

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

MEDIDAS DA RAZÃO K/π NA RADIAÇÃO CÔSMICA

*Este exemplar corresponde
à redação final da tese defendida
pelo aluno JOSÉ ROBERTO PINHEIRO MAHON e
aprovada pela Comissão Julgadora*

Armando Turbelli Jr.
CAMPINAS, 10 de MARÇO de 1986

JOSÉ ROBERTO PINHEIRO MAHON

OR.: ARMANDO TURTELLI JR.

Tese apresentada para obtenção do
título de Mestre - Instituto de Física
"Gleb Wataghin" - UNICAMP

CAMPINAS

1986

À meus pais

"É um ciclo eterno êsse em que se move a matéria, um ciclo cuja trajetória fica encerrada em períodos de tempo para os quais nosso ano terrestre não constitui medida possível; um ciclo em que o momento do mais elevado desenvolvimento (o momento da vida orgânica e, mais ainda, da vida animal e de seres conscientes de sua natureza) está tão rigorosamente medido como o espaço em que a vida e a consciência conseguem realizar-se. Um ciclo em que todo o estado definido da matéria, seja sol ou nebulosa, animal individual ou espécie animal, combinação química ou dissociação, tudo é igualmente passageiro; em que nada é eterno a não ser a matéria em eterna transformação e eterno movimento, bem como as leis pelas quais se move e transforma".

Friedrich Engels

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Armando Turtelli Jr., pela amizade e orientação desse trabalho.

Aos prof. Bellandi Filho, Cesar Lattes e Edison Shibuya, pela amizade e apoio moral nos momentos difíceis.

Ao prof. Raju, pela dedicação e paciência em nossas conversas de física, os "papos" no café.

Aos prof. do Depto pela compreensão.

Ao Guilherme, pelas boas conversas.

Aos colegas do Depto, pelos incentivos do "vamos lá".

Aos amigos da república, dos bons "papos" noturnos e por me aguentarem por lá.

Ao amigo José Tomaseli (Zé Pai), pelas boas conversas de física, vida e estímulo.

Ao Fernando e Momotaro, pela "força" e estímulo durante a realização desse trabalho.

A amizade da Lucila e Tereza.

Aos meus pais, pela paciência e por me ouvirem.

Ao Misael Samarcos, por se ter uma razão de viver.

A mim mesmo, por eu ter feito o trabalho de datilografia e os desenhos.

Finalmente, por todos que me ajudaram na realização desse trabalho, e à CAPES pelo suporte financeiro.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 - ESTUDO DA RADIAÇÃO CÔSMICA	I.1
I-1 Raios Cômicos Primários	I.1
I-2 Raios Cômicos Secundários	I.1
I-3 Abundância Relativa de Partículas Carregadas	I.2
I-4 Informações Gerais da Origem dos Raios Cômicos	I.3
Referências	I.4
CAPÍTULO II - DETETORES	II.1
II-1 Cintiladores	II.1
II-2 Tanque Cerenkov	II.3
II-3 Limiar de Energia para Efeito Cerenkov	II.4
II-4 Arranjos e Calibração	II.5
Referências	II.8
Tabela	II.10
Gráficos	II.11
CAPÍTULO III - MEDIDAS E RESULTADOS	III.1
III-1 Método de Detecção de Kaons	III.1
III-2 Primeiro Método para Detecção de Pions	III.2
III-3 Segundo Método para Detecção de Pions	III.3
III-4 Terceiro Método para Detecção de Pions	III.5
III-5 Quarto Método para Detecção de Pions	III.6
III-6 Análise dos Resultados	III.7
Referências	III.8
Tabelas	III.9
Gráficos	III.25
CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES	IV.1
IV-1 Medida da Intensidade de Muons e sua Vida Média	IV.1
IV-2 Medida da Razão π/μ	IV.1

IV-3 Medida da Razão K/μ	IV.2
Referências	IV.2
Gráficos	IV.4
APÊNDICE A - EFEITO CERENKOV	A.1
A-1 Descrição Qualitativa	A.1
A-2 Teoria Clássica	A.3
A-3 Distribuição Espectral	A.7
A-4 Teoria Clássica de Dispersão	A.8
Referências	A.9
Gráfico	A.10
APÊNDICE B - CINTILADORES	B.1
B-1 O Processo de Cintilação	B.1
B-2 Cristais Orgânicos	B.1
B-3 Soluções Líquidas de Materiais Orgânicos	B.2
B-4 Cintiladores de Solução Sólida	B.3
B-5 Guias de Luz	B.3
Referências	B.5
Tabela	B.6
Gráficos	B.7
APÊNDICE C - FOTOMULTIPLICADORAS	C.1
C-1 Descrição Geral	C.1
C-2 Características da Fotomultiplicadora	C.4
C-3 Voltagem Fornecida à Fotomultiplicadora	C.7
C-4 Características das Fotomultiplicadoras Utilizadas na Experiência e seus Divisores de Tensão	C.8
Referências	C.10
Gráficos	C.11
APÊNDICE D - EQUAÇÃO DE SOBREVIVÊNCIA DE UMA PARTÍCULA	D.1
Referência	D.2

APÊNDICE E - PROBABILIDADE PARA O EVENTO $\pi^- \mu^- e$	E.1
Referência	E.1
APÊNDICE F - PROBABILIDADE DE SOBREVIVÊNCIA DOS MUONS	F.1
APÊNDICE G - DETERMINAÇÃO DOS ERROS EXPERIMENTAIS	G.1
G.1 Erros Experimentais Relativos ao Capítulo II	G.1
G.2 Erros Experimentais Relativos ao Capítulo III	G.1
G.3 Erros Experimentais Relativos aos Gráficos	G.2

RESUMO

No presente trabalho, realizamos as medidas da razão K/π na radiação cósmica. Para tal medimos suas vidas médias e seus fluxos. Na obtenção do fluxo de kaons usamos detetor Cerenkov, e na obtenção de pions os detetores de cintilação. Como resultado final obtivemos uma razão K/π na ordem de 0,2.

ABSTRACT

We determine K/π ratio at sea level through the measurement of their mean lives. Mean life of K was measured using a Cerenkov detector while for π we used a plastic scintillator detector. Our final result was $K/\pi \sim 0,2$.

INTRODUÇÃO

No presente trabalho procurou-se determinar a razão K/π na radiação cósmica ao nível do mar.

Sabe-se que na produção múltipla de partículas induzidas pela radiação cósmica primária de alta atmosfera, são produzidos principalmente pions (80%) e os restantes 20% são principalmente kaons. Através de medidas de suas vidas médias pode-se obter a razão K/π a uma dada profundidade atmosférica.

Para isso utilizamos um sistema de detecção análogo ao que M. Conversi e O. Piccioni usaram para medida da vida média dos muons⁽¹⁾, a diferença está em que nesse trabalho utilizamos um Conversor Tempo-Amplitude e um Conversor Tempo-Digital (ver capítulos II e III), enquanto M. Conversi e O. Piccioni usavam várias coincidências com atrasos diferentes.

O presente trabalho foi desenvolvido em quatro etapas:

(i) Construção e calibração de um detetor Cerenkov à água. Os resultados dessa primeira etapa serão utilizados posteriormente por essa seção na instalação de um detetor de neutrinos na Mina de Morro Velho (Nova Lima, MG), pois permitirão estabelecer algumas características do detetor (uso ou não de deslocadores de comprimento de onda, refletividade da superfície interna, sistema de fixação das fotomultiplicadoras). Esse detetor é utilizado nesse trabalho para detecção de kaons.

(ii) Montagem dos cintiladores plásticos usados na detecção de pions.

Corte dos plásticos nas dimensões convenientes, polimento, cálculo e construção dos guias de luz, etc. Nessa etapa será também feito um estudo entre tipos de divisores de tensão para várias fotomultiplicadoras (Philips XP 2020, XP 2040 e XP 2232 e FEU 49 B).

(iii) Calibração de todo o sistema, medida de absorção de luz dentro do

detetor, otimização da geometria, etc. Simulação dos tipos de eventos a serem detetados para verificar e calibrar a eletrônica (limiares, a trasos, conversor tempo-amplitude, multicanal, etc.).

(iv) Coleta de dados e análise. Eventual modificação do detetor para me lhorar sua eficiência.

REFERÊNCIA

1- Conversi, M and Piccioni, O; Phys. Rev., v. 70, n. 11 and 12, 1946.

CAPÍTULO I - ESTUDO DA RADIAÇÃO CÔSMICA

O estudo de raios cósmicos em geral está dividido em dois campos. O primeiro trata das partículas elementares e suas interações com a matéria.

No segundo campo de interesse, estudamos o comportamento da radiação cósmica que chega à terra, sua composição, seu espectro de energia, sua origem, sua criação e propagação, seus efeitos, etc.

I-1 Raios Cósmicos Primários

Dá-se o nome de radiação cósmica primária às partículas que chegam na parte superior da atmosfera terrestre vindas do espaço. O fluxo de raios cósmicos primários é praticamente isotrópico para energias entre 10^{11} eV e 10^{20} eV. Em sua maior parte a radiação cósmica primária é constituída por núcleos ionizados.

No intervalo energético* $10^9 < E \text{ (eV)} < 10^{12}$ a composição da radiação primária é aproximadamente⁽¹⁾:

100 protons

5 partículas α

0,6 núcleos mais pesados.

Na interação da radiação primária com os núcleos dos átomos da atmosfera se originam as várias componentes secundárias.

I-2 Raios Cósmicos Secundários

A radiação cósmica secundária costuma ser dividida em várias componentes:

* Energia por núcleon

- (i) Componente Nuclearmente Ativa, constituída por protons, neutrons, pions, kaons, hiperons e suas antipartículas.
- (ii) Componente Eletromagnética, constituída por elétrons, positrons e raios gama de cascatas eletromagnéticas atmosférica geradas de raios gama originados principalmente pelas desintegrações,

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$K_c^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$$

sendo os π^0 e K_c^0 criados em interações nucleares da componente nuclearmente ativa de altas energias. A componente eletromagnética pode ser absorvida por pequena quantidade de matéria.

- (iii) Componente Muônica (dura ou penetrante), constituída de muons (positivo e negativo) produzidos nas desintegrações,

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

$$K_c^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

onde os pions e os kaons provêm de interações hadrônicas ocorridas antes.

- (iv) Componente Neutrínica, constituída pelos neutrinos de vários tipos. A componente neutrínica do tipo muônico deve-se principalmente às desintegrações apresentadas no item (iii), enquanto os neutrinos do tipo eletrônico são produzidos nas desintegrações,

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$$

$$K_c^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e).$$

I-3 Abundância Relativa de Partículas Carregadas

Vários estudos foram realizados a fim de verificar a razão R entre partículas neutras e partículas carregadas que são produzidas através das interações da radiação cósmica primária com a atmosfera. A razão obtida para jatos de partículas primárias com energia na ordem de

TeV observados com emulsão $\hat{e}$ (2, 3, 4 e 5),

$$R = n_x^0/n_s \cong 0,25 \pm 0,04$$

onde n_x^0 é o número das partículas neutras e n_s é o número das partículas carregadas.

Como as partículas carregadas podem ser identificadas através da medida da relação espalhamento-ionização das partículas emitidas para trás no sistema de centro de massa, Cool⁽⁶⁾ obteve para colisões de p-Be e p-Al com energia na ordem de 30 GeV, os seguintes resultados:

$$n(\pi^+):n(K^+):n(K^-):n(\bar{p}) \cong 1:0,15:0,05:0,01$$

o que indica um número relativamente grande de kaons positivos.

I-4 Informações Gerais sobre a Origem dos Raios Cômicos

Algumas evidências experimentais serão consideradas antes de fazermos um quadro da origem dos raios cômicos:

- (i) A radiação cômica primária está distribuída num grande intervalo de energia, observando-se partículas até com energias acima de 10^{22} eV. As partículas incidentes são principalmente protons, observando-se também He, Be, Li, B, C e Fe.
- (ii) O espectro de energia da radiação primária pode ser representado por:

$$j(>E) = 1 \times E^{-1,6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

para $10 < E \text{ (GeV)} < 3 \times 10^4$.

Para energias mais altas o espectro é aproximadamente⁽⁷⁾:

$$j(>E) = (3,2 \pm 0,5) \times 10^{-10} \left(E/10^6\right)^{-2,3 \pm 0,1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

para $10^6 < E \text{ (GeV)} < 10^8$.

- (iii) A distribuição direcional das partículas de raios cômicos é essencialmente isotrópica; uma anisotropia não superior a 0,1 por cento poderá ser encontrada para energias muito altas.
- (iv) A densidade de energia dos raios cômicos no espaço interestelar é

na ordem de 1 eV/cm^3 . Isto é comparável as densidades de energia de movimentos de gases interestelar e campos magnéticos.

- (v) O sol produz partículas relativísticas, mas poucas dessas partículas têm energia superior à 10 GeV , portanto bem inferior a ordem de grandeza dado nos itens (i) e (ii).

Através dessas evidências experimentais podemos montar o seguinte quadro sobre a origem dos raios cósmicos:

- (i) Uma erupção solar excepcionalmente violenta na vizinhança de uma mancha solar, tem sido acompanhada de uma explosão repentina de radiação cósmica, porém com energia não superior a 10^{12} eV .
- (ii) A fim de explicar as energias mais altas de vários primários, E. Fermi considerou o movimento de íons rápidos na nossa galáxia, bem como seus campos magnéticos não-homogêneos, que podem ser devido ao movimento turbulento de nuvens ionizadas e difusas, assim como a rotação da galáxia. "Encontra-se que uma partícula, lançada no meio interestelar com energia acima de um certo limiar de injeção, ganha energia por colisões contra as irregularidades em movimento no campo magnético interestelar. A velocidade do ganho é muito lenta, mas parece que é capaz de acumular a energia ao valor máximo observado"⁽⁸⁾.
- (iii) A isotropia e a intensidade constante de raios cósmicos sugere que, as partículas cósmicas sejam estocadas em uma região do espaço e suficientemente redistribuída, através de campos magnéticos galácticos que retêm e aceleram as partículas. As regiões em que esse fenômeno ocorre são: o sistema solar, o disco de nossa galáxia, outras galáxias e o universo como um todo.
- (iv) Há grandes evidências de que as principais fontes de raios cósmicos sejam as explosões que ocorrem nas estrelas (novas e supernovas).

REFERÊNCIAS

- 1- Santos, C.; "Tese Doutorado", UNICAMP, Campinas, 1971.

- 2- Brisboud, FA et al; Phil. Mag., 1, 605, 1956.
- 3- Edwards, B et al; Phil. Mag., 3, 237, 1958.
- 4- Lohrmann, E and Teucher, MW; Phys. Rev., 112, 587, 1958.
- 5- Koshiba, M et al; Nuo. Cim., Suppl. 1, n. 4, 1091, 1963.
- 6- Cool, RC; Proc. Int. Conf. on Hight Energy Accelerators, 15, 1961.
- 7- Clark, G et al; Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 4, 65, 1963.
- 8- Fermi, E; Phys. Rev., 75, 1169, 1949.
- 9- Hayakawa, S; "Cosmic Ray Physics", John Wiley & Sons, 1969.

CAPÍTULO II - DETETORES

II-1 Cintiladores

Em nosso experimento estamos utilizando cintiladores plásticos modelo NE 102 da Nuclear Enterprises, constituído de Poliviniltolueno com 36 g/litro de p-terfenil (soluto) e 1 g/litro de POPOP (usado como deslocador de comprimento de onda). Esses cintiladores apresentam as seguintes características:

- Densidade (g/cm ³)	1,032
- Índice de refração	1,581
- Luz (em relação ao antraceno 100)	65%
- Constante de decaimento (ns)	2,4
- Comprimento de onda máx. (nm)	423

Detalhes sobre o processo de cintilação em cristais orgânicos e cintiladores de solução sólida (plásticos) se encontram no apêndice B.

A figura II-1 representa o espectro de emissão de um cintilador NE 102, e na figura II-2 é dado o alcance de elétrons, prótons, deutérios e partículas alfa nos cintiladores NE 102, NE 104, NE 110, NE 111 e NE 113 da Nuclear Enterprises⁽¹⁾.

Nesse experimento utilizamos cintiladores de dimensões: 40 x 40 x 2,5 (cm³) e 70 x 50 x 2,5 (cm³). O corte dos cintiladores plásticos foi feito em serra circular, com acabamento na fresadora, e no polimento foram utilizadas lixas d'água finas e feltro, na última fase.

Com cintiladores de grande dimensões, é de importância fundamental a escolha do tipo de guia de luz utilizado, para que se consiga otimizar a coleta de luz pela fotomultiplicadora. Utilizamos guias de luz de lucite para os cintiladores de dimensão 40 x 40 x 2,5 (cm³) (fo-

tomultiplicadora usada nesse caso PM 2232 B) e guias de luz à ar para os cintiladores de dimensão $70 \times 50 \times 2,5$ (cm³) (a fotomultiplicadora a qui usada é uma XP 2040).

Cálculos das dimensões dos guias de luz e detalhes das fotomultiplicadoras, se encontram no apêndice B e no apêndice C.

O rendimento dos guias de luz foi testado utilizando-se um cintilador plástico de dimensão $20 \times 20 \times 2$ (cm³) e fotomultiplicadora PM 2232 B⁽²⁾.

Na construção do guia de luz à ar foi utilizado um tetraedro de madeira com paredes internas revestidas de papel alumínio (refletividade maior que 95%).

O guia de luz de lucite foi calculado e depois trabalhado no torno e na fresa, tendo-se feito o polimento final manualmente com lixas d'água finas, flanela, feltro e KAOL. O seu acoplamento com o cintilador é feito com cimento óptico e para o contacto óptico na fixação do guia com o foto-tubo utiliza-se óleo de silicone. Todo o conjunto (cintilador + guia) é envolvido com papel alumínio (espessura de 0,01 mm).

Para a fixação desses dois tipos de guias de luz, ver figura B-2 do apêndice B.

Na verificação da eficiência geométrica da coleta de luz, utilizamos dois outros cintiladores de dimensões $10 \times 10 \times 1$ (cm³). Primeiro realizamos medidas de coincidência dupla (entre os dois cintiladores menores), para garantir que o fluxo de partículas incidentes no cintilador em estudo fosse constante e depois medimos a coincidência tripla (entre os dois cintiladores menores e o cintilador em estudo) em posições diagonalmente oposta.

A análise espectral foi feita através de um analisador multi-canal. Finalmente chegamos à seguinte conclusão:

- para análise espectral o guia de luz de lucite apresenta melhor rendimento.

- para eficiência geométrica, os dois modelos de guia apresentam o mesmo rendimento de coleta de luz.

Em um dos arranjos experimentais, utilizamos também um cintilador plástico cilíndrico de diametro de 10 cm e comprimento de 20 cm, acoplado diretamente à fotomultiplicadora (FEU 49 B).

II-2 Tanques Cerenkov

Em nosso sistema foram utilizados dois modelos de detetores Cerenkov, feitos em PVC rígido e tendo as seguintes dimensões: um com diametro de 16 cm e comprimento de 26 cm (aproximadamente 5 litros de volume), outro com diametro de 40 cm e comprimento de 85 cm (volume aproximado de 100 litros), em ambos o radiador (meio óptico no qual a radiação Cerenkov é gerada) usado foi a água.

O primeiro modelo (com volume de 5 litros), têm a parede externa pintada de preto e a parede interna pintada com tinta refletora (tinta difusora com alto teor de TiO_2). A luz Cerenkov produzida é vista através de uma janela de lucite por uma fotomultiplicadora XP 2020, também foi utilizado Amino G como deslocador de comprimento de onda. No segundo modelo (com volume de 100 litros), tanto a parede externa como a parede interna foram pintadas de preto para que a fotomultiplicadora só enxergasse a luz Cerenkov produzida, aqui o foto-tubo usado é um modelo XP 2040 e enxerga a luz produzida através de uma janela de lucite, esse modelo não contém Amino G.

Como foi mencionado anteriormente, o radiador usado foi água desmineralizada. A desionização é necessária para diminuir a absorção da luz por parte de eventuais ions pesados presentes na água. O controle da desionização se faz mediante a medida da resistividade, que deverá ser $\geq 10^6 \Omega$, em nosso experimento a resistividade é da ordem de $1,5 \times 10^6 \Omega$.

Como a luz Cerenkov é irradiada na região do ultravioleta, no primeiro modelo utilizamos Amino G como deslocador de comprimento de onda, para melhorar a eficiência de coleta de luz.

O ganho e a direcionalidade residual de luz Cerenkov para diferentes concentrações de Amino G estão indicados na figura II-3⁽³⁾. Na figura II-4 o espectro de Amino G é comparado com o espectro de emissão do POPOP utilizado como deslocador de comprimento de onda nos cintiladores⁽⁴⁾. Com o Amino G a reemissão de luz é quase toda isotrópica aumentando também a eficiência do detetor.

II-3 Limiar de Energia para Efeito Cerenkov⁽⁵⁾

A energia cinética e o momento de uma partícula de massa de repouso m_0 e velocidade v , são respectivamente:

$$K = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2 = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (\text{II-3.1})$$

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma m_0 v \quad (\text{II-3.2})$$

onde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e $\beta = v/c$.

Como sabemos, na emissão Cerenkov (apêndice A), devemos ter $v > \frac{c}{n}$, logo a velocidade limite é:

$$v_L = \frac{c}{n} \quad (\text{II-3.4})$$

portanto:

$$\beta_L = \frac{1}{n} \quad \text{e} \quad \gamma_L = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (\text{II-3.5})$$

então temos pela substituição de (II-3.5) em (II-3.1) e (II-3.2) a energia cinética limiar e o momento limiar respectivamente

$$K_L = (\gamma_L - 1) m_0 c^2 = \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) m_0 c^2 \quad (\text{II-3.6})$$

$$(cp)_L = \gamma_L m_0 \frac{c}{n} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (\text{II-3.7})$$

Da equação (A-3.4) do apêndice A, temos o número de fótons por unidade de comprimento:

$$I = \frac{2\pi \alpha \Delta\nu}{c} \sin^2 \theta \quad (\text{II-3.8})$$

Usando $\Delta\nu = 3 \times 10^{14} \text{ Hz}$ que é o intervalo de frequên-

cias para o espectro visível, obtemos,

$$I = 450 \text{ sscm}^2 \theta \quad \text{fótons/cm} \quad (\text{II-3.9})$$

Onde podemos escrever o ângulo θ de Cerenkov como

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \quad (\text{II-3.10})$$

e γ é obtido pelas equações (II-3.1) e (II-3.7), logo

$$\gamma = 1 + \frac{K}{m_0 c^2} \quad (\text{II-3.11})$$

ou

$$\gamma = \left[1 + \left(\frac{pc}{m_0 c^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II-3.12})$$

Então para água, onde o índice de refração $n = 1,33$, temos o ângulo máximo de emissão $\theta = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right) = 41,2^\circ$ e o número de fótons por unidade de comprimento será $I = 195$ fótons/cm.

Utilizando as equações (II-3.6) e (II-3.7) podemos montar a tabela II-1, com a energia cinética limiar e o momento limiar.

E para termos a estimativa do tamanho de pulso, usamos a relação

$$V = Ri = R \frac{\Delta q}{\Delta t} = R \frac{G q_e}{\Delta t} \quad (\text{II-3.13})$$

onde $R = 50 \Omega$, $G = 10^6$ ganho do foto-tubo, $q_e = 1,6 \times 10^{-19}$ C carga do elétron, $\Delta t = 5$ ns largura de pulso de ânodo (ver apêndice C), logo teremos,

$$V = 8 \text{ mV/elétron}.$$

II-4 Arranjos e Calibração (Medidas de Testes)

Durante a montagem e calibração do sistema medimos o fluxo de muons (ϕ), para compará-lo com dados de outros grupos.

Utilizamos a seguinte cadeia eletrônica da figura II-5, onde D_1 e D_2 são os detetores, L.A. são as caixas de linha de atraso para que possamos por em tempo os dois detetores, D são os discriminadores, C é a coincidência dupla e por fim um contador, para fins de controle poderemos adicionar um contador em cada detetor individualmente.

O número de contagem por segundo é dado através da seguinte relação

$$n^{\circ} \text{ contagem / seg} = \phi \Gamma \quad (\text{II-4.1})$$

onde Γ é o fator geométrico do sistema de detecção, dado por,

$$\Gamma = \frac{A_1 A_2}{d^2} \quad (\text{cm}^2 \text{ sr}) \quad (\text{II-4.2})$$

A_1 = área do detector 1

A_2 = área do detector 2

d = distância entre os detectores

e ϕ é a intensidade de fluxo dado em $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

Logo podemos obter o fluxo de muons através da contagem das coincidências.

Se temos dois detectores, o número de coincidências fortuitas será igual à $2N_1 N_2 \Delta t$, N_1 e N_2 são as contagens individuais dos dois detectores e Δt é o tempo de coincidência. Porém se nosso sistema for constituído de n detectores, temos que o número de coincidências acidentais será igual à $nN_1 N_2 \dots N_n t^{n-1}$ (6). Em nosso caso temos 5×10^{-3} c/s.

Para quatro arranjos diferentes, obtivemos os seguintes resultados:

- (i) Detetor 1 - Cintilador
 Detetor 2 - Cerenkov água } em coincidência.

sem chumbo - Pb entre os detectores

fluxo ϕ ($p \geq 120$ MeV/c) = $8,7 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

- (ii) Detetor 1 - Cintilador
 Detetor 2 - Cintilador } em coincidência.

15 cm de espessura de Pb entre os detectores

fluxo ϕ ($p \geq 10$ MeV/c) = $7,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

- (iii) Detetor 1 - Cintilador
 Detetor 2 - Cerenkov água } em coincidência.

15 cm de Pb entre os detectores

fluxo ϕ ($p \geq 430$ MeV/c) = $7,0 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$.

(iv) Detetor 1 - Cintilador
 Detetor 2 - Cerenkov ar } em coincidência.
 sem Pb entre os detetores

fluxo $\Phi (p > 4,3 \text{ GeV/c}) = 1,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Mostramos na figura II-6 os resultados de Allkofer et al⁽⁷⁾ e na figura II-7 os resultados obtidos por Rossi⁽⁸⁾, ambos comparados com nossos resultados. Devemos observar que nossa calibração é relativa, pois não levamos em conta a estrutura da cobertura do prédio, apenas os limiares do sistema de detecção foram considerados, assim nossos resultados apresentados nos gráficos sofreriam um deslocamento para a direita.

Para obter a razão K/π , a uma dada profundidade atmosférica, se faz necessário medir a vida média dos pions e dos kaons, e para tal medida utilizamos um Conversor Tempo-Amplitude (CTA) acoplado ao Analisador Multicanal (MCA). O conversor tempo-amplitude irá converter o intervalo de tempo decorrido entre suas entradas de "start" e "stop" em um pulso de saída cuja amplitude é proporcional a esse intervalo de tempo.

Durante a calibração do CTA e do MCA, medimos a vida média dos muons, usando o esquema indicado na figura II-8. O atraso entre o sinal do cintilador e o sinal do detetor Cerenkov à água é de 6 ns.

Como vamos medir a vida média dos muons que decaem no tanque Cerenkov devemos verificar se o momento máximo dos elétrons que provém do decaimento desses muons ($\mu \rightarrow e$) está acima do limiar, como o momento $p_{\text{máx}}(\text{elétrom}) = 53 \text{ MeV/c}$, verificamos pela tabela II-1 que esses elétrons produzirão efeito Cerenkov.

Temos a área do cintilador $A_1 = 20 \times 40 = 800 \text{ cm}^2$ e a área para o tanque $A_2 = \pi(6)^2 = 113 \text{ cm}^2$ (raio do foto-tubo igual à 6 cm) e a distância entre eles é de 125 cm, portanto teremos um fator geométrico $\Gamma = 6 \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

Através da figura II-6 a intensidade integral e diferencial

para $p = 120 \text{ MeV/c}$ (limiar dos muons na água) são respectivamente, $\phi_I = 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ e $\phi_N = 1,1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, e temos a seguinte previsão:

- N_μ (contagem do fluxo de muons)	$0,06 \text{ s}^{-1}$
- $N_{\mu-e}$ (contagem do decaimento de muons)	$0,007 \text{ s}^{-1}$
- N_f (contagem de fundo)	$7,1 \text{ s}^{-1}$

A figura II-9 nos dá a calibração do CTA e do MCA para um tempo de 0 à 8 μs , após as medidas obtivemos o seguinte resultado:

- N_μ	$0,052 \text{ s}^{-1}$
- $N_{\mu-e}$	$0,007 \text{ s}^{-1}$
- N_f	$30,93 \text{ s}^{-1}$

Note que os resultados estão de acordo com a previsão, excluindo a contagem de fundo, pois essa é feita medindo somente a fotomultiplicadora do tanque Cerenkov, e além das partículas temos também o ruído causado pela fotomultiplicadora (ver ruído no apêndice C).

