

# MONTAGEM E TESTES DO MÓDULO DE TRACEJAMENTO DO EASCAMP

por

**Helio Nogima**

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

Monografia de mestrado apresentada ao  
Instituto de Física Gleb Wataghin da  
Universidade Estadual de Campinas.

*Esta é a versão final  
da tese de mestrado defendida  
pelo Sr. Helio Nogima e aprova-  
da pela Comissão Examinadora*  
*U. Turtelli Jr*  
*7-X-93*

NOVEMBRO DE 1992

**BANCA EXAMINADORA:**

**Titulares:**

- Prof. Dr. Armando Turtelli Jr (orientador) - UNICAMP
- Prof. Dr. Anderson Campos Fauth - UNICAMP
- Prof. Dr. João C. Costa dos Anjos - CBPF

**Suplentes:**

- Prof. Dr. José Augusto Chinellato - UNICAMP
- Prof. Dr. Miguel Luksys - USP

## AGRADECIMENTOS

Quero agradecer ao prof. Armando Turtelli Jr. pela sugestão do trabalho e pela segura orientação. Ao prof. José Augusto Chinellato, pelo inestimável auxílio sempre que necessário, sendo a mais próxima fonte para consulta. Ao prof. Anderson Campos Fauth, que dado a familiaridade com o assunto, foi sempre uma ótima fonte para consultas e sugestões.

Ao prof. José Bellandi Filho pelo incentivo na minha introdução ao Depto de Raios Cósmitos.

Ao Luis Martins Mundim Filho, amigo de longa data sempre presente nesta caminhada.

Ao Antônio Renato Perissinotto Biral pelas longas conversas e imprescindível apoio com suas "rotinas".

Ao Alexandre Silva Duarte pelas conversas em corredores e troca de idéias nos bares da vida.

Aos colegas do grupo de Léptons:

Biral, Edilson, Emerson, Fábio, Mila, Ernestão, Tatá, Marcelo, Nini, Raquel.

À Érica, amiga de presença constante nos últimos tempos.

Ao pessoal do laboratório:

Marcos, pelo seu trabalho na montagem das estruturas dos módulos e pelo auxílio na procura de materiais para as *strips*.

Edson Luis, pela amizade e montagem das fontes de tensão dos cartões Lecroy. São incontáveis os "probleminhas" que resolvemos juntos.

Ao Mário pelas dicas e "rotinas" para operação das Workstations SUN e VAX.

À Marilena e à Sandra pelos serviços de secretaria.

Ao CNPq e FAEP-UNICAMP pelo apoio financeiro prestado neste período.

DEDICO ESTE TRABALHO  
AOS MEUS PAIS

Minoru e Santina

E AOS MEUS IRMÃOS

Julio, Edmilson,  
Milton e Mirian

## RESUMO

É apresentada a montagem de um módulo detector utilizando tubos streamer para tracejamento da radiação cósmica secundária. Este processo engloba: a montagem e testes dos tubos, o estudo de misturas de gás, a montagem da estrutura do módulo e desenvolvimento de um programa de reconstrução de traços. Num outro seguimento do trabalho é estudada a integração do módulo ao experimento EASCAMP, através da análise da aquisição de dados efetuadas em diferentes configurações de triggers.

# ÍNDICE

<u>INTRODUÇÃO</u> .....	1
 <u>CAPÍTULO I</u>	
1) Raios Cósmicos .....	5
1.1) Origem .....	6
1.2) Chuveiros Atmosféricos Extensos .....	8
1.3) Múons dos EAS .....	10
1.4) Astronomia Gama .....	13
 <u>CAPÍTULO II</u>	
2) EAS, Técnicas de Detecção .....	21
2.1) Detecção por Radiação Cerenkov e Ondas de Rádio .....	22
2.2) Detecção por Partículas .....	24
2.3) O EASCAMP .....	29
 <u>CAPÍTULO III</u>	
3) Módulo de tracejamento .....	34
3.1) Tubos Streamer .....	34
3.2) Estrutura do Módulo .....	37
3.3) Lógica da Aquisição de Dados .....	42
3.4) Reconstrução de Traços .....	44
 <u>CAPÍTULO IV</u>	
4) Aquisição de Dados e Análise de resultados .....	51
4.1) Trigger Interno .....	51
4.2) Trigger Externo .....	63
4.3) Trigger em Coincidência com Cintilador ...	66
 <u>CAPÍTULO V</u>	
5) Conclusões .....	72
5.1) Desenvolvimento e Operação do detector ...	72
5.2) Aquisição de dados .....	72

## APÊNDICE A

Detectores a Gás .....	75
A.1) Modo Streamer Limitado .....	77
A.2) Produção de After-Pulses .....	79

## APÊNDICE B

Tubos Streamer .....	81
B.1) Montagem e Testes .....	81

## APÊNDICE C

Mistura de Gás .....	85
C.1) Sistema Experimental .....	86
C.2) Resultados Experimentais .....	89
C.3) Conclusões .....	95

## APÊNDICE D

Formato de Armazenamento .....	97
--------------------------------	----

## APÊNDICE E

Verificação da Distribuição Azimutal .....	99
--	----

## INTRODUÇÃO:

Ao longo de quase um século de pesquisa da radiação cósmica, desde que Wilson [1] em 1900 suspeitou da existência de radiação ionizante na atmosfera, grande foi a sua contribuição em áreas fundamentais da física. A comprovação experimental da sua existência foi obtida por Victor F. Hess em 1912 [2], esta descoberta marca o nascimento de duas novas ciências: a física de partículas elementares e a astrofísica de altas energias.

Nas décadas de 20 e 30 a física de altas energias (algo muito além do que era possível em laboratório) era o principal ramo de interesse dos cientistas de raios cósmicos, tanto experimentais como teóricos. Dentre as descobertas desta época estão o pósitron, a produção de pares de elétrons, as cascatas eletromagnéticas, as partículas "penetrantes" e os chuviros atmosféricos extensos. Naquela época o estudo das interações à altas energias era feito exclusivamente através dos raios cósmicos.

Com o avanço tecnológico e o surgimento dos grandes aceleradores, a pesquisa em física de partículas ganha um refinamento maior. Com isto o estudo dos raios cósmicos passou a ter uma atração menor na área da física de partículas. Mesmo assim, a pesquisa nesta área ainda é competitiva, pois em geral são interações com energias acima das produzidas nos aceleradores. Com a sofisticação de detectores e técnicas de detecção, surgem modernos experimentos em raios cósmicos que são instalados em satélites, balões e na superfície da terra. Entre estes últimos estão os grandes experimentos para a observação dos raios cósmicos através dos chuviros atmosféricos extensos ou EAS (Extensive Air Shower).

A partir da detecção de raios gama provenientes de determinadas regiões da galáxia surgiu o ramo da astronomia gama. A importância deste ramo de pesquisa está no estudo de problemas da astrofísica e interações de altas energias. Em 1983, através de um destes experimentos, um fenômeno inesperado observado pelo grupo de Kiel era registrado por Samorski e Stamm [3]. Um excesso de radiação vindo da constelação do Cisne, e mais precisamente, do objeto CYGNUS-X3 fora observado através da detecção dos EAS. O

fato surpreendente surgiu quando se verificou uma quantidade relativamente grande de múons contidos nesses EAS. Como a origem desses chuviros é atribuída a radiações primárias gama, e sendo os múons induzidos por hádrons gerados por fotoprodução, então EAS induzidos por raios gama deveriam conter poucos múons em comparação ao de primários hádrons.

A quantidade de múons nos EAS tem sido a razão de discussão de vários artigos publicados recentemente [4-6]. O fenômeno verificado pelo grupo de Kiel, e posteriormente confirmado por outros experimentos, tem motivado muitos físicos de altas energias a adentrar à área dos raios cósmicos. Por outro lado, a detecção de chuviros atmosféricos através dos múons revela importantes informações sobre a sua origem e formação, sendo portanto um importante parâmetro para a identificação de fontes pontuais de radiação cósmica.

O objetivo deste trabalho é a montagem e o teste de um detector de *tubos streamer*, para estudar a viabilidade de sua utilização na localização de fontes de radiação gama de ultra altas energias (UHE) através da astronomia gama. Este trabalho é parte do projeto EASCAMP que utiliza detectores à base de cintiladores plásticos para a determinação da direção de chegada dos EAS através do método de tempo de voo. O desenvolvimento e uso de um módulo detector contendo tubos streamer provou, dentro de certas condições, ser um bom dispositivo para o tracejamento de múons dos raios cósmicos [7], principalmente levando-se em conta a relação custo/benefício. Desta forma, a idéia de adicionar módulos como este ao experimento EASCAMP se torna óbvia.

Nesta etapa do projeto, que é o trabalho realizado nesta tese, é desenvolvido e colocado em operação um segundo módulo com as mesmas dimensões do primeiro e é estudada a integração dos dois módulos ao experimento EASCAMP. Este trabalho pode ser dividido em quatro fases:

Na primeira foi feito um estudo geral dos detectores usados no módulo, os tubos streamer (célula de  $1\text{cm}^2$ ). Este estudo envolve o processo de descarga streamer, testes de misturas de gás usadas nos tubos, estrutura mecânica das câmaras e dos módulos etc. Inclui também todo o processo de montagem e checagem destes tubos

desenvolvido *in-loco* [7]. O uso intenso e contínuo requerido na aquisição de dados em raios cósmicos traz um grande problema, o alto custo de manutenção devido à necessidade de troca constante do gás. Para diminuir este problema foi estudada a possibilidade de se utilizar uma mistura de gás alternativa a um custo cerca de 80% inferior à mistura normal. Esta etapa está detalhada no exame de qualificação de mestrado [8] e em forma de apêndices nesta redação.

A segunda fase diz respeito ao módulo de tracejamento, sua construção, adaptação de material para a leitura digital das câmaras e ajustes. Na terceira fase foram feitas as aquisições de dados em diferentes configurações de trigger, utilizando também cintiladores plásticos. A quarta e última fase do trabalho inclui o aperfeiçoamento do programa de reconstrução de traços e toda a parte de análise de dados.

Os capítulos da tese estão divididos da seguinte maneira, no capítulo I temos uma explanação geral do estudo da radiação cósmica, incluindo o estudo da astronomia gama e o atual estado de observações de algumas fontes. Também fazemos uma breve discussão sobre os EAS e sobre o conteúdo de múons para primários gama. Em seguida, no capítulo II mostramos algumas técnicas de detecção, junto com a descrição de alguns experimentos mais significativos. Ainda neste capítulo apresentamos o experimento EASCAMP, no qual o resultado de todo este trabalho é aplicado. O capítulo III inclui toda a fase do desenvolvimento e montagem do módulo e mais o programa de reconstrução de traços e os critérios de seleção de eventos. A análise de resultados dos dados obtidos nas diferentes formas de triggers é feita no capítulo IV. O capítulo V é reservado às conclusões e comentários.

Referências:

- [1] Wilson, C.T.R. - 1900 Proc. Camb. Phil. Soc. 11, 52.
- [2] Hess, V. F. - 1912 Phys. Zeits. 13, 1084.
- [3] Samorski, M.; Stamm, W. - 1983 Proc 18th Inter. Cosmic Ray Conf. 11, 244.
- [4] Chatelet, E., et al. - 1990 J. Phys. G 16, 317.
- [5] Aharonian, F. A., et al. - 1991 J. Phys. G 17, 1909.
- [6] Efimov, N. N., et al. - 1990 Proc. ICRR Inter. Symp. 434.
- [7] Fauth, A. C. - 1990 Tese de Doutorado (IFGW - UNICAMP).
- [8] Nogima, H. - 1991 Exame de Qualificação de Mestrado (IFGW - UNICAMP).

CAPÍTULO I

## 1) RAIOS CÓSMICOS

A radiação cósmica, de forma geral, é dividida em radiação primária e secundária. A radiação cósmica primária é definida como aquela que incide na atmosfera terrestre vinda do espaço exterior. Uma pequena proporção dela é ejetada pelo sol, mas a maior parte é proveniente de outras regiões da galáxia. Logo após a sua descoberta imaginava-se que ela fosse constituída de raios gama. Posteriormente, entretanto, através de estudos da variação de intensidade com a latitude e ângulo zenital, foi demonstrado que a radiação era constituída essencialmente de partículas carregadas. Elas deveriam ser predominantemente positivas. Medidas usando satélites e balões indicam atualmente que a radiação primária consiste predominantemente de prótons e  $\alpha$ , incluindo também núcleos pesados, nêutrons, elétrons, pósitrons e raios gama.

A Galáxia é permeada por nuvens de plasma e por campos magnéticos de grande magnitude, aproximadamente alinhados ao longo dos braços da espiral. Os campos magnéticos defletem os íons da radiação cósmica de tal forma que, em primeira aproximação, a incidência de partículas que chegam à terra com energias maiores que  $10^{10}$  eV é praticamente uniforme, em direção e tempo de chegada.

Na realidade, para energias mais altas observam-se anisotropias e variações no tempo de chegada dos raios cósmicos. A energias próximas de  $10^{12}$  eV a magnitude da anisotropia é da ordem de  $10^{-4}$ . Para energias mais altas a anisotropia não é bem conhecida, mas parece aumentar com a energia. Para altíssimas energias ( $>10^{19}$  eV) foram notificadas anisotropias relevantes, mas o peso estatístico destas medidas é pequeno. O estudo da variação do tempo de chegada, por outro lado, tem revelado ricas informações sobre, por exemplo, a modulação solar na frequência de chegada dos raios cósmicos.

Da interação da radiação primária com a atmosfera surge a radiação cósmica secundária, esta é a radiação que atravessa a atmosfera e atinge a superfície do planeta. Nesse processo, são produzidas partículas carregadas e neutras, principalmente píons e káons. Os píons neutros decaem imediatamente em fótons. Os píons carregados decaem em múons assim como alguns káons, os píons podem

sofrer colisões antes de decair, gerando novos píons. Esse processo de realimentação das interações dá origem às chamadas "cascatas atmosféricas" e à radiação cósmica secundária.

### 1.1) ORIGEM

As mais antigas teorias sobre a origem da radiação cósmica assumem que as partículas são produzidas em nossa própria galáxia, sendo confinadas pelo campo magnético galáctico. As supernovas são fortes candidatas a fontes de radiação cósmica [1], não somente devido à grande quantidade de energia que liberam, mas também pela identificação de elementos pesados no seu espectro. Existe também a teoria de que elas provêm de regiões fora da galáxia (teoria extragalática). No entanto, esta teoria apresenta certas inconveniências como a densidade de energia fora da galáxia que deveria assumir um improvável valor de aproximadamente  $1\text{eV}/\text{cm}^3$ , visto o fluxo de radiação que chega à terra. Atualmente, a teoria mista, origem galáctica e extragalática, é a mais bem aceita. As características gerais do espectro de energia total dos raios cósmicos, segundo Axford [2] estão na figura 1.1.

Para energias abaixo de  $10^{14}\text{eV}$  o espectro possui um comportamento que obedece a uma função  $j(E) = KE^{-2.7}$ , onde  $K$  é constante. Essas partículas são certamente de origem galáctica e presume-se que estejam associados às supernovas. Um exame da compilação dos dados na região entre  $10^{14}\text{eV}$  e  $10^{16}\text{eV}$  sugere que nessa região ocorre um decréscimo na potência da energia (esta região é conhecida como o "joelho" do espectro [3]). Não está ainda comprovada a queda no espectro, embora haja sugestão para tal fato. À energia total de  $10^{16}\text{eV}$  o espectro assume a forma de uma lei de potências com índice espectral de 3.0 persistindo até próximo de  $10^{18}\text{eV}$ . As propriedades dos raios cósmicos que formam esta região sugerem que eles também são de origem galáctica. Acima de  $10^{19}\text{eV}$  os raios cósmicos são presumivelmente de origem extragalática, tendo como prováveis fontes as rádios galáxias.

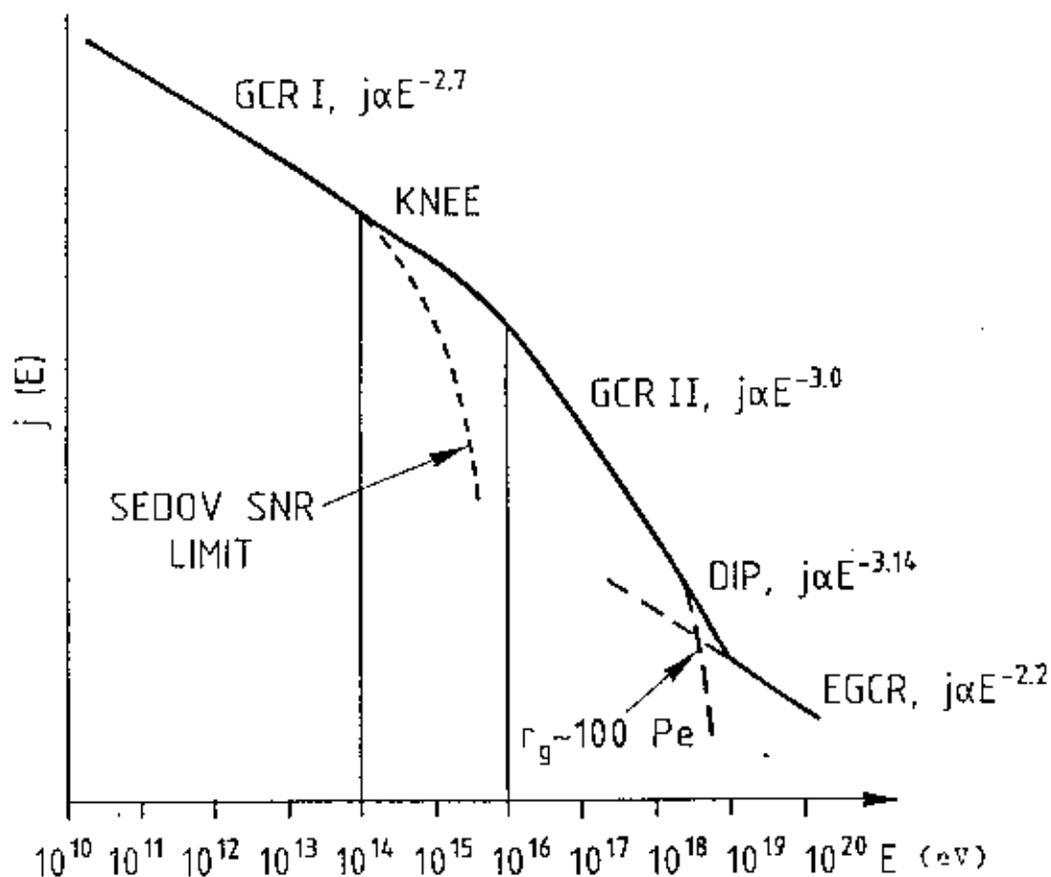


Figura 1.1 - Espectro de energia total dos raios cósmicos primários. GCRI (galatic cosmic ray I) e GCRII (galatic cosmic ray II) são regiões onde o espectro é presumivelmente devido raios cósmicos galáticos. EGCR (extragalatic cosmic ray) é a região das radiações extragaláticas. O "Knee" (joelho) e o "dip" são regiões de transição do espectro, ainda não são bem compreendidas.

Um dos grandes problemas sobre a origem dos raios cósmicos está em explicar como eles adquirem energias de tais magnitudes. O mais aceito mecanismo de aceleração envolve o conceito de magnetohidrodinâmica (MHD) proposto por Hannes Alfvén, segundo o qual a aceleração de íons no espaço é devido a variações do campo magnético. Segundo ele, os íons poderiam ser acelerados na magnetosfera da terra, no meio interplanetário, no meio interestelar, e até mesmo no espaço extragalático. Enrico Fermi construiu sua teoria de aceleração sobre a idéia da MHD. No seu modelo, basicamente, a partícula carregada ganha energia quando encontra irregularidades num campo magnético em movimento.

Por muito tempo as explosões de supernovas foram consideradas como as principais candidatas na geração dos raios cósmicos galáticos [4]. Cerca de  $10^{53}$  ergs são liberados em alguns segundos após o colapso do centro da estrela, a maior parte dos quais em neutrinos. Se somente um por cento da energia é convertida em partículas de alta energia, a potência da supernova não é energeticamente suficiente para produzir a intensidade de raios cósmicos observados.

Atualmente as teorias mais aceitas são aquelas que atribuem a aceleração ao encontro das partículas com ondas de choque no meio interestelar. Provas de que choques podem acelerar partículas foram obtidas através de satélites e sondas no meio interplanetário. Acredita-se que os choques no meio interestelar são devidos principalmente às frentes de ondas da expansão de supernovas. A aceleração por ondas de choque apresenta basicamente o mesmo mecanismo proposto por Fermi, onde a aceleração ocorre na interação da partícula com campos magnéticos.

## 1.2) CHUVEIROS ATMOSFÉRICOS EXTENSOS

Quando a energia da radiação primária incidente na atmosfera é alta suficiente, observamos um fenômeno característico dos raios cósmicos, os chuveiros atmosféricos extensos (EAS). O estudo dos chuveiros atmosféricos extensos possibilita a determinação do espectro de energia, da direção de chegada e provável composição

da radiação primária que lhe deu origem. Desta forma, a origem de prováveis fontes de radiação pode ser determinada.

Pode-se distinguir o conteúdo dos EAS em três componentes. Os píons carregados junto com os núcleos e outras partículas secundárias formam a cascata nuclear ativa ou componente-N. Esta componente aumenta com a profundidade na atmosfera devido à múltipla produção de partículas nucleares ativas. Isto ocorre até atingir um máximo onde a produção é compensada pela dissipação de partículas nucleares ativas quando a sua energia torna-se insuficiente para produzir mais partículas. Essa componente é considerada a principal na estrutura do EAS, pois é ela que mantém a componente-E regenerando-a através da contínua produção de píons neutros como veremos adiante. A componente-N também é responsável pela produção da segunda maior componente do chuveiro, a componente muônica ( $\mu$ ), que é formada pelo decaimento dos píons carregados.

Quando a energia dos píons não é alta suficiente estes não participam da cascata nuclear, pois logo decaem para múons. Assim o número de múons aumenta com o desenvolvimento da componente-N. Essas partículas são altamente penetrantes, pois só perdem energia através do decaimento ou ionização, ambos de pouca importância para múons de energias moderadamente altas. Devido a essas características os múons se distinguem claramente da componente-N, formando a chamada componente- $\mu$ . Entretanto, o número de múons também diminui em grandes profundidades na atmosfera, quando o decaimento e perda de energia por ionização são apreciáveis e a realimentação pela cascata nuclear diminui.

As partículas secundárias criadas no processo de interação são na maior parte píons. Os píons neutros imediatamente decaem em pares de fótons e esses iniciam a cascata eletromagnética (componente-E) constituída de elétrons e fótons. O principal parâmetro de caracterização da componente de elétrons a uma dada altitude é a sua distribuição lateral. Nishimura e Kamata predizeram teoricamente a função da distribuição lateral dos elétrons nos EASs para cascatas puramente eletromagnéticas. Esta função foi aproximada por Greisen para

$$f\left(\frac{r}{r_1}\right) = C(s) \left(\frac{r}{r_1}\right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_1} + 1\right)^{s-4.5} \quad (1.1)$$

onde  $r_1$  é um valor de raio característico dependente da altura da observação,  $s$  representa o chamado parâmetro de idade do chuvaire e  $C(s)$  é um fator de normalização.

A equação 1.1 é a chamada função N-K-G e representa a distribuição com precisão para  $0.6 < s < 1.0$ .

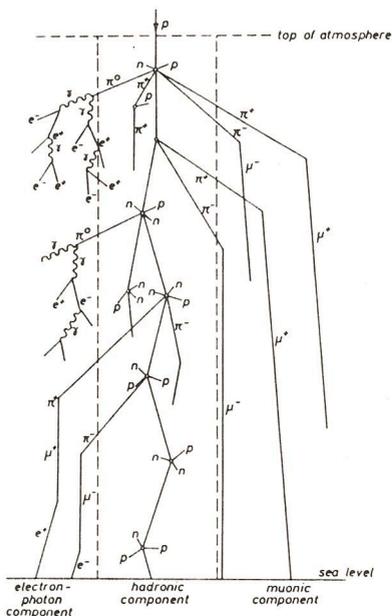


Figura 1.2 - Esquema da evolução dos EAS.

Essas são as três principais componentes observadas a diversas altitudes (figura 1.2). Existem também outras componentes produzidas como resultado da passagem do chuvaire na atmosfera, podemos destacar a componente de luz Cerenkov e ondas de rádio frequência emitidas pelos EASs.

No particular campo de interesse da astronomia gama, a radiação primária é constituída de fótons. Embora a detecção de radiação gama de baixa energia ( $E_\gamma \leq 1 \text{ GeV}$ ) seja possível por observação direta através de balões e satélites, para altas energias isto se torna impossível diante do baixo fluxo de radiação. Por isso, a única forma de observá-los é através do efeito causado pela sua passagem através da atmosfera. Na região E

> 10 TeV, o meio pelo qual se obtém informações sobre gamas primários é através dos EAS.

### 1.3) MÚONS DOS EAS

Devido ao seu alto poder de penetração, os múons trazem informações sobre os primeiros estágios do desenvolvimento do EAS. Assim, a quantidade de informações sobre as partículas primárias e sobre os mecanismos de interação trazidas pelos múons é bem maior que a dos elétrons. Também a quantidade de múons num mesmo chuva representa a energia do primário de forma bem mais precisa que o número de elétrons, particularmente ao nível do mar.

Pelo fato dos múons representarem com boa precisão a direção do primário, é possível através do estudo da distribuição lateral dos múons de várias energias obter informações sobre o momento transversal do primário e também sobre o desenvolvimento do EAS.

Vamos considerar, inicialmente, um EAS induzido por um hádron. Considerando que píons com energias abaixo de ~ 100 GeV decaem antes de interagir novamente com a atmosfera, o número de múons de energias de ~ GeV e píons é aproximadamente igual.

$$N_{\mu} \sim N_{\pi^{\pm}}, \quad (1.2)$$

também

$$N_{\gamma}(\sim 1 \text{ GeV}) \sim 2N_{\pi^0} \sim N_{\pi^{\pm}} \sim N_{\mu}(\sim 1 \text{ GeV}). \quad (1.3)$$

Devido ao desenvolvimento da cascata que continua até a energia crítica, a quantidade total de elétrons é maior que a de múons. Desta forma, para um chuva hadrônico temos

$$\frac{N_{\mu}}{N_e} \sim 0.1 \quad (1.4)$$

Evidentemente o argumento utilizado é impreciso, pois ignora a atenuação da componente eletromagnética e simplifica

extremamente o efeito da cascata. No entanto, a equação (1.4) é aproximadamente correta para chuveiros com energias de algumas centenas de TeV observados a  $\sim 900 \text{ g.cm}^{-2}$ , e isto pode ser usado para ilustrar a relação do conteúdo de múons entre chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos.

Na figura (1.2) podemos visualizar a energia da partícula primária distribuída igualmente em vários ramos. A cada interação surge uma nova geração. Desta forma, a energia característica na  $n$ -ésima geração será dado por

$$E_n \sim E_0 / 2^n \quad (1.5)$$

Consideremos agora um chuveiro induzido por um fóton. Supondo que existe uma probabilidade  $R \ll 1$  de cada ramo gerar um novo chuveiro hadrônico. Nesse caso, se  $R \times n \ll 1$ , a probabilidade que a partícula na  $n$ -ésima geração esteja num ramo hadrônico é  $\sim n \times R$ . Da equação (1.5) o número de gerações necessárias para termos uma energia da ordem de GeV é  $[\ln E_0(\text{GeV}) / \ln 2]$ . Sendo a quantidade de múons e elétrons dados por (1.4) temos

$$\left( \frac{N_\mu}{N_e} \right)_\gamma \sim R \frac{\ln E_0}{\ln 2} \times \left( \frac{N_\mu}{N_e} \right)_{\text{hadrônico}} \quad (1.6)$$

A fotoprodução é o processo dominante na geração de novos ramos hadrônicos, isto é, uma interação hadrônica de um fóton com um núcleo, para qual a secção de choque a baixas energias é da ordem de  $100\mu\text{b} / \text{núcleon}$ . Em comparação, a secção de choque para produção de um par  $e^\pm$  por um fóton no ar é  $\sim 500\text{mb}$ , então

$$R \approx \frac{100\mu\text{b} \times 14.5}{500\text{mb}} \approx 3 \times 10^{-3} \quad (1.7)$$

Da equação (1.6) para  $E_0 \sim 300 \text{ TeV}$  temos uma estimativa de

$$R \ln E_0 \sim 0.05 \quad (1.8)$$

Cálculos mais precisos [5][6] e simulações [7][8] mostraram

resultados semelhantes às da equação (1.8). A quantidade de múons em chuviros induzidos por fótons é muito menor que os de hádrons. Também, sendo  $R \ll 1$ , chuviros eletromagnéticos na faixa de PeV ainda são pobres em múons, mesmo quando a secção de choque de fotoprodução aumenta significativamente com a energia [9][10]. Isto decorre do rápido decréscimo da secção de choque em chuviros eletromagnéticos [11]. Aumentando  $R$  significativamente temos o aumento de apenas uma pequena fração do chuviro que é indistinguível dos chuviros hadrônicos.

Entretanto, as primeiras análises de EAS os quais se supõe sejam gerados por fótons de ultra alta energias (UHE) vindas de CYGNUS X3, não concordam com a teoria. Samorski e Stamm [12] apresentaram evidências de chuviros com quantidades de múons equivalentes aos dos hadrônicos vindos da direção daquele objeto. Em recente publicação Aharoniam et al [13], mostram que o número de múons de baixa energia ( $E_\mu \leq 1$  GeV) a grandes profundidades ( $1000\text{g/cm}^2$ ) em EAS iniciados por gama com energias  $E \geq 10^{18}\text{eV}$  é da mesma ordem dos induzidos por prótons. Em contrapartida, mostram que gamas primários de energias  $E \approx 10^{15}\text{eV}$  induzem chuviros pobres em múons.

Como se vê, a questão da quantidade de múons em EAS induzidos por fótons, ainda permanece obscura. O conhecimento deste parâmetro na procura de fontes de radiação cõsmica é de grande importância, pois através dele poder-se-ia distinguir os chuviros da radiação de fundo (hádrons) daqueles que apontam à uma fonte (induzidos por fótons).

#### 1.4) ASTRONOMIA GAMA

A observação da radiação gama primária permite o estudo de importantes problemas em astrofísica de altas energias como mecanismos de aceleração de partículas, pulsars, estrelas de nêutrons, buracos negros, núcleo galático ativo, interação nuclear e eletromagnética dos raios cõsmicos.

Pode-se dizer que a astronomia gama surgiu em 1967 quando foi descoberta a existência de raios gama provenientes da direção do centro galático [14] por pesquisadores do Massachusetts Institute

of Technology. Eles utilizaram um telescópio cintilador com grande ângulo de abertura para detecção de gamas (limiar de 100 MeV) através da produção de pares elétron-pósitron instalado em um satélite. Os raios gama vinham do plano galáctico com uma concentração maior no centro da galáxia. Na ocasião, a existência de fontes pontuais não foi detectada, portanto os raios gama eram satisfatoriamente explicados como sendo resultados da interação dos raios cósmicos com o hidrogênio que permeia o plano galáctico.

O desenvolvimento de novos dispositivos detectores com maior eficiência, resolução espacial, área e menor limiar de energia (35 MeV) possibilitou a observação de intensas fontes de raios gama. Entre elas estão os pulsars de VELA PSR 0833-45, CRAB PSR 0531+21, a nebulosa CRAB,  $\gamma$ 195+5 posteriormente chamada de Geminga e Cyg X-3 uma fonte de raios X na constelação do cisne.

Os raios gama devem ter sua origem nas interações mais energéticas do universo. Acredita-se que eles podem ter uma relação direta com a origem dos raios cósmicos que são acelerados às maiores energias observadas na nossa galáxia.

Na tabela abaixo classificamos os raios gama pela sua energia.

Energia (eV)	Designação	Deteção por
$3 \times 10^5 - 1 \times 10^7$	linhas nucleares	NaI, Ge
$3 \times 10^5 - 3 \times 10^7$	Energia média (M.E)	NaI, Ge, telescópio Compton
$3 \times 10^7 - 10^{10}$	Alta energia (H.E.)	produção de pares
$10^{10} - 10^{14}$	Muito alta energia (V.H.E)	luz Cerenkov
$10^{14} - 10^{17}$	Ultra alta energia (U.H.E)	Detector de chuvenros atmosféricos
$10^{17} - 10^{20}$	Extrema alta energia (E.H.E)	Detector de chuvenros atmosféricos

Tabela 1.1 - Classificação dos raios cósmicos pela sua energia.

