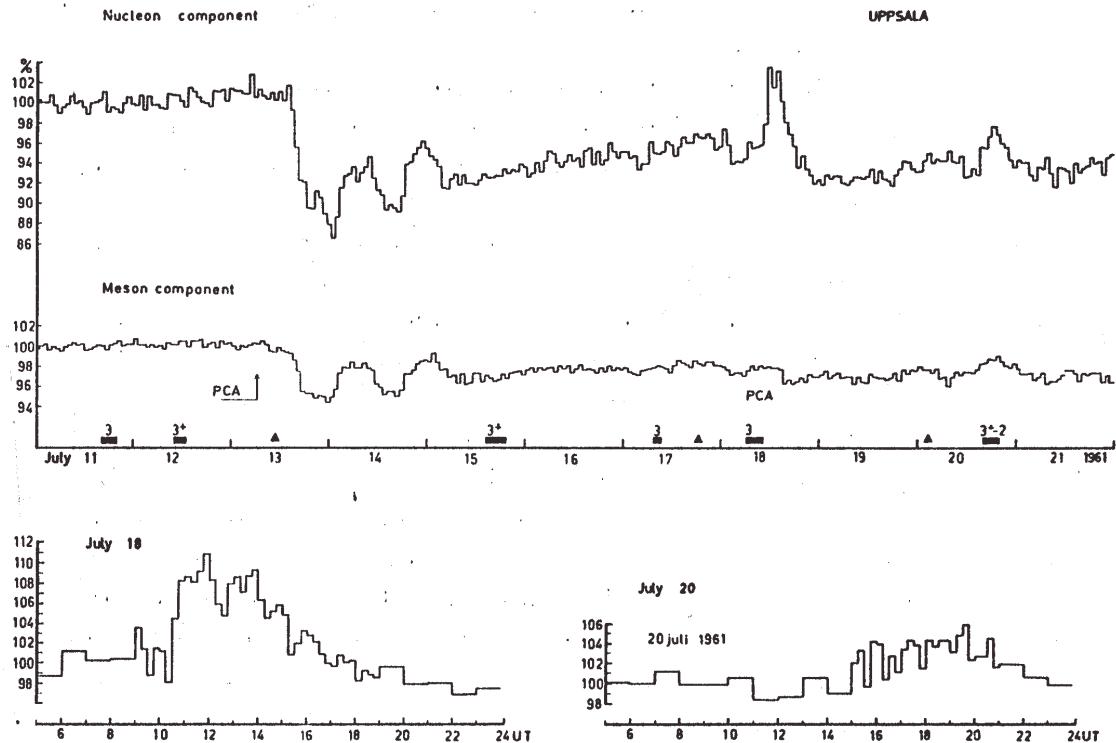


Figura 2: (superior) Diagrama do Fd principal seguido de dois aumentos de contagens diurnas; (inferior) dois fenômenos do efeito *flare* que pertencem ao Fd acima [4].

3.2 As modulações regulares

Fora da heliosfera a distribuição angular das partículas galácticas de baixas energias é praticamente isotrópica no espaço e constante no tempo, devido a difusão das partículas gerada pelos campos magnéticos galácticos [1]. Os raios cósmicos galácticos entram na heliosfera após um movimento casual e inúmeras colisões. Aqui começam a girar em movimento helicoidal, seguindo as linhas de força do IMF. As irregularidades dinâmicas de pequena escala deste campo produzem desvios do movimento orbital. O resultado do movimento total é uma difusão das partículas das bordas da heliosfera na direção do Sol.

As irregularidades do IMF são causadas pelas variações da velocidade do plasma, pela mudança da polaridade do campo magnético solar ou pela presença de ondas de choque. Todas as características do IMF afetam a maioria dos raios cósmicos que chegam no interior do sistema solar. As irregularidades desviam mais as partículas se o raio de rotação é grande em relação à dimensão linear do centro de difusão. O ângulo de deflexão θ é dado por $\theta = x/r_g$, onde r_g é o raio de rotação e x a dimensão linear. Por exemplo, uma partícula de 1TeV tem um raio de cinco vezes a distância Terra-Sol num campo magnético de 5×10^{-5} Gauss, valor típico do IMF. Sendo a heliosfera maior que este raio, o campo interplanetário domina o movimento das partículas de menor energia [2]. O raio de rotação, raio de Larmor, é dado por: $r_L(kpc) = E(10^8 eV)/Z \cdot B(\mu G)$, onde E é a energia da partícula de carga Z que atravessa um campo magnético de intensidade B . Aumentando a rigidez as órbitas aumentam até as partículas não sofrerem mais a influência da irregularidade. Então domina o movimento regular ou seja a rotação orbital com um movimento das trajetórias tipo deriva. Este movimento é devido ao gradiente e a curvatura do IMF.

No sentido contrário ao movimento de difusão, os raios cósmicos sofrem um movimento convectivo, devido ao vento solar [1]. A remoção convectiva se deve as irregularidades do campo magnético “congelado” no vento solar. O resultado total de todos os movimentos é a modulação solar dentro da heliosfera. O fluxo anisotrópico produzido pode ser decomposto em uma componente paralela e outra perpendicular ao plano equatorial solar [1]. A componente paralela é observada através da variação diurna solar da intensidade cósmica (*Solar Diurnal Variation*) ou anisotropia diurna solar ξ_{SD} . O fluxo perpendicular ao plano eclíptico é observado como variação diurna sideral (*Sidereal Diurnal Variation*) ou anisotropia Norte-Sul ξ_{NS} .

A modulação solar também tem uma componente secular devido a um deslocamento geral do IMF. O dipolo magnético do Sol inverte polaridade a cada 11 anos, caracterizando o ciclo solar. A máxima atividade solar é caracterizada por um número máximo de *sunspots*. Os centros de atividade ou *sunspots* variam de tamanho, número e posição periodicamente a cada 11 anos. Medidas com nêutrons mostraram que há uma proporcionalidade inversa entre intensidade de raios cósmicos e o número de *sunspots* (Figura 3). Durante um máximo solar o IMF é mais intenso e bloqueia a radiação. Quanto menor é a energia das partículas, menor é a probabilidade de se acessar ao interior do sistema solar. A modulação secular depende do tipo de partículas observadas. Geralmente a diferença entre um mínimo solar e um máximo é $\sim 20\%$ para nêutrons e 5% para mûons, devido ao fato que os mûons são produzidos em modo abundante pelos prótons de 10 GeV, enquanto os nêutrons são gerados predominantemente por energias menores [2]. A modulação secular foi observada no fluxo primário para valores de rigidez de até 13GV [6].

O espectro galáctico existente fora da cavidade solar difere do espectro primário observado, durante um mínimo solar. Isto é consequência direta da influência permanente da heliosfera. As partículas galácticas penetram no sistema solar e são defletidas pelos campos magnéticos do vento solar, deixando uma reduzida intensidade cósmica no interior da cavidade [7]. A maioria das partículas incidentes são refletidas para trás voltando para o espaço interestelar com um pequeno ganho energético devido ao choque frontal. Só uma pequena fração entra na heliosfera, aonde permanece alguns dias ou semanas e perde uns 15% da sua energia inicial em choques frontais. As partículas que penetram até a órbita

terrestre são 1% e depois permanecem no sistema solar por um tempo 25 vezes maior do tempo de permanência no campo interplanetário.

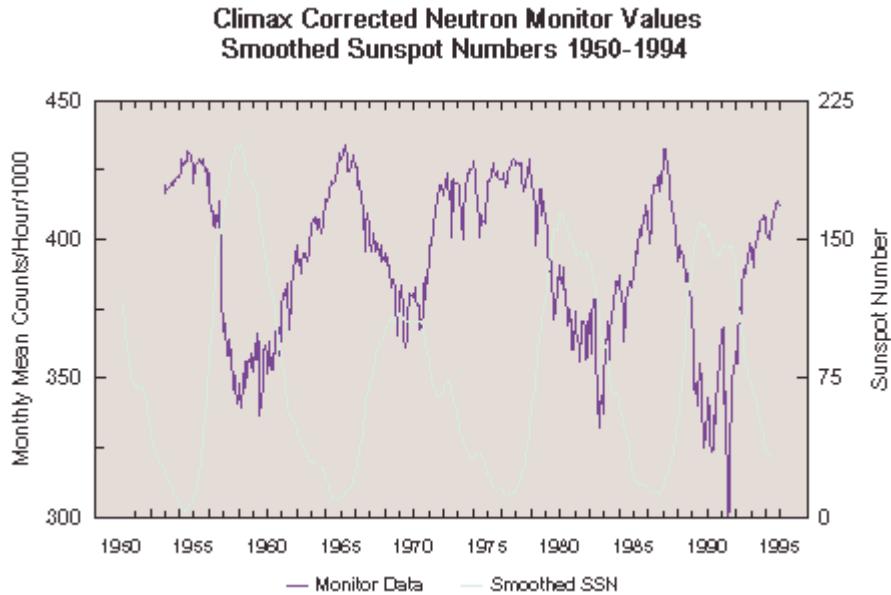


Figura 3: Correlação da intensidade neutrônica com o número de sunspots. Os dados são de um detector de nêutrons *cut-off* de $q_c=3,03\text{GV}$, localizado numa latitude média [8].

3.2.1 Anisotropia diurna solar

As contagens médias horárias de uma série de dias solares completos mostram uma variação quase senoidal com um período de 24 horas [1]. A variação diurna observada pode ser decomposta em componentes harmônicas através da análise de *Fourier*. Em geral esta modulação é expressa como desvio em porcentagem da componente isotrópica da intensidade. Considerando até a segunda harmônica, podemos obter para as contagens $N(t)$:

$$\frac{N(t) - A_0}{A_0} = A_1 \cos \frac{2\pi}{24}(t - t_m) + A_2 \cos \frac{2\pi}{12}(t - t_m)$$

onde A_0 é o fluxo isotrópico, A_1 e A_2 são as amplitudes da primeira e da segunda harmônica respectivamente. A variável t é o tempo solar local e t_m é o tempo de máximo (ou de fase) correspondente à máxima anisotropia. Lembramos que uma hora corresponde a 15° e o ângulo expresso em graus é equivalente a $\alpha = \frac{2\pi}{24}$. Portanto, t_m fornece a direção espacial da anisotropia no sistema de coordenadas galácticas. A primeira harmônica é uma onda de 24 horas. A amplitude A_1 é estimada experimentalmente como sendo $< 0,6\%$ ($\sim 0,4\%$) do fluxo isotrópico [1]. A segunda harmônica é a variação com período de 12

horas. A amplitude média A_2 é geralmente menor que A_1 , ou seja $A_2 < 0,1\%$ do A_0 [2]. A estimativa da anisotropia deve então ser corrigida retirando-se os efeitos da atmosfera terrestre e do campo geomagnético. O desvio da direção original devido ao campo geomagnético está presente no fluxo primário para energias $E < 100\text{GeV}$. Para o cálculo desta direção tem-se que considerar também a influência da aceitância do aparato [4].

A anisotropia diurna solar ξ_{SD} é gerada pelo fluxo de partículas paralelo ao plano equatorial solar [1]. Modelos recentes acreditam que a ξ_{SD} é constituída por duas componentes: uma tangente à órbita terrestre chamada de anisotropia Leste-Oeste A_ϕ e outra, de menor tamanho, paralela à linha Terra - Sol chamada anisotropia radial A_R [1]. A anisotropia Leste-Oeste A_ϕ possui um máximo às 18:00 horas em tempo solar local. A Figura 4 explica em modo esquemático a origem desta componente. Os raios cósmicos seguem a direção do campo magnético interplanetário que gira junto com o Sol. O campo B é tipicamente $1-2\text{G}$ no Sol e $3-6 \times 10^{-5}\text{G}$ na órbita terrestre. Este último confere ao fluxo isotrópico uma velocidade (370km/s [10]) maior daquela de revolução terrestre (30km/s). Portanto o fluxo observado na direção 90° Leste, em relação à linha Terra- Sol, resulta ser maior daquele visto na direção oposta.

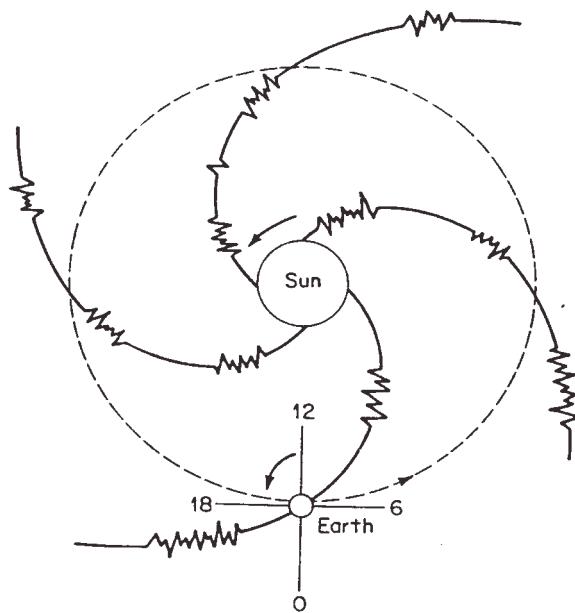


Figura 4: Modelo esquemático do mecanismo que produz a anisotropia diurna solar na direção Leste-Oeste [2].

A anisotropia radial A_R ocorre na direção do Sol [1]. Ela está relacionada com o movimento convectivo das partículas, devido às inhomogeneidades do IMF transportado em modo radial pelo vento solar. Esta componente quase desaparece quando o dipolo do campo magnético solar tem o norte magnético no hemisfério sul da heliosfera. Esta componente pode explicar a variação de 22 anos observada experimentalmente na fase da anisotropia diurna solar. Lembramos que o período 1990-2001 é caracterizado de um estado

com polaridade solar, ou seja, o polo norte solar está no hemisfério norte. Portanto esperamos nessa análise obter uma componente radial não desprezível. Esta pode ser estudada através da segunda harmônica.

Define-se [2] o espectro variacional como a razão entre a variação da intensidade cósmica $\Delta I(R)/I(R)$ e a intensidade, ambas em função da rigidez R . O espectro variacional da variação diurna solar tem a forma:

$$\frac{\Delta I(R)}{I(R)} = kR^{-\gamma}, \text{ sendo } \gamma \text{ o índice espectral. Define-se } R_C \text{ como a rigidez crítica}$$

máxima, acima da qual a anisotropia desaparece. Muito conhecimento sobre a modulação diurna solar foi obtido nos últimos 60 anos, mas ainda existem várias questões abertas [1]. Por exemplo a amplitude e a fase da anisotropia tem variações cíclicas. As causas destas variações são ainda desconhecidas. Portanto, não há um acordo sobre os valores do índice espectral γ e R_C . A maioria dos modelos indica que o valor mais provável para γ é zero. Estima-se também que R_C é sempre $<200\text{GV}$ durante um máximo solar e $<100\text{GV}$ durante um mínimo. Este parâmetro é essencial para o cálculo da amplitude da anisotropia no espaço livre. O vetor anisotropia A dos raios cósmicos no espaço livre é estimado pela variação diurna observada através da função de acoplamento CF que acopla o espectro variacional primário com a variação diurna observada. As funções de acoplamento são características de cada instrumento e da sua localização. Dorman [4] fornece no nosso caso o valor de ~ 1 .

Um artigo recente analisou durante o período 1968-1995 como a anisotropia diurna dos raios cósmicos depende do ciclo magnético [9]. A Figura 5 mostra os resultados obtidos utilizando dois detectores. Os parâmetros estudados são: o valor da rigidez crítica R_C , a amplitude da anisotropia radial A_R e aquela da anisotropia Leste-Oeste A_ϕ , a amplitude do vetor anisotropia total A com as setas indicando os máximos de atividade solar (\uparrow) e os mínimos (\downarrow) e enfim a direção deste vetor expressa em hora de tempo local. Os períodos de polaridade solar positiva são indicados como $qA > 0$, enquanto os de polaridade negativa como $qA < 0$ e os períodos de inversão de qA através de retângulos.

Os valores da R_C mostram um ciclo magnético de ~ 20 anos com valores mínimos para os mínimos de atividade solar com polaridade positiva, $qA > 0$ (1976 e 1995). Durante todo período foi assumido um espectro de rigidez plano. A rigidez crítica R_C chega aos valores máximos durante a fase de declínio da atividade solar (1982-1984 e 1991). A amplitude da anisotropia (A) é maior para os máximos solares e mínima para os mínimos solares. Os mínimos aconteceram em 1986-1987. Os valores de A mostram claramente um ciclo de 11 anos. Ela aumenta também durante a fase de declínio da atividade solar (1971, 1984-1985 e 1991). O valor médio durante o inteiro período é: $(0,46 \pm 0,03)\%$.

A amplitude da componente Leste-Oeste A_ϕ da anisotropia é sempre maior daquela da componente radial A_R . Isso acontece porque o comportamento da anisotropia A é muito similar ao de A_ϕ .

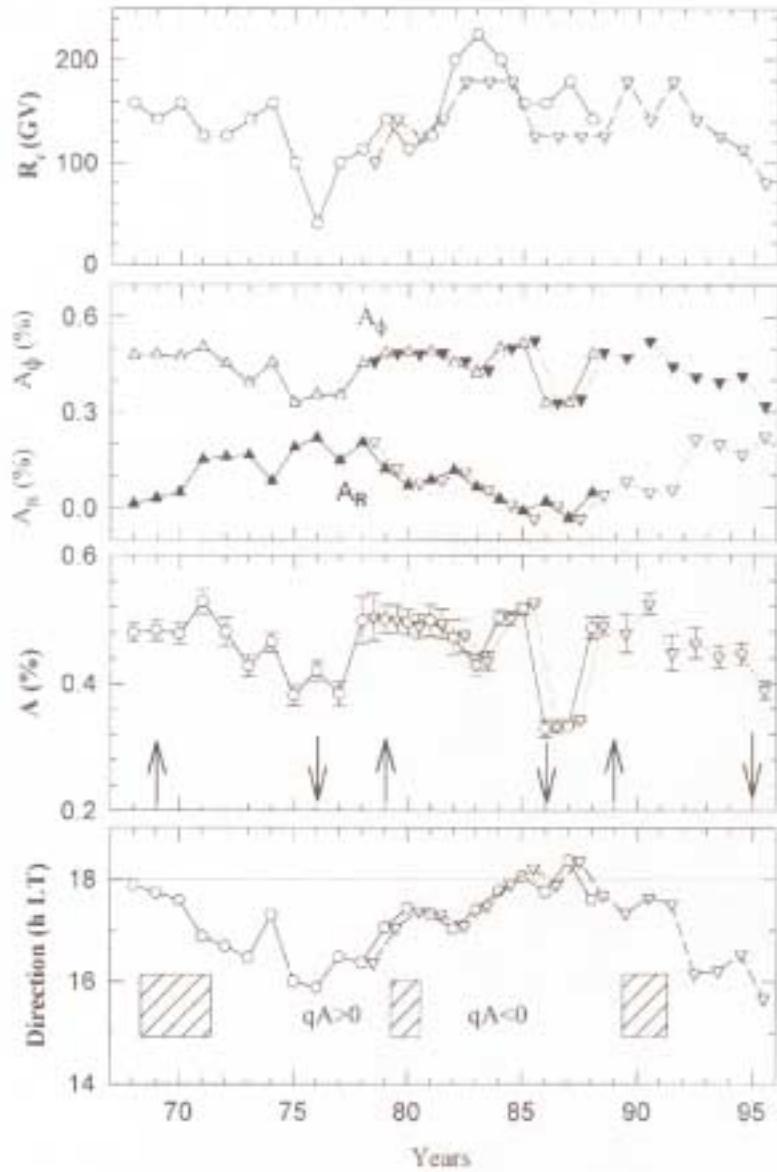


Figura 5: Parâmetros do melhor ajuste do vetor anisotropia no espaço livre [9].

Os valores de A_R são negativos durante 1985-1987, quando ela aponta na direção de 0 horas de tempo solar local hLT. A amplitude A_ϕ chega aos valores mínimos para os mínimos de atividade solar com $qA>0$ (1976 e 1995). O contrário acontece para A_R : ela tem os valores máximos para 1976 e 1995. O valor médio de A_ϕ durante os 28 anos é $(0,44 \pm 0,04)\%$, quase 5 vezes o valor médio da anisotropia radial. Este valor durante $qA>0$ aumenta 4 vezes daquele durante $qA<0$ ($0,04 \pm 0,01\%$). A anisotropia é quebrada em anos de mínimos de sunspot com $qA>0$ (1976 e 1995) quando A_R chega aos máximos valores e A_ϕ aos mínimos. Isso produz um ciclo magnético solar de ~ 20 anos em A_R e na direção que apresenta mínimos valores para mínimos de sunspot com $qA>0$ (1976 e 1995).

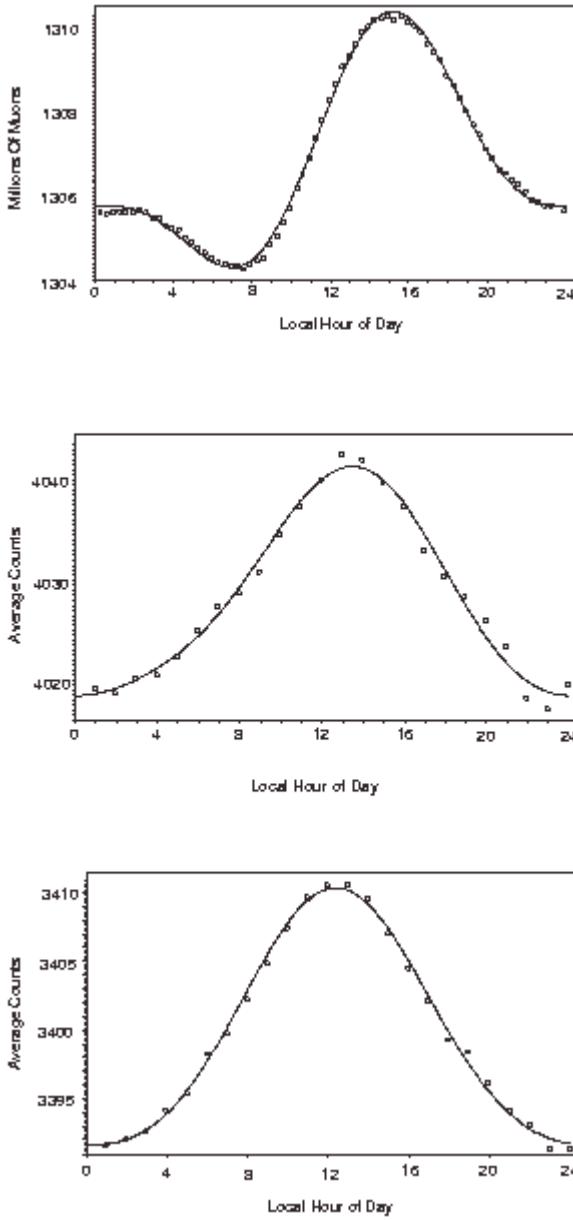


Figura 6: Ondas diurnas solares do experimento GRAND (superior), Climax (meio) e Newark (inferior).

Baseando-se nesses resultados podemos estimar os resultados esperados para 1998-2000. Para o ano 1999 esperamos um máximo de *sunspot* com $qA > 0$ e para 2000 uma inversão da polaridade. Portanto para o ano 1998 a componente A_ϕ começa a aumentar de novo, enquanto a A_R diminui. Para o ano 1999 A_ϕ chega ao máximo valor (0,5%) e A_R torna-se zero para o ano 2000.

Mostramos na Figura 6 os valores da anisotropia diurna solar obtidos em 3 experimentos [10]. O primeiro é o Projeto GRANT localizado nas coordenadas 41,7°N e

86,2°L. A análise foi feita com milhões de mûons isolados gerados da raios cósmicos primários de energia de 10 GeV. O valor da anisotropia é 0,19% (gráfico superior). Os outros dois gráficos mostram a onda diurna solar obtida com detectores de nêutrons: Climax situado a 39,4°N e 116,2°O (gráfico do meio) e Newark (39,7°N e 75,3°O). As estimativas da anisotropia diurna solar são respectivamente 0,28% e 0,27%. No caso dos mûons o valor menor de anisotropia é explicável devido a energia primária maior em relação aquela responsável pelos nêutrons.

As medidas de anisotropia são feitas na Terra que está em órbita em volta do Sol. Este movimento produz uma anisotropia diurna solar que se adiciona a modulação solar. Esta variação seria observada também num fluxo isotrópico. É conhecida como efeito Compton-Getting ou anisotropia diurna orbital ξ_{ODV} [1]. A sua amplitude é $A_{ODV}=0,0475\%\cdot\cos\lambda$ com um máximo às 6:00 horas de tempo solar para um telescópio situado na latitude λ [11]. O efeito é evidente quando a direção de sensibilidade máxima do detector é paralela à direção da velocidade terrestre. No estudo da anisotropia diurna solar deve-se corrigir também este efeito, ou seja, deve-se realizar num sistema de referência estacionário em relação ao Sol.

3.2.2 Anisotropia diurna sideral

O fluxo de partículas perpendicular ao plano eclíptico tem uma componente no plano geoequatorial que é observada como variação diurna em tempo sideral [1]. Esta variação é a anisotropia diurna sideral ou anisotropia Norte-Sul ξ_{NS} . Esta anisotropia é observada em modo diferente dependendo do hemisfério de observação. As partículas giram ao longo das linhas do IMF e são observadas em ambos os hemisférios. O gradiente radial de densidade numérica dos raios cósmicos G_r é positivo, ou seja, aponta para fora do Sol. Isto produz uma intensidade relativamente maior na direção Norte segundo a regra da mão direita (partícula carregada em movimento num campo magnético) (Figura 7). A direção do fluxo total é dada por $B \wedge G_r$. Esta anisotropia total é observada como uma grande variação diurna sideral no hemisfério Norte com um máximo às 18:00 horas de tempo sideral. Isto corresponde a direção Norte na abertura dos detectores localizados no hemisfério Norte terrestre.

Lembramos que o tempo sideral é definido fixando a referência em relação às estrelas extragalácticas. Ele considera o movimento da Terra devido ao movimento do sistema solar e da nossa galáxia. Lembramos que um ano solar ordinário contém 365 dias em tempo solar e 366 em tempo sideral. O dia sideral dura 4 minutos menos que do dia solar.

Os aparatos localizados no hemisfério Sul observam uma variação muito menor porque os telescópios tem na direção Norte abertura mínima. Este quadro acontece quando o campo interplanetário magnético é direcionado para o Sol (*toward*). Quando o IMF aponta no sentido contrário (*away*) as órbitas das partículas tem direções contrárias. A anisotropia total chega do Sul. Uma grande variação diurna sideral é observada no hemisfério Sul com máximo nas horas 6:00 de tempo sideral, quando os telescópios

localizados no hemisfério Sul tem a máxima abertura na direção Sul. Portanto a anisotropia depende da polaridade setorial do IMF.

Notamos que no período de $qA>0$ o hemisfério Norte da heliosfera tendo a polaridade Norte do IMF, tem o campo direcionado longe do Sol (*away*) [1]. No outro hemisfério o campo tem polaridade Sul e é direcionado para o Sol (*toward*). Neste hemisfério no período 1990-2001, onde tem $qA>0$, o fluxo anisotrópico chegando do Norte, será pouco visível.

