

TESE DE MESTRADO

"CAMINHO LIVRE MÉDIO DE HADRONS DE ALTA ENERGIA DA  
RADIAÇÃO CÔSMICA PARA PRODUÇÃO DE JATOS EM CHUMBO"

Candidato: MIGUEL LUKSYS

Orientador: PROF.DR. ARMANDO TURTELLI JR.

Trabalho realizado com apoio financeiro da FAPESP.

## PREFÁCIO

A Colaboração Brasil-Japão (CBJ), para a realização de experiências com Câmaras de Emulsão Nuclear e Chumbo (CENC), deve sua origem a uma sugestão de H. Yukawa a C.M.G. Lattes, em 1959<sup>(1)</sup>, para o estabelecimento de uma colaboração entre físicos japoneses e brasileiros, com o objetivo de estudar fenômenos relativos a colisões hadrônicas de altas energias ( $E > 10^{13}$  eV) induzidas pela radiação cósmica (RC). A idéia da utilização da RC para esse trabalho é bastante adequada, visto que energias altíssimas podem ser alcançadas. Para o Brasil, em particular, a idéia é duplamente adequada: além do motivo já exposto, temos a possibilidade de avançar por um caminho próprio, não dependente dos grandes centros tecnológicos. Esse caminho, compatível com os recursos nacionais, permite que se conquiste conhecimento avançado e, muito importante, que se formem pesquisadores. A utilização de grandes máquinas aceleradoras de partículas, para o Brasil, viria inevitavelmente acompanhada pela condição de dependência das grandes máquinas já em funcionamento, não permitindo que se trabalhe na vanguarda, além de não permitir que se alcancem as energias alcançáveis na RC.

O Monte Chacaltaya, nos Andes Bolivianos, próximo a La Paz, com instalações utilizáveis a 5200 m sobre o nível do mar - (550 g/cm<sup>2</sup> de pressão atmosférica), foi salientado como local para exposições das CENC, em vista de sua proximidade do equador geomagnético, da exequibilidade econômica das expedições ao local de exposição, e da altitude, pois a camada atmosférica acima daquele ponto (aproximadamente sete vezes o caminho-livre-médio para interação nuclear de hadrons da RC) não é um absorvedor espesso demais

para a radiação cósmica primária, e nem fina demais para reduzir sua eficiência como alvo produtor de reações induzidas pela RC.

A CBJ entra efetivamente em funcionamento a partir de 1962, dela participando os Laboratórios de Emulsões Nucleares da USP, da Universidade de Tóquio e do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Em 1964 entram para o CBJ mais oito Universidades japonesas. Até a presente data, já foram expostas 18 CENC, cujas características evoluíram de acordo com as necessidades ditadas pelos anos de experiência acumulada, por um lado, e pela disponibilidade de recursos, por outro, tendo sido bastante enriquecido o conhecimento no campo das interações hadrônicas de alta energia, principalmente sobre o fenômeno da produção múltipla de partículas.

Neste trabalho, acupamo-nos somente de interações de hadrons da RC com núcleos de chumbo da CENC nº 11, de cujas medidas pertinentes e análise procuramos extrair e apresentar aqui os valores de alguns parâmetros cujo conhecimento é necessário para a CBJ no estudo de interações nucleares de alta energia, bem como no estudo da morfologia da RC.

O objetivo principal do trabalho é a determinação do valor do caminho-livre-médio de interação nuclear dos hadrons da RC no chumbo, sendo que também apresentaremos:

- espectro de energias das cascatas eletromagnéticas múltiplas originadas nessas interações (Pb-jatos), desenvolvidas através do chumbo e detetadas nos filmes de raios-X e emulsões nucleares dispostos em diversas profundidades no chumbo
- distribuição angular zenital da direção de incidência das partículas nuclearmente ativas (PNA) da RC que induziram as interações analisadas.

- estimativa do valor do caminho-livre-médio de absorção das PNA da RC no chumbo
- estimativa do valor do caminho-livre-médio da absorção das PNA da RC na atmosfera, a  $550 \text{ g/cm}^2$ .
- fluxo vertical das PNA da RC a  $550 \text{ g/cm}^2$  (Laboratório de Física Cósmica, Monte Chacaltaya)

## CAPÍTULO 1

### PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

#### 1.1 - Introdução

O topo da atmosfera terrestre é constantemente bombardeado por uma chuva de partículas de natureza variada. A especificação e a proporção relativa de todos os tipos de partículas que chegam já foi extensivamente estudada nas mais diversas faixas de energia<sup>(2)</sup>. Chamamos a essas partículas, ao alcançarem a atmosfera, e antes disso, Radiação Cômica Primária. No topo da atmosfera predominam largamente os prótons, partículas alfa e núcleos pesados, na proporção<sup>(2)</sup>:

$$\phi_p : \phi_\alpha : \phi_{\text{pesados}} = 1 : \frac{1}{7} : \frac{1}{60}$$

Ao penetrar na atmosfera, os hadrons da RCP interagem com núcleos da mesma, dando origem a novas partículas que, acrescentadas dos hadrons residuais das colisões, são convencionalmente agrupadas sob o nome de Radiação Cômica Secundária (RCS).

A RCS pode ser dividida segundo vários critérios, sendo que neste trabalho nos interessa classificá-las de acordo com a maneira como a RCS interage com a matéria que atravessa. Assim sendo, podemos dividir a RCS em duas grandes componentes: as partículas que, interagindo com a matéria, produzem "jatos" de hadrons, e aquelas que produzem chuviros foto-eletrônicos, ou cascatas eletromagnéticas. Chamamo-las componentes nuclearmente ativa e eletromagnética da radiação cômica.

Quando uma PNA da RC colide com um núcleo da atmosfera, produz um jato de píons, sendo que os  $\pi^0$  decaem ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ) a pós  $\tau \sim 10^{-16}$  seg. Esse jato tem uma abertura angular da ordem de  $10^{-4}$  rd.

Os fótons gama interagem com o campo coulombiano dos núcleos, produzindo pares  $e^+e^-$ , dando início a uma cascata eletromagnética que se desenvolve longitudinalmente principalmente pela presença do processo acima (criação de pares), da emissão de radiação por freiamento dos elétrons e outros processos eletromagnéticos, tais como o efeito Compton, efeito fotoelétrico. A cascata tem um máximo e "envelhece" lateralmente (se dispersa) devido ao espalhamento coulombiano simples e múltiplo e pelo momentum transversal dos pares criados e do foton emitido por freiamento; envelhece longitudinalmente pela perda de energia dos  $e^\pm$ , por ionização do meio, inclusive, desaparecendo, para fins práticos (4).

## 1.2 - As Câmaras de Emulsão Nuclear e Chumbo (CENC)

As CENC são construídas em módulos denominados blocos. Num bloco superpõem-se alternadamente placas de chumbo de espessura conhecida, geralmente padronizada, e camadas de material capaz de registrar a passagem de partículas carregadas (material fotossensível). Os blocos, justapostos, formam o que chamamos CENC, que repousa sobre uma plataforma horizontal (Fig. 1,3,5).

A camada de material fotossensível é um envelope hermeticamente selado contra a luz e a umidade, cujo conteúdo usualmente pode assumir três composições diferentes:

- a) 2 filmes de raio-X tipo N, SAKURA
- b) idem, mais um filme tipo R
- c) o ítem "b" mais uma placa de emulsão nuclear FUJI

A secção horizontal de um bloco é um retângulo de 40 cm x 50 cm.

### 1.3 - Material Fotossensível

Emulsão Nuclear: fabricação FUJI, tipo ET7A ou ET7B. A emulsão propriamente dita é uma película de aproximadamente 50 $\mu$  de espessura, aderindo a uma base de acrílico de aproximadamente 2 mm de espessura. É sensível a partículas de mínimo de ionização, sendo 0,3 $\mu$  o diâmetro médio dos grãos de haleto de prata em suspensão na gelatina. A distinguibilidade dos traços de mínimo, mesmo quando paralelos e separados por distâncias da ordem de micron, é bastante satisfatória. É insignificante o efeito do desaparecimento da imagem latente para exposições de até 1,5 anos<sup>(3)</sup>.

Filme de Raio-X: Uma base de celulóide, com 200 $\mu$  de espessura, é emulsionada em ambas as faces, ficando a espessura total aproximadamente 250 $\mu$ . Nos filmes de tipo N, o grão de haleto de prata tem um diâmetro médio de 7 $\mu$ ; nos de tipo R, 1,5 $\mu$ , o que dá a este último uma sensibilidade menor, para um tempo de exposição.

