

1. Publicação nº <i>INPE-2900-TDL/146</i>	2. Versão	3. Data <i>Out., 1983</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DGA/DIG</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>RADIAÇÃO GAMA RADIAÇÃO GAMA ATMOSFÉRICA BLINDAGEM PARA RADIAÇÃO GAMA ATMOSFÉRICA</i>			
7. C.D.U.: <i>523.03</i>			
8. Título <i>EFICIÊNCIA DA MADEIRA COMO BLINDAGEM PASSIVA PARA PARTÍCULAS E FÓTONS DE 0,5 A 4,6 MeV ENTRE 940 E 377 mb</i>		10. Páginas: <i>188</i>	
		11. Última página: <i>B.5</i>	
		12. Revisada por <i>Daniel J.R. Nordemann</i> <i>Daniel J.R. Nordemann</i>	
9. Autoria <i>Odylio Denys de Aguiar</i>		13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor Geral	
Assinatura responsável 			
14. Resumo/Notas <i>Uma montagem com dois cintiladores NaI(Tl) 4"x4", um total- mente envolvido por uma parede de 20 g/cm² de madeira de alta densidade (1,3 g/cm³) e o outro sem blindagem, voou a bordo de uma aeronave Bandeirante sobre o município de São José dos Campos (23° 14'S, 314° 9'E), até a altitude de 25000 pés (377 mb). Os espectros com e sem blindagem de madei- ra são similares, apresentando índices espectrais variáveis com a profundi- dade atmosférica na faixa 0,65-2,4 MeV. Entre, 2,4 e 4,6 MeV o detector com blindagem apresentou uma taxa de contagem 20% menor que o detector sem blin- dagem. Nesta mesma faixa de energia a taxa de contagem do detector blindado é igual à taxa de contagem do detector sem blindagem numa profundidade at- mosférica 35 g/cm² maior. Os comprimentos de atenuação mostraram um decres- cimento com a energia de 0,65 a 4,6 MeV e um aumento na faixa que compreen- de energias maiores que 4,6 MeV. Este aumento é, provavelmente, devido à forte influência de múons e elétrons nesta faixa.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, aprovado em 23 de maio de 1983.</i>			

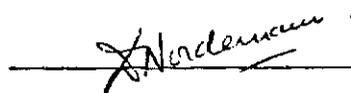
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Ciência Espacial

Dr. Ivan Jelinek Kantor



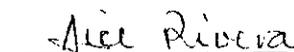
Presidente

Dr. Daniel J.R. Nordemann



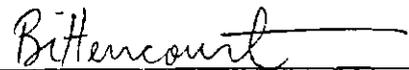
Orientador

Dra. Alice Rivera



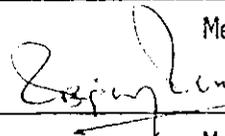
Membro da Banca
-convidado-

Dr. José Augusto Bittencourt



Membro da Banca

Dr. Udaya B. Jayanthi



Membro da Banca

Candidato: Odylio Denys de Aguiar

São José dos Campos, 23 de maio de 1983

Na prática ainda não há teoria humana que descreva todos os fenômenos físicos. Haverá? ...

A minha família.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece:

- ao Dr. Daniel J.R. Nordemann o sincero apoio, incentivo e orientação em todas as fases desta pesquisa;
- à Sociedade de Eletrificação Rural do Alto Paraíba (SERAP) e a Luiz C. Veneziani a gentil doação da madeira utilizada no experimento;
- ao pessoal do PMR e PAR no CTA (Centro Técnico Aeroespacial) a ajuda na fase inicial do torneamento da madeira e o empréstimo do gravador analógico próprio para voo em aeronaves;
- ao pessoal da oficina mecânica e da carpintaria do INPE, especialmente ao Noboru Sato, Renato S. Silva, Hercílio F. dos Santos e Luiz G. Pires, o valioso auxílio dispensado;
- aos técnicos do Departamento de Astrofísica, em especial ao Edson R. da Silva, Elisete Rinke, Arnaldo Maluta e Sérgio V.S. Xavier, a dedicação ao experimento;
- ao Fernando G. Blanco e Renato Senador o valioso apoio na parte eletrônica e, em especial, ao José Ângelo Neri, que solucionou problemas importantes na parte de gravação e reprodução dos dados;
- ao Carlos Alberto Intrieri, Vitor A.S. de Oliveira e Amauri C. Vilarino a dedicação ao experimento a bordo da aeronave Bandeirante;
- aos meus colegas, especialmente ao Enio B. Pereira, Antonio L. Padilha, Almir C. Lemos Filho e Guaraci José Erthal, a valiosa colaboração;

- aos membros da Banca Examinadora da apresentação preliminar e final a gentil atenção dispensada e a cuidadosa avaliação do trabalho;
- ao pessoal da Biblioteca, da Gráfica e do Setor de Desenho, em especial à Marciana L. Ribeiro, ao Galdino Z. de Paiva, Nicolau dos S. da Fonseca e José Augusto de Sousa, a atenção e valioso auxílio dispensados;
- à Lucinda E. de F. Duarte, Marina K. Ueda e Sueli F.A. Batista o constante apoio em todas as fases deste trabalho. À Marília Prado de Carvalho o cuidado com a revisão da linguagem e o valioso apoio dado na fase final da preparação do texto;
- ao Dr. Nelson de J. Parada e Dr. Ivan J. Kantor por terem possibilitado a realização desta pesquisa;
- aos meus pais e irmãos que sempre me incentivaram e ajudaram;
- à Dorothy, minha esposa, que pacientemente datilografou os textos preliminares e o final e se esforçou em me ajudar em todas as fases deste trabalho;
- e a todos os outros que, como estes, ajudaram na realização deste trabalho, dando de si além do que o simples dever exigia, sem esperar retribuição.

ABSTRACT

A pair of scintillators NaI(Tl) 4"x4", one completely shielded with 20 g/cm² of high density wood (1.3 g/cm³) and the other unshielded, has been flown aboard a Bandeirante aircraft over the region of São José dos Campos (23° 14' S, 314° 9' E), up to an altitude of 25000 feet (377 mb). The spectra of the detectors with and without the wood shield are similar, and the spectral indices indicate that they are function of atmospheric depth in the range 0.65-2.4 MeV. Between 2.4 and 4.6 MeV the shielded detector presents a counting rate which is 20% lower than the counting rate obtained by the unshielded detector. In this same energy range the counting rate of the shielded detector is equal to the counting rate of the unshielded detector located at an atmospheric depth 35 g/cm² higher. The attenuation length showed a decrease with the energy in the 0.65 to 4.6 MeV range and an increase above this energy. This increase is, probably, due to the strong influence of muons and electrons in this range.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	xiii
LISTA DE TABELAS	xvii
LISTA DE SÍMBOLOS	xix
LISTA DE ABREVIATURAS	xxiii
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - INTERAÇÕES NA ATMOSFERA</u>	9
2.1 - Interações eletromagnéticas acima de 0,5 MeV	9
2.1.1 - Produção de pares	9
2.1.2 - Radiação de freiamento (Bremsstrahlung)	12
2.1.3 - Efeito Compton	14
2.1.4 - Absorção fotoelétrica	22
2.1.5 - Ionização	25
2.1.6 - Aniquilação pósitron-nêgatron	27
2.1.7 - Processos dominantes	28
2.2 - Interações fortes e fracas	34
2.2.1 - Partículas elementares	34
2.2.2 - Colisões de núcleos atômicos; "estrelas"	34
2.2.3 - Decaimentos	36
2.2.3.1 - Decaimento $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \bar{\nu}_e$	36
2.2.3.2 - Decaimento $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$	37
2.2.3.3 - Decaimento $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$	37
2.2.4 - Aniquilações em núcleos atômicos	37
2.2.5 - Processo "knock on" (de batida)	39
2.3 - Partículas e fótons na atmosfera e na madeira	39
2.3.1 - Interações dos raios cômicos na atmosfera	39
2.3.2 - Teoria e medidas da radiação gama na atmosfera	49
<u>CAPÍTULO 3 - DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO</u>	59
3.1 - Dispositivo experimental	59
3.2 - Eletrônica associada	64

	<u>Pág.</u>
3.3 - Conversão energia x canal	65
<u>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS</u>	81
4.1 - Vôos de avião	81
4.2 - Resultados de vôo	83
4.2.1 - Contagem integrada	83
4.2.2 - Erros a considerar	84
4.2.3 - Espectros de vôo	85
<u>CAPÍTULO 5 - ANÁLISE DOS RESULTADOS</u>	115
5.1 - Análise dos resultados de vôo	115
5.2 - Comparação dos resultados de vôo com a teoria das interações da radiação cósmica na matéria	128
<u>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES</u>	139
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	141
APÊNDICE A - INCERTEZA SOBRE UMA CONTAGEM	
APÊNDICE B - AJUSTE DE CURVAS	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Seções de choque teóricas σ_a K/Z para produção de pares	11
2.2 - Seções diferenciais de choque de radiação de freamento f em função da energia do fóton emitido para alguns elétrons incidentes	14
2.3 - Efeito Compton — colisão elástica de fóton com elétrons livre em repouso	15
2.4 - Número de fótons espalhados dentro do ângulo sólido $d(\sigma_e)/d\Omega$, no ângulo médio de espalhamento θ	17
2.5 - Distribuição preferencial dos ângulos de emissão do fóton (Compton)	18
2.6 - Seção de choque integrada de 0° a θ	19
2.7 - Porcentagem das deflexões dentro do cone de meio ângulo θ	20
2.8 - Efeito fotoelétrico	23
2.9 - Cone de equipartição de elétrons em função da energia do fóton incidente	24
2.10 - Valores teóricos aproximados da seção de choque σ_a em função da energia	25
2.11 - Perda de energia por colisão eletrônica em várias substâncias	26
2.12 - Importância relativa dos três principais processos de interação γ com a matéria	29
2.13 - Perdas de energia versus densidade superficial para elétrons no ar, alumínio e chumbo	30
2.14 - Coeficientes de atenuação de massa em função da energia para materiais de Z alto	32
2.15 - Coeficientes de atenuação de massa em função de energia para materiais de Z baixo	33
2.16 - Espectro integral de energia dos raios cósmicos	41
2.17 - Espectro diferencial de energia de elétrons primários	42
2.18 - Espectro diferencial de energia para a radiação gama cósmica difusa	43
2.19 - Cadeia das interações principais dos raios cósmicos na matéria	50
2.20 - Intensidade vertical medida dos hadrões (partículas nuclear-ativas), múons e elétrons na atmosfera terrestre ...	51
2.21 - Espectro do fluxo para baixo da radiação gama na atmosfera	53

2.22 - Fluxo de nêutrons e raios gama versus profundidade atmosférica	55
3.1 - Detetor blindado com madeira	60
3.2 - Localização dos detetores e eletrônica associada	61
3.3 - Eletrônica associada	66
3.4 - Espectros de solo do dia 26/3/82	67
3.5 - Espectros de solo do dia 31/5/82	68
3.6 - Espectros de solo do dia 01/6/82	69
3.7 - Curvas de conversão amplitude de pulso x canal do amplificador II com cada codificador, a 16 °C e a 0 °C	75
3.8 - Curvas de conversão amplitude de pulso x canal do amplificador I com cada codificador, a 16 °C e a 0 °C	75
3.9 - Retas da conversão energia x canal para todas as combinações detetor-codificador	80
4.1 - Espectros de vôo	86
4.2 - Espectros a 25000 pés	88
4.3 - Espectros a 22500 pés	89
4.4 - Espectros a 20000 pés	90
4.5 - Espectros a 17500 pés	91
4.6 - Espectros a 15000 pés	92
4.7 - Espectros a 12500 pés	93
4.8 - Espectros a 10000 pés	94
4.9 - Espectros a 7500 pés	95
4.10 - Espectros de solo do dia do vôo em São José dos Campos, a 2100 pés do nível do mar	96
4.11 - Correspondência de faixas de canais entre as combinações detetor-codificador	97
4.12 - Variação do índice espectral com a altitude	99
4.13 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 0,55 a 0,65 MeV	102
4.14 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 0,65 a 1,27 MeV	103
4.15 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 1,27 a 2,4 MeV	104
4.16 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 2,4 a 4,6 MeV	105
4.17 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia acima de 4,6 MeV	106

	<u>Pág.</u>
4.18 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 0,55 a 0,65 MeV	107
4.19 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 0,65 a 1,27 MeV	108
4.20 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 1,27 a 2,4 MeV	109
4.21 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 2,4 a 4,6 MeV	110
4.22 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia acima de 4,6 MeV	111
4.23 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia acima de 0,55 MeV	112
5.1 - Taxa de contagem do detetor sem blindagem devida ao potássio do corpo do operador em função de sua proximidade	121
5.2 - Percurso de decaimento de pions de carga	130
5.3 - Percurso de decaimento de mions de carga	131
A.1 - Largura de confiabilidade e largura total do canal	A.2
A.2 - Picos do ^{137}Cs e Am-Be (dia 01/06/82)	A.6

•
•

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Resultados para a parafina	4
1.2 - Características de materiais de baixo número atômico médio	6
2.1 - Comprimento de atenuação por bremsstrahlung e energias críticas para várias substâncias	31
2.2 - Partículas elementares	35
2.3 - Composição química dos raios cósmicos	40
2.4 - Comprimento de atenuação e livres caminhos de partículas .	47
2.5 - Comparação relativa dos nêutrons com a componente fotônica para três latitudes geomagnéticas no máximo de Pfozter ...	54
2.6 - Profundidades do máximo de Pfozter e comprimentos de atenuação para várias faixas de energia observados por diversos autores	56
3.1 - Composição da madeira aroeira	63
3.2 - Posições dos picos do ^{40}K e ^{208}Tl , dadas em canal fracionado, para as medidas dos dias 26/3, 31/5 e 01/06 de 1982 ..	71
3.3 - Posições dos picos do ^{40}K e ^{208}Tl nos dados integrados do dia 31/5/82 com os do dia 01/6/82	74
3.4 - Inclinações das retas de ganho	76
3.5 - Posicionamento comparativo dos limites das faixas de canais para todas as combinações detetor-codificador, relativas ao pico do ^{40}K ou pico do ^{208}Tl	77
3.6 - Canais correspondentes aos da combinação II-I	78
3.7 - Estimativas das energias para os limites das faixas de interesse	79
3.8 - Comparação dos canais calculados e medidos para o pico de 0,662 MeV do ^{137}Cs e de 4,45 MeV do Am-Be	79
4.1 - Contagens integradas	84
4.2 - Erros associados aos instrumentos e métodos empregados ...	85
4.3 - Taxas de contagem por faixas de energias para cada detetor nas altitudes de voo, em contagens por segundo	101
4.4 - Razão entre as taxas de contagens	113
4.5 - Comprimentos de absorção	113
5.1 - Canais com contagem acima de 1σ	116
5.2 - Contagens acima do ruído de fundo nos canais 13, 14 e 15 para todos os espectros do dia 26/03/1982	118

	<u>Pág.</u>
5.3 - Contribuições no pico do ^{40}K nos espectros de 7500 pés ...	119
5.4 - Razão entre a diferença (espectro (E) - ajuste de curva (C) no canal 113 e na faixa superior a 4,6 MeV, com e sem blindagem, para todas as altitudes	124
5.5 - Equivalência em g/cm^2 dos processos típicos de decaimento de partículas e sua comparação com os livres caminhos médios	132
5.6 - Razão entre a contagem do detetor com blindagem de madeira e a contagem de detetor com blindagem ideal	136
A.1 - Desvios padrões σ para os picos de ^{40}K e ^{208}Tl nas diversas medidas	A.3
A.2 - Incerteza de canais para cada combinação nas energias limites	A.5
A.3 - Incertezas de canais determinadas para os picos do ^{137}Cs e Am-Be	A.7
A.4 - Incertezas de canais a considerar para as energias de interface devidas à resolução em energia	A.7
B.1 - Coeficientes das curvas ajustadas	B.5

LISTA DE SÍMBOLOS

A	- gramas por mol, número de massa
Am	- amerício
a^{comb}	- constante de inclinação da reta de conversão energia x canal para a combinação detector-codificador
B	- boro
Be	- berílio
BeV	- bilhão de elétrons-volt, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
c	- velocidade da luz, $m \text{s}^{-1}$
C	- carbono
^{14}C	- carbono 14 (isótopo)
C_i	- contagem do canal i
cm	- centímetro
^{137}Cs	- césio 137 (isótopo)
d	- densidade
e	- elétron (pósitron ou nêgatron indistintamente), carga do elétron, 2,1828
e^+	- pósitron
e^-	- nêgatron
E	- energia, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
E_{ce}	- energia cinética do elétron, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
E_{ce^+}	- energia cinética do pósitron, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
E_{ce^-}	- energia cinética do nêgatron, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
$E_{c \text{ part.}}$	- energia cinética da partícula, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
$E_{c\mu^\pm}$	- energia cinética do múon, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
$E_{c\pi^\pm}$	- energia cinética do píon de carga, $m^2 \text{kg s}^{-2}$
$E_{\text{fóton}}$	- energia do fóton, $m^2 \text{kg s}^{-2}$

E_{te}	- energia total do elétron, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
$E_{t\mu^\pm}$	- energia total do múon, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
$E_{t\pi^\pm}$	- energia total do píon de carga, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
eV	- elétron-volt, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
E_γ	- energia de fóton gama, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
F	- flúor
Fe	- ferro
g	- grama
GeV	- gigaelétron-volt, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
h	- constante de Planck, $m^2 \text{ kg s}^{-1}$
H	- hidrogênio atômico
He	- hélio
H ₂	- hidrogênio
I	- iodo
K	- Kelvin, $m^2 \text{ kg s}^{-2} / \text{partícula}$
⁴⁰ K	- potássio 40 (isótopo)
σ_K	- seção de choque para produção de pares, cm^2
keV	- quiloelétron-volt, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
kg	- quilograma
Li	- lítio
ln	- logaritmo neperiano
m	- metro
mb	- milibar, $m \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
m_e	- massa do elétron, kg
MeV	- megaelétron-volt, $m^2 \text{ kg s}^{-2}$
mm	- milímetro
m_0	- massa de repouso da partícula, kg

m_p	- massa do próton, kg
ms	- milissegundo
m_μ	- massa do múon, kg
m_π^\pm	- massa do píon de carga, kg
n	- nêutron
N	- número de contagens, nitrogênio atômico, norte
N	- número de átomos por mol
Na	- sódio
O	- oxigênio
^{16}O	- oxigênio 16 (isótopo)
Pb	- chumbo
r_0	- raio clássico do elétron, cm
s	- segundo
Tl	- tâlio
^{208}Tl	- tâlio 208 (isótopo) da família do tório 228
v	- velocidade, $m\ s^{-1}$
x	- canal
x_i	- canal i
$x_{^{40}K}^{comb.}$	- posição em canal da linha do potássio 40 para uma determinada combinação detetor-codificador
$x_{^{208}Tl}^{comb.}$	- posição em canal da linha do tâlio 208 para uma determinada combinação detetor-codificador
Z	- número atômico
$Z_{\text{médio}}$	- número atômico médio
α	- número de vezes que a energia do fóton é maior que 0,511 MeV, partícula alfa
β	- fração da velocidade da luz
γ	- fóton gama

ϵ_c	- energia crítica ionização-radiação de freamento, m^2ks^{-2}
Λ	- comprimento de atenuação, gcm^{-2}
Λ_γ	- comprimento de atenuação de fóton gama, gcm^{-2}
λ	- livre caminho médio, gcm^{-2}
μ	- coeficiente de atenuação linear, cm^{-1}
μs	- microssegundo
ν	- frequência da onda eletromagnética
π	- 3,141592
σ	- desvio padrão
σ^σ	- seção de choque para o efeito Compton, cm^2
σ_a	- seção de choque para o efeito Compton num determinado material, cm^2
$\sigma_{ionização}$	- seção de choque de ionização, cm^2
σ_{rad}	- seção de choque para a radiação de freamento, cm^2
τ	- seção de choque para o efeito fotoelétrico, cm^2
I-I	- combinação detetor I (com blindagem de madeira) - codificador I
I-II	- combinação detetor I (com blindagem de madeira) - codificador II
II-I	- combinação detetor II (sem blindagem) - codificador I
II-II	- combinação detetor II (sem blindagem) - codificador II
%	- porcentagem
"	- polegada

LISTA DE ABREVIATURAS

amp.	- amplificador
cod.	- codificador
col.	- colisão, ionização
cos.	- cosseno
det.	- detetor
FWHM	- largura total na metade do máximo
min.	- minuto
rad.	- radiano, radiação de freamento
sen.	- seno

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A interação da radiação cósmica e da radiação gama extra terrestre (componente difusa) com a atmosfera ocorre por meio de diversos fenômenos dos quais resultam a absorção da componente incidente e a produção de um grande número de partículas e radiações secundárias. Quando se deseja medir a radiação gama de baixa energia (0,3 a 10 MeV), proveniente de fontes extraterrestres, existe a necessidade de transportar o aparelho de medição para as proximidades do topo da atmosfera¹ (por foguete, satélite ou balão estratosférico), evitando com isto que o sinal seja atenuado pela atmosfera. Nessas altitudes elevadas, por outro lado, as partículas e a radiação gama de baixa energia, produzidas pela radiação cósmica incidente, são significativas em comparação com a componente difusa². Então, a fim de obter uma razão sinal/ruído aceitável, pode-se utilizar, ao redor do detetor, uma blindagem ou um colimador que atenuie eficientemente as partículas e a radiação gama produzidas no espaço extraterrestre, na atmosfera ou no próprio equipamento (inclusive no detetor e no colimador) (Da Costa, 1981).

No intervalo de energia 0,3-10 MeV o problema de bloqueio de fótons e partículas produzidas na atmosfera pela radiação cósmica não é trivial. Existem soluções como o telescópio Compton (Ryan et alii, 1977; Nordemann et alii, 1980), onde dois conjuntos de detetores agem em coincidência, ou seja, só é aceito fóton espalhado no primeiro conjunto, por Compton, e recebido em seguida no segundo conjunto. Porém, considerações sobre fluxo e faixa de energia obtidas versus custo de material com

¹ As medidas realizadas ao nível do mar (1013 mb ou 1033 g/cm²) observam sinais atenuados bilhões de vezes na faixa de energia considerada.

² Em profundidades atmosféricas de 5 g/cm², o fluxo da radiação gama de baixa energia produzido só na atmosfera pela incidência dos raios cósmicos já se iguala ao fluxo da componente difusa; na profundidade de 10 g/cm² o ultrapassa uma vez (Ling, 1975; Graser and Schönfelder, 1977; Schönfelder et alii, 1977).

prometem esta técnica. Outros métodos empregam camadas alternadas de de tetores secundários e material inativo (aquele que não funciona como de tetor), de forma a atenuar os fôtons atmosféricos pelo material inativo e denunciar eletronicamente, com auxílio dos de tetores secundários, qual de partícula carregada (produzida na atmosfera ou no material inativo) que esteja se dirigindo ao de detetor principal. Apenas uma abertura (sem material inativo), a qual seria direcionada para a fonte que se deseja medir, estaria livre para entrada de fôtons gama. Nesta montagem é dese de jável, portanto, um material inativo que atenuasse satisfatoriamente fôtons e de partículas, pois estas, apesar de serem rejeitadas pelos de se cundários, implicam tempo perdido (devido ao veto) para de contagens válidas, vindas pela abertura para o de detetor principal. Além disso, espera-se também que a produção de fôtons nesse material inativo devida à entrada de de partículas não seja grande, pois os de detetores secundários normalmente são pouco eficazes para perceber tais fôtons antes que eles cheguem ao de detetor principal.

O material ideal, então, seria aquele que atenuasse bastante os fôtons gama (processos eficientes de transferência de energia de fôtons para de partículas carregadas) e aquele no qual o coeficiente de perda de energia de de partículas carregadas por ionização fosse alto, de forma a parar em pequeno percurso estas de partículas carregadas (de energiza das ou não pelos fôtons incidentes). Por outro lado, os processos de produção de fôtons por de partículas carregadas não deveriam ser eficazes; e finalmente, que a de termalização de nêutrons e a seção de choque das de rea ções (n, γ) dos nêutrons fossem pequenas de maneira a minimizar a emissão de linhas gama devidas à absorção de nêutrons pelos de núcleos dos de consti tuintes do material.

Vette (1962) publicou resultados de vôos com balão de estra tosférico (de 700 mb a 5,4 mb) de dois cintiladores NaI(Tl), 1"x1/2" (de fa tor geométrico, ou seja, área efetiva = 5,06 cm²), um envolvido com 1 cm de chumbo (~11,3 g/cm²) e o outro sem blindagem. Até 160 KeV o chumbo (Z=82, Z/A=0,40, d=11,35 g/cm³) demonstrou forte capacidade de redução do ruído de fundo atmosférico, sem uma produção significativa; porém, de es ta capacidade ia diminuindo à medida que a energia observada aumentava,

atê que acima de 0,5 MeV a produçãõ no chumbo era maior que a parcela atenuada, de forma que o detetor com blindagem de chumbo passava a contar mais que o sem blindagem.

Seis anos depois Matteson e Peterson (1968) e Chupp et alii (1968) investigaram o ferro ($Z=26$, $Z/A=0,47$, $d=7,86$ g/cm³) e a parafina ($Z_{\text{médio}}=2,6$, $Z/A=0,58$, $d=0,9$ g/cm³), respectivamente. Os autores acima, diferentemente de Vette (1962), utilizaram anticoincidência para eliminar a chegada de partículas carregadas ao detetor principal, qualquer que fosse sua origem. No caso do ferro, a parede média era de 12 cm (94 g/cm²) e o detetor, com área efetiva de 63 cm², realizou dois vôos até a altitude de 29 mb, o primeiro com ferro, e o segundo sem. Foi obtido resultado semelhante ao do chumbo: em energias baixas o ferro apresentava um espectro mais plano, com contagens inferiores ao vôo sem a blindagem; em energias acima de 0,3 MeV a produção era maior que a absorção. A única diferença apareceu acima de 4 MeV, região não investigada especificamente por Vette (1962), que novamente apresentou contagem de vôo com a blindagem de ferro menor que a do vôo sem blindagem. É importante salientar que a blindagem de ferro representa 94 g/cm² em confronto com os 11,3 g/cm² de chumbo (Vette, 1962), e que Matteson e Peterson (1968) também utilizaram anticoincidência para partículas carregadas.

As medidas realizadas por Chupp et alii (1968) com a parafina não apresentaram comportamento tão regular quanto nos casos do chumbo e do ferro. Aqui também voou um único detetor, mas a parafina foi retirada depois que o balão alcançou a altitude de teto (4 mb). Então foram comparadas as contagens de teto com e sem a parafina, a qual representava 15 g/cm² envolvendo o NaI(Tl), 2"x2" (área efetiva ~30 cm²) desde o ângulo zenital de 45° até o de 135°, de forma que ficavam livres dois ângulos sólidos de 1,84 esterradiano, um para o zênite e o outro para o nadir. Os resultados estão na Tabela 1.1. As contagens com a blindagem de parafina ora são maiores, ora menores em relação às contagens sem a blindagem. Estatisticamente as contagens com a parafina são maiores que as contagens sem a parafina até 4,5 MeV; acima disto, o contrário é observado (Chupp et alii, 1968). A diferença positiva é explicada pelos autores devido à presença das linhas nucleares originadas da captura de nêu

trons ou do espalhamento inelástico de prótons nos constituintes do material, em especial a linha do hidrogênio em 2,22 MeV.

TABELA 1.1

RESULTADOS PARA A PARAFINA

ENERGIA (MeV)	CONTAGENS/SEGUNDO		
	COM PARAFINA	SEM PARAFINA	DIFERENÇA (COM PARAFINA-SEM PARAFINA)
0,3 - 0,4	10,96 ± 0,14	9,79 ± 0,06	+ 1,17 ± 0,15
0,4 - 0,6	10,83 ± 0,13	11,13 ± 0,07	- 0,30 ± 0,15
0,6 - 0,7	2,96 ± 0,07	3,11 ± 0,04	- 0,15 ± 0,08
0,7 - 0,8	2,74 ± 0,07	2,34 ± 0,03	+ 0,40 ± 0,08
> 0,8	23,89 ± 0,20	23,95 ± 0,01	- 0,06 ± 0,20
REGIÃO DE 0,51 MeV	1,05 ± 0,14	1,01 ± 0,08	+ 0,04 ± 0,16
2,0 - 2,5	1,15 ± 0,03	1,02 ± 0,02	+ 0,13 ± 0,04
2,5 - 3,0	0,74 ± 0,025	0,77 ± 0,01	- 0,03 ± 0,03
3,0 - 3,5	0,74 ± 0,025	0,66 ± 0,01	+ 0,08 ± 0,03
3,5 - 4,0	0,52 ± 0,02	0,50 ± 0,01	+ 0,02 ± 0,02
4,0 - 4,5	0,50 ± 0,02	0,50 ± 0,01	0,00 ± 0,02
> 4,5	4,24 ± 0,06	4,58 ± 0,05	- 0,34 ± 0,08
2,22 ± 0,08	0,41 ± 0,02	0,340 ± 0,006	+ 0,07 ± 0,02
ÁREA DO PICO 2,2 MeV APÓS AJUSTE DE CURVA	0,110 ± 0,03	0,042 ± 0,012	+ 0,07 ± 0,03

FONTE: Chupp et alii (1968).

O resultado encontrado para o ferro e para a parafina acima de 4 e 4,5 MeV, respectivamente, despertou o interesse para uma investigação mais detalhada. Além disso, o detetor com parafina, que possui número atômico médio baixo, não apresentou marcadamente uma contagem maior que o detetor quando sem parafina. A produção de linhas por absorção de nêutrons e prótons poderia ser minimizada utilizando material com uma porcentagem menor de hidrogênio (dotado de um forte poder de termalização para os nêutrons). Finalmente, os efeitos observados com a parafina poderiam se acentuar se todo o detetor fosse envolvido, em vez de apresentar regiões sem blindagem.

Estudando os processos principais de produção da radiação gama e sua multiplicação e com base nos resultados para o chumbo, para o ferro e para a parafina, surgiu o interesse na investigação de materiais de baixo número atômico (Z menor que $Z_{\text{médio}}$ do ar ($=7,3$)) que não apresentassem uma porcentagem muito grande de hidrogênio, como no caso da parafina ($\sim 68\%$), com a finalidade de testá-los como blindagens passivas para partículas e fótons na faixa gama de baixa energia. Na Tabela 1.2 são apresentadas as características e as propriedades físicas de vários materiais.

Levando em conta a dificuldade que acarreta a manutenção de temperaturas abaixo de 250 K para utilização de hidrogênio, hélio, acetileno ou metano líquidos, bem como o custo de aquisição de plásticos, grafite e materiais como o lítio, berílio, boro e seus compostos, estes pouco abundantes na crosta terrestre, a escolha reduz-se à água e à madeira (a parafina já foi testada por Chupp et alii em 1968). Como a madeira apresentava um meio termo no compromisso de um número atômico Z baixo e baixa porcentagem de hidrogênio, aliados a uma densidade relativamente alta, que oferecia uma blindagem de alta densidade superficial, sem representar um peso considerável de carga³, ela foi escolhida como a mais adequada para a realização do experimento.

³ *Pode-se demonstrar que, para uma parede com certa densidade superficial em torno de um detetor, a blindagem mais leve é aquela feita com o material mais denso.*

TABELA 1.2

CARACTERÍSTICAS DE MATERIAIS DE BAIXO NÚMERO ATÔMICO MÉDIO

MATERIAL	Z _{MÉDIO}	Z _{A_{MÉDIO}}	PORCENTA GEM DE HÍDROGÊNIO	DENSIDADE (g/cm ³)	T (°K)
Hidrogênio líquido	1,00	1,00	100%	0,070	<20,7
Hélio líquido	2,00	0,5	-	0,147	< 4,56
Metano líquido	2,00	0,63	80%	0,415	< 112
Parafina sólida (C _n H _{2n+2}) (n>15)	2,6	0,58	68%	0,88-0,92	< 320
Lítio sólido	3,00	0,43	-	0,534	< 452
Água	3,33	0,56	67%	1,00	>273,16
Gelo	3,33	0,56	67%	0,92	<273,16
Acetileno líquido (C ₂ H ₂)	3,50	0,54	50%	0,618	< 190
Carbureto de lítio (Li ₄ C ₂)	4,00	0,46	-	1,65	
Berílio sólido	4,00	0,44	-	1,85	< 1551
Madeira Aroeira do Sertão	4,10	0,53	47%	1,3	< 533
Boro sólido	5,00	0,46	-	2,35	< 2573
Grafite sólido	6,00	0,50	-	2,25	< 3925
Ar líquido	7,26	0,50	~0%	~0,87	< 80
Ferro	26	0,47	-	7,86	< 1808
Chumbo	82	0,40	-	11,34	< 600

FONTES: Handbook of Chemistry and Physics (1969); The Condensed Chemical dictionary (1981).

O objetivo deste trabalho é, portanto, o estudo da eficiência da madeira como blindagem passiva para partículas e fótons na faixa de baixa energia. Para isto dois cintiladores NaI(Tl), 4"x4" (fator geométrico ~122 cm²) voaram a bordo de avião (aeronave Bandeirante do INPE), sendo um dos detetores envolvido totalmente por 16 cm de madeira Aroeira do Sertão, representando 20 g/cm² de blindagem. Os resultados são analisados (Capítulos 4 e 5) de forma a se chegar a conclusões sobre a eficiência de madeira como blindagem para essa faixa de energia.

Por diversos motivos não foi possível realizar um voo da madeira a bordo de balão estratosférico, o que enriqueceria consideravelmente a interpretação dos resultados experimentais. Por sinal, levando em conta o interesse em obter resultados em todas as altitudes, pode-se sugerir que o veículo ideal seja um balão estratosférico programado para realizar uma subida lenta.

CAPÍTULO 2

INTERAÇÕES NA ATMOSFERA

Para compreender os fenômenos que ocorrem na atmosfera terrestre e na matéria por ocasião da incidência da radiação cósmica, é necessário conhecer todas as interações que ocorrem no desenrolar de tais fenômenos. Das quatro interações físicas existentes, são de especial importância para o caso: as interações fortes, as interações fracas e as eletromagnéticas.

Antes de apresentar os resultados experimentais em comparação com os aspectos teóricos dos fenômenos ocorridos nas altitudes exploradas e com os resultados obtidos por outros autores em condições diversas, serão colocados inicialmente todos os principais modos em que tais interações se manifestam. Em primeiro lugar são descritas as interações eletromagnéticas, na ordem em que ocorrem na atmosfera, a partir das energias maiores para as menores. Em seguida são estudadas as interações fortes e fracas e a cadeia de interações na atmosfera. Por último, são apresentados resultados de experimentos anteriores na faixa da radiação gama, voados a bordo de balões estratosféricos.

2.1 - INTERAÇÕES ELETROMAGNÉTICAS ACIMA DE 0,5 MeV

2.1.1 - PRODUÇÃO DE PARES

Um fóton com energia acima de 1,022 MeV pode interagir com o campo de um núcleo atômico, o que resulta em sua total absorção por este campo e na produção de um par pósitron-nêgatron. Também é possível (embora menos provável) a interação de um fóton acima de 2,044 MeV com o campo de um elétron atômico, o que resulta (além da sua absorção) num tripleto — o par pósitron-nêgatron e a liberação do elétron atômico (nêgatron).

O caso em que os elétrons atômicos não tomam parte relevante na transferência de energia entre fóton e átomo chama-se produção de pares elástica ou coerente. Em caso contrário, isto é, quando parte

da energia na interação é transferida para um elétron atômico por excitação ou ionização, tem-se a produção de pares inelástica ou incoerente; no caso de ionização, tem-se o tripleto.

Em qualquer dos casos, entretanto, existe a necessidade da proximidade de partículas carregadas (no caso núcleos ou elétrons atômicos) para que ocorra a interação eletromagnética e seja possível a conservação das quantidades de momento e energia.

Como a energia transferida para o núcleo atômico no processo é muito pequena e como a energia envolvida pela ionização de um elétron atômico é de alguns elétrons-volt no máximo (Richtmyer et alii, 1969), pode-se considerar, em termos práticos, que toda a energia do fóton gama é transformada em energias cinéticas dos elétrons (pósitron e negátron). No caso mais frequente — criação do par pósitron-negátron — a energia do fóton é igual a $(E_{ce-} + m_e c^2) + (E_{ce+} + m_e c^2)$, onde E_{ce-} e E_{ce+} são as energias cinéticas do negátron e do pósitron, respectivamente, e $m_e c^2$ ($=0,511$ MeV) é a energia de repouso do elétron (Evans, 1955).

Na Figura 2.1 são mostradas as curvas teóricas de seção de choque para a produção de pares ${}_a K$ dividida por Z , no chumbo, alumínio e ar. À medida que cresce a energia do fóton incidente, acima de 1,022 MeV ${}_a K$ cresce inicialmente de forma lenta, aumentando depois paulatinamente, para em seguida voltar a diminuir a velocidade de crescimento, até atingir o valor constante (Bethe and Heitler, 1934):

$${}_a K (h\nu \gg 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}) = Z^2 \sigma_0 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right], \quad (2.1)$$

onde $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 5,80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{núcleo}$.

Durante o crescimento rápido de ${}_a K$ este é expresso empiricamente por (Bethe and Heitler, 1934):

$${}_a K (m_0 c^2 \ll h \ll 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}) = Z^2 \sigma_0 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{2h\nu}{m_0 c^2} - \frac{278}{27} \right] \quad (2.2)$$

Nota-se que neste trecho e energia, σ_K para a produção de pares no campo do núcleo atômico é proporcional a Z^2 . Na verdade, σ_K também é proporcional a Z^2 para a região próxima de 0,511 MeV; apenas em energias muito altas é que a proporcionalidade se afasta de Z^2 . Já a produção de pares no campo de um elétron atômico, ou tripleto, tem sua seção de choque basicamente proporcional a Z e uma ordem de grandeza no mínimo Z vezes menor que a seção de choque para a produção de pares no campo do núcleo atômico; além do mais, abaixo de 7 MeV a seção de choque no campo de um elétron atômico é desprezível em relação à seção de choque no campo de um núcleo atômico.

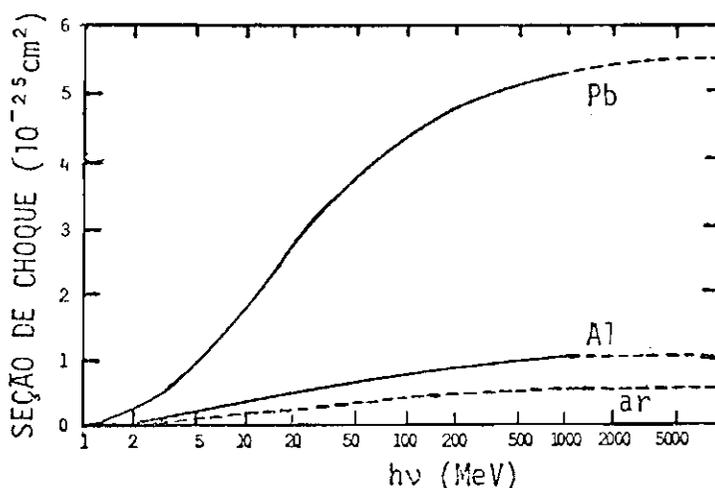


Fig. 2.1 - Seções de choque teóricas σ_K/Z para produção de pares.

FONTE: Heitler (1944).

Existe também a produção de pares pela interação do fóton gama com outro fóton que tenha pelo menos energia maior que $\frac{(0,511 \text{ MeV})^2}{E_\gamma}$ onde E_γ é a energia do gama. A seção de choque desta interação é (Heitler, 1954):

$$\sigma_f(E_\gamma, E_{\text{fóton}}) = \frac{\pi r_0^2}{2} (1-\beta^2) \left[2\beta(\beta^2-2) + (3-\beta^4) \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) \right], \quad (2.3)$$

$$\text{onde } \beta = \left[1 - \frac{(m_0 c^2)^2}{E_\gamma E_{\text{fóton}}} \right]^{1/2}, \quad (2.4)$$

e tem o valor máximo (=170 mbarns) quando $E_{\gamma} E_{\text{fóton}} \approx 0,511 \text{ MeV}^2$. Porém isto tem pouca importância no presente estudo, pois a densidade de fótons que satisfazem estas condições na atmosfera é muito pequena. Só para es calas astronômicas de percurso é que haveria alguma relevância.

Também é possível a criação de um par, μ^+ e μ^- , quando um fóton passa através do campo coulombiano de um núcleo; porém, a seção de choque neste processo é

$$\left(\frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^2 \approx \left(\frac{1}{207}\right)^2$$

vezes menor que para a produção do par nêgatron-pôsitron, além de ser pos sível apenas para fótons acima de $2 m_{\mu} c^2 \approx 211 \text{ MeV}$ (Lang, 1980).

2.1.2 - RADIAÇÃO DE FREAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)

Uma partícula carregada qualquer pode, sob a ação de um campo elétrico, sofrer desacelerações com a consequente emissão de um fô ton; é portanto uma interação eletromagnética partícula-matéria.

Classicamente a intensidade do fóton é proporcional a

$$\frac{(Zz)^2}{(m_{\text{part.}})^2},$$

onde Z é a carga da matéria que produz o campo e z e $m_{\text{part.}}$ são a carga e a massa da partícula, respectivamente. Portanto, na prática, a teoria clássica já prevê que quanto maior for o produto Zz e menor for $m_{\text{part.}}$, mais eficiente será o processo de freamento de cargas por campos elêtri cos. Isto faz com que o campo elétrico seja o produzido por um núcleo atômico e a partícula seja um elétron (nêgatron ou pôsitron). Para todas as outras partículas com massa superior à do elétron (inclusive múons) o processo é desprezível. E quanto menor for o núcleo atômico, menor será o número atômico e, conseqüentemente, a parcela da energia da partícula incidente transformada em fóton ($h\nu = \Delta E_{\text{cpart.}}$).

No caso não relativístico, o fóton emitido carrega peque na parcela de momento, podendo tomar qualquer direção. Entretanto, para elétrons de 2 MeV de energia cinética, que já possuem $v=0,97c$, o elétron residual e o fóton produzido já seguem de perto a direção do elétron incidente.

O ângulo médio entre a direção do elétron relativístico incidente e o fóton emitido é da ordem de $m_0 c^2 / E_{ce}$ (em radianos). (Bethe, 1934). No caso de elétrons incidentes de 10 MeV ($\beta=0,9987c$), o ângulo médio fica em torno de 3° .

Segundo Bethe e Heitler (1934), a seção de choque para "bremsstrahlung" é dada pelas expressões:

$$\sigma_{\text{rad.}} = 4 \left[\ln \left(2 \frac{E_{ce} + m_0 c^2}{m_0 c^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \sigma_0 Z^2 \quad (2.5)$$

para $m_0 c^2 \ll E_{ce} \ll 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$

e

$$\sigma_{\text{rad.}} = 4 \left[\ln (183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right] \sigma_0 Z^2 \quad (2.6)$$

para $E_{ce} \gg 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$,

onde $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 0,58$ milibarn/núcleo.

Pode-se confirmar a estreita relação que existe entre este processo (radiação de freamento, e a produção de pares. Aqui como lã a variação segue proporcional a Z^2 até atingir as proximidades do mesmo limite — $137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$ — quando, então, começa a mudar para o mesmo fator corretivo.

Pode-se também definir a seção diferencial de choque de radiação de freamento $f = E_\gamma d\sigma_{\text{rad.}} / dE_\gamma$. A Figura 2.2 mostra f em função

da energia do fóton produzido para elétrons incidentes de 2 MeV, 10 MeV, 100 MeV e 1000 MeV.

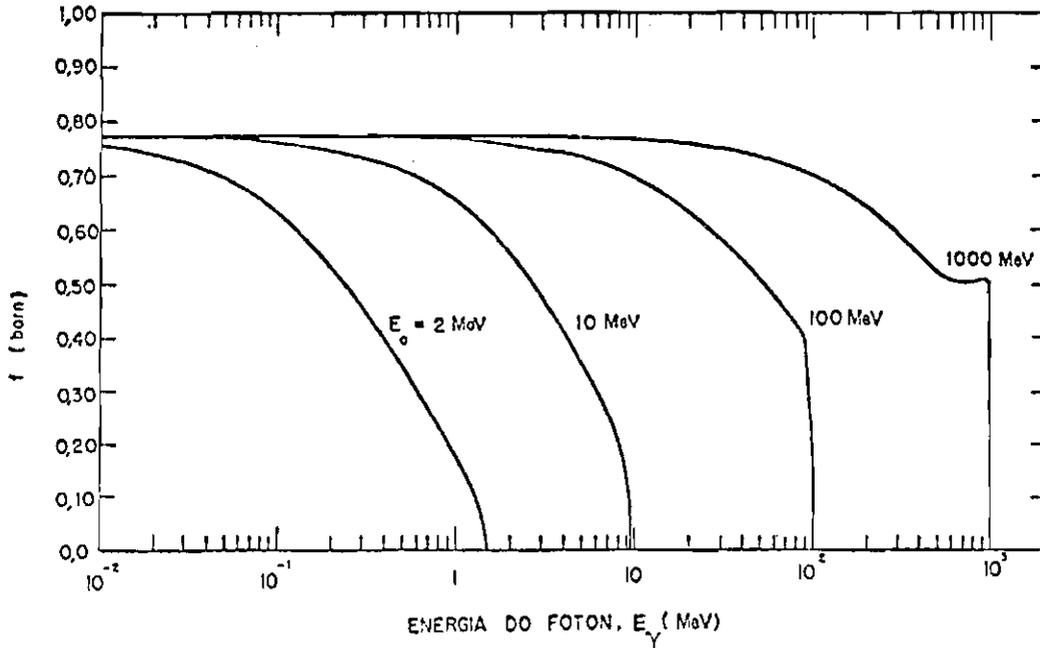


Fig. 2.2 - Seções diferenciais de choque de radiação de freamento f em função da energia do fóton emitido para alguns elétrons incidentes.

FONTE: Dutra (1975).

2.1.3 - EFEITO COMPTON

O choque de um fóton com um elétron atômico, que resulta na deflexão do fóton com ou sem perda de energia, é um fenômeno físico generalizado para qualquer faixa eletromagnética. Porém, quando o fóton envolvido é muito energético (acima de algumas dezenas de KeVs), a energia de ligação da maioria dos elétrons atômicos é desprezível em relação à energia do fóton incidente. Neste caso tem-se o efeito Compton, onde os

elétrons são considerados livres e em repouso. No choque, o fóton incidente interage com o campo do elétron "livre", sendo parte de sua energia e de seu momento absorvida por este, que, ao adquirir movimento linear, reemite novo fóton de frequência menor, numa direção determinada, satisfazendo as leis da conservação. A Figura 2.3 ilustra esta colisão elástica.

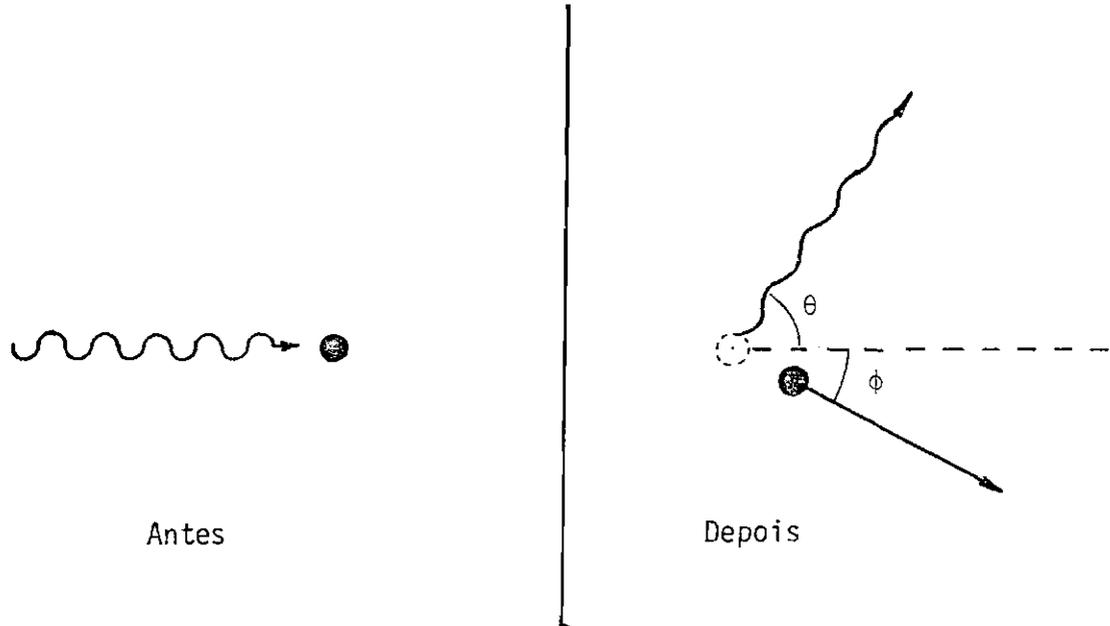


Fig. 2.3 - Efeito Compton — colisão elástica de fóton com elétron livre em repouso.

Para a colisão, valem as seguintes relações:

$$\frac{1}{E_{\gamma'}} - \frac{1}{E_{\gamma}} = \frac{1 - \cos \theta}{m_0 c^2}, \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo que a trajetória do fóton emitido forma com a do incidente, $E_{\gamma} = h\nu$ é a energia do fóton inicial, $E_{\gamma'} = h\nu'$ é a energia do fóton emitido, e $m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV}$ é a energia de repouso do elétron, e

$$E_{ce} = E_{\gamma} \frac{\frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \left(\frac{E_{\gamma}}{m_0 c^2}\right) (1 - \cos \theta)} \quad (2.8)$$

é a energia cinética do elétron espalhado. Desta forma, o caso da mínima energia do fóton emitido corresponde à situação de máxima energia trans

ferida para o elétron e, para $\theta = 180^\circ$ ($\phi = 0^\circ$), resulta em:

$$E_{\gamma' \text{mínima}} = \frac{E_\gamma}{1 + 2 (E_\gamma / m_0 c^2)}, \quad (2.9)$$

$$E_{ce \text{máxima}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2} (m_e c^2 / E_\gamma)}, \quad (2.10)$$

Logicamente $E_{\gamma' \text{mínima}} + E_{ce \text{máxima}} = E_\gamma$.

A seção diferencial de choque para a radiação incidente (fótons) é dada por:

$$d(e^\sigma) = \frac{r_0^2}{d} d\Omega \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right) \left(\frac{E_\gamma}{E_{\gamma'}} + \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} - \text{sen}^2 \theta \right), \quad (2.11)$$

onde $r_0 = e^2 / m_e c^2 = 2,818 \times 10^{-13}$ cm é o raio clássico do elétron, e $d\Omega = 2\pi \text{sen } \theta d\theta$.