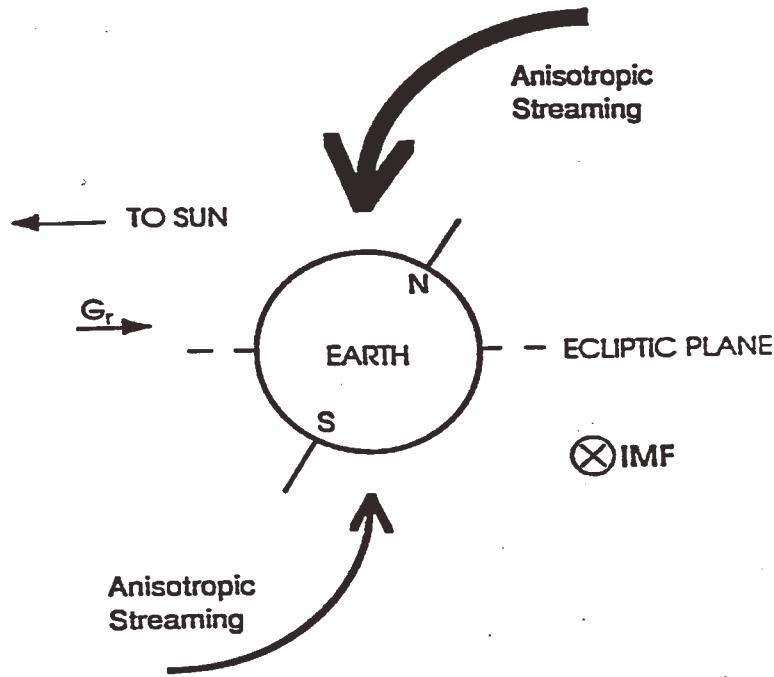


Figura 7: Anisotropia Norte-Sul num setor do IMF direto verso o Sol. O fluxo em excesso chega do hemisfério Norte [1].

Em relação ao espectro de rigidez e variações temporais da anisotropia as questões estão ainda abertas [1]. A anisotropia ξ_{NS} está presente no fluxo das partículas para rigidez até ~ 150 GV. Parece que há uma variação temporal de 11 anos para valores baixos de rigidez. Para $R>100$ GV não é claro o seu comportamento. Valores maiores da ξ_{NS} acontecem em correspondência aos mínimos da atividade solar (Figura 8). Para o período 1998-2000 há um máximo solar e a anisotropia sideral deve ser menos visível ainda.

A modulação da anisotropia diurna solar provocada pelos processos sazonais causa uma variação diurna sideral que contamina a anisotropia diurna sideral. Esta modulação sazonal é gerada pela variação anual da direção do IMF observado na Terra [1]. Métodos apropriados de correção são aplicados para remover este efeito espúrio.

Uma variação diurna sideral de 0,02% é devida também ao movimento do Sol no sistema de referência das estrelas fixas. O Sol se move com uma velocidade de 20km/sec na direção de ascensão reta 18horas e declinação +30° [12].

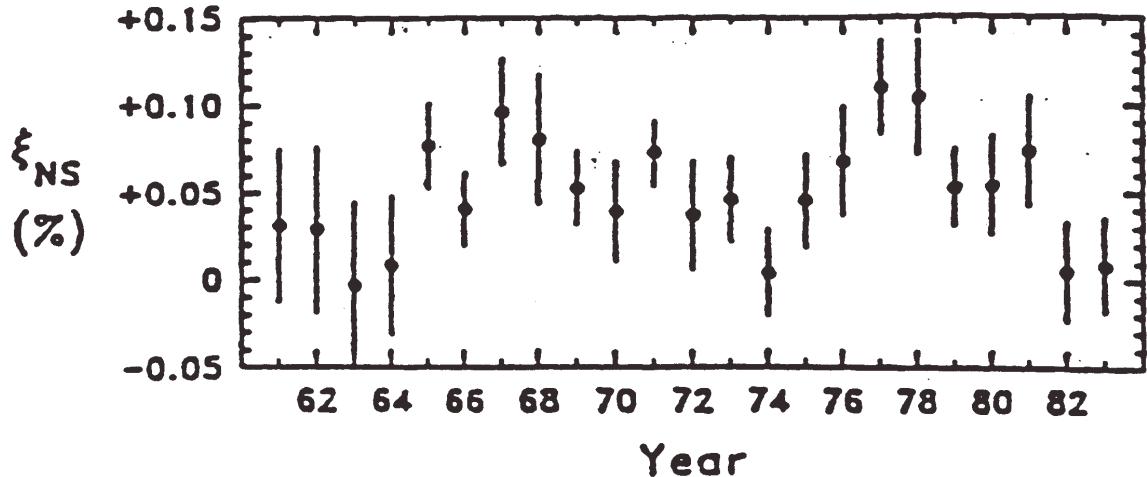


Figura 8: Valores da anisotropia Norte-Sul medidos com aparelhos de nêutrons no período 1961-1983. O valor da rigidez primária é 10GV [1].

3.3 Estimativa da contagem mínima

Linsley estudou o problema de estimar a probabilidade que a detecção de uma amplitude harmônica diferente de zero não seja o resultado de uma distribuição isotrópica [13]. Esta probabilidade é dada pela fórmula de Rayleigh: $P(>r) = \exp(-r^2 N/4)$, onde $P(>r)$ é a probabilidade de obter uma harmônica com amplitude maior do que r utilizando dados casuais, e N é o número dos eventos coletados.

Mas, como Linsley notou, as flutuações de Rayleigh sobrestimam através de r o verdadeiro valor s , a amplitude fracionária da primeira harmônica, se o parâmetro $k_0 = r^2 N/4 \sim 1$. De fato somente para $k_0 \gg 1$, r torna-se distribuído normalmente em torno a s com dispersão igual a $\sigma_r = (2/N)^{1/2}$. A expressão aproximada para $\langle s \rangle$ é: $\langle s \rangle = r(1 - 1/2k_0)^{1/2}$. Analogamente, a distribuição para a fase se aproxima a uma distribuição normal em torno a $\phi = 0$ com dispersão igual a $\sigma_\phi = \sigma_r/s$.

Estimamos que a anisotropia diurna solar e sideral para o EASCAMP $\langle s \rangle$ são 0,5% e 0,05% respectivamente. Isto significa que para $k_0=2$, N , o número total de mûons deve ser $3,2 \times 10^5$ e 3×10^7 respectivamente. A procura da modulação solar é possível do ponto de vista estatístico, sendo 9×10^6 o número total de eventos reconstruídos nos dois anos de aquisição. A anisotropia sideral entretanto necessita de uma estatística maior.

3.4 Os efeitos atmosféricos

Os efeitos atmosféricos foram interpretados a partir dos anos ‘50-‘60 com os trabalhos de Treffal [21,15] e Wada [14]. Em seguida explicamos as principais características dos modelos deles.

As interações entre a radiação secundária e os núcleos atômicos do ar da atmosfera produzem efeitos temporais na intensidade da componente da radiação cósmica observada, conhecidos como efeitos atmosféricos. As principais causas destes efeitos são as variações da pressão barométrica e da temperatura atmosférica. A intensidade varia em modo inversamente proporcional a pressão. O efeito da temperatura é mais complexo [14]. Por quanto concerne aos raios cósmicos primários as interações com os núcleos do ar são independentes das condições atmosféricas. Os processos acontecem sempre na mesma profundidade atmosférica expressa em $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. O mesmo acontece para as interações dos núclos secundários. Portanto a fonte dos píons é praticamente independente da influência atmosférica.

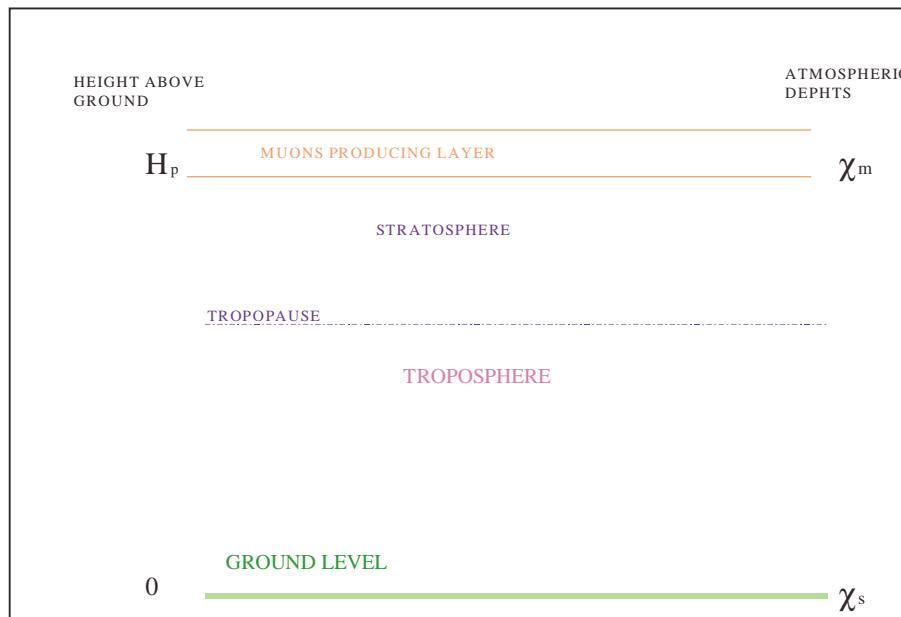


Figura 9: Modelo esquemático da atmosfera [15].

A primeira causa para um efeito atmosférico vem do decaimento $\pi - \mu$. O decaimento em múons compete com a captura nuclear dos píons. O resultado depende da densidade do ar. Um aumento de temperatura comporta uma diminuição de densidade. Se praticamente todos os múons são produtos do decaimento dos píons, esperamos que o número de múons aumente com a temperatura ou diminua com o aumento da densidade. Temos um efeito positivo de temperatura [15].

O segundo efeito é devido a instabilidade dos múons. A distância entre o nível médio de produção desses léptons e o nível do mar depende da distribuição da temperatura

atmosférica. Um aumento da temperatura produz um aumento da altura do nível de produção médio medido em km (Figura 9). Então a probabilidade do muon chegar até o nível de observação diminui com a temperatura, um efeito negativo com a temperatura.

Enfim, as perdas de energia na atmosfera devido a ionização, impedem aos muons menos energéticos de chegar até o nível do mar. Um aumento de pressão produz um aumento da profundidade, aumentando as perdas e diminuindo a probabilidade dos muons de sobreviver até o nível do mar. Este efeito é conhecido como absorção de massa do μ . Um aumento de pressão de 1mb equivale a elevar de $1\text{gr}/\text{cm}^2$ a profundidade atmosférica do detector [18]. A intensidade observada diminui com o aumento da pressão barométrica. Esta variação conhecida como efeito barométrico. Esta correlação negativa é comprovada experimentalmente além das várias teorias que tentam de explicar e interpretar os vários processos de interação que acontecem na atmosfera.

3.4.1 Os coeficientes parciais

A intensidade dos muons ao nível do mar é dada teoricamente pelo produto segundo a teoria de Trefall [15]:

$$I = S(T) \cdot w_d(H, T, p) \cdot w_i(p)$$

onde S é o número de muons produzidos, w_d é a probabilidade de um muon sobreviver à desintegração e captura até o nível do mar e w_i representa a fração de leptons que é suficientemente energética para ser observada no aparelho. As três variáveis independentes são a temperatura atmosférica T a pressão no nível do mar p e a altura do nível médio de produção dos muons H . Neste modelo de interpretação dos efeitos atmosféricos nos podemos variar em modo independente estas três variáveis para estudar os fenômenos que podem acontecer entre as partículas e a atmosfera.

Por exemplo, o número de muons produzidos depende só da temperatura T próxima ao nível de produção, devido a competição entre captura nuclear e desintegração dos pions. A probabilidade de sobreviver w_d depende da altura H do nível de produção devido a instabilidade dos muons. Este termo depende de T porque qualquer variação de T com H e p constante, produz uma redistribuição da massa atmosférica entre o nível de produção e o nível do mar. A consequente redistribuição das perdas de energia influencia a probabilidade de sobrevivência do muon até o nível do mar. Isto é consequência da dilatação relativística do tempo em que a vida média do muon depende da sua energia e portanto das perdas de energia. A probabilidade de sobreviver depende também da pressão no nível do mar porque um aumento de p causa um aumento de densidade do ar e portanto da perda de energia com H e T constante. A fração do número total de muons produzidos, que tem energia suficiente para chegar até o nível do mar, depende somente da pressão barométrica. Isto porque este termo depende apenas das perdas de energia.

Comparando a teoria com os dados experimentais, nos temos que a fórmula empírica que representa os efeitos atmosféricos da componente muônica observada no nível do mar é dada normalmente por [15]:

$$\Delta I/I = \alpha_T \Delta T + \alpha_H \Delta H + \alpha_p \Delta p$$

onde α são os coeficientes parciais da equação de regressão múltipla. O primeiro termo é o efeito positivo de temperatura devido ao decaimento $\pi \rightarrow \mu$; o segundo é o efeito negativo da temperatura devido ao decaimento $\mu \rightarrow e$, e o último é o efeito negativo barométrico devido a absorção de massa. Esta expressão é conhecida como o método de Duperier [16].

Nenhum destes efeitos pode ser medido isoladamente [15], é impossível separar completamente um efeito do outro. Em certas condições só um efeito pode dominar. Diferenciando a fórmula teórica precedente obtemos:

$$\frac{1}{I} dI = \left(\frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial T} + \frac{1}{w_d} \frac{\partial w_d}{\partial T} \right) dT + \frac{1}{w_d} \frac{\partial w_d}{\partial H} dH + \left(\frac{1}{w_d} \frac{\partial w_d}{\partial p} + \frac{1}{w_i} \frac{\partial w_i}{\partial p} \right) dp.$$

Comparando esta expressão com a fórmula experimental deduzimos que o termo barométrico além do processo de absorção também é devido a um efeito de instabilidade do mísion. Os dois efeitos não podem ser separados experimentalmente porque a probabilidade de sobrevivência do mísion depende da perda de energia na atmosfera e portanto, é influenciada pelas variações de pressão no nível do mar, com a altura do nível de produção constante. O termo positivo de temperatura também representa um efeito composto resultante do decaimento do píon e do decaimento do mísion. O termo restante parece ser um efeito puro do decaimento do μ .

No que concerne o efeito negativo da temperatura, a relação entre a altura do estrato de produção dos mésons e a temperatura é [4]:

$$\delta H = \frac{1}{g} R_o \cdot \ln \frac{p_1}{p_2} \delta T$$

onde H é a altura, R_o a constante específica de gás para o ar e T é a temperatura de um estrato entre os dois níveis definidos pelas pressões p_1 e p_2 com $p_1 > p_2$. Um aspecto muito importante é a escolha dos níveis atmosféricos mais apropriados para correlacionar a intensidade das partículas com a variável H . Supõe-se que estes níveis específicos refletem os efeitos da temperatura de toda atmosfera. Os níveis mais usados nesta teoria são 200mb ou 100mb [16].

Uma fórmula mais refinada daquela de Duperier é a do método de Dorman [17]. Todos os coeficientes parciais são estimados como funções da profundidade atmosférica. Por quanto concerne a pressão ela não varia. Para a temperatura o coeficiente fica sendo uma função $W_T(x)$ da profundidade atmosférica x . Se $\delta T(x)$ é a variação de temperatura no nível x , a contribuição do efeito da temperatura do estrato de ar entre x e $x+dx$ é: $W_T(x) \delta T(x) dx$. A função W_T é conhecida como a densidade dos coeficientes de temperatura no estrato dx . Aplicando esta expressão as variações das contagens observadas no nível x_o , pode-se obter:

$$\frac{\delta I}{I} = \alpha_p \delta p + \int_0^{x_o} W_T(x) \delta T(x) dx$$

A função W_T substitui os coeficientes parciais de altura e de temperatura do modelo de Duperier [4]. Os coeficientes calculados teoricamente são válidos para qualquer ponto

de observação. A aplicação deste método requer o conhecimento experimental da distribuição da temperatura em toda atmosfera. São necessários no mínimo dez medidas para as diversas alturas. A correção total é aproximadamente a mesma para os dois métodos. A maior contribuição no termo de temperatura é devida a faixa atmosférica de 200mb. Para energias de 400 MeV prevalece o efeito negativo, enquanto para valores superiores a 10 GeV domina o efeito positivo [18].

A explicação deste tipo de dependência energética dos dois efeitos de temperatura pode ser simplificada do seguinte modo. Considerando os processos de decaimento e interação de um píon de 3GeV e 200GeV, produzidos perto dos 100mb [18]. A distância média percorrida pela partícula instável de massa m_0 (GeV/c^2) com energia E (GeV) pode ser escrita como:

$$h = c \cdot \tau_0 \sqrt{\left(\frac{E}{m_0 \cdot c^2}\right)^2 - 1} . \text{ Portanto para um píon com } E=3\text{GeV, } h \text{ vale } 166\text{m. Este}$$

valor, no estrato de 100mb, equivale a $x=\lambda_{\pi,dec} = 1,66\text{g/cm}^2$. Sendo que $\lambda_{\pi,int}=120\text{g/cm}^2$, isto implica que o píon neste caso tem uma forte probabilidade de decair (o *branching rate* do decaimento vale $f=0,99$). O muôn produzido possui em média uma energia comparável com a relação das massas ($r = 0,75$). Então ele percorre um $h = 14,1$ km, que é da mesma ordem da distância entre o nível de produção e aquela de observação. Um aumento da temperatura implica num crescimento da distância entre o nível de 100mb e o solo, diminuindo o número de muôns observáveis. O efeito de correlação com a temperatura é neste caso negativo.

Por exemplo, no caso de um píon de 200 GeV $h = 11,1$ km. O méson chega até uma altura média de 550mb, ou seja, tem um $\lambda_{\pi,dec} = 450\text{g/cm}^2$. O processo de interação predomina ($f = 0,21$). Variações de temperatura no estrato de 100g/cm^2 , que dilatam a atmosfera, incrementam o valor do f , aumentando assim o número de píons que decaem em muôns. Estes últimos tem energia média de 150 GeV e $h = 942\text{km}$, ou seja, não decaem antes de alcançarem a superfície terrestre. O único efeito é caracterizado pelo decaimento do píon e portanto é positivo.

Para os muôns atmosféricos de baixa-média energia (alguns GeV), observados no nível do mar, prevalece o efeito negativo da temperatura com uma amplitude diurna de $\sim 0,1\%$ e uma fase de $\sim 6\text{horas LT}$ [19]. Para muôns subterrâneos o efeito dominante é positivo com um valor de $\sim 0,03\%$ ou menos e com fase de $\sim 3\text{hr LT}$ [20].

3.4.2 O coeficiente barométrico total

Quando os dados atmosféricos não são disponíveis, usamos na análise dos dados experimentais a seguinte aproximação:

$$\frac{\Delta I}{I} = \beta \Delta p$$

onde I é a intensidade observada no nível do mar, p é a pressão deste mesmo nível e β é conhecido como o coeficiente barométrico total. Trata-se de uma equação de regressão simples [4].

Seguindo a interpretação fornecida acima dos processos atmosféricos, o coeficiente barométrico total deve incluir dois efeitos: o efeito do decaimento dos mísseis ou de instabilidade e o efeito de absorção de massa devido a variações da pressão barométrica. No primeiro caso temos variações do nível de produção dos mísseis e no segundo caso temos efeito de perda de energia. Os dois efeitos não são separáveis na prática porque um aumento de pressão produz um aumento de H (em g/cm²) e isto diminui a probabilidade do mísseis de alcançar o nível de observação sem interagir [15].

É possível calcular teoricamente os efeitos que compõem o coeficiente barométrico total: a absorção de massa e a instabilidade dos mísseis. Um telescópio mede a intensidade integral dos mísseis com momento maior de um certo limiar determinado pelo aparato e pela atmosfera em cima dele [21]. A pressão barométrica varia o momento de limiar e o espectro diferencial de momento dos mísseis observados. O primeiro processo é devido a uma variação da massa do ar sobre o aparato enquanto o segundo ao decaimento $\mu \rightarrow e$. A probabilidade de decair entre o nível de produção e o do mar depende da energia do mísseis e da perda de energia na atmosfera além da altura do nível de produção.

O efeito de absorção puro causado por uma variação de pressão p é dado teoricamente por [21]:

$$\frac{1}{N(q_c)} \frac{dN(q_c)}{dq_c} \frac{dq_c}{dp} = -\frac{n(q_c)}{N(q_c)} \frac{dq_c}{dp}$$

onde $n(q)$ é o espectro diferencial de momento dos mísseis observados no nível do mar na direção vertical, $N(q)$ é o correspondente espectro integral, q_c é o limiar do momento do aparato e p é a pressão no nível do mar. Para o cálculo teórico é necessário o conhecimento do espectro diferencial de momento dos mísseis e as perdas do momento no ar.

O efeito de decaimento $\mu \rightarrow e$ é muito simples se a distribuição da temperatura atmosférica for independente da pressão [21]. Um aumento da pressão significa que a atmosfera inteira se desloca verso o alto. Esta distância é: $dh=dx_s/\rho_s$ onde x_s é a profundidade atmosférica do nível do mar medida em g·cm⁻² e ρ_s é a densidade deste nível. Conseqüentemente os mísseis percorrem uma distância maior e a probabilidade de sobreviver até o nível do mar torna-se: $w+dw=w \cdot \exp(-dh/L)$, onde w denota a probabilidade original e L a distância média atravessada do mísseis antes de decair. Se o momento q for medido em $m_\mu c$, onde m_μ é a massa do mísseis, temos que $L=q c t_\mu$, onde t_μ é o tempo médio de vida do mísseis e c é a velocidade da luz. Substituindo as expressões de L e dh obtemos uma fórmula para o efeito do decaimento:

$$\frac{1}{w} \frac{dw}{dx_s} = -\frac{1}{\rho_s q c t_\mu}, \text{ onde } q \text{ é o momento do mísseis no nível do mar. O}$$

correspondente efeito integral é obtido por integração sobre o espectro de momento observado pelo aparato com $n(q)$ como fator. Cálculos detalhados desta forma intuitiva de Trefall podem ser achados em [14].

Os dois efeitos acima calculados são mostrados em Figura 10 junto com os dados experimentais [15]. As discrepâncias entre a curva teórica e os pontos experimentais são aceitáveis considerando que o cálculo foi feito supondo que a distribuição de temperatura fosse independente da pressão. Esta hipótese justifica o uso da correlação simples. Resultados diferentes do mesmo experimento são explicados com variações de comportamento geral da atmosfera para diferentes períodos. Estas variações influenciam o termo do decaimento e produzem a variação sazonal do β [21].

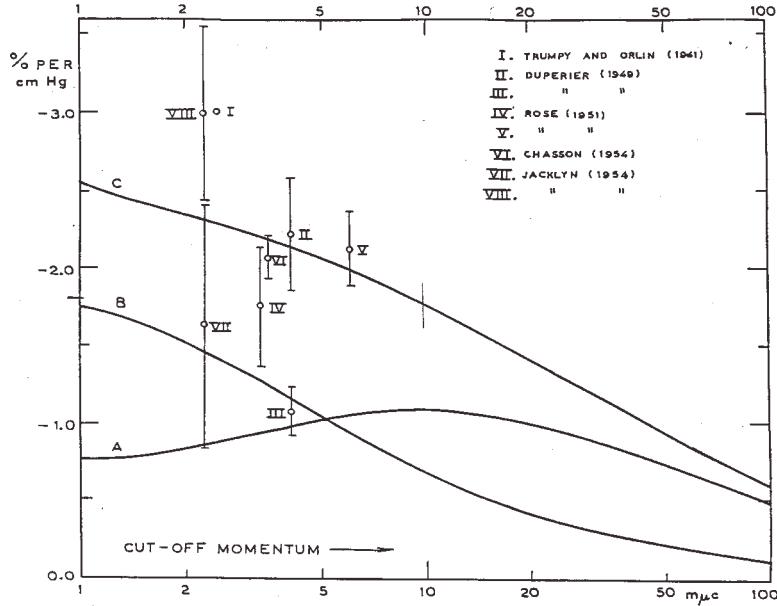


Figura 10: O efeito barométrico total, A: absorção; B: decaimento; C: soma de A e B [21].

O coeficiente total de pressão depende da componente analisada. O valor para mūons é da ordem de $\sim -0,1\%/\text{mb}$. No caso de nêutrons β é $\sim -0,7\%/\text{mb}$ no nível do mar. O valor do coeficiente varia com as coordenadas do experimento devido a dependência da altitude, latitude geomagnética, energia e direção das partículas [14]. A fórmula de Trefall do β pode ser generalizada para qualquer direção de chegada das partículas com uma função do ângulo zenital. Um aumento da pressão equivale a um aumento do caminho vertical do mūon. Para uma direção θ o correspondente caminho vertical aumenta de um fator $\sec\theta$ e portanto também o coeficiente barométrico [14]. Conhecida a intensidade direcional efetiva observada com o aparato, pode-se obter o correspondente coeficiente barométrico por integração em relação ao ângulo zenital.

Se a pressão varia um pouco em uma determinada altitude, esta variação é equivalente a uma mudança na profundidade com a temperatura constante. O coeficiente β para as diversas altitudes, pode então ser estimado da pendência da intensidade em relação a curva da altitude (Figura 11). Um outro método para obter a dependência do β da altitude é a extensão da fórmula de Trefall. Os dois resultados concordam com um aumento do valor

do β com a altitude. Neste caso no cálculo teórico aparece um terceiro termo: $\beta = \beta_{\text{abs}} + \beta_{\text{dec}} + \beta_{\text{prod}}$. Para mûons observados no nível do mar este termo, chamado de produção, é desprezível sendo um porcento do β total [14]. Esta contribuição é devido a

variações no espectro de produção dos mûons, ou seja: $\beta_{\text{prod}}(q, x) = \int_q^{\infty} S(q', x) dq' / N(q, x)$,

onde $S(q, x)$ é o espectro de produção dos mûons com momento q na profundidade x . Os outros dois termos do coeficiente barométrico total também aumentam com a altitude. A dependência com a latitude deve-se à presença no β da intensidade observada que é função do corte geomagnético primário [14]. O valor teórico estimado para o EASCAMP é -0,17 %/mbar (Figura 11).

