

ESTUDO DAS VARIAÇÕES SIDERAIS DA RADIAÇÃO CÓSMICA

Edmilson José Tonelli Manganote

Orientador : Prof. Dr. Armando Turtelli Jr.

Tese submetida ao Instituto de Física
Gleb Wataghin como parte dos requisitos
para obtenção do grau de Doutor em
Ciências.

Campinas, Março de 1991

7109224

UNIDADE

IF

N.º CHAMADA

T/UNICAMP/D
M3132

V. _____

TOMBO B.

14468

PROC.

308191

C ☐

X

PREÇO

R\$ 3.000,00

DATA

13-4-91

N.º CPD

CM00015732-3

I. FÍSICA - UNICAMP

n.º classif.

n.º autor

ed.

ex.

n.º registro

05102192

TD1842

Este exemplar corresponde à redação final da tese : **Estudo das Variações Siderais da Radiação Cósmica** defendida pelo Sr. Edmilson José Tonelli Manganote em 14 de março de 1991, sendo aprovada com distinção pela comissão examinadora composta pelos seguintes Professores Doutores : Armando Turtelli Jr. (Orientador do candidato), do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas; José Augusto Chinellato, do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas; José Bellandi Filho, do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas; Carlos Ourivão Escobar, do Instituto de Física da Universidade de São Paulo; Adriano Natale, do Instituto de Física Teórica da UNESP.

Cidade Universitária Zeferino Vaz

09 de maio de 1991



Prof. Dr. Armando Turtelli Jr.

Agradecimentos

Ao prof. Armando Turtelli Jr. pela orientação e apoio dispensados a mim durante estes anos.

Ao prof. José Augusto Chinellato pelas constantes discussões e pelo inestimável auxílio prestado durante todo este trabalho.

Aos colegas da Colaboração Torino-Chacaltaya-Campinas, em especial aos profs. Gianni Navarra e Piero Vallania que acompanharam e auxiliaram este trabalho desde o seu início.

Novamente ao prof. Piero Vallania, sem o qual a segunda parte deste trabalho não poderia ter sido terminada.

Às autoridades Brasileiras e Bolivianas pelo auxílio dispensado quanto ao recebimento de dados provenientes de Chacaltaya.

Ao CNPq e a FAPESP pela concessão de bolsas durante este trabalho.

Ao membros do Depto. de Raios Cósmicos e Cronologia do Instituto de Física *Gleb Wataghin*, pelo apoio recebido durante todos estes anos.

Resumo

Os principais objetivos deste trabalho são o estudo das variações siderais da radiação cósmica e a procura de fontes gama de energia acima de 100TeV. A primeira parte foi feita utilizando-se dados coletados pelo detetor de Chacaltaya entre agosto de 1982 e julho de 1984 e a segunda parte com dados do mesmo detetor entre agosto de 1987 e agosto de 1988. Os resultados obtidos na primeira parte deste trabalho reforçam a existência de uma anisotropia sideral na faixa de energia de 10^{12} a 10^{14} eV. Para a procura de fontes gama, nenhum sinal estatisticamente significativo foi observado.

Abstract

The major aims of this work are the study of the sidereal variations of cosmic radiation and search for gamma ray sources of ultra high energy in the south hemisphere. The first part was made using data recorded by the Chacaltaya detector between august/1982 and july/1984. The second one used recorded data by the same experiment, but in the period between august/1987 and august/1988. The obtained results on the first part reinforced the existence of a cosmic ray anisotropy in the energy interval of 10^{12} - 10^{14} eV. In the search of gamma sources no statistically significant signal was found.

Índice

Capítulo 1 - Anisotropia da radiação cósmica

1.1	Introdução.....	1
1.2	Aspectos astrofísicos	
1.2.1	Origem.....	3
1.2.2	Campos magnéticos.....	4
1.2.3	Vento interestelar.....	5
1.3	Propagação e anisotropias esperadas.....	6
1.4	Aspectos observacionais.....	9
1.5	Situação experimental	
1.5.1	Intervalo de 10^{11} a 10^{12} eV.....	10
1.5.2	Intervalo de 10^{12} a 10^{14} eV.....	10
1.5.3	Acima de 10^{15} eV.....	13
1.6	Influências locais sobre a radiação cósmica.....	14
1.7	Aspectos estatísticos e métodos de análise.....	18
1.8	Referências.....	20

Capítulo 2 - O experimento de Chacaltaya

2.1	Introdução.....	21
2.2	Descrição do detetor.....	22
2.3	Medidas das variações rápidas.....	25
2.4	Medidas em tempos longos (de 3 em 3 minutos).....	26
2.5	A segunda fase do experimento (1987-1988).....	28
2.5.1	Reconstrução das direções de chegada....	28
2.5.2	Fluxo observável.....	32
2.6	Referências.....	36

Capítulo 3 - Análise dos dados da primeira fase

3.1 Correção e formatação dos dados.....	37
3.2 Correção pelos parâmetros atmosféricos.....	40
3.3 Análise sideral e discussão dos resultados.....	43
3.4 Comentários.....	45
3.5 Referências.....	48

Capítulo 4 - Astronomia gama de altas energias

4.1 Um breve histórico.....	49
4.2 Astronomia gama acima de 100TeV.....	52
4.3 Algumas fontes de interesse.....	54
4.3.1 A supernova SN1987A.....	54
4.3.2 A rádio-galáxia Centaurus A.....	59
4.3.3 O plano galáctico.....	59
4.3.4 O pulsar de Vela (PSR0833-45).....	60
4.3.5 Binárias de raios-X.....	61
4.4 Comentários.....	63
4.5 Referências.....	65

Capítulo 5 - Métodos de análise em astronomia gama

5.1 Introdução.....	66
5.2 Amostragem aleatória.....	67
5.3 Análise de dados DC (fontes contínuas).....	68
5.3.1 O teste Gini.....	69
5.3.2 O teste de Dowthwaite.....	70
5.4 Procura de fontes pulsadas.....	73
5.5 Referências.....	77

Capítulo 6 - Análise dos dados com direção de chegada

6.1	Introdução.....	78
6.2	Procura de fontes gama no hemisfério Sul.....	79
6.2.1	A supernova SN1987A.....	79
6.2.2	LMC X-4.....	82
6.2.3	Centro Galáctico.....	82
6.2.4	Vela SNR (PSR0833-45).....	84
6.2.5	Centaurus A.....	84
6.2.6	Vela X-1.....	87
6.2.7	Scorpio X-1.....	87
6.2.8	SS433.....	91
6.3	Comentários.....	93

Capítulo 7 - Conclusões.....	95
------------------------------	----

Apêndice I - Programas de análise utilizados na primeira fase do experimento.....	99
---	----

Apêndice II - Programas de análise utilizados na segunda fase do experimento.....	112
---	-----

Anisotropia da radiação cósmica

1.1 Introdução

A origem da radiação cósmica é uma questão que ainda permanece em aberto. Existem argumentos tanto para uma origem galáctica como extragaláctica. Para energias menores que 10GeV , a detecção de γ 's produzidos por interações de partículas carregadas com o meio interestelar tem sido utilizada para mostrar que existe um gradiente de raios cósmicos na galáxia^[1,2], reforçando a hipótese da origem galáctica. Para energias acima de 10^{12}eV , onde possíveis modulações oriundas de variações no campo magnético da cavidade solar podem ser desprezadas, a procura de um gradiente de radiação é feita através da busca de anisotropias nas direções de chegada. Se a amplitude da anisotropia observada for consistente com um estado de repouso do gás de raios cósmicos dentro da galáxia, então a origem das partículas pode ser considerada extragaláctica. Por outro lado, a presença de uma anisotropia significativa, indicaria uma origem galáctica da maior parte das partículas. De qualquer forma, isto é discutível pois uma direção bem definida para fora da galáxia também poderia indicar uma origem extragaláctica (salvo se houvesse a identificação de uma fonte).

A primeira evidência experimental de existência de uma anisotropia fora da região de influência do sol apareceu nos trabalhos da colaboração Budapeste-Sofia^[3] e do grupo de Nagoya^[4]. Os resultados de ambos estão em boa concordância e são reforçados por testes cuidadosos para eliminar efeitos espúrios. A energia dos chuviros detetados nestes experimentos está entre 10^{13} e 10^{14}eV , ou seja, num intervalo onde modulações originárias dos campos magnéticos interplanetários podem ser desprezadas. Para energias no intervalo de 10^{14} a 10^{20}eV as principais evidências provém dos grupos de Haverah Park^[5], Akeno^[6], Yakutsk^[7] e

Sidney^[8]. No intervalo entre 10^{13} e 10^{20} eV parecem existir, hoje, evidências em favor da presença de anisotropias na radiação cósmica. Entretanto, sua existência está bem estabelecida apenas no intervalo entre 10^{13} e 10^{14} eV.

1.2 Aspectos Astrofísicos

1.2.1 Origem

A distribuição angular das partículas carregadas da radiação cósmica que chegam à vizinhança do sistema solar depende da distribuição espaço-temporal de suas fontes e da estrutura dos campos magnéticos interestelares. Como esses parâmetros são pouco conhecidos, pouco se pode dizer sobre a anisotropia esperada.

A origem da radiação cósmica é um dos temas centrais da astrofísica dos raios cósmicos. Outras questões também continuam sem solução : *Como os raios cósmicos se propagam desde as suas fontes até a Terra ? Que transformações na sua composição química elementar podem ocorrer durante este caminho ? Qual a importância dos efeitos magnetohidrodinâmicos na propagação ? Quais os processos de aceleração envolvidos ?*

Modelos para uma origem solar da radiação cósmica foram muito discutidos. Tais modelos foram rejeitados nos anos 50 após a obtenção de dados radioastronômicos sobre os raios cósmicos longe da Terra. As partículas podem ser aceleradas na vizinhança do Sol até uma energia máxima de aproximadamente 100GeV, apresentando em geral uma intensidade pequena. Para energias acima de alguns MeV, a radiação de origem solar contribue muito pouco para a intensidade média observada.

Nos modelos metagalacticos, os raios cósmicos observados na Terra seriam produzidos no espaço intergaláctico, passando através de toda a galaxia antes de atingirem o sistema solar. Os raios cósmicos extragalácticos, ou produzidos no espaço intergaláctico, ou mesmo produzidos no supercluster local devem ter as mesmas características dos raios cósmicos dentro da galaxia. Mais especificamente, a densidade de energia deveria ser a mesma, que está em torno de $10^{-12} \text{ erg/cm}^3$. Como tal densidade é alta, fica difícil preencher todo o espaço intergaláctico com radiação cósmica para termos tal densidade^[9,10]. No caso da componente eletrônica, devido à existência da radiação de 3K, as perdas por efeito Compton inverso seriam tão grandes, que nem elétrons com

energias de 10^{10} eV produzidos em Centaurus A (a radiogalaxia mais próxima) chegariam à Terra.

Nos modelos galácticos, as fontes de radiação cósmica estão localizadas dentro da galáxia. Explosões de supernovas continuam sendo as grandes candidatas a fontes. Contudo, os mecanismos de aceleração não estão bem definidos, podendo ser um processo explosivo, ou na envoltória, ou por ondas de choque, etc. A região de maior densidade seria próxima ao plano galáctico, em direção às regiões centrais onde a densidade é maior. A idéia de *halo* vem do fato de que os raios cósmicos poderiam deixar esta *trapping region*, criando uma espécie de envoltória, cuja extensão seria determinada pelos campos magnéticos galácticos^[11]. Os modelos galácticos podem explicar a origem dos raios cósmicos até energias da ordem de 10^{17} eV. Para energias acima de 10^{18} eV uma origem extragaláctica tem sido sugerida. Observações de anisotropia, para esta faixa de energia, sugerem excessos vindos do supercluster local. Não há, contudo, um consenso sobre as possíveis fontes^[12].

1.2.2 Campos magnéticos

A existência de campos magnéticos na nossa galáxia já está estabelecida, embora ainda existam muitas incertezas quanto à sua descrição em detalhe. A existência de campos na galáxia é indicada basicamente por três tipos de medidas : i) polarização da luz estelar, ii) rotação de Faraday das ondas de radio que chegam de pulsares e de fontes de rádio extragalácticas e iii) medidas de radiação síncrotron (emissão de rádio contínua). Os primeiros dois métodos fornecem informações sobre as componentes dos campos até umas poucas centenas de pc, principalmente nas vizinhanças do plano galáctico. A principal conclusão é a existência de campos regulares de 2 a 3 μ G junto a campos irregulares de magnitude similar.

Já os dados de radiação de síncrotron podem ser usados para se obter uma visão mais global da variação espacial da densidade de energia dos campos magnéticos no disco galáctico. A emissão

síncrotron depende tanto dos campos magnéticos quanto das densidades de elétrons relativísticos envolvidas. Bons resultados acerca das observações de radiação síncrotron tem sido obtidos levando-se em conta a posição do sistema solar na galáxia e que os campos magnéticos nos braços da espiral galáctica são um pouco mais fortes ($10\mu\text{G}$) do que os observados localmente.

1.2.3 Vento interestelar

O movimento do meio interestelar local é importante para estudos de anisotropia da radiação cósmica por três razões principais :

i) O campo magnético interestelar está, provavelmente, congelado dentro deste gás de radiação cósmica, parcialmente ionizado. Desta forma, uma distribuição axialmente simétrica dos raios cósmicos é a mais provável no sistema que se move com o gás. Quando transladada para o sistema solar, a primeira harmônica muda enquanto as harmônicas de ordem superior permanecem inalteradas.

ii) Indicações da constância da velocidade do vento interestelar dentro de uma região de até uns poucos pc reforçam a hipótese de que o campo magnético poderia ser mais ou menos constante na mesma região^[14].

iii) A cavidade solar, que pode introduzir modulações na radiação cósmica, pode ser deformada pelo vento, conseqüentemente, essas modulações poderiam depender da direção do vento interestelar^[15].

Há indicações de a velocidade do vento interestelar é constante localmente. Isso, entretanto, não significa que o comportamento em outras regiões da galáxia seja semelhante.

1.3 Propagação e anisotropias esperadas

Os raios cósmicos chegam até nós depois de atravessarem os campos magnéticos interestelares. Os efeitos de propagação são, portanto, de grande importância na maior parte das energias consideradas, juntamente com as características da distribuição de fontes.

A propagação está fundamentalmente relacionada com a estrutura dos campos magnéticos galácticos. Esses campos tem magnitudes da ordem de $3\mu\text{G}$. O raio de Larmor de um próton em campos de tais magnitudes é dado por

$$r_l(\text{pc}) \approx E/3 \times 10^5 \text{ eV}$$

assim, para energias no intervalo de 10^{11} a 10^{20} eV, r_l variará de 3×10^{-5} pc até 30 kpc.

Para um observador em movimento, a anisotropia é influenciada pelo vetor de Compton-Getting^[16],

$$n_{\text{CG}} = (\gamma + 2)(v/c)$$

cuja direção coincide com a da velocidade do observador; aqui $\gamma \approx 2.6$ é o expoente do espectro energético diferencial da radiação cósmica. Como $n = n_{\text{REP}} + n_{\text{CG}}$, ele pode ser corrigido se conhecermos o movimento em relação ao gás interestelar. A dependência da propagação com a energia para energias abaixo de 10^{14} eV depende, de maneira crítica, das flutuações em pequena escala do campo magnético galáctico^[17].

No caso de uma origem galáctica, o módulo típico do vetor anisotropia pode ser estimada através do tempo de escape direto T_{ED} , que é o tempo necessário para uma partícula neutra escapar da região de confinamento, e o tempo de confinamento T_{CON} , definido como o tempo necessário para que uma partícula carregada escape da região de confinamento,

$$n \approx T_{\text{ED}} / T_{\text{CON}}$$

A anisotropia variará para diferentes localizações na galáxia, dependendo da distribuição de fontes e dos campos magnéticos intergalácticos. Para o intervalo de energia de 10^{11} a 10^{14} eV as anisotropias esperadas estão na faixa de 10^{-4} a 10^{-3} (10^{-2} a $10^{-1}\%$) [18]. Para uma origem extragaláctica são esperados valores menores ainda; para o mesmo intervalo teríamos uma redução de um fator 10. O principal fator responsável por esta diminuição seria o espalhamento devido aos campos magnéticos intergalácticos. As direções mais esperadas para a anisotropia, de origem galáctica ou extragaláctica, são mostradas na figura 1.1 .

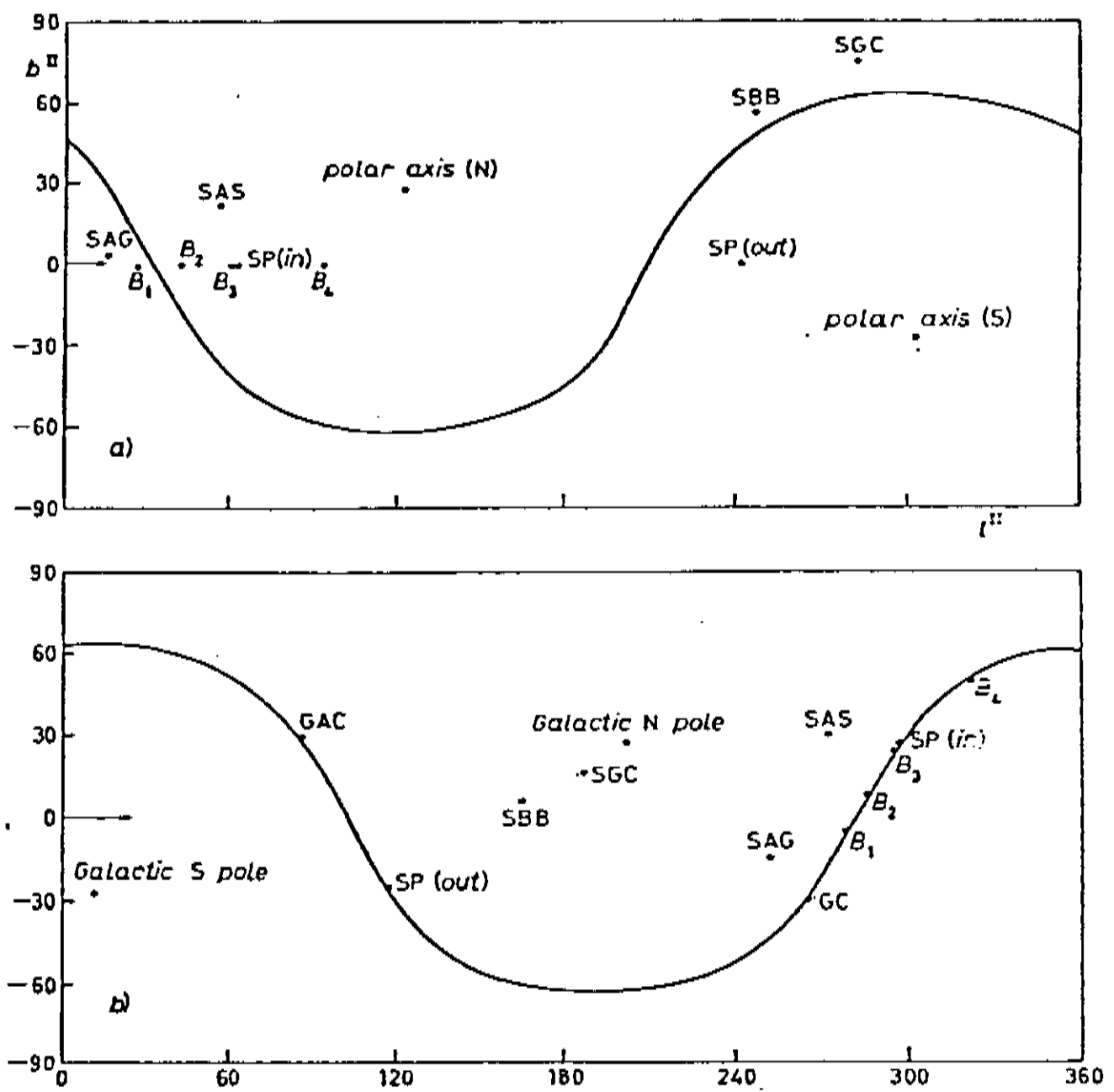


Figura 1.1 : Direções importantes na Galáxia

a) Coordenadas galácticas

b) Coordenadas equatoriais

- SP(out) : Braço espiral para fora**
- SP(in) : Braço espiral para dentro**
- GC : Centro galáctico**
- GAC : Anticentro galáctico**
- SGC : Super centro galáctico**

1.4 Aspectos observacionais

O estudo das direções de chegada da radiação cósmica deveria ser feito, idealmente falando, fora da região de influência da Terra e preferencialmente do Sol. Infelizmente, os detetores instalados em satélites possuem dimensões muito reduzidas para que medidas na faixa de energia acima de 10^{11} eV, onde o fluxo é muito pequeno, possam ser significativas. O fundo devido às partículas de energias mais baixas é praticamente impossível de ser retirado.

Assim, experimentos baseados na Terra fornecem informações muito mais interessantes. Na região ao redor de 10^{12} eV são utilizados detetores subterrâneos de muons. Na faixa entre 10^{12} e 10^{14} eV detetores colocados em montanhas, altitudes superiores a 2500m, são os mais indicados; na faixa acima de 10^{14} eV estão os grandes aparatos para detecção de chuviros atmosféricos extensos. Como os desvios da isotropia são muito pequenos é necessário que o desempenho e a estabilidade destes experimentos sejam muito altos.

1.5 Situação experimental

1.5.1 Intervalo de 10^{11} a 10^{12} eV

Este intervalo é o que desperta maior controversia. Os telescópios subterrâneos de muons são suficientes para a detecção de variações da ordem de 0.01% . A influência porém do campos magnéticos interplanetários é muito forte, o que ocasiona dificuldades na interpretação dos resultados. A influência solar pode ser importante sob dois aspectos : a) os campos interplanetários podem mudar a direção e reduzir a amplitude da anisotropia com relação àquela no espaço interestelar. As direções assintóticas fora da cavidade solar só poderiam ser determinadas com certeza se o campo magnético interplanetário fosse conhecido; b) partículas de origem galáctica poderiam ganhar ou perder energia no campo elétrico associado ao vento solar em expansão, o que poderia ocasionar variações na intensidade observada.

Para este intervalo, as medidas realizadas pelo grupo de Hobart (Tasmania)^[19] ao longo de 20 anos apresentam uma variação sideral em primeira harmônica da ordem de 0.02% com fase em torno de 5 horas. As medidas realizadas por grupos no hemisfério norte divergem tanto em amplitude como em fase, o que coloca dúvidas quanto aos resultados do hemisfério sul. A hipótese mais provável é que esta região esteja sujeita a fortes modulações produzidas pela cavidade solar.

1.5.2 Intervalo de 10^{12} a 10^{14} eV

Tendo em vista o consenso existente entre os resultados obtidos por vários grupos^[19-22], pode-se dizer que é nesse intervalo de energia que está melhor estabelecida a existência de uma anisotropia galáctica. Um sumário destes resultados pode ser visto na tabela 1.

A explicação mais plausível é que esta anisotropia seja causada pelo campo magnético local e por um efeito tipo Compton-Getting^[20] devido ao movimento do sistema solar em

Análise Harmônica	Poatina 42° S	Norikura 36° N	Musala 42° N	Baksan 43° N
En. média	10^{12} eV	$2 \cdot 10^{13}$ eV	$6 \cdot 10^{13}$ eV	10^{13} eV
Primeira Harmônica	(0.05 ± 0.02)% (1.3 ± 1.9)h	(0.051 ± 0.004)% (1.0 ± 0.3)h	(0.07 ± 0.02)% (1.7 ± 1.1)h	(0.057 ± 0.004)% (1.4 ± 0.3)h
Segunda Harmônica	----- -----	(0.026 ± 0.004)% (5.5 ± 0.3)h	(0.06 ± 0.02)% (5.0 ± 0.7)h	(0.019 ± 0.004)% (6.2 ± 0.4)h

Tabela 1.1 : Comparação dos resultados obtidos por vários grupos para o intervalo de 10^{12} a 10^{14} eV

relação à matéria interestelar local. Note-se, contudo, que não se consegue uma concordância de fase entre a primeira e a segunda harmônica através de uma correção que leve em conta a direção do vento interestelar ($\delta=49^\circ$, $\alpha=66^\circ$, $v=25\text{kms}^{-1}$)^[17], sugerindo que outros fatores, podem não estar sendo considerados.

A aparente constância, tanto em amplitude como em fase, da primeira harmônica indica que os mecanismos de produção, aceleração e propagação devem ser os mesmos por todo o intervalo de 10^{11} a 10^{14}eV . O que, tendo em vista a influência esperada do campo magnético galáctico, reforça hipótese de origem galáctica neste intervalo de energias.

1.5.3 Acima de 10^{15}eV

Na figura 1.2 pode se ver a correlação entre os valores da 1a. harmônica (fase e amplitude) e a energia primária. Há uma aparente constância da 1a. harmônica no intervalo de energia abaixo de 10^{14}eV . Acima de 10^{15}eV a amplitude cresce com a energia, aproximadamente como $E^{0.5}$.

Para o intervalo de 10^{15} a 10^{16}eV , Linsley e Watson^[24] mostraram, utilizando dados coletados ao longo de 20 anos pelos experimentos de Volcano Ranch e Haverah Park, que existe um rápido aumento da amplitude da 1a. harmônica com a energia e uma marcante mudança de fase. Resultados mais recentes do grupo de Haverah Park mostraram uma amplitude de 0.55% para chuviros com energia média de $3 \times 10^{15}\text{eV}$ e 1.2% para os com energia média de $2 \times 10^{16}\text{eV}$. Resultados interessantes também são fornecidos pelo grupo de Adelaide (Buckland Park)^[25], que obteve uma amplitude da 1a. harmônica de $0.84 \pm 0.39\%$ com fase próxima de 8 horas. O grupo de Akeno^[6], analisando cerca de 30000 chuviros, identificou uma anisotropia relacionada com a razão N_μ/N_e (muons/elétrons) dos chuviros, que está diretamente ligada com a composição primária.

Consideremos, agora, o intervalo de 5×10^{16} a $5 \times 10^{17}\text{eV}$. O grupo de Haverah Park, analisando eventos com energia perto de 10^{17}eV concluiu que existe um sinal genuíno entre 0.63 e $1.25 \times$

10^{17} eV. Outro sinal com mesma fase e amplitude foi observado no intervalo entre 1.25 e 2.5×10^{17} eV.

Para energias acima de 10^{18} eV, foram detetados menos de uma centena de eventos, sendo sua maioria proveniente de experimentos localizados no hemisfério norte (Volcano Ranch, Haverah Park e Yakutsk). Uma pequena quantidade de eventos com energia superior a 10^{19} eV também foi observada nos experimentos de Chacaltaya e do grupo de Sidney. A análise desses eventos indica a existência de excessos na direção do pólo sul galáctico, direção que coincide com o supercluster local (Virgem) o que pode indicar uma origem extragaláctica da radiação cósmica nessa região de energia^[27].

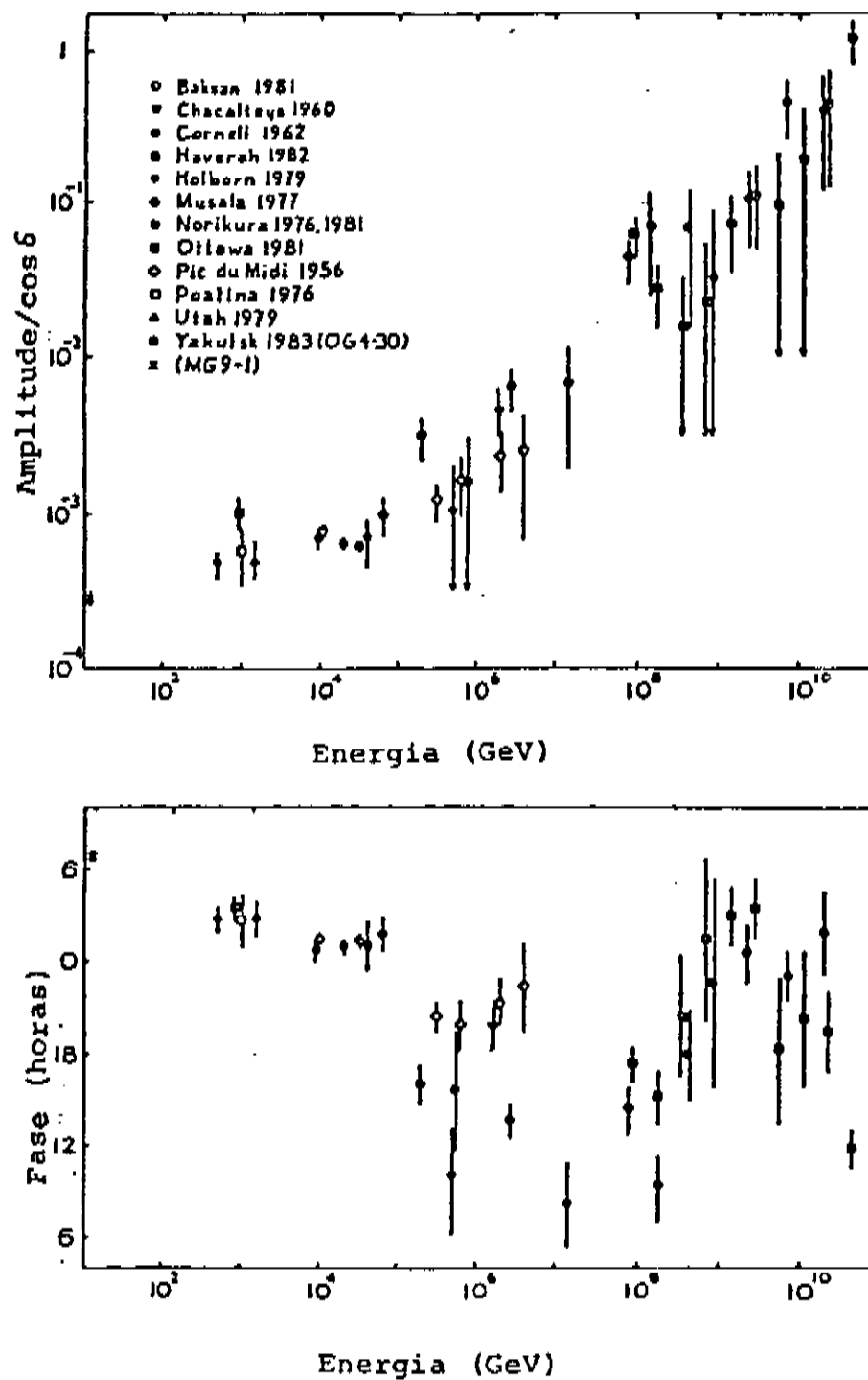


Figura 1.2 : Amplitudes e fases obtidas em 1a. Harmônica por vários grupos no intervalo de 10^{12} a 10^{20} eV

1.6 Influências locais sobre a intensidade da radiação cósmica

Vários efeitos podem simular o aparecimento de harmônicas, mesmo quando da análise em tempo sideral. A variação diária da pressão atmosférica e da temperatura do ar afetam as contagens podendo, posteriormente, introduzir harmônicas siderais não genuínas. A figura 1.3 mostra o comportamento diário, da pressão e da temperatura, em Chacaltaya (5220m). Esses são os chamados efeitos de 1a. ordem; mas, ao comportamento visto na figura 1.3 adiciona-se uma modulação anual^[28]. Esta também pode causar efeitos espúrios na análise harmônica (efeitos de 2a. ordem). A influência desse último efeito na análise dos dados é ainda pouco discutida.

O efeito Compton-Getting^[16] pode introduzir uma anisotropia sideral devida a : i) o movimento orbital da Terra ao redor do Sol e ii) o movimento do sistema solar dentro da Galáxia. A amplitude prevista do vetor de Compton-Getting é :

$$[n_{cg}] = (\gamma + 2) [v/c]$$

onde v é a velocidade do observador e $\gamma = 2.6$ é o expoente do espectro diferencial de energia. O efeito devido ao movimento da Terra em torno do Sol foi medido em Norikura e Baksan, apresentando boa concordância com a previsão teórica de 0.046% e máximo em 6h solares, para aquela latitude. Para o movimento do sistema solar tem-se um efeito da ordem de 0.03% na direção de $\alpha = 18h$ e $\delta = 30^\circ$.

A pressão atmosférica apresenta um período de 12 horas com o máximo principal em torno de 10 horas e o secundário em 22 horas, os mínimos ocorrem em 4 e 16 horas. Essas ondas de pressão estão relacionadas com as marés lunares e com a diferença de radiação térmica recebida do Sol entre dia e noite. A pressão e a temperatura não são independentes, a posição dos máximos, bem como a diferença nos períodos, é explicada quando juntamos os dois efeitos citados acima.