Na figura II-10 mostramos o gráfico integral comparado com a curva de probabilidade de decaimento dos muons, e obtivemos a vida média dos muons $\tau \cong 2,0 \pm 0,1 \mu\text{s}$, onde o desvio é dado pela imprecisão do Analisador Multicanal.

Para medida de vida média na ordem de ns, calibramos o CTA (ver figura II-11) para detecção das partículas α de longo alcance do ThC' (meia-vida de 300 ns). O resultado está na figura II-12, que apresenta em suas extremidades uma contaminação devido a ruído do foto-tubo e a não linearidade nos pontos extremos do MCA. Nossas medidas estão compatíveis com a meia-vida das partículas α analisadas.

REFERÊNCIAS

- 1- Catálogo "Nuclear Enterprise", nº 126 P, February 1980.
- 2- Corat, EJ, Guerra, R, Mahon, JRP, Silva, E e Vannucci, A; 34ª Reunião Anual SBPC, 12-D.1.10, p. 364, Campinas 1982.

- 3- Badino, G, Gallotti, P, Periale, L Saavedra, O e Turtelli Jr., A; Nu
cl. Inst. Meth., 185, 587-589 1981.
- 4- Morello, C; "Tesi", Torino 1977.
- 5- Jelley, JV; "Cerenkov Radiation and its Applications", Pergamon
Press, London 1958.
- 6- Jánossy, L; "Cosmic Ray", Oxford Press, 1950.
- 7- Allkofer, OC and Jokish, H; Nuo. Cim., v. 15 A, n. 3, 371 1973.
- 8- Rossi, B; Rev. Mod. Phys., v. 20, n. 3, July 1948.

Tabela II-1

Partíc meio	μ -muons $m_0 c^2 = 106 \text{ MeV}$		π -pions $m_0 c^2 = 140 \text{ MeV}$		K-kaons $m_0 c^2 = 494 \text{ MeV}$		e-elétrons $m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$	
	K_e	P_e	K_e	P_e	K_e	P_e	K_e	P_e
ar $n = 1,0003$ $\theta_c = 1,4^\circ$	4,2 GeV	4,3 GeV/c	5,6 GeV	5,7 GeV/c	19,7 GeV	20,1 GeV/c	20,3 MeV	20,8 MeV/c
água $n = 1,33$ $\theta_c = 41,2^\circ$	54,8 MeV	120,8 MeV/c	72,3 MeV	159,6 MeV/c	255,2 MeV	563,4 MeV/c	0,3 MeV	0,6 MeV/c

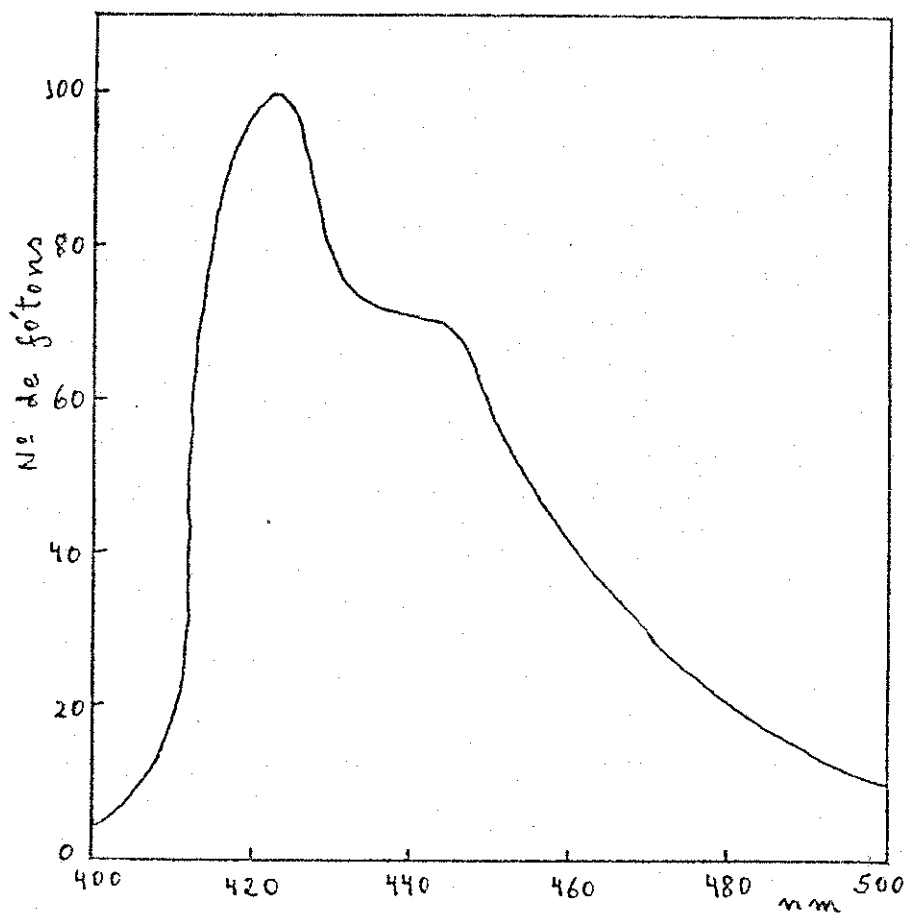


Fig. II-1 - Espectro de Emissão do cintilador
NE 102 (ref. 1).

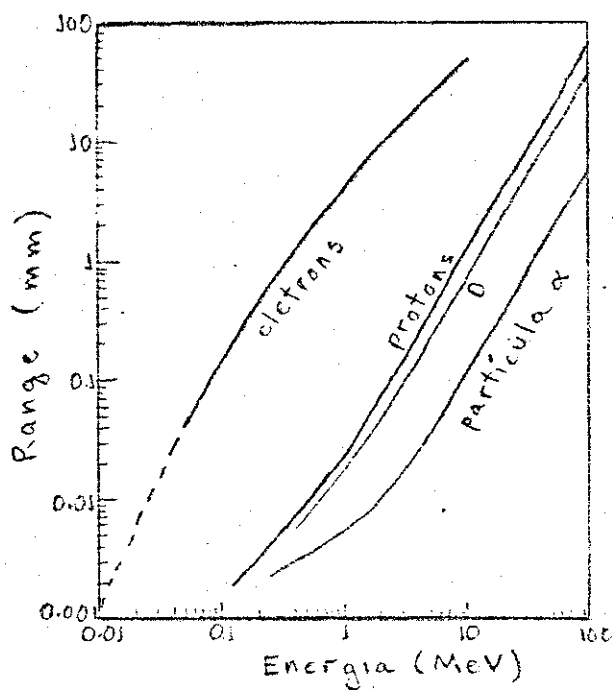


Fig. II-2 - Alcance das partículas nos cintiladores NE 102, NE 104, NE 110, NE 111 e NE 113 (ref. 1).

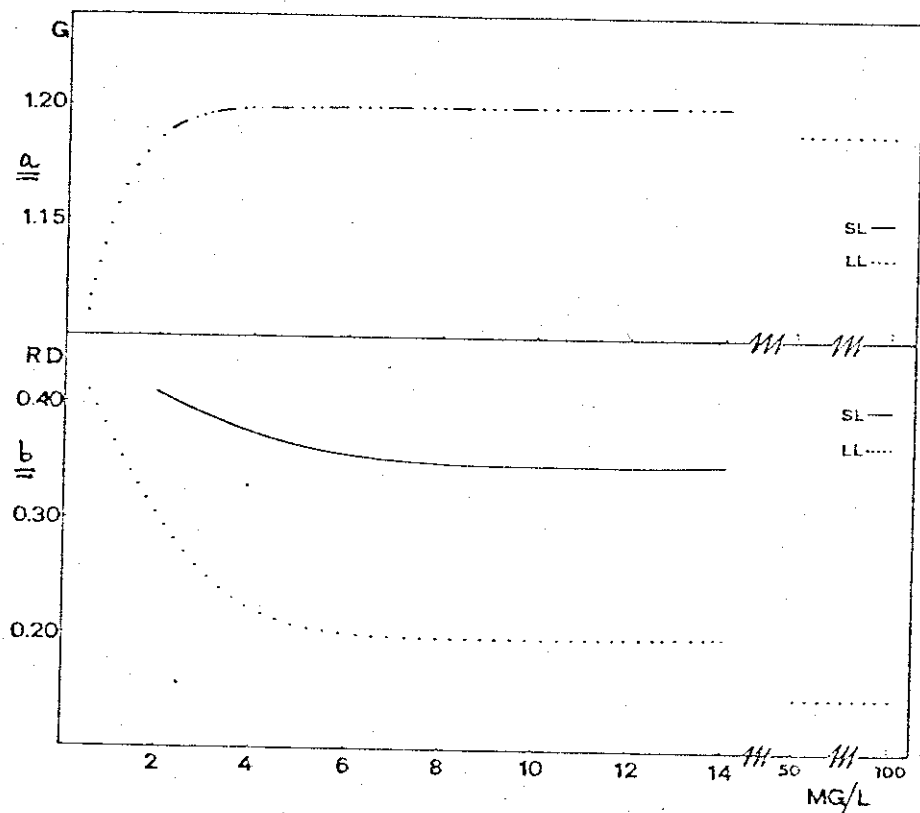


Fig. II-3 - Ganho (a) e Direcionalidade Residual da luz Cerenkov em função da concentração de Amino G (ref. 3).

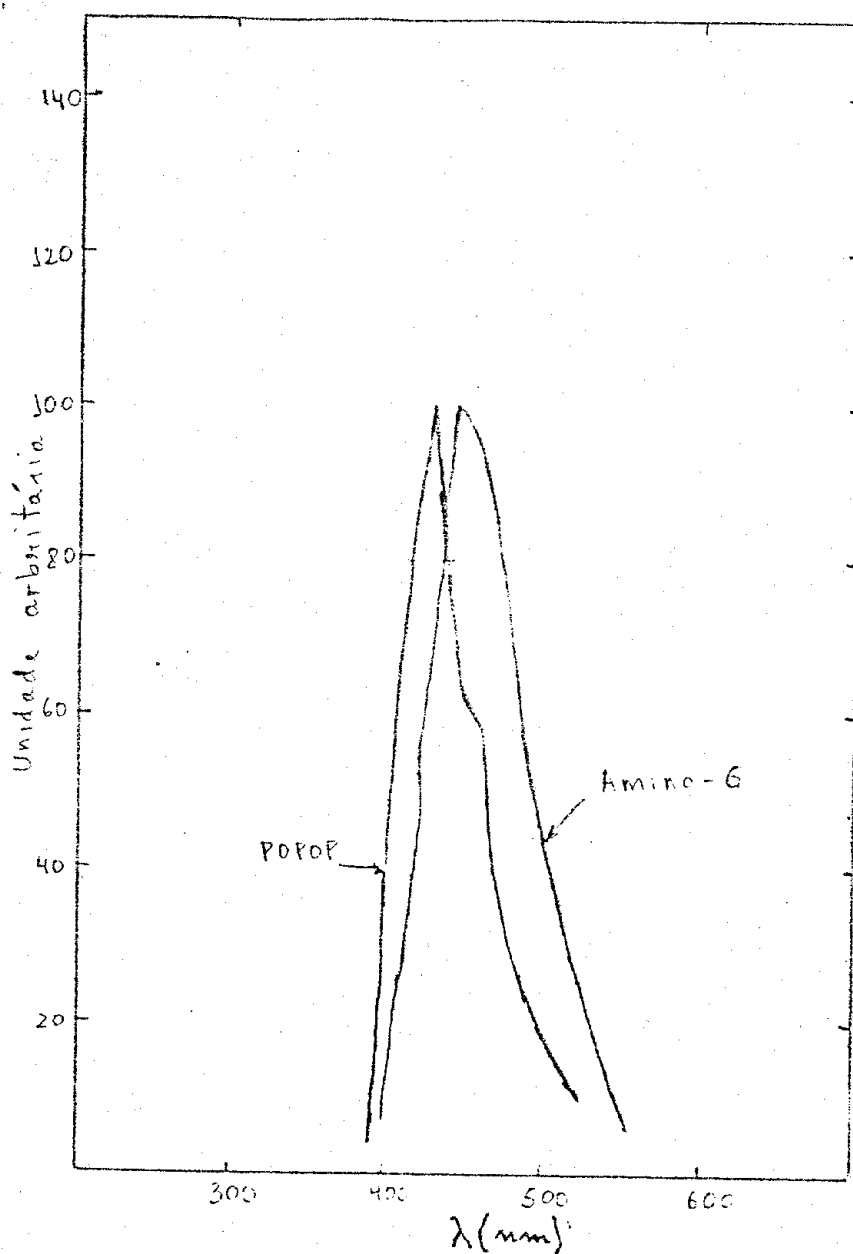


Fig. II-4 - Emissão do Amino G e do POPOP⁽⁴⁾.

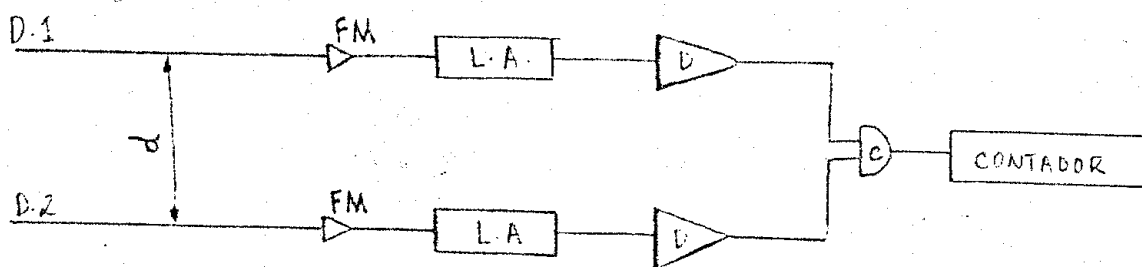


Fig. II-5 - Cadeia Eletrônica

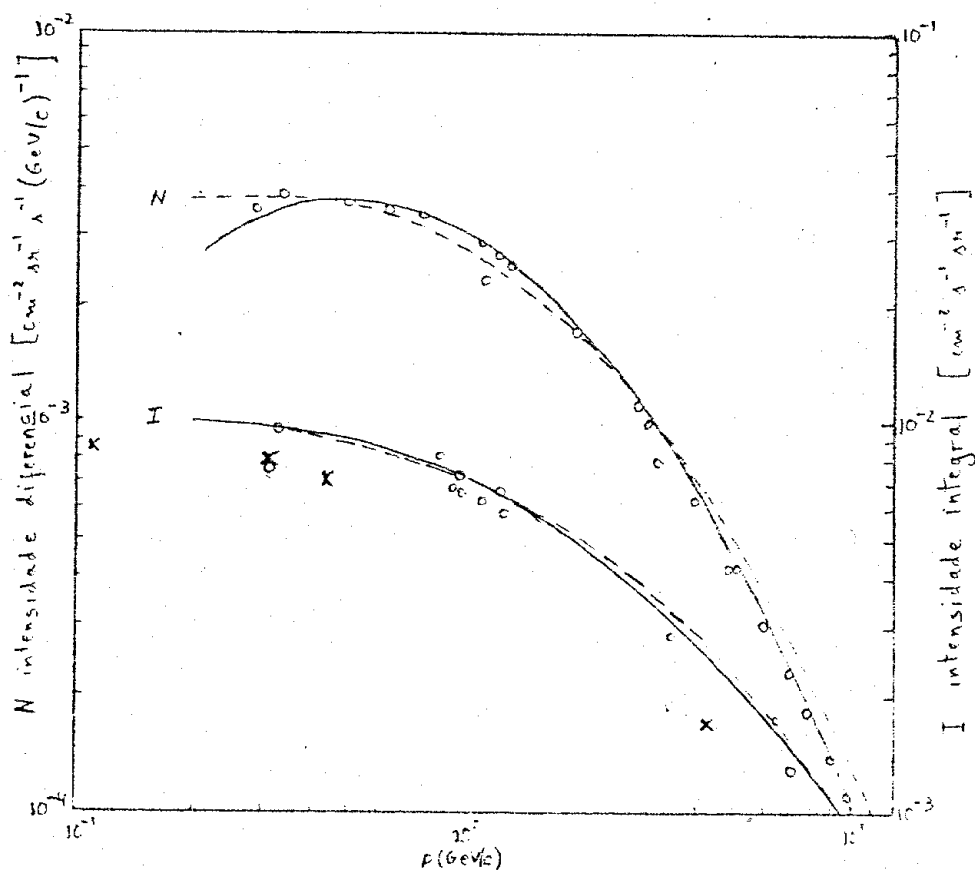


Fig. II-6 x - nosso resultado

Fig. II-6 - Espectro diferencial (N) e Integral (I)

de muons verticais ao nível do mar:

Allkofer et al;

x - nosso resultado.

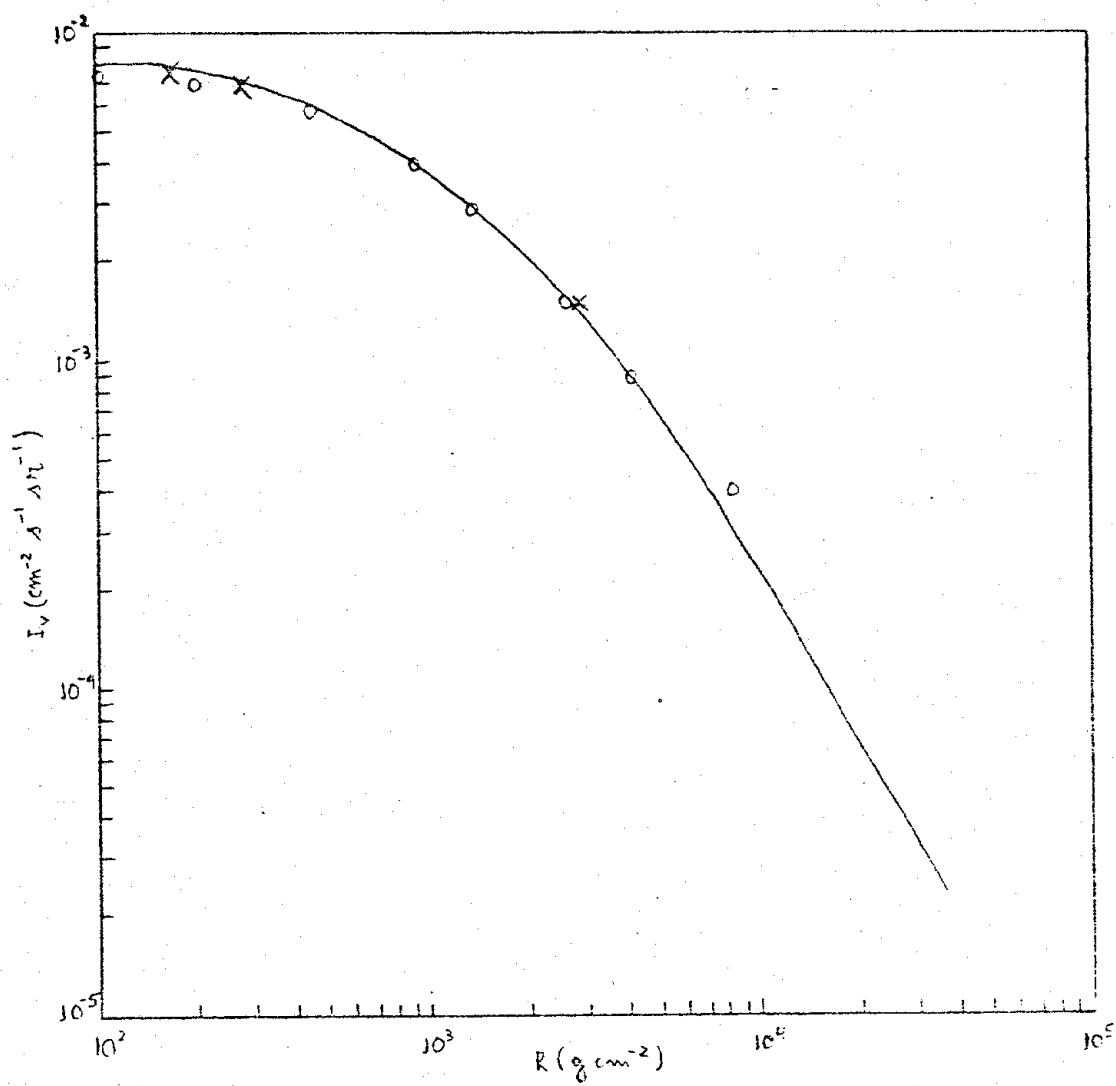


Fig. II-7 - Espectro Integral de muons ao nível do mar
obtido por Rossi; x - nosso resultado.

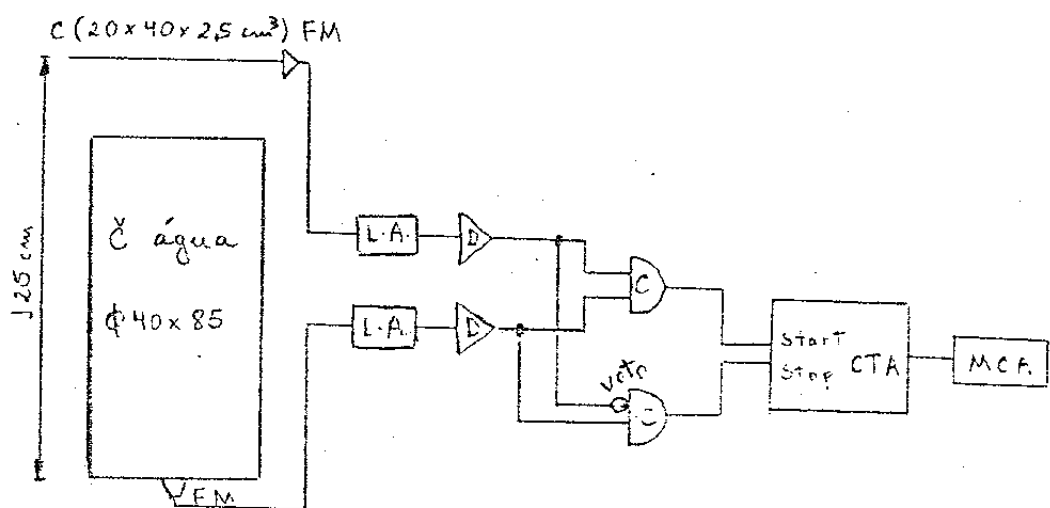


Fig. II-8 - Esquema eletrônico para medida da vida média dos muons.

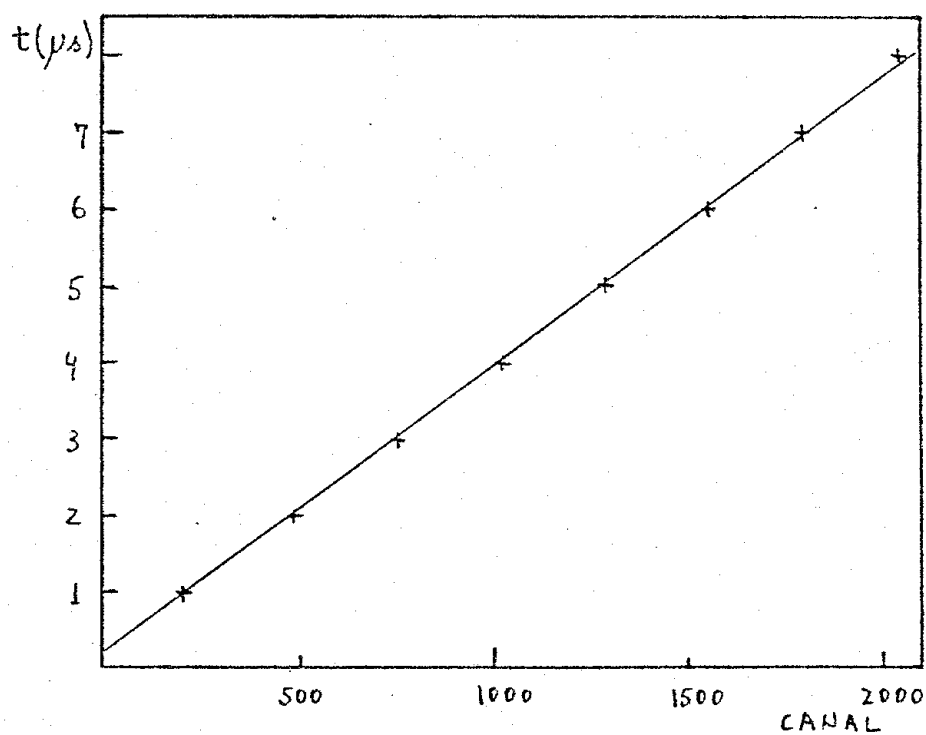


Fig. II-9 - Calibração do CTA - MCA.

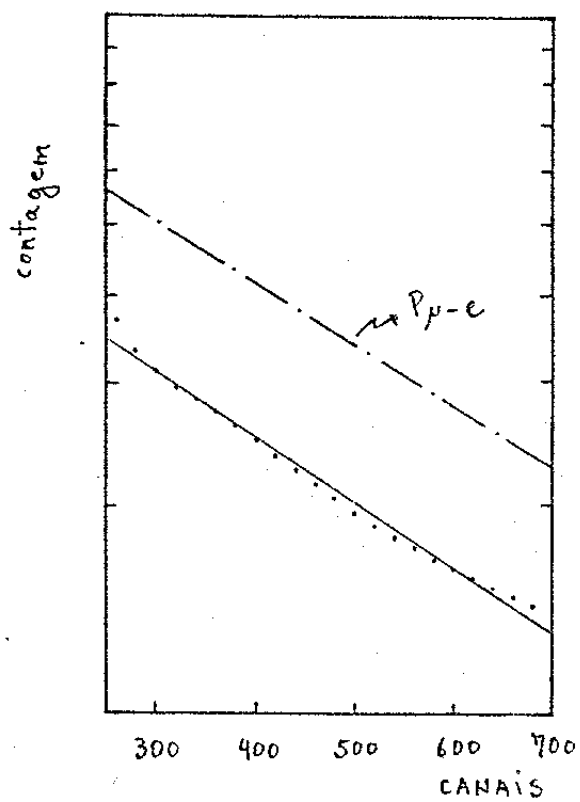


Fig. II-10 - Gráfico integral do decaimento dos muons, $P_{\mu-e}$ é probabilidade.

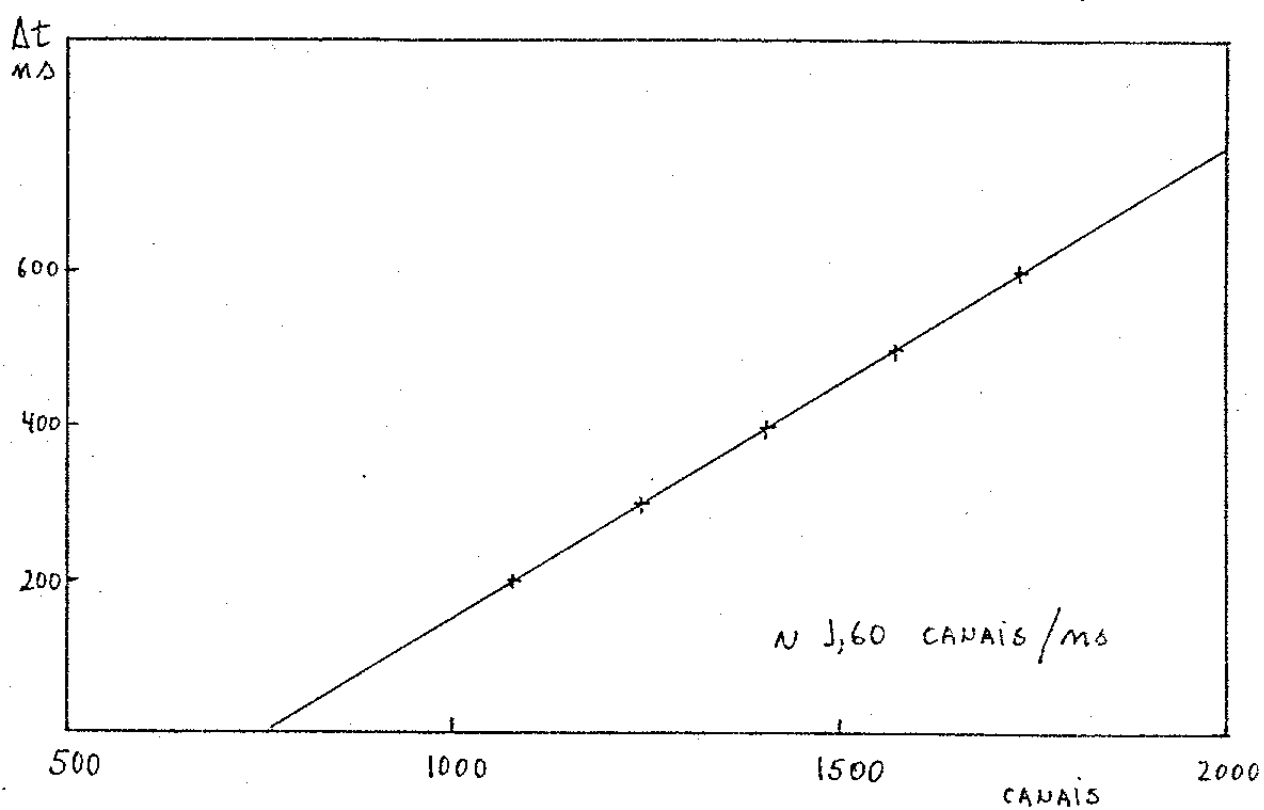


Fig. II-11 - Calibração CTA.