### 1.4 - Deteção de jatos, nas CENC

Quando uma PNA da RC colide com um núcleo a atmosfera, produzindo um jato, os  $\pi^0$  produzidos decaem em  $2\gamma$ , cada  $\gamma$  produ-

zindo cascatas eletromagnéticas. Essas cascatas podem ser produzidas na própria atmosfera ou no chumbo do detetor. Essa "família" de  $\gamma$ 's deixa sua trajetória registrada nas camadas de material fotossensível colocadas a diversas profundidades no chumbo, que, com seu alto número atômico, favorece o desenvolvimento das cascatas. Após a revelação dos filmes, uma cascata eletromagnética aparece, nos filmes tipo N, como um ponto mais opaco, visível a olho nu se a energia for superior ao limiar de detecção. Superpostos os dois filmes N que estavam numa mesma camada, podemos notar a coincidência entre esses dois pontos, evitando assim os efeitos espúrios (mecânicos e químicos). O exame dos filmes colocados em todas as profundidades do bloco permite a confecção do "mapa" dos eventos, onde são indicados a trajetória de cada cascata detetada, em sua projeção horizontal, e os ângulos zenital e azimutal de incidência. Famílias cogenéticas de  $\gamma$ 's aparecem como traços paralelos no mapa, em vista da abertura angular pequena do jato. A produção de um jato a algumas centenas de metros acima da CENC nos dá uma separação média de centímetros entre as cascatas detetadas. Determina-se a altura de origem do jato através de acoplamento cinemático dos  $\gamma$ 's em pares<sup>(5)</sup>. Rigorosamente, pode-se dizer que todo  $\gamma$  detetado pertence a uma família, mas as dimensões finitas do detetor e o limiar energético da detecção não permitem correlacionar todos os  $\gamma$ 's originados em toda e qualquer interação na atmosfera.

Além disso, as PNA também podem produzir jatos colidindo com núcleos do próprio chumbo, sendo que a colimação do jato faz com que as cascatas se superponham pelo menos parcialmente em todas as profundidades em que são detetadas. Temos assim três tipos básicos de eventos: jatos atmosféricos (A-jatos),  $\gamma$  simples e jatos locais produzidos no chumbo (Pb-jatos). A



figura 1 mostra esquematicamente um bloco detetor.

Entretanto, o que foi exposto acima corresponde ao que se poderia chamar "primeira geração" das CENC. A partir da nº 12, as CENC passaram a ser dotadas de uma camada de um material de baixo número atômico (piche) que serve de alvo estacionário, localizado a uma certa distância acima do detetor e disposta horizontalmente. Isso foi feito com o objetivo de se obter interações nucleares a uma altura conveniente, e sobretudo conhecida. Essa "segunda geração" das CENC permite então o estudo das interações nucleares de alta energia em condições mais favoráveis. As interações ocorridas no piche, produzem  $\gamma$ 's finais que aparecem no detetor dentro duma região cujas dimensões em geral não excedem 1 mm, no corte horizontal.

Acima do alvo, é construído outro detetor que, além de servir aos mesmos objetivos da "primeira geração", serve como blindagem para que a componente eletromagnética tenha seu acesso obstado ao detetor inferior. Essa blindagem (felizmente) não é 100% eficiente, pois em eventos de altíssimas energias podemos observar no detetor inferior a continuação das cascatas já detetadas no superior. Em eventos desse tipo, é útil que isso ocorra, pois temos assim um sistema de referência que dá com precisão a posição relativa dos dois detetores. A figura 3 mostra uma câmara com dois detetores, e a figura 2 mostra a evolução das exposições sucessivas em  $m^2 \times dia$ .

Do acima exposto, fica claro que a CENC é um detetor da componente neutra dos jatos de píons, basicamente, embora os  $\pi^\pm$  possam ocasionalmente produzir Pb-jatos.

O processamento químico do material fotossensível é realizado atualmente na UNICAMP, em câmara escura construída para esse fim. Descrição do tratamento químico dispensado a cada tipo de filme e às emulsões nucleares é encontrado na Ref. 6.

### 1.5 - Os Pb-jatos

O chumbo das CENC presta-se como absorvedor não só da componente eletromagnética da RC, como também da componente nuclearmente ativa, em que pese a diferença grande que existe entre os caminhos-livre-médios para os dois processos <sup>(5)</sup>.

Hadrons da RCS, dessa forma colidem com núcleos de Pb produzindo jatos altamente colimados que são detetados nos filmes através da formação de cascatas eletromagnéticas que não chegam a ser completamente distinguíveis umas das outras, pois estão parcialmente superpostas. Na primeira busca, a olho nu, os Pb-jatos e  $\gamma$  simples não podem ser diferenciados um dos outros. O caminho-livre-médio para produção de pares por um  $\gamma$ , no chumbo, é de aproximadamente 0,57 cm <sup>(5)</sup>, e isso reduz a menos de 1% a probabilidade de que uma cascata iniciada por um  $\gamma$  simples se produza após 3 cm de Pb. Assim, é possível estabelecer, na prática, uma espessura limite bastante segura, além da qual um evento duvidoso (Pb-jato ou  $\gamma$  simples) deve ser tomado como Pb-jato. Esse limite é usualmente fixado, nas CENC, em 6 cm de Pb. Naturalmente encontramos Pb-jatos produzidos em espessuras menores que essa (a maior parte deles, aliás).

### 1.6 - Medida da energia das cascatas eletromagnéticas

O conhecimento do desenvolvimento longitudinal e transversal de uma cascata eletromagnética no Pb nos permite fazer a medida da energia do  $\gamma$  que a iniciou. Kamata e Nishimura <sup>(7)</sup> calcularam o número  $\rho(E,r,h)$  que dá a variação da densidade de elétrons e pósitrons com a distância do eixo da cascata ( $r$ ), a

distância do início da mesma ( $h$ ) e a energia do  $\gamma$  inicial ( $E$ ). Nishimura<sup>(10)</sup> recalculou as curvas levando em conta o efeito de inhomogeneidade do chumbo causado pelos envelopes de filmes. Observando-se a cascata ao microscópio, com magnificação conhecida, podemos determinar, na placa de emulsão nuclear, o número de traços de mínimo devidos aos  $e^+e^-$  dentro de um círculo de raio  $R$  centrado no eixo presumível da cascata, o que vem a ser a integral da densidade com respeito a  $R$ . Em eventos de energia bastante elevada, não é possível contar os traços mais próximos do eixo, pois os mesmos se encontram excessivamente próximos uns dos outros. Elimina-se assim um pequeno círculo no centro, fazendo-se a contagem em um anel. Curvas apropriadas para esse caso podem ser obtidas. Podemos então construir na prática a curva  $N(h,E)$  e compará-la com a curva teórica, sendo  $E$  o parâmetro que se determina no ajuste. Na figura 3, mostramos exemplos de curvas teóricas e práticas. O método de ponto de sela<sup>(10)</sup>, usado na solução da equação de difusão da cascata, acarreta aproximações que podem provocar um erro sistemático de até 20% nas medidas de energia.

No caso dos Pb-jatos, temos cascatas superpostas, e não simples. Podemos realizar a medida da energia pelo mesmo método, como se a cascata múltipla fosse simples. É possível<sup>(6)</sup> estabelecer correções que levem em conta essa diferença, mas neste trabalho não nos ocuparemos disso.

Os dados utilizados neste trabalho referem-se a Pb-jatos detectados na CENC nº 11, que foi escolhida basicamente por dois motivos:

a) as placas de chumbo utilizadas em sua construção são todas iguais, com 1 cm de espessura, o que evita ambiguidade na de-

terminação das profundidades de interação.

b) esta CENC é bastante espessa em relação às outras (29 cm de Pb), favorecendo a detecção de Pb-jatos.

A figura 4 mostra um esboço da CENC-11, estando assinalados quais foram os blocos utilizados.

## CAPÍTULO 2

### ANÁLISE DOS Pb-JATOS

A CENC nº 11 é constituída de 30 blocos, totalizando uma área exposta de 6 m<sup>2</sup>. Foram utilizados eventos detetados somente em 16 dos blocos, o que dá uma área de 3,2 m<sup>2</sup>. A profundidade máxima utilizável é de 28 cm de chumbo, e o tempo de exposição foi de 316 dias.

Nesses blocos, foram detetados 475 Pb-jatos, os quais servem de ponto de partida para a análise a que nos propomos fazer neste capítulo..