A Figura 2.4 é uma representação polar da Equação 2.11

Para obter o número de fótons espalhados entre θ_1 e θ_2 , integra-se (e^σ) dentro desses limites:

$$e^\sigma (\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} d(e^\sigma). \quad (2.12)$$

Sabendo que

$$\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos \theta)}, \quad (2.13)$$

onde $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$, tem-se:

$$e^{\sigma} (\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \pi r_0^2 \left[\frac{\text{sen } \theta}{(1+\alpha) - \alpha \cos \theta} + \frac{\text{sen } \theta}{[(1+\alpha) - \alpha \cos \theta]^3} - \frac{\text{sen}^3 \theta}{[(1+\alpha) - \alpha \cos \theta]^2} \right] d\theta . \quad (2.14)$$

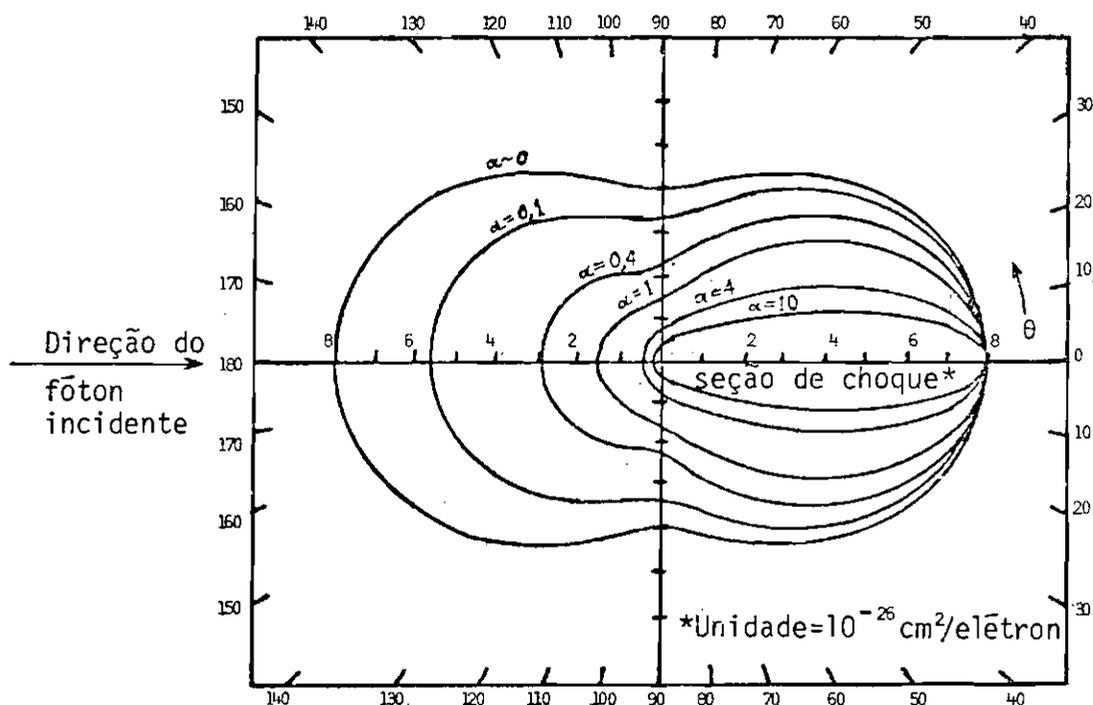


Fig. 2.4 - Número de fótons espalhados dentro do ângulo sólido $d(e\sigma)/d\Omega$, no ângulo médio de espalhamento θ .

FONTE: Davisson and Evans (1952).

Como o terceiro termo não é analiticamente integrável, calcula-se toda a integral numericamente. A Figura 2.5 apresenta os valores da função dentro da integral (Equação 2.14), ou seja, $d(e\sigma)/d\theta$ em função de θ . As Figuras 2.6 e 2.7 apresentam a integração de e^{σ} de $\theta_1=0^{\circ}$ a θ_2 em valores absolutos e relativos com o $e^{\sigma}_{\text{máx.}}$, respectivamente.

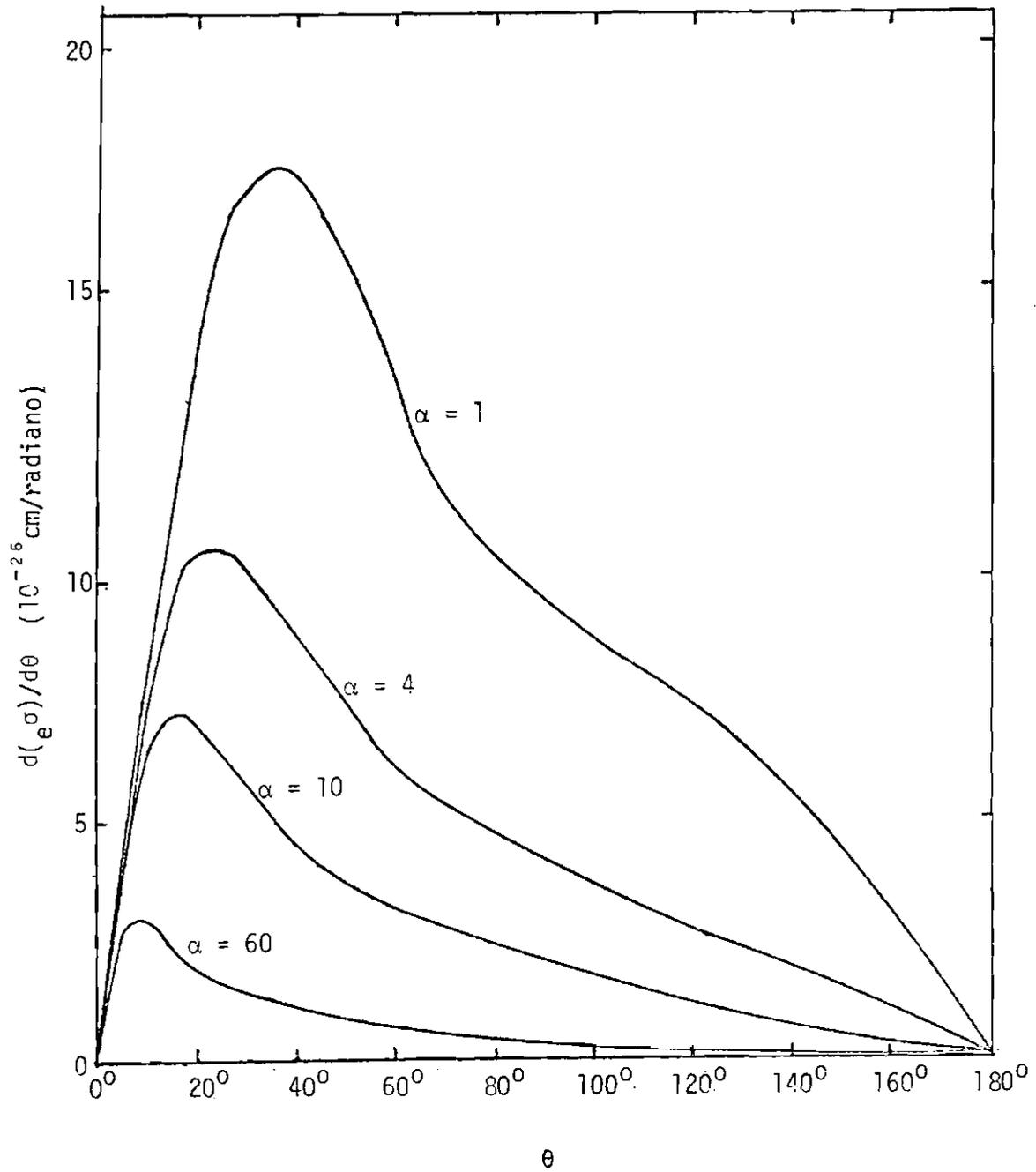


Fig. 2.5 - Distribuição preferencial dos ângulos de emissão do fóton (Compton).

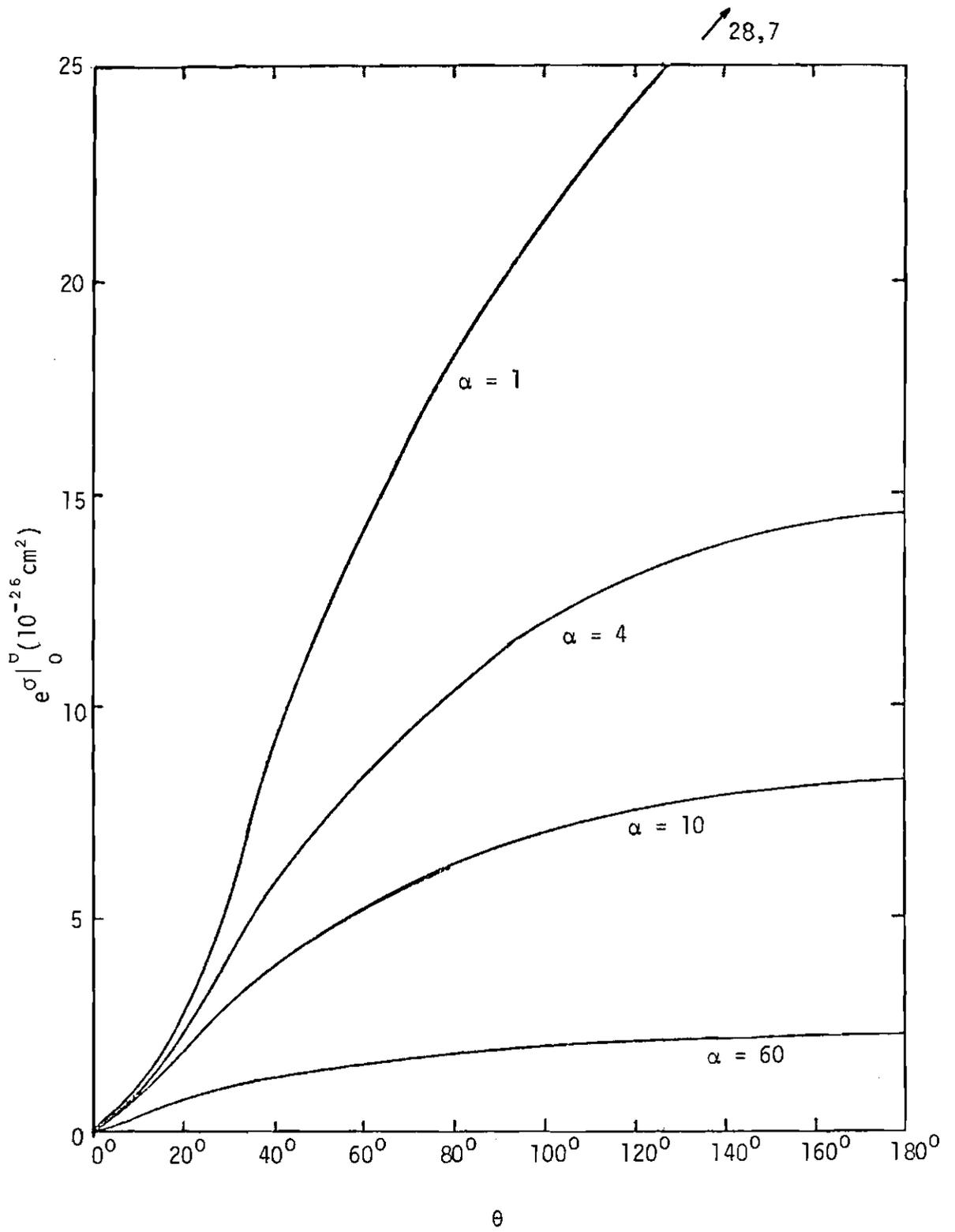


Fig. 2.6 - Seção de choque integrada de 0° a θ .

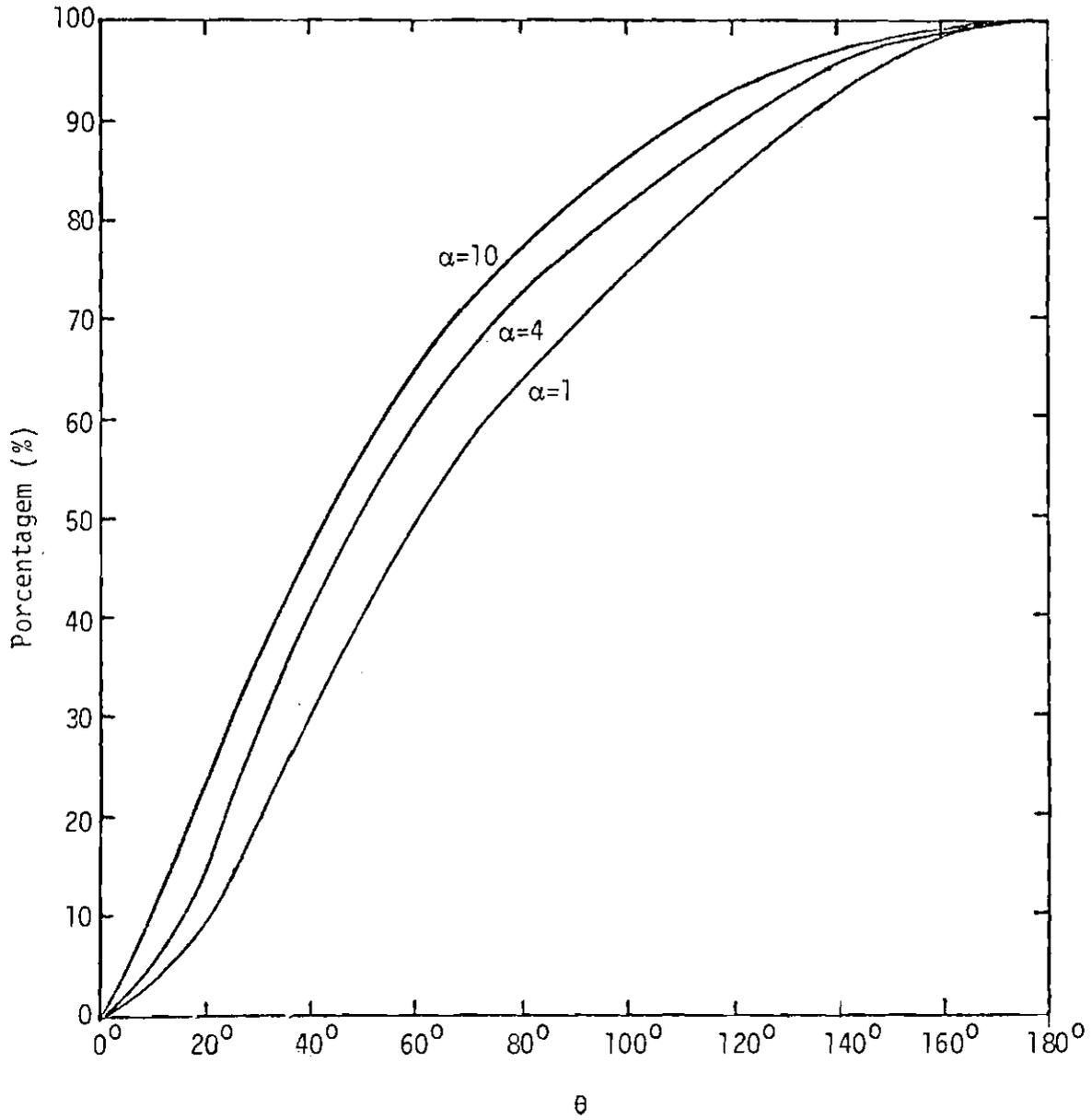


Fig. 2.7 - Porcentagem das deflexões dentro do cone de meio ângulo θ .

Segundo Evans (1955), a integração da Equação 2.14 de 0° a 180° resulta analiticamente em:

$$e^\sigma (\text{total}) = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{ cm}^2/\text{el\u00e9tron.} \quad (2.15)$$

Ent\u00e3o, a se\u00e7\u00e3o de choque de um determinado material (σ_a) \u00e9 facilmente calculada por $\sigma_a = Z(\sigma)$, onde Z \u00e9 o n\u00famero at\u00f4mico m\u00e9dio do material.

Para a distribui\u00e7\u00e3o dos el\u00e9trons, pode-se repetir toda a opera\u00e7\u00e3o para

$$\frac{d_e \sigma}{d\Omega'} = \frac{d_e \sigma}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\Omega'}, \quad (2.16)$$

onde $\frac{d\Omega}{d\Omega'} = [(1+\alpha)^2 (1-\cos\theta)^2] / \cos^3\phi$,

sendo ϕ o \u00e2ngulo da trajet\u00f3ria do el\u00e9tron com a trajet\u00f3ria do f\u00f3ton incidente. Obviamente todos os el\u00e9trons s\u00e3o espalhados para frente, o que implica que $\phi < 90^\circ$.

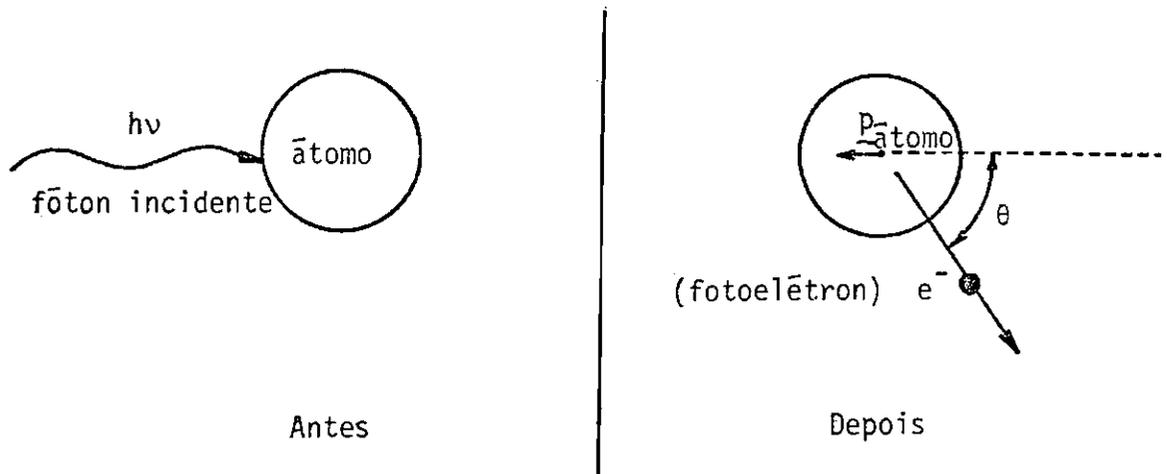
A intera\u00e7\u00e3o de f\u00f3tons com el\u00e9trons totalmente livres, quando ocorre espalhamento tamb\u00e9m \u00e9 efeito Compton. Entretanto, no caso do presente estudo (baixa atmosfera e materiais considerados), a densidade de el\u00e9trons at\u00f4micos \u00e9 muito maior que a de el\u00e9trons (neg\u00e1trons ou p\u00f3sitrons) livres. Apenas em fen\u00f4menos astrof\u00edsicos \u00e9 de especial interesse este tipo de intera\u00e7\u00e3o, ainda mais porque os el\u00e9trons livres facilmente adquirem velocidades relativ\u00edsticas na presen\u00e7a de campos interestelares, o que faz ocorrer uma esp\u00e9cie de efeito Compton com inver

são no tempo, denominado Compton inverso — o elétron perde energia e o fóton emitido é de maior frequência que o incidente.

2.1.4 - ABSORÇÃO FOTOELÉTRICA

Um elétron livre não pode absorver totalmente a energia e momento de um fóton incidente, apenas parte delas (efeito Compton). Porém, se for um elétron atômico fortemente ligado, de forma que a energia do fóton incidente excede um pouco a sua energia de ligação, o fóton poderá ser totalmente absorvido por esse elétron. Esse fenômeno de nomina-se Efeito Fotoelétrico. Toda energia e momento do fóton (que desaparece) são transferidos para o conjunto elétron-núcleo atômico, e o elétron, que recebeu a maior parcela de energia, é ejetado do átomo, formando um ângulo θ com a trajetória do fóton incidente. Uma vez que o momento de um fóton para baixas energias (como as de ligação eletrônica num átomo) é bem menor que o de um elétron de mesma energia, o núcleo absorve momento negativo, ou seja, desloca-se no sentido contrário ao do fóton incidente (a Figura 2.8 ilustra a dinâmica do efeito fotoelétrico. Portanto, se o elétron não fosse fortemente ligado ao núcleo, este não poderia "ser utilizado" para equilibrar o balanço de trocas de energia e momento. Entretanto, se for considerado um fóton com energia muito maior que as de ligação eletrônica, não existirá tempo, mesmo para os elétrons mais ligados, para que o núcleo "participe" no processo de conservação de energia e momento. O elétron é considerado livre e um fóton de menor energia é emitido para satisfazer o balanço. O efeito fotoelétrico dá lugar ao Compton.

Segundo Evans (1955), 80% dos processos de absorção fotoelétrica ocorrem na camada K, a mais interna. Uma parcela muito pequena da energia é transferida ao núcleo atômico, podendo portanto ser considerada como $(h\nu - B_e)$ a energia cinética E_{ce} transferida ao elétron, onde $h\nu = E_\gamma$ é a energia do fóton incidente e B_e , a energia de ligação do elétron, a qual aparece na forma de raio-x ou elétron Auger quando a vaga deixada pelo elétron é preenchida.



Obs.: $p_{\text{átomo}}$ é o momentum do átomo.

Fig. 2.8 - Efeito fotoelétrico.

O ângulo que define o cone divisor das duas metades de partículas é apresentado na Figura 2.9 em função da energia. Observa-se que, para fótons incidentes de altas energias, o fotoelêtron tende a ser ejetado para frente e dentro de um pequeno ângulo com a trajetória daquele.

Valores teóricos aproximados da seção de choque σ_a são mostrados na Figura 2.10 em função da energia. Observa-se que para energias em torno de 0,511 MeV, σ_a é proporcional a E_Y^{-3} , mas esta proporcionalidade vai mudando até chegar a 5 MeV em função de E_Y^{-1} . Quanto à proporcionalidade de σ_a em relação ao número atômico (Z) vê-se claramente que sendo as curvas aproximadamente "paralelas" (isto é, não se cruzam), a escala vertical está definida em termos de σ_a/Z^5 , e estando

as curvas correspondentes aos maiores números atômicos abaixo das correspondentes aos menores, a proporcionalidade não será maior que Z^5 . Já em torno de 0,511 MeV esta proporcionalidade é $\sim Z^{4,4}$.

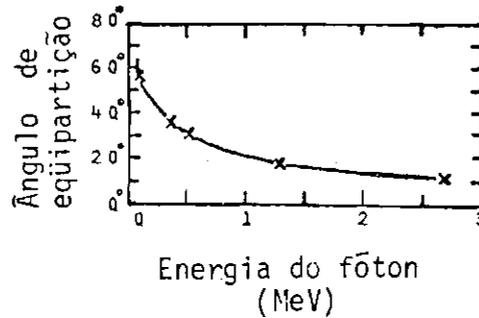


Fig. 2.9 - Cone de equipartição de elétrons em função da energia do fóton incidente.

FONTE: Davisson and Evans (1952).

Também é definida uma seção de choque de espalhamento relacionada com a parcela de energia transferida ao raio-x ou elétron Auger, de forma que $\tau_a + \tau_s = \tau$ é uma seção de choque total para o efeito fotoelétrico. As razões entre elas são as seguintes, segundo Evans (1955):

$$\frac{\tau_a}{\tau} = \frac{h\nu - B_e}{h\nu} \quad (2.17)$$

e

$$\frac{\tau_s}{\tau} = \frac{B_e}{h\nu} \quad (2.18)$$

Note-se que B_e para um mesmo tipo de camada varia com $\sim Z^2$; logo, para materiais de baixo Z , τ_s é desprezível para grandes energias.

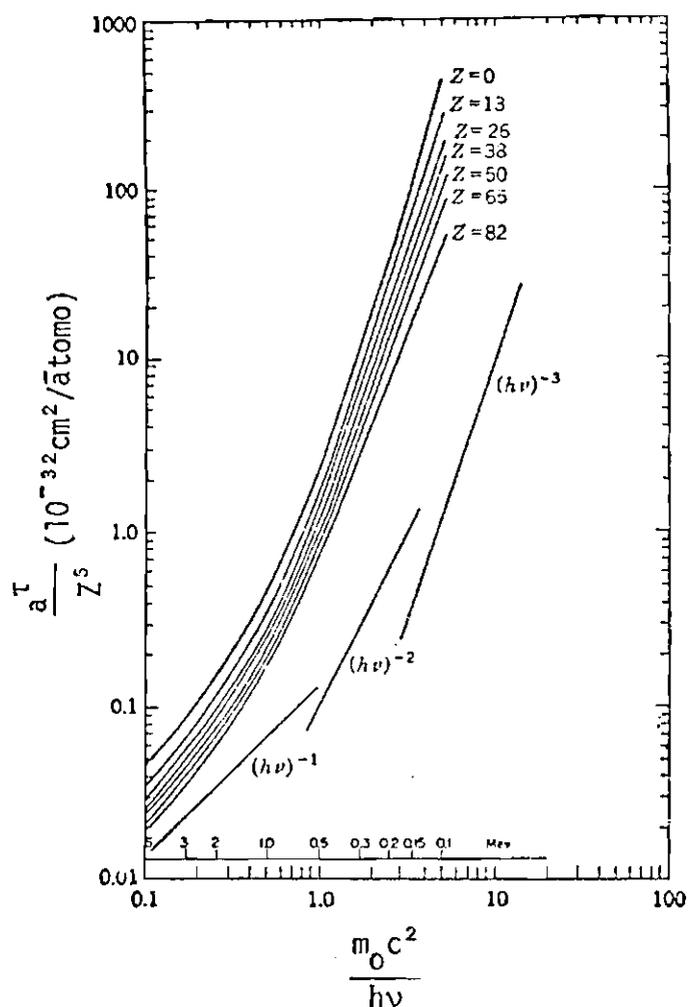


Fig. 2.10 - Valores teóricos aproximados da seção de choque a_{τ} em função da energia.

FONTE: Davisson and Evans (1952).

2.1.5 - IONIZAÇÃO

A interação de um fóton com a matéria ocorre segundo uma certa probabilidade por unidade de distância percorrida. Desta, forma, o fóton pode descrever longo percurso na matéria antes que sofra alguma interação. Para uma partícula carregada (α , próton, múon, elétron, etc.), entretanto, a interação ocorre durante toda a trajetória dentro da matéria. A partícula vai perdendo energia excitando ou ionizando elétrons

atômicos que encontra no caminho (em colisões inelásticas), até parar totalmente. A Figura 2.11 apresenta a perda de energia do elétron por g/cm² em função da sua energia em alguns materiais. Esta perda é proporcional a aproximadamente Z/A, o que indica que a seção de choque do processo é aproximadamente proporcional a Z. Interessante também notar que a perda por ionização para elétrons relativísticos é maior em uma substância em seu estado gasoso (onde cada átomo é independente dos outros) que em seu estado condensado (sólido ou líquido).

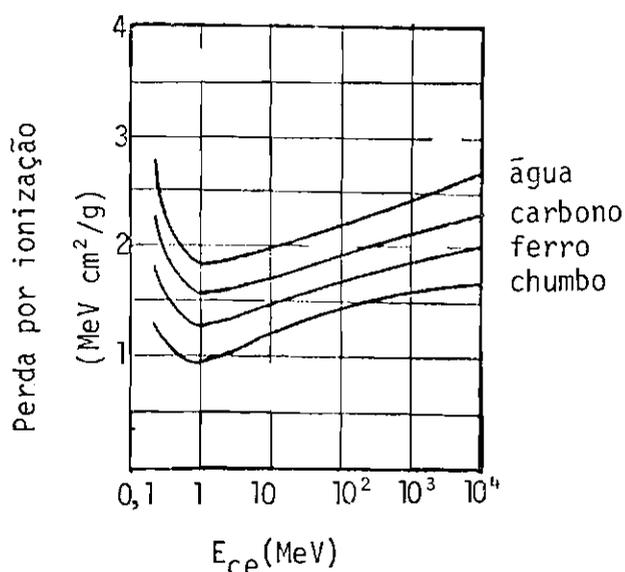


Fig. 2.11 - Perda de energia por colisão eletrônica em várias substâncias.

FORTE: Halpern and Hall (1948).

Segundo Haymes (1971), a seção de choque de ionização é:

$$\sigma_{\text{ionização}} = \frac{2Z}{\beta^4} \ln (E_{ce} \sqrt{2} / I) \quad [\text{barns}/\text{átomo}], \quad (2.19)$$

onde $\beta = v_{\text{elêtron}}/c$, e I é o potencial médio de ionização no meio (de número atômico Z) considerado. Deve-se lembrar que

$$E_{ce} + m_e c^2 = E_{te} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.20)$$

2.1.6 - ANIQUILAÇÃO PÓSITRON-NĒGATRON

Pósitrons interagem eletromagneticamente numa colisão com nēgatrons, o que resulta na aniquilação de ambos e na emissão de fōtons. Normalmente, neste processo, sō dois os fōtons emitidos; porē, tambē foi observada a emissão de trēs fōtons. A frequēncia, contudo, deste processo para altas energias cinēticas do par pósitron-nēgatron ē 372 vezes menor que para o primeiro (Stecker, 1971). Apenas em baixas energias cinēticas (menores que 5 keV), quando aumenta consideravelmente a formaçō do positrōnio (um pósitron e um nēgatron "girando" em torno do centro de massa comum, (Richtmyer et alii, 1969)), ē que a emissão de 3 fōtons deixa de ser improvável, pois 3/4 dos casos de formaçō do positrōnio resultam na emissão de 3 fōtons de aniquilaçō (Stecker, 1971).

Para o presente estudo os nēgatrons atômicos ē que deverão ser considerados para o processo de aniquilaçō com pósitrons, pois a populaçō deles ē muito maior que a dos nēgatrons totalmente livres. Portanto, praticamente a ũnica energia cinētica serā proveniente dos pósitrons (livres).

Em cerca de 98% dos casos de aniquilaçō pósitron-nēgatron com produçō de dois fōtons, a energia cinētica dos pósitrons ē pequena o suficiente para considerar o momento do centro de massa do conjunto como prōximo de zero (Evans, 1955); neste caso os fōtons sō emitidos em sentidos opostos ($\theta \cong 180^\circ$), ambos em torno de 0,511 MeV. Se o momento for zero, o ângulo serā de 180° e os dois fōtons terā ambos energia 0,511 MeV. Entretanto, em cerca de 2% dos casos o pósitron serā relativístico e os fōtons se afastarā da energia 0,511 MeV: um deles possuirā energia maior que 0,511 MeV e serā emitido para frente; o outro, possuindo energia entre 0,25 e 0,5 MeV, serā emitido para trās (Stecker, 1971).

No caso da emissão de trēs fōtons, a distribuiçō da energia no espectro ē contĳua, tendo 0,511 MeV como limite superior. O nūmero de fōtons por intervalo de energia cai, desde o mĳximo em 0,511 MeV atē zero, para frequēncia eletromagnētica nula (Stecker, 1971).

Existe a possibilidade de aniquilação de um pósitron com um elétron fortemente ligado, de forma que o núcleo participe no balanço de momento. Apenas um fóton é emitido neste caso. Contudo, a seção de choque correspondente para isto ocorrer é sempre menor que $\pi r_0^2 Z^5 / (137)^4$ (Stecker, 1971), sendo relevante apenas para materiais com Z superior a algumas dezenas.

2.1.7 - PROCESSOS DOMINANTES

A probabilidade de ocorrência por unidade de comprimento percorrido para que um fóton gama seja removido de seu feixe é: $\mu = \tau$ (fotoelétrico) + σ (Compton) + K (produção de pares), denominado coeficiente de atenuação linear; e a distância média que o fóton percorre no meio antes de sofrer uma interação é o inverso desse coeficiente linear ($1/\mu$), denominado livre caminho médio. Contudo, μ varia com a densidade do material utilizado. Para evitar esta dependência, define-se um coeficiente de atenuação de massa como μ/ρ , onde ρ é a densidade do meio. Quando μ é expresso em cm^{-1} , tem-se segundo Evans (1955) que:

$$\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right) = \text{seção de choque (cm}^2) \frac{N \left(\frac{\text{átomos}}{\text{mol}} \right)}{A \left(\frac{\text{g}}{\text{mol}} \right)}, \quad (2.21)$$

onde A/N é o peso do átomo médio.

A Figura 2.12 apresenta, de acordo com a energia dada, as regiões de predominância de cada processo em função do Z do material. Nota-se que, para números atômicos abaixo de 10, o processo Compton é o dominante desde aproximadamente 30 keV até cerca de 40 MeV.

A Figura 2.13 apresenta uma comparação das interações eletromagnéticas de elétrons com a matéria (ionização e radiação de freamento) para o ar, alumínio e chumbo. Sendo X_0 a distância que um elétron percorre para perder a fração $(1-1/e)$ de sua energia por radiação de freamento, é da ordem de $9/7 X_0$ o livre caminho médio para a pro

dução de pares por um gama energético (> 100 MeV) no mesmo material (Galbraith, 1958). Para um mesmo meio a razão empírica entre as perdas de energia por distância percorrida entre os processos de radiação de freamento e colisão \bar{e} , segundo Knop e Paul (1965), para os elétrons:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad.}}}{(dE/dx)_{\text{col.}}} = (E_{ce} + m_e c^2) Z / 1600 m_e c^2 \quad (2.22)$$

e os valores de X_0 e ϵ_c (energia crítica em que as parcelas perdidas por radiação e ionização se igualam) para vários materiais, segundo Rossi (1952), estão na Tabela 2.1.

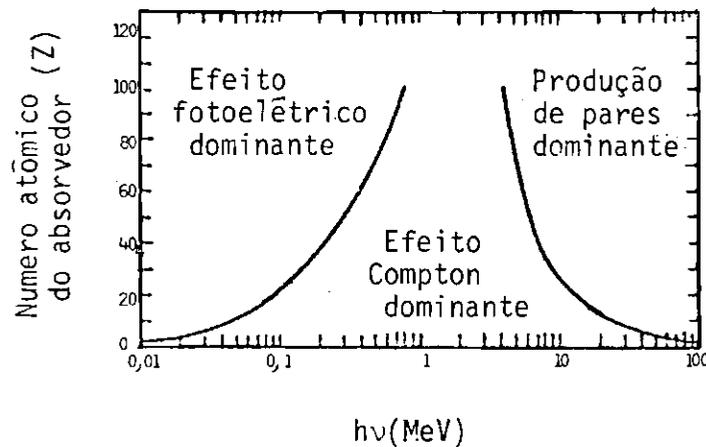


Fig. 2.12 - Importância relativa dos três principais processos de interação γ com a matéria.

FONTE: Evans (1955).

As Figuras 2.14 e 2.15 apresentam os coeficientes de atenuação de massa em função da energia para materiais de alto e baixo Z, respectivamente.

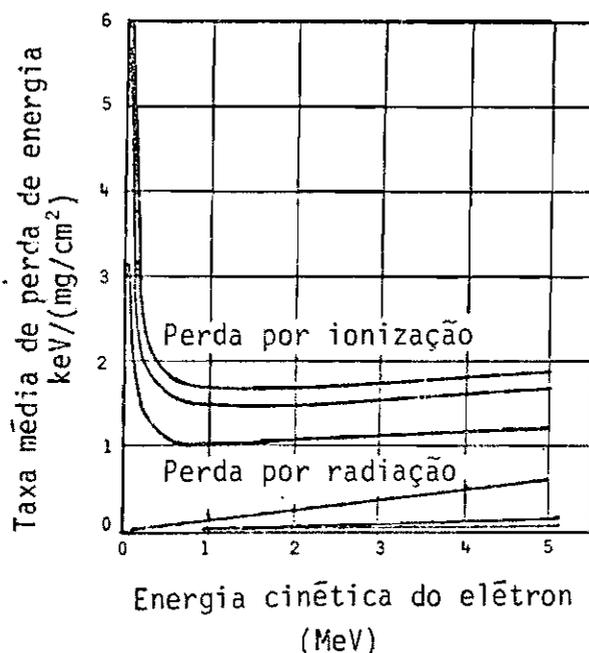


Fig. 2.13 - Perdas de energia versus densidade superficial para elétrons no ar, alumínio e chumbo.

FONTE: Evans (1955).

O efeito fotoelétrico para números atômicos inferiores a 10, como no presente estudo, é praticamente desprezível para energias acima de 0,511 MeV. Até mesmo o espalhamento Rayleigh — que é a interação elástica de um fóton com um elétron fortemente ligado, a qual resulta no desvio da trajetória do fóton — corresponde a valores maiores de seção de choque. Entretanto, como 60 a 70% desses espalhamentos defletem um fóton acima de 0,511 MeV em ângulos menores que alguns graus, sem modificação de sua energia, este processo também é considerado.

TABELA 2.1

COMPRIMENTO DE ATENUAÇÃO POR BREMSSTRAHLUNG E ENERGIAS
CRÍTICAS PARA VÁRIAS SUBSTÂNCIAS

SUBSTÂNCIA	X_0 (g/cm ²)	ϵ_c (MeV)
CARBONO	44,6	102
NITROGÊNIO	39,4	88,7
OXIGÊNIO	35,3	77,7
ALUMÍNIO	24,5	48,8
ARGÔNIO	19,8	35,2
FERRO	14,1	24,2
COBRE	13,1	21,8
CHUMBO	6,5	7,8
AR	37,7	84,2
ÁGUA	37,1	83,8

FONTE: Rossi (1952).

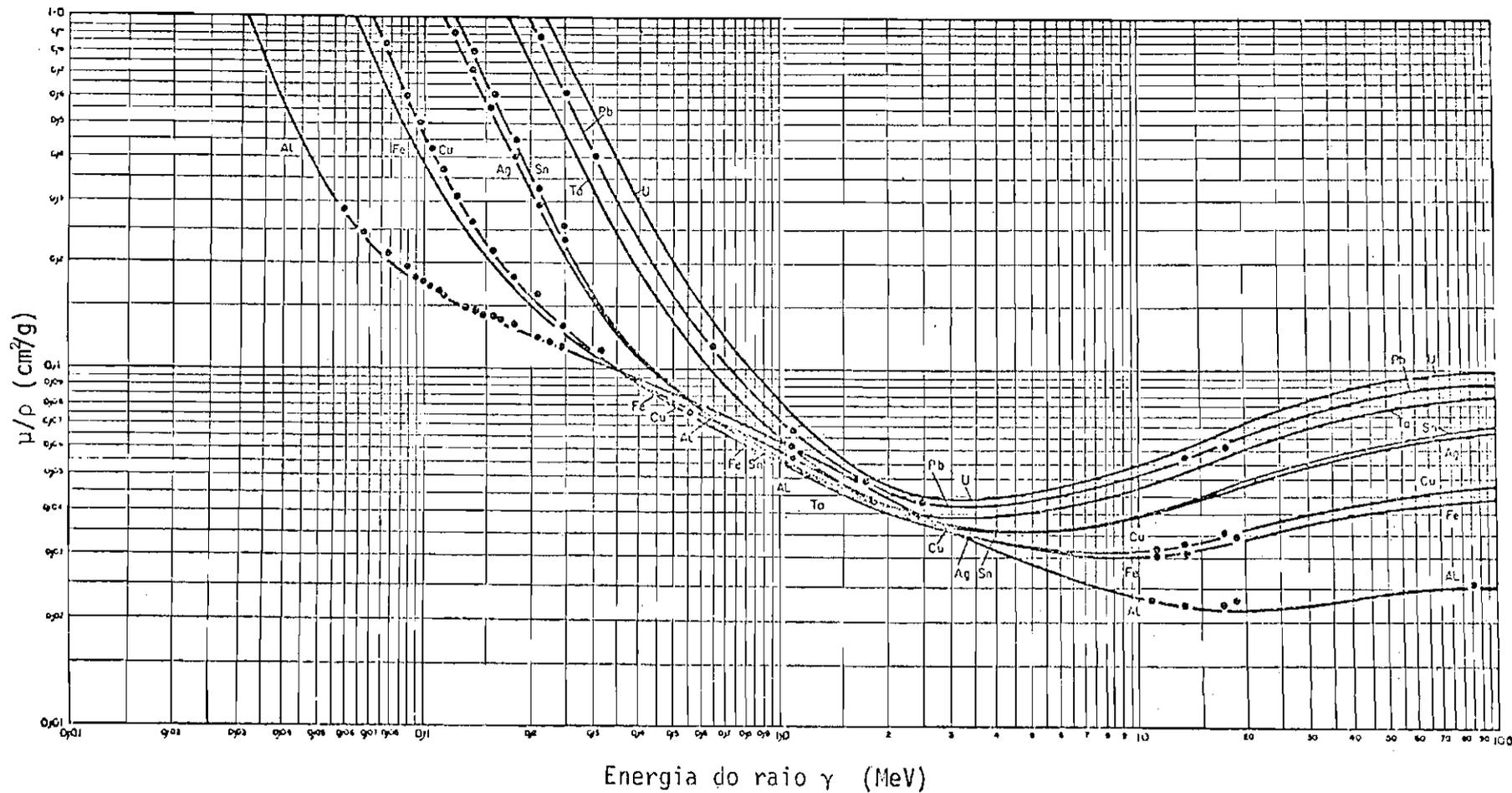


Fig. 2.14 - Coeficientes de atenuação de massa em função da energia para materiais de Z alto.

FONTE: Leipunskii et alii (1965).

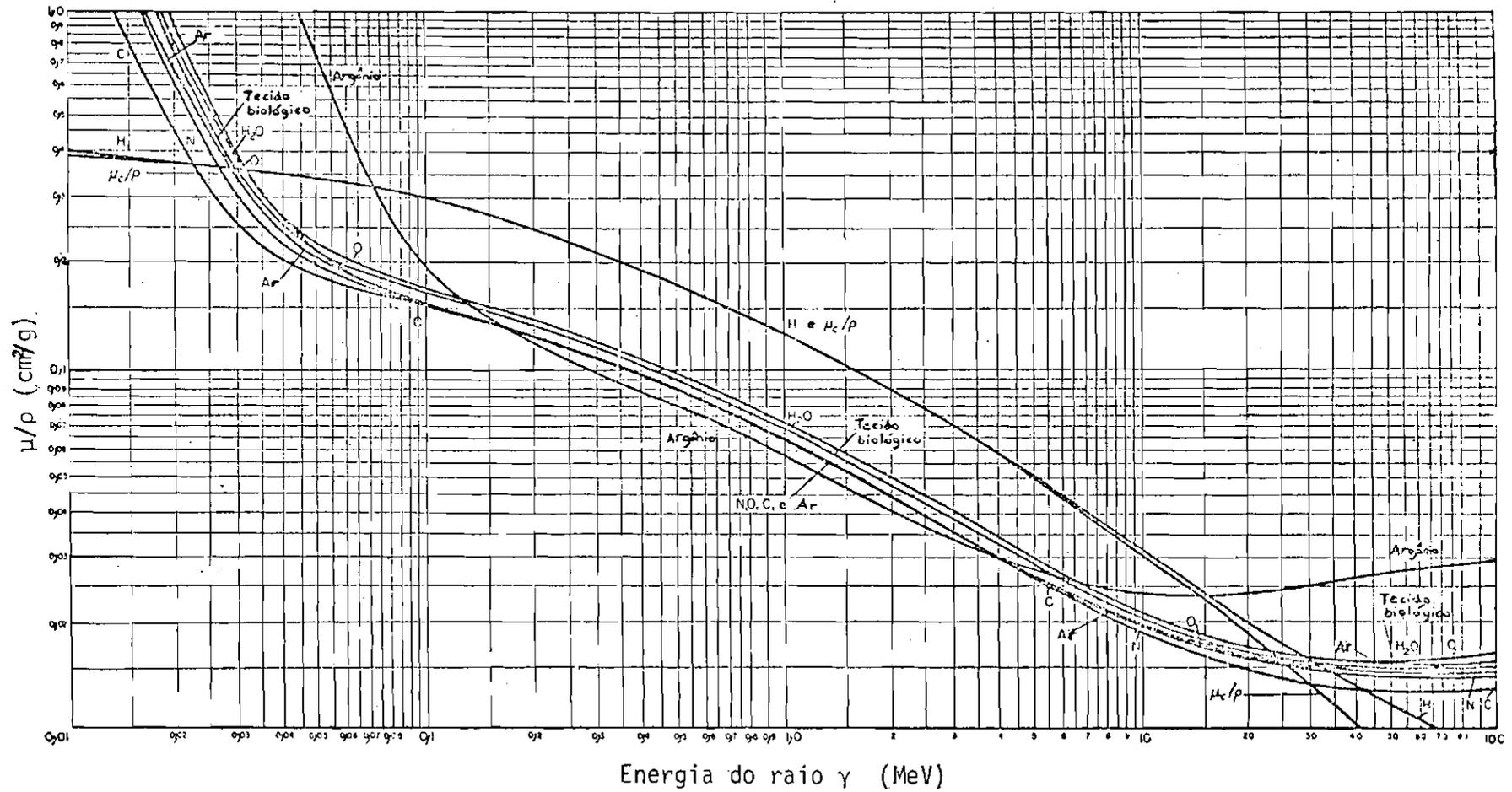


Fig. 2.15 - Coeficientes de atenuação de massa em função de energia para materiais de Z baixo.

FONTE: Leipunskii et alii (1965).

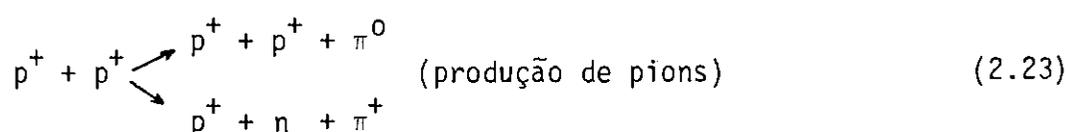
2.2 - INTERAÇÕES FORTES E FRACAS

2.2.1 - PARTÍCULAS ELEMENTARES

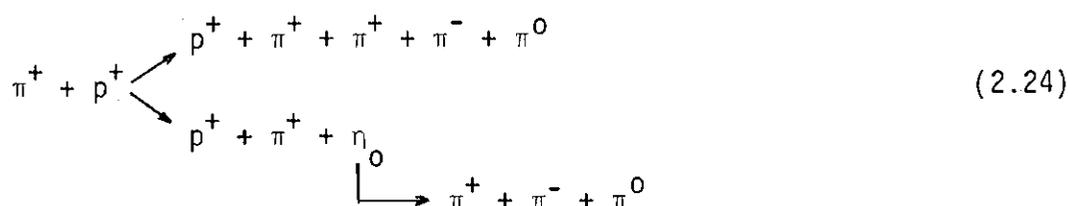
A Tabela 2.2 apresenta as partículas elementares descobertas até a década de 60 com suas principais características. Nota-se que a grande maioria dos subprodutos dos decaimentos de mésons e bárions são píons, múons e gamas. Os múons por sua vez decaem obrigatoriamente em elétrons.

2.2.2 - COLISÕES DE NÚCLEOS ATÔMICOS; "ESTRELAS"

Um píon, méson ou bárion⁴ pode, eventualmente chocar-se com um núcleo atômico. Se a energia envolvida é maior que 290 MeV (limiar de produção de píons) (Galbraith, 1958), existe a possibilidade de criação de partículas; e quanto maior for a energia, mais partículas poderão ser criadas. Por exemplo, numa colisão próton-próton acima de 290 MeV, os seguintes processos podem ocorrer (Alonso and Finn, 1968):



ou numa colisão pion-próton:



⁴ Os mésons e bárions constituem os hádrons, ou seja, o grupo de partículas que pode tomar parte em interações fortes.

TABELA 2.2

PARTÍCULAS ELEMENTARES

FAMÍLIA	PARTÍCULA	SÍMBOLO	MASSA (MeV)	MODOS DE DECAIMENTO PRINCIPAIS	PROBABILIDADE (%)	VIDA MÉDIA (s)	ANTI-PARTÍCULA			
Bósons (sem massa)	fóton	γ	-	estável	-	-	γ			
Léptons (férmions)	neutrino elétrico	ν_e	$<6 \times 10^{-3}$	estável	-	-	$\bar{\nu}_e$			
	neutrino muônico	ν_μ	$<1,2$	estável	-	-	$\bar{\nu}_\mu$			
	nêgatron	e^-	0,511	estável	-	-	e^+ (pósitron)			
	múon	μ^-	105,66	$e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$	100,00	$2,199 \times 10^{-6}$	μ^+			
Mésons (bósons)	píon	π^+	139,58	$\mu^+ + \nu_\mu$	-100,00	$2,606 \times 10^{-8}$	π^-			
		π^0	134,97	$\gamma + \gamma$ $\gamma + e^+ + e^-$	98,84 1,16	$8,4 \times 10^{-17}$	π^0			
	káon	K^+	493,83	$\mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^+ + \pi^0$ $2\pi^+ + \pi^-$ $\pi^0 + e^+ + \nu_e$ $\pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^+ + 2\pi^0$	63 21 5,6 4,8 3,4 1,7		$1,23 \times 10^{-8}$	\bar{K}^-		
		K_L^0	497,75	$\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ $\pi^- + e^+ + \nu_e$ $\pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ $\pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ $3 \pi^0$	9 9 7 7 6,3 11,3		$5,3 \times 10^{-8}$	K_S^0		
			K_S^0	497,75	$\pi^+ + \pi^-$ $2 \pi^0$	35 15		$8,7 \times 10^{-11}$	K_L^0	
			eta	η^0	548,8	$\gamma + \gamma$ $\pi^0 + \gamma + \gamma$ $3 \pi^0$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ $\pi^+ + \pi^- + \gamma$	33 20 20 22 5		$<10^{-16}$	η^0
		Bárions (férmions)	núcleons	próton	p^+	938,26	estável	-	-	\bar{p}^-
	nêutron			n	939,55	$p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	100	$9,35 \times 10^2$	\bar{n}	
	hiperóns		lambda	Λ^0	1115,50	$p^+ + \pi^-$ $n + \pi^0$	66 34		$2,54 \times 10^{-10}$	$\bar{\Lambda}^0$
				sigma	Σ^-	1189,47	$p^+ + \pi^0$ $n + \pi^+$	53 47		$8,1 \times 10^{-11}$
Σ^0			Σ^0	1192,54	$\Lambda^0 + \gamma$			$<1 \times 10^{-16}$	Σ^0	
			Σ^-	1197,41	$n + \pi^-$			$1,6 \times 10^{-10}$	Σ^+	
xi			Ξ^0	1314,9	$\Lambda^0 + \pi^0$			$2,9 \times 10^{-10}$	Ξ^0	
			Ξ^-	1321,3	$\Lambda^0 + \pi^-$			$1,7 \times 10^{-10}$	Ξ^+	
ômega			Ω^-	1672	$\Lambda^0 + K^-$ $\Xi^0 + \pi^-$	50 50		10^{-10}	Ω^+	

FONTES: Rossi (1964); Alonso and Finn (1968); Rosenfeld et alii (1968); Söding et alii (1972).

Em energias mais altas podem surgir outras partículas (léptons, píons, mésons e bárions), assim como, por exemplo, o par próton-antipróton para energias maiores que 5,64 GeV. Se o choque se dá em um núcleo atômico, mesmo abaixo de 290 MeV (mas acima de alguns MeV), pode ocorrer a sua desintegração em vários pedaços. Este caso denomina-se "estrela", pois estes pedaços (com massas significativas), carregando menores parcelas de energia cinética, são emitidos mais ou menos isotropicamente, mesmo no referencial de laboratório; e são justamente eles que deixam trilha de ionização mais visível nas emulsões nucleares e nas câmaras de bolhas, formando a aparência de uma estrela (Ray, 1961). As "estrelas" ou "evaporações nucleares" são verdadeiras desintegrações nucleares que não dependem tanto da energia da partícula incidente, pois o restante de energia é transferido para outros "pedaços" ou para a criação de novas partículas. Se a partícula incidente for um núcleo atômico com vários prótons e nêutrons, ela mesma poderá se desintegrar no choque. Este processo denomina-se "fragmentação".

2.2.3 - DECAIMENTOS

Muitas das partículas elementares são instáveis, ou seja, não tem vida eterna (mesmo longe da presença de outras) — elas decaem espontaneamente, com uma vida média bem definida. Na Tabela 2.2 têm-se os modos de decaimento e as vidas médias das partículas instáveis. No decaimento novas partículas são formadas, de maneira que todas as leis da conservação (momento, momento angular, energia, carga, número de férmions, etc.) sejam respeitadas.