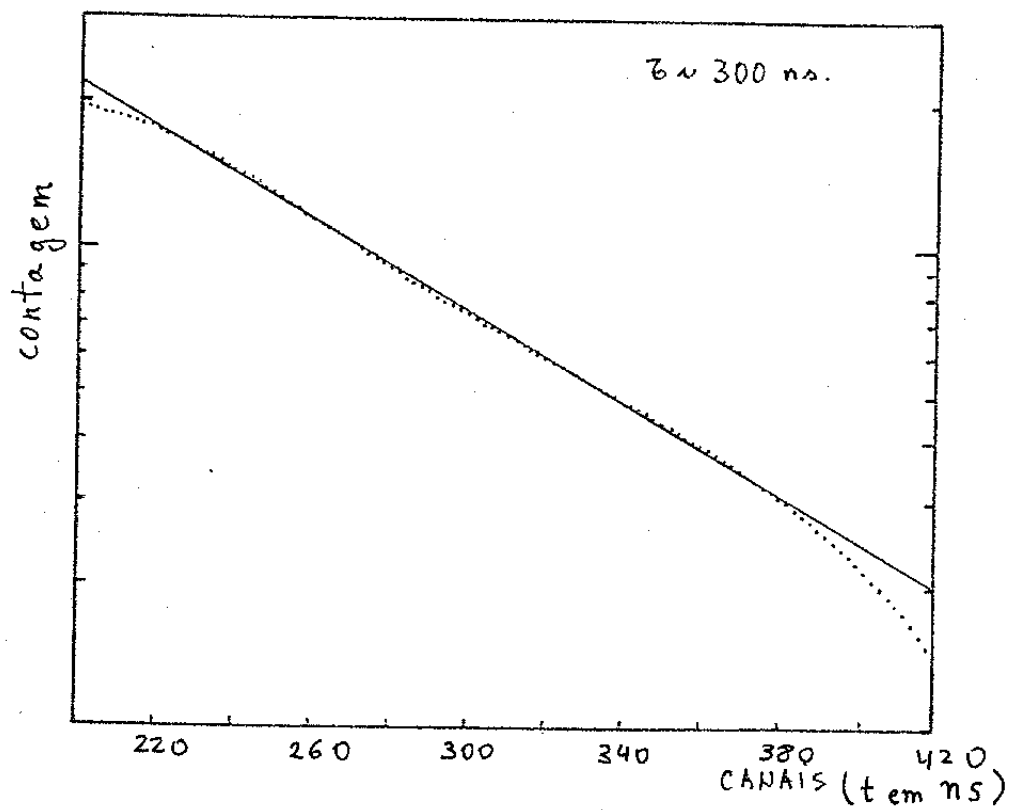


Fig. II-12 - Meia-vida dos α do ThC'.

CAPÍTULO III - MEDIDAS E RESULTADOS

Nesse capítulo iremos discutir os métodos usados na detecção de kaons e pions, e seus resultados

Como as vidas médias dos kaons e pions são, 12,37 ns e 26,03 ns respectivamente, recalibramos o CTA num intervalo de tempo entre 0-50 ns. No decaimento dos pions ($\pi \rightarrow \mu$) o momento máximo dos muons produzidos é $P_{\text{máx}}(\mu) = 30 \text{ MeV/c}$, enquanto que para o decaimento dos kaons ($K \rightarrow \mu$, é o canal mais frequente) o momento máximo dos muons produzidos é $P_{\text{máx}}(\mu) = 236 \text{ MeV/c}$, sendo assim somente os muons provenientes dos kaons produzirão efeito Cerenkov na água. Logo para detecção de kaons usaremos detetor Cerenkov à água e para detecção de pions usaremos cintiladores.

Para efeito de referência e controle, na figura III-1 temos a intensidade diferencial dos pions e prótons ao nível do mar^(1 e 2), e na figura III-2 temos o "range" $R(\text{gcm}^{-2})$ e a perda de energia por unidade de comprimento dE/dx para várias partículas⁽³⁾.

III-1 Método de Detecção de Kaons

Esse método está indicado na figura III-3, enquanto que as condições de trabalho das fotomultiplicadoras usadas nesse esquema estão na tabela III-1. Como utilizamos um detetor Cerenkov à água, o momento mínimo dos kaons nesse método é 563 MeV/c (ver tabela II-1 para limiar de K)

O fator geométrico entre os cintiladores (C_1 e C_2) e o detetor Cerenkov, figura III-3.a, é igual a $\Gamma = 83 \text{ cm}^2\text{sr}$. Pelo fato de que no decaimento de pions os muons produzidos têm momento abaixo do limiar de produção do efeito Cerenkov na água e a calibração do CTA ser feita num intervalo de 12-30 ns, ver figura III-4, temos a garantia que sômen

te os kaons serão registrado nesse sistema.

Após a realização das medidas obtivemos o resultado médio de $N_k = 3,06 \times 10^{-5}$ c/s. A tabela III-2 mostra a contagem, o tempo de medição e a média; já na tabela III-3 temos a contagem para cada intervalo de tempo (de 1 ns).

Com esse resultado e os resultados do apêndice D, e para uma largura de porta de $12 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 30$, teremos:

Que até 12 ns decaíram 59,8% dos kaons e até 30 ns já decaíram 89,8% dos kaons, portanto nesse intervalo decaem 30%. Corrigindo o número observado N_k obteremos o número total de kaons N_{tk}

$$N_{tk} = N_k \times \frac{100}{30} = 1,02 \times 10^{-4} \text{ c/s}$$

mas como temos um fator geométrico de $83 \text{ cm}^2 \text{sr}$, o fluxo de kaons será,

$$\phi_k = \frac{N_{tk}}{\Gamma} = 1,23 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}.$$

Devemos levar em conta uma contaminação na ordem de 20% (devido à after pulse, ruído, etc). Assim teremos que o fluxo de kaons para um momento entre 563-600 MeV/c (o limite superior é o alcance máximo no tanque Cerenkov⁽³⁾), será $9,84 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Na figura III-5, temos o gráfico integral de kaons.

III-2 Primeiro Método para Detecção de Pions

Esse arranjo experimental está indicado na figura III-6, enquanto as condições de trabalho de cada foto-tubo usado nesse esquema estão na tabela III-4. O momento dos pions nesse arranjo está entre 0,2 e 1,0 GeV/c⁽³⁾, e a figura III-7 mostra a calibração do CTA.

O fator geométrico entre o detetor Cerenkov (51.) e o primeiro cintilador C_0 , figura III-6.a, é igual a $\Gamma = 377 \text{ cm}^2 \text{sr}$, tendo uma previsão de 3 c/s. Na nossa medida a média obtida foi de 1,06 c/s, isto se deve ao fato de que o ângulo Cerenkov na água é $\theta_c(\text{água}) = 41,2^\circ$ e portanto o fator geométrico corrigido será $\Gamma = 153 \text{ cm}^2 \text{sr}$, o que nos dá

um número de coincidências esperada de 1 c/s, compatível ao obtido.

Como temos a contagem dos cintiladores, C_1 à C_7 , do circuito "OR", figura III-6.b, igual a 5442 c/s, e como o "start" é de 1,06 c/s, para um tempo de coincidência $\Delta t \sim 10$ ns temos que as conversões fortuitas serão $2N_{st}N_{or}\Delta t = 1,41 \times 10^{-4}$ c/s.

Após uma medida de aproximadamente 15 dias (tempo no MCA = 1.269.565 segundos) obtivemos um número total de 540 conversões; desses 180 são conversões fortuitas, assim teremos somente 360 partículas que decaíram no sistema, portanto $N_{\pi} = 2,83 \times 10^{-4}$ c/s. Ora para uma porta de 0-26 ns e com o auxílio do apêndice D temos:

Que até 26 ns já decaíram 59,1% dos pions, portanto corrigindo o número observado N_{π} , obteremos o número total $N_{t\pi}$

$$N_{t\pi} = N_{\pi} \times \frac{100}{59,1} = 4,80 \times 10^{-4} \text{ c/s}$$

sendo o fator geométrico igual a $\Gamma = 153 \text{ cm}^2\text{sr}$, o fluxo será

$$\phi = \frac{N_{t\pi}}{\Gamma} = 3,13 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} (800 \text{ MeV/c}),$$

para passar a 1 GeV/c, multiplicamos por 1,25. Portanto o fluxo de pions será $3,91 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$. O resultado do gráfico integral de pions está na figura III-8, enquanto na tabela III-5 temos a contagem para cada intervalo de tempo (de 1 ns).

III-3 Segundo Método para Detecção de Pions

Esse segundo método está indicado na figura III-9, enquanto que as condições de trabalho de cada foto-tubo usado estão na tabela III-6.

Para esse esquema temos um "range" $R \sim 730 \text{ gcm}^{-2}$ e como a perda de energia por unidade de comprimento dE/dx para pions, têm no mínimo de ionização o valor aproximado de $1,3 \text{ MeV/gcm}^{-2}$, então durante o percurso desse sistema os pions perdem aproximadamente 950 MeV. Logo pions que entram no sistema com 2 GeV terão $\sim 1 \text{ GeV}$ no cintilador 1, e os

pions que entram com 1 GeV terão ~ 50 MeV, com probabilidade de parar. Assim temos que, a energia mínima dos pions nesse arranjo será da ordem de 1 GeV.

O fator geométrico entre o detector superior e o cintilador 1, figura III-9.a, é igual a $\Gamma = 300 \text{ cm}^2 \text{sr}$. A contagem do primeiro é 50,7 c/s, enquanto do cintilador 1 é de 12,76 c/s, no conjunto formado pelos quatros cintiladores a contagem em "OR" é de 31,66 c/s. Ora temos então um "start" casual, para um $\Delta t \sim 20 \text{ ns}$, de $2N_p N_1 \Delta t \sim 2,59 \times 10^{-5} \text{ c/s}$ ou seja de aproximadamente 1 contagem a cada 10 horas; e para as "conversões casuais" temos $2N_{st} N_{or} \Delta t \sim 10^{-6} \text{ c/s}$, pois a contagem de start é 0,8 c/s, assim as conversões casuais serão desprezíveis.

Podemos concluir portanto que a contaminação maior será devido ao ruído externo (calor, discriminador, divisão de tensão, "after pulse"). No cálculo dessas casuais está implícita a possibilidade de detecção de partículas que entram de lado, aparecendo como fundo no "OR".

- Para esse arranjo físico fizemos três calibrações diferentes:
- (i) Utilizando um Analisador de Multicanais da LeCroy, temos os resultados que aparecem na tabela III-7 que apresenta para cada intervalo de tempo (de 1 ns) os respectivos canais e as contagens. A calibração do CTA usada nesse MCA se encontra na figura III-10, enquanto a figura III-11 nos dá o gráfico integral de pions no intervalo de 20-40 ns.
 - (ii) Para o segundo MCA da Norland, obtivemos os resultados apresentados na tabela III-8, que está dividido em intervalo de tempo de 2 ns, com os canais e as contagens respectivamente. Nesse multicanal o CTA foi recalibrado, como aparece na figura III-12, e no intervalo de 20-40 ns obtivemos o resultado integral de pions que nos é mostrado na figura III-13.
 - (iii) Para efeito de controle medimos os pions, cujos muons produzidos também decaem; e para tal detecção usamos uma calibração diferente em relação a que vinha sendo usada até o presente. No lugar de um CTA u-

samos um Conversor Tempo-Digital (CTD), ver figura III-14, onde o sinal de "start" abre uma porta no contador, fazendo-o contar, e um segundo sinal de "stop" fecha essa porta fazendo-o parar, para cada número obtido no contador temos um intervalo de tempo correspondente. Para tal calibração usamos um pulsador, essa calibração está dada no gráfico da figura III-15. As medidas de pions cujos muons produzidos também decaem, está na tabela III-9 (contagem de pions, muons, tempo de medida). Enquanto a tabela III-10 nos fornece a contagem de pions para cada intervalo de tempo, a figura III-16 nos dá o gráfico integral de pions no intervalo de $20 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 60$.

Como resultado final para esse arranjo, tivemos o valor médio dos pions igual a $N_{\pi} = 1,74 \times 10^{-4}$ c/s, apresentado na tabela III-11 (contagem, tempo e média), e recorrendo aos resultados do apêndice D temos:

Para uma porta com largura $20 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 40$, até 20 ns decaíram 49,7% dos pions e até 40 ns decaíram 74,7%, logo nesse intervalo de tempo decaem 25% dos pions. Corrigindo o valor observado N_{π} para obter o número total de pions que decaem no detetor temos,

$$N_{t\pi} = N_{\pi} \times \frac{100}{25} = 7,00 \times 10^{-4} \text{ c/s}$$

como o fator geométrico nesse método é aproximadamente $300 \text{ cm}^2 \text{sr}$, o fluxo de pions será,

$$\Phi_{\pi} = \frac{N_{t\pi}}{A} = 2,33 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}.$$

Logo, para energia ao redor de 1 GeV, o fluxo de pions será igual a $2,33 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$.

III-4 Terceiro Método para Detecção de Pions

Nesse método, similar ao segundo, diminuimos a quantidade de chumbo entre o cintilador em forma de pirâmide e primeiro dos quatros cintiladores abaixo, ver esquema na figura III-17. Assim como os cinti-

ladores de baixo têm 10 cm de espessura, e como a densidade do cintilador é igual a $1,03 \text{ g/cm}^3$ encontraremos um alcance de $10,3 \text{ g/cm}^2$, ou seja a partícula deverá ter no máximo 140 MeV de energia e no mínimo 60 MeV, ao chegar nos cintiladores de baixo, para poder parar em um deles (ref. 3). Nesse arranjo os pions medidos são acompanhados da medida de seus respectivos muons.

Como temos 5 cm de espessura de chumbo entre o cintilador superior e os cintiladores inferiores, e através da curva de "range" (ver figura III-3) e de uma integração numérica podemos tirar o intervalo de momento em que os pions chegam e param nesse arranjo. Assim teremos pions em um intervalo de momento de $180 \leq P(\text{MeV}/c) \leq 230^{(3)}$.

O fator geométrico nesse arranjo experimental é igual à $\Gamma \sim 1430 \text{ cm}^2\text{sr}$. Na figura III-18, temos a calibração do MCA que usaremos nesse esquema, enquanto as tabelas III-12 e III-13 nos dão as contagens de pions e a calibração do MCA, respectivamente.

No intervalo de tempo compreendido entre $20 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 60$, obtemos uma contagem média de $0,91 \times 10^{-4} \text{ c/s}$ (ver figura III-19), e com o auxílio do apêndice D temos:

Até 20 ns decaíram 49,7% dos pions, e até 60 ns já decaíram 87,5%, logo nesse intervalo de tempo decaem 38% dos pions que chegam nesse esquema.

Assim o total de pions será $N_{t\pi} = N_{0\pi} \times \frac{100}{38} = 2,39 \times 10^{-4} \text{ c/s}$, mas como o fator geométrico é de $1430 \text{ cm}^2\text{sr}$, o fluxo será

$$\phi_{\pi} = \frac{N_{t\pi}}{\Gamma} = 1,7 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1} \quad (50 \text{ MeV}/c),$$

para passar a $1 \text{ GeV}/c$, multiplicamos por 20. Portanto temos $3,4 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$, mas devido o ângulo limite para reflexão total entre o cintilador e o ar (pirâmide), temos um fator de correção igual à 2,25 (ver apêndice B), então o fluxo de pions será $7,65 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$. O resultado do gráfico integral de pions está na figura III-20.

III-5 Quarto Método para Detecção de Pions

Método similar ao anterior, porém sem a utilização de chumbo entre o cintilador superior e os cintiladores de baixo. O fator geométrico é o mesmo do arranjo anterior. Como o cintilador superior está apoiado em uma madeira de 4 cm de espessura, usando a técnica de integração numérica análoga à anterior, temos pions compreendidos em um intervalo de momento de $130 \leq P(\text{MeV}/c) \leq 160^{(3)}$. Aqui os pions também estão acompanhados de seus respectivos muons.

Fizemos uma calibração para o CTA e para o CTD, figuras III-21 e III-22 respectivamente, com portas de $5 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 65$; logo englobam também os kaons. Enquanto as tabelas III-14 e III-15 nos dão o intervalo de tempo e as contagens para cada uma das calibrações.

Como resultado, obtivemos uma contagem média de $1,20 \times 10^{-4}$ c/s (ver tabela III-16) para uma porta de $15 \leq \Delta t(\text{ns}) \leq 60$, e com o auxílio dos resultados do apêndice D temos:

Até 15 ns decaíram 42,5% dos pions, e até 60 ns já decaíram 87,5%, portanto nesse intervalo decaem 45% dos pions que chegam nesse método de detecção.

Então o total de pions será

$$N_{\pi} = N_{\text{obs}} \times \frac{100}{45} = 2,67 \times 10^{-4} \text{ c/s}$$

mas o fator geométrico é igual $\Gamma \sim 1430 \text{ cm}^2 \text{sr}$, o fluxo será,

$$\Phi_{\pi} = \frac{N_{\pi}}{\Gamma} = 1,86 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \quad (30 \text{ MeV}/c),$$

para passar a 1 GeV/c multiplico por 33, assim o fluxo será $6,14 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$. E pelo mesmo motivo anterior, há um fator de correção de 2,25. Portanto o fluxo total de pions em um intervalo de momento de $130 \leq P(\text{MeV}/c) \leq 160$ será $1,38 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Os resultados integrais estão nas figuras III-23 e III-24, onde utilizamos as calibrações do CTA e do CTD.

III-6 Análise dos Resultados

Observando os gráficos integrais e comparando-os com as curvas teóricas podemos afirmar que esses são compatíveis com o esperado, exceto os gráficos da medida de pions que há uma contaminação na ordem de 20-30% de kaons, pelo fato de terem sido utilizado portas que abranjam kaons para esses métodos de detecção.

Com relação as flutuações da medida pelo tempo, ver figura III-19, concluímos que as médias tiradas com um tempo menor flutua mais que as médias tiradas com um tempo mais longo, essas tornam-se mais estáveis.

REFERÊNCIAS

- 1- Turver, KE et al; 12º ICCR, vol. 3, 1236, Australia, 1971.
- 2- Wolfendale, AW et al; Proc. Phys. Soc., v. 83, 871-877, 1964.
- 3- Review of Particle Properties, p. 37, April 1983.

TABELA III-1

Detetor	Fotomultiplicadora	Tensão de Trabalho
C ₁ (20x20)	XP 2232 B	1850 V
C ₂ (20x40)	XP 2232 B	1900 V
Cer (100 l.)	XP 2040 (1)	1670 V
Cer (100 l.)	XP 2040 (2)	1800 V

TABELA III-2

Medidas de Kaons

Contagem	$\Delta t(\text{horas})$	Cont/hora	Contagem	$\Delta t(\text{horas})$	Cont/Hora
37	96	0,39	2	24	0,08
5	24	0,21	2	24	0,08
3	24	0,13	3	24	0,13
2	24	0,08	2	24	0,08
3	24	0,13	3	24	0,13
14	72	0,19	1	16	0,06
4	24	0,17	5	70	0,07
1	24	0,04	4	25	0,16
16	120	0,13	3	24	0,13
3	24	0,13	3	24	0,13
2	24	0,08	3	30	0,10
2	24	0,08	1	24	0,04
1	24	0,04	1	24	0,04
5	40	0,13	3	24	0,13
1	24	0,04	7	57	0,12

$$\therefore \langle N_k \rangle = 0,11 \text{ c/h} = 3,06 \times 10^{-5} \text{ c/s.}$$

TABELA III-3

Medidas de Kaons

Tempo (ns)	Canais	Contagem
12-13	230-240	-
13-14	240-250	8
14-15	250-260	38
15-16	260-270	13
16-17	270-280	18
17-18	280-290	9
18-19	290-300	8
19-20	300-310	2
20-21	310-320	8
21-22	320-330	10
22-23	330-340	12
23-24	340-350	14
24-25	350-360	40
25-26	360-370	8
26-27	370-380	-
27-28	380-390	-
28-29	390-400	-
29-30	400-410	-

TABELA III-4

Detetor	Foto-Tubo	Tensão de Trabalho <u>V</u>
Cer. (5 l.)	XP 2020	2000
C ₀ (20x40)	XP 2232 B	1485
C ₁ (20x40)	XP 2232 B	1670
C ₂ (20x20)	XP 2232 B	1500
C ₃ (Ø10x20)	FEU 49 B	1950
C ₄ (40x40)	XP 2232 B	1500
C ₅ (40x40)	XP 2232 B	1400
C ₆ (40x40)	XP 2232 B	1390
C ₇ (40x40)	XP 2232 B	1350

TABELA III-5

Medidas de Pions

Tempo (ns)	Canais	Contagem
18-19	380-570	97
19-20	570-770	99
20-21	770-960	63
21-22	960-1150	57
22-23	1150-1350	96
23-24	1350-1550	128
24-25	1550-1730	116
25-26	1730-1930	111
26-27	1930-2120	158
27-28	2120-2320	268
28-29	2320-2510	233
29-30	2510-2700	76
30-31	2700-2890	39
31-32	2890-3080	40

TABELA III-6

Detetor	Foto-Tubo	Tensão de Trabalho <u>V</u>
Pirâmede (50x70)	XP 2040	1750
1 (40x40)	XP 2232 B	1450
2 (40x40)	XP 2232 B	1500
3 (40x40)	XP 2232 B	1450
4 (40x40)	XP 2232 B	1460

TABELA III-7

Medidas de Pions

MCA - LeCroy

Tempo (ns)	Canais	Contagem
22-23	351-359	35
23-24	360-368	28
24-25	369-377	25
25-26	378-387	21
26-27	388-396	13
27-28	397-405	29
28-29	406-414	23
29-30	415-424	27
30-31	425-433	28
31-32	434-442	24
32-33	443-451	24
33-34	452-460	20
34-35	461-470	17
35-36	471-479	25
36-37	480-488	23
37-38	489-498	25

TABELA III-8

Medidas de Pions

MCA - Norland

Tempo (ns)	Canais	Contagem
22-24	2185-2350	182
24-26	2351-2510	149
26-28	2511-2675	134
28-30	2676-2835	134
30-32	2836-3000	115
32-34	3001-3160	135
34-36	3161-3330	133
36-38	3331-3490	123
38-40	3491-3650	125
40-42	3651-3810	110
42-44	3811-3970	118
44-46	3971-4096	96

TABELA III-9

Processo $\pi - \mu - e$

N_{π}	N_{μ}	$\Delta t(\text{horas})$	N_{π}/hora
2	2	120	0,02
2	2	26	0,08
2	2	48	0,04
9	9	492	0,02
4	4	240	0,02
3	3	120	0,03
3	3	48	0,06
1	1	24	0,04
1	1	24	0,04
3	3	72	0,04
1	1	96	0,01
2	2	96	0,02
1	1	60	0,02

Logo temos $\langle \pi \rangle = 5,7 \times 10^{-6} \text{ c/s.}$

TABELA III-10

CTD

Porta (ns)	Contagem
15-25	3
25-35	7,9
35-45	14,3
45-55	8,5
55-65	10,5

TABELA III-11

Medidas de Pions

Contagem	Δt (horas)	Cont./hora
11	24	0,458
8	24	0,333
20	24	0,833
16	24	0,667
44	72	0,611
25	34	0,736
44	62	0,710
15	24	0,625
9	25	0,360
88	145	0,607
16	24	0,667
14	24	0,583
69	97	0,711
12	14	0,857

$$\therefore \langle N_{\pi} \rangle = 0,625 \text{ c/h} = 1,74 \times 10^{-4} \text{ c/s.}$$

TABELA III-12

Medidas de Pions

Tempo (ns)	Canais	Contagem
22-24	2240-2423	2
24-26	2424-2583	4
26-28	2584-2751	4
28-30	2752-2911	3
30-32	2912-3063	1
32-34	3064-3223	2
34-36	3224-3407	2
36-38	3408-3567	-
38-40	3568-3727	3
40-42	3728-3879	3
42-44	3880-4055	3

TABELA III-13

Calibração - MCA

Tempo (ns)	Canal
22	2240
24	2424
26	2584
28	2752
30	2912
32	3064
34	3224
36	3408
38	3568
40	3728

TABELA III-14

Multicanal - Analisador

Tempo (ns)	Canais	Contagem
10-12	208-399	(38)*
12-14	400-551	-
14-16	552-703	-
16-18	704-863	-
18-20	864-1023	1
20-22	1024-1175	-
22-24	1176-1347	-
24-26	1348-1495	1
26-28	1496-1663	-
28-30	1664-1799	-
30-32	1800-1975	-
32-34	1976-2135	1
34-36	2136-2295	1
36-38	2296-2463	1
38-40	2464-2623	1
40-42	2624-2783	-
42-44	2784-2943	-
44-46	2944-3119	2
46-48	3120-3271	-
48-50	3272-3431	-
50-52	3432-3591	1
52-54	3592-3752	-
54-56	3753-3919	-
56-58	3920-4096	1

* Efeito Instrumental

TABELA III-15

CTD - Contador.