#### 2.1 - Espectro de Energias

A figura 7 mostra a distribuição integral das energias, sob forma de raios-gama, de 114 eventos, medidas pelos membros da CBJ pelo método, já descrito, de contagem de traços de mínimo. A faixa de energia em que estão êsses eventos vai de 0,2 TeV a 6 TeV.

A distribuição mostra boa compatibilidade com uma função  $f(E) \propto E^{-\beta}$ , onde

$$\beta = 2,2 \pm 0,2$$

Nas energias mais baixas, nota-se um arredondamento da curva, devido a perdas pela proximidade do limiar energético de detecção, na primeira busca a olho nu.

Supondo-se que a inelasticidade média,  $\langle k \rangle$ , na colisão hadrônica, que produz píons, é 1/2, e supondo-se que os píons são produzidos com independência de carga, ou seja:

$$\left\langle \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi}} \right\rangle = \frac{1}{3}$$

podemos estimar a energia da PNA que deu origem a um Pb-jato a partir da energia nominal do mesmo, sob forma de raios-gama:

$$E_{PNA} = \langle k \rangle^{-1} \left\langle \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi}} \right\rangle^{-1} E_j$$

ou seja,

$$E_{PNA} = 6 E_j$$

As suposições feitas acima estão sujeitas a flutuações na proporção entre  $\pi^0$  e  $\pi^{\pm}$ , bem como do valor de  $k$

Assim podemos dizer que estamos trabalhando em colisões de alta energia numa faixa que vai de  $\sim 1$  TeV a  $\sim 100$  TeV, levando se em conta a menor e a maior energia nominal dentre os Pb-jetos em estudo.

## 2.2 - Distribuição Angular Zenital

Partindo-se do mapa geral dos eventos de um bloco, e uma vez selecionados os Pb-jatos que se encontram assinalados no mesmo, podemos facilmente determinar o ângulo zenital do eixo em torno do qual se desenvolve a cascata eletromagnética composta (ou múltipla) que se origina de um Pb-jato. Temos no mapa a projeção horizontal desse eixo, onde estão assinalados os pontos em que ele fura cada uma das camadas fotossensíveis em que o evento foi detetado. Como conhecemos as profundidades, dentro do chumbo, em que estão lo

calizadas as camadas sensíveis, podemos determinar o ângulo zenital do eixo através de considerações trigonométricas.

A distribuição diferencial dos valores de  $\cos \theta$  para esses eventos é apresentada na figura 6. Os dados são compatíveis com uma função

$$f(\cos \theta) \propto (\cos \theta)^{m-1} d(\cos \theta)$$

por unidade de ângulo sólido e por unidade de área horizontal, e onde

$$m = 8,4 \pm 0,4$$

Sobre o significado do expoente  $m$ , ver apêndice II.

### 2.3 - Caminho-Livre-Médio para produção de jatos, no chumbo

Convencionamos chamar aqui profundidade de interação de uma PNA, no chumbo, a menor profundidade em que é observada a cascata múltipla originada no Pb-jato, ou seja, o seu início de visualização. Essa profundidade não pode ser medida na vertical, simplesmente, uma vez que nem todas as PNA chegam na vertical.

A figura 8 mostra a distribuição diferencial dos inícios de visualização,  $z/\cos \theta$ , onde  $z$  é a profundidade vertical. Observamos que nesta curva experimental há um rebaixamento acentuado nas grandes profundidades. Para esclarecer isso foi feita uma simulação em computador onde foram introduzidas a distribuição angular, vários valores do caminho-livre-médio para produção de jatos e as características da CENC nº 11. Alguns resultados dessa simu

lação são mostrados na figura 9. À luz desses resultados, vemos que o baixo número de eventos encontrados nas profundidades  $z/\cos \theta > 28$  cm Pb se deve ao fato da distribuição angular das PNA ser muito abrupta (figura 6).

A determinação do caminho-livre-médio para produção de  $\pi^-$  Pb-jatos,  $\lambda_i$ , se faz aqui através do ajuste da curva mostrada na figura 8 com uma expressão do tipo <sup>(8)</sup>

$$n(t) = \frac{dn(t)}{dt} = \frac{N(o)}{\lambda_i} \exp \left( - \frac{t}{\lambda_i} \right)$$

onde

$$t = \frac{z}{\cos \theta} \quad (\text{vide apêndice III})$$

Utilizamos no ajuste somente os pontos experimentais entre 6 e 28 cm Pb, que totalizam 318 eventos. O ajuste, através do método de mínimos quadrados <sup>(11)</sup> nos dá:

$$\lambda_i = (16,9 \pm 3,4) \text{ cm Pb}$$

ou

$$(186 \pm 37) \text{ g/cm}^2 \text{ (Pb)}$$

Podemos relacionar (apêndice I)  $\lambda_i$  com  $\lambda_a$ , sendo este último o caminho-livre-médio para absorção das PNA, no chumbo. Se adotarmos a hipótese de que a inelasticidade,  $k$ , assume o valor médio  $\langle k \rangle = \frac{1}{2}$ , então



$$\lambda_a = \lambda_i / 1 - (1 - K)^\beta$$

onde

$$\beta = 2,2 \pm 0,2$$

é o expoente do espectro integral das energias nominais dos Pb-jatos. Obtemos assim:

$$\lambda_a = (238 \pm 47) \text{ g/cm}^2 \text{ (Pb)}$$

O caminho-livre-médio de absorção das PNA na atmosfera,  $L_a$ , pode ser estimado (apêndice II) a partir da análise da distribuição angular, segundo a relação

$$m = \frac{t}{L_a} + 2,68$$

onde

t: profundidade atmosférica em que está o detetor

m: expoente da distribuição angular zenital integral

Assim estimamos:

$$L_a = (96 \pm 5) \text{ g/cm}^2 \text{ (atmosfera)}$$

a 550  $\text{g/cm}^2$  de profundidade atmosférica, em Chacaltaya.

#### 2.4 - Fluxo Vertical das PNA a 550 $\text{g/cm}^2$

O ajuste, por mínimos quadrados, da distribuição mostrada na figura 8, a uma função do tipo

$$n(t) = \frac{dN(t)}{dt} = \frac{N_0}{\lambda_1} \exp\left(-\frac{t}{\lambda_1}\right) dt$$

nos dá

$$\frac{N_0}{\lambda_1} = (45 \pm 10) \text{ cm}^{-1} \text{ (Pb)}$$

donde

$$N_0 = 761 \pm 322$$

é o número de PNA que chegaram no topo do tetetor durante o tempo total de exposição e na área horizontal utilizada neste trabalho.

Chamamos Fluxo Vertical Absoluto, aqui, ao número de PNA que chegam, no Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya, por unidade de tempo, por unidade de área horizontal, por unidade de ângulo sólido e que produzem jatos cuja energia sob forma de raios gama está acima do limiar de detecção. Neste trabalho o limiar é  $E_0 = 2 \text{ TeV}$ . A área efetiva utilizada é de  $2,91 \text{ m}^2$ , uma vez descontada a área correspondente a uma faixa de 1 cm na borda dos blocos utilizados, faixa esta que se presta mal à detecção. O tempo de exposição da CENC nº 11 foi de 316 dias, ou  $2,73 \times 10^7 \text{ seg}$ .

O ângulo sólido geométrico visto pela CENC corresponde a um hemisfério,  $\Omega = 2\pi$ . Mas, para a estimativa do Fluxo Vertical devemos corrigir esse ângulo sólido, levando em conta a distribuição angular zenital das PNA. Admitindo que os ângulos azimutais se distribuem de maneira aproximadamente isotrópica, temos

$$\Omega_{\text{ef}} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} f(\cos \theta) d(\cos \theta)$$

Tornando-se uma distribuição angular zenital diferencial do tipo

$$f(\cos \theta) d(\cos \theta) \propto (\cos \theta)^{m-1} d(\cos \theta) ,$$

teremos

$$\Omega_{ef} = \frac{2\pi}{m}$$

onde

$$m = 8,4 \pm 0,4$$

Então:

$$\Omega_{ef} = (0,75 \pm 0,03) \text{ sterad}$$

Com isso, podemos determinar o fluxo vertical absoluto:

$$\phi(\sum E_{\gamma} > 2 \text{ TeV}) = (1,28 \pm 0,59) \times 10^{-5} \text{ sterad}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

CAPÍTULO 3

RESUMO E COMENTÁRIOS

3.1 - Caminho-livre-médio de interação das PNA, no chumbo:  $\lambda_1$

O valor aqui encontrado para  $\lambda_1$  é comparado com os de outros trabalhos na tabela abaixo:

$\lambda_1$ (g/cm <sup>2</sup> )	Fonte	Limiar p/ $\sum E_\gamma$
214 ± 40	ref. 1	3 TeV
207 ± 20	ref. 6	3 TeV
186 ± 37	este trabalho	2 TeV

É preciso observar que, nas duas referências citadas, empregou-se o método de máxima verossimilhança para a estimação de  $\lambda_1$ , enquanto que neste trabalho o método de mínimos quadrados foi o empregado.