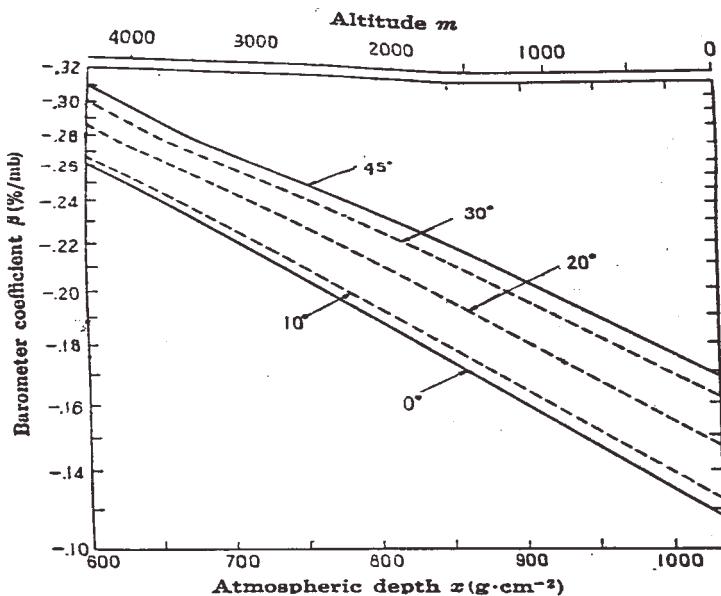


Figura 11: Os coeficientes barométricos para detector de mûons como função da altitude com a latitude como parâmetro. As linhas traçadas são interpoladas das linhas extremas para as latitudes intermédias [14].

O coeficiente barométrico apresenta uma variação sazonal devido a influência da temperatura. A amplitude da onda sazonal não supera em 20% o coeficiente médio anual. Na Figura 12 são mostrados os valores médios mensais junto com o resultado do ajuste da combinação da primeira e segunda harmônica da onda sazonal [14]. A presença desta modulação não pode ser justificada como sendo somente devido a erros estatísticos.

Na estimativa de β a dificuldade principal é isolar o efeito atmosférico das outras possíveis variações. Para as baixas energias existem variações temporais na intensidade muônica devido as modulações do espectro primário. A variação diurna solar pode ser eliminada usando medidas médias de 24 horas. Dias de modulações não periódicas devem ser excluídos da análise, como *Forbush decreases*. As variações de longo termo também podem introduzir erros sistemáticos [4]. A influência das modulações da intensidade

primária pode ser estimada considerando que a componente nucleônica corrigida para a pressão I_n reflete estas variações [4]. Esta hipótese é válida porque os efeitos de temperatura no caso dos nêutrons são desprezíveis. A fórmula completa de correção dos nêutrons contem somente o termo barométrico. Portanto a expressão para a intensidade relativa das partículas secundárias torna-se:

$$\frac{\Delta I}{I} = \beta \Delta p + \alpha_N \Delta I_N, \text{ onde } \alpha_N \text{ é o coeficiente de proporcionalidade. Uma importante}$$

objeção a este procedimento é que as componentes nucleônica e muônica não derivam da mesma parte do espectro primário [4]. Os nêutrons são mais sensíveis às variações do espectro primário, porque são produzidos por primários de energia mais baixa, entre 500 MeV até 4 GeV. A variação no fluxo dos mûons é normalmente menor de um fator 3 até 5. Portanto o método pode dar um resultado superestimado. Além disso é mais consistente que a simples hipótese da radiação primária ser constante. O valor do β é muito sensível ao coeficiente total de pressão usado para corrigir a componente nucleônica.

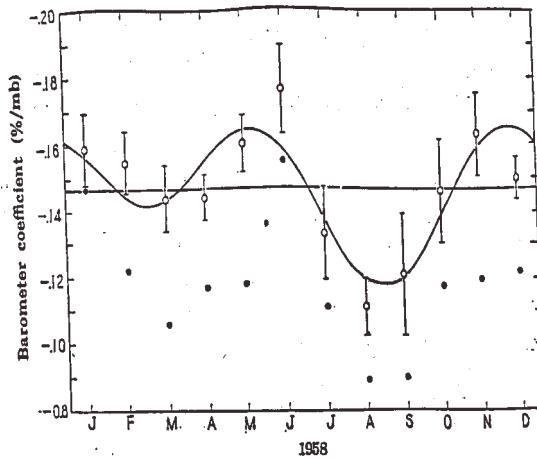


Figura 12: Coeficientes barométricos obtidos com detector de mûons em Tokyo [14]. Os pontos pretos indicam coeficientes parciais; os pontos brancos coeficientes totais; os erros indicados são estatísticos; a linha horizontal representa a média anual dos pontos brancos.

Uma melhoria ulterior nesta análise de regressão pode ser feita adicionando a temperatura do solo como terceira variável [6] (esta medida não foi disponível no nosso experimento). No nível do mar é observada uma correlação negativa e um efeito sazonal dela [17]. Podemos observar que a intensidade dos mûons aumenta no inverno e diminui no verão no hemisfério Norte. O coeficiente desta modulação varia dependendo da latitude assumindo valores de $-0,25\%/1^\circ\text{C}$ para latitude $>45^\circ$ até $-0,05\%/1^\circ\text{C}$ perto de 25° . Um efeito sazonal de fase oposta e uma correlação positiva com a temperatura da alta atmosfera são observados para mûons subterrâneos [17].

-
- ¹ D. Hall et al., *Space Science Review*, **78** (1996) 401.
- ² M. Pomerantz, *Cosmic Ray*, Van Nostrand Reinhold Pub. (1971).
- ³ H. Debrunner et al., 25th ICRC, SH **1-3**, Durban (1997) 121.
- ⁴ A. Sandstrom, *Cosmic Ray Physics*, North-Holland Pub. (1965) Amsterdam.
- ⁵ <http://www.das.inpe.br/~cosmo/index.html>, Instituto Nacional Pesquisa Espacial.
- ⁶ H. Carmichael and col., *Tellus*, XIX (1967) 1.
- ⁷ E. N. Parker, *Planet. Space Sci.* **13** (1965) 9.
- ⁸ <http://julius.ngdc.noaa.gov:8080>, SPIDR, *Space physics interactive data resource*, NGDC, National Geophysical Data Center.
- ⁹ I. Sabbah, 26th ICRC, SH **3.4.09** Salt Lake (1999) 272.
- ¹⁰ www.copernicus.org/icrc, J. Poirier and C.D'Andrea, 27th ICRC, SH **190** Hamburg (2001).
- ¹¹ D. Cutler and D. Groom, *Letters to Nature*, **322** (1986) 434.
- ¹² E. N. Parker, *Planet. Space Sci.* **12** (1964) 735.
- ¹³ J. Linsley, *Phys. Ver. Lett.*, **34** (1975) 1530.
- ¹⁴ M. Wada, *Scien. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.*, **54** vol 4 (1960) 335.
- ¹⁵ H. Trefall, *Naturv. Rekke*, **10** (1956) 1.
- ¹⁶ A. Duperier, *Proc. Phys. Soc.*, **A62** (1949) 684.
- ¹⁷ L. I. Dorman, *Cosmic ray variation*, North-Holland Pub. Amsterdam (1974).
- ¹⁸ M. Bertaina, Tese de Doutorado, Instituto de Física, Universidade de Torino, Itália (1996).
- ¹⁹ S. Sagisaka, *Il Nuovo Cim.*, **9C** vol. 4 (1986) 809.
- ²⁰ S. Mori et al., *J. Geomag. Geoelectr.*, **40** (1988) 1023.
- ²¹ H. Trefall, *Proc. Phys. Soc.* **A68** (1955) 953.

4 O experimento EASCAMP

O experimento EASCAMP está localizado no campus da Universidade Estadual de Campinas, nas coordenadas geográficas de $22^{\circ}54' S$ e $47^{\circ}05' O$ [1]. A profundidade atmosférica é de 940 g/cm^2 . É um aparato do tipo *Extensive Air Shower*, composto por doze cintiladores plásticos de $0,8\text{m}^2$ cada e um detector central de trajetografia. Neste estudo foi utilizado somente este último detector. Os dados analisados são eventos de múons isolados. Foram excluídos os eventos de chuveiros atmosféricos.



Figura 1: Fotografia do detector central do EASCAMP.

O detector central é constituído por um arranjo de câmaras *streamer*, dedicadas para a trajetografia das partículas carregadas. Trata-se de quatro planos retangulares horizontais com áreas iguais de $\sim 17\text{m}^2$ (Figura 1). Cada plano é igualmente separado do outro por uma distância vertical de 1m. A estrutura que sustenta as câmaras é feita de perfilados de ferro. Seis colunas laterais e uma central apoiam as três bases superiores do módulo. O primeiro plano inferior está apoiado em placas de isopor colocadas diretamente no chão. Na Figura 1 pode-se ver o eixo **y** (fios ânodos) perpendiculares às janelas do laboratório, enquanto o eixo **x** são fitas leitoras (*strips*) de alumínio posicionadas perpendicularmente aos fios ânodos. Estas estão coladas na parte externa superior das câmaras. Folhas de plástico protegem a eletrônica de *front-end* da poeira.

4.1 Abertura e fator geométrico

Um telescópio mede uma taxa de contagem C definida por $C=N/T$, onde N é o número de partículas detectadas no tempo T . Essa taxa depende em geral de fatores geométricos do aparato, como a resposta direcional e de fatores característicos das partículas, como a distribuição angular. Consideramos aqui uma eficiência de contagem do detector igual a 1 e um tempo morto da eletrônica de aquisição desprezível. A relação entre a taxa de contagem C e a intensidade absoluta I das partículas é determinada por um fator de proporcionalidade Γ , definido como a abertura do telescópio [2]: $C=\Gamma I$.

Se a intensidade é isotrópica com $I=I_o$, o fator de proporcionalidade é definido como fator geométrico G , porque este depende somente da geometria, sendo: $C=G I_o$. No caso de um telescópio constituído por uma única superfície de área A e espessura desprezível, o fator geométrico é: $G=\pi A$ para partículas incidindo de um lado e $G=2\pi A$ para partículas incidindo por ambos os lados [2].

A taxa de contagem para partículas individuais é dada por [3]:

$$C = \frac{dN}{dt} = \int_{\Omega} I(\omega) d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r}$$

sendo (Figura 2): $d\omega=d\cos\theta d\phi$ o elemento de ângulo sólido, θ ângulo zenital, ϕ o ângulo azimutal, \hat{r} o versor na direção ω de incidência da partícula, $d\vec{\sigma} \cdot \hat{r}$ o elemento efetivo da área através de ω , S a superfície total do aparato, Ω o ângulo sólido definido pela geometria do telescópio; $I(\omega)$ é a intensidade das partículas com $I(\omega)=I_o \cos^n \theta$, sendo o valor do exponente n relacionado ao tipo de radiação e a profundidade do detector. Para mûons observados na proximidade do nível do mar $n\approx 2$. A taxa do contagem será igual a: $C=I_o A_n$, onde A_n é a abertura Γ do telescópio e dada por:

$$A_n = \int_{\Omega} \cos^n \theta d\omega \int_S d\vec{\sigma} \cdot \hat{r} = \Gamma$$

No caso de simetria retangular podemos usar a seguinte expressão [3] :

$$A_2 = \frac{1}{2} \left\{ (R_y^2 + Y^2) \frac{X}{R_y} \operatorname{arctg} \left(\frac{X}{R_y} \right) + (R_x^2 + X^2) \frac{Y}{R_x} \operatorname{arctg} \left(\frac{Y}{R_x} \right) - Z \left[X \operatorname{arctg} \left(\frac{X}{Z} \right) + Y \operatorname{arctg} \left(\frac{Y}{Z} \right) \right] \right\}$$

onde valem as seguintes relações $R_x^2=X^2+Z^2$ e $R_y^2=Y^2+Z^2$; X , Y , Z são as dimensões geométricas do aparato, ou seja comprimento, largura e altura respetivamente.

O detector central tem as seguintes dimensões: $X=4,06\text{m}$, $Y=4,36\text{m}$ e $Z=3,22\text{m}$. Na dimensão X consideramos a largura total das 16 câmaras ($16 \times 25\text{cm}$) e a separação devido a coluna central de espessura 6,0 cm. A dimensão Y é obtida da largura total das *strips* ($8 \times 53,5\text{ cm}$) mais a espessura da coluna lateral (8,0 cm). Esta área sensível dos planos é a superposição das *strips* e das câmaras. O cálculo da aceitância resultou ser $A=12,02\text{ m}^2\text{sr}$.

Este valor pode ser interpretado como a área efetiva do detector, que possui planos de $17,76 \text{ m}^2$. Esta diferença ilustra o conceito de aceitância de um aparato.

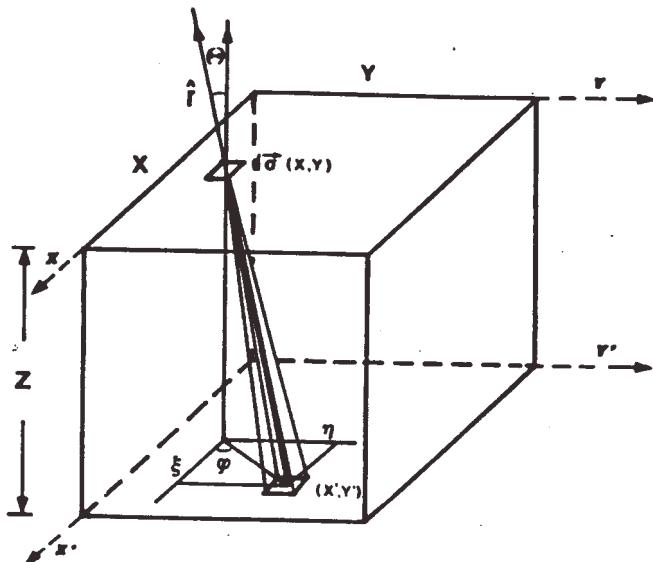


Figura 2: Geometria do telescópio [3].

4.2 Características do detector central

Na Tabela 1 estão resumidas as características gerais dos muôns observados e do detector central, as características das câmaras *streamer*, das *strips* e da eletrônica.

Características gerais:

Localização	$22^{\circ}54' \text{ S} - 47^{\circ}05' \text{ O}$
Profundidade atmosférica	$\approx 940 \text{ g/cm}^2$
Dimensão	Altura do detector central 3,22 m Área sensível de cada plano $17,76 \text{ m}^2$ ($4,36 \times 4,06$) m
Distância vertical entre os planos	1 m
Abertura (aceitância) [3]	$12,02 \text{ m}^2/\text{sr}$

Resolução angular do ângulo zenital	$\approx 1,2^\circ$
Energia dos primários	(12-25) GeV
Corte geomagnético	10,6 GV
Energia média dos múons	≤ 4 GeV

Câmaras *streamer* limitado:

Dimensão	Largura 25 cm Altura 3,5 cm Comprimento 456 cm
Célula (seção transversal)	2,9 cm x 2,7 cm
Quantidade	16 câmaras/plano total de 64 câmaras 8 tubos/câmara
Mistura de gás	Argônio: Isobutano: Dióxido de Carbono 2,5: 9,5: 88
Volume total de gás	≈ 2000 litros
Fluxo total de gás	$\sim 1,4$ l/h
Tensão de trabalho	5700 V
Eficiência	75 % fios (1 plano) [4]

Strips:

Dimensão módulo de 16 <i>strips</i>	Largura 48 cm Altura 1 mm Comprimento 420 cm
Unidade <i>strip</i>	Fita de alumínio com 3 cm (largura) x 40 μm (espessura)
Quantidade	8 módulos/plano total de 32 módulos 16 <i>strips</i> /módulo

Eletrônica:

Total de canais	1024 (512X+512Y)
Tempo morto imposto	(57,8±0,8) μ sec
Tempo de aquisição	(500±4) nsec

Tabela 1: Características gerais do aparato, das câmaras *streamer*, das *strips* e da eletrônica.

4.2.1 Câmaras *streamer*

Cada câmara *streamer* é constituída de uma estrutura plástica de cloreto de polivinil-PVC, definindo um conjunto de 8 tubos com seção transversal de $\sim 3 \times 3$ cm². Um fio ânodo de 100 μ m de diâmetro, Cu-Be banhado em prata, é posicionado no centro de cada tubo. O cátodo é construído de PVC, pintado com uma solução de grafite com uma resistividade de superfície de $\cong 1$ K Ω/\square . O cátodo tem uma seção transversal em forma de U e as *strips* são posicionadas na parte sem grafite. Elas são feitas com uma folha de PVC de 1mm de espessura e 48 cm de largura (módulo *strips*), na qual de um lado são coladas as fitas leitoras (40mm de alumínio, 3cm de largura, chamadas unidades *strips*) e do outro lado é fixada uma folha de alumínio também de 40 mm de espessura que serve para blindar o sistema de leitura.

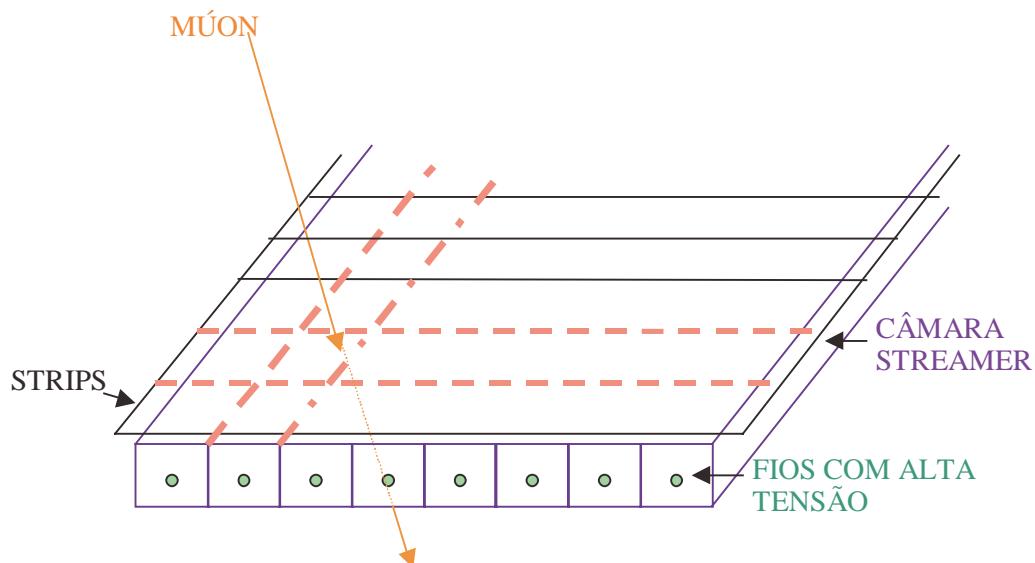


Figura 3: Desenho de uma câmara *streamer* com as *strips* posicionadas na parte superior, ortogonalmente aos fios. Em evidência o traço de um muôn com o fio e a *strip* atingidos.

Para cada plano há 8 módulos de *strips*, cada um contendo 16 unidades *strips*. Essas fitas se comportam como uma linha de transmissão com uma impedância característica de 50 Ohm e um tempo de propagação de aproximadamente 6 ns/m [5]. Os sinais nas *strips* são gerados por indução elétrica produzida pela avalanche de elétrons que ocorre nas câmaras quando da passagem da partícula carregada (Figura 3).

A fonte de alta tensão é o modelo N470 fabricada pela C.A.E.N. Um patamar de contagem individual foi obtido [4], definindo em 5700Volts a tensão de trabalho das câmaras. Este valor corresponde ao início do patamar.

Uma mistura de CO₂/Argônio/Isobutano=88/2,5/9,5 foi utilizada para operar os detectores em regime *streamer* limitado, regime saturado com auto-apagamento Da descarga [6]. Entre as principais características do sinal da descarga *streamer* estão a grande amplitude, pequena largura, boa determinação do local da descarga via leitura digital e grande patamar de voltagem de operação. Os sinais possuem uma amplitude aproximadamente constante, dando portanto informação da posição das partículas e não da sua energia.

4.2.2 Sistema de gás

Para garantir a uniformidade da performance dos tubos, o que é altamente desejável em medidas de fluxo de partículas, a mistura gasosa preparada pela empresa White Martins foi fluxada em modo contínuo com um sistema de fluxímetros e válvulas. A operação do detector selado (sem fluxo contínuo) exigiria periódicas paradas para troca de gás, segmentando a aquisição de dados e gastando um volume de gás ao menos 2 vezes maior que com o fluxo contínuo [7]. O valor do fluxo foi dimensionado para substituir o volume total (2000 litros) a cada 2 meses.

A distribuição do gás é realizada independentemente para cada plano (quatro planos em paralelo), o diagrama geral do painel de controle de gás do experimento é mostrado na Figura 4. O baixo fluxo escolhido, cerca de 1,4 litros por hora, trouxe alguns problemas no início da operação do detector central. Com este valor, a distribuição simples através da ligação paralela não funciona bem, porque pequenas variações da pressão barométrica e pequenas variações de impedância das câmaras alteram o fluxo injetado, causando oscilações e uma divisão desigual do gás entre os planos.

A solução encontrada tem como fundamento a inserção de uma alta impedância na entrada de cada plano, obtida através de duas válvulas, uma antes e outra depois do borbulhador de cada plano. A primeira válvula faz uma primeira redução passando para o borbulhador que serve como um monitor do fluxo enviado para cada plano. Com a segunda válvula um ajuste mais fino da pressão de entrada do detector é obtida. Desta forma obtemos uma alimentação sempre bem distribuída entre os planos e com fluxo estável. A entrada do painel é realizada através de um rotâmetro com válvula de precisão e fundo de escala de 5 litros por hora.

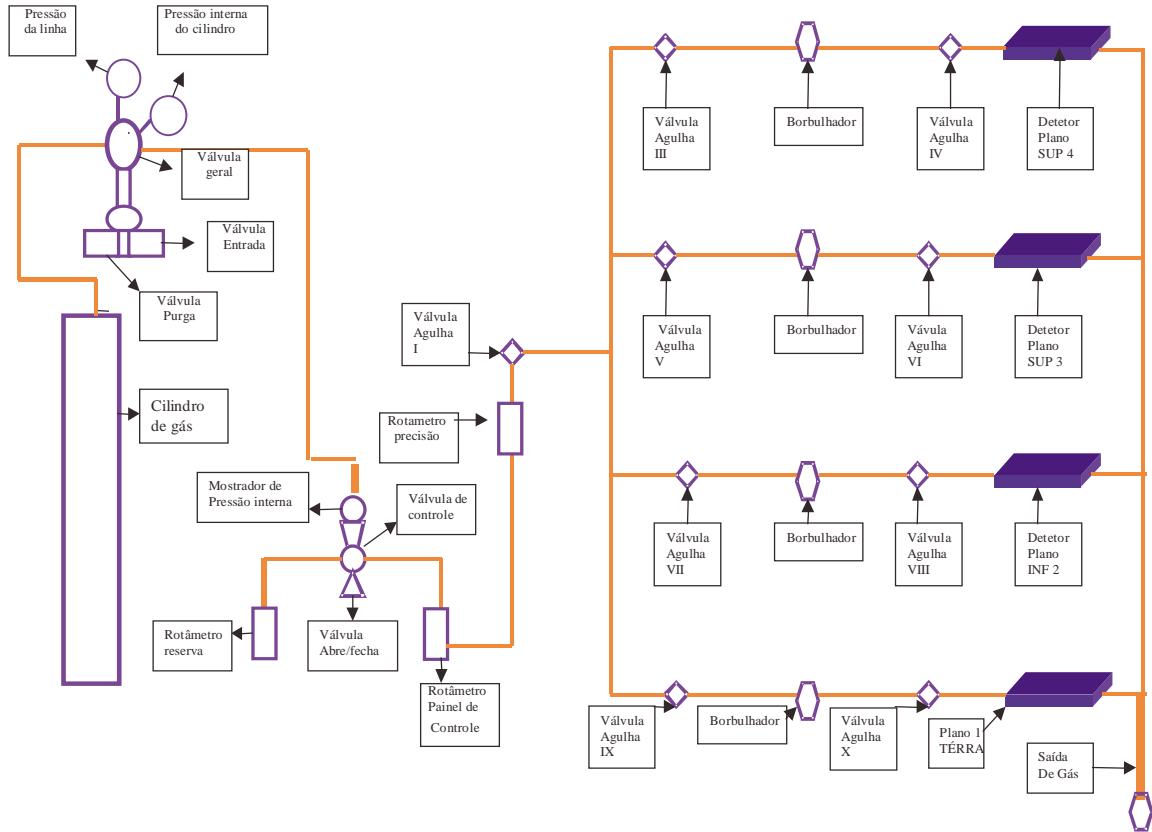


Figura 4: Sistema de controle e troca do gás das câmaras streamer.

Após a regulagem inicial de todas as válvulas até obtermos fluxos iguais para os planos controlamos o fluxo total de gás atuando na válvula de precisão do rotâmetro do painel. Medidas do fluxo de bolhas dos borbulhadores são realizadas diariamente para controlar a estabilidade do sistema. Eventuais acertos na regulagem das válvulas do painel ocorreram.

As saídas de gás de todos os planos estão interligadas e levadas a uma saída única que passa por um borbulhador. Devido a variação diária da pressão barométrica este borbulhador atua somente durante o período de baixa pressão. Existe uma grande inércia do sistema que faz com que a resposta dos borbulhadores a variações de pressão ocorra com um atraso de várias horas. A não observação do fluxo através deste borbulhador, por alguns dias, indica um vazamento em alguma parte do sistema de gás.

4.2.3 Sistema de leitura

Para a leitura dos sinais dos fios ânodos e das *strips* é usado um pacote de eletrônica produzido pela CAEN/SGS.

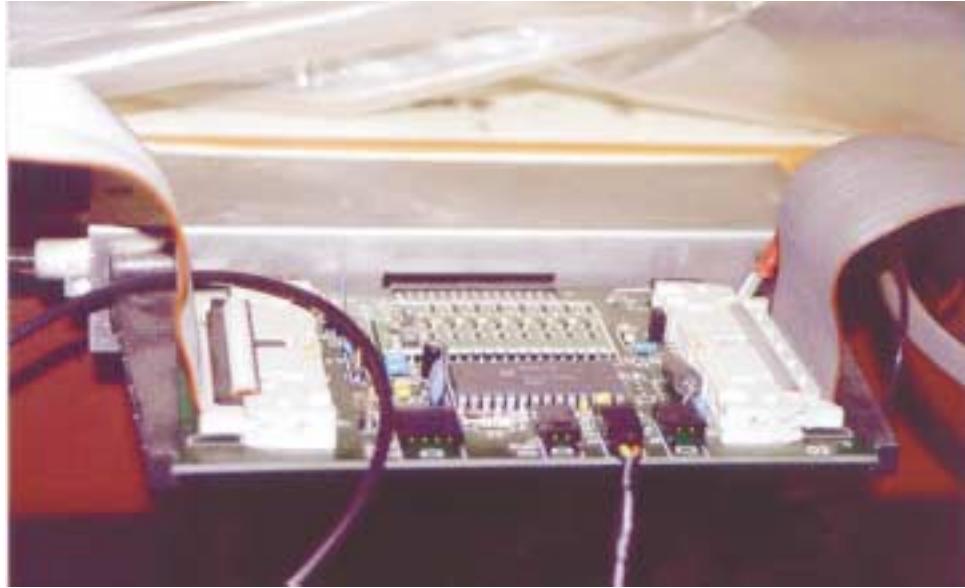


Figura 5: Fotografia do cartão SGS-Thomson-8ch usado para leitura digital dos sinais dos fios ânodos de cada câmara.