Source	RA hr min	Dec deg	l deg	b deg	Distance (kpc)	Periods	Threshold (TeV)	VHE Flux ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	Luminosity ( $\text{erg s}^{-1}$ )	Threshold (PeV)	UHE Flux ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	Luminosity ( $\text{erg s}^{-1}$ )
<i>Galactic Pulsars</i>												
<i>Radio Pulsars</i>												
Crab	PSR0531+21		2CG184-05		2.0	33 ms	1	$4 \times 10^{22}$	$6 \times 10^{34}$	0.2	$4.4 \times 10^{13}$	
Vela	PSR0813-45		2CG263-02		0.5	89 ms	1	$3 \times 10^{22}$	$3 \times 10^{34}$			
6.13 ms	PSR1953+29		2CG065+00		3.5	6.13 ms	2	$3 \times 10^{24}$	$3 \times 10^{35}$			
1.56 ms	PSR1937+21				5	1.56 ms	1	$2 \times 10^{21}$	$2 \times 10^{33}$			
	PSR1802-23		2CG006-00		2.7	112 ms	1	$2.3 \times 10^{10}$	$3 \times 10^{35}$			
	PSR0355+54					156 ms	1.3	$8.6 \times 10^{12}$				
1.61 ms	PSR1957+20					1.607 ms	0.4	$4.1 \times 10^{11}$	$< 7 \times 10^{34}$	0.5	$3.5 \times 10^{13}$	$8 \times 10^{34}$
	IEZZ59+586				3.6	9.2 h 3.49 s 6.98 s	0.4	$2 \times 10^{10}$	$5 \times 10^{31}$			
<i>X-ray Binary Pulsars</i>												
Cyg x-3	2031+41				11	12.59 4.8 h	1	$5 \times 10^{11}$	$3 \times 10^{34}$	1	$2 \times 10^{14}$	$6 \times 10^{36}$
Her x-1	1656+35	57.6	37.5		5	1.24 s	1	$3 \times 10^{11}$	$3 \times 10^{35}$	0.5	$3 \times 10^{13}$	$2 \times 10^{37}$
Cas -1	4U0115+63				5	3.61 s 24.3 d	1	$7 \times 10^{11}$	$6 \times 10^{35}$			
Vela x-1	0900-40 (HD77581)	262.8	4.1		1.4	28.3 s 8.96 d	1	$2 \times 10^{12}$	$2 \times 10^{34}$	3	$9 \times 10^{13}$	$2 \times 10^{34}$
Cen x-3					8	4.82 s 2.09 d	0.25	$1.3 \times 10^{10}$	$1.6 \times 10^{35}$			
LMC x-4	(in large Magellanic cloud) 0532-66				50	13.49 s 1.41 d	0.4	$1.4 \times 10^{10}$		10	$5 \times 10^{13}$	$10^{34}$
4U1145-169					1	292 s 186.5 d	0.4	$1.3 \times 10^{10}$	$1.8 \times 10^{34}$	0.5	$1 \times 10^{12}$	
SMC x-1	(in small Magellanic cloud)					710 ms 3.89 d	0.4					
SCD x-1					0.5	0.787 d	0.3	$1.2 \times 10^{13}$				
<i>Others</i>												
2GC195+04	0633+19					59 s						
Geminga	(160630+178)											
<i>Galactic PIn.</i>												
<i>SN Remnants</i>												
CrabNebula	0531+21		2CG184-05		2.0		1	$1 \times 10^{23}$	$2 \times 10^{34}$	1	$10^{13}$	$2 \times 10^{35}$
<i>Extragalactic</i>												
<i>Radio Galaxies</i>												
Cen A	1324-42				4,400		0.3	$4 \times 10^{11}$	$3 \times 10^{39}$			
NCG5128												
<i>Galaxies</i>												
M31 Andromeda	0041+41											

Tabela 1.2 - Relação das principais fontes de radiação VHE e UHE e EHE [15].

Os raios gama de baixa energia podem penetrar somente algumas dezenas de  $\text{gcm}^{-2}$  de material, por isso eles são observados no topo da atmosfera. Para energias da ordem de 10 TeV, são utilizados satélites e balões. Para radiação gama da faixa de VHE podem ser usados grandes conjuntos de detectores de radiação Cerenkov produzidos por elétrons gerados da interação com a atmosfera. Os raios gama UHE e EHE são detectados por detectores de elétrons e múons dos EAS espalhados sobre a superfície da terra.

Um dos objetivos da astronomia de raios gama é estabelecer um catálogo de fontes de VHE e UHE. Na tabela 2.2 [15] temos a relação de fontes de raios gama VHE, UHE e EHE para 1990. A seguir

serão feitos alguns comentários sobre algumas fontes e seu atual estado a respeito das observações.

### Cygnus X-3

Esta fonte foi identificada em 1966 como a terceira mais intensa emissora de raios X da constelação do Cisne, é talvez a mais interessante fonte conhecida. A detecção de raios gama VHE foi reportada pela primeira vez em 1972 pelo grupo da Criméia. Utilizando a técnica de luz Cherenkov foram observados raios gama com  $E > 10^{12}$  com período de 4.8hr, assim como para os raios X [16]. Presume-se que esta periodicidade estaria relacionada à órbita de uma companheira que eclipsaria a fonte com tal frequência.

Em 1983, Samorski e Stamm anunciaram a detecção de raios UHE da direção de Cygnus X-3 [17] com a mesma característica de período 4.8hr, mas com um detalhe peculiar; uma não esperada observação de que a radiação primária desta direção induzia chuvelros sem deficiências em múons [12]. Tais resultados foram reproduzidos mais tarde por outros experimentos. Isto não poderia ser causado por partículas carregadas vindas da direção de Cygnus X-3 e interagindo com a atmosfera, pois o campo magnético galáctico seria suficiente para mudar a sua direção. Logo a partícula primária deveria ser neutra. Dentre os candidatos a tais partículas excluem-se os nêutrons devido ao seu decaimento, os neutrinos porque a observação do fenômeno ocorre apenas para ângulos  $< 90^\circ$ , e os raios gama VHE e UHE porque o fluxo medido é muito pequeno. Como conclusão sobre estas medidas, Marshak et al [18] sugeriram a possibilidade da existência de uma nova partícula ou um novo tipo de interação para a produção de múons. Este problema encontra-se ainda em intensa discussão.

Não há nenhum novo indício de emissão por longo período da direção de Cygnus X-3. Muitos experimentos têm procurado por excesso de atividade desta direção, mas nenhum resultado positivo foi obtido. Pode ser que a emissão desta fonte esteja diminuindo com o tempo, ou que as novas e avançadas técnicas de detecção e análise de dados tenham relegado os efeitos anteriores a

flutuações da radiação cósmica de fundo.

Por outro lado, os *bursts* (fortes, intensas e breves emissões) de rádio têm sido observados também recentemente, uma vez em 1989 e outra em 1990. A relação entre a emissão de rádio e os raios gama é ainda incerta, mas algumas emissões de VHE e UHE têm sido episódicos e associados aos sinais de rádio. A primeira observação de raios gama VHE em 1972 ocorreu durante *bursts* de rádio. Vários grupos noticiaram a detecção de raios gama na faixa de energia de  $2 \times 10^{11}$  eV a  $1 \times 10^{15}$  eV em outubro de 1985 que também estaria associado a emissões de rádio. Sobre o recente evento de 1989 os grupos CYGNUS, Utah-Michigan e UMC não detectaram nenhum sinal VHE ou UHE relacionados à emissão de rádio. Entretanto, os grupos de Baksan e Adelaide observaram sinais acima de 100 TeV nos dias 25 e 27 de julho de 1989 respectivamente.

### Hercules X-1

Trata-se de um sistema binário a uma distância de 5 Kpc da terra descoberto pelo satélite UHURU em 1973. A correlação da variação ótica e dos raios X indica um pulsar de período de 1.24s e um período orbital binário de 1.7 dias. É observado, também, uma inexplicada variação regular do fluxo de sinais de raios X em ciclos de 35 dias.

A detecção de raios gama de alta energia da direção de Hércules X-1 foi anunciada pela primeira vez pelo grupo de Durham [19] em 1983 para energias acima de  $10^{12}$  eV. Para energias acima de  $1.5 \times 10^{11}$  eV pelo grupo do Whipple [20], e para acima de  $3 \times 10^{14}$  pelo Fly's Eye [21]. Medidas feitas entre 1983 e 1985 por alguns experimentos [22][23][24] apresentaram sinais pulsados de raios gama com intervalos próximos a 1.23776s dos raios X.

Os experimentos capazes de identificar o carácter da interação do primário indicam o mesmo comportamento de hádrons. O experimento CYGNUS apresentou uma quantidade de múons próximo do normal. O experimento de Whipple empregou uma avançada técnica de análise de imagem Cherenkov, de maneira a eliminar os chuviros induzidos por Hádrons [25]. Eles observaram que os sinais de Hércules X-1 desapareciam quando a técnica padrão era empregada.

## Vela X-1

Vela X-1 é um sistema binário assim como Cygnus X-3 e Hércules X-1. Possui um sinal pulsado de raio X com período de 283s e órbita de 8.96 dias.

O grupo de Adelaide [26] detectou raios gama de  $3 \times 10^{15}$  eV de observações feitas no experimento de Buckland Park durante o período de 1979 - 1981. Eles encontraram um estreito pico na fase 0.63 do período de 8.96 dias. Este pico corresponde a um valor menor que 1 bin de medida (1/50 na fase). Mais recentemente, o grupo de Potchefstroom notificou a detecção de raios VHE pulsados com período de 282.805s entre 2 de abril e 10 de maio de 1986. A curva de fase tem a forma senoidal com picos em 0.15 e 0.84, próximos ao eclipse. Em 4 de maio foi detectado, também, um burst de 1.5 min de duração onde também se verificou a modulação do período de 282.805s. Através de medições na faixa de raios X efetuadas entre abril e maio de 1987 foi confirmado um novo valor do período de pulso, 283.14s [27]. Eles detectaram novamente o mesmo valor em observações de 1988 e concluíram que Vela X-1 é uma fonte persistente de raios gama pulsados.

Vários autores divulgaram limites superiores da energia dos raios gama UHE detectados. Entre eles os do experimento do monte Chacaltaya [28] com medidas entre setembro de 1987 a junho de 1989 com 30 TeV, do experimento SYS também em Chacaltaya entre fevereiro de 1986 e março de 1989 [29] com 0.2 PeV, e a Colaboração Leeds-Bartol [30] em medições no pólo sul entre janeiro e setembro de 1988 com 0.16 PeV.

## Referências:

- [1] Ginzburg, V. L.; Syrovatsky, S. I. - 1964 The Origin of Cosmic rays.
- [2] Axford, W. I. - 1991 Proc of the ICRR Inter. Symp., 406.
- [3] Peters, B. - 1959 Nuovo Cimento 14, 436.
- [4] Shapiro, M. M. - 1962 Science 135, 175.
- [5] Karakula, S.; Wdowczyk, J. - 1963 Acta Phys. Pol. 24, 231.
- [6] Braun, O.; Sitte, K. - 1965 Proc. 9th Inter. Cosmic Ray Conf. 2, 712.
- [7] Edwards, P. J.; Protheroe, R. J. - 1985 Proc. 19th Inter. Cosmic Ray Conf. (La Jolla) 235, 7.
- [8] Hillas, A. M. - 1985 Proc. 19th Inter. Cosmic Ray Conf. (La Jolla) 231, 7.
- [9] Drees, M.; Halzen, F. - 1988 Phys. Rev. Letters 61, 275.
- [10] Gandhi, R. et al. - 1990 Phys. Rev. D42, 263.
- [11] Gaisser, T. K. et al. - 1990 Phys. Letters.
- [12] Samorski, M.; Stamm, W. - 1983 Proc. 18th Inter. Cosmic Ray Conf. (Bangalore) 244, 11.
- [13] Aharonian, F. A. et al. - 1991 J.Phys. G 17, 1909.
- [14] Clark, G.; Garmire, G.; Kraushaar, W. - 1968 Ap. J. Lett. 153, L203.
- [15] Fegan, D.J. - 1990 Rapporteur VHE and UHE, 21st Inter. Cosmic Ray Conf., Adelaide, Australia.
- [16] Stefanian, A. A., et al. - 1982 Proc. Inter. Workshop on High Energy Gamma Ray Astronomy.
- [17] Samorski, M.; Stamm, W. - 1983 Ap. J. Lett. 268, L16.
- [18] Marshak, M., et al. - 1985 Phys. Rev. Lett. 54, 2079.
- [19] Douthwaite, J. C., et al. - 1983 Nature 309, 691.
- [20] Cawley, M. F., et al. - 1985 Proc. 19th Inter. Cosmic Ray Conf. 1, 119.
- [21] Baltrusaitis, R. M., - 1985 Ap. J. Lett. 293, L69.
- [22] Chadwick, P. M., et al. - 1987 V.H.E. Gamma Ray Astronomy, Reidel, Dordrecht, 115.
- [23] Baltrusaitis, R. M., - 1985 Proc. 19th Inter. Cosmic Ray Conf. 1, 111.

- [24] Resvanis, L., et al. - 1987 V.H.E. Gamma Ray Astronomy, Reidel, Dordrecht, 115.
- [25] Lamb, R. C., et al. - 1988 Ap. J. Lett. 328, L3.
- [26] Protheroe, R. J.; Clay, R. W.; Gerhardy, P. R. - 1984 Ap. J. 280, L47.
- [27] Raubenheimer, B. C., et al. - 1989 Ap. J. 336, 394.
- [28] Kakimoto, F., et al. - 1990 Proc. 21st Inter Cosmic Ray Conf. 2, 358.
- [29] Matano, T., et al. - 1990 Proc. 21st Inter. Cosmic Ray Conf. 2, 266.
- [30] Gaisser, T. K., et al. - 1990 Proc. 21st Inter. Cosmic Ray Conf. 2, 287.

CAPÍTULO

II

## 2) EAS, TÉCNICAS DE OBSERVAÇÃO

É através do estudo dos EAS que se obtém informações sobre as partículas da radiação primária de energias ultra altas e as interações produzidas por elas. Sendo produtos de interações em altitudes elevadas, as partículas secundárias, como um todo, carregam informações sobre esses processos e conseqüentemente sobre a radiação primária. Entretanto, devido ao espalhamento destas partículas em grandes extensões, é necessário aumentar a área efetiva de detecção usando conjuntos de detectores espalhados sobre uma grande área.

O fluxo de raios gama que chega à atmosfera terrestre é da ordem de  $10^{-4}$  da componente carregada da radiação cósmica. Como os raios gama de até 10 GeV penetram apenas algumas dezenas de  $g/cm^2$  de material, a sua observação é feita no topo da atmosfera. Acima desta energia, com o fenômeno de produção de luz Cerenkov, a observação pode ser feita através de coletores de luz distribuídos na superfície da terra. Na faixa de UHE e EHE a detecção é feita por conjuntos de detectores de elétrons e múons dos EAS (figura 2.1).

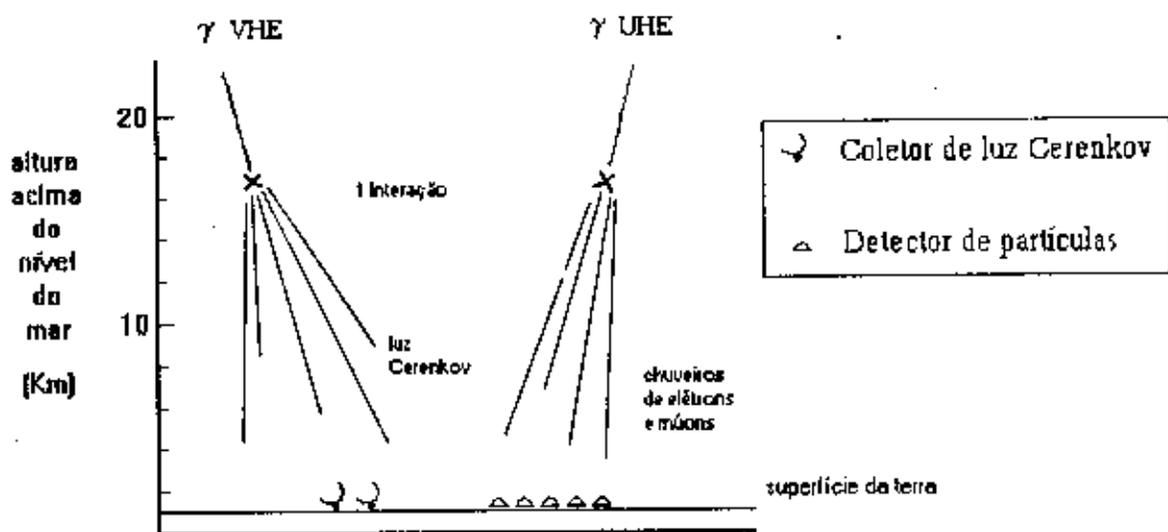


Figura 2.1 - Esquemática da observação dos chuveiros produzidos por raios gama VHE e UHE.

## 2.1) DETECÇÃO POR RADIAÇÃO CERENKOV E ONDAS DE RÁDIO

Quando o raio gama é da faixa de VHE há a produção de pares elétron-pósitron formando uma cascata de elétrons cuja velocidade é suficientemente alta para gerar radiação Cerenkov. A luz Cerenkov se distribue num cone que atinge cerca de 100 metros de diâmetro na sua base ao nível do mar, cuja detecção normalmente é feita através de espelhos que concentram a luz num foco. Nele é colocado um ou mais dispositivos encarregados da conversão em sinais elétricos e amplificação dos mesmos, os *tubos fotomultiplicadores* ou *fotomultiplicadoras*. Através de conjuntos destes detectores é possível localizar fontes de radiação com uma resolução angular em torno de 1 grau. Esta técnica foi empregada primeiramente pelo grupo da Criméia [1].

O maior problema da detecção dos raios gama através da radiação Cerenkov é o alto nível de ruído decorrentes da luz do sol. Por esta razão, a detecção por essa técnica fica limitada ao período noturno, onde mesmo a luz refletida pela lua produz um alto efeito de ruído.

Recentemente, foi formada a colaboração CLUE (Cerenkov Light Ultraviolet Experiment) [2] da qual participa a UNICAMP através do DRC-IFGW. A característica fundamental deste experimento é a detecção da luz Cerenkov de comprimentos de onda na faixa ultravioleta, usando o fato que o ultravioleta do sol, da lua e das estrelas é atenuado pela camada de ozônio. Uma vez que as cascatas eletromagnéticas de altas energias se formam abaixo desta camada, a operação nesta faixa de comprimento de onda proporciona a vantagem de possuir menor ruído do que no espectro da luz visível ou quase-ultravioleta. O dispositivo chave nesta característica do CLUE é a câmara com gás fotoionizável, utilizada no lugar da usual fotomultiplicadora.

O CLUE consistirá num conjunto de 64 espelhos separados por uma distância de 50m, cada um dos quais com diâmetro de 1.5m em cujo foco se localiza uma MWPC (multiwire proportional chamber) com uma mistura de gás especial para uma alta eficiência quântica. Na figura 2.2 temos a ilustração do que seria um dos 64 módulos detectores. O experimento será localizado numa região tropical a

uma altitude entre 3500-4500m acima do nível do mar.

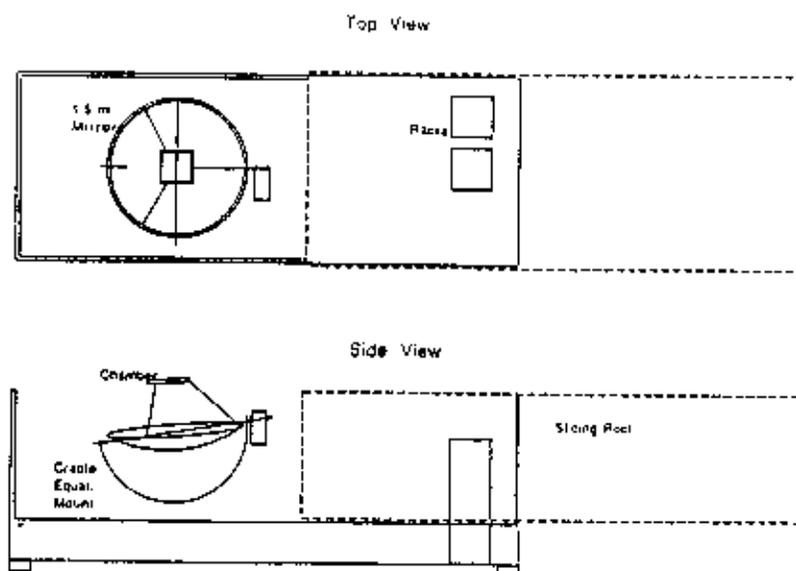


Figura 2.2 - Um dos 64 módulos detectores do CLUE.

A intensidade da luz Cerenkov é aproximadamente proporcional à energia e ao tamanho do EAS. Segundo Askaryan [3], um efeito de coerência poderia aumentar a intensidade da radiação Cerenkov se o excesso de carga tiver lugar na frente do chuveiro. A coerência desse sinal pode aumentar também, se o comprimento de onda da radiação for maior que a frente do EAS (em torno de 2m) [4]. De fato, são observados fortes sinais de rádio com frequências bem definidas como, por exemplo, em 44 Mhz e 100 Mhz.

A técnica de observação de EAS através de sinais de rádio é recente e os mecanismos de sua produção ainda não foram completamente compreendidos. Para as frequências maiores que 80 Mhz sabe-se que o mecanismo de emissão é geomagnético, mas para frequências abaixo de 10 Mhz a emissão ainda não é explicada. Atualmente a física da rádio-emissão dos EAS é estudada por vários laboratórios no mundo num grande espectro de frequências, desde a faixa de 1 Mhz (LF) [5] até algumas centenas de Mhz (UHF), principalmente para a faixa de primários entre  $10^{16}$  eV a  $10^{20}$  eV.

A característica mais interessante na observação dos EAS através de ondas de rádio é o seu baixo custo. Não obstante seja uma observação indireta, esta técnica permite a verificação de características como a direção de chegada e tamanho do chuveiro com precisão próximas à das medidas com partículas. O sistema de detecção destes experimentos constitui-se de simples antenas, de dimensões ajustadas para a faixa de frequência de observação, conjugados com aparelhos receptores de alta sensibilidade e seletividade, mas de baixo custo. Entretanto, devido à grande variação da distribuição lateral dos sinais de rádio [6] na faixa mais utilizada (30-60 Mhz), as observações devem ser efetuadas com uma grande quantidade de antenas formando uma grande área eficaz de detecção. Por esta razão o uso desta técnica, por enquanto, não oferece uma grande vantagem frente aos métodos convencionais de detecção.

## 2.2) DETECÇÃO POR PARTÍCULAS

Quando a radiação gama primária é da ordem de  $10^{14}$  eV as partículas do chuveiro, elétrons e pósitrons na maior parte, possuem energias suficientes para atingir a superfície da terra. Misturada a elas estão alguns múons como discutido no capítulo anterior. A detecção é feita através de detectores de partículas espalhados sobre uma determinada área. As partículas do EAS se distribuem numa estrutura aproximadamente semelhante a um fino disco com cerca de um metro de espessura na região central.

Cada detector deve fornecer basicamente informações sobre a quantidade de partículas recebida com uma boa resolução temporal. Por exemplo, a diferença de tempo na resposta de dois detectores no plano horizontal separados por uma distância  $d$  para um EAS que chega com um ângulo zenital  $\theta$  é dado por  $(d/c)\text{sen}\theta$  (figura 2.3).

Evidentemente isto é válido apenas para o caso das partículas estarem distribuídas num fino disco. Na realidade a frente do chuveiro possui um raio de curvatura, sendo necessário portanto a identificação do seu eixo. Isto é conseguido através da medição da densidade de partículas em cada detector do conjunto, que deve

obedecer a função de distribuição NKG.

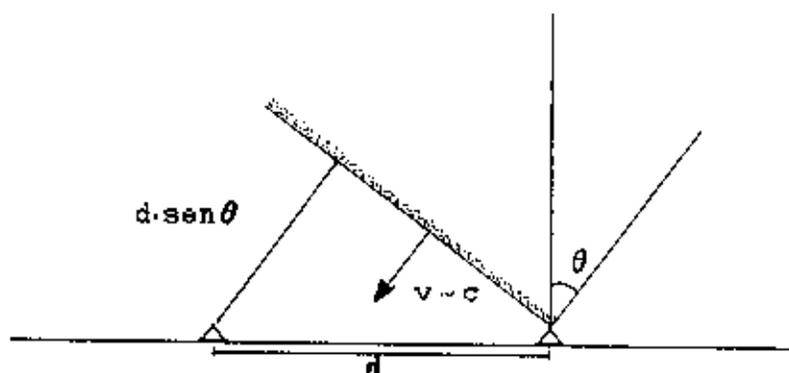
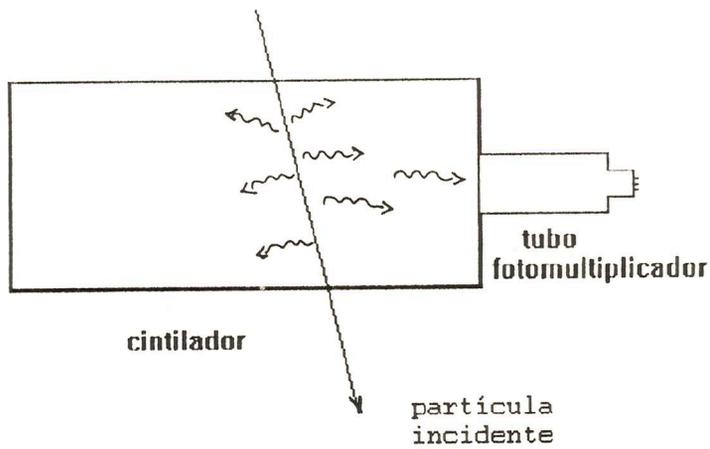


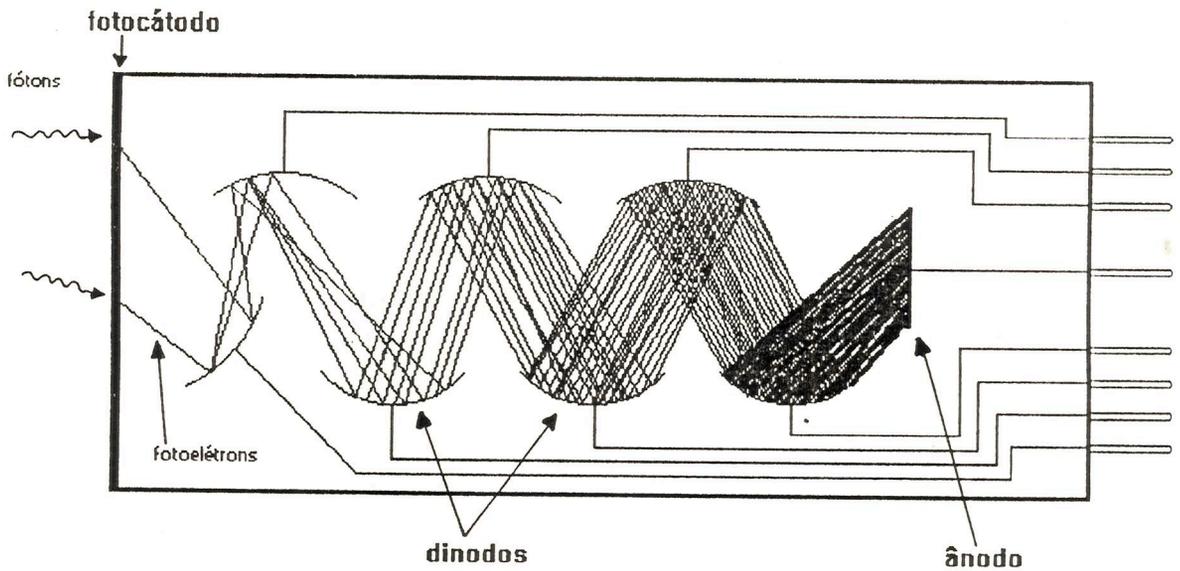
Figura 2.3 - Reconhecimento da direção de chegada do EAS.

Desta forma, é possível, através da reconstrução da frente de partículas com todas as estações detectoras, reconhecer a direção de chegada do eixo do chuva. Implementando material absorvedor sobre alguns detectores é possível, também, observar a distribuição lateral das partículas mais penetrantes (múons), que é um dado importante para o conhecimento da origem do EAS.

Os detectores normalmente empregados para esse fim são os que utilizam materiais cintiladores, principalmente devido à sua rápida resposta e pequeno tempo morto. Nesses detectores a partícula atravessa um material que possui a propriedade de emitir fótons isotropicamente com energias proporcionais à da partícula. Através de "guias de luz" esses fótons são conduzidos às fotomultiplicadoras (figura 2.4b). Na figura 2.4a temos a ilustração de uma estação detectora com material cintilador.



(a)



(b)

Figura 2.4 - a) Detector com material cintilador e acoplamento direto ao tubo fotomultiplicador. b) Diagrama da estrutura interna de uma fotomultiplicadora e funcionamento.

A distribuição lateral, de onde normalmente se extraem informações sobre o tamanho do EAS e correções para a direção de chegada, é verificada através de medidas da densidade de partículas sobre uma grande área. A densidade de uma componente do EAS a uma distância  $r$  do seu eixo é dada por

$$\Delta(r) = Nf(r) \quad (2.1)$$

onde  $f$  é a função distribuição lateral,  $N$  o número de partículas no EAS. Se a variação da função  $f$  é desprezível na área de um detector  $j$ , então a densidade medida neste detector pode ser dada por

$$\Delta = \frac{n}{S} \quad (2.2)$$

onde  $S$  é a área do detector e  $n$  o número de partículas. Ajustando-se a curva da distribuição lateral com os valores obtidos experimentalmente obtemos a localização do eixo do chuveiro.

Outra categoria de detectores largamente utilizados em raios cósmicos são os detectores a gás (apêndice A), principalmente com o desenvolvimento das técnicas de controle da descarga. As características de baixo custo, ótima eficiência e alta resolução na localização da partícula fizeram com que o uso destes detectores se destinasse, principalmente, aos sistemas de tracejamento de partículas. Os tubos streamer se enquadram nessa categoria de detectores. Com eles podem ser montados grandes módulos detectores capazes de traçar com precisão a trajetória da partícula. A grande área de detecção permite, literalmente, a observação direta da estrutura do EAS.

As partículas de interesse no campo da astronomia gama devem ter uma estreita relação direcional com a radiação primária. Os elétrons devem ser excluídos devido a sua grande deflexão à medida que o EAS se desenvolve. Os múons, entretanto, interagem pouco com a matéria e atingem a superfície do planeta com informação direcional muito próxima da radiação primária. Por esta razão, os detectores de tracejamento de partículas são normalmente subterrâneos, instalados numa região onde a camada de matéria acima do detector é suficiente para bloquear a componente eletromagnética, deixando passar apenas a componente penetrante. Como exemplo, na figura 2.5 temos a imagem de um evento multi-múon reconstruído no experimento MACRO [7] através de detectores de

tubos streamer.

MACRO                      run 214                      evt 1554  
hard-trig 1. 2. 3. 4. 6. 7                      29- 3-89 13:23:25.81

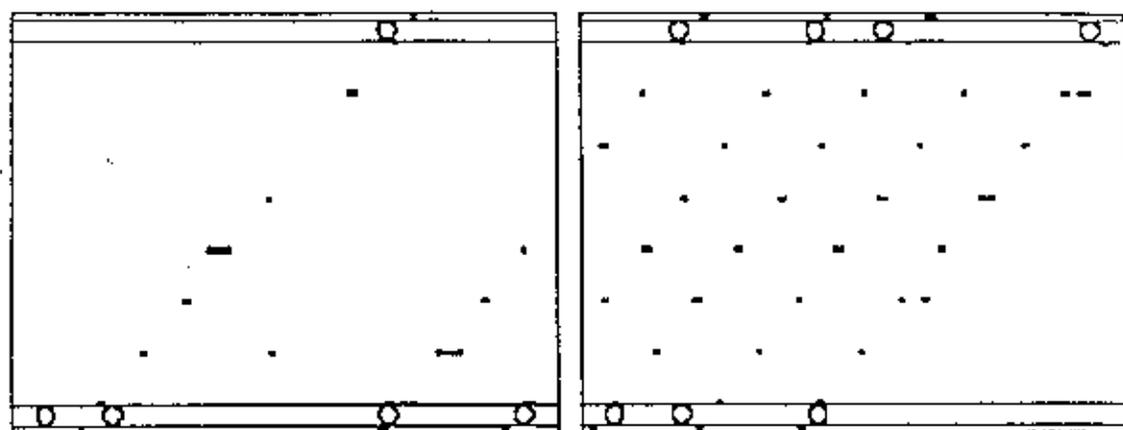


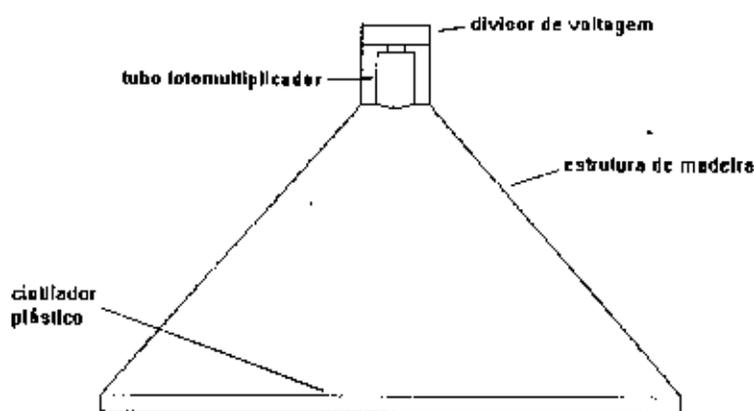
Figura 2.5 - Gráfico da reconstrução de um evento multi-múon no detector do MACRO [7]. Os pontos maiores nos extremos inferior e superior são devidos aos cintiladores plásticos.

Novos tipos de experimentos em raios cósmicos têm surgido nos últimos anos, um deles é o LVD (large volume detector) [8] do qual também participa o DRC-UNICAMP. Localizado sob o monte Gran Sasso na Itália, o LVD é um experimento destinado principalmente para a astronomia de neutrinos e estudo da componente penetrante da radiação cósmica. É constituído de cinco grandes torres com material cintilador líquido intercalados por tubos streamer. São 1800 toneladas de cintilador líquido distribuídos em 1520 detectores ( $1.5\text{m}^3$  cada) com três fotomultiplicadoras cada. A parte de tracejamento conta com 15000 tubos streamer (com 6,3m de comprimento e célula de 1cm) formando 190 módulos em forma de "L" com leitura digital em duas coordenadas. Cada módulo é constituído de 8 planos horizontais e 5 planos verticais, com resolução angular de aproximadamente  $0.5^\circ$ . No total são 4000 toneladas de massa ocupando uma área de  $40 \times 13\text{m}^2$  com 12m de altura. São grandes as possibilidades de estudo dos raios cósmicos no LVD, onde um único múon pode deixar 160 MeV num detector. O largo espectro do sistema permite a detecção do decaimento  $\mu \rightarrow e$ , assim como de cascatas hadrônicas ou eletromagnéticas de altíssimas energias.