3.2 - Caminho-livre-médio de absorção das PNA, no chumbo:  $\lambda_d$

O valor encontrado foi  $\lambda_a = (238 \pm 47)$  g/cm<sup>2</sup> (Pb), e no cálculo feito a partir de  $\lambda_1$ , adotamos a hipótese de que a inelasticidade nas colisões hadrônicas se mantém constante com o valor  $K = \frac{1}{2}$  em toda a faixa de energia abrangida pelos eventos utilizados neste trabalho. Implícita está também a hipótese de que uma colisão hadrônica de alta energia produz partículas entre as quais os píons predominam largamente.

É preciso notar também que a medida dos caminhos-livre-médios de interação e absorção das PNA, no chumbo, aqui feita tendo como ponto de partida a distribuição dos "inícios de visualização" dos Pb-jatos, torna necessária a exclusão de eventos oriundos das interações secundárias (e terciárias..) de uma mesma PNA. Não está excluída a possibilidade de que haja, entre os dados utilizados neste trabalho, alguma contaminação dessas interações sucessivas, o que pode provocar uma super-estimação dos resultados para  $\lambda_i$  e  $\lambda_a$ . (ver apêndice III)

### 3.3 - Fluxo Absoluto Vertical das PNA em Chacaltaya

O resultado obtido, que podemos também chamar de "fluxo de Pb jatos", é mostrado na tabela a seguir com outros resultados, normalizados para o limiar  $\{ E_\gamma > 2 \text{ TeV}.$

$\phi (\text{m}^{-2} \text{ sterad}^{-1} \text{ s}^{-1})$	Fonte
$(6,71 \pm 0,49) \times 10^{-6}$	ref. 1
$(9,64 \pm 1,00) \times 10^{-6}$	ref. 6
$(1,28 \pm 0,59) \times 10^{-5}$	este trabalho

### 3.4 - Caminho-livre-médio de absorção das PNA na atmosfera

O valor obtido, através da análise da distribuição angular zenital dos Pb-jatos, encontra-se tabelado abaixo com outros resultados:

$L_a$ (g/cm <sup>2</sup> )	Fonte
100 5	ref. 1
104 4	ref. 5
96 5	este trabalho

Nas ref. 1 e 5, o limiar energético de detecção foi de  $\int E_\gamma > 3 \text{ TeV}$ , enquanto que no presente trabalho foi  $\int E_\gamma > 2 \text{ TeV}$

- 22 -

APÊNDICE I

RELAÇÃO ENTRE  $\lambda_i$  e  $\lambda_a$

Hipóteses iniciais:

a) a absorção de hadrons pelo chumbo obedece à lei

$$N(t) \propto e^{-\frac{t}{\lambda_a}} \quad (\text{vide ap. III})$$

b) a inelasticidade nas colisões hadrônicas assume o valor  $K = \frac{1}{2}$

c) a inelasticidade  $K$  independe de energia da PNA incidente.

d) o espectro energético das PNA da RC é de forma

$$f(E) \propto E^{-\beta}$$

Um hadron da RC, após atravessar uma espessura atmosférica  $t$ , sofre um número médio de colisões:

$$\langle n \rangle = \frac{t}{\lambda_i}$$

e a probabilidade de sofrer  $n$  colisões é

$$P_n = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}$$

após o que a energia do hadron será

$$E_n = (1 - K)^n E_0$$

A probabilidade de se ter um hadron com  $E_0$  será

$$P(E_0) \propto E_0^{-\beta}$$

essa probabilidade será, após atravessar a espessura  $t$ :

$$P_n (1 - K)^{-n\beta} \cdot E_0^{-\beta}$$

que, somada para todos os  $n$ , será:

$$\sum e^{-\langle n \rangle} \cdot \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \cdot (1 - K)^{-n\beta} =$$

$$= e^{-\langle n \rangle} \cdot e^{\langle n \rangle} (1 - K)^{\beta} ; \text{ onde } \langle n \rangle = \frac{t}{\lambda_1}$$

$$= \exp \left[ - \frac{t}{\lambda_1} \left[ 1 - (1 - K)^{-\beta} \right] \right] = \exp \left( - \frac{t}{\lambda_a} \right)$$

portanto:

$$\lambda_a = \frac{\lambda_1}{1 - (1 - K)^{\beta}}$$



se supusermos uma distribuição  $f(K)$  qualquer, não uniforme, obteremos analogamente

$$\lambda_a = \frac{\lambda_i}{1 - \langle (1 - K)^\beta \rangle}$$

APÊNDICE II

CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR ZENITAL

O número de PNA que chegam a uma profundidade vertical  $t$ , por unidade de área horizontal e por unidade de ângulo sólido  $\hat{\epsilon}$ , admitindo-se isotropia azimutal em todas as profundidades:

$$N(\theta) \propto e^{-\frac{t}{L_a \cos \theta}} \cos \theta \, d(\cos \theta)$$

onde  $L_a$  = caminho-livre-médio de absorção dos PNA na atmosfera  
e

$\theta$  = ângulo zenital

Podemos escrever, para ângulos pequenos:

$$\begin{aligned} e^{-\frac{t}{L_a} \sec \theta} &= e^{-\frac{t}{L_a} (1 + \frac{1}{2} \theta^2)} \\ &= e^{-\frac{t}{L_a}} e^{-\frac{t}{L_a} \frac{1}{2} \theta^2} = e^{-\frac{t}{L_a}} (1 - \frac{1}{2} \theta^2) \frac{t}{L_a} \\ &= e^{-\frac{t}{L_a}} (\cos \theta) \frac{t}{L_a} \end{aligned}$$

então:

-21-

APÊNDICE III

INTERAÇÕES SUCESSIVAS NO CHUMBO

Sejam:

- t : comprimento da trajetória da PNA dentro do chumbo
- $\lambda_i$  : caminho-livre-médio para produção de jatos, no chumbo
- K : inelasticidade da colisão hadrônica, uniforme entre 0 e 1
- E : energia do hadron incidente
- f : expoente do espectro energético integral das PNA

A existência de um limiar de detecção, para a energia sob forma de raios-gama,  $\epsilon$ , torna possível que um Pb-jato observado seja na verdade uma segunda ou terceira interação de um mesmo hadron, pois sô serão observados Pb-jatos onde  $KE > \epsilon$ .

Admitindo, por hipótese, que cada Pb-jato observado seja o primeiro jato produzido por um dado hadron, temos que o número de Pb-jatos observados no intervalo t, t + dt será:

$$n_1(t) dt \propto e^{-\frac{t}{\lambda_i}} \frac{dt}{\lambda_i} \iint dK dE \frac{1}{E^{\beta+1}} ; KE > \epsilon$$

ou seja:

$$n_1(t) dt \propto e^{-\frac{t}{\lambda_i}} \frac{dt}{\lambda_i} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{dE}{E^{\beta+1}} \int_{\frac{\epsilon}{E}}^1 dK =$$

$$= e^{-\frac{t}{\lambda_1}} \frac{dt}{\lambda_1} \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{dE}{E^{\beta+1}} \left(1 - \frac{\epsilon}{E}\right)$$

$$= \frac{1}{\beta(\beta+1)} \cdot \frac{1}{\epsilon^{\beta}} e^{-\frac{t}{\lambda_1}} \frac{dt}{\lambda_1}$$

o que significa o ajuste da curva mostrada na fig. 8 com uma expressão do tipo  $\exp\left(-\frac{t}{\lambda_1}\right)$ .