Cada câmara possui uma caixa de alimentação da HV com oito canais. Nesta caixa é realizado o desacoplamento da HV, através de um capacitor, e então o sinal é enviado para os cartões SGS-Thompon-8ch dos fios (Figura 5). Para cada câmara (8fios) há um cartão de leitura com discriminador pré-ajustado montado em SMD (*surface mounted device*). A parte lógica fica na placa principal sendo controlada basicamente por um *chip* SD002/B de 28 pinos [7]. A discriminação destes cartões é fixa e será discutida no último parágrafo.

Cartões SGS-Thompson-32ch são conectados numa das extremidades de dois módulos de *strips* através de 2 *flat-cables* de 16 pares cada um (Figura 6). Cada cartão Y possui 4 circuitos SMD de discriminação e controle de limiar. Os cartões são ligados em série e os dados são transmitidos de um para o outro através de *shift-registers*. São utilizados quatro cartões Y por plano.

Nesses cartões o sinal elétrico é amplificado, discriminado e formatado em 10 ms, o qual é enviado para um *shift-register* com entrada paralela e saída serial. Os *shift-registers* de um semi plano formam um *bus* que é lido por um canal da unidade CAMAC STAS-*Streamer Tube Data Acquisition System* (Modelo C187 da CAEN).

Cada cadeia de cartões é fechada com uma placa *driver* encarregada de distribuir a alimentação aos cartões e reforçar o sinal para a transmissão dos dados à *Splitter Board*. No *driver* há um *trimpot* que permite o ajuste simultâneo da discriminação de todas as placas da cadeia. Este *trimpot* no *driver* da coordenada X (fios) não tem efeito. A *Splitter Board* CAEN 190 é a unidade, fixada no *rack* da eletrônica, que tem a função de prover a alimentação dos cartões, receber os sinais dos drivers e adaptar estes para serem enviados (ou recebidos) pela STAS.



Figura 6: Fotografia do cartão SGS-Thomson-32ch usado para leitura digital dos sinais de módulos de *strips*.

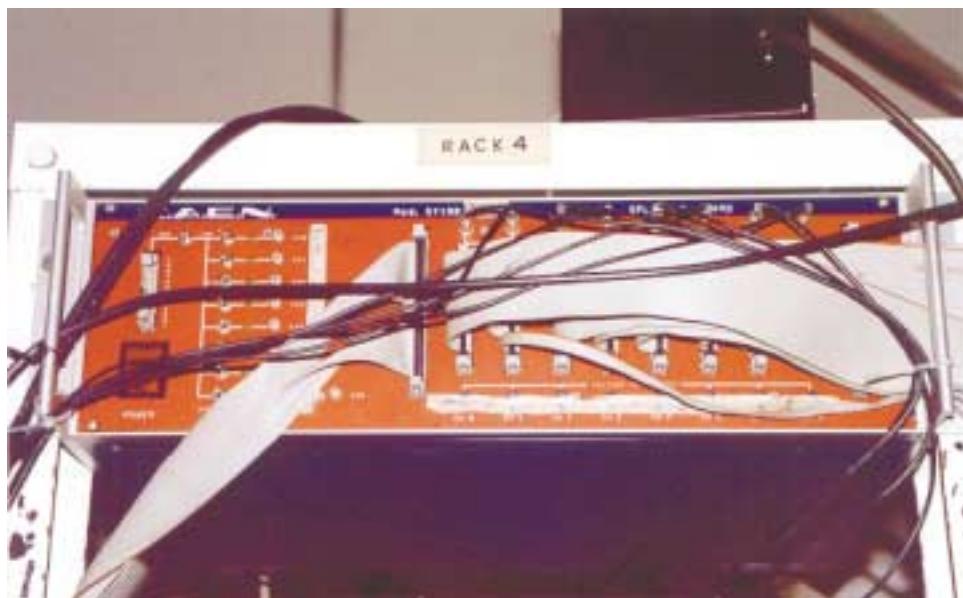


Figura 7: Fotografia da *Splitter Board* CAEN modelo SY190 com os 8 canais usados para a transmissão dos dados.

Quando um pulso de *start (trigger)* chega até a STAS, este envia (através da *Splitter Board*) um sinal para os cartões SGS de *front-end* guardarem a informação de cada discriminador. Os dados, guardados nos *shift-registers*, são descarregados através de um

trem de pulsos (*clock*), enviado pela STAS, de um cartão ao outro. Saindo do último cartão os sinais são enviados ao *driver* através do cabo de retorno e, passando pela *Splitter Board*, chegam na STAS. Na STAS os dados são organizados em palavras de 16 bits contendo a localização do plano do detector (canal da STAS), primeiro canal com sinal e quantos canais consecutivos deram sinal positivo (largura do *cluster*). Esse sistema de leitura permite a realização da trajetografia de partículas em uma grande superfície utilizando um número reduzido de canais de eletrônica CAMAC [5]. No detector central 128 sinais de fios (ou *strips*) são lidos por um canal CAMAC da STAS. Essa possui 8 canais, 4 são usados para leitura das projeções X e os outros para as projeções Y.

Na Figura 7 mostramos a *Splitter Board* com os 8 cabos (*flat cables*) de leitura dos dados (as outras 8 extremidades estão conectadas nos cartões *drivers*) e o *flat cable* mais largo que liga a *Splitter Board* com a STAS.

4.3 Aquisição de dados

A parte de aquisição de dados do experimento é composta por *crates* tipo NIM (*Nuclear Instrumentation Module*) com diversos módulos, *crate* tipo CAMAC (*Computer Automated Measurement And Control*) com alguns módulos, microcomputadores e linhas de atraso [8]. *Crates* tipo NIM e tipo CAMAC são bastidores modulares com alimentação (± 6 , ± 12 , ± 24 Volts) onde são encaixados os módulos da eletrônica. Os módulos tipo NIM são discriminadores, coincidências, *majority logic*, *delays*, *gates*, etc. Os módulos CAMAC são ADC, TDC, *Gates*, STAS. O *crate* NIM não permite a leitura (ou programação) dos seus módulos por um computador. Um módulo CAMAC especial que gerencia o barramento de dados entre os módulos é o *Crate Controller*. Este módulo é responsável pelo controle dos sinais internos ao *crate*. Os dados digitalizados nos módulos CAMAC são transferidos para um computador através de uma placa de *interface* que compatibiliza os sinais do *Crate Controller* com o barramento do computador.

A aquisição de dados foi realizada por um microcomputador baseado no processador Z80 (PC-Z80) desenvolvido no laboratório. Neste PC-Z80 está um relógio e a interface para o *Crate Controller* CAMAC. Os dados brutos são armazenados em *buffers* e periodicamente são descarregados para o disco rígido de uma máquina Risc-IBM (“Leptons”), via uma conexão RS232. Os *softwares* de aquisição são carregados no PC-Z80 no início de cada aquisição, quando é realizado sincronismo do relógio do PC-Z80 com o tempo lido por um *receiver GPS* (*Global Position System*), instalado em outro PC. A precisão desta leitura temporal do GPS é da ordem de 10^{-3} s mas sendo o sincronismo realizado por um operador, o erro nas medidas temporais dos eventos de mísulas é da ordem de 1sec.

Os eventos são transferidos do *buffer* do PC-Z80 para a “Leptons”, que controla e gerencia o registro dos dados. Os nomes dos arquivos de dados são criados através das

03:28:18:5553	0	DATA:01-10-99											
03:28:18:5553	11	1	797	1	1	5	1	1	19	1			
377	1	1											
03:28:18:5634	15	17	169	483	113	969	1281	625	1633	881			
2129	2513	2817	3361	3617	3697	5433	4961	4594	5729	5297	7193		
5809	7625	7769	6881	8017	8041	7665	7921	56					
03:28:19:7991	11	1	795	1	1	5	1	1	19	1			
375	3	1											
03:28:19:8090	15	17	113	399	457	305	777	625	970	2369			
3065	3369	3489	3873	3377	4761	4817	4081	4961	5969	5297	6465		
6026	6497	7047	7105	7193	56								
03:28:20:0452	11	1	795	3	1	5	1	1	19	1			
375	3	1											
03:28:20:0525	15	17	625	658	969	945	1593	1265	2145	2065			
2538	3393	3481	3409	3969	3738	3425	3441	4937	6217	5105	6545		
6982	5297	7193	6817	7985	56								
03:28:27:2872	11	1	798	1	1	5	1	1	21	1			
377	1	1											
03:28:27:2944	15	17	391	449	399	522	1107	777	625	969			
1493	2113	2529	1673	2713	953	3138	1145	3945	3521	4449	4443		
3634	5025	4993	5009	5633	5297	6153	7193	7393					
03:28:27:3091	15	6977	8137	56									
03:28:29:8362	11	1	797	1	1	5	1	1	19	1			
375	1	1											
03:28:29:8434	15	9	17	505	459	625	1049	969	1185	1641			
1442	1833	2689	3785	4369	4529	4361	5082	5297	5889	5617	5793		
7057	7193	7457	56										
03:28:30:3106	11	1	797	1	1	5	1	1	19	1			
377	1	1											
03:28:30:3176	15	17	625	969	1081	1329	1953	2433	2449	3369			
3681	5297	5633	5785	5841	6049	6257	6465	6977	7193	8009	56		
03:28:32:2125	11	1	795	1	1	5	1	1	19	1			
373	1	1											
03:28:32:2196	15	17	431	625	969	879	1002	1081	2713	2345			
3057	3463	3521	3601	3681	4297	4433	5297	5697	6001	7193	7041		
56													
03:28:38:2632	11	1	795	1	1	5	1	1	19	1			
375	1	1											
03:28:38:2704	15	17	243	577	625	969	785	1313	1201	2753			
3457	3809	4225	4209	5145	4737	5353	4529	5497	5297	6417	7049		
7193	6689	7329	7025	7841	56								
03:28:40:4710	11	1	5	5	841	5	1	1	19	1			
379	1	1											
03:28:40:4781	15	17	138	169	625	849	881	1033	1946	1674			
2689	2817	2609	3738	3865	4097	4769	4626	4506	5297	5993	6417		
6945	7193	7715	7937	7841	7788	56							
03:28:42:9833	11	1	797	1	1	5	1	1	19	1			
375	1	1											
03:28:42:9906	15	9	17	431	337	114	969	879	1002	1857			
1361	1585	2625	1873	5297	5329	5425	7193	7457	7553	7689	7963		
7969	8097	7849	6769	7929	8145	7089	56						

Figura 8: Parte de dados brutos.

datas e dos horários iniciais de criação dos arquivos. O formato é b_MMDDHH.evento, onde b identifica o *buffer*, MM o mês, DD o dia, HH a hora e evento identifica arquivos dentro da mesma hora. Por exemplo, o arquivo 1_041216.0 significa que os dados são gravados no *buffer* 1 e pertencem ao dia 12 de Abril e começam às 16 horas. Da “Leptons” os dados são transferidos a cada quinze dias para uma outra máquina Unix (“Leptons2”), que possui um disco rígido maior utilizado na análise dos dados. Em seguida, os dados brutos são gravados, em cópia dupla, em fitas magnéticas de 4 mm.

Um exemplo dos dados brutos é mostrado na Figura 8. As informações são em linhas contendo diferentes campos. O primeiro campo é sempre ocupado pela medida temporal. O segundo campo pode ser 0 (zero), 11 ou 15. O 0 (zero) identifica a linha que contém a data do evento. O 11 corresponde a leitura de um módulo ADC (0 a 11 canais) que é utilizado como uma *Pattern Unit* (ver Figura 11). O 15 fornece os dados compactados e codificados criados pela STAS.

O segundo canal do ADC LeCroy 2249A (canal 1) indica o *trigger* de múons isolados (número >700), o canal 3 indica o *trigger* de multi-múons e o canal 9 fornece a codificação da medida da pressão barométrica. Trata-se da pressão no laboratório, adquirida através do sensor *Analog Barometer* PTB 100 A (fabricado pela VAISALA), com resolução de 0,1 mbar [9]. O ‘gate’ de integração do ADC tem uma duração fixa de 60 ns. O sensor de pressão está situado na sala da eletrônica que fica situada ao lado da sala do detector central.

Os dados da STAS necessitam ser decodificados pelo programa de reconstrução. Este código, escrito em linguagem FORTRAN, é constituído da um programa principal, várias sub-rotinas (*decoder*, *hbook_init*, *tracking*, *direc*) e de dois arquivos auxiliares (“c_3.geo”, “MINIMU.INP”). O programa pode ser usado em modo *display* para visualizar os traços reconstruídos nas duas projeções e os pontos atingidos (*hits*) (Figura 9). Na modo *display* são usadas as *routines* gráficas do CERN (*hbook*) e foi criada a sub-rotina *hbook_init* para inicializar o *hbook*. A sub-rotina *decoder* serve para decodificar os dados brutos gerados pela STAS.

Os parâmetros fundamentais de cada *hit* são: o endereço (0-127), que identifica qual fio ou *strip* foi atingida, o canal (0-7), que identifica o plano (4 canais para cada projeção) e o *cluster*, a largura do *hit*, ou seja, quantos pontos sucessivos são acessos. Através do arquivo externo “c_3.geo” são lidas as coordenadas de cada *hit* no sistema de referência do aparato (veja Figura 1). Um outro arquivo “MINIMU.INP” contém várias informações essenciais para rodar o programa, que podem ser modificadas editando-se este arquivo: a lista dos arquivos de dados brutos, o nome do arquivo de saída dos resultados, o arquivo de geometria, a orientação do detector em relação ao Norte geomagnético, as opções do modo *display* e do modo *tracking*.

Último, mas não menos importante, é a sub-rotina do *tracking*, que junto com aquela da direção (*direc*) faz a reconstrução dos traços nas duas projeções e obtém vetorialmente os ângulos zenital e azimutal no sistema do aparato ou geomagnético. Esta sub-rotina será discutida no item 4.3.2.

CENTRAL DETECTOR – EASCAMP
 Date 25- 2- 0 8h28m43s1449 $\theta = 15.9$ $\varphi = 108.3$
 particles = 1

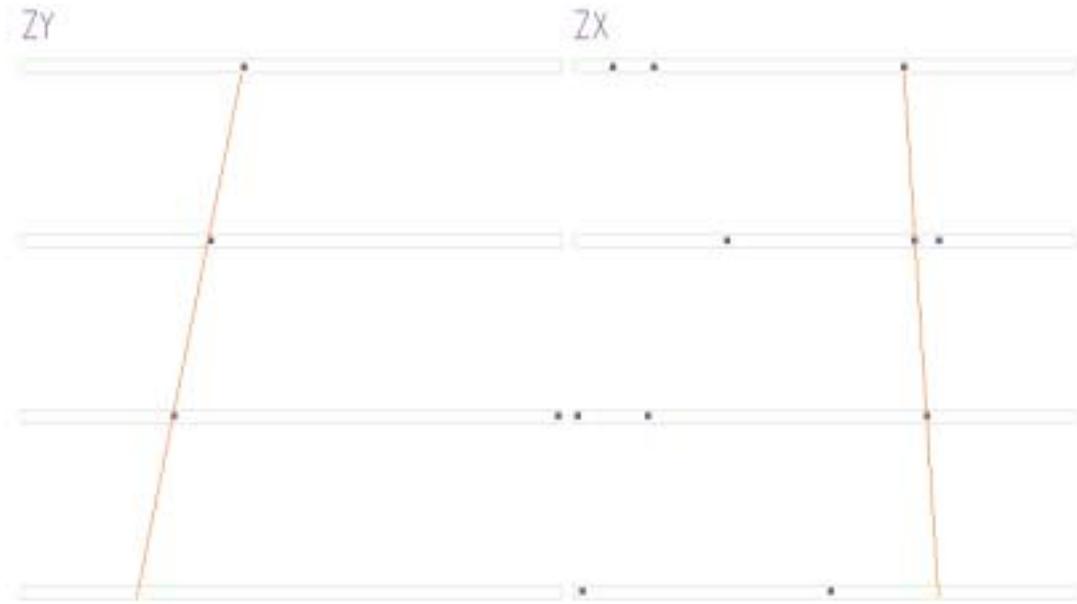


Figura 9: Reconstrução das projeções do traço, ZX (fios) e ZY (strips) de um mûon isolado. O código calcula a direção e fornece o tempo de chegada da partícula.

4.3.1 Trigger de mûons

A configuração do *trigger* mudou nos dois anos de operação do EASCAMP (Tabela 2). O primeiro período, que inclui a maioria do tempo, dura do agosto 98 até fevereiro 2000. Nesta fase estavam implementados dois *triggers*: 1) um para mûons isolados (μ -simples) e 2) um para mûons múltiplos (μ -multi). O primeiro *trigger* exigia a coincidência temporal de no mínimo um ponto em cada projeção-Y (*strips*): coincidência quadrupla. Foram escolhidos os sinais das *strips*, em vez daqueles dos fios, porque estas possuem uma eficiência de contagem menor. O segundo *trigger*, o do mûons múltiplos, usava os sinais

dos fios dos dois planos intermediários. Ele exigia a coincidência de no mínimo dois pontos em cada plano considerado: coincidência dupla*2. Este *trigger* foi excluído depois de uma análise que procurou traços paralelos que caracterizam os eventos de múons múltiplos (veja capítulo 5). Os eventos deste *trigger* também foram usados na procura e na reconstrução de múons isolados.

A análise dos eventos de *trigger* de μ -simples revelou que a coincidência quadrupla exigida na fase inicial não garantia a reconstrução de traços com 4 pontos. O quarto ponto era devido ao ruído e à baixa eficiência das câmaras *streamer* (veja último parágrafo deste capítulo para uma melhor explicação do ruído presente nos dados). O número de traços reconstruídos com 4 pontos resultaram ser $N_{\mu\text{fios}} = 6\%$ na projeção fios e $N_{\mu\text{strip}} = 11\%$ naquela das *strips* em relação ao número total de traços de múons isolados (≥ 3 pontos em X e em Y) usando um conjunto de dados de 15 dias do ano 99 (99051707.0-99053120.0).

No ano de 2000 o *trigger* de μ -simples sofreu várias modificações até chegar na última configuração: sétupla. A coincidência sétupla é constituída pela coincidências das “triplas” (qualquer 3) em cada projeção. Nesta última configuração de *trigger* os sinais dos fios também foram utilizados.

Configurações do *trigger*:

Nome do arquivo inicial	<i>Trigger multi - μ</i>	<i>Trigger μ - simples</i>
98082119.0	Dupla*2 dos FIOS dos planos intermediários	Quadrupla <i>STRIPS</i>
00022417.0	Excluído	Qualquer 3 <i>STRIPS</i>
00041416.0	Excluído	sétupla <i>STRIPS +FIOS</i>

Tabela 2: Resumo das modificações na configuração do *trigger* de muon isolado.

Esta modificação melhorou a qualidade dos dados e aumentou a freqüência de *trigger*. Esta que era de $\sim 0,3$ Hz ($=1000\text{tr/h}$) no ano 98 passou para $\sim 2,7$ Hz ($=9500\text{tr/h}$) no ano 2000. Notamos que a freqüência horária, no caso dos dois primeiros anos de aquisição, representa a soma dos dois *triggers*. Na Figura 10 mostramos o andamento da freqüência horária dos *triggers* durante todo o período de aquisição de dados. Esta apresenta as mesmas características da freqüência horária dos múons isolados reconstruídos (discutida no capítulo 5). Portanto o aumento do número de *triggers* correspondeu a um aumento dos traços isolados reconstruídos.

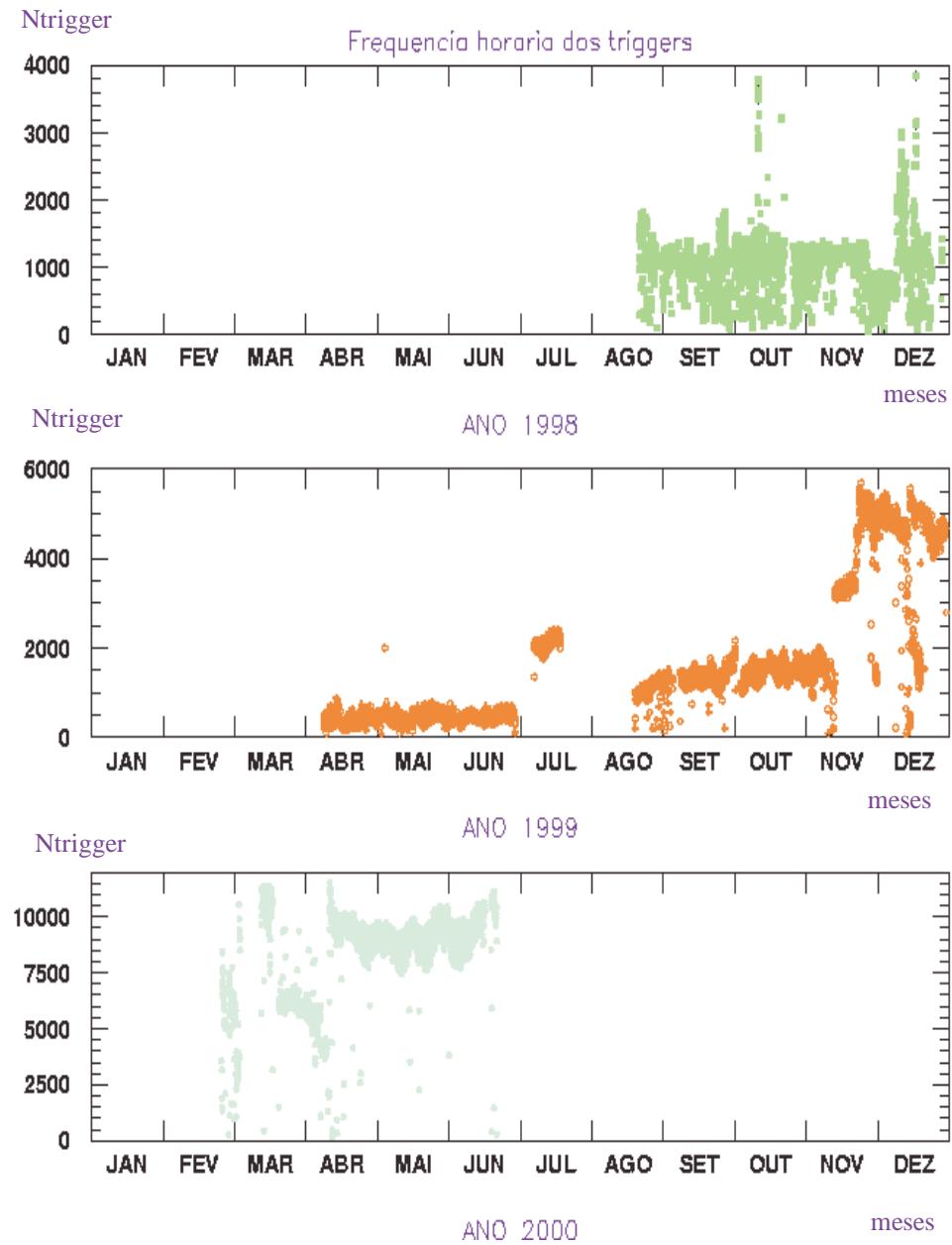


Figura 10: Andamento da freqüência horária dos triggers.

Durante toda aquisição foi obtido um total de 28 milhões de *triggers* distribuídos assim:

1. ano 98: $N_{\text{trtot}}=2,1 \times 10^6$ com $N_{\text{trsing}}=0,67 \times 10^6$ e $N_{\text{trmult}}=1,4 \times 10^6$, com $N_{\text{htr}}=2726$
2. ano 99: $N_{\text{trtot}}=8,3 \times 10^6$ com $N_{\text{trsing}}=7,6 \times 10^6$ e $N_{\text{trmult}}=0,72 \times 10^6$, com $N_{\text{htr}}=5028$
3. ano 2000: $N_{\text{trtot}}= N_{\text{trsing}} = 18,0 \times 10^6$, com $N_{\text{htr}}=2295$

onde com N_{trtot} indicamos o número total de *triggers*; com N_{trsing} *triggers* de μ -simples e N_{trmult} de multi- μ ; enquanto N_{htr} é o número de horas efetivas de aquisição. A razão entre o número de *trigger* multi- μ e aquele μ -simples mudou em favor dos mísseis isolados.

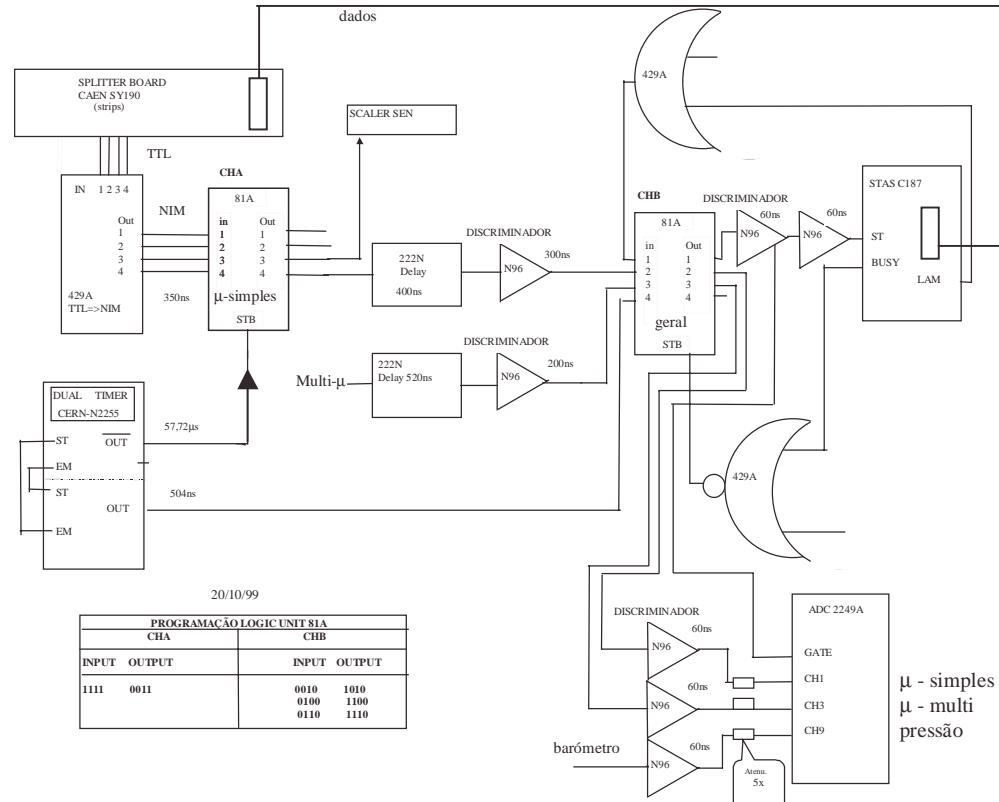


Figura 11: Configuração do trigger de mísseis isolados do ano 99.

O diagrama de bloco da Figura 11 mostra o esquema de conexões entre os equipamentos utilizados na aquisição de 1999. A leitura dos dados de pressão foi implementada no mês de Setembro do mesmo ano. No ano de 98 a mesma configuração eletrônica foi utilizada. No ano de 2000 foi utilizado o mesmo princípio básico com alguns componentes duplicados para a leitura dos sinais dos fios e com a lógica de programação da unidade 81A modificada para coincidência sétupla.