A variação da pressão atmosférica com a altura aparece na

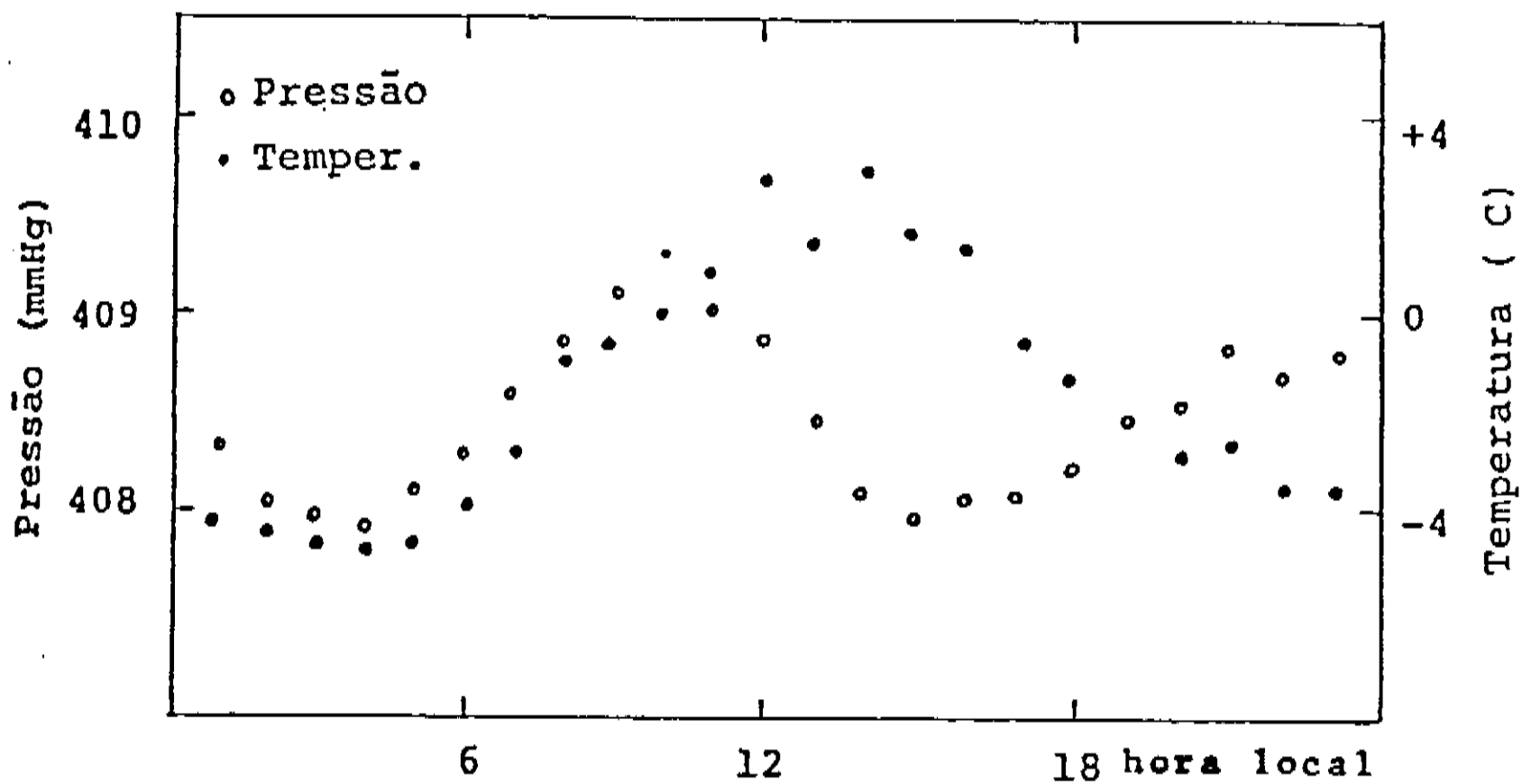


Figura 1.3 : Comportamento diário da pressão atmosférica e da temperatura do ar em Chacaltaya

forma :

$$P = P_0 \exp [-Mgh/RT]$$

onde M é a massa de 1 mol de ar e T a temperatura a uma altura h. É bem estabelecida a presença de uma variação na amplitude e na fase com a latitude. Isto também se deve a efeitos gravitacionais e à diferença de quantidade de radiação térmica recebida do Sol agora em relação à latitude (figura 1.4). A quantidade de matéria na atmosfera cai exponencialmente com a altura (figura 1.5); ou seja, processos de transmissão e convecção válidos na baixa atmosfera (até 3.5 Km) podem ter sua importância alterada nas camadas mais altas. É difícil estabelecer de forma muito precisa o comportamento esperado das ondas de pressão e temperatura quando variamos a altura.

O desenvolvimento do chuveiro até sua detecção depende da quantidade de matéria que ele atravessa. As variações na pressão atmosférica nos dão uma medida das variações na camada de ar acima do detetor. Por outro lado, pressão e temperatura não são parâmetros independentes, dificultando a correção dos dados em relação a esses dois parâmetros. Optamos, como será melhor descrito posteriormente, por trata-los independentemente (regressão linear simples) que é o tratamento utilizado normalmente por outros grupos, apesar de ser apenas uma aproximação de 1a. ordem.

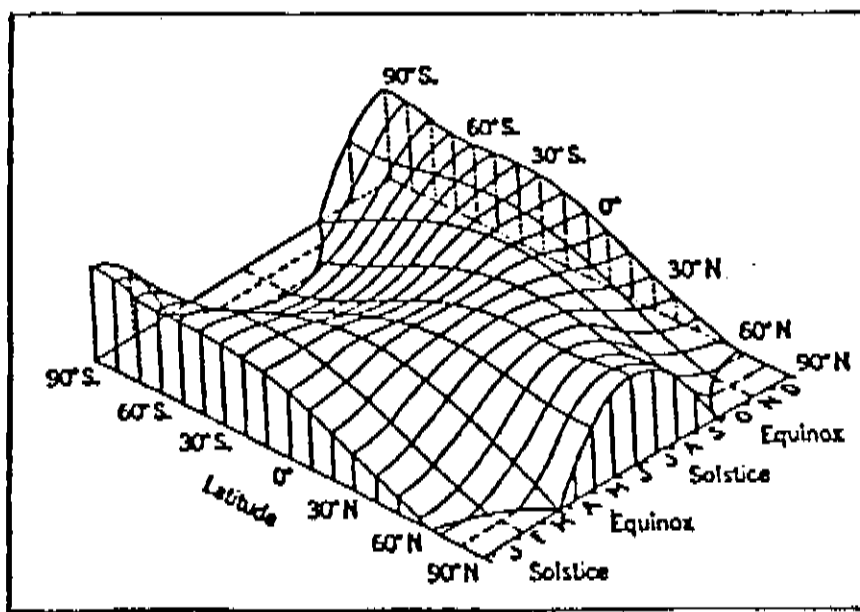


Figura 1.4 : Variação da radiação térmica recebida em função da latitude

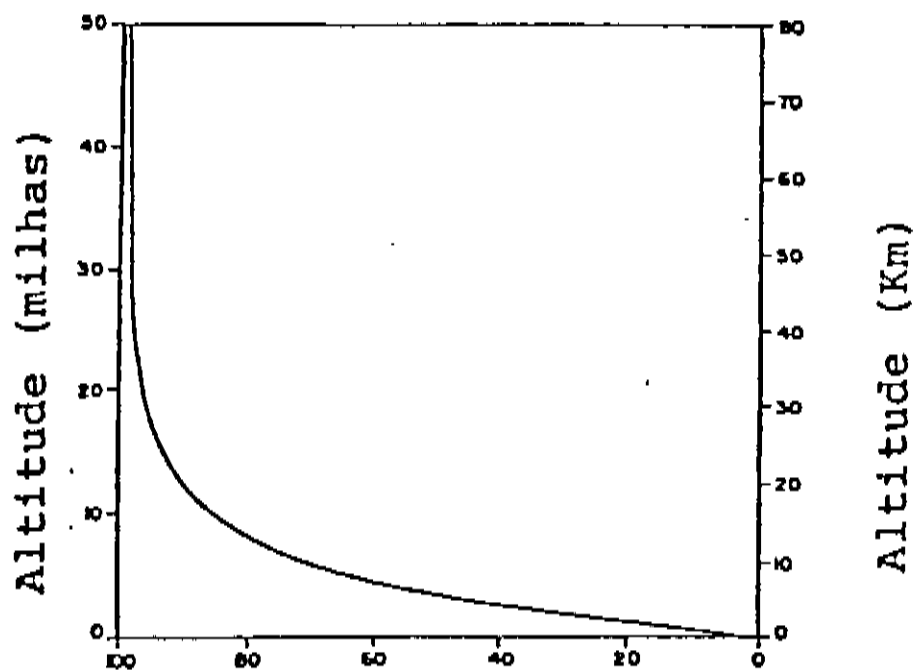


Figura 1.5 : Percentagem da massa total da atmosfera abaixo de uma dada altitude

1.7 Aspectos estatísticos e métodos de análise

A anisotropia que se quer medir é muito pequena, exigindo detetores de grande estabilidade. Detetores estacionários em relação a Terra podem cumprir tal requisito. Suas direções de visão mudam com o movimento da Terra, varrendo um cone de declinação constante. É difícil intercalibrar detetores com precisão suficiente para que intensidades absolutas em diferentes declinações possam ser comparadas. Desta forma, somente as componentes equatoriais da anisotropia podem ser estabelecidas a partir da variação sideral da intensidade.

O método de análise que continua sendo mais utilizado é o da análise harmônica. Este tipo de análise possui certas limitações^[27] além de não ser uma técnica apropriada para a procura de fontes pontuais, cuja abertura angular seja da ordem do erro experimental. Seu manuseio do ponto de vista estatístico é simples e fornece informações suficientes para o atual estágio das pesquisas nessa área. A distribuição de radiação é expressa em termos de uma função $f(\alpha)$:

$$f(\alpha) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\alpha) + b_n \sin(n\alpha)]$$

sendo os coeficientes a_n e b_n dados por

$$a_n = (2/n) \sum_{i=1}^N y_i \cos(n\alpha_i)$$

$$b_n = (2/n) \sum_{i=1}^N y_i \sin(n\alpha_i)$$

onde y_i e α_i são, respectivamente, a contagem e a ascensão reta do i -ésimo dado. A fase da n -ésima harmônica é dada por

$$\phi_n = \arctg(b_n/a_n)$$

Como a aceitação angular dos detetores atualmente em

funcionamento é razoavelmente grande, há uma redução considerável das amplitudes medidas. Isso faz com que harmônicas de ordem superior à primeira sejam, praticamente, imperceptíveis. Pois a baixa resolução angular juntamente com os efeitos produzidos pela atmosfera impedem que o comportamento espacial da anisotropia possa ser observado.

1.8 Referencias

- [1] D.Doops et al., Mont.Not.Roy.Astr.Soc., 171, 569 (1975)
- [2] A.W.Strong et al., Mont.Not.Roy.Astr.Soc., 182, 751 (1978)
- [3] T.Gombosi et al., Nature, 255, 687 (1975)
- [4] K.Nagashima et al., Proc. XV ICRC, 2, 154, Plovdiv (1977)
- [5] D.M.Edge et al., J.Phys.G, 4, 113 (1978)
- [6] T.Hara et al., Proc. XVII ICRC, 9, 179, Paris (1981)
- [7] D.D.Krasilnikov, Proc VII Eur.Cosm.Ray Simp., 374 (1980)
- [8] A.D.Bray et al., Proc. XVII ICRC, 2, 168, Paris (1981)
- [9] V.L.Ginzburg e S.I.Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, New York : McMillan, 246 (1964)
- [10] V.L.Ginzburg, Phil.Trans.Roy.Soc., A277, 463 (1975)
- [11] S.B.Pikel'ner, Sov.Phys.Doklady, 88, 229 (1953)
- [12] P.Kiraly et al., Rev.NUov.Cim., 1, 1 (1979)
- [13] R.S.Ellis e D.J.Axon, Astrop.Space.Sci., 54, 425 (1978)
- [14] T.F.Adams e P.C.Frisch, Astrophys.J., 121, 300 (1978)
- [15] W.McClintock et al., Astrophys.J., 225, 465 (1978)
- [16] A.H.Compton e I.A.Getting, Phys.Rev., 47, 817 (1935)
- [17] K.Nagashima et al., Proc. XV ICRC, 2, 154, Plovdiv (1977)
- [18] V.L.Ginzburg e V.S.Ptuskin, Sov.Sci.Rev.Ast.Space.Phys., 4, 161 (1985)
- [19] A.G.Fenton et al., Proc. XV ICRC, Late Papers, Plovdiv (1977)
- [20] K.Nagashima e S.Mori, Proc.Int.Cosm.Ray Simp., 326 (1976)
- [21] T.Gombosi et al., Proc. XIV ICRC, 2, 586, Munique (1975)
- [22] V.V.Alexeenko et al., Proc. XVII ICRC, 2, 146, Paris (1981)
- [23] J.Linsley e A.A.Watson, Proc. XV ICRC, 12, 203, Plovdiv (1977)
- [24] A.D.Bray et al., Proc. XVII ICRC, 2, 168, Paris (1981)
- [25] J.Lloyd-Evans e A.A.Watson, VIII Europ.Cosm.Ray Simp. (1985)
- [26] J.T.Houghton, *The Physics of Atmospheres*, Cambridge University Press (1986)
- [27] J.Linsley, Proc. XIV ICRC, 592, Munique (1975)

O experimento de Chacaltaya

2.1 Introdução

Chuveiros atmosféricos iniciados por partículas com energias inferiores a 10^{11} eV são completamente absorvidos na parte superior da atmosfera. Ao nível do mar, detetam-se apenas chuveiros iniciados por partículas com energias acima de 10^{15} eV, com um considerável aumento do erro estatístico devido à diminuição do fluxo primário.

Os experimentos que trabalham na faixa de energia de 10^{12} a 10^{14} eV estão a altitudes de no máximo 3000 m.a.n.m., como é o caso de Musala^[1] e Plateau Rosà^[2]. Quando passamos para a altitude de Chacaltaya temos um aumento da ordem de 3 vezes nas taxas de contagem^[3], o que significa uma melhora sensível na estatística.

A escolha de Chacaltaya para instalação do experimento se deve a 3 pontos básicos :

- i) *Posição Geográfica* - 18S - o que possibilita a observação do Centro Galáctico.
- ii) *Altitude* - o que possibilita um aumento sensível na estatística de chuveiros com energias $\geq 10^{13}$ eV e
- iii) *O fácil acesso ao laboratório.*

Este detetor faz parte da colaboração entre o Instituto de Investigaciones Físicas (La Paz, Bolívia), o Istituto di Cosmogeofisica di Torino (Torino, Itália) e o Instituto de Física Gleb Wataghin (Campinas, Brasil). Tendo sido projetado e construído por C. Morello, G. Navarra e A. Turtelli Jr. no Istituto di Cosmogeofisica em 1980/1981. O experimento iniciou seu funcionamento em agosto de 1982.

2.2 Descrição do detetor

O detetor é constituído por 4 grupos de 3 cintiladores (cada cintilador com 1m^2 de área), sendo cada grupo colocado num dos vértices de um retângulo, cobrindo uma área de aproximadamente 60m^2 , como podemos ver na figura 2.1. O cálculo da energia dos primários observados foi feito utilizando-se o formalismo de Greisen para o desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas na atmosfera.

O diagrama de blocos da eletrônica utilizada pode ser visto na figura 2.2. Pode-se ver que no multiplexador de controle entram informações referentes às contagens de cada uma das 12 fotomultiplicadoras, com dois limiares de discriminação diferentes e as informações provenientes de 7 sondas que monitoram as temperaturas em cada grupo de cintiladores, a temperatura do ar, a temperatura da sala de eletrônica e a pressão atmosférica. Os dados coletados na primeira fase da experiência eram perfurados em fitas de papel. O sistema é controlado por um microprocessador INTEL 8086 (System Design Kit).

O detetor foi projetado para coletar dois tipos de dados : variações rápidas (1, 10 e 100ms) e variações siderais da radiação cósmica.

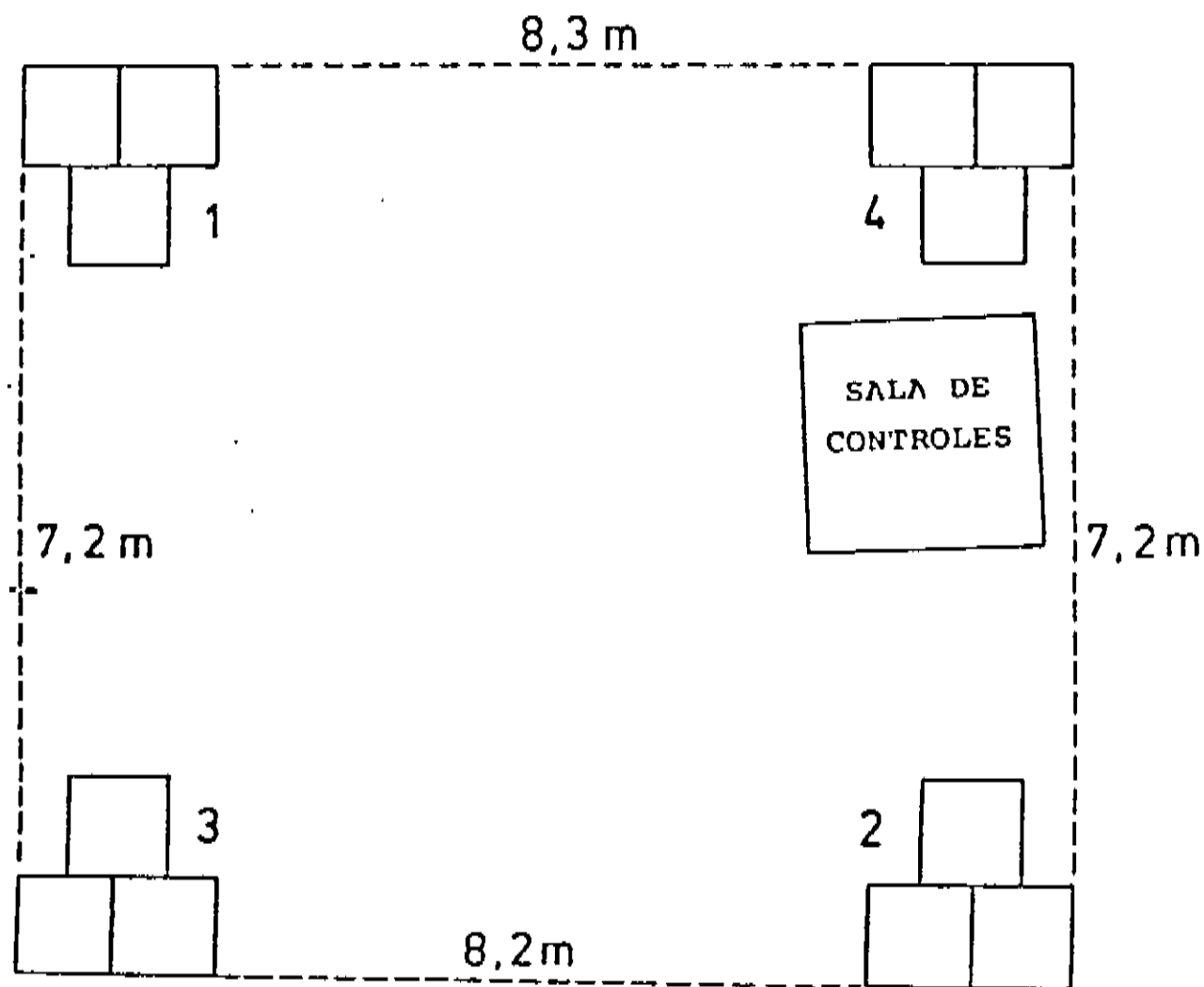


Figura 2.1 : O experimento de Chacaltaya, disposição dos cintiladores

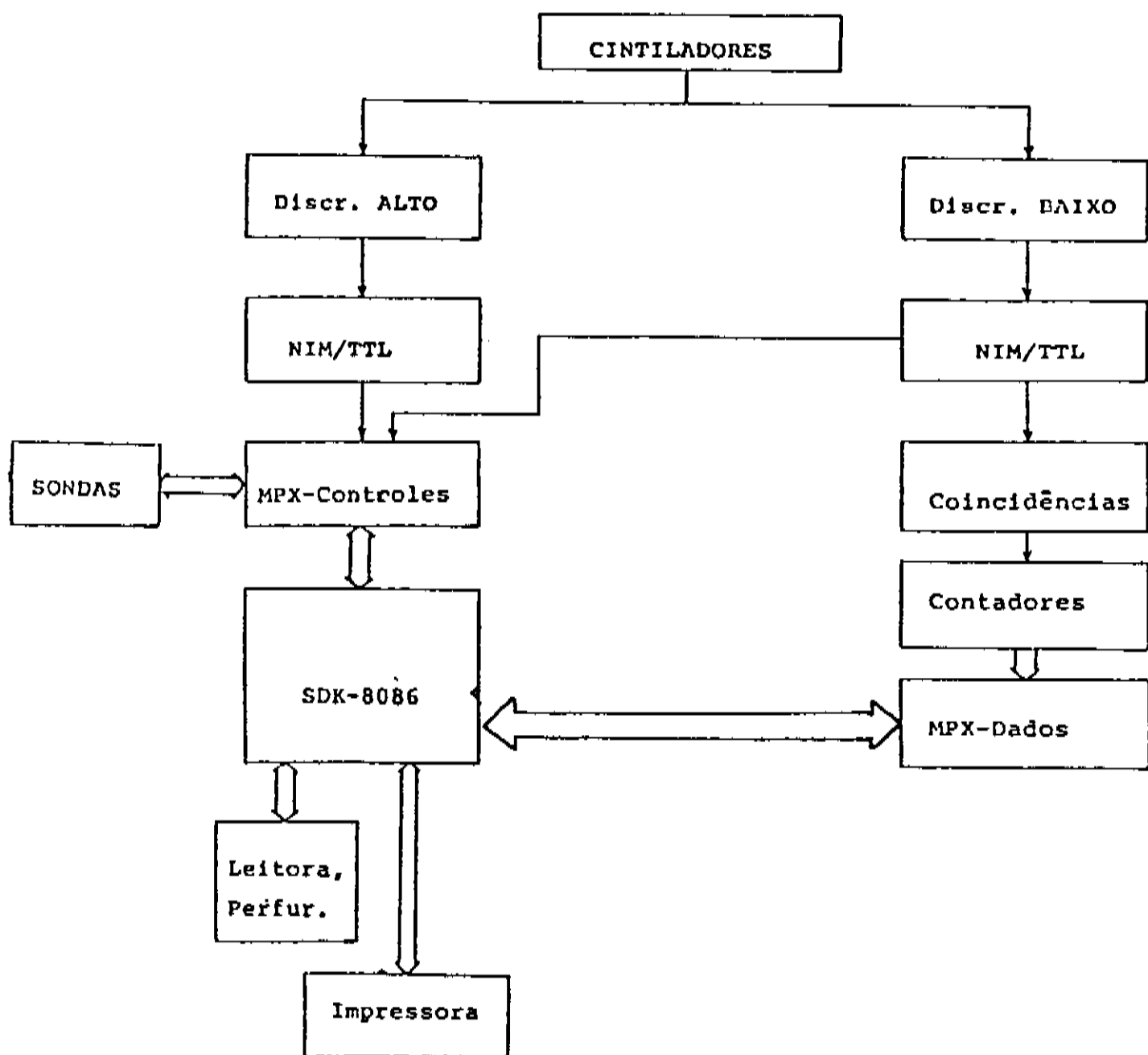


Figura 2.2 : Diagrama de blocos da eletrônica

2.3 Variações rápidas

Estas medidas tem como objetivo identificar uma possível componente de alta energia dos chamados *bursts- γ* ^[6], que são transientes breves e intensos de raios gama que chegam à Terra de maneira imprevisível. Até o momento esses transientes foram observados por satélites a energias variando de MeV até uns poucos GeV. Desta forma, é interessante um estudo da possível existência destes *bursts* a energias mais altas.

2.4 Variações siderais

Os dados que utilizaremos para o nosso trabalho de análise são coletados, impressos e perfurados, a cada 3 minutos. Cada linha de "tempo longo" contém os seguintes dados :

- i) DADO A : dados de coincidências quadruplas; ou seja, coincidência dos 4 grupos, com pelo menos um registro em cada grupo de 3 cintiladores.
- ii) DADO B : dados de coincidências triplas. Temos pelo menos um sinal em cada grupo de 3 cintiladores, em 3 grupos.
- iii) DADO C : dados de coincidências duplas, no mínimo um sinal em cada grupo de 3, em 2 grupos.
- iv) DADO D : dados das contagens individuais de cada fotomultiplicadora, em limiar alto e baixo.
- v) DADO E : dados relativos aos controles ambientais.

A figura 2.3 apresenta o formato de uma arquivo típico, com a identificação de cada parâmetro ambiental registrado.

O primeiro tempo longo (TL) de um arquivo não registra nada, sendo esse primeiro intervalo de 3 minutos usado para a sincronização das sondas de controle dos parâmetros ambientais e também das contagens. A partir daí, são registrados os parâmetros ambientais e as contagens das fotomultiplicadoras individuais, em limiares alto e baixo, começando pelo limiar alto da fotomultiplicadora 1, seguindo para o limiar baixo da mesma e assim por diante.

Os arquivos utilizados estão em fitas de papel. Estas eram lidas, transferindo-se os arquivos para fita magnética. As leitoras e perfuradoras que utilizam sistema de agulhas podem, devido a problemas mecânicos, originar dados incorretos. Estes problemas eram detetados e corrigidos antes de os dados sofrerem qualquer análise; para tanto foi desenvolvido um software de correção, o qual já foi detalhado em outro trabalho^[4].

		Data e horário do início das medidas	
		Nº da fita	
0305831436	068	3	Intervalo entre cada TL
TL0001	000000000000000000000000000000	----	Não registra
TL0002	04F5000E5203789A00401E01C3	----	Pressão
TCA	0006003300190011000E000C0001006C000C000C000D000C0007		
TCB	00060033001E00670069005D006000EC00550054006500670062		
TCA	0008002E00F6000A000D0008000B0020000B00080009000E0011		
TL0003	072600120D024071004336229F	----	Temp. grupo 1
TL0004	052D000E6802Ca190040880282	----	Temp. grupo 2
TL0005	0507000E2901C74100406C0271	----	Temp. grupo 3
TL0006	04E0000E8600000C00410D02AC	----	Tensão-referencia
TL0007	0550000ECC0000000040F60212	----	Temp. do ar
TL0008	050E000E93034BA00412602FA	----	Temp. do lab.
TL0009	0560000EA502389E004168026F	----	Reinicia a sequência
TL000A			

Figura 2.3 : Formato de um arquivo típico da primeira fase. O primeiro TL nunca registra nada. Estão indicados os controles ambientais a que cada dado se refere. Note-se um erro típico, o aparecimento de uma linha em branco (TL000A). TCA, TCB e TCC se referem a dados de "tempo curto", não utilizados neste trabalho. Todos os valores estão em hexadecimal.

2.5 A segunda fase de funcionamento do detetor (1987-1988)

Com o advento da supernova SN1987A, o experimento de Chacaltaya foi modificado de forma a poder registrar as direções de chegada dos eventos individuais. O diagrama de blocos da eletrônica é mostrado na figura 2.4. A principal informação registrada é o atraso medido entre as diagonais. O formato de um arquivo típico pode ser visto na figura 2.5. O item seguinte descreve como é feita a reconstrução da direção de chegada a partir dos atrasos medidos nas diagonais.

2.5.1 Reconstrução das direções de chegada

Dos atrasos medidos ao longo das duas diagonais podemos obter os ângulos θ e ϕ , que determinam as direções de chegada dos chuviscos.

Consideremos, primeiramente, a situação em que temos um chuvisco horizontal ($\theta = 90^\circ$) e a direção Norte-Sul coincidindo com a diagonal 2-3 (segundo o esquema mostrado na figura 2.6). Seja, então, A_1 o ângulo azimutal medido segundo este esquema, s_{14} e s_{23} as distâncias que a frente do chuvisco percorre no intervalo de tempo entre os disparos do primeiro cintilador e do segundo, ao longo das duas diagonais. Assim,

$$s_{14} = D \cos(90^\circ + A_1) = -D \sin(A_1)$$

$$s_{23} = D \cos(-A_1) = D \cos(A_1)$$

Considerando c , velocidade da luz, como a velocidade de propagação, obtém-se

$$R_1 = -(D \sin(A_1))/c$$

$$R_2 = (D \cos(A_1))/c$$

Para uma direção Z qualquer, as distâncias sobre o plano

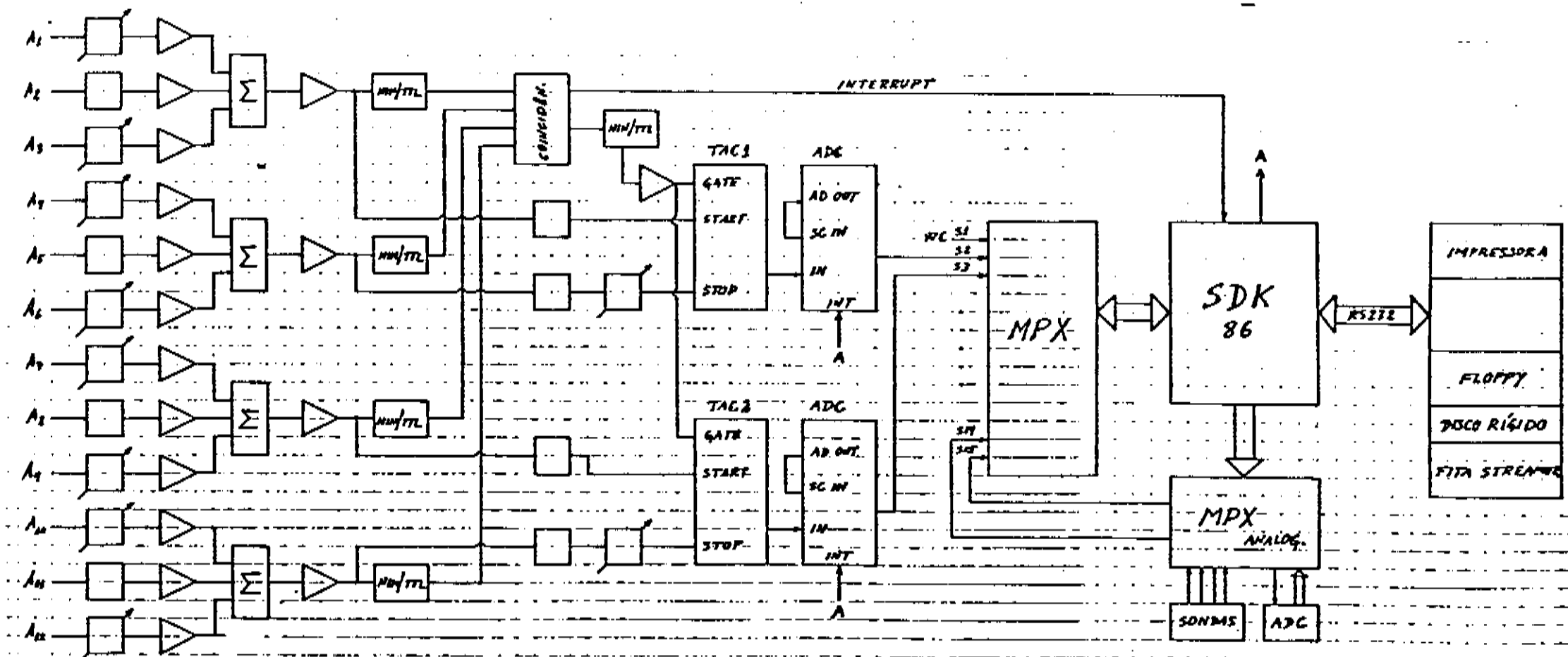


Figura 2.4 : Diagrama de blocos da eletrônica utilizada na segunda fase

		T_1	T_2	T_3	R_1	R_2													
		↑	↑	↑	↑	↑													
89000																			
20CF:9000	55	75	75	81	DB	10	55	4B	50	8A	DB	10	55	7E	6F	99			
20CF:9010	DC	10	55	75	53	C9	DD	10	55	00	00	D1	DD	10	55	6B			
20CF:9020	7D	0A	E2	10	55	59	4F	9B	E2	10	55	86	83	CF	E2	10			
20CF:9030	55	5C	61	4B	E3	10	55	8C	8B	62	E3	10	55	95	5E	70			
20CF:9040	E3	10	55	2E	A4	65	E5	10	55	69	74	C1	E5	10	55	7D			
20CF:9050	8E	26	E7	10	55	60	62	7A	E8	10	55	81	77	C1	EB	10			
20CF:9060	55	67	67	85	EC	10	55	53	56	FD	ED	10	55	6B	73	85			
20CF:9070	EE	10	55	72	55	C1	EE	10	55	7D	7C	3B	EF	10	55	9C			
8B000																			
20CF:B000	70	15	A7	14	55	4B	6E	53	A7	14	55	73	82	60	A7	14			
20CF:B010	55	5A	57	7F	AB	14	55	9F	54	A3	AB	14	55	67	5B	EE			
20CF:B020	AB	14	55	87	73	F5	AB	14	55	7E	7E	44	AA	14	55	23			
20CF:B030	9B	7A	AA	14	55	80	89	EB	AA	14	55	6A	6D	02	AB	14			
20CF:B040	55	5A	7A	3B	AB	14	55	6A	6B	71	AB	14	55	83	80	82			
20CF:B050	AB	14	55	6B	7D	E1	AB	14	55	85	7F	59	AC	14	55	6F			
20CF:B060	59	7A	AC	14	55	71	7B	86	AD	14	55	6B	64	C3	AD	14			
20CF:B070	55	5D	9E	E5	AD	14	55	8B	7E	2A	AF	14	55	65	93	7C			
8C000																			
20CF:C000	55	6B	70	9B	7C	16	55	6E	74	D3	7C	16	55	8B	93	FF			
20CF:C010	7E	16	55	5F	5A	3B	7F	16	55	8B	6C	49	7F	16	55	46			
20CF:C020	54	21	82	16	55	91	23	F9	83	16	55	5A	60	0B	84	16			
20CF:C030	55	9B	8F	5F	84	16	55	93	8B	D1	85	16	55	6B	4D	CC			
20CF:C040	86	16	55	5B	60	40	87	16	55	67	79	67	87	16	55	60			
20CF:C050	65	45	8A	16	55	7C	6C	4D	8A	16	55	5F	7A	75	8A	16			
20CF:C060	55	74	6D	A9	8A	16	55	76	7C	E1	8A	16	55	67	61	66			
20CF:C070	8C	16	55	59	5D	2D	8D	16	55	6D	75	7F	8E	16	55	64			

Figura 2.5 : Formato de uma arquivo da segunda fase do experimento

55 - Separa dois conjuntos de dados

T_1 , T_2 e T_3 - Horário de ocorrência do evento (HH:MM:SS)

R_1 e R_2 - Atrasos nas diagonais

Valores em hexadecimal

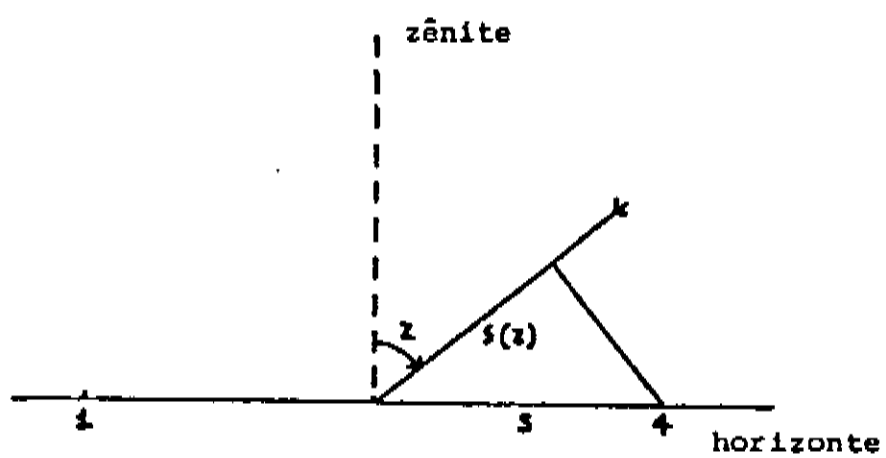
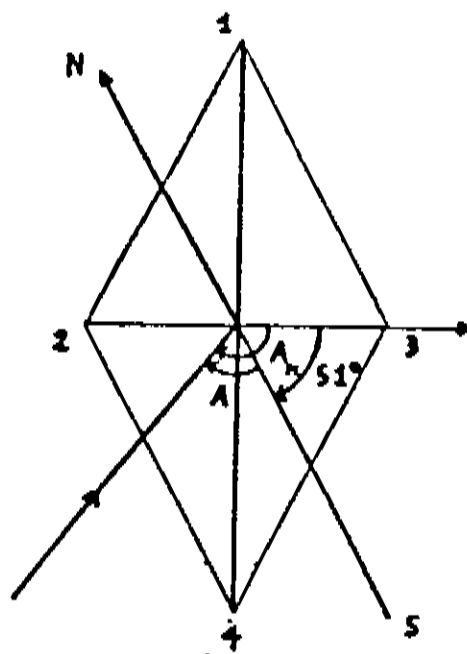
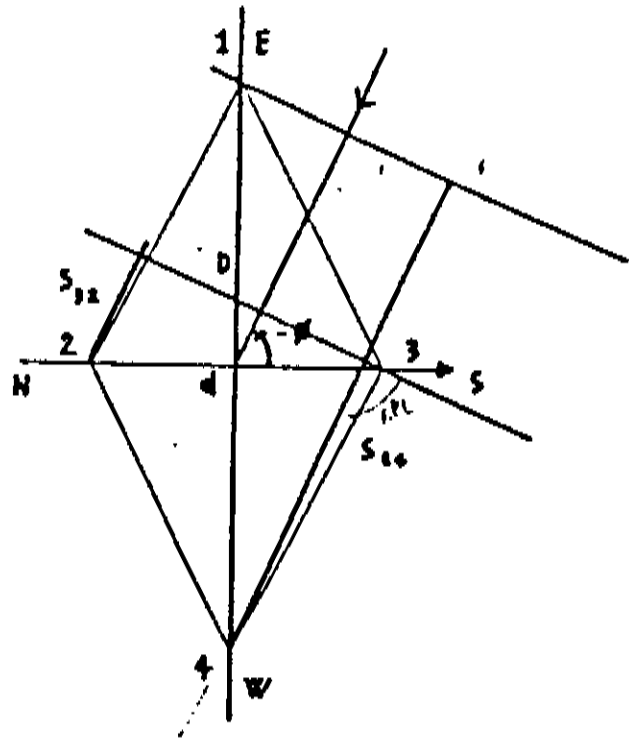


Figura 2.6 : Esquema para determinação das direções de chegada

horizontal, como mostrado na figura 2.6, serão

$$s(z) = s \sin(z)$$

De onde, portanto, teremos

$$\begin{aligned} R_1 &= -(D \sin(z) \sin(A_1)) / c \\ e \\ R_2 &= (D \sin(z) \cos(A_1)) / c \end{aligned} \quad (2.1)$$

Invertendo-se as relações precedentes, obtemos

$$\operatorname{tg}(A_1) = -R_1 / R_2 \quad (2.2)$$

$$\sin(z) = c \sqrt{R_1^2 / D^2 + R_2^2 / D^2} \quad (2.3)$$

$$\cos(A_1) = (R_2 / c) / (D \sin(z)) \quad (2.4)$$

A terceira relação define um valor unívoco para a primeira. Na verdade a direção norte-sul forma um ângulo diferente de zero com a diagonal 2-3, de forma que o ângulo azimutal será

$$A = A_1 - A_{ns}$$

em Chacaltaya $A_{ns} = 51^\circ$.