### 2.3) O EASCAMP

É um experimento destinado ao estudo da anisotropia da radiação cósmica e procura de fontes pontuais com limiar de energia em  $10^{15}$  eV. Localizado em 22 54'S, 47 05'W o EASCAMP é um dos poucos experimentos do gênero no hemisfério sul.

O experimento consiste atualmente de um conjunto de 4 cintiladores e 2 detectores de tracejamento de partículas que são a razão deste trabalho. Cada detector cintilador consiste de um material cintilador plástico colocado na base de uma estrutura em forma de pirâmide tendo em sua parte superior um tubo fotomultiplicador PHILIPS XP2040 (figura 2.6). Neste detector o acoplamento da fotomultiplicadora não é direto ao cintilador, sendo a guia de luz o próprio ar. Os detectores de tracejamento de partículas são colocados dentro da distribuição dos detectores cintiladores como mostra a figura 2.7. No próximo capítulo descreveremos os módulos de tracejamento em detalhes, nesta seção trataremos apenas dos detectores de cintilação.



Material ativo:

- cintilador plástico NE102A ou NE110 de  $0,8 \times 1,0 \times 0,02 \text{ m}^3$
- fotomultiplicadora PHILIPS XP2040.

Figura 2.6 - Diagrama de uma estação detectora "pirâmide" do EASCAMP.

**Localização:**

22°54'S  
47°05'W

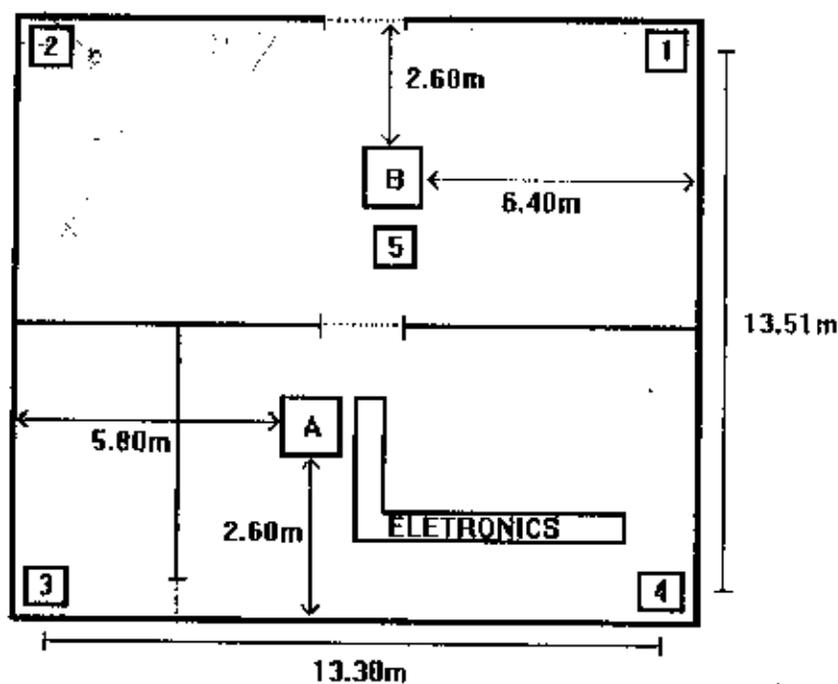
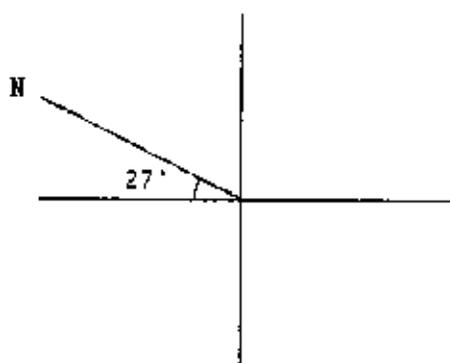


Figura 2.7 - Esquema da distribuição dos detectores no EASCAHP. Os quadrados com números representam os cintiladores e os com letras, módulos de traçamento de partículas.

O detector central (N° 5) é um bloco cintilador de  $1.10 \times 0.80 \times 0.02 \text{ m}^3$  que têm conectado nas duas extremidades do lado maior fototubos PHILIPS PM2232.

A principal condição de trigger do experimento ocorre quando os quatro detectores (exceto o central) acusam a passagem de partículas numa janela de 80ns de coincidência. O limiar na discriminação de cada "pirâmide" foi ajustado através da identificação do espectro obtido dos sinais da fotomultiplicadora (figura 2.8). A grande contagem na região de baixa energia do espectro corresponde a "ruídos" gerados pelo próprio fototubo. Já para regiões mais altas aparece o espectro correspondente a sinais verdadeiros da radiação que cruza o material cintilador. A discriminação é ajustada para o menor valor possível, onde os sinais correspondentes a ruídos são eliminados.

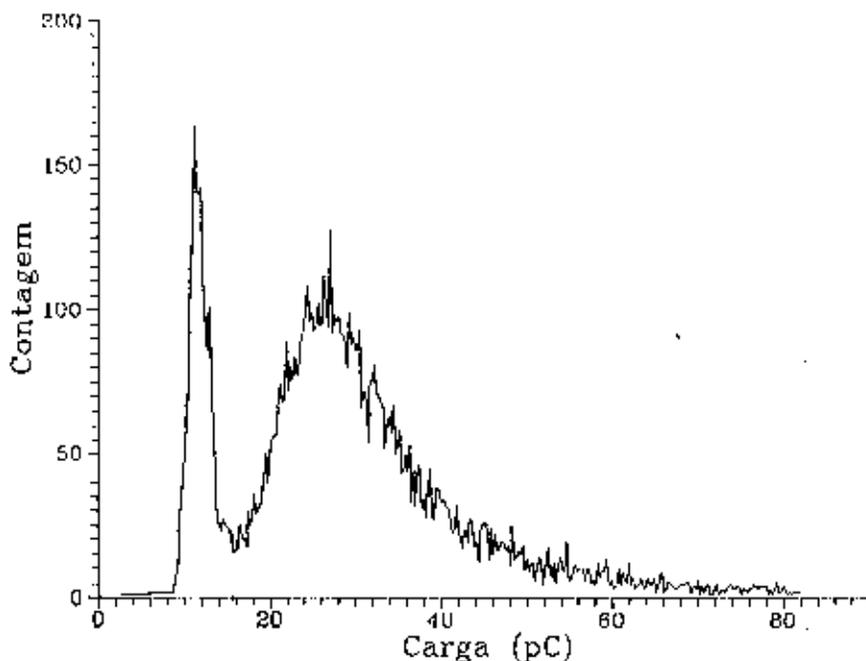


Figura 2.8 - Espectro de um detector "pirâmide" do EASCAMP.

A eletrônica usada é do padrão NIM-CAMAC e está esquematizada na figura 2.9 (exceto a parte dos detectores de tracejamento, que será apresentado posteriormente). O sinal das pirâmides são ramificados em dois por um módulo Fan-in/Fan-out linear, de onde um segue para o discriminador e outro para a entrada de amostragem

do ADC (Lecroy 2259A). Após a discriminação o sinal de cada detector (com largura de 85ns) é dividido em dois, um segue para a Majority-Logic e outro para linhas de atraso. Depois de atrasado o sinal segue para o módulo TDC (LeCroy 2228A) que, disparado pelo sinal da ML, registra o tempo de chegada no detector. A mesma saída da ML dispara também a conversão do ADC que registra a carga do sinal de cada detector. Os dados são colhidos por uma interface inteligente (desenvolvida no DRC) que os guarda em sua memória até que o microcomputador padrão IBM-AT conectado a ela, peça a interrupção para transferência dos dados. Estes são transferidos através de portas de comunicação RS-232 para o microcomputador, onde são armazenados em um disco rígido.

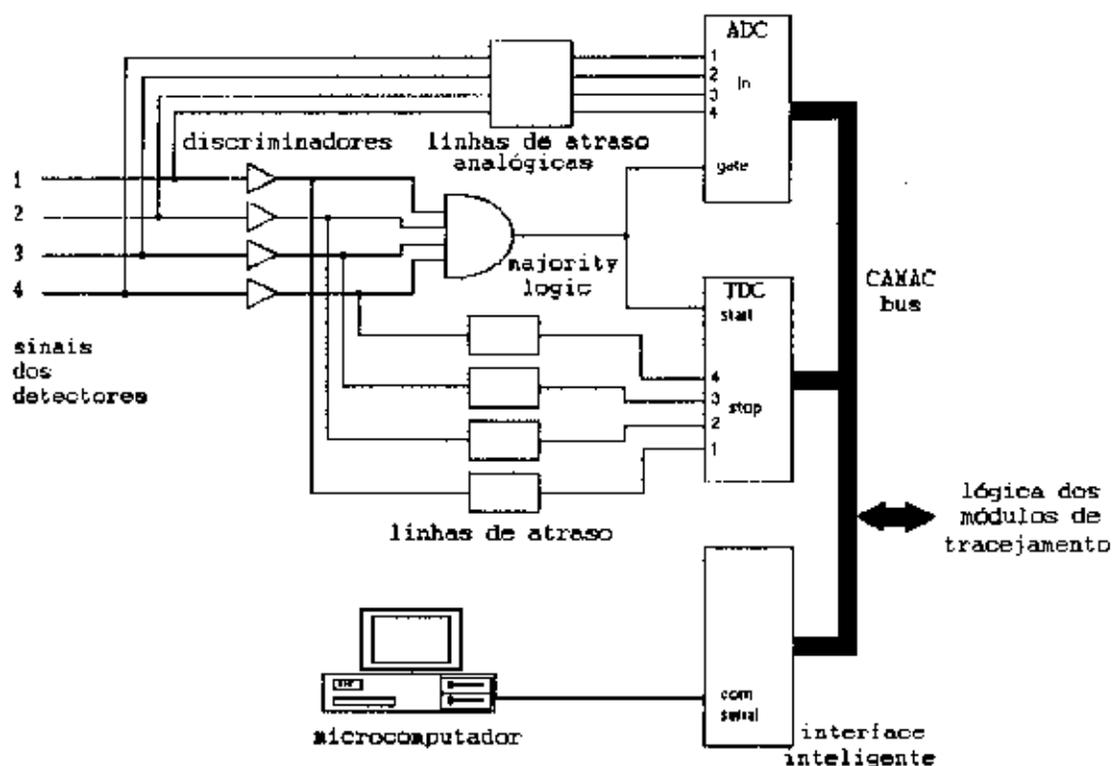


Figura 2.9 - Esquema da eletrônica associada ao EASCAMP, sem a parte dos módulos de tracejamento.

Pelo registro do instante de disparo de cada detector é reconstruída a direção do EAS (método do tempo de voo) e determinadas as direções azimutal e zenital. A medida de carga de cada detector dado pelo ADC fornece a informação de densidade de partículas. No arquivo de dados, além dos dados de tempo e carga, são registrados também o instante em que ocorreu o evento com informação de horas, minutos, segundos, e milésimos de segundos.

Atualmente os dados estão sendo analisados numa estação de trabalho Sparcstation-SUN.

#### Referências:

- [1] Chudakov, A. E.; et al. - 1965 Transl. Consultants Bureau, P. N. Lebedev Phys. Inst. 26, 99.
- [2] Cresti, M. et al. - 1991 Nucl. Instr. and Meth A306, 563.
- [3] Askarian, G. A. - 1961 J. exp. Theor. Phys. USSR., 41, 616.
- [4] Bassi, P. et al - 1953 Phys. Rev., 92, 441.
- [5] Matsubara, Y. et al - 1990 Proc. ICRR Inter. Symp. 366.
- [6] Allan, H. R. et al - 1971 Proc. 12th Int. Conf on Cosmic Rays 3, 995.
- [7] MACRO Colaboration - 1990 Proc. Inter. Cosmic Ray Conf. 9, 356.
- [8] C. Alberini et al - 1986 Nuovo Cimento C9 237.

CAPÍTULO

III

### 3) MÓDULO DE TRACEJAMENTO

Na procura de fontes pontuais de radiação cósmica a resolução angular de observação é um fator de extrema importância. O método tradicional de tempo de voo é inerentemente limitado a cerca de  $0.5^\circ$  de resolução. Esta limitação se deve à espessura finita da frente do chuveiro, e só é alcançada usando uma grande densidade de detectores cobrindo uma grande área. Segundo Linsley [1], a direção de chegada das partículas primárias pode ser encontrada de medições diretas da direção das partículas secundárias.

Com o objetivo de melhorar a resolução angular do experimento EASCAMP na medição da direção de chegada dos chuveiros atmosféricos, foi estudado o desenvolvimento de módulos de tracejamento de partículas dos EAS [2], para o funcionamento conjunto com os cintiladores plásticos. Neste capítulo descreveremos a estrutura e desenvolvimento do segundo módulo de tracejamento do EASCAMP. Também falaremos sobre o sistema de aquisição de dados e a reconstrução de traços. Antes faremos uma descrição dos tubos streamer, que são a base do nosso sistema de tracejamento.

#### 3.1) TUBOS STREAMER

Desenvolvido por E. Iarocci [3] no início dos anos 80 os tubos streamer (ou tubos de Iarocci) são, atualmente, um dos dispositivos detectores mais utilizados na física de altas energias. Os tubos utilizados no nosso experimento foram fabricados em Frascati, Itália e montados no Brasil, no DRCC - UNICAMP (detalhes da montagem e testes estão no apêndice B).

Cada unidade é constituída de uma estrutura de PVC prensado definindo um conjunto de oito subcâmaras em forma de "U" com secção transversal (célula) quadrada de  $9 \times 9 \text{mm}^2$ . A parte interna da peça é revestida com uma pintura de grafite que forma o cátodo resistivo (com resistividade de superfície entre 50 - 500K $\Omega$ ). Cada subcâmara é equipada com um fio ânodo de Cu-Be revestido de prata. O

diâmetro do fio usado, para operação no "modo streamer limitado" é de  $100\mu\text{m}$ . No apêndice A.1 fazemos a descrição da descarga no modo streamer limitado.

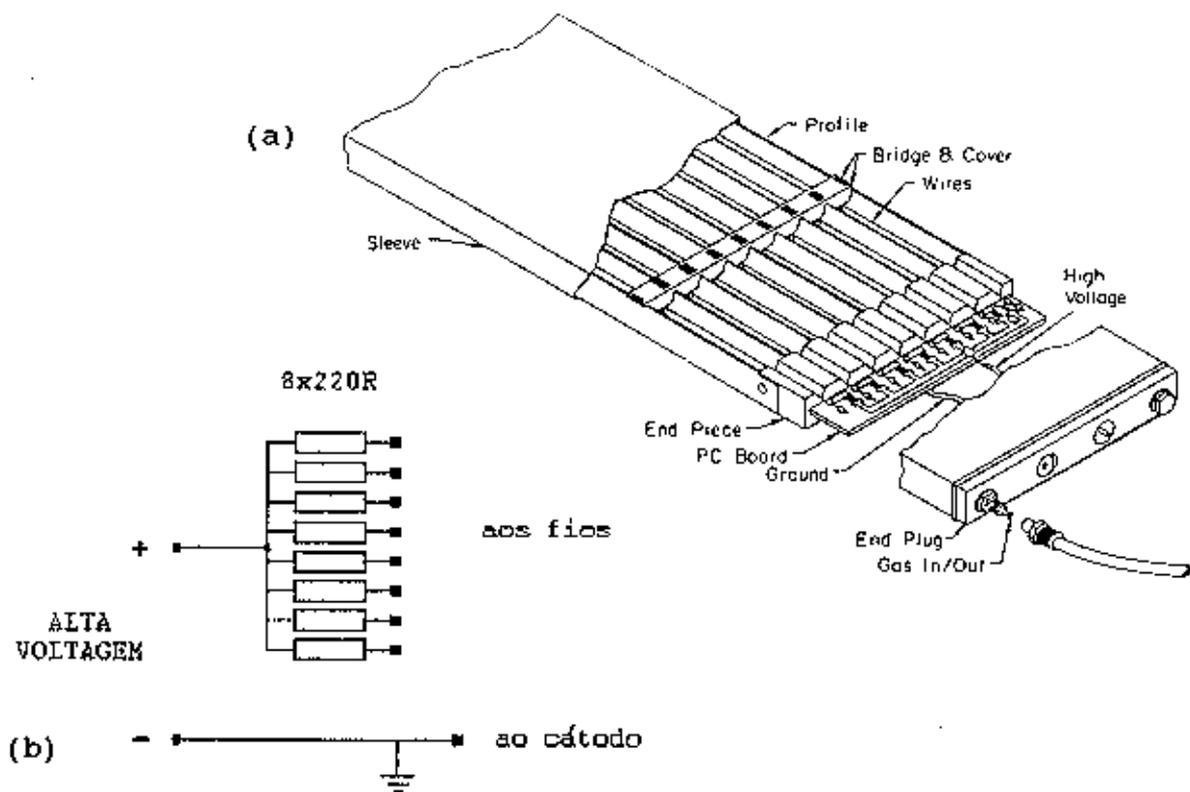


Figura 3.1 - a) Vista geral da estrutura de um tubo streamer. b) Diagrama da conexão interna dos fios.

O fio é apoiado, mecanicamente, por suportes plásticos distribuídos em intervalos de 50cm. Numa das extremidades da câmara há uma placa de circuito impresso, onde cada fio é ligado a um resistor  $220\Omega$ , e através deste são ligados a uma entrada de alta voltagem (figura 3.1b). Este conjunto é, então, coberto por um envelope plástico que é selado em cada uma de suas extremidades por uma tampa. Nessas peças encontram-se as entradas e saídas para o fluxo de gás, assim como os conectores de alta voltagem. Os tubos utilizados possuem 1m de comprimento.

O gás utilizado nestes tubos, geralmente, é uma mistura de um gás nobre (neônio, argônio) e outro de hidrocarbonetos (etano, isobutano, n-pentano). A mistura de argônio (30%) e isobutano (70%) é considerada padrão por ser a mais utilizada e possuir uma performance de operação altamente satisfatória. No entanto, esta

mistura traz algumas inconveniências. Uma delas diz respeito à segurança, devido ao alto teor de hidrocarbonetos a mistura é inflamável. Este fator é de extrema importância quando se lida com um grande volume de gás em ambientes fechados. Outro problema da mistura é o seu alto custo. A necessidade da constante renovação do gás faz com que o uso contínuo por longo período de tempo, comum nos experimentos de raios cósmicos, torne-se altamente oneroso. Em vista disto, foi feito um estudo para a substituição desta mistura, procurando-se um compromisso entre custo e desempenho. A caracterização da mistura alternativa encontrada está no apêndice C.

Uma das principais características dos tubos streamer está no processo de leitura dos sinais. A grande avalanche de cargas produzidas no modo streamer, permite a detecção através da indução de sinais elétricos em fitas metálicas (que chamaremos de *strips*) colocadas adjacientemente ao tubo. A característica de descarga localizada torna possível definir a região por onde a partícula passou através de um conjunto de fitas leitoras em coordenadas X e Y (figura 3.2). É usado o termo "leitura digital" devido ao procedimento de discriminação do sinal analógico de cada fita leitora em um valor binário (1 ou 0) para a presença ou não de partículas.

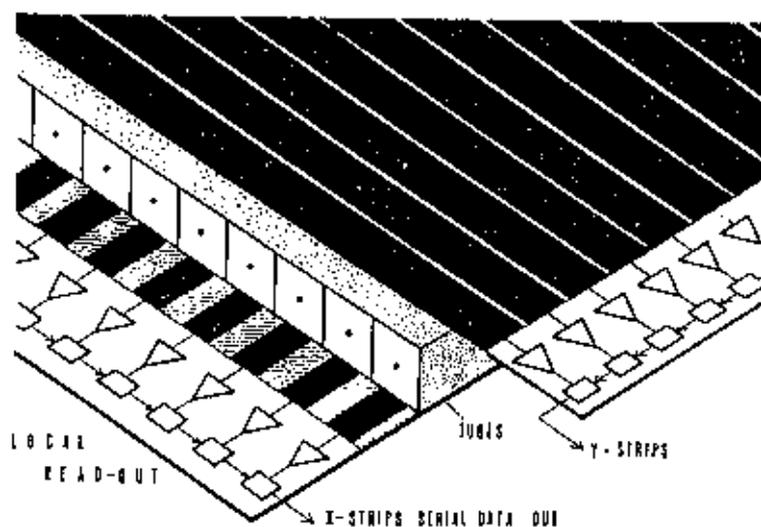


Figura 3.2 - Fitas metálicas adjacentes aos tubos formando coordenadas X e Y para a leitura digital.

### 3.2) ESTRUTURA DO MÓDULO DE TRACEJAMENTO

O sistema constitui-se basicamente de uma estrutura metálica formando três planos horizontais sobrepostos com distância de 1 metro um do outro (figura 3.3). As bases dos planos são feitas de madeira. Sobre cada plano é montado um conjunto de 12 tubos streamer de célula de  $1 \times 1 \text{cm}^2$  com um comprimento de 1m. A alimentação com gás é feita por conexão serial de todos os tubos do módulo, sendo que a entrada é no último tubo do plano inferior, e a saída no primeiro tubo do plano superior.

A leitura digital é feita, para a coordenada X, por strips de 4mm de largura centradas na direção do fio e espaçadas por 6mm. As strips Y foram fabricadas no laboratório do DRCC. Elas são feitas de uma base de PVC cristal flexível com 1mm de espessura onde são fixadas fitas de alumínio de 40 $\mu\text{m}$  de espessura. Uma das faces da chapa de PVC é completamente coberta com a fita de alumínio formando uma blindagem contra ruídos eletromagnéticos do ambiente. Na outra face são coladas fitas de alumínio com 10mm de largura com espaçamento de 2mm entre elas.

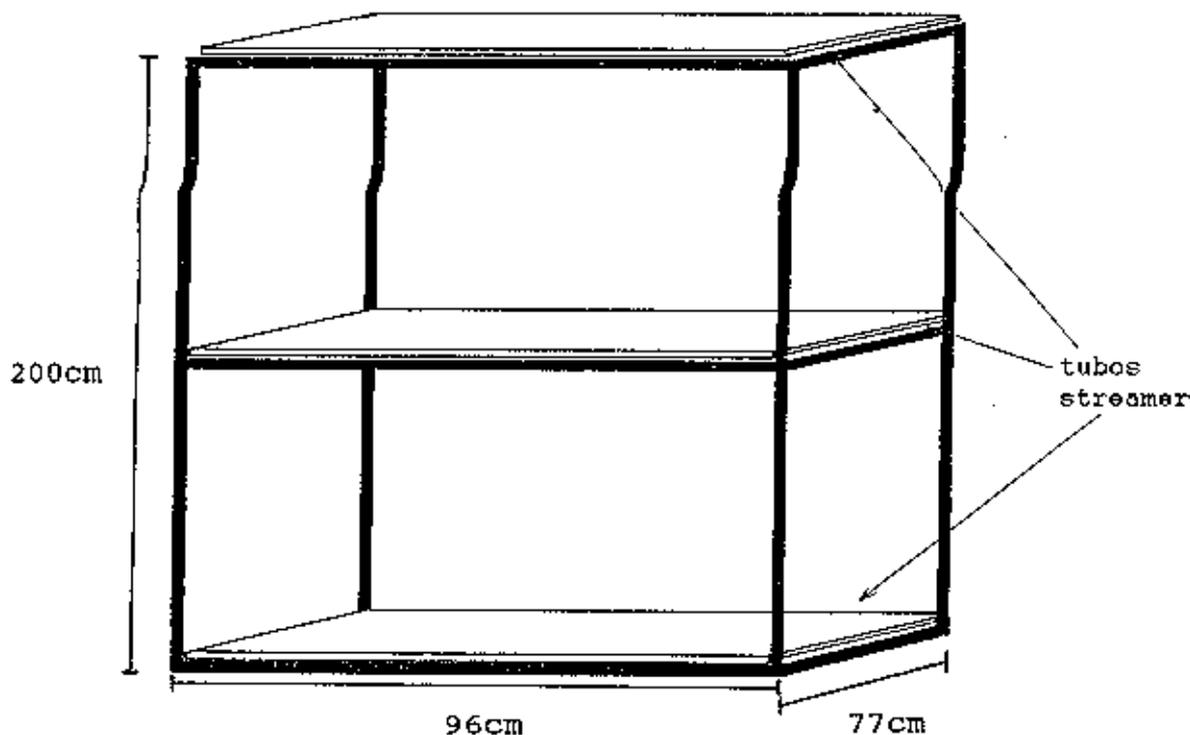


Figura 3.3 - Estrutura do módulo de tracejamento.

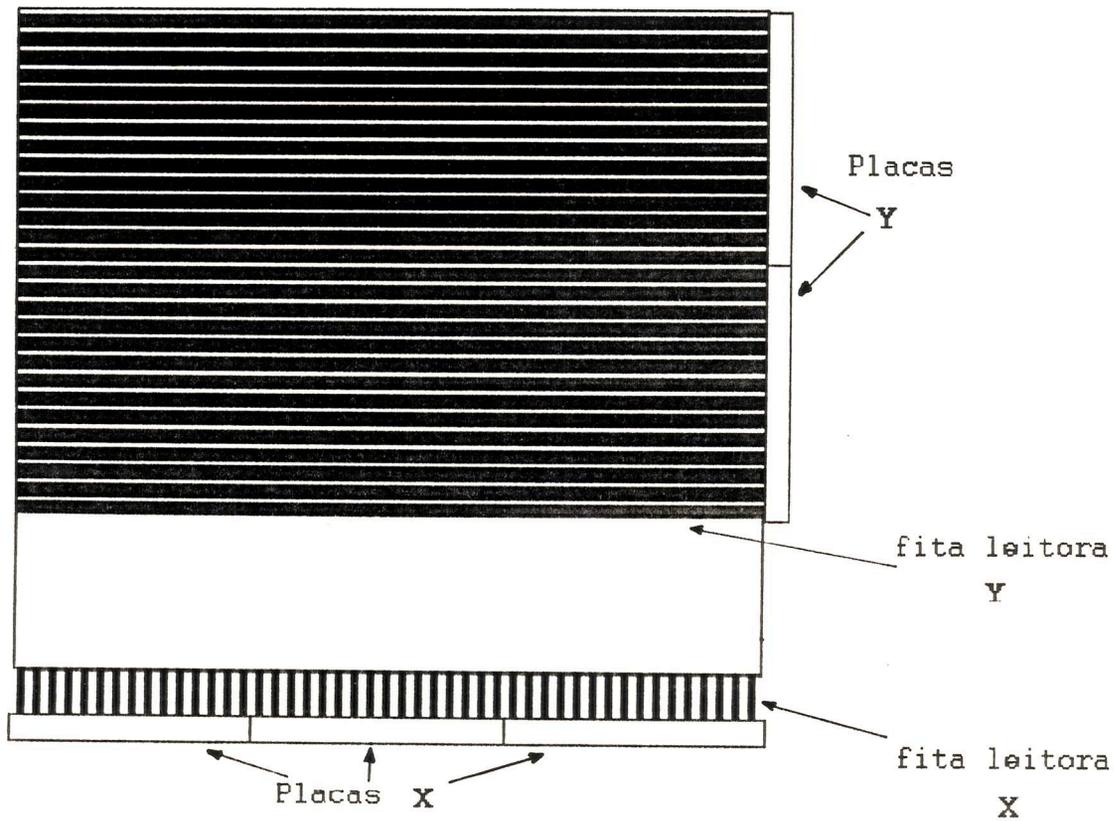


Figura 3.4 - Vista superficial do lado inferior de um dos planos do módulo, incluindo as placas eletrônicas de leitura X e Y..

As fitas X e Y são dispostas ortogonalmente, sendo a X colocada na parte superior do tubo (o lado onde o cátodo é aberto). O total de 96 strips X e 64 Y perfazem uma área sensível de  $98 \times 77 \text{cm}^2$  por plano (figura 3.4). Na colocação das strips nos tubos algumas regiões são cobertas pelas fitas X e não pelas Y. Nestes locais é colocado uma blindagem de forma que as descargas no tubo não induzam sinais nas strips. As strips são acopladas a cartões de leitura (LeCroy 4200), contendo uma parte discriminadora do sinal e outra encarregada da sua transmissão, como mostraremos na próxima secção.

A discriminação do sinal através destes cartões é ajustável pela sua amplitude. Ela deve ser ajustada a um valor alto suficiente para evitar os sinais de ruído e de descargas distantes, o que prejudicaria a resolução espacial. Em contrapartida, um valor muito alto de discriminação reduz sensivelmente a eficiência de detecção (ver apêndice C), como mostra a figura 3.5. O equilíbrio destes dois parâmetros é conseguido com a calibração a um valor da eficiência em torno de 90%.

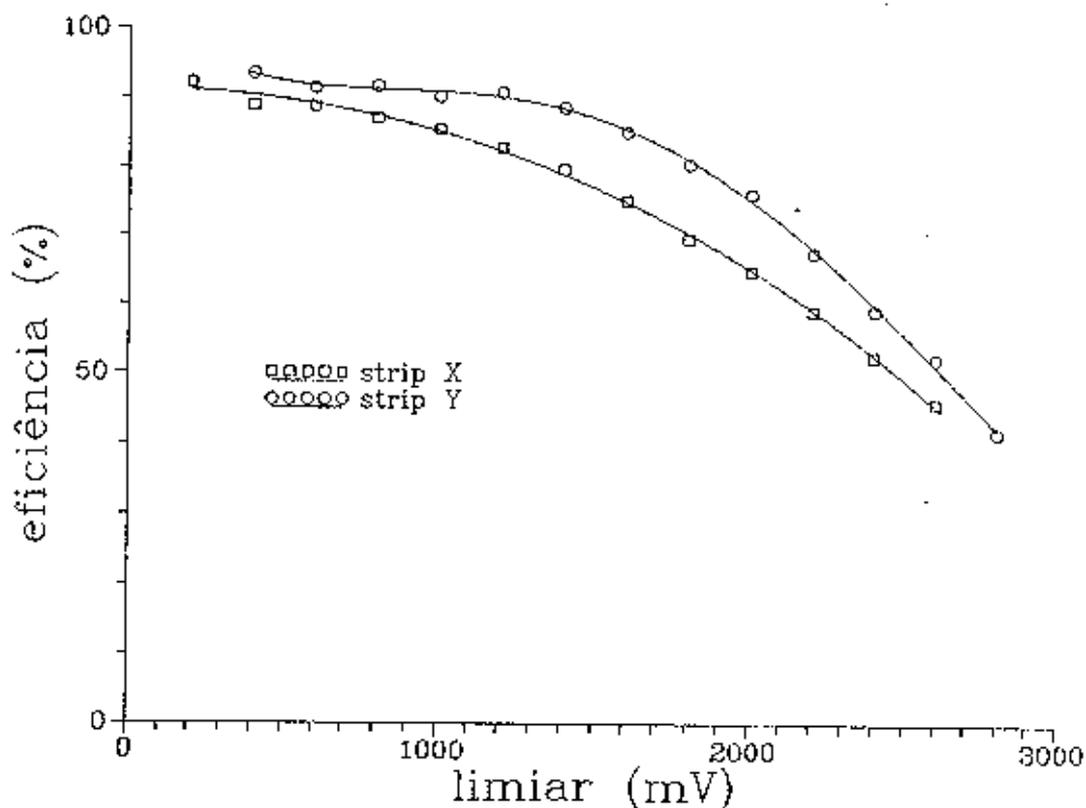


Figura 3.5 - Eficiência de detecção em função do limiar de discriminação de cartões LeCroy 4200.

Os valores ideais de trabalho encontrados foram 450mV para as strips X (eficiência de 89%) e 1100mV para as strips Y (eficiência de 91%). Esta diferença de eficiência entre as duas coordenadas se deve principalmente à diferença nas características elétricas entre as strips X e as Y. Se as duas coordenadas fossem constituídas do mesmo material, esperaria-se que a X tivesse maior eficiência uma vez que ela é colocada no lado aberto do cátodo. No apêndice C, junto com o teste dos gases, temos o gráfico de resolução (em números de strips) com a discriminação ajustada nos valores acima.

A geometria do módulo detector possibilita o registro de partículas que cruzam os três planos do detector em trajetórias retilíneas com um ângulo zenital máximo de  $\theta=31,7^\circ$ . Tracejando as partículas que atravessam apenas dois planos a abertura máxima aumenta para  $\theta=51^\circ$ . A resolução angular do sistema depende de  $\theta$  devido à largura das strips como mostra a figura 3.6.

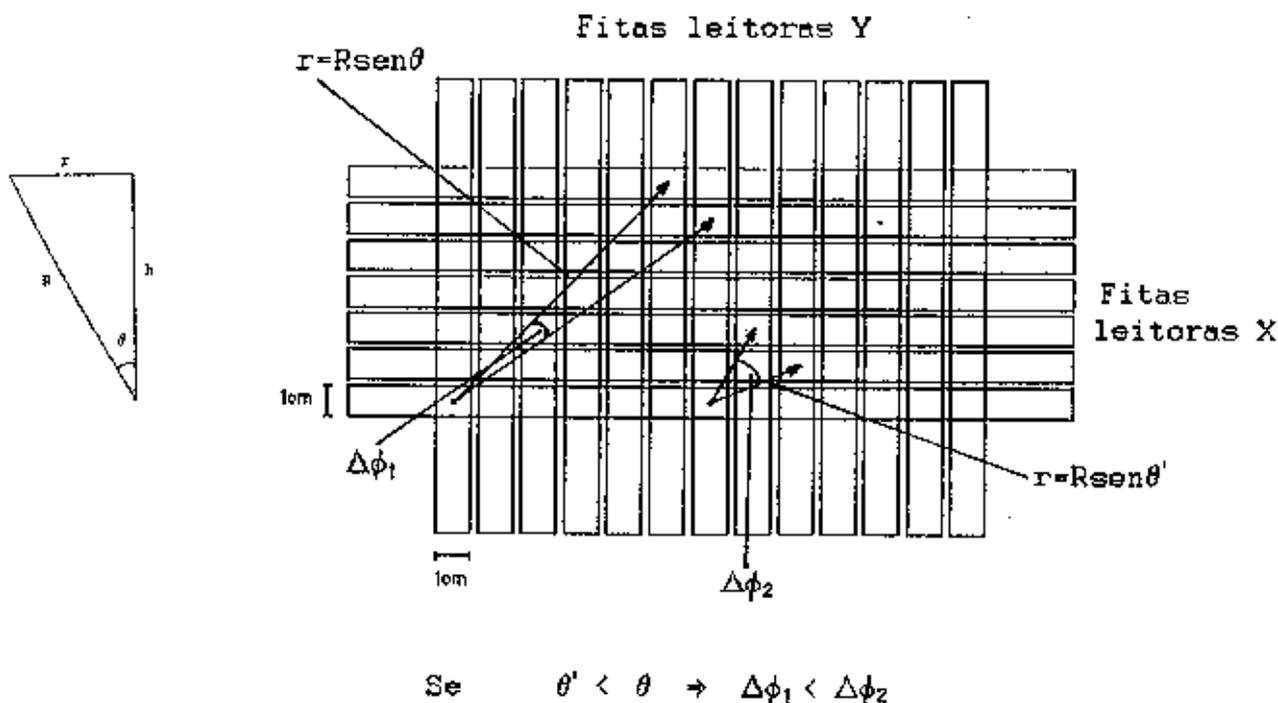


Figura 3.6 - Incerteza na localização da partícula numa área de  $1\text{cm}^2$  causa a dependência da resolução azimutal em função de  $\theta$ .