Muitos decaimentos envolvem interações fortes; contudo, serão citados apenas três decaimentos importantes em que tomam parte somente forças fracas.

2.2.3.1 - DECAIMENTO $\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e$

Os múons sempre decaem em elétrons de qualquer energia cinética E_{ce} inferior a $(E_{c\mu} + m_\mu c^2 - m_e c^2)$, porém com maior abun-

dância em torno de 53 MeV (Alonso and Finn, 1968) no sistema de referência do múon original.

2.2.3.2 - DECAIMENTO $\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}/\bar{\nu}_{\mu}$

Um píon carregado π^{\pm} decai preferivelmente em um múon (de mesma carga). Como apenas uma única partícula (neutrino muônico) é formada no processo, além do múon, a energia cinética deste (4,1 MeV) é determinada no referencial do píon original (Alonso and Finn, 1968). Enquanto isso, o neutrino muônico carrega

$$(m_{\pi^{\pm}} c^2) - (4,1 \text{ MeV} + m_{\mu^{\pm}} c^2) = 29,5 \text{ MeV},$$

e sai na mesma direção e sentido oposto ao múon.

2.2.3.3 - DECAIMENTO $\pi^0 \longrightarrow 2 \gamma$

Um píon neutro decai em 99% das vezes em dois fótons gama. No sistema de referência do píon original, os gamas são emitidos em sentidos opostos e na mesma direção, cada um com energia

$$(m_{\pi^0} c/2) = 67,5 \text{ MeV}.$$

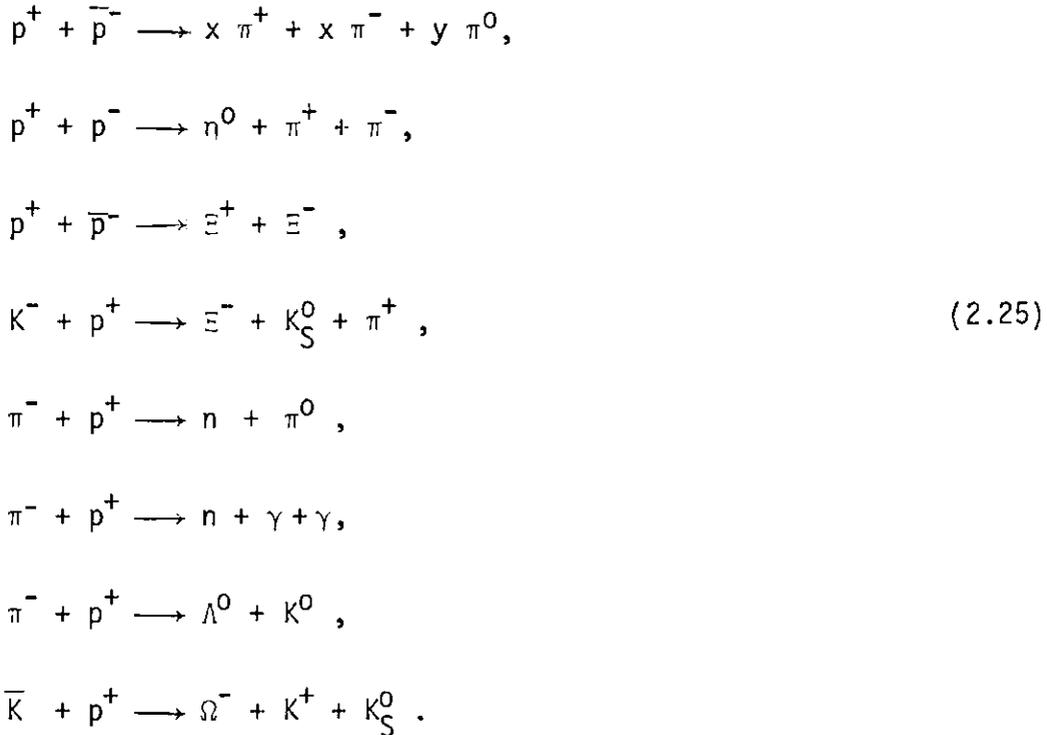
Píons neutros de velocidade βc produzem um espectro plano de gamas que se estende de $67,5 \sqrt{(1-\beta)/(1+\beta)}$ (MeV) a $67,5 \sqrt{(1+\beta)/(1-\beta)}$ (MeV) (Greisen, 1971). Portanto, se o π^0 é muito energético, um gama é emitido para frente com quase toda a energia do original, enquanto o outro gama, com apenas alguns MeV de energia, é lançado para trás, representando percentagem significativa dos fótons gamas do fluxo que sobe (Thompson, 1974).

2.2.4 - ANIQUILAÇÕES EM NÚCLEOS ATÔMICOS

Sendo na maioria das vezes mais violentas que o choque de partículas da mesma carga, o choque de antipartículas produz a ani

quiação destas e a criação de novas partículas. A energia envolvida inclui, além da energia cinética das partículas iniciais, a energia correspondente às suas massas de repouso.

Na Seção 2.1.6 já foi tratada a aniquilação nêgatron-pôsitron. Outros exemplos de aniquilação são os seguintes:



Quando a aniquilação ocorre num núcleo atômico, causada pela colisão de uma partícula negativa, parte da energia é utilizada para explodir o núcleo, produzindo uma "estrela".

Os píons, por serem partículas produzidas em interações nucleares (interações fortes), interagem vigorosamente com núcleos, como já previa teoricamente Yukawa (Rossi, 1964). Por este motivo, os mésons π^- nunca são vistos decair em μ^- quando vão ao repouso na matéria, apesar de o tempo de decaimento ser curto. Ao invés disto são prontamente capturados pelo núcleo, produzindo uma "estrela" (pela sua aniquilação); o μ^- , por sua vez, tem fraca interação nuclear. E apesar de possuir um tempo de vida cem vezes maior que o dos píons, a interação ($\mu^- + p^+ \longrightarrow n + \nu_\mu$) dificilmente ocorre quando μ^- vai a repouso

no interior de um núcleo atômico (Rossi, 1964); em movimento, é capaz de passar através de 10^{17} g/cm de matéria nuclear sem interagir (Haymes, 1971).

2.2.5 - PROCESSO "KNOCK ON" (DE BATIDA)

É a colisão de uma partícula com um átomo a qual resulta na liberação de elétrons, nêutrons ou prótons. No caso dos nêutrons ou prótons, a partícula incidente tem de ser um hádron (mêson ou bário) colidindo no núcleo.

2.3 - PARTÍCULAS E FÔTONS NA ATMOSFERA E NA MADEIRA

2.3.1 - INTERAÇÕES DOS RAIOS CÔSMICOS NA ATMOSFERA

Os raios cômicos são compostos de aproximadamente 93% de prótons, 6% de núcleos de hélio e 1% de núcleos mais pesados, especialmente os médios (O, C, N) (Waddington, 1960; Ginzburg and Syrovatsky, 1961), e chegam mais ou menos isotropicamente ao topo da magnetosfera terrestre, com uma distribuição em energia que obedece a uma lei de potência do tipo $N(E)dE = AE^{-n}$ (Korff, 1964). Tanto para a composição das partículas primárias como para o seu índice espectral, existe muita divergência entre os autores. Alguns, como Greiser (1971), consideram mais apropriadas as percentagens de 90%, 9% e 1% para H, He e núcleos atômicos, respectivamente. Segundo Pal (1967), de 10 a 10^6 GeV o índice é $(-1,67)$, e em torno de 5×10^8 GeV, é $(-1,7)$ chegando a $(-2,2)$ para energias maiores. Ainda segundo Pal (1967), o espectro integral segue a lei de potência: $N(<E) = (2,08 \times 10^4) (E/1\text{GeV})^{1,67}$ por $\text{m}^2/\text{esterradiano seg.}$ A composição detalhada das primárias é apresentada na Tabela 2.3 e o espectro integral de energia, na Figura 2.16. Observa-se que de 10 GeV a 10^6 GeV ocorre uma queda no fluxo de mais de 8 ordens de magnitude.

Nem todos os raios cômicos, vindos do espaço interplanetário, que chegam ao topo da magnetosfera terrestre alcançam as camadas mais altas da atmosfera (Peters, 1973). O campo magnético terres-

tre é uma barreira para muitos, principalmente nas baixas latitudes geomagnéticas. Para uma dada latitude, abaixo de um certo valor de rigidez magnética, nenhuma partícula atravessa o campo magnético, qualquer que seja a direção de sua procedência. Por outro lado, para as partículas positivas existe maior facilidade de uma entrada vinda de oeste para um ângulo zenital fixado. As entradas de leste exigem valores de rigidez maiores para as partículas, pois a trajetória possível tem de evitar o encontro do planeta Terra, descrevendo uma órbita menos curva. As entradas na vertical apresentam dificuldade intermediária, porém mais próxima do mínimo em rigidez de oeste do que de leste. Maior parcela de partículas vindas de oeste penetram na atmosfera, causando o chamado efeito leste-oeste (este efeito praticamente desaparece quando se observam fótons gama de 2-10 MeV já nas altitudes de balão, ficando evidente apenas o efeito norte-sul (Ryan et alii, 1971)). Isto ocorre porque as partículas secundárias de alta energia, as quais têm a mesma direção de chegada que as primárias incidentes, não representam uma fonte significativa em relação ao fluxo de fótons acima de 500 KeV nas altitudes de balão (Fishman et alii, 1976).

TABELA 2.3

COMPOSIÇÃO QUÍMICA DOS RAIOS CÔSMICOS

GRUPO DE PARTÍCULAS	CARGA	PESO ATÔMICO MÉDIO	Nº DE PARTÍCULAS ACIMA DE 2,5 BeV /NÚCL.M ² .STERD.S.	PORCENTAGEM (%)
Prótons	1	1	1300 ± 100	92,5
α (³ He, ⁴ He)	2	4	94 ± 4	6,7
Núcleos leves (Li, Be, B)	3-5	10	2,0 ± 0,3	0,8
Núcleos médios (C, N, O, F)	6-9	14	6,7 ± 0,3	
Núcleos pesados	≥ 10	31	2,0 ± 0,3	
Núcleos muito pesados	≥ 20	51	0,5 ± 0,2	

FONTE: Zombeck (1980).

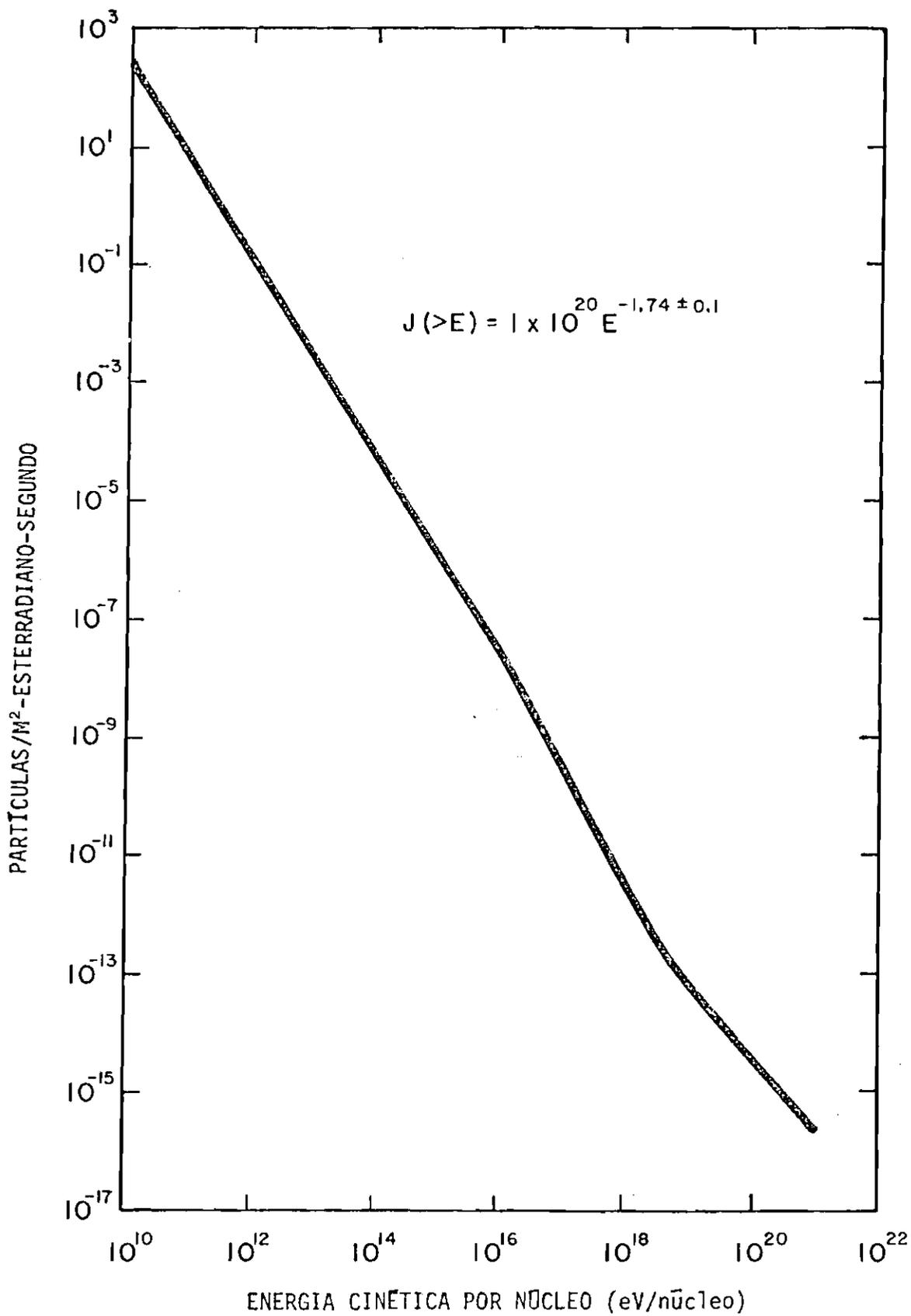


Fig. 2.16 - Espectro integral de energia dos raios cômicos.

FONTE: Zombeck (1980).

Além das partículas positivas (raios cômicos), existe um fluxo de elétrons e um fluxo de radiação gama incidente no topo da atmosfera terrestre. As Figuras 2.17 e 2.18 apresentam os espectros de elétrons e fótons primários. O espectro diferencial em energia dos elétrons é paralelo ao diferencial dos prótons, mas com fluxo de partículas 100 vezes menor para a faixa 3-300 GeV (Greisen, 1971).

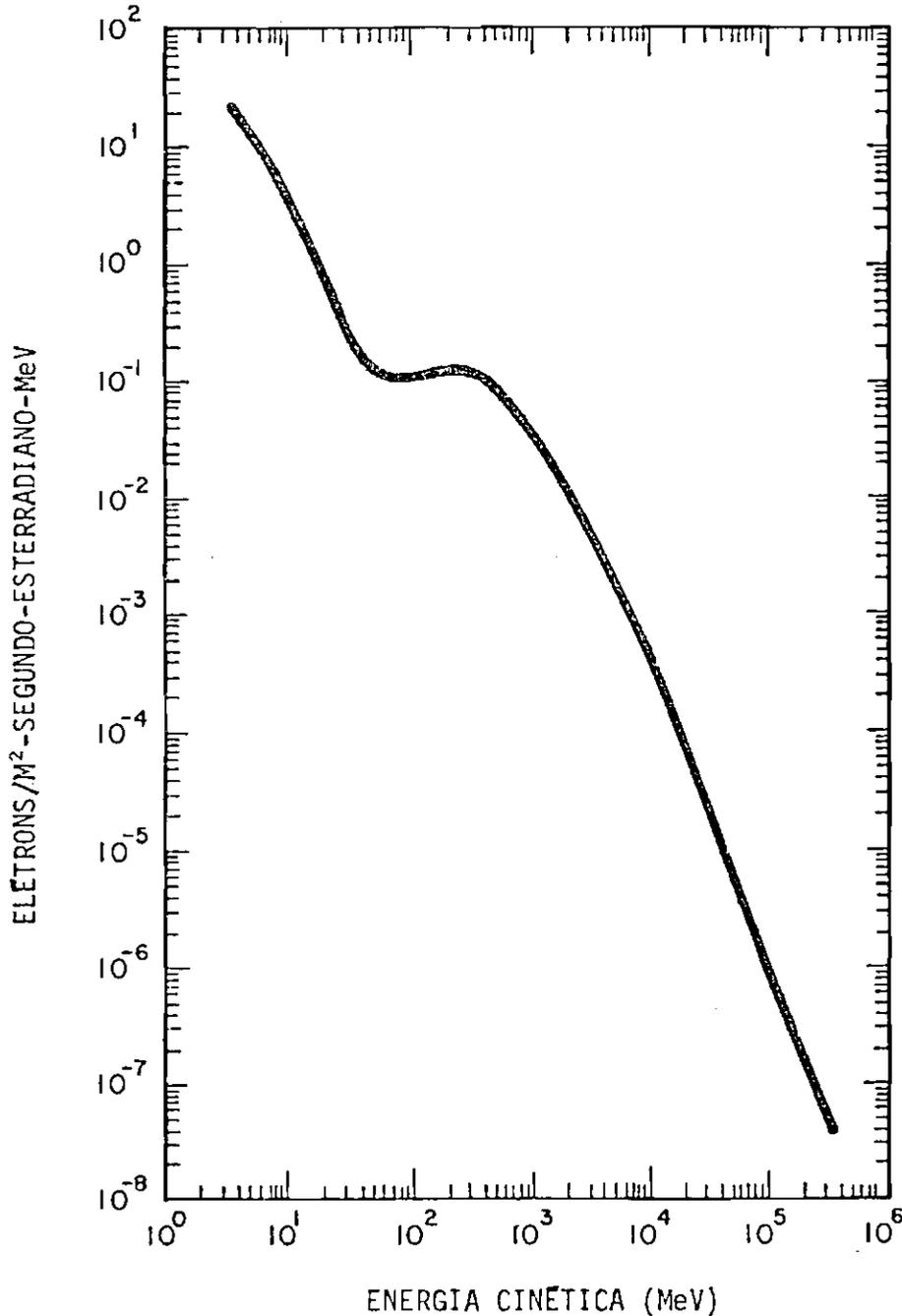


Fig. 2.17 - Espectro diferencial de energia de elétrons primários.

FONTE: Zombeck (1980).

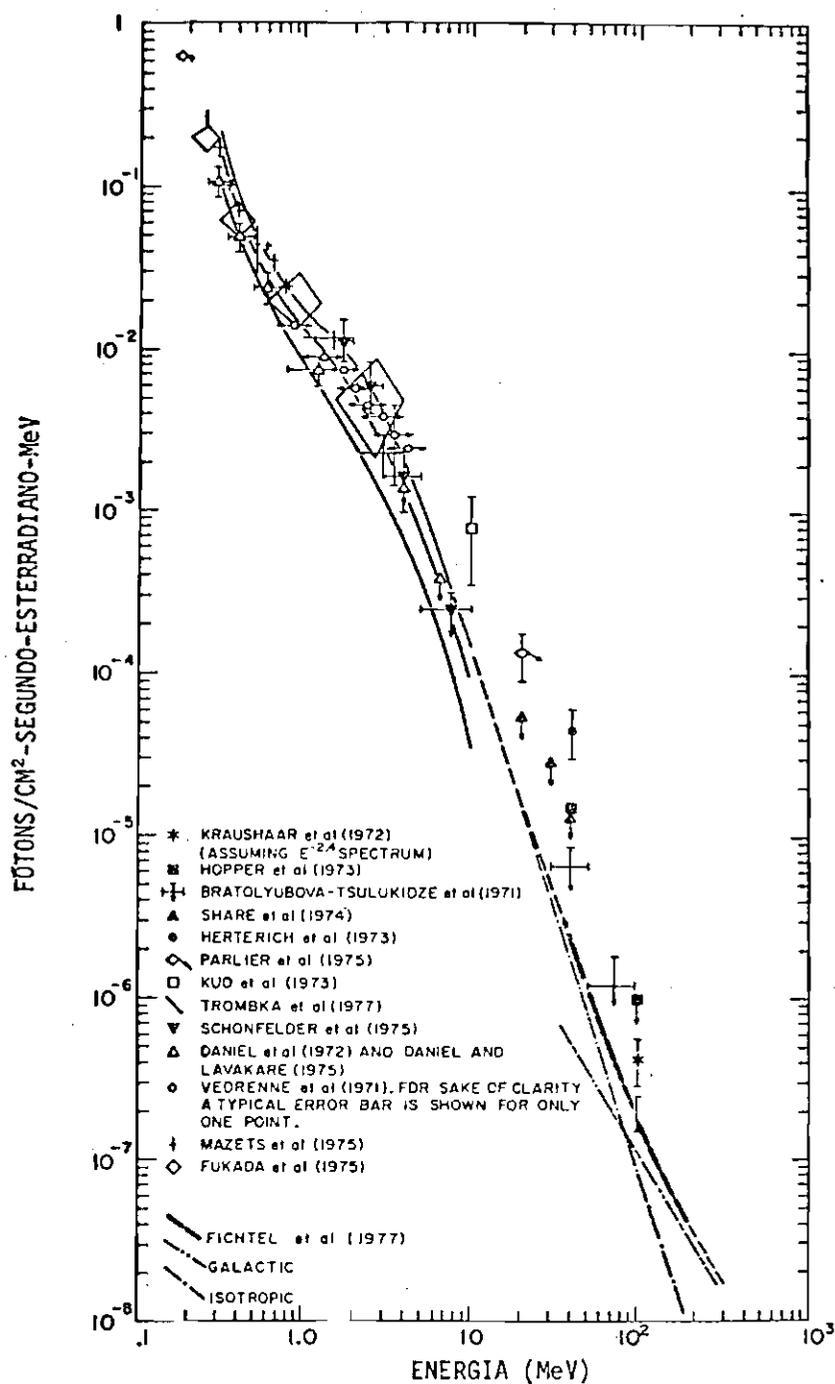


Fig. 2.18 - Espectro diferencial de energia para a radiação gama cósmica difusa.

FORNE: Zombeck (1980).

Toda a radiação cósmica (positiva, negativa e fotônica), ao atingir o topo da atmosfera, começa a interagir com os núcleos atômicos de seus constituintes, inicialmente apenas com H e He. Ionizam as altas camadas atmosféricas, perdendo uma parcela pequena de sua intensidade. Entretanto, somente a partir das camadas mais baixas, quando as densidades absoluta e relativa dos constituintes gasosos mais pesados se tornam maiores, é que se dá lugar a processos mais violentos de interação. Os prótons e núcleos atômicos de vários GeV se chocam com os núcleos atmosféricos, principalmente do nitrogênio e do oxigênio, formando "estrelas" e criando novas partículas, a maior parte das quais são instáveis. (Seção 2.2.2). Cerca de 75 a 80% das partículas criadas na primeira interação são píons (Lal et alii, 1962) que carregam de 1/3 a 1/2 da energia incidente (Pal, 1967); o restante é quase que exclusivamente kãons (Murzin, 1970), principalmente acima de 20 GeV (Pal, 1967).

Também são produzidos prótons e nêutrons nas "estrelas" (por evaporação). Esta produção apresenta um máximo em torno de 1 MeV e no caso de "knock on" chega até 1 BeV (Pal, 1967). A proporção entre eles, no caso do "knock on", é semelhante porque os núcleos de oxigênio e nitrogênio na atmosfera têm igual número de nêutrons e prótons (Korff, 1964). Também a "fragmentação" de raios cósmicos de carga maior que 1 com os componentes atmosféricos são fontes de prótons e nêutrons (Rossi, 1964). Os prótons e nêutrons produzidos poderão continuar as colisões com produção de partículas se tiverem energia suficiente para tanto. Já os prótons e nêutrons menos energéticos sofrerão colisões plásticas se tiverem energia abaixo dos mínimos níveis nucleares dos núcleos atmosféricos (6,05 MeV para o oxigênio e 2,3 MeV para o nitrogênio (Browne et alii, 1978). Dá-se o nome de "terminalização" ou "moderação" a este processo. Este processo é mais importante para os nêutrons, não só porque a ionização é um processo muito mais eficiente para parar prótons pouco energéticos como, também, porque ao final da terminalização apenas os nêutrons são capturados pelos núcleos (os prótons precisam vencer aqueles níveis mínimos de energia nuclear para o processo ser inelástico). Muito poucos nêutrons, dessa forma, decaem antes de serem capturados, pois a "moderação" não dura mais que

um segundo (contra 1000 do decaimento) (Korff, 1964). O principal núcleo atmosférico que captura nêutrons é o do nitrogênio, que resulta na produção do ^{14}C na taxa de $2,5 \text{ átomos cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ em toda atmosfera (Peters, 1973).

Todos os mésons e bárions produzidos por choque das primárias, se dotados de energia suficiente, são capazes de formar também "estrelas" ou até produção de novas partículas na colisão com outros núcleos atmosféricos; os hádrons negativos levam a vantagem de não precisar possuir a mínima energia cinética para tais processos.

A única possibilidade de tirar dessas partículas, também denominadas "nuclear-ativas" (Rossi, 1964), a chance de colisão inelástica ou aniquilativa é se elas decaírem antes de colidirem. Os \bar{p} , por exemplo, certamente se aniquilam, e os π^0 provavelmente decaem antes de uma colisão. Já os múons (do grupo dos léptons), que se originam do decaimento de píons, têm fraca interação com núcleos atômicos. Mesmo os μ^- dificilmente se aniquilam, conseguindo manter sua identidade no interior de um núcleo pelo tempo de decaimento (Rossi, 1964). O único processo que compete com o seu decaimento é a ionização (Kreger and Mather, 1967), pois só acima de 100 GeV é que as perdas por "bremsstrahlung", produção de pares, radiação Cerenkov e reações fotonucleares se tornam significativas para os múons (Pal, 1967).

Todos os "pedaços" com carga acima da unidade emitidos pelo processo de "evaporação" são rapidamente freados por ionização, por terem pouca energia cinética. Também os "pedaços" da "fragmentação" de núcleos atômicos dos raios cósmicos não percorrem grandes distâncias, pois a ionização é muito eficiente como dissipadora de energia para partículas com carga elétrica elevada.

Entre os píons produzidos na primeira interação, cerca de um terço deles é π^0 carregado então aproximadamente 15% da energia da primária incidente (Perkins, 1960), enquanto a razão da produção é entre píons energéticos $\pi^+/\pi^- = 1,35$ (Pal, 1967). Na baixa atmosfera a produção de píons contribui para diminuir esta razão, mas a aniquila

ção dos π^- e a maior produção de K^+ sobre os K^- (entre as quase 20% de partículas restantes produzidas) mantêm a razão favorável às cargas positivas (Pal, 1967). Desta forma, ao nível do mar $\mu^+/\mu^- \cong 5/4$ (Rastin et alii, 1965; Mackeown et alii, 1965), uma vez que os p̄ions e k̄ons de carga representam mais de 98% das fontes de múons de carga na atmosfera.

O número total (n_t) de partículas criadas na primeira interação (~75% de p̄ions, ~15% de k̄ons e ~10% de outras partículas) é proporcional à energia da primária, e segue a expressão empírica

$$n_t = 4,75 + \frac{E^{1/2}}{4} \quad (2.26)$$

(Pal, 1967). Os p̄ions produzidos podem se chocar com outros núcleos ou decair; a chance de um ou outro depende da densidade do meio e da velocidade do p̄ion. Quanto maior a densidade, maior a chance de colisão; e quanto maior a sua energia cinética, e portanto sua velocidade, tanto menor a chance de ocorrer decaimento antes de colisão. A dilatação relativística do tempo de decaimento para o referencial parado na atmosfera aumenta a probabilidade de colisão. O tempo de decaimento no referencial atmosférico fica:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (2.27)$$

onde τ_0 é o tempo de decaimento no referencial da partícula e $\beta=v/c$. Note-se que, como

$$E_{\text{total part.}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = E_{\text{cinét. part.}} + m_0 c^2, \quad (2.28)$$

a distância média de percurso fica:

$$l_{\text{méd.}} = \beta c \tau. \quad (2.29)$$

Os π^0 com $\tau_0 = 8,4 \times 10^{-17}$ s praticamente s̄o decaem, qualquer que seja o meio (mesmo que seja o chumbo). Já os múons com

$\tau_0 = 2,199 \times 10^{-6}$ s, 100 vezes maior que os dos pions, percorrem longos caminhos antes de decair em elétrons, e não interagem com núcleos porque não têm interação forte com eles.

A Tabela 2.4 apresenta os comprimentos de atenuação (ou absorção) de partículas elementares no ar, bem como o livre caminho médio correspondente para interações nucleares. Note-se que para Λ entram em cena o decaimento, a aniquilação e a produção, mas não a colisão elástica. Para λ apenas se consideram as colisões (elástica ou inelástica) com núcleos.

TABELA 2.4

COMPRIMENTO DE ATENUAÇÃO E LIVRES CAMINHOS DE PARTÍCULAS

PARTÍCULAS	COMPRIMENTO DE ATENUAÇÃO Λ (g/cm)	LIVRE CAMINHO MÉDIO PARA INTERAÇÕES NUCLEARES λ (g/cm ²)
p	120	81
n	120	81
π^\pm	145	110
π^0	120 < x < 145	110
K_L^0, K_S^0, K^\pm	não citado	120
μ^\pm (3,4 GeV)	~ 250	extremamente alto
e^- (1-100 MeV)	185-275	extremamente alto
e^+ (1-100 MeV)	172-200	extremamente alto
núcleos atômicos	não citado	43

FONTES: Dardo and Alessio (1979); Bradt and Rappaport (1967); Beuermann (1971); Daniel and Stephens (1974); Ryan et alii (1979).

Todos os elétrons provenientes dos decaimentos dos múons são interagem com a matéria para ionizá-la ou produzir fótons; e todos os fótons provenientes dos decaimentos dos píons nêutrons são interagem com a matéria para energizar elétrons ou produzir elétrons. Existe, então um acoplamento entre o fluxo de elétrons e o de fótons. Acima da energia crítica ϵ_c (radiação > ionização), os processos de produção predominam. Por radiação de freamento um elétron perde energia na forma de um fóton em cada interação. E, por outro lado, um fóton desaparece por produção de pares, deixando dois elétrons (um nêgatron e um pōsitron) com velocidades relativísticas. Dessa forma o número de ambos vai aumentando enquanto a energia média por fóton ou elétron produzido, numa nova geração, vai decrescendo (Thompson and Simpson, 1981). Dã-se o nome de "cascata" a esta intensa multiplicação de elétrons e fótons. Ela continua até a energia ser degradada a tal ponto que a perda de energia para os elétrons por ionização domina a perda de energia por radiação de freamento, e até que a perda de energia para os fótons por espalhamento Compton e por absorção fotoelétrica seja maior que a perda de energia por produção de pares (Pal, 1967). A partir daí a "cascata" ou "chuveiro" começa a diminuir até ser absorvida.

Finalmente, tanto os neutrinos muônicos quanto os eletrônicos formados nos decaimentos dos mēsons e múons têm uma seção de choque, segundo Lans (1980):

$$\sigma_{\nu} \approx 10^{-44} \left(\frac{E_{\nu}}{0,511 \text{ MeV}} \right)^2 \text{ cm}^2 \quad (2.30)$$

(sendo E_{ν} dado em MeV), e podem atravessar espessuras da ordem de anos-luz de matéria densa sem interagir.

Dessa forma, conclui-se que os raios cōsmicos, formados principalmente de prótons, iniciam a produção de partículas nucleares (hãdrons). Estes, por sua vez, continuam o processo até decaírem direta ou indiretamente em fótons, múons, elétrons e neutrinos. Os múons vão decaindo aos poucos em elétrons, engrossando a "cascata" eletromagnética que se produz entre fótons e elétrons. Estes últimos multiplicam-se vertiginosamente, até se fracionarem em energia a tal ponto

que são absorvidos pelo meio. Portanto, podem ser visualizadas três fases do processo global: a existência da componente hadrônica (que inclui os pions), de forte interação com os núcleos atômicos (atmosféricos ou do material da blindagem); a componente muônica (ou "dura"); e a componente eletromagnética (ou "mole"). Os neutrinos, não interagindo, apenas "roubam" de 1/5 a 1/4 do total de energia envolvida (Pal, 1967; Haymes, 1971).

O esquema das interações principais é visto na Figura 2.19, e a Figura 2.20 apresenta a intensidade vertical medida dos hádrons, múons e elétrons em função da profundidade atmosférica. Os hádrons considerados são os acima de 1 GeV; os múons e elétrons são os acima de 200 e 100 MeV, respectivamente.

Como o máximo de uma "cascata" eletromagnética ocorre depois que os elétrons e fótons iniciais percorrem uma certa distância (para se multiplicarem, fracionando-se em energia), e como a produção máxima dos elétrons e fótons energéticos iniciais está relacionada com o máximo dos decaimentos dos pions, e este com o máximo da produção deles, tem-se que o máximo de uma "cascata" eletromagnética ocorre numa profundidade atmosférica um pouco abaixo do máximo de produção de pions (na "cascata hadrônica"). E esta última é função do produto cruzado densidade de hádrons (primários e secundários) x densidade atmosférica (densidade de núcleos atômicos dos constituintes do ar).

2.3.2 - TEORIA E MEDIDAS DA RADIAÇÃO GAMA NA ATMOSFERA

No início da década de 60 a origem da radiação gama de baixa energia ainda era incerta. Alguns, como Jones (1961), propunham que ela estava relacionada diretamente com a componente nucleônica, pois não acreditavam na degradação de fótons (do decaimento de π^0 , por Compton. Já Puppi (1956) e Vette (1962) associavam os fótons gama de baixa energia com a componente "mole" (eletromagnética) gerada pelos π^0 . Experimentos como os de Rocchia et alii (1965), Haymes et alii (1969) reforçaram a hipótese da origem dos gamas na cascata eletromagnética. Puskin (1970) foi um dos primeiros a propor a origem dos fótons

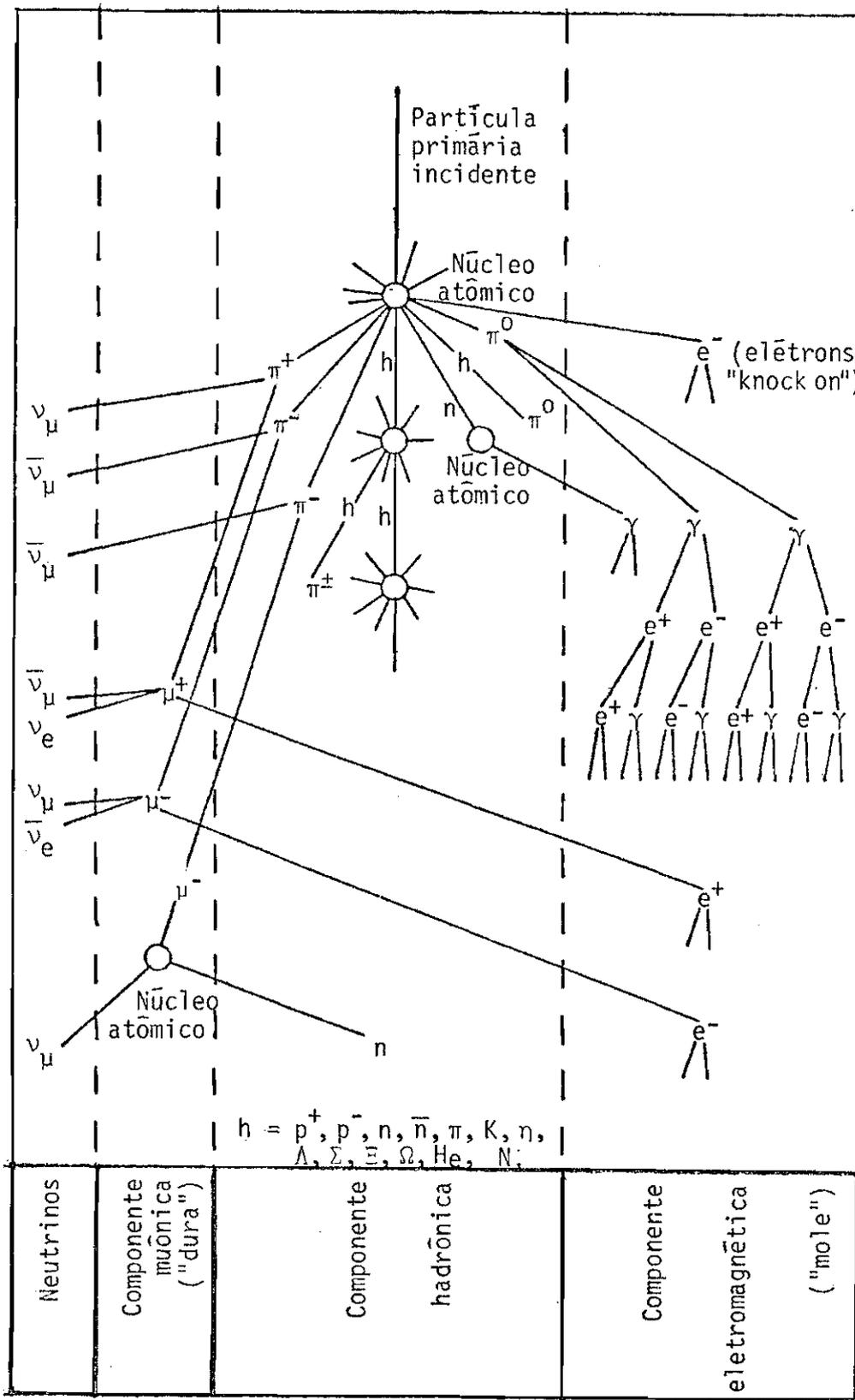


Fig. 2.19 - Cadeia das interações principais dos raios cômicos na matéria.

de 0,3-10 MeV, principalmente, por bremsstrahlung de elétrons (84%). Mais ou menos a partir desta época, a polêmica começou a girar entre qual seria o processo dominante dentro da teoria de cascata eletromagnética. Beuermann (1971) sugeria que fosse os dos gamas diretos do decaimento dos π^0 para energias acima de 70 MeV e que fosse o bremsstrahlung de elétrons abaixo dessa energia. Kasturirangan et alii (1972) propuseram que fosse o Compton de gamas do decaimento do π^0 . Peterson et alii (1973) sugeriram, além do Compton de gamas dos π^0 , bremsstrahlung dos elétrons do decaimento dos múons. Martin et alii (1975a) acrescentaram a radiação de freamento dos elétrons indiretos do decaimento dos π^0 (elétrons da produção de pares dos fótons do decaimento de π^0) e dos elétrons "knock on", estes na alta atmosfera.

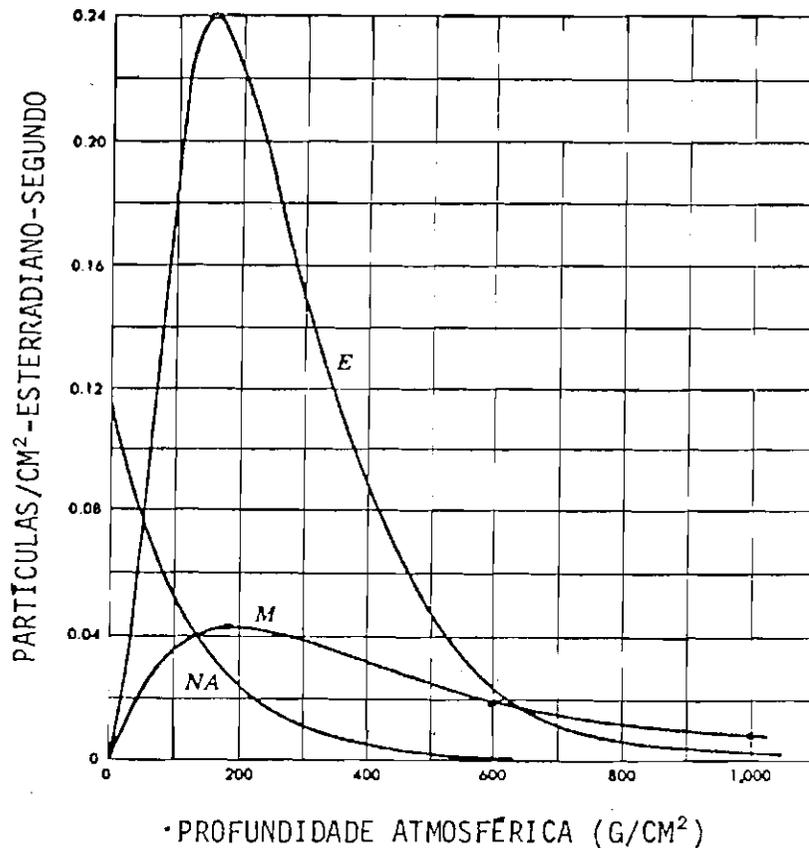


Fig. 2.20 - Intensidade vertical medida dos hadrões (partículas nu clear-ativas), múons e elétrons na atmosfera terrestre.

FONTE: Rossi (1964).

Com as medidas de Kinzer et alii (1974), na faixa 10-200 MeV para fótons gama, os trabalhos de Lins (1975) e, principalmente, os de Graser e Schonfelder (1977), chegou-se à seguinte hipótese, consistente com os últimos experimentos. Acima de 30 MeV domina a produção gama direta do decaimento dos π^0 (sendo de apenas 20% a contribuição de bremsstrahlung de elétrons). Entre 10 e 30 MeV o bremsstrahlung de elétrons é o dominante, com apenas cerca de 10% do fluxo por gamas diretos dos π^0 . Abaixo de 10 MeV os gamas diretos dos π^0 podem ser desprezados, principalmente em profundidades atmosféricas maiores (que possuem maior porcentagem de π^0 "moles", produzindo gamas em torno de 67,5 MeV). O efeito Compton de γ "duros" é menosprezado.

Os elétrons que entram no cálculo do bremsstrahlung têm as seguintes origens principais (Ryan et alii, 1979):

a) No topo da atmosfera:

- elétrons primários;
- elétrons do choque das primárias com os núcleos atômicos da atmosfera (elétrons "knock on");
- elétron do albedo reentrante;
- elétrons do decaimento de π^0 seguido de produção de pares ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+e^-)$);
- elétrons dos decaimentos dos μ^\pm ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$).

b) Na baixa atmosfera:

- elétrons dos decaimentos dos π^0 seguido de produção de pares;
- elétrons do decaimento de μ^\pm .

A Figura 2.21 apresenta o espectro de fluxo para baixo da radiação gama na atmosfera (Ryan et alii, 1977), mostrando os ajustes teóricos de Beuermann (1971), Ling (1975) e Daniel and Stephens (1974). A radiação gama para profundidades maiores que 100 g/cm² origina-se inteiramente na atmosfera (Ryan et alii, 1979). E para profundidades maiores que 200 g/cm² os espectros apresentam um equilíbrio,

mantendo o índice espectral de cada faixa de energia praticamente constante (Beuermann, 1971; Rocchia et alii, 1965; Peterson et alii, 1973; Ryan et alii, 1979).

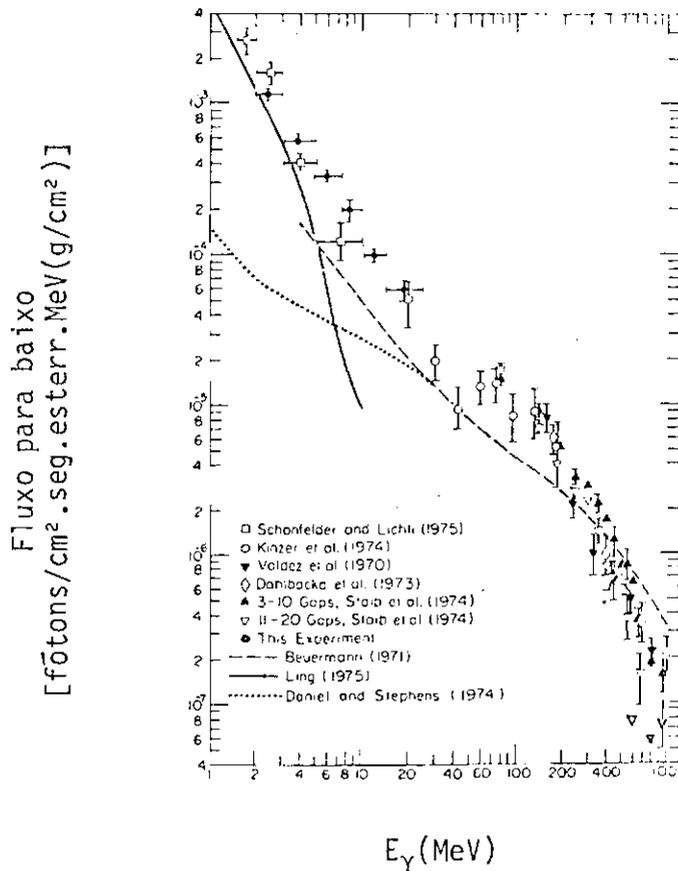


Fig. 2.21 - Espectro do fluxo para baixo da radiação gama na atmosfera.

FONTE: Ryan et alii (1977).

A contribuição de linhas atmosféricas por captura de nêutrons (^{16}O e ^{14}N (n, γ) principalmente) é considerada de pouca importância para muitos: 4% para Rocchia et alii (1965); 1,5% para Puskin (1970); menos de 5% para Martin et alii (1975a), 6% para Ling (1975) e 6% para Charakhch'yan et alii (1978).

A julgar pelo trabalho de Martin et alii (1971), (que mediu nêutrons entre 1 e 15 MeV e gamas entre 0,7 e 4,5 MeV) a influência dos nêutrons nas baixas latitudes geomagnéticas é menor tanto em

termos absolutos como relativos, em comparação com a componente eletromagnética. A Tabela 2.5 apresenta os fluxos absolutos no máximo de Pfozter para nêutrons e fôtons em três latitudes geomagnéticas e a Figura 2.22 apresenta os fluxos em função da profundidade atmosférica. O mais importante é observar que a porcentagem da razão (fluxo de nêutrons/fluxo de fôtons) decresce a medida que a latitude geomagnética diminui. Apesar de em termos relativos o fluxo de nêutrons são cair de 4 a 5 vezes em relação ao máximo de Pfozter, (Martin et alii 1965) para altitudes de teto da aeronave (~400 g/cm²), ficando da mesma ordem que os encontrados nas altitudes de balão, ele contribui menos que para latitudes geomagnéticas altas. E como nestas a contribuição das linhas do ¹⁶O e ¹⁴N já é desprezível, por mais forte razão o é no caso em questão. Também o fluxo de nêutrons aumenta muito mais do que a componente ionizante (partículas carregadas: múons, elétrons, prótons, etc.), e também representa uma porcentagem maior da radiação particular total em grandes latitudes do que no equador (Hewitt et alii, 1978). A 33000 pés de altitude a dose de nêutrons aumenta 6 vezes na latitude de 60° em relação à do equador, enquanto a componente ionizante aumenta apenas 2,2 vezes (Hewitt et alii, 1978).

TABELA 2.5

COMPARAÇÃO RELATIVA DOS NÊUTRONS COM A COMPONENTE FOTÔNICA
PARA TRÊS LATITUDES GEOMAGNÉTICAS NO MÁXIMO DE PFOZTER

LATITUDE GEOMAGNÉTICA	FLUXO DE NÊUTRONS ϕ_n (n/cm ² .s)	FLUXO DE FÔTONS ϕ_γ (γ/cm ² .s)	RAZÃO (ϕ_n/ϕ_γ)
10° N	0,21 (em 110g/cm ²)	0,37 (em 220+15g/cm ²)	0,57
46° N	1,3 (em 100g/cm ²)	1,6 (em 195+10g/cm ²)	0,81
62° N	3,3 (em 80g/cm ²)	2,5 (em 190+10g/cm ²)	1,3

FONTE: Martin et alii (1971).

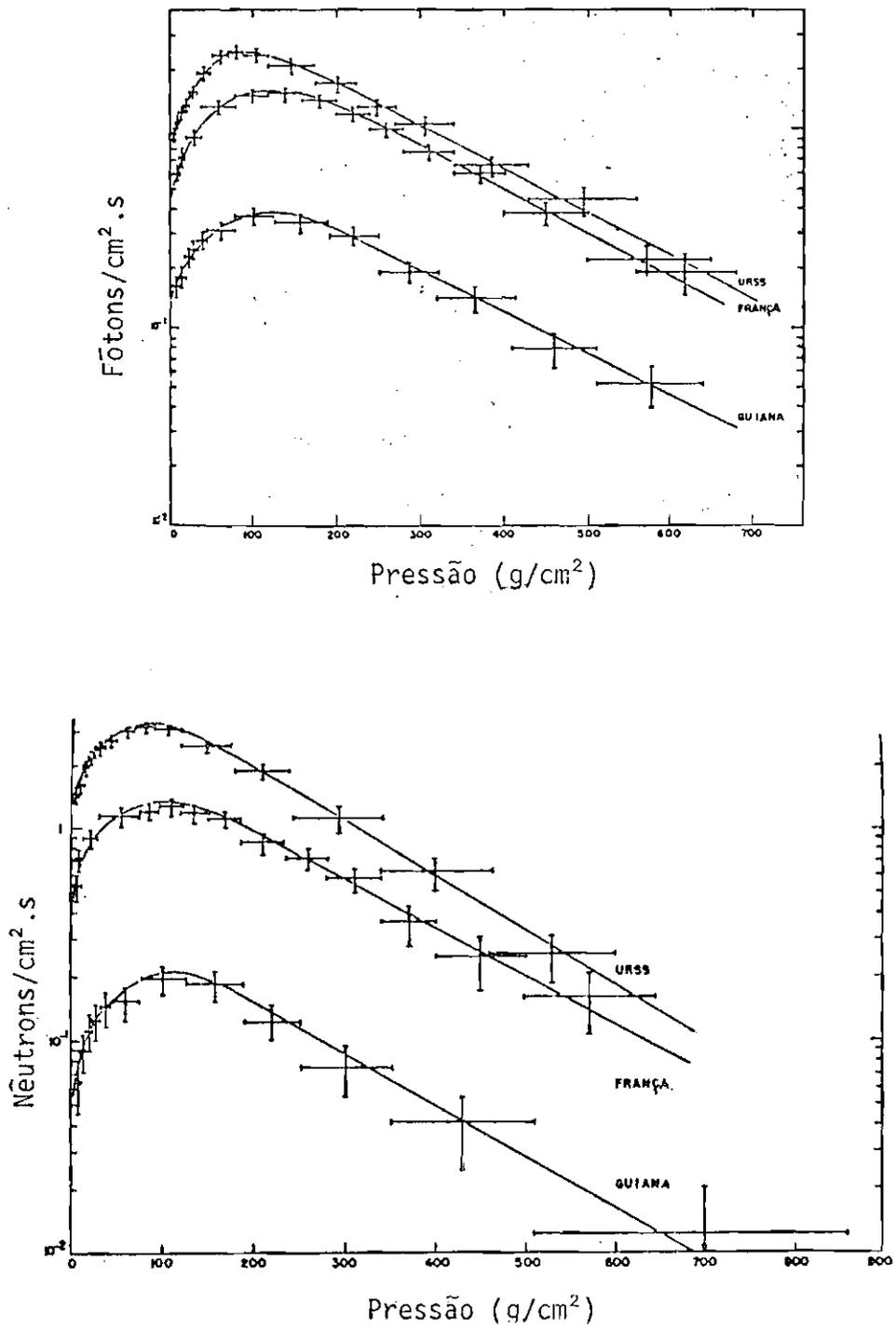


Fig. 2.22 - Fluxo de nêutrons e raios gama versus profundidade atmosférica.