2.5.2 Fluxo observável

O espectro de energia dos raios cósmicos é representado por

$$dS/dE = AE^{-\gamma} \quad (2.5)$$

onde $A \approx 2.25$ e $\gamma = 2.75$. De forma análoga, para os gamas teremos

$$dS_\gamma/dE = BE^{-\gamma} \quad (2.6)$$

assumindo-se que o expoente do espectro, γ , seja igual àquele da

radiação cósmica e que a fonte seja puntiforme.

O número total de eventos da radiação cósmica observáveis em uma área eficaz A_{eff} , dentro de um ângulo sólido Ω , durante um intervalo de tempo T é :

$$N_{\text{cr}} = \int A E^{-\gamma} A_{\text{eff}}(E) \Omega T dE \quad (2.7)$$

N_{cr} será o fundo, enquanto que o sinal que se quer medir é o

$$N_{\gamma} = \epsilon \int B E^{-\gamma} A_{\text{eff}}(E) \Omega T dE \quad (2.8)$$

onde ϵ é a eficiência do detetor. O experimento deteta uma fonte gama através de uma abertura angular α , a qual deve maximizar a razão sinal/ruído, que é escrita na forma,

$$N_{\gamma} = \frac{n_0 \int_0^{\alpha} e^{-1/2(\theta^2/\delta\theta^2)} 2\pi \sin\theta d\theta}{n_1 \left[\int 2\pi \sin\theta d\theta \right]^{1/2}} \quad (2.9)$$

O valor que se obtém, maximizando (2.9), é $\alpha = 1.58\delta\theta$, onde $\delta\theta$ é a resolução angular do experimento. O ângulo sólido Ω pode ser expresso na forma,

$$\Omega = 2\pi(1-\cos\alpha) = \pi\alpha^2 = \pi(1.58\delta\theta)^2$$

Pode-se afirmar que uma determinada fonte foi observada, quando o número de gamas observados for maior que k vezes a flutuação dos raios cósmicos, ou seja,

$$N_{\gamma} > k \sqrt{N_{\text{cr}}} \quad (2.10)$$

substituindo (2.8) em (2.10), obtem-se

$$\epsilon \int B E^{-\gamma} A_{\text{eff}}(E) dE T > k \sqrt{N_{\text{cr}}} \quad (2.11)$$

da expressão de N_{cr} pode-se obter :

$$\int E^{-\gamma} A_{\text{eff}}(E) dE = \frac{N_{\text{cr}}}{A\Omega T} \quad (2.12)$$

Substituindo (2.12) em (2.11) obtemos :

$$\frac{\epsilon B N_{\text{cr}}}{A\Omega} > k \sqrt{N_{\text{cr}}}$$

de onde se tem que

$$B_{\text{min}} = \frac{k A \Omega}{\epsilon \sqrt{N_{\text{cr}}}} \quad (2.13)$$

Como o fluxo de gamas é

$$\phi(>E) = \frac{B}{\gamma - 1} E^{-\gamma+1} \quad (2.14)$$

pode-se obter o mínimo fluxo detetável, substituindo-se (2.13) em (2.14), de forma que

$$\phi_{\text{min}}(>E) = \frac{k A \Omega}{(\gamma-1) \epsilon \sqrt{N_{\text{cr}}}} E^{-\gamma+1} \quad (2.15)$$

pode-se fazer uma outra substituição, tendo em conta que

$$N_{\text{cr}} = f_{\text{cr}} \frac{\Omega}{\Omega_{\text{tot}}} T \quad (2.16)$$

onde f_{cr} é a frequência de chegada dos raios cósmicos e Ω_{tot} é o angulo sólido total. Assim,

$$\phi_{\text{min}}(>E) = \frac{k A \sqrt{N_{\text{cr}}} E^{-\gamma+1} \Omega}{(\gamma-1) \epsilon f_{\text{cr}} \Omega / \Omega_{\text{tot}} T} \quad (2.17)$$

Mas $f_{\text{cr}} = \phi A_{\text{eff}}$, onde ϕ é o fluxo total (RC) na faixa de energia de interesse. Substituindo essa expressão em (2.17) e tendo em conta a expressão análoga a (2.14) para raios cósmicos, a expressão (2.17) ficará

$$\phi_{\min}(>E) = \frac{\Omega_{\text{tot}} k \sqrt{N_{\text{cr}}}}{\epsilon A_{\text{eff}} T} \quad (2.18)$$

sendo $\Omega_{\text{tot}} = 0.38 \text{ sr}$ e $k=4$ teremos que,

$$\phi_{\min}(>E) = \frac{1.52 \sqrt{N_{\text{cr}}}}{\epsilon A_{\text{eff}} T} \quad (2.19)$$

para a direção de SN1987A. Note-se que $A_{\text{eff}} = A_{\text{eff}}(E_{\gamma})$, ou seja, a área efetiva depende da faixa de energia considerada e $\sqrt{N_{\text{cr}}}$ é o desvio padrão do fundo de radiação cósmica (que segue uma distribuição Poissoniana).

2.6 Referências do capítulo 2

- [1] T.Gombosi et al., Proc. XIV ICRC, 2, 586, Munique (1975)
- [2] P.Vallania, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Torino, Torino (1982)
- [3] M.Sella, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Torino, Torino (1981)
- [4] E. J. T. Manganote, Tese de Mestrado, UNICAMP (1987)

Análise dos dados da primeira fase do detetor de Chacaltaya

3.1 Correção e formatação dos dados

Problemas na transmissão dos dados originados por interferências diversas ou problemas na perfuração das fitas de papel causam frequentes erros nos arquivos. Por isso, foi desenvolvido um software^[1] para corrigir os erros que aparecem mais frequentemente.

Após a correção dos erros mais grosseiros ainda existe a possibilidade de que alguns dados incorretos permaneçam nos arquivos. Para resolver este problema, introduziu-se um critério de *limpeza* dos dados, que rejeita as contagens fora do intervalo de 3σ :

$$\langle y \rangle - 3\sigma_y < y_i < \langle y \rangle + 3\sigma_y$$

Os dados referentes ao período (1982/84) podem ser vistos na figura 3.1. Na figura 3.2 temos a contagem média dos arquivos ao longo do tempo. Efeitos instrumentais variados fazem surgir esses *degraus*, tornando-se necessária uma normalização. Escolheu-se arbitrariamente o valor 1100 para essa normalização. Com essas *limpezas* e a normalização feitas, os dados estão prontos para serem analisados.

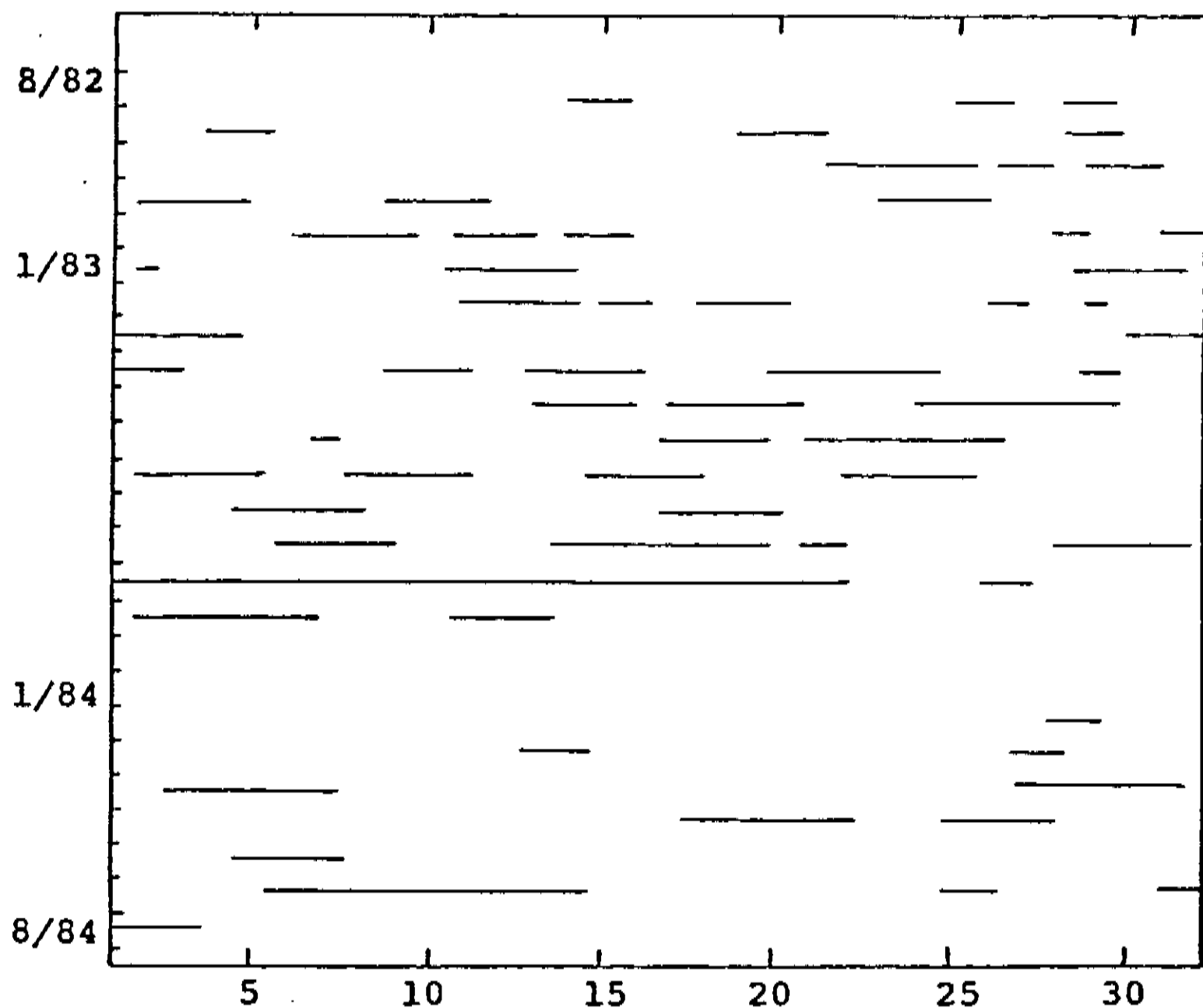


Figura 3.1 : Eficiência do detetor

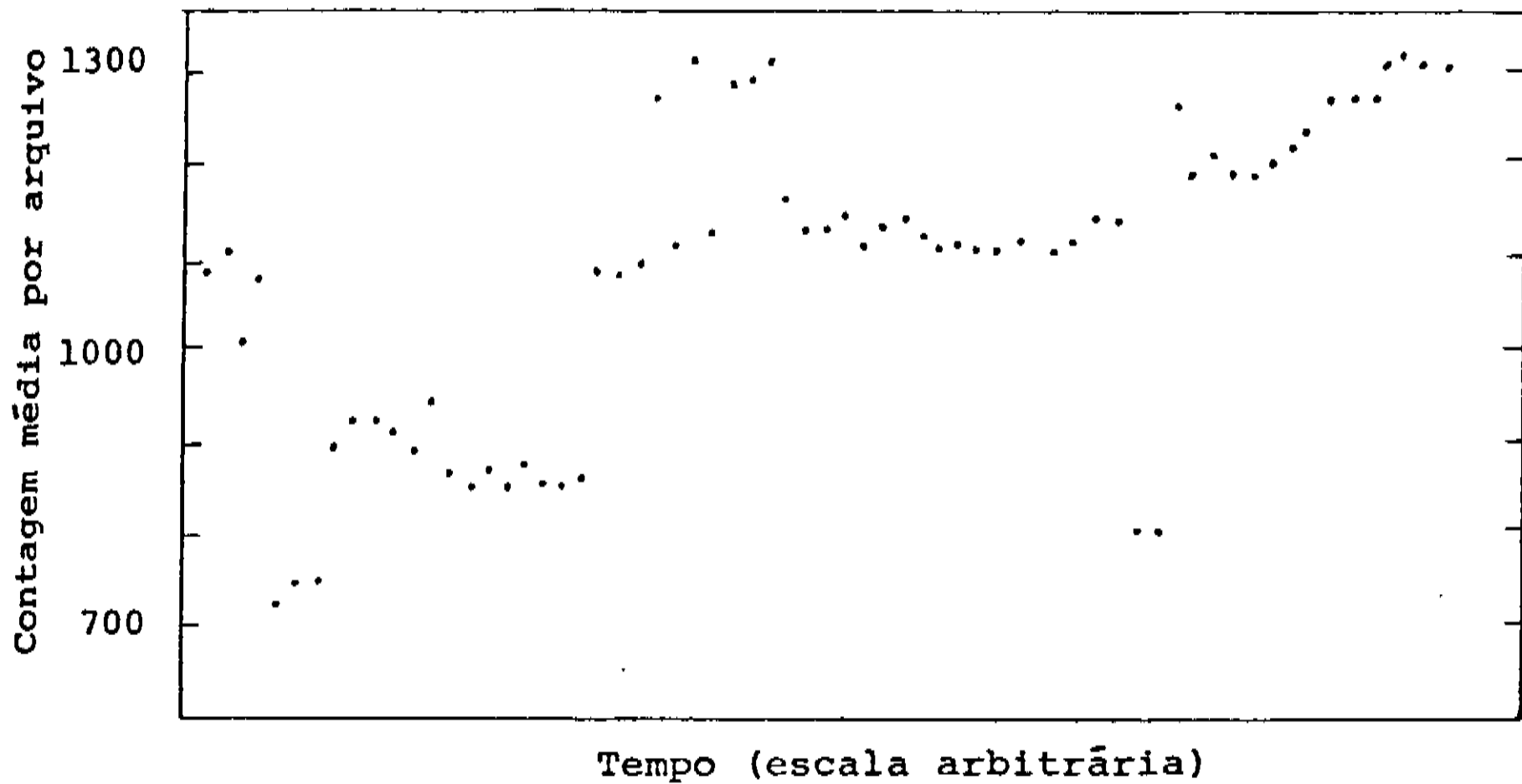


Figura 3.2 : Contagem média dos arquivos ao longo do tempo

3.2 Correção pelos parâmetros atmosféricos

Como já comentamos, as variações diárias da pressão atmosférica e da temperatura do ar podem introduzir modulações, as quais podem continuar significativas até em tempo sideral. Como os dados foram normalizados, torna-se difícil tratar os efeitos de segunda ordem, as variações anuais. Sendo assim, os efeitos tratados neste trabalho serão apenas os de primeira ordem, ou seja as variações diárias.

Os dados de temperatura e pressão utilizados eram coletados em um outro experimento instalado próximo ao nosso detetor. Usando cerca de 7 meses de dados registrados hora a hora. Foi criado um dia médio de pressão e temperatura, o qual foi correlacionado através de regressão linear simples. Os coeficientes de correção obtidos foram

$$\beta = (-0.68 \pm 0.15)\%/mbar$$

e

$$\alpha = (-0.08 \pm 0.02)\%/^{\circ}C$$

Como podemos ver da tabela 3.1 os resultados concordam com os obtidos por outros grupos. Para verificarmos se os dados ainda possuem alguma modulação após terem sido efetuadas as correções de primeira ordem, utilizamos o método da análise harmônica em tempo antisideral. Este método foi originalmente desenvolvido por Farley e Storey^[2] e é amplamente utilizado. O tempo antisideral não possui significado físico, mas se houver alguma modulação presente nos dados ela aparecerá na forma de harmônicas significativas quando desta análise. Os resultados obtidos foram

$$A_1 = (0.03 \pm 0.01)\% \quad \phi_1 = (11 \pm 2)\text{horas}$$

$$A_2 = (0.03 \pm 0.01)\% \quad \phi_2 = (6 \pm 2)\text{horas}$$

A análise antisideral apresentou harmônicas de baixa significância; o que nos garante que os dados não estão sujeitos a

Estação	En. Primária (eV)	β (%/mb)	α (%/°C)
Norikura 2770m, 35N	2×10^{13}	-0.70 $\pm$ 0.02	-0.09 $\pm$ 0.03
Musala 2925m, 42N	6×10^{13}	-0.68 $\pm$ 0.04	-0.21 $\pm$ 0.04
Pic-du-Midi 2860m, 41N	3×10^{14}	-0.76 $\pm$ 0.01	-0.11 $\pm$?
Yakutsky nível do mar	1×10^{14}	-0.75 $\pm$ 0.02	-0.21 $\pm$?
Chacaltaya 5220m, 18S	5×10^{12}	-0.68 $\pm$ 0.15	-0.08 $\pm$ 0.02

Tabela 3.1 : Coeficientes obtidos para os parâmetros atmosféricos

fortes modulações.

Em segunda foi efetuada a análise em tempo solar, obtendo-se

$$A_1 = (0.085 \pm 0.014)\% \quad \phi_1 = (8.6 \pm 0.6)\text{horas}$$

$$A_2 = (0.065 \pm 0.014)\% \quad \phi_2 = (8.1 \pm 0.8)\text{horas}$$

Tanto a primeira como a segunda harmônica são significativas. É esperado que um efeito tipo Compton-Getting apareça em primeira harmônica, todavia como já mencionado no capítulo 1 a amplitude esperada seria duas vezes menor. Em segunda harmônica a hipótese mais provável é de que as correções pelos parâmetros atmosféricos não estejam sendo suficientes. Campos magnéticos interplanetários e possíveis assimetrias na cavidade solar^[3], poderiam introduzir anisotropias solares, além do efeito Compton-Getting, causado pelo movimento da Terra .

3.3 Análise sideral e discussão dos resultados

Os resultados para primeira e segunda harmônicas em tempo sideral são

$$A_1 = (0.11 \pm 0.01)\% \quad \phi_1 = (1 \pm 1)\text{horas}$$

e

$$A_2 = (0.04 \pm 0.01)\% \quad \phi_2 = (11 \pm 2)\text{horas}$$

Na tabela 3.2 são colocados esses resultados e os obtidos por outros grupos . Existe uma boa concordância em primeira harmônica, todavia quanto a segunda harmônica nada podemos afirmar por ela não ser estatisticamente significativa ($A_1 < 3\sigma_{A1}$). Os grupos de Norikura, Musala e Baksan apresentam uma segunda harmônica significativa com fase entre 5 e 6 horas. Os resultados do grupo de Poatina não possuem uma segunda harmônica significativa, o que pode ser devido a uma estatística insuficiente, mas também pode indicar uma diferença real norte-sul.

Análise Harmônica	Poatina 42° S	Norikura 36° N	Musala 42° N	Baksan 43° N	Chacaltaya 18° S
En. média	10^{12} eV	2.10^{13} eV	6.10^{13} eV	10^{13} eV	10^{13} eV
Primeira Harmônica	$(0.05 \pm 0.02)\%$ $(1.3 \pm 1.9)h$	$(0.051 \pm 0.004)\%$ $(1.0 \pm 0.3)h$	$(0.07 \pm 0.02)\%$ $(1.7 \pm 1.1)h$	$(0.057 \pm 0.004)\%$ $(1.4 \pm 0.3)h$	$(0.105 \pm 0.014)\%$ $(0.9 \pm 0.5)h$
Segunda Harmônica	----- -----	$(0.026 \pm 0.004)\%$ $(5.5 \pm 0.3)h$	$(0.06 \pm 0.02)\%$ $(5.0 \pm 0.7)h$	$(0.019 \pm 0.004)\%$ $(6.2 \pm 0.4)h$	$(0.036 \pm 0.014)\%$ $(10.6 \pm 1.5)h$

Tabela 3.2 : Comparação dos resultados com os obtidos anteriormente por outros grupos

3.4 Comentários

Quando assumimos uma origem galáctica, a tendência das partículas fluírem de regiões densas para as de menor densidade seguindo as linhas do campo magnético, faz com que a direção do braço espiral para dentro (SP in, ver figura 1.1) da galáxia torne-se a mais provável. Se houvesse uma fonte intensa de partículas naquela direção poderíamos ter um deslocamento de 180° na fase, devido a este gradiente. No caso de uma origem extragaláctica, se os chuveis são produzidos por prótons chegando das regiões centrais (SGC) do aglomerado local de galáxias, deveríamos observar um máximo nesta direção. De fato, recentemente, o grupo de Yakutsk observou um excesso^[5] nessa direção, para a faixa de energia acima de 10^{19} eV. A distribuição de fontes gama na galáxia fornece^[6] possibilidades interessantes, na figura 3.3 mostramos a superposição dos dados coletados pelo grupo de Baksan com os coletados (extrapolação) pelo satélite COS-B.

Uma parte dessa anisotropia pode aparecer devido à distribuição das partículas com relação às linhas do campo magnético local juntamente com um efeito tipo Compton-Getting, superposto, devido ao movimento do sistema solar com respeito ao meio interestelar local^[7]. Uma difusão desse tipo se fosse anisotrópica^[8], produziria uma distribuição na qual as harmônicas ímpares seriam idênticas nos hemisférios norte e sul enquanto as pares seriam opostas (em fase). Até o momento não existem evidências suficientes para provar ou não este modelo. O pouco conhecimento da estrutura do campo magnético local dificulta o cálculo das anisotropias esperadas, todavia, o aparecimento de anisotropias que não se correlacionam com aquelas prováveis fortalece este modelo.

Finalizando, os nossos resultados estão em boa concordância com os já obtidos por outros grupos. Todavia, existe ainda a presença de modulações em tempo solar que não puderam ser retiradas. A análise antisidereal mostrou que as modulações presentes não são fortes, contudo a anisotropia observada em tempo

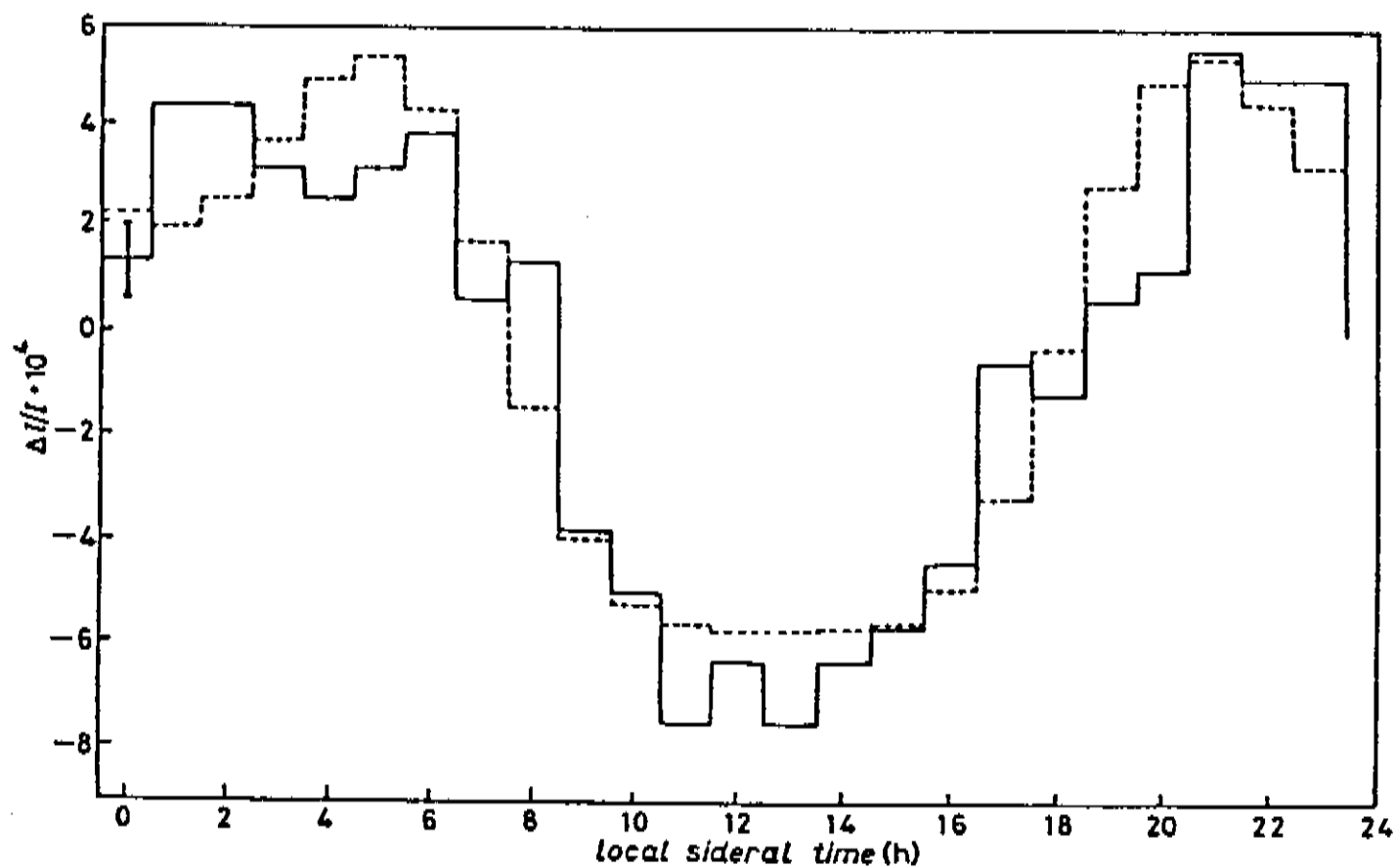


Figura 3.3 : Superposição dos dados de Baksan com os coletados (extrapolação) pelo satélite COS-B^[6]

solar não pode ser desprezada. Comparando-se as amplitudes nos 3 tipos de análise podemos ver que a amplitude em tempo sideral é a mais significativa, o que indica a presença de um efeito genuíno. Entretanto, a existência de uma ulterior modulação pode estar aumentando a amplitude da primeira harmônica, como se vê da comparação com os dados de outros grupos.

3.5 Referências

- [1] E. J. T. Manganote, Tese de Mestrado, UNICAMP (1987)
- [2] F. J. M. Farley e J. R. Storey, Proc. Phys. Soc., A67, 998 (1954)
- [3] J. Kota, Proc. XIX ICRC, 9, 275, La Jolla (1985)
- [4] V. V. Alexeenko et al., Proc. XVII ICRC, 2, 146, Paris (1981)
- [5] N. N. Efimov et al., Proc. XXI ICRC, 3, 205, Adelaide (1990)
- [6] V. V. Alexeenko e G. Navarra, Lett. Nuov. Cimento, 42, 1 (1985)
- [7] K. Nagashima et al., Proc XV ICRC, 2, 154, Plovdiv (1977)
- [8] J. Kota e A. J. Somogyi, Proc. XV ICRC, Late Papers (1977)

Astronomia Gama de altas energias

4.1 Um breve histórico

A procura de um fluxo de gamas primários na radiação cósmica se iniciou nos anos 50^[1].

S. Hayakawa e G. Hutchinson em 1962^[2,3] e P. Morrison^[4] em 1957 previram que interações entre a componente nuclear e eletrônica da radiação cósmica com a matéria interestelar produziriam radiação gama no intervalo de MeV-GeV e estimaram que a intensidade da emissão de radiação gama galáctica seria mensurável. Ginzburg e Syrovatsky^[5] também estimaram o fluxo como sendo da ordem de 10^{-5} fo/cm²ssr para energias maiores que 100 MeV. Problemas técnicos, relacionados com o *background* e com os baixos fluxos esperados adiaram até 1967 a primeira observação efetiva de uma componente em gamas identificada como sendo de origem galáctica. Esses dados foram coletados pelo satélite OSO-III^[6]. Com a missão SAS-II, em 1972, conseguiram-se evidências acerca de 3 fontes discretas (Crab, Vela e Geminga). De 1975 a 1982 o satélite COS-B registrou mais de 200000 eventos com energias superiores a 50 MeV. Com esses dados foi possível construir um mapa do céu em gamas e identificar 25 fontes discretas (o catálogo 3CG^[7]).

A energias menores que 10 GeV os fluxos de gamas ainda são altos o suficiente para que as observações possam ser feitas com satélites. Já na região de energia muito alta (VHE) - 10^{10} a 10^{14} eV, e na região de energia ultra alta (UHE) - 10^{14} a 10^{17} eV, os fluxos tornam-se muito pequenos em comparação ao *background* de raios cósmicos de forma que são necessárias grandes áreas de detecção. A observação da radiação Cerenkov associada a chuvenhos atmosféricos^[8] tornou possível a realização de medidas na região VHE com detetores baseados na superfície da Terra. A primeira estimativa de fluxo de gamas de VHE foi feita para a nebulosa do Carangueijo (Crab)^[9]. Se os elétrons, que preenchem a nebulosa e

avam na faixa de rádio e sincrotron, fossem produto do decaimento de mésons, as colisões próton-próton que os produziam também gerariam píons neutros que decairiam em gamas. O fluxo previsto foi da ordem de 10^{-9} fo/cm²s para energias maiores que 1 TeV. As primeiras observações sistemáticas nesta faixa de energia foram feitas pelo grupo do Instituto Lebedev em 1960^[10].

Gamas de UHE que chegam ao topo da atmosfera produzem cascatas eletromagnéticas que podem ser observadas por detetores de chuviros atmosféricos extensos. Na década de 60 dois experimentos foram construídos para esse fim, um esteve operando no Monte Chacaltaya^[11] (Bolívia) e o outro em Lodz (Polónia). Sendo que nenhum fluxo foi observado. Contudo, outros experimentos foram construídos, motivados em parte pela simplicidade das técnicas utilizadas e pelas descobertas de emissões em outros comprimentos de onda, o que aumentava o número de possíveis candidatos a fontes (quasars, pulsares, buracos negros, etc.).

A confirmação de um fluxo de gamas de VHE de Cisne-X3 por três grupos independentes em 1980-82^[13-15] forneceu o ponto de partida para o reconhecimento da importância da área e o incentivo que faltava para uma busca sistemática de emissões em objetos do mesmo tipo de Cisne-X3 (binárias) e em outras faixas de energia mais alta. Hoje, a chamada astronomia gama, tanto em VHE como UHE, tornou-se um canal legítimo de informação astronômica. Novas observações, novos candidatos a fontes e novos experimentos tem surgido muito rapidamente. Na tabela 4.1 podemos ver um apanhado das observações mais confiáveis feitas até o presente momento.