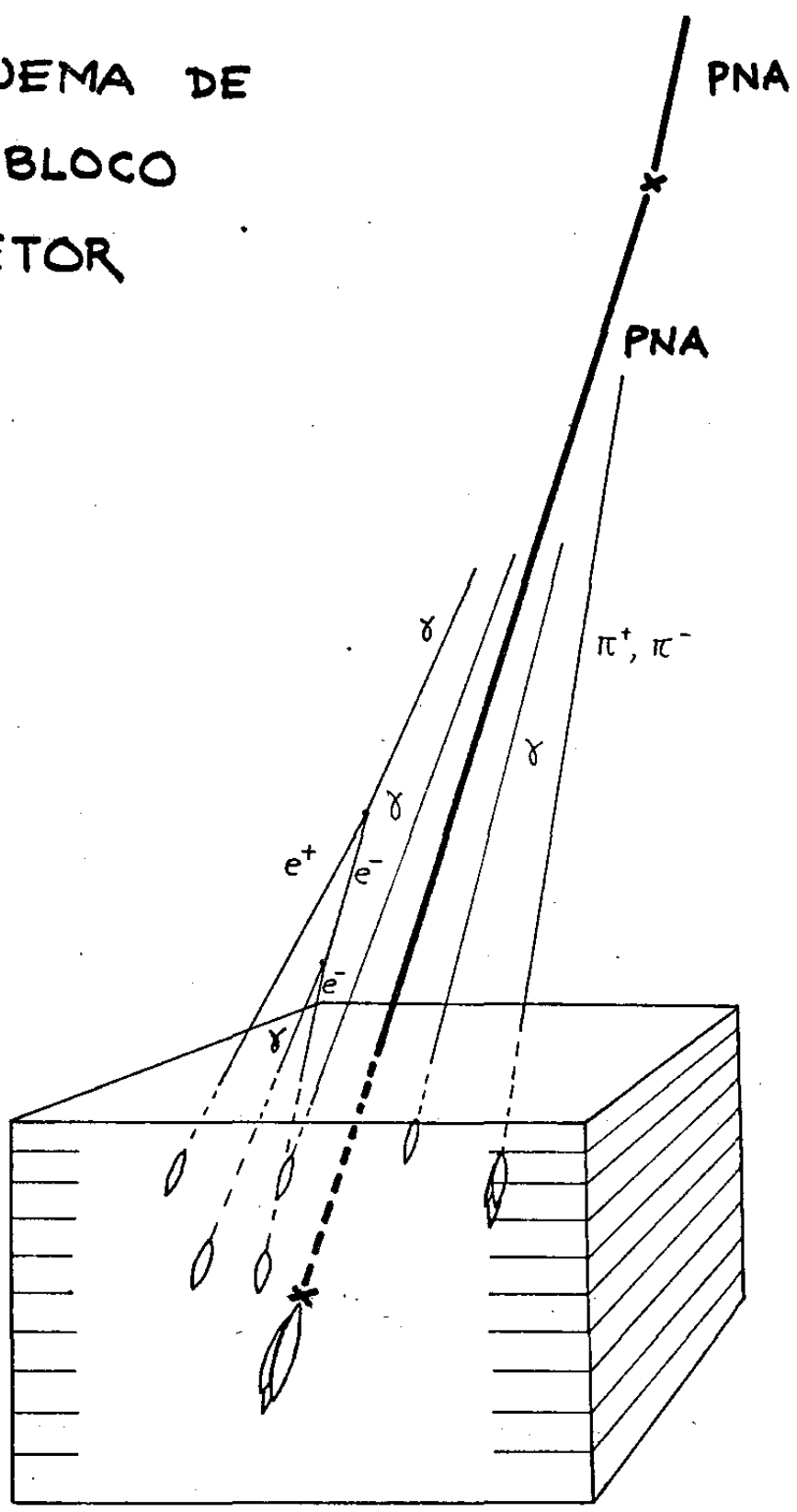
No caso de os Pb-jatos observados serem oriundos de uma segunda interação, teremos, por cálculo análogo:

$$n_2(t) dt \propto \frac{1}{(\beta+1)(\beta+2)} \frac{1}{\epsilon^{\beta}} \left(\frac{t}{\lambda_1}\right) e^{-\frac{t}{\lambda_1}} \frac{dt}{\lambda_1}$$

e, para terceiras interações:

$$n_3(t) dt \propto \frac{1}{\epsilon^{\beta}} \left(\frac{t}{\lambda_1}\right)^2 e^{-\frac{t}{\lambda_1}} \frac{dt}{\lambda_1} ; \text{ etc.}$$