FONTE: Martin et alii (1971).

O máximo de Pfozter e os comprimentos de atenuação para gamas são apresentados na Tabela 2.6. Segundo Albernh e Vedrenne (1979), o comprimento de atenuação, assim como a profundidade atmosférica em que ocorre o máximo de Pfozter, é função direta da rigidez de corte local. Para São José dos Campos, Jayanthi et alii (1982) registraram um máximo de Pfozter a $\sim 120 \text{ g/cm}^2$ e $\Lambda_{\gamma} \cong 200 \text{ g/cm}^2$.

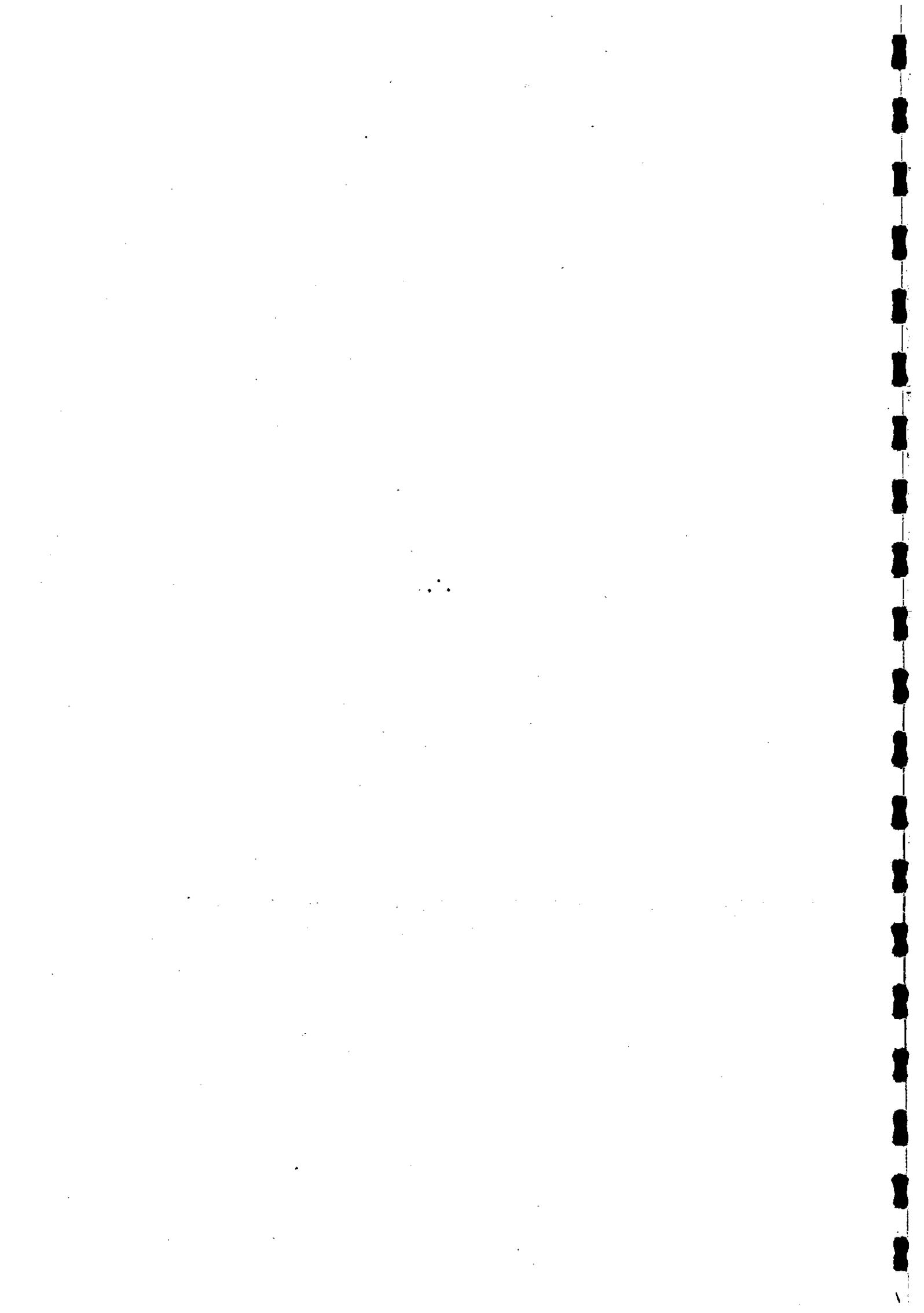
TABELA 2.6

PROFUNDIDADES DO MÁXIMO DE PFOTZER E COMPRIMENTOS DE ATENUAÇÃO PARA VARIAS FAIXAS DE ENERGIA OBSERVADOS POR DIVERSOS AUTORES

AUTOR		MÁXIMO DE PFOTZER (g/cm ²)	Λ_{γ} (ABAIXO DE 200-300 mb) (g/cm ²)	FAIXA DE ENERGIA (MeV)	
Jones (1961)		60-70	163	0,25-10	
Vette (1962)		70	163	0,025-1,060	
Rocchia et alii, (1965)		95	170	0,1-1,5	
Haymes (1969)		-	123	0,30-0,570	
Martin et alii (1971)	latitude geomagnética	10°N	125	220 ₊₁₅	0,7-4,5
		46°N	110	195 ₊₁₀	
		62°N	80	190 ₊₁₀	
Kasturirangan et alii (1972)		-	210	0,100-1	
			190	0,511	
Peterson et alii (1973)		80	180	0,2-10	
Ryan et alii (1979)		-	Fluxo p/baixo 192 ₊₁₅	Fluxo p/cima 179 ₊₁₂	2-25
Albernh et alii (1979)		70	215	0,511	

Obs.: O fluxo para baixo em Ryan et alii (1979) é de 7 a 17 vezes maior que o fluxo para cima.

O comprimento de atenuação para fótons gama diminui com o aumento da energia. Acima de 10 MeV, tem-se 165 ± 4 g/cm² de 20-50 MeV (Cortellessa et alii, 1970), 130 g/cm² de 30-50 MeV (Mayer-Habelwander et alii, 1972) e $\Lambda_{\gamma} = 120$ g/cm² para energias maiores que 470 GeV (Duthie et alii, 1962). Isto reforça a hipótese atual de que a radiação gama de alta energia está associada aos π^0 que possuem comprimento de atenuação pequeno = 110 g/cm² (Tabela 2.4), enquanto os fótons de energias mais baixas, por estarem associados ao bremsstrahlung de elétrons, que possuem comprimento de atenuação (Λ_e) duas vezes superior (Beuermann, 1971), seguem um comprimento maior.



CAPÍTULO 3

DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO

3.1 - DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

O dispositivo experimental compreendeu dois cintiladores de NaI(Tl), 4"x4", da Harshaw Chemical, acoplados cada um a uma fotomultiplicadora RCA 8055 (de 5", fotocátodo CsSb, S-11, com 10 estágios e superfície de dinodo BeO). Cada cristal era envolvido por um invólucro de 0,22 g/cm² de alumínio. O fator geométrico (área efetiva) de cada um era de 121,6 cm² (Vette, 1962).

Um dos detetores era totalmente envolvido por um volume de madeira (Figura 3.1), de forma que em média 16 cm de madeira separavam o cristal do exterior. O outro detetor, além do seu revestimento de alumínio, era envolvido por apenas 1 cm de compensado de madeira que formava sua caixa de sustentação e de proteção óptica para a fotomultiplicadora. Entre os dois detetores havia 1 m de distância, de maneira que o ângulo subtendido pela madeira visto pelo detetor sem blindagem era de aproximadamente 0,26 esterradiano, ou seja, $\sim 1/50$ de 4π esterradiano. Quanto ao material próximo aos contadores, é relevante assinalar a flange de alumínio e a janela de pirex de 0,3 e 0,13 kg, respectivamente, do invólucro que contém o cristal, bem como os 0,06 kg de pirex da janela da fotomultiplicadora. Ambos os contadores distavam 0,5 m do centro de massa da eletrônica associada (20 kg), esta alojada no interior de uma caixa de compensado de madeira (10 kg). O voo para obtenção dos dados foi efetuado a bordo da aeronave do INPE, modelo Bandeirante, prefixo PT-SB0. Os detetores e a eletrônica foram acomodados na parte traseira do avião. Procurou-se afastá-los o máximo possível dos motores, mas por condições de segurança o equipamento não pôde ficar no cone de cauda onde seria desejável, e sim próximo à porta da aeronave (Figura 3.2). As chapas de duralumínio da fuselagem, na região onde se localizou o equipamento, têm 0,032" de espessura e os perfis, formando o arcabouço e o piso, têm 0,032" ou 0,040", dependendo da peça. Supondo que o conjunto todo equivalha a duas camadas

de chapas de 0,032", pode-se estimar que pouco mais de 0,4 g/cm² de duralumínio envolvia os dois detetores. Os motores distavam aproximadamente 4 m dos detetores, e a bordo da aeronave estavam presentes dois pilotos e dois operadores do equipamento científico. Um gravador Bell & Howell (de 30 kg), próprio para operação em vôo de aeronaves, era o único conjunto eletrônico do experimento afastado dos detetores, estando alocado logo atrás dos pilotos. Dois cabos coaxiais levavam o sinal da eletrônica dos detetores até o gravador.

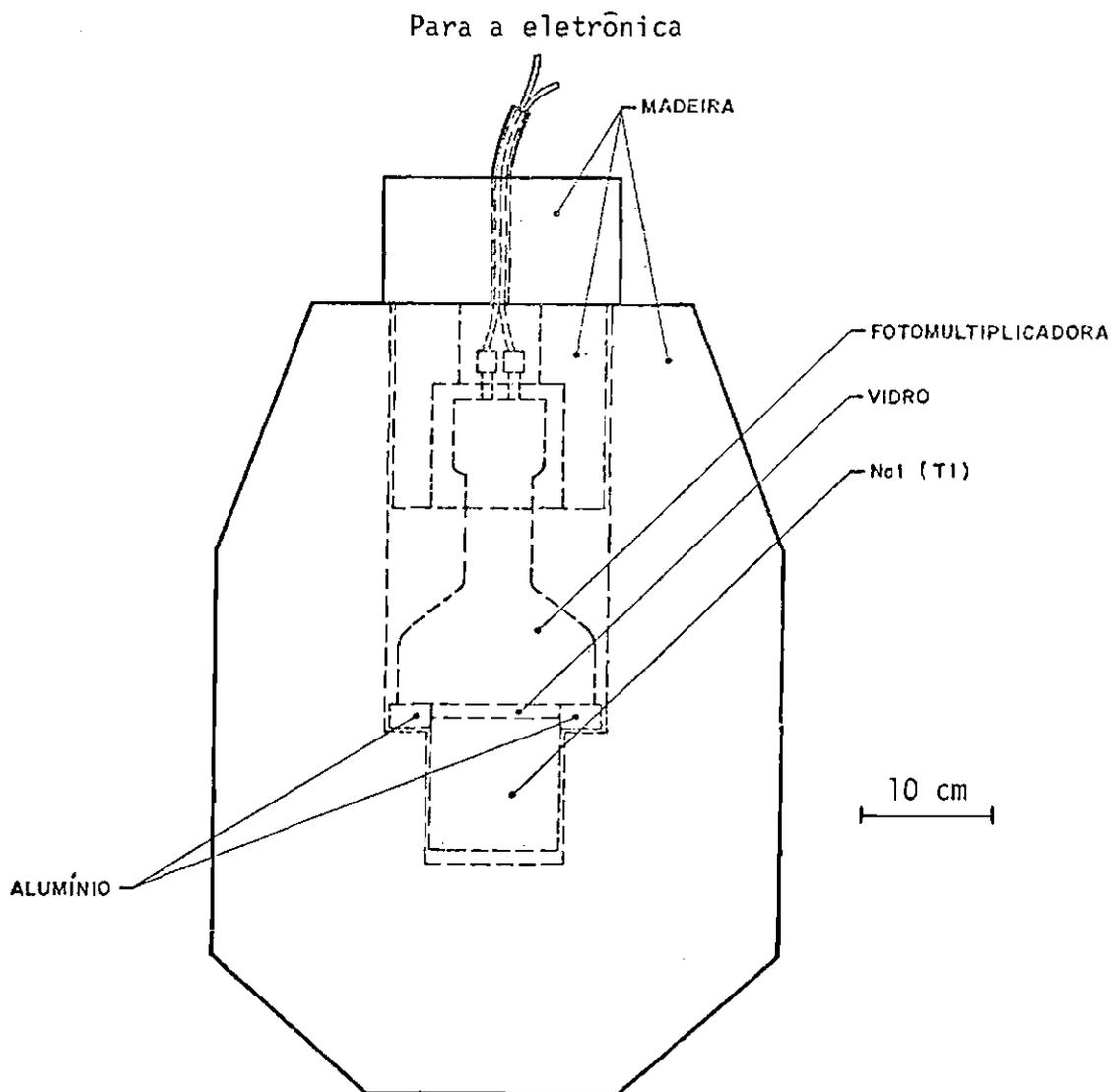
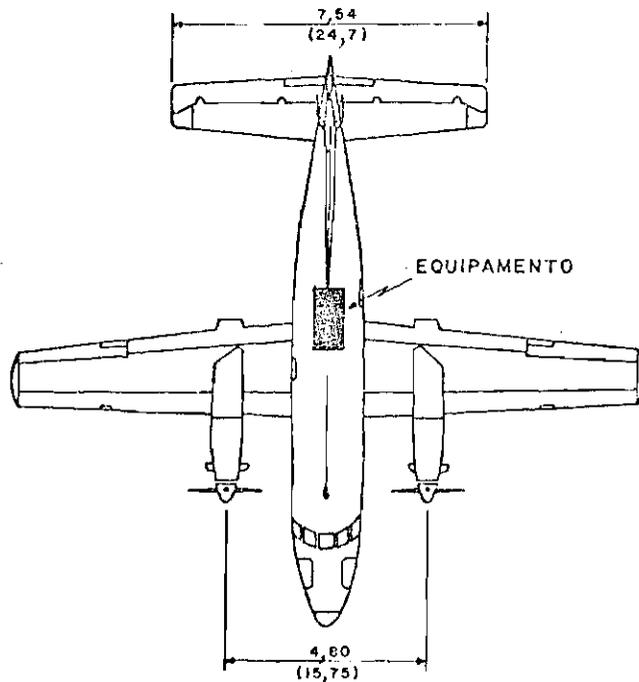
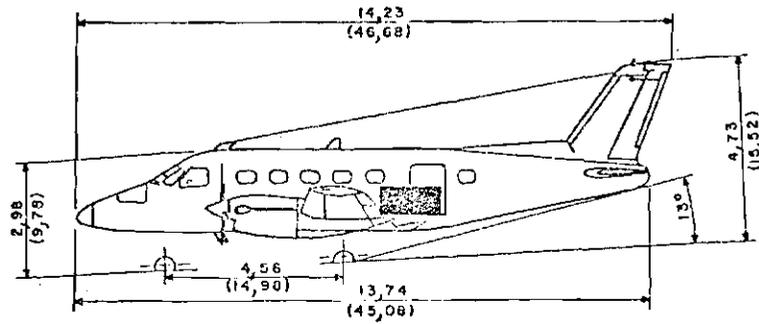


Fig. 3.1 - Detetor blindado com madeira.



MEDIDAS EM METROS (EM PÉS)

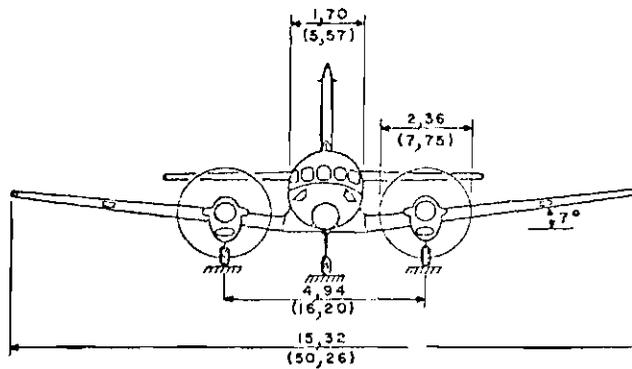


Fig. 3.2 - Localização dos detetores e eletrônica associada.

A madeira utilizada foi Aroeira do Sertão (*Astronium urundeuva*). É classificada em segundo lugar em valor de massa específica entre as madeiras brasileiras, só precedida pelo Pau-Brasil. Por se tratar de madeira de lei em extinção, só foi possível encontrar disponível com certa facilidade troncos de aroeira cortados na década de 30 para a construção da linha telefônica entre Rio e São Paulo. Parte da posteação dessa linha (cerca de um milhar de postes), desativada pelas comunicações por UHF, ficou disponível para a escolha de um pedaço conveniente. O pedaço cortado, escolhido por possuir o maior diâmetro útil, pesava em sua forma bruta 183 kg. Após o primeiro torneamento, que a deixou na forma de um cilindro maciço, foi possível o cálculo de sua densidade, que acusou 1,3 g/cm³. A peça final, pronta para montagem do detetor, pesou 82 kg, e com uma tampa feita da mesma madeira, perfazia um total de 88 kg de aroeira, com uma parede média de 16 cm, equivalia a 20 g/cm² de madeira separando o detetor do exterior.

A composição química dessa madeira foi analisada pela firma Analítica, em São José dos Campos, que forneceu as porcentagens de minerais na madeira queimada. Usando como base também a fórmula da polielubiose (C₆H₁₀O₅) (Handbook of Chemistry and Physics, 1969), que é o tijolo unitário da celulose, componente das paredes das células da madeira⁵, obtém-se a Tabela 3.1 para as porcentagens em massa e em número dos elementos na madeira.

⁵ Na verdade a celulose só ocupa de 40 a 45% da parte orgânica da madeira, a lignina (cimento das paredes das células do tecido da madeira) e as hemiceluloses (açúcares da madeira) compõem as principais substâncias restantes (Wood and wood products, 1978). Apesar de essas outras partes corresponderem a proporções diferentes de carbono, hidrogênio e oxigênio, a fórmula da poli-celubiose representa ainda uma boa estimativa da proporção global, porque a sua composição é aproximadamente a média de toda parte orgânica da madeira.

TABELA 3.1

COMPOSIÇÃO DA MADEIRA AROEIRA

ELEMENTO	% EM NÚMEROS DE ÁTOMOS	% EM MASSA DO TOTAL
O	23,61	47,78
C	28,34	43,05
H	47,2	6,02
Ca	0,209	1,06
Na	0,281	0,816
Si	0,144	0,510
Al	0,13	0,44
Fe	0,017	0,12
Mg	0,027	0,084
P	0,019	0,074
K	0,006	0,03
Zn	0,001	0,01
Cu	0,001	0,01
Pb	menor que $1,5 \times 10^{-14}$	-0-

Massa total = 88 kg.

Parede de madeira para o detetor = 20g/cm².

Cálculo do número total de átomos = $6,704 \times 10^{27} / 88$ kg.

As percentagens de C, H, O são um pouco menores que as apresentadas, pois não se levaram em consideração as percentagens de N, S e outros minerais não analisados, que provavelmente fazem parte da composição da madeira em questão, a julgar pela presença em outras madeiras.

3.2 - ELETRÔNICA ASSOCIADA

Na Figura 3.3 é apresentado o esquema da eletrônica. Contrariamente ao desejado, os pulsos das fotomultiplicadoras eram diferentes de um detetor para o outro. O tempo de subida da FTM-1 (fotomultiplicadora 1) era de $0,4 \mu\text{s}$ e sua largura de pulso de $2 \mu\text{s}$, enquanto o tempo de subida da FTM-2 era de $1 \mu\text{s}$ e sua largura de pulso de $35 \mu\text{s}$. Porém, após passar pelos amplificadores os pulsos ficavam com a mesma forma: $1,3 \mu\text{s}$ de tempo de subida e $10 \mu\text{s}$ de largura. Na saída dos amplificadores, os dois sinais eram chaveados para um dos dois codificadores, de forma que se poderia ter amplificador I - codificador I ao mesmo tempo que amplificador II - codificador II ou amplificador I - codificador II ao mesmo tempo que amplificador II - codificador I. Este chaveamento, efetuado por um relê de comutação, foi montado para vôo em balão estratosférico, pois oferecia maior segurança contra defeitos na transmissão de dados pelos canais de telemetria. Naquela versão era comandado por um relógio, que dava ordem de troca a cada $1/2$ hora. Como para vôos em avião os dados eram gravados "in loco" (e apenas durante os momentos em que a aeronave transitava em um patamar escolhido), passavam a ser até inconvenientes essas trocas de meia em meia hora; por isso foi estabelecido, nos vôos de avião, um cronograma para reinicializar esse relógio sempre antes que ele completasse cada contagem de $1/2$ hora e enviasse comando de troca para o relê. Desta forma mantinha-se sempre o mesmo par de combinações em todo o tempo de vôo.

Os sinais provenientes dos detetores eram analisados e codificados em palavras de 10 bits (7 bits de informação mais "start", paridade e "stop") que continham o endereço do canal correspondente ao pulso digitalizado. Devido à variação da resposta eletrônica com a temperatura, estas palavras apresentavam 11 ms à temperatura ambiente e cerca de 10 ms e 9 ms a 0°C para o cod II e cod I, respectivamente. Isto prejudicava a confiabilidade para uma correção de tempo morto (correção na contagem pelo tempo perdido durante a "fabricação" de cada palavra), uma vez que o próprio tempo morto dos codificadores era variável. Usou-se então um circuito contador que fornecia um sinal

(mudança de nível) a cada 2048 pulsos (ainda não codificados) enviados pelas fotomultiplicadoras, independentemente do tempo morto (~10 ms) imposto pelo codificador. Foram chamadas "contagens integradas" às contagens fornecidas por estes dois contadores, um para cada detetor. Com a informação da "contagem integrada" era reconstituída a contagem verdadeira (corrigida do tempo morto) na faixa analisada.

As palavras dos codificadores passavam por VCOs (osciladores por controle de voltagem) e eram gravadas em fita magnética em forma analógica. Na reprodução, já em laboratório, o sinal do gravador tinha de passar por discriminadores de frequência, de forma a digitalizar novamente o sinal que, finalmente, era decodificado por um analisador multicanal de marca Tracor, série 1700.

Eram ao todo 113 canais de energia de 0,10 MeV de largura cada um; os quatro primeiros não foram considerados por apresentarem fortes não-linearidades. Do canal 5 ao 112 era abrangida a faixa de 0,5 a 10 MeV, sendo o canal 113 aberto para todas as energias superiores a 10 MeV.

3.3 - CONVERSÃO ENERGIA X CANAL

Para a determinação da conversão energia x canal para cada combinação detetor-codificador foram utilizadas apenas as linhas do ^{40}K e ^{208}Tl .

Nas Figuras 3.4, 3.5 e 3.5 encontra-se os espectros de solo dos dias 26/3, 31/5 e 01/06/82, respectivamente. Para a localização dos picos considerou-se um ruído de fundo que segue uma lei exponencial, pois esta curva apresentou um "fitting" melhor, ou seja, coeficiente de determinação r maior do que o obtido com ajuste de uma lei de potência para espectros de linhas naturais do solo.

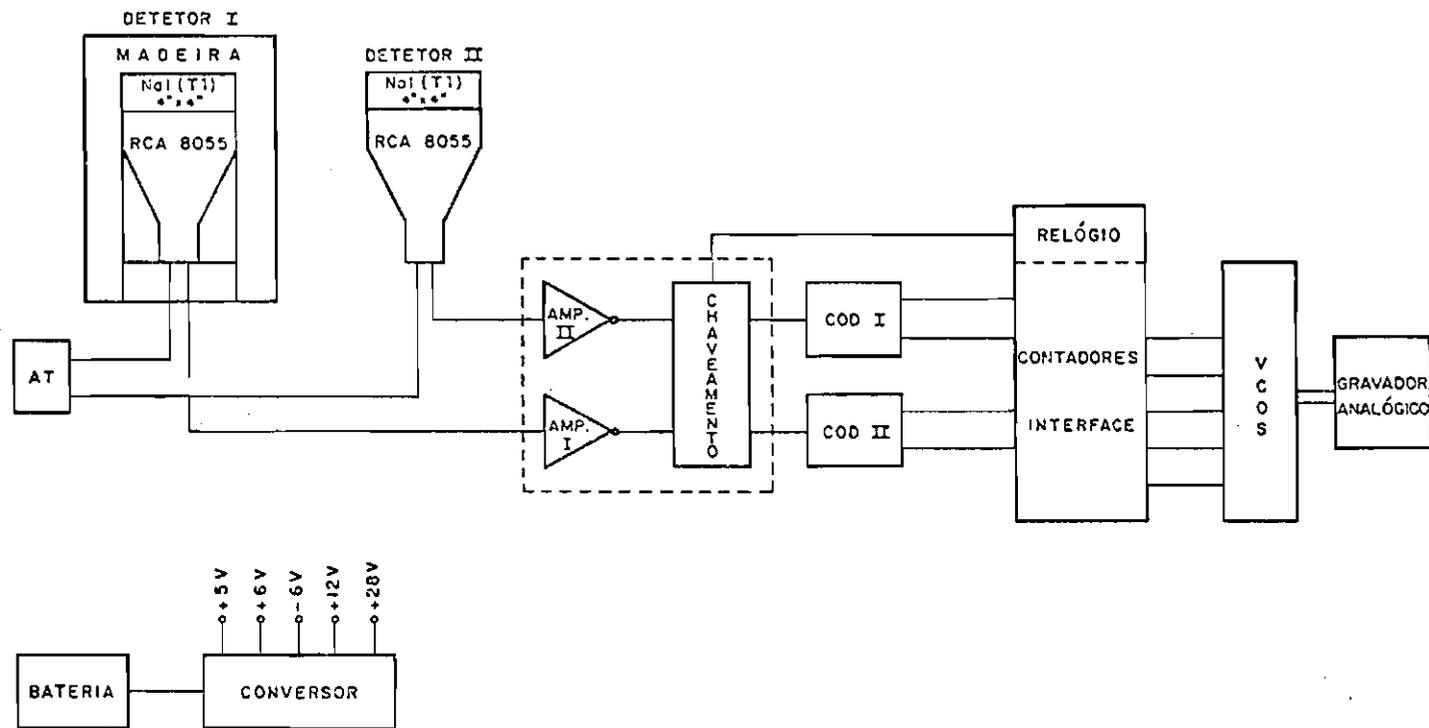


Fig. 3.3 - Eletrônica associada.

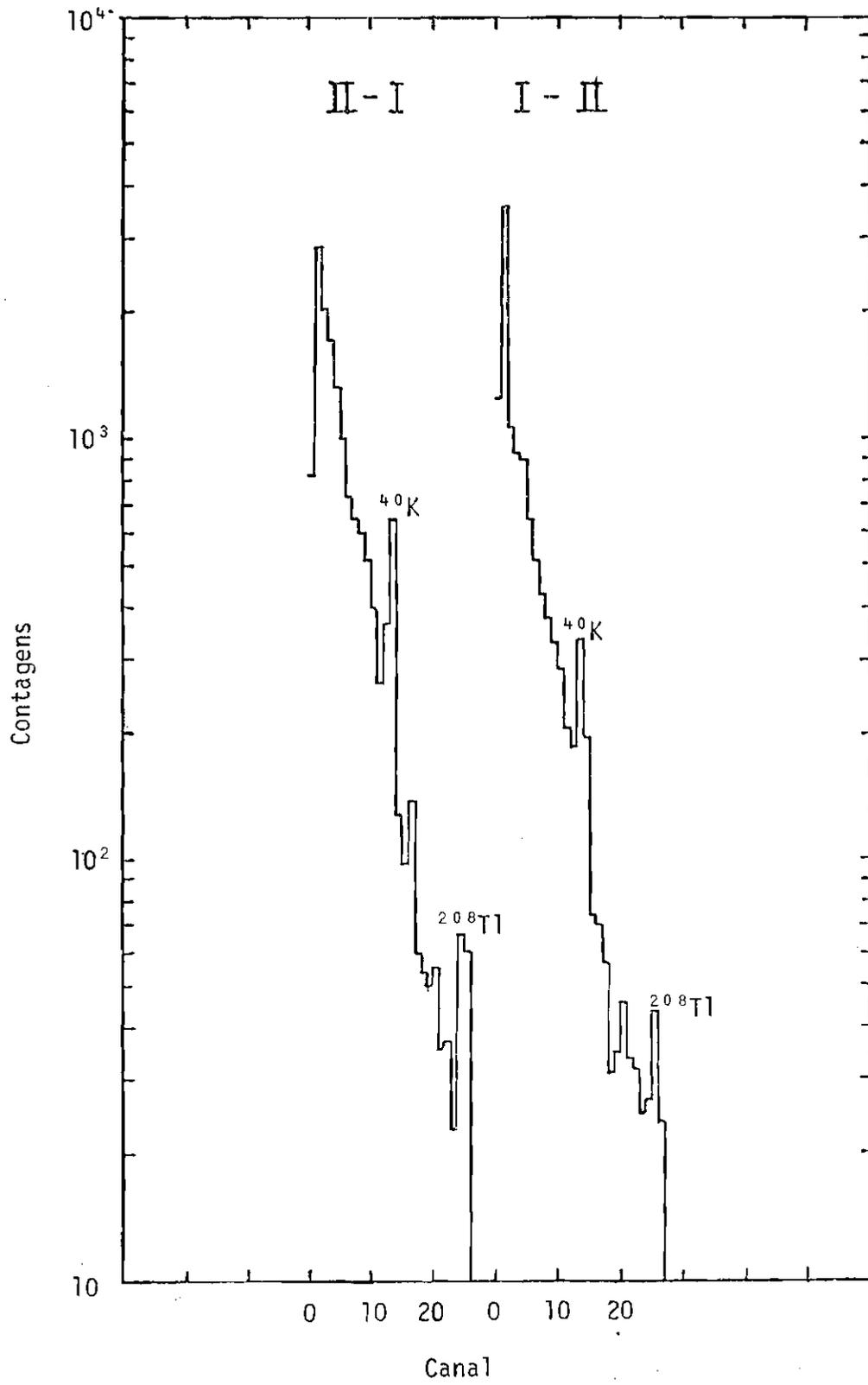


Fig. 3.4 - Espectros de solo do dia 26/3/82.

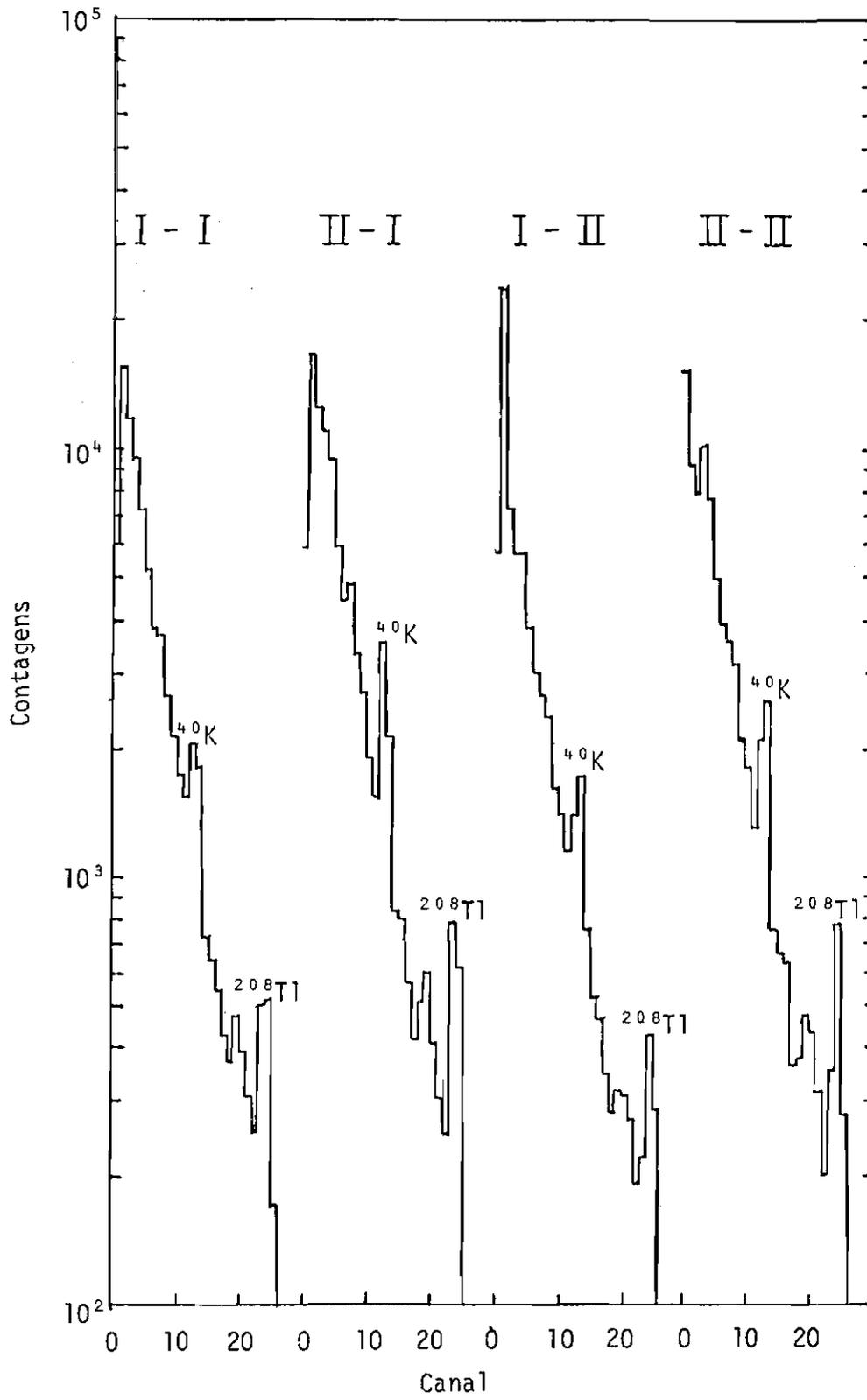


Fig. 3.5 - Espectros de solo do dia 31/5/82.

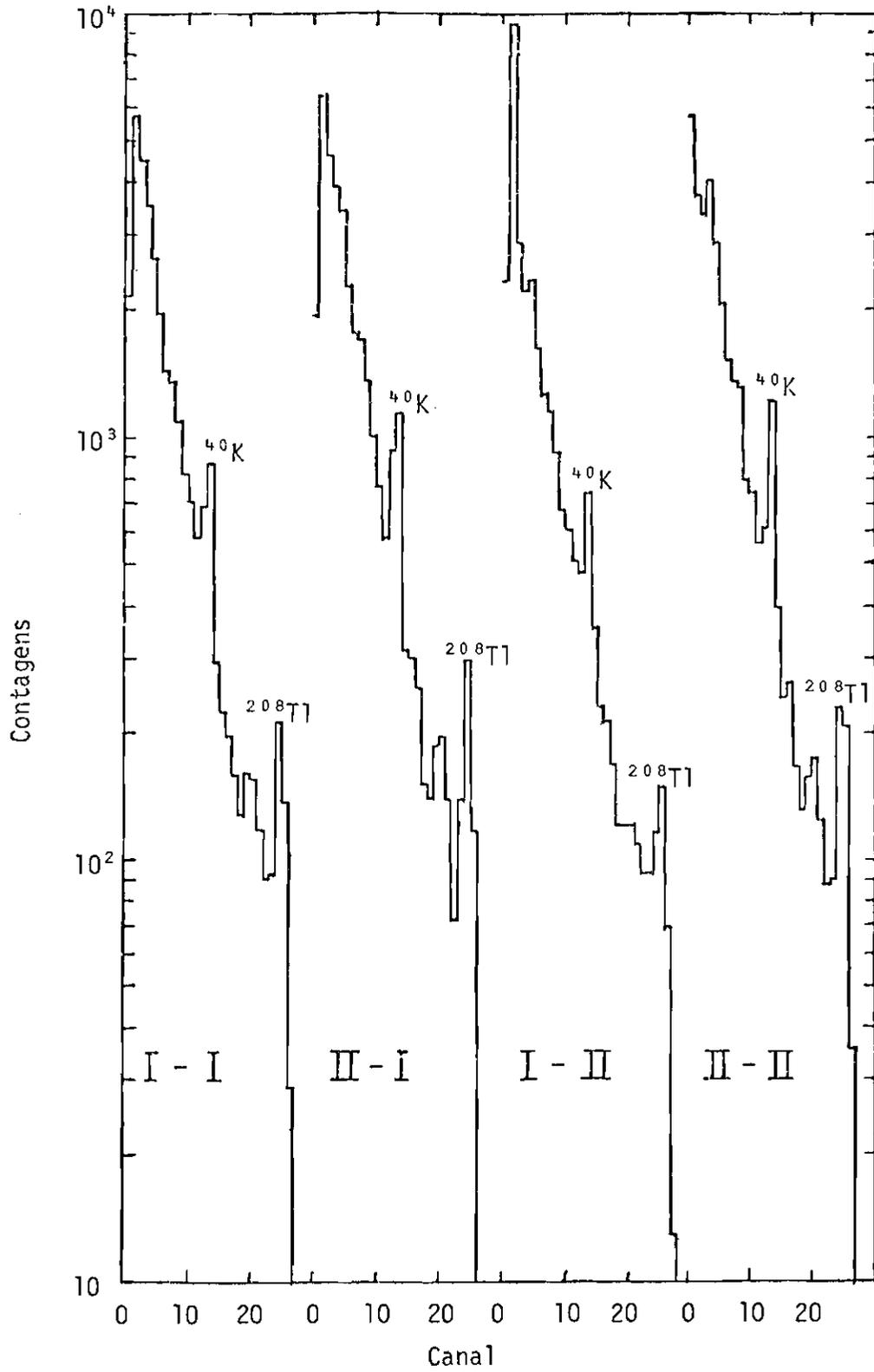


Fig. 3.6 - Espectros de solo do dia 01/6/82.

Como cada canal apresentou uma largura de 0,10 MeV após a subtração do ruído de fundo, os picos não apresentaram forma gaussiana, mas sim a de pirâmide com poucos degraus. O melhor método encontrado para calcular o valor médio do pico, uma vez que eram poucos os canais para a determinação de uma gaussiana, foi, após realizada a subtração do ruído de fundo, somar as contagens de cada canal multiplicadas pelo número do respectivo canal e dividir esta soma pela soma das contagens desses canais considerados. São os canais que após a subtração do ruído de fundo exponencial apresentaram valores positivos, na região da busca do pico, foram considerados para cálculo. Este procedimento foi adotado igualmente para cada uma das combinações detector-codificador em cada medida efetuada. O contínuo exponencial foi obtido através de uma calculadora HP-25 programável, introduzindo como dados 12 canais vizinhos aos canais dos picos. Para uniformidade de procedimento, estes 12 canais foram considerados sempre os mesmos em todos os casos. Acredita-se que, desta forma (procedimento idêntico), o erro que se introduz é maior em termos absolutos de energia, mas não em termos relativos entre detectores.

Na Tabela 3.2 apresenta-se a localização dos picos do potássio 40 ($^{40}\text{K} \rightarrow \gamma$ em 1,46 MeV) e do tálio 208 ($^{208}\text{Tl} \rightarrow \gamma$ em 2,614 MeV) em medidas de solo. As do dia 26/3/82 foram realizadas com o equipamento montado no avião logo após o voo. As dos dias 31/5/82 e 01/6/82 foram obtidas no laboratório respectivamente à temperatura ambiente e à temperatura próxima de 0°C (conseguida com gelo picado em torno da eletrônica).

Existem dois motivos principais que causam incerteza em uma medida (contagem) gama monoenergética. O primeiro decorre das perdas de fótons de cintilação no acoplamento óptico entre o cristal e a fotomultiplicadora, bem como da eficiência quântica do fotocatodo. Dois fótons gama de mesma energia podem gerar então pulsos com alturas diferentes na saída da fotomultiplicadora. O segundo deve-se à eletrônica. Dois pulsos da mesma altura, emitidos pela fotomultiplicadora, poderão ser codificados para canais diferentes. Ambas são responsáveis pelo alargamento do pico correspondente a uma emissão gama monoenergética.

TABELA 3.2

POSICÕES DOS PICOS DO ^{40}K E ^{208}Tl , DADAS EM CANAL FRACIONADO, PARA AS MEDIDAS DOS DIAS 26/3, 31/5 E 01/06 DE 1982.

			E S P E C T R O		
DETETOR	CODIFICADOR	LINHA	31/05/82	01/06/82	26/03/82
I	I	^{40}K	13,5	13,7	-
		^{208}Tl	24,7	25,2	-
II		^{40}K	13,3	13,6	13,8
		^{208}Tl	24,4	25,0	25,5
I	II	^{40}K	13,8	14,0	14,2
		^{208}Tl	25,2	25,6	26,0
II		^{40}K	13,7	14,0	-
		^{208}Tl	25,0	25,4	-

A incerteza que se deseja calcular corresponde à localização dos picos, ou seja, àquela associada à determinação do valor médio (σ/\sqrt{N}), Meyer (1975), e não àquela associada a uma contagem (σ).

Se não existisse ruído de fundo para ser subtraído do pico, dado um pico determinado por N contagens, a incerteza associada a uma contagem (σ) seria \sqrt{N} vezes maior que a incerteza para o valor médio (σ_m); entretanto, como isto não ocorre (é necessária a subtração de um ruído de fundo para obter a gaussiana do pico), a incerteza do valor médio (σ_m) é maior que σ/\sqrt{N} . Não foi possível, entretanto, deduzir uma expressão matemática rigorosa para a determinação do seu valor, e a utilização das técnicas de Bevington (1969) mostraram-se inadequadas pela pouca quantidade de canais que definem um pico no presente experimento. Uma expressão aproximada é dada a seguir: supondo serem quatro os canais que estão estabelecendo o perfil de um determinado pico, e sendo suas contagens $(C_1 \pm \Delta C_1)$, $(C_2 \pm \Delta C_2)$, $(C_3 \pm \Delta C_3)$ e $(C_4 \pm \Delta C_4)$, o canal médio (X) será:

$$X \pm \Delta X = \frac{x_1(C_1 \pm \Delta C_1) + x_2(C_2 \pm \Delta C_2) + x_3(C_3 \pm \Delta C_3) + x_4(C_4 \pm \Delta C_4)}{(C_1 \pm \Delta C_1) + (C_2 \pm \Delta C_2) + (C_3 \pm \Delta C_3) + (C_4 \pm \Delta C_4)}, \quad (3.1)$$

onde x_i é o canal i e ΔC_i é a incerteza da contagem do canal x_i ; portanto

$$X = \frac{x_1 C_1 + x_2 C_2 + x_3 C_3 + x_4 C_4}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4}. \quad (3.2)$$

Como o numerador é dependente do denominador, pode-se aproximar ΔX para a expressão

$$\Delta X = \sqrt{\sum_i \left[\frac{(x_1 C_1 + x_2 C_2 + x_3 C_3 + x_4 C_4) + x_i C_i}{(C_1 + C_2 + C_3 + C_4) + \Delta C_i} - \frac{(x_1 C_1 + x_2 C_2 + x_3 C_3 + x_4 C_4) - x_i C_i}{(C_1 + C_2 + C_3 + C_4) - \Delta C_i} \right]^2}, \quad (3.3)$$

que traduz a resultante da soma das variações causadas pelos canais, que agem separadamente. A expressão dentro dos colchetes é o erro introduzido no valor de X pela incerteza na contagem do canal x_i . O erro ΔX é portanto a raiz quadrada da soma quadrática desses erros, pois eles são independentes entre si e se referem ao mesmo valor médio.

Como as informações do dia 26/3/82 são incompletas para uma determinação da conversão energia x canal para todas as quatro combinações detetor-codificador, as medidas do dia 31/5/82 serão somadas com a do dia 01/6/82 e constituirão referência para a comparação de todos os espectros de voo. Evidentemente, este ajuste incorrerá em erro nos valores absolutos de energia para o início e fim de cada faixa de energia dos espectros de voo, mas este erro é pequeno e o aspecto mais importante, que é a comparação relativa entre detetores, será preservado com mais exatidão.

Desta forma chega-se à Tabela 3.3, que se resume na tabela anterior sem o arredondamento do décimo de canal e acrescida do resultado da soma dos espectros do dia 31/5/82 com os de 01/6/82. São apresentados também os tempos em que as medidas foram acumuladas para a obtenção de cada espectro.

Utilizando a fórmula 3.4 no cálculo das posições dos picos, os erros correspondentes a 68% de confiabilidade ficaram entre 1/100 e 1/25 de canal, dependendo do espectro analisado.

Utilizando o gerador de pulsos pode-se investigar a linearidade da curva altura de pulso x canal (Figuras 3.7 e 3.8). Fica garantida uma linearidade até o canal 44; porém, acima deste as curvas do amplificador I afastam-se da reta inicial, principalmente quando o sinal é injetado no codificador I. Considerando que no trecho que vai do canal 1 ao canal 44 os detetores não acrescentaram não-linearidades, pode-se admitir como linearidade a curva energia x canal. Passando então uma reta para cada combinação det-cond. pelos dois picos (do ^{40}K e ^{208}Tl), obtêm-se os limites de energia de qualquer canal do 1 ao 44. A inclinação destas retas será dada por:

$$a^{\text{comb.}} = \frac{(2,614-1,460)}{\Delta x_i} = \frac{1,154}{\Delta x_i}, \quad (3.4)$$

onde comb. = combinação detetor-codificador (I-I, I-II, II-I ou II-II); 2,614 MeV é a energia do pico do ^{208}Tl ; 1,460 MeV é a energia do pico do ^{40}K ; e Δx_i é a variação em termos de canais.

Para o cálculo dos erros para as posições dos picos e para a inclinação da reta de cada combinação

$$(x_{^{40}\text{K}}^{\text{comb.}}, x_{^{208}\text{Tl}}^{\text{comb.}} \text{ e } a^{\text{comb.}})$$

deve-se levar em conta apenas a incerteza de localização dos picos (incerteza dos valores médios). Na Tabela 3.4 são apresentados os $a^{\text{comb.}}$ e suas incertezas.

Uma das combinações passa a ser a partir de agora a base de referência para todas as outras. É conveniente que a combinação escolhida apresente o menor erro relativo para minimizar todos os erros calculados a partir dela. A escolha recai então na combinação II-I.

TABELA 3.3

POSIÇÕES DOS PICOS DO ^{40}K E ^{208}Tl NOS DADOS INTEGRADOS DO DIA
31/5/82 COM OS DO DIA 01/6/82

DETETOR	CODIFICADOR	PICO	E S P E C T R O							
			31/5	TEMPO	01/6	TEMPO	26/3	TEMPO	(31/5)+(01/6)	TEMPO
I	I	^{40}K	13,49	1113 s	13,68	420 s	-	-	13,55	1533 s
		^{208}Tl	24,67		25,18				24,81	
II	I	^{40}K	13,32	1120 s	13,64	420 s	13,77	210 s	13,40	1540 s
		^{208}Tl	24,44		24,99		25,48		24,59	
I	II	^{40}K	13,78	1032 s	14,03	420 s	14,19	210 s	13,85	1452 s
		^{208}Tl	25,18		25,56		26,01		25,29	
II	II	^{40}K	13,66	1040 s	13,96	420 s	-	-	13,73	1460 s
		^{208}Tl	24,97		25,37				25,07	

Obs.: As posições são dadas em canal fracionado.

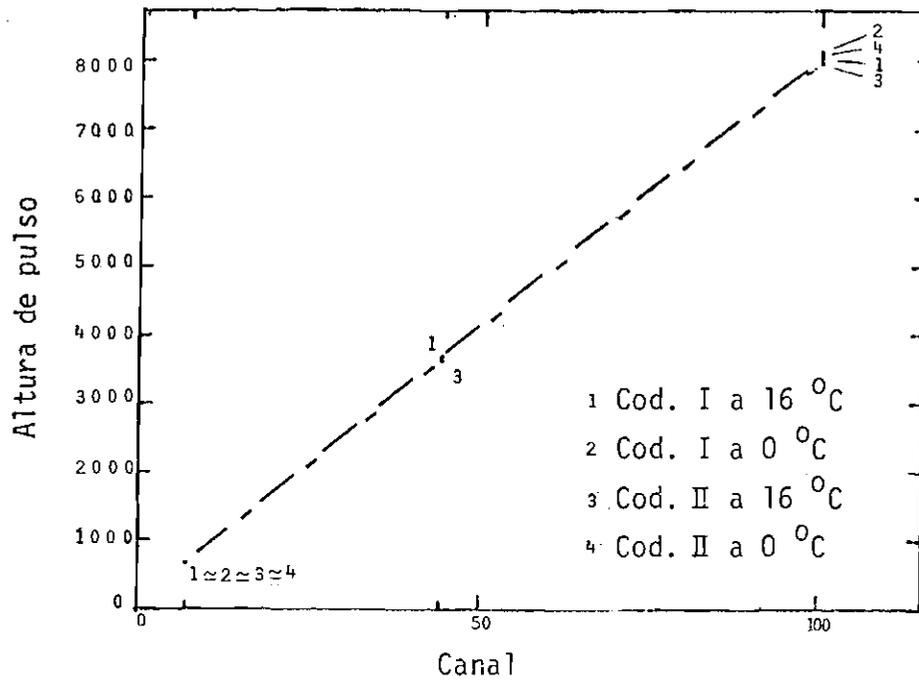


Fig. 3.7 - Curvas de conversão amplitude de pulso x canal do amplificador II com cada codificador, a 16 °C e a 0 °C.

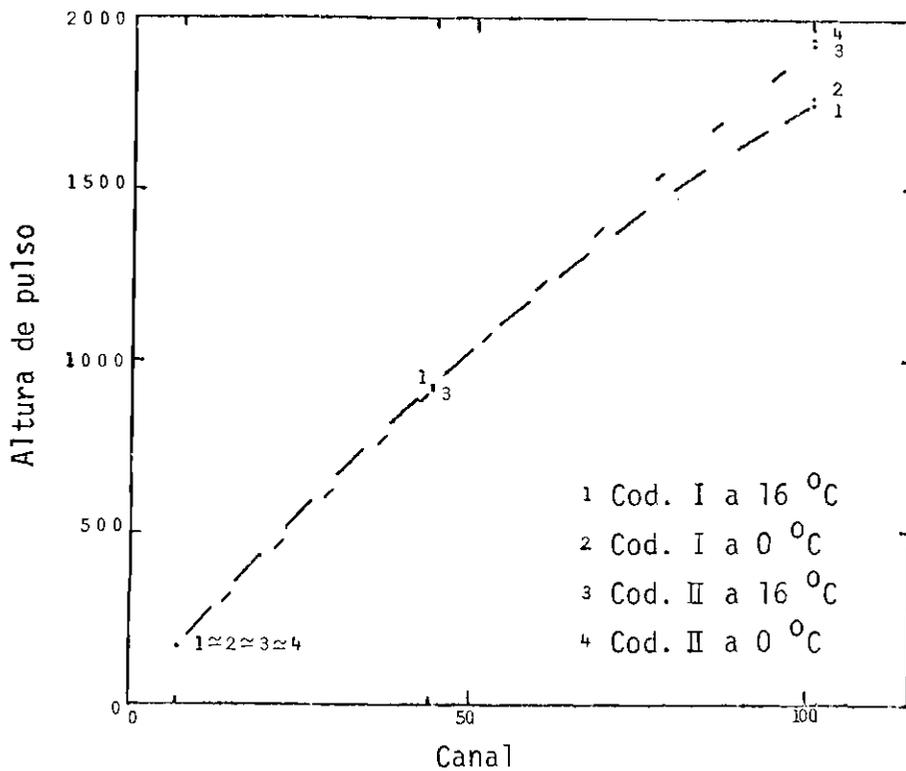


Fig. 3.8 - Curvas de conversão amplitude de pulso x canal do amplificador I com cada codificador, a 16 °C e a 0 °C.