Os dados vindos dos cartões SGS de *front-end* chegam na *Splitter Board* CAEN SY190. Cada grupo de sinais (tipo TTL) dos cartões de uma projeção de plano é recolhido por um canal da *Splitter Board*. Trata-se de um OR de todos sinais que pertencem a mesma projeção de plano. Um conversor LeCroy 429A converte os sinais TTL em sinais do tipo NIM. Os sinais TTL e NIM são padrões de sinais eletrônicos. Tratam-se de sinais retangulares com características bem definidas: o sinal TTL possui uma amplitude de 5 V enquanto o sinal NIM possui uma amplitude de 800 mV com um tempo variável. Os sinais

NIM entram na unidade lógica CHA de modelo CAEN 81A, cuja programação é mostrada na Figura 11.

A unidade lógica **CHA** ativa a saída dos canais 3 e 4 quando na entrada está presente uma coincidência quadrupla dos 4 planos (*trigger* de 1999). Em termo de lógica fizemos um AND dos 4 planos. O canal 3 fornece o sinal para o SCALER contar o número de *triggers*. O sinal do canal 4 é atrasado por 400ns através da unidade LeCroy 222N. O discriminador CAEN N96 aumenta e mantém estável a duração do sinal enviado para realizar as coincidências temporais na segunda unidade lógica indicada como **CHB**. Esta unidade foi introduzida quando o detector central operava junto com uma série de cintiladores espalhados dentro e fora do laboratório. Todos os sinais precisavam estar sincronizados para implementar o *trigger*.

A segunda unidade lógica **CHB** bloqueia a aquisição quando há sinal na entrada do canal 1. Isto acontece quando existe o sinal LAM (*Look at me*) da STAS, indicando que está terminando de codificar os dados e estes podem ser lidos. Na ausência do LAM o sinal de *trigger* de μ -simples (canal 2) e o do *trigger* de μ -multi (canal 3) passam no ADC e ativam o canal correspondente, enquanto o canal 1 ativa a STAS e o GATE do ADC. No CHB há também um sinal de STB (*Strob*) que bloqueia o módulo quando a STAS está em BUSY, ou seja, ocupada codificando os dados. Com as linhas abertas indicamos componentes presentes fisicamente mas não usados que foram introduzidos anteriormente durante o funcionamento do detector central com a série de cintiladores.

Os sinais de *trigger* saem da CHB e fornecem o sinal de ST (*Start*) para a STAS começar a leitura dos dados através dos *flat cables* que chegam na *Splitter Board*. A STAS gera um sinal de BUSY por toda a duração da leitura, indispensável porque o módulo trava se recebe um outro sinal de *start* durante esta operação. Quando a STAS completa o processamento dos dados esta gera um sinal de LAM que fica ativado até que os dados são transferidos para o Z80. Introduzimos no sistema de aquisição um tempo morto, devido ao Z80 não conseguir processar todos os dados em tempo real. Os sinais de LAM e BUSY bloqueiam a CHB permitindo o sincronismo entre STAS e ADC.

O ADC tipo LeCroy 2249A opera como uma *Pattern Unit* e num canal é lida a pressão atmosférica no laboratório. Sendo o seu fundo de escala baixo em relação ao sinal de entrada (NIM e 60 ns) são necessários atenuadores, que atenuam a carga total por 5. Este módulo, identificado nos dados brutos com o número 11, fornece os *triggers* ativados e os valores da pressão barométrica. O GATE do ADC é ativado quando um sinal de *trigger* é gerado no CHB.

Outro componente utilizado é o *Dual Timer*, que bloqueia por 57,7 μ sec a unidade lógica CHA através do sinal STR definindo o tempo morto e depois ativa o módulo CHB por 504nsec através da entrada 4 definindo o tempo de aquisição. Efetivamente o sistema adquire uma amostragem de dados sendo o tempo de aquisição muito menor do que o tempo morto. A freqüência teórica calculada para o EASCAMP foi de \sim 1200 Hz. Sendo o *trigger* reduzido para \sim 2,7Hz (equivalente a \sim $10^4 \mu/h$), a aquisição registrava \sim 2×10^{-3} dos mûons incidentes. Se este cálculo for feito para os eventos reconstruídos (\sim $3\times 10^3 \mu/h = 0,83\text{Hz}$) a taxa se reduz a \sim 7×10^{-4} .

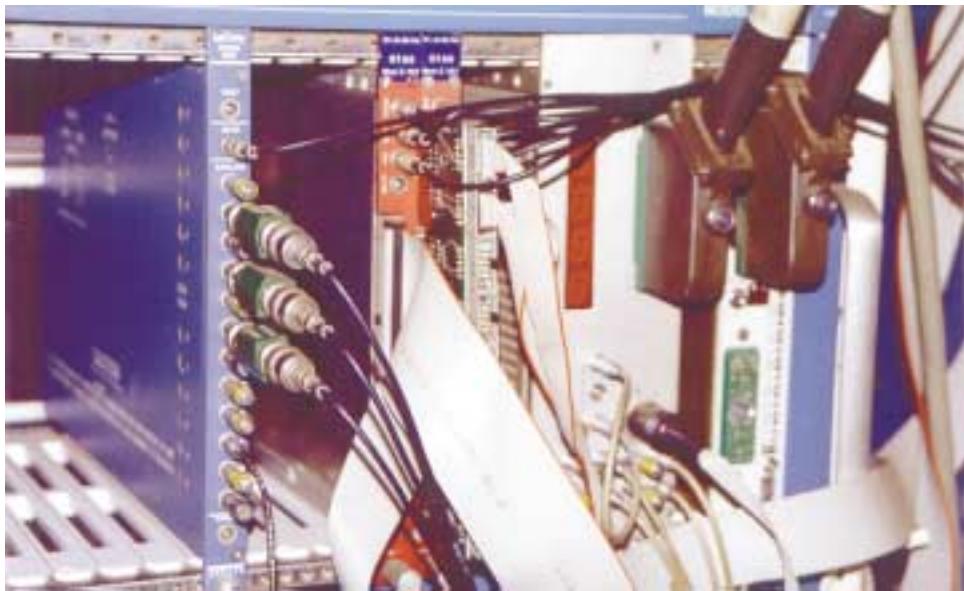


Figura 12: Fotografia do ADC, STAS, Z80 e *Crate Controller*.

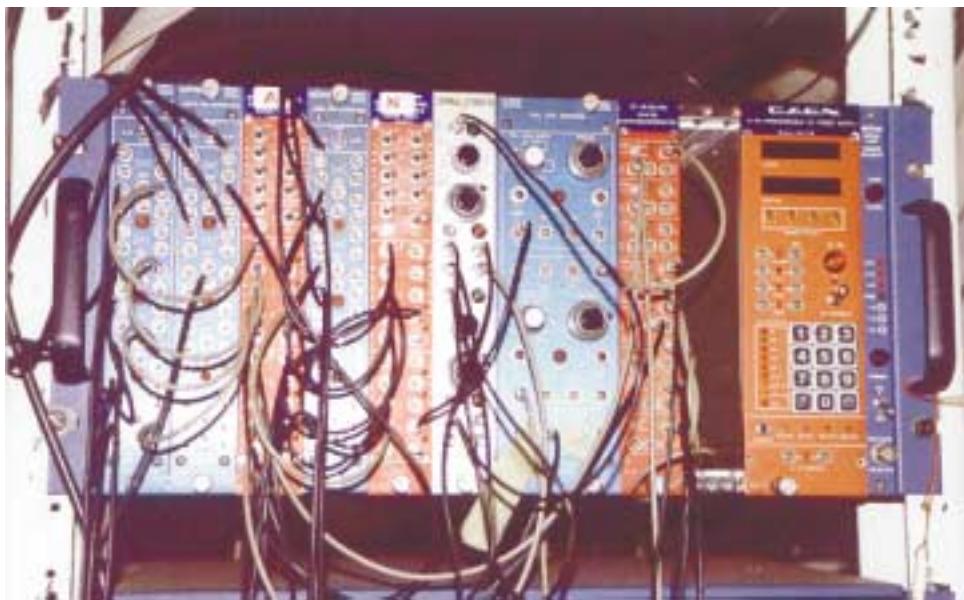


Figura 13: Fotografia dos componentes eletrônicos NIM usados no sistema de aquisição.

Na Figura 12 há uma fotografia dos componentes eletrônicos do *crate* CAMAC, cuja representação e função é ilustrada no diagrama a bloco acima. Da esquerda para direita

estão presentes o ADC, a STAS, o Z80 que se comunica com o último módulo, o *Crate Controller*, através dos dois cabos cor cinza. O *Crate Controller* controla o tráfico de comunicações entre os componentes do *crate*.

O *crate* NIM, mostrado na Figura 13, aloja os seguintes módulos da esquerda para a direita: os dois primeiros constituem as unidades LeCroy 429A que é usada como conversor TTL-NIM; no terceiro slot está o CHA junto com o CHB; no quarto e no quinto estão dois componentes introduzidos no ano 2000 para ampliação do *trigger*, iguais aos componentes já ilustrados; o *Dual Timer*, o *delay*, os discriminadores e a unidade de fornecimento de alta tensão aos fios das câmaras *streamer* são os módulos restantes.

4.3.2 O código de tracking

A reconstrução dos traços é feita em modo independente nas duas projeções: fios e *strips* (Figura 9). A presença de muitos pontos fora do traço é explicável através de ruído da eletrônica, passagem de elétrons e baixa eficiência das câmaras *streamer*.

Eventos com mais de 60 pontos por plano foram excluídos da análise. Provavelmente são eventos de chuveiros atmosféricos extensos, caracterizados por muitos traços. A possibilidade de estudar eventos de múons múltiplos será discutida no próximo capítulo.

O requisito mínimo para o *tracking* foi Ter pelo menos três pontos alinhados em cada projeção. Devido a baixa eficiência das câmaras *streamer* o número de eventos com traços com 4 pontos foi muito baixo. A reconstrução tridimensional dos traços é possível através da coordenada X fornecida pelo fio ânodo, a Y pelas *strips* e a quota Z fornecida pela altura do plano. A identificação da passagem de um muon isolado é assegurada por um único traço em cada projeção.

Estudamos três métodos de trajetografia: 1) o método direto, 2) o método dos mínimos quadrados e 3) o método das redes neurais [10]. O primeiro caso trata-se da simples reconstrução geométrica de retas passante por dois pontos. Com o prolongamento desta podemos verificar se um ponto do próximo plano pertence a reta ou não.

O segundo método é mais sofisticado. Dados três pontos podemos achar a melhor reta através do método dos mínimos quadrados. Enfim a técnica das redes neurais artificiais fornece um algoritmo a ser aplicado ao problema de reconhecimento de trajetórias de partículas. Não foi usada no nosso caso devido a presença de muitos pontos de ruído que reduz muito a eficiência do método.

O código desenvolvido aqui é constituído de duas fases. Na primeira são reconstruídos todos os possíveis traços com o método direto. Para a estimativa da condição de alinhamento do terceiro ponto fizemos um estudo acurado sobre a difusão do muon.

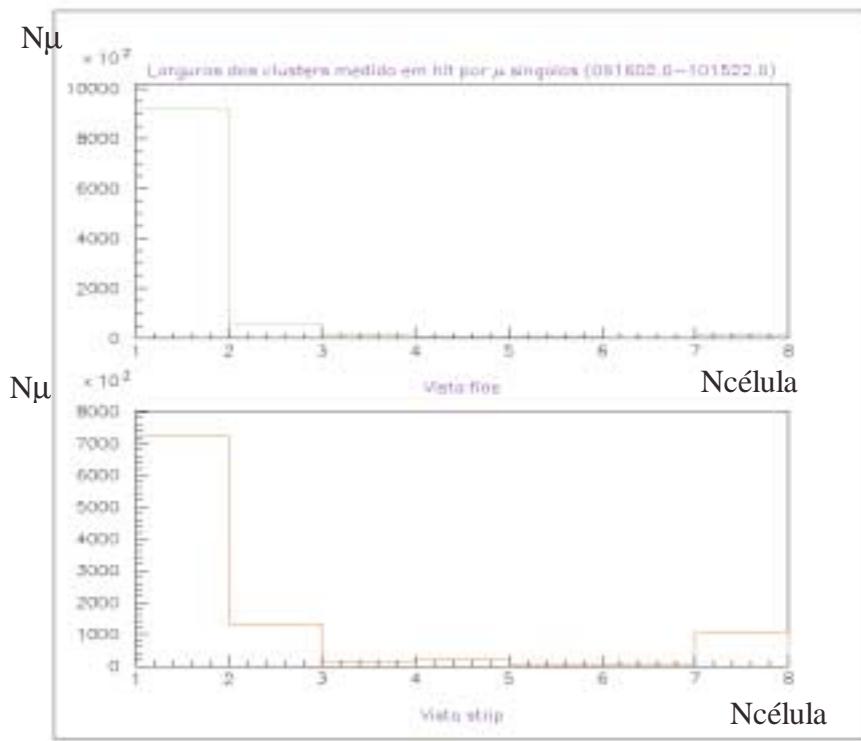


Figura 14: Histogramas da largura dos *clusters* ou seja o número de células atingidas pelos múons isolados na vista fios e *strips*.

Na projeção dos fios esta condição é dada pelo erro geométrico ou seja da dimensão da célula das câmaras *streamer*. Considerando traços muito inclinados a distância aceitável entre o ponto atingido ou *hit* e a reta teórica pode ser de até 2 células. No caso das *strips* há mais ruído tratando-se de indução elétrica. O passagem de um muon pode acender até 4 *hits*. O sinal elétrico se propaga das câmaras para *strips* em modo simétrico [11]. Por isso o melhor traço foi procurado no meio do *cluster* para até 4 *hits*. Fizemos um estudo da largura dos *clusters* nas duas vistas utilizando os dados de um mês (de 16/9/99 até 15/10/99) (Figura 14). Levamos em conta que a leitura máxima consentida via software para a largura do *cluster* é de 7 *hits*.

Este resultados é confirmado pela Figura 15. Na parte superior da figura está o histograma do número de muons isolados em relação ao número de células permitidas nas duas projeções na condição de alinhamento. O outro parâmetro que aparece no gráfico, é a variância, ou seja, o erro permitido na reconstrução da reta com o método dos mínimos quadrados. Neste caso este parâmetro foi mantido fixo no valor de 10 vezes a dimensão da célula. Na parte inferior da figura está o histograma do número de muons variando o valor da variância e fixando a distância máxima de alinhamento em duas células. Os dados usados provêm de um outro mês de aquisição (16/4/99-14/5/99). Os resultados são claros com a

presença de dois patamares com início em duas células para a distância máxima e em dez para a variância. Estes valores foram usados no código de *tracking*.

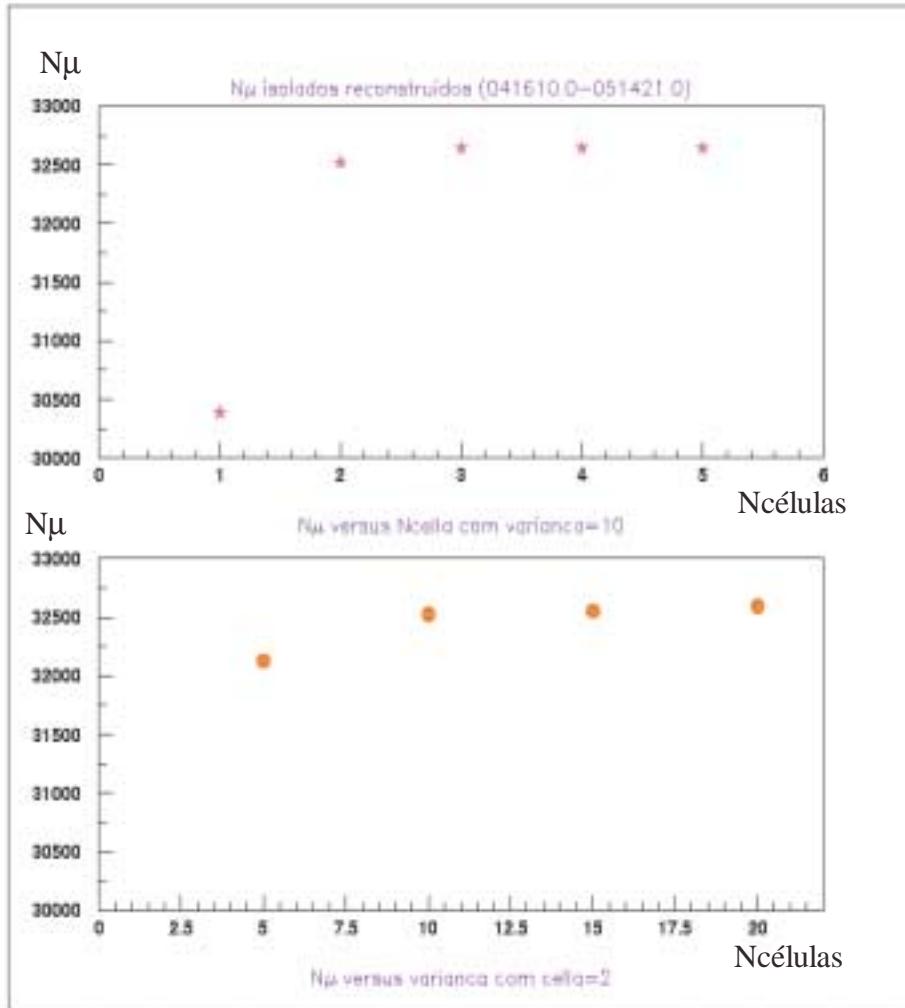


Figura 15: Histogramas do número de múons em relação a dois parâmetros usados no código de *tracking* (veja texto).

Na segunda fase eliminamos traços que possuam um ponto em comum, porque é muito improvável que esta situação corresponda a múons reais, sendo mais provável causada por ruído. Dos traços que sobraram, achamos a melhor reta com o método dos mínimos quadrados, obtendo a melhor estimativa para o ângulo de chegada da partícula.

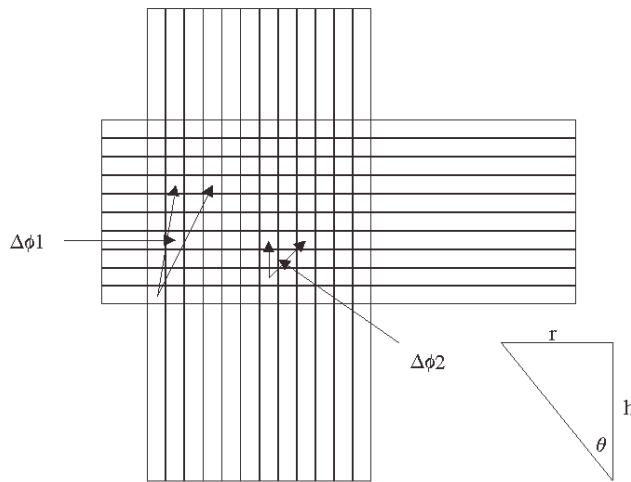


Figura 16: Reconstruções geométricas da resolução no ângulo azimutal.

Na reconstrução dos traços isolados a resolução angular zenital é calculada em modo geométrico considerando a distância de duas células, que é a distância permitida no programa de *tracking*. A resolução zenital assim obtida resulta ser em cada projeção $\Delta\alpha \approx 1,2^\circ$, sendo máxima para traços verticais e diminuindo com a inclinação. A resolução no ângulo zenital resulta através da propagação dos erros também da mesma ordem de grandeza ($< 1,7^\circ$). Por quanto concerne a resolução no ângulo azimutal a estimativa se baseia sobre considerações geométricas. Na Figura 16 podemos observar uma representação esquemática disso, onde a resolução angular azimutal $\Delta\phi_1 < \Delta\phi_2$ sendo o ângulo zenital $\theta_1 > \theta_2$. Considerando a distância entre duas células podemos obter a seguinte relação: $d = r\Delta\phi = htg\theta\Delta\phi$, e obtemos que $\Delta\phi = d/htg\theta$, onde d representa a distância entre as duas células, h a altura do aparato e θ o ângulo zenital da partícula. Portanto a resolução no ângulo azimutal piora para traços verticais.

Considerando que o ângulo zenital varia de zero até 52° para mísseis que caem dentro do cilindro centrado no EASCAMP e de raio igual ao lado menor, obtemos o comportamento mostrado na Figura 17 para a resolução angular azimutal em relação ao ângulo zenital. A função é desenhada em relação ao ângulo zenital medido em radianos.

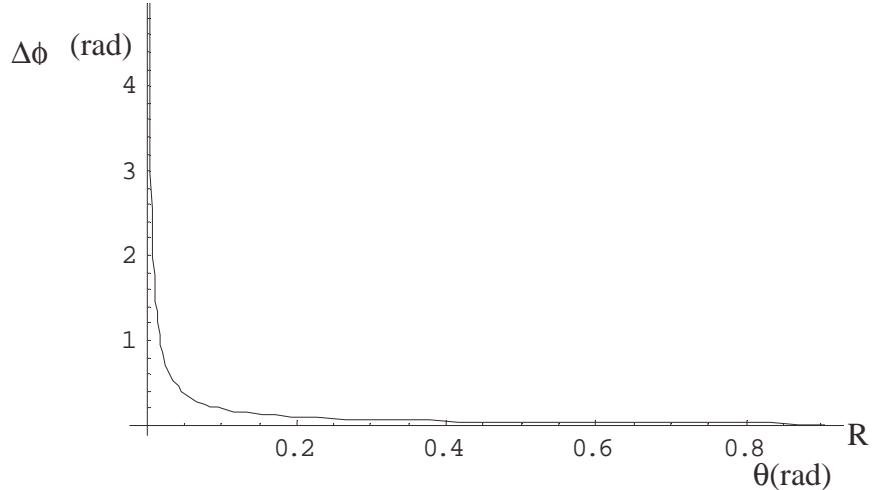


Figura 17: Resolução angular azimutal em relação ao ângulo zenital.

Fizemos uma comparação entre o nosso código de *tracking* e aquele já existente [12], desenvolvido para análise de chuveiros eletromagnéticos. Este último reconstrói em cada projeção todos os traços de dois pontos. Depois disso calcula a reta média e elimina os traços que desviam do eixo do chuveiro. Reinicia o cálculo em modo interativo exigindo desta vez três pontos alinhados. Este código é ótimo na procura de eixos de chuveiros, onde são presentes muitos traços com dois pontos devido a presença de elétrons e a baixa eficiência das câmaras *streamer*.

Na Figura 18 mostramos os histogramas da razão do número de traços reconstruídos com o nosso código em relação ao número reconstruído com o código já existente para um conjunto de dados que vai do dia 17/5/99 até 15/6/99.

Na vista fios as diferenças dos dois códigos são mais evidentes, sendo os sinais das *strips* usados para os sinais dos *triggers*. Esta comparação foi repetida em modo distinto para os dois *triggers*: *trigger μ-simples* (gráficos em cor vermelho) e *trigger multi-μ* (em cor azul). Podemos notar que no caso dos traços isolados (primeiros histogramas) o *tracking* novo se revelou mais eficiente na reconstrução do número de traços, enquanto nos outros casos os dois códigos são parecidos. O último histograma revela a maior produtividade do código antigo com eventos de 5 traços, confirmando a sua eficiência para chuveiros atmosféricos.

Enfim os resultados foram: a eficiência de reconstrução com o código antigo de $\epsilon_{track-old} \approx 78\%$ enquanto a eficiência com o *tracking* novo de $\epsilon_{track-new} \approx 96\%$. Estes valores são calculados como razão entre eventos reconstruídos com um mínimo de um traço numa das duas projeções e o número dos *triggers* totais.

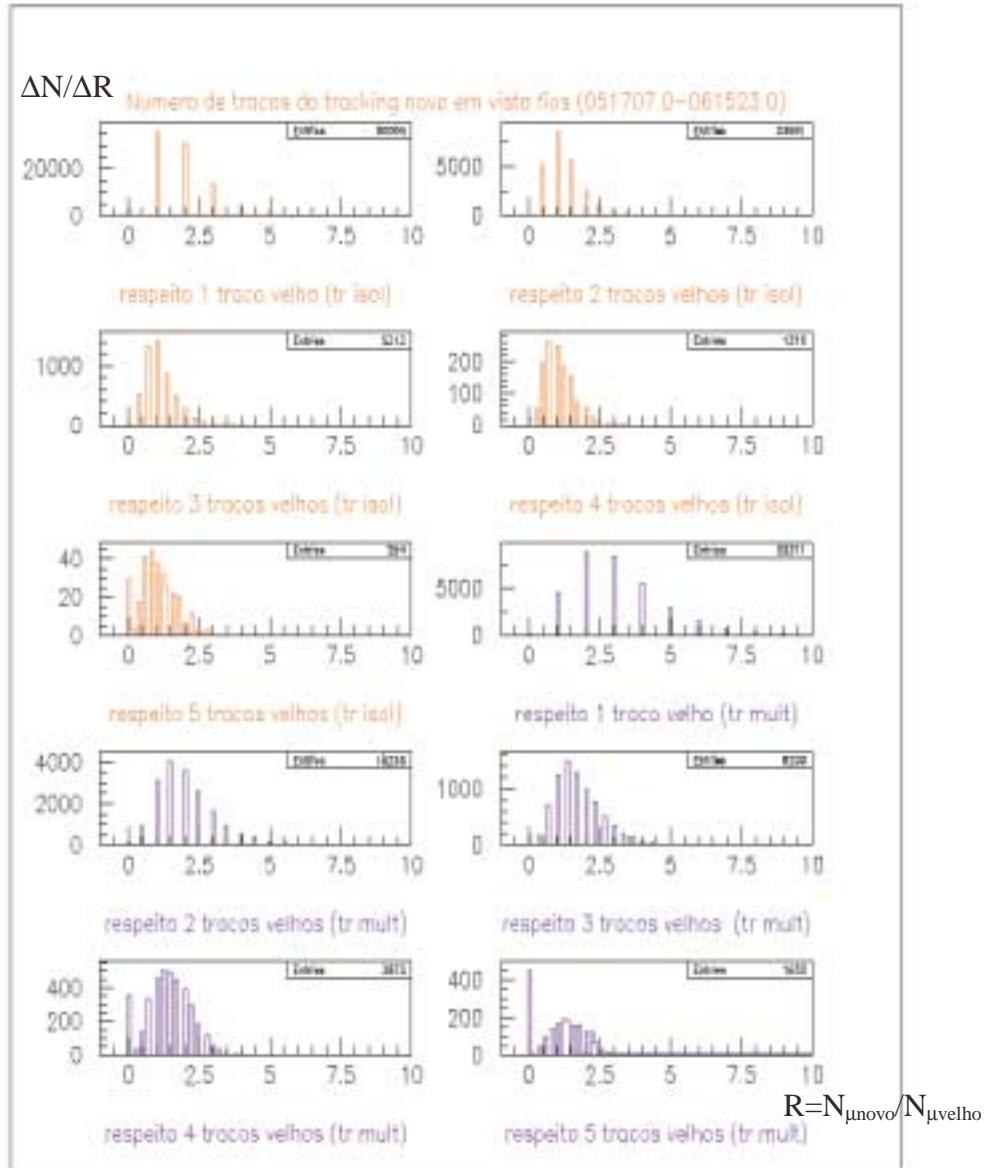


Figura 18: Histogramas da razão do número de traços reconstruídos na vista fios com o novo código em relação ao antigo para os dois triggers.