Fonte	Publicações	Período	Hem.	E (TeV)	Fluxo [cm ⁻² s ⁻¹]	D [Kpc]	L [erg/cm ² s]
Pulsars							
Crab	6	33ms	N	1	4×10^{-12}	2.0	6×10^{38}
Vela	2	89.2ms	S	1	3×10^{-12}	0.5	3×10^{32}
PSR1737+21	(1)	1.56ms	N	1	2×10^{-11}	5	2×10^{35}
PSR1753+29	1	6.13ms	N	1	1.2×10^{-12}	3.5	6×10^{35}
PSR1801-23	1	112ms	S	1	2.3×10^{-10}	2.7	3×10^{35}
Binary X-ray sources							
Cygnus X-3	9	4.8h	N	1	5×10^{-11}	11.4	3×10^{36}
				100	10^{-13}		
	3			1000	2×10^{-14}		
Her X-1	3	1.24s	N	1	3×10^{-11}	5	3×10^{35}
	1			500	3×10^{-12}		
4U0115+63	2	3.61s	N	1	7×10^{-11}	5	6×10^{35}
Vela X-1	2	8.96d	S	1	2×10^{-11}	1.4	2×10^{34}
	2			3000	9×10^{-15}		
Cen X-3	(1)	2.09d	S	1000	7	10	7
LMC X-4	1	1.41	S	10000	5×10^{-15}	50	1×10^{38}
Supernova remnants							
Crab Nebula	2	steady	N	1	1×10^{-11}	2	2×10^{34}
	1	variable		1000	1×10^{-10}		2×10^{35}
Radio galaxies							
Cen A	1	steady	S	1	4×10^{-12}	4400	3×10^{40}

Tabela 4.1 : Fontes gama de alta energia

4.2 Astronomia Gama acima de 100 TeV

Atualmente, entre as fontes mais prováveis nesse intervalo de energia, podemos colocar as binárias compactas, pulsares isolados, buracos negros, etc. A explicação convencional para a produção de energia na faixa UHE em objetos compactos é a existência de mecanismos aceleradores que poderiam gerar feixes de partículas com UHE, elétrons ou núcleons. No caso dos elétrons gamas de UHE seriam produzidos por efeito Compton inverso ou *Bremsstrahlung*^[16]. Já os feixes de núcleons produziriam radiação gama através do decaimento dos π^0 s gerados quando de sua interação com o material que circunda o objeto. Esses gamas poderiam ser observados da Terra^[17-19].

O fluxo esperado é muito pequeno em comparação com o *background* de raios cósmicos. De forma que uma detecção estatisticamente significativa é demorada. Mais ainda, porque o critério principal é a direcionalidade do sinal. São previstas diferenças substanciais entre chuveiros originados por gamas e por núcleons primários; todavia a falta de detetores capazes de distingui-los torna as observações ambíguas. Na tabela 4.2 apresentamos um panorama geral dos principais experimentos que estão funcionando na atualidade.

Detetor	Localização	Elev. (g/cm ²)	Area (10 ⁴ m ²)	$\Delta\theta$ (deg)	E _{th} (TeV)	μ area (m ²)	h area (m ²)
AKENO	35N,138E	920	1	3	1	225	--
NORIKURA	36N,137E	738	< 1	2	0.2	--	8
JANZOS	41S,170E	930	> 0.23	2	1	--	--
BUCKLAND	35S,138E	1030	1	2.5	1	--	--
KGF	13N,78E	915	1.66	1.5	0.5	210	--
OOTY	11N,77E	785	0.5	3	0.1	--	--
BAKSAN	43N,43E	840	0.5	1.5	0.3	--	--
TIEN SHAN	42N,75E	690	0.5	3	0.1	35	160
ANI	40N,44E	695	0.3	2.5	0.1	220	1500
GRAN SASSO	42N,14E	800	7	1.0	0.01	7	--
PLATEAU	46N,8E	675	7	5.5	0.01	--	--
GREX	54N,1W	1030	> 1	1	0.5	40	--
LA PALMA	29N,18W	800	4	1	0.1	7	--
BASJE	16S,68W	530	> 0.5	3	0.2	60	60
CYGNUS	36N,106W	800	> 4	1	0.05	244	--
MT. HOPKINS	32N,111W	780	0.5	1	0.1	--	--
FLY'S EYE	40N,112W	850	2	0.5	0.1	1000	--
CASA	40N,112W	850	25	1	0.1	1000	--
SOUTH POLE	90S,0	760	1	1	0.1	--	--
GRANDE	34N,93W	1000	6.2	0.3	0.01	62500	62500

**Tabela 4.2 : Principais experimentos em funcionamento
na atualidade**

Neste item discutiremos o estado da arte no estudo de algumas fontes visíveis no hemisfério sul, as quais serão estudadas por nós quando da análise dos dados da segunda fase do detetor de Chacaltaya.

4.3.1 A supernova SN1987A

Este recente evento^[20] nos deu, pela primeira vez, a possibilidade de examinar experimentalmente a hipótese de que supernovas (SN) são as principais fonte de radiação cósmica na galáxia^[21]. Envoltórias jovens de SN foram primeiramente sugeridas como fontes de radiação gama de alta energia e neutrinos por Berezhinsky^[22] e posteriormente foram estudadas por Silberberg e Shapiro^[23]. Gamas provenientes de SN1987A foram considerados por diversos autores^[24-26], aqui focalizaremos nossa atenção para aqueles gamas com energia $E_\gamma \geq 50$ TeV, como sugerido por Berezhinsky e Ginzburg^[27] e Castagnoli et al.^[28], os quais seriam produzidos por prótons com energia $E_p \geq 500$ TeV através de interações nucleares na envoltória ($p + p \rightarrow \pi^0 + x$).

É usualmente aceito^[29-31] que partículas não podem ser aceleradas até tais energias através de uma onda de choque. Desta forma, a aceleração por um pulsar ou um buraco negro dentro da envoltória torna-se a alternativa mais natural. Muitos modelos de aceleração por objetos compactos foram apresentados^[32-36]. A maioria sugere a existência de grandes potenciais elétricos que se desenvolvem na superfície do pulsar devido a uma indução unipolar.

Outra possibilidade seria a aceleração por um dipolo magnético^[37]. Assim, como até o presente nenhum outro mecanismo foi apresentado podemos supor que a existência de gamas com energias $E_\gamma \geq 100$ TeV seria uma prova da aceleração por um objeto compacto. Observações de gamas de energias maiores são menos eficientes, pois para a distância de SN1987A ($d \geq 52$ Kpc) a maioria desses fótons seria absorvida pela radiação de 3K (via produção de pares).

Gamas com energias da ordem de 100 TeV podem ser detectadas através das cascadas eletromagnéticas que elas induzem na atmosfera. Para energias da ordem de 50 TeV, pequenos detetores montados em montanhas tem sensibilidade suficiente, após um ano de medidas, para observar fluxos de 10^{-12} a 10^{-11} fotons/cm²s. Como descreveremos mais tarde, esta é a sensibilidade do detetor da colaboração Torino-Chacaltaya-Campinas.

O fluxo de gamas produzidos através da reação ($p+p \rightarrow \pi+X$) pode ser calculado para o intervalo de tempo entre t_γ (instante no qual a envoltória torna-se transparente a gamas) e t_m (instante no qual a espessura da envoltória torna-se menor do que o comprimento de interação dos prótons). Para um espectro tipo lei de potência dos prótons acelerados,

$$J_\gamma(>E_\gamma) = \frac{1}{4\pi d^2} \phi_\gamma \frac{\gamma-1}{\gamma} L_p E_\gamma^{-\gamma} \quad (1)$$

onde $d = 52$ Kpc é a distância até SN1987A, γ é o expoente do espectro integral, L_p (GeV/s) é a luminosidade em prótons da pulsar e E_γ (GeV) é a energia dos gamas. Se a fonte em questão tiver propriedades tais que possa reproduzir o espectro de raios cósmicos em nossa galaxia, então γ estará limitado ao intervalo $1.1 < \gamma < 1.4$, sendo o valor mais provável $\gamma = 1.3$.

Na tabela 4.3 podemos ver os valores de ϕ_γ e J_γ calculados para diferentes valores de γ , supondo-se uma luminosidade em prótons $L_p = 10^{41}$ erg/s.

Para a luminosidade considerada $L_p = 10^{41}$ erg/s, a pressão desenvolvida pelos raios cósmicos excede consideravelmente a pressão das camadas internas da envoltória da SN. No estágio inicial da expansão, a radiação cósmica e o campo magnético formam uma bolha que se expande a uma velocidade $v = 10^{10}$ cm/s, até que a pressão do gás comprimido interrompa a expansão. Neste estágio a envoltória se encontra num estado de instabilidade tipo Rayleigh-Taylor, do qual resulta a formação de nuvens de gás, entre as quais formam-se túneis de baixa densidade, cheios de raios cósmicos e com campo magnético. Assume-se, portanto, que a radiação cósmica preenche de maneira praticamente uniforme todos

γ	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
ϕ_γ	0.11	0.09	0.07	0.06	0.05	0.04
$j_\gamma(>1\text{TeV})$ $\times 10^{-10}$	9.7	7.4	4.0	1.9	0.92	0.55
$j_\gamma(>50\text{TeV})$ $\times 10^{-12}$	13	8.8	2.5	0.8	0.35	0.085

Tabela 4.3 : Valores de ϕ_γ e j_γ calculados para diferentes valores de γ (potência do espectro fonte), supondo-se luminosidade $L_p = 10^{41}\text{erg/s}$

os túneis dentro da envoltória. As partículas com energia muito alta $E_p > 1000 \text{ TeV}$ são supostas propagando-se retilinearmente através da envoltória. Esta hipótese é válida para campos magnéticos relativamente fracos. Para a situação oposta, ou seja campos muito fortes, as partículas com energias de até 10 TeV podem ficar confinadas dentro da envoltória.

Dois limites superiores podem ser colocados para a luminosidade L_p de prótons. O primeiro é obtido do trabalho de Eichler e Letaw^[38] para evitar a superprodução de elementos leves na camada C-O ejetada pela SN. Assim, mostra-se que todos os prótons acelerados são absorvidos por esta camada, de modo que a energia total absorvida esteja limitada em :

$$W_p < 3.6 \times 10^{46} \text{ erg} \quad (2)$$

Desde que para supernovas do tipo II na nossa galáxia o estágio nuclear tem uma duração (estimada) de $t_n \approx 10^7 \text{ s}$, a equação (2) fornece como limite superior para L_p ,

$$L_p < 4 \times 10^{39} \text{ erg/s} \quad (3)$$

Contudo, se considerarmos que, devido à instabilidades do tipo Rayleigh-Taylor, os raios cósmicos preenchem de maneira razoavelmente uniforme todo o volume da envoltória, sómente uma fração $\epsilon = V_c / V_{\text{TOT}}$ dos prótons será confinada dentro da camada C (V_c é o volume da camada C e V_{TOT} é o volume total da envoltória. Valores típicos desta razão estão entre 10^{-4} - 10^{-3} , dependendo da massa da envoltória. Desta forma o limite superior em (3) aumenta para $L_p \approx 10^{43} \text{ erg/s}$.

Um segundo limite superior para L_p pode ser obtido através da curva de luz da SN^[25]. A idéia está baseada no fato de que a um tempo t , da ordem de 100 dias, após a explosão da SN a luminosidade ótica decresce exponencialmente com o tempo enquanto que a luminosidade de prótons decresce muito mais lentamente. Dessa maneira, Berezhinsky e Ginzburg^[25] obtiveram um limite superior para L_p da ordem de $5 \times 10^{43} \text{ erg/s}$.

Quanto ao estágio de transparência da envoltória aos γ produzidos, existem dois processos que estão em jogo : i) absorção gama pela matéria e ii) absorção gama devido a choques com fótons óticos.

Considerando o primeiro processo, assumimos que os prótons com energia em torno de 1000 TeV, responsáveis pela radiação gama de 100 TeV, propagam-se retilinearmente dentro da envoltória. O estágio de transparência inicia-se quando a espessura da envoltória torna-se menor do que $\lambda_p + X_{RAD} \approx 100 \text{ g/cm}^2$; onde λ_p é o comprimento de radiação do próton e X_{RAD} é o comprimento de radiação. Usando para a espessura da camada a expressão :

$$x(t) = 8.3 \times 10^2 / t_{100}^2 \quad (\text{gr/cm}^2) \quad (4)$$

derivada por Litvinova et al.^[40] encontra-se (supondo $M=16M_\odot$) que o estágio de transparência inicia-se a um determinado tempo t_γ da ordem de 10 meses. Contudo, o desenvolvimento da estabilidade de Rayleigh-Taylor reduz t_γ por um fator de η .

Quanto ao segundo processo, a absorção por produção de par, o problema já foi considerado por Berezhinsky e Prelutsky^[41] em 1978 e especificamente para SN1987A por Protheroe^[42] em 1987. Se prótons de alta energia propagam-se para fora da envoltória radialmente em relação ao objeto compacto central, este efeito torna-se insignificante para observações após um determinado tempo t da ordem de 200 a 300 dias após a explosão. O ponto fundamental está em que os gamas produzidos dentro da fotosfera são absorvidos, para tempos maiores que 300 dias menos 15% dos fótons serão produzidos dentro da fotosfera e portanto absorvidos; desta forma, a absorção γ - γ torna-se desprezível.

Finalizando, pelo que foi discutido, SN1987A oferece a oportunidade de uma procura direta dos processos de aceleração nas vizinhanças de um objeto compacto. O fluxo esperado de gamas para energias da ordem de 50 TeV pode ser observado por detetores de chuveiros atmosféricos extensos, se a luminosidade de prótons da fonte for da ordem de $L_p \geq 10^{41} \text{ erg/s}$. Sendo que esses gamas seriam visíveis a partir de 10 meses (ou um pouco menos) após a explosão,

quando tínhamos o início do estágio de transparência.

4.3.2 Centaurus A

A controvérsia ainda existente acerca da origem da radiação cósmica ser galáctica ou extragaláctica está intimamente ligada com as possibilidades da astronomia gama. A descoberta de várias fontes gama (mesmo a baixas energias) extragalácticas coloca interessantes questões quanto àquele problema. Uma dessas fontes é Centaurus A.

Esta é uma das rádio-galáxias mais luminosas e também uma das mais próximas. Sua emissão em rádio é complexa, apresentando peculiaridades quando comparada com outras rádio-galáxias. Em raio-X sua emissão é intermitente, nenhum padrão foi identificado até agora. Em gamas o que se tem é uma emissão a energias até 20 MeV que foi observada através de experimentos com balões (usando um telescópio Compton)^[43]. Sendo uma fonte que é sómente visível do hemisfério sul, sua observação tem sido muito esporádica devido à pequena quantidade de detetores. Todavia, dados provenientes da colaboração entre o Observatório Smithsonian e a Universidade de Sidney resultaram na observação de um sinal bem significativo (4.6σ)^[44]. Com um fluxo de 4.4×10^{-11} ftons/cm²s para energias $E_{\gamma} > 0.3$ TeV.

Até o presente momento nenhuma observação conclusiva foi feita para energias mais altas. Uma análise de 3 anos de medidas coletadas pelo experimento de Buckland Park (Adelaide, Austrália) forneceu como limite superior 10^{-14} ftons/cm²s para energias $E > 1000$ TeV^[45]. Devido à sua grande distância fluxos de gamas a essas energias não são esperados, já que a absorção pela radiação de 3k atenuaria o sinal por um fator de 10^4 .

4.3.3 Plano Galáctico

Para energias da ordem de 100 MeV, a região mais interessante do céu em gamas é, sem dúvida, o plano galáctico. A existência de mais de 25 fontes nessa região tem sido sugerida^[46]. Sendo que o crescimento da emissão caminha em direção do centro galáctico.

Acredita-se que essa emissão de gamas origina-se na colisão de raios cósmicos com a matéria interestelar e o subsequente decaimento de π^0 s. A energias mais altas (>1 GeV) os gamas produzidos através das interações dos elétrons da radiação cósmica (através de efeito Compton inverso e bremsstrahlung) também contribuem. Nenhum cálculo preciso foi feito em relação ao fluxo esperado desta região, para energias maiores que 1 TeV, todavia por analogia com a emissão em energias mais baixas não seria surpreendente se observações na região dos TeV fossem observadas. O Centro Galáctico e Sagittarius A foram as primeiras fontes estudadas mas sem resultados positivos. Para o plano galáctico foi estimado um limite superior da ordem de 2×10^{-12} fotons/cm²s para energias maiores que 1.8 TeV^[47]. Das observações do experimento de Narrabri (Austrália) foi colocado um limite superior para a emissão do Centro Galáctico como sendo 7.9×10^{-11} fotons/cm²s para energias maiores que 0.3 TeV.

É interessante notar que existe um número razoável de grupos que pretende a identificação de um fluxo negativo de radiação gama da direção do plano galáctico. De qualquer forma a incerteza é muito grande ainda e faltam informações acerca do Centro Galáctico, o qual é principalmente visível do hemisfério sul. Esta é uma das medidas potencialmente mais importantes que ainda está por ser feita.

4.3.4 O pulsar de Vela (PSR0833-45)

Os primeiros pulsares foram descobertos em 1967^[48]. A descoberta de um pulsar na Nebulosa do Caranguejo confirmou a conexão entre explosões de supernovas e pulsares e reforçou a idéia de que os pulsares seriam estrelas de neutrons com alta frequência de giro. Um objeto em rotação com diâmetro menor que 10Km e um campo magnético superficial da ordem de 10^{12} G é um objeto ideal para a aceleração de partículas de alta energia. Com uma frequência de rotação da ordem de 600Hz, a perda de energia poderia facilmente chegar a 10^{38} erg/s.

Para energias da ordem de 100 MeV, o pulsar de Vela é o

objeto discreto mais brilhante no céu. Ele foi o primeiro alvo de observações no hemisfério sul. Os fluxos, limites e limiares de energia associados com observações na região de TeV feitas por diversos grupos para PSR0833-45 podem ser vistos na tabela 4.4.

Os resultados são confusos, mas algumas conclusões de ordem geral podem ser inferidas :

i) Os fluxos na faixa de energia de TeV estão 3 ordens de magnitude abaixo do espectro extrapolado das medidas feitas pelo experimento do satélite COS-B.

ii) A emissão, se real, está confinada a pequenos pulsos (3 a 6 ms), cuja escala de ocorrência está em torno de meses.

iii) O espectro de energia na região de TeV não é uma continuação do espectro das energias mais baixas, sendo provavelmente de uma origem diferente.

4.3.5 Binárias de Raio-X

São os objetos de maior interesse para a astronomia gama. Nestes objetos a fonte de energia vem da queda de matéria dentro do forte campo gravitacional do objeto compacto. Um sistema binário constitui-se, em geral, de uma estrela normal cuja companheira é um objeto compacto, como uma estrela de neutrons ou um buraco negro. Os mecanismos de aceleração que podem estar em jogo nesses objetos são extremamente complexos^[49] e não cabe aqui uma discussão detalhada do assunto, vale mencionar apenas que estão relacionados com os mesmos processos que podem estar ocorrendo nos pulsares.

Vela X-1

Este é um sistema binário originalmente descoberto pelo satélite UHURU. Acredita-se que constitua-se de uma estrela de neutrons e de uma companheira (Supergigante tipo B) de $24M_{\odot}$. Está razoavelmente próximo do sistema solar, sua distancia sendo estimada em 1.9 Kpc.

As primeiras observações vieram dos dados coletados pelo

experimento de Buckland Park^[50]. O fluxo de gamas estimado para energias maiores que 0.3 PeV foi de 1.0×10^{-14} ftons/cm²s, o que para uma distância de 1.9Kpc implica numa luminosidade de 4×10^{34} erg/s o que é um fator de 10^{-2} menor do que o fluxo proveniente de Cisne X-3^[51] para a mesma faixa de energia. Para energias mais baixas, na faixa dos TeV, as medidas são controversas.

LMC X-4

Consiste de uma estrela de neutrons de $1.6M_{\odot}$ com uma companheira de $17M_{\odot}$. A estrela de neutrons tem um período de rotação de 13.5s e o período orbital do sistema é de 1.4 dias.

Observações desta fonte foram feitas pelo grupo da Universidade de Adelaide (Buckland Park), utilizando o mesmo conjunto de dados já analisados no caso de Vela X-1. O fluxo estimado de gamas provenientes de LMC X-4 é de 4.6×10^{-15} f/cm²s para energias maiores que 8 PeV. O fato de o fluxo estimado ser tão pequeno se deve principalmente à absorção pela radiação de 3K no espaço intergaláctico, a distância desta fonte é 50Kpc. A luminosidade derivada desse fluxo é 10^{38} erg/s.

4.4 Comentários

Entre os muitos problemas em aberto da astronomia gama está a questão da *variabilidade* das fontes, ou seja da presença muitas vezes aperiódica de emissões em gamas. Neste caso o problema maior consiste em se encontrar mecanismos físicos razoáveis que possam explicar esse comportamento.

Outra questão interessante é que todas as observações estão dentro de uma significância de 5 σ . Poder-se-ia tentar explicar esse fato através da *variabilidade* das fontes; todavia, os mesmos argumentos que podem ser usados para justificar a ausência de sinais mais definidos também podem servir para a argumentação contrária.

Os métodos de análise também geram problemas. Na tentativa constante de se retirar sinais muito tênues do *background* muitos grupos tem gerado novos métodos de análise; contudo, não há uniformidade no tratamento dos dados. Ou seja, não pode ser feita uma comparação direta entre os resultados de grupos diferentes. O mesmo pode ser dito quanto aos processos de seleção dos dados.

Outro ponto é que mesmo que uma fonte seja dada como genuína nada nos garante que o que está sendo observado são realmente gamas. Os detetores atualmente em funcionamento não possuem a capacidade de identificar univocamente o primário como sendo um gama. Os métodos de diferenciação hoje utilizados baseiam-se em : i) para a região de TeV nas diferenças angulares e laterais da luz Cerenkov produzida por chuviros de primários diferentes e ii) para energias mais altas na quantidade de muons e idade dos chuviros.

A possibilidade mais interessante no momento para se melhorar os experimentos está na introdução de novos tipos de detetores, que possibilitem uma melhor definição da direção de chegada dos chuviros. Várias possibilidades tem sido colocadas como, por exemplo : *streamer tubes*, *drift chambers*, *multiwire proportional chambers*, *resistive plate counters*, etc.

Além de uma melhoria substancial na determinação da direção de chegada dos chuviros, tais detetores possibilitam um estudo

aprofundado da componente hadrônica, fornecendo informações mais precisas acerca da natureza do primário.

4.5 Referências :

- [1] S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys., 8, 571 (1952)
- [2] R. Giacconi et al., Phys. Rev. Lett., 9, 439 (1962)
- [3] G. W. Hutchinson, Phil. Mag., 43, 487 (1952)
- [4] P. Morrison, Nuovo Cimento, 7, 858 (1958)
- [5] V. L. Ginzburg e S. I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press, Oxford (1964)
- [6] W. L. Kraushaar et al., Astrophys. J., 177, 341 (1972)
- [7] B. N. Swanenburg et al., Astrophys. J., 198, 163 (1975)
- [8] W. Galbraith e J. V. Jelley, Nature, 171, 106 (1962)
- [9] G. Cocconi, Proc. Moscow Conf. on Cosmic Rays, 2, 309 (1959)
- [10] A. E. Chudakov et al., Transl. Cons. Bureau, P. N. Lebedev Inst., 26, 99 (1965)
- [11] Y. Toyoda et al., Proc. IX ICRC, Londres, 2, 708 (1965)
- [12] R. Firkowski et al., Proc. IX ICRC, Londres, 2, 696 (1965)
- [13] S. Danaher et al., Nature, 289, 568 (1981)
- [14] R. C. Lamb et al., Nature, 296, 568 (1982)
- [15] J. C. Dowthwaite et al., Astron. Astrophys., 126, 1 (1983)
- [16] G. B. Yodh, Proc. 6th Erice School on Cosmic Gamma Rays, Erice, Italia, 183 (1988)
- [17] W. T. Vestrand e D. Eichler, Astrophys. J., 261, 251 (1982)
- [18] A. M. Hillas, Nature, 312, 50 (1984)
- [19] T. K. Gaisser et al., Astrophys. J., 309, 674 (1986)
- [20] I. Shelton, IAU Circ. 4316 (1987)
- [21] V. L. Ginzburg, Sov. Phys. Usp., 21, 155 (1978)
- [22] V. S. Berezinsky, Proc. DUMMAND Summer Workshop, 229 (1976)
- [23] V. S. Berezinsky e O. F. Prilutsky, Sov. Astr. Lett., 3, 79 (1977)
R. Silberberg e M. M. Shapiro, Proc. XIV ICRC, 2, 26 (1977)
- [24] T. K. Gaisser et al., Nature, 329, 314 (1987)
- [25] V. S. Berezinsky e O. F. Prilutsky, Astron. Astrop., 66, 325 (1978)
- [26] T. Nakamura et al., Proc. ESO Workshop on the SN1987A, 565 (1987)
- [27] C. Castagnoli et al., Proc. ESO Work. SN1987A, 577 (1987)
- [28] A. R. Bell, Mont. Not. RAS, 182, 443 (1978)
- [29] R. D. Blandford e J. P. Ostriker, Astrophys. J., 237, 793 (1980)
- [30] C. J. Cesarsky e P. O. Lagege, Proc. XVII ICRC, 9, 250 (1981)

5.1 Introdução

Difícilmente pode-se identificar fontes pontuais de partículas carregadas, devido à presença de campos magnéticos na Galáxia. Já a radiação gama guarda consigo a informação direcional. Entretanto, como o fluxo de radiação gama é muito menor do que o de partículas carregadas (background de raios cósmicos), são necessárias ferramentas estatísticas apropriadas para a identificação deste fluxo.

Podemos escrever esse fato em termos de H_0 e H_A da seguinte forma :

H_0 : A população em consideração consiste, apenas, de um fluxo isotrópico de raios cósmicos (hipótese nula)

H_A : Existe um sinal genuíno de radiação gama entre o fluxo de raios cósmicos (hipótese alternativa)

Utilizando-se a estatística apropriada pode-se estimar o nível de confiança p , para se rejeitar H_0 .

Neste capítulo a atenção será focalizada nos procedimentos para teste das hipóteses propostas. Usualmente estima-se a magnitude do sinal e no caso de fontes periódicas também o ciclo útil de radiação, a forma da curva de luz e a(s) fase(s) do(s) pico(s) de emissão.

- [31] P. G. Sutherland, *Fundamental of Cosmic Physics*, 4, 95 (1979)
- [32] G. Chanmugam e K. Brecher, *Nature*, 313, 767 (1985)
- [33] R. V. E. Lovelace, *Nature*, 262, 649 (1976)
- [34] R. D. Blandford, *Mont. Not. RAS*, 176, 465 (1976)
- [35] P. Goldreich e W. Julian, *Astrophys. J.*, 157, 869 (1969)
- [36] J. E. Gunn e J. P. Ostriker, *P. R. L.*, 22, 728 (1969)
- [37] D. Eichler e J. R. Letaw, *Nature*, 328, 783 (1987)
- [38] O. C. de Jagger, PHD Tesis, Univ. Potchefstroom, Potchefstroom, Africa do Sul (1987)
- [39] V. S. Berezinsky e V. L. Ginzburg, *Nature*, 329, 807 (1987)
- [40] I. Y. Litvinova e D. K. Nadyozhin, *Sov. Astr. Lett.*, 11, 351 (1985)
- [41] V. S. Berezinsky e O. F. Prilutsky, *Astron. Astrop.*, 66, 325 (1978)
- [42] R. J. Protheroe, *Nature*, 329, 135 (1987)
- [43] P. V. Ballmos et al., *Proc. XIX ICRC*, 1, 273, La Jolla (1985)
- [44] J. Grindlay et al., *Astrophys. J. Lett.*, L19, 197 (1975)
- [45] R. W. Clay et al., *Aust. J. Phys.*, 37, 91 (1984)
- [46] T. C. Weekes, *Phys. Reports*, 160 (1988)
- [47] G. G. Fazio et al., *Proc. XI ICRC*, 1, 115 (1969)
- [48] G. Broke et al., *Proc. Work. Tech. UHE Gam. Ray Astron.*, 13 (1985)
- [49] K. Brecher, *Physics Today*, S-11 (1985)
- [50] R. J. Protheroe et al., *Astrophys. J. Lett.*, L47, 280 (1984)
- [51] J-M. Bonnet-Bidaud e G. Chardin, *Physics Reports*, 170, 325 (1988)

5.2 Amostragem aleatória

Inicialmente deve-se verificar se foram eliminados os erros sistemáticos ou instrumentais presentes. Efeitos meteorológicos podem introduzir estruturas temporais periódicas, simulando uma anisotropia. Em termos gerais, estes efeitos estariam violando uma condição de contorno básica, ou seja, que a amostra coletada seja aleatória. Sem essa condição respeitada os dados não podem ser tratados numa maneira direta.

Assim, o ponto de partida na análise dos dados coletados será definida como :

Assumamos que $x_1, x_2, \dots, x_n$ é uma amostra gerada a partir de uma função densidade $f(x)$. Tal amostra será aleatória se e somente se :

- 1. x_i é independente de x_j para todo $i \neq j$ e $i, j = 1, \dots, n$.*
- 2. E se a função densidade de probabilidade para cada x for a mesma. O que significa que x é identicamente distribuído.*

Note-se, que uma amostra randômica não significa que as observações sejam uniformemente distribuídas. Um exemplo onde a condição 1 não é respeitada está quando as amostras se sobrepõem; ou seja, elas não podem ser tratadas independentemente. Violações da condição 2 causam a maioria dos problemas, por exemplo : no caso de comparações de regiões ON-OFF, quando a taxa de contagens pode não diferir na ausência de uma fonte gama; ou no caso de dados periódicos quando da procura por pulsares de período longo, se a escala de tempo das mudanças meteorológicas for menor que o período de teste.

5.3 Análise de dados DC (fontes contínuas)

No caso das fontes DC, é necessário termos dados da fonte em OFF extremamente confiáveis. Danaher et al.^[1] propôs os seguintes critérios para se escolher as regiões OFF :

- i) As regiões supostas OFF devem obedecer a um teste de homogeneidade Poissoniana a um nível de confiança de 99%
- ii) O número de contagens em duas regiões OFF não pode diferir em mais do que 2 sigmas de Poisson
- iii) A intervalos de tempo pequenos (menores que a resolução angular do experimento) a taxa de contagens não pode diferir em mais de 4σ da taxa de contagens média

Esses critérios são fortes, e observa-se que uma quantidade muito maior do que a esperada de regiões é rejeitada. Dowthwaite et al.^[2] observou que, definindo as regiões OFF como acima, a distribuição das contagens era essencialmente Poissoniana. Eles, também, desenvolveram um teste baseado na razão de verossimilhança (*likelihood test*) para comparar duas regiões no céu. Seu método, revisto por Li e Ma^[3], tem tido larga aplicação na astronomia gama.

O teste Gini (Gail e Gastwirth^[4]) pode ser usado para se verificar se as diferenças de tempo de chegada em cada região OFF são distribuídas exponencialmente. A grande vantagem deste teste é que ele é distribuído normalmente para amostras tão pequenas quanto 10. A estatística de Gini é usada para se testar se os dados da região OFF são distribuídos segundo uma estatística de Poisson. O teste proposto por Dowthwaite et al.^[2] poderia ser usado para comparar as taxas de contagem entre duas regiões OFF. Se as contagens dentro de cada uma das regiões OFF puderem ser consideradas identicamente distribuídas, através dos testes propostos, elas poderão ser usados para se testar a presença de um sinal em gamas através do método de Dowthwaite et al.^[2]. Estes dois testes serão discutidos a seguir.

5.3.1 O teste Gini

O teste Gini é usado para se testar a exponencialidade de uma determinada amostra^[4]. Para uma discussão rigorosa sugerimos consultar o artigo original (ref.4).

Sejam $v_i = t_{i+1} - t_i$ as diferenças de tempo e $v_{(i)}$ a correspondente amostra ordenada, ou seja, $v_{(1)} < v_{(2)} < \dots < v_{(n)}$. Se v_i for distribuída de forma exponencial então a seguinte estatística (Gini) será válida,

$$G = \frac{1}{\sqrt{g_n}} [12(n-1)]^{1/2} \quad (5.1)$$

a qual é distribuída normalmente.

Sendo que a expressão para os coeficientes será dada por,

$$g_n = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} i(n-i) (v_{(i+1)} - v_{(i)})}{(n-1) \sum_{i=1}^n v_i} \quad (5.2)$$

O ponto importante é que a distribuição G continua válida para amostras tão pequenas^[4] quanto 10. O valor de G nos fornece o número de desvios padrão em que a amostra sob análise difere de uma distribuição exponencial. De forma que a exponencialidade pode ser rejeitada para grandes valores de G. Por exemplo, para $|G| \geq 1.96$, a rejeição seria dada com um nível de significância de 5%. Outro ponto importante está em que com esse teste não há a necessidade de se agrupar os dados em intervalos, o que é extremamente útil pois não se sabe *a priori* em que escala temporal algum desvio da exponencialidade pode ocorrer.

5.3.2 O teste de Dowthwaite^[2,5]

Consideremos, agora, um conjunto típico de medidas; onde um determinado conjunto $t_1, \dots, t_n$ de tempos de chegada foi observado da direção em que a fonte está ON. No caso de uma amostra verdadeiramente aleatória pode-se assumir que as diferenças de tempo :

$$v_i = t_{i+1} - t_i \quad (5.3)$$

são distribuídas exponencialmente, ou seja, $v_i = \lambda e^{-\lambda v}$.