ESQUEMA DE  
UM BLOCO  
DETETOR



— fig. 1 —

m<sup>2</sup> x dia

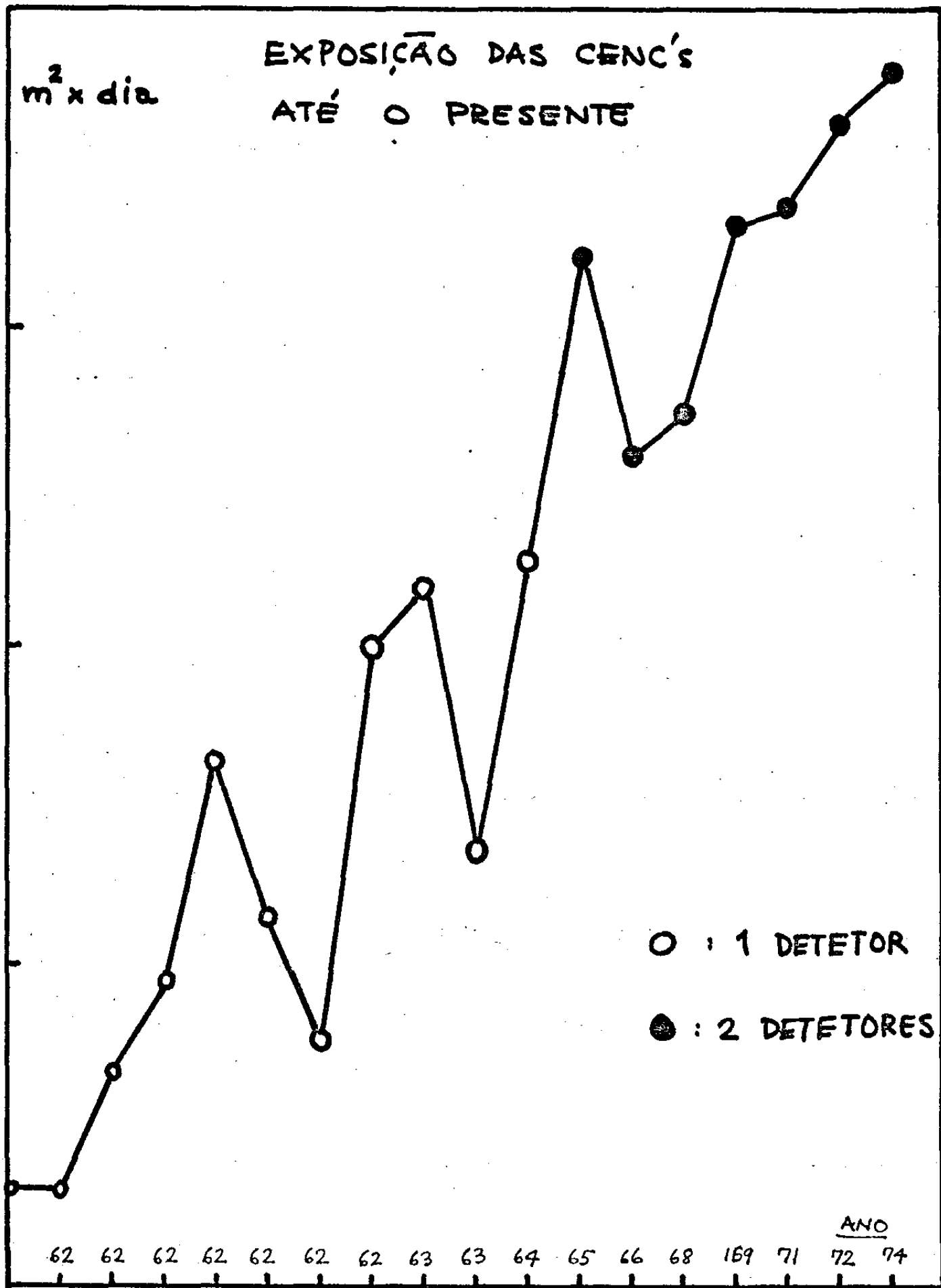
### EXPOSIÇÃO DAS CENC'S ATÉ O PRESENTE

○ : 1 DETETOR  
● : 2 DETETORES

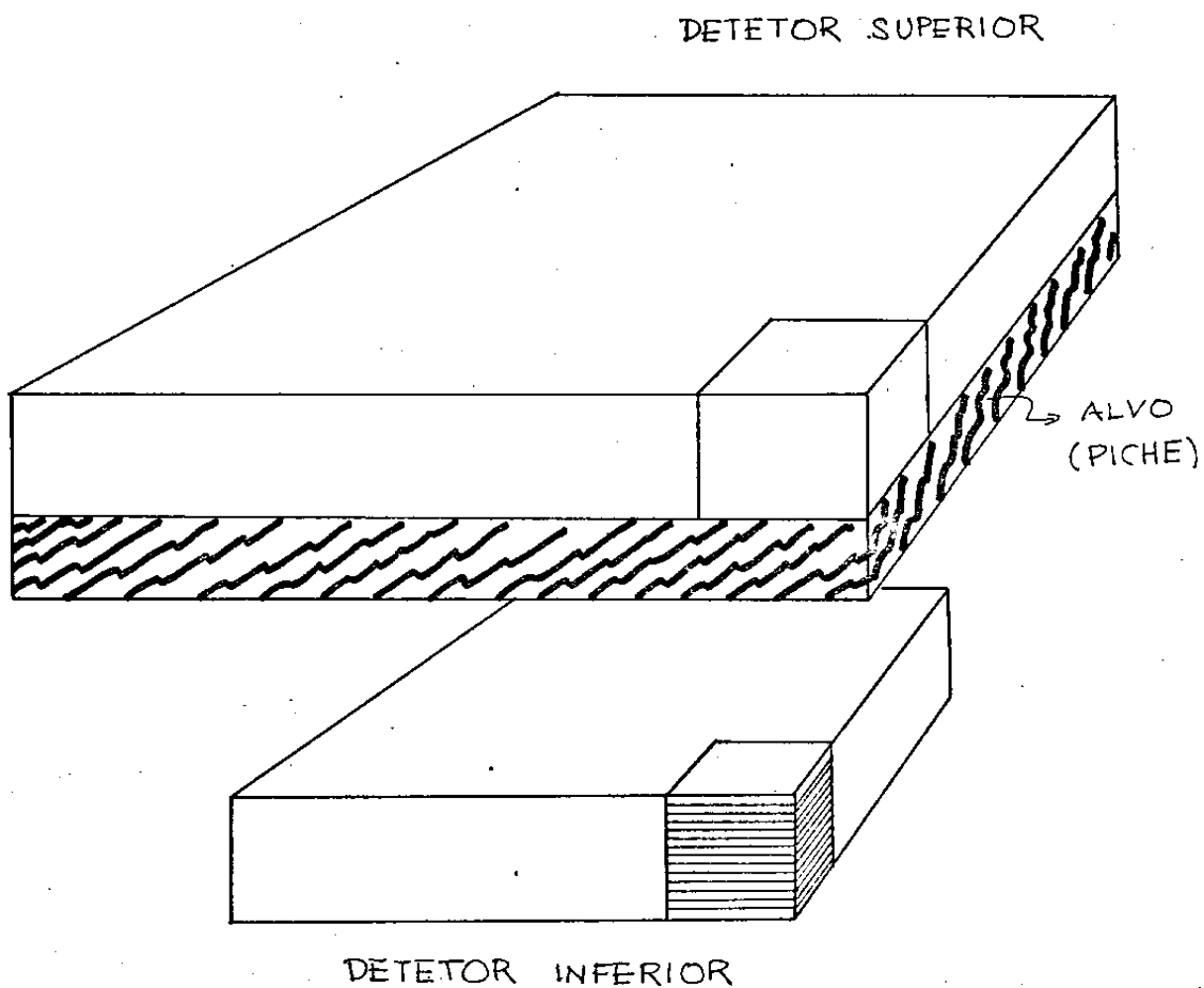
62 62 62 62 62 62 62 63 63 64 65 66 68 169 71 72 74

ANO

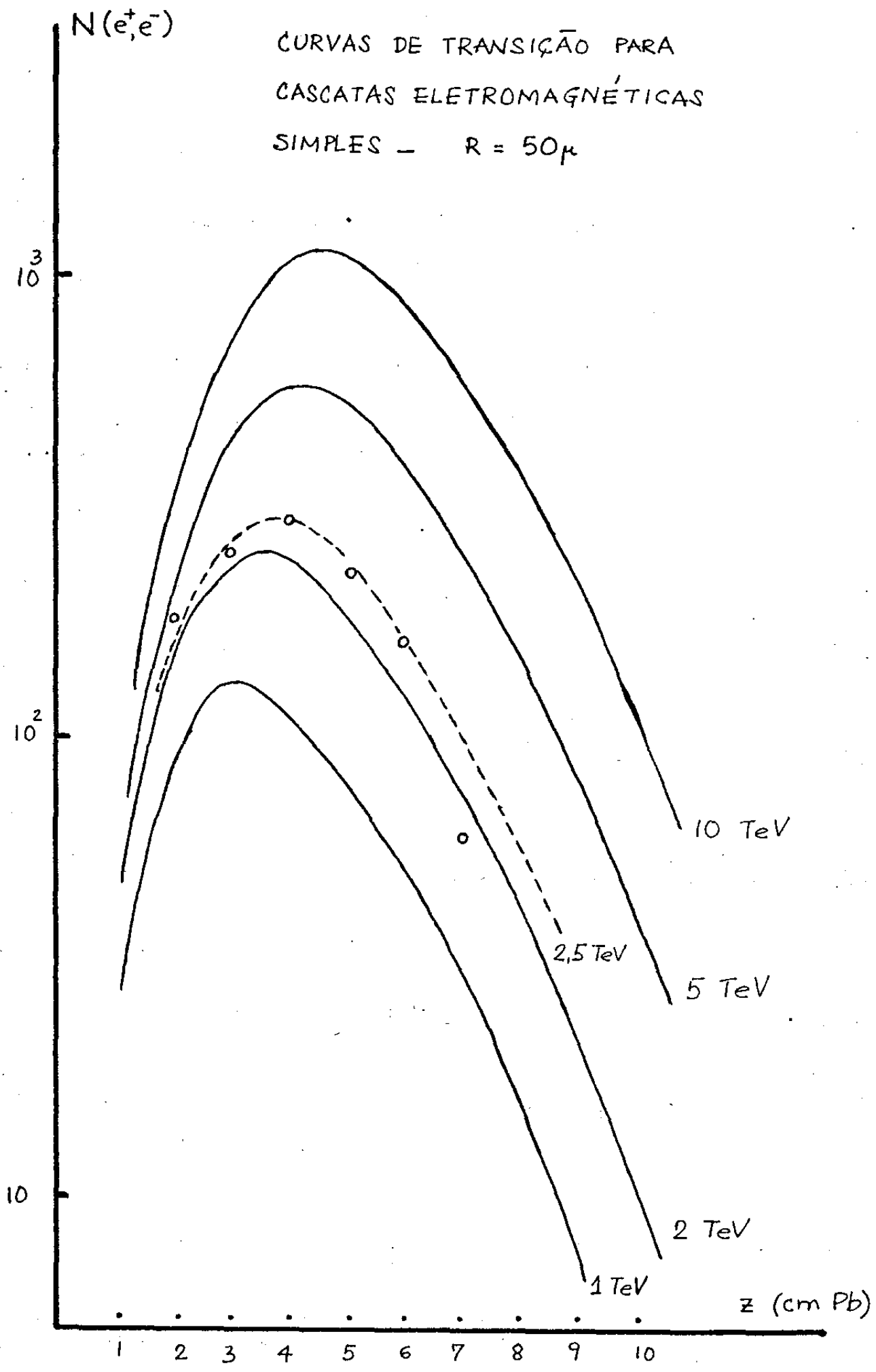
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18