Tempo (ns)	Contagem
5-15	136
15-25	19
25-35	28,5
35-45	25,5
45-55	19,2
55-65	17,8

TABELA III-16

Medidas de Pions

N_{π}	$\Delta t(10^{+5}s)$	$N/s(10^{-4})$	N_{π}	$\Delta t(10^{+5}s)$	$N/s(10^{-4})$
40	2,68	1,49	54	5,18	1,04
8	0,50	1,59	31	3,80	0,82
23	0,81	2,84	42	3,22	1,30
58	4,82	1,20	20	1,08	1,85
28	1,69	1,65	12	0,98	1,22
50	4,40	1,14	38	3,87	0,98
11	1,68	0,66	8	0,86	0,93
12	0,36	3,33	23	2,77	0,83
15	1,22	1,22	43	3,13	1,37
16	3,10	0,52	33	2,32	1,42
21	1,72	1,22	10	0,98	1,02
33	2,72	1,21	8	1,09	0,74
89	5,97	1,44	41	3,85	1,06
33	2,72	1,21	19	1,26	1,51
66	6,91	0,96	32	1,53	2,09
30	1,78	1,68	25	2,06	1,24
21	1,61	1,31	31	2,42	1,29
16	1,64	0,97	17	0,86	1,97
77	4,24	1,82	22	3,27	0,67
19	0,66	2,86	11	1,73	0,64
30	2,72	1,10	26	2,27	1,15
27	1,22	2,21	40	5,08	0,79
9	1,22	0,74	28	3,06	0,92
24	2,15	1,12	33	2,59	1,27
34	3,28	1,04	55	6,26	0,88

$$\therefore \langle N_{\pi} \rangle = 1,20 \times 10^{-4} \text{ c/s.}$$

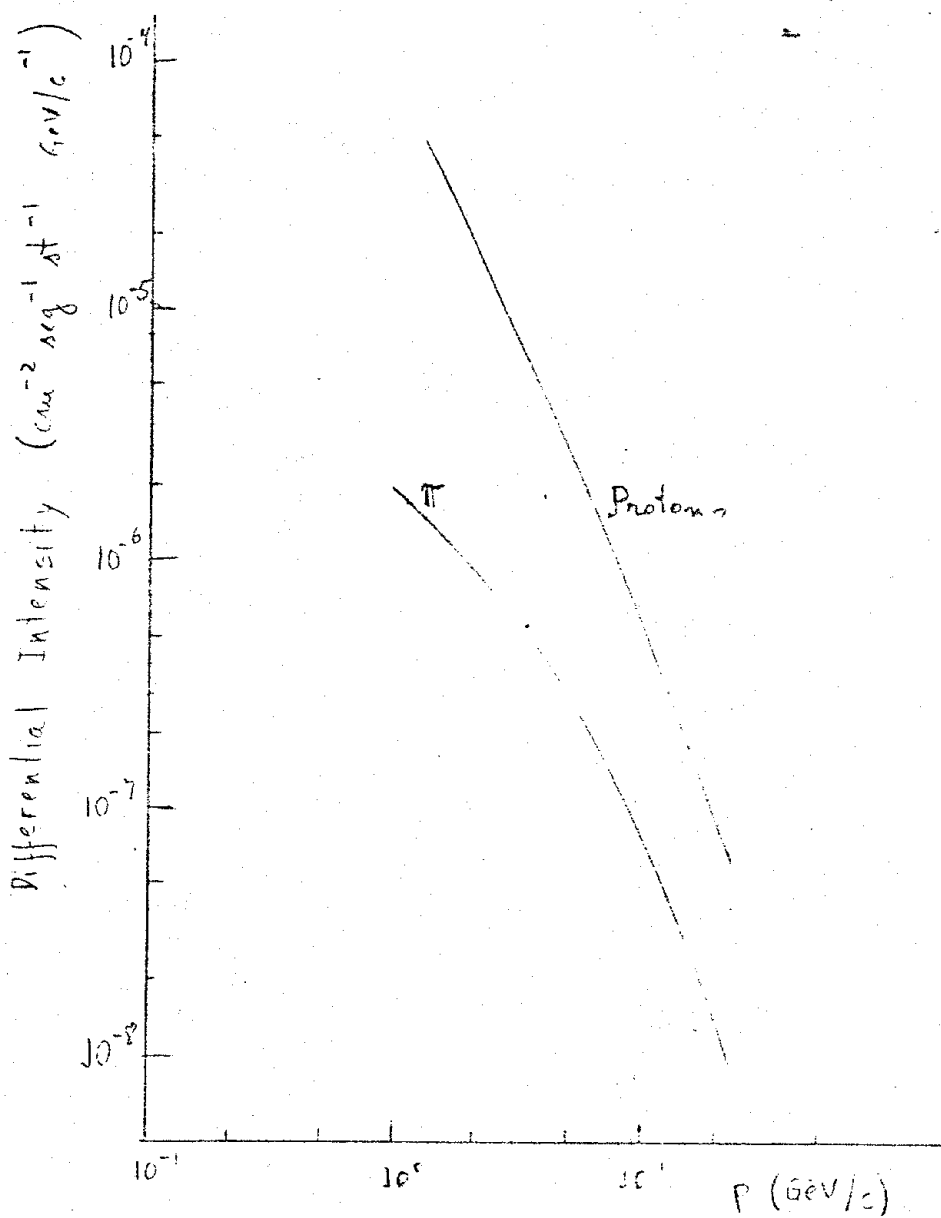


Fig. III-1 - Espectro diferencial de pions e prótons
ao nível do mar (Turver et al).

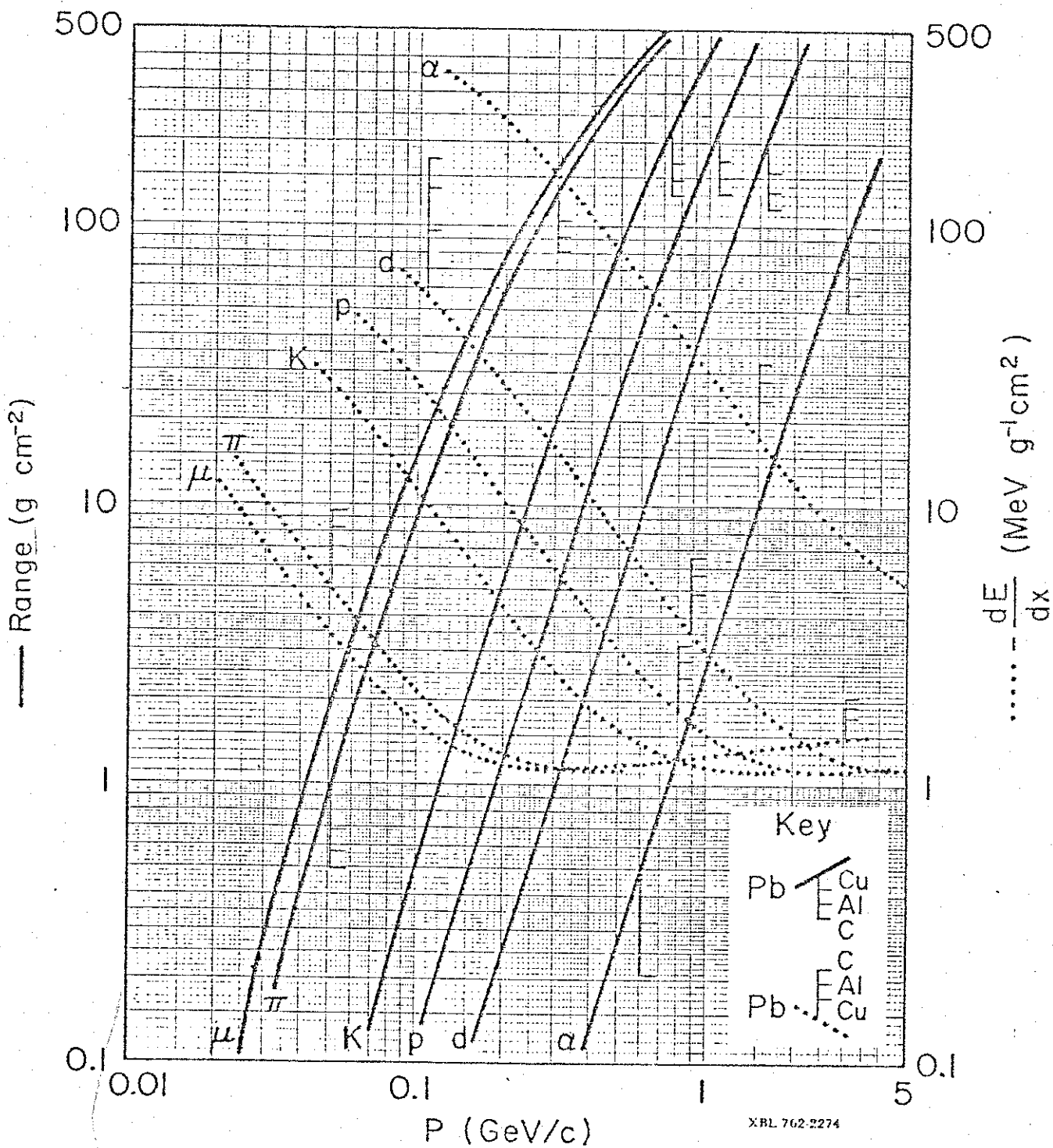
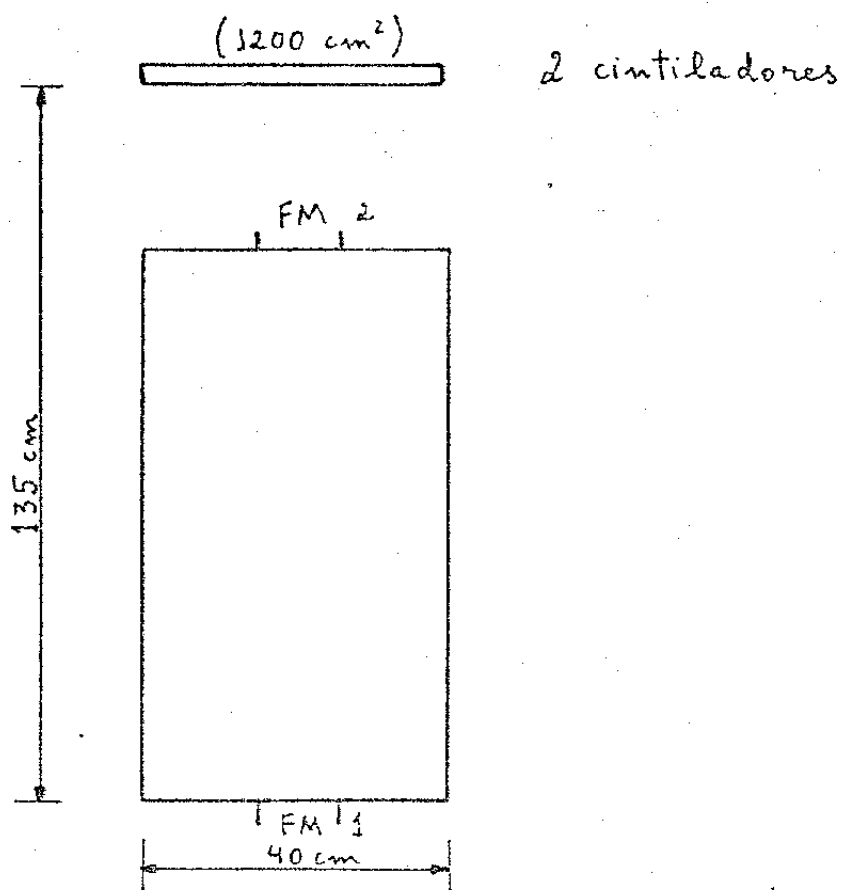
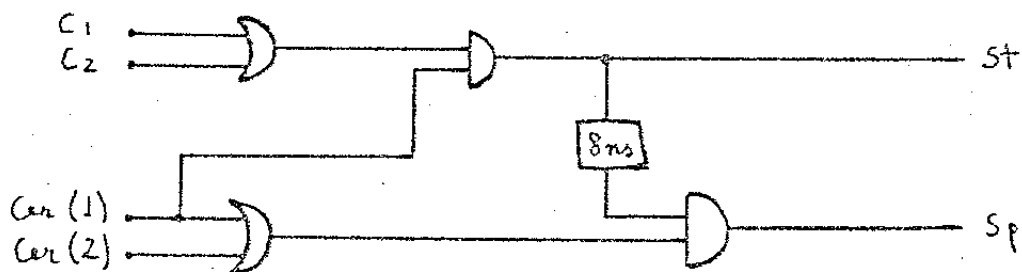


Fig. III-2 - Range médio e perda de energia em chumbo, cobre, Alumínio e Carbono (ref. 3).



(a)



(b)

Fig. III-3 - Sistema de detecção dos kaons.

(a) Arranjo físico

(b) Cadeia Eletrônica.

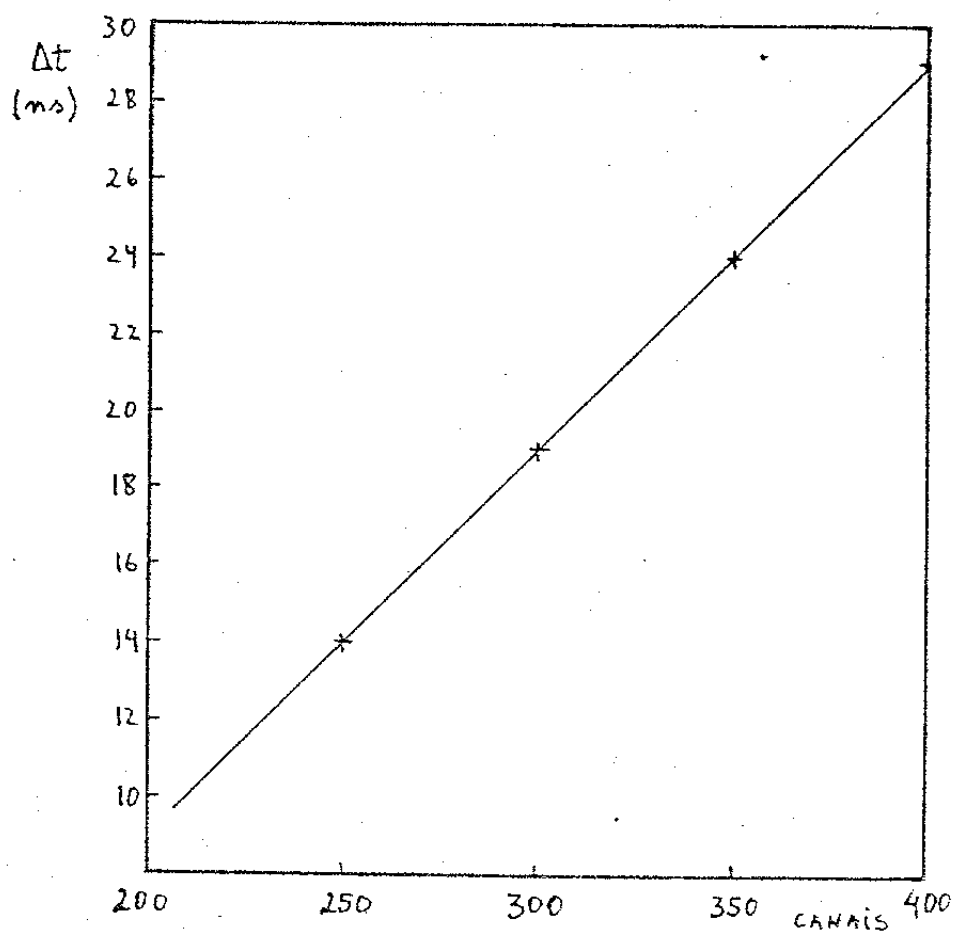


Fig. III-4 - Calibração do CTA para medida da vida média dos K's.

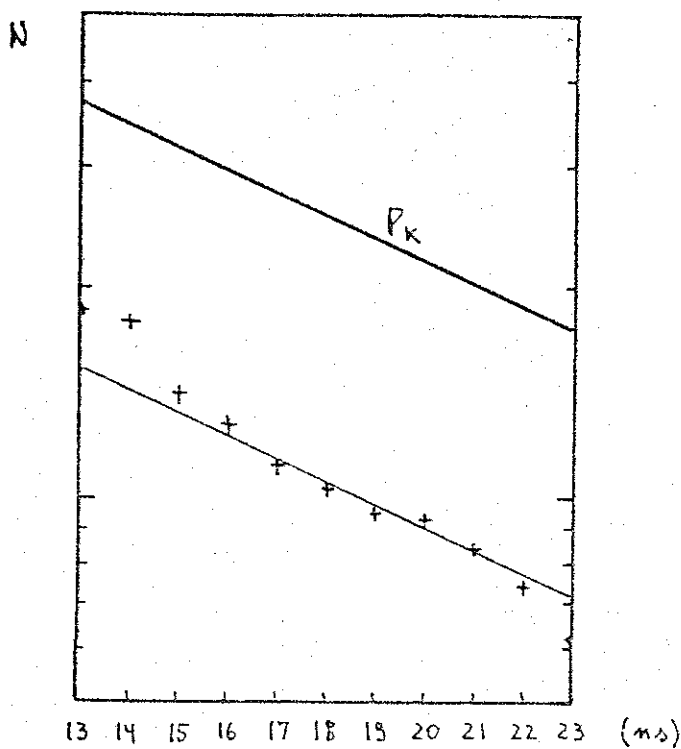


Fig. III-5 - Gráfico integral de
kaons.

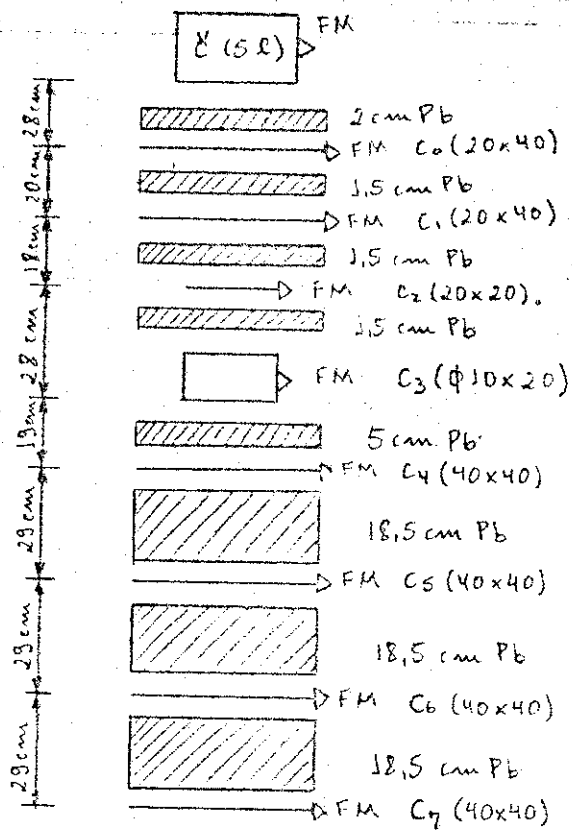


Fig - a -

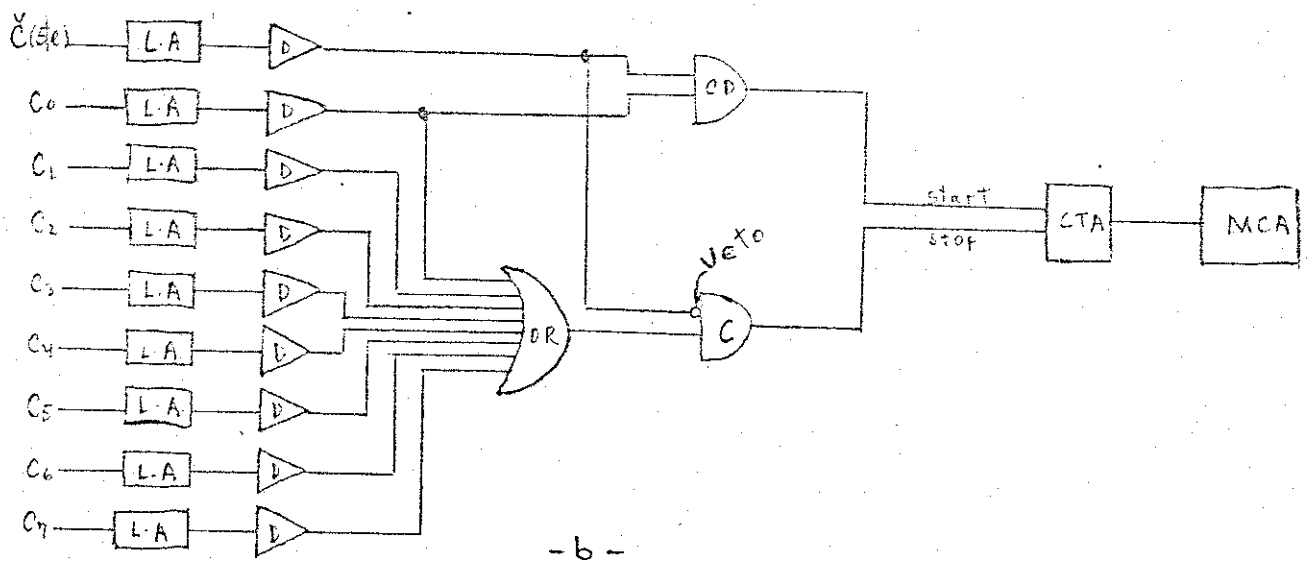


Fig. III-6 - (a) Arranjo físico

Cer. (5 l) - Cerenkov

$C_0 \dots C_7$ - Cintiladores

(b) Cadeia eletrônica.

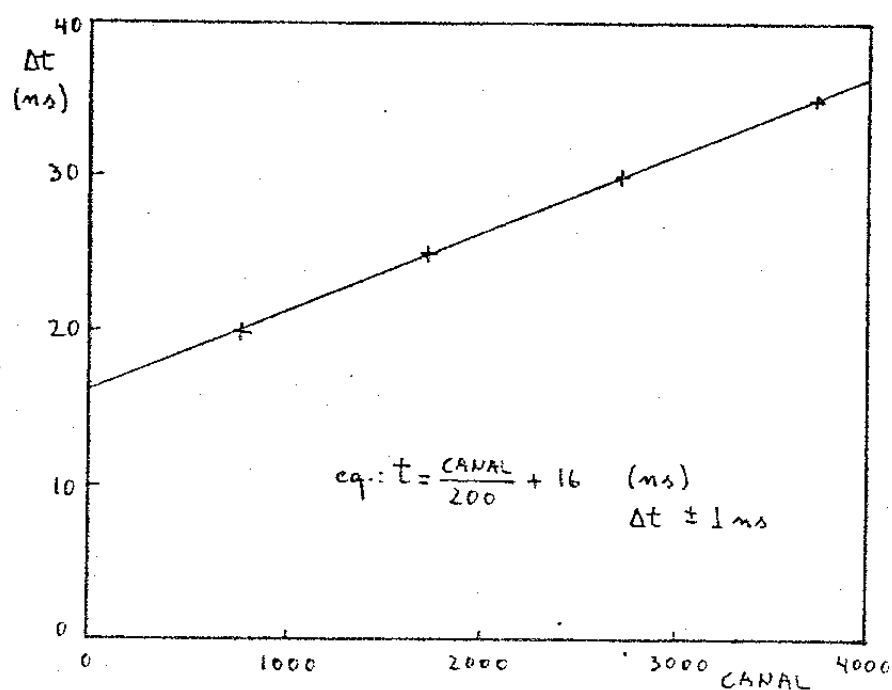


Fig. III-7 - Calibração do CTA para medida da vida média dos π^+ s.

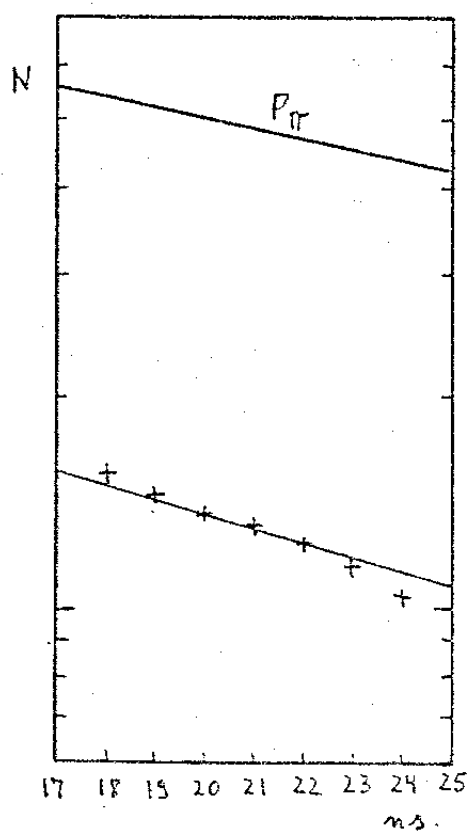
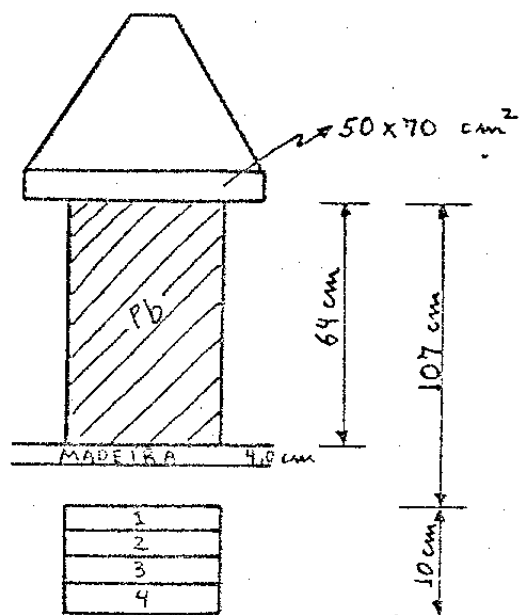
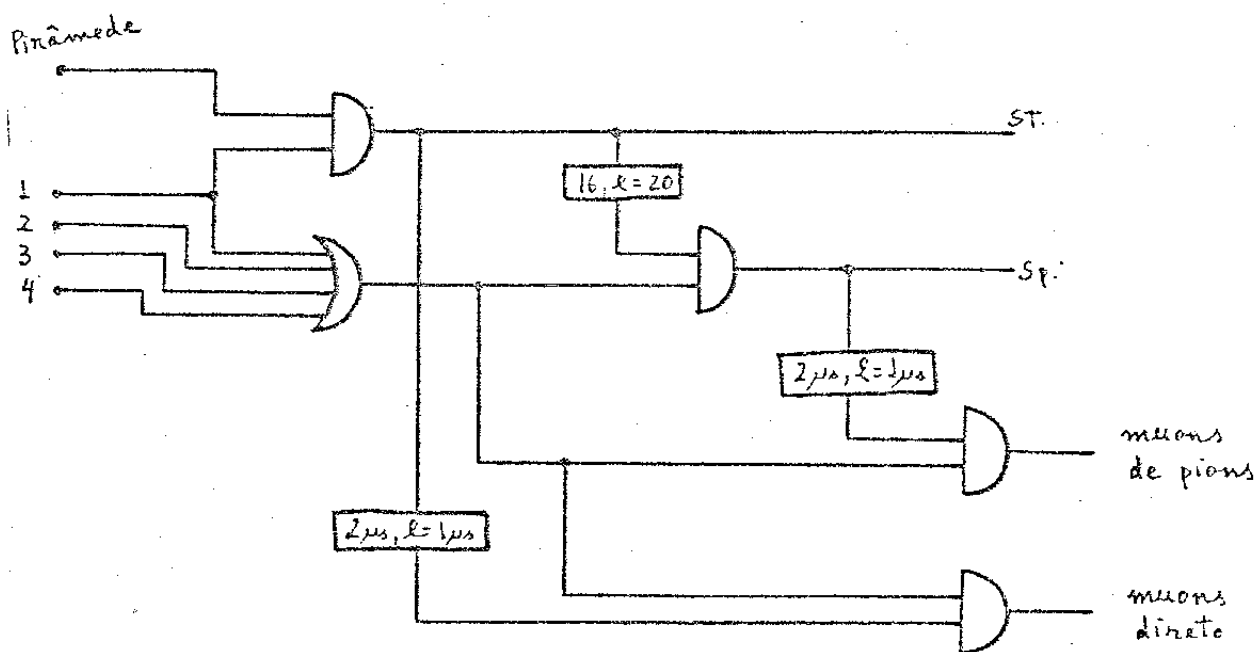


Fig. III-8 - Gráfico integral de
Pions.



(a)



(b)

Fig. III-9 - Esquema de detecção

(a) Arranjo físico

(b) Cadeia eletrônica.

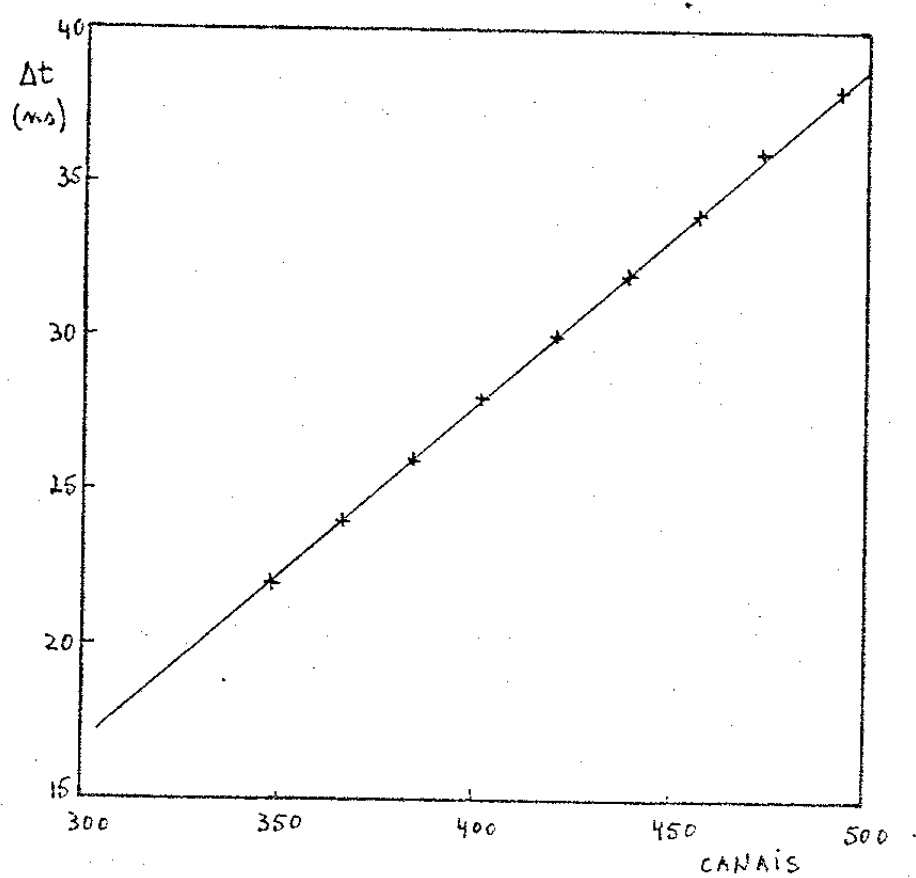


Fig. III-10 - Calibração LeCroy para vida -
média de pions.