As hipóteses a serem testadas no caso de um excesso de contagens λ , se o nível de *background* λ_0 for conhecido, são

$$\begin{aligned} H_0 &: \lambda = \lambda_0 \\ H_A &: \lambda > \lambda_0 \end{aligned}$$

Como (5.3) pertence à classe das funções exponenciais pode se mostrar, pelo Lema de Neyman Pearson^[6], que o estimador mais correto para se testar a validade de H_0 ou H_A é a taxa λ_{on} de contagens da fonte em ON, a qual satisfaz,

$$\lambda_{on} = n/t_{on} > C \quad (5.4)$$

onde n é o número de observações dentro do intervalo de tempo t_{on} em que a fonte está ON. A probabilidade de se rejeitar H_0 sendo H_0 verdadeira, é um dado α :

$$\Pr(\lambda_{on} > C / H_0) = \alpha$$

α é chamado nível de significância, geralmente entre 1 e 5%. Se H_A for verdadeira, então $(1-\alpha)$ que é a probabilidade de identificação da fonte se ela estiver realmente presente, será

$$\Pr(\lambda_{on} > C / H_A) = 1-\alpha$$

Após decidir-se qual o valor de α que será adotado calcula-se o valor de C . Como v é distribuída de forma exponencial com parâmetro λ_0 (sob H_0), então: $n = \lambda_{on} t_{on}$ será distribuída seguindo Poisson com parâmetro $n_0 = \lambda_0 t_{on}$. Ou seja, a probabilidade de se obter n contagens durante o intervalo de tempo t_{on} será,

$$\Pr(n; n_0) = n_0^n \exp(-n_0) / n!$$

de modo que a probabilidade de se rejeitar H_0 erroneamente será,

$$\Pr(\lambda_{on} > C/H_0) = \Pr(n > n_c/H_0) = \sum_{n=n_c+1}^{\infty} n_0^n \exp(-n_0) / n! = \alpha$$

Os valores críticos n_c e $C = n_c/t_{on}$ podem ser determinados da equação acima. Se $n_0 > 100$, temos que n será distribuído de forma aproximadamente normal,

$$n \approx N(n_0, \sqrt{n_0})$$

e o número de desvios padrão de n sobre o nível de *background* n_0 será,

$$S_0 = (n - n_0) / \sqrt{n_0} \quad (5.5)$$

que também seguirá uma distribuição normal $N(0,1)$.

Contudo, (5.5) não pode ser utilizada pois n_0 (ou λ_0) não é conhecido efetivamente. O melhor que se pode fazer é estimar n_0 usando $\lambda_{off} = n_{off}/t_{off}$. A menos que o erro em λ_{off} seja muito pequeno ou que $n_0 > 100$, é errado calcular S_0 através de (5.5). Dowthwaite et al.^[2] desenvolveram uma estatística para calcular a significância de um sinal se λ_0 puder ser estimado. Li e Ma^[5] deram um tratamento teórico extenso a esse trabalho mostrando sua validade por intermédio de simulações. O procedimento pode ser resumido como segue.

Seja $a = t_{on}/t_{off}$ a fração do tempo da fonte em ON em relação ao tempo da fonte em OFF. Sejam, ainda, n_{on} e n_{off} o número de eventos para a fonte em ON e OFF, respectivamente. De modo que o número total de eventos é $n = n_{on} + n_{off}$.

Sendo n_γ o excesso de contagens na região ON as hipóteses a serem testadas são : i) $H_0: n_\gamma = 0$ e ii) $H_A: n_\gamma > 0$.

A máxima verossimelhança estimada de n_γ e o número esperado

de contagens da fonte em ON n_b , sob H_0 e H_A , serão.

$$\begin{aligned} H_0 : n_\gamma &= 0 & n_b &= an/(1+a) \\ H_A : n_\gamma &= n_{on} + an_{off} > 0 & n_b &= an_{off} \end{aligned}$$

Li e Ma^[5], então, formaram uma estatística de razão de verossimilhança, qual seja

$$S_1^2 = -2 \left(n_{on} \ln \left[\frac{an}{n_{on}(1+a)} \right] + n_{off} \ln \left[\frac{n}{n_{off}(1+a)} \right] \right)$$

que é distribuída segundo χ^2 com um grau de liberdade sob H_0 . Para $n_\gamma > 0$ tem-se que S_1 é distribuída de acordo o lado positivo de uma distribuição normal $N(0,1)$. Esse método é válido na comparação de regiões ON com OFF, não podendo ser aplicado na comparação de duas regiões OFF para se estabelecer a aleatoriedade das mesmas, o que pode ser feito através do teste Gini discutido anteriormente.

5.4 Procura de fontes pulsadas

A necessidade básica para uma análise de periodicidade é se ter no experimento cujos dados estão sob análise um sistema de medidas de tempo confiável, de forma que os erros possíveis sejam menores do que os períodos que se deseja analisar. Se a fonte é observada na região de energia acima de TeV é fundamental analisar se existem medidas na região de energias mais baixas, onde a fonte teria *a priori* uma luminosidade maior de forma que os parâmetros periódicos pudessem ser melhor avaliados. Com isso em mãos, pode-se construir a curva de luz da fonte para a região de energias altas e analisar-se a sua uniformidade.

Infelizmente, não há nenhum conjunto de procedimentos bem estabelecido para a análise desses dados de alta energia, devido às incertezas nas curvas de luz nas regiões de energias mais baixas e à baixa razão sinal/ruído associada.

Um dos métodos clássicos que já vem há vários anos sendo utilizado pelos astrônomos foi desenvolvido por Scargle^[6], posteriormente revisto por Horne e Baliunas^[7], que desenvolveu uma técnica para detecção da presença e significância de um período qualquer dentro de um conjunto de dados temporais cujo intervalo de amostragem não esteja definido. Este método será descrito a seguir.

5.4.1 Método de análise para uma série temporal espaçada de maneira não uniforme

A maioria dos processos astronômicos são periódicos e até o presente a melhor maneira de se descrever tais periodicidades é através da análise de Fourier. Por questões basicamente experimentais, os dados analisados estão espaçados de maneira não uniforme no tempo e contém uma grande quantidade de ruído aleatório e, em alguns casos, também não aleatório. Para uma série temporal $X(t_i)$, onde $i = 1, 2, \dots, N_0$, o periodograma que indicará a frequência característica como uma função da frequência ω é definido por Scargle^[6] como

$$P_x(\omega) = (1/2) \left[\frac{\left(\sum_{j=1}^N X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau) \right)^2}{\sum_{j=1}^N \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left(\sum_{j=1}^N X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau) \right)^2}{\sum_{j=1}^N \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right] \quad (5.6)$$

onde τ é definido pela equação

$$\tan(2\omega\tau) = \left(\sum_{j=1}^N \sin 2\omega t_j \right) / \left(\sum_{j=1}^N \cos 2\omega t_j \right) \quad (5.7)$$

Quando $P_x(\omega)$ é definido desta maneira ele possui várias propriedades que a análise de Fourier usual não tem. Primeiramente, a inclusão dos termos τ faz com que o periodograma seja invariante a um deslocamento na origem dos tempos. Em segundo lugar, esta forma torna a análise por periodograma exatamente equivalente a um ajuste por mínimos quadrados de senóides ao conjunto de dados. E, o mais importante, $P_x(\omega)$ é definido de forma que caso $X(t_j)$ seja puramente ruído então $P_x(\omega)$ seguirá uma distribuição de probabilidades exponencial. Esta distribuição exponencial fornece uma estimativa conveniente da probabilidade que um dado sinal seja verdadeiro ou resultado de um ruído distribuído aleatoriamente.

O fator de normalização para $P_x(\omega)$ é a variância total dos dados. Seja a função $P_x(\omega)$ reescrita na forma

$$P_x(\omega) = (1/2) [C^2(\omega) + S^2(\omega)] \quad (5.8)$$

onde

$$C(\omega) = A \sum_j X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau) \quad (5.9)$$

$$S(\omega) = B \sum_j X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau) \quad (5.10)$$

$$A(\omega) = \left[\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau) \right]^{-1/2} \quad (5.11)$$

$$B(\omega) = \left[\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau) \right]^{-1/2} \quad (5.12)$$

Agora, se assumirmos que $X(t)$ é um ruído que segue uma distribuição Gaussiana com média zero e variância σ_0^2 , poderemos escrever a função distribuição como sendo

$$n(X, 0, \sigma_0^2) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} e^{-X^2/2\sigma_0^2}$$

A função $C(\omega)$ é uma combinação linear de variáveis aleatórias distribuídas normalmente, ou seja ela também é uma variável aleatória distribuída normalmente. A média de C é zero, $\langle C(\omega) \rangle = 0$, e

$$\langle C(\omega) \rangle = \sigma_C^2 = A^2 \sigma_0^2 \sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau) = \sigma_0^2 \quad (5.13)$$

De maneira similar, $S(\omega)$ é uma função aleatória distribuída normalmente com média zero, $\langle S \rangle = 0$, assim

$$\sigma_S^2 = \langle S^2 \rangle = B^2 \sigma_0^2 \sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau) = \sigma_0^2 = \sigma_C^2$$

$C(\omega)$ e $S(\omega)$ serão distribuições normais somente se $X(t)$ for normalmente distribuída.

Com essas hipóteses pode-se mostrar que as funções distribuição para $C^2(\omega)$ e $S^2(\omega)$ tem funções gama de densidades idênticas da forma

$$\Gamma(X; \alpha=1/2, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi X}} e^{-X/2\sigma^2} \quad (2.14)$$

$P_X(\omega)$ é a soma dessas duas funções com as distribuições gama (divididas por 2), de modo que ela terá uma função distribuição^[8] do tipo

$$\Gamma(z; \alpha_C + \alpha_S = 1, \sigma) = \frac{1}{\sigma^2} e^{-z/\sigma^2} \quad (2.15)$$

Assim, somente quando o periodograma for normalizado pela variância total,

$$P_N(\omega) = P_X(\omega)/\sigma^2 \quad (2.16)$$

ele terá uma distribuição de probabilidades exponencial. Somente a normalização pela variância total dos dados resultará no comportamento estatístico correto. Qualquer outra normalização não produzirá a distribuição exponencial desejada.

A distribuição e^{-x} significa que para qualquer frequência ω_0 a probabilidade que $P_N(\omega_0)$ seja um dado valor z ou maior é $\Pr(P_N(\omega_0) > z) = e^{-z}$. Suponhamos que z seja o pico mais alto num periodograma que vasculhou N_i frequências independentes. A probabilidade de que cada frequência independente seja menor do que z é $1 - e^{-z}$, de modo que a probabilidade de que todas as frequências sejam menores do que z é $[1 - e^{-z}]^{N_i}$. Assim, a probabilidade de que algum pico seja de altura z ou maior é a probabilidade de alarme falso $F = 1 - [1 - e^{-z}]^{N_i}$, segundo Scargle^[6]. A probabilidade de alarme falso nos diz qual a chance de que um pico de altura z ou maior ocorra, assumindo-se que os dados são puramente ruído. Ou seja, $1 - F$ é a probabilidade de que os dados contenham um sinal. Note-se, contudo, que qualquer outra normalização que não a pela variância total destruirá a definição de probabilidade de alarme falso dada acima.

Ocasionalmente mais do que um pico com altura significativa pode aparecer num periodograma. Eles podem ser causados pela presença de mais do que um sinal periódico nos dados. Por outro lado, um sinal verdadeiro a uma frequência ω_0 pode causar picos no periodograma em outras frequências que não ω_0 por causa do tamanho finito da janela espectral e pelas irregularidades no espaçamento dos dados. Um método para se determinar quantos picos com alturas significativas na distribuição de probabilidade de alarme falso são reais fisicamente é subtrair dos dados uma senóide com frequência ω_0 , correspondendo ao pico mais significativo, e então recalcular o periodograma^[9].

5.5 Referências do capítulo 5

- [1] S.Danaher et al., Proc. XVII ICRC, 1, 34 (1981)
- [2] J.C.Dowthwaite et al., Nature, 309, 691 (1984)
- [3] T.P.Li e Y.Q.Ma, Astrophys.J., 272, 317 (1983)
- [4] M.H.Gail e J.L.Gastwirth, J.Roy.Sta. B, 40(3), 350 (1978)
- [5] P.G.Hoel, *Introduction to Mathematical Statistics*, N.Y. (1948)
- [6] J.D.Scargle, Astrophys.J., 263, 835 (1982)
- [7] J.H.Horne e S.L.Baliunas, Astrophys.J. (1986)
- [8] G.Kovacs, Astr.Space Sci., 78, 175 (1981)
- [9] S.Ferraz-Mello, Astron.J., 86, 619 (1981)

Análise dos dados com direção de chegada

6.1 Introdução

Neste capítulo serão analisados os dados coletados pelo detetor de Chacaltaya entre agosto de 1987 e agosto de 1988; período em que, após modificações na eletrônica, o detetor registrou as direções de chegada dos eventos individuais.

Essas informações foram obtidas através do uso da técnica de tempo de voo. A precisão nas medidas de tempo é determinada pela comparação dos atrasos medidos em dois lados paralelos do detetor; ou seja,

$$\Delta = (t_A - t_B) - (t_C - t_D)$$

O desvio quadrático médio obtido é da ordem de 7ns, o qual é essencialmente devido à espessura da frente do chuveiro. O erro instrumental está em torno de 1ns. Desta forma, temos uma incerteza angular da ordem de $\delta\Omega = 0.1\text{sr}$, sempre supondo a frente do chuveiro plana, na direção vertical e $\delta\Omega = 0.38\text{sr}$, por exemplo, em $\theta = 54^\circ$ (o ângulo médio de observação de SN1987A, de Chacaltaya).

Entre outros, serão analisados aqui os dados das direções de SN1987A, da rádio-galáxia Centaurus A, de PSR0833-45 (pulsar de Vela) e do Centro Galáctico; objetos que comprovadamente possuem uma contrapartida em gamas para energias mais baixas, como discutido no capítulo 4.

6.2 Procura de fontes gama no hemisfério sul

6.2.1 A supernova SN1987A

Devido à sua distancia (52Kpc), as medidas estão limitadas às energias mais altas, devido à absorção de gamas pela radiação de 3K de corpo negro no espaço intergaláctico. Para um espectro fonte tipo E_γ^{-2} esse efeito significaria uma redução no fluxo de gamas para 60% a uma energia limiar de $E_\gamma=100\text{TeV}$ e para 30% para uma energia em torno de 200TeV, para energias mais altas a absorção tornar-se-ia muito significativa impedindo possíveis observações.

Os dados analisados foram coletados entre 22 de agosto de 1987 e 29 de maio de 1988. O número de dias totais de observação é 95, o que corresponde a 302 horas de medidas.

A distribuição dos excessos $(\text{ON} - \langle \text{OFF} \rangle) / \sigma$, sendo $\sigma = \sqrt{\text{ON}}$ o desvio Poissoniano, para os dias individuais é mostrada na figura 6.1 e concorda com uma distribuição de origem puramente estatística. Isto confirma a estabilidade do experimento e a ausência de excessos diários a um nível de $J_\gamma(>100\text{TeV}) < 4.7 \times 10^{-10}$ fotons/cm²s. Para o conjunto total de medidas, o número total de contagens da fonte em ON é 77854 enquanto que a média das contagens da fonte em OFF é 77793, o que (através do que foi discutido no capítulo anterior) nos fornece um excesso absoluto de $e = \text{ON} - \langle \text{OFF} \rangle = 61 \pm 342$. Utilizando-se a expressão 2.19 podemos calcular o limite superior para o fluxo observado como sendo

$$J_\gamma(>E_\gamma) < 4 \times 10^{-11} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

onde assumimos $E_\gamma = 100\text{TeV}$. Os excessos mensais podem ser vistos na figura 6.2. O maior excesso ocorre em janeiro de 1988, o que corresponde ao atraso esperado como discutido no capítulo 4; todavia a significância do efeito é 1.4σ o que não representa um sinal estatisticamente significativo.

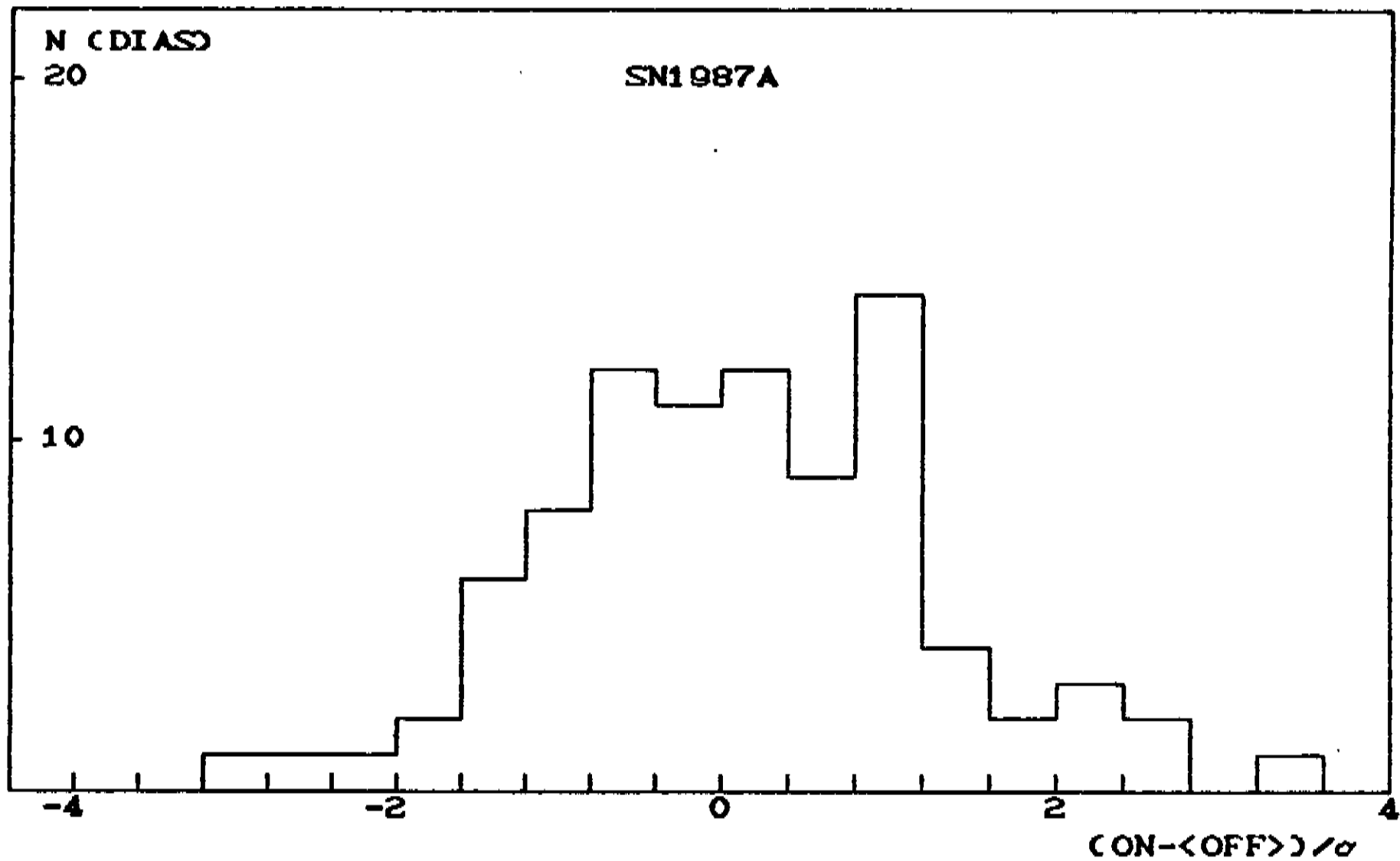


Figura 6.1 : Distribuição dos excessos diários

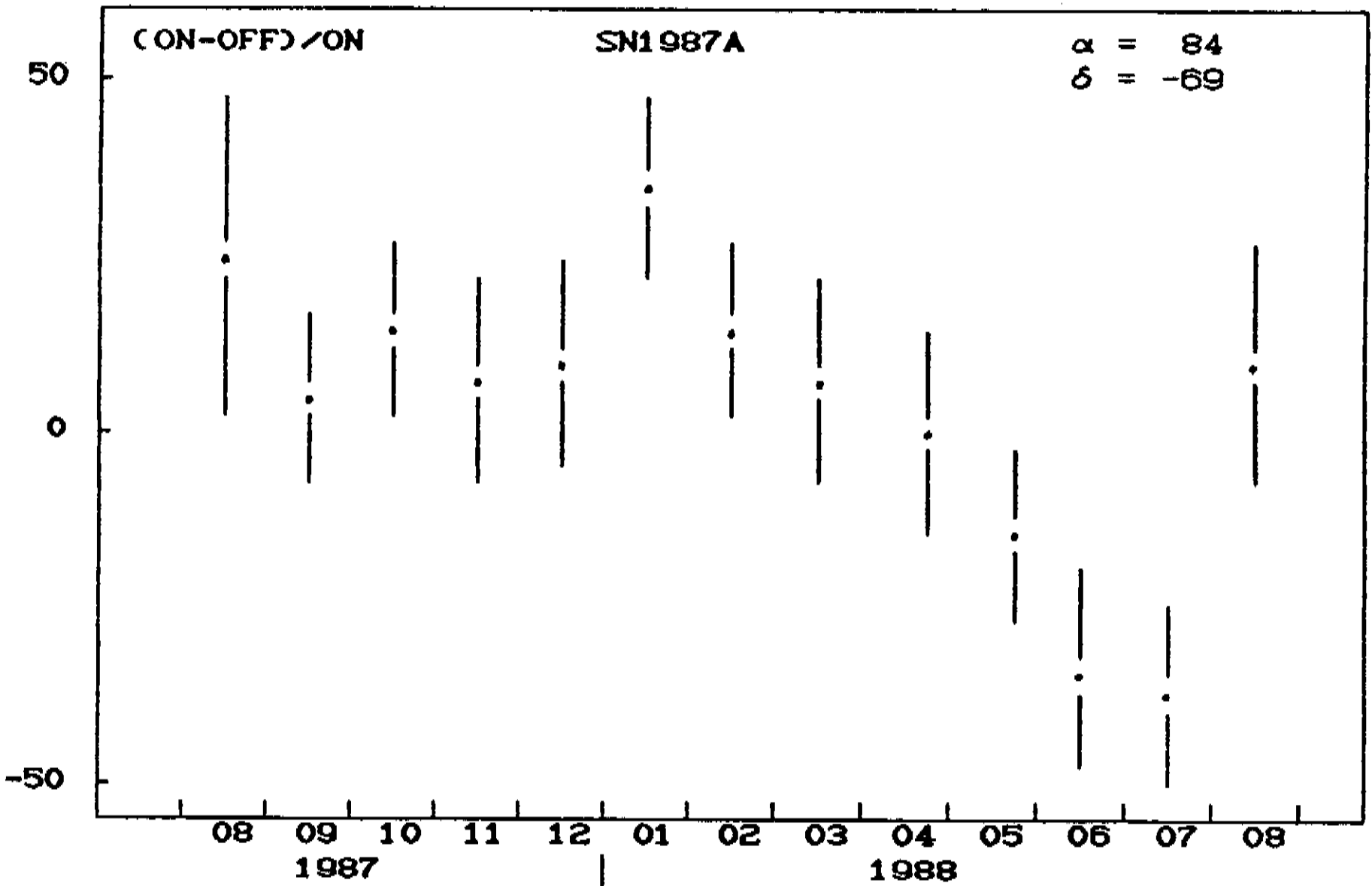


Figura 6.2 : Distribuição dos excessos mensais

6.2.2 LMC X-4

Novamente, devido à sua grande distância, os dados estão limitados para as energia mais altas (ao redor de 100 TeV). O número total de dias de observação é 91, sendo que a fonte foi vista 4 h/dia o que significa um total de 364 horas, com uma incerteza angular de 0.36sr. Para o conjunto total de medidas foi observado um excesso de

$$e = ON - \langle OFF \rangle = 29 \pm 364$$

Desta forma, utilizando a expressão 2.19

$$\phi_{min} = \Omega K \sigma_{\bullet} / \epsilon A_{\bullet ff} T$$

teremos que

$$\phi_{min}(>E_{\gamma}) < 1.44 \sigma_{\bullet} / \epsilon A_{\bullet ff} T$$

onde utilizamos $k=4$. Desta forma o limite superior para o fluxo de gamas será de 3.2×10^{-10} fotons/cm²s. Na figura 6.3 podemos ver a distribuição dos excessos $(ON - \langle OFF \rangle) / ON$ mensais. É interessante notar que o maior excesso também verifica-se no mes de janeiro de 1988.

6.2.3 Centro Galáctico

O conjunto total de medidas cobre 94 dias. A fonte foi observada em média 10 horas/dia, o que significa um total de 940 horas de observação. Foi verificado um excesso de

$$e = 329 \pm 736$$

sendo o limite superior para o fluxo de gamas

$$\phi_{min}(>E) < 1.5 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

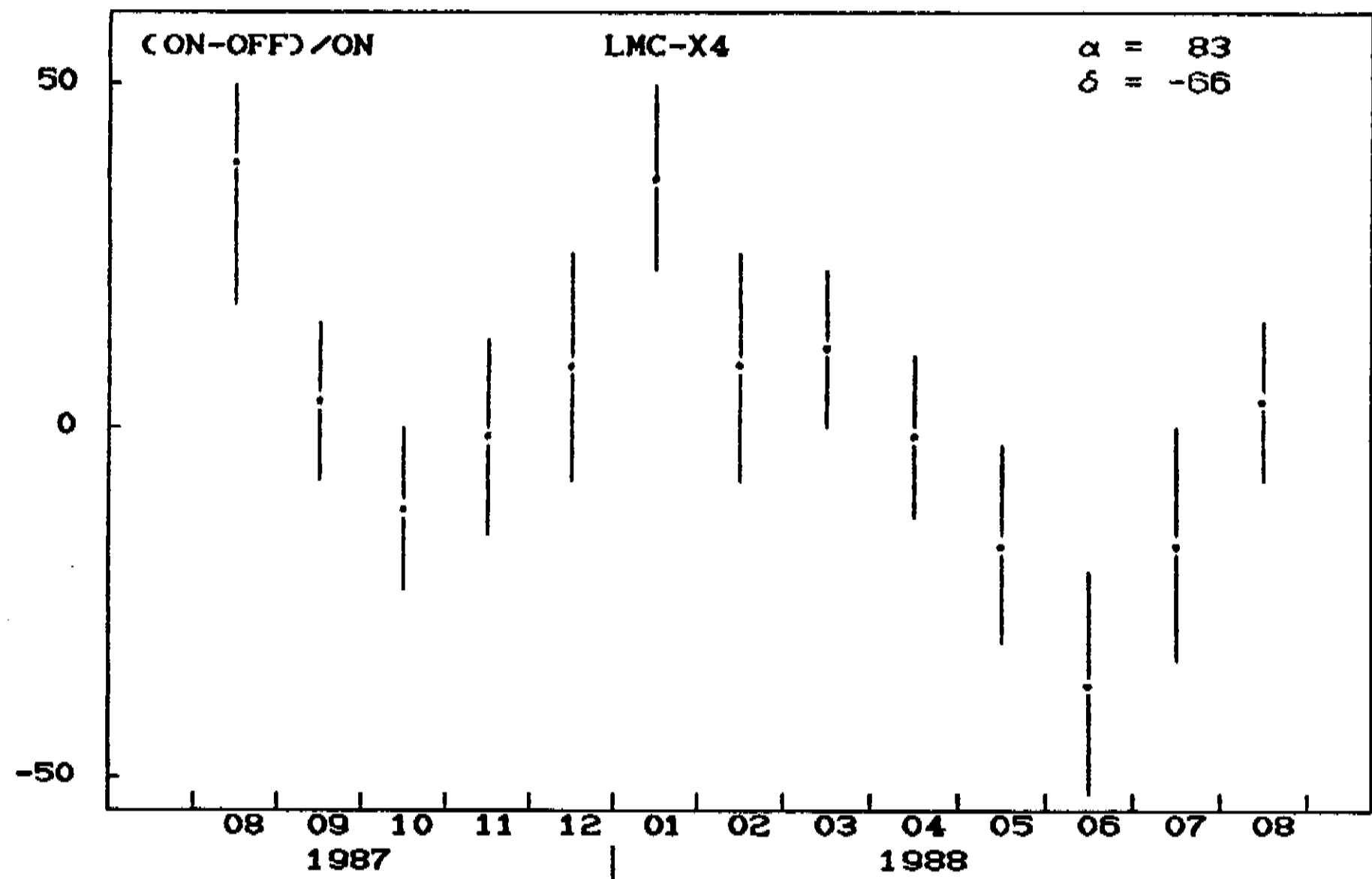


Figura 6.3 : Distribuição dos excessos mensais

que foi calculado utilizando a expressão 2.19, só que com $\Omega = 0.17$. Na figura 6.4 pode ser vista a distribuição dos excessos $(ON - \langle OFF \rangle)/ON$ mensais.

6.2.4 Vela SNR (PSR0833-45)

Neste caso o número total de horas de observação foi 883, em um total de 92 dias de medidas, sendo a fonte observada 9.6 h/dia. Verifica-se um excesso de

$$e = 331 \pm 388$$

Da mesma forma que nos itens anteriores o limite superior para o fluxo de gamas foi calculado utilizando-se a expressão 2.19, de onde obtemos

$$\phi_{\min}(>E_{\gamma}) < 1.9 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

onde consideramos $\Omega = 0.25$, como a resolução angular do detetor na direção de PSR0833-45. Na figuras 6.5 podemos ver a distribuição dos excessos mensais.

6.2.5 Centaurus A

Os dados cobrem 93 dias de medidas, nos quais a fonte foi observada 6.9 h/dia, num total de 642 horas de medidas. A resolução angular do experimento na direção da fonte é de 0.24sr. Verificou-se um excesso de

$$e = 357 \pm 500$$

que não é estatisticamente significativo. Calculando-se o fluxo de gamas obtemos

$$\phi(>E) < 2.2 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

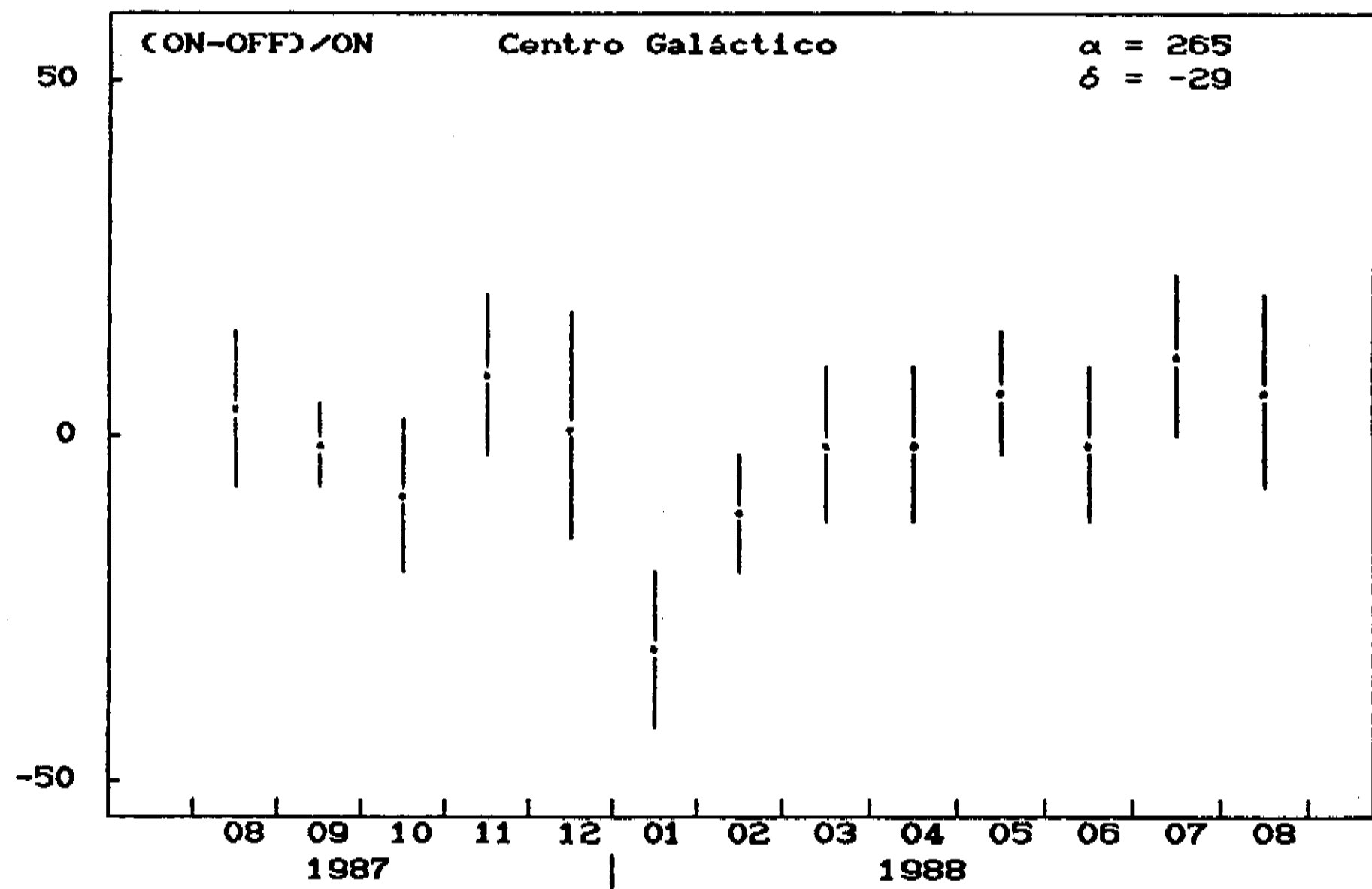


Figura 6.4 : Distribuição dos excessos mensais

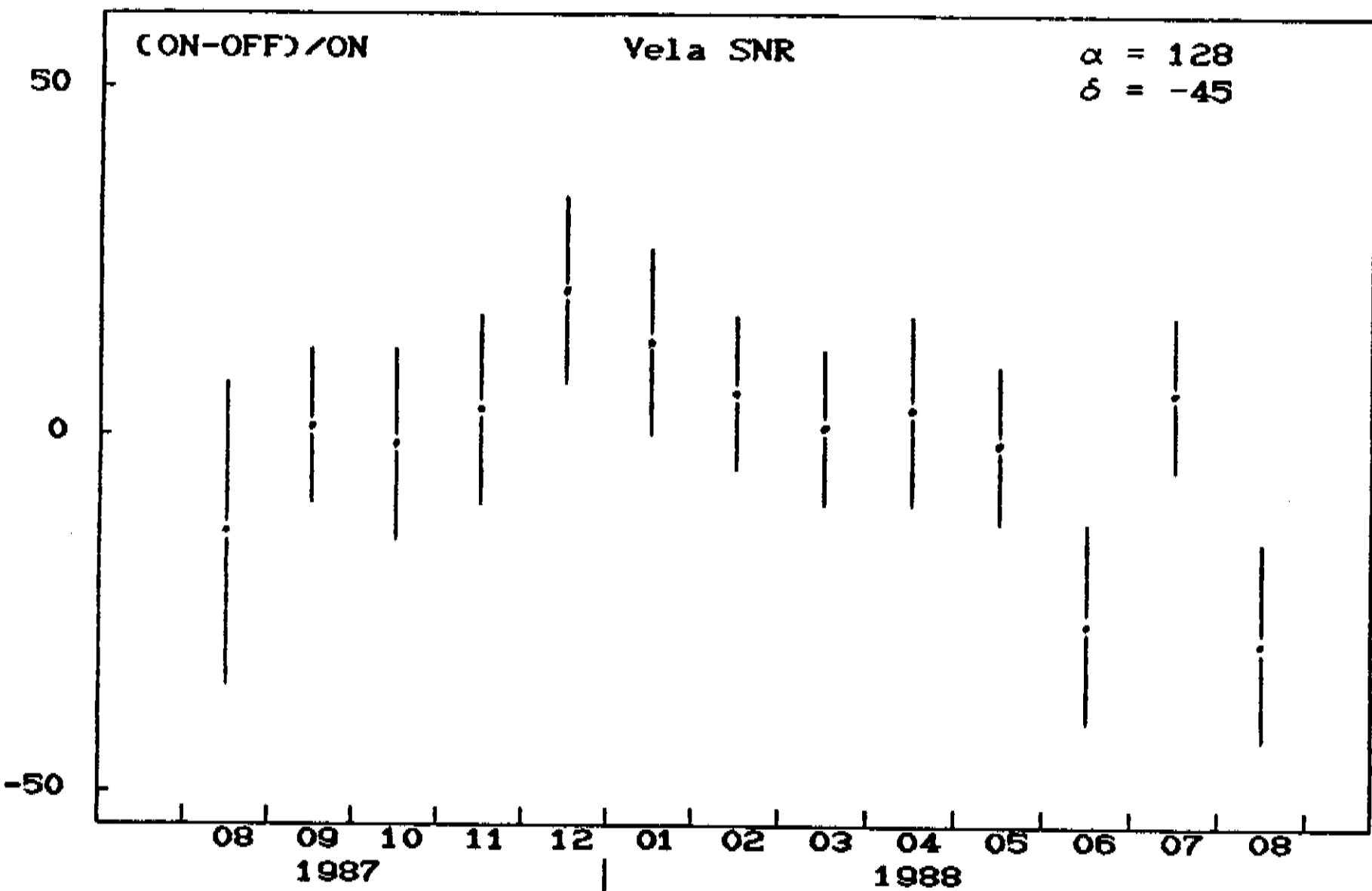


Figura 6.5 : Distribuição dos excessos mensais

a um nível de confiança de 95%. Na figura 6.6 temos a distribuição dos excessos mensais.