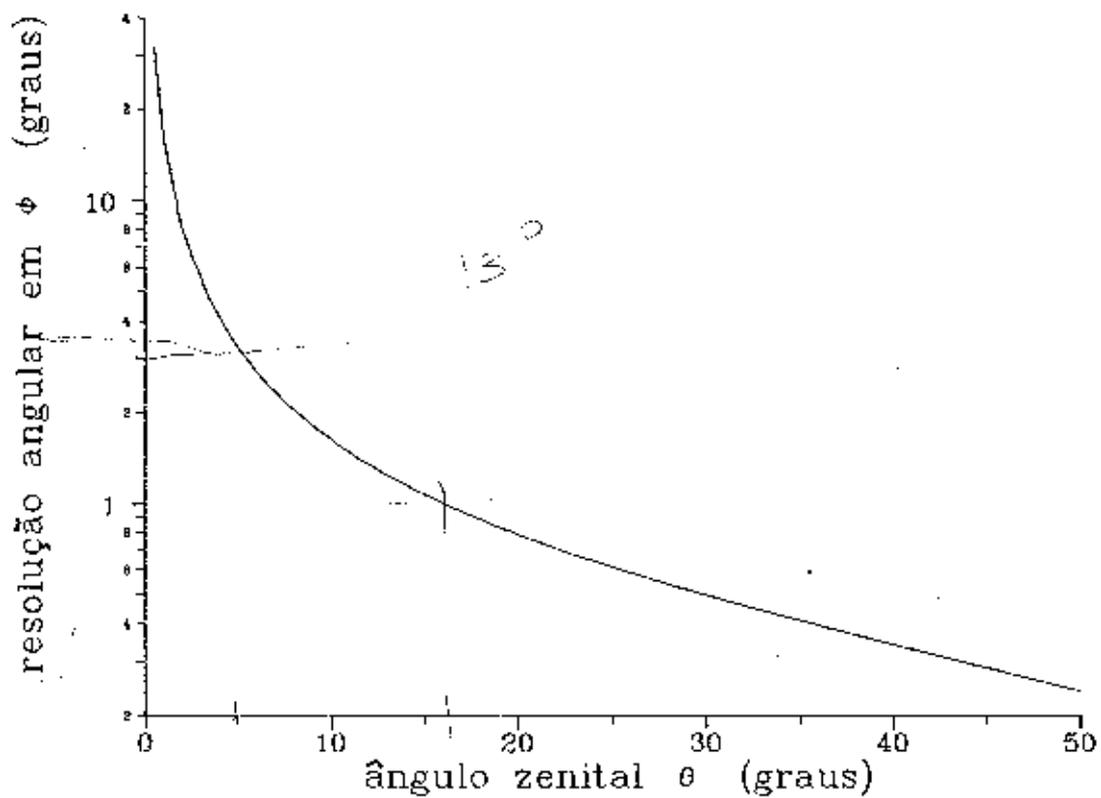


Figura 3.7 - Resolução angular dos traços em função do ângulo zenital  $\theta$ .

### 3.3) LÓGICA DA AQUISIÇÃO DE DADOS

A lógica da eletrônica de aquisição de dados do módulo streamer (figura 3.8) têm início no próprio módulo, através dos cartões de leitura que são acoplados às strips. Nestes cartões encontram-se os dispositivos discriminadores do sinal analógico das strips e os *shift-registers* que são encarregados da transmissão dos dados. Cada cartão faz a leitura de 32 strips, sendo o total de 15 cartões no módulo detector. Os dados são descarregados em uma unidade padrão CAMAC denominado STAS (streamer tubes acquisition system CAEN Mod.187).

#### FITAS LEITORAS

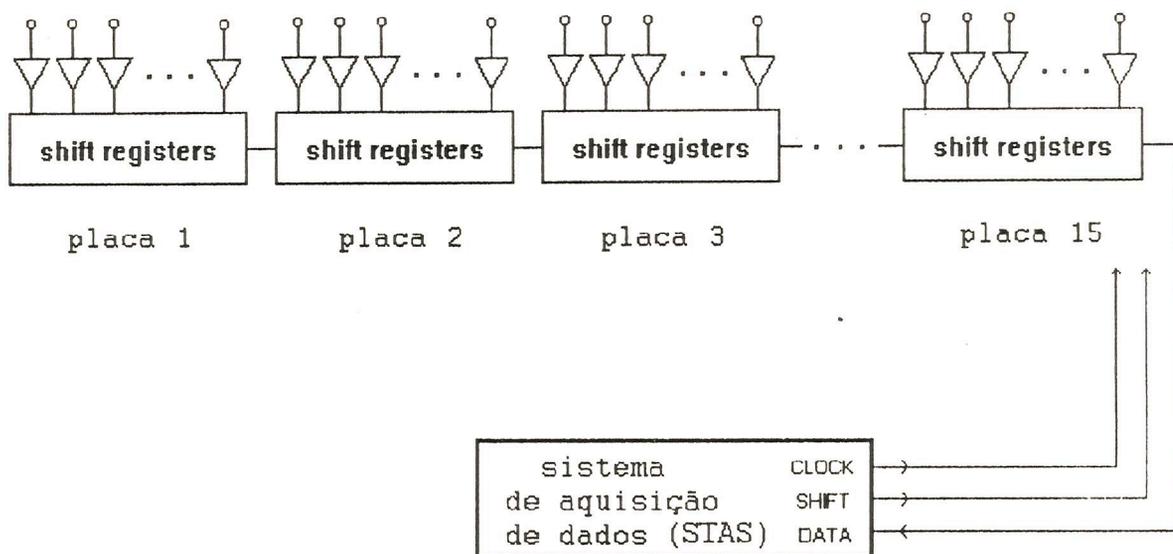


Figura 3.8 - Diagrama em blocos da eletrônica de aquisição dos dados do módulo de tracejamento.

A aquisição têm início a partir de uma condição de *trigger* que é dirigida à STAS. Esta responde com dois sinais básicos de controle, o primeiro é o travamento dos registros dos

shift-registers (latches internos) de forma a guardar a presença "1" ou não "0" de sinais nas strips. O segundo é um trem de pulsos com a frequência com o qual as informações dos registros são transmitidos para a STAS. Uma vez que todos os shift-registers do módulo se encontram ligados serialmente, o trem de pulso comanda a transmissão dos dados de todos os discriminadores do módulo.

Nesta lógica, o tempo de resposta do sistema de trigger para o travamento dos registradores depende da quantidade de dispositivos utilizados e do comprimento dos cabos. Para assegurar a presença do evento nos registradores mesmo operando com trigger complexo e "demorado", os discriminadores dos cartões são ajustados para abrir pulsos de  $7\mu s$  para cada sinal de partícula no detector. Este é o tempo de persistência do sinal no cartão.

Completado o ciclo de transferência, num total de 480 bits (288 X e 192 Y), a STAS codifica o conjunto de sinais do evento. Os 480 bits formam uma palavra que definem o evento no módulo detector, sendo que nessa palavra os bits "1" correspondem a regiões onde há partículas e "0" onde não há. A codificação é feita, basicamente, através da localização dos valores "1" na palavra de 480 bits (figura 3.9).

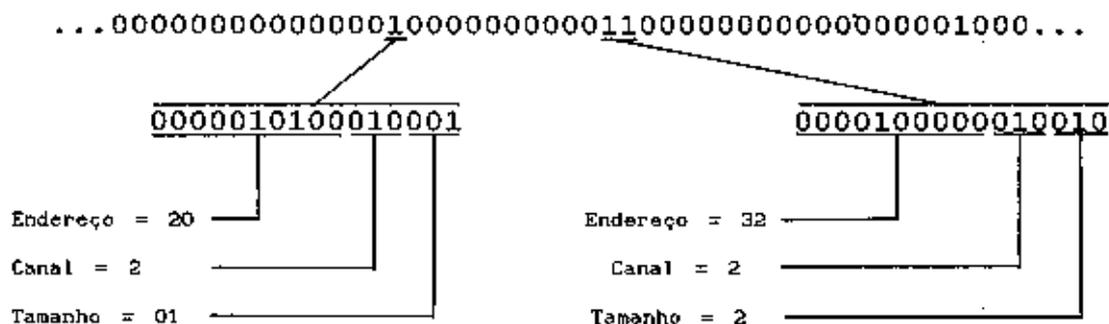


Figura 3.9 - Codificação da "palavra de evento" em dados de 16 bits.

Cada bit ou conjunto de bits "1" adjacentes (que chamaremos de clusters) são identificados por uma palavra de 16 bits que contém as informações de endereço, canal (o MOD.187 possui 8

canais de 1024 bits cada) e tamanho (número de valores "1" adjacentes). Para o armazenamento destes dados, a interface inteligente do módulo CAMAC formata os dados colocando-os em valor decimal e adicionando outras informações. No apêndice D é detalhado o formato de armazenamento dos dados.

### 3.4) RECONSTRUÇÃO DE TRAÇOS

Os dados dos eventos registrados pelo módulo streamer, devem ser decodificados e interpretados para a reconstrução das trajetórias das partículas. A forma como tais partículas podem atravessar o detector deve ser conhecida, e servir como referência na identificação dos seus traços.

A reconstrução de eventos num módulo de tracejamento de partículas é feita essencialmente pela localização dos diferentes pontos da sua trajetória. No caso de termos apenas uma partícula atravessando o detector a reconstrução é direta e simples. A reconstrução de eventos de múltiplas partículas, no entanto, requer o conhecimento da sua natureza e das condições do meio onde se encontram (campos elétrico, magnético, livre caminho médio). Tais fatores devem ser incluídos como critérios de seleção na reconstrução de traços. Tendo os melhores candidatos às trajetórias das partículas, a escolha daquelas que correspondem à realidade é feita em função da natureza do evento.

No nosso caso, o meio encontra-se livre de campos elétricos e magnéticos, as partículas de interesse possuem energias relativamente altas e pouca interação com a matéria (múons). Logo as trajetórias esperadas devem ser retas. Os eventos de múltiplas partículas são reconhecidos como parte da composição de um mesmo EAS, cujas partículas chegam aproximadamente paralelas a um mesmo eixo. Assim, para esses eventos, um dos critérios de seleção deve ser o paralelismo dos traços.

Os dados são obtidos originalmente através das coordenadas X e Y (figura.3.10), desta forma a reconstrução dos traços podem ser feitas independentemente em dois planos, ZX e ZY. Onde Z é a coordenada vertical do módulo.

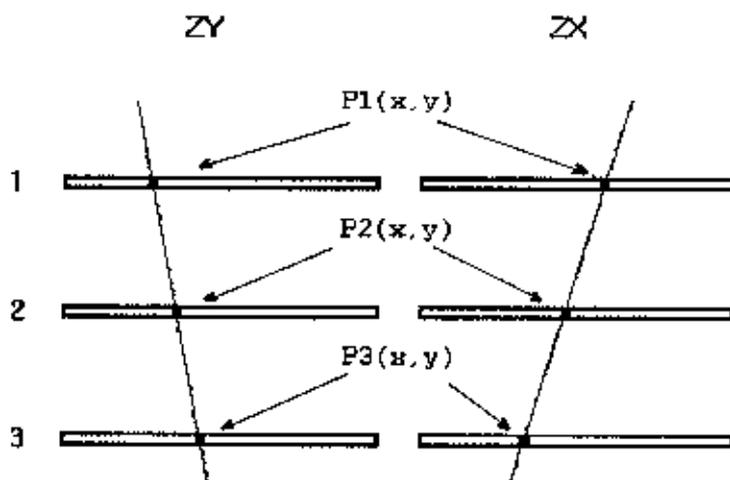


Figura 3.10 - Representação em dois planos (YZ e XZ) de um evento com uma partícula atravessando o detector.

Após a montagem dos traços em cada um dos planos, é feita a correlação dos mesmos e obtida a direção da partícula. A reconstrução deve levar em conta, também, a existência das chamadas "zona-morta" dos tubos streamer responsáveis pela eficiência  $< 1$ . Por esta razão, o algoritmo de reconstrução não deve descartar os eventos que não possuem pontos em todos os planos do detector.

Para o caso de múltiplas partículas devemos considerar ainda outras possibilidades. Evidentemente a forma como os eventos vão se apresentar no detector depende da configuração do trigger de aquisição de dados (discutiremos as formas de trigger no capítulo seguinte). Mas, em geral, os eventos que interessam são aqueles em que o detector se encontra numa região próxima do centro do EAS. Ou seja, a região onde há uma grande densidade de partículas. Nesse caso, devido às dimensões reduzidas do detector, devemos considerar também aquelas partículas que atravessam o detector a partir da região abaixo do primeiro plano. Devido à pequena abertura do detector, é impossível traçar através dos três planos as partículas com ângulo zenital maior que  $31.7^\circ$ , como vimos.

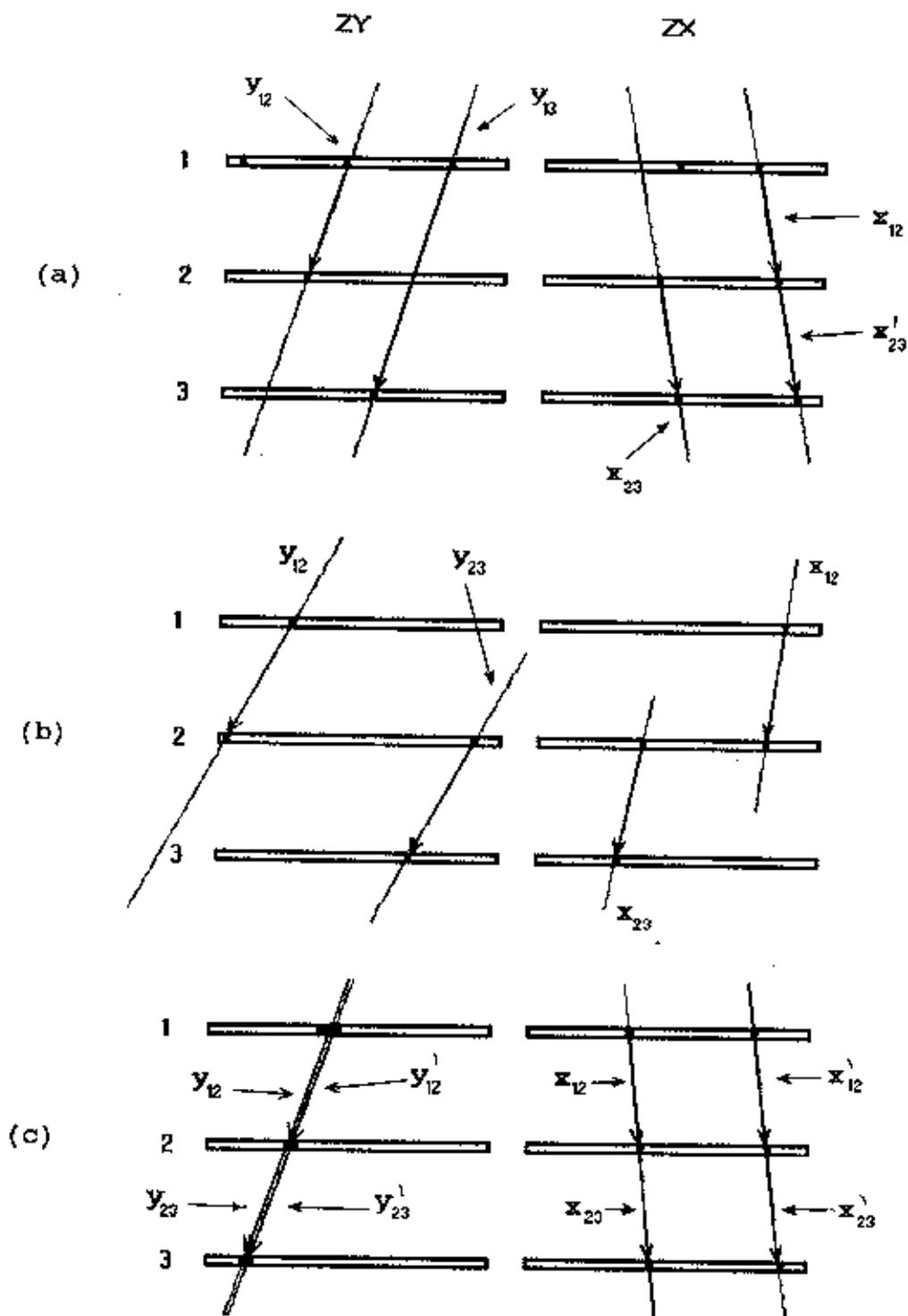


Figura 3.11 - Formas como os eventos de multitraços podem se apresentar no módulo detector.

Contando com estas possibilidades, fizemos um algoritmo de reconstrução que considera como candidatos a traços, inicialmente, todas as retas entre quaisquer dois pontos em planos diferentes. Estes candidatos são comparados uns aos outros para a verificação do paralelismo entre os traços. São selecionados, então, diferentes conjuntos de traços paralelos dos quais o que apresenta o maior número de traços é eleito como sendo a direção preferencial. As diferenças entre as direções dos múons de um EAS que atravessam um volume igual ao do nosso detector são praticamente nulos. Por esta razão, (levando-se em conta a resolução do detector) consideramos paralelos quaisquer duas retas com diferença menor que  $1^\circ$  entre elas. Com isto, considerando os traços que atravessam apenas dois planos do detector, aumentamos efetivamente a abertura do sistema para  $50^\circ$ . Uma situação típica em que isto ocorre está ilustrado na figura 3.11b. Na figura 3.11a mostramos a situação em que há falha do detector em alguns planos, mas a reconstrução é feita usando o critério do paralelismo. Na figura 3.11c temos o caso em que mais de um traço pode estar contido num cluster maior que 1.

A reconstrução é feita independentemente para o plano XZ e YZ e depois correlacionados para a obtenção da direção preferencial do conjunto de traços. Na figura 3.12 temos o fluxograma simplificado do programa RECVET desenvolvido em FORTRAN-SUN para a reconstrução dos eventos observados pelos dois módulos de tracejamento do EASCAMP.

As variáveis  $n_x$  e  $n_y$  contém o número de pontos em cada plano na coordenada  $x$  e  $y$  respectivamente.  $x_{max}$  e  $y_{max}$  são constantes que limitam a quantidade de pontos admitidas em cada coordenada. Desta forma, são descartados os eventos em que a grande quantidade de clusters degradaria a eficiência da reconstrução. Estes valores foram ajustados para metade do número de pontos possíveis em cada plano.

A figura 3.13 mostra a cópia da tela gráfica da reconstrução do evento de um múon (a) e outro de múltiplas partículas.

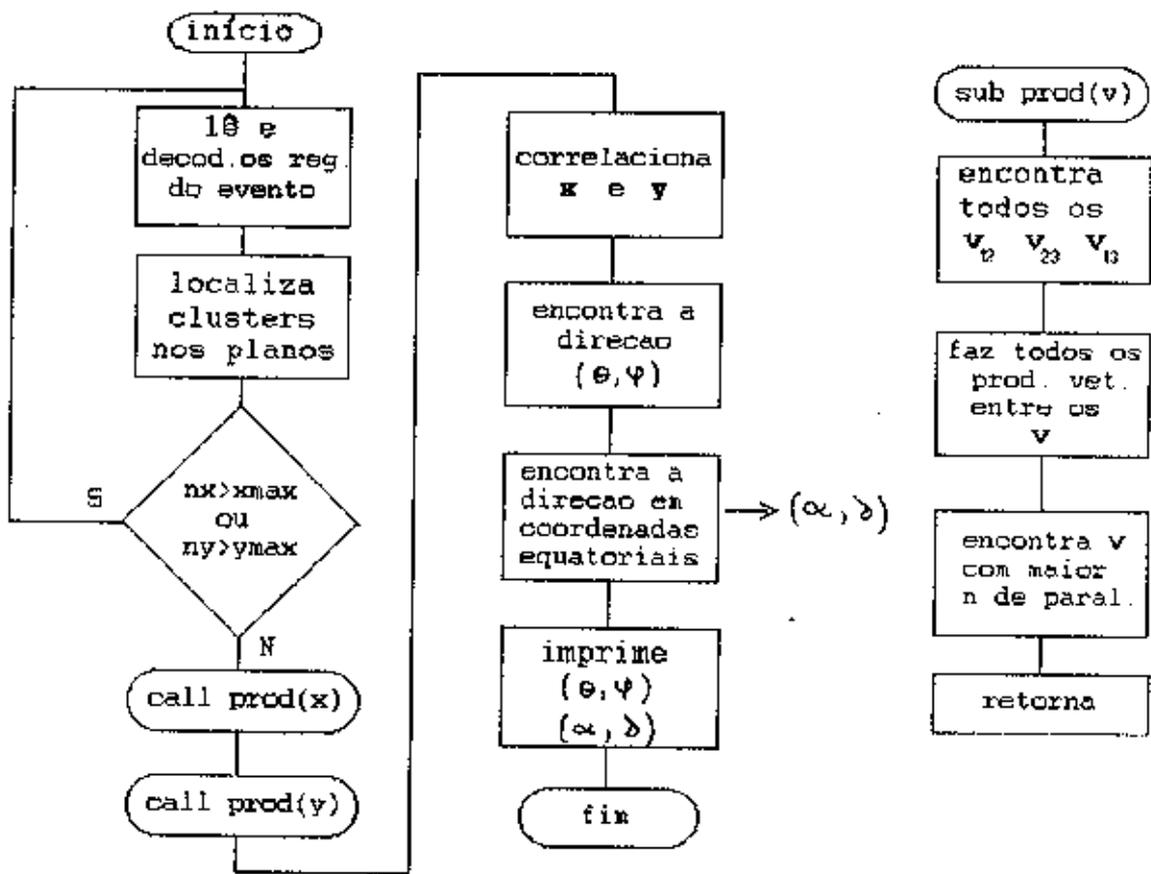
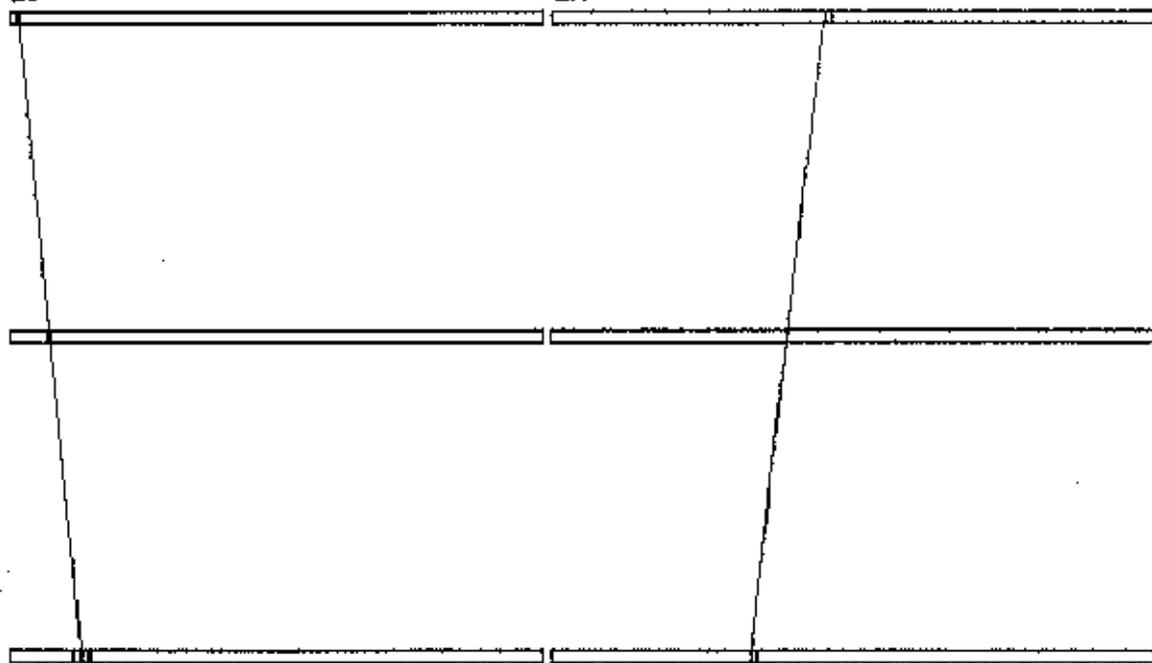


Figura 3.12 - Fluxograma do programa RECVET desenvolvido para a reconstrução de traços dos módulos de tracejamento do EASCAMP.

DATA: 07-12-90 hora 14:59:32:7488 TETA = 4.13 FI = 326.31  
MODULO A evento: 38  
ZY ZX

(a)



DATA: 11-12-91 hora 14:41:09:8568 TETA = 24.74 FI = 227.82  
MODULO A evento: 17  
ZY ZX

(b)

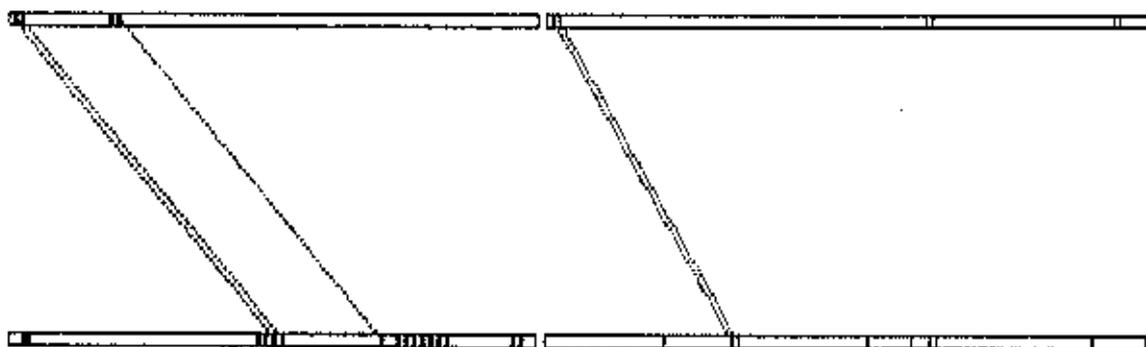


Figura 3.13 - Cópia da tela gráfica gerada pelo programa de reconstrução de traços. a) Típico evento de um múon atravessando o detector. b) Evento de múltiplas partículas.

Referências:

- [1] Linsley, J - 1987 Proc. 20th Inter. Cosmic Ray Conf. 2,442.
- [2] Fauth, A. C. - 1990 Tese de doutorado (UNICAMP - IFGW).
- [3] Iarocci, E. - 1983 Nuclear Instr. and Meth. 217, 30.

CAPÍTULO

IV

#### 4) AQUISIÇÃO DE DADOS E ANÁLISE DE RESULTADOS

Discutiremos agora o estudo dos chuveiros atmosféricos com o dispositivo montado. Várias formas de observação dos eventos podem ser ajustadas através do estabelecimento de um *trigger* adequado, ou seja, uma condição para que o sistema de detecção seja habilitado para a aquisição de dados. A forma como estes *triggers* devem ser ajustados depende do tipo de medida a ser efetuada. Basicamente, as variações de *triggers* possíveis são limitadas ao tipo e quantidade de detectores disponíveis. No nosso caso temos à disposição o conjunto de detectores do EASCAMP (descrito no capítulo II), que permite flexibilidade total na associação de lógicas com seus detectores.

Foram feitas aquisições de dados para análise preliminar do módulo de tracejamento em três formas de *triggers* distintas. A seguir faremos a descrição destes modos de operação e apresentaremos os resultados preliminares obtidos com a aquisição de dados.

##### 4.1) TRIGGER INTERNO

Uma condição simples de *trigger* para o módulo de tracejamento é aquela em que a aquisição de dados se dá quando uma partícula atravessa o detector, atingindo os três planos. Esta configuração de *trigger* é conseguida através de sinais "OR" de cada plano do módulo. Este sinal é ativo ("1") quando uma partícula atinge qualquer região do plano. Submetendo os sinais "OR" de cada plano a uma lógica "AND" temos a condição em que a saída ativa corresponde a sinais ativos, praticamente simultâneos, nas entradas. Esta situação ocorre quando uma partícula relativística atravessa o detector. Esse *trigger* é chamado de "auto-*trigger*" ou "*trigger* interno", porque a condição é gerada pelo próprio detector. Na figura 4.1 temos o diagrama da lógica do *trigger* interno para o módulo de tracejamento.

O estudo dos dados adquiridos em *trigger* interno são de

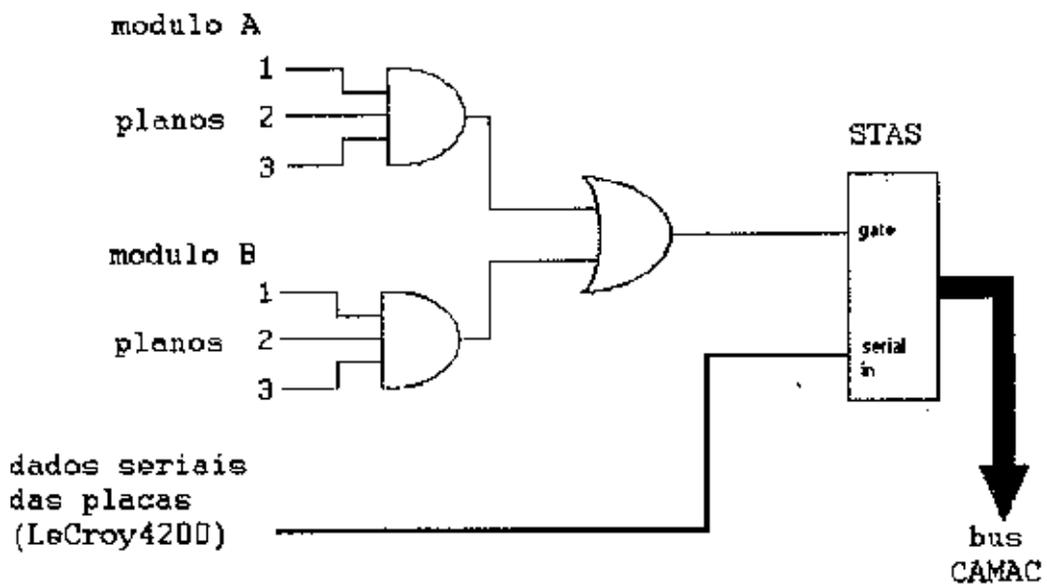


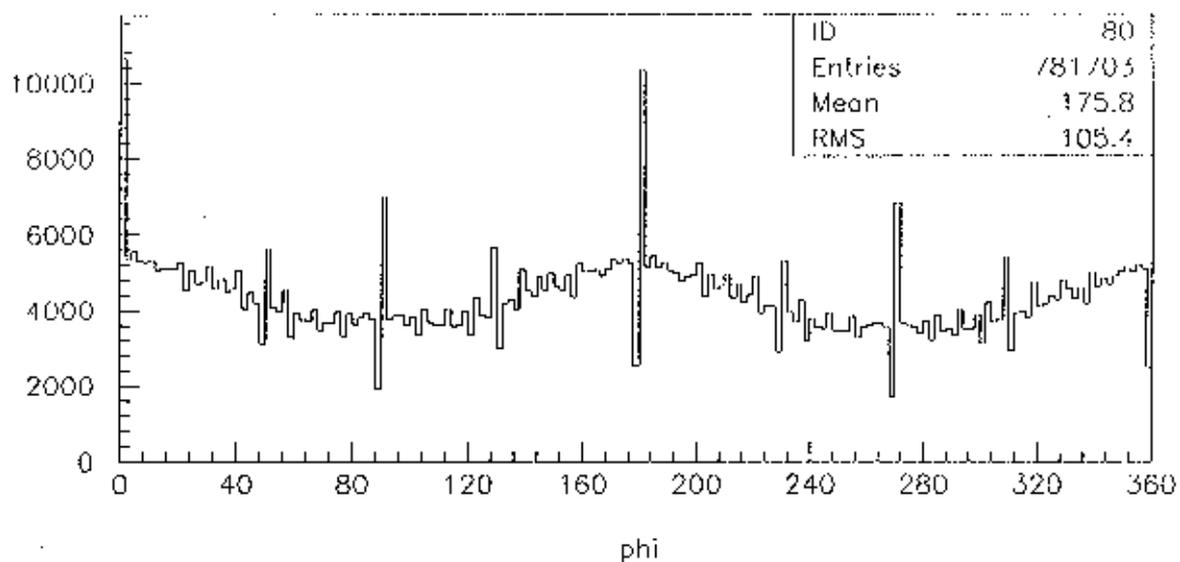
Figura 4.1 - Lógica de auto-trigger e eletrônica associada à aquisição de dados.

interesse naqueles eventos de uma única partícula, uma vez que o fluxo de múons e elétrons de chuveiros de baixa energia é muito maior que aqueles em que várias partículas atingem o detector simultaneamente. A energia mínima para que uma partícula da radiação primária induza um chuveiro em que um único múon atinja a superfície da terra é da ordem de  $10^9$  eV. Este é, portanto, o limiar de energia dos chuveiros atmosféricos detectados pelo módulo de tracejamento quando operado em auto-trigger.