4.4 Monitoramento da aquisição

O funcionamento dos 1024 canais da eletrônica foi controlado periodicamente com gráficos parecidos aos mostrados na Figura 19. Cada projeção (X ou Y) de um plano é composta por 128 canais. Podemos notar no segundo plano inferior um evidente estouro

devido provavelmente a um mal contato no canal eletrônico do cartão SGS. A ausência de sinal indica que o cartão não funciona. Durante o período de aquisição vários cartões foram substituídos e as conexões de terra foram melhoradas. Um controle mais minucioso do funcionamento dos planos consiste em desligar a aquisição e analisar o sinal de ruído. Isto é possível modificando a configuração do *trigger* para um OR dos sinais das *strips* dos 4 planos.

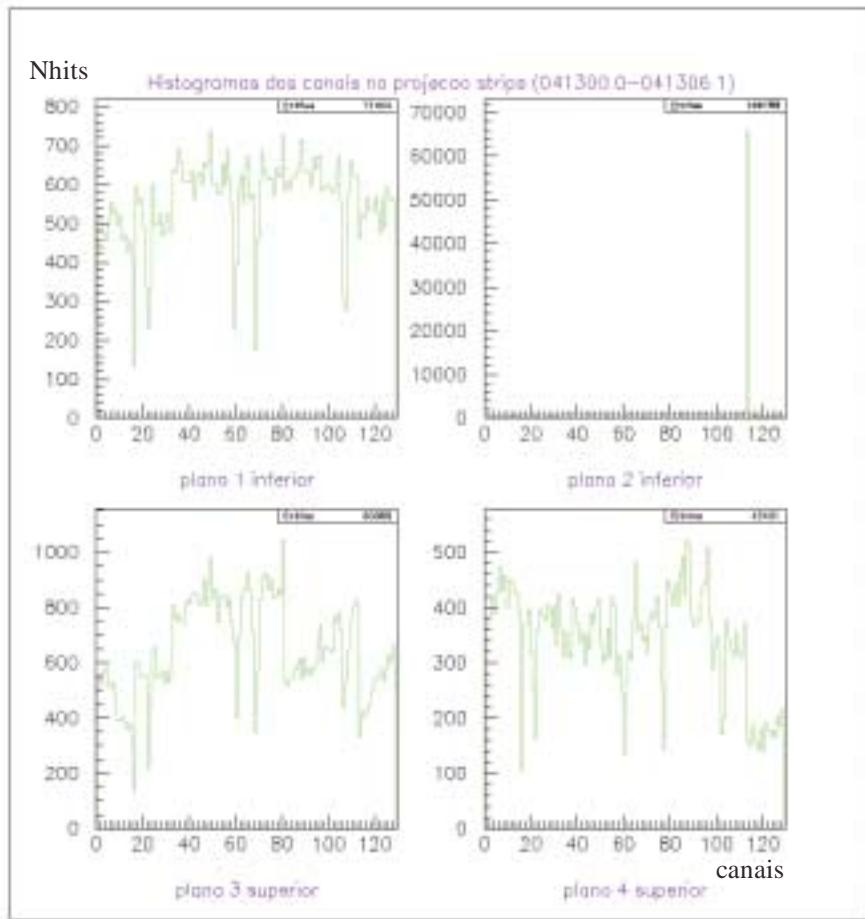


Figura 19: Histogramas dos canais da eletrônica para *strips*.

Em condições de funcionamento com um gás de Ar/iC₄H₁₀ na proporção 50/50 tubos *streamer* possuem uma eficiência $\geq 95\%$ para os fios [13] e $\geq 85\%$ para as *strips*. No nosso caso a eficiência das câmaras resultou ser de 75%. Este valor foi medido usando câmaras *streamer* com as mesmas características daquelas do modulo central do EASCAMP [4]. Usando a relação que define a eficiência absoluta (EA) como a razão entre as contagens de coincidência tripla (CT) pelas contagens de coincidência dupla (CD): EA=CT/CD com

$EA \leq 1$. Foram alinhados 3 tubos verticalmente de forma de selecionassem mísions verticais. Escolheram como tubo teste o detector localizado no meio do telescópio. O intervalo de tempo para alcançar uma boa estatística foi de 30-40 horas. Por quanto concerne a eficiência das *strips* não foi medida mas podemos afirmar que é menor porque trata-se de sinal induzido pelas câmaras.

Não trabalhamos em condições ótimas. Isso foi explicado devido à dois fatores: o gás de um lado não era o ideal e os cartões do outro lado foram construídos para um experimento subterrâneo (MACRO) [14].

Uma mistura ideal seria de Ar/Isobutano na proporção de 50/50. A mistura de gás utilizada ($\text{CO}_2/\text{Iso}/\text{Ar}=88/9,5/2,5$) possui um alto conteúdo de bióxido de carbono no lugar do usual Isobutano. A razão dessa escolha foi por motivos de segurança e econômico, a mistura com bióxido de carbono não é inflamável. Uma quantidade de Isobutano < 10% resulta não inflamável [4].

Os cartões de leitura dos fios possuem um limiar de discriminação fixo de 50mV, enquanto nas *strips* ele é regulável. Este valor foi determinado através da curva de contagem em relação ao limiar e fixado em 30 mV [5]. Esta condição combina com a máxima eficiência no contagem e a menor largura do *cluster*.

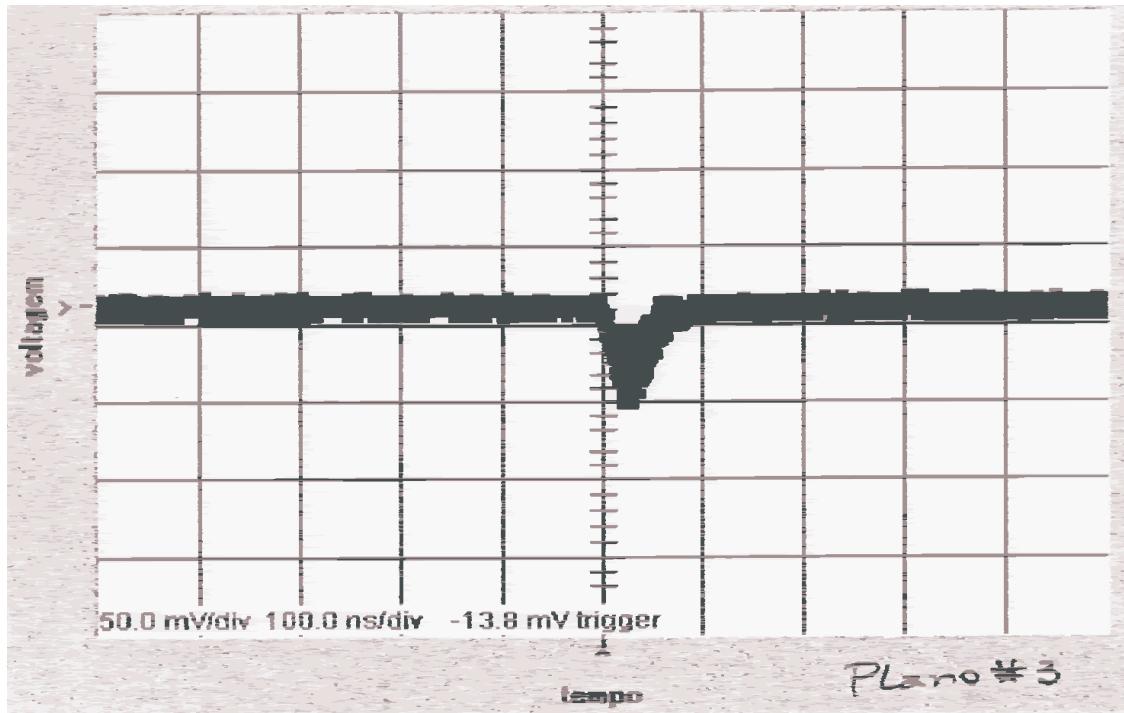


Figura 20: Fotografia do sinal elétrico dos fios.

Os sinais eletrônicos produzidos pelas partículas nos tubos são de $\sim 50\text{mV}$ e portanto do mesmo tamanho do limiar de discriminação dos cartões dos fios. Na Figura 20 são mostrados dez sinais sobrepostos, da saída analógica do cartão SGS (fios) de uma câmara, medidos utilizando um cabo coaxial que atenua 10 mV o sinal e o atrasa de 115 ns. A imagem foi produzida com um osciloscópio do tipo HP54111D. As características desta imagem são ter um limiar de *trigger* de 13,8mV e um *off-set* visível na figura.

Numa situação ideal tem com uma mistura de 30/70 de Argônio/Isobutano um sinal de $\sim 150\text{mV}$ [6]. O ruído de 3-5mV estaria eliminado com um limiar de discriminação de 30-50mV. Com isso justificamos a baixa eficiência observada e a presença de muitos pontos espalhados na reconstrução dos traços.

- ¹ A. Turtelli, *Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf.*, Adelaide **3** (1990) 184.
- ² J. D. Sullivan, *Nucl. Instr. Meth.*, **95** (1975) 5.
- ³ B. D’Ettore Piazzoli et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **135** (1976) 223.
- ⁴ E.Luna, *Relatório de atividades- CNPq*, “Estudo de Densidade de Partículas em EAS com Detectores Streamer”, IFGW-UNICAMP (1º sem. 1995).
- ⁵ R. Biral et al., *O detector central de Eascamp*, XIV ENFPC, Caxambu (1993).
- ⁶ E. Iarocci, *Nucl. Instr. Meth.*, **217** (1983) 30.
- ⁷ H. Nogima, *O detector central de trajetografia*, Grupo de Léptons, Nota Int. 12/95.
- ⁸ M. de Castro, *O sistema Camac montado em Campinas*, Nota Int., Agosto 92.
- ⁹ F. Tessari, *Interface de Pressão Atmosférica para o EAS*, Nota Int., 21/09/99.
- ¹⁰ M. Leigui, *Técnicas de Redes Neurais e o Estudo de Chuveiros Atmosféricos Extensos*, Exame de Qualificação de Mestrado (1994).
- ¹¹ G. Battistoni et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, (1982) 459.
- ¹² H.Nogima, código desenvolvido em Linguagem FORTRAN (1995).
- ¹³ A.C.Fauth, Tese Doutoramento, IFGW-UNICAMP (1989).
- ¹⁴ MACRO coll., *Nota Int.*, Status Report MACRO experiment (1995) Gran Sasso.

5 Análise dos dados

Fizemos uma pré-análise dos dados brutos registrados nos 3 anos de aquisição. Os dados não possuem a mesma performance por razões técnicas e pelas melhorias adotadas. Por isso os dados analisados foram divididos em 4 períodos. Estes eventos foram registrados com os 4 planos do EASCAMP em aquisição.

Dependendo do tipo de análise os dados sofreram várias seleções e filtragens. A primeira análise foi a procura do índice da radiação secundária como efeito da propagação na atmosfera. Todos os eventos de múons isolados reconstruídos foram usados neste caso, sem nenhuma seleção.

Já para a segunda análise, o estudo da assimetria Leste-Oeste os dados usados foram selecionados e filtrados devido ao ruído eletrônico. Visto que esta análise procura uma assimetria na distribuição azimutal dos múons, efeitos assimétricos espúrios devido a geometria do EASCAMP foram excluídos. Foram utilizados somente traços contidos num cilindro interno ao detector.

No estudo da correlação negativa entre a intensidade dos múons observados e a pressão barométrica medida no nível de observação, usamos os dados de 16 dias do último ano, porque esta análise necessita de continuidade na aquisição. As medidas de pressão do EASCAMP começaram no final do ano 99. Somente uma seleção devida ao ruído eletrônico foi aplicada neste caso.

Na procura da anisotropia solar usamos um método que utiliza as diferenças entre as contagens dos múons incidentes em direções opostas para eliminar os efeitos atmosféricos e instrumentais que agem em modo igual em todas as direções. Achamos valores de anisotropia solar nas diferenças Norte menos Sul e também nas diferenças Oeste menos Leste. Os dois valores concordam dentro dos erros devido a baixa estatística. Nesta última análise os dados usados sofrerem uma seleção mais rigorosa, porque além dos efeitos assimétricos da geometria eliminamos todos os dias incompletos, porque as ondas solares são calculadas através dos desvios das freqüências horárias dos múons em relação a média de cada dia. Os desvios são depois somados para todos os dias achando-se assim a onda solar média dos 3 anos.

Todos os resultados achados foram comparados e discutidos. Eles concordam entre os erros com a literatura e outros experimentos.

5.1 Pré-análise

Os dados não tem continuidade e uniformidade. Na Figura 1 mostramos o andamento da freqüência horária dos eventos dos dados brutos. O período de aquisição vai de agosto 98 até junho 2000.

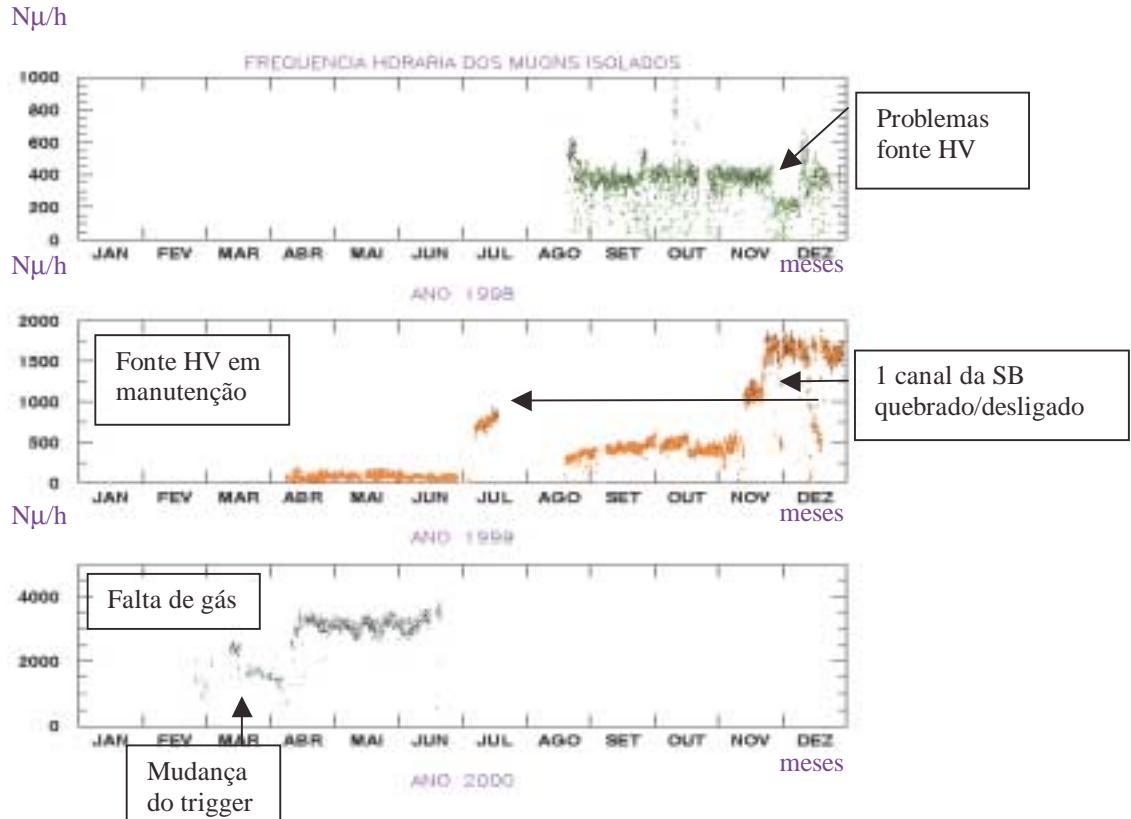


Figura 1: Freqüência horária dos eventos de múons isolados reconstruídos em relação ao tempo para o período total de aquisição.

O ano de 1998 foi caracterizado por flutuações e interrupções na aquisição de dados. Vamos analisar as possíveis razões disso. Em primeiro lugar os eventos apresentam muito ruído: foi realizada uma revisão geral nas conexões de terra e trocados todos os cartões defeituosos. As faltas de dados tem origem em vários problemas de informática como: falta de transferência dos dados da máquina “Leptons” para a máquina “Leptons2”, que causou perda dos arquivos devido ao disco cheio na “Leptons” (para maiores detalhes veja o capítulo 4); as vezes falhou a reinicialização da aquisição por falta da programação do horário de transferência dos dados, falta do nome dos arquivos ou carregamento errado da unidade lógica.

Na Figura 1 os picos e os pontos espalhados do primeiro ano podem ser explicados em parte devido ao fluxo de gás, que oscilou de valores de 0,6 l/h até 0,9 l/h e em parte a problemas da fonte de alta tensão. Reparamos que alguns canais da fonte caiam quando a aquisição era reinicializada. Para o bom funcionamento das câmaras e portanto do detector, os dois parâmetros fundamentais são: a estabilidade da fonte de alta tensão e a uniformidade da mistura e fluxo do gás. Além disso trocamos neste ano o ADC porque este apresentou ruído em canais não usados. O período de dados selecionado para análise neste ano foi: I° 98082119.0-98122822.2.

Na primeira parte do ano 1999 faltam dados porque um canal da *Splitter Board* estava em manutenção. No mês de julho também um outro componente da *Splitter Board* quebrou deixando a aquisição operante com somente 3 planos. A situação voltou ao normal só na metade de agosto e durou até novembro, quando um outro canal da *Splitter Board* queimou. Os componentes para manutenção da *Splitter Board* foram logo importados mas mesmo assim não impediu uma não uniformidade dos dados.

Considerando os dados adquiridos com os 4 planos ligados foram selecionados dois períodos de dados para o ano de 1999: IIº 99040918.0-99070509.0, IIIº 99082007.0-99111212.0.

No começo do ano 2000 a configuração do trigger sofreu várias modificações com o objetivo de melhorar a aquisição. Por isso até metade de abril os dados não são uniformes. Para maiores detalhes ver o capítulo sobre o EASCAMP. O período considerado para a análise neste ano é: IVº 00041416.0-00062117.1. Além disso o começo do ano é caracterizado pela falta de dados porque os cilindros de gás demoraram para chegar. Em junho com o término do gás a aquisição foi concluída.

Em geral ocorreu um contínuo controle e manutenção de toda a eletrônica do aparato, em particular dos cartões e das câmaras. O funcionamento da aquisição foi acompanhado através dos histogramas dos canais. Muitas vezes uma forte chuva provocava queda da energia elétrica e parada do sistema. Era necessário um operador ligar os aparelhos e reiniciar o programa de aquisição. Este problema muito freqüente é responsável pela descontinuidade dos dados por algumas horas até alguns dias.

Enfim o número total de múons isolados reconstruídos com os 4 planos do EASCAMP e filtrados pelo ruído da eletrônica é $N_{\mu}=5,6 \cdot 10^6$. Eles estão distribuídos nos 4 períodos assim:

- I. (98): $N_m = 0,98 \cdot 10^6$ com $N_{tr} = 2,1 \cdot 10^6$ e $v_h = 340 \text{m/h}$
- II. (99): $N_m = 0,5 \cdot 10^6$ com $N_{tr} = 1,6 \cdot 10^6$ e $v_h = 84 \text{m/h}$
- III. (99): $N_m = 0,6 \cdot 10^6$ com $N_{tr} = 1,7 \cdot 10^6$ e $v_h = 438 \text{m/h}$
- IV. (00): $N_m = 3,5 \cdot 10^6$ com $N_{tr} = 13 \cdot 10^6$ e $v_h = 2638 \text{m/h}$

onde: N_m é o número total de múons isolados reconstruídos; N_{tr} o número de *triggers* usados na reconstrução e v_h a média da freqüência horária para cada período. Os eventos de múons isolados reconstruídos representam respetivamente 46%, 31%, 35% e 27% em relação ao número total de triggers. Estes valores são baixos por causa do ruído e da baixa eficiência das câmaras *streamer*.

5.2 Os múons múltiplos

Fizemos um estudo dos eventos de multi-múons. A diferença angular $\Delta\alpha$ entre a direção de cada muon e a direção primária, ou seja, a direção média do *bundle*, tem uma distribuição assimétrica com uma longa cauda [1].

A distribuição angular da componente muônica depende do ângulo no decaimento dos píons ou káons, da difusão múltipla na atmosfera e enfim do desvio geomagnético. As distribuições angulares dos muons são mais estreitas do que as dos elétrons e dependem da distância radial R ao eixo do chuveiro. Considerando $0 < R < 100$ m, observamos partículas com um desvio angular de até 6 graus, mas a maioria tem um ângulo radial $< 4^\circ$.

Considerando a forma retangular e as dimensões do EASCAMP esperamos uma diferença angular $\Delta\alpha \sim 2^\circ$ na reconstrução de eventos de muons duplos [1]. Na Figura 2 há uma reconstrução nas duas projeções, de um evento com dois muons. Este valor do desvio angular é confirmado por um trabalho de simulação feito com o detector central chuveiro [2], que revela um $\Delta\alpha < 2^\circ$ para muons com $R < 90$ m e até 4° para $R < 100$ m.

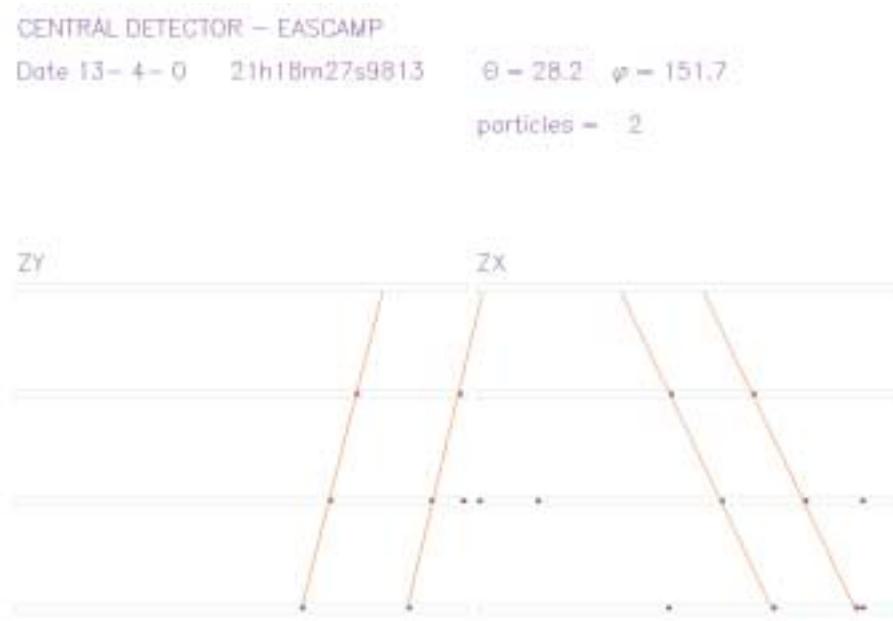


Figura 2: Reconstrução de um evento contendo dois muons.

Fizemos um estudo com um conjunto de dados (16/9/99-15/10/99) para verificar se o EASCAMP consegue observar eventos de muons múltiplos. Analisamos muons duplos considerando como tais os eventos que apresentam dois traços em cada projeção.

No código de *tracking* variamos o valor do ângulo que define o paralelismo entre os dois traços. Esperamos que o histograma dos eventos de múons duplos em função deste ângulo mostre um patamar em correspondência do $\Delta\alpha$ teórico se o experimento observa realmente este tipo de eventos. Isto não aconteceu provavelmente devido (Figura 3) a presença de ruído e a baixa eficiência das câmaras. Para um ângulo máximo de 2 graus a freqüência é de $\sim 2,7 \times 10^{-3} \mu/\text{sec}$ ou seja $9,7 \mu/\text{h}$. Uma estatística muito baixa que não permite o estudo da modulação diurna atmosférica e solar. Concluímos que com a estatística disponível no momento não é possível um estudo de eventos múltiplos.

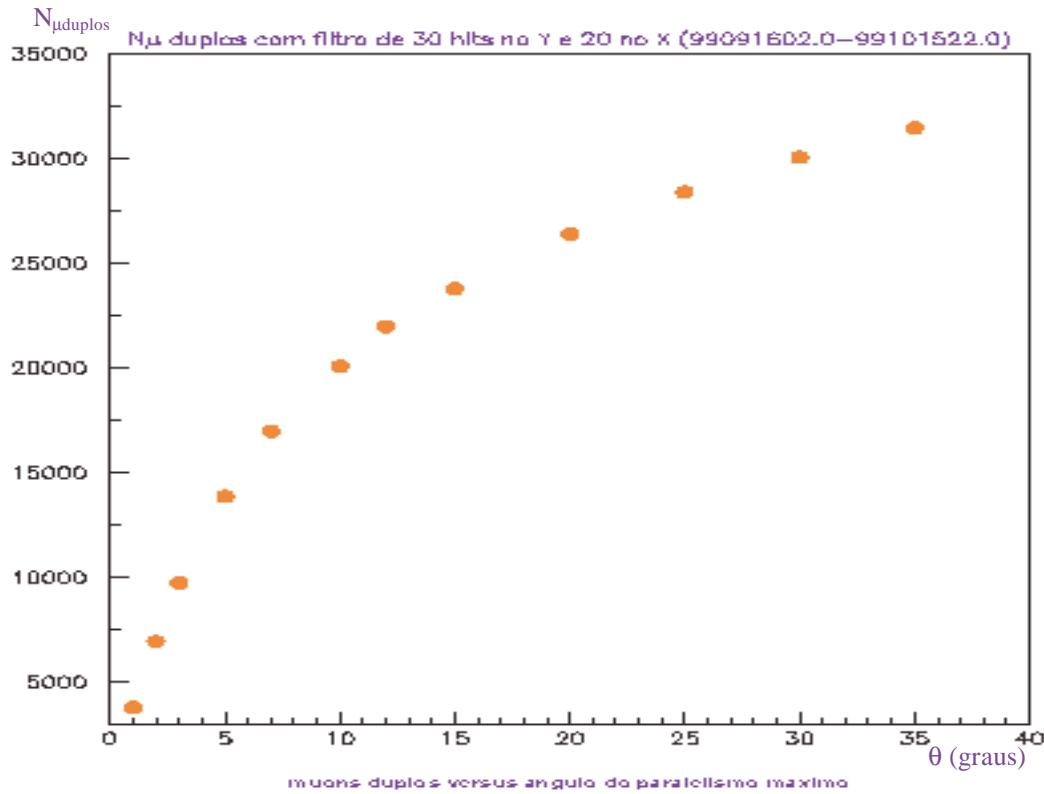


Figura 3: Histograma dos eventos de múons duplos variando o ângulo de paralelismo.