6.2.6 Vela X-1

A fonte foi observada durante 880 horas, num total de 92 dias de medidas. A resolução angular do experimento na sua direção é de 0.25sr. Considerando-se o conjunto total de medidas observamos um excesso de

$$e = 1655 \pm 566$$

o que nos dá um sinal estatisticamente significativo (2.9 σ). Calculando-se o fluxo de gamas obtemos

$$\phi (>E) \approx 2.0 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

a um nível de 95% de confiança. Na figura 6.7 podemos ver a distribuição dos excessos mensais.

6.2.7 Scorpio X-1

Esta fonte, cuja direção identifica-se com a do centro galáctico, foi observada em média 10h/dia, num total de 940 horas em 94 dias completos de medidas. O excesso observado foi

$$e = -942 \pm 753$$

que não é estatisticamente significativo. O limite superior para o fluxo de gamas foi estimado, através do mesmo procedimento utilizado para as fontes já estudadas, em

$$\phi (>E) < 3.1 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

com $E = 100 \text{ TeV}$. Na figura 6.8 é mostrada a distribuição dos excessos mensais. Note-se que o perfil da distribuição está de

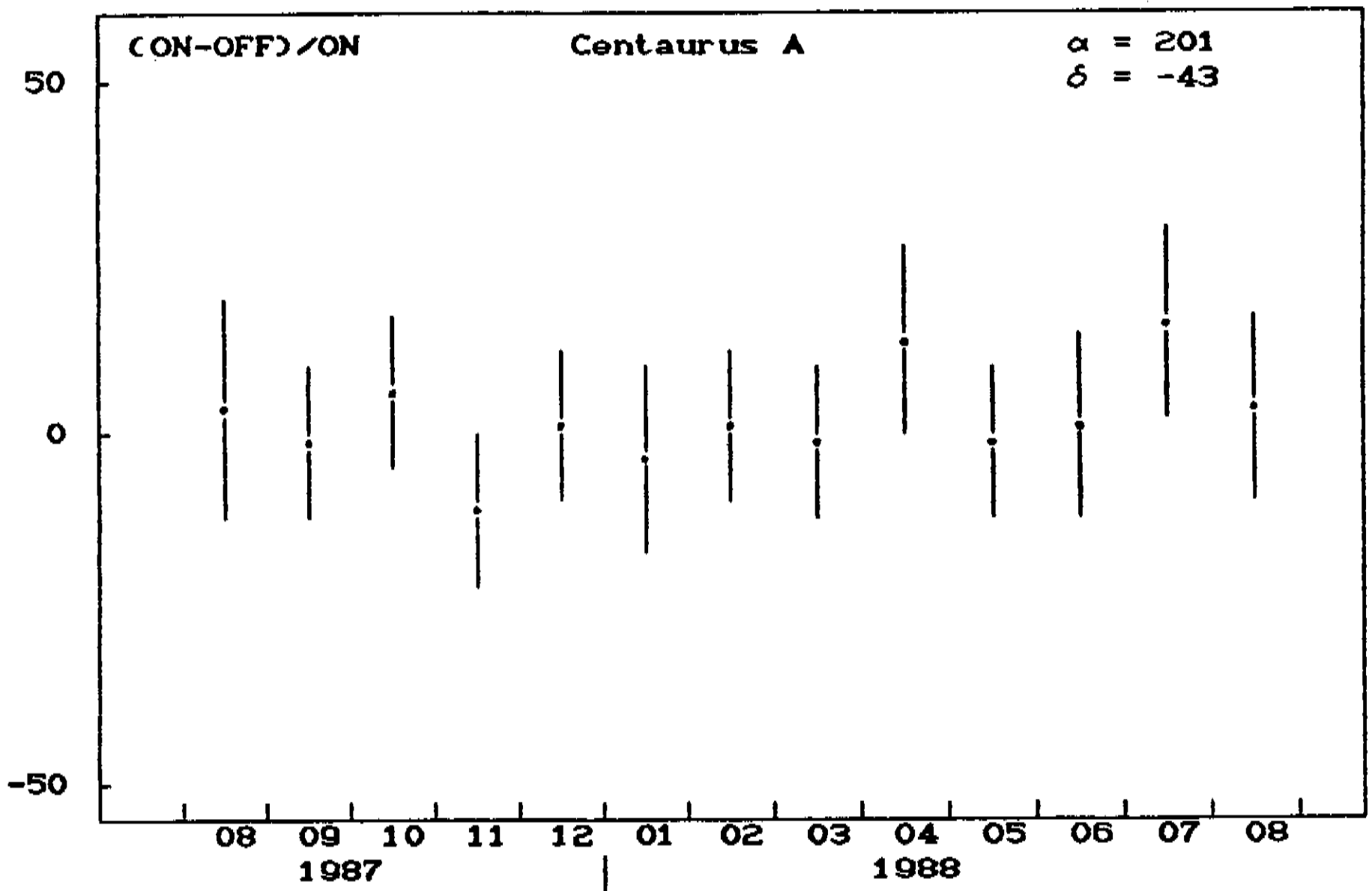


Figura 6.6 : Distribuição dos excessos mensais

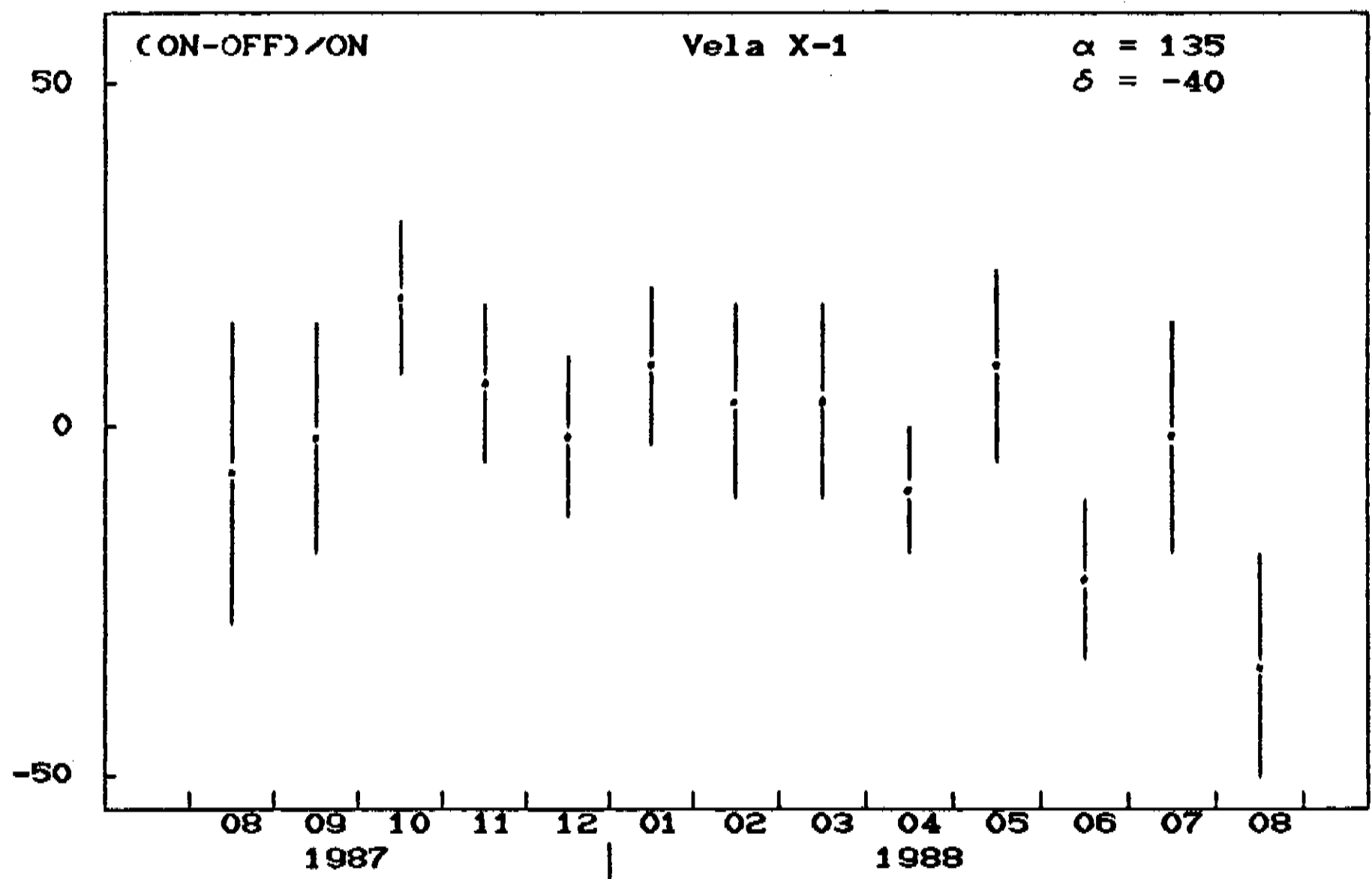


Figura 6.7 : Distribuição dos excessos mensais

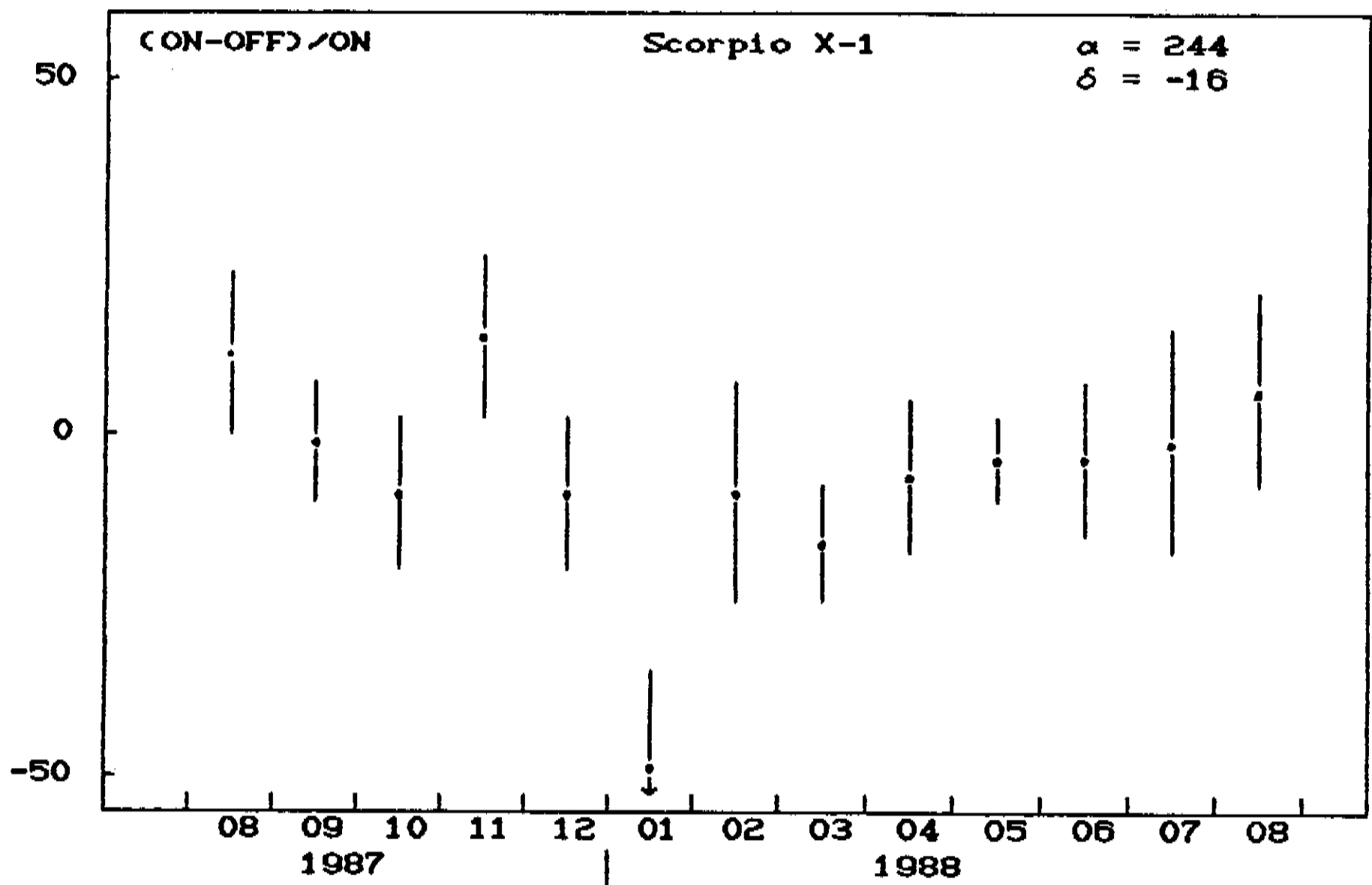


Figura 6.8 : Distribuição dos excessos mensais

acordo com o obtido para o Centro Galáctico, como era esperado.

6.2.8 SS433

Este sistema foi observado durante aproximadamente 830 horas, num total de 92 dias completos de medidas. Considerando-se o conjunto completo de medidas observamos um excesso de

$$e = 194 \pm 707$$

que não é estatisticamente significativo. O limite superior para o fluxo de gamas foi estimado em

$$\phi (>E) < 5.8 \times 10^{-10} \text{ fotons/cm}^2\text{s}$$

através da expressão (2.9), onde supomos $E = 100\text{TeV}$ e $k = 4$. Na figura 6.9 podemos ver a distribuição dos excessos mensais.

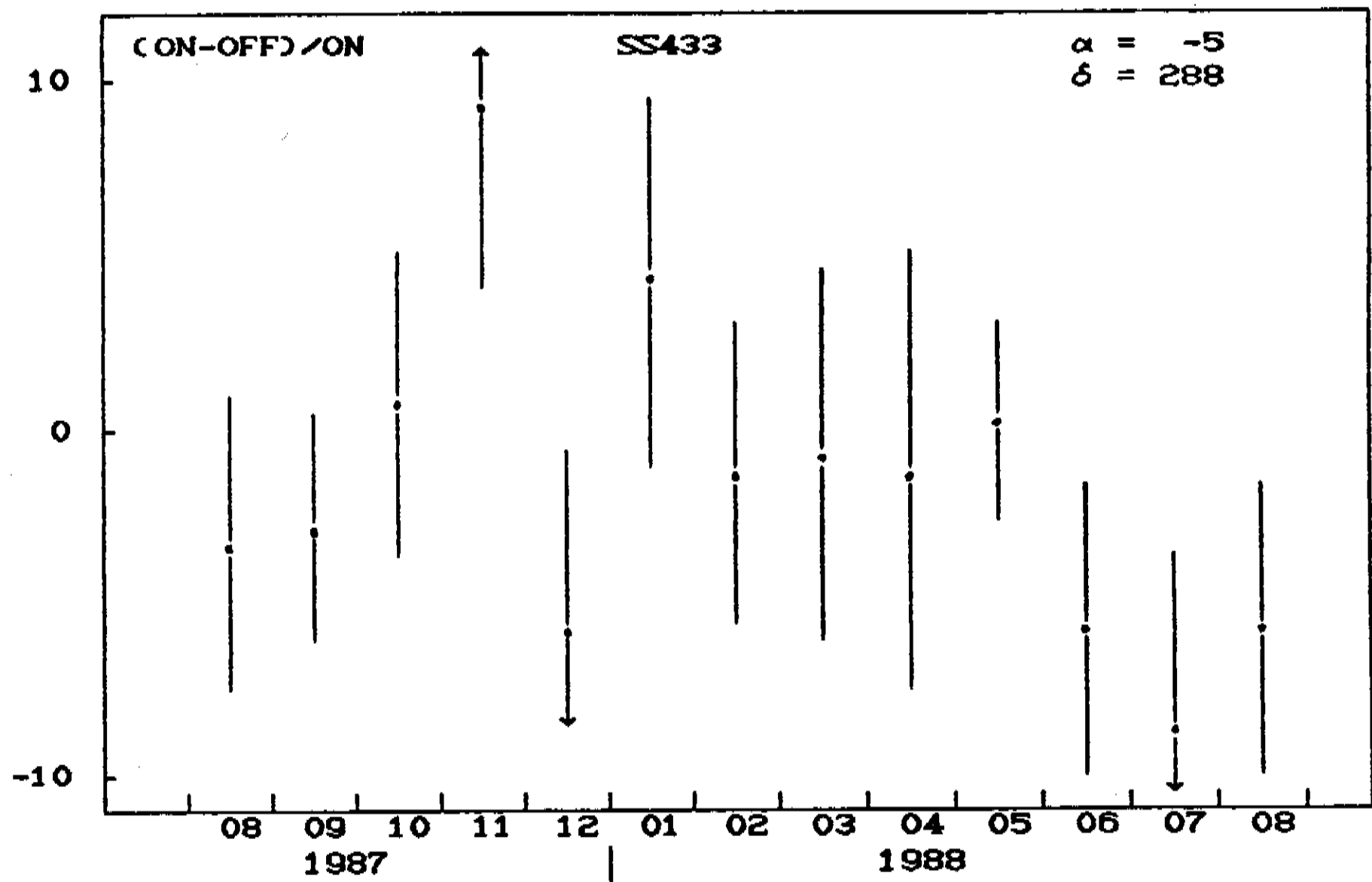


Figura 6.9 : Distribuição dos excessos mensais

6.3 Comentários

Em nenhum dos casos estudados encontrou-se um sinal estatisticamente significativo, a exceção de Vela X-1 com um sinal de 2.9σ . Os resultados são consistentes entre si. S1987A e LMC X-4 apresentam o mesmo perfil nos excessos mensais, o mesmo acontecendo entre Scorpio X-1 e o Centro Galáctico e entre Vela X-1 e Vela SNR (PSR0833-45); já que suas direções são coincidentes tendo em vista a resolução angular do detetor ($\geq 5^\circ$). A principal causa de anomalias, como os excessos negativos que se verificaram em alguns meses (para todas as fontes) deve estar relacionado com a pequena quantidade de eventos. A eficiência de funcionamento do detetor foi baixa, da ordem de 25%, e a quantidade de dias de medidas por mês é muito variável, como podemos ver na figura 6.10.

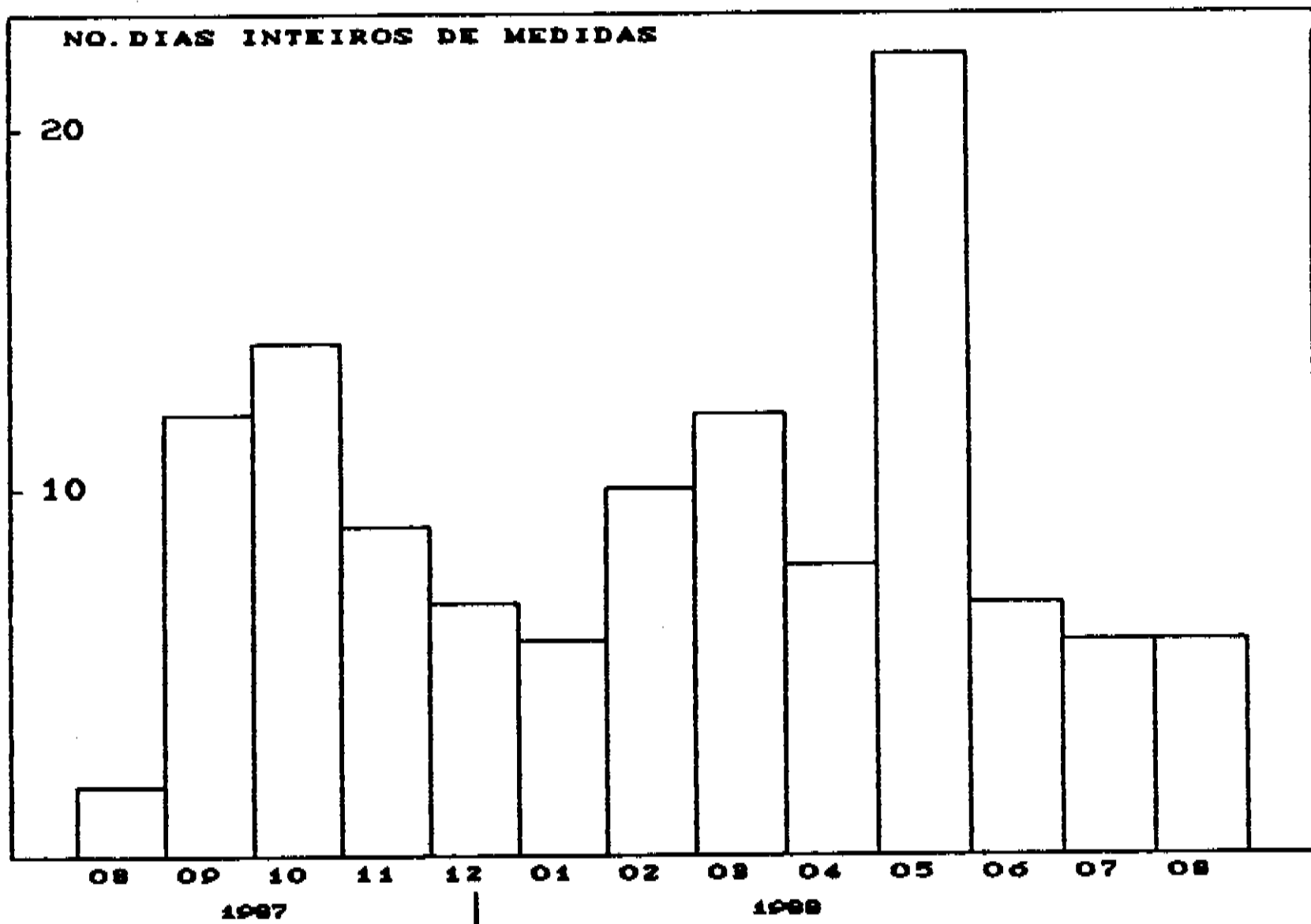


Figura 8.10 : Eficiência mensal de funcionamento do detetor

Conclusões

Os principais objetivos deste trabalho eram o estudo das variações siderais da radiação cósmica e a procura de fontes γ de energia acima de 100TeV no hemisferio sul. A primeira parte foi feita utilizando-se dados coletados pelo detetor de Chacaltaya no período compreendido entre 1982/1984 e a segunda parte com dados do mesmo detetor coletados entre agosto de 1987 e agosto de 1988.

1) Estudo das variações siderais da radiação cósmica

Foi identificada uma primeira harmônica em tempo sideral com amplitude de $(0.11 \pm 0.01)\%$ e fase em (0.9 ± 0.5) horas, o que está em concordância com os resultados obtidos por outros grupos. Contudo, existe ainda a presença de modulações em tempo solar que não puderam ser retiradas. A amplitude da primeira harmônica em tempo sideral é um pouco maior que as obtidas pelos outros grupos, o que pode estar relacionado com alguma modulação espúria. Todavia, a amplitude em tempo sideral é mais significativa do que aquelas em tempos solar e antisideral, indicando a presença de um efeito verdadeiro. Na tabela 7.1 podemos ver a comparação entre os nossos resultados e os obtidos pelos outros grupos.

A segunda harmônica medida tem significância comparável com as medidas por outros grupos. Não temos explicação para a fase observada.

2) Procura de fontes gama de alta energia no hemisferio sul

Foram analisadas 8 possíveis fontes : SN1987, LMC X-4, Vela X-1, Vela SNR (PSR0833-45), SS433, Centaurus A, Centro Galáctico e Scorpio X-1. À exceção de Vela X-1, nenhum excesso foi observado quando consideramos o conjunto total dos dados. Os limites superiores para o fluxo de gamas foram calculados para todas as fontes e estão em razoável concordância com os já obtidos por outros grupos. Na tabela 7.2 são apresentados os fluxos

Análise Harmônica	Poatina 42° S	Norikura 36° N	Musala 42° N	Baksan 43° N	Chacaltaya 18° S
n. média	10^{12} ev	$2 \cdot 10^{13}$ ev	$6 \cdot 10^{13}$ ev	10^{13} ev	10^{13} ev
primeira harmônica	(0.05 ± 0.02)% (1.3 ± 1.9)h	(0.051 ± 0.004)% (1.0 ± 0.3)h	(0.07 ± 0.02)% (1.7 ± 1.1)h	(0.057 ± 0.004)% (1.4 ± 0.3)h	(0.105 ± 0.014)% (0.9 ± 0.5)h
segunda harmônica	----- -----	(0.026 ± 0.004)% (5.5 ± 0.3)h	(0.06 ± 0.02)% (5.0 ± 0.7)h	(0.019 ± 0.004)% (6.2 ± 0.4)h	(0.036 ± 0.014)% (10.6 ± 1.5)h

**Tabela 7.1 : Comparação dos resultados de análise sideral
com os obtidos anteriormente por outros grupos**

calculados, juntamente com resultados já obtidos anteriormente por outros grupos.

Dois resultados interessantes devem ser ressaltados : i) na direção de SN1987A foi observado um ligeiro excesso, não significativo, no mês de janeiro de 1988, em concordância com o atraso esperado para a observação de gamas provenientes de uma supernova e ii) a presença de um excesso significativo (2.9 σ) quando da análise do conjunto total de dados da direção Vela X-1. Entretanto, não podem ser excluídos bias instrumentais.

A eficiência de funcionamento do detetor foi muito baixa (< 25%). Isso pode dificultar a detecção de sinais genuínos pois acredita-se que a variabilidade na emissão de gamas dessas fontes é muito grande, oscilando entre períodos de grande e de nenhuma atividade. Além disso, a baixa eficiência do detetor pode introduzir modulações espúrias de origem atmosférica, gerando falsos sinais.

A conclusão mais importante deste trabalho se refere às chamadas fontes pontuais. De fato, pelo que foi exposto, vê-se que dentro da sensibilidade do detetor, não há um sinal contínuo dessas fontes nessa região de energia. A esperada emissão de γ 's pela SN1987A também não foi verificada. Uma eventual extensão da presente análise deve ser a análise da estrutura fina da distribuição temporal dos eventos da direção da fonte, na tentativa de identificar sinais periódicos e correlacioná-los com emissões periódicas observadas em outros comprimentos de onda. Entretanto, a baixa eficiência do detetor introduz bias muito grandes, uma vez que diminui o tempo de observação da fonte.

Os dados analisados aqui serão comparados com os que estão sendo coletados atualmente pelo detetor EASCAMP, em funcionamento no Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia. Esse detetor usa técnica semelhante ao de Chacaltaya, mas com uma resolução angular muito superior e uma eficiência acima de 90% .

Fonte	Fluxo($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) (outros)	Energia	Fluxo($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) (Chacaltaya) E = 100TeV
SN1987A	4.0×10^{-11}	100TeV	3.6×10^{-11}
LMC X-4	5.0×10^{-15}	10PeV	1.8×10^{-11}
Vela X-1	2.0×10^{-11}	1TeV	1.5×10^{-10}
Vela SNR	7.0×10^{-13}	5TeV	7.8×10^{-11}
Cent. Galác.	7.9×10^{-11}	300GeV	5.3×10^{-11}
Scorpio X-1	2.0×10^{-12}	2TeV	8.5×10^{-11}
Centaurus A	1.0×10^{-14}	1PeV	8.1×10^{-11}
SS433	_____	_____	3.1×10^{-11}

Tabela 7.2 : Comparação entre os fluxos calculados para as fontes analisadas, com os obtidos anteriormente por outros grupos

Apêndice I : Programas de análise utilizados na primeira fase do experimento

PROGRAMA ANALISE.FOR
 PARA ANALISE HARMONICA INDIVIDUAL OU
 DE MUITOS ARQUIVOS.
 UTILIZA ROTINAS DE SUBANAL.FOR

```

DIMENSION NK(200,200)
REAL*8 DADD(3500),SK(200,200),SIK2N(200,200),AB(200),
IAN(24),ANI(24),FATNOR,BN(24),BNI(24),SIGAN(24),SIGANI(24)
REAL*8 LONGIT,HORA,SIGBN(24),SIGBNI(24),HORAS(3500),CG,
1ALFZEN,SONDA(3500),AM(200),ALFA(3500)
INTEGER OPCA0,OPCA1,OPCA2,OPCA3
REAL*8 DINT,A1,B1,A0,XNE(200),VAR(200)
INTEGER DIA,AND
BYTE BUFFER,FIL(30)
TYPE *,' QUAL O TIPO DE ANALISE ? (0/1/2)'
ACCEPT 75,OPCA0
75 FORMAT(13)
TYPE *,' QUER LIMPEZA DOS DADOS ? (1/0)'
ACCEPT 75,OPCA1
TYPE *,' QUER CORRECAO POR P E T ? (1/0)'
ACCEPT 75,OPCA2
TYPE *,' QUER ANALISE INDIVIDUAL ? (1/0)'
ACCEPT 75,OPCA3
FATNOR=1100.DO
LONGIT=47.08DO
CG=11299.2DO
OPEN(UNIT=7,FILE='ANLTOT.DAT',STATUS='NEW')
OPEN(UNIT=8,FILE='ANLPAR.DAT',STATUS='NEW')
OPEN(UNIT=1,FILE='FONTENF.DAT',STATUS='OLD')
READ(1,50)NA
50 FORMAT(15)
DO I=1,NA
    READ(1,100,END=1)ISIZ,(FIL(K),K=1,ISIZ)
100    FORMAT(9,<ISIZ>A1)
    FIL(ISIZ+1)=0.
    OPEN(UNIT=2,FILE=FIL,STATUS='OLD')
    READ(2,150)DIA,MES,AND,HORA1,NTL
150    FORMAT(1X,3I2,F9.0,2X,15)
    READ(2,200)(HORAS(K1),DADD(K1),SONDA(K1),K1=1,NTL)
200    FORMAT(5(1X,F7.0,F6.0,F6.0))
    DO K1=1,NTL
        HORAS(K1)=HORAS(K1)-1950.DO
        IF(HORAS(K1).LT.0.DO)THEN
            HORAS(K1)=HORAS(K1)+86400.DO
        ENDIF
    END DO
    IF((OPCA0.EQ.1).OR.(OPCA0.EQ.2))THEN
        DO K1=1,NTL
            IF(K1.EQ.1)GO TO 2
            IF(HORAS(K1).LT.HORAS(K1-1))THEN
                CALL DAY(DIA,MES,AND,N1,N2,N3)
                DIA=N1
                MES=N2
                AND=N3
            ENDIF
            HORA=HORAS(K1)
            CALL AR(DIA,MES,AND,HORA,LONGIT,ALFZEN,CG)
2

```

ALFA(K1)=ALFZEN

END DO

ENDIF

IF(OPCA0.EQ.2)CALL ANTI(HORAS,ALFA,NTL)

CALL DATABS(DADD,NTL)

IF(OPCA1.EQ.1)CALL LIMP(DADD,NTL)

CALL NORMA(DADD,FATNOR,NTL)

IF(OPCA2.EQ.1)CALL CTP(DADD,HORAS,NTL,MES)

IF(OPCA0.EQ.0)THEN

DO K1=1,NTL

ALFA(K1)=HORAS(K1)

END DO

ENDIF

CALL HARO(ALFA,DADD,1,NTL,24,NK,SK,SIK2N,AB,NEA,A1,DINT)

IF(OPCA3.EQ.1)THEN

CALL HAR2(24,NK,SK,SIK2N,NTL,VAR,NEA,T1,AB,FIL,ISIZ,AO,

1ANI,BN1,SIGANI,SIGBN1,XME)

ENDIF

END DO

CALL HAR1(24,NK,SK,SIK2N,NTL,AN,BN,SIGAN,SIGBN,XME,VAR,NA,
1TI,AB,NEA,AO)

STOP

END

AQUI ESTAO CONTIDAS TODAS AS SUBROTINAS
NECESSARIAS PARA A ANALISE HARMONICA ,
UTILIZANDO O PROGRAMA ANALISE.FOR

SUBROTINA PARA CALCULO DE TEMPO ANTISIDERAL

```

SUBROUTINE ANTI(HORAS, ALFA, NTL)
REAL*8 HORAS(3500), DELTA, ALFA(3500)
DO J=1,NTL
    DELTA=ALFA(J)-HORAS(J)
    IF(DELTA.LT.0.DO)DELTA=DELTA+86400.DO
    ALFA(J)=HORAS(J)-DELTA
    IF(ALFA(J).LT.0.DO)ALFA(J)=ALFA(J)+86400.DO
END DO
RETURN
END