TABELA 3.4

INCLINAÇÕES DAS RETAS DE GANHO

COMBINAÇÃO	$x_{40K}^{comb.}$	$x_{208Tl}^{comb.}$	Δx_i	$a^{comb.}$
I-I	13,55 $\pm 0,02$	24,81 $\pm 0,03$	11,26 $\pm 0,04$	0,1025 $\pm 0,0004$
II-I	13,40 $\pm 0,01$	24,59 $\pm 0,02$	11,19 $\pm 0,02$	0,1031 $\pm 0,0002$
I-II	13,85 $\pm 0,04$	25,29 $\pm 0,04$	11,44 $\pm 0,06$	0,1009 $\pm 0,0005$
II-II	13,73 $\pm 0,02$	25,07 $\pm 0,02$	11,34 $\pm 0,03$	0,1018 $\pm 0,0003$

O valor em canal para qualquer energia de qualquer combinação detector-codificador passa a ser dado por uma das expressões abaixo:

$$x_i^{comb.} = x_{40K}^{comb.} - \frac{a^{II-I}}{a^{comb.}} (x_{40K}^{II-I} - x_i^{II-I}) \quad (3.5)$$

ou

$$x_i^{comb.} = x_{208Tl}^{comb.} - \frac{a^{II-I}}{a^{comb.}} (x_{208Tl}^{II-I} - x_i^{II-I}) \quad (3.6)$$

Note-se que não é estabelecido um zero de referência. As referências são tão somente os picos do ^{40}K e do ^{208}Tl . A incerteza irá depender da proximidade que a região de interesse diste de cada pico: quanto mais próximo, menor será a incerteza resultante.

Na Tabela 3.5 são apresentados os resultados utilizando os picos do ^{40}K do ^{208}Tl como referência para descobrir o valor do ca

nal para qualquer combinação a partir de um valor de canal da II-I. As faixas de energia correspondentes aos canais 4-5, 6-11, 12-22, 23-44 foram escolhidas, pois apresentaram nos espectros de v̄o características peculiares (todos os canais com contagens maiores (ou menores) que os canais correspondentes do outro detetor, para qualquer patamar). Os pontos de interesse ou pontos de interface situam-se na borda dos canais extremos dessas faixas, ou seja, a meio canal à esquerda do canal m̄nimo e a meio canal à direita do canal m̄ximo. S̄o os extremos da faixa.

TABELA 3.5

POSICIONAMENTO COMPARATIVO DOS LIMITES DAS FAIXAS DE CANAIS PARA TODAS AS COMBINAÇÕES DETETOR-CODIFICADOR, RELATIVAS AO PICO DO ⁴⁰K OU PICO DO ²⁰⁸Tl

C A N A L				
II-I	PICO DE REFERÊNCIA	I-I	I-II	II-II
4,5	⁴⁰ K	4,60 ± 0,04	4,76 ± 0,06	4,72 ± 0,04
	²⁰⁸ Tl	4,60 ± 0,10	4,76 ± 0,12	4,72 ± 0,08
5,5	⁴⁰ K	5,60 ± 0,04	5,78 ± 0,06	5,73 ± 0,04
	²⁰⁸ Tl	5,61 ± 0,09	5,78 ± 0,11	5,74 ± 0,07
11,5	⁴⁰ K	11,64 ± 0,02	11,91 ± 0,04	11,81 ± 0,02
	²⁰⁸ Tl	11,64 ± 0,07	11,91 ± 0,08	11,81 ± 0,05
22,5	⁴⁰ K	22,70 ± 0,05	23,15 ± 0,06	22,95 ± 0,04
	²⁰⁸ Tl	22,71 ± 0,04	23,15 ± 0,05	22,95 ± 0,03
44,5	⁴⁰ K	44,83 ± 0,14	45,63 ± 0,17	45,23 ± 0,11
	²⁰⁸ Tl	44,84 ± 0,09	45,63 ± 0,12	45,23 ± 0,08

Obs.: Os valores est̄o em canal fracionado.

Escolhendo o pico que oferece a menor incerteza de cálculo, obtêm-se a Tabela 3.6. O cálculo da coluna de energia é feito a partir da Expressão 3.7, válida para a combinação II-I:

$$E = 0,1031 \cdot x_i^{II-I} + 0,078. \quad (3.7)$$

Como já foi mencionado, esta correspondência em energia só é válida para o dia em que foram efetuadas as medidas de laboratório. Como os picos do ^{40}K e ^{208}Tl apresentaram no dia do vôo aproximadamente 0,37 e 0,80 de canal a mais que a média do espectro soma dos dias (31/5) e (01/6) para a combinação II-I, e como cada canal tem cerca de 0,10 MeV, podem estimar as energias dos limites de interesse no dia do vôo (Tabela 3.7).

TABELA 3.6

CANAIS CORRESPONDENTES AOS DA COMBINAÇÃO II-I

ENERGIA (MeV)	CANAIS			
	I-I	II-I	I-II	II-II
0,54	4,60 ± 0,04	4,50	4,76 ± 0,06	4,72 ± 0,04
0,65	5,60 ± 0,04	5,50	5,78 ± 0,06	5,73 ± 0,04
1,27	11,64 ± 0,02	11,50	11,91 ± 0,04	11,81 ± 0,02
2,40	22,71 ± 0,04	22,50	23,15 ± 0,05	22,95 ± 0,03
4,67	44,84 ± 0,09	44,50	45,63 ± 0,12	45,23 ± 0,08

Obs.: Todos os resultados apresentados baseiam-se nos espectros da soma dos dados dos dias 31/5/82 e 1/6/82.

Foram checados, também, os cálculos realizados para a determinação das conversões energia x canal do I-I e II-II, com valores medidos no dia 01/6/82 usando as fontes ^{137}Cs e Am-Be (picos em 0,662; 3,93 e 4,45 MeV). Desta forma teve-se uma confirmação da hipótese de

considerar uma linearização para estas conversões dos detetores-codificadores até o canal 44. Os canais calculados e os valores medidos são apresentados na Tabela 3.8.

TABELA 3.7

ESTIMATIVAS DAS ENERGIAS PARA OS LIMITES DAS FAIXAS DE INTERESSE

CANAIS DO II-I	4,5	5,5	11,5	22,5	44,5
ENERGIA (ESTIMADA)	0,55	0,65	1,24	2,32	4,5

Obs.: Os resultados apresentados baseiam-se nos espectros do dia 26/3/82.

TABELA 3.8

COMPARAÇÃO DOS CANAIS CALCULADOS E MEDIDOS PARA O PICO DE 0,662 MeV DO ^{137}Cs E DE 4,45 MeV DO Am-Be

COMBINAÇÃO	PICO	PROCESSO	CANAL
I-I	0,662 MeV do ^{137}Cs	calculado	5,76 \pm 0,04
		medido	5,72 \pm 0,01
	4,45 MeV do Am-Be	calculado	42,72 \pm 0,09
		medido	43,52 \pm 0,08
II-II	0,662 MeV do ^{137}Cs	calculado	5,89 \pm 0,04
		medido	5,94 \pm 0,01
	4,45 MeV do Am-Be	calculado	43,11 \pm 0,08
		medido	43,92 \pm 0,04

Os valores medidos e calculados para o pico do Cs estão em boa concordância, fortalecendo a hipótese de linearização até o canal 5. Encontram-se diferenças de 0,8 de canal no caso do pico em 4,45 MeV do Am-Be; porém, como foram idênticas para ambas as combinações, acredita-se que seja possível considerar uma linearização até o canal 44, em acordo com os dados obtidos pelo gerador de pulsos. As curvas de conversão canal x energia para todas as combinações são apresentadas na Figura 3.9. Os pontos correspondendo aos picos do ^{137}Cs e Am-Be estão assinalados.

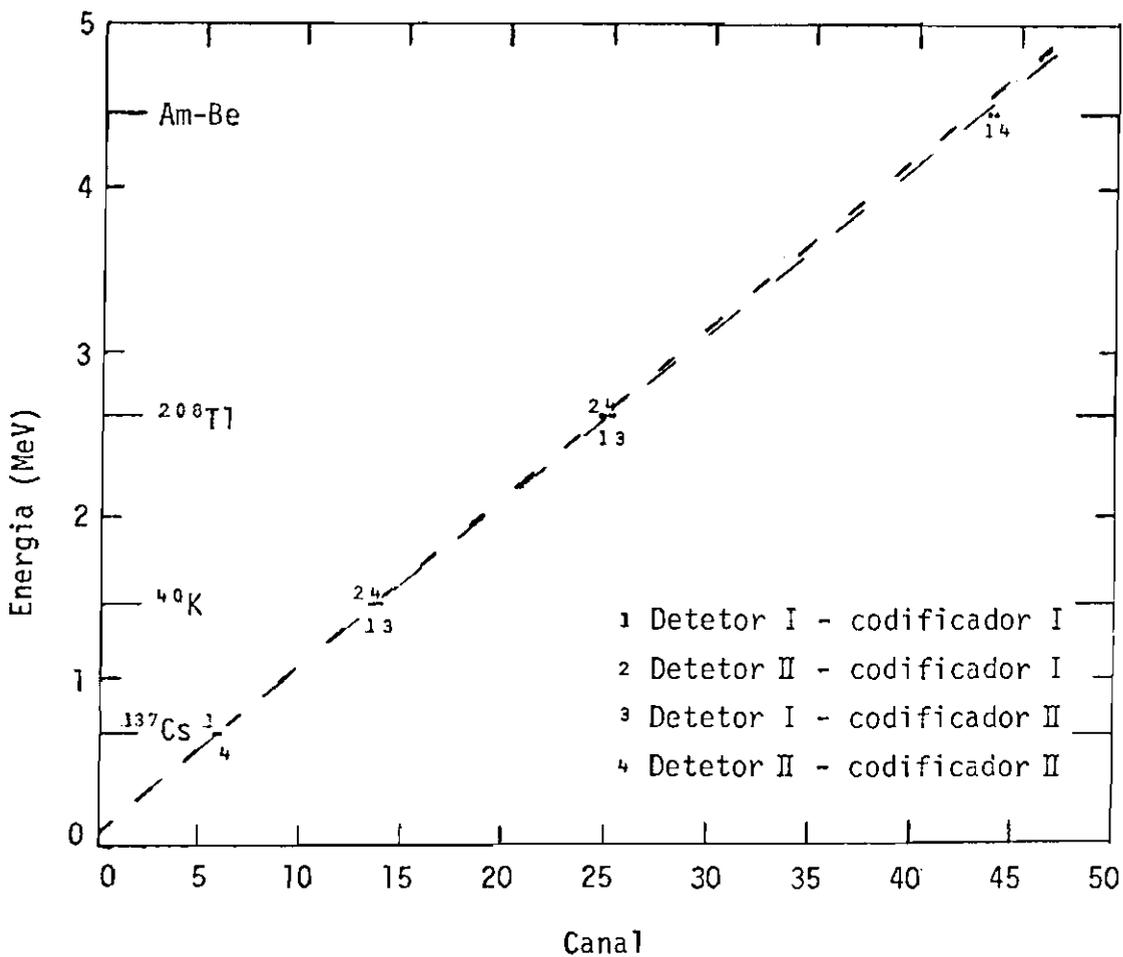


Fig. 3.9 - Retas da conversão energia x canal para todas as combinações detector-codificador.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 - VÔOS DE AVIÃO

Quatro vôos de avião do tipo Bandeirante foram realizados em março de 1982 (três no dia 12/3 e um no dia 26/3). Apenas o quarto vôo apresentou dados que puderam ser aproveitados, portanto, somente este vôo será referido neste trabalho. Os três primeiros serviram de vôos teste. Da correção de seus erros pôde-se realizar com sucesso o vôo do dia 26/3/82. Os do dia 12/3/82 apresentaram ruído nas pistas de gravação, inutilizando a maioria dos dados de espectro. Os espectros disponíveis nesta data ocorreram nos intervalos de subida ou descida do avião. Como não se dispõe de dados sobre a evolução da mudança de altitude do avião, a não ser sobre o horário em que estas mudanças iniciaram e terminaram, fica difícil uma análise destes espectros. Entretanto todas as contagens integradas foram recuperadas, devido à simplicidade dos sinais pelos quais foram transmitidas (duas frequências discretas que representam nível alto ou baixo, respectivamente). Todos esses problemas não ocorreram no quarto vôo.

Do quarto vôo dispõe-se de aproximadamente 41 minutos de dados divididos em oito altitudes (patamares), com ~5 minutos cada uma: 25000 pés, 22500 pés, 20000 pés, 17500 pés, 15000 pés, 12500 pés, 10000 pés e 7500 pés, todas com incerteza inferior a 100 pés. O equipamento voou nessas altitudes a bordo da aeronave que descrevia voltas em torno de São José dos Campos ($23^{\circ} 14' S$, $314^{\circ} 9' E$; 11,1 GV de rigidez de corte⁶ na vertical (Palmeira et alii, 1976)). A decolagem ocorreu às 10:21 h (tempo local). O primeiro patamar foi o de 25000 pés, onde se iniciou a gravação dos dados às 11:02 h. Às 12:30 h terminou a última gravação, a 7500 pés de altitude.

⁶ *Potencial elétrico mínimo de uma partícula necessário para que ela possa atingir uma certa latitude geomagnética a uma certa distância geocêntrica.*

O pouso deu-se 11 minutos depois, quando então se iniciou a gravação do ruído de fundo devido principalmente à radioatividade natural do urânio, tório e potássio 40 presentes no concreto da pista de acesso do aeroporto. Com isto pôde ser determinada com exatidão a conversão energia x canal para cada detetor. Antes do voo, em laboratório, haviam-se ajustado os ganhos para conversões energia x canal o mais igual possível entre os dois detetores, por intermédio de fontes radioativas e radiação natural ambiente; porém, esta medida de solo logo após o voo, com o equipamento ainda conservando a temperatura interna do avião, forneceria valores de ganho mais adequados que os da calibração.

O período do voo foi calmo do ponto de vista das variações do campo magnético, tendo este apresentado durante as 24 horas atividade Q, com variação menor que 24 nT (nT = nano Tesla = nano Weber/m² = 10 gauss = 1 gama) em períodos de 3 horas, e gradientes menores que 10 nT/6 min em F, segundo os dados fornecidos pelo Observatório Magnético de Vassouras (Observatório Nacional/CNPq).

Ocorreu um problema com o relê de comutação (ver Capítulo 3) entre os amplificadores e os codificadores. Esperava-se que todos os oito patamares de altitudes fossem com a combinação detetor I - codificador I para o detetor circundado por madeira, e detetor II - codificador II para o detetor sem blindagem. Porém isto não ocorreu. Nos patamares 25000 pés, 20000 pés, 15000 pés e 10000 pés teve-se a combinação detetor I - codificador II para o detetor com madeira e detetor II - codificador I para o detetor sem blindagem. Portanto, os espectros tirados do solo logo após o pouso foram insuficientes para fornecer a calibração de todas as combinações ocorridas em voo.

Para obter a informação das conversões energia x canal, foi necessário efetuar medidas posteriores em laboratório. Então, para simular temperaturas próximas às do voo, todo o equipamento eletrônico, com exceção dos detetores, foi envolvido em 10 kg de selo e alguns espectros foram tirados. Estes e outros obtidos em laboratório, depois do voo, a temperatura ambiente (-16° C), serviram de referência para o cálculo dos ganhos dos detetores (Seção 3.3).

4.2 - RESULTADOS DE VÔO

4.2.1 - CONTAGEM INTEGRADA

Como foi visto no capítulo anterior, a contagem integrada fornece a contagem total de registro na faixa total de energia analisada, no caso desde o canal 1 até o canal 113. Esta contagem integrada foi obtida pela reprodução dos dados de fita magnética que passaram por discriminadores de subportadora, sendo o sinal final recolhido por um registrador de papel de duas penas, o qual assinalou concomitantemente as mudanças para os dois detetores, correspondentes a cada 2048 contagens efetuadas por cada um deles. Os registros em papel foram feitos à velocidade de 1mm/seg, ou seja, cada milímetro correspondia a um segundo; e o erro de leitura, através de uma boa lupa, foi considerado 0,1 mm. Após passarem pelos amplificadores os pulsos da fotomultiplicadora possuíam 10 μ s de largura; portanto, mesmo para a contagem integrada foi considerado um "tempo morto", que calculado através da fórmula (Knoll, 1979):

$$CC = \frac{CM}{1 - CM \tau} , \quad (4.1)$$

onde CC = taxa de contagem corrigida (contag./seg.);
CM = taxa de contagem medida (contag./seg.);
 τ = tempo morto de uma contagem medida (= 10 μ s);

resultou nos valores apresentados na Tabela 4.1.

Os erros calculados levaram em conta não somente o erro óptico de leitura, mas também (e este é o mais relevante) a raiz quadrada da multiplicação da taxa de contagem corrigida (CC) pelo tempo medido no papel para obtenção. Nenhum erro decorrente do gravador ou registrador de papel foi considerado. E quanto a este problema dos erros a serem levados em conta, é conveniente abrir uma seção sobre este assunto.

TABELA 4.1

CONTAGENS INTEGRADAS

ALTITUDE (PES)	COMBINAÇÃO	CONTAGEM INTEGRADA (CONTAGENS/SEG.)
25000	I-II	230,9 ± 0,9
	II-I	205,3 ± 0,8
22500	I-I	165,8 ± 0,9
	II-II	170,1 ± 1,0
20000	I-II	136,8 ± 0,8
	II-I	121,4 ± 0,8
17500	I-I	94,5 ± 0,6
	II-II	96,1 ± 0,6
15000	I-II	75,1 ± 0,5
	II-I	65,8 ± 0,6
12500	I-I	51,2 ± 0,5
	II-II	52,7 ± 0,4
10000	I-II	40,5 ± 0,4
	II-I	36,3 ± 0,4
7500	I-I	28,6 ± 0,4
	II-II	36,8 ± 0,4
Solo	I-II	151,2 ± 0,9
	II-I	227,3 ± 1,1

4.2.2 - ERROS A CONSIDERAR

Na Tabela 4.2 são apresentados os erros associados aos diversos fatores relacionados com o tratamento dos dados.

De todos esses erros apenas o último, o erro óptico na leitura do papel, deve ser considerado na comparação entre as contagens dos detetores. Todos os demais erros se anulam na comparação das contagens, pois elas foram gravadas e reproduzidas simultaneamente. Eles só entrariam no cálculo dos valores absolutos das contagens dos detetores. Mesmo no caso de obtenção dos espectros de vôo, que foram reduzidos separadamente, não é computado o erro do gravador ou fita na reprodução. O dado da contagem integrada é que serve de indicador mais exa

to da correção das contagens dos espectros, e sendo esta contagem obtida simultaneamente para os dois detetores, o resultado final fica isento das variações apresentadas.

TABELA 4.2

ERROS ASSOCIADOS AOS INSTRUMENTOS E MÉTODOS EMPREGADOS

GRAVADOR	devido à variação da velocidade	durante a gravação	+ 0,2%	Especificação de fábrica
		durante a reprodução	+ 0,2%	
FITA MAGNÉTICA	por esticamento (tração)	durante a gravação	menor que 0,07%	Determinado por medição
		durante a reprodução	menor que 0,07%	
REGISTRADOR DE PAPEL	devido à variação da velocidade	durante a gravação	+ 0,2%	Determinado por medição
PAPEL DO REGISTRADOR	por esticamento (tração)	durante a gravação	menor que 0,01%	Determinado por medição
PAPEL DO REGISTRADOR	devido à leitura óptica das subdivisões do milímetro do papel	durante a redução dos dados (com uso de lupa)	+ 0,1 mm em cada leitura (+ 0,2 mm no dado final)	Estimado

Resumindo, os únicos erros considerados foram os erros associados a uma medida de contagem de origem nuclear ($\Delta N = \sqrt{N}$) e o erro da leitura óptica do papel do registrador.

4.2.3 - ESPECTROS DE VÛO

Todos os espectros do dia 26/3/82 se encontram na Figura 4.1. São um total de 17 espectros com 5 minutos em média cada um (o do solo é exceção, com 3,5 minutos). Todos eles já apresentam correção de tempo morto, através da contagem integrada.

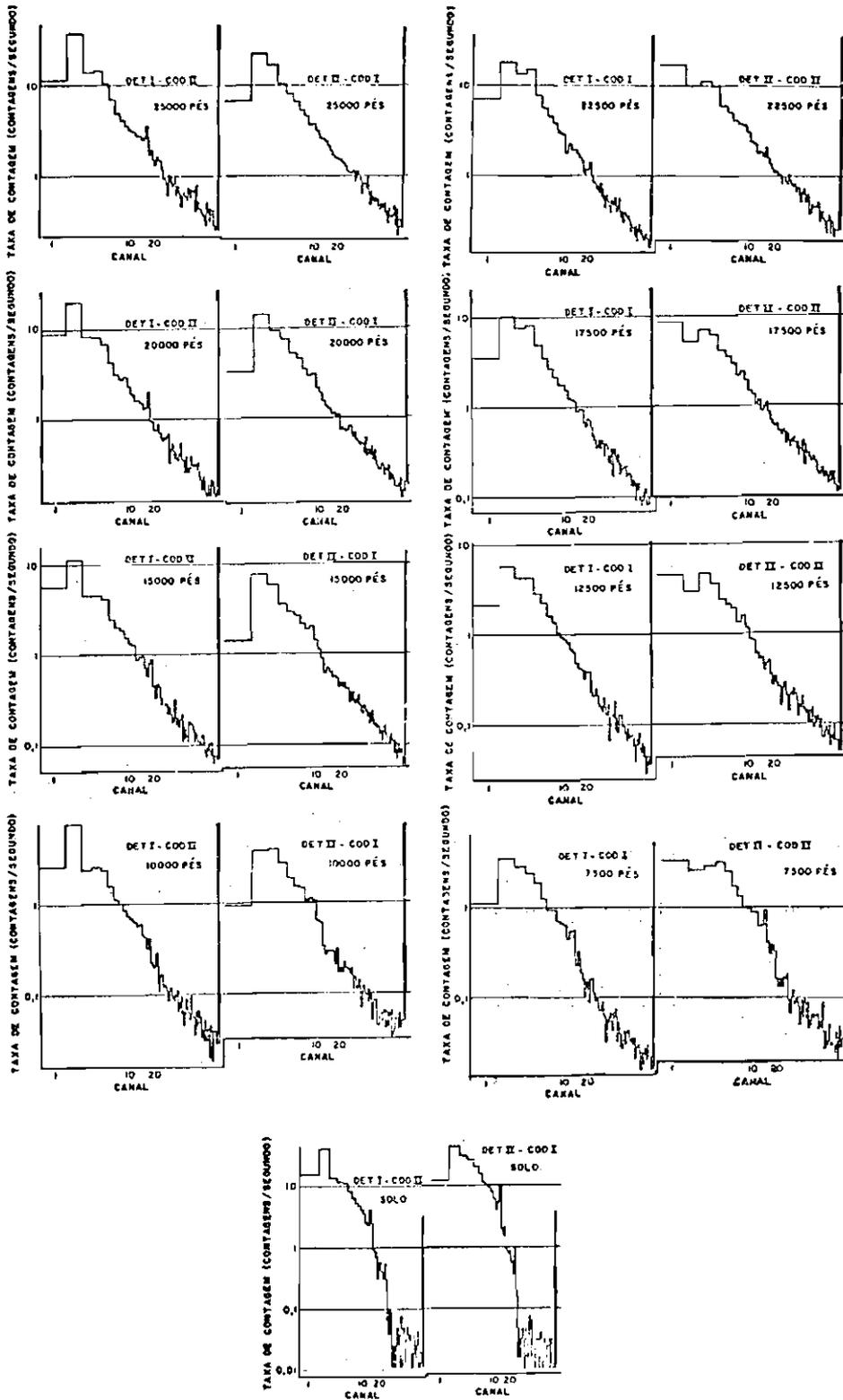
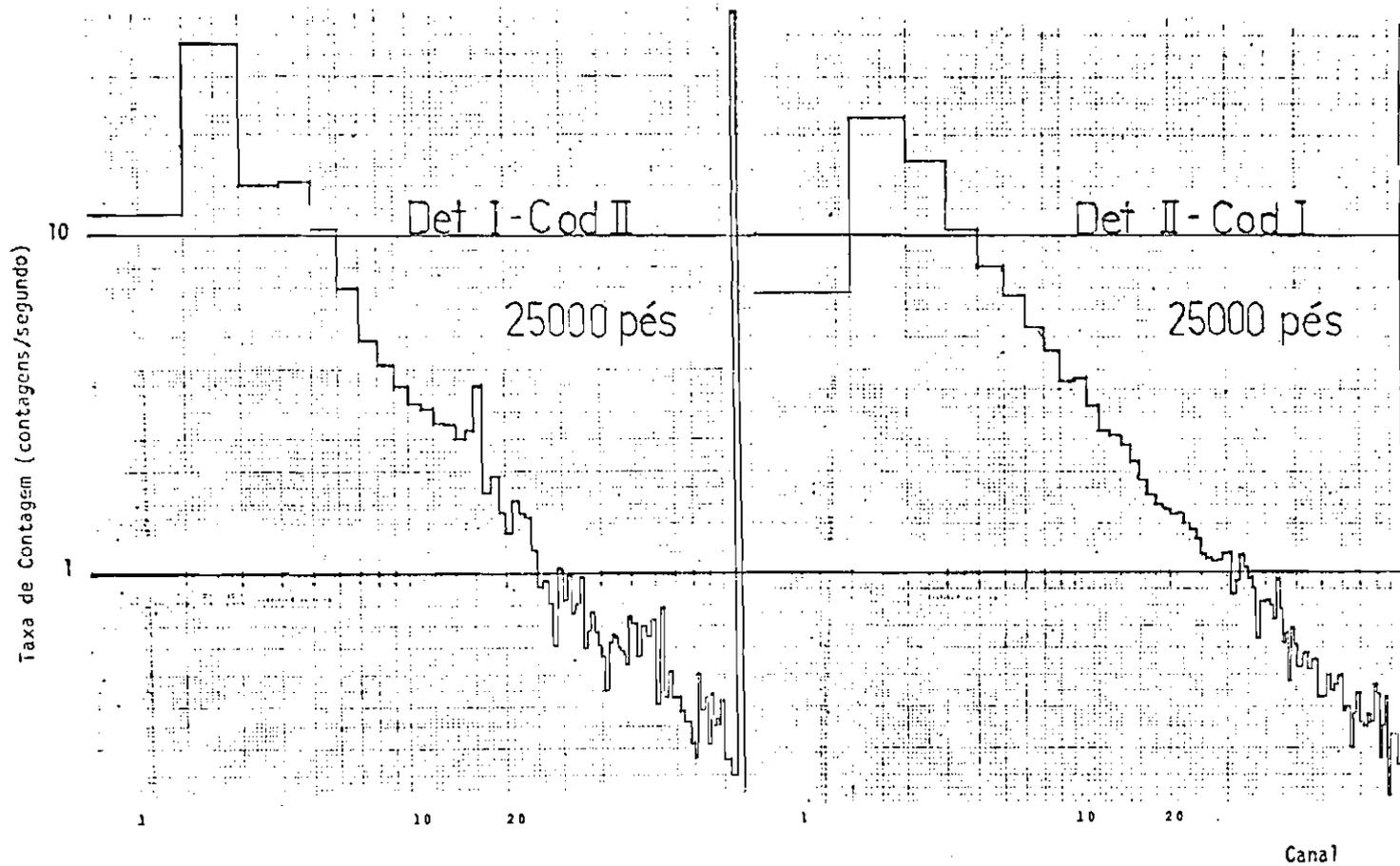


Fig. 4.1 - Espectros de v̄o.

Fica visível por meio deste agrupamento de espectros a característica dos quatro primeiros canais para cada combinação detector-codificador (cada combinação está agrupada em uma mesma coluna). Foi através deste indicador, bem como da informação da contagem integrada, que foi possível determinar a ocorrência da mudança no relé e o estado em que este se encontrou em cada patamar.

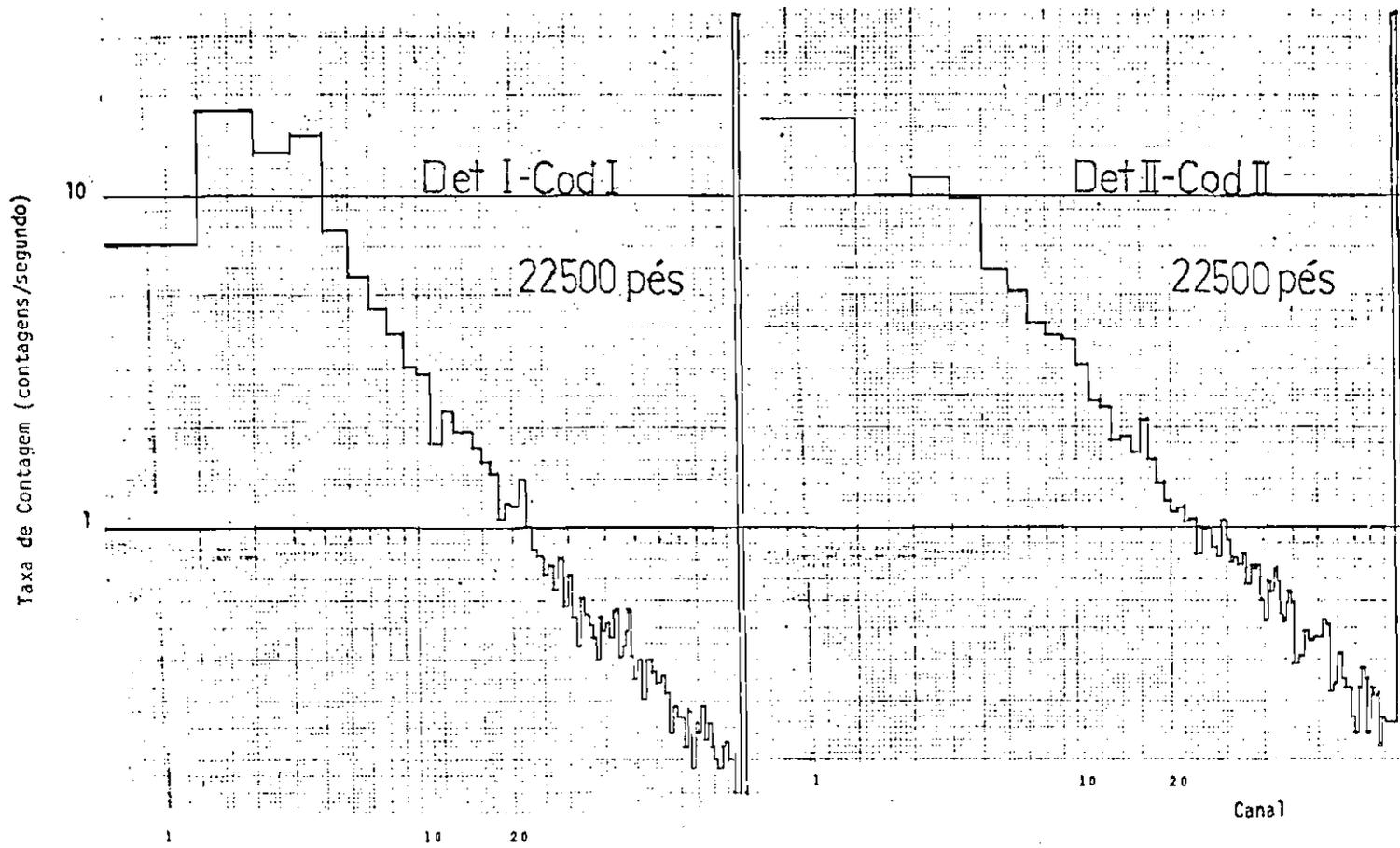
As Figuras 4.2 a 4.9 apresentam os espectros dois a dois referentes a cada patamar, e a Figura 4.10 apresenta os espectros de solo do dia do voo, que são os mesmos da Figura 3.4, agora em escala log x log. A largura de 0,10 MeV por canal permitiu a análise de grande faixa de energia com os 113 canais disponíveis, mas dificultou a observação de linhas. Por outro lado, o tempo de obtenção de cada espectro, cerca de 5 minutos, não foi suficiente para uma comparação imediata entre os espectros. Tornou-se necessário, então, agrupar canais adjacentes para melhorar a estatística, diminuindo, com isto, o desvio padrão relativo decorrente do aumento da contagem.

Observando comparativamente os espectros, procurou-se agrupar canais adjacentes que apresentassem individualmente contagens todas maiores ou todas menores que as dos canais correspondentes do outro detector naquele patamar. Fez-se isso em todos os patamares, o resultado foram faixas de canais semelhantes. Foi então estabelecida uma divisão em faixas que procurasse maximizar essas diferenças. A escolha resultou nas faixas 5, 6-11, 12-22, 23-44 e 45-113 de canais para a combinação II-I. O cálculo das faixas correspondentes das outras combinações já foi feito na Seção 3.3. Os canais 1, 2, 3 e 4 foram abandonados, pois as suas contagens têm forte dependência da combinação detector-codificador. Uma consequência disto é que estes canais não seguem a mesma lei que rege os canais seguintes (do 5 em diante).



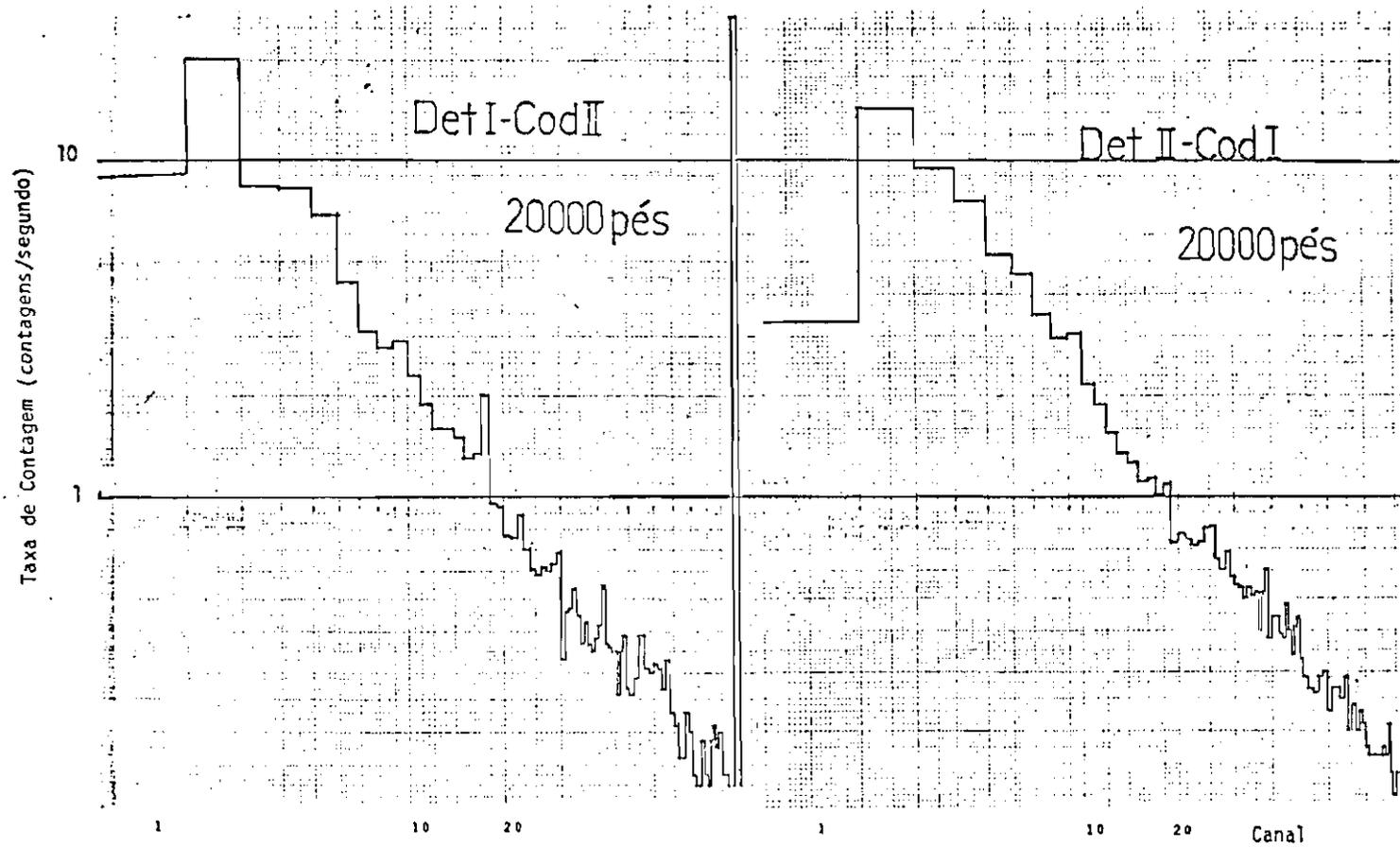
Tempo de integração: 340 s.

Fig. 4.2 - Espectros a 25000 p̄s.



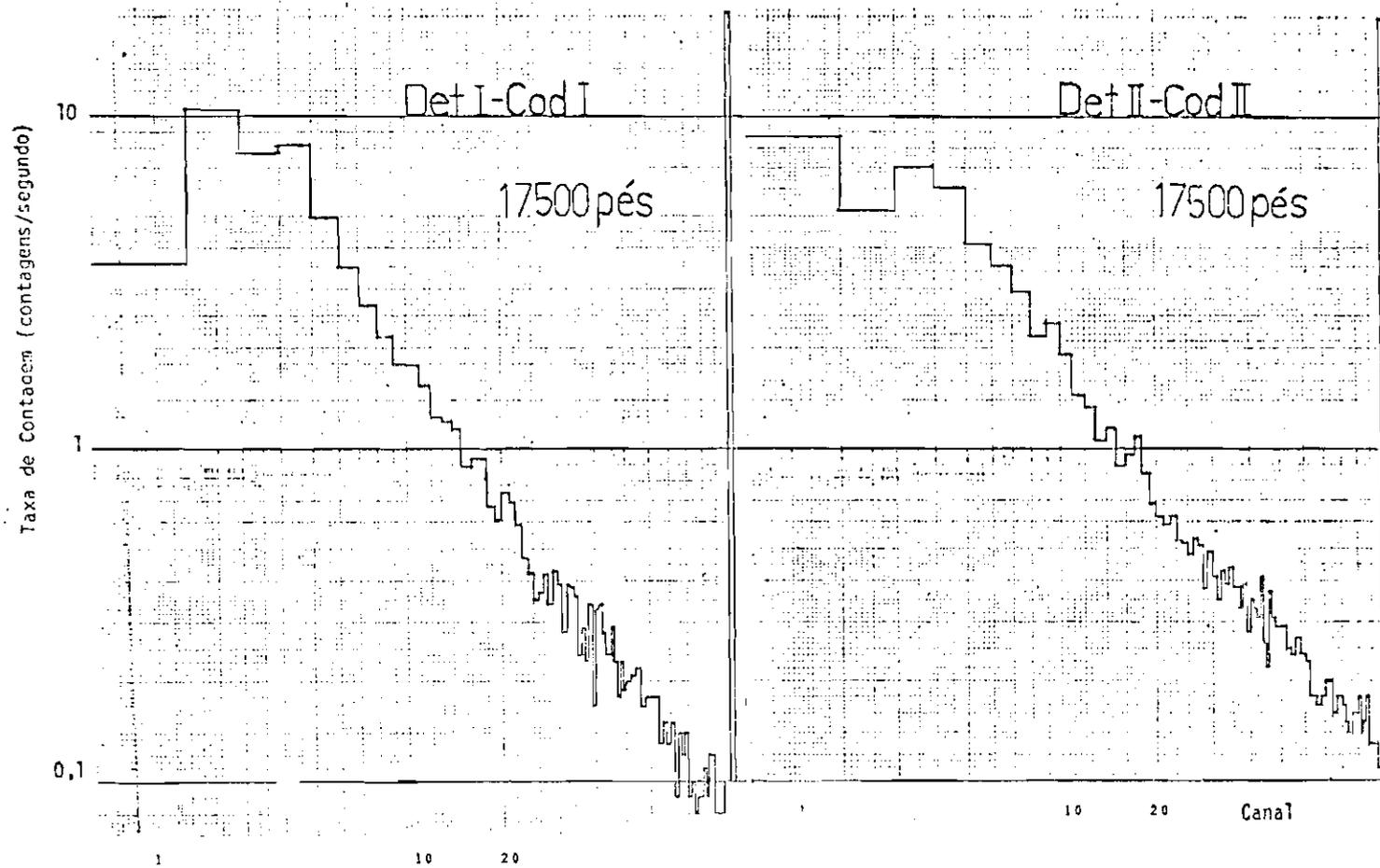
Tempo de integração = 285 s.

Fig. 4.3 - Espectros a 22500 p̄s.



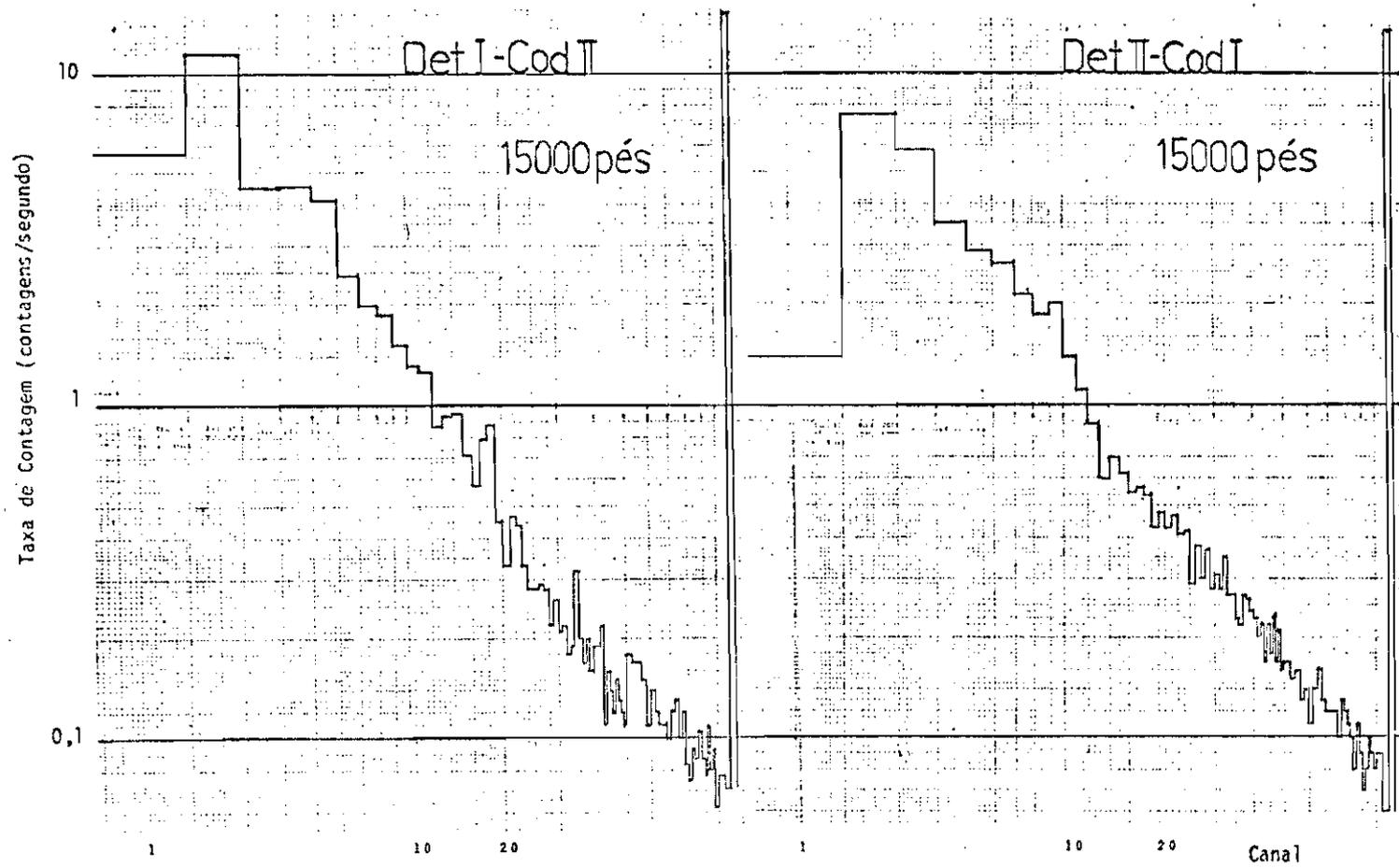
Tempo de integração = 285 s.

Fig. 4.4 - Espectros a 20000 p̄s.



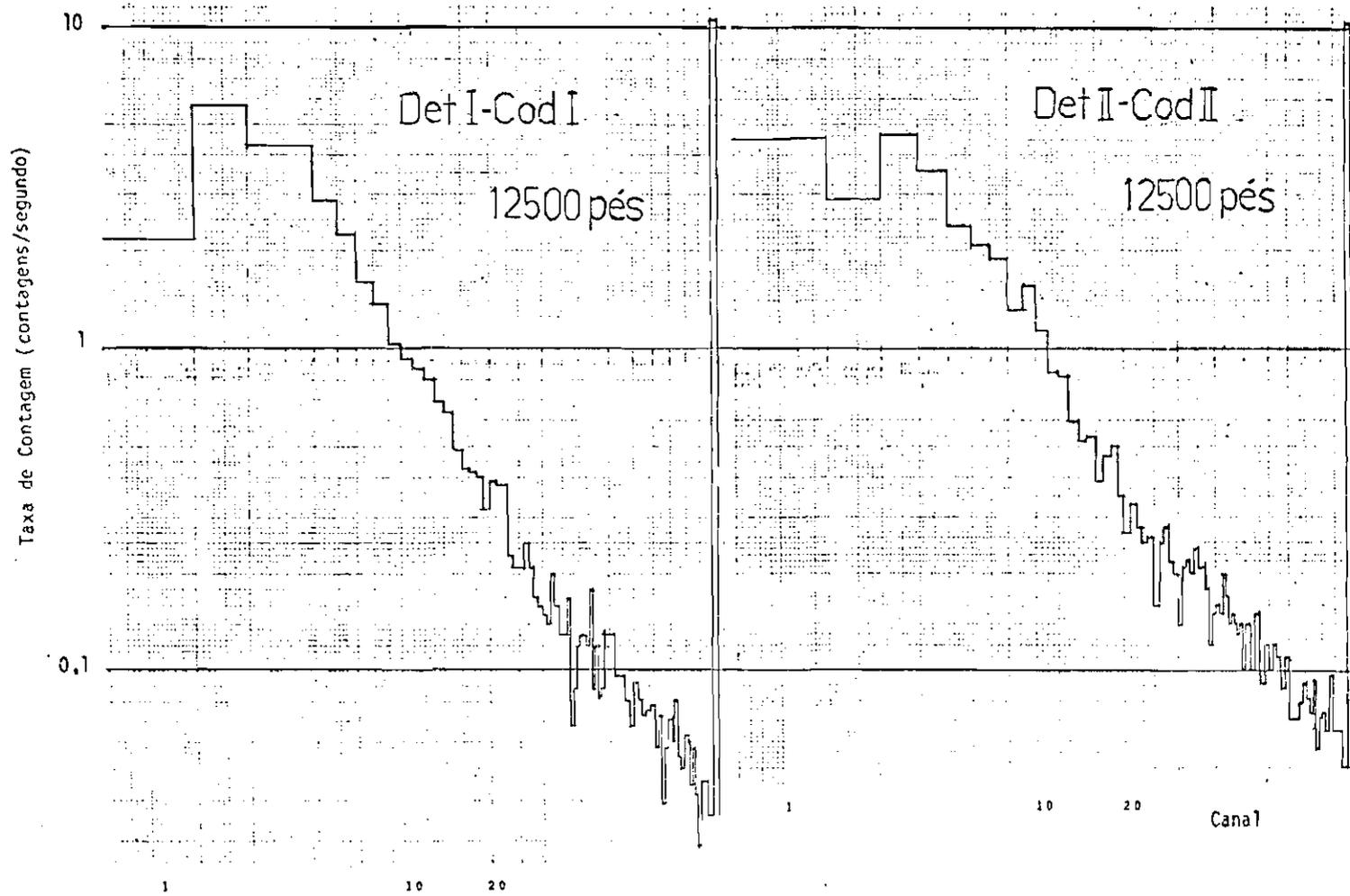
Tempo de integração = 295 s.

Fig. 4.5 - Espectros a 17500 pés.



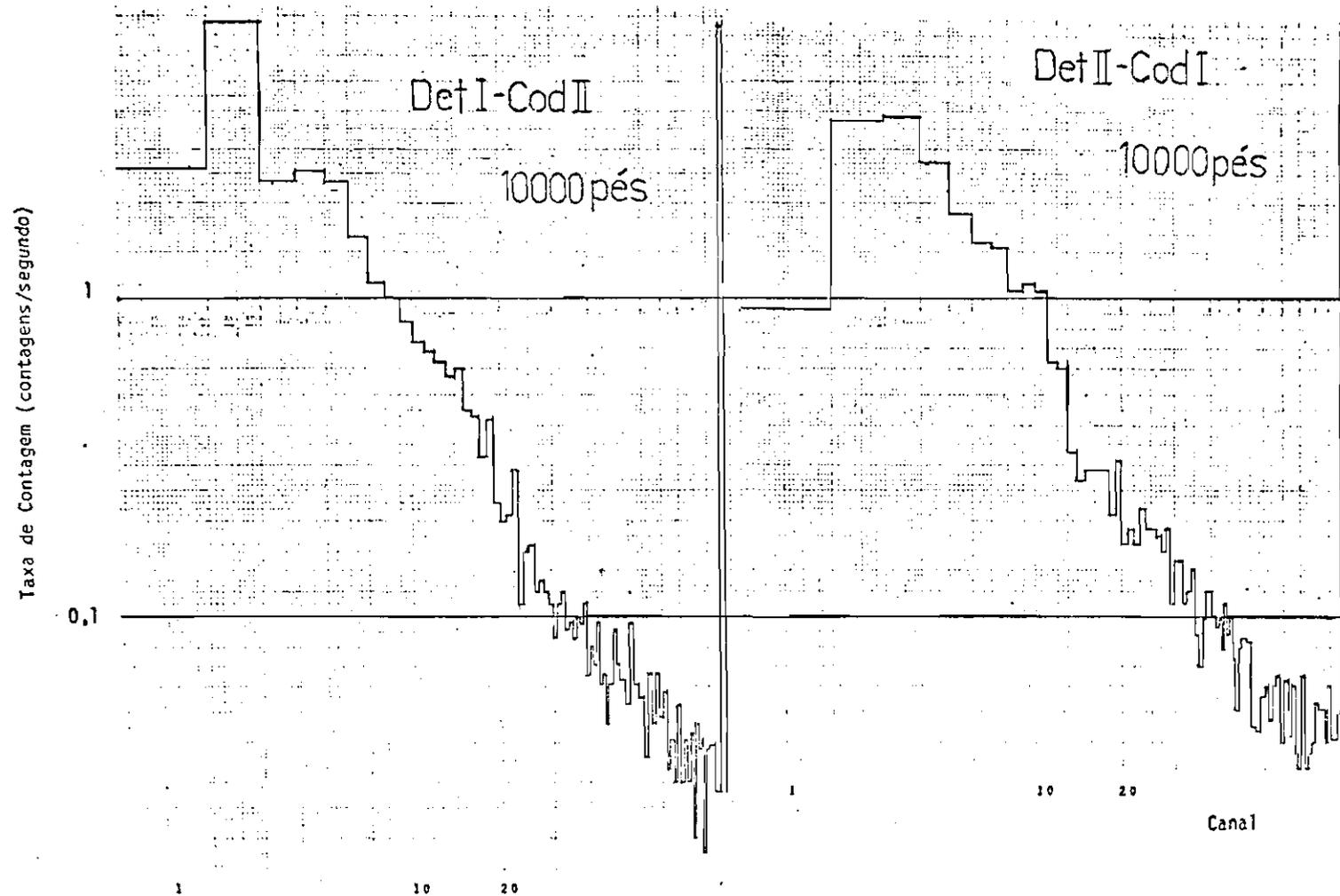
Tempo de integração = 310 s.