5.3 A distribuição zenital

Mostramos na Figura 4 a distribuição experimental do ângulo zenital de todos os múons isolados registrados com o EASCAMP ($N_{\mu}=9,4 \times 10^6$). Nenhuma seleção foi aplicada aos dados para não reduzir a estatística. Notamos que o máximo do histograma ocorre para

o ângulo zenital de 23° . O valor médio de teta é $\sim 27^\circ$ devido a cauda da distribuição produzida por múons inclinados.

Por reconstrução geométrica a máxima inclinação dos traços consentida pelo aparato constituído da 4 planos é $61,6^\circ$, enquanto aquela permitida pelo telescópio com somente 3 planos aumenta para $69,6^\circ$.

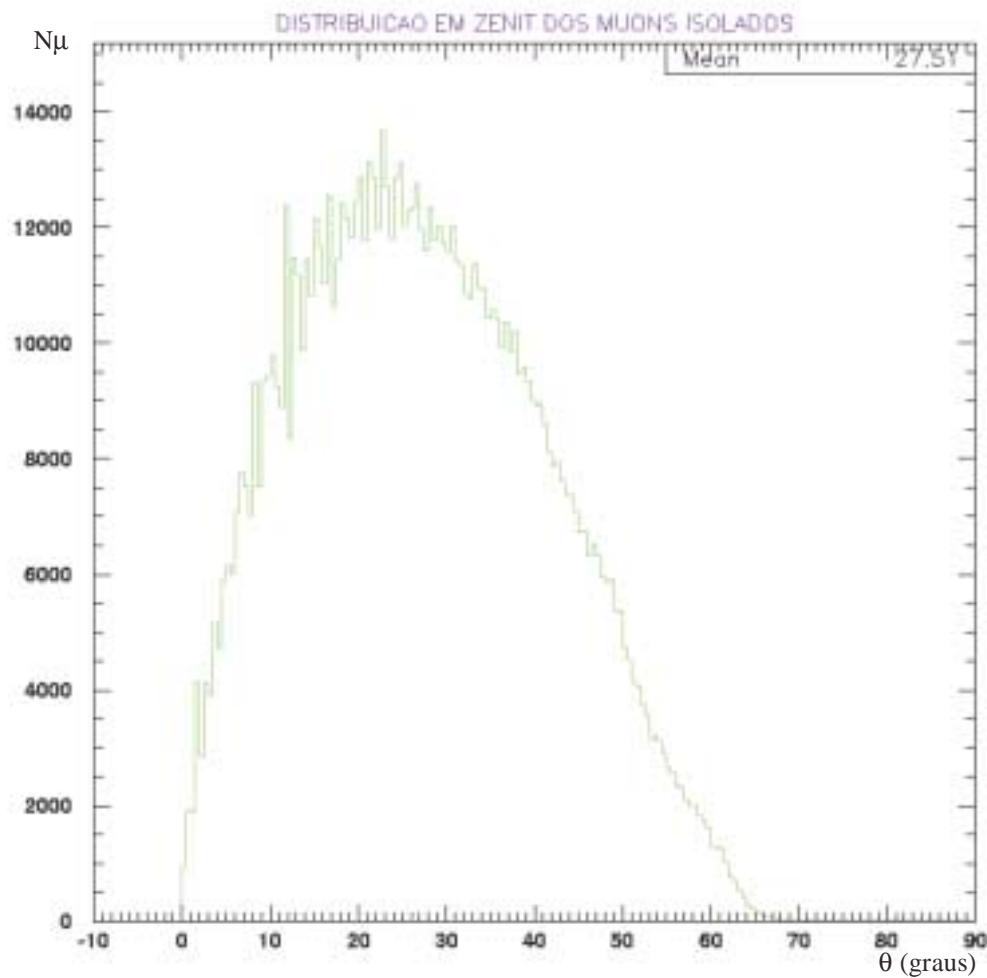


Figura4:Histograma da distribuição em ângulo zenital dos muons isolados.

A intensidade dos muons atmosféricos depende do ângulo zenital e tem a seguinte relação: $I(\theta) = I(0)\cos^n \theta$, onde n é conhecido como índice da radiação e $I(0)$ é a intensidade vertical.

Definimos a sensibilidade de um telescópio numa certa direção como o produto da área transversal efetiva do telescópio pela intensidade da radiação incidente nesta direção

[3]. Esta última é medida em unidade arbitrária, em geral partículas por área unitária, por ângulo sólido e por unidade de tempo. Distinguimos a sensibilidade geométrica GS (*geometrical sensibility*) e a sensibilidade da radiação RS (*radiation sensibility*).

A primeira é calculada supondo uma radiação de intensidade uniforme em todas as direções. Portanto esta depende somente da geometria e da direção do telescópio. A segunda é obtida considerando a dependência com o ângulo zenital da radiação incidente. A comparação desta última com os dados experimentais permite calcular o índice n da radiação. A sensibilidade da radiação RS é correlacionada à sensibilidade geométrica GS pela seguinte relação: $SR(\theta) = SG(\theta) \cdot \cos^n \theta$.

5.3.1 Estimativa do índice da radiação

Calculamos a sensibilidade geométrica SG usando o método de Parsons [3]. Consideramos um feixe de radiação, incidente com um ângulo zenital θ em relação ao eixo do telescópio, ou seja, a vertical, e com um ângulo azimutal α , medido no plano horizontal, com $\alpha=0$ paralelo a um dos lados do aparato. No caso do EASCAMP, a área transversal efetiva do telescópio, normal ao feixe, é dada pela função de resposta direcional para um telescópio retangular [4]:

$D(\alpha, \theta) = \cos \theta (X - |Z \tan \theta \cos \alpha|)(Y - |Z \tan \theta \sin \alpha|)$, onde (α, θ) define a direção do feixe e X, Y e Z são as dimensões do aparato.

Consideramos, ainda, um cone centrado no eixo do telescópio, de raio unitário e de região anelar $(\theta, \theta+d\theta)$. Uma seção elementar $(\alpha, \alpha+d\alpha)$ desta região tem área dada por $d\theta \sin \theta d\alpha$. Então, a sensibilidade geométrica do telescópio, relativamente à radiação que chega no interior do cone elementar, é : $SG(\alpha, \theta)d\alpha d\theta = D(\alpha, \theta) \sin \theta d\theta d\alpha$.

A sensibilidade geométrica total do EASCAMP para radiação com inclinação θ é obtida por integração na variável α [3]: $GS_\theta = \int_0^{\pi/2} D \sin \theta d\alpha$, para todas as partículas incidentes no aparato. Resolvendo o integral podemos obter uma expressão para a sensibilidade geométrica do EASCAMP.

Considerando a distribuição zenithal acima calculamos a sensibilidade geométrica considerando a altura dada somente por 3 planos (Figura 5). Isto é justificável pelo fato que a maioria dos traços atravessam somente 3 planos. Neste caso o ângulo zenital correspondente ao máximo do histograma foi de 24° , enquanto a altura é calculada em unidade arbitrária. Os eventos foram simulados usando-se uma distribuição isotrópica.

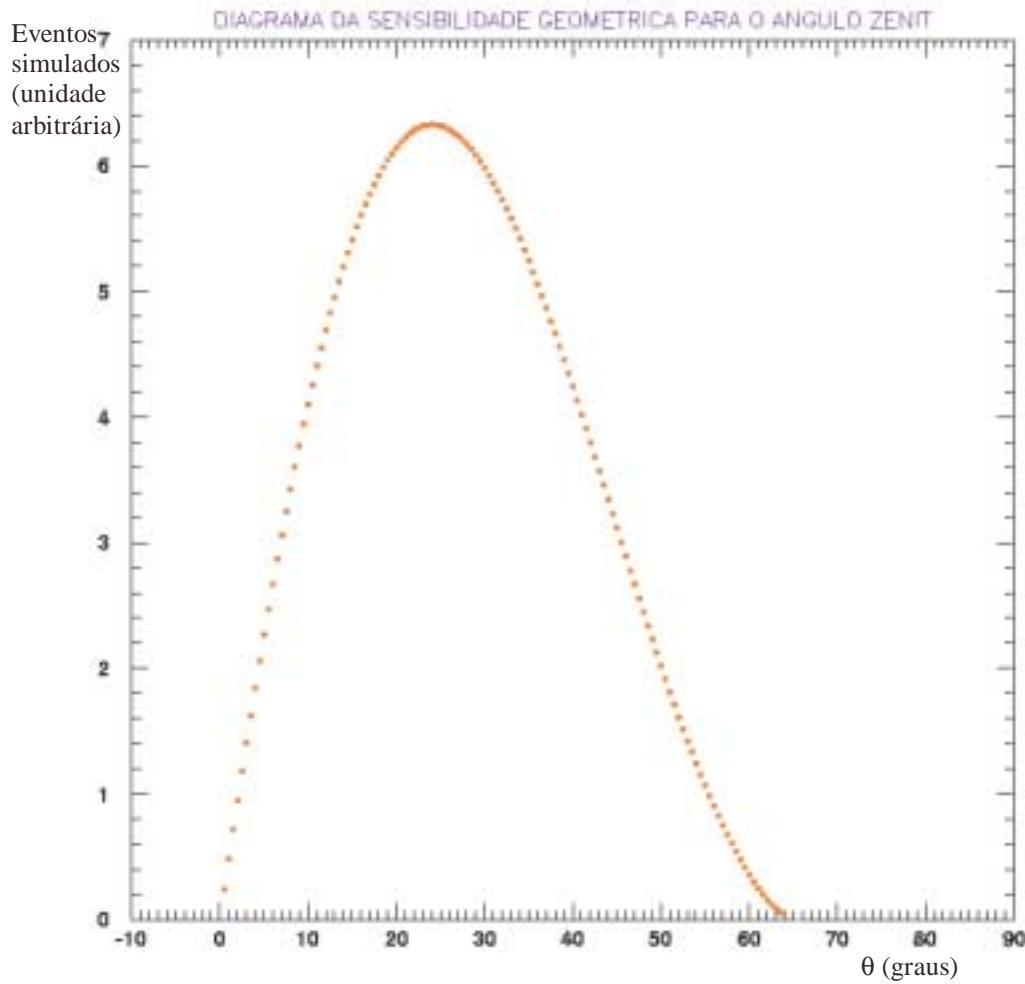


Figura 5: Sensibilidade geométrica do EASCAMP.

Selecionamos os mûons com $\theta < 50^\circ$, limitando o intervalo energético dos primários e a inclinação dos mûons. Com isso superamos o problema dos traços muito inclinados. Comparamos os dados experimentais com a função da sensibilidade da radiação obtendo através do ajuste o melhor valor para o índice n da radiação (Figura 6). Usamos o método dos mínimos quadrados deixando livre dois parâmetros do histograma: a altura e o exponente n . Obtemos um índice $n = 1,7 \pm 0,1$ com um valor do χ^2 reduzido para v graus de liberdade de $\chi^2_v = 0,99$. A probabilidade que $v+2$ pontos, tomados casualmente da distribuição suposta, fornecem um valor de χ^2 igual ou maior ao valor observado, é 50%. Esta estimativa do n concorda com outros resultados experimentais e com a teoria (veja capítulo 2).

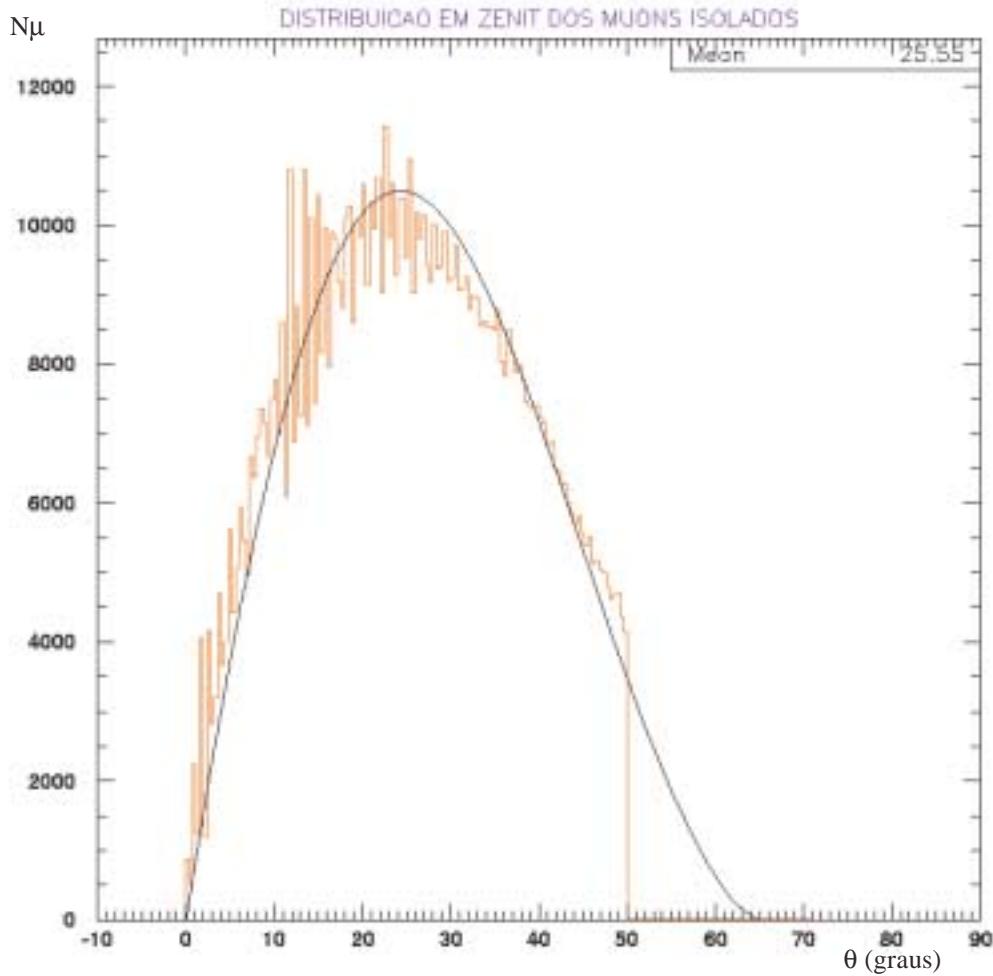


Figura 6: Ajuste da distribuição zenithal com a função de sensibilidade da radiação.

5.4 Seleção dos dados

Uma técnica combinada de redução e filtragem de dados foi aplicada antes de executar a análise para minimizar a influência do ruído da eletrônica e obter as melhores estimativas.

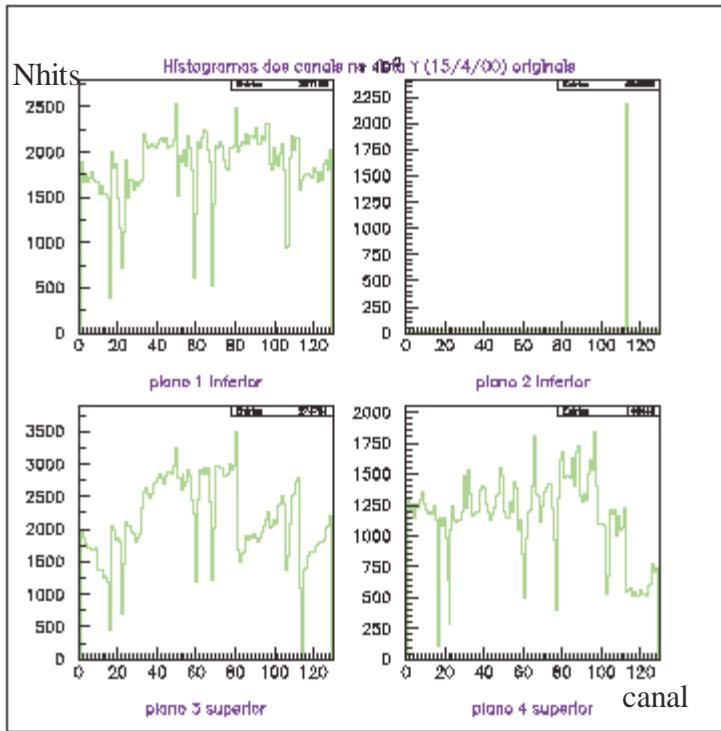


Figura 7: Histogramas dos canais da eletrônica dos 4 planos na projeção Y.

Consideramos somente os mûons isolados reconstruídos nos 4 períodos definidos anteriormente para trabalhar com as mesmas condições de aquisição (4 planos). As distribuições destes eventos apresentam alguns picos de ruído eletrônico e por isso desenvolvemos um programa em Fortran que inibe via software estes picos. Nos histogramas de controle dos canais da eletrônica foram identificados canais com problemas que foram consertados. Na Figura 7 é visível, como exemplo, o pico de um canal do segundo plano inferior na projeção Y (strips) “estourando”. Os dados usados para criar estes histogramas foram adquiridos no dia 15 de Abril do ano 2000.

Na Figura 8 mostramos os histogramas após a filtragem dos dados utilizados na reconstrução dos traços. Estamos reconstruindo eventos de mûons sem ruído eletrônico.

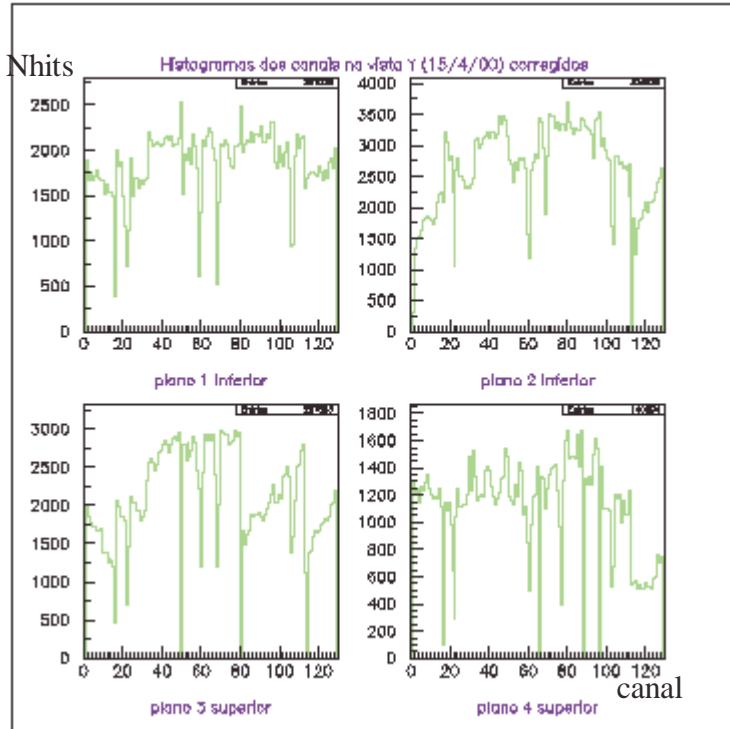


Figura 8: Histogramas dos canais da eletrônica depois da seleção.

5.5 A distribuição azimutal

Examinamos a distribuição do ângulo azimutal aos eventos de múons isolados reconstruídos no sistema de referência local (Figura 9). Este sistema tem os eixos orientados ao longo dos lados do detector segundo a fotografia mostrada no capítulo anterior.

A distribuição tem 4 picos em correspondência dos quatro ângulos retos do aparato devido a uma limitação do código de reconstrução [5]. Trata-se de uma limitação de origem geométrica na reconstrução tridimensional da direção das retas. No caso de traços contidos nos planos dos lados do detector, o código de *tracking* calcula um ângulo θ_X (θ_Y) quase nulo na reconstrução da projeção da reta, a 9 projeções ZX e ZY). Estes ângulos utilizados pela subrotina de direção produz os picos na distribuição azimutal.

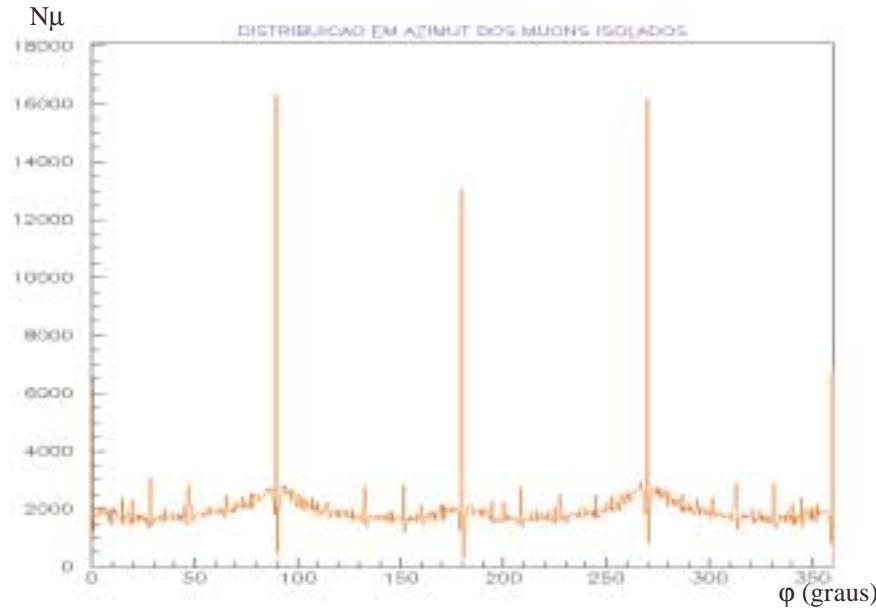


Figura 9: Distribuição do ângulo azimutal dos eventos de múons isolados.

Na Figura 10 podemos observar um trecho do código de reconstrução escrito em linguagem Fortran. Os ângulos θ_X θ_Y são definidos pelas variáveis DEPX e DEPY. Valores quase nulos deles anulam os segmentos DX e DY dando origem aos picos no ângulo azimutal φ . Na distribuição dos múons no ângulo zenithal não há picos. Disto deduzimos que os picos na distribuição azimutal são devido principalmente a retas paralelas aos lados do detector e não a retas verticais com os dois ângulos quase nulos.

```

C      SUBROTINA DE DIRECAO
SUBROUTINE DIREC(NY,NX,K,J,NPL,DEPY,DEPX,
& TETA,FI)
REAL Z(4),TETA,FI,YS,YI,XS,XI
INTEGER K(4),J(4)
COMMON /TR/Z,PI,PI2,AJ,DZ,ICE
AY=TAND(DEPY)
AX=TAND(DEPX)
YS=AY*Z(1)
YI=AY*Z(NPL)
XS=AX*Z(1)
XI=AX*Z(NPL)
DX=XS-XI
DY=YS-YI
DZ=Z(1)-Z(NPL)
R=SQRT(DX*DX+DY*DY)

```

```

IF (ICE.LT.5000) AL=-1
IF (ICE.GE.5000) AL=1
IF(DX.EQ.0.) DX=AL*(1E-10)
FI=ATAN(DY/DX)
IF(DX.LT.0.) THEN
  FI=FI+PI
ELSE
  IF(DY.LE.0.) FI=FI+PI2
  IF(DY.EQ.0.) FI=0.
END IF
TETA=(ATAN(R/DZ))*AJ
FI=FI*AJ
RETURN
END

```

Figura 10: Trecho do código de reconstrução dos dados: particular da subrotina de direção.

Resolvemos este problema de reconstrução eliminando as projeções das retas (em ZX e ZY) com ângulo vertical nulo. Na Figura 11 mostramos a distribuição azimutal obtida usando todos os mûons reconstruídos nos 3 anos de aquisição após o filtro. Os 4 picos sumiram, diminuindo com isso o número de traços reconstruídos de ~1%.

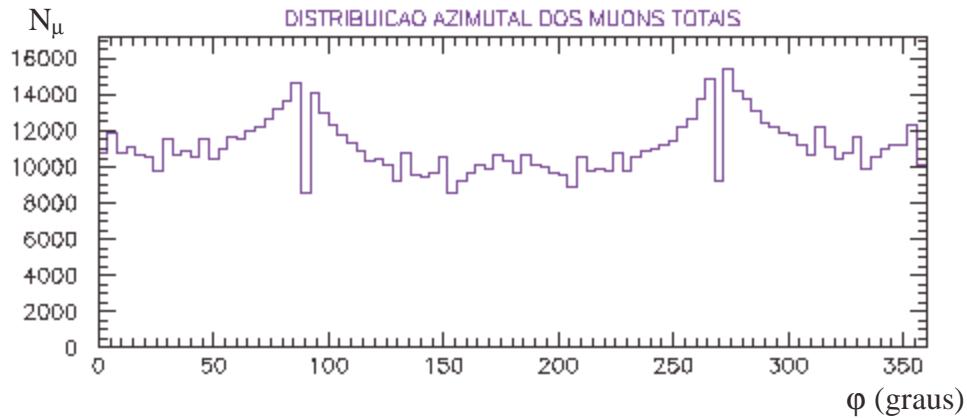


Figura 11: Distribuição do ângulo azimutal dos eventos selecionados de mûons corrigidos dos 4 períodos.

Outra característica evidente na distribuição é o aumento de eventos na proximidade dos mesmos 4 ângulos retos. Este efeito, chamado “efeito pontas” [5], deriva diretamente da forma retangular do detector. As pontas são os ângulos dos planos que apresentam maior exposição aos raios cósmicos. Para eliminar este efeito assimétrico foram utilizados

somente traços contidos num cilindro circular reto de raio igual ao menor lado dos planos, altura igual à do detector central e base no centro do plano inferior do EASCAMP. Na Figura 12 mostramos a distribuição azimutal obtida com os mísions que passam pela base e pela tampa do cilindro. Chamamos estes eventos de mísions simétricos. Com esta seleção a estatística foi reduzida para $\sim 55\%$. O detector assume assim uma simetria circular, ideal para analisar a assimetria Leste-Oeste e a anisotropia solar. De fato estamos eliminando qualquer assimetria devido a geometria retangular do experimento.

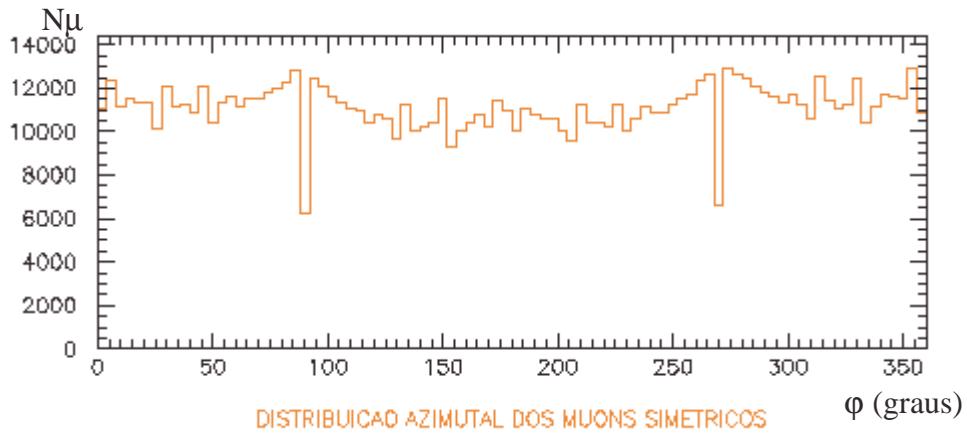


Figura 12: Distribuição do ângulo azimutal dos eventos selecionados de mísions simétricos dos 4 períodos.