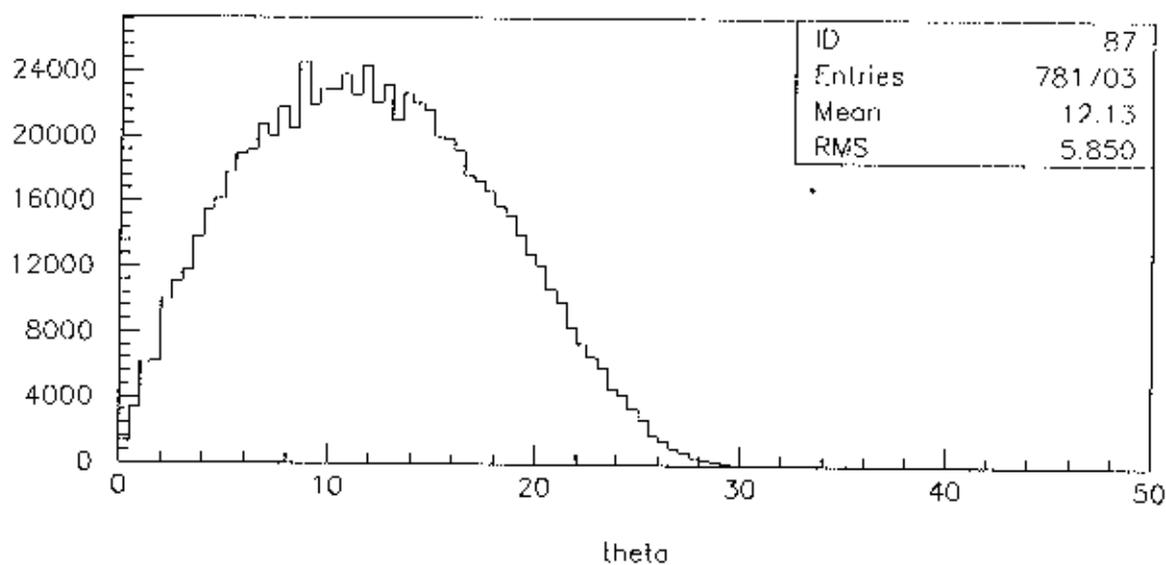
O fluxo de partículas estimado para o nível do mar é da ordem de  $400\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$ . A alta taxa de eventos que isto representa mostra a inviabilidade (devido à alta capacidade de armazenamento de dados requerida) de operação neste modo por um período prolongado, necessário na observação de anisotropias. No entanto, o alto fluxo de partículas permite, em poucos dias, verificar algumas características interessantes dos chuveiros atmosféricos como a distribuição angular das partículas, além de prover dados suficientes para a estatística de desempenho do detector.

No período de 1 a 10 de agosto de 1992 fizemos a aquisição de dados no modo auto-trigger com os dois módulos de tracejamento. Para limitar o alto fluxo de partículas, foram introduzidos cortes adicionais para conter o registro de todos os eventos, limitando a um fluxo de cerca de 5 eventos/s. Na figura 4.2 temos a distribuição angular nas duas componentes:  $\phi$  (horizontal) e  $\theta$  (vertical).

A modulação do fluxo em  $\phi$  (figura 4.2a) aparece por causa da geometria do módulo que não detecta o mesmo fluxo de todas as direções, devido às "pontas" do retângulo que forma os planos do detector. Isto pode ser verificado pela figura 4.3 onde temos gráficos de  $\phi$  com valores restritos de  $\theta$ . Para  $\theta < 10^\circ$  (a) o fluxo não é muito sensível às regiões mais externas dos planos, e a distribuição fica mais uniforme. O aparecimento de picos estreitos em ângulos como 0, 180, 90, 270 graus são inevitáveis devido à resolução angular que diminui com teta, como vimos no capítulo anterior. Para  $\theta > 20^\circ$  (d) são registrados aqueles eventos que são detectados preferivelmente pelas pontas do detector, fazendo que a distribuição torne-se ainda mais sensível a elas. Em contrapartida, os grandes picos verificados na condição anterior

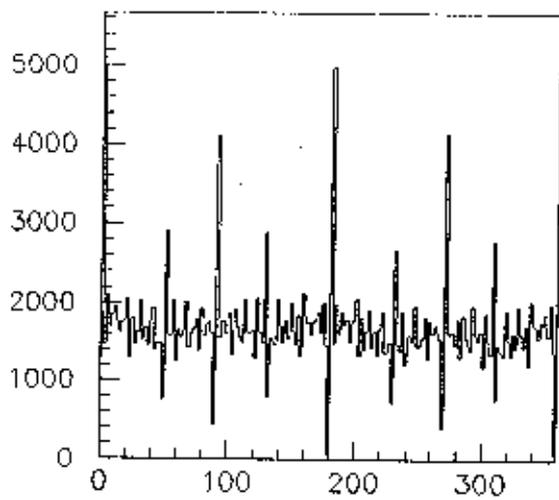


(a)



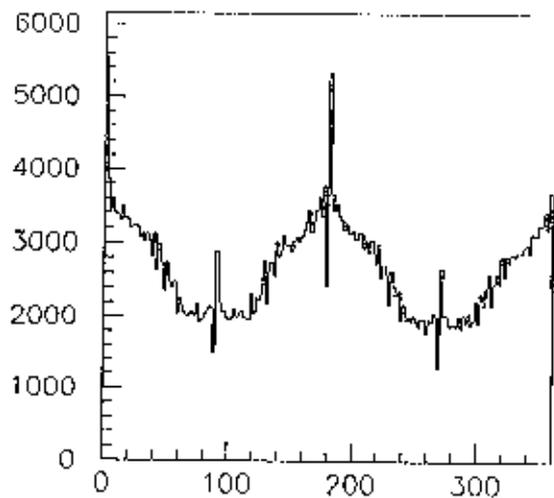
(b)

Figura 4.2 - Distribuição angular de eventos coletados em auto-trigger. a) Horizontal. b) Vertical.



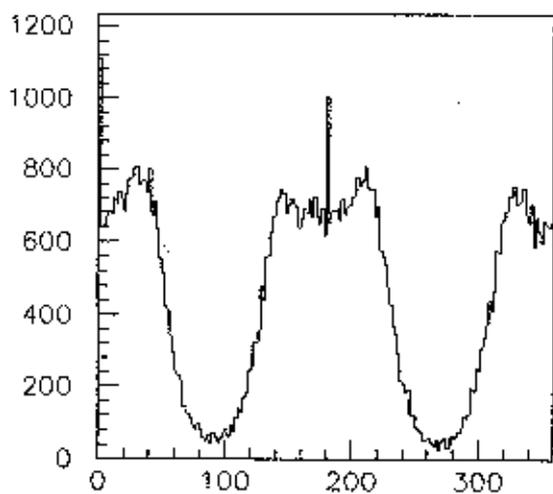
phi (theta.lt.10)

(a)



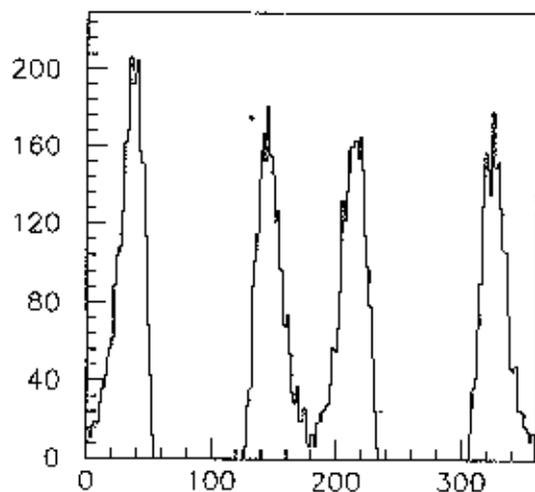
phi (theta.gt.10)

(b)



phi (theta.gt.20)

(c)



phi (theta.gt.25)

(d)

Figura 4.3 - Distribuição azimotal para valores restritos de  $\theta$ . O eixo das ordenadas representa a contagem de eventos.

não aparecem aqui. A forma da distribuição foi comprovada através de uma simulação analítica de um fluxo isotrópico sobre o detector, os detalhes estão no apêndice E. O gráfico da simulação está na figura 4.4.

Os traços dos múons podem ser usados na procura de anisotropias de larga escala, a grande quantidade de dados em auto-trigger provém uma boa precisão estatística. Os cerca de 780000 eventos de múons reconstruídos, foram convertidos em coordenadas equatoriais (ascensão reta  $\alpha$  e declinação  $\delta$ ). Enquanto a distribuição em declinação (figura 4.5) reflete a aceitação do detector, a distribuição em ascensão reta é esperada como sendo uniforme, na ausência de anisotropias. Observando a figura 4.6 vemos uma forte modulação na distribuição em ascensão reta. Isto aparece devido, principalmente, à variação de eficiência do detector causada pela alteração das condições ambientais no decorrer do dia, basicamente pressão e temperatura. Temperatura e pressão atmosférica influem no fluxo de partículas secundárias e devem ser levadas em conta na correção da distribuição. Na figura 4.7 temos a observação dos mesmos eventos num gráfico de declinação contra ascensão reta.

A verificação do funcionamento do módulo detector durante o período pode ser feita através da montagem do histograma de sinais das strips (figura 4.8). Para o plano central dos módulos verificamos uma curva com quantidade maior de pontos na região central, nas duas coordenadas. Este efeito é causado pela pequena dimensão do detector e pela condição de trigger. Sendo os eventos, na sua maioria, traços que atravessam o detector do primeiro plano ao terceiro com a distribuição em  $\theta$  da figura 4.2b, há uma maior probabilidade de que os pontos no segundo plano estejam no seu centro. Já num trigger independente (trigger externo) do próprio módulo os histogramas dos três planos são praticamente idênticos, como vemos na figura 4.9).

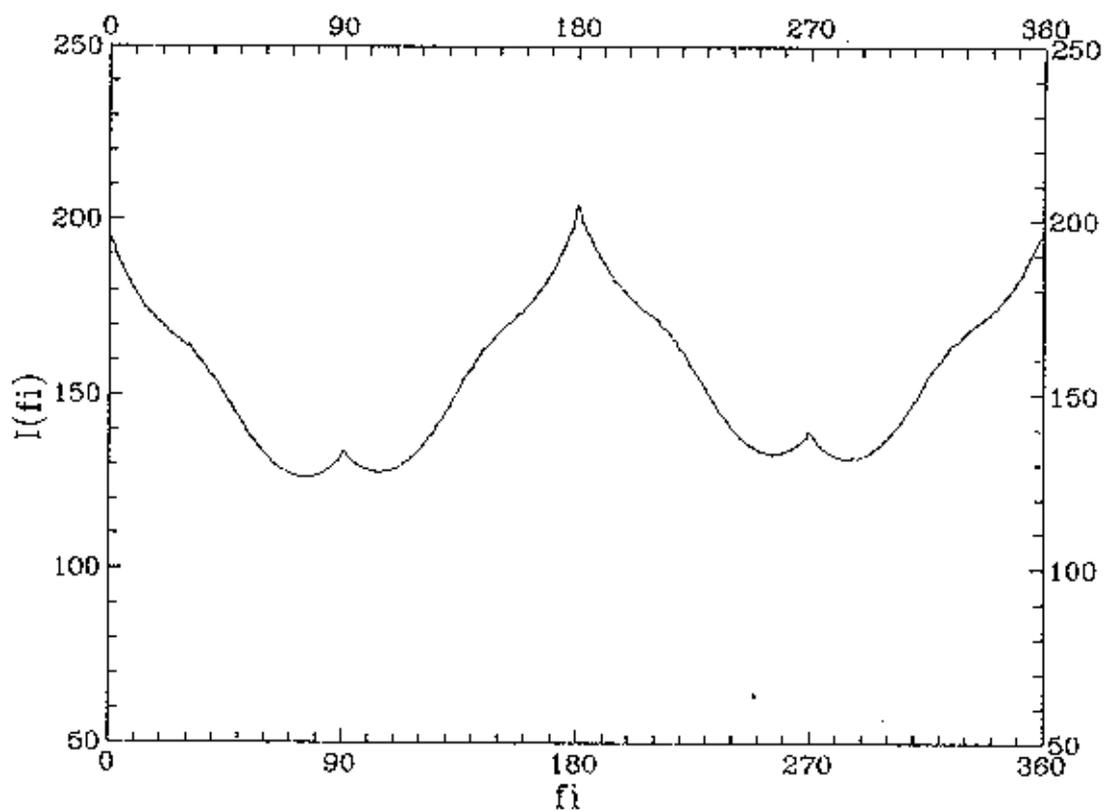


Figura 4.4 - Distribuição azimutal simulada (apêndice E).

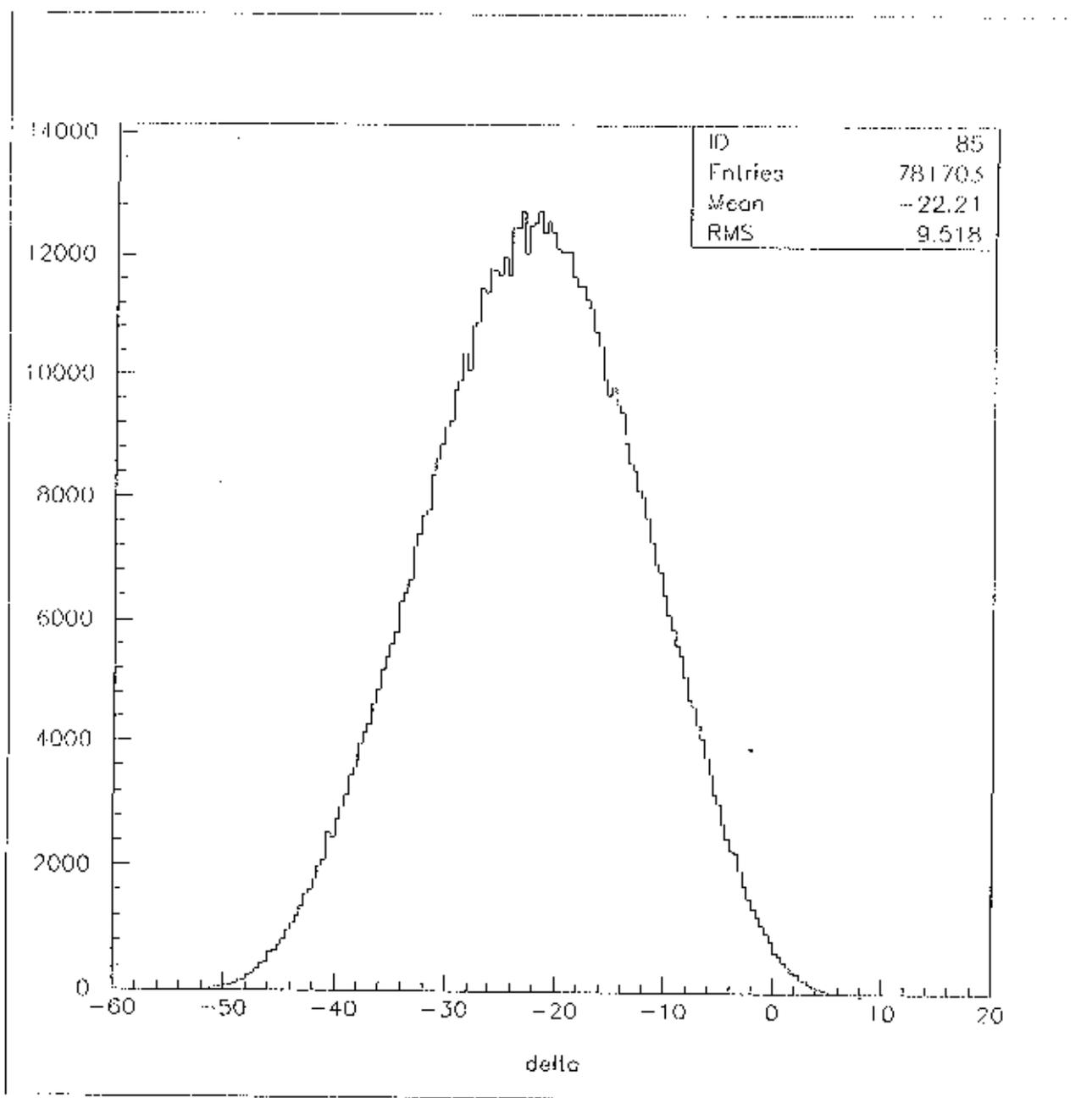


Figura 4.5 - Distribuição em declinação.

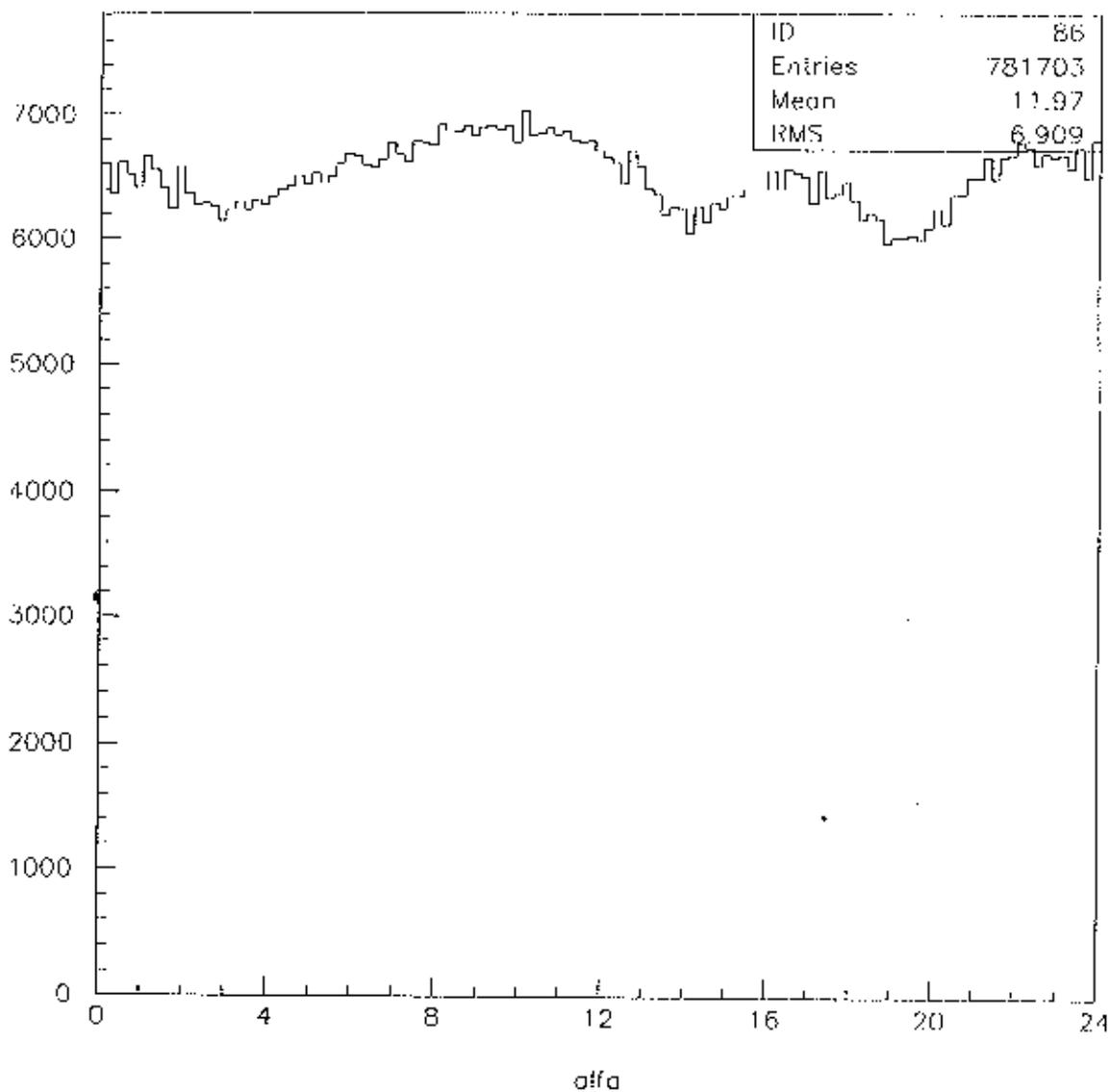


Figura 4.6 - Distribuição em ascensão reta.

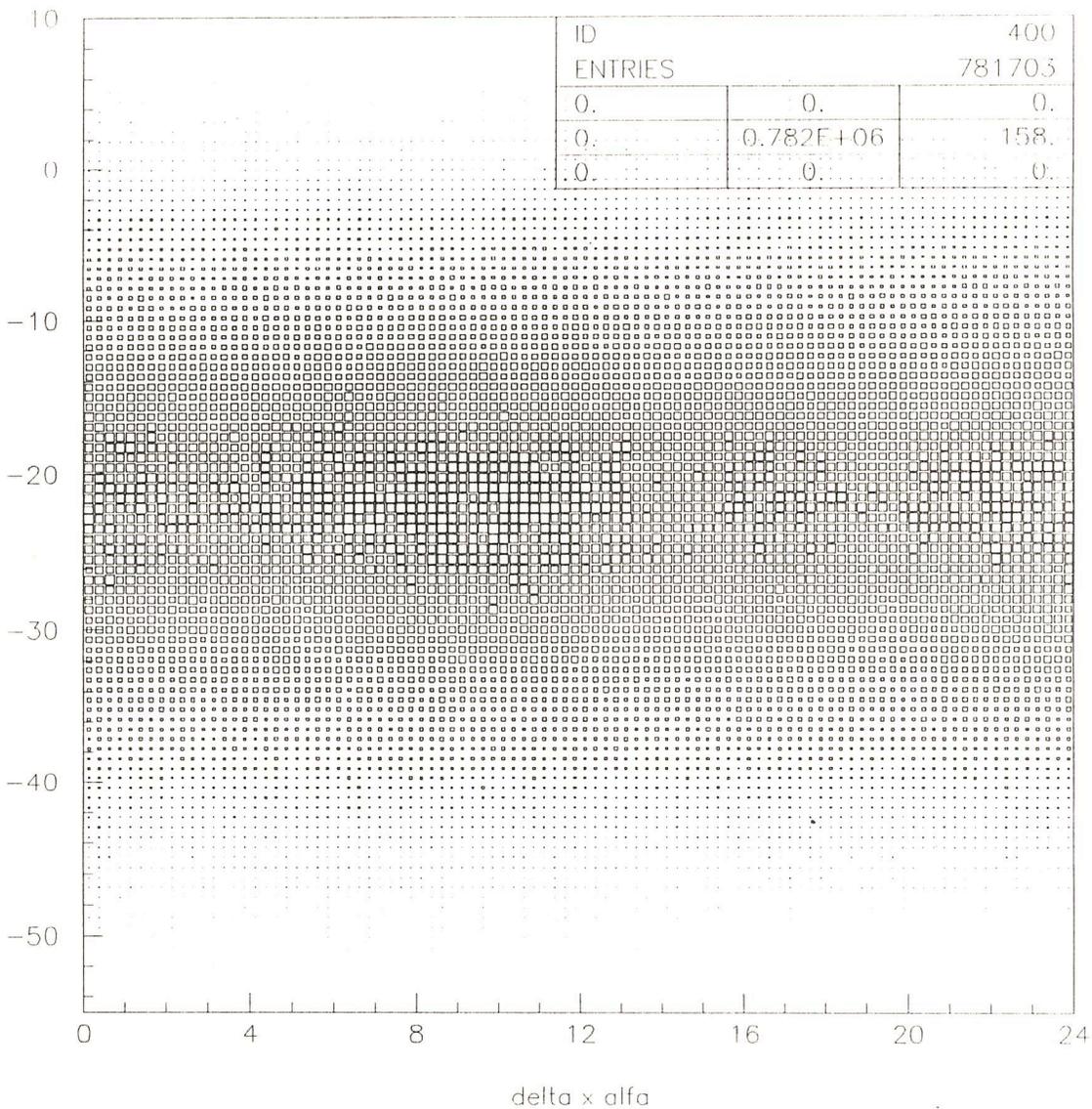


Figura 4.7 - Distribuição geral em coordenadas equatoriais (declinação X ascensão reta). A área dos quadrados é proporcional à densidade de pontos na região.

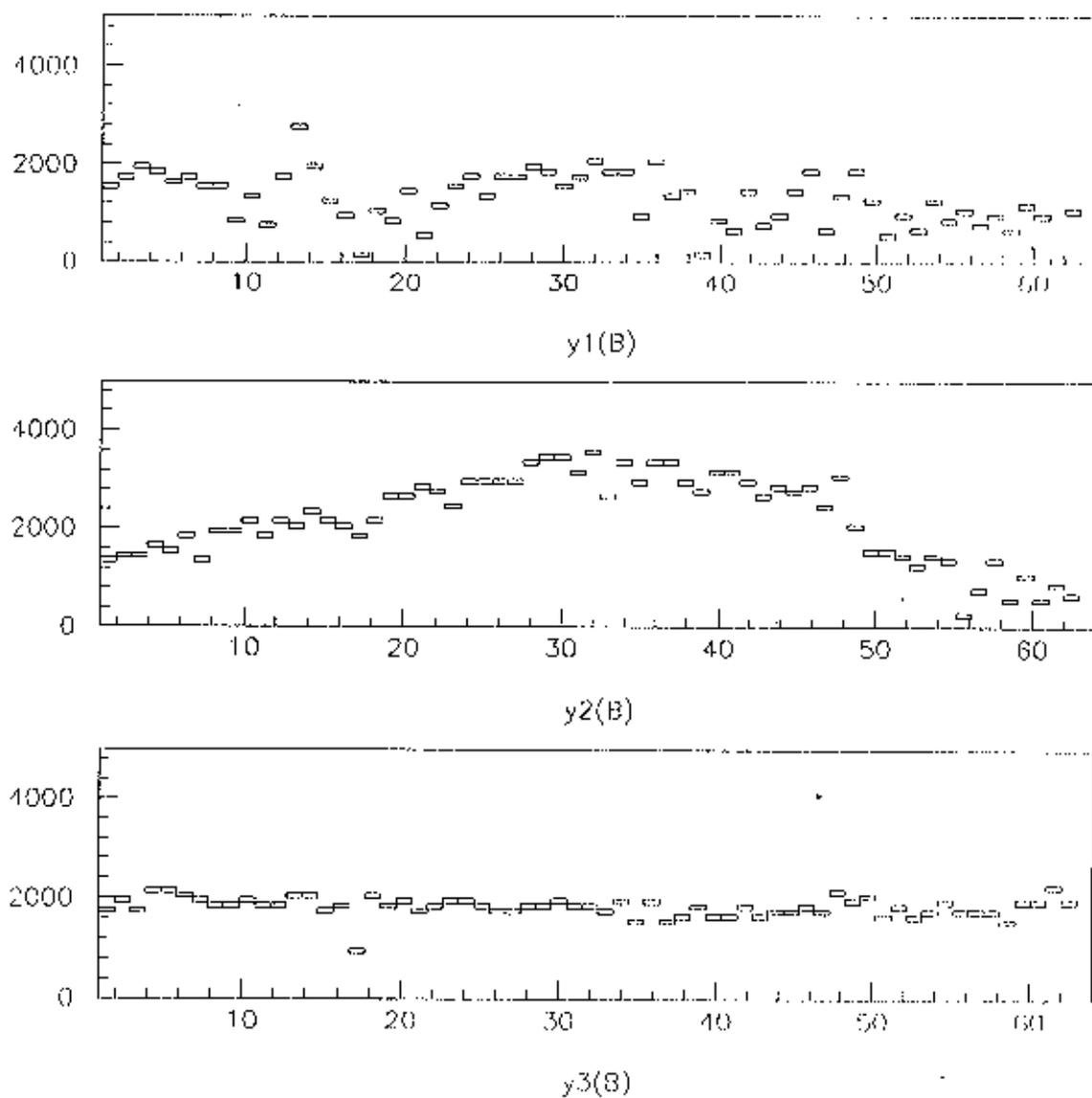


Figura 4.8 - Histograma das strips Y dos três planos em auto-trigger.

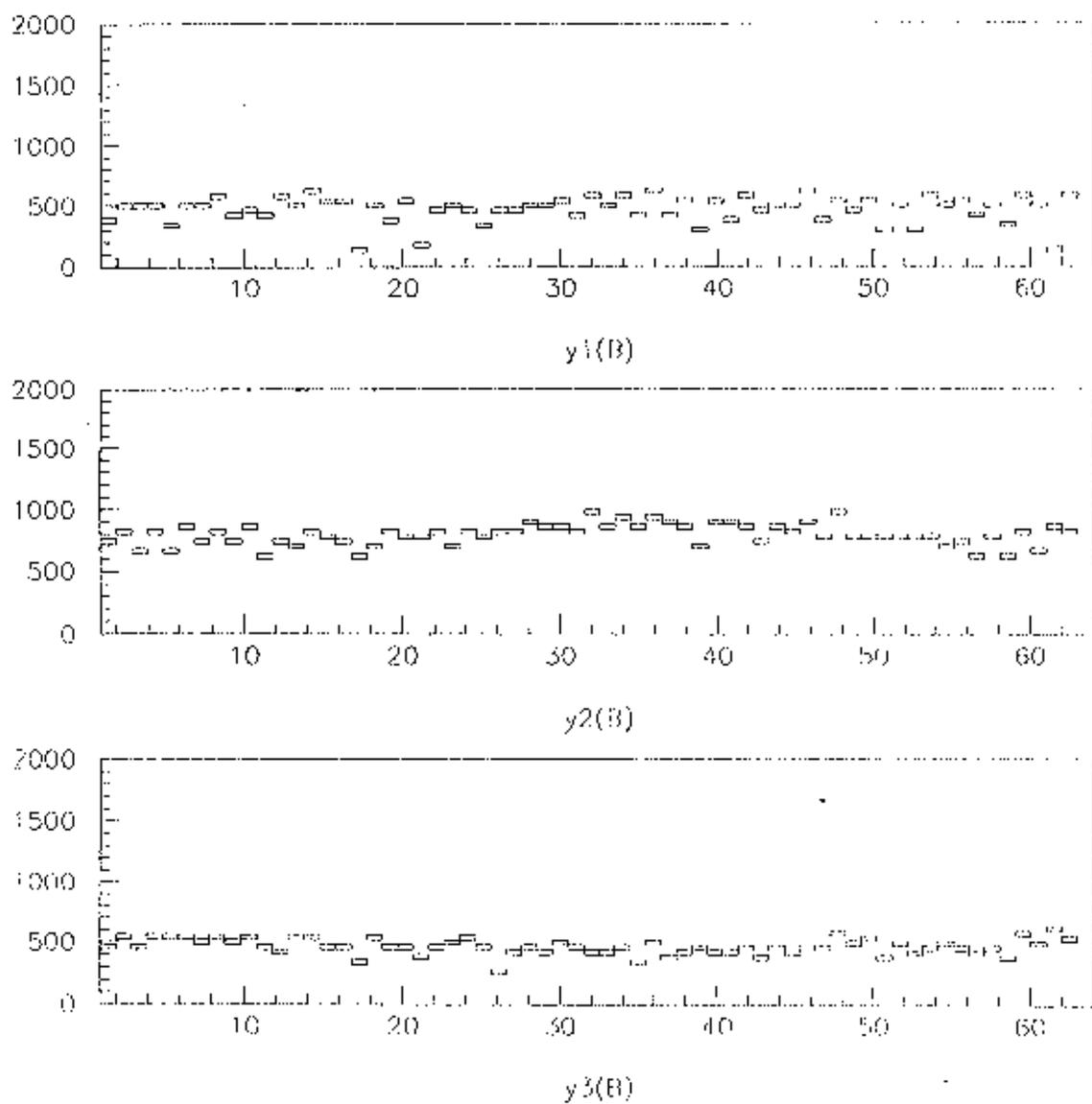


Figura 4.9 - Histograma das strips Y nos três planos em trigger externo.

#### 4.2) TRIGGER EXTERNO

Uma das metas deste trabalho é a integração dos módulos de tracejamento ao experimento EASCAMP, para funcionamento conjunto com os detectores de cintiladores plásticos. A localização dos módulos de tracejamento dentro da distribuição dos detectores de cintilação (veja figura 2.7), permite o uso do "trigger principal".

Esta condição de trigger ocorre quando os quatro detectores mais externos registram disparos em coincidência numa janela de 80ns. Quando isto acontece, a existência de partículas do EAS atravessando o módulo detector é praticamente certa. Nesta configuração o trigger é dado por uma lógica que independe do módulo de tracejamento, como mostra a figura 4.10.

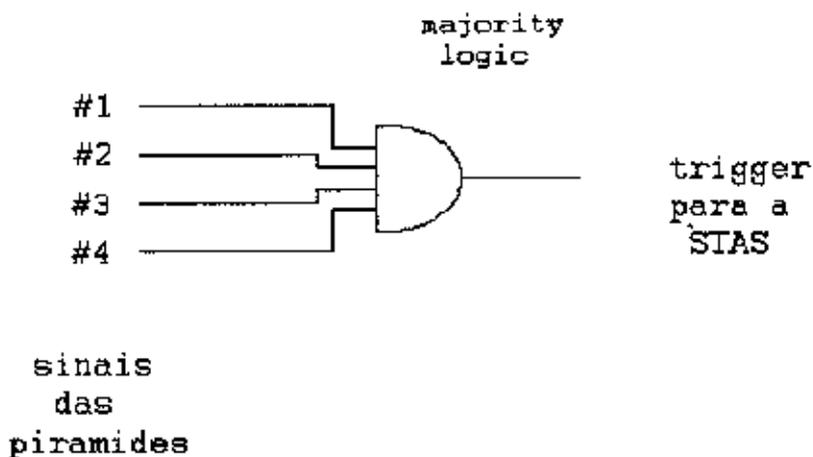


Figura 4.10 - Lógica de aquisição em trigger externo.