Fig. 4.6 - Espectros a 15000 p̄s.



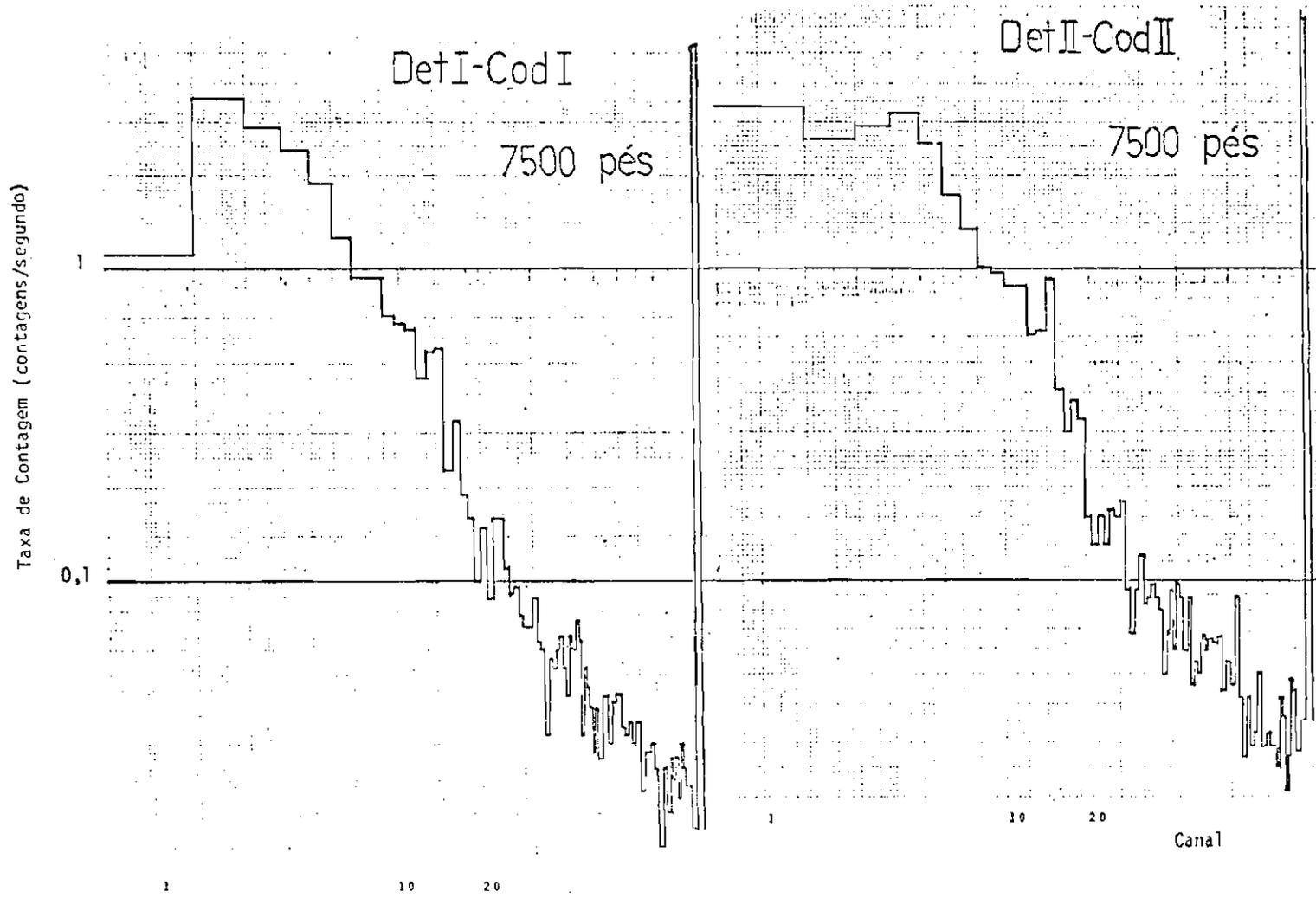
Tempo de integração = 295 s.

Fig. 4.7 - Espectros a 12500 pés.



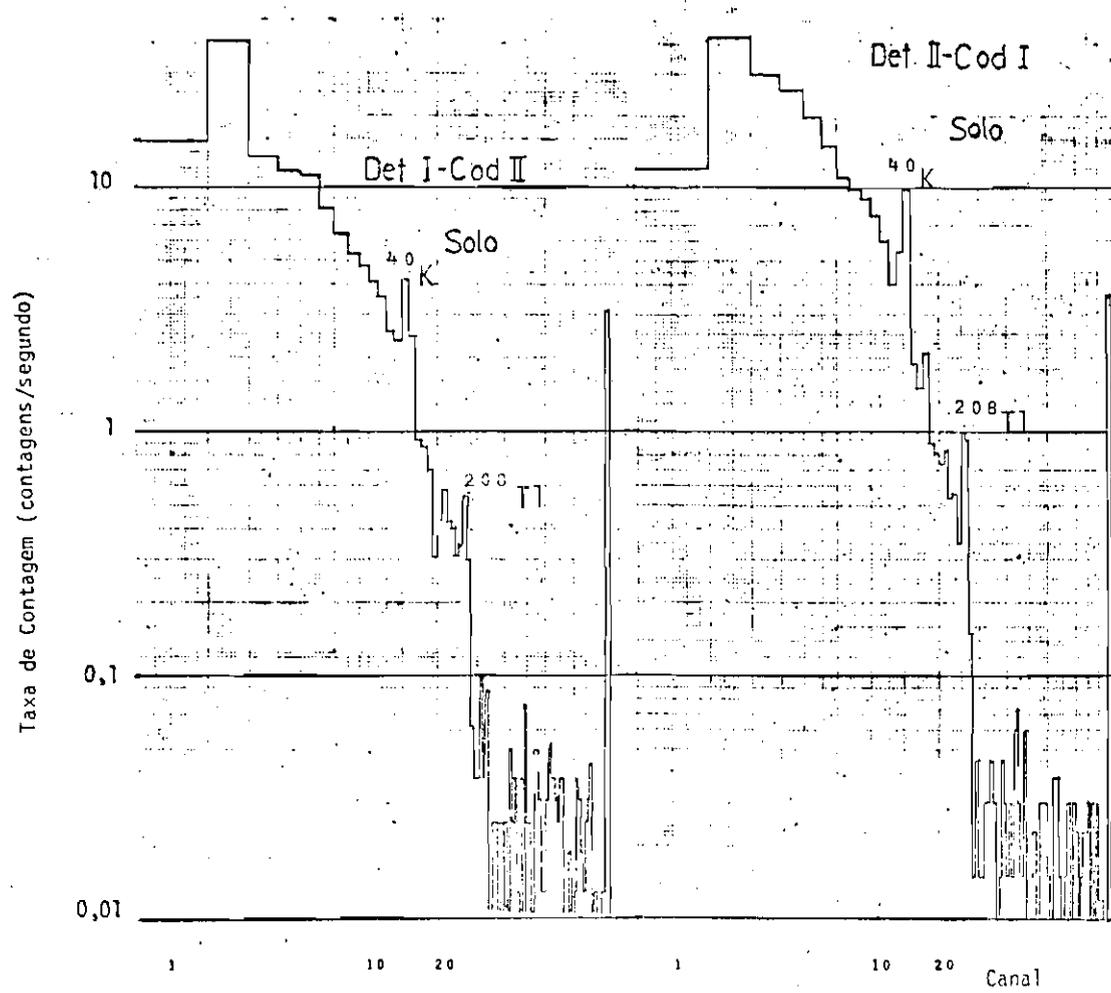
Tempo de integração = 295 s.

Fig. 4.8 - Espectros a 10000 p̄s.



Tempo de integração = 360 s.

Fig. 4.9 - Espectros a 7500 p̄s.



Tempo de integração = 210 s.

Fig. 4.10 - Espectros de solo do dia do vôo em São José dos Campos, a 2100 pés do nível do mar.

Como foi visto na Seção 3.3, o início e fim das faixas de energia correspondentes ao início e fim das faixas 5, 6-11, 12-22, 23-44 e 45-113 da combinação II-I caem em canal fracionário nas outras combinações detetor-codificador. Isto implica que não pode existir uma correspondência perfeita entre início e fim de faixas se forem utilizados apenas canais inteiros. A Figura 4.11 ilustra bem este problema. A combinação Y, neste exemplo fictício, é a padrão. Obviamente as faixas escolhidas serão tais que compreendam números inteiros de canais da combinação Y; porém, dificilmente os inícios e fins dessas faixas corresponderão a um grupo de canais adjacentes nas outras combinações. Desprezar estas frações de canais significa, no caso em questão, desprezar algumas dezenas de keV (pois os canais abrangem 0,10 MeV de largura), que representam muitas contagens, implicando um aumento considerável nos erros sistemáticos.

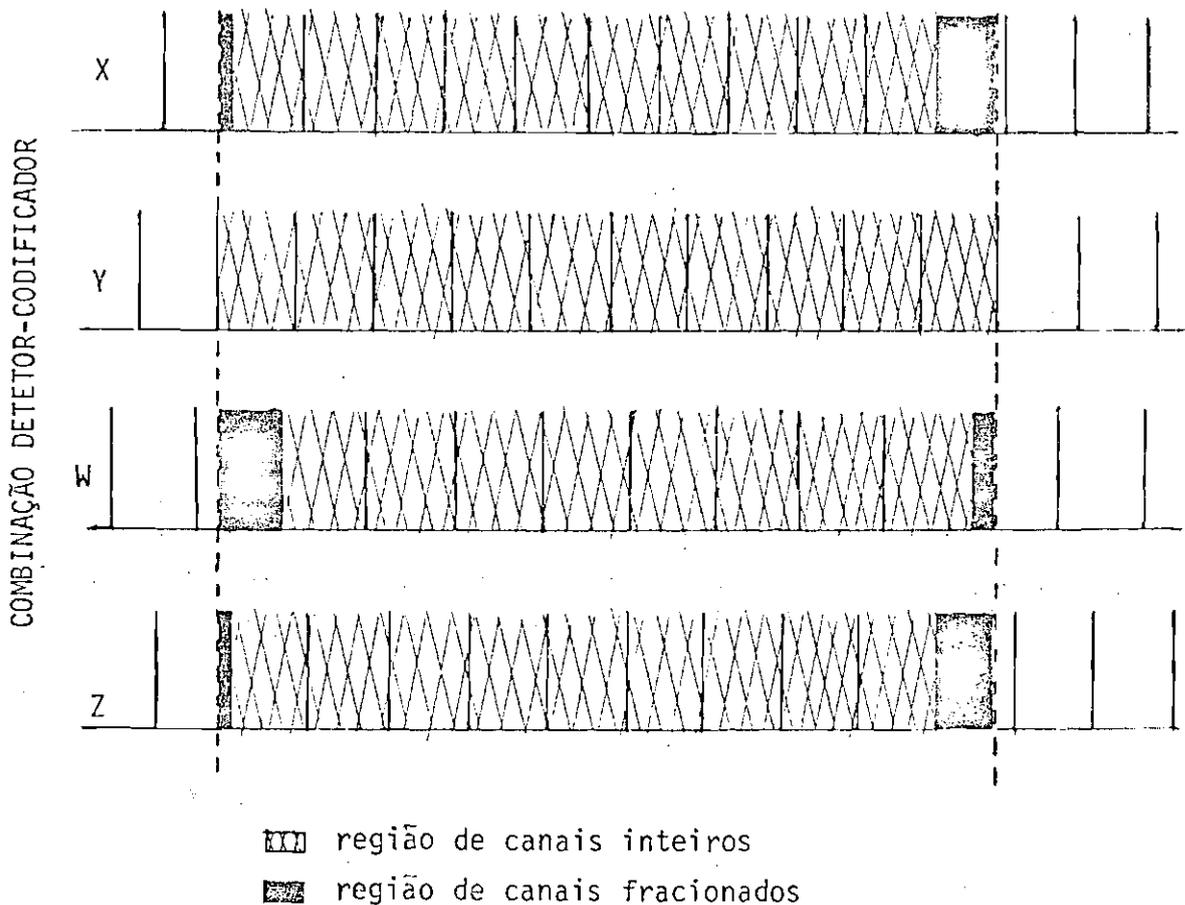


Fig. 4.11 - Correspondência de faixas de canais entre as combinações de detetor-codificador.

A solução deste problema, de forma a não perder a exatidão, é levar em conta a inclinação local, ou seja, o índice espectral no canal onde ocorre o fracionamento. Desta maneira torna-se possível o cálculo das prováveis parcelas da contagem do canal localizados à esquerda e à direita do valor fracionado (início ou fim de determinada faixa de energia). Para levantar o índice espectral e a amplitude do espectro na região do canal, torna-se necessário o ajuste de curvas de forma a traduzir matematicamente o espectro na região considerada.

A melhor curva que se encaixa nos espectros de vôo, a qual apresenta o maior coeficiente de determinação r , é a de potência $y=ax^b$, onde x é o valor do canal e y , sua contagem. Foram ajustadas a cada espectro de vôo duas curvas de potência: uma do canal 6 ao 22, com exclusão de alguns canais que apresentaram possível presença de linhas (pelo afastamento da primeira curva ajustada, que considerava todos os canais do 6 ao 22); e a outra, do canal 23 ao 112, sem exclusão de nenhum canal. Foi, então, obtido o espectro diferença. Finalmente, foram analisadas as regiões próximas às interfaces das faixas de energia. Se existisse uma linha nas proximidades da interface o ajuste conveniente para o espectro diferença seria uma gaussiana; se existissem duas linhas ou uma linha e a colina Compton correspondente (Capítulo 2), um bom ajuste seria um polinômio do 4º grau. Caso só existisse flutuação estatística (ruído branco), a melhor estimativa seria a que não desse peso especial a nenhuma energia dentro do canal, ou seja, a função constante. De posse da expressão matemática de todas estas funções, cuja soma se ajustava ao espectro medido, pôde-se calcular a provável contagem de qualquer intervalo do canal de interesse (Apêndice B), e desta forma, as contagens de vôo nas faixas determinadas na Seção 3.3 para cada combinação.

A variação do índice espectral (índice b das curvas de potência $N=aE^b$ ajustadas aos espectros) em função da altitude está plotada na Figura 4.12. Nas baixas energias (de 0,6 a 2,4 MeV) o índice espectral apresentou a tendência de uma variação com a altitude mais acentuada para o detetor sem blindagem de madeira. No caso das altas energias (de 2,4 a 10 MeV), não ocorreu variação significativa. O ponto em 7500 pés não foi levado em consideração no ajuste.

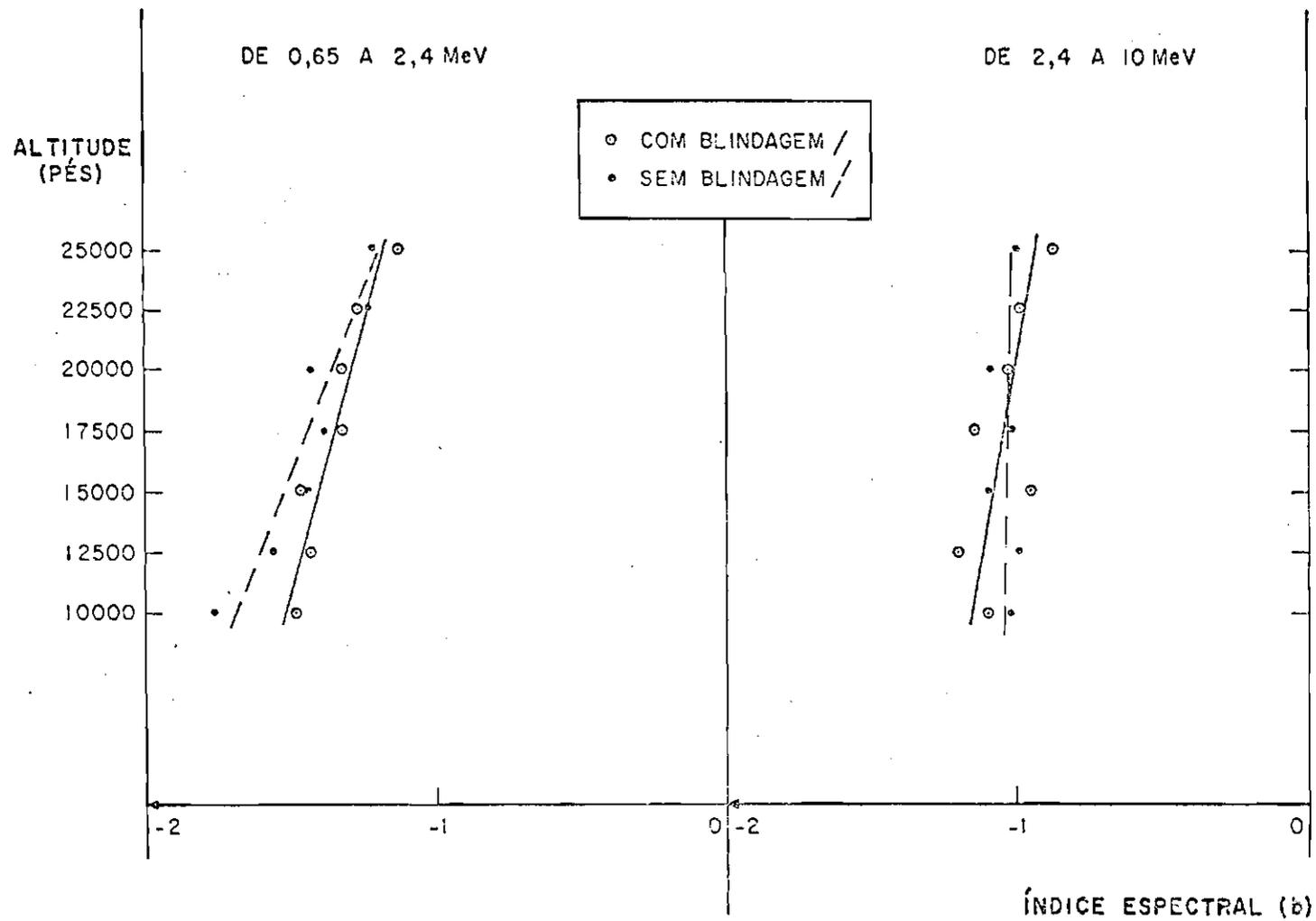


Fig. 4.12 - Variação do índice espectral com a altitude.

Na Tabela 4.3 são apresentadas as taxas de contagens (em contagens/segundo) para todas as faixas nas 8 altitudes e no solo. Estes resultados são mostrados nas Figuras 4.13 a 4.23 em escalas linear e monologarítmica. Observa-se que cada faixa apresenta um comportamento uniforme, principalmente entre as profundidades atmosféricas que vão de 384 g/cm² a 645 g/cm². Dividindo as taxas do detetor com blindagem de madeira pelas taxas do detetor sem blindagem, obtêm-se as razões entre essas taxas (Tabela 4.4). Foram excluídos no cálculo da média os dados a 7500 pés (que serão discutidos mais adiante).

Foi calculado o comprimento de absorção (L) para o detetor com e sem blindagem de madeira. Ajustou-se para isto uma função exponencial aos pontos N x p, onde N é a taxa de contagem apresentada numa profundidade atmosférica, e p é esta profundidade dada em g/cm². Tem-se então:

$$N = a e^{p/L} \quad (4.2)$$

Foram rejeitados os pontos de 7500 pés e 10000 pés.

Transformando a exponencial nas equações lineares:

$$\ln N = \ln a + \frac{p}{L}, \quad (4.3)$$

$$N = A + \frac{p}{L}, \quad (4.4)$$

obtêm-se (Beers, 1957):

$$s_N = \sqrt{\frac{\sum (\delta N_n)^2}{k-2}} \quad (\text{desvio padrão de } \ln N), \quad (4.5)$$

$$s_A = s_N \sqrt{\frac{\sum p_n^2}{k \sum p_n^2 - (\sum p_n)^2}} \quad (\text{desvio padrão de } \ln a), \quad (4.6)$$

$$s\left(\frac{1}{L}\right) = s_N \sqrt{\frac{k}{k \sum p_n^2 - (\sum p_n)^2}} \quad (\text{desvio padrão de } \frac{1}{L}), \quad (4.7)$$

onde k = números de pares considerados (=6) e

δN_n = desvio de N_n , ou seja,

$$\delta N_n = N_n - (A + p_n/L), \quad (4.8)$$

$$\therefore \delta N_n = \ln \frac{N_n}{N_n + \Delta N},$$

$$s_N = e^{[(\ln N_n) + S_N]} - N_n \text{ (desvio padrão de } N; \text{ dependente do } N_n) \quad (4.9)$$

$$s_a = e^{[(\ln a) + S_A]} - a \text{ (desvio padrão de } a). \quad (4.10)$$

Calculando-se $s(\frac{1}{L})$ e tendo obtido L pelo ajuste, chega-se facilmente a sL; desta forma ficam determinados os comprimentos de absorção com suas respectivas incertezas (Tabela 4.5).

TABELA 4.3

TAXAS DE CONTAGEM POR FAIXAS DE ENERGIAS PARA CADA DETETOR NAS ALTITUDES DE VÃO, EM CONTAGENS POR SEGUNDO

ALTITUDE (PCS)	DETETOR-CO DIFICIDADE	FAIXA DE ENERGIA (MeV)						
		0,35-0,65	0,65-1,27	1,27-2,4	2,4-4,6	>4,6	+0,55 (TOTAL)	
25000 (377 nb)*	com madeira	9,6 ± 0,5	23,7 ± 0,7	23,7 ± 0,6	17,3 ± 0,5	75,3 ± 1,1	150,3 ± 1,6	
	sem blindagem	8,1 ± 0,3	27,2 ± 0,6	20,3 ± 0,5	21,6 ± 0,5	70,6 ± 1,0	148,4 ± 1,4	
22500 (419 nb)*	com madeira	7,4 ± 0,4	21,5 ± 0,5	16,8 ± 0,5	13,0 ± 0,4	52,6 ± 0,9	111,2 ± 1,3	
	sem blindagem	5,6 ± 0,1	21,8 ± 0,6	17,3 ± 0,5	17,5 ± 0,5	55,4 ± 1,0	120,6 ± 1,4	
20000 (465 nb)*	com madeira	6,5 ± 0,4	15,7 ± 0,5	12,5 ± 0,4	10,5 ± 0,3	41,4 ± 0,8	89,6 ± 1,1	
	sem blindagem	5,7 ± 0,2	18,1 ± 0,5	11,5 ± 0,3	12,1 ± 0,4	40,0 ± 0,8	85,9 ± 1,1	
17500 (517 nb)*	com madeira	4,7 ± 0,1	13,2 ± 0,4	9,6 ± 0,3	7,3 ± 0,2	29,0 ± 0,5	63,8 ± 0,8	
	sem blindagem	3,9 ± 0,2	14,3 ± 0,4	9,7 ± 0,3	6,5 ± 0,3	31,6 ± 0,6	68,2 ± 0,7	
15000 (577 nb)*	com madeira	4,3 ± 0,2	9,0 ± 0,3	7,3 ± 0,2	4,11 ± 0,16	21,9 ± 0,4	47,7 ± 0,6	
	sem blindagem	2,38 ± 0,11	11,1 ± 0,3	6,7 ± 0,2	5,2 ± 0,2	21,1 ± 0,4	47,6 ± 0,6	
12500 (632 nb)*	com madeira	2,75 ± 0,15	8,0 ± 0,3	5,25 ± 0,19	3,45 ± 0,15	15,0 ± 0,3	34,49 ± 0,5	
	sem blindagem	2,27 ± 0,15	8,7 ± 0,3	4,97 ± 0,19	4,32 ± 0,17	15,0 ± 0,4	36,31 ± 0,6	
10000 (697 nb)*	com madeira	2,25 ± 0,16	5,7 ± 0,2	5,17 ± 0,16	2,23 ± 0,11	10,4 ± 0,2	24,75 ± 0,4	
	sem blindagem	1,24 ± 0,10	6,8 ± 0,2	5,10 ± 0,13	2,87 ± 0,12	10,5 ± 0,3	25,11 ± 0,4	
7500 (767 nb)*	com madeira	1,83 ± 0,10	5,03 ± 0,18	2,93 ± 0,12	1,54 ± 0,06	7,65 ± 0,19	18,44 ± 0,3	
	sem blindagem	2,45 ± 0,15	6,5 ± 0,2	4,04 ± 0,15	2,05 ± 0,10	9,1 ± 0,2	24,19 ± 0,4	
solo (930 nb)*	com madeira	10,8 ± 0,6	30,9 ± 0,9	15,9 ± 0,5	7,24 ± 0,18	4,47 ± 0,2	63,5 ± 1,2	
	sem blindagem	23,1 ± 0,6	50,6 ± 0,8	28,5 ± 0,7	3,5 ± 0,2	4,8 ± 0,3	115,5 ± 1,3	

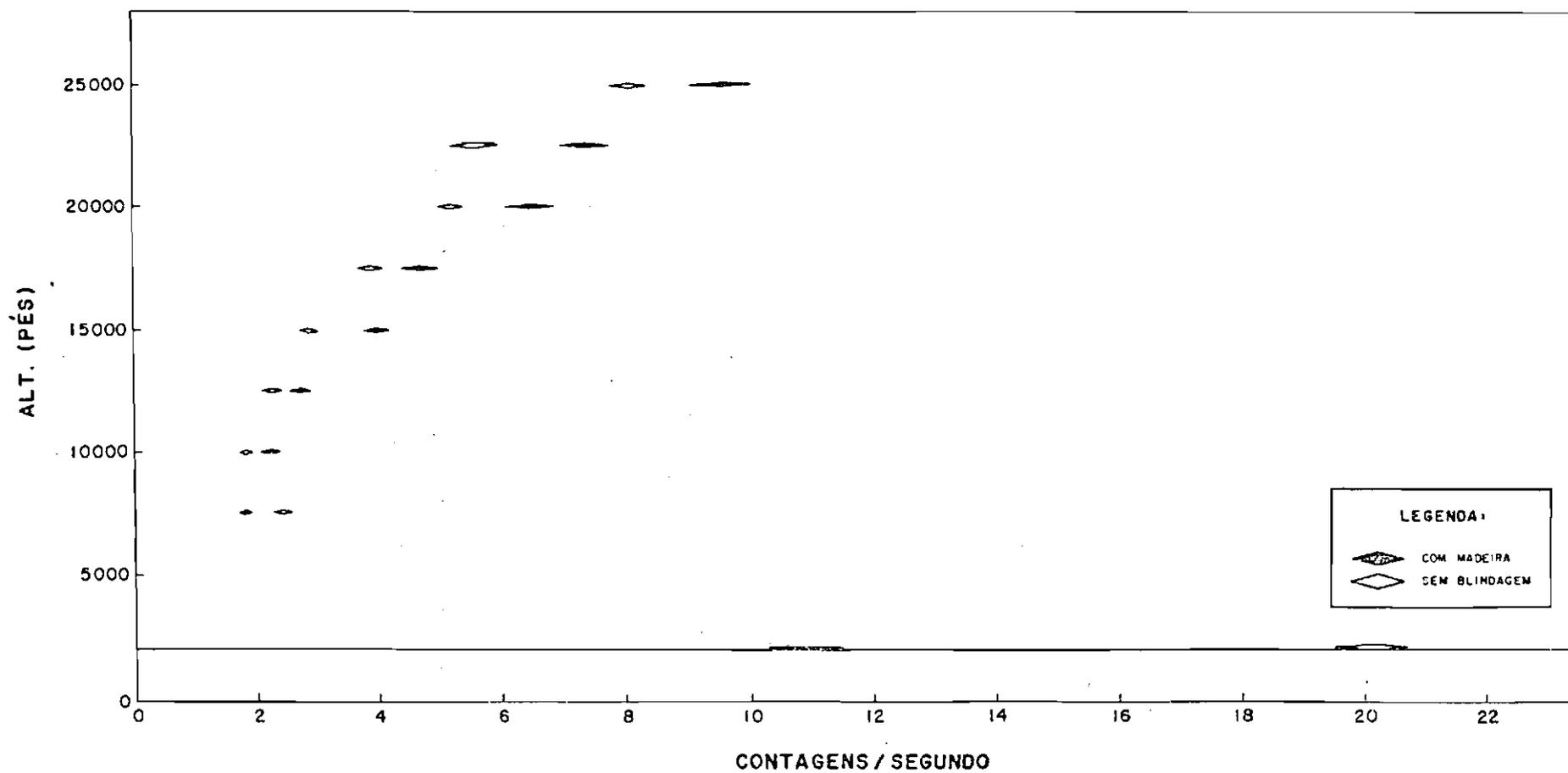


Fig. 4.13 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 0,55 a 0,65 MeV.

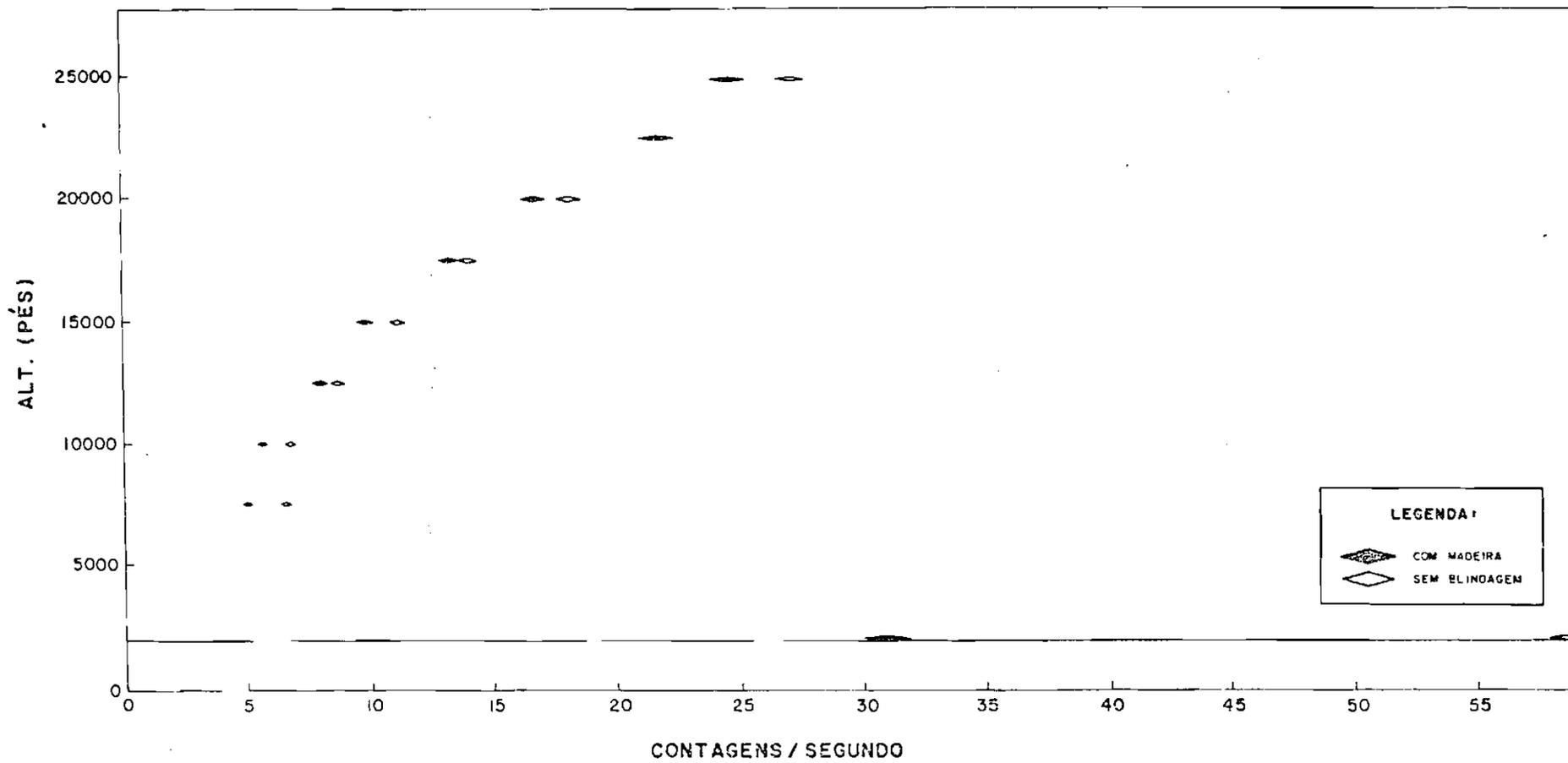


Fig. 4.14 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 0,65 a 1,27 MeV.

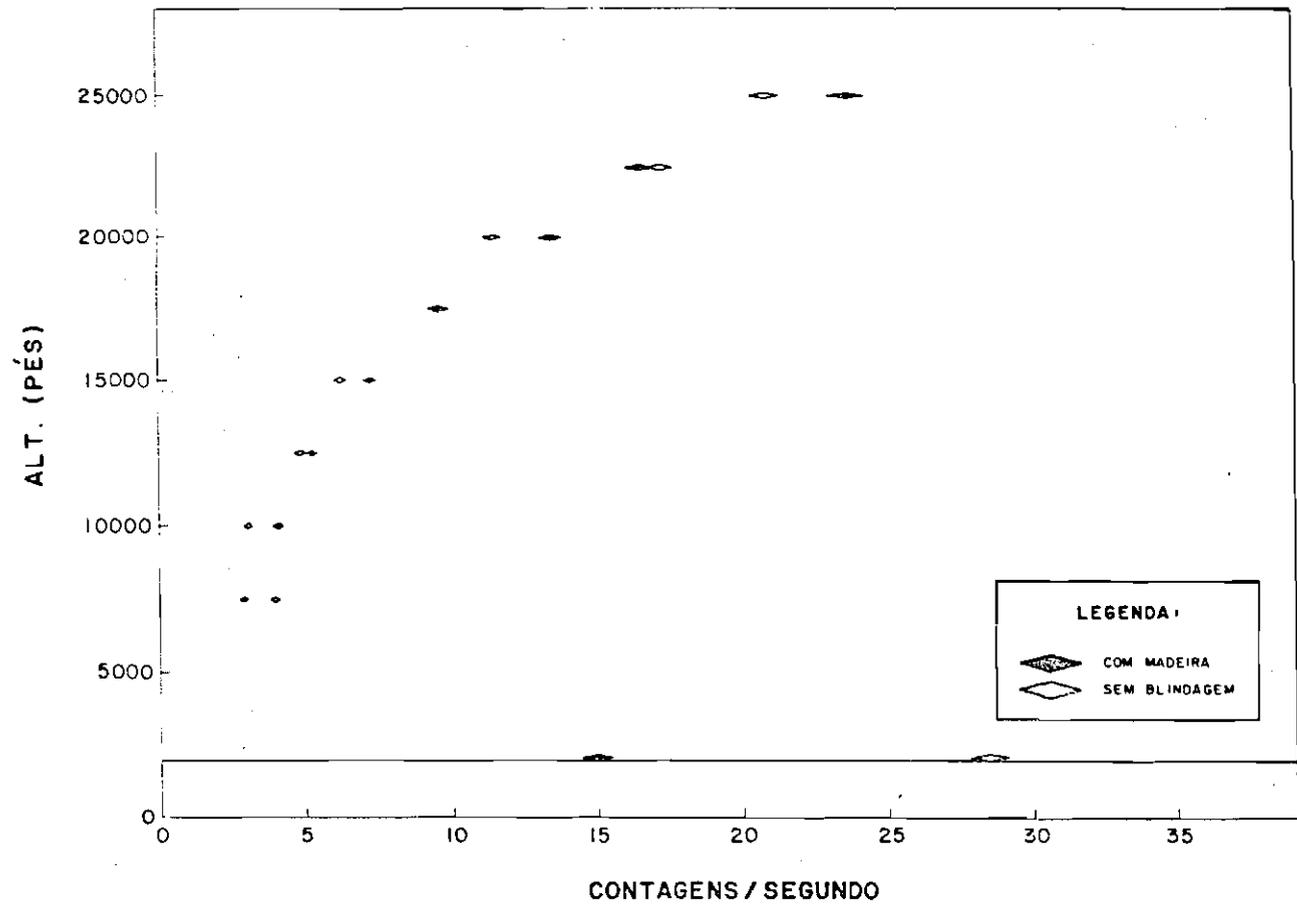


Fig. 4.15 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 1,27 a 2,4 MeV.

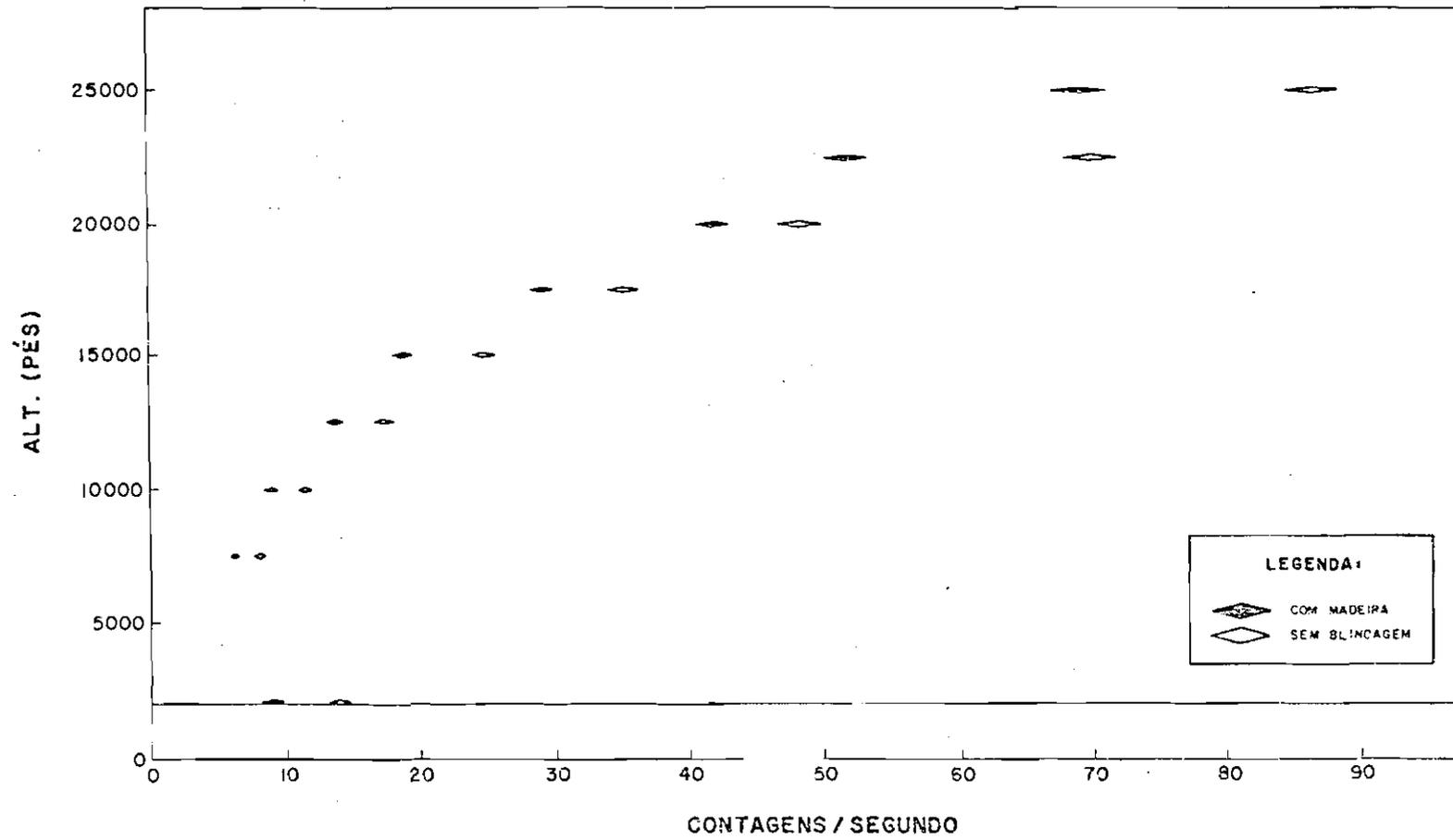


Fig. 4.16 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia de 2,4 a 4,6 MeV.

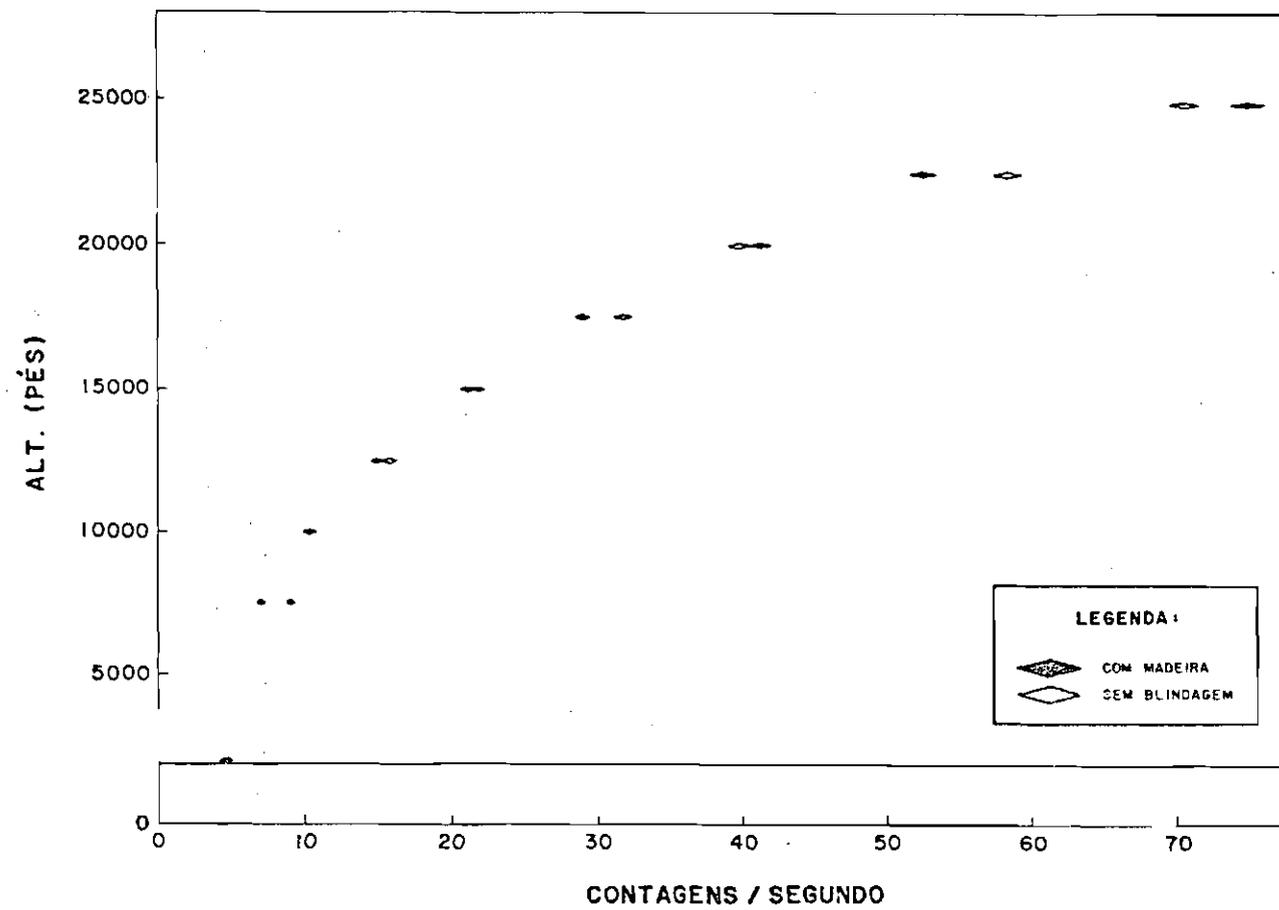


Fig. 4.17 - Taxa de contagem em função da altitude para a faixa de energia acima de 4,6 MeV.

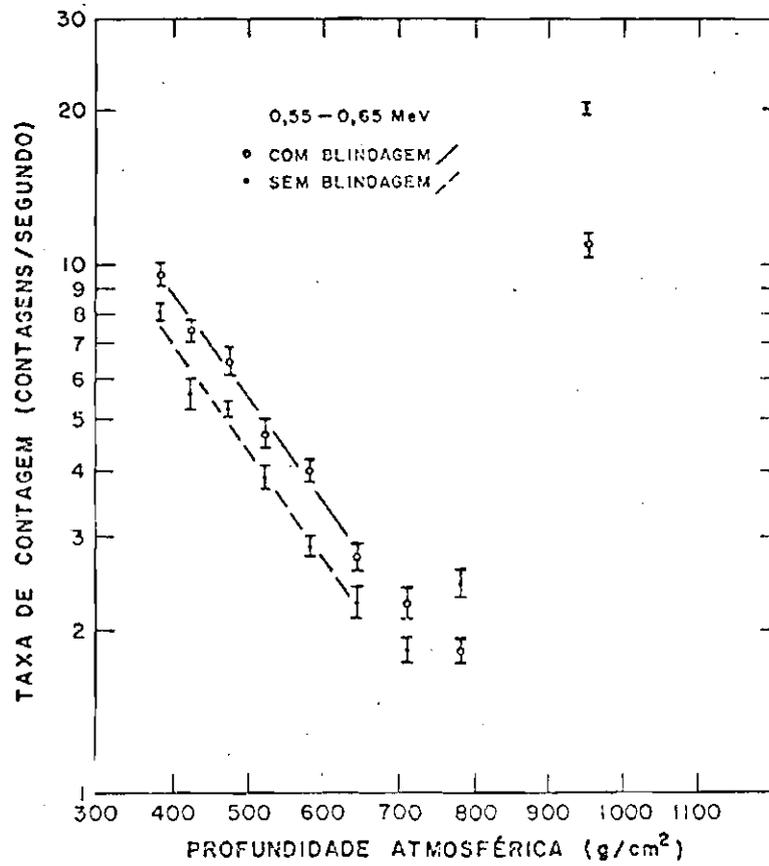


Fig. 4.18 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 0,55 a 0,65 MeV.

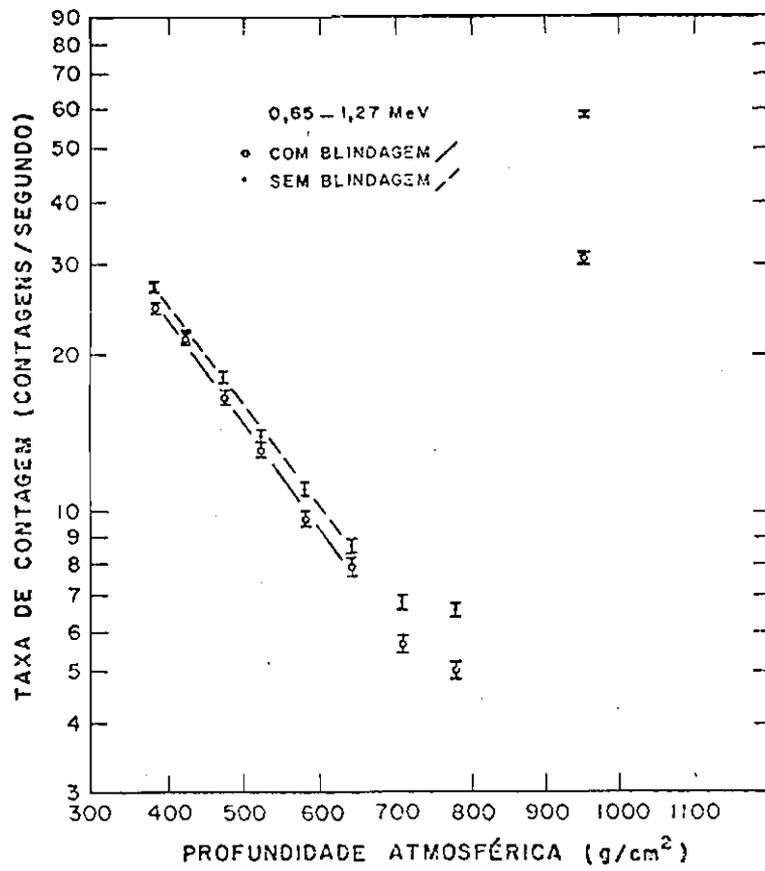


Fig. 4.19 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 0,65 a 1,27 MeV.

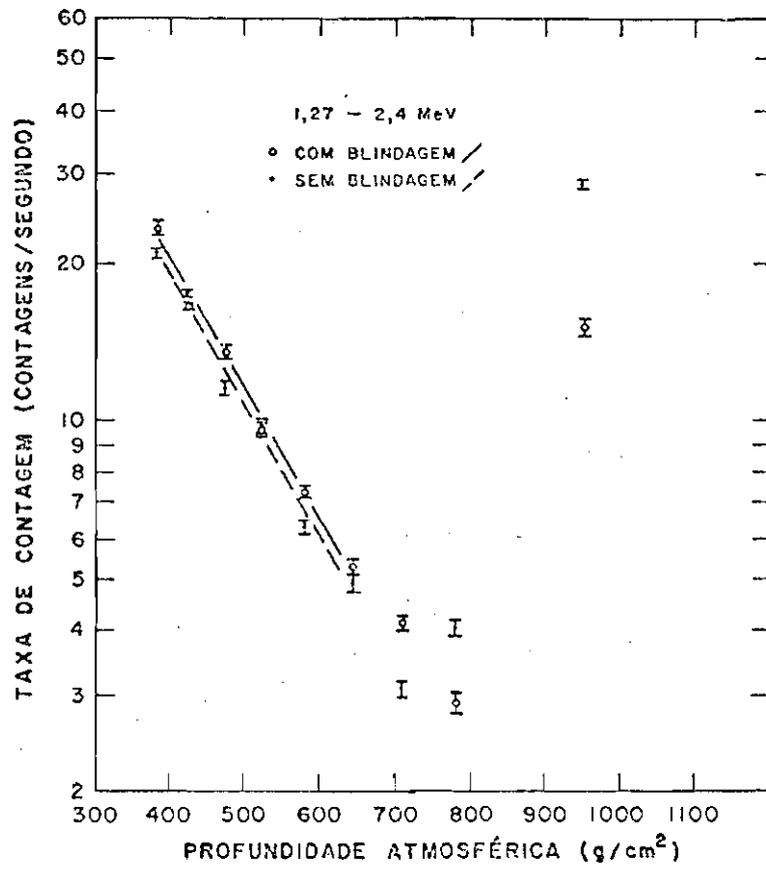


Fig. 4.20 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 1,27 a 2,4 MeV.