```

SUBROTINA PARA CORRECAO PORP E T

```
SUBROUTINE CTP(AG,ALFA,NTL,MES)
REAL*8 AG(3500),TPT(26),AML(3500),AML1(3500),HPT(26),PRE(26),
1TEMP(26),BT,AP,ALFA(3500),ALFA1(3500),PRES,TEM,AT,BP
```

```

IF(MES. EQ. 1)OPEN(UNIT=20, FILE='JAN. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 2)OPEN(UNIT=20, FILE='FEV. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 3)OPEN(UNIT=20, FILE='MAR. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 4)OPEN(UNIT=20, FILE='ABR. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 5)OPEN(UNIT=20, FILE='MAI. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 6)OPEN(UNIT=20, FILE='JUN. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 7)OPEN(UNIT=20, FILE='JUL. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 8)OPEN(UNIT=20, FILE='AGO. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 9)OPEN(UNIT=20, FILE='SET. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 10)OPEN(UNIT=20, FILE='OUT. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 11)OPEN(UNIT=20, FILE='NOV. CPT', STATUS='OLD')
IF(MES. EQ. 12)OPEN(UNIT=20, FILE='DEZ. CPT', STATUS='OLD')

```

```
READ(20,201)(TPT(L),PRE(L),TEMP(L),L=1,25)
FORMAT(F4.1,1X,F6.2,F6.2)
```

```
DO L=1,25
      HPT(L)=TPT(L)*3600. DO
END DO
```

```
IF (MES. EQ. 1) THEN
    MEDIAP=1099. 96D0
    MEDIAT=1099. 96D0
    AP=3800. 206D0
    BP=-6. 608D0
    AT=1149. 743D0
    BT=-0. 092D0
ENDIF
```

```
IF (MES. EQ. 2) THEN
    MEDIAP=1100. 01DO
    MEDIAT=0. DO
    AP=2555. 18DO
    BP=-3. 561DO
```

BT=0 D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 3) THEN

MEDIAP=1099. 63D0

MEDIAT=1099. 63D0

AP=5553. 757D0

BP=-10. 882D0

AT=1115. 617D0

BT=-0. 031D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 4) THEN

MEDIAP=1100. 05D0

MEDIAT=1100. 05D0

AP=4284. 189D0

BP=-7. 78D0

AT=1126. 12D0

BT=-0. 05D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 5) THEN

MEDIAP=1099. 98D0

MEDIAT=1099. 98D0

AP=5322. 929D0

BP=-10. 33D0

AT=1123. 435D0

BT=-0. 045D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 6) THEN

MEDIAP=1100. 08D0

MEDIAT=1100. 08D0

AP=4159. 888D0

BP=-7. 489D0

AT=1135. 038D0

BT=-0. 067D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 7) THEN

MEDIAP=1099. 96D0

MEDIAT=1099. 96D0

AP=4549. 135D0

BP=-8. 447D0

AT=1142. 01D0

BT=-0. 081D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 8) THEN

MEDIAP=1099. 97D0

MEDIAT=1099. 97D0

AP=5132. 2D0

BP=-9. 858D0

AT=1136. 345D0

BT=-0. 069D0

ENDIF

IF (MES. EQ. 9) THEN

MEDIAP=1100. 05D0

MEDIAT=1100. 05D0

AT=1129. 046D0

BT=-0. 054D0

AP=4787. 887D0

BP=-9. 027D0

ENDIF


```

IF (MES. EQ. 10) THEN
    MEDIAP=1099. 9400
    MEDIAT=1099. 9400
    AP=4387. 97400
    BP=-8. 05300
    AT=1159. 06700
    BT=-0. 10600

```

```

ENDIF

```

```

IF (MES. EQ. 11) THEN
    MEDIAP=1100. 0400
    MEDIAT=1100. 0400
    AP=5227. 33800
    BP=-10. 10300
    AT=1159. 39100
    BT=-0. 11200

```

```

ENDIF

```

```

IF (MES. EQ. 12) THEN
    MEDIAP=1099. 9900
    MEDIAT=0. 00
    AP=5894. 50300
    BP=-11. 72900
    AT=0. 00
    BT=0. 00

```

```

ENDIF

```

```

DO L=1, 25
    TI=HPT(L)
    TS=HPT(L+1)
    DO J=1, NTL
        HD=ALFA(J)
        IF (AG(J). EQ. 0. 00) GO TO 444
        IF ((HD. GT. TI). AND. (HD. LE. TS)) THEN
            DELT=HPT(L+1)-HPT(L)
            BETAP=(PRE(L+1)-PRE(L))/DELT
            BETAT=(TEMP(L+1)-TEMP(L))/DELT
            PRES=PRE(L)+BETAP*(ALFA(J)-HPT(L))
            TEM=TEMP(L)+BETAT*(ALFA(J)-HPT(L))
            AG(J)=AG(J)-(AP+BP*PRES-MEDIAP)
            AG(J)=AG(J)-(AT+BT*TEM-MEDIAT)
        ENDIF
    END DO
444
END DO

```

```

END DO
REWIND 20
CLOSE(20)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE NORMA(AG, FNORM, NL)
REAL*8 AG(3500), FNORM, MEDIA, DIF
MEDIA=0. 00
IO=0
DO 20 I=1, NL
    IF (AG(I). EQ. 0. 00) IO=IO+1
    MEDIA=MEDIA+AG(I)
20 CONTINUE
MEDIA=MEDIA/(NL-IO)
DIF=FNORM/MEDIA
DO 30 I1=1, NL
    IF (AG(I1). EQ. 0. 00) GO TO 30
    AG(I1)=AG(I1)*DIF
30 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE DAY(DIA,MES,AND,NDIA,NMES,NAND)
INTEGER DIA,MES,AND
IF(MES.LT.7)THEN
  IF((MES.EQ.1).OR.(MES.EQ.3).OR.(MES.EQ.5))THEN
    IF(DIA.EQ.31)THEN
      NDIA=1
      NMES=MES+1
      NAND=AND
      GO TO 2000
    ENDIF
    IF(DIA.EQ.30)THEN
      NDIA=DIA+1
      NMES=MES
      NAND=AND
      GO TO 2000
    ENDIF
  ENDIF
  IF((MES.EQ.2).AND.(DIA.EQ.28))THEN
    AC=AND*.25
    RE=AC-INT(AC)
    IF(RE.EQ.0)THEN
      NDIA=DIA+1
      NMES=MES
      NAND=AND
      GO TO 2000
    ENDIF
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NAND=AND
    GO TO 2000
  ENDIF
  IF((MES.EQ.2).AND.(DIA.EQ.29))THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NAND=AND
    GO TO 2000
  ENDIF
  IF(DIA.EQ.30)THEN
    NDIA=1
    NMES=MES+1
    NAND=AND
    GO TO 2000
  ENDIF
  IF((MES.EQ.9).OR.(MES.EQ.11))THEN
    IF(DIA.EQ.30)THEN
      NDIA=1
      NMES=MES+1
      NAND=AND
      GO TO 2000
    ENDIF
  ENDIF
  IF((MES.EQ.12).AND.(DIA.EQ.31))THEN
    NDIA=1
    NMES=1
    NAND=AND+1
    GO TO 2000
  ENDIF
  IF((MES.EQ.7).OR.(MES.EQ.8).OR.(MES.EQ.10))THEN
    IF(DIA.EQ.31)THEN
      NDIA=1
      NMES=MES+1
      NAND=AND
      GO TO 2000
    ENDIF
  ENDIF

```

```

      ENDIF
      NDIA=NDIA+1
      NANO=ANO
      NMES=MES
2000  RETURN
      END

C
      SUBROUTINE HARO(ALFA, AG, NLI, NLS, NI, NK, SK, SIK2N
#, AB, NEA, AI, DINT)
C      TOMA A ABCISSA E ORDENADA A SEREM ANALISADOS E ORDENA
C      DADOS NOS INTERVALOS , PARA ANALISE
      DIMENSION NK(200, 200)
      REAL*8 TK(24), AG(3500), SK(200, 200)
#, AM(200), SIK2N(200, 200), AB(200), PP(200, 200)
      REAL*8 ALFA(3500), DINT, SV, ALFA1(3500), AI, BI
      PI=3.1415927D0
      DO 813 IQ=NLI, NLS
      ALFA(IQ)=(ALFA(IQ)*15. DO)/3600. DO
813  CONTINUE
      TI=15. DO
      NEA=NEA+1
      AI=0. DO
      BI=AI+TI
444  DO 1000 IBIN=1, NI
      DO 1001 IP=NLI, NLS
      IF((ALFA(IP). GE. AI). AND. (ALFA(IP). LT. BI)) THEN
          IF(AG(IP). EQ. 0. DO) GO TO 1001
          SK(NEA, IBIN)=SK(NEA, IBIN)+AG(IP)
          NK(NEA, IBIN)=NK(NEA, IBIN)+1
          PP(NK(NEA, IBIN), IBIN)=AG(IP)
      ENDIF
1001  CONTINUE
      AB(IBIN)=(BI-AI)/2. DO+AI
      AB(IBIN)=AB(IBIN)*((2. DO*PI)/360. DO)
      AI=AI+TI
      BI=BI+TI
1000  CONTINUE
      DO 402 IBIN=1, NI
      IF(NK(NEA, IBIN). EQ. 0) THEN
          AM(IBIN)=0. DO
          GO TO 402
      ENDIF
      AM(IBIN)=SK(NEA, IBIN)/NK(NEA, IBIN)
402  CONTINUE
      DO 403 IBIN=1, NI
      SV=0. DO
      DO 404 KL=1, NK(NEA, IBIN)
      IF(NK(NEA, IBIN). EQ. 0) THEN
          SIK2N(NEA, IBIN)=0. DO
          GO TO 403
      ENDIF
      SV=SV+(PP(KL, IBIN)-AM(IBIN))*(PP(KL, IBIN)-AM(IBIN))
404  CONTINUE
      SIK2N(NEA, IBIN)=SV
403  CONTINUE
      RETURN
      END

      SUBROUTINE HARI(NI, NK, SK, SIK2N, NL, AN, BN, SIGAN, SIGBN, XME
1, VAR, NA, TI, AB, NEA, AO)
C      ANALISE HARMONICA DE NEA ARQUIVOS
      DIMENSION NK(200, 200), NTOT(200)
      REAL*8 AG(3500), SK(200, 200), SIK2N(200, 200), XM, VM1, SXME,
      ISVARO, DEL, ANO, BNO, SIGANO, SIGBNO, ANC, X1, X2, Y1, Y2, FI1
      1, FI2, AN(24), BN(24), SIGAN(24), SIGBN(24), XME(200), AI,
      1SIGA1, A2, SIGA2, AM1, AM2, AO, SIGTA1, SIGTA2, SA1, SB1,
      1SA2, P1, SB2, DES1, DES2, SIGFI1, SIGFI2, VAR(200), TEN(24),

```

```

1000  TYPE=41, 3(200)
      TYPE=41, 1A
      ANC=FLOAT(NI)
      PI=3.1415927DO
      DO 1010 IBIN=1, NI
      DO 1020 IAR=1, NEA
      XM=XM+SK(IAR, IBIN)
      NTOT(IBIN)=NTOT(IBIN)+NK(IAR, IBIN)
      VM1=VM1+SIK2N(IAR, IBIN)
1020  CONTINUE
      IF(NTOT(IBIN).EQ.0)THEN
          XME(IBIN)=0. DO
          VAR(IBIN)=0. DO
          VM=0. DO
          VM1=0. DO
          SVARO=0. DO
          GO TO 1010
      ENDIF
      XME(IBIN)=XM/NTOT(IBIN)
      SXME=SXME+XME(IBIN)
      DO 1030 IED=1, NEA
      IF(NK(IED, IBIN).EQ.0)GO TO 1030
      DEL=SK(IED, IBIN)/NK(IED, IBIN)-XME(IBIN)
      SVARO=SVARO+DEL*DEL*NK(IED, IBIN)
1030  CONTINUE
      VAR(IBIN)=(VM1+SVARO)/(NTOT(IBIN)+NTOT(IBIN))
      XM=0. DO
      VM1=0. DO
      SVARO=0. DO
1010  CONTINUE
      DO 1080 IS2=1, 24
      DO 1050 IBIN=1, NI
      ANO=ANO+DCOS(IS2*AB(IBIN))*XME(IBIN)
      BNO=BNO+DSIN(IS2*AB(IBIN))*XME(IBIN)
      SIGANO=SIGANO+DCOS(IS2*AB(IBIN))*DCOS(IS2*AB(IBIN))*
      1VAR(IBIN)
      SIGBNO=SIGBNO+DSIN(IS2*AB(IBIN))*DSIN(IS2*AB(IBIN))*
      1VAR(IBIN)
1050  CONTINUE
      AN(IS2)=(ANO*2. DO)/ANC
      BN(IS2)=(BNO*2. DO)/ANC
      SIGAN(IS2)=(2. DO/ANC)*DSQRT(SIGANO)
      SIGBN(IS2)=(2. DO/ANC)*DSQRT(SIGBNO)
      ANO=0. DO
      BNO=0. DO
      SIGANO=0. DO
      SIGBNO=0. DO
1080  CONTINUE
      WRITE(7, 41)
41  FORMAT(/, 6X, 'DADOS REFERENTES A ANALISE POR INTERVALO', //,
      1BX, 'NTOT', 5X, 'AB', 7X, 'XME', 8X, 'VAR', /)
      DO 666 H1=1, NI
      AB(H1)=(AB(H1)*360. DO)/(2. DO*PI)
666  CONTINUE
      WRITE(7, 42)(NTOT(IS), AB(IS), XME(IS), VAR(IS), IS=1, NI)
42  FORMAT(6X, 15, 3F10. 2)
      AO=SXME/NI
      WRITE(7, 200)AO
200  FORMAT(/, 3X, 'ANALISE HARMONICA POR INTERVALO', //,
      13X, 'AO=', F15. 3, //, 3X, 'N',
      117X, 'AN', 10X, 'SIGMA AN', 10X, 'BN', 10X, 'SIGMA BN')
      WRITE(7, 201)(1, AN(1), SIGAN(1), BN(1), SIGBN(1), I=1, 10)
201  FORMAT(2X, 12, 9X, F11. 2, 4X, F11. 2, 4X, F11. 2, 4X, F11. 2)
      SIGAO=DSQRT(AO)
      X1=AN(1)
      Y1=BN(1)

```

```

1000 F11=ATAN2(Y1,X1)/15. DO
1100 F12=ATAN2(Y2,X2)/15. DO
1200 IF(Y1.LT.0.DO)F11=24.DO+F11
1300 IF(Y2.LT.0.DO)F12=24.DO+F12
1400 A1=DSQRT(AN(1)*AN(1)+BN(1)*BN(1))
1500 SIGA1=DSQRT(AN(1)*AN(1)*SIGAN(1)*SIGAN(1)+
1600 IBN(1)*BN(1)*SIGBN(1)*SIGBN(1))
1700 SIGA1=SIGA1/A1
1800 A2=DSQRT(AN(2)*AN(2)+BN(2)*BN(2))
1900 SIGA2=DSQRT(AN(2)*AN(2)*SIGAN(2)*SIGAN(2)+
2000 IBN(2)*BN(2)*SIGBN(2)*SIGBN(2))
2100 SIGA2=SIGA2/A2
2200 AM1=(A1/A0)*100. DO
2300 AM2=(A2/A0)*100. DO
2400 SIGTA1=(A1/A0)*DSQRT((SIGA1/A1)*(SIGA1/A1)+
2500 1*(SIGA0/A0)*(SIGA0/A0))
2600 SIGTA2=(A2/A0)*DSQRT((SIGA2/A2)*(SIGA2/A2)+
2700 1*(SIGA0/A0)*(SIGA0/A0))
2800 SIGTA1=SIGTA1*100. DO
2900 SIGTA2=SIGTA2*100. DO
3000 SA1=SIGAN(1)*SIGAN(1)
3100 SB1=SIGBN(1)*SIGBN(1)
3200 SA2=SIGAN(2)*SIGAN(2)
3300 SB2=SIGBN(2)*SIGBN(2)
3400 DES1=(1. DO/(1. DO+(BN(1)/AN(1))*(BN(1)/AN(1))))**2
3500 DES2=(1. DO/(1. DO+(BN(2)/AN(2))*(BN(2)/AN(2))))**2
3600 SIGF11=(DES1*(-BN(1)/(AN(1)*AN(1))))**2*SA1+
3700 1*(DES1*((1. DO/AN(1))**2))*SB1
3800 SIGF11=DSQRT(SIGF11)*3. 800
3900 SIGF12=(DES2*(-BN(2)/(AN(2)*AN(2))))**2*SA2+
4000 1*(DES2*((1. DO/AN(2))**2))*SB2
4100 SIGF12=DSQRT(SIGF12)*3. 800
4200 WRITE(7,5000)
5000 FORMAT(/,3X,'AMPLITUDES E FASES',/)
4300 WRITE(7,5100)AM1,SIGTA1,F11,SIGF11
5100 FORMAT(3X,'A1=(',F14.6,1X,'+-',1X,F6.4,')%',
4400 15X,'F11=(',F5.2,1X,'+-',1X,F5.2,')HORAS',/)
4500 WRITE(7,5200)AM2,SIGTA2,F12,SIGF12
5200 FORMAT(3X,'A2=(',F14.6,1X,'+-',1X,F6.4,')%',
4600 15X,'F12=(',F5.2,1X,'+-',1X,F5.2,')HORAS',/)
4700 RETURN
4800 END
4900 SUBROUTINE HAR2(NI,NK,SK,SIKEN,NL,VAR,NEA,TI,AB,FIL,
5000 #ISIZ,AO,ANI,BNI,SIGANI,SIGBNI,XME)
5100 BYTE BUFFER,FIL(30)
5200 DIMENSION NK(200,200)
5300 REAL*8 SK(200,200),SIGANO,SIKEN(200,200),ANI(24),BNI(24),
5400 #SIGANI(24),SXME,ANO,BNO,SIGBNI(24),VAR(200),AB(200),XME(200)
5500 #,AO,SIGBNO,SUM
5600
5700 BNC=FLOAT(NI)
5800 DO 2010 IBIN=1,NI
5900 XME(IBIN)=SK(NEA,IBIN)/NK(NEA,IBIN)
6000 SXME=SXME+XME(IBIN)
2010 VAR(IBIN)=(SIKEN(NEA,IBIN)/NK(NEA,IBIN))/NK(NEA,IBIN)
6100 DO 2040 ICH=1,24
6200 DO 2050 IBIN=1,NI
6300 ANO=ANO+COS(ICH*AB(IBIN))*XME(IBIN)
6400 BNO=BNO+SIN(ICH*AB(IBIN))*XME(IBIN)
6500 SIGANO=SIGANO+COS(ICH*AB(IBIN))*COS(ICH*AB(IBIN))*VAR(IBIN)
6600 SIGBNO=SIGBNO+SIN(ICH*AB(IBIN))*SIN(ICH*AB(IBIN))*VAR(IBIN)
2050 CONTINUE
6700 ANI(ICH)=ANO*(2. DO/BNC)
6800 BNI(ICH)=BNO*(2. DO/BNC)

```

```

      ANO=0. DO
      END=0. DO
      SIGANO=0. DO
      SIGEND=0. DO

```

2040

```

      CONTINUE
      WRITE(30,2500)(FIL(IT),IT=1,ISI2)
      WRITE(30,51)

```

51

```

      FORMAT(/,6X,'DADOS REFERENTES A ANALISE POR ARQUIVO',//,
      19X,'NTDT',7X,'XME',7X,'VAR')

```

52

```

      WRITE(30,52)(NK(NEA,IS),XME(IS),VAR(IS),IS=1,24)

```

```

      FORMAT(3X,15,2F10.2)

```

```

      AO=5XME/N1

```

```

      WRITE(8,2500)(FIL(I),I=1,ISI2)

```

2500

```

      FORMAT(/,3X,'ARQUIVO : ',3X,9,'(ISIZ)A1,/')

```

```

      WRITE(8,2543)AO

```

2543

```

      FORMAT(/,3X,'AO = ',F9.2)

```

```

      WRITE(8,2501)(SIGANI(I),BNI(I),SIGBNI(I),I=1,10)

```

2501

```

      FORMAT(3X,'N',19X,'AN',10X,'SIGMA AN',10X,'BN',10X,'SIGMA

```

```

      # BN',/, (2X,12,9X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2,4X,F11.2))

```

```

      SXME=0. DO

```

```

      BNC=0. DO

```

```

      SUM=0. DO

```

```

      RETURN

```

```

      END

```

C

C

C

```

      SUBROTINA PARA RETIRAR DADOS ABSURDOS

```

```

      SUBROUTINE DATABS(A2,NL)

```

```

      REAL*8 A2(3500)

```

```

      DO J=1,NL

```

```

          IF((A2(J).LT.500.DO).OR.(A2(J).GT.1500.DO))A2(J)=0.DO

```

```

      END DO

```

```

      RETURN

```

```

      END

```

C

C

C

```

      SUBROTINA PARA LIMPEZA DOS DADOS: Y-3S < Y < Y+3S

```

```

      SUBROUTINE LIMP(A2,NL)

```

```

      REAL*8 A2(3500),MEDIA,SIGM,PESCE

```

```

      SIGM=0. DO

```

```

      MEDIA=0. DO

```

```

      IO=0

```

```

      DO 40 I2=1,NL

```

```

          IF(A2(I2).EQ.0.DO)IO=IO+1

```

```

          MEDIA=MEDIA+A2(I2)

```

40

```

      CONTINUE

```

```

      MEDIA=MEDIA/(NL-IO)

```

```

      DO 50 I3=1,NL

```

```

          IF(A2(I3).EQ.0.DO)GO TO 50

```

```

          SIGM=SIGM+(A2(I3)-MEDIA)*(A2(I3)-MEDIA)

```

50

```

      CONTINUE

```

```

      SIGM=DSQRT(SIGM/(NL-IO-1))

```

```

      PESCE=3.DO*SIGM

```

```

      DO 60 I4=1,NL

```

```

          IF(A2(I4).LT.(MEDIA-PESCE))A2(I4)=0.DO

```

```

          IF(A2(I4).GT.(MEDIA+PESCE))A2(I4)=0.DO

```

60

```

      CONTINUE

```

```

      RETURN

```

```

      END

```

C

C

C

C

```

      SUBROUTINE AR(DIA,MES,ANO,HORA,LOC,SIT,ALFZEN,CG)

```

```

      SUBROTINA PARA DETERMINAR A ASCENSÃO RETA DO ZENITE

```

```

      DO OBSERVADOR NUM DADO INSTANTE

```

```

      REAL*8 ALFZEN,CG,LOW,TIME,TIME1,TIME2,TIME3,TIME4,TIME5,TIME6,TIME7,TIME8,TIME9,TIME10,TIME11,TIME12,TIME13,TIME14,TIME15,TIME16,TIME17
      INTEGER DIA,MES,ANO
      IDIA=DIA
      IMES=MES
      IANO=ANO
      IF (IMES.GT.2) IMES=IMES+1
      IF (IMES.LE.2) THEN
          IMES=IMES+13
          IANO=IANO-1
      ENDIF
      DIAJULIANO=DINT(IMES*30.50100)+DINT(IANO*365.2500)+
      11720931.500+IDIA
      T=(DIAJULIANO-2415020.00)/36525.00
      TS=8640184.54200*T+0.0929*T*T
      TS=(TS/3600.00+6.6460555600)/24.00
      TO=(TS-DINT(TS))*24.00*3600.00
      FNR=1.0027379
      ST=HORA+CG
      LON=(LONQIT/15.00)*3600.00
      ALFZEN=TO+FNR*ST-LON
      IF (ALFZEN.LT.0.00) ALFZEN=ALFZEN+86400.00
      RETURN
      END

```

Apêndice II : Programas de análise utilizados na segunda fase do experimento


```

PROGRAM ANACHAC
IMPLICIT REAL*8 (A-H, O-Z)
INTEGER*2 AM(1001000), IDAT(6), IDATN(6), ICQ(20)
REAL*8 AMS, AMSN, DNCR, PRS(48), TMP(24), HRS(200), T01(200), T02(200)
integer*4 isond(8)
INTEGER*4 NBAN, IA, I256, NBD
DIMENSION NS(20), A(20), D(20), S(20), ID(20), IR(20), TSINIZ(20),
! XLAT(3), RIT(800, 20), NCAN(20), ICA(3, 20), ISC(3, 20),
! ICAV(3, 20), ICON(3, 20), INDIC(60, 2), ISOV(6, 20, 20), IMIS(20),
! TIN(20), TFI(20), IGIDR(20), NTTA(3, 20), NTOT(30, 3, 20), NTTT(3, 20),
! NTA(30, 3, 20), ISOVF(6, 20, 20), IFI(20), IGAL(20), IC(16), ICC(20, 20)
REAL*8 HIZ(30, 3, 20), HFZ(30, 3, 20), PRN(30, 3, 20), ZMIN(20)
REAL*8 DR1(20), DR2(20)
CHARACTER*11 HRL

CHARACTER*15 NOME(20), TOL, ST01
CHARACTER*5 TIOR(6), TIVER(6)
LOGICAL*1 NAMFIL(20), ST(10), AR(128), NMF(13)
INTEGER*2 AP(20)
INTEGER*4 NIM, NEV3M, NEV, NST, ITIM, ITIMP, ITIF, IIG
DATA ST /'0', '1', '2', '3', '4', '5', '6', '7', '8', '9'/
DATA NAMFIL/'R', 'U', 'N', 4*.FALSE., ' ', 12*' ', 1256/256/
DATA NMF/4*.FALSE., ' ', 'T', 'O', '1', ' ', 'D', 'A', 'T', .FALSE. /
DATA PI/3.141592654D0/, XLAT/-16., -20., -50. /
DATA DMAG, DMIN/10.72, 10.88/
DATA TSINIZ/20*0. /, RIT/16000*0. /, ISOVF, IFI/2420*0/
DATA ICA, ICAV, ICON, INDIC, ISOV/2700*0/, IMIS/20*1/, IGIDR/20*0/,
! NTTA, NTOT, NTTT, NTA/3720*0/, IGAL/20*0/, ICC/400*0/, ISC/60*0/
DATA TIOR/' ant. ', ' vera', ' post. ', ' vera', ' post. ', ' post. ' /
DATA TIVER/' ant. ', ' ant. ', ' ant. ', ' vera', ' vera', ' post. ' /
DATA I256/256/
EQUIVALENCE(NBAN, NAMFIL(4))
EQUIVALENCE(NBD, NMF(1))
C=PI/180.
XL=(XLAT(1)+XLAT(2)/60. +XLAT(3)/3600. )*C

DO 1 I=1, 20
READ(1, 104) NS(I), D(I), A(I), ZMIN(I), S(I), DR1(I), ID(I), IR(I), NOME(I)
DR2(I)=DR1(I)

A(I)=A(I)*C
D(I)=D(I)*C
S(I)=S(I)*24*60/360

CONTINUE
CLOSE(UNIT=1)
FORMAT(12, 4F12.5, F8.2, 2X, 11, 2X, 11, 2X, A15)
READ(10, 156) IDAT
FORMAT(1X, 6I2)
READ(10, 101) NBAN, TM
FORMAT(1X, A4, F8.5)
DECODE(4, 444, NBAN) ITY
FORMAT(14)
IF(ITY. GE. 24) IDAT(3)=88
AMS=0.
ANNO=IDAT(3)+IDAT(2)/12. +IDAT(1)/365. -50.

```

```

IF (ABS(I) EQ 0) GO TO 3
IF (ID(I) EQ 0) GO TO 2

```

```

DALF=(46.07905+20.04251*SIN(A(I))*TAN(D(I)))*CAN : 14.71500
DDEL=20.04255*COS(A(I))*ANNO*C/3600.
A(I)=A(I)+DALF
D(I)=D(I)+DDEL

```

```

COSH=(COS(ZMIN(I)*C)-SIN(XL)*SIN(D(I)))/(COS(D(I))*COS(XL))
HSOR=ACOS(COSH)
NC=HSOR*12*60/PI-0.5
TSINIZ(I)=A(I)-(NC+0.5)*PI/(60*12)
IF(TSINIZ(I).LT.0.) TSINIZ(I)=TSINIZ(I)+2*PI
NCAN(I)=NC*2+1
IF(2*NCAN(I).GT.800) THEN
    WRITE(6,150) 1,2*NCAN(I)
    FORMAT('A matriz de atraso e' muito pequena : 2*NCAN(',
1    12,') = ',14)
    STOP
END IF

```

```

TSID=TSINIZ(I)+0.5*PI/(60*12)
TSINIZ(I)=TSINIZ(I)*12*60/PI

```

```

DO 4 J=1,NCAN(I)
H=TSID-A(I)
CALL DIREZ(D(I),H,R1,R2,0)
II=2*J-1
RIT(II,1)=R1
RIT(II+1,1)=R2
PRINT *,J,R1,R2
TSID=TSID+PI/(60*12)
CONTINUE
CONTINUE

```

```

READ(10,102) T1,T2,CONV1,CONV2
FORMAT(1X,2F7.4,2F6.4)
FORMAT(F12.10)
CLOSE(UNIT=10)
NBD=NBAN
WRITE(6,131) NBAN
WRITE(6,130) (IDAT(I),I=1,6)
FORMAT(50X,'***** RUN ',A4,' *****')
WRITE(6,137) T1,T2,CONV1,CONV2
FORMAT(' Fator de conversao - CAN-NS : ',F15.10)
FORMAT('// TEMPO ZERO',2F10.4/' FATOR DE CONVERSAD C
#AN-NS : ',2F9.4)
FORMAT(' DATA INICIO MEDIDAS : ',6I3)

```

```

OPEN(UNIT=7,NAME='TEMPREC.DAT',TYPE='OLD',
> FORM='FORMATTED',ERR=719,READONLY)
READ(7,333)
DO I=1,24
    READ(7,333) ST1,ST2,PRS(I),TMP(I)
    FORMAT(F4.1,4X,F7.2,4X,F6.2,4X,F4.1)
    PRS(24+I)=PRS(I)
END DO
PRINT 383,PRS
FORMAT(1X,10F8.2)
CLOSE(UNIT=7)
OPEN(UNIT=8,NAME=NMF,TYPE='OLD',
> FORM='FORMATTED',ERR=718,READONLY)
DO I=1,5
    READ(8,337)
END DO
I=0

```

```

READ(8,337) HRL,TOL,STO1
IF(HRL(:4).NE.'PLOT') THEN
  DECODE(11,428,HRL) HRS(1)
  DECODE(15,429,TOL) TO1(1)
  GO TO 643

```

```

END IF

```

```

NTP=1-1

```

```

DO I=1,NTP

```

```

  PRINT 430,I,HRS(1),TO1(1)

```

```

END DO

```

```

FORMAT(F11.4)

```

```

FORMAT(F15.4)

```

```

FORMAT(1X,13,F11.4,F15.4)

```

```

FORMAT(A11,2A15)

```

```

FORMAT(1X,13,A11,A15)

```

```

CLOSE(UNIT=8)

```

```

NMF(8)='2'

```

```

OPEN(UNIT=9,NAME=NMF,TYPE='OLD',

```

```

> FORM='FORMATTED',ERR=718,READONLY)

```

```

DO I=1,5

```

```

  READ(9,337)

```

```

END DO

```

```

I=0

```

```

I=I+1

```

```

READ(9,337) HRL,TOL,STO1

```

```

IF(HRL(:4).NE.'PLOT') THEN

```

```

  DECODE(15,429,TOL) TO2(1)

```

```

  GO TO 644

```

```

END IF

```

```

NTP=1-1

```

```

DO I=1,NTP

```

```

  PRINT 430,I,HRS(1),TO2(1)

```

```

END DO

```

```

CLOSE(UNIT=9)

```

```

PEND=366.2422/365.2422

```

```

IAN=IDAT(3)+1900

```

```

IF(IDAT(2).LE.2) THEN

```

```

  IM=IDAT(2)+13

```

```

  IAN=IAN-1

```

```

ELSE

```

```

  IM=IDAT(2)+1

```

```

END IF

```

```

DIM=DINT(365.25DO*IAN)+DINT(30.6001DO*IM)+IDAT(1)+

```

```

!1720981.5DO

```

```

SGIUL=(DIM-2415020.DO)/36525

```

```

TS00=23925.836DO+8640184.542DO*SGIUL+0.0929*SGIUL*SGIUL

```

```

TIM=IDAT(4)*3600.+IDAT(5)*60.+IDAT(6)

```

```

TS=(TIM+4*3600.)*PEND+TS00-16350.8

```

```

I=TS/86400

```

```

TS=TS-I*86400

```

```

AMM=TS/60.

```

```

DO 8 I=1,20

```

```

IF(NS(I).EQ.0) GO TO 7

```

```

IF(ID(I).EQ.0) GO TO 8

```

```

IF(IR(I).EQ.1) THEN

```

```

  NUNIT=30+I

```

```

  OPEN(UNIT=NUNIT,TYPE='NEW',FORM='UNFORMATTED')

```

```

  WRITE(NUNIT) NOME(I),NBAN,IDAT,DIM,TIM,TS

```

```

  WRITE(NUNIT) T1,T2,CONV1,CONV2

```

```

END IF

```

```

CONTINUE

```

```

DO 80 I=1,20

```

```

IF(NS(I).EQ.0) GO TO 81

```

```

      IF (ID(I).EQ.3) THEN
        TIN(I)=TSINIZ(I)
      ELSE
        TIN(I)=TSINIZ(I)-S(I)
        IF (TIN(I).LT.0) TIN(I)=TIN(I)+1440
      END IF
      IF (ID(I).EQ.1) THEN
        TFI(I)=TSINIZ(I)+NCAN(I)
      ELSE
        TFI(I)=TSINIZ(I)+S(I)+NCAN(I)
      END IF
      IF (TFI(I).GE.1440) THEN
        TFI(I)=TFI(I)-1440
        IF (AMM.GT.TIN(I).OR.AMM.LE.TFI(I)) INIS(I)=0
      ELSE
        IF (AMM.GT.TIN(I).AND.AMM.LE.TFI(I)) INIS(I)=0
      END IF
      CONTINUE
      DGIM=DIM+TIM/86400.