# CENC COM 2 DETETORES



— fig. 3 —



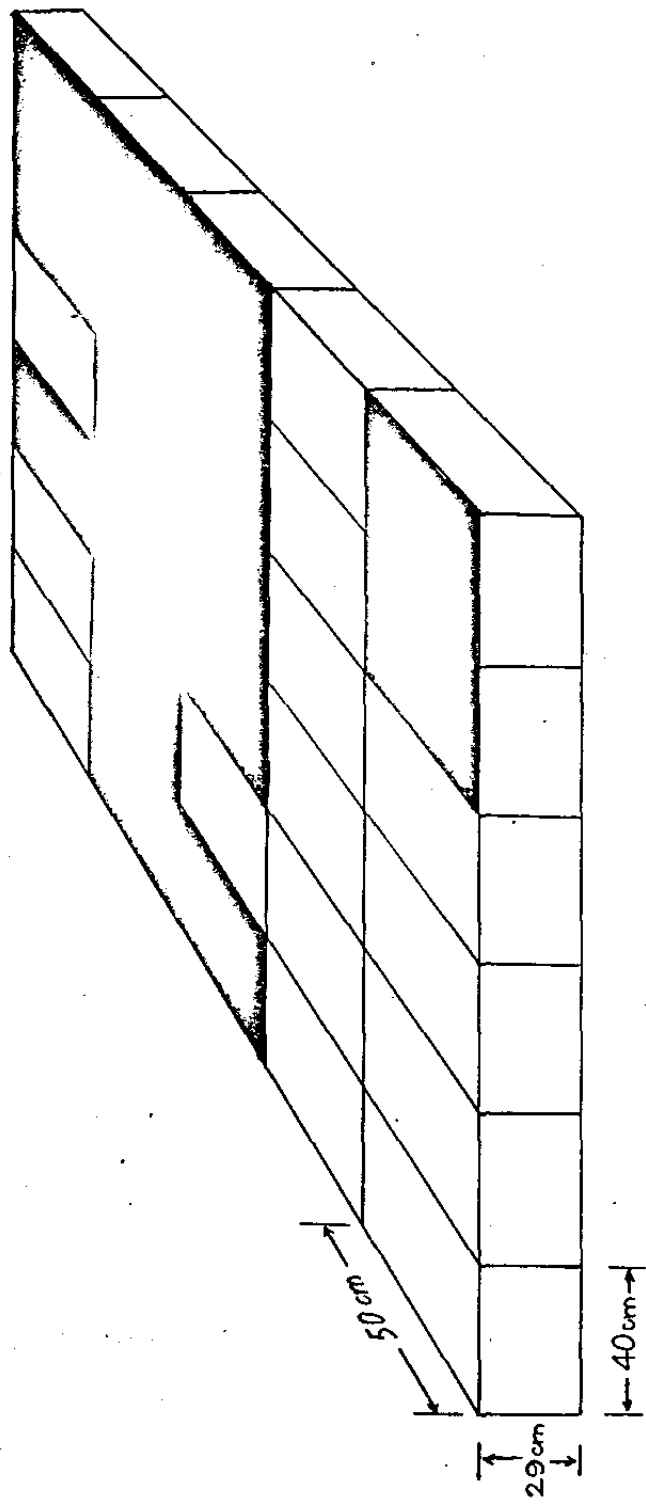
- fig. 4 -



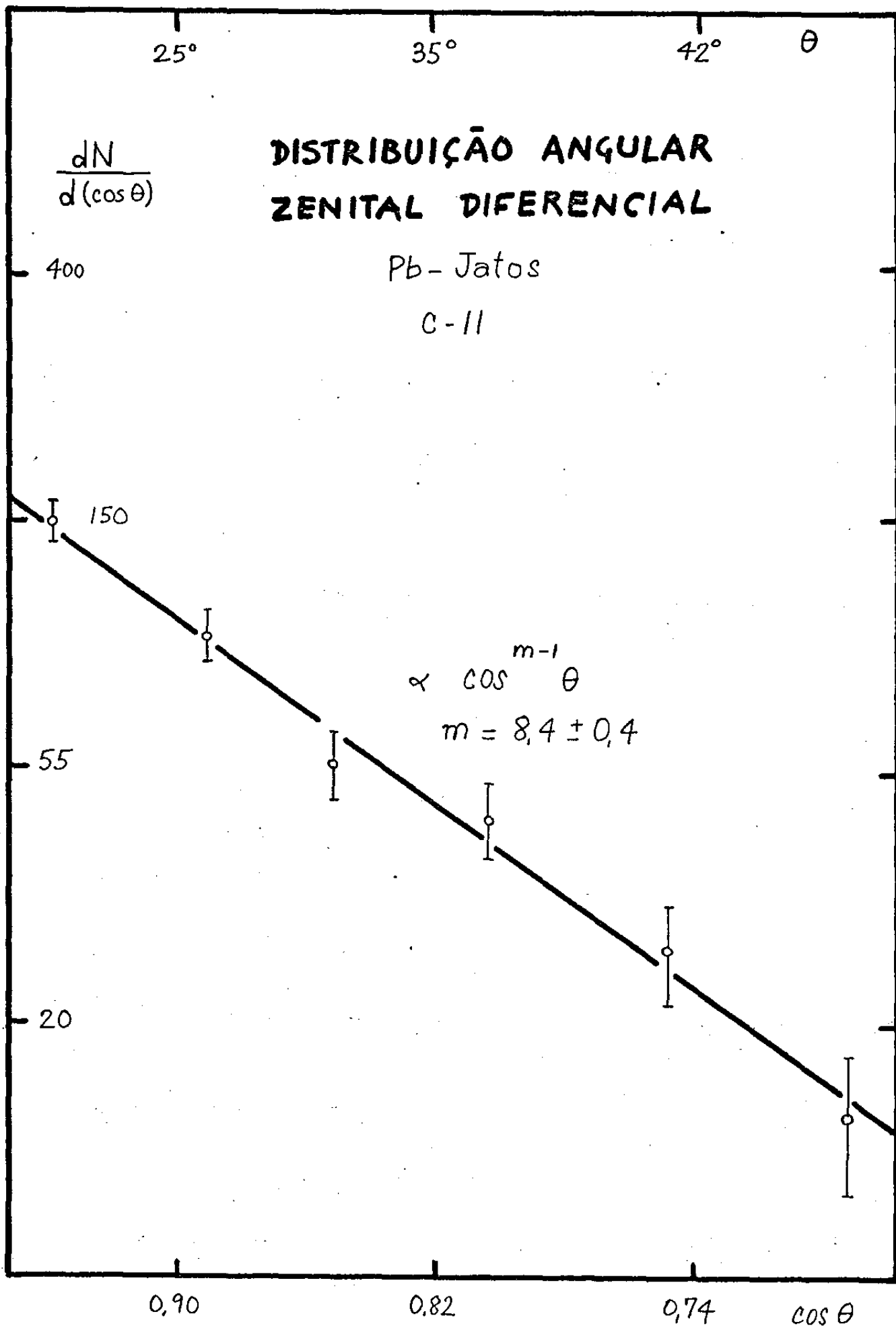
ESQUEMA DA CENC Nº II



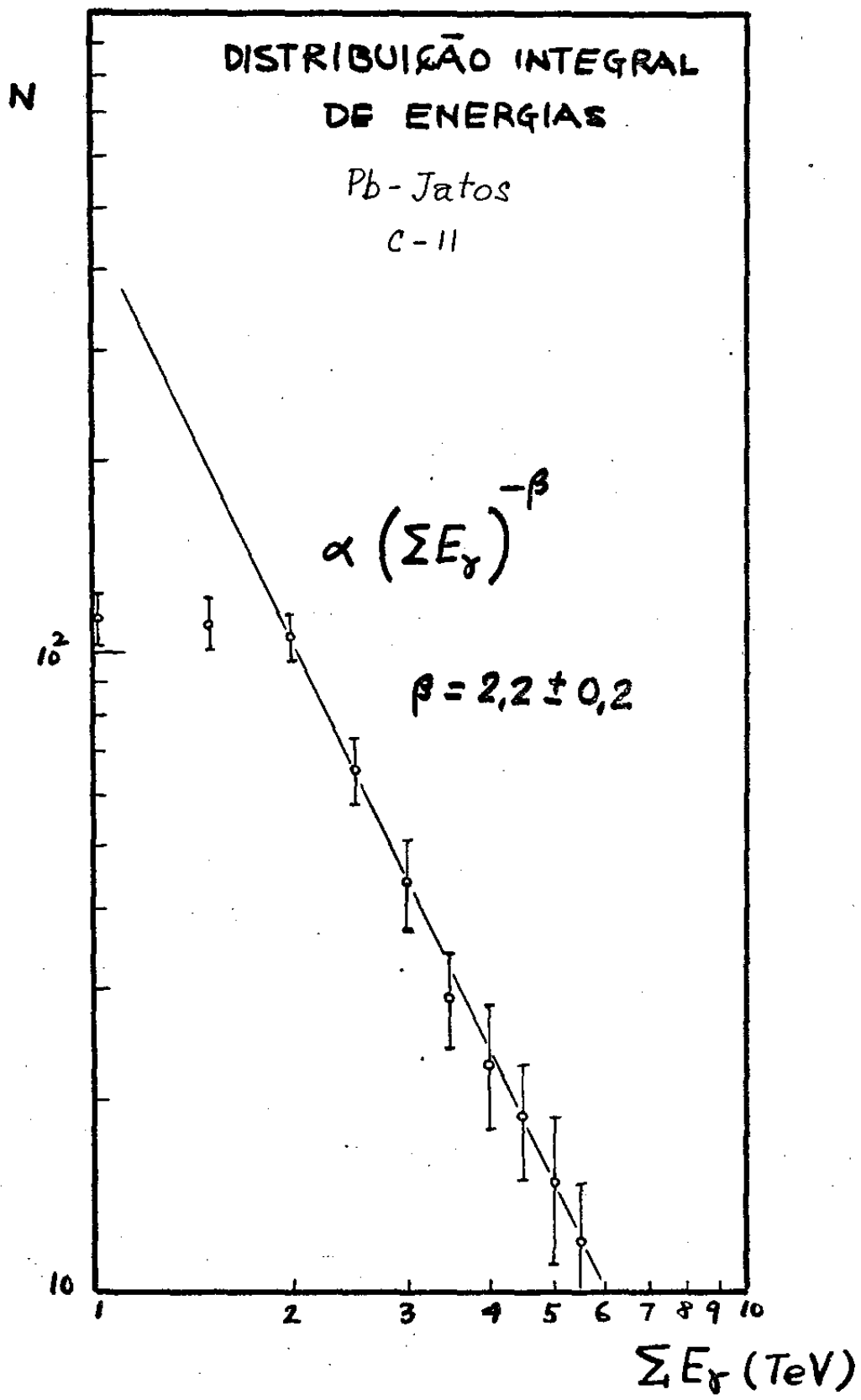
BLOCOS UTILIZADOS  
NESTE TRABALHO



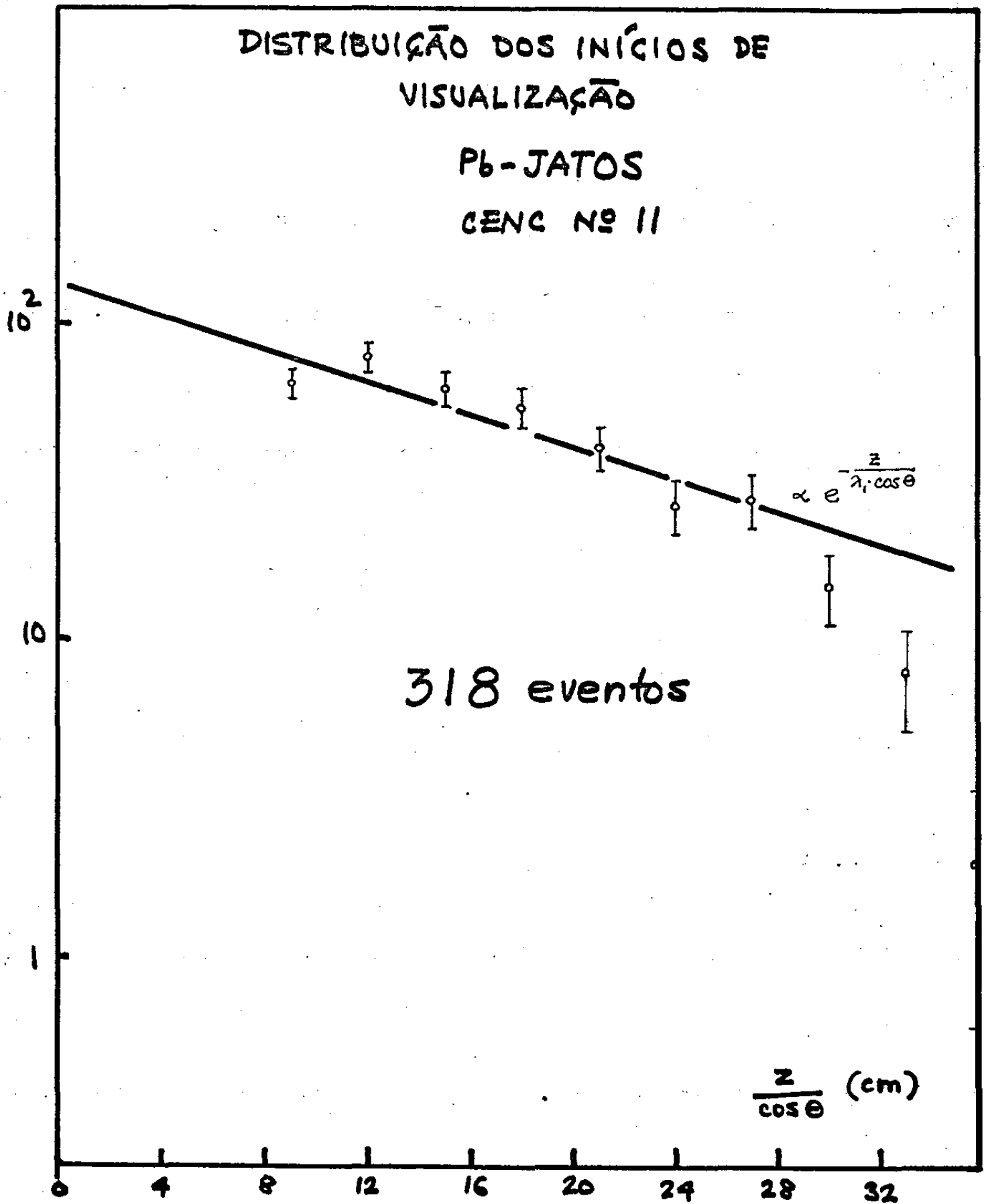
- fig. 5 -



— fig. 6 —



- fig. 7 -



- fig 8 -

# RESULTADOS DE SIMULAÇÃO

•  $\lambda_i = 18$  cm Pb

○  $\lambda_i = 16$  cm Pb

$10^5$  eventos

$\frac{z}{\cos \theta}$  (cm)

0 4 8 12 16 20 24 28 32

REFERÊNCIAS

1. C.M.G. Lattes  
Tese de Cátedra apresentada à USP, 1966
2. S. Hayakawa  
Cosmic Ray Physics, John Wilen & Sons, 1969, New York
3. M. Akashi et al  
Progr. Theor. Phys. Suppl. 32, 1964
4. B. Rossi, K. Greisen  
Rev. Modern Phys. Vol. I, 240 , 1941
5. C.M.G. Lattes et al, M. Akashi et al  
Progr. Theor. Phys. Suppl. 47, 1971
6. Claudio Santos  
Tese de Doutorado apresentada à UNICAMP, 1971
7. K. Kamata, J. Nishimura  
Progr. Theor. Phys. Suppl. 6 , 1958
8. W. Heitler, L. Janossy  
Proc. Phys. Soc. A62 (1949) 374
9. E. H. Shibuya  
Tese de Doutorado a ser apresentada à UNICAMP
10. J. Nishimura,  
Progr. Theor. Phys. Suppl. nº 32, 1964
11. R.J. Wonnacott, J. H. Wonnacott, "Introductory Statistics"  
John Wiley & Sons, New York, 1969

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos colegas da Colaboração Brasil-Japão pela liberdade que me foi concedida para o uso dos dados experimentais, e também pelas constantes discussões, mas principalmente pelo estímulo.

Quero agradecer, também ao Jarbas, que me auxiliou na compilação dos dados experimentais.

De especial utilidade foram as discussões com os Professores Lattes, Alfredo Marques e Fujimoto, e também com o Edison.

Muito obrigado ao Armando, que me orientou neste trabalho.

## ÍNDICE DAS FIGURAS

1. Esquema mostrando um bloco detetor
2. Evolução das CENC em  $m^2$  x dia, desde 1962 até o presente
3. Esquema de uma CENC com dois detetores: superior e inferior
4. Exemplos de curvas de transição para cascatas eletromagnéticas simples para várias energias, no Pb, e aplicação prática.
5. Esquema da CENC nº 11, assinalados os blocos utilizados neste trabalho
6. Distribuição angular zenital diferencial - Pb-jatos.
7. Distribuição energética integral das cascatas eletromagnéticas múltiplas originadas pelos Pb-jatos.
8. Distribuição diferencial dos "inícios de visualização" dos Pb-jatos.
9. Resultados de simulação, em computador, dos "inícios", para  $\lambda_i = 16$  e  $18$  cm.