5.5.1 A assimetria Leste-Oeste

Vamos agora investigar a existência de uma assimetria azimutal na distribuição dos mísions, como consequência direta da assimetria Leste-Oeste observada na radiação primária. Analisamos os dados filtrados e selecionados para a “forma” cilíndrica do EASCAMP.

Em primeiro lugar usamos o sistema de coordenadas geomagnética que defasa a distribuição azimutal de um determinado ângulo em relação ao Norte magnético. Um estudo específico desta relação foi realizado por Biral [6]. O método de análise e apresentação dos dados refere-se a vários trabalhos, veja por exemplo [7],[8].

Usamos mísions dos 4 períodos selecionados. Foram utilizados eventos com ângulo zenital de $5^\circ < \theta < 45^\circ$, retirando da análise eventos com grande erro no ângulo azimutal e limitando o intervalo energético. No total foram usados $3 \times 10^6 \mu$ mísions simétricos.

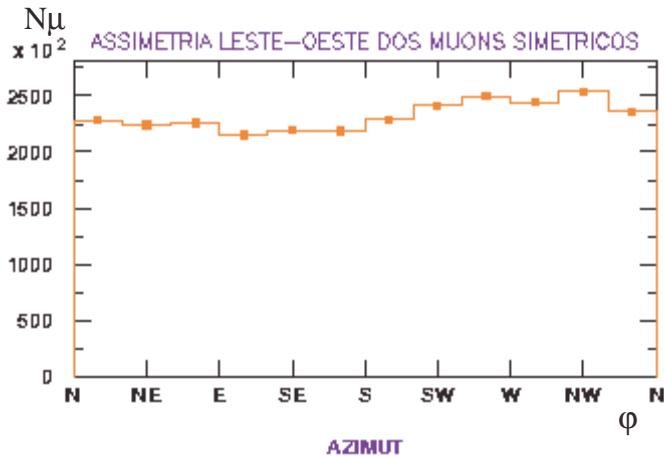


Figura 13: Distribuição do ângulo azimutal dos muons simétricos no sistema geomagnético.

Na Figura 13 é mostrado o resultado da análise. É evidente a falta de eventos na direção Leste como esperado. Os erros estatísticos são incluídos mas muito pequenos para aparecer. A assimetria azimutal Oeste-Leste é representada pela razão $\frac{N\mu_{OESTE} - N\mu_{LESTE}}{N\mu_{OESTE} + N\mu_{LESTE}} \cdot 2 = (8,91 \pm 0,04)\%$. Este valor concorda com a literatura e outros resultados experimentais (veja capítulo 2).

5.6 O efeito barométrico

Para este tipo de análise é necessário continuidade de dados. Por isso escolhemos 16 dias de aquisição contínua do ano 2000 (29/4/00-14/5/00), caracterizado pela melhor performance do experimento e alta freqüência de trigger. Na Figura 14 apresentamos as variações da freqüência horária da intensidade dos muons e da pressão atmosférica medida no laboratório. Os dados pertencem ao dia 29/4/00. É evidente a correlação negativa entre freqüência e pressão: onde há máximos de intensidade estão presentes mínimos de valores de pressão.

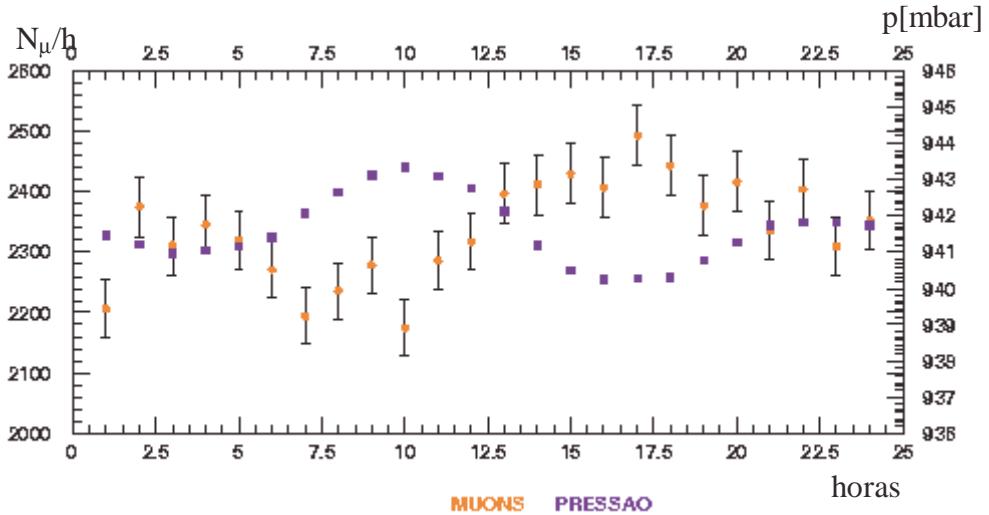


Figura 14: Onda diurna da freqüência horária dos múons (vermelho) e da pressão barométrica (azul).

A pressão atmosférica apresenta um período de 12 horas (tempo solar local) com o máximo principal em torno de 10 horas e o secundário em 22 horas; os mínimos ocorrem em 4 e 16 horas LT. Essas ondas de pressão estão relacionadas com as marés lunares e com a diferença de radiação térmica recebida do Sol entre o dia e a noite [9]. A pressão e a temperatura não são variáveis independentes, a posição dos máximos, bem como a diferença nos períodos, é explicada quando juntamos os dois efeitos. Optamos por tratá-los independentemente para poder usar uma regressão linear simples, apesar de ser apenas uma aproximação.

Na Figura 15 adotamos os valores da pressão com o sinal negativo para uma melhor apresentação e mostramos como exemplo os primeiros 8 dias de dados usados nesta análise. Consideramos a seguinte relação linear entre intensidade e pressão: $\Delta I/I_0 = \beta \Delta p$, onde $\Delta I = I_i - I_o$ com I_i sendo o valor da freqüência horária dos múons e I_o a média da mesma freqüência calculada no dia, sendo β o coeficiente barométrico total, definido no capítulo 3, e $\Delta p = p_i - p_o$ a variação da pressão definida de maneira análoga a definição da variação da intensidade.

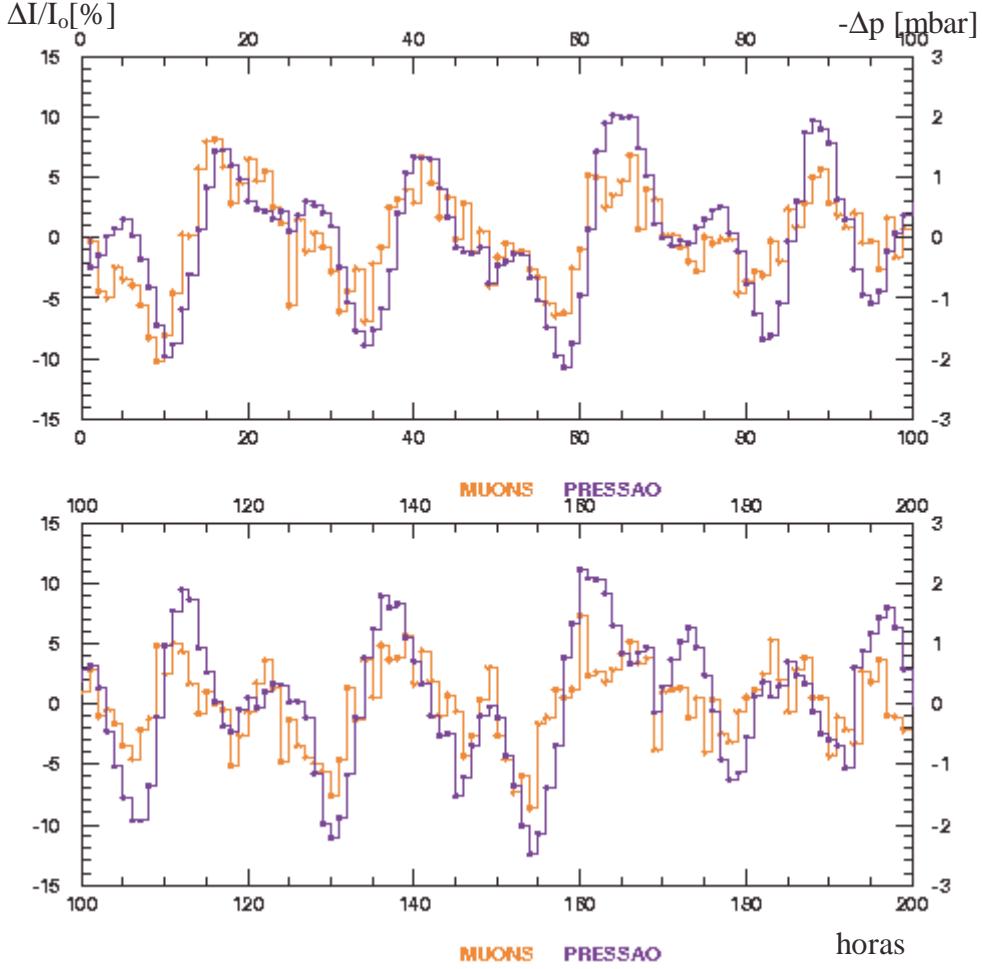


Figura 15: Variações de intensidade e de pressão no laboratório em função do tempo (pressão com sinal invertido para melhor comparação).

Fizemos um ajuste usando o método dos mínimos quadrados. Usamos no ajuste a seguinte relação de uma reta genérica: $y=Ax+B$. O resultado do ajuste é: $A=2,38\pm 0,06$, com B desprezível. O coeficiente barométrico resulta então ser: $\beta=-(2,38\pm 0,06)\%/\text{mbar}$. Na Figura 16 é mostrado o resultado do ajuste. Este valor encontrado é muito maior do que os resultados existentes na literatura. Foram realizados diversos testes para verificar um eventual erro nos cálculos, entretanto não foram encontrados erros. A variação da pressão foi confrontada com outras medidas e o seu resultado é correto [10]. Uma possível explicação para a elevada variação da intensidade pode ser devido a variação da eficiência de contagem das câmaras streamer em função da variação da pressão interna dos detectores [11]. A medida da variação da intensidade será refeita utilizando cintiladores plásticos que não sofrem este tipo de influência.

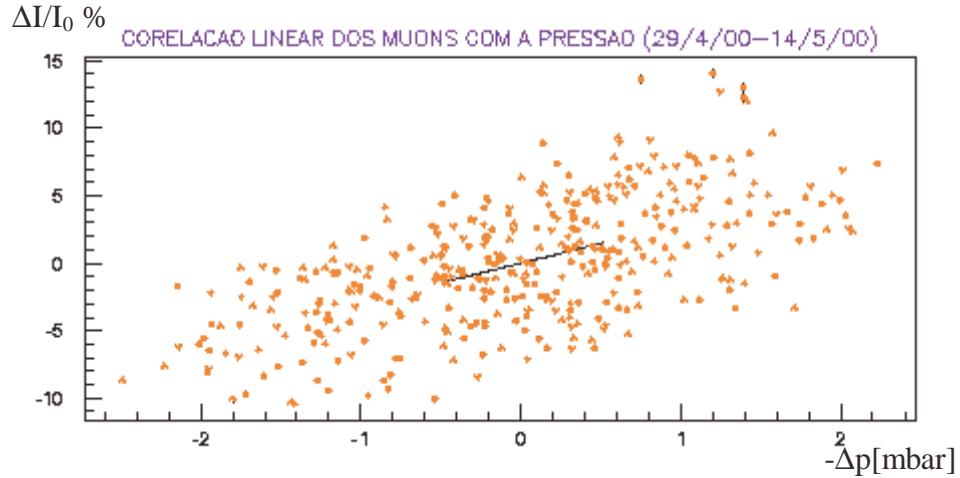


Figura 16: Ajuste da correlação entre a variação da intensidade e a variação da pressão (multiplicada por -1).

5.7 Anisotropia diurna solar

Assumimos que a variação diurna observada contém os três seguintes termos:

$$DV(\text{obs}) = DV(C-G) + DV(\text{aniso}) + DV(\text{atm}),$$

onde DV (*Diurnal Variation*) está para variação diurna, enquanto os termos representam respetivamente a variação observada, aquela devida ao efeito Compton-Getting, à anisotropia diurna solar de origem extra-atmosférica e enfim aos efeitos atmosféricos.

Usualmente a análise de anisotropia é realizada através do ajuste da onda senoidal-análise harmônica – à taxa de eventos em tempo solar ou sideral, sendo o resultado final a fase e a amplitude da harmônica ajustada.

Normalmente a amplitude é escrita em porcentagem do fluxo isotrópico. Na prática mede-se a seguinte expressão:

$$A = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \text{ onde } I_{\max} \text{ e } I_{\min} \text{ indicam as intensidades máxima e mínima das partículas.}$$

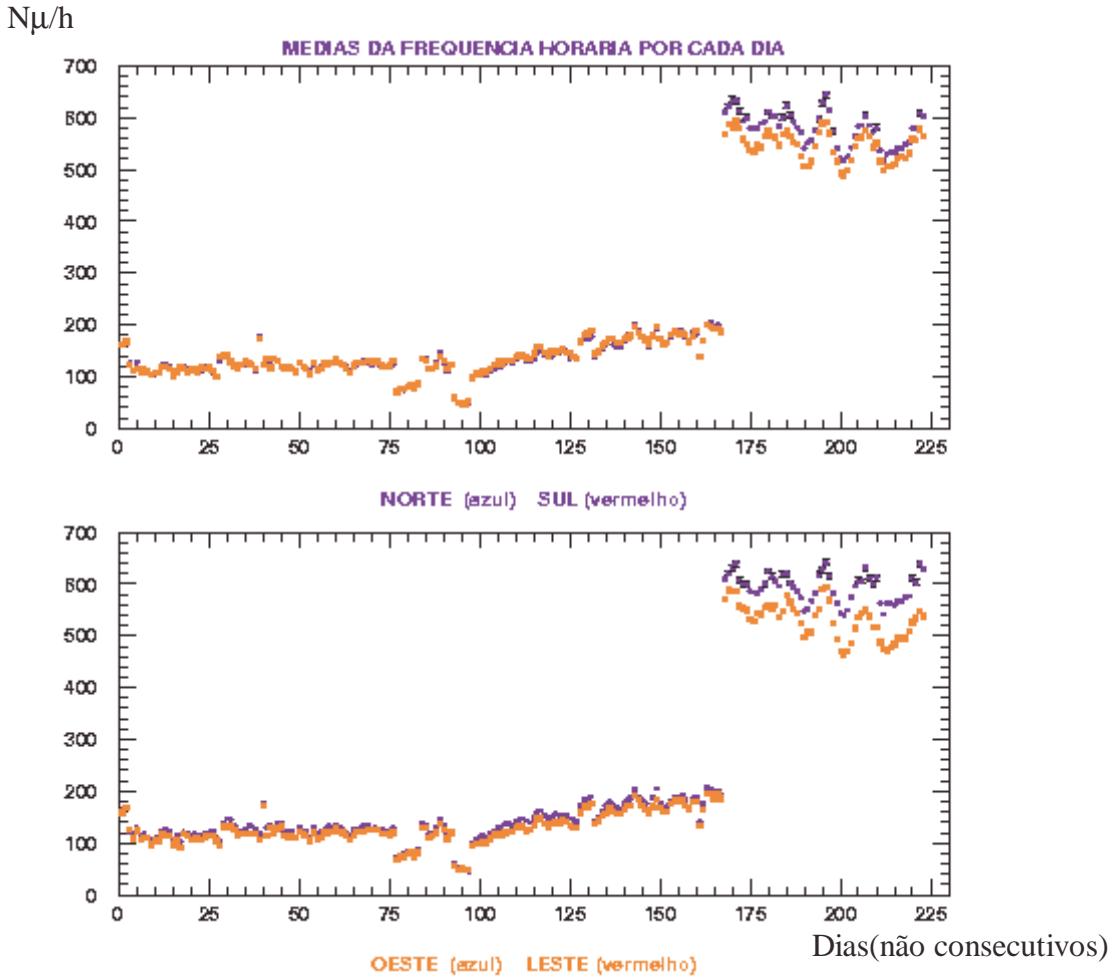


Figura 17: Comportamento da freqüência horária dos mūons nas diferentes direções.

A anisotropia solar é a mais intensa, sendo portanto a mais evidente (veja capítulo 2). O efeito Compton-Getting é pequeno e no nosso caso será desprezado. Para eliminar os efeitos atmosféricos e também os efeitos instrumentais usamos um método direto de correção que faz uso de dois telescópios posicionados em direções opostas: podem ser Norte e Sul ou Leste e Oeste [12]. Analisando a diferença da intensidade observada nas duas direções eliminamos os efeitos atmosféricos porque os dois fluxos de partículas atravessam a mesma atmosfera e sofrem portanto o mesmo efeito atmosférico. Os efeitos instrumentais também influenciam as contagens dos dois telescópios em modo igual. Maiores detalhes deste método encontram-se na ref. [13].

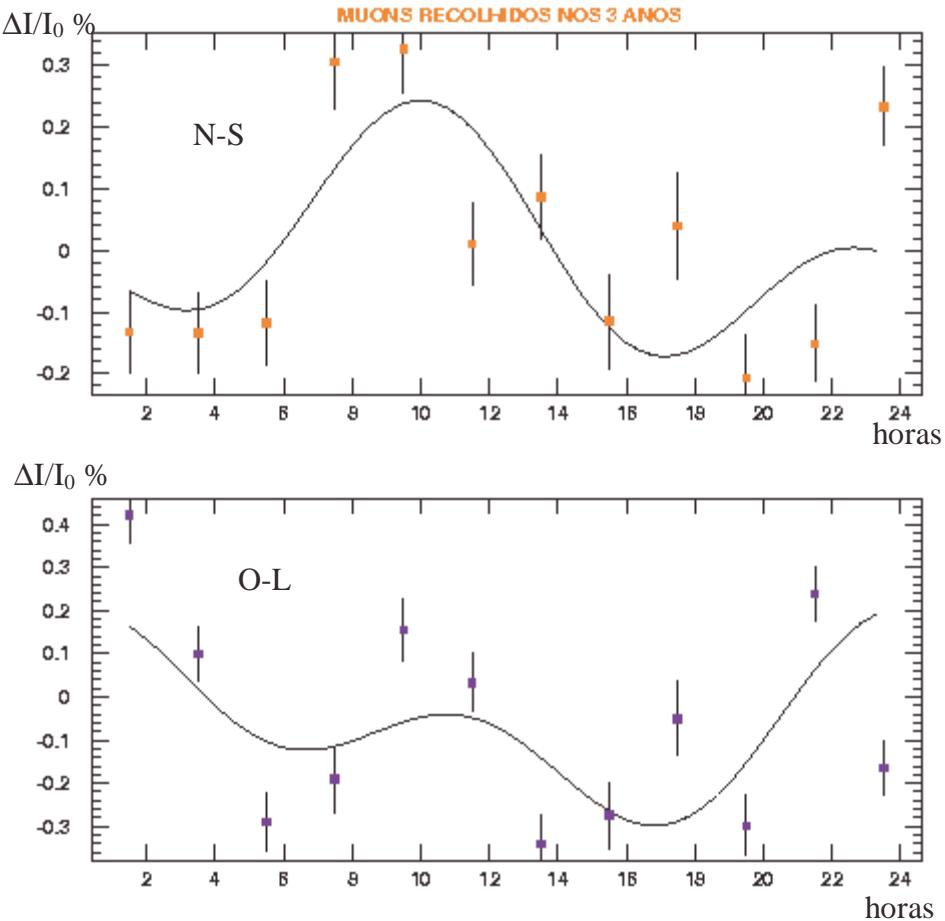


Figura 18: Anisotropia diurna solar obtida como diferença da intensidade Norte menos Sul (superior) e Oeste menos Leste (inferior).

As freqüências horárias dos mísions nas diferentes direções são calculadas como desvios da freqüência média para cada dia. Por isso uma nova seleção foi necessária além daquela de considerar somente os mísions simétricos dos 4 períodos. Necessitamos de continuidade de dados e para não diminuir a estatística consideramos uma hora completa como constituída de pelo menos 40 minutos e um dia de pelo menos 20 horas. Com estas restrições sobram 223 dias úteis dos 4 períodos para análise.

Os mísions considerados são os mesmos usados na análise da assimetria Oeste-Leste e com $\theta > 3^\circ$ sobraram $N\mu = 2,91 \times 10^6 \mu$. Aqueles que chegam da direção Norte são: $N\mu_N = 1,48 \times 10^6$, enquanto aqueles para direção Sul são $N\mu_S = 1,43 \times 10^6$. A mesma comparação é feita para as direções Oeste e Leste com os seguintes resultados: $N\mu_O = 1,52 \times 10^6$ e $N\mu_L = 1,39 \times 10^6$. Na Figura 17 mostramos os dados selecionados. Os eventos analisados são dos 4 períodos (não contínuos). Da figura verificamos que existe a assimetria devido à anisotropia dos raios cósmicos primários, porque todos os outros possíveis efeitos assimétricos foram excluídos, como os efeitos atmosféricos, instrumentais e geométricos.

Somando as diferenças da intensidade dos mísseis para opositas direções para cada hora, obtemos a onda média solar apresentada na Figura 18. A variação diurna obtida neste modo é a anisotropia solar. A comparação das diferenças de intensidade Norte - Sul com Oeste - Leste mostra uma diferença nos tempos dos máximos. Isto é, devido ao desvio geomagnético que depende da direção de observação.

O ajuste com o método dos mínimos quadrados é o mesmo usado para a assimetria Oeste-Leste. A equação usada é: $y=A\cos(15x/\text{rad}-\alpha_1)+B\cos(30x/\text{rad}-\alpha_2)+C$, onde A representa a amplitude da anisotropia solar da primeira harmônica com período de 24 horas, B a amplitude da segunda harmônica de 12 horas de tempo solar local, os valores de alfa são as fases e C o possível desvio da média. Os resultados são: para Norte - Sul : $A=(0,13\pm0,03)\%$ e Oeste - Leste $A=(0,15\pm0,03)\%$. Os erros são principalmente devido a baixa estatística, mas apesar de serem grandes os valores obtidos concordam entre si dentro dos erros. Isso confirma o valor da anisotropia solar encontrada.

¹ Nota interna, S. Mikocki and J. Poirier, *Grand*, **87** 2000 (1987).

² H. Nogima et al., XV ENFPC Angra dos Reis (1994) 324.

³ N.R.Parsons, *Rev. Scien. Instr.* **28**, **4** (1957) 265.

⁴ Piazzoli et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **135** (1976) 223.

⁵ H. Nogima, Tese de Mestrado, IFGW, Unicamp (1992).

⁶ Comunicações particulares com Dr. Renato Biral.

⁷ I. Yamamoto et al., 25th ICRC, **HE 1-3**, Dublan (1999) 325.

⁸ www.copernicus.org/icrc, M.Tokiwa et al., 27th ICRC, **HE 214**, Hamburg (2001) 939

⁹ E.Manganote, Tese de Doutorado, IFGW, Unicamp (1991).

¹⁰ F. Tessari, *Interface de Pressão Atmosférica para o EAS*, Nota Int., 21/09/99.

¹¹ A.Messineo, et al., The gain monitoring system of the Aleph hadron calorimeter, CERN-PPE/92-29 (17 February 1992).

¹² A. Sandstrom, *Cosmic Ray Physics*, North-Holland Pub. (1965) Amsterdam.

¹³ K.Nagashima et al., *Il Nuovo Cim.*, **C12** (1989) 695.

Conclusão

Neste trabalho de tese de Doutorado foi realizado um estudo sobre os mûons observados pelo detector central do EASCAMP. Inicialmente fizemos um estudo teórico da energia dos raios cósmicos primários que geram estes mûons. Depois da realização de uma pré-análise concluímos que podíamos trabalhar somente com os dados de mûons isolados.

A primeira análise foi a estimativa do índice de radiação para medir a dependência zenital dos mûons dada por: $I(\theta)=I(0)\cos^n\theta$, onde θ é o ângulo zenital, I a intensidade e n o índice de radiação. Com $9,4 \times 10^6$ eventos de mûons isolados reconstruídos com um mínimo de 3 pontos alinhados, foi obtido o valor de $n=1,7 \pm 0,1$. Na determinação de n foi realizada a comparação entre a sensibilidade geométrica, devida somente geometria retangular do aparato, e a sensibilidade da radiação definida por: $SR(\theta)=SG(\theta)\cos^n\theta$. O valor encontrado concorda com os dados de outros experimentos.

Depois de aplicar aos dados uma filtragem para reduzir o ruído da eletrônica e a não uniformidade da aquisição, consideramos somente os traços que atravessavam o cilindro construído dentro do retângulo do módulo central. Este procedimento foi adotado para eliminar a assimetria introduzida pela geometria do EASCAMP. Estudamos assim a dependência azimutal dos mûons e obtivemos uma assimetria Oeste-Leste de: $\frac{N\mu_{OESTE} - N\mu_{LESTE}}{N\mu_{OESTE} + N\mu_{LESTE}} \cdot 2 = (8,91 \pm 0,04)\%$. O nosso valor obtido concorda com o recente resultado de M. Tokiwa et al. [i].

A motivação inicial deste trabalho foi a procura da anisotropia solar diurna. Além da assimetria devida a geometria, neste caso foi necessário eliminar também todas as variações devidas aos efeitos atmosféricos que se originam na propagação dos mûons na atmosfera. Trata-se principalmente do efeito da pressão barométrica, sendo o efeito da temperatura desprezível. A partir da metade da aquisição medimos a pressão barométrica no nível de observação. Com um conjunto de dados contínuos de 16 dias estimamos o coeficiente barométrico total através de uma regressão linear entre intensidade dos mûons recolhidos e das medidas de pressão. Achamos o valor de $\beta=-(2,38 \pm 0,06)\%/\text{mbar}$ que é um valor maior daquele encontrado na literatura. Uma possível explicação para esta divergência foi sugerida, necessitando entretanto de uma nova avaliação experimental.

Na procura da anisotropia diurna solar, além dos efeitos atmosférico, foi preciso eliminar os efeitos instrumentais. Por isso usamos o método das diferenças de contagens dos mûons entre direções opostas de incidência. Usamos as diferenças Norte menos Sul e Oeste menos Leste. Aplicamos aos dados usados para análise da assimetria azimutal precedentemente uma ulterior seleção devido a necessidade de continuidade dos dados. Com 223 dias completos de aquisição obtivemos os desvios das freqüências horárias em tempo local solar dos mûons em relação a média da freqüência para cada dia. Os desvios foram calculados para as 4 direções incidentes e somados em relação a cada hora solar sobre todos os dias usados, foi obtida assim a anisotropia diurna média solar. Estimamos a

amplitude da primeira harmônica para as duas diferenças Norte-Sul e Oeste-Leste: $A_{N-S}=(0,13\pm0,0,3)\%$ e $A_{O-L}=(0,15 \pm0,0,3)\%$. Os valores concordam entre eles dentro dos erros estatísticos e com os resultados de outros experimentos.

ⁱ www.copernicus.org/icrc, M. Tokiwa et al., 27th ICRC, HE 214, Hamburg (2201) 939.