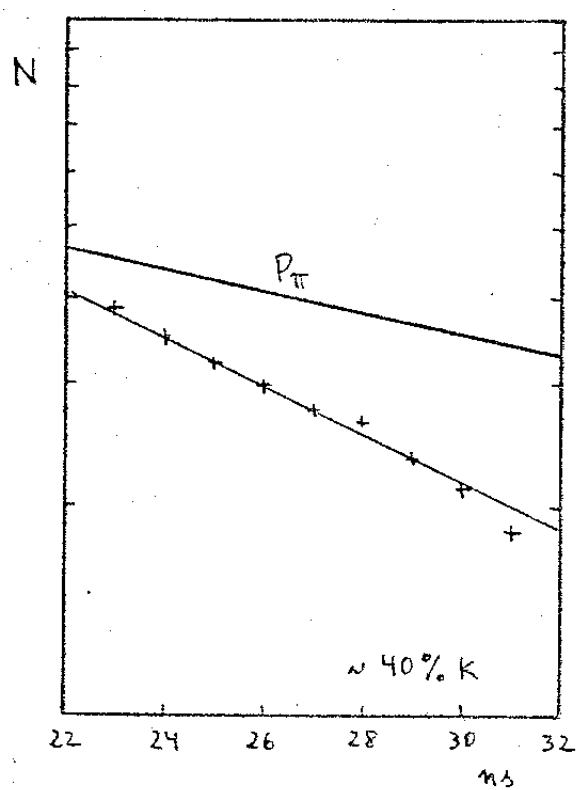


Fig. III-11 - Gráfico integral
de pions.

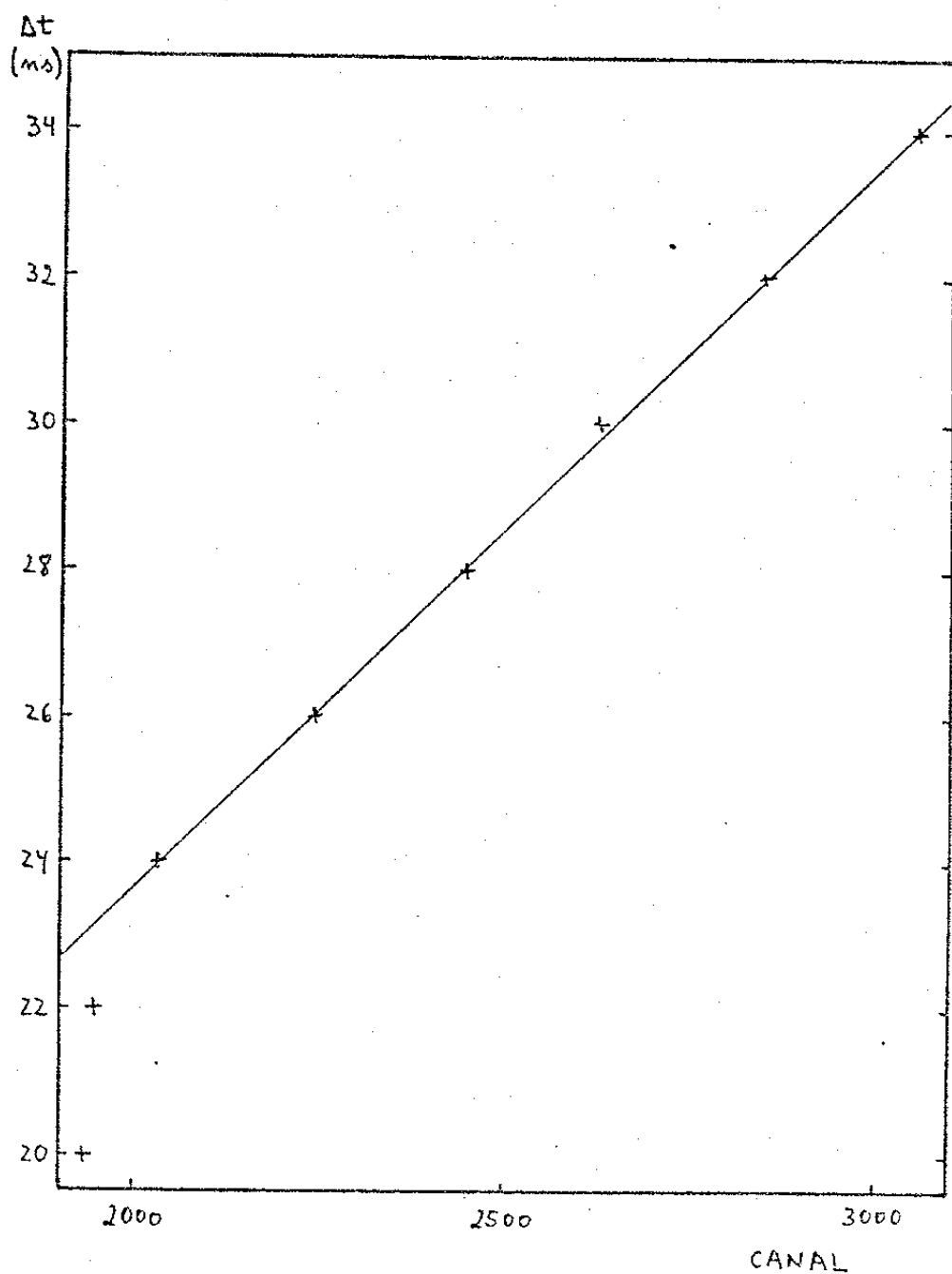


Fig. III-12 - Calibração Norland para vida média dos pions.

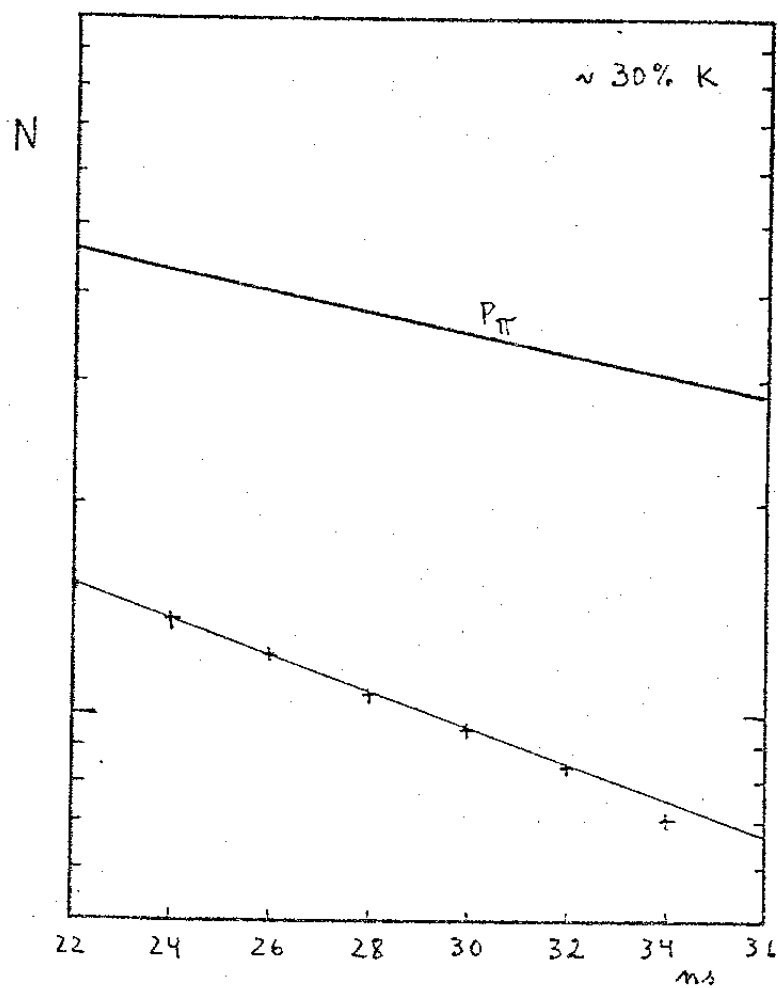


Fig. III-13 - Gráfico integral de pions.

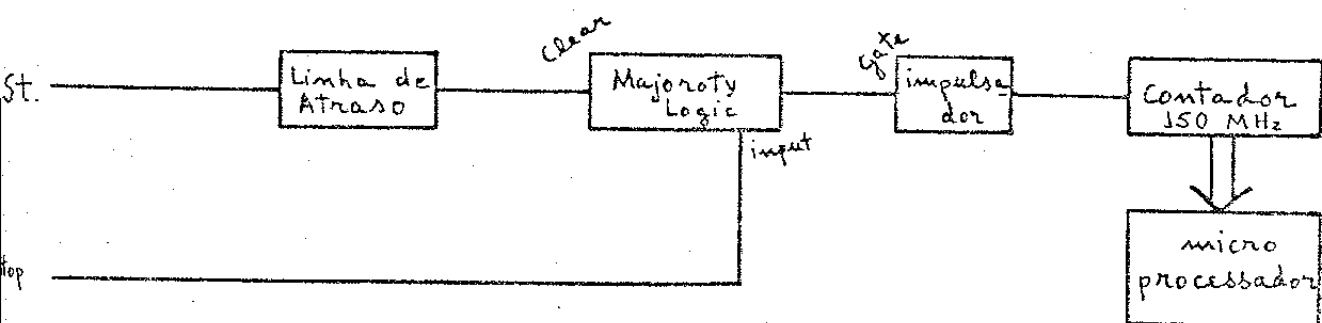


Fig. III-14 - Esquema eletrônico do Conversor Tempo-Digital.

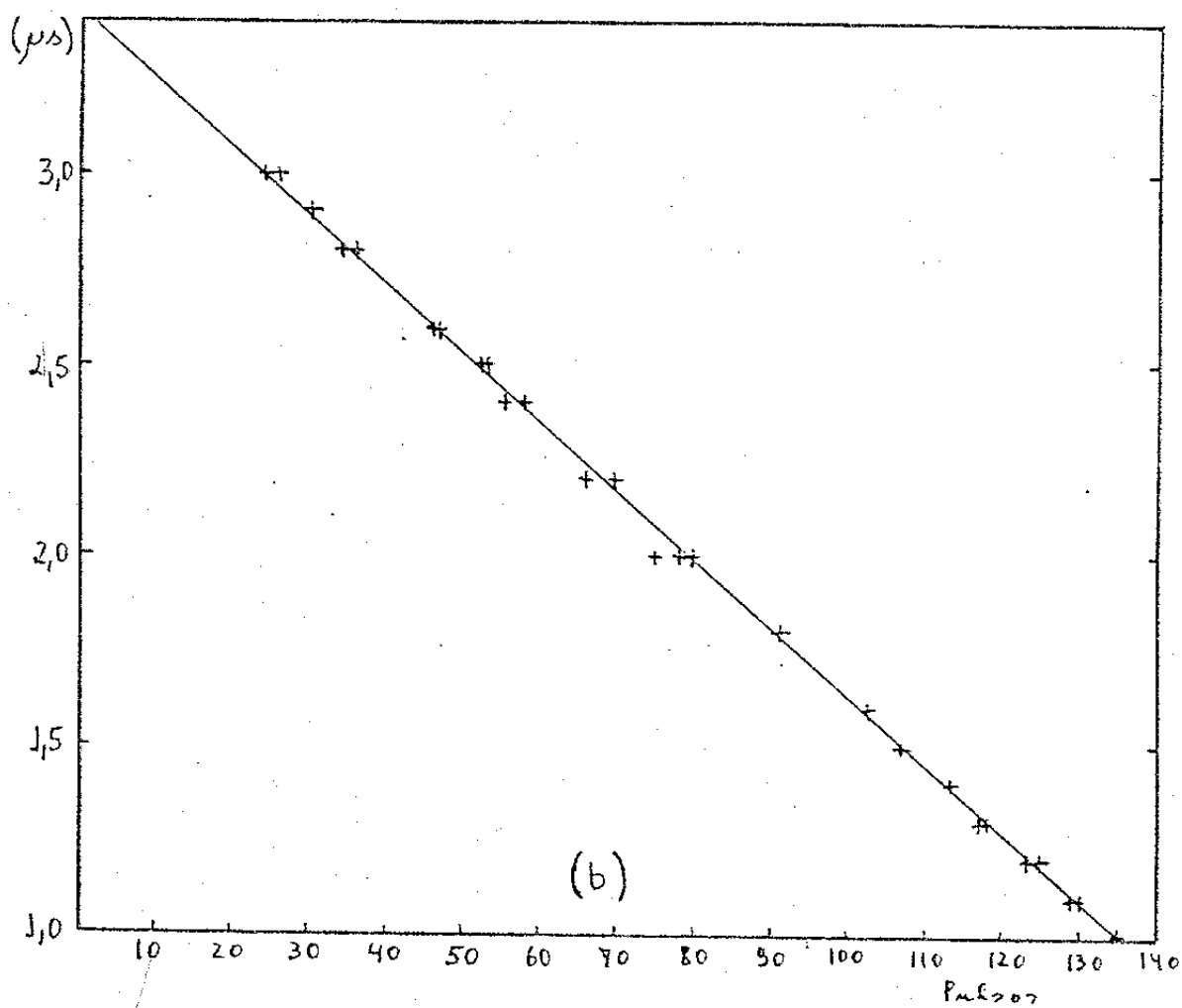
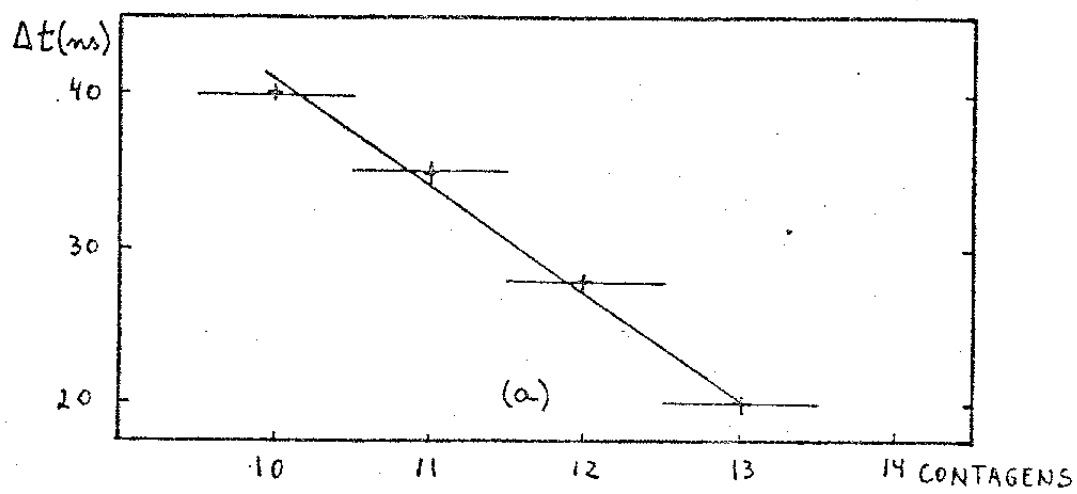


Fig. III-15 - Calibração do CTD;

(a) para pions

(b) para muons de pions.

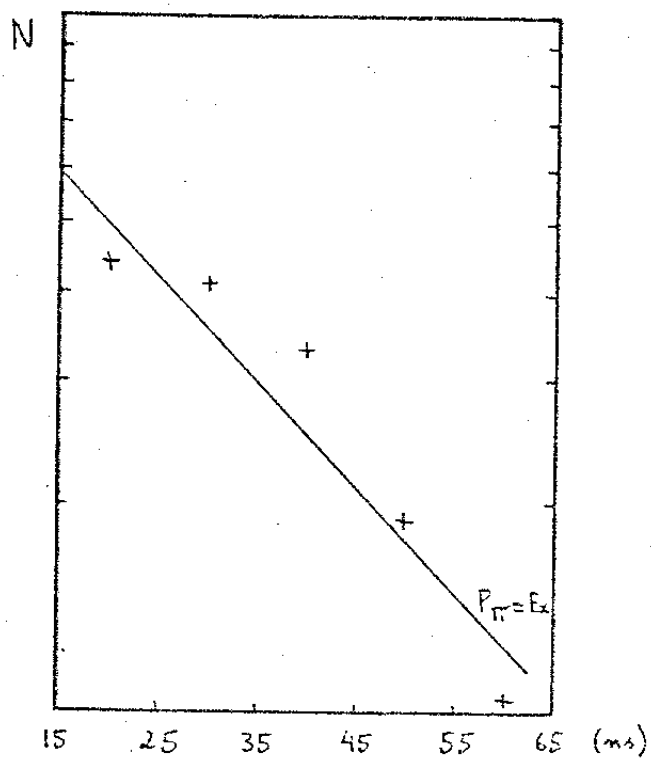


Fig. III-16 - Gráfico integral
de pions, cujos
muons decaem.

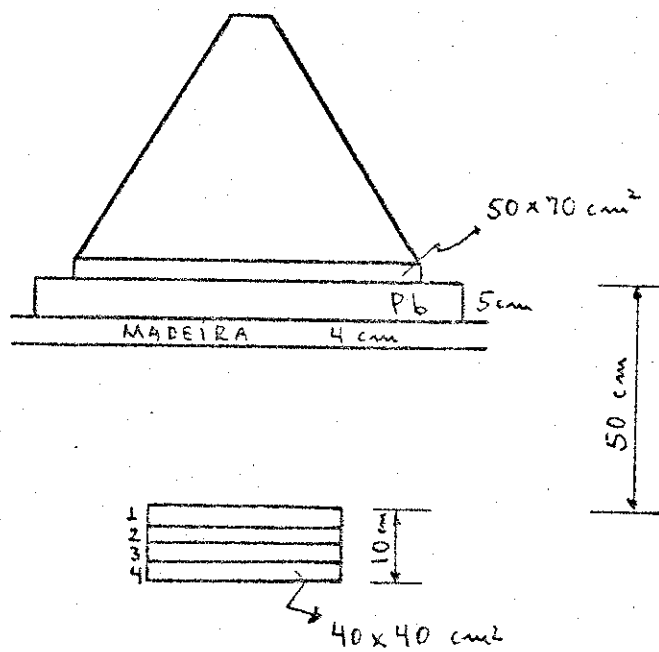


Fig. III-17 - Arranjo físico

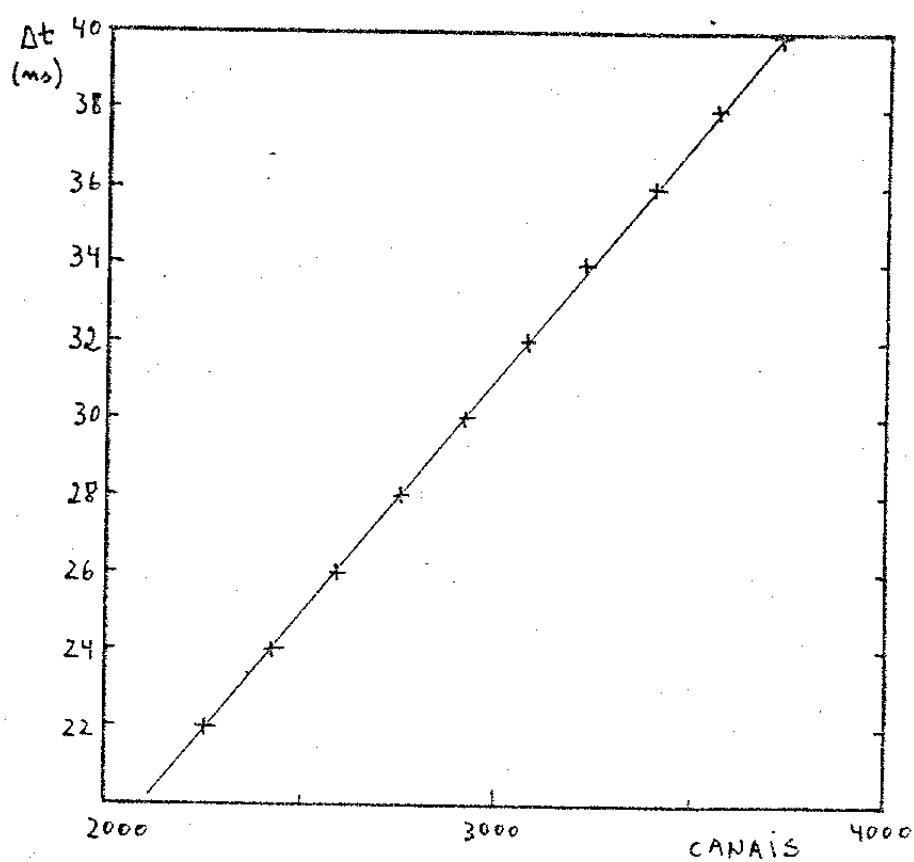


Fig. III-18 - Calibração do Multicanal.

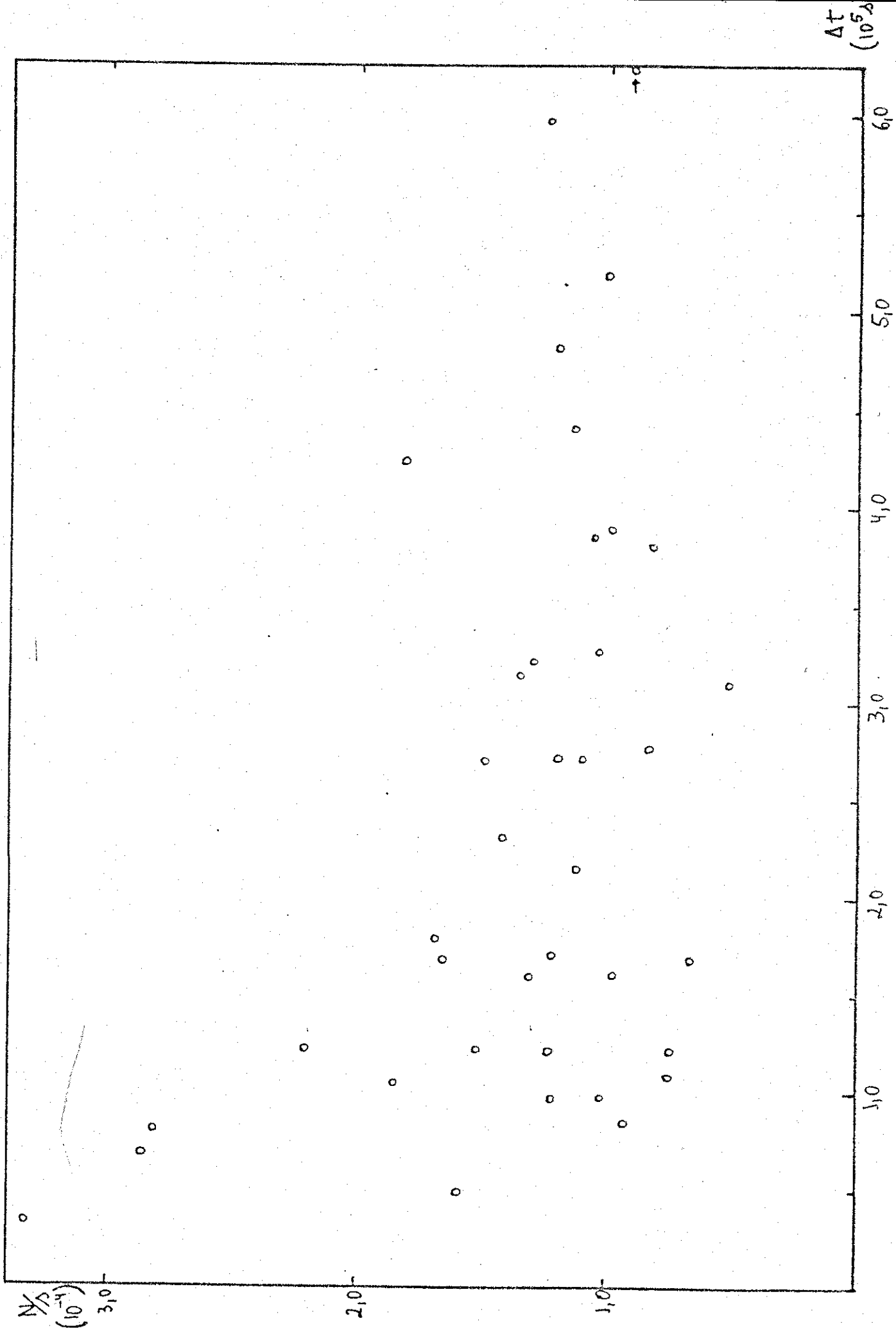


Fig. III-19 - Flutuações das medidas, relação $\langle N \rangle \times \Delta t$.

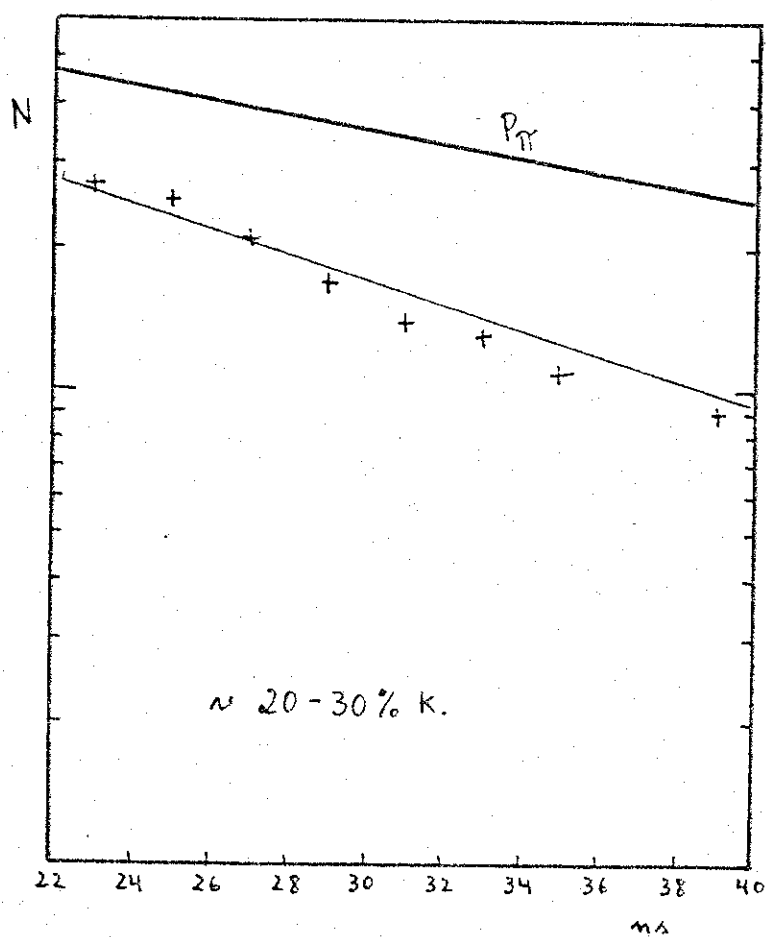


Fig. III-20 - Gráfico integral de pions.