Os eventos adquiridos nesta forma de trigger permitem a determinação da direção de chegada dos EAS pela medida de densidade de partículas e tempo de voo. Os módulos tracejadores atuam como refinadores da direção de chegada através da observação da direção dos múons dos EAS.

Fizemos aquisição de dados de 50000 eventos nesta configuração. Desta quantidade, apenas cerca de 6000 eventos foram aceitos e reconstruídos pelo programa RECVET. Isto se deve à grande quantidade de partículas no detector, uma vez que o limiar de energia do trigger está em torno de  $10^{15}$  eV. O uso de 10cm de chumbo, como material absorvedor, mostrou-se ineficiente para evitar a grande quantidade de elétrons no módulo de tracejamento. Na figura 4.11 temos um típico evento irreconstruível. A distribuição dos eventos em coordenadas equatoriais está na figura 4.12.

```
DATA:11-12-91   hora 14:50:59:8311
MODULO B       evento: 24
ZY                               ZX
```

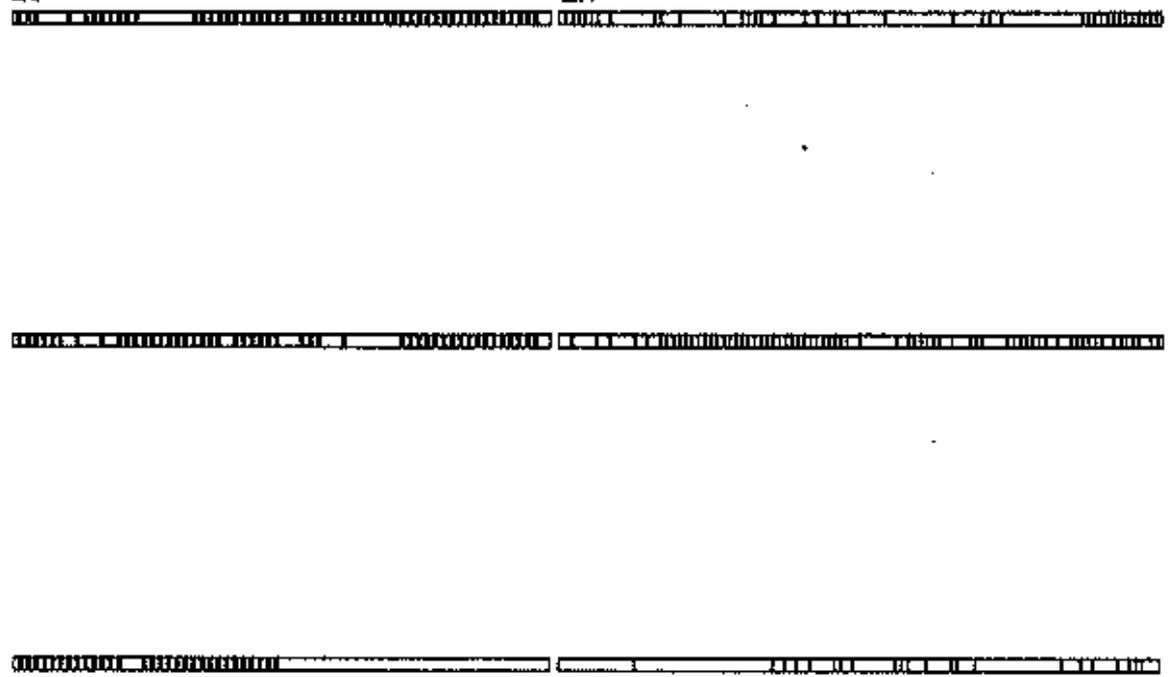


Figura 4.11 - Um dos eventos descartados pelo programa RECVET devido a alta densidade de partículas.

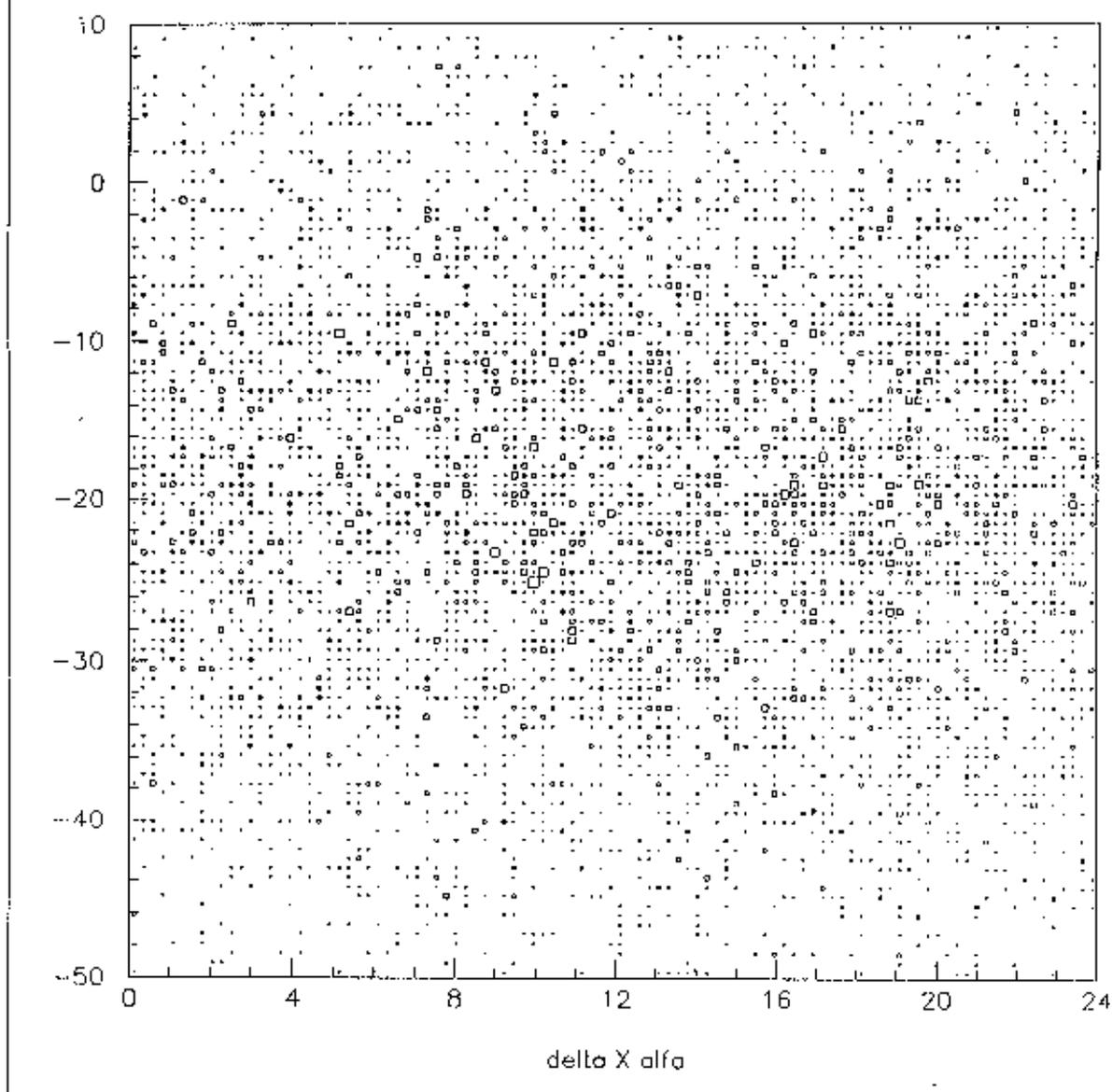


Figura 4.12 - Distribuição em coordenadas equatoriais (Declinação X ascensão reta). Eventos de trigger externo.

#### 4.3) TRIGGER EM COINCIDÊNCIA COM CINTILADOR

Procuramos através desta forma de trigger obter dados de eventos fora do centro do chuveiro, evitando assim a grande densidade de partículas. Esta situação pode ocorrer, como ilustra a figura 4.13, quando o chuveiro de partículas atinge apenas alguns dos detectores. A lógica usada foi a coincidência do sinal de um dos módulos de tracejamento com uma das pirâmides, mas com a condição de veto quando há sinal em qualquer das outras. O diagrama da lógica está na figura 4.14.

As partículas captadas com esta configuração, possuem informação direcional defasada entre 5 a 10 graus da direção do eixo, dependendo do tamanho do EAS. Existe ainda o agravante da impossibilidade de se efetuar as medidas de densidade de partículas, exceto na pirâmide em coincidência. Por esta razão, o uso deste tipo de trigger fica também limitado ao estudo de anisotropias de larga escala. A diferença entre este tipo de medida e o auto-trigger está no fato de que os eventos selecionados aqui são de limiar maior.

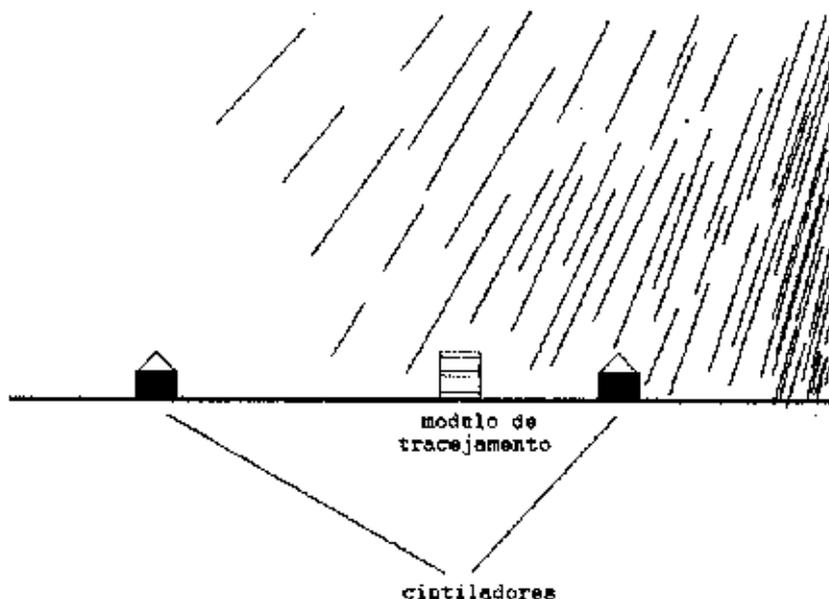


Figura 4.13 - Forma como a parte distante do centro do EAS pode atingir os detectores.

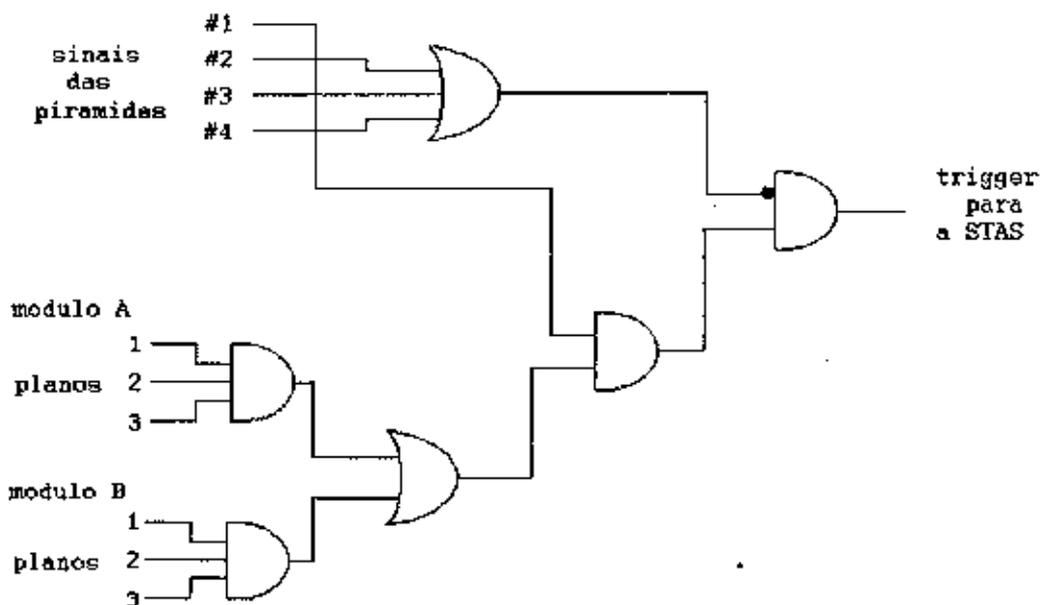


Figura 4.14 - Lógica de aquisição em coincidência com uma das pirâmides e anticoincidência das restantes.

Foram feitas aquisições de dados em coincidência para cada pirâmide, num total de aproximadamente 35000 eventos. Nas figuras 4.15, 4.16, 4.17 e 4.18 temos a distribuição em coordenadas equatoriais para a coincidência das pirâmides #1, #2, #3 e #4 respectivamente.

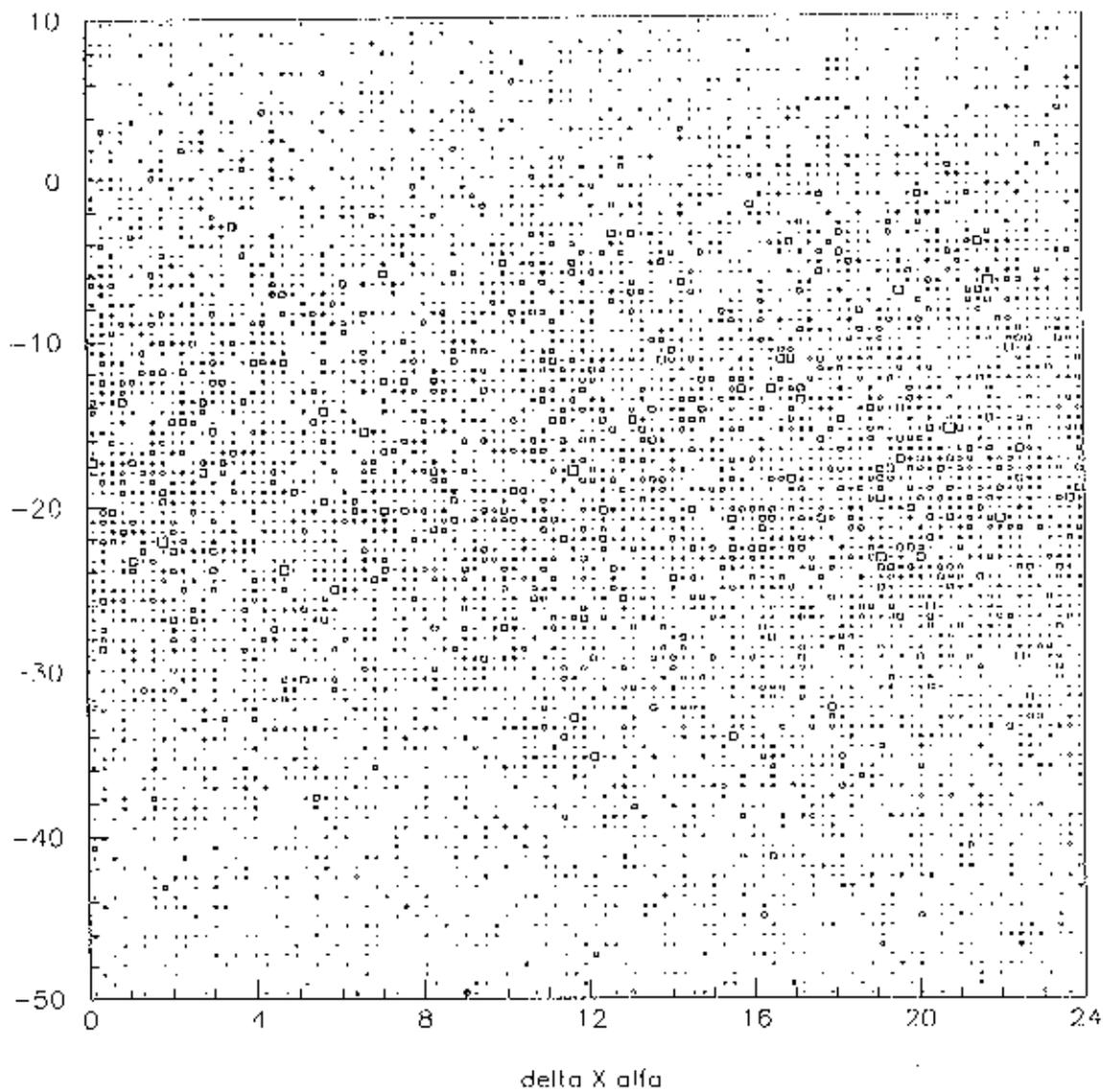


Figura 4.15 - 5926 eventos em coordenadas equatoriais. Trigger de coincidência com a pirâmide #1 e veto das #2, #3 e #4.

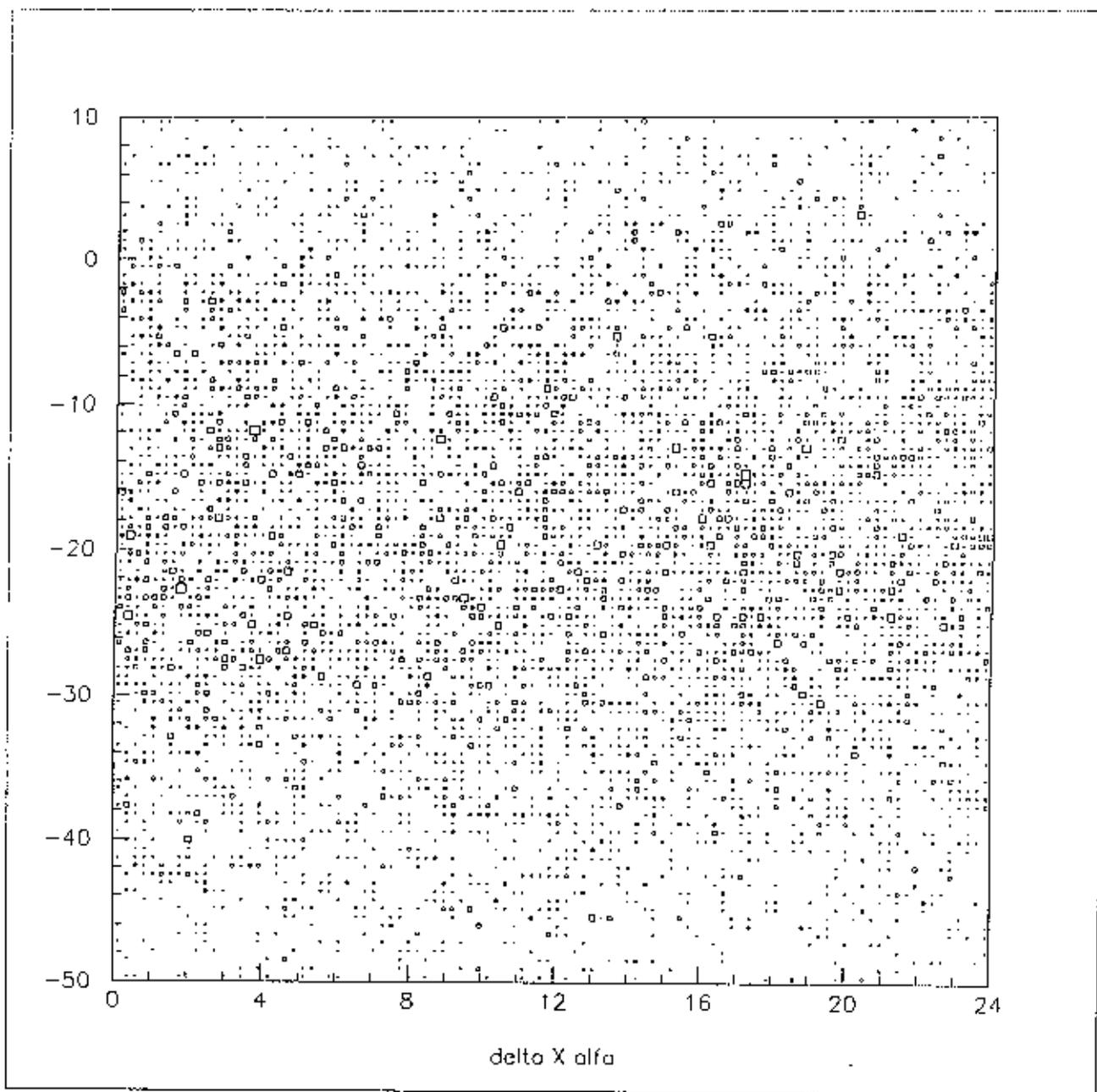


Figura 1.16 - 13956 eventos em coordenadas equatoriais. Trigger de coincidência com a pirâmide #2 e veto das #1, #3 e #4.

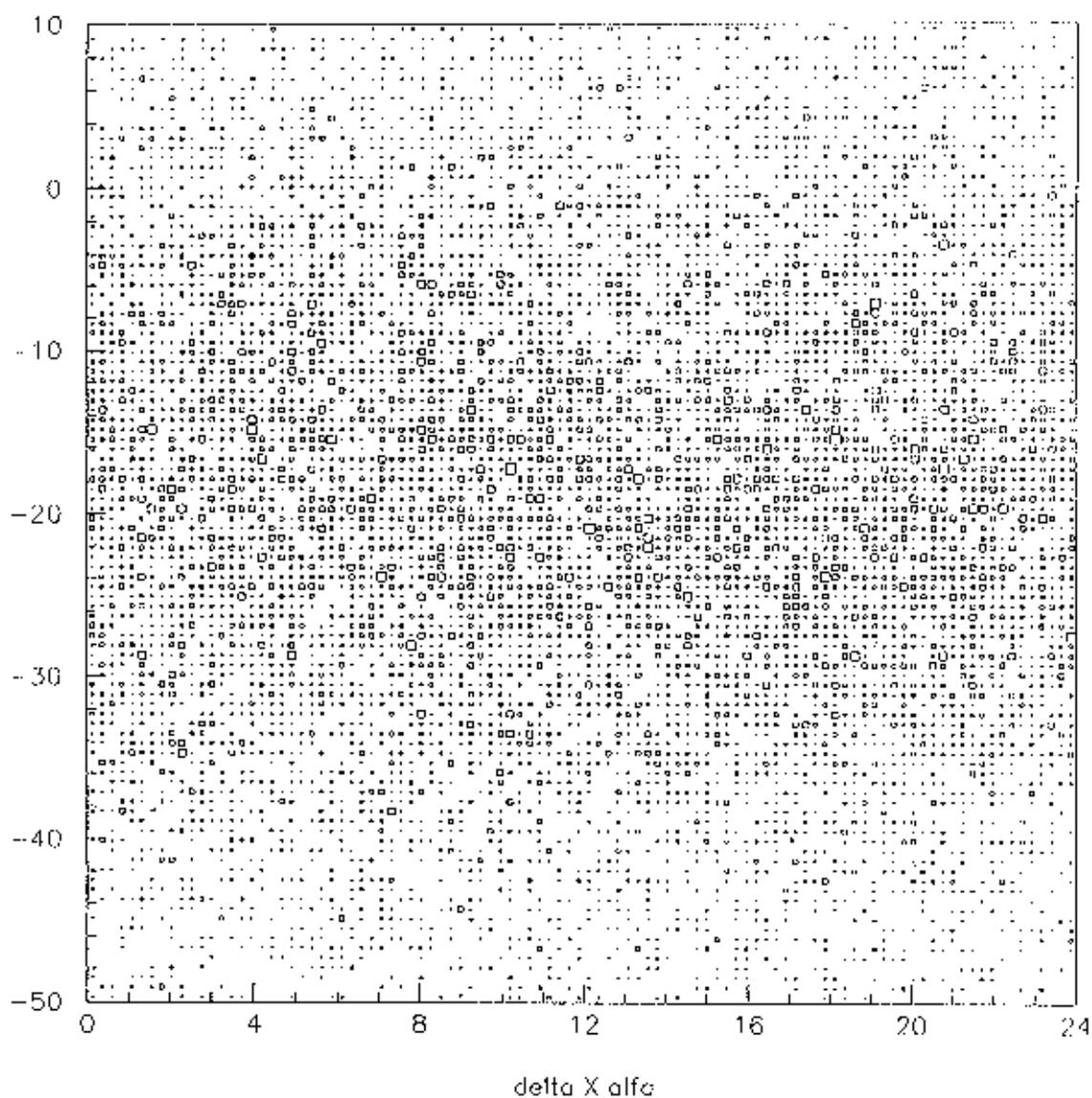


Figura 4.17 - 7235 eventos em coordenadas equatoriais. Trigger de coincidência com a pirâmide #3 e veto das #1, #2 e #4.

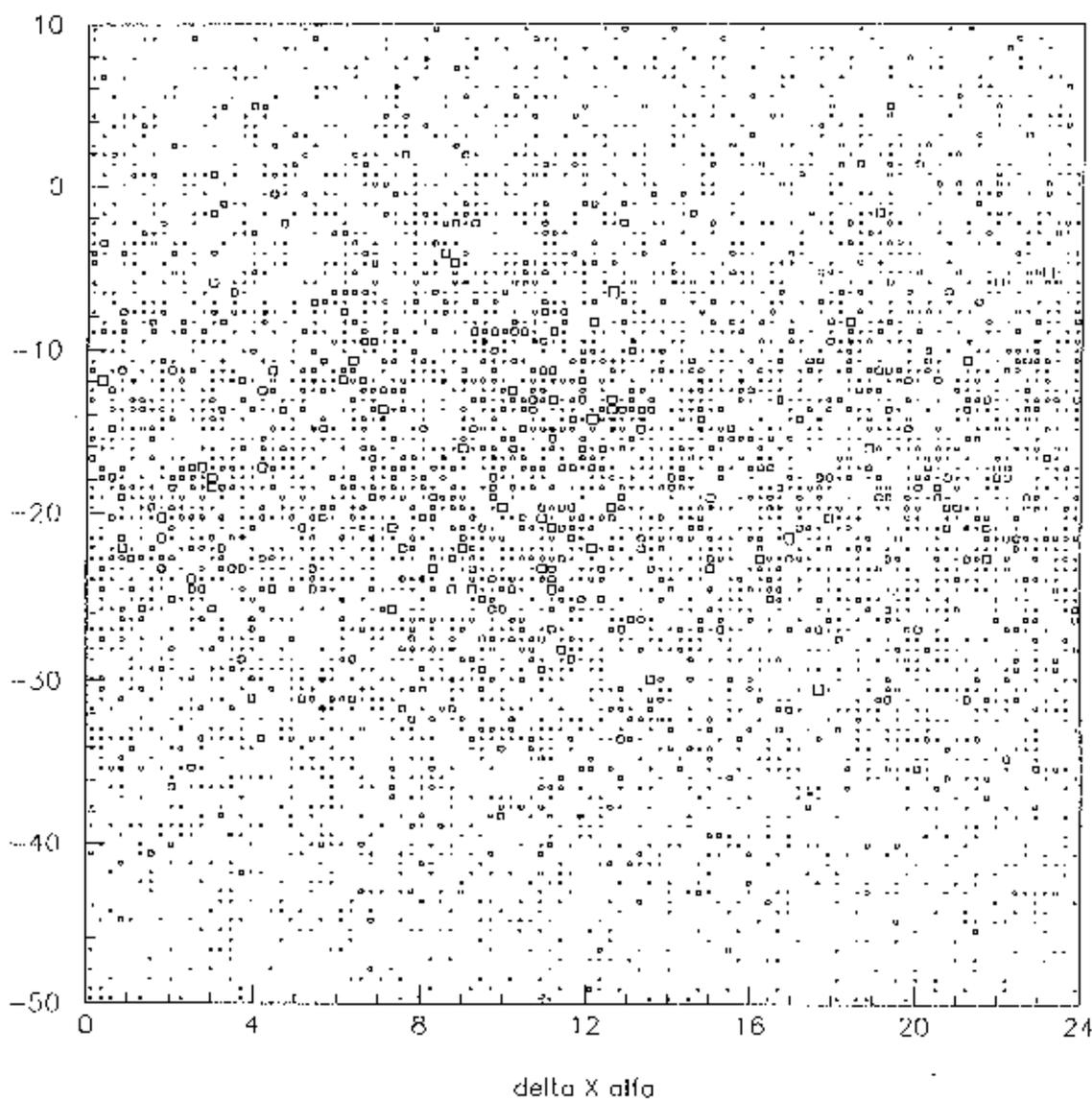


Figura 4.18 - 5925 eventos em coordenadas equatoriais. Trigger de coincidência com a pirâmide #4 e veto das #1, #2 e #3.

CAPÍTULO

V

## 5) CONCLUSÕES

A conclusão sobre o trabalho realizado nesta tese pode ser dividida em duas partes. A primeira é referente ao trabalho de desenvolvimento e operação do detector. A segunda, uma análise sobre os resultados obtidos nos modos de triggers usados e sugestões para o aperfeiçoamento da experiência.

### 5.1) DESENVOLVIMENTO E OPERAÇÃO DO DETECTOR

A adaptação de materiais aos dispositivos e o estudo da mistura de gás dos tubos streamer foram alguns dos trabalhos paralelos feitos durante o desenvolvimento e testes do módulo de tracejamento. Um destes trabalhos foi a adaptação de fitas leitoras para a montagem do módulo. A fabricação das strips Y foi realizada no laboratório, obtendo características elétricas muito semelhantes às originais. Este feito garante a montagem de novos módulos (com os tubos em estoque), mantendo uma maior independência da indústria e reduzindo custos.

A mistura de gás de Argônio/CO<sub>2</sub>/Isobutano (caracterizada no apêndice C), embora descartada em alguns experimentos, mostra-se satisfatória diante do sistema de leitura em uso nos detectores do EASCAMP. A característica de baixo custo e segurança na operação são a principal razão do uso desta mistura no experimento. Com a perspectiva de instalação de um módulo com cerca de 70 vezes o volume de gás utilizado atualmente, estas características são de grande valia.

### 5.2) AQUISIÇÃO DE DADOS

A medição da direção de chegada de múons isolados não é eficiente no estudo de anisotropias, dado a baixa energia dos primários. Por outro lado, a aquisição de dados em auto-trigger possibilitou a observação de algumas características do detector,

como a modulação da distribuição  $\phi$  pela geometria do detector.

A pequena quantidade de dados do trigger em coincidência com pirâmides não permite muitas conclusões, mas a baixa resolução (em relação à radiação primária) praticamente limita esta configuração ao estudo da distribuição de partículas longe do centro do chuveiro.

No início dos trabalhos de desenvolvimento dos módulos de tracejamento, a idéia principal era a associação com o sistema de cintiladores. O resultado da aquisição de dados com trigger externo mostra uma grande ineficiência na reconstrução dos traços, devido à grande concentração de partículas. Fica evidente, portanto, a necessidade da colocação de material para a absorção dos elétrons, que possuem energias da ordem de 1 GeV no centro do EAS (figura 5.1).

Outro aspecto a destacar é a quantidade de planos no módulo. O uso de apenas três planos, como idealizado, tinha como fundamento o tracejamento de múons utilizando uma camada de 10cm de chumbo para a filtragem dos elétrons de mais baixa energia, que seriam as partículas mais numerosas do chuveiro. No entanto, com o trigger externo, o número médio de elétrons que atravessam o chumbo e pelo menos dois planos do detector é da ordem 20 partículas/m<sup>2</sup>. Além disto, há a produção de elétrons delta no chumbo que atingem o primeiro plano do módulo. Desta forma, torna-se difícil o reconhecimento dos múons com o número de planos existentes. A implementação de planos adicionais no mesmo volume aumentaria a eficiência na reconstrução, além de proporcionar condições para o aumento efetivo na abertura do detector.

Para o futuro próximo, a implementação de um plano adicional em cada módulo é uma proposta razoável e factível. A grande quantidade de material absorvedor necessária (cerca de 40cm de chumbo) para deter os elétrons dos EAS deve ser compensada pela introdução de mais parâmetros para a reconstrução de traços. Assim, temos uma forma mais econômica e imediata para melhorar o desempenho da experiência.