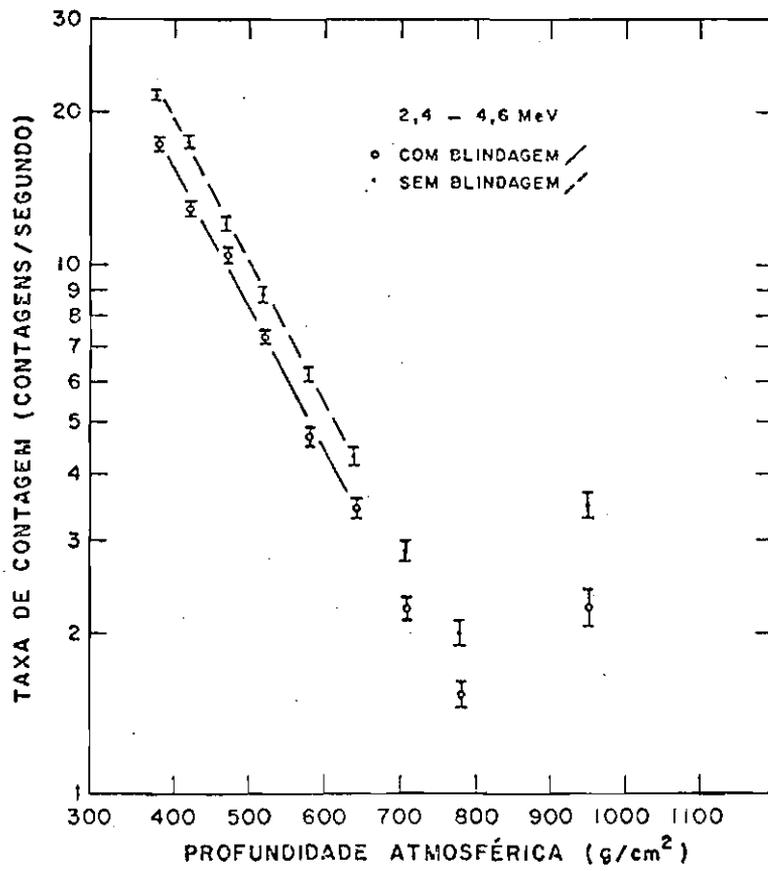


Fig. 4.21 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia de 2,4 a 4,6 MeV.

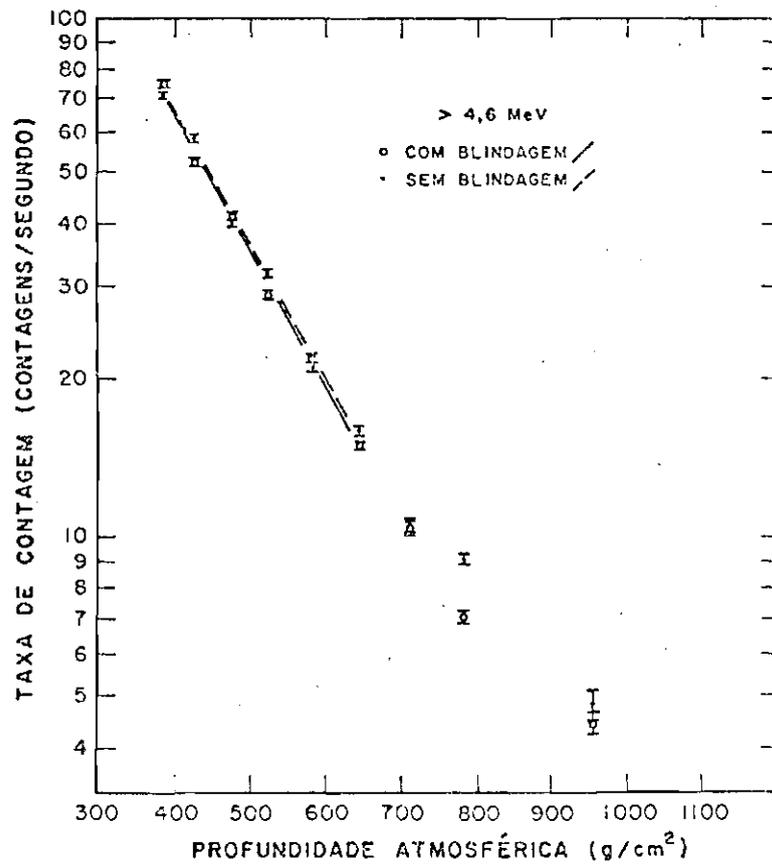


Fig. 4.22 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia acima de 4,6 MeV.

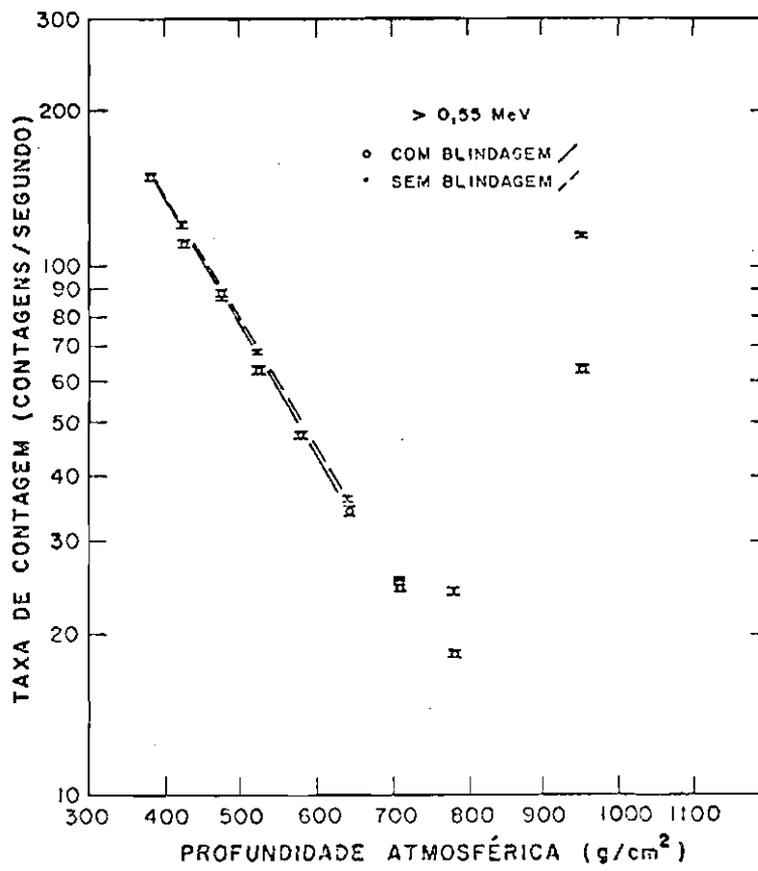


Fig. 4.23 - Taxa de contagem em função da profundidade atmosférica para a faixa de energia acima de 0,55 MeV.

TABELA 4.4

RAZÃO ENTRE AS TAXAS DE CONTAGENS

ENERGIA (MeV)	0,55-0,65	0,65-1,27	1,27-2,4	2,4-4,6	>4,6	>0,55
$\left\langle \begin{array}{l} \text{com madeira} \\ \text{sem blindagem} \end{array} \right\rangle$ (média das altitudes)	1,25±0,07	0,92±0,05	1,12±0,13	0,80±0,04	0,98±0,07	0,98±0,04
$\frac{\text{com madeira}}{\text{sem blindagem}}$ (ao solo)	0,54±0,03	0,53±0,02	0,53±0,02	0,64±0,06	0,93±0,07	0,55±0,006

TABELA 4.5

COMPRIMENTOS DE ABSORÇÃO

ENERGIA (MeV)	DETECTOR	L(g/cm ²)
0,55-0,65	com madeira	217 ± 11
	sem blindagem	212 ± 14
0,65-1,27	com madeira	222 ± 8
	sem blindagem	229 ± 5
1,27-2,4	com madeira	178 ± 7
	sem blindagem	175 ± 9
2,4-4,6	com madeira	159 ± 6
	sem blindagem	159 ± 3
>4,6	com madeira	166 ± 5
	sem blindagem	170 ± 6
>0,55 (TOTAL)	com madeira	179 ± 4
	sem blindagem	181 ± 5

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DOS RESULTADOS

5.1 - ANÁLISE DOS RESULTADOS DE VÔO

Para todos os cálculos e ajustes realizados, não foi utilizado o dado da altitude de 7500 pés, pois este apresentou um problema. Na altitude de 7500 pés ocorreu um aumento na contagem dos detetores, aparentemente um início de influência da radiação natural do solo. Porém, a 767 mb de pressão sobre São José dos Campos, que equivale a 175 g/cm² de ar separando os detetores do solo, isto seria impossível.

Já se tinha desconfiança da contagem integrada neste patamar, pois foi o único a apresentar um comportamento monotônico nos tempos em que o contador levava para registrar 2048 pulsos (72,1/71,9 / 70,8 segundos para o detetor com madeira, e 59,6 / 57,4 / 55,6 / 53,2 / 52,3 segundos para o detetor sem blindagem), e não um comportamento aleatório nesses tempos como se esperaria acontecer, (como ocorreu nos outros patamares). A probabilidade de os tempos das integradas de ambos os detetores apresentarem um padrão estritamente monotônico decrescente como este é de $1/2^6$; muito pouco provável, portanto. Este aumento poderia ser explicado por um defeito no equipamento ou por um acréscimo real de fontes externas.

Observando a Tabela 4.3 e as Figuras 4.13 a 4.23 nota-se que as faixas responsáveis pelo aumento são as três primeiras (com relevância a de 1,27-2,4 MeV) e a acima de 4,6 MeV. Além dos mais, examinando os espectros da Figura 4.1, vê-se que ambos apresentam um pico na região 1,27-2,4 MeV, que não é relevante em mais nenhum outro espectro de vôo. Na Tabela 5.1 são mostrados todos os canais, entre o 8 e o 23 com contagens acima de 1σ . Observam-se, também, picos em torno dos canais 16-17 e em torno do canal 9 para os espectros acima de 7500 pés. Para o espectro de 7500 pés, entretanto, fica fortemente caracterizado um padrão semelhante aos espectros de solo nas proximidades da energia da linha do ⁴⁰K (canais 13-14).

TABELA 5.1

CANAIS COM CONTAGEM ACIMA DE 1 σ

ALTITUDE (PÉS)	DETECTOR (COD.)	CANAL															
		8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
25000	madeira (II)	-	-	-	-	-	1,1	-	3,2	10,0	-	-	-	-	1,1	-	-
	sem blinda gem (I)	-	-	1,6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
22500	madeira (I)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	2,9	-	
	sem blinda gem (II)	-	3,0	2,0	-	-	-	-	-	4,5	3,0	-	-	-	-	-	-
20000	madeira (II)	-	2,5	-	-	-	-	-	-	1,6	3,9	-	-	-	-	1,3	-
	sem blinda gem (I)	-	4,1	-	-	-	-	-	-	-	-	1,8	-	-	-	-	1,1
17500	madeira (I)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,5	-	-	-	-	-	-
	sem blinda gem (II)	-	3,4	2,0	-	-	-	1,1	-	-	3,4	1,2	-	-	-	-	-
15000	madeira (II)	-	-	-	1,9	-	-	2,5	-	-	3,5	6,0	-	-	-	-	-
	sem blinda gem (I)	2,1	6,9	2,3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,8	-
12500	madeira (I)	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,7	-
	sem blinda gem (II)	-	5,0	2,0	-	1,3	-	-	-	-	-	2,4	-	-	-	-	-
10000	madeira (II)	-	-	-	-	1,1	1,2	3,2	-	1,3	-	2,6	-	-	-	1,9	-
	sem blinda gem (I)	-	5,0	7,1	1,3	2,4	-	-	-	-	-	-	2,9	-	-	-	2,5
7500	madeira (I)	1,9	-	2,9	4,9	2,0	6,7	9,1	-	4,2	-	-	-	-	-	2,3	2,7
	sem blinda gem (II)	-	1,1	2,7	5,5	2,2	4,5	13,6	2,2	-	3,6	3,2	-	-	-	-	1,2
Solo	madeira (II)	-	-	2,0	3,1	1,1	2,7	19,1	9,9	-	-	-	-	-	3,9	2,8	3,7
	sem blinda gem (I)	-	2,3	3,6	2,7	-	9,5	35,0	-	-	4,8	-	-	-	2,9	-	2,6

Obs.: Os canais acima de 3 σ estão assinalados com elipses.

Nunca ocorrera anteriormente, em 1 ano de testes com o equipamento, um tipo semelhante de defeito que pudesse causar em ambas as combinações detetor-codificador um pico no mesmo canal. Nem tampouco ocorrera, em todas essas medidas de laboratório, uma variação da conversão energia x canal em torno do canal 14 maior que um canal (de forma a transformar o canal 9 ou o 16-17 no canal 14), mesmo que a temperatura variasse 20°C. Levantou-se, então, a hipótese de que este pico a 7500 pês representasse a linha do ^{40}K , baseada no seguinte fato adicional (que não foi levado em consideração anteriormente): durante todos os tempos de medida nenhum piloto ou operador se aproximou dos detetores a uma distância menor que 3 m, só o fazendo (para reinicializar o relê de comutação) durante períodos em que não estava sendo feita gravação. Porém ocorreu uma exceção justamente a 7500 pês, quando um dos operadores foi lentamente até a parte traseira do avião, procurando uma melhor janela para uma foto do exterior, pois as janelas com visão livre (sem ocultação da asa) ficavam na parte traseira da aeronave. Nesta altitude a contagem de ruído de fundo do ambiente por origem de interação cósmica é muito pequena, e os detetores ficam sensíveis a qualquer fonte local. O ^{40}K existente no corpo humano (principalmente nos músculos), emissor da linha γ em 1,460 MeV, poderia então ser o responsável por esse aumento na contagem, principalmente no detetor sem blindagem.

Determinando as contagens acima do ruído de fundo nos canais 13, 14 e 15 para todos os espectros (Tabela 5.2), observa-se que de 10000-25000 pês a média para o detetor com madeira é de 0,19 contagens/segundo e para o detetor sem blindagem é de 0,03 contagens/segundo. Como o cálculo da influência do potássio da madeira para o detetor sem blindagem acusa contagem menor que 0,01 contagem/segundo, esta influência é considerada desprezível. Desta forma pode-se considerar o dado medido de 0,03 contagens/segundo como a contribuição do vidro da fotomultiplicadora e da janela do cristal de NaI(Tl) para o detetor sem blindagem. Não haveria motivo para imaginar uma contribuição diferente da fotomultiplicadora e da janela do detetor da madeira para com este último, uma vez que são do mesmo material. A influência da madeira sobre o detetor colocado em seu interior fica sendo a diferença

(0,19 - 0,03 = 0,16) entre o valor total e a parcela devida aos vidros. Chega-se também por diferença, utilizando as contagens dos espectros a 7500 pés, aos valores devidos à influência externa nesse patamar, a qual é atribuída ao ⁴⁰K do operador que se aproximou do detetor (Tabela 5.3). Para o detetor com blindagem de madeira resultaram (0,32 ± 0,11) contagens/segundo e, para o sem blindagem, (0,78 ± 0,14) contagens/segundo.

TABELA 5.2

CONTAGENS ACIMA DO RUÍDO DE FUNDO NOS CANAIS 13, 14 E 15 PARA
TODOS OS ESPECTROS DO DIA 26/03/1982

ALTITUDE (PÉS)	DETETOR	CONTAGENS/SEGUNDO	MÉDIA
25000	com madeira	0,33 ± 0,34	0,19 ± 0,08
22500		0,21 ± 0,27	
20000		0,15 ± 0,24	
17500		0,10 ± 0,18	
15000		0,23 ± 0,15	
12500		0,11 ± 0,15	
10000		0,21 ± 0,10	
7500		0,51 ± 0,08	
Solo	4,3 ± 0,4		
25000	sem blindagem	0,14 ± 0,37	0,03 ± 0,08
22500		0,08 ± 0,28	
20000		-0,04	
17500		0,10 ± 0,13	
15000		-0,04	
12500		0,02 ± 0,08	
10000		-0,04	
7500		0,82 ± 0,11	
Solo	9,2 ± 0,6		

TABELA 5.3

CONTRIBUIÇÕES NO PICO DO ^{40}K NOS ESPECTROS DE 7500 PÉS

DETETOR	F O N T E			TOTAL (dado medido)
	madeira	vidros (dado medido)	operador	
com madeira	0,16	0,03	0,32 \pm 0,11	0,51
sem blindagem	-	0,03	0,78 \pm 0,14	0,82

O potássio químico apresenta 0,0118% de ^{40}K que se de^usintegram com uma meia vida de $1,28 \times 10^9$ anos (Browne et alii, 1978); onze por cento dessas desintegrações emitem em 1,460 MeV. A lei de de^usintegração é:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (5.1)$$

onde N é o número de átomos radioativos e $\lambda = \frac{0,693}{T_{\text{meia vida}}}$. Sabendo que

$$N = 0,000118 \text{ g de } ^{40}\text{K} \frac{6,02 \times 10^{23}}{40 \text{ g de } ^{40}\text{K}} \quad (5.2)$$

átomos radioativos em uma grama de potássio químico, obtêm-se 3,41/seg/^u/g de potássio químico. Considerando que a espessura média dos cris^utais (detetores) é de 9 cm para feixe de raios paralelos, a eficiência total intrínseca é cerca de 80% (Knoll, 1979), e a razão pico sobre to^utál (pico + colina Compton) para o NaI(Tl) de 10,16 cm x 10,16 cm é de 0,34 (Knoll, 1979). Portanto, n^u fôtons gama incidentes no cristal cor^uresponderão a 0,27 n contagens registradas no pico do espectro do dete^utor.

Para calcular a taxa de contagem de cada detetor devida ao potássio 40 do corpo do operador, a taxa de gamas emitida por ele deverá ser multiplicada por 0,27 e por $\Omega/4\pi$ (onde Ω é o ângulo sólido

subtendido pelo detetor em questão). Como o corpo humano possui 0,35% de potássio químico (Lange, 1967) e o operador pesava cerca de 57 kg, chega-se à curva da Figura 5.1 da taxa de contagem em função da distância. Seria, então, necessário ficar durante os 6 minutos do tempo do espectro obtido a uma distância de 0,4 m para acusar a taxa média observada para o detetor sem blindagem; porém bastariam 2 minutos e meio a 0,3, 1 minuto a 0,2 m ou apenas 10 segundos a 0,1 m para obter a mesma taxa média. Portanto, é possível que o potássio do corpo do operador tenha causado este aumento.

A taxa de contagem do detetor da madeira devida ao ^{40}K desta também pode ser calculada. Sendo $4\pi r dr$ o elemento de volume, ρ a densidade de ^{40}K na madeira, k a taxa em gamas emitida por segundo e por grama de potássio químico ($k=3,41 \text{ } \gamma/\text{seg/g K químico}$),

$$e^{-\mu(r-r_i)} \quad (5.3)$$

o fator de atenuação do feixe gama ao longo do percurso radial até o detetor ($\mu=0,0715 \text{ cm}^{-1}$, correspondente à madeira em questão), e

$$\left[2\pi \left(1 - \frac{(r-r_i)}{\sqrt{(r-r_i)^2 + r_i^2}} \right) \right] / 4\pi \quad (5.4)$$

a razão ângulo sólido subtendido sobre 4π esterradiano, tem-se que:

$$\text{Taxa} = \int_{r_i}^r e^{-\mu(r-r_i)} \left(1 - \frac{(r-r_i)}{\sqrt{(r-r_i)^2 + r_i^2}} \right) k \rho 2\pi r^2 dr. \quad (5.5)$$

Considerando $r_i = 5 \text{ cm}$, $r_e = 21 \text{ cm}$ e uma distribuição uniforme de densidade de potássio na madeira igual a 0,03% do peso total (pela análise da madeira), obtêm-se 0,58 contagem/segundo, 3 vezes e meia superior ao medido (0,16 contagem/segundo).

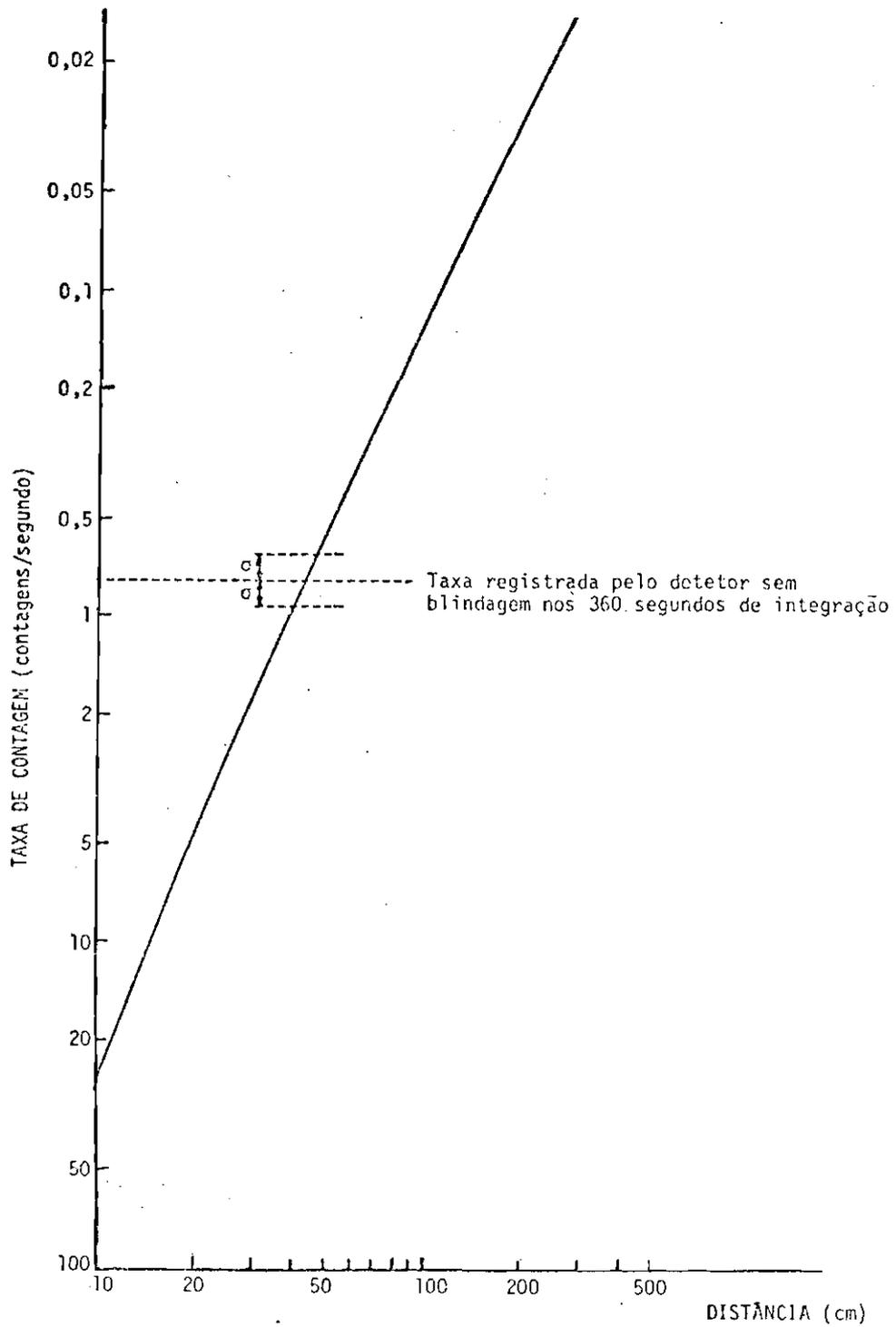


Fig. 5.1 - Taxa de contagem do detetor sem blindagem devida ao potássio do corpo do operador em função de sua proximidade.

Se for considerado correto o dado da análise para o pedaço de amostra fornecido (que pertencia à região periférica de um tronco de aroeira), esta divergência de cálculo poderá ser explicada pela hipótese de ter-se considerado uma distribuição uniforme do potássio na madeira. Sabe-se, entretanto, que o potássio se encontra principalmente na seiva dos troncos; portanto sua distribuição de densidade, em função do raio do tronco, possivelmente apresenta um gradiente, uma vez que a parte viva deste, onde corre a seiva, está na periferia. A sua densidade seria função crescente de r e o valor da integração diminuiria, aproximando-se do resultado medido.

Quanto à contagem de $0,03 \pm 0,08$ por segundo de influência do vidro, pode-se verificar que está coerente com os cálculos. Segundo Knoll (1979), para cada grama de vidro pyrex (silicato de boro) ocorrem 3,8 desintegrações por minuto devido ao ^{40}K de impureza existente. A fotomultiplicadora RCA 8055 tem uma janela de silicato de boro (densidade $2,23 \text{ g/cm}^3$, segundo Hogerton e Grass (1955)) de cerca de 4 mm de espessura, e a janela do NaI(Tl), de 4" x 4" da Harshaw Chemical, possui por sua vez um vidro pyrex de 3/8" (9,5 mm) de espessura e diâmetro de 3,5" (8,9 cm). Considerando este mesmo diâmetro para a parcela do vidro da fotomultiplicadora, têm-se 187 gramas de pyrex, responsáveis então por 710 desintegrações por minuto, ou 1,3 fótons gama por segundo. Avaliando em $4\pi/6$ esterradiano o ângulo sólido efetivo com eficiência total intrínseca de 80%, chega-se a 0,06 contagem /segundo para a sua contribuição no pico fotoelétrico, compatível com o observado.

A proximidade do potássio do corpo do operador pode explicar o pico fotoelétrico observado na faixa de 1,27-2,4 MeV, bem como os aumentos (devidos à colina Compton) nas duas primeiras faixas (0,55-0,65 MeV e 0,65-1,27 MeV). Reforçando essa hipótese, a faixa de 2,4-4,6 MeV não apresenta aumento neste patamar de 7500 pês para ambos os detetores. Uma única linha nuclear, como se sabe, não pode causar o aparecimento de contagens acima de energia de seu pico fotoelétrico. Portanto, o fato de essa faixa de 2,4-4,6 MeV não apresentar aumento é um convincente argumento contra hipóteses de fontes emissoras de contí

nuo em energia, e reforça a hipótese de a fonte poder ser uma linha como a do ^{40}K , ou mesmo outra linha de origem atmosférica, porque, segundo Hanson and Marker (1964), a altitude de 7500 pés é intermediária entre aquela em que predomina a radiação de solo (mais abaixo) e aquela na qual a radiação secundária dos raios cósmicos domina. Entretanto foi observado um aumento, em ambos os detetores, na faixa que engloba as energias acima de 4,6 MeV, principalmente no detetor sem blindagem. Isto poderia comprometer todas as explicações dadas anteriormente.

Examinando mais atentamente os espectros, descobre-se que o aumento existente se situa no canal 113 (canal que acumula todas as energias acima da observada pelo canal 112), ou seja, que o aumento observado se encontra acima de 10 MeV. A Tabela 5.4 apresenta o resultado do ajuste de uma exponencial às contagens das altitudes de 25000 a 12500 pés, em função da pressão atmosférica. Apenas em três casos, a razão, da contagem diferença do canal 113 (diferença entre a contagem do canal 113 e a curva ajustada) pela contagem diferença da faixa acima de 4,6 MeV (idem para a faixa acima de 4,6 MeV) fica maior que 3 vezes a barra de erro correspondente (3σ). Dois desses casos estão nos espectros de solo, e o terceiro, justamente para o detetor sem blindagem, no patamar de 7500 pés; neste o canal 113 fica 1,8 contagens/segundo acima da curva ajustada, o que representa cerca de 83% do aumento na faixa acima de 4,6 MeV. Portanto, seja qual for a causa, está situada principalmente acima de 10 MeV. Não se conseguiu esclarecer, contudo, a causa deste aumento. Não se tem conhecimento de linhas nucleares acima de 10 MeV no corpo humano. É pouco provável também que um acréscimo na taxa de contagem, tão grande como este, seja devido à soma de picos simultâneos de energias abaixo de 10 MeV. Partículas secundárias originadas no corpo humano por incidência de raios cósmicos são, pelos mesmos motivos, improváveis. Supondo ter sido uma coincidência a proximidade do operador, não se acham razões para que fontes externas outras pudessem causar este aumento (principalmente num dia de atividade magnética calma, como ocorreu). Poderia ser defeito eletrônico; mas que tipo de defeito causaria também um pequeno aumento (0,33 contagens/segundo acima da curva ajustada) no detetor como madeira? Ou isto foi casual?

TABELA 5.4

RAZÃO ENTRE A DIFERENÇA (ESPECTRO (E) - AJUSTE DE CURVA (C) NO CANAL 113
E NA FAIXA SUPERIOR A 4,6 MeV, COM E SEM BLINDAGEM, PARA TODAS AS ALTITUDES

ALTITUDE E PRESSÃO	COM BLINDAGEM				SEM BLINDAGEM			
	D	E	T	R	D	E	T	R
	113 a (espectro)	DIFERENÇA E-C b 113	DIFERENÇA E-C c > 4,6 MeV	RAZÃO b/c	113 a (espectro)	DIFERENÇA E-C b 113	DIFERENÇA E-C c > 4,6 MeV	RAZÃO b/c
25000 pēs (377 mb)	45,9 ± 0,8	1,1 ± 1,0	3,6 ± 1,3	0,3 ± 0,3	42,7 ± 0,8	-0,1 ± 0,9	-0,9 ± 1,2	0,1 ± 1,0
22500 pēs (419 mb)	34,4 ± 0,7	-0,9 ± 0,9	-2,5 ± 1,1	0,4 ± 0,4	34,4 ± 0,7	0,8 ± 0,9	2,8 ± 1,1	0,3 ± 0,3
20000 pēs (466 mb)	26,9 ± 0,6	-0,1 ± 0,7	0,1 ± 0,9	-	24,9 ± 0,6	-0,7 ± 0,6	-1,9 ± 0,8	0,4 ± 0,4
17500 pēs (517 mb)	20,1 ± 0,4	-0,1 ± 0,5	-1,1 ± 0,6	0,1 ± 0,5	19,5 ± 0,4	0,4 ± 0,5	1,0 ± 0,7	0,4 ± 0,6
15000 pēs (572 mb)	14,9 ± 0,3	0,1 ± 0,4	0,4 ± 0,5	0,3 ± 1,0	13,3 ± 0,3	-0,6 ± 0,4	-1,1 ± 0,5	0,5 ± 0,4
12500 pēs (632 mb)	10,5 ± 0,3	0,0 ± 0,3	0,2 ± 0,4	-	10,1 ± 0,3	0,3 ± 0,3	0,5 ± 0,4	0,6 ± 0,8
10000 pēs (697 mb)	7,4 ± 0,2	0,2 ± 0,3	0,4 ± 0,3	0,4 ± 0,6	7,0 ± 0,2	0,2 ± 0,3	0,0 ± 0,3	-
7500 pēs (767 mb)	5,20 ± 0,16	0,33 ± 0,19	0,6 ± 0,2	0,6 ± 0,4	6,33 ± 0,18	1,8 ± 0,2	2,2 ± 0,3	0,83 ± 0,15
Solo (938 mb)	3,0 ± 0,2	1,2 ± 0,2	2,2 ± 0,3	0,53 ± 0,11	3,6 ± 0,2	1,9 ± 0,3	2,3 ± 0,3	0,8 ± 0,2

Voltando aos espectros acima de 7500 pés, nota-se na Ta bel 5.1, como já mencionado, um pico em torno do canal 9 para quase que exclusivamente o detetor sem blindagem, e um pico na região dos ca nais 16-17-18.

Uma explicação para o pico em torno do canal 9 para o detetor sem blindagem pode ser a linha de 1,022 MeV devida à soma das energias dos dois fótons gerados pela aniquilação dos pósitrons, inci dentes no cristal, com nêutrons da rede cristalina do mesmo. Como o ca nal 9 do detetor sem blindagem compreendia a faixa de energia 0,95-1,05 MeV com o codificador I e 0,92-1,02 MeV com o codificador II, es ta linha apareceria basicamente no canal 9 para a combinação II-I e nos canais 9 e 10 para a combinação II-II, exatamente como o observado. O detetor com madeira difícil ou fracamente veria tal linha, pois have ria maior chance de aniquilamento dos pósitrons na madeira, a qual pos sui maior volume e maior razão Z/A que o cristal. Neste caso, pela si tuação geométrica, se um dos fótons da aniquilação atingisse o detetor, que constitui um volume "convexo", o outro fóton da aniquilação difi cilmente também o faria, dando lugar a um reforço da linha 0,511 MeV, em detrimento da linha em 1,022 MeV. De acordo com esta hipótese, foi observada maior taxa de contagem do canal 5 para o detetor com madeira e a quase inexistência de picos nos canais 9 e 10 para este mesmo dete tor.

Os picos na região dos canais 16-17-18 parecem ter uma explicação muito simples — defeito eletrônico de não-linearidade no codificador II para a região dos canais citados. Todos os picos acima de 2σ só aparecem para o codificador II, independentemente do detetor. Não se pode imaginar que picos tão significativos como estes (alguns chegam a passar de 8σ) apareçam somente no codificador II por simples casualidade. O importante, porém, é que apesar de poder estar ocorrendo um significativo erro sistemático, ele não chega a invalidar a com paração entre os dois detetores na faixa que os engloba (1,27-2,4 MeV), pois, mesmo aparecendo nítida mudança de razão madeira/sem blindagem, ela não é aleatória, ficando em $1,16 \pm 0,02$ para I-II/II-I e $1,01 \pm 0,06$ para I-I/II-II nas altitudes de 25000 a 12500 pés. Em média, o dete

tor com blindagem de madeira apresenta uma taxa de contagem maior nessa faixa.

Os espectros obtidos com o detetor sem blindagem no voo de avião confirmaram a semelhança entre eles. O índice espectral variou de 1,2 a 1,8 nas baixas energias (0,65-2,5 MeV) e estabilizou-se em torno de 1,0-1,1 nas altas energias (Figura 4.12). Para São José dos Campos, Martin et alii (1975b) observaram $(1,3 \pm 0,1)$ de 0,9 a 18 MeV e Jayanthi et alii (1982) encontraram também 1,3 de 1,0 a 4,5 MeV.

A forma dos espectros e o índice espectral diferiram pouco para o detetor com blindagem de madeira, em comparação com o detetor sem blindagem, resultado semelhante ao que foi encontrado por Vette (1962) no caso do chumbo. Isto reforça a associação que existe entre esses espectros de baixa energia e a componente "mole" (elétrons e fótons) (Vette, 1962).

Segundo os resultados obtidos, a faixa de 0,55 a 0,65 MeV apresentou nitidamente uma contagem maior para o detetor com madeira. Isto é provavelmente devido à emissão da linha em 0,511 MeV na madeira, que se faz sentir nessa faixa pela baixa resolução em energia nessa região (que corresponde a $\sigma = 0,04$ MeV), acarretando que uma certa porcentagem das contagens (no caso ~16%) do pico fotoelétrico da referida linha caia dentro da faixa considerada.

Na faixa seguinte (0,65 a 1,27 MeV) a contagem do detetor com madeira passou a ser menor que a do detetor sem blindagem. Isto se deve à presença da contagem soma 1,02 MeV dos dois fótons de 0,51 MeV da aniquilação dos pósitrons, a qual pela inexistência de blindagem, passa a ocorrer dentro do próprio cristal. Para o detetor com blindagem fica improvável a detecção de ambos os fótons de 0,51 MeV, pois a maioria das aniquilações ocorre na blindagem, o que faz com que apenas um dos fótons possa atingir o detetor.

Na faixa de 1,27 a 2,4 MeV, a contagem do detetor com blindagem de madeira tornou-se novamente maior, e, como na experiência

descrita por Chupp et alii (1968), foi notada a presença de uma linha do hidrogênio (2,2 MeV), porém com pouca definição estatística.

De 2,4 a 4,6 MeV, a madeira curiosamente não parece introduzir muita alteração desde o solo até 384 g/cm², e a mesma razão entre as contagens permanece em todas as altitudes.

Acima de 4,6 MeV não existe diferença substancial entre as taxas de contagens dos dois detetores. É aqui se observa com maior clareza a presença de erros sistemáticos, introduzidos provavelmente porque a temperatura média do voo não foi a mesma da calibração. Nota-se, entretanto, que em todas as faixas de energia analisadas o detetor blindado com madeira perdeu em voo a grande redução em contagens que ele apresentava ao nível do solo (Tabela 4.4).

Observa-se que os comprimentos de atenuação total (pa-ra fôtons e partículas carregadas) na atmosfera diminuem com o aumento da energia nas três faixas médias (0,65-1,27 MeV; 1,27-2,4 MeV e 2,4-4,6 MeV) do presente experimento (Tabela 4.5), em concordância com uma decrescente ligação com os processos de "bremsstrahlung" dos elétrons provenientes do decaimento de múons.

Na faixa que integra as energias superiores a 4,6 MeV, entretanto, o comprimento de absorção apresentou um aumento em relação à faixa precedente. Porém, como não existiu blindagem ativa para vetar partículas carregadas, esta faixa (> 4,6 MeV) engloba de 4,6 a 96 MeV em energia depositada por elétrons (Vette, 1962) e de 4,6 a cerca de 60 MeV em energia depositada por múons energéticos (Bowen, 1954), abundantes nessas profundidades atmosféricas. Sugere-se que o acrêscimo de dependência com os elétrons energéticos e os múons, possuidores de longos comprimentos de absorção (Tabela 2.4), seja a causa do aumento no valor do comprimento de absorção. Confirmando esta idéia, os comprimentos de absorção para energias maiores que 10 MeV (canal 113 sozinho) resultaram em 180 ± 3 g/cm² e 177 ± 5 g/cm² para os detetores com e sem madeira, respectivamente, valores ainda maiores que os da faixa acima de 4,6 MeV, a qual acrescenta as energias entre 4,6 e 10 MeV.

Em média, na faixa completa (acima de 0,55 MeV), o coeficiente de atenuação apresentou o valor em torno de 180 g/cm^2 , compatível com os $\sim 200 \text{ g/cm}^2$ encontrados por Jayanthi et alii (1982).

As contagens da primeira faixa 0,55-0,65 MeV correspondem, por outro lado, a um comprimento de absorção ligeiramente menor do que o da faixa seguinte. Sugere-se que, em função da dependência que a linha 0,511 MeV tem com os pósitrons, o comprimento de absorção nesta faixa siga o comprimento de atenuação dos pósitrons, que é inferior ao dos nêutrons (Tabela 2.4).

Pode-se também calcular, com base nas curvas ajustadas para cada faixa de energia em função da altitude, que de 0,65 a 1,27 MeV as contagens do detetor com madeira são iguais às contagens do detetor sem blindagem, numa profundidade 17 g/cm^2 maior; na faixa 2,4-4,6 MeV o mesmo ocorre para profundidades do detetor sem blindagem 35 g/cm^2 maior. Isto demonstra que na faixa de 2,4-4,6 MeV a madeira é mais eficiente que 20 g/cm^2 de atmosfera.

5.2 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DE VÔO COM A TEORIA DAS INTERAÇÕES DA RADIAÇÃO CÔSMICA NA MATÉRIA.

Conhecendo os períodos de decaimento dos pions e múons e utilizando as Equações 2.26 e 2.28 para determinação do percurso de vida com correção relativística, chega-se às Figuras 5.2 e 5.3 para os π^\pm e os μ^\pm , respectivamente.

Segundo o modelo de Stephens (1981), os pions produzidos na atmosfera apresentam um fluxo máximo em torno de 1 e 1,5 BeV para 0 (zero) e 4,5 GeV de rigidez de corte, respectivamente; enquanto os múons apresentam 0,8 e 0,9 BeV para as mesmas rigidez de corte, respectivamente. Os kãons apresentam máximo em torno de 3 BeV, independentemente da rigidez. Supondo serem de aproximadamente 2,5 BeV e 1 BeV as energias correspondentes ao fluxo máximo para pions e múons, respectivamente, na rigidez de corte de São José dos Campos (11,1 (Palmeira et alii, 1976)), os percursos típicos serão: $\sim 150 \text{ m}$ para π^\pm , $\sim 7 \text{ km}$ para

múons, 0,5 μm para os π^0 , 25 m para os K^\pm , 100 m para os K_L^0 e 0,2 m para os K_S^0 . Na Tabela 5.5 está calculada a correspondência desses percursos na atmosfera na pressão de 500 mb e na madeira (aroeira) em termos de g/cm^2 . Fazendo a comparação com o livre caminho médio de cada partícula na atmosfera e na madeira, conclui-se que para essas partículas típicas: os π^0 decaem sempre, independentemente do meio; os μ^\pm e K_S^0 continuam a ter preferência por decaimento; os π^\pm , K^\pm e K_L^0 , por outro lado, de fortes concorrentes a decaimento na atmosfera, passam a interagir preferivelmente na madeira. Os livres caminhos médios na atmosfera são os mesmos da Tabela 2.4, e os livres caminhos médios na madeira foram estimados com base numa interpolação com os dados de Bozoki et alii (1965) para o livre caminho médio de prótons e nêutrons na parafina ($72 \pm 5 \text{ g/cm}^2$), no carbono ($78 \pm 5 \text{ g/cm}^2$), e com o dado de $\lambda_{\text{ar}} = 81 \text{ g/cm}^2$ de Dardo e Alessio (1979). Utilizando a Tabela 1.2 para os números atômicos, o livre caminho médio na madeira resultou em 75 g/cm^2 , 7% menor que o livre caminho médio no ar. A mesma porcentagem foi então descontada dos livres caminhos médios na atmosfera para as outras partículas.

Dessa forma fica claro que, para partículas típicas, a presença da madeira como blindagem não fará diferença para os decaimentos dos π^0 , não alterando, então, a produção dos gamas deles oriundos; fica claro também que a produção de elétrons dos μ^\pm também será pouco perturbada. A modificação será drástica, entretanto, para os π^\pm , K^\pm e K_L^0 . Possivelmente eles começarão a se multiplicar, aumentando em número a partir do momento que entram na madeira, abandonando o valor do comprimento de atenuação que seguiam na atmosfera. Se existisse espessura de madeira suficiente, um máximo de produção hadrônica seria atingido e um novo decrescimento seria reiniciado, seguindo um comprimento de atenuação mais próximo dos seus livres caminhos médios. Este decrescimento ocorreria porque essas partículas fracionar-se-iam em energia na produção, aumentando as perdas por decaimento. Seria atingido outro ponto de equilíbrio no qual as novas partículas típicas possuiriam menor energia. Este novo ponto de equilíbrio seria caracterizado por uma proporção muito maior de píons relativamente a núcleons (Rossi, 1952).

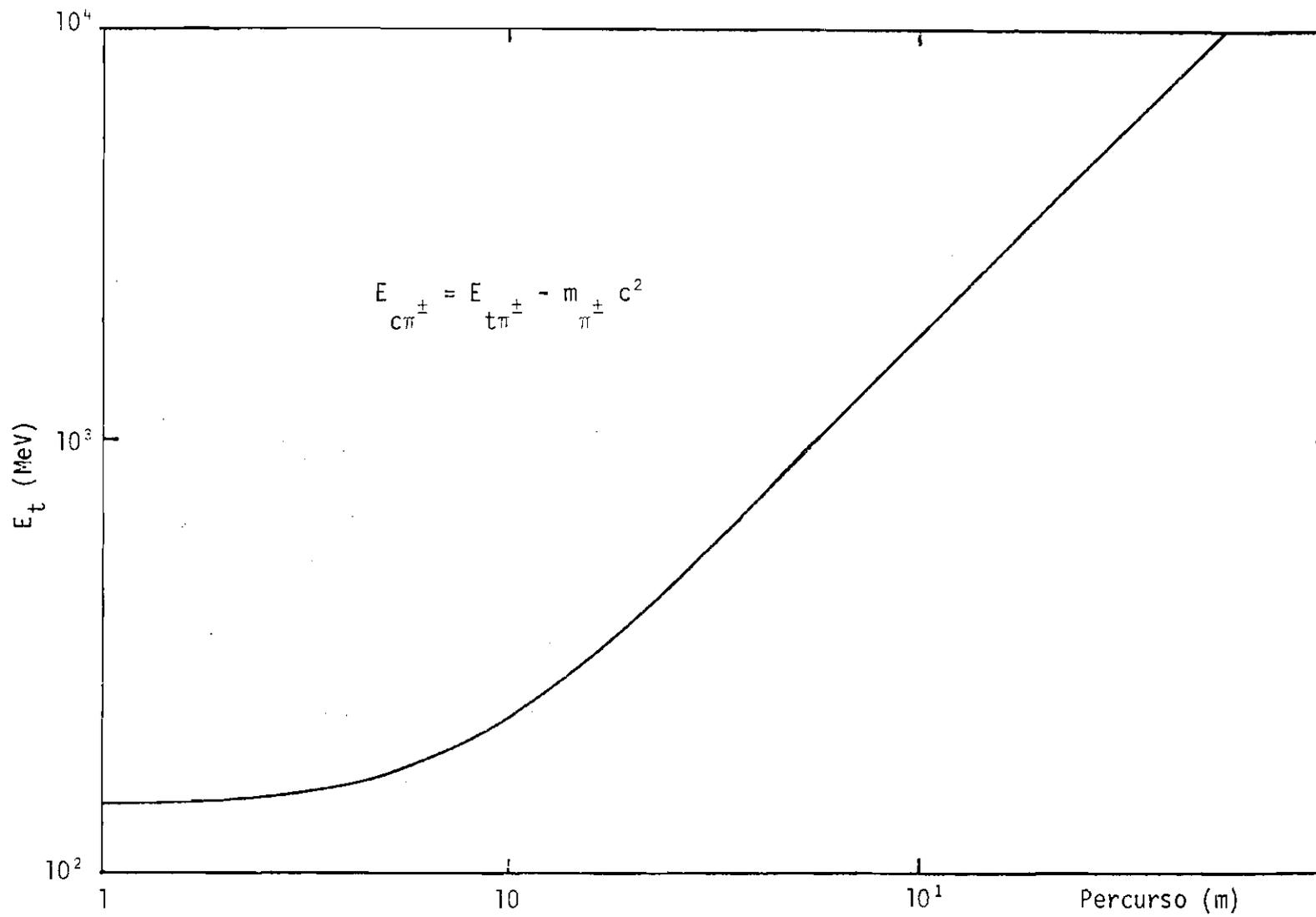


Fig. 5.2 - Percurso de decaimento de pions de carga.

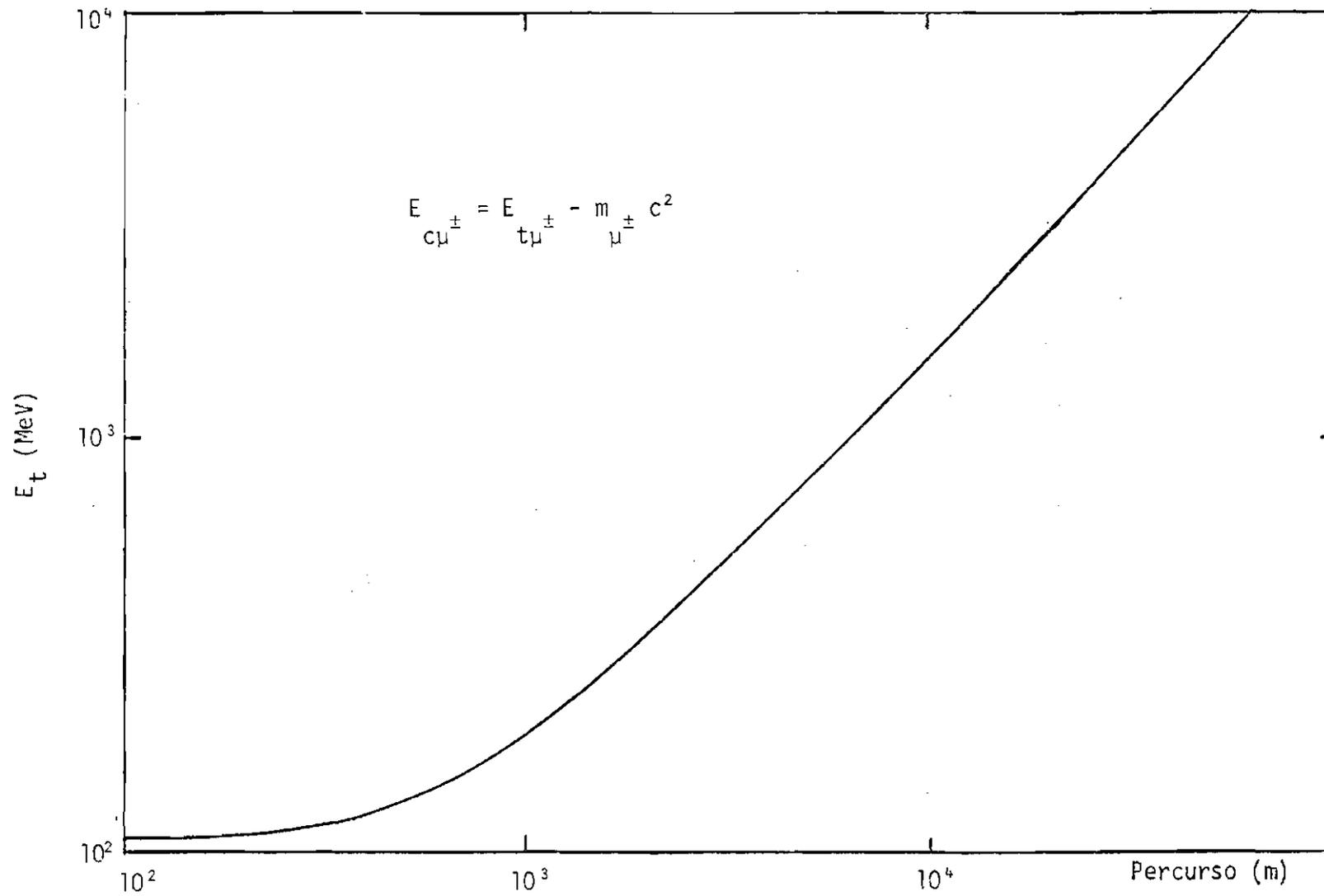


Fig. 5.3 - Percurso de decaimento de m̄ons de carga.

TABELA 5.5

EQUIVALÊNCIA EM g/cm² DOS PROCESSOS TÍPICOS DE DECAIMENTO DE PARTÍCULAS
E SUA COMPARAÇÃO COM OS LIVRES CAMINHOS MÉDIOS

PARTÍCULA	PERCURSO DA PARTÍCULA NA ATMOSFERA SOMENTE POR PROCESSO DE DECAIMENTO	EQUIVALÊNCIA EM g/cm ² DE ATMOSFERA DO PERCURSO DA PARTÍCULA	EQUIVALÊNCIA EM g/cm ² DO PERCURSO DA PARTÍCULA	LIVRE CAMINHO MÉDIO DE INTERAÇÃO NUCLEAR NA ATMOSFERA λ_{ar} (g/cm ²)	LIVRE CAMINHO MÉDIO DE INTERAÇÃO NUCLEAR NA MADEIRA $\lambda_{mad.}$ (g/cm ²)
π^{\pm}	~150 m	~9	$\sim 20 \times 10^3$	110	~102
π^0	~0,5 μ m	$\sim 3 \times 10^{-8}$	$\sim 6,5 \times 10^{-5}$	110	~102
μ^{\pm}	~7 km	~400	$\sim 9 \times 10^5$	extremamente alto	extremamente alto
K^{\pm}	~25m	~1,5	$\sim 3 \times 10^3$	120	~111
K_L^0	~100	~6	$\sim 13 \times 10^3$	120	~111
K_S^0	~0,2 m	~0,01	~25	120	~111

Considerando uma multiplicação igual à causada pela incidência de prótons de 2,5-3 BeV ($n_t=5$), os pions resultantes da primeira interação ainda teriam um percurso de decaimento 40 vezes maior que o de interação. Mesmo supondo que a multiplicação aumentasse de um fator $\sqrt{m_p/m_\pi} \approx 2,6$ sugerido por Pal e Peters (1964), o percurso de decaimento seria 20 vezes maior. Portanto, como a madeira só apresenta 20 g/cm² (o que implica que apenas 16% dos pions e kãons que iniciam a penetração interagem uma primeira vez), o máximo da cascata hadrônica não se encontrará antes do detetor; logo este sentirá a presença de maior quantidade de pions e kãons que o detetor sem blindagem. Como a deposição de energia no NaI(Tl) pelo π^\pm é, segundo Bowen (1954), de 4 MeV/cm, este aumento de pions e kãons será registrado praticamente apenas na faixa $> 4,6$ MeV, pois a área efetiva para percursos próximos da vertical, com menos de 1 cm, num detetor cilíndrico grande com eixo na horizontal é pequena, e o fluxo de fótons abaixo de 4,6 MeV nas baixas altitudes é dezenas de vezes maior que o fluxo de hadrônicas, mesmo que esse tenha se duplicado antes de chegar ao detetor com madeira. Isto implica que a contribuição nas faixas abaixo de 4,6 MeV devida aos pions e kãons seja desprezível para ambos os detetores.