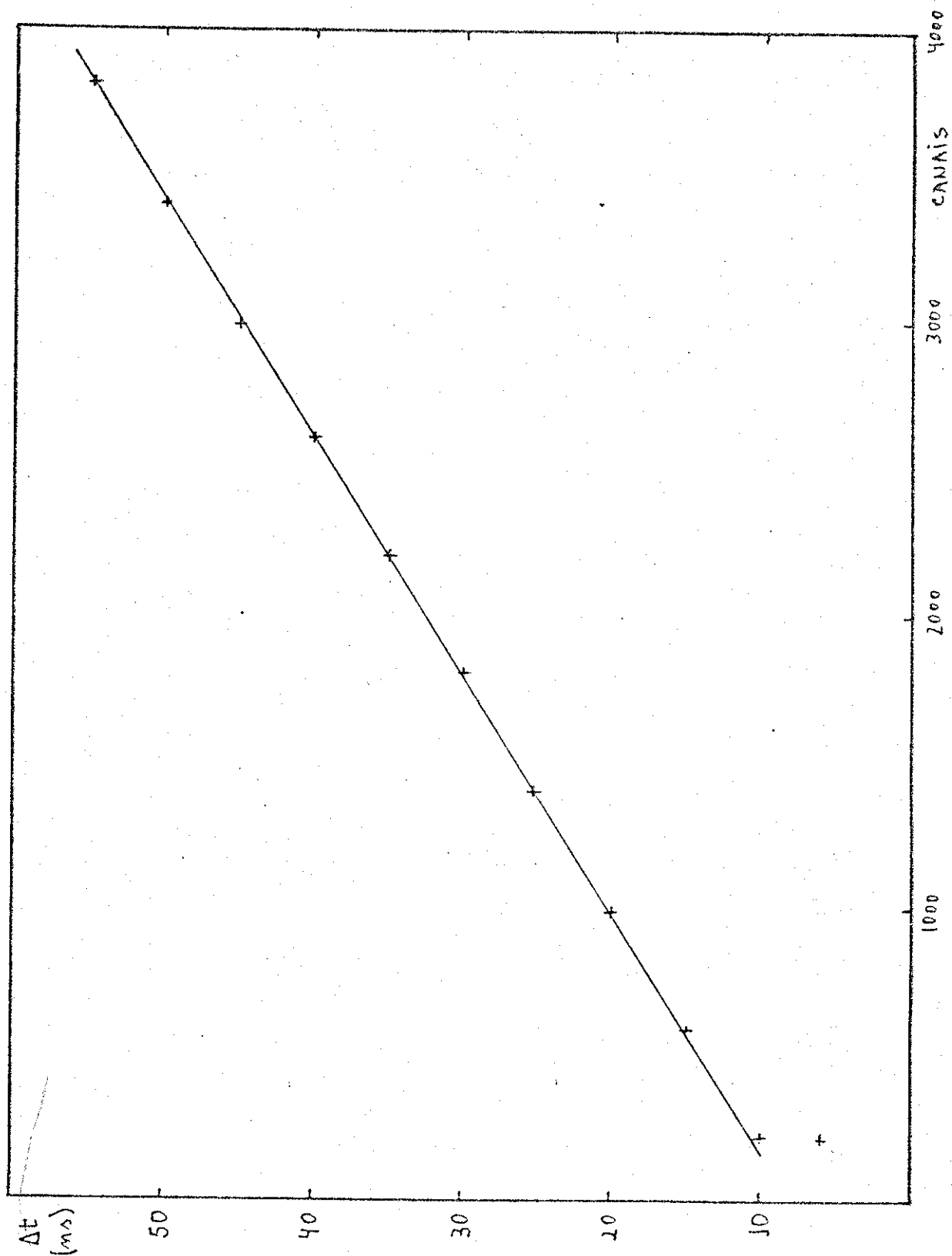


Fig. III-21 - Calibração do MCA (Incluem K e π 's).

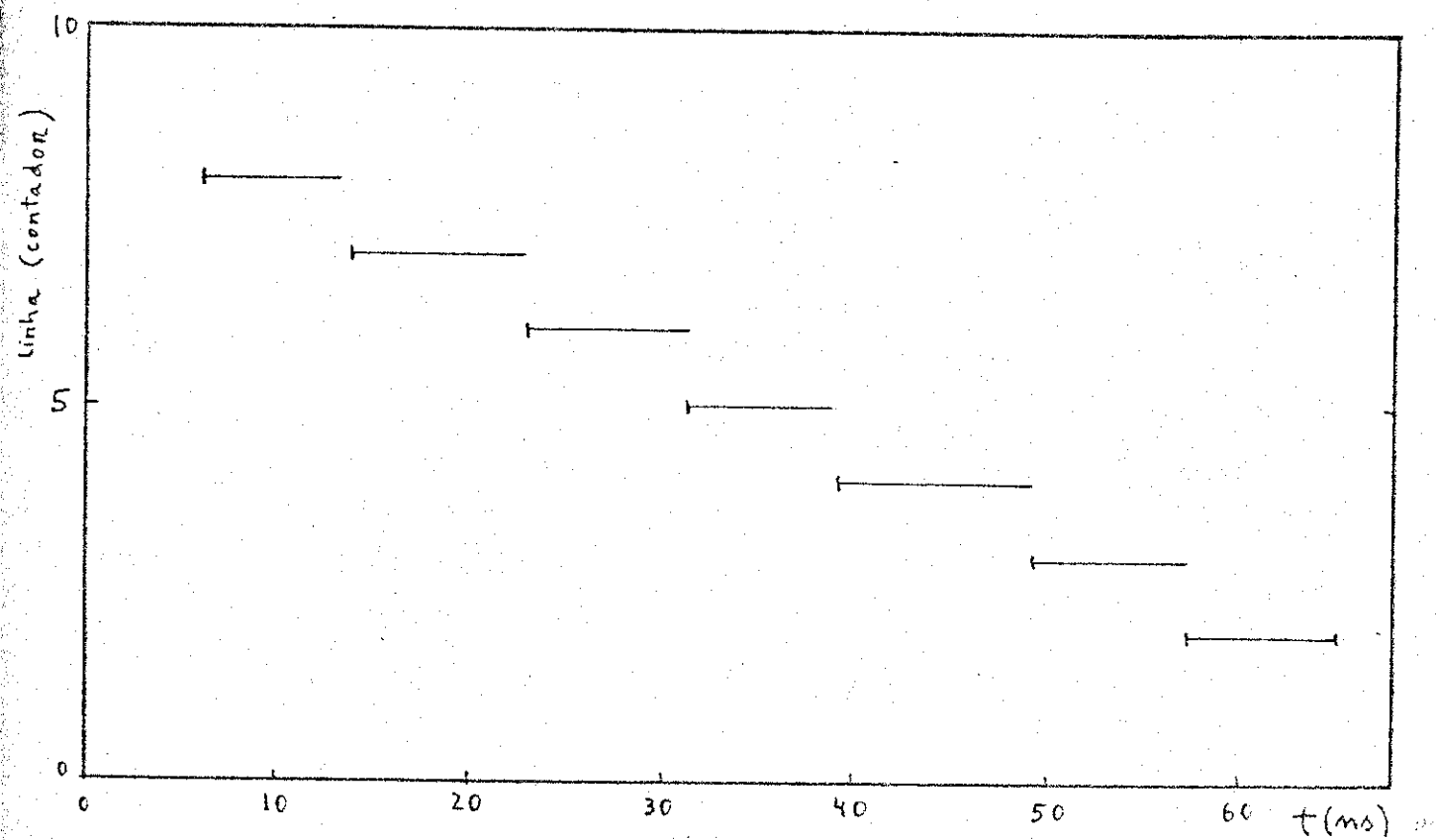


Fig. III-22 - Calibração contador (CTD), incluem K e π 's.

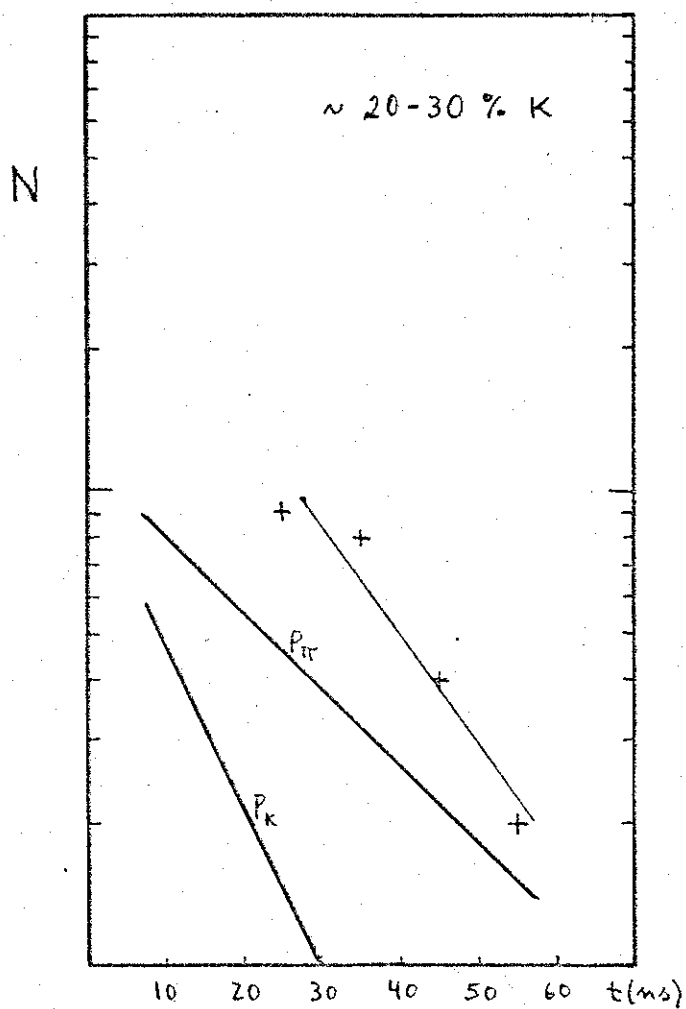


Fig. III-23 - Gráfico integral, incluindo
kaons e pions.

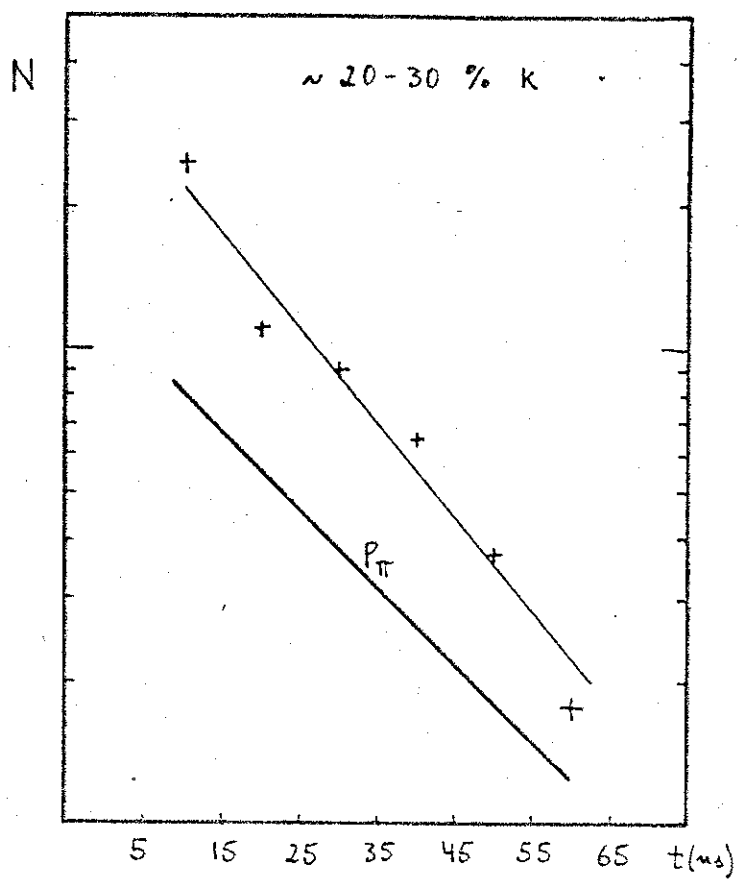


Fig. III-24 - Gráfico integral, incluindo
kaons e pions.

CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES

As conclusões apresentadas no presente trabalho são baseadas nos resultados experimentais obtidos em nosso laboratório e comparadas aos resultados de outros grupos.

IV-1 Medida da Intensidade Integral de Múons e sua Vida Média

Durante a preparação dos detetores e sua calibração foram feitas medidas da intensidade integral de muons e de sua vida média.

Nos gráficos das figuras II-6 e II-7, mostramos os resultados obtidos por Allkofer⁽¹⁾ e por Rossi⁽²⁾, respectivamente, comparando-os aos nossos resultados. Obtivemos boa concordância, já que fizemos uma calibração relativa para a obtenção do fluxo integral.

Já na figura II-10 mostramos o gráfico integral de muons comparado à curva de probabilidade de decaimento do mesmo, onde obtivemos a vida média de $\tau_\mu = 2,0 \pm 0,1 \mu s$, com uma boa aproximação aos obtidos anteriormente^(3 e 4).

IV-2 Medida da Razão π/μ

Na detecção de pions utilizamos diversos arranjos com momentos diferentes. Obtivemos os seguintes resultados:

momento (GeV/c)	fluxo ($\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$)
0,13-0,16	$1,38 \times 10^{-5}$
0,18-0,23	$7,65 \times 10^{-6}$
0,20-1,00	$3,91 \times 10^{-6}$
1,00	$2,33 \times 10^{-6}$

Os resultados obtidos para os pions são compatíveis aos obtidos experimentalmente por Wolfendale⁽⁵⁾ e por Turver⁽⁶⁾.

Utilizando esses dados e os dados da intensidade diferencial de muons obtidos por Allkofer⁽¹⁾, tiramos a razão π/μ como está mostrando na figura IV-1 e comparamos com a razão obtida por Wolfendale⁽⁵⁾.

IV-3 Medida da Razão K/ π

Na detecção de kaons usamos um detetor Cerenkov, com isso limitamos o momento dos kaons na ordem de 0,5 GeV/c. Então para um momento dessa ordem temos o fluxo de kaons igual à $9,84 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Através dos resultados obtidos para os kaons e pions, ver figura IV-2, e da análise dos gráficos realizada no capítulo anterior, encontramos a razão K/ π na ordem de 0,2.

Estudo realizado por Hayakawa⁽⁷⁾, através de comparações das intensidades da componente eletromagnética e das intensidades dos muons, obteve o valor mais provável para razão K/ π de $0,4 \pm 0,2$. Já Osborne⁽⁸⁾ obteve o mesmo valor através do estudo da polarização dos muons que se desintegram em repouso ao nível do mar, enquanto resultado mais recente para esse tipo de medida nos dá uma razão de $0,3^{(9)}$. No trabalho realizado por Cool⁽¹⁰⁾ utilizando um feixe de 30 GeV nas colisões p-Be e p-Al a abundância relativa de partículas secundárias produzidas nos dá uma razão K^+/π^+ na ordem de 0,15, indicando também uma quantidade razoável de kaons.

Assim podemos concluir que nosso resultado para razão K/ π na ordem de 0,2 está de acordo com aqueles obtidos pelos grupos acima.

O nosso sistema favorece a detecção de π^+ , pois pode acontecer que o decaimento do μ^- não seja detetado. Assim sendo a razão K/ π aqui apresentada pode estar superestimada.

REFERÊNCIAS

- 1- Allkofer, OC e Jokish, H; *Il Nuo. Cim.*, v 15A, n 13, 371 1973.
- 2- Rossi, B; *Rev. Mod. Phys.*, v 20, n 3, July 1948.
- 3- Rosenfeld, AH et al; *Rev. Mod. Phys.*, v 37, 633 1965.
- 4- Review of Particle Propertiers, p. 37, April 1983.
- 5- Wolfendale, AW et al; *Proc. Phys. Soc.*, v 83, 871-877 1964.
- 6- Turver, KE et al; 122 ICCR, v 3, 1236, Australia 1971.
- 7- Hayakawa, S et al; *Prog. Theor. Phys.*, Suppl. n 32, 104 1964.
- 8- Osborne, JL; *Il Nuo. Cim.*, n 32, 816 1964.
- 9- Dardo, M; *Inst. di Cosmo-Geofisica, Int. Repor. 44/ICG, Torino.*
- 10- Cool, RC; *Int. Conf. on Hight-Energy Accelerators*, 15 1961.
- 11- Hayakawa, S; "Cosmic Ray Physics", John Wiley & Son, 1969.

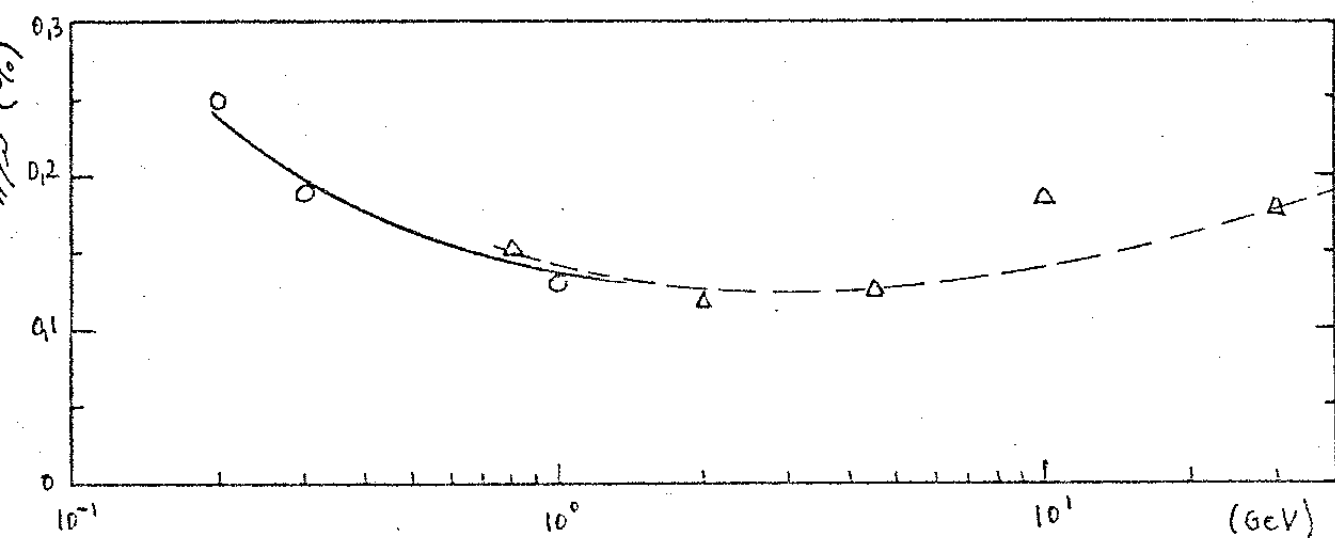


Fig. IV-1 - Razão π/μ por energia.

Δ - Wolfendale et al

O - nosso resultado.

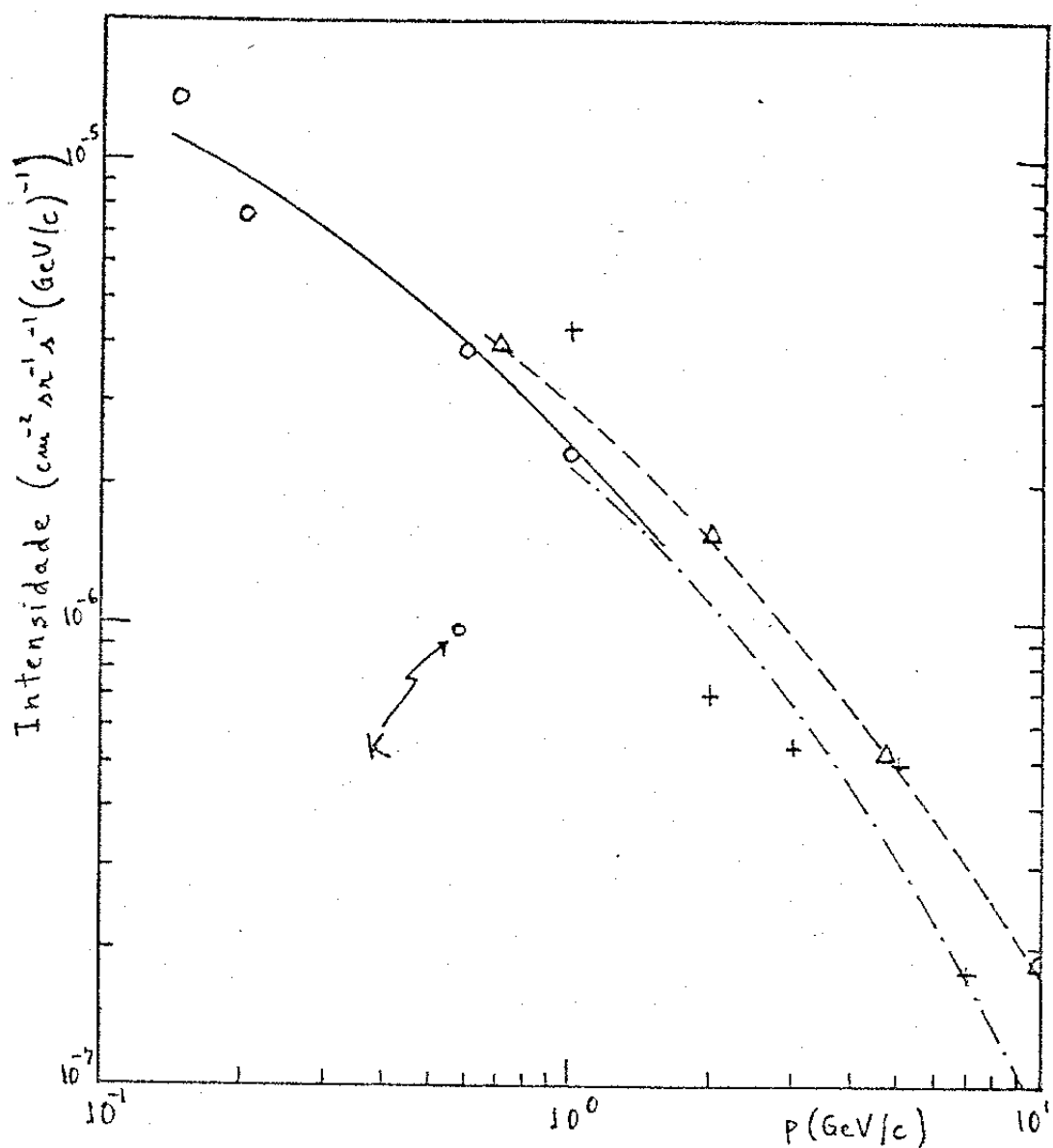


Fig. IV-2 - Intensidade diferencial de π e K ao nível
mar:

- + - Turver et al — · — · —
- Δ - Wolfendale et al - - - -
- - nosso resultado. — — —

APÊNDICE A - EFEITO CERENKOV

A-1 Descrição Qualitativa

Uma partícula carregada ao atravessar um meio material com velocidade maior que a velocidade de fase da luz no meio irradiará na região do ultravioleta.

Esta radiação foi observada por volta de 1910, só sendo explicada muito mais tarde pelo físico Cerenkov (1934)⁽¹⁾. Em 1936 os soviéticos Frank e Tamm⁽²⁾ elaboraram a interpretação teórica do efeito com base na óptica e eletrodinâmica clássica.

As dificuldades para se explicar essa radiação foram causadas principalmente pelo fato de que nas décadas de 10 e 20 os pesquisadores se ocupavam principalmente com o fenômeno de luminescência* de materiais bombardeados por partículas radiativas e raios-X. Devido às condições experimentais da época, a luminescência era bem mais evidente que a radiação de Cerenkov, dificultando sobremaneira a distinção entre os

* Luminescência é a emissão causada pela excitação do material por meio de fótons, ou campo elétrico, etc. Nesse fenômeno, ao se retirar a fonte de excitação, o material conserva um brilho característico que diminui com o tempo. Se o brilho decai exponencialmente com o tempo, chamamos o fenômeno de fluorescência; mas se há uma componente adicional no brilho, fazendo com que seu decaimento tenha uma dinâmica mais complexa, chamamos o fenômeno de fosforescência.

dois fenômenos*.

Damos a seguir uma descrição qualitativa do fenômeno. Seja um meio material com índice de refração n , atravessado por um elétron com uma velocidade menor que a velocidade da luz no meio (caso a). Durante sua passagem, o elétron provocará uma polarização local dos átomos do material, os quais, voltando ao estado despolarizado, emitem ondas eletromagnéticas. Estas ondas em nenhum ponto do material interferirão construtivamente e as emissões são independentes (fig. A-1.a).

Considerando o caso b em que a partícula tem uma velocidade superior à velocidade da luz no meio, veremos que as frentes de onda emitidas interferirão construtivamente, formando assim uma nova frente de onda (fig. A-1.b).

Sejam v a velocidade da partícula, c a velocidade da luz no vácuo e n o índice de refração, a emissão de luz ocorre quando:

$$v > \frac{c}{n}$$

Pela figura A-1.b, temos que,

$$\cos \theta = \frac{c}{vn}$$

chamando $\frac{v}{c} = \beta$, encontraremos a relação de Cerenkov,

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (A-1.1)$$

Utilizando a relação de Cerenkov e $\beta \leq 1$, encontraremos dois limites para a velocidade da partícula. Como $\frac{1}{\beta n} \leq 1$ a velocidade da partícula deve estar na região,

$$\frac{1}{n} \leq \beta \leq 1$$

* A emissão luminescente pode ser diferenciada da emissão Cerenkov, pelo atraso entre a excitação e a emissão que é grande quando comparada ao período de radiação λ/c , onde λ é o comprimento de onda e c é a velocidade da luz.

de modo que:

$$0 \leq \theta \leq \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right) \quad (A-1.2)$$

Da relação de Cerenkov (A-1.1) vemos que o ângulo de emissão aumenta com o aumento da velocidade da partícula.

A-2 Teoria Clássica

Estudemos agora o comportamento de um meio dielétrico, que se encontra polarizado, devido a ação de um campo externo, causado por uma partícula carregada que atravessa o meio com velocidade constante. Para os cálculos iremos considerar um dielétrico isotrópico (condutividade zero, permeabilidade unitária e sem absorção de radiação).

As equações de Maxwell, para esse meio dielétrico não magnético são:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (A-2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (A-2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi \rho \quad (A-2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (A-2.4)$$

O dielétrico se encontra polarizado, devido a ação de um campo externo e a região estudada terá dois campos, um devido à polarização $\vec{P}$ e o outro correspondente ao vácuo: $\vec{D}_0 = \epsilon_0 \vec{E}$, onde $\vec{E}$ é o campo medido macroscopicamente e ϵ_0 é a constante dielétrica no vácuo. Daí segue:

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + 4\pi \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (A-2.5)$$

$\vec{D}$ é a excitação macroscopicamente medida e é igual a $\epsilon \vec{E}$, onde ϵ é a constante dielétrica do material:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (A-2.6)$$

logo,

$$4\pi \vec{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \vec{E} \quad (A-2.7)$$

No sistema Gaussiano, $\epsilon_0 = 1$, logo

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_{\text{relativo}} = n^2 \quad (A-2.8)$$

onde n é o índice de refração do dielétrico. Da relação (A-2.7) encontramos

$$4\pi \vec{P} = (\mu^2 - 1) \vec{E} \quad (A-2.8)$$

substituindo (A-2.9) em (A-2.6) teremos:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \mu^2 \vec{E} \quad (A-2.10)$$

Introduzindo agora o potencial vetor $\vec{A}$, da equação $\text{div}(\vec{A})=0$, em (A-2.4), escreveremos o campo magnético $\vec{H}$ em relação a $\vec{A}$,

$$\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (A-2.11)$$

Substituindo em (A-2.2) teremos

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{A} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} + \vec{\nabla} \times \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (A-2.12)$$

Da identidade vetorial $\text{rot}(\text{grad } \varphi) = 0$, temos que:

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \varphi \quad (A-2.13)$$

onde φ é o potencial escalar.