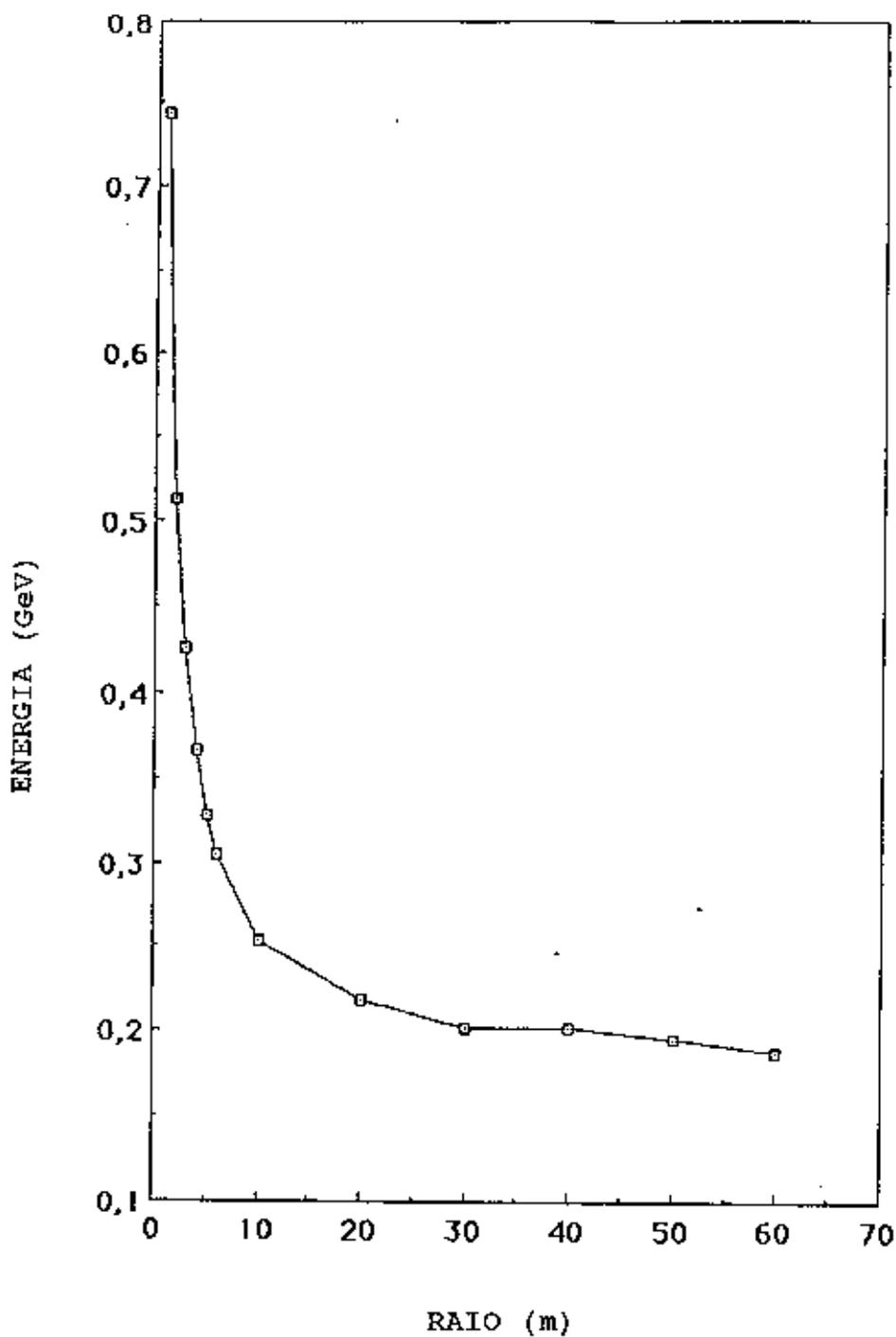


Figura 5.1 - Distribuição da energia média dos elétrons ao nível do mar em função da distância do eixo do chuveiro.

A P É N D I C E

A

## A) DETECTORES A GÁS

Grande parte dos mais antigos e mais usados detectores de radiação são baseados no efeito produzido quando uma partícula carregada passa através de um gás. A interação envolve processos de ionização e excitação dos átomos ao longo da trajetória da partícula. A luz emitida no processo de desexcitação do átomo é, em alguns detectores, utilizada para a detecção através de dispositivos fotosensíveis, mas a baixa eficiência de cintilação dos gases restringe este tipo de uso. A forma mais comum de trabalho dos detectores a gás é através da sensibilização direta da ionização criada pela partícula penetrante, neste caso o sinal elétrico de saída é devido ao par de íons criados na câmara.

Podemos localizar os detectores a gás (por ionização) em três diferentes categorias quanto ao processo de descarga, como mostra a figura A.1. Na região I, para baixa voltagem aplicada, existe a predominância de recombinações de elétrons e íons. Com o acréscimo de  $V$  atingimos a região da câmara de íons (II).

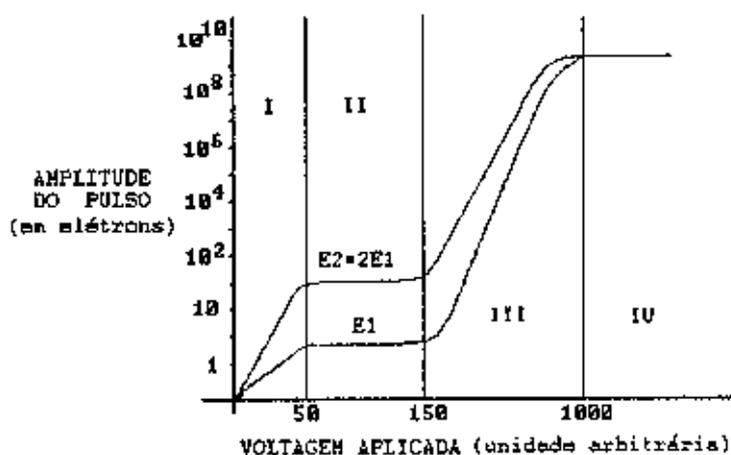


Figura A.1 - Regiões de operação dos detectores a gás discriminadas em função da voltagem aplicada.

As câmaras de íons são em princípio o mais simples dos tipos de detectores a gás. Sua operação é baseada na captura de toda a carga produzida somente por ionização primária, ou seja, pela ionização direta da partícula passante. A amplitude do sinal de saída é proporcional à energia da partícula e independente da tensão aplicada, entre o cátodo e o ânodo.

Na região III os pulsos de saída são proporcionais à voltagem aplicada, mas a amplitude ainda é dependente da ionização primária. Esta é a chamada região das câmaras proporcionais. Ocorre dentro da câmara o fenômeno de multiplicação que amplifica a quantidade original de cargas criadas no gás. Os pulsos são, portanto, consideravelmente maiores do que aqueles apresentados pela câmara de íons, usada nas mesmas condições. Assim, as câmaras proporcionais podem ser usadas em situações onde o número de pares criados pela radiação é muito pequeno para permitir uma operação satisfatória na região da câmara de íons.

Na região IV encontramos o regime de trabalho dos contadores Geiger-Müller (GM) que são dos mais antigos detectores de radiação existentes, tendo sido introduzidos por Geiger e Müller em 1928. Estes compreendem a terceira categoria de detectores a gás baseados em ionização. Assim como os contadores proporcionais, eles se utilizam do processo de multiplicação no gás para aumentar o número de pares de íons formados ao longo do traço da radiação ionizante, mas de uma maneira fundamentalmente diferente. No regime proporcional, cada elétron original leva a uma avalanche que é independente de todas as outras formadas por outros elétrons associados com o evento ionizante original. Sendo todas as avalanches praticamente iguais, a carga coletada é proporcional ao número original de elétrons.

No regime GM, a associação de um campo elétrico maior aumenta a intensidade de cada avalanche. Sobre condições apropriadas, é criada a situação no qual uma avalanche pode disparar outra, em uma posição diferente no tubo. A um valor crítico do campo elétrico, cada avalanche pode criar em média ao menos uma avalanche, o que resulta num processo autopropagante que se estende por todo o tubo.

## A.1) MODO STREAMER LIMITADO

No modo streamer limitado (MSL), assim como no regime GM, ocorre a formação de avalanches no gás que multiplica a quantidade de carga original. Entretanto, o MSL difere na forma com o qual essas avalanches podem se propagar através do gás. Algumas evidências foram apresentadas [1] mostrando que a descarga ocorre numa pequena região do fio, e não se estende em todo espaço entre o fio e o cátodo. Este efeito é observado principalmente em fios com espessura maior que  $40\mu\text{m}$ , e utilizando uma mistura de gás capaz de absorver os fótons ultravioleta (UV) produzidos na recombinação de íons e elétrons, a esta função é dado o nome de apagamento.

No MSL a multiplicação de elétrons, após a ionização primária, dá origem a avalanche na região próxima ao fio. Quando este atinge o número crítico de aproximadamente  $10^8$  elétrons, forma-se um dipólo elétrico com os elétrons e os íons positivos que se deslocam rumo ao cátodo, o que resulta num campo elétrico praticamente nulo na região entre estes dois extremos. Este quadro favorece a recombinação de elétrons e íons dentro da avalanche, produzindo fótons UV.

$$A^+ + e^- = A + h\nu$$

sendo  $h\nu = K_e + (E_1 - E_x)$

Onde  $K_e$  é a energia cinética do elétron e  $E_1$  e  $E_x$  são estados eletrônicos. Os fótons emitidos na extremidade do cone de íons positivos da avalanche encontram um campo elétrico intenso e, por fotoionização, dão origem a novas avalanches. Estas se fundem à original formando uma grande quantidade de cargas que originam a descarga streamer. Os fótons que são emitidos lateralmente encontram um fraco campo elétrico e não iniciam nenhuma outra avalanche. Na figura A.2 está a representação do desenvolvimento da descarga streamer.

A presença de hidrocarbonetos com grande secção de choque para absorção de fótons UV impede o alastramento da descarga, restringindo a um pequeno filamento de aproximadamente

100 $\mu$ m com alguns milímetros de comprimento.

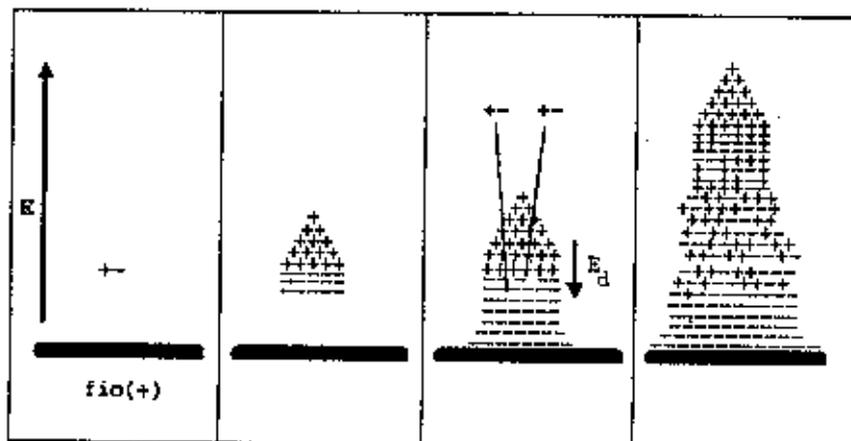
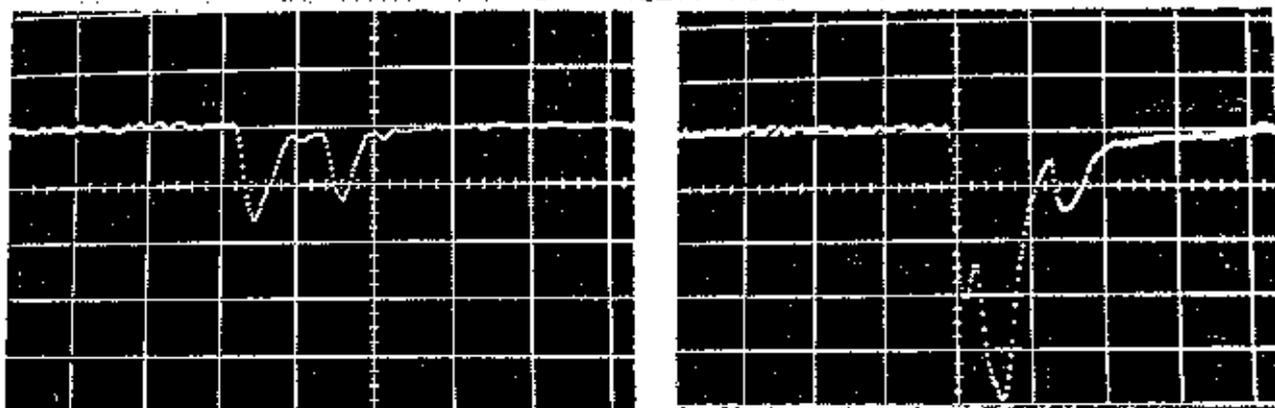


Figura A.2 - Evolução da descarga streamer.

## A.2) PRODUÇÃO DE AFTER PULSES

Quando uma partícula atravessa o detector, muitas vezes, ocorrem fenômenos de produção de várias descargas streamer. No sinal de saída, esse efeito aparece como pulsos secundários ou como degeneração do sinal primário devido à superposição do pulso de outra descarga (figura A.3). Estes são os chamados *after-pulses*.

O fenômeno ocorre, principalmente, devido a elétrons que são liberados do cátodo por fótons UV emitidos no processo de desexcitação de átomos e não absorvidos pelos hidrocarbonetos.



(a)

(b)

Figura A.3. a) Ocorrência de um after-pulso. b) superposição de sinais causando a degeneração do pulso primário. Escala vertical em 50mV e horizontal em 50ns.

O after-pulso ocorre aproximadamente 100ns após o sinal da descarga que lhe deu origem, este é o tempo necessário para que o elétron se desloque do cátodo à região do fio. O mesmo efeito pode ser causado, também, por íons positivos que atingem o cátodo. Isto ocorre quando a energia liberada no processo de recombinação elétron(do cátodo)-íon a energia liberada é igual ou maior que a função trabalho (energia necessária para extrair um elétron) do cátodo. Mas nesse caso o tempo entre o sinal original e o after

pulse é bem maior chegando a alguns  $\mu$ s. Outra possível causa é a incidência da partícula ionizante formando um pequeno ângulo com o fio ânodo. Desta forma, a partícula provoca várias descargas em cada região por onde passa, e o after-pulse neste caso, pode surgir no intervalo de 0 - 100ns.

#### Referências:

- [1] Iarocci, E. - 1983 Nuclear Instr. and Meth. 217, 30.

A P Ê N D I C E

B

## B.1) MONTAGEM E TESTES DOS TUBOS

Tendo em vista o processo totalmente manual empregado na montagem dos tubos, foi necessária uma seleção rigorosa dos componentes utilizados para minimizar as perdas de tempo e material, haja visto que uma vez selado o tubo é impossível efetuar reparos internos. Ou seja, em caso de defeito o tubo deve ser descartado.

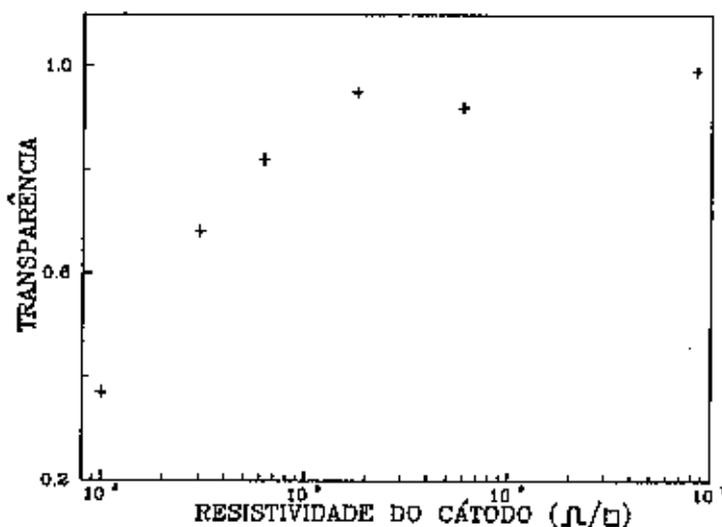


Figura B.1 - Gráfico da transparência em função da resistividade de superfície do cátodo para uma fita leitora de 1cm de largura.

Cada peça do cátodo (peça de PVC que forma as 8 subcâmaras) teve a sua cobertura de grafite inspecionada e corrigida em pontos em que apresentavam falhas, ou sinais de ranhuras decorrentes da forma como foram transportadas. Essas correções foram efetuadas com a mesma solução usada na fabricação (metil-isobutil-cetona). Também foram eliminados os cátodos que apresentavam resistividade muito baixa, podendo influir na transparência [1] do sinal obtido por indução como mostra a figura B.1. Os fios ânodos foram fixados com uma tensão mecânica suficiente para que não ficassem curvos pelo seu peso. Após isso, e testados os contatos da placa de resistores (de onde sai a

ligação dos conectores de alta tensão) com o cátodo, foi feita uma limpeza geral através de jatos de ar. Em seguida o conjunto é inserido na sua capa plástica, já devidamente limpa, e logo após é feita a selagem da câmara através da soldagem das tampas com uma cola especial de PVC. As tampas que possuem as conexões de alta voltagem, foram individualmente testadas quanto a perfeição dos conectores e à vedação.

O primeiro teste efetuado após a montagem do tubo é o da hermeticidade do conjunto. A existência de pequenas aberturas pelo qual o ar possa penetrar no tubo, influi diretamente na degradação do gás utilizado.

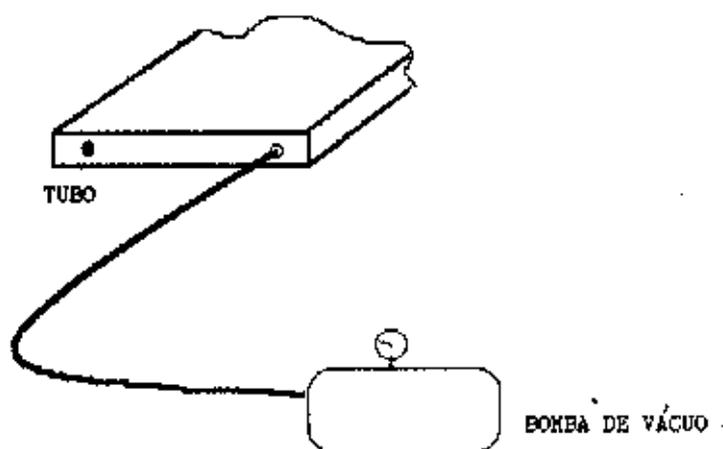


Figura B.2 - Sistema de teste da hermeticidade da câmara.

Para o teste são fechados todos os acessos de gás da câmara exceto um, que é ligado a uma bomba de vácuo (figura B.2). Através desta a pressão interna no tubo é levada a aproximadamente 0.1 bar, quando a bomba é desativada e se verifica a taxa do aumento de pressão, se for melhor que  $-5\text{mbar}$  por minuto o tubo é aprovado e levado à próxima fase. Caso contrário, ele tem a sua vedação reforçada através do mesmo produto utilizado na soldagem e novamente é submetido ao teste.

A próxima fase do teste é feita junto ao condicionamento para operação dos tubos. Após a montagem, é inevitável a presença de impurezas microscópicas nas câmaras. O processo de condicionamento trata da eliminação destas partículas através de um alto fluxo de gás (utilizamos o  $\text{CO}_2$ ) com acréscimo constante de DDP nos tubos, iniciando de 200 e atingindo 5000V, com passos de 200V a cada 10min. A cada passo é verificada a corrente elétrica na linha de alimentação, se esta ultrapassa a marca de  $4.0\mu\text{A}$  por mais de 30s retorna-se ao passo anterior onde é mantido por 5 minutos, persistindo o quadro anterior a tensão é levada a zero volts, com uma taxa de descida de 500V/s, onde permanece por 5 minutos. Em seguida, novamente é restabelecido a tensão no passo anterior ao valor crítico a uma taxa de 200V/s. Caso ainda haja a drenagem de corrente acima de  $4.0\mu\text{A}$  a câmara é descartada. Existem três causas conhecidas para tal falha: o rompimento ou escape do fio; curto circuito na placa de fixação dos fios com o cátodo; descarga através de "pontas" no interior da câmara.

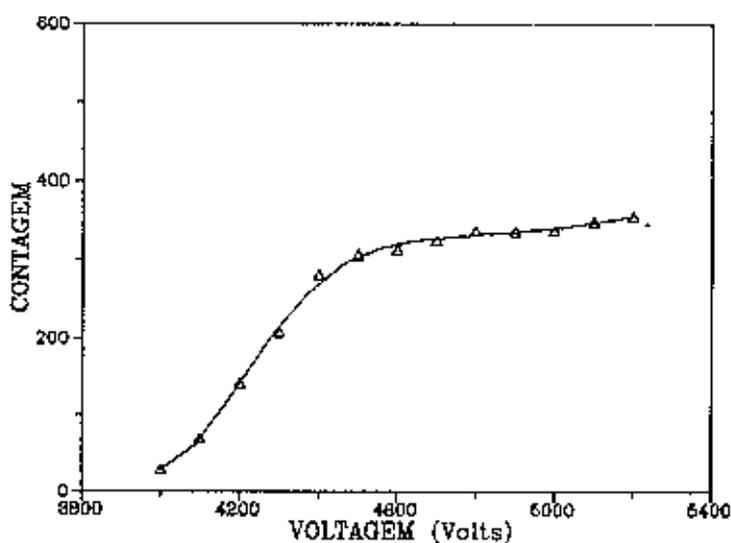


Figura B.3 - Típico patamar de um tubo.

A etapa seguinte é o levantamento do patamar de eficiência das câmaras em função da alta voltagem aplicada (figura B.3). Operando na região do patamar os tubos devem apresentar a mesma contagem média, se algum tubo tem o patamar mais baixo em relação aos outros é provável que este esteja com defeito em

alguma subcâmara. É possível que algum fio tenha se quebrado ou se soltado pelo lado da alimentação, de maneira a não ser detectado no teste anterior. Se o tubo apresentar contagem média normal, então ele é considerado um tubo bom para todos os efeitos.

#### Referências:

[1] Battistoni, G., et al. - 1982 Nuclear Instr. and Meth. 202, 459.

APÉNDICE

C

### C) MISTURA DE GÁS

Uma mistura de gás adequada ao funcionamento no MSL deve obedecer aos seguintes critérios:

- possuir grande patamar de operação ( ao menos 300V)
- alto poder de apagamento
- boa estabilidade de operação
- boa eficiência ( >90% )

Estas características são normalmente encontradas na usual mistura de argônio e isobutano. Entretanto, nosso interesse é justamente substituir esta mistura por uma alternativa que, dentro de certos limites, apresente características semelhantes. Nesse contexto, resguardamos também o critério de baixa concentração de isobutano, satisfazendo desta forma os dois objetivos de interesse: redução da inflamabilidade da mistura e custos de operação (dado o alto custo do isobutano).

Vários grupos no mundo têm apresentado estudos de misturas alternativas, que hoje estão sendo testadas e utilizadas em alguns experimentos. Investigações com misturas de Ar:CO<sub>2</sub> [1], CO<sub>2</sub> puro [2] e Ar:CO<sub>2</sub>:nC<sub>5</sub>H<sub>12</sub> [3] tem sido feitas com as mais diversas configurações (diâmetros de fio, tamanhos de célula, material do cátodo). Infelizmente, as únicas misturas largamente testadas são a chamada mistura Mont-Blanc ( 21% Ar : 37% nC<sub>5</sub>H<sub>12</sub> : 60% CO<sub>2</sub> ) e a utilizada no experimento ALEPH ( 15% Ar : 25% nC<sub>5</sub>H<sub>12</sub> : 60% CO<sub>2</sub> ). Com estes compostos são obtidos misturas não-inflamáveis e que oferecem uma performance de operação muito semelhante à de Ar:iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>. No entanto, a operação com o nC<sub>5</sub>H<sub>12</sub> traz algumas dificuldades no seu manuseio, pois ele é utilizado no estado líquido. O custo dessas misturas também não são muito diferentes da mistura padrão.

Em recentes estudos feitos por Benvenuti et al [4], verificou-se a possibilidade de operação no MSL com misturas ternárias de Ar:iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>:CO<sub>2</sub>. A proporção utilizada é de 2.5%, 9.5% e 88% respectivamente. A concentração de isobutano foi escolhida de maneira que a mistura estivesse fora da proporção considerada

inflamável (<10%) [5]. Outras concentrações também foram estudadas [6] apresentando resultados não muito satisfatórios.

O nosso interesse nessa mistura é evidente, diante do baixo teor de isobutano utilizado (e o seu conseqüente baixo custo). Por esta razão, procuramos fazer a caracterização desta mistura ternária para o uso no nosso experimento.

### C.1) SISTEMA EXPERIMENTAL

Os dados apresentados foram obtidos através de um módulo de tracejamento já montado no DRCC. Efetivamente, ele foi utilizado como um telescópio de partículas usando lógicas diferentes para cada tipo de medida a ser efetuado. Na figura C.1 temos a representação do telescópio.

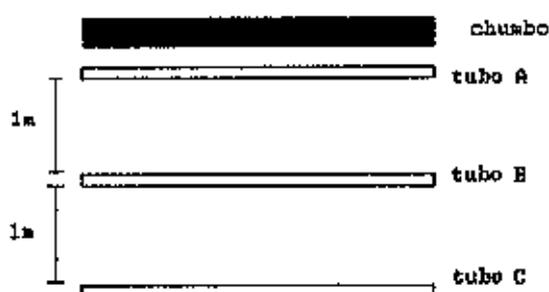


Figura C.1 - Três câmaras alinhadas verticalmente formando o telescópio de partículas.

No centro encontra-se a câmara que contém o gás de teste. Uma mistura padrão de gás foi utilizada nos tubos inferior e superior, e a alimentação foi mantida constante.

A leitura dos oito fios da câmara teste foram feitos através de um circuito de acoplamento (figura C.2), e ligado a entradas de módulos NIM de 50 $\Omega$ . Para a medida do patamar de contagem (figura C.3a), o discriminador usado foi ajustado para um limiar de  $\sim 30$ mV, acima do qual os sinais de pulsos streamers aparecem. Na medida da carga depositada no fio (figura C.3b), a discriminação foi ajustada para  $\sim 8$ mV, no intuito de se visualizar

a transição do regime proporcional para o MSL.

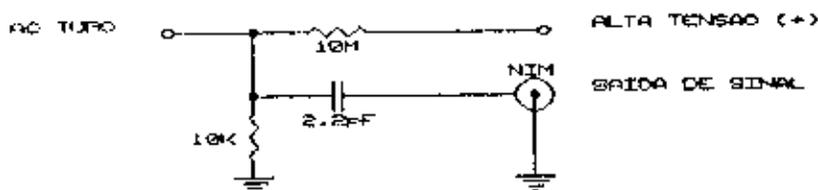


Figura C.2 - Circuito de acoplamento para a leitura dos fios da câmara.

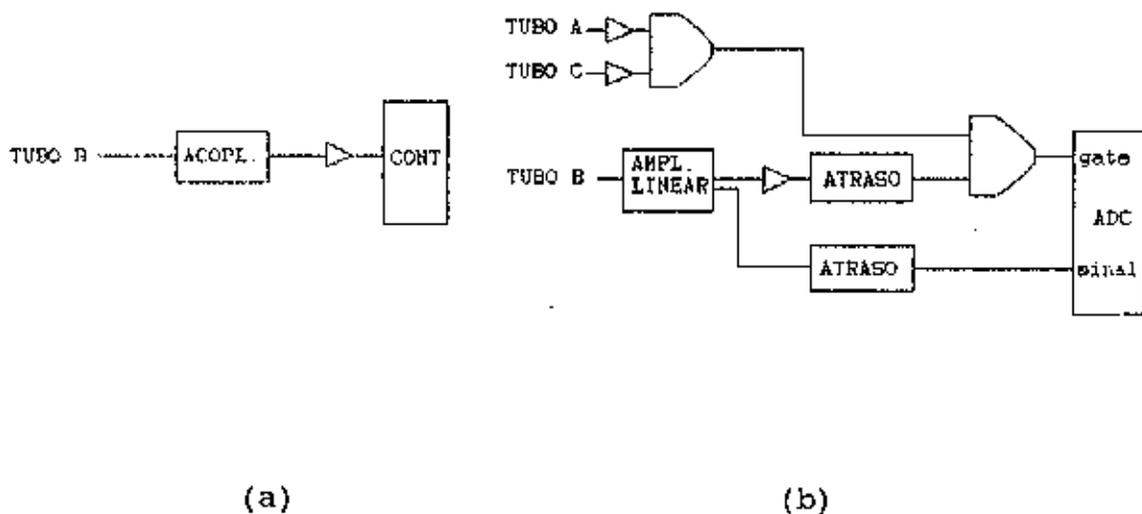


Figura C.3 - a) Lógica para a medida do patamar de operação. b) Lógica para a medida do espectro da carga depositada no fio.

Para a medida de eficiência foi utilizada a lógica da figura C.4.

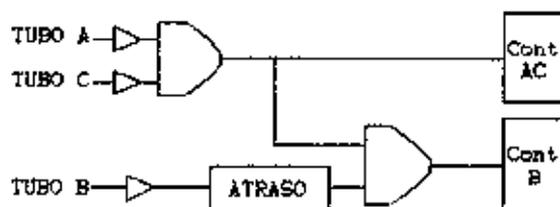


Figura C.4 - Lógica para a medida da eficiência.

A leitura digital foi feita através de fitas metálicas dispostas ortogonalmente ao tubo, de maneira a observar a propagação da descarga na direção do fio. A largura das fitas é de 1cm espaçadas por 2mm.

Para o controle da concentração dos três gases foram usados controladores de fluxo da OMEL [7] com fundo de escala de 20 litros por hora. A figura C.5 mostra o diagrama da estação de gás.

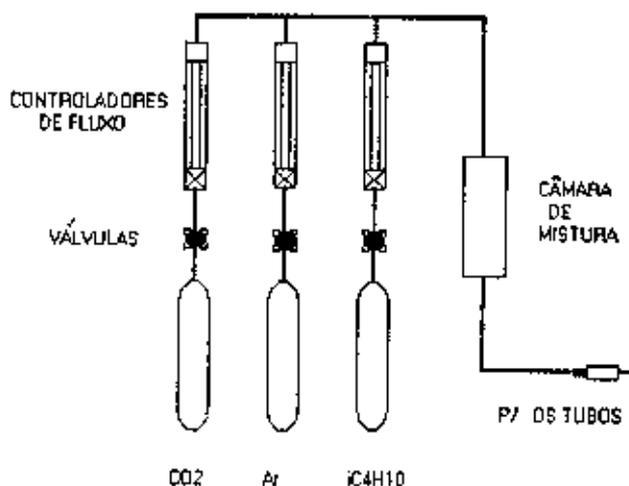


Figura C.5 - Diagrama da estação de mistura de gás.

## C.2) RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Na figura C.6 temos a comparação do patamar de eficiência das duas misturas, para diferentes valores de tempo morto. Podemos verificar que a mistura ternária possui patamar curto para pequenos valores de tempo morto. Mas a partir de 200ns temos um largo patamar da ordem de 400V.

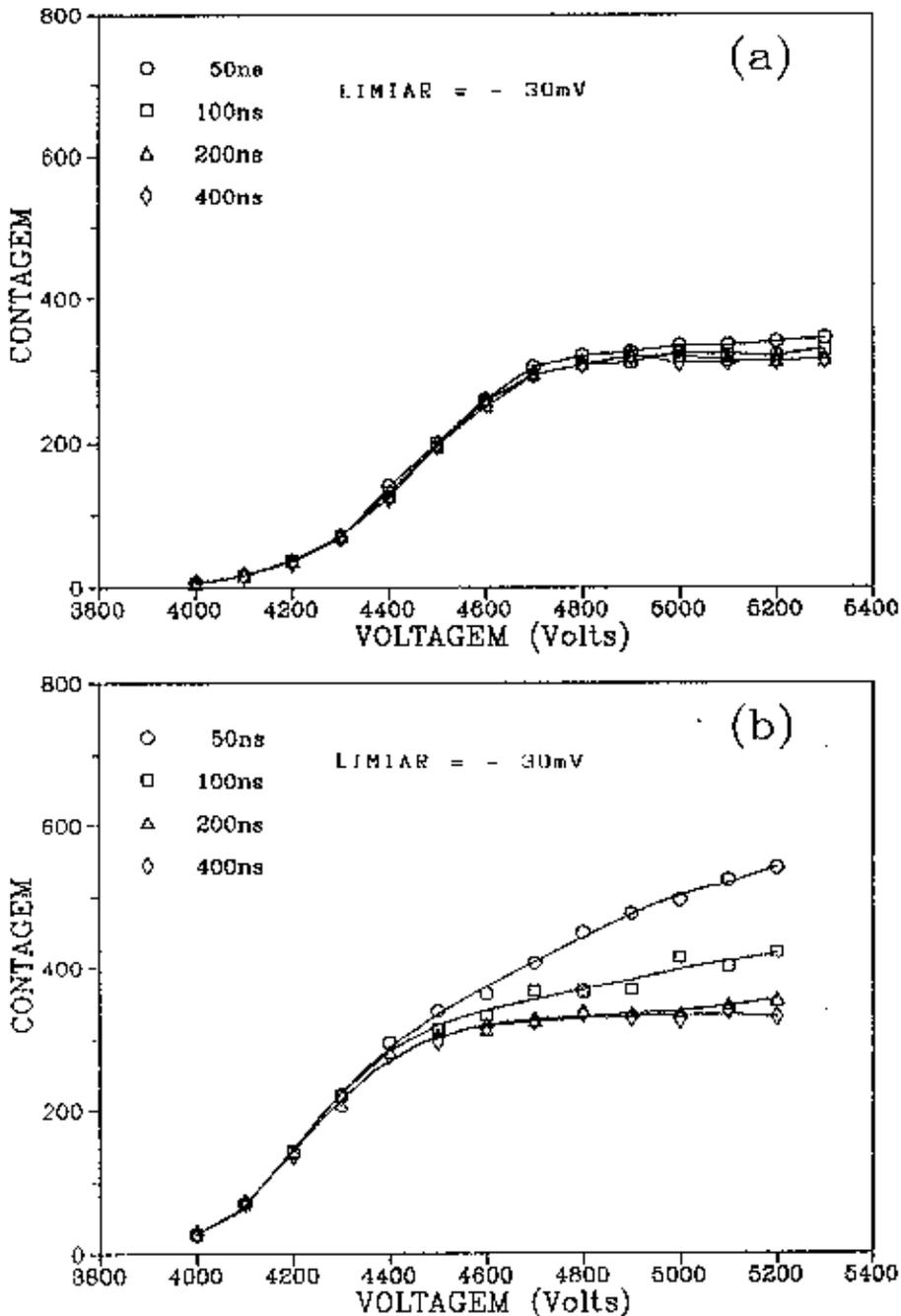


Figura C.6 - Patamar de operação para vários valores de tempo morto. a) Ar:IC4H10 30:70. b) Ar:IC4H10:CO2 2:10:88.

Através da figura C.7 podemos observar o sinal do fio ânodo para a mistura padrão e a ternária. Em média os pulsos secundários têm amplitude igual a 2/3 dos primários na mistura padrão. Já na ternária, os pulsos secundários apresentam em média, amplitudes iguais ou maiores que a dos primários. Isto revela o fraco poder de apagamento da mistura, que mantém uma forte dependência do campo elétrico na formação de after-pulses, como se verifica também pela figura C.6.