```

```

      IFN=0
      TAP=0.
      NEO=0
      IAZ=0
      TP=AMM
      ISS=0
      DO 20 I=1,20
20      IGIDR(I)=0
      NSE=0
      NEV3M=0
      tap3m=180
      NEV=0
      NST=0
      NFL=0
      IFR=0
      NTO=0
      NBS=0
      ITZ=1
      IFQ=0
1007      IAS=9
      NEVN=0
      IAP=0
      IFS=0
      IBU=0
      NFIL=NFL
      DO I=2,0,-1
        L=10**I
        J=NFIL/L
        NAMFIL(IAS)=ST(J+1)
        IAS=IAS+1
        NFIL=NFIL-J*10**I
      END DO
      NAMFIL(IAS)=.FALSE.
      IF (IFR.EQ.0) PRINT 234, (NAMFIL(I), I=1,11)
234      FORMAT(1X,11A1)
      OPEN(UNIT=21,NAME=NAMFIL,TYPE='OLD',
      >      FORM='FORMATTED',ERR=666,READONLY)
      IF (IFR.EQ.1) THEN
        GO TO 422
      END IF
      NIM=0
157      READ (21,100,END=1111) AR
100      FORMAT(128A1)
      DO I=1,128
        NIM=NIM+1

```

```

      AM(NIM)=AP(1)
      IF(AM(NIM) LT 0) AM(NIM)=217.1000-AM(NIM)
END DO
GO TO 157
1111 CONTINUE
      IO=NIM
      DO WHILE (AM(IO).EQ.0)
        IO=IO-1
      END DO
      IF(AM(IO).NE.26) THEN
        IEND=IO
        GO TO 419
      END IF
      IF(AM(IO-1).EQ.10.AND.AM(IO-2).EQ.13.AND.AM(IO-5).EQ.58.
! AND.AM(IO-8).EQ.58.AND.AM(IO-15).EQ.45.AND.AM(IO-18).EQ.45) THEN
        IEND=IO-21
        GO TO 420
      END IF
      IEND=IO-1
319 IFR=1
      IF(NTD.NE.0) THEN
        DO I=1,NTD
          AM(46-NTD+I)=AP(I)
        END DO
      END IF
      IA=47-NTD
      IFL=0
      IFF=0
      IF(AM(IA).EQ.213.AND.NEV.EQ.0) AM(IA)=85
      IF(AM(IA).NE.85.AND.AM(IA).NE.170) GO TO 414
300 IF(AM(IA).EQ.85) GO TO 416
      IFL=17
      IF(AM(IA+17).EQ.85.OR.AM(IA+17).EQ.170) GO TO 417
418 IF(IEND-IA.LT.IFL) GO TO 421
414 IF(IAP.NE.0) PRINT 207,IAP,NEV,(AM(I),I=IAP,IAP+5),ITIM
      IIG=ITIM
      DNCR=ITIM/1000.
      CALL DADD(IDAT,AMS,IDATN,AMSN,DNCR)
      IBU=1
      IFS=1
      DO WHILE (IA.LE.IEND)
        PRINT 354,IA,AM(IA)
354 FORMAT(' Scartato AM(',17,') = ',13)
        IA=IA+1
        NBS=NBS+1
        IF(AM(IA).EQ.85.OR.AM(IA).EQ.170) GO TO 300
      END DO
421 PRINT 207,IAP,NEV,(AM(I),I=IAP,IAP+5),ITIM
      IF(IFR.NE.1) THEN
        NTD=IEND-IA+1
        DO I=1,NTD
          AP(I)=AM(IA+I-1)
        END DO
        PRINT 205,(AM(IEND+I),I=1,10)
        PRINT 206,(AM(IEND+I),I=11,18)
        PRINT 220,NTD,(AP(I),I=1,NTD)
220 FORMAT(1X,13,CNTD:(1X,13))
      END IF
      NFL=NFL+1
      GO TO 1007
416 IFL=6
      IF(AM(IA+6).NE.85.AND.AM(IA+6).NE.170) GO TO 418
C
C
      NEV3M=NEV3M+1
      NEV=NEV+1

```

NUM=NUM+1

GO TO 18

CONTINUE

NST=NST+1

PRINT 208, NST, (AM(I), I=1A, 1A+16)

ifcont=0

isd=0

do 5002 i=ia+1, ia+16, 2

isond(isd)=am(i)+am(i+1)*255

isd=isd+1

continue

IFC=0

DO 295 I=1, 16

IC(I)=AM(1A+I)

DO 282 I=1, 20

IF(NS(I).EQ.0) GO TO 283

IF(INIS(I).EQ.0. OR. ID(I).EQ.0. OR. IR(I).EQ.0) GO TO 282

IF(ID(I).EQ.3) GO TO 284

TT=TSINIZ(I)-S(I)

IF(TT.LT.0.) TT=TT+1440

ITT=INT(TP-TT+1)

IF(TT+NCAN(I).GE.1440) THEN

IF(TP-TT+1.LT.0.) ITT=INT(TP-TT+1441)

END IF

IF(ITT.GT.0. AND. ITT.LE.NCAN(I)) THEN

IND=10

NUNIT=30+I

IFC=1

A11=IC(1)*10000000000. DO

A11=A11+IC(2)*1000000. DO+IC(3)*1000. DO+IC(4)*1. DO

A12=IC(5)*10000000000. DO

A12=A12+IC(6)*1000000. DO+IC(7)*1000. DO+IC(8)*1. DO

TA=IC(9)*10000000000. DO

TA=TA+IC(10)*1000000. DO+IC(11)*1000. DO+IC(12)*1. DO

WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA

ICC(IGIOR(I)+1, I)=ICC(IGIOR(I)+1, I)+1

TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA

FORMAT(9I6/9I6/3X, I2, 3(3X, F13. 0)/)

FORMAT(3X, I2, 3(3X, F13. 0)/)

A11=IC(13)*10000000000. DO

A11=A11+IC(14)*1000000. DO+IC(15)*1000. DO+IC(16)*1. DO

A12=0. DO

TA=0. DO

WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA

TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA

END IF

ITT=INT(TP-TSINIZ(I)+1)

IF(TSINIZ(I)+NCAN(I).GE.1440) THEN

IF(TP-TSINIZ(I)+1.LT.0.) ITT=INT(TP-TSINIZ(I)+1441)

END IF

IF(ITT.GT.0. AND. ITT.LE.NCAN(I)) THEN

IF(IFC.NE.1) THEN

IND=10

NUNIT=30+I

IFC=1

A11=IC(1)*10000000000. DO

A11=A11+IC(2)*1000000. DO+IC(3)*1000. DO+IC(4)*1. DO

A12=IC(5)*10000000000. DO

A12=A12+IC(6)*1000000. DO+IC(7)*1000. DO+IC(8)*1. DO

TA=IC(9)*10000000000. DO

```

      IA=IA+10, I=I+10, IND=IND+1, A11=0, A12=0, TA=0
      WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
      ICC(IGIDR(I)+1, I)=ICC(IGIDR(I)+1, I)+1
C      TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA
      A11=IC(13)*10000000000. DO
      A11=A11+IC(14)*1000000. DO+IC(15)*1000. DO+IC(16)*1. DO
      A12=0. DO
      TA=0. DO
      WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
C      TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA
      END IF
    END IF
    IF(ID(I).EQ.1) GO TO 282
    TT=TSINIZ(I)+S(I)
    IF(TT.GE.1440) TT=TT-1440
    ITT=INT(TP-TT+1)
    IF(TT+NCAN(I).GE.1440) THEN
      IF(TP-TT+1.LT.0.) ITT=INT(TP-TT+1441)
    END IF
    IF(ITT.GT.0.AND.ITT.LE.NCAN(I)) THEN
C      IF(IFC.NE.1) THEN
        IND=10
        NUNIT=30+I
        A11=IC(1)*10000000000. DO
        A11=A11+IC(2)*1000000. DO+IC(3)*1000. DO+IC(4)*1. DO
        A12=IC(5)*10000000000. DO
        A12=A12+IC(6)*1000000. DO+IC(7)*1000. DO+IC(8)*1. DO
        TA=IC(9)*10000000000. DO
        TA=TA+IC(10)*1000000. DO+IC(11)*1000. DO+IC(12)*1. DO
        WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
        ICC(IGIDR(I)+1, I)=ICC(IGIDR(I)+1, I)+1
C      TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA
        A11=IC(13)*10000000000. DO
        A11=A11+IC(14)*1000000. DO+IC(15)*1000. DO+IC(16)*1. DO
        A12=0. DO
        TA=0. DO
        WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
C      TYPE 345, IC, I, A11, A12, TA
      END IF
    END IF
282  CONTINUE
283  IA=IA+17
      GO TO 300
C
18   J1=AM(IA+1)
      J2=AM(IA+2)
C      A11=(J1-T1)*CONV1
C      A12=(J2-T2)*CONV2
      A11=(J1-T01(ITZ))*CONV1
      A12=(J2-T02(ITZ))*CONV2
      IF(TA.GT.tap3m) THEN
        TAP3M=TAP3M+180
        WRITE (25,5001) ta, NEV3M, (isond(isd), isd=0, 7), ifcent
        ifcent=1
        NEV3M=0
      ENDIF
5001  FORMAT(1X, f14. 4, i5, 8i5, i2)
      NSE=NSE+1
C      IF(NSE.LE.100) PRINT 563, J1, J2, A11, A12
563  FORMAT(' J1=', i4, ' J2=', i4, ' A11=', f8. 2, ' A12=', f8. 2)
      TA=AM(IA+5)*1256*1256+AM(IA+4)*1256+AM(IA+3)
      TA=TA+IAZ*1256*1256*1256
      IF(TA.LT.TAP) THEN
C
        IF(TA+1256*1256*1256-TAP.LT.10000) THEN

```



```

      IA=IA+1
      IAZ=IAZ+1
    ELSE
      NEO=NEO+1
      IFQ=0
      DO IY=1,20
        ICQ(IY)=0
      END DO
    END IF
  END IF
  TAP=TA
  ITIM=TA
  IF(NEV.EQ.1) THEN
    DNCR=ITIM/1000.
    CALL DADD(IDAT,ANS,IDATN,AMSN,DNCR)
    PRINT 688,IDATN,INT(AMSN),TO1(ITZ),TO2(ITZ)
    FORMAT(' ',12,2,'-',12,2,'-19',12,2,1X,
      2(12,2,' ':'),12,2,' ',13,3,2X,'TO1=',F9,4,2X,'TO2=',F9,4)
    ITIR=ITIM
  END IF
  IF(NEVN.EQ.1) THEN
    ITIF=ITIM
  END IF
  IF((ITIM-ITIR).GE.3600*1000.AND. IFQ.EQ.2) THEN
    IFQ=0
    ITIR=ITIM
    ITZ=ITZ+1
    IF(ITZ.GT.NTP) ITZ=NTP
    DNCR=ITIM/1000.
    CALL DADD(IDAT,ANS,IDATN,AMSN,DNCR)
    PRINT 688,IDATN,INT(AMSN),TO1(ITZ),TO2(ITZ)
  ELSE IF((ITIM-ITIR).GE.3600*1000) THEN
    IFQ=IFQ+1
  END IF
  IF(NEVN.EQ.1.OR. IFS.NE.0) PRINT 207,IA,NEV,(AM(I),I=IA,IA+5),ITIM
  IFS=0
  TA=TA/1000. DO
  DM=TA/86400.
  IF(DM.GT.TN) GO TO 665
  TQ=(TA*PEND)/60.+AMM
  I=TQ/1440
  TQ=TQ-I*1440
  IF(IBU.EQ.1) THEN
    IBU=0
    DNCR=ITIM/1000.
    CALL DADD(IDAT,ANS,IDATN,AMSN,DNCR)
    DBC=(ITIM-IIG)/1000.
    PRINT 640,DBC
    IF(DBC.LT.0.OR.DBC.GT.10.) THEN
      GO TO 665
    END IF
    DIG=IIG/1000. DO
    DIG=(DIG*PEND)/60.+AMM
    I=DIG/1440
    DIG=DIG-I*1440
    IF(IFCO.EQ.0) THEN
      IF((TQ.GT.TIN(1).AND.TQ.LE.TFI(1))
      !.OR.(DIG.GT.TIN(1).AND.DIG.LE.TFI(1))) GO TO 741
    ELSE
      IF((TQ.GT.TIN(1).OR.TQ.LE.TFI(1))
      !.OR.(DIG.GT.TIN(1).OR.DIG.LE.TFI(1))) GO TO 741
    END IF
    PRINT 742
  END IF
  GO TO 688
  IF(DBC.GT.10) THEN

```



```

1      DO 60 I=1,20
C      END IF
C      PRINT 744
638    DO 62 I=1,20
      IF(NS(I).EQ.0) GO TO 63
      IF(INIS(I).EQ.0.OR.ID(I).EQ.0) GO TO 62
      IVFR=ICA(1,I)+ICA(2,I)+ICA(3,I)
      IF(ID(I).EQ.3) GO TO 64
      TT=TSINIZ(I)-S(I)
      IF(TT.LT.0.) TT=TT+1440
      ITT=INT(TG-TT+1)
      IF(TT+NCAN(I).GE.1440) THEN
        IF(TG-TT+1.LT.0.) ITT=INT(TG-TT+1441)
      END IF
      IF(ITT.GT.0.AND.ITT.LE.NCAN(I)) GO TO 65

C
64    ITT=INT(TG-TSINIZ(I)+1)
      IF(TSINIZ(I)+NCAN(I).GE.1440) THEN
        IF(TG-TSINIZ(I)+1.LT.0.) ITT=INT(TG-TSINIZ(I)+1441)
      END IF
      IF(ITT.GT.0.AND.ITT.LE.NCAN(I)) GO TO 66

C
67    IF(ID(I).EQ.1) GO TO 68
      TT=TSINIZ(I)+S(I)
      IF(TT.GE.1440) TT=TT-1440
      ITT=INT(TG-TT+1)
      IF(TT+NCAN(I).GE.1440) THEN
        IF(TG-TT+1.LT.0.) ITT=INT(TG-TT+1441)
      END IF
      IF(ITT.GT.0.AND.ITT.LE.NCAN(I)) GO TO 69

C
68    IF(ICA(1,I)+ICA(2,I)+ICA(3,I)-IVFR.GT.1) WRITE(6,121) I,A11,A12,TG
62    CONTINUE
C
63    II=1
      DO 60 J=1,3
      DO 61 I=1,20
      IF(NS(I).EQ.0) GO TO 60
      IF(ID(I).EQ.0) GO TO 61
      NN=ICA(J,I)-ICAV(J,I)
      IF(NN.LT.0.OR.NN.GT.1) WRITE(6,122) I,J,NN,TG
      IF(NN.EQ.1) THEN
        INDIC(II,1)=1
        INDIC(II,2)=J
        II=II+1
      END IF
61    CONTINUE
60    CONTINUE
      IF(II.EQ.1) GO TO 62
      DO 63 III=1,II-1
      DO 63 I12=III,II-1
      IF(INDIC(III,2).GT.INDIC(I12,2)) THEN
        IF(INDIC(I12,2).EQ.1) THEN
          I1=INDIC(III,2)
        ELSE
          I1=INDIC(III,2)+INDIC(I12,2)
        END IF
        I2=INDIC(I12,1)
        I3=INDIC(III,1)
      ELSE IF(INDIC(III,2).EQ.INDIC(I12,2)) THEN
        IF(INDIC(III,2).EQ.1) THEN
          I1=INDIC(III,2)
        ELSE
          I1=INDIC(III,2)*2
        END IF
        I2=INDIC(III,1)

```

```

      IF (I12 NE I3) THEN
        ISOV(I1, I2, I3) = ISOV(I1, I2, I3) + 1
        I2 = INDIC(I12, 1)
        I3 = INDIC(I11, 1)
      END IF

```

```

    ELSE
      IF (INDIC(I11, 2) .EQ. 1) THEN
        I1 = INDIC(I12, 2)
      ELSE
        I1 = INDIC(I11, 2) + INDIC(I12, 2)
      END IF
      I2 = INDIC(I11, 1)
      I3 = INDIC(I12, 1)
    END IF
    ISOV(I1, I2, I3) = ISOV(I1, I2, I3) + 1

```

```

CONTINUE

```

```

DO 64 I=1, 60

```

```

DO 64 J=1, 2

```

```

INDIC(I, J) = 0

```

```

DO 65 I=1, 20

```

```

DO 65 J=1, 3

```

```

ICAV(J, I) = ICA(J, I)

```

```

IF (TG. GT. 750. .AND. TP. LE. 750. ) THEN

```

```

  ISS = 0

```

```

  DO 22 I1=1, 20

```

```

    IF1(I1) = 0

```

```

  END IF

```

```

DO 66 I=1, 20

```

```

IF (NS(I) .EQ. 0) GO TO 67

```

```

IF (ID(I) .EQ. 0) GO TO 66

```

```

IF (TG. GT. TFI(I) .AND. TP. LE. TFI(I)) THEN

```

```

  ICQ(I) = ICQ(I) + 1

```

```

ELSE IF (TG. GT. TFI(I) .AND. ICQ(I) .EQ. 1) THEN

```

```

  ICQ(I) = 2

```

```

ELSE IF (TG. GT. TFI(I) .AND. ICQ(I) .EQ. 2) THEN

```

```

  ICQ(I) = 0

```

```

  DNCR = ITIM / 1000.

```

```

  CALL DADD(IDAT, AMS, IDATN, AMSN, DNCR)

```

```

  DO K7=1, 3

```

```

    ISC(K7, I) = 0

```

```

  END DO

```

```

IF (IMIS(I) .EQ. 0) THEN

```

```

  IMIS(I) = 1

```

```

ELSE

```

```

  IGIOR(I) = IGIOR(I) + 1

```

```

  DO J=1, 3

```

```

    IF (HIZ(IGIOR(I), J, I) .LT. 1. )

```

```

      HIZ(IGIOR(I), J, I) = HIZ(IGIOR(I), J, I) + 24.

```

```

      HFZ(IGIOR(I), J, I) = HIZ(IGIOR(I), J, I) + NCAN(I) / 60.

```

```

      IIZ = INT(HIZ(IGIOR(I), J, I) - 0.5) + 1

```

```

      IIF = INT(HFZ(IGIOR(I), J, I) - 0.5) + 1

```

```

      PRI = PRS(IIZ+1) - (HIZ(IGIOR(I), J, I) -

```

```

        (IIZ+0.5)) * (PRS(IIZ) - PRS(IIZ+1))

```

```

      PRF = PRS(IIF) - (HFZ(IGIOR(I), J, I) -

```

```

        (IIF-0.5)) * (PRS(IIF-1) - PRS(IIF))

```

```

      PRM(IGIOR(I), J, I) = (PRS(IIZ+1) + PRI) *

```

```

        ((IIZ+0.5) - HIZ(IGIOR(I), J, I)) / 2.

```

```

      DO KI=1, IIF-IIZ-1

```

```

        PRM(IGIOR(I), J, I) = PRM(IGIOR(I), J, I) +

```

```

          (PRS(IIZ+1+KI) + PRS(IIZ+KI)) / 2.

```

```

      END DO

```

```

      PRM(IGIOR(I), J, I) = PRM(IGIOR(I), J, I) - (PRS(IIF) + PRF) *

```

```

        ((IIF-0.5) - HFZ(IGIOR(I), J, I)) / 2.

```

```

      PRN(IGIOR(I), J, I) = PRN(IGIOR(I), J, I) /
      (HIZ(IGIOR(I), J, I) - HIZ(IGIOR(I), J, I))
      PRN(IGIOR(I), J, I) = PRN(IGIOR(I), J, I) * 1033. / 760.
END DO
IF (IR(I).EQ.1) THEN
  IND=0
  NUNIT=30+I
  WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
END IF
DO 90 J=1, 3
  NTOT(IGIOR(I), J, I) = ICON(J, I)
  NTTT(J, I) = NTTT(J, I) + ICON(J, I)
  NTA(IGIOR(I), J, I) = ICA(J, I)
  NTTA(J, I) = NTTA(J, I) + ICA(J, I)
90 CONTINUE
DO 91 J=1, 3
  ICON(J, I) = 0
  ICA(J, I) = 0
  ICAV(J, I) = 0
91 CONTINUE
ISS=ISS+1
IFI(ISS)=1
DO 23 J=1, ISS
DO 23 I1=1, 6
  ISOVF(I1, I, IFI(J)) = ISOVF(I1, I, IFI(J)) + ISOV(I1, I, IFI(J))
  ISOV(I1, I, IFI(J)) = 0
  IF (I.NE. IFI(J)) THEN
    ISOVF(I1, IFI(J), I) = ISOVF(I1, IFI(J), I) + ISOV(I1, IFI(J), I)
    ISOV(I1, IFI(J), I) = 0
  END IF
  WRITE(6, 30) I1, I, IFI(J), ISOV(I1, I, IFI(J)), I1, IFI(J), I,
  ISOV(I1, IFI(J), I)
30 FORMAT(' ISOV(', I1, ', ', I, ', ', IFI(J), ', ', I, ') = ', I5, 20X, 'ISOV(',
  I1, ', ', IFI(J), ', ', I, ') = ', I5)
23 CONTINUE
END IF
C
C
C
C31 WRITE(6, 31) TQ
      FORMAT(' TQ=', F11.5/)
END IF
66 CONTINUE
67 TP=TQ
10 IA=IA+6
  IAP=IA
  ITIMP=ITIM
  GO TO 300
C
85 ISOR=1
  IF (ISC(1, I).EQ.0) THEN
    ISC(1, I)=1
    DNCR=ITIM/1000.
    CALL DADD(IDAT, AMS, IDATN, AMSN, DNCR)
    HIZ(IGIOR(I)+1, 1, I) = IDATN(4) + IDATN(5)/60. + IDATN(6)/3600.
  END IF
92 ICON(ISOR, I) = ICON(ISOR, I) + 1
  LN=ITT*2-1
  R11=RIT(LN, I)
  R12=RIT(LN+1, I)
C
734 PRINT 734, A11, A12, R11, R12
734 FORMAT(' A11=', F8.2, ' A12=', F8.2, ' R11=', F8.2, ' R12=', F8.2)
  IF (A11.GE. R11-DR1(I).AND. A11.LE. R11+DR1(I).AND. A12.GE. R12-DR2(I).AND.
  A12.LE. R12+DR2(I)) THEN
C
    ICA(ISOR, I) = ICA(ISOR, I) + 1
    IF (IR(I).EQ.1) THEN
      NUNIT=30+I
      IND=ISOR

```

```

C          TYPE 346, I, A11, A12, TA
          WRITE(NUNIT) IND, A11, A12, TA
        END IF
      END IF
      GO TO (84, 87, 88), ISOR
86      ISOR=2
      IF(ISC(2, I).EQ. 0) THEN
        ISC(2, I)=1
        DNCR=ITIM/1000.
        CALL DADD(IDAT, AMS, IDATN, AMEN, DNCR)
        HIZ(IGIOR(I)+1, 2, I)=IDATN(4)+IDATN(5)/60. +IDATN(6)/3600.
      END IF
      GO TO 92
89      ISOR=3
      IF(ISC(3, I).EQ. 0) THEN
        ISC(3, I)=1
        DNCR=ITIM/1000.
        CALL DADD(IDAT, AMS, IDATN, AMEN, DNCR)
        HIZ(IGIOR(I)+1, 3, I)=IDATN(4)+IDATN(5)/60. +IDATN(6)/3600.
      END IF
      GO TO 92
      STOP

C
665      IFR=1
666      IF(IFR.EQ. 0) THEN
        STOP
      END IF
422      PRINT 451, NEV
      WRITE(6, 158)
      WRITE(6, 123) DM
158      FORMAT(1H1)
      WRITE(6, 127) NEO
      NSO=1
68      IF(NS(NSO).EQ. 0) GO TO 69
      NSO=NSO+1
      IF(NSO.LE. 20) GO TO 68
69      NSO=NSO-1
      DO 70 I=1, NSO
      IF(ID(I).EQ. 0) GO TO 70
      WRITE(6, 133) I
      WRITE(6, 172) NDME(I), (NTTA(J, I), J=1, 3)
      WRITE(6, 124)
      IF(ID(I).EQ. 1) THEN
        WRITE(6, 135)
        DO 173 I1=1, IGIOR(I)
          IF(NTOT(I1, 2, I).EQ. 0) THEN
            WRITE(6, 125) I1, (NTOT(I1, J, I), J=1, 3)
          ELSE
            WRITE(6, 125) I1, (NTOT(I1, J, I), J=1, 3),
#              (NTOT(I1, 2, I)-NTOT(I1, 1, I))/SQRT(FLOAT(NTOT(I1, 2, I)))
          END IF
173      CONTINUE
      ELSE IF(ID(I).EQ. 3) THEN
        WRITE(6, 136)
        DO 174 I1=1, IGIOR(I)
          IF(NTOT(I1, 2, I).EQ. 0) THEN
            WRITE(6, 125) I1, (NTOT(I1, J, I), J=1, 3)
          ELSE
            WRITE(6, 139) I1, (NTOT(I1, J, I), J=1, 3),
#              (NTOT(I1, 2, I)-NTOT(I1, 3, I))/SQRT(FLOAT(NTOT(I1, 2, I)))
          END IF
174      CONTINUE
      ELSE
        WRITE(6, 134)
        DO 170 I1=1, IGIOR(I)
          IF(NTOT(I1, 2, I).EQ. 0) THEN

```

WRITE(6,125) 11, (NTOT(11, J, 1), J=1, 3),

ELSE

WRITE(6,125) 11, (NTOT(11, J, 1), J=1, 3),

(NTOT(11, 2, 1)-NTOT(11, 1, 1))/SQRT(FLOAT(NTOT(11, 2, 1))),

(NTOT(11, 2, 1)-NTOT(11, 3, 1))/SQRT(FLOAT(NTOT(11, 2, 1)))

END IF

170 CONTINUE

END IF

WRITE(6,126)

IF(ID(1).EQ.1) THEN

WRITE(6,135)

DO 141 I1=1, IGIDR(1)

IF(NTA(11, 2, 1).EQ.0) THEN

WRITE(6,125) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3)

ELSE

WRITE(6,125) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3),

(NTA(11, 2, 1)-NTA(11, 1, 1))/SQRT(FLOAT(NTA(11, 2, 1)))

END IF

141 CONTINUE

ELSE IF(ID(1).EQ.3) THEN

WRITE(6,136)

DO 142 I1=1, IGIDR(1)

IF(NTA(11, 2, 1).EQ.0) THEN

WRITE(6,125) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3)

ELSE

WRITE(6,139) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3),

(NTA(11, 2, 1)-NTA(11, 3, 1))/SQRT(FLOAT(NTA(11, 2, 1)))

END IF

142 CONTINUE

ELSE

WRITE(6,149)

DO 143 I1=1, IGIDR(1)

IF(NTA(11, 2, 1).EQ.0) THEN

WRITE(6,125) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3)

ELSE

NSTO=NTA(11, 2, 1)-NTA(11, 1, 1)

WRITE(6,227) 11, (NTA(11, J, 1), J=1, 3), NSTO/

SQRT(FLOAT(NTA(11, 2, 1))), (NTA(11, 2, 1)-NTA(11, 3, 1))/

SQRT(FLOAT(NTA(11, 2, 1))), PRM(11, 1, 1), PRM(11, 2, 1),

PRM(11, 3, 1)

END IF

143 CONTINUE

END IF

IF(IR(1).EQ.1) THEN

DO 342 I1=1, IGIDR(1)

342 WRITE(6,344) 11, ICC(11, 1)

344 FORMAT(5X, I2, 8X, I4)

END IF

70 CONTINUE

WRITE(6,161)

IG=1

DO 50 I=1, NSO

IF(NOME(I)(:5).EQ.'PLANO') THEN

IGAL(IG)=I

IG=IG+1

END IF

50 CONTINUE

IG=IG-1

IF(IG.EQ.0) GO TO 59

DO 51 J=1, 6

IF(J.EQ.1. OR. J.EQ.4. OR. J.EQ.6) THEN

J1=J/2

IF(J.EQ.1) J1=1

DO 52 I11=1, IG

DO 52 I12=1, IG

I1=IGAL(I11)

```

12=IGAL(I1)
IF(I1.EQ.12) THEN
    IF(ISOVF(J,I1,12).NE.NTTA(J1,I1)) WRITE(6,160) J,I1,12,
    ISOVF(J,I1,12),J1,I1,NTTA(J1,I1)
ELSE
    IF(ISOVF(J,I1,12).GT.NTTA(J1,I1)) WRITE(6,161) J,I1,12,
    ISOVF(J,I1,12),J1,I1,NTTA(J1,I1)
    IF(ISOVF(J,I1,12).GT.NTTA(J1,12)) WRITE(6,161) J,I1,12,
    ISOVF(J,I1,12),J1,12,NTTA(J1,12)
    IF(ISOVF(J,I1,12).NE.ISOVF(J,12,I1)) WRITE(6,163) J,I1,12,
    ISOVF(J,I1,12),J,12,I1,ISOVF(J,12,I1)
END IF
52 CONTINUE
ELSE
    DO 53 I11=1,16
    DO 53 I12=1,16
    IF(ISOVF(J,IGAL(I11),IGAL(I12)).NE.0) WRITE(6,164) J,
    IGAL(I11),IGAL(I12),ISOVF(J,IGAL(I11),IGAL(I12))
53 CONTINUE
END IF
51 CONTINUE
59 DO 73 J=1,6
WRITE(6,162) (NS(I1),I1=1,NSD),TIDR(J)
DO 77 I1=1,NSD
77 WRITE(6,160) NS(I1),(ISOVF(J,I1,12),I2=1,NSD)
WRITE(6,163) TIVER(J)
73 CONTINUE
WRITE(30) NSD,IGIDR
DO 74 I=1,NSD
WRITE(30) (NTTA(J,I),J=1,3),(NTTT(J,I),J=1,3)
WRITE(30) (NTOT(I1,J,I),J=1,3),I1=1,IGIDR(I)
WRITE(30) (NTA(I1,J,I),J=1,3),I1=1,IGIDR(I)
WRITE(30) (PRN(I1,J,I),J=1,3),I1=1,IGIDR(I)
74 CONTINUE
WRITE(30) ((ISOVF(I1,I2,I3),I3=1,NSD),I2=1,NSD),I1=1,6)
STOP
!!'//)
162 FORMAT(/10X,CNSD(12,4X),A5/)
160 FORMAT(2X,12,2X,2016)
163 FORMAT(/1X,A5)
END
C
C *****
C SUBROUTINE DIREZ(D,H,R1,R2,IF)
C IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
C *****
C
REAL*8 LAT(3),L
DATA PI/3.141592654D0/,LAT/-16.,-20.,-50./
DATA DMAG,DMIN/10.72,10.68/,AINCL/19.17/
C=PI/180.
L=(LAT(1)+LAT(2)/60.+LAT(3)/3600.)*C
IF(IF.EQ.1) GO TO 1
Z=ACOS(SIN(L)*SIN(D)+COS(L)*COS(D)*COS(H))
IF(H.LT.1.D-6.AND.H.GT.-1.D-6.OR.H.GT.2.*PI-1.D-6.AND.
!H.LT.2.*PI+1.D-6) THEN
    A=PI
    IF(D.LT.L) A=0
ELSE
    A=ACOS((-SIN(D)*COS(L)+COS(D)*SIN(L)*COS(H))/SIN(Z))
    SENA=COS(D)*SIN(H)/SIN(Z)
    IF(SENA.LT.0) A=2*PI-A
END IF
APL=A+AINCL*C
IF(APL.GT.2*PI) APL=APL-2*PI
R1=-DMAG*SIN(Z)*SIN(APL)/0.3

```

R2=DMIN*SIN(Z)*COS(APL)/D. 3

RETURN

SENZ=0. 3*SQRT((R1*R1)/(DMAG*DMAG)+(R2*R2)/(DMIN*DMIN))

COSA=(0. 3*R2)/(DMIN*SENZ)

TANA=-(DMIN*R1)/(DMAG*R2)

IF(COSA. GT. 0. AND. TANA. GT. 0) A=ACOS(COSA)

IF(COSA. LT. 0. AND. TANA. LT. 0) A=ACOS(COSA)

IF(COSA. GT. 0. AND. TANA. LT. 0) A=2*PI-ACOS(COSA)

IF(COSA. LT. 0. AND. TANA. GT. 0) A=2*PI-ACOS(COSA)

Z=ASIN(SENZ)

A=A-AINCL*C

D=ASIN(SIN(L)*COS(Z)-COS(L)*SIN(Z)*COS(A))

H=ACOS((COS(Z)*COS(L)+SIN(Z)*SIN(L)*COS(A))/COS(D))

SENH=SIN(Z)*SIN(A)/COS(D)

IF(SENH. LT. 0) H=2*PI-H

RETURN

END

SUBROUTINE DADD(IDAT, AMS, IDATN, AMSN, DNCR)

REAL*8 AMS, AMSN, DNCR

INTEGER*2 IDAT(6), IDATN(6), IMES(12), INESS(12)

INTEGER*4 ISEC, IMI, IOR

DATA INESS/31, 29, 31, 30, 31, 30, 31, 31, 30, 31, 30, 31/

DO I=1, 12

IMES(I)=INESS(I)

END DO

IF(IDAT(3). EQ. INT(IDAT(3)/4)*4) IMES(2)=29

AMSN=AMS+(DNCR-INT(DNCR))*1000.

ISEC=IDAT(6)+INT(AMSN/1000.)+INT(DNCR)

AMSN=AMSN-INT(AMSN/1000.)*1000.

IMI=IDAT(5)+INT(ISEC/60)

IDATN(6)=ISEC-INT(ISEC/60)*60

IOR=IDAT(4)+INT(IMI/60)

IDATN(5)=IMI-INT(IMI/60)*60

IDATN(1)=IDAT(1)+INT(IOR/24)

IDATN(4)=IOR-INT(IOR/24)*24

IF(IDATN(1). GT. IMES(IDAT(2))) THEN

IDATN(1)=IDATN(1)-IMES(IDAT(2))

IDATN(2)=IDAT(2)+1

IF(IDATN(2). GT. 12) THEN

IDATN(2)=IDATN(2)-12

IDATN(3)=IDAT(3)+1

ELSE

IDATN(3)=IDAT(3)

END IF

ELSE

IDATN(2)=IDAT(2)

IDATN(3)=IDAT(3)

END IF

RETURN

END