Além disso, colocaremos $\vec{A}$ e φ de maneira tal que satisfaçam a condição de Lorentz,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (A-2.14)$$

Para a densidade de carga ρ , e densidade de corrente $\vec{j}$, através da definição do delta de Dirac*, temos as seguintes formulas:

$$\rho = e \delta(\vec{r} - \vec{r}_0 t) \quad , \quad \vec{j} = e \vec{v} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0 t) \quad (A-2.15)$$

Substituindo as equações (A-2.11) e (A-2.13) na equação (A-2.1), e utilizando a condição de Lorentz e o fato de que $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ temos,

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \right) + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (A-2.16)$$

* Lembremo-nos de algumas propriedades do delta de Dirac.

$$\delta(x-a) = \begin{cases} 0 & \text{se } x \neq a \\ \infty & \text{se } x = a \end{cases}$$

$$\int_1^2 \delta(x-a) dx = \begin{cases} 1 & \text{se } a \in [1, 2] \\ 0 & \text{se } a \notin [1, 2] \end{cases}$$

da identidade vetorial $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \vec{\nabla} - \nabla^2 \vec{A}$ temos

$$\begin{aligned} \text{grad}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} &= -\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \text{grad} \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \text{grad} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - \frac{4\pi}{c} \vec{j} &= \nabla^2 \vec{A} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \end{aligned}$$

e utilizando (A-2.15) para densidade de corrente $\vec{j}$,

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} e \vec{\sigma} \delta(\vec{r} - \vec{\sigma} t) \quad (\text{A-2.17})$$

Do mesmo modo, substituindo (A-2.13) a equação (A-2.3),

$$\begin{aligned} \epsilon \vec{\nabla} \cdot \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad} \varphi \right) &= 4\pi \rho \\ \epsilon \left[-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \varphi) \right] &= 4\pi \rho \end{aligned}$$

como $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \varphi) = \nabla^2 \varphi$ e $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}$ (condição de Lorentz),

$$\epsilon \left(\nabla^2 \varphi - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) = -4\pi \rho$$

e utilizando (A-2.15) para densidade de carga ρ ,

$$\epsilon \left(\nabla^2 \varphi - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) = -4\pi e \delta(\vec{r} - \vec{\sigma} t) \quad (\text{A-2.18})$$

Desenvolvendo os potenciais $\vec{A}$ e φ em integrais de Fourier* te

mos,

$$\vec{A} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k, \quad \varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k \quad (\text{A-2.19})$$

Substituindo o lado esquerdo da equação (A-2.17) temos,

$$-\int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_k k^2 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k - \frac{\epsilon}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial t^2} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k$$

logo, a componente de Fourier $\left(\nabla^2 \vec{A} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right)_k$ será,

$$-k^2 \vec{A}_k - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial t^2}$$

então teremos,

$$\begin{aligned} -k^2 \vec{A}_k - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial t^2} &= -\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{4\pi}{c} e \vec{\sigma} \delta(\vec{r} - \vec{\sigma} t) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} dV \\ k^2 \vec{A}_k + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_k}{\partial t^2} &= \frac{e \vec{\sigma}}{2\pi^2 c} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\sigma} t} \quad (\text{A-2.20}) \end{aligned}$$

Com um processo análogo, a componente de Fourier para o potencial φ será,

$$\epsilon \left(k^2 \varphi_k + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi_k}{\partial t^2} \right) = \frac{e}{2\pi^2} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\sigma} t} \quad (\text{A-2.21})$$

* Nota sobre integrais de Fourier, se

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} c(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

a componente de Fourier é,

$$c(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} y(t) e^{-i\omega t} dt.$$

Introduzindo a notação $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$, encontramos as soluções de $\vec{A}_k$ e φ_k utilizando as equações (A-2.20) e (A-2.21)

$$\vec{A}_k = \frac{e \vec{v}}{2\pi^2 c} \frac{1}{k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}} e^{-i\omega t} \quad (\text{A-2.22})$$

$$\varphi_k = \frac{e}{2\pi^2 \epsilon} \frac{1}{k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}} e^{-i\omega t} \quad (\text{A-2.23})$$

Expandindo a equação (A-2.13) em integrais de Fourier, a componente de Fourier para o campo elétrico é,

$$\vec{E}_k = \frac{i\omega}{c} \vec{A}_k - i \vec{k} \varphi_k \quad (\text{A-2.24})$$

Substituindo as equações (A-2.22) e (A-2.23) em (A-2.24) temos,

$$\vec{E}_k = \frac{ie}{2\pi^2} \left(\frac{\omega}{c^2} \vec{v} - \frac{\vec{k}}{\epsilon} \right) \frac{1}{k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}} e^{-i\omega t}$$

como $E = \int_{-\infty}^{\infty} E_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3k$, $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$ e $\vec{r} = \vec{v}t$ encontraremos

$$\vec{E} = \frac{ie}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega}{c^2} \vec{v} - \frac{\vec{k}}{\epsilon} \right) \frac{1}{k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}} d^3k \quad (\text{A-2.25})$$

e a força de reação $\vec{F} = e \vec{E}^*$, com sinal trocado, é

$$\vec{F} = -\frac{ie^2}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega}{c^2} \vec{v} - \frac{\vec{k}}{\epsilon} \right) \frac{1}{k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}} d^3k \quad (\text{A-2.26})$$

Introduzindo as seguintes designações $k_x v = \omega$, $q = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$ e substituindo $dk_y dk_z = 2\pi q dq$ temos,

$$\left(\frac{\omega}{c^2} \vec{v} - \frac{\vec{k}}{\epsilon} \right) = \left(\frac{\epsilon}{c^2} - \frac{1}{v^2} \right) \frac{\omega \vec{v}}{\epsilon} \quad e$$

$$(k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{c^2}) = q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \right)$$

e podemos escrever o valor absoluto de $\vec{F}$ na forma

$$|\vec{F}| = \frac{ie^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{q_0} \frac{\left(\frac{1}{v^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \right) \omega q dq d\omega}{\epsilon \left[q^2 + \omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{\epsilon}{c^2} \right) \right]} \quad (\text{A-2.27})$$

que é o valor absoluto para o caso relativístico, partículas com velocidade próxima a velocidade c da luz. Para $c \rightarrow \infty$ temos

$$F = \frac{ie^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{q_0} \frac{\omega q dq d\omega}{\epsilon (q^2 v^2 + \omega^2)}$$

que nos dá o valor absoluto para o caso não relativístico.

* A força $\vec{F}$ é antiparalela à velocidade $\vec{v}$, e estas são determinadas pelo eixo x , aqui a força magnética $\frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H}$ se anula, pelo fato de que esta força é perpendicular a $\vec{v}$, não produzindo trabalho.

Como estamos interessados no caso $v > \frac{c}{\lambda}$, a equação (A-2.27) toma a forma

$$F = -\frac{ie^2}{\pi} \int_{\beta m > 1} \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2 \epsilon} \right) \int \frac{q dq}{q^2 + \omega^2 \left(\frac{\epsilon}{c^2} - \frac{1}{v^2} \right)} \omega d\omega \quad (A-2.28)$$

introduzindo as novas variáveis

$$\xi = q^2 + \omega^2 \left(\frac{\epsilon}{c^2} - \frac{1}{v^2} \right)$$

$$d\xi = 2q dq$$

obtemos:

$$F = -\frac{ie^2}{2\pi} \int_{\beta m > 1} \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{v^2 \epsilon} \right) \int \frac{d\xi}{\xi} \omega d\omega \quad (A-2.29)$$

Seguindo o processo utilizado em cálculo complexo, $\xi = 0$ é o ponto singular simples, o residuo é 1, como

$$\oint f(z) dz = 2\pi i \left(\sum \text{residuos} \right)$$

temos,

$$\oint \frac{d\xi}{\xi} = 2\pi i$$

sabemos que $\xi = n^2$, portanto substituindo estes valores em (A-2.29) teremos finalmente a formula:

$$F = \frac{dU}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta m > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \omega d\omega \quad (A-2.30)$$

que determina a intensidade de radiação por intervalo de frequência $d\omega$.

Para estes cálculos, desprezamos, em primeira aproximação, os efeitos da dispersão. Mas um meio real é sempre dispersivo, de tal modo que o índice de refração depende da frequência ω (Item A-4), substituindo (A-2.30) o valor aproximado de n^2 definida pelas equações,

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{A}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad n^2(0) = \epsilon = 1 + \frac{A}{\omega_0^2}$$

onde A é igual a $\frac{4\pi N e^2}{m}$ e ω_0 é a frequência molecular média do meio, e integrando de $\omega=0$ a $\omega=\omega_0$, obteremos a perda de energia por unidade de comprimento para um elétron rápido ($\beta \sim 1$),

$$\frac{dU}{dx} = \frac{e^2 \omega_0^2}{2c^2} (\epsilon - 1) \ln \left(\frac{\epsilon}{\epsilon - 1} \right) \quad (A-2.31)$$

se assumirmos $\omega_0 \sim 6 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, teremos $\frac{dU}{dx}$ na ordem de alguns KeV por centímetro.

A-3 Distribuição Espectral

Neste parágrafo assumiremos que o índice de refração n seja constante na parte visível do espectro, então

$$\frac{dU}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \int_{\omega_m, 1}^{\omega} \omega d\omega \quad (A-3.1)$$

Como a energia de um quantum individual é $h\nu$ e $\omega = 2\pi\nu$, podemos escrever para $dU = dN h\nu$, onde $h = h/2\pi$, a equação (A-3.1) na forma

$$\frac{dN}{dx} = \frac{e^2}{h c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \int d\omega \quad (A-3.2)$$

se tomarmos $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ a região do espectro entre λ_1 e λ_2 será:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{e^2}{h c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left[-2\pi c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \right]$$

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi \frac{e^2}{h c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)$$

da relação de Cerenkov (A-1.1) com $\theta = \frac{1}{\beta n}$, temos que o número de fótons por unidade de comprimento será:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi \alpha \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \sin^2 \theta \quad (A-3.3)$$

onde $\alpha = \frac{e^2}{h c} = \frac{1}{137}$ é a constante de estrutura fina, podemos escrever

$$\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \frac{\Delta\nu}{c}$$

de modo que a equação (A-3.3) será na forma

$$\frac{dN}{dx} = \frac{2\pi\alpha}{c} \Delta\nu \sin^2 \theta \quad (A-3.4)$$

Também podemos expressar a distribuição de energia em termos de comprimento de onda, de $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$,

$$\frac{dU}{dx} = 4\pi^2 e^2 \sin^2 \theta \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{1}{\lambda^3} \right) d\lambda \quad (A-3.5)$$

na qual parte da luz está concentrado no violeta (fim do espectro).

A-4 Teoria Clássica de Dispersão

A equação clássica do movimento de um elétron com frequência natural de oscilação ω_0 em um campo elétrico $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ tem a forma

$$m(\ddot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r}) = e \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (A-4.1)$$

com $\omega \neq \omega_0$ a solução é

$$\vec{r} = \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E} \quad (A-4.2)$$

Se existe N elétrons por unidade de volume, seu deslocamento sob a ação da onda produzirá uma polarização elétrica $\vec{P}$, na forma

$$\vec{P} = Ne\vec{r} = \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E} e^{-i\omega t} \quad (A-4.3)$$

o vetor deslocamento elétrico $\vec{D}$ é expresso como

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} = \left(1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}\right) \vec{E} \quad (A-4.4)$$

Usando $\vec{D} = \epsilon(\omega)\vec{E}$, temos

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

que é o valor do índice de refração $n^2 = \epsilon$ dependente da frequência ω .

REFERÊNCIAS

- 1- Cerenkov, PA; Dokl. Akad. Nauk., SSSR, 2, 451 1934.
- 2- Frank, I, Tamm, IF; C. R. Acad. Sci., USSR, 14, 109 1937.
- 3- Jelley, JV; "Cerenkov Radiation and its Applications", Pergamon Press, London 1958.
- 4- Jelley, JV; "Cerenkov Radiation", Prog. Nucl. Phys., v.3, 84 1953.
- 5- Landau et Lifchitz; "Electrodynamique des milieux continus", Ed. Mir, Moscou 1969.
- 6- Jackson, JD; "Classical Electrodynamics", John Wiley 1962.
- 7- Arfken, G; "Mathematical Methods for Physicists", Academic Press, New York 1970.

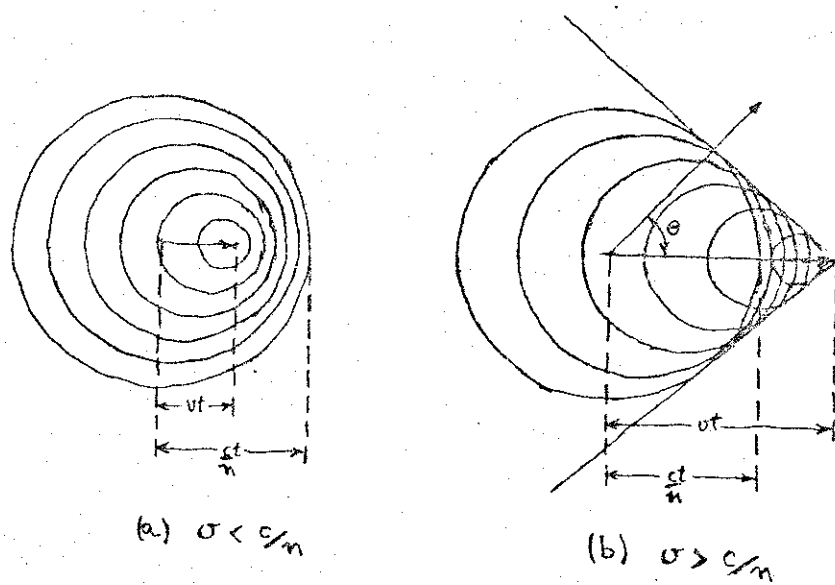


Fig. A-1
Efeito Cerenkov

APENDICE B - CINTILADORES

B-1 O Processo de Cintilação

O processo de absorção de energia por uma substância e sua emissão como radiação eletromagnética (visível ou ultravioleta) é conhecida como luminescência. Esse fenômeno é causado pela excitação e ionização produzidas na substância por fótons, diferença de potencial elétrico, raios catódicos, reações químicas, etc.

Nas transições entre o estado excitado e o estado fundamental, a emissão de luz ocorre em intervalos de tempo da ordem de 10^{-8} s, aproximadamente o tempo de vida de um estado atômico para uma transição permitida. Se o estado excitado é metaestável, a emissão é atrasada e a radiação é conhecida como fosforescência. Sua duração varia com o tipo de material luminescente, e vai desde microsegundos até horas. Quando a intensidade da radiação emitida decai exponencialmente com o tempo, chamamos o fenômeno de fluorescência.

Analisaremos a seguir apenas o caso de excitação do material por uma partícula ionizante.

O número de fótons n_f emitidos em um tempo t após a chegada da partícula ionizante é dado por:

$$n_f = n_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (B-1.1)$$

onde τ é o tempo de decaimento característico do cintilador.

A porcentagem da energia de excitação convertida em radiação visível ou ultravioleta é da ordem de 1 a 40 por cento, variando para cada tipo específico de cintilador.

Estudaremos aqui o processo de cintilação em materiais orgânicos: cristais orgânicos, soluções líquidas e soluções sólidas.

B-2 Cristais Orgânicos

Em geral esses cristais são constituídos de hidrocarbonetos aromáticos, moléculas contendo estrutura de benzeno, com várias substituições nonaromáticas. Essas moléculas contêm estruturas ressonantes.

O processo de luminescência nos materiais orgânicos pode ser discutido em termos de um diagrama da energia potencial pela distância interatômica das moléculas⁽¹⁾, ver figura B-1.

A passagem da partícula através do cintilador, pode resultar na transferência de moléculas do estado fundamental ao estado excitado, linha AA', o ponto A' é um estado vibracional altamente excitado, e esta energia é dissipada em calor devido as vibrações da rede. Se a molécula no estado excitado for suficientemente estável, parte desta energia será utilizada para o retorno ao estado fundamental, linha BB', através de uma emissão fluorescente.

Podemos observar pela fig. B-1 que a energia para ir do estado fundamental ao estado excitado é maior que a energia que é devolvida no retorno.

B-3 Soluções Líquidas de Materiais Orgânicos

Nos cintiladores líquidos usa-se em geral como soluto: p-terfenil, PBO, PBD e POPOP* e como solvente: tolueno, xileno, fenilciclohexano, trietilbenzeno.

A tabela B-1 mostra as concentrações normalmente usadas⁽²⁾.

O processo de cintilação é similar ao descrito no parágrafo anterior, aqui a excitação do soluto corresponde ao processo AA' da figura B-1. Essa energia de excitação é emitida através da radiação fluo-

* PBO = 2-fenil-5-(4-bifenilil)-oxazole

PBD = 2-fenil-5-(4-bifenil)-1,3,4-oxadiazole

POPOP = 1,4-di-(2-(5-feniloxazolil))-benzeno

rescente.

O mecanismo de transferência de energia pela excitação é complexo⁽³⁾, e depende da natureza do cintilador, de sua concentração e dos tipos de soluto. Esse mecanismo envolve fluorescência suscetibilizada, emissão e reabsorção de fótons, etc.

Pode-se melhorar a eficiência do cintilador líquido com o uso de deslocadores de comprimento de onda. São substâncias fluorescente que absorvem a radiação num certo comprimento de onda e emitem-na num outro comprimento, mais próximo à resposta espectral do foto-tubo (apêndice C). Nos dados apresentados na tab. B-1 foi usado o POPOP para melhorar o sinal (ver curvas espectrais no Cap. II - Detetor).

B-4 Cintiladores de Solução Sólida (Plástico)

Normalmente utilizam-se como solventes: polivinilbenzeno (polistireno), poliviniltolueno, p-xileno, tolueno, etc. Como soluto usam-se: p-terfenil, PBO, PBD e POPOP.

O mecanismo de cintilação é similar ao dos cintiladores líquidos. Um dos tipos que melhores resultados apresenta é feito de 97% de polistireno, 2,5% de p-terfenil e 0,03% de tetrafenil-butadieno (usado como deslocador); em nosso experimento estamos utilizando o modelo NE 102 da Nuclear Enterprises, constituído de poliviniltolueno com 36 g/l de p-terfenil (soluto) e 1 g/litro de POPOP.

B-5 Guias de Luz

Normalmente quando usamos cintiladores de grande dimensões necessitamos de um guia de luz entre o cintilador e o fotocatodo da fotomultiplicadora para melhor focalizar a luz. Em nosso estudo utilizamos guias de luz de lucite e guias de luz à ar, fig. B-2, ambos apresentam

a mesma eficiência geométrica de coleção de luz em posições diagonalmente oposta⁽⁴⁾. A fixação do guia de luz de lucite no cintilador é feita através de cimento óptico e como contacto óptico na fixação do guia com o foto-tubo utiliza-se óleo de silicone. Todo o conjunto (cintilador + guia) é envolvido de papel alumínio (espessura de 0,01 mm e 95% de refletividade).

O guia de luz à ar (construção feita de madeira), têm as paredes revestidas de alumínio refletor, esse guia foi projetado em forma de tetraedro e de tal maneira que a fotomultiplicadora enxergue a face maior do cintilador, que tem as demais faces cobertas com papel alumínio.

Para os cálculos das dimensões dos guias de luz usamos o seguinte processo⁽⁵⁾, figura B-3.

θ_c = ângulo crítico = $\cos^{-1}(1/n)$, onde n é o índice de refração do cintilador, então

$$\frac{l}{d/2} \geq \tan(90^\circ - \theta_c)$$

$$l \geq \frac{d}{2} \cot \theta_c$$

logo:

$$l \propto d \cot \theta_c \quad (B-5.1)$$

Na experiência utilizamos cintiladores plásticos de dimensões: 40 x 40 x 2,5 (cm³) com guias de luz de lucite e 70 x 50 x 2,5 (cm³) com guias de luz à ar.

Com relação ao guia de luz à ar temos o fato de que o ângulo limite para reflexão total entre o cintilador e o ar é $\cos^{-1}(1/n) = 50^\circ$, assim a luz emitida pelas partículas com ângulo maior que 50° não será observada pela fotomultiplicadora. Logo deveremos fazer uma correção de área: se para 180° temos uma superfície esférica de $2\pi R^2$, para 80° temos uma superfície esférica de $(2\pi R^2)4/9$, então o fator de correção será igual à 2,25.

REFERÊNCIAS

- 1- Slater, JC; "Quantum Theory of Matter", ch. 8, McGraw-Hill, N. York 1951.
- 2- Faissner, H et al; Nucleonics, 21, 50, February 1963.
- 3- Price, WJ; "Nuclear Radiation Detection", ch. 7, McGraw-Hill, New York 1964.
- 4- Corat, EJ, Guerra, R, Mahon, JRP, Silva, E e Vannucci, A; 34^o Reunião Anual SBPC, 12-D.1.10, p. 364, Campinas 1982.
- 5- Bruni, D et al; Il Nuo. Cim., Supl. v. II, serie X, 4, 1048 1955.
- 6- Birks, JB; "Theory and Practice of Scintillation Counting", Pergamon Press, Oxford 1964.
- 7- Brooks, FD; "Organic Scintillators", Prog. Nucl. Phys., v. 5, p. 252 1956.

TABELA B-1 (ref. 2)

SOLVENTE	ESTRUTURA DO SOLVENTE	SOLUTO E CONCENTRAÇÃO g/litro	ALTURA RELATIVA*
Tolueno	Metilbenzeno	PBO (10 g/litro)	109
Tolueno	Metilbenzeno	p-Terfenil (5) + POPOP (0,1)	102
p-Xileno	1,4-Dimetilbenzeno	p-Terfenil (5) + POPOP (0,1)	106
Shellsol A	Trimetilbenzeno	p-Terfenil (4) + POPOP (0,1)	86
Trietilbenzeno	1,3,5-Trietilbenzeno	p-Terfenil (3) + POPOP (0,06)	50
Decalin	Decahidronaftaleno	p-Terfenil (1) + POPOP (0,1)	28

* Comparado com o cristal de Stilbene com altura de pulso 100.

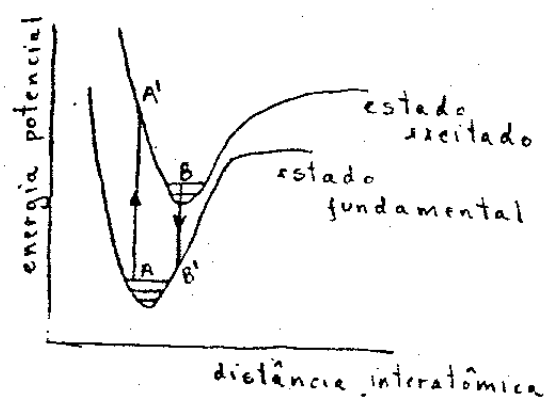
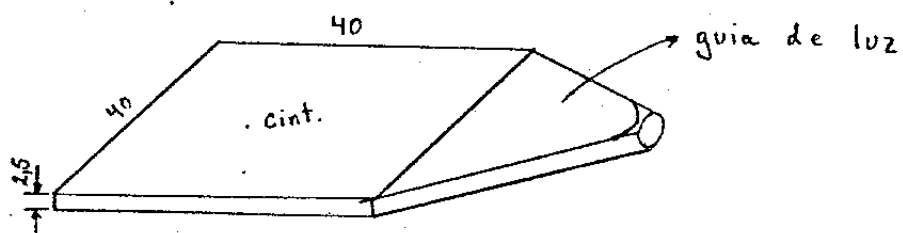
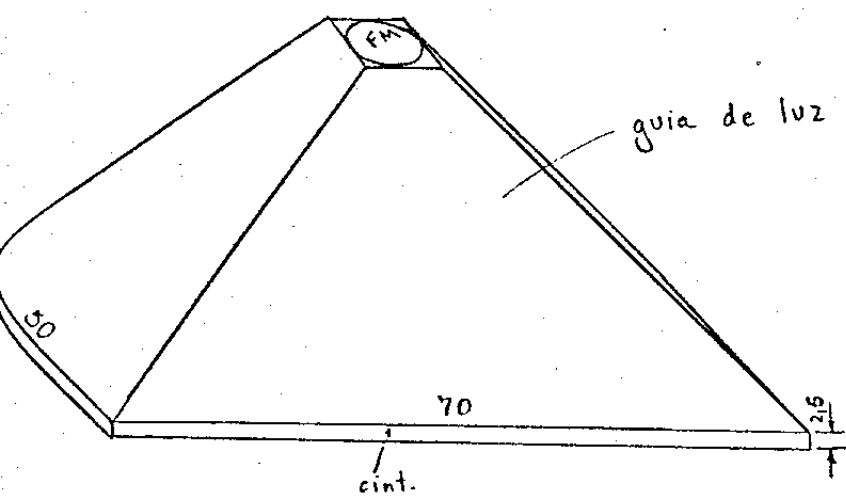


Fig. B-1



(a) guia de luz de lucite



(b) guia de luz à ar

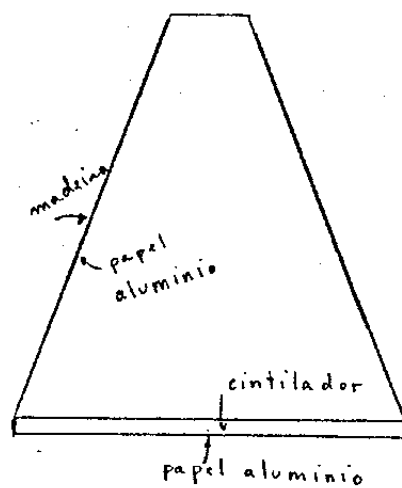


Fig. B-2

(a) Guia de luz de lucite

(b) Guia de luz à ar

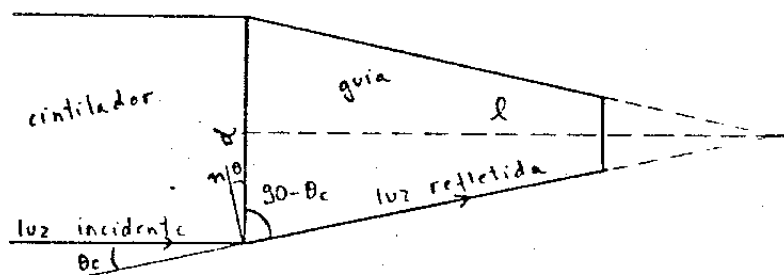


Fig. B-3
Guia de Luz

APÊNDICE C - FOTOMULTIPLICADORAS

C-1 Descrição Geral

Uma fotomultiplicadora é um dispositivo fotossensível que transforma a luz incidente em corrente elétrica, e é constituída de um fotocatodo, um sistema eletro-óptico de entrada, um ou mais estágio de multiplicação de elétrons utilizando eletrodos (Dínodos) de emissão secundária entre o catodo e o coletor (Ânodo).

(1) Fotocatodo

Consiste de uma película sensível à luz depositada em um substrato, que transforma a luz incidente em elétrons através do efeito fotoelétrico

$$\frac{hc}{\lambda} = E + \phi \quad (C-1.1)$$

onde E é a energia cinética do elétron ejetado, ϕ a função trabalho do catodo, h a constante de Planck, λ o comprimento de onda da luz incidente e c a velocidade da luz no vácuo.

Há dois tipos diferentes de catodos, os opacos e os semitransparentes. Os catodos semitransparentes tem a vantagem de poder ser acoplado entre a luz incidente e o sistema multiplicador, podendo ocupar toda a superfície da janela. Os catodos opacos têm como principal característica sua facilidade de transportar altas correntes.

Os materiais utilizados nos fotocatodos determinam a resposta espectral da fotomultiplicadora. Esses materiais diferem em sua sensibilidade espectral e eficiência quântica (definidas na próxima seção):

a) S11 (Tipo A) são equipados com um fotocatodo semitransparente de Césio Antimônio (Cs-Sb), evaporado no interior de uma janela de vidro. Esses tipos são sensíveis a radiação na região visível do espectro e tem sua máxima sensibilidade ao redor de 420 nm.

b) S13 (Tipo U) tem o mesmo fotocatodo dos S11, mas possuem janela de

quartzo, tendo portanto uma sensibilidade estendida à região ultravioleta do espectro.

c) S1 (Tipo C) tem fotocatodo semitransparente de Óxido de Césio Prata (Cs-Ag-O) em uma janela de vidro, tem uma sensibilidade na região espectral do vermelho e do infravermelho próximo, com um máximo ao redor de 800 nm.

d) S20 (Tipo T) possui fotocatodo semitransparente tri-alcalino (Sb-Na-K-Cs), janela de vidro, tem uma sensibilidade que abrange desde ultravioleta ao infravermelho próximo, com um máximo ao redor de 420 nm.

e) S20R difere do S20 por ter uma sensibilidade estendida do visível ao infravermelho do espectro, com um máximo próximo de 550 nm.

f) Tipo TU difere do S20 por ter uma janela de quartzo estendendo a sensibilidade à região ultravioleta do espectro.

g) Tipo D possui fotocatodo semitransparente bi-alcalino (Sb-K-Cs) em uma janela de vidro. Esse fotocatodo possui uma alta eficiência quântica na região azul do espectro e uma baixa emissão termoiônica. A máxima sensibilidade está em aproximadamente 400 nm.

h) Tipo DU tem o mesmo fotocatodo do tipo D, mas é equipado com janela de quartzo, dando uma sensibilidade estendida a região ultravioleta do espectro.