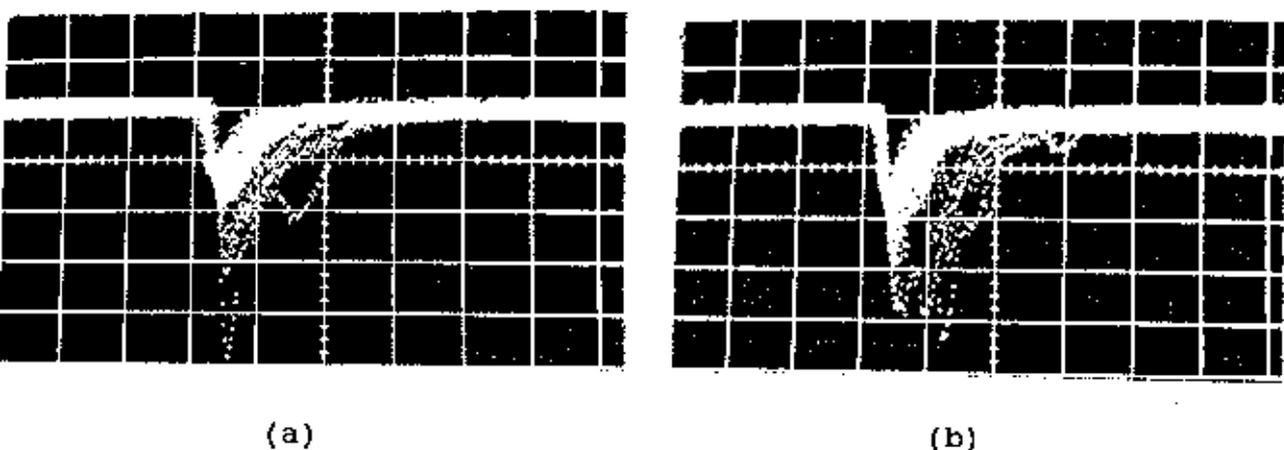


Figura C.7 - Sinal do fio no osciloscópio. a) Mistura padrão. b) Mistura ternária. Escala vertical em 50mV e horizontal em 50ns.

Observamos claramente a transição do regime proporcional para o MSL pela medida do espectro do sinal em voltagens diferentes. Na mistura padrão (figura C.8) os dois modos de operação coexistem entre 4300V a 4600V, o que é verificado através dos dois picos da distribuição espectral (figura C.8b). O pico de menor carga representa descargas no modo proporcional e o de maior carga as descargas streamer. A dependência da carga em função da voltagem no modo proporcional apresenta característica exponencial [8], dado por

$$Q(V) = Q_0 \exp \left[ k \sqrt{\frac{V}{V_{LP}}} \left( \sqrt{\frac{V}{V_{LP}}} - 1 \right) \right] \approx Q_0 \exp \left( k \frac{V}{V_{LP}} \right),$$

onde  $Q_0$  é a ionização inicial (elétrons),  $\kappa$  é uma constante que depende do diâmetro do fio, das constantes do gás e do valor do campo elétrico crítico.  $V_{LP}$  é a voltagem limiar para o modo proporcional. No MSL a carga tem uma dependência linear sobre a voltagem, e é dado por

$$Q(V) \approx \beta(V - V_{Ls}),$$

onde  $\beta$  é uma constante que depende do diâmetro do fio, e  $V_{Ls}$  é a voltagem que marca o início da transição para o MSL. Esta voltagem depende da composição do gás, temperatura e pressão.

Para a mistura ternária também verifica-se claramente a transição do regime proporcional para o MSL (figura C.9), mas com um valor de  $V_{Ls}$  um pouco menor. Com esta mistura ela ocorre entre 4200V e 4500V.

A propagação da descarga no tubo foi observada através da leitura digital como dito anteriormente. A eletrônica utilizada limita a identificação do alastramento de uma descarga a 7 fitas leitoras, o que corresponde a 8cm. Este limite é suficiente, visto que a precisão esperada do detector é de 1 fita leitora ou 1cm. Na figura C.10 temos a contagem de eventos em função da propagação (número de fitas induzidas) para diferentes valores de voltagem no patamar de operação. Com o aumento da intensidade do campo elétrico, observamos uma rápida redução dos eventos de propagação 1. Para a mistura padrão (figura C.10a), o acréscimo da voltagem de 4600V (início do patamar) para 4700V resulta numa redução de 24% dos eventos de propagação 1. Com esta variação o número de eventos de propagação 2, 3 e 6 se mantém praticamente inalterado, o aumento ocorre para propagação 4, 5 e 7. Para a mistura ternária (figura C.10b), o acréscimo de voltagem de 4500V para 4600V implica numa redução de 42% dos eventos de propagação 1. Há o aumento de contagens para 3, 4, 5, 6 e 7. Nota-se uma maior instabilidade desta mistura, que com o mesmo aumento de voltagem provoca um maior alastramento das descargas.

Nas duas misturas, para valores de propagação maior que 4 observamos uma redução na dependência do campo elétrico. Isto se explica pela existência de eventos com mais de uma partícula, e

aqueles no qual a partícula atravessa o detector com pequeno ângulo em relação ao fio, causando várias descargas ao longo do seu trajeto. Estes tipos de eventos são os responsáveis por propagações maiores que 4. A subida das curvas no valor 7 é devido ao limite da escala.

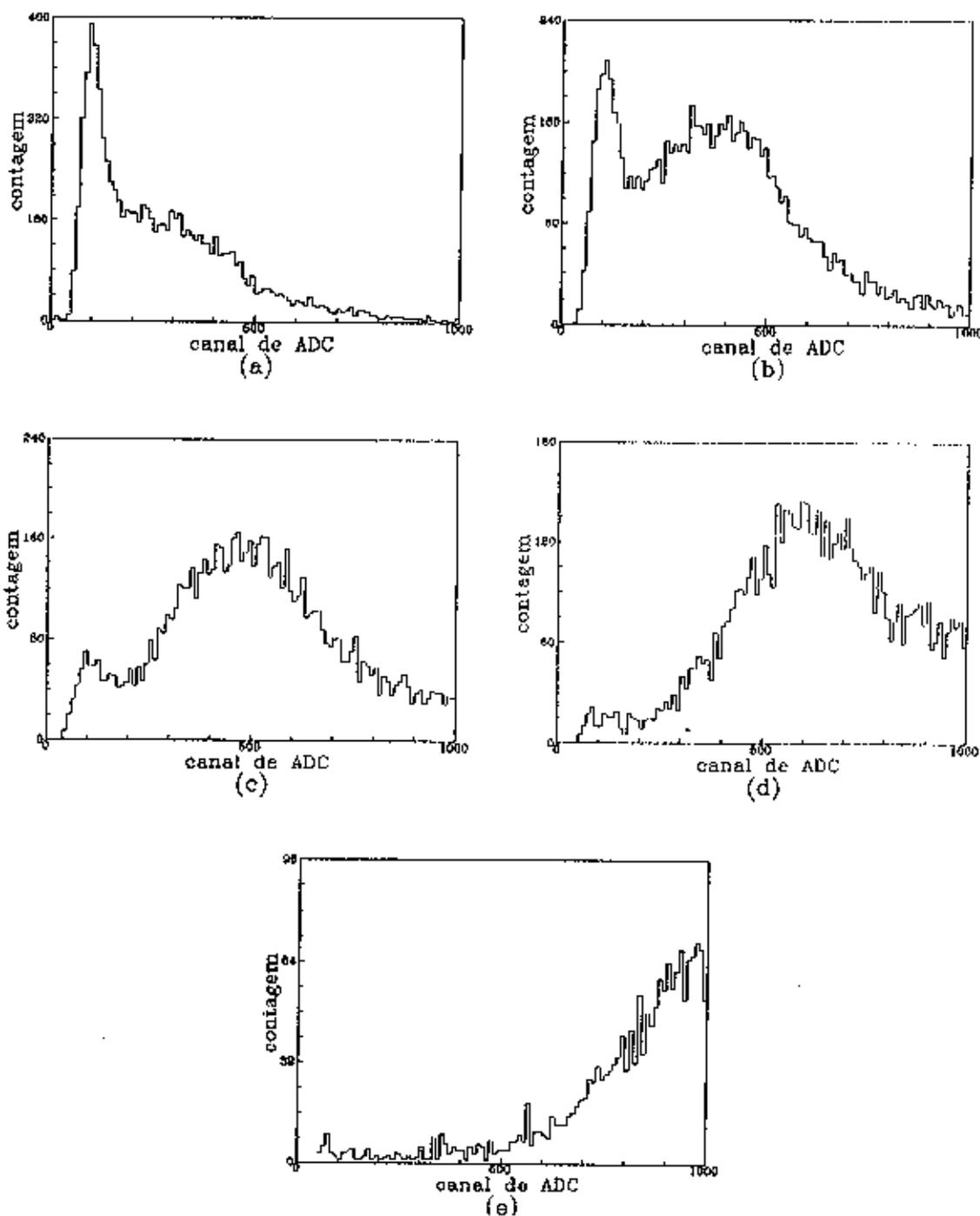


Figura C.8 - Espectro de carga para a mistura Ar:CO<sub>2</sub>H<sub>2</sub>O 30:70 para várias voltagens. a) 4300V. b) 4400V. c) 4500V. d) 4600V. e) 4700V.

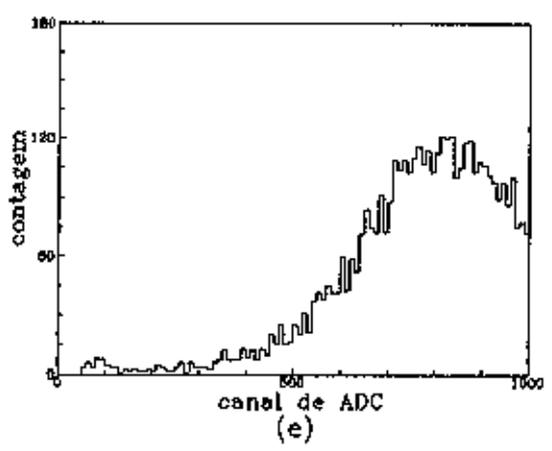
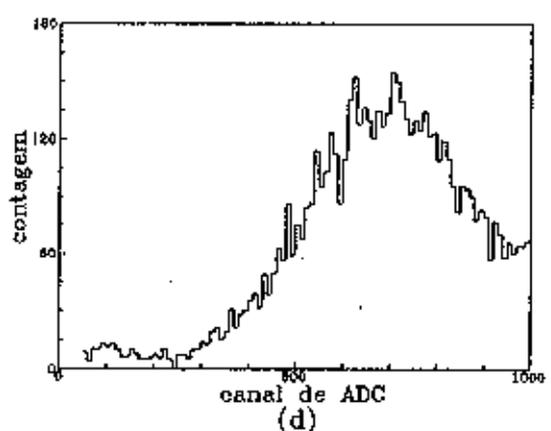
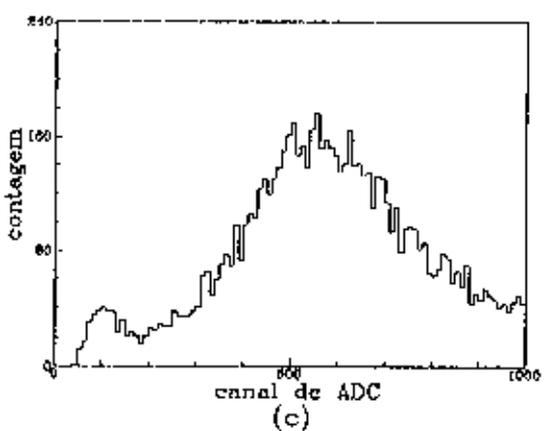
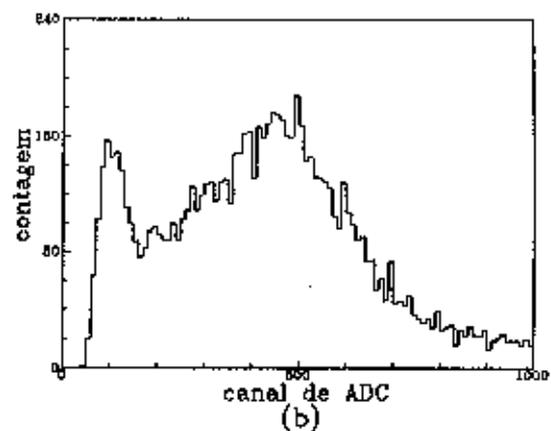
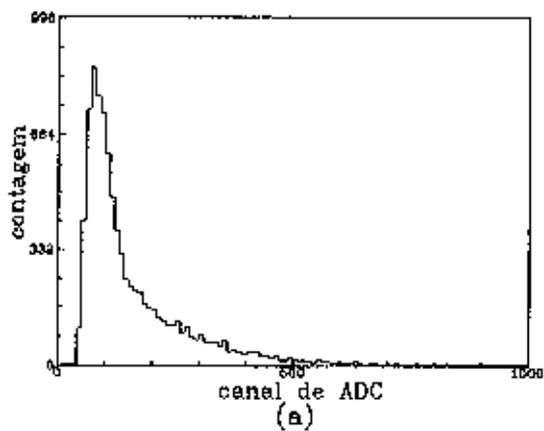


Figura C.9 - Espectro de carga para a mistura Ar:CO<sub>2</sub>:iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 2.5:88:9.5 para várias voltagens. a) 4000V. b) 4300V. c) 4400V. d) 4500V. e) 4600V.

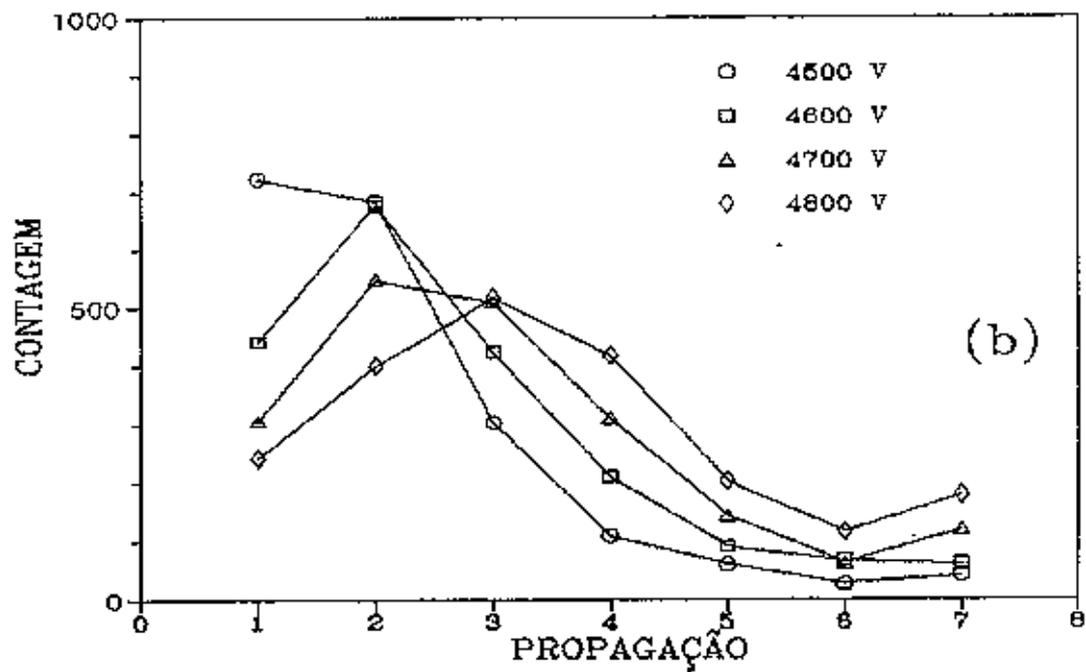
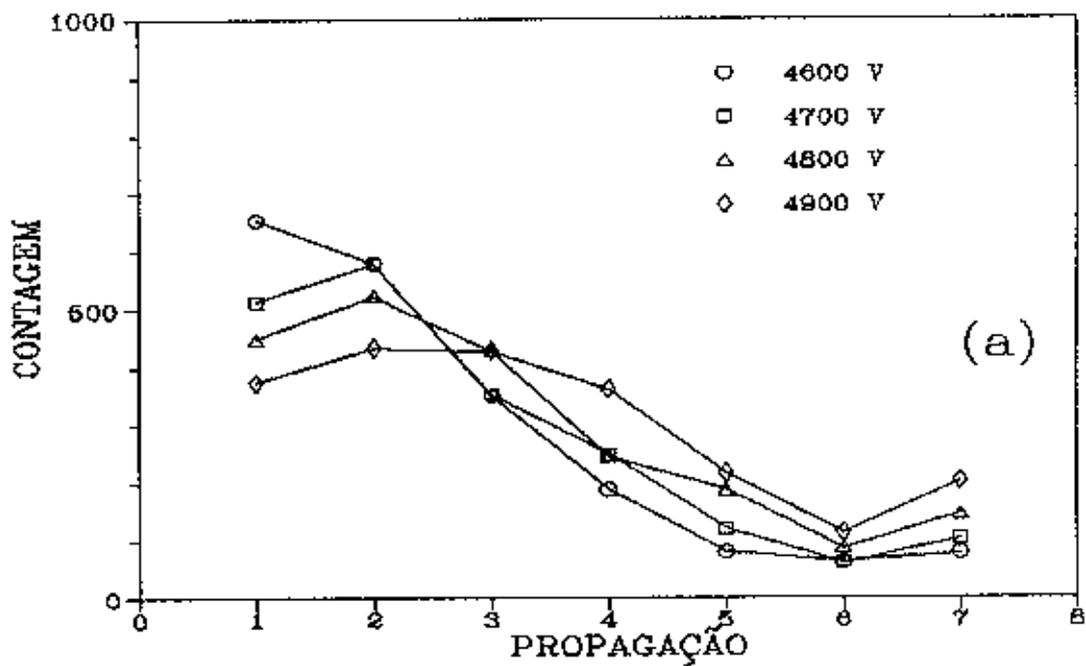


Figura C.10 - Eventos em função do número de fitas induzidas. a) mistura padrão. b) Mistura ternária.

Utilizando a lógica da figura C.4 a eficiência intrínseca foi encontrada por

$$\varepsilon = \frac{\text{CONT}_B}{\text{CONT}_{AC}},$$

onde  $\text{CONT}_B$  é a contagem da coincidência do tubo B com A e C, e  $\text{CONT}_{AC}$  a contagem da coincidência de A e C. A eficiência encontrada, operando na região central do patamar, foi de aproximadamente 92%, tanto para a mistura padrão como para a ternária.

### C.3) CONCLUSÕES:

Da comparação direta das duas misturas, fica evidente a superioridade da mistura padrão. O menor poder de apagamento da mistura ternária resulta numa menor estabilidade e um tempo morto maior, além da alta taxa de propagação quando operado com voltagem acima do início do patamar.

Entretanto, o uso da leitura digital está associado a uma eletrônica de aquisição de dados com características que se sobrepõem a algumas deficiências da mistura. Uma delas é o tempo morto. O tempo de transferência serial de dados possui uma dependência direta do tamanho da informação a ser recebida, no nosso caso (480 bits) ela é da ordem de  $4\mu\text{s}$ . Logo, o tempo morto do sistema é muito maior que o do processo de descarga na câmara (200ns), tornando inócua a produção de after-pulses que não se propagam.

O problema da baixa estabilidade, que está intimamente ligada à propagação da descarga, pode ser contornado. Apesar de ser menor que a da mistura padrão, a estabilidade da mistura ternária pode ser controlada satisfatoriamente com monitoragem diária da mistura. A disponibilidade de equipamentos como fonte de alimentação controlada por computador, permite um controle rigoroso através da integração com o sistema de aquisição de dados.

Desta forma a operação com mistura ternária

Ar:CO<sub>2</sub>:iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> 2.5:88:9.5 é factível, e reduz os gastos de manutenção com gás em até 80%. Isto faz desta mistura uma ótima alternativa para o uso em experimentos com as características descritas.

#### Referências:

- [1] Kamyshkov, Y., et al. - 1987 Nuclear Instr. and Meth. A257, 125.
- [2] Bergstein, H., et al. - 1988 Nuclear Instr. and Meth. A269, 560.
- [3] Bagliesi, G., et al. - 1988 Nuclear Instr. and Meth. A268, 144.
- [4] Benvenuti, A. C., et al. - 1989 Nuclear Instr. and Meth. A284, 339
- [5] Zabetackis, M. C. - 1965 National Bureau of Mines, 625.
- [6] Benvenuti, A. C., et al. - 1991 Servizio de Document. dei LNF 91/004 (P).
- [7] OMEL INDÚSTRIA E COMÉRCIO S.A.
- [8] Sauli, F. - 1977 CERN 77-09.

A P É N D I C E

D

## D) FORMATO DE ARMAZENAMENTO

Todo o controle da aquisição de dados é controlado por uma interface inteligente desenvolvida no DRCC-UNICAMP. A interface é conectada diretamente no crate CAMAC, e através de um software residente, controla a transferência de dados das unidades CAMAC para os seus buffers internos.

Depois de carregados no buffer da interface, os dados são periodicamente transferidos para um microcomputador tipo PC-AT. A interface formata os dados para o armazenamento no disco rígido. O número do buffer utilizado (são quatro disponíveis) a data e a hora da transferência, definem o nome do arquivo no disco. A capacidade de dados de cada arquivo é ajustável, atualmente estão sendo guardados 50Kbytes/arquivo. Na figura D.1 temos como exemplo uma parte do arquivo 1\_121114.0 (buffer=1, mês=12, dia=11, hora=14:00). A extensão "0" indica que é o primeiro arquivo com este nome, os próximos terão extensão 1,2,3,4,... .

```
14:26:49:7052 0 DATA:11-12-91
14:26:49:7052 16 1003 1681 1839 1874 2092 2961 4113 4586 5329 5969 60
55 7185 7313 7569 7827 7953 8146 8337 8785 9233 9361 10861 9617 9875
10129 11756 10321 12847 11346 13100
14:26:49:7208 16 13549 13906 17262 17644 16337 16722 18985 19241 18194 19883 190
89 20651 19985 22162 22548 23507 23633 25513 27090 28947 29394 56
14:27:09:0770 16 17 170 811 2065 2026 2321 2411 3631 4079 4651 54
82 5929 6867 8148 8233 8553 9068 9775 10897 9897 10025 11345 11603 10543
12050 12369 11308 12690 13335 13393
14:27:09:0919 16 12202 13716 13906 14293 14609 14865 14993 14313 15377 15569 151
45 16018 15530 16533 16913 16425 17618 18793 19538 18921 19793 20305 20563 20777
21271 21719 21905 22895 23343 23634
14:27:09:1067 16 23661 24214 24532 25257 26132 26602 27217 27409 27665 28073 279
85 28905 28689 29161 29075 29201 29713 30353 56
14:27:12:1489 16 1066 2029 4050 5393 8107 9769 10385 11631 11819 12655 128
43 14673 14828 17895 19243 20884 21162 21931 23444 27474 26794 28689 28586 56

14:27:36:6699 0 DATA:11-12-91
14:27:36:6699 16 171 853 2065 2410 5097 7185 7529 8018 8209 9169 104
26 11473 12050 12653 14826 15186 15849 17041 18473 19753 21866 23343 23767 23596
24723 25579 28971 30609 56
```

Figura D.1 - Impressão de parte do arquivo 1\_121114.0.

Na primeira coluna temos o horário em horas, minutos, segundos e milésimos de segundos. A segunda coluna corresponde ao número da posição da unidade (no caso a STAS) no *crate* CAMAC. Quando o valor é zero, indica o início de uma transferência da interface para o microcomputador, e nas colunas seguintes é colocado a data.

Após o número da posição no *crate* seguem os números correspondentes aos clusters até o valor de controle "56", que indica o final dos dados do evento. Alguns eventos possuem uma quantidade de clusters que superam a quantidade máxima de caracteres de uma linha de registro. Nesses casos, o valor de controle não aparece nesta linha e a interface continua a transferência iniciando uma nova linha com um novo horário, defasado de alguns milissegundos em relação à linha anterior. Isto se repete até o último dado do evento, quando o valor "56" aparece.

APÉNDICE E

## E) VERIFICAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO AZIMUTAL

A modulação da distribuição azimutal das partículas no detector aparece em função da geometria do detector. Faremos aqui, um tratamento para reproduzir esta modulação supondo um fluxo de partículas sobre um sólido da dimensão do módulo de tracejamento.

Consideremos o fluxo de partículas como sendo da forma

$$I(\theta) \sim \cos^n \theta \quad (\text{eq.E.1})$$

que é aproximadamente a função zenital ( $\theta$ ) de distribuição da radiação cósmica secundária na superfície da terra. O valor médio de  $n$  é de 1.85 para múons (figura E.1).

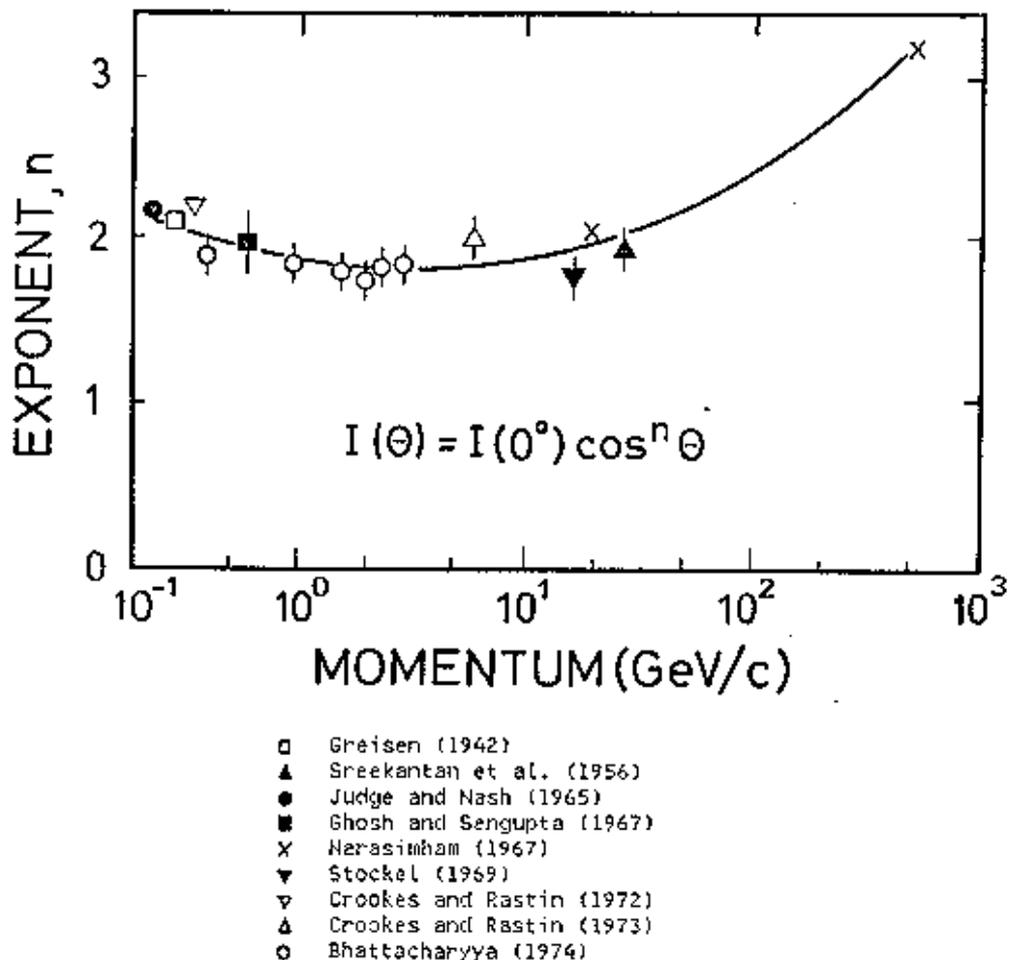


Figura E.1 - Valores do expoente  $n$  em função do momento dos múons.



distintas, como ilustra a figura E.2b. Podemos definir os valores de  $\cos\theta_{\max}$  para o elemento  $(x_1, y_1)$  como segue.

1) Para o 1° quadrante temos,

$$0 \leq \phi \leq \phi_1 \qquad \phi_1 = \arctan \left( \frac{b - y_1}{a - x_1} \right)$$

$$(a - x_1) = r \cos\phi$$

$$d_{\max}^2 = (h^2 + r^2) \Rightarrow d_{\max}^2 = h^2 + \frac{(a - x_1)^2}{(\cos\phi)^2}$$

$$\cos\theta_{\max} = \frac{h}{d_{\max}} = \frac{h}{\left[ \left( \frac{a - x_1}{\cos\phi} \right)^2 + h^2 \right]^{1/2}} \qquad (\text{eq. E.3})$$

2) Para o 2° quadrante

$$\phi_1 \leq \phi \leq \phi_2 \qquad \phi_2 = \pi + \arctan \left( \frac{x_1}{b - y_1} \right)$$

$$b - y_1 = r \sin\phi$$

$$\cos\theta_{\max} = \frac{h}{\left[ \left( \frac{b - y_1}{\sin\phi} \right)^2 + h^2 \right]^{1/2}} \qquad (\text{eq. E.4})$$

3) Para o 3° quadrante

$$\phi_2 \leq \phi \leq \phi_3 \qquad \phi_3 = \pi + \arctan \frac{y_1}{x_1}$$

$$\begin{aligned} x_1 &= r \cos(\pi - \phi) = r (\cos\pi \cos\phi + \sin\pi \sin\phi) \\ &= -r \cos\phi \end{aligned}$$

$$r = - \frac{x_1}{\cos\phi}$$

$$\cos\theta_{\max} = \frac{h}{\left( \left( \frac{x_1}{\cos\phi} \right)^2 + h^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{eq. E.5})$$

4) Para o 4° quadrante

$$\phi_3 \leq \phi \leq \phi_4$$

$$\phi_4 = \frac{3\pi}{2} + \arctan \left( \frac{a - x_1}{y_1} \right)$$

$$-y_1 = r \operatorname{sen}\phi'$$

$$r = \frac{-y_1}{\operatorname{sen}\theta'}$$

$$\cos\theta_{\max} = \frac{h}{\left( \left( \frac{y_1}{\operatorname{sen}\phi} \right)^2 + h^2 \right)^{1/2}} \quad (\text{eq. E.6})$$

5) Para o 5° quadrante

$$\phi_4 \leq \phi \leq \phi_1$$

$$(a - x_1) = r \cos\phi$$

$$\cos\theta_{\max} = \frac{h}{\left( \left( \frac{a - x_1}{\cos\phi} \right)^2 + h^2 \right)} \quad (\text{eq. E.7})$$

Fazemos a integração em  $\theta$  para cada uma das regiões independentemente. Da eq. E.1 e E.2 temos

$$- \int_0^{\theta_{\max}} \cos^n \theta \, d(\cos\theta) \quad (\text{eq. E.8})$$

$$\Rightarrow I_m(x_1, y_1) = \frac{-\cos^{n+1} \theta}{n+1} \Big|_0^{\theta_{\max}}$$

ou

$$\Rightarrow I_m(x_1, y_1) = \frac{1}{n+1} \left\{ 1 - \cos^{n+1} \theta_{\max} \right\} \quad (\text{eq. E.9})$$

onde  $\underline{m}$  é a região (1, ..., 5)

Substituindo  $\cos \theta_{\max}$  para cada uma das regiões e calculando os limites de  $\phi$ , temos

1) Região 1  $0 \leq \phi \leq \phi_1$

$$\phi_1 = \arctan \left( \frac{b - y_1}{a - x_1} \right)$$

$$\begin{cases} \text{se } x_1 = a \Rightarrow \phi_1 = \pi/2 \Rightarrow I_1(x_1, y_1) = 0 \\ \text{se } y_1 = b \Rightarrow \phi_1 = 0 \Rightarrow \text{passa p/ região 3} \end{cases}$$

$$I_1(x_1, y_1) = \frac{1}{\alpha + 1} \left\{ 1 - \frac{h}{\left( \left( \frac{a - x_1}{\cos \phi} \right)^2 + h^2 \right)^{1/2}} \right\}$$

2) Região 2  $\phi_1 \leq \phi \leq \phi_2$

$$\phi_2 = \arctan\left(-\frac{b - y_j}{x_1}\right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{se } y_j = b \Rightarrow \text{passa p/ região 3} \\ \text{se } x_1 = 0 \Rightarrow \text{passa p/ região 4} \end{array} \right.$$

$$I_2(x_1, y_1) = \frac{1}{\alpha + 1} \left\{ 1 - \frac{h}{\left[\left(\frac{b - y_j}{\sin\phi}\right)^2 + h^2\right]^{1/2}} \right\}$$

3) Região 3  $\phi_2 \leq \phi \leq \phi_3$

$$\phi_3 = \arctan\left(\frac{y_1}{x_1}\right)$$

se  $x_1 = 0$  passa para região 4

$$I_3(x_1, y_1) = \frac{1}{\alpha + 1} \left\{ 1 - \frac{h}{\left[\left(\frac{x_1}{\cos\phi}\right)^2 + h^2\right]^{1/2}} \right\}$$

4) Região 4  $\phi_3 \leq \phi \leq \phi_4$

$$\phi_4 = \arccos\left(\frac{a - x_1}{[(a - x_1)^2 + y_j]^{1/2}}\right)$$

se  $y_j = 0$  passa para região 5

$$I_4(x_1, y_1) = \frac{1}{\alpha + 1} \left\{ 1 - \frac{h}{\left( \left( \frac{y_1}{\sin\phi} \right)^2 + h^2 \right)^{1/2}} \right\}$$

5) Região 5  $\phi_4 \leq \phi \leq 360$

$$\text{se } x_1 = a \Rightarrow I_5(x_1, y) = 0$$

$$I_5(x_1, y_1) = \frac{1}{\alpha + 1} \left\{ 1 - \frac{h}{\left( \left( \frac{a - x_1}{\cos\phi} \right)^2 + h^2 \right)^{1/2}} \right\}$$

A soma das cinco regiões distintas fornecem a distribuição  $I(\phi)$  devido à geometria do detector (figura 4.6).

$$I(\phi) = I_1(\phi) + I_2(\phi) + I_3(\phi) + I_4(\phi) + I_5(\phi)$$