(ii) Sistema Eletro-Óptico de Entrada

Esse sistema tem como função estabelecer um acoplamento eficiente entre o catodo e o sistema multiplicador, direcionando e focalizando os elétrons para o primeiro dinodo do sistema multiplicador. Em geral, usa-se somente um campo elétrico por razões práticas, mas em aplicações especiais, um campo magnético poderá ser utilizado. A qualidade de um sistema óptico pode ser medida pelo seu tempo de trânsito (entre o catodo e o primeiro dinodo) e a eficiência de coleção, isto é, a porcentagem de elétrons emitidos pelo fotocatodo que alcançam o primei-

ro dinodo.

(iii) Sistema Multiplicador

O sistema multiplicador consiste de uma série de dinodos (eletródos de emissão secundária), terminando em um coletor (ânodo). Os elétrons são transmitidos de um dinodo a outro até chegar ao ânodo, multiplicando-se em cada dinodo por que passam.

O material em que o dinodo é fabricado deverá possuir: alto fator de emissão secundária, estabilidade da emissão secundária e baixa emissão térmica.

a) Emissão secundária, é um fator importante nas fotomultiplicadoras, pois é responsável pela sua subsequente ampliação. A emissão secundária se observa ao bombardear a superfície de um corpo com elétrons e ions. No caso de bombardear com elétrons, os elétrons secundários são os elétrons primitivos refratados e os elétrons arrancados do corpo bombardeado.

A emissão secundária pode ser determinada como:

$$\delta = \frac{I_2}{I_1} \quad (C-1.2)$$

onde I_2 é a corrente de emissão de elétrons secundários, I_1 é a corrente primária e δ o fator de emissão secundária.

Assumindo que todos os dinodos tenham o mesmo fator de emissão secundária, a amplificação do tubo é dado por:

$$G = \delta^n \quad (C-1.3)$$

onde n é o número de dinodos.

b) Emissão térmica, essa emissão contribui na formação de corrente de obscuridade (ruído), a densidade de corrente da emissão termoelétrica do material em função da temperatura é igual a:

$$j_e = CT^2 e^{-\phi/KT} \quad (C-1.4)$$

onde j_e é a densidade de corrente por unidade de superfície, C é uma constante característica do material, K é a constante de Boltzmann, ϕ a função trabalho e T a temperatura em Kelvins.

Na figura C-1 apresentamos as possíveis configurações dos diodos: a) coador, b) veneziana, c) gaiola circular, d) caixa, e) linear focalizado.

(iv) Coletor (Ânodo)

Coleta o fluxo de elétrons produzidos no sistema multiplicador, através do qual tira-se o sinal a ser analisado.

C-2 Características da Fotomultiplicadora

Os mais importantes parâmetros que caracterizam as fotomultiplicadoras são:

(i) Sensibilidade Luminosa do Catodo

Definida como o quociente da fotocorrente do catodo pelo fluxo luminoso incidente, expressa em ampere po lumen.

A sensibilidade luminosa é dada pela expressão

$$N_k = \frac{I_k}{F_x} \quad (C-2.1)$$

onde F_x é o fluxo luminoso, em lumen, de uma lâmpada de filamento de tungstênio a 2856 K.

(ii) Sensibilidade Espectral do Catodo

Definida como a razão da fotocorrente do catodo pelo valor do fluxo radiante monocromático incidente.

(iii) Sensibilidade Espectral Absoluta

É a sensibilidade radiante pela radiação monocromática, onde a sensibilidade radiante é definida como a fotocorrente emitida por watt de fluxo de luz incidente e é expressa em mA/W.

(iv) Eficiência Quântica

É a razão entre o número de fotoelétrons emitido e o número de fótons incidentes, determinada através da relação

$$EQ = N_{kr} \frac{1,24}{\lambda} \cdot 100 \quad (\%) \quad (C-2.2)$$

onde N_{kr} é a sensibilidade espectral radiante do catodo expressa em mA/W

para o comprimento de onda λ expresso em nm.

Em geral a sensibilidade radiante é dada ao redor de um comprimento de onda em que apresenta uma máxima resposta espectral. A figura C-2 mostra a sensibilidade espectral radiante pelo comprimento de onda e linhas de eficiência quântica constante para diversos fotocátodos.

(v) Ganho e Sensibilidade Luminosa do Ânodo

A corrente de amplificação (ganho) é a razão do sinal da corrente do ânodo, I_a , pelo sinal da corrente do cátodo, I_k , para voltagens pré estabelecidas.

$$G = \frac{I_a}{I_k} \quad (C-2.3)$$

O ganho típico de uma fotomultiplicadora é $\gg 10^6$.

A sensibilidade luminosa do ânodo, N_a , pode ser obtido através da sensibilidade luminosa do cátodo, N_k , e do ganho, G , por:

$$N_a = G \cdot N_k \quad (A/l_m) \quad (C-2.4)$$

(vi) Corrente de Obscuridade (Ruído)

É a corrente que existe mesmo quando o fotocátodo não é iluminado. A maior componente da corrente de obscuridade é usualmente a emissão termoiônica do cátodo e depende do tipo de cátodo e da temperatura.

(vii) Ruído de Descarga

Se um fotocátodo está iluminado constantemente têm uma fotocorrente dada por I_k , esta corrente sofrerá flutuações e seu valor médio quadratico é dado por:

$$\overline{I_k}^2 = 2 e I_k \Delta f \quad (C-2.5)$$

com $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C, Δf é a largura de banda do equipamento conectado ao ânodo, $\overline{I_k}$ e I_k são dados em amperes. Essa flutuação é verificada na emissão de fotoelétrons. A figura C-3 mostra a variação de I_k com o tempo.

Quando a fotocorrente e a corrente de ruído são amplificados por um fator G (ganho), a corrente de ânodo será:

$$I_a = G \cdot I_k \quad (C-2.6)$$

e o ruído

$$\overline{I_a}^2 = 2 G e I_a \Delta f \left\{ 1 + \frac{\delta}{\delta_1(\delta+1)} \right\} \quad (C-2.7)$$

o fator $\frac{\delta}{\delta_1(\delta+1)}$ aparece devido à contribuição do ruído causado na emissão secundária, δ dá a multiplicação média de elétrons por estágio e δ_1 a multiplicação de elétrons no primeiro dinodo.

A razão sinal-ruído da corrente de ânodo é dado por:

$$\frac{S}{N} = \frac{I_a}{\overline{I_a}} = \sqrt{\frac{I_a}{2 G e \Delta f \left\{ 1 + \frac{\delta}{\delta_1(\delta+1)} \right\}}} \quad (C-2.8)$$

com os valores típicos de $\delta = 4$ e $\delta_1 = 6$ a contribuição de ruído na multiplicação é de aproximadamente 10%.

(viii) After Pulse

Está definido como um pulso falso que acompanha o pulso do sinal verdadeiro, o after pulse é caracterizado por um atraso de aproximadamente 10 ns em relação ao pulso verdadeiro.

(ix) Linearidade

É a relação entre a corrente e a intensidade da radiação incidente.

Em geral, perde-se a linearidade quando a intensidade da radiação incidente aumenta. Isto é causado pelos seguintes efeitos:

- a) Variação no potencial do dinodo causado pela passagem secundária de uma "corrente de obscuridade" de encontro a corrente de elétrons.
- b) O efeito de "carga espacial" devido à alta densidade de corrente. A corrente de elétrons no vácuo difere da corrente num condutor metálico pelo fato de a velocidade u dos portadores variar de ponto a ponto. Se n for a densidade de partículas carregadas no ponto em que se mede a corrente, então

$$i = e n u \quad (C-2.9)$$

A densidade de partículas decresce do catodo ao ânodo, a medida que a velocidade aumenta. $ne = \rho$ é a carga contida na unidade de volume. Essa carga, conhecida como carga espacial, influencia também a dis-

tribuição da intensidade do campo elétrico, ela blinda o campo à frente do catodo: As linhas de força que saem do ânodo, já não chegam todas ao catodo mas são recolhidas pelos elétrons da carga espacial.

(x) Tempo de Transito de uma Fotomultiplicadora

É definido como o intervalo de tempo entre a chegada da luz na janela e a saída do pulso elétrico.

(xi) Tempo de Subida do Pulso do Ânodo

É o tempo requerido para a corrente atingir seu valor máximo.

(xii) Duração do Pulso de Ânodo

Definida como a meia largura do pulso de saída.

(xiii) Diferença do Tempo de Transito

Expressa a relação entre o tempo de transito e a posição de i luminação no fotocatodo. A posição de referência é usualmente o centro do fotocatodo.

(xiv) Flutuação do Tempo de Transito

É o desvio padrão da distribuição do tempo de transito*.

C-3 Voltagem Fornecida à Fotomultiplicadora

As fotomultiplicadoras podem ser alimentadas negativamente (alto potencial do catodo) ou positivamente (alto potencial do ânodo).

Variações na voltagem causarão consideráveis variações no ganho da fotomultiplicadora. Como o ganho pode ser dado na forma

$$G = \delta^m \quad (C-3.1)$$

como $\delta = AV_a^K$, onde A e K são constante, sendo o valor de K entre 0,5 à 0,8 e V_s é a voltagem do dinodo, o ganho pode ser expresso como:

* Todos os tempos aqui definidos, variam como função da tensão fornecida da fotomultiplicadora, V_b , aproximadamente como:

$$\propto V_b^{-1/2}.$$

$$G = A' V_b^{K_n}, \quad A' = \frac{\alpha A^n}{(n+1)^{K_n}} \quad (C-3.2)$$

onde V_b é a voltagem fornecida à fotomultiplicadora e α é a eficiência de coleção total, diferenciando G (C-3.2) em relação a V_b

$$dG = A' K_n V_b^{K_n-1} dV_b \quad (C-3.3)$$

e dividindo por $G = A' V_b^{K_n}$ em ambos os lados, temos:

$$\frac{dG}{G} = K_n \frac{dV_b}{V_b} \quad (C-3.4)$$

Se, se requer uma estabilidade no ganho de 1%, e supondo que n (número total de dinodos) usado seja igual a 10, a estabilidade na voltagem dos dinodos deverá estar entre 0,1% e 0,2%, não considerando outros possíveis efeitos.

Para eliminar o ruído da alta frequência vindo da alta voltagem fornecida, um filtro é conectado entre a alta voltagem e o início do divisor de tensão. Geralmente, o ganho da fotomultiplicadora é controlado pela mudança da voltagem e potenciômetros.

C-4 Características das Fotomultiplicadoras Utilizadas na Experiência e de seus Divisores de Tensão

XP 2020 (Philips, Holanda)

Sensibilidade Espectral	Tipo D (Sb-K-Cs)
Diâmetro útil	44 mm
Eficiência Quântica à 401 nm	26%
Sensibilidade Espectral à 401 nm	85 mA/W
Voltagem para ganho 3×10^7	2200 V
Tempo de Subida do Pulso Ânodo	$\approx 1,5$ ns
Distribuição Tempo de Transito	$\sigma \approx 0,25$ ns
Duração Pulso de Ânodo	$\approx 3,7$ ns
Número de Estágio	12
Estrutura do Dinodo	linear
Material do Dinodo	Cu-Be

Divisor de tensão ver figura C-4

XP 2040 (Philips, Holanda)

Sensibilidade Espectral	S11 (Tipo A) Sb-Cs
Diametro Útil	110 mm
Eficiência Quântica à 437 nm	15%
Sensibilidade Espectral à 437 nm	70 mA/W
Voltagem para ganho 3×10^7	2000 V
Tempo de Subida do Pulso Ânodo	≈ 2 ns
Duração do Pulso de Ânodo	≈ 5 ns
Número de Estágio	14
Estrutura do Dinodo	linear
Material do Dinodo	Cu-Be

Divisor de tensão ver figura C-5

XP 2232 (Philips, Holanda)

Sensibilidade Espectral	Tipo D (Sb-K-Cs)
Diametro Útil	44 mm
Eficiência Quântica à 401 nm	25%
Sensibilidade Espectral à 401 nm	80 mA/W
Voltagem para ganho 3×10^7	1900 V
Tempo de Subida do Pulso Ânodo	≈ 2 ns
Duração do Pulso de Ânodo	$\approx 3,7$ ns
Número de Estágio	12
Estrutura do Dinodo	linear
Material do Dinodo	Cu-Be

Divisor de tensão ver figura C-6

FEU 49 B* (União Soviética)

Sensibilidade Espectral	S20 (Sb-K-Na-Cs)
-------------------------	------------------

Diametro útil	160 mm
Eficiência Quântica	20%
Sensibilidade Espectral	70 mA/W
Ganho total	$10^6 - 10^7$
Duração do Pulso de Ânodo	≈ 10 ns
Tempo de Transito	≈ 35 ns
Número de Estágio	12
Estrutura do Dinodo	veneziana
Material do Dinodo	Sb-Cs

Divisor de tensão ver figura C-7

* Tipo usada na experiência de Baksan (URSS), gentilmente cedida pelo acadêmico soviético G. T. Zatsepin.

REFERÊNCIAS

- 1- Schonkeren, JM; "Photomultipliers", NV Philips, April 1970.
- 2- Hull, MD; "Fast Response Photomultipliers", Eindhoven The Netherlands, June 1971.
- 3- Birks, JB; "Theory and Practice of Scintillation Counting", Pergamon Press, Oxford 1964.
- 4- Mahon, JRP; "Fotomultiplicadoras", EQM - IFGW - UNICAMP 1981.
- 5- Catálogo "Philips - Photo and Electron Multipliers - T9 06-80" 1980.
- 6- Catálogo "FEU - Electronorgtekhnika", SSSR - Moscow.

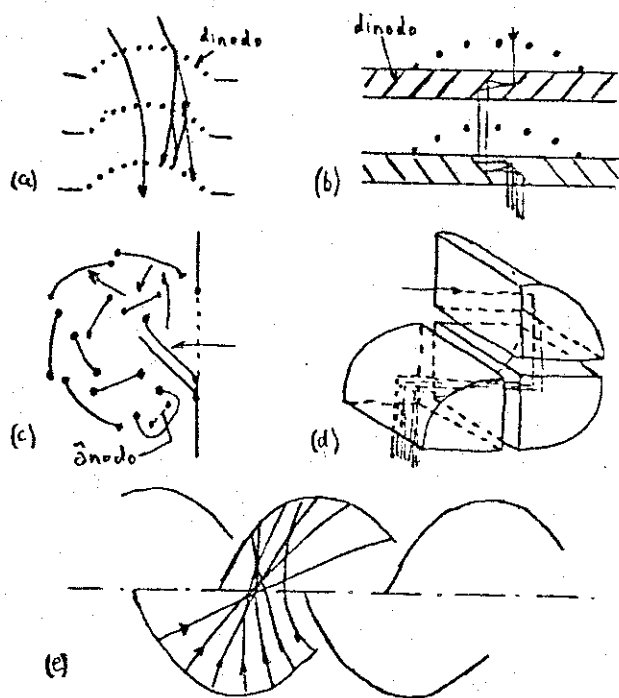


Fig. C-1 Tipos de dinodos.

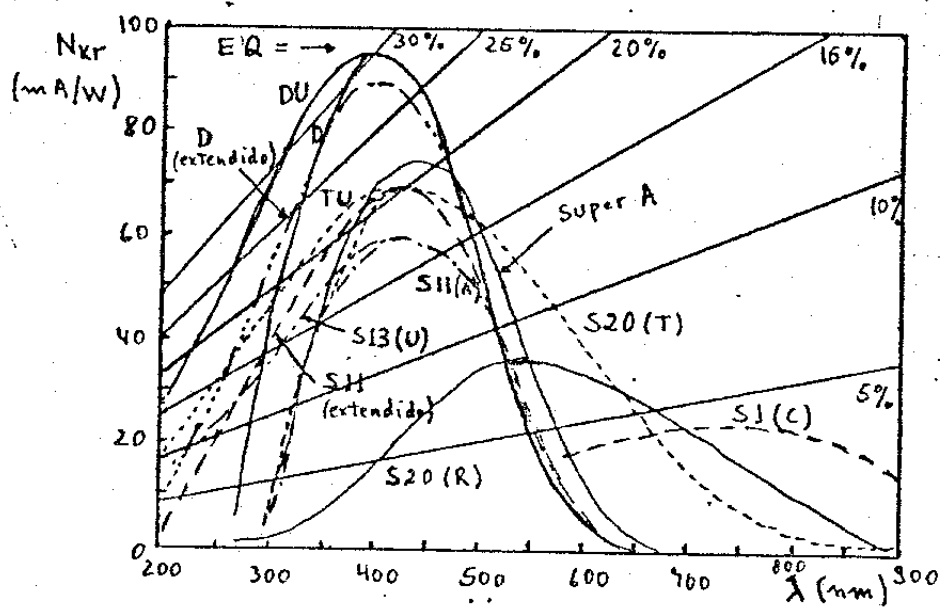


Fig. C-2 Curvas típicas de sensibilidade espectral.

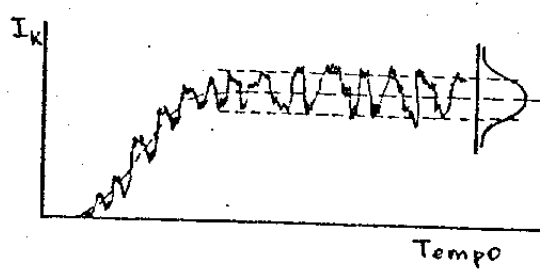


Fig. C-3

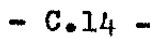
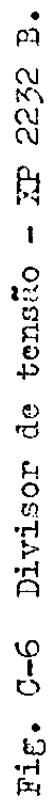
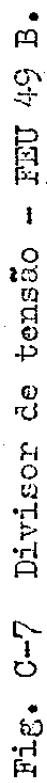


Fig. C-5 Divisor de tensão - XP 2040.





APÊNDICE D - EQUAÇÃO DE SOBREVIVÊNCIA DE UMA PARTÍCULA

Seja uma partícula com quadrimomento $(E, \vec{p})$, a probabilidade de que essa partícula sobreviva após um tempo t será dado por:

$$P(>t) = e^{-\frac{m}{E\tau_0}t} \quad (D-1)$$

onde m é a massa da partícula, E sua energia e τ_0 sua vida média; logo a probabilidade de uma partícula interagir após esse tempo t será

$$1 - P(>t) = 1 - e^{-\frac{m}{E\tau_0}t} \quad (D-2)$$

o termo $\frac{m}{E\tau_0}$ dá a variação de τ pela energia, logo

$$\tau = \frac{E}{m} \tau_0 \quad (D-3)$$

Em nosso caso, chegamos a detectar partículas com uma certa distribuição de energia, temos portanto uma distribuição contínua para E , considerando os pions e limitando essa distribuição, o valor máximo de energia será

$$E_{\max} = (p_{\max}^2 + m^2)^{\frac{1}{2}} = (100^2 + 139,57^2)^{\frac{1}{2}} \approx 171 \text{ MeV}$$

pois considerando o alcance dos pions, com $p > 100 \text{ MeV/c}$, dificilmente eles pararão dentro dos cintiladores. O valor mínimo será

$$E_{\min} = (p_{\min}^2 + m^2)^{\frac{1}{2}} = (10^2 + 139,57^2)^{\frac{1}{2}} \approx 140 \text{ MeV}.$$

Se o número de pions que chega no detector é N_0 , terão decaído após um tempo t :

$$N = N_0 (1 - e^{-\frac{m}{E\tau_0}t})$$

$$N_0 - N = N_0 e^{-\frac{m}{E\tau_0}t} \quad (D-4)$$

passando (D-4) a logaritmo

$$\ln(N_0 - N) = \ln N_0 - \frac{m}{E\tau_0}t$$

$$\ln\left(1 - \frac{N}{N_0}\right) = -\frac{m}{E\tau_0}t \quad (D-5)$$

O coeficiente angular será a vida média no sistema em que o quadrimomento seja $(E, \vec{p})$.

Fazendo uma análise para pions ($\tau_0 = 26,03 \text{ ns}$, $m_\pi = 139,5669 \text{ MeV}$) e para kaons ($\tau_0 = 12,371 \text{ ns}$, $m_k = 493,669 \text{ MeV}$) teremos portanto a seguinte relação, $\frac{m}{E\tau_0} \sim \frac{5,4}{E}$ para pions e $\frac{m}{E\tau_0} \sim \frac{39,9}{E}$ para kaons respectivamente.

Utilizando as energias mínimas e máximas para pions e kaons encontraremos:

$$\begin{aligned}
 \text{(i) Para pions} \quad & \begin{cases} E_{\text{máx}} = 171 \text{ MeV} & , \quad \tau \sim 32,02 \text{ ns} \\ E_{\text{mín}} = 140 \text{ MeV} & , \quad \tau \sim 26,07 \text{ ns} \end{cases} \\
 \text{(ii) Para Kaons} \quad & \begin{cases} E_{\text{máx}} = 553,36 \text{ MeV} & , \quad \tau \sim 13,9 \text{ ns} \\ E_{\text{mín}} = 496,2 \text{ MeV} & , \quad \tau \sim 12,43 \text{ ns} \end{cases}
 \end{aligned}$$

Considerando as energias médias $\langle E_{\pi} \rangle \sim 154 \text{ MeV}$ para pions e $\langle E_{\kappa} \rangle \sim 525 \text{ MeV}$ para kaons temos a seguinte previsão:

t (ns)	$\frac{m_{\pi}}{E_{\pi} \tau_{0\pi}} t$	N/N_0	$\frac{m_{\kappa}}{E_{\kappa} \tau_{0\kappa}} t$	N/N_0
8	0,760	0,240	0,544	0,456
10	0,709	0,291	0,468	0,532
12	0,662	0,338	0,402	0,598
14	0,618	0,382	0,345	0,655
16	0,577	0,423	0,296	0,704
18	0,539	0,461	0,255	0,745
20	0,503	0,497	0,219	0,781
22	0,469	0,531	0,188	0,812
24	0,438	0,562	0,161	0,839
26	0,409	0,591	0,139	0,861
28	0,382	0,618	0,119	0,881
30	0,357	0,643	0,102	0,898
32	0,333	0,667	0,088	0,912
34	0,311	0,689	0,075	0,925
36	0,290	0,710	0,065	0,935
38	0,271	0,729	0,056	0,944
40	0,253	0,747	0,048	0,952

REFERENCIA

Evans; "The Atom Nuclei", McGraw-Hill - Tata, India.

APÊNDICE E - PROBABILIDADE PARA O EVENTO $\pi - \mu - e$

Consideremos, para efeito de raciocínio, que exista uma "fonte" de pions, onde N_1 é a fonte, N_2' e N_2 são os muons formados. Então teremos

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_\pi t} \quad (E-1)$$

que é o número de pions na fonte. Logo o número de pions que decaem no intervalo 0-t será

$$\int_0^t N_1(t) \lambda_\pi dt = N_{10} (1 - e^{-\lambda_\pi t}) \quad (E-2)$$

assim $N_{10} (1 - e^{-\lambda_\pi t}) = N_2 + N_2'$ que são os muons formados no intervalo 0-t, onde:

N_2 é o número de muons formados que não decaem entre 0-t,

N_2' é o número de muons formados que decaem entre 0-t,

e são dados por

$$N_2' = N_{10} \left(1 - \frac{\lambda_\mu}{\lambda_\mu - \lambda_\pi} e^{-\lambda_\pi t} - \frac{\lambda_\pi}{\lambda_\pi - \lambda_\mu} e^{-\lambda_\mu t} \right) \quad (E-3)$$

e

$$N_2 = N_{10} \lambda_\pi \left(\frac{e^{-\lambda_\pi t}}{\lambda_\mu - \lambda_\pi} + \frac{e^{-\lambda_\mu t}}{\lambda_\pi - \lambda_\mu} \right) \quad (E-4)$$

Como $\lambda_\pi = \frac{1}{\tau_\pi} = 38,4 \mu s^{-1}$ e $\lambda_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = 0,46 \mu s^{-1}$ temos a seguinte previsão:

t (μs)	$\lambda_\pi t$	$\lambda_\mu t$	N_2'/N_{10}	N_2/N_{10}
1	38,4	0,46	0,361	0,639
2	76,8	0,92	0,596	0,403
3	115,2	1,38	0,745	0,255
4	153,6	1,84	0,839	0,161

REFERÊNCIA

Evans; "The Atom Nuclei", McGraw-Hill - Tata, India.

Hadler Neto, JC; Comunicação Particular.

APÊNDICE F - PROBABILIDADE DE SOBREVIVÊNCIA DOS MUONS

Se considerarmos a energia média dos muons $\langle E_\mu \rangle \sim 130$ MeV, isto é, muons provenientes do decaimento de pions e kaons, teremos uma previsão de seu decaimento dado por:

$t (\mu s)$	$\frac{m_\mu}{E_\mu} t$	N/N_0
0,6	0,801	0,199
0,8	0,743	0,257
1,0	0,690	0,310
1,2	0,641	0,359
1,4	0,595	0,405
1,6	0,553	0,447
1,8	0,513	0,487
2,0	0,477	0,523
2,2	0,442	0,558
2,4	0,411	0,589
2,6	0,382	0,618
2,8	0,354	0,646
3,0	0,329	0,671
4,0	0,227	0,773
5,0	0,157	0,843
10,0	0,025	0,975

APÊNDICE G - DETERMINAÇÃO DOS ERROS EXPERIMENTAIS

G-1 Erros Experimentais Relativos ao Capítulo II

No capítulo II, fizemos as medidas do fluxo de muons em quatro arranjos diferentes.

Nos arranjos (i), (ii) e (iii) tínhamos um fator geométrico $\Gamma = 64 \text{ cm}^2 \text{sr}$ e o número de coincidências acidentais igual a $5 \times 10^{-3} \text{ c/s}$. Assim o erro desses arranjos será igual a $0,08 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, logo as medidas serão:

$$(i) \quad \phi(p \geq 120 \text{ MeV/c}) = (8,70 \pm 0,08) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

$$(ii) \quad \phi(p \geq 510 \text{ MeV/c}) = (7,50 \pm 0,08) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

$$(iii) \quad \phi(p \geq 430 \text{ MeV/c}) = (7,00 \pm 0,08) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}.$$

Para o arranjo (iv) o fator geométrico era de $6 \text{ cm}^2 \text{sr}$ e as coincidências fortuitas de $1,5 \times 10^{-3} \text{ c/s}$, assim o erro será de $0,25 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, logo:

$$(iv) \quad \phi(p \geq 4,3 \text{ GeV/c}) = (1,5 \pm 0,3) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}.$$

Ainda no capítulo II, ao fazermos as medidas da vida média dos muons obtivemos $\tau = 2,0 \pm 0,1 \mu\text{s}$, onde o desvio é dado pela imprecisão do Analisador Multicanal.

G-2 Erros Experimentais Relativos ao Capítulo III

Quanto às medidas de kaons e pions realizadas no capítulo III tivemos os seguintes erros experimentais:

Nas medidas de kaons tínhamos um fator geométrico de $93 \text{ cm}^2 \text{sr}$ e conversões casuais de $1,86 \times 10^{-8} \text{ c/s}$. Assim temos um erro de $0,2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{c}^{-1}$, logo o fluxo de kaon será $(9,8 \pm 0,2) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{c}^{-1}$.

No primeiro método usado para obtenção de pions tínhamos um fator de $153 \text{ cm}^2 \text{sr}$, e o número de coincidências fortuitas $1,38 \times 10^{-4}$

c/s. Assim encontraremos um erro de $0,9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$, logo nesse arranjo o fluxo de pions será $(3,9 \pm 0,9) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

No segundo método utilizado na detecção de pions tínhamos um fator geométrico de $300 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ e as conversões casuais na ordem de 10^{-6} c/s , logo o erro será de aproximadamente $0,02 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Então o fluxo de pions para esse arranjo será $(2,33 \pm 0,02) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Como o terceiro e o quarto métodos usados na detecção de pions têm o mesmo fator geométrico $\Gamma = 1430$, o erro experimental nesses arranjos será de $0,002 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

G-3 Erros Experimentais Relativos aos Gráficos

Nos gráficos integrais de pions realizados no capítulo III observamos que há uma contaminação na ordem de 20-30% de kaons, assim sendo temos uma razão K/π de $0,25 \pm 0,05$.

Quando realizamos a razão K/π através das medidas do fluxo, temos $K/\pi = 0,25 \pm 0,05$, o que está coerente com a conclusão do capítulo IV.

Como foi mencionado nos capítulos anteriores esses erros são causados principalmente por imprecisão da instrumentação, ruídos das fotomultiplicadoras e contaminações de componentes eletromagnéticos que entram lateralmente no detetor.