Quanto aos prótons e nêutrons, em termos de interações com multiplicação de partículas, eles contribuem para a cascata hadrônica. Cerca de 23% dos que penetram na madeira interagem uma primeira vez nesta antes de chegar ao detetor, causando também multiplicação de hádrons, na maioria pions. Esta produção, nas altitudes voadas, deverá ser da ordem da produção pelos pions (O'Brien et alii, 1978). Apesar de a colisão dos pions fornecer 2,6 vezes mais partículas, o fluxo de prótons nas baixas altitudes ainda é cerca de 2 a 4 vezes superior ao de pions (Haymes, 1971). Os prótons, fortemente ionizantes, por mais forte razão são contados na última faixa, ao chegar aos detetores. Os nêutrons, por seu lado, podem ser capturados por núcleos (uma vez termalizados) e causar a emissão de linhas nucleares de Na ou I no cristal ou linhas dos componentes principais da madeira (C,H,O). No Capítulo 2 foi observada que essa contribuição é relativamente pequena, em especial para as baixas latitudes geomagnéticas.

Os múons, que depositam cerca de 4,3 MeV/cm no NaI(Tl), por serem numerosos, em torno de 400-600 mb (Figura 2.20), em relação a elétrons e hádrons, representam parte significativa das contagens na última faixa, o que justifica o fato de ela apresentar um comprimento de atenuação por eles influenciado. Evidentemente os neutrinos não são nem sentidos por causa das suas fraquíssimas seções de choque de interação.

Sugere-se, então, que a maior parcela das contagens do espectros abaixo de 4,6 MeV dependa de fótons e elétrons, ou seja, da cascata eletromagnética. A contribuição de múons, prótons, kãons dá-se em deposição de energia por ionização, sendo contada com grande probabilidade apenas acima de 4,6 MeV. Mesmo a contribuição dos elétrons nas faixas de baixa energia é muito pequena. Isto se deve a 3 motivos principais:

- Os elétrons depositam 6,7 MeV/cm no NaI(Tl). Para um cristal de 4"x4" a área efetiva que compreende percursos maiores que 0,7 cm é quase que a total.
- Somente elétrons acima de 2 MeV e 80 MeV alcançam os detectores sem blindagem e com blindagem de madeira, respectivamente.
- Existem evidências de que na faixa de energia abaixo de 10 MeV os fótons são mais numerosos que os elétrons (Peterson et alii, 1973; Charakhch'yan et alii, 1978; Daniel and Stephens, 1974). Sobre São José dos Campos, Martin et alii (1975b) mediram um fluxo de fótons na faixa de 0,9-18 MeV maior que o dobro do de partículas carregadas acima de 0,7 MeV. E quanto menor a energia, maior a razão ($\phi_{\text{fótons}}/\phi_{\text{elétrons}}$) na atmosfera (Peterson et alii, 1973).

Além do mais, no caso do detector com blindagem de madeira, a contribuição dos elétrons nas faixas de baixa energia é muito mais devida aos fótons produzidos por radiação de freamento nas blindagens do que pela energia depositada por ionização diretamente nos dete

tores. A energia retirada de um elétron de energia inicial E (em MeV) até a sua parada num meio é de $0,7 \times 10^{-3} (ZE^2)$ (Compton and Allison, 1935); o resto é retirado por ionização. Portanto, só elétrons acima de 14 MeV depositam até parar um total de 0,55 MeV. A chance disto ocorrer em apenas uma interação é muito pequena. Além do mais, um elétron com 14 MeV só conseguiria penetrar uns 3 cm na madeira. O fóton gama gerado teria de atravessar no mínimo todos os 13 cm restantes até o detetor. Contudo, elétrons de 70 MeV produziriam 14 MeV de fótons, sendo grande a chance de estes estarem dentro da faixa 0,55-4,6 MeV, e serem produzidos mais próximos do detetor, pois o elétron penetra 14 cm na madeira.

Uma estimativa da produção na madeira pode ser feita com um simples cálculo: dividindo, para cada faixa de energia, as contagens do detetor com blindagem de madeira pelas contagens do detetor sem blindagem, multiplicadas por:

$$e^{-\mu x}, \quad (5.6)$$

onde $x=16$ cm de madeira e μ é o coeficiente linear de atenuação total na madeira (que leva em conta, nessa faixa, principalmente o efeito Compton e de produção de pares), tem-se uma estimativa da produção na madeira entre 0,55 e 4,6 MeV. Utilizando os dados da Tabela 4.4 e os coeficientes de atenuação de massa de material biológico, chega-se à Tabela 5.6, que apresenta a razão entre a contagem do detetor com blindagem de madeira e a contagem de um detetor com blindagem ideal (sem produção). Basta para isso dividir as razões (com madeira/sem blindagem) por $e^{-\mu x}$. Observa-se que na faixa 2,4-4,6 MeV o resultado encontrado é de 70% a mais de produção em relação ao absorvedor ideal, pouco acima do apresentado no solo. Em faixas mais baixas a produção aumenta.

TABELA 5.6

RAZÃO ENTRE A CONTAGEM DO DETETOR COM BLINDAGEM DE MADEIRA E
A CONTAGEM DE DETETOR COM BLINDAGEM IDEAL

FAIXA DE ENERGIA (MeV)	0,55-0,65	0,65-1,27	1,27-2,4	2,4-4,6
(μ/ρ) MÉDIO DA FAIXA	0,089 \pm 0,002	0,073 \pm 0,008	0,052 \pm 0,005	0,037 \pm 0,004
MÉDIA DAS ALTITUDES ($\frac{\text{com madeira}}{\text{com blindagem ideal}}$)	8,0	4,2	3,3	1,7
NO SOLO ($\frac{\text{com madeira}}{\text{com blindagem ideal}}$)	3,4	2,4	1,6	1,4

Apesar da estatística fraca para uma análise espectral acima de 3 MeV, é possível observar que as linhas de emissão gama por absorção de nêutrons do carbono (4,44 MeV) e do oxigênio (6,13 MeV) não são relevantes no presente experimento, resultado já esperado para esta latitude geomagnética (Martin et alii, 1971). Desta forma, elas não representarão grande problema caso se deseje utilizar a madeira acima da linha gama do hidrogênio por absorção de nêutrons (2,22 MeV). A dificuldade residirá em minimizar a contribuição em energia depositada pelos hádrons, múons e elétrons por ionização nos cristais, caso se deseje um limite superior em energia maior que o 4,6 MeV utilizado. Para isto é necessário aumentar o tamanho dos detetores para que a parcela devida a essas deposições fique proporcionalmente ainda inferior à contribuição de fótons. Com o aumento da dimensão do cristal as arestas aumentam linearmente, e, portanto, também linearmente aumenta a contribuição depositada por ionização. Já a contagem devida a fótons é proporcional à área efetiva, e como esta aumenta ao quadrado, a contribuição dos fótons volta a predominar com o aumento do tamanho do detetor em relação ao atual.

Se em lugar de aumentar as dimensões do detetor para estender o limite superior em energia optar-se por uma anticoincidência, a utilização da madeira perde o significado, pois, neste caso, seria mais conveniente utilizar um material de alto número atômico associado à anticoincidência. Na faixa de interesse (acima de 2,22 MeV), o fator predominante na atenuação de fótons para materiais de baixo Z é o efeito Compton até cerca de 20-40 MeV, enquanto nos de alto Z, antes mesmo de 10 MeV, a produção de pares já domina. Ora, na atenuação de fótons na blindagem por produção de pares uma anticoincidência antes do detetor pode acusar a presença dos elétrons produzidos. Porém, no caso do efeito Compton ela não impediria, com eficiência, a eventual chegada do fóton emitido ao detetor principal (o chamado "build-up" causado pela blindagem). Além disso, um dos inconvenientes dos materiais de alto Z reside na produção de fótons por radiação de freamento de elétrons. Com um dispositivo de anticoincidência colocado antes da blindagem, esta produção seria eliminada. Por outro lado, a vantagem que os materiais de baixo Z possuem, no que diz respeito ao maior po

der de atenuação de elétrons por ionização, só iria reduzir o tempo morto causado pelo "veto" da anticoincidência, não representando uma vantagem substancial. A vantagem do uso de material de baixo número atômico como blindagem é o seu baixo custo para uma eficiência relativamente boa do seu uso como blindagem passiva.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Pela análise dos resultados chegou-se às seguintes conclusões:

Os resultados encontrados com a blindagem de madeira foram diferentes daqueles encontrados por Vette (1962) para o chumbo. A faixa de 2,4-4,6 MeV apresentou contagens 20% menores para o detetor com madeira em relação ao detetor sem blindagem. Nas faixas de energias de 0,55 a 1,27 MeV sugere-se a presença de linhas devidas à aniquilação de pósitrons e à influência da geometria como responsáveis pela inversão da razão entre as contagens dos detetores. A faixa de 1,27-2,4 MeV parece apresentar a linha em 2,22 MeV do hidrogênio, contudo, em menor proporção que a encontrada na parafina por Chupp et alii (1968). Não se tem uma comparação do efeito da madeira para o detetor nas altitudes de balão; entretanto pode-se supor um aumento significativo de contagens por multiplicação de hádrons acima do máximo de Pfotzer bem como um aumento de fôtons de "bremsstrahlung" de elêtrons, pois próximo do topo da atmosfera fortes fluxos de prótons primários, elêtrons primários, elêtrons "knock on" e elêtrons reentrantes devem ser considerados. Evidentemente este acréscimo não seria da mesma intensidade se no lugar da madeira houvesse 20 g/cm² de chumbo em torno do detetor; porém, ainda poderia ser suficiente para anular a vantagem de 20% de atenuação existente nas altitudes abaixo do máximo de Pfotzer.

Os índices espectrais apresentaram uma variação de 1,2 a 1,8 com a altitude na faixa de 0,65-2,4 MeV, enquanto na faixa de 2,4-10 MeV, estes índices estabilizaram-se entre 1,0-1,1. Todos os espectros acima de 10000 pés apresentaram a mesma forma, o que confirma a semelhança dos processos na atmosfera e na madeira.

Os comprimentos de atenuação apresentaram um decrescimento com a energia. Sugere-se que a causa esteja associada à ligação dos fôtons de baixa energia com o "bremsstrahlung" de elêtrons (dos

decaimentos dos múons) e os de alta com os decaimentos de π^0 . Sugere-se, ainda, para a faixa 0,55-0,65 MeV, a qual apresentou um comprimento de atenuação menor, sua ligação com a aniquilação dos pósitrons. E, finalmente, sugere-se a influência dos múons na última faixa como causa do aumento no comprimento de atenuação nessa faixa de energia.

Na faixa de 2,4 a 4,6 MeV, para todas as altitudes, o detector com blindagem de madeira apresentou contagens correspondentes às do detector sem blindagem, obtidas em profundidade atmosférica 35 g/cm² maior. E a razão entre as taxas de contagens dos detectores com e sem blindagem de madeira aumentou em voo apenas 25% em relação à razão obtida ao solo.

Sugere-se a madeira como blindagem passiva para energias desde 2,22 MeV (linha do hidrogênio) até 4,6 MeV. Caso se deseje estender o limite superior de energia para além de 4,6 MeV, será necessário minimizar a influência das contagens devidas a partículas carregadas, aumentando o volume do detector principal. De outra forma será necessário utilizar anticoincidência, e então a madeira não é dos materiais mais adequados para ser utilizada em conjunto com um dispositivo de anticoincidência.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALBERNHE, F.; VEDRENNE, G.; MARTIN, I.M. The positron annihilation line at 511 keV in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 84(A11):6658-6662, Nov. 1979.
- ALONSO, M.; FINN, E. *Fundamental university physics*. Menlo Park, CA, Addison-Wesley, 1968. v. 3.
- BEATTIE, R.J.D.; BYRNE, J. A Monte Carlo program for evaluating the response of a scintillation counter to monoenergetic gamma rays. *Nuclear Instruments and Methods*, 104(1):163-168, Oct. 1972.
- BEERS, Y. *Introduction to the theory of error*. 2. ed. Reading, MA, Addison-Wesley, 1957.
- BETHE, H.A. Influence of screening on the creation and stopping of electrons. *Proceedings of Cambridge Philosophical Society*, 30(sf): 524-539, Oct. 1934.
- BETHE, H.A.; HEITLER, W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proceedings of Royal Society*, A146 (1):83-112, Aug. 1934.
- BEUERMANN, K.P. Secondary Electrons and Photons in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 76(19):4291-4310, July 1971.
- BEVINGTON, P.R. *Data reduction and error analysis for the physical sciences*. New York, Mc Graw-Hill, 1969.
- BOWEN, T. Ionization energy loss of mesons in a sodium iodide scintillation crystal. *Physical Review*, 96(3):754-764, Nov. 1954.
- BOZŐKI, G.; FENYVES, E.; CRISTOV, C.; AHABABIAN, N.; BETEV, B.; KAVLAKOV, S.T. Inelastic n-p cross section at 60 GeV. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 9., London, 1965. *Proceedings*. London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966, v. 2, p. 870-871.
- BRADT, H.V.; RAPPAPORT, S.A. Three-dimensional Monte Carlo simulation of extensive air showers. *Physical Review*, 164(5):1567-1583, Dec. 1967.

- BROWNE, E.; DAIRIKI, J.M.; DOEBLER, R.E.; SHIHAB-ELDIN, A.A.; JARDINE, L.J.; TULI, J.K.; BUYRN, A.B. *Table of isotopes*. 7. ed. New York, John Wiley, 1978.
- CHARAKHCH'YAN, A.N.; BAZILEVSKAYA, G.A.; KVASHNIN, A.N.; CHARAKHCH'YAN, T.N. Photon component of cosmic rays in the atmosphere. In: BASOV, N.G., ed. *Cosmic Rays in the stratosphere and in near space*. New York, Consultants Bureau, 1978. p. 45-73. (The Lebedev Physics Institute Series, v. 88).
- CHUPP, E.L.; FORREST, D.J.; LAVAKARE, P.J. *Gamma ray production in paraffin by cosmic rays*. Durham, NH, University of New Hampshire, 1968. 14 p.
- COMPTON, A.H.; ALLISON, S.K. *X-rays in theory and practice*. Princeton, NJ, Van Nostrand, 1935.
- CORTELLESSA, P.; DiBENEDETTO, P.; PAIZIS, C. Atmospheric gamma rays at balloon altitudes. *Planetary and Space Science*, 18(sf):1607-?, 1970.
- DA COSTA, J.M. *Observação da radiação γ de baixa energia (0,5-3,0 MeV) com telescópio Ge(Li) na latitude geomagnética $\lambda = 12^\circ$ S*. Tese de Doutorado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, 1981. 233 p. (INPE-2002.TDL/043).
- DANIEL, R.R.; STEPHENS, S.A. Cosmic-ray-produced electrons and gamma rays in the atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12(2):233-258, May 1974.
- DARDO, M.; ALESSIO, S.; SITTE, K. Atmospheric propagation and production of the nuclear-active cosmic ray components. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 16., Kyoto, 1979. *Proceedings*. Tokyo, Institute for Cosmic Ray Research, 1979, v. 2, p. 81-86.
- DAVISSON, C.M.; EVANS, R.D. Gamma-ray absorption coefficients. *Reviews of Modern Physics*, 24(2):79-107, Apr. 1952.
- DUTHIE, J.; FOWLER, P.H.; KADDOURA, A.; PERKINS, D.H.; PINKAU, K. The flux of gamma rays at high altitudes and comparison with the muon flux at sea-level. *Nuovo Cimento*, 24(1):122-138, Apr. 1962.

- DUTRA, S.L.G. *Determinação do espectro de raios gama produzidos na atmosfera pelos raios cósmicos primários*. Tese de Mestrado em Ciência Espacial e da Atmosfera. Orientador: R.A.R. Palmeira. São José dos Campos, INPE, fev. 1975. 78 p. (INPE-635-LAFE).
- EVANS, R.D. *The atomic nucleus*. New York, Mc Graw-Hill, 1955.
- FISHMAN, G.J.; WATTS JR., J.W., MEEGAN, C.A. Observation of a north-south anisotropy of atmospheric radiation at balloon altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 81(34):6121-6125, Dec. 1976.
- GALBRAITH, W. *Extensive air showers*. London, Butterworths, 1958.
- GINZBURG, V.L.; SYROVATSKY, S.I. Origin of cosmic rays. *Progress theoretical Physics*, (20):1-83, 1961. Supplement.
- GRASER, U.; SCHONFELDER, V. Theoretical zenith angle distribution of atmospheric MeV gamma radiation at high balloon altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 82(7):1055-1060, Mar. 1977.
- GREISEN, K. *The physics of cosmic x-ray, γ -ray, and particles sources*. New York, NY, Gordon and Breach, 1971.
- HALPERN, O.; HALL, H. The ionization loss of energy of fast charged particles in gases and condensed bodies. *Physical Review*, 73(5):477-486, Mar. 1948.
- HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS. 50. ed. Cleveland, OH, Chemical Rubber, 1969.
- HANSON, R.J.; MARKER, D. Soft gamma background radiation at the Earth's surface and at aircraft altitudes. *Il Nuovo Cimento*, 32(4): 793-815, mag. 1964.
- HAYMES, R.C. *Introduction to space science*. New York, John Wiley, 1971.
- HAYMES, R.C.; GLENN, S.W.; FISHMAN, G.J.; HARNDEN JR., F.R. Low-energy gamma radiation in the atmosphere at midlatitudes. *Journal of Geophysical Research*, 74(24):5792-5805, Nov. 1969.
- HEITLER, W. *The quantum theory of radiation*. 2. ed. Oxford, Oxford University, 1944.

- 4. ed. Oxford, Oxford University, 1954.
- HEWITT, J.E.; HUGHES, L.; McCASLIN, J.B.; SMITH, A.R.; STEPHENS, L.D.; SYVERTSON, C.A.; THOMAS, R.H.; TUCKER, A.B. Exposure to cosmic-ray neutrons all commercial jet aircraft altitudes. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE NATURAL RADIATION ENVIRONMENT, 3., Houston, TX, 1978. *Proceedings*. Springfield, VA, National Technical Information Service, 1980, v. 2, p. 855-881. (DOE Symposium Series, 51).
- HORGERTON, J.F.; GRASS, R.C. *Reactor handbook-engineering*. New York, NY, McGraw-Hill, 1955. (AECD-3645).
- JAYANTHI, U.B., BLANCO, F.G.; AGUIAR, O.D.; JARDIM, J.O.D.; BENSON, J. L.; MARTIN, I.M.; RAO, K.R. Spectral observations of atmospheric γ -ray background. *Revista Brasileira de Física*, 12(3):431-442, set. 1982.
- JONES, F.C. Cosmic-ray production of low-energy gamma rays. *Journal of Geophysical Research*, 66(7):2029-2042, July 1961.
- KASTURIRANGAN, K.; RAO, U.R.; BHAVSAR, P.D. Low energy atmospheric gamma rays near geomagnetic equator. *Planetary and Space Science*, 20(11):1961-1977, Nov. 1972.
- KINZER, R.L.; SHARE, G.H.; SEEMAN, N. Measurements of atmospheric γ rays between 10 and 200 MeV. *Journal of Geophysical Research*, 79(31):4567-4574, Nov. 1974.
- KNOLL, G.F. *Radiation detection and measurement*. New York, NY, John Wiley, 1979.
- KNOP, G.; PAUL, W. Interaction of electrons and α -particles with matter. In: SIEGBAHN, K., ed. *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*. Amsterdam, North-Holland, 1965, v. 1, cap. 1, p. 1-36.
- KORFF, S.A. Production of neutrons by cosmic radiation. In: ADAMS, J. A.S.; LOWDER, W.M., eds. *The natural radiation environment*. Chicago, IL, University of Chicago, 1964. p. 427-440.

- KORFF, S.A.; MENDELL, R.B.; HOLT, S.S. Measurements of neutrons produced by the cosmic radiation. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 9., London, 1965. *Proceedings*. London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966, v. 1., p. 573-576.
- KREGER, W.E.; MATHER, R.L. Background, shielding and collimation. In: SHAFROTH, S.M., ed. *Scintillation spectroscopy of gamma radiation*. New York, NY, Gordon and Breach, 1967. v. 1., p. 33-141.
- LAL, S.; PAL, Y.; RAGHAVAN, R. Nuclear interactions at 20 to 150 GeV in carbon. *Nuclear Physics*, 31(3):415-446, Apr. 1962.
- LANG, K.R. *Astrophysical formulae*. 2. ed. Berlin, Springer-Verlag, 1980.
- LANGE, N.A. *Lange's handbook of chemistry*. 10. ed. New York, NY, Mc Graw-Hill, 1967.
- LEIPUNSKII, O.I.; NOVOZHILOV, B.V.; SAKHAROV, V.N. *The propagation of gamma quanta in matter*. Oxford, Pergamon, 1965.
- LING, J.C. A semiempirical model for atmospheric γ rays from 0,3 to 10 MeV at $\lambda = 40^\circ$. *Journal of Geophysical Research*, 80(22):3241-3252, Aug. 1975.
- MACKEOWN, P.K.; SAID, S.S.; WDOWCZYK, J.; WOLFENDALE, A.W. The charge ratio of cosmic rays muons at large zenith angles. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 9., London, 1965. *Proceedings*. London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966, v. 2, p. 937-940.
- MARTIN, I.M.; ALBERNHE, F.; VEDRENNE, G. Variation du flux des neutrons rapides et des rayons gamma d'origine cosmique en fonction de la latitude et de l'altitude. *Revista Brasileira de Física*, 1(2):263-287, out. 1971.
- MARTIN, I.M.; DUTRA, S.L.G.; PALMEIRA, R.A.R. Calcul du spectre des photons gamma atmosphériques entre 1 et 1000 MeV. *Revista Brasileira de Física*, 5(1):43-60, abr. 1975a.

- MARTIN, I.M.; DUTRA, S.L.G.; PALMEIRA, R.A.R.; VEDRENNE, G.; ALBERNHE, F. Détermination expérimentale du spectre des photons gamma dans l'atmosphère à 12 GV de coupure geomagnétique. *Revista Brasileira de Física*, 5(2):139-152, ago. 1975b.
- MATTESON, J.L.; PETERSON, L.E. Gamma-ray production in iron at 29 g/cm² atmospheric depth. *Transactions American Geophysical Union*, 49(1): 240, Mar. 1968. Abstract.
- MAYER-HABELWANDER, H.A.; PFEFFERMANN, E.; PINKAY, K.; ROTHERMEL, H.; SOMMER, M. Observation of the diffuse cosmic gamma radiation in the 30-50 MeV region. *Astrophysical Journal*, 175(1pt2):L23-L28, 1972.
- MEYER, S.L. *Data analysis for scientists and engineers*. New York, John Wiley, 1975.
- MURZIN, V.S.; SARYCHEVA, L.I. *Cosmic rays and their interactions*. Washington, DC, NASA, June 1970. (NASA TT F-594).
- NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION (NOAA). *U.S. standard atmosphere, 1976*. Washington, DC, NOAA, Oct. 1976.
- NORDEMANN, D.J.R., DA COSTA, J.M.; MARTIN, I.M. *Telescópio gama à absorção total e análise multiparamétrica*. São José dos Campos, INPE, 1980. 16 p. (INPE-1804-RPE/172).
- O'BRIEN, K.; SANDMEIER, H.A.; HANSEN, G.E.; CAMPBELL, J.E. Cosmic ray induced neutron background sources and fluxes for geometries of air over water, ground, iron, and aluminum. *Journal of Geophysical Research*, 83(A1):114-120, Jan. 1978.
- PAL, Y. Cosmic rays and their interactions. In: CONDON, E.U.; ODISHAW, H., eds. *Handbook of physics*. 2. ed. New York, NY, Mc Graw-Hill, c1967. cap. 11, part. 9, p. 272-328.
- PAL, Y.; PETERS, B. Meson production at high energies and the propagation of cosmic rays through the atmosphere. *Kongelige Danske Videnskabernes Selskab, Matematisk-fysiske Meddelelser*, v. 33, nº 15, 1964. 54 p.

- PALMEIRA, R.A.R.; SHEA, M.A.; SMART, D.F. *Vertical cutoff rigidities over South America for epoch 1975.0.* São José dos Campos, INPE, Dec. 1976. 23 p. (INPE-985-PE/051).
- PERKINS, D.H. Observations on cosmic ray "jet" interactions in nuclear emulsions. In: WILSON, J.G.; WOUTHUYSEN, S.A. *Progress in elementary particles and cosmic ray physics.* Amsterdam, North-Holland, 1960. v. 5, cap. 4, p. 257-363.
- PETERS, B. Cosmic Rays. In: EGELAN, A.; HOLTER, Ø.; OMHOLT, A., eds. *Cosmical Geophysics.* Oslo, Universitetsforlaget, 1973. cap. 23, p. 327-338.
- PETERSON, L.E.; SCHWARTZ, D.A.; LING, J.C. Spectrum of atmospheric gamma rays to 10 MeV at $\lambda=40^\circ$. *Journal of Geophysical Research*, 78(34):7942-7958, Dec. 1973.
- PUPPI, G. The energy balance of cosmic radiation. In: WILSON, J.G. *Progress in elementary particle and cosmic ray physics.* Amsterdam, North-Holland, 1956. v. 3, cap. 4, p. 339-388.
- PUSKIN, J.S. *Low-energy gamma rays in the atmosphere.* Ph.D. Thesis in Physics. Cambridge, MA, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, 1970. (SAO Special Report, nº 318).
- RASTIN, B.C.; BABER, S.R.; BULL, R.M.; NASH, W.F. A study of the μ meson charge ratio at sea level. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 9., London, 1965. *Proceedings.* London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966, v. 2, p. 931-934.
- RAY, E.C. Experimental results of flights in the stratosphere. In: FLÜGGE, S., ed. *Encyclopedia of Physics.* Berlin, Springer-Verlag, 1961. v. 46, tomo 1, p. 130-156.
- RICHTMYER, F.K.; KENNARD, E.H.; COOPER, J.N. *Introduction to modern physics.* Tokyo, Japan, Kogakusha, 1969.
- ROCCHIA, R.; LABEYRIE, J.; DUCROS, G.; BOCLET, D. Gamma ray generation in the high atmosphere. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 9, London, 1965. *Proceedings.* London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966, v. 1. p. 423-425.

- ROSENFELD, A.H.; BARASH-SCHMIDT, N.; BARBARO-GALTIERI, A.; PRICE, L.R.; SÖDING, P.; WOHL, C.G.; ROOS, M.; WILLIS, W.J. Data on particles and resonant states. *Reviews of Modern Physics*, 40(1):77-128, Jan. 1968.
- ROSSI, B. *Cosmic rays*. New York, NY, Mc Graw-Hill, 1964.
- *High-energy particles*. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1952.
- RYAN, J.M.; DAYTON, B.; MOON, S.H.; WILSON, R.B.; ZYCH, A.D.; WHITE, R.S. Atmospheric gamma ray angle and energy distributions from 2 to 25 MeV. *Journal of Geophysical Research*, 82(25):3593-3601, Sept. 1977.
- RYAN, J.M.; JENNINGS, M.C.; RADWIN, M.D.; ZYCH, A.D.; WHITE, R.S. Atmospheric gamma ray angle and energy distributions from sea level to 3.5 g/cm² and 2 to 25 MeV. *Journal of Geophysical Research*, 84(A8):5279-5288, Aug. 1979.
- SCHONFELDER, V.; GRASER, U.; DAUGHERTY, J. Diffuse cosmic and atmospheric MeV gamma radiation from balloon observations. *The Astrophysical Journal*, 217(1pt1):306-319, Oct. 1977.
- SÖDING, P.; BARTELS, J.; BARBARO-GALTIERI, A.; ENSTROM, J.E.; LASINSKI, T.A.; RITTENBERG, A.; ROSENFELD, A.H.; TRIPPE, T.G.; BARASH-SCHMIDT, N.; BRICMAN, C.; CHALORIPKA, V. Review of particles properties. *Physics Letters*, 39B(1):1-?, 1972.
- STECKER, F.W. *Cosmic gamma rays*. Washington, DC, NASA, May 1971. (NASA SP-249).
- STEPHENS, S.A. Secondary components of cosmic radiation at small atmospheric depths. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 17., Paris, 1981. *Proceedings*. Paris, International Union of Pure and Applied Physics, 1981, v. 9, p. 282-285.
- THE CONDENSED CHEMICAL DICTIONARY. 10. ed. New York, NY, Van Nostrand Reinhold, 1981.
- THOMPSON, D.J. A three-dimensional study of 30 to 300 MeV atmospheric gamma rays. *Journal of Geophysical Research*, 79(10):1309-1320, Apr. 1974.

- THOMPSON, D.J.; SIMPSON, G.A. SAS 2 observations of the earth albedo gamma radiation above 35 MeV. *Journal of Geophysical Research*, 86(A3):1265-1270, Mar. 1981.
- VETTE, J.I. Low energy gamma rays produced in air and in lead by cosmic rays. *Journal of Geophysical Research*, 67(5):1731-1739, May 1962.
- WADDINGTON, C.J. The composition of the primary cosmic radiation. In: FRISCH, O.R. *Progress in nuclear physics*. London, Pergamon, 1960. v. 8, p. 1-45.
- WOOD AND WOOD PRODUCTS. In: ENCYCLOPAEDIA BRITANNICA; MACROPAEDIA. 15. ed. Chicago, IL, 1978, v. 19, p. 916-925.
- ZOMBECK, M.V. *High energy astrophysics handbook*. Cambridge, MA, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, Mar. 1980. (SAO SR-386).

APÊNDICE A

INCERTEZA SOBRE UMA CONTAGEM

A.1 - INCERTEZA CAUSADA PELA ELETRÔNICA

Utilizando um gerador de pulsos da firma BNC modelo AP-3 foi possível determinar o erro para uma contagem devido à eletrônica (amplificador + codificador). Sendo mantida uma taxa de 90 pulsos/seg. analisados pela eletrônica do experimento (que corresponde à máxima taxa de análise), ajustou-se a amplitude para valores que correspondessem à resposta de determinados canais (no caso foram os canais 7, 44 e 100) e, em seguida, variou-se esta amplitude para levantar a localização dos extremos do canal, ou seja, a amplitude máxima e mínima que ainda correspondiam a mais de 99,86% de respostas no canal em questão. Desta forma ficou conhecida a largura de confiabilidade do canal, e como se conhecia a largura média dos canais entre o 7 e o 100, foi possível o cálculo de σ (68% de confiabilidade). Para obter uma certeza maior que 99,86% bastou esperar uns 15 segundos para cada amplitude testada (1350 (=15x90) pulsos analisados). Se após este tempo não tivesse ocorrido nenhuma resposta diferente daquela correspondente ao canal analisado, a amplitude seria considerada dentro da faixa de confiabilidade do canal. A Figura A.1 apresenta esquematicamente a largura de confiabilidade e a largura total do canal. Como uma confiabilidade de 99,86% corresponde à região dentro de 3σ de gaussiana acrescida de uma das "pontas", conclui-se que (largura total de canal - largura de confiabilidade de canal) = 6σ . Uma vez sabendo que (largura de confiabilidade de canal/largura total de canal) $\approx 0,7$ obtêm-se $\sigma \approx 0,05$ do canal devido à eletrônica.

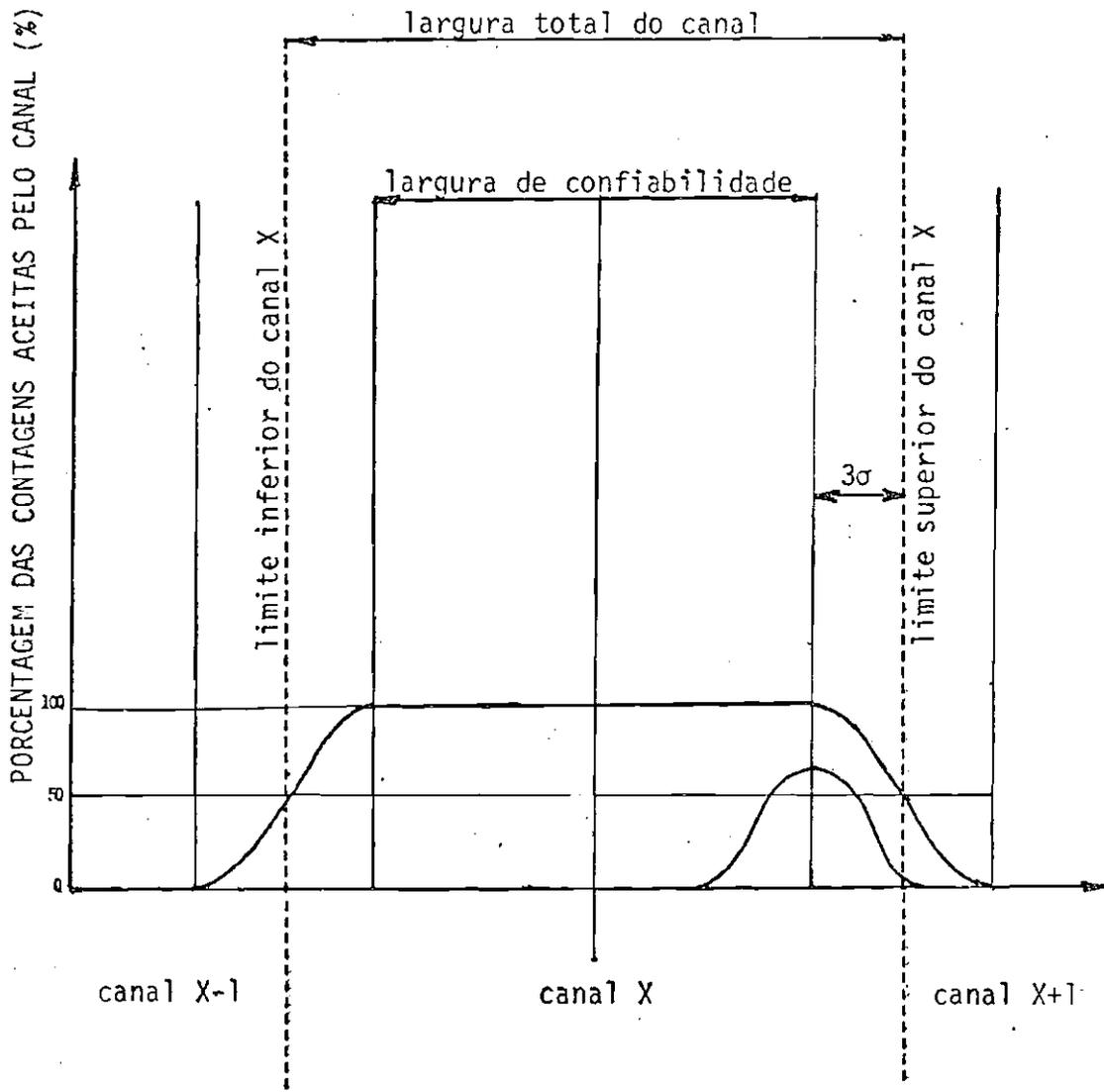


Fig. A.1 - Largura de confiabilidade e largura total do canal.

A.2 - INCERTEZA TOTAL (DETETOR E ELETRÔNICA)

O erro para uma contagem, acarretado pela óptica do acoplamento cristal-fotomultiplicadora, não pode ser isolado. Porém é possível determinar para uma contagem este erro já adicionado ao erro da eletrônica. Quando se calcula a posição do pico do ^{40}K ou ^{208}Tl para cada combinação detetor-codificador, o desvio padrão s que se pode obter com os histogramas já fornece este erro global, que tanto leva em conta os efeitos do cristal e da fotomultiplicadora como também dos eletrônicos pós-fotomultiplicadora. Na Tabela A.1 encontram-se os desvios padrões para todos os casos.

TABELA A.1

DESVIOS PADRÕES σ PARA OS PICOS DE ${}^4\text{0K}$ E ${}^{208}\text{Tl}$ NAS DIVERSAS MEDIDAS

DETETOR	CODIFICADOR	PICO	E S P E C T R O			
			31/5	01/6	26/3	(31/5)+(01/6)+(26/3)
I	I	${}^4\text{0K}$	0,50	0,47	-	0,50
		${}^{208}\text{Tl}$	0,65	0,66	-	0,69
II		${}^4\text{0K}$	0,47	0,48	0,42	0,49
		${}^{208}\text{Tl}$	0,50	0,64	0,50	0,59
I	II	${}^4\text{0K}$	0,57	0,49	0,59	0,56
		${}^{208}\text{Tl}$	0,73	0,94	0,70	0,81
II		${}^4\text{0K}$	0,47	0,44	-	0,46
		${}^{208}\text{Tl}$	0,62	0,69	-	0,65

Obs.: Os valores são apresentados em fração de canal.

Pode-se constatar que, ao utilizar o detetor II, a resolução é um pouco melhor que quando se utiliza o detetor I. Como os canais têm largura de 0,10 MeV, em média o desvio padrão σ apresentado no pico do ${}^4\text{0K}$ é de 0,05 MeV e o apresentado no pico do ${}^{208}\text{Tl}$ é de 0,07 MeV; e com base na "resolução" dada pela expressão (Knoll, 1979)

$$R = \frac{FWHM}{H_0}, \quad (\text{A.1})$$

onde FWHM ($= 2,35 \sigma$) é a largura no pico entre os pontos correspondentes à metade do valor máximo, e $H_0 = 1,46$ MeV para o ${}^4\text{0K}$ e 2,614 MeV para o ${}^{208}\text{Tl}$. As resoluções encontradas são: 8% para o pico do ${}^4\text{0K}$ e 6% para o pico do ${}^{208}\text{Tl}$, valores compatíveis com os 8,7% e 6,8% obtidos experimentalmente por Beattie e Byrne (1972).

A incerteza total para qualquer energia pode ser obtida através da expressão para a resolução dada por Knoll (1979) para uma certa combinação cintilador-fotomultiplicadora:

$$R = \frac{(\alpha + \beta E)^{1/2}}{E}, \quad (\text{A.2})$$

onde E é a energia em MeV da qual se deseja conhecer a resolução, des de que se determinem α e β a partir de pelo menos dois pontos já determinados por medição.

Utilizando a última coluna da Tabela A.1 e as larguras dos canais dadas pelos $a^{\text{comb.}}$, obtêm-se as constantes α e β . As expressões da resolução para as combinações cintilador-fotomultiplicadora ficam:

$$R_{\text{I-I}} = \frac{(-0,0021 + 0,0114 E)^{1/2}}{E}, \quad (\text{A.3})$$

$$R_{\text{II-I}} = \frac{(0,0061 + 0,0055 E)^{1/2}}{E}, \quad (\text{A.4})$$

$$R_{\text{I-II}} = \frac{(-0,0067 + 0,0167 E)^{1/2}}{E}, \quad (\text{A.5})$$

$$R_{\text{II-II}} = \frac{(-0,0032 + 0,0105 E)^{1/2}}{E}. \quad (\text{A.6})$$

Fazendo E assumir os valores das energias das interfaces, ficam determinadas as incertezas correspondentes (Tabela A.2). Comparando os resultados da Tabela A.2 com valores medidos no dia 01/6/82 para o ^{137}Cs e Am-Be (Figura A.2) expostos na Tabela A.3, observa-se que os valores medidos são maiores que os calculados utilizando a Fórmula A.2. Confiando, então, nas medidas efetuadas em 01/06/82 chega-se à Tabela A.4 por maximização dos erros para cada energia de interface entre as faixas escolhidas. Estes erros não são considerados na incerteza do início e fim das faixas de energias, pois eles se referem à incerteza de uma contagem; e \bar{I} (no início e fim das faixas) devem ser apenas consideradas as incertezas dos valores médios que são de 1/25 a 1/100 de canal, ou seja, como se esperaria, $\sim\sqrt{N}$ vezes menor que os da Tabela A.4, onde N é a contagem total sob o pico.

TABELA A.2

INCERTEZA DE CANAIS PARA CADA COMBINAÇÃO NAS ENERGIAS LIMITES

ENERGIA (MeV)	COMBINAÇÃO DET.-COD.	R (%)	σ (MeV)	σ/a^{comb}
0,54	I-I	12	0,03	0,26
	II-I	18	0,04	0,39
	I-II	9	0,02	0,20
	II-II	9	0,02	0,21
0,65	I-I	11	0,03	0,30
	II-I	15	0,04	0,41
	I-II	10	0,03	0,27
	II-II	9	0,03	0,25
1,27	I-I	9	0,05	0,46
	II-I	9	0,05	0,47
	I-II	9	0,05	0,51
	II-II	8	0,04	0,42
2,40	I-I	7	0,07	0,66
	II-I	6	0,06	0,57
	I-II	8	0,08	0,77
	II-II	6	0,06	0,62
4,67	I-I	5	0,10	0,94
	II-I	4	0,08	0,74
	I-II	6	0,11	1,13
	II-II	5	0,09	0,89

Obs.: I-I e I-II são com blindagem de madeira;
II-I e II-II são sem blindagem de madeira.

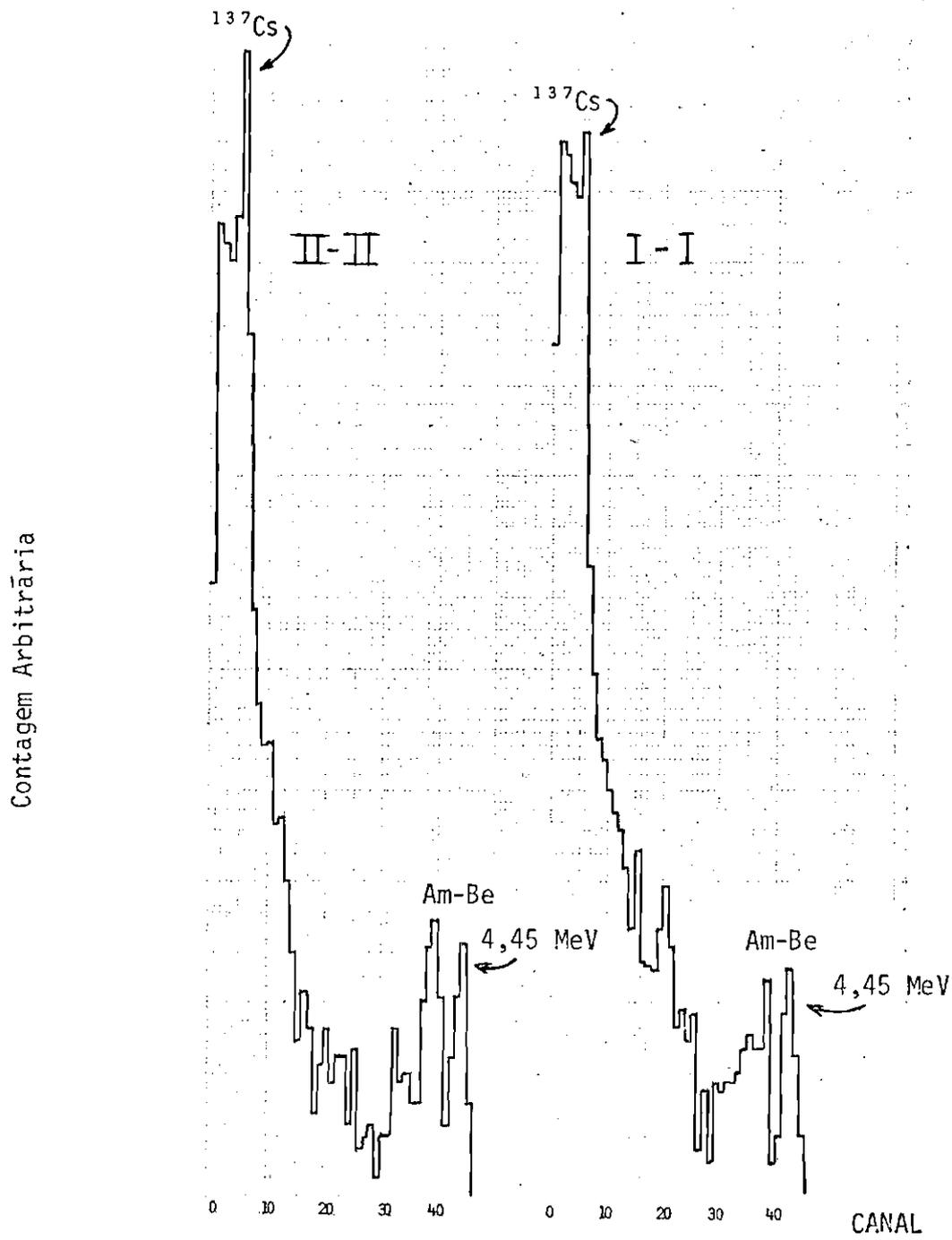


Fig. A.2 - Picos do ^{137}Cs e Am-Be (dia 01/06/82).

TABELA A.3

INCERTEZAS DE CANAIS DETERMINADAS PARA OS PICOS DO ^{137}Cs e Am-Be

FONTE	ENERGIA (MeV)	COMBINAÇÃO	σ/a comb. (em fração de canal)
^{137}Cs	0,662	I-I	0,45
		II-II	0,52
Am-Be	4,45	I-I	1,69
		II-II	1,42

TABELA A.4

INCERTEZAS DE CANAIS A CONSIDERAR PARA AS ENERGIAS DE INTERFACE DEVIDAS À RESOLUÇÃO EM ENERGIA

ENERGIA (MeV)	COMBINAÇÃO	σ/a comb. (em fração de canal)
0,54	todas	~ 0,4
0,65	todas	~ 0,4
1,27	todas	~ 0,5
2,40	todas	~ 0,7
4,67	todas	~ 1,6

APÊNDICE B

AJUSTE DE CURVAS

Na região próxima à energia de 4,6 MeV, que apresentou muita flutuação estatística, foram ajustadas a curva de potência e uma função constante ao espectro diferença. Na região de energia 2,4 MeV, sem presença de linhas (acima de 3σ), também ajustou-se uma curva de potência e uma função constante. Nas proximidades de 1,27 MeV existe uma linha, mas não apresenta altura suficiente para exercer efeito até a interface em questão. Só nos dois espectros de 7500 pês é sentida a presença de duas linhas ou de uma linha e sua colina Compton com relevância na interface de interesse. Aqui foram ajustadas a curva de potência e um polinômio de 4º grau aos canais 10, 11, 12 e 13 do espectro diferença. Nos demais casos ajustou-se apenas uma função constante, além da de potência, para o aleatório (flutuação estatística). Finalmente, na região próxima a 0,6 MeV foi notada uma influência da irregularidade responsável pela inutilização dos primeiros canais. Foi suficiente um ajuste de um polinômio do 2º grau aos canais 4,5 e 6 para acompanhar esta influência.

Entretanto, qualquer que seja a curva que se ajuste às contagens dos canais de um espectro, estas curvas representam uma integração do espectro diferencial dentro dos limites de cada canal. A curva que interessa para o cálculo (por integração) da contagem de qualquer trecho de um canal é justamente a curva diferencial. Para simplificar o problema, considera-se que tanto a curva integral como a diferencial sejam polinômios de mesma ordem, pois na prática isto é suposto.

No caso de uma parábola, foi obtido um ajuste ao espectro diferença por uma expressão da forma $ax^2 + bx + c$ e procurada a curva diferencial da forma $\alpha x^2 + \beta x + \gamma$, onde

$$a x_0^2 + b x_0 + c = \int_{x_0 - \Delta x}^{x_0 + \Delta x} (\alpha x^2 + \beta x + \gamma) dx, \quad (B.1)$$

sendo x_0 o canal inteiro e $\Delta x = 0,5$ de canal. É facilmente demonstrável que:

$$\alpha = a , \quad (B.2)$$

$$\beta = b , \quad (B.3)$$

$$\gamma = c - \frac{a}{12} . \quad (B.4)$$

Para um polinômio do 4º grau procurou-se:

$$ax_0^4 + bx_0^3 + cx_0^2 + dx_0 = \int_{x_0 - \Delta x}^{x_0 + \Delta x} (\alpha x^4 + \beta x^3 + \gamma x^2 + \delta x + \epsilon) dx. \quad (B.5)$$

De forma um pouco mais trabalhosa, chega-se a:

$$\alpha = a , \quad (B.6)$$

$$\beta = b , \quad (B.7)$$

$$\gamma = c - \frac{a}{2} , \quad (B.8)$$

$$\delta = d - \frac{b}{4} , \quad (B.9)$$

$$\epsilon = - \left(\frac{\alpha}{80} + \frac{\gamma}{12} \right). \quad (B.10)$$

Para uma curva de potência, a relação que deve ser satisfeita é:

$$a x_0^b = \int_{x_0 - \Delta x}^{x_0 + \Delta x} \alpha x^\beta dx. \quad (B.11)$$

Porém, não existe solução independente de x_0 . Utilizando a Equação B.11 para x_0 e para (x_0+1) , chega-se à expressão independente de α :

$$x_0 = \sqrt{(x_0+1)^b \frac{[(x_0+\Delta x)^{\beta+1} - (x_0-\Delta x)^{\beta+1}]}{[(x_0+1+\Delta x)^{\beta+1} - (x_0+1-\Delta x)^{\beta+1}]}} \quad (B.12)$$

Por inspeção acha-se β e, a seguir, α . Para cada x_0 existirá um β_{x_0} e um α_{x_0} . Na prática, porém, quando x_0 cresce α e β tendem aos valores a e b . Nos espectros analisados, as únicas interfaces das faixas de energia onde se torna necessário o cálculo de α e β são as energias 0,55 e 0,65 MeV. Para as outras usam-se os próprios a 's e b 's das duas curvas de potência de cada espectro (uma para as interfaces em 1,27 e 2,4 MeV e a outra para a interface em 4,6 MeV).

No caso de uma exponencial, utilizada como melhor ajuste nos espectros do que a curva de potência, a relação é:

$$a e^{bx_0} = \int_{x_0-\Delta x}^{x_0+\Delta x} \alpha e^{\beta x} dx. \quad (B.13)$$

Prova-se com facilidade que, para o caso em questão:

$$\beta = b, \quad (B.14)$$

$$\alpha = \frac{ab}{(e^{b \Delta x} - e^{-b \Delta x})} \longrightarrow \frac{ab}{(e^{b/2} - e^{-b/2})} \quad (B.15)$$

Na Tabela B.1 são apresentados os coeficientes de ajuste das diversas curvas. Pode-se observar a sensível melhora do coeficiente de determinação r quando são excluídos canais com contagens muito acima da curva. A curva de potência com α e β só é utilizada na região em torno de 0,6 MeV.

De posse das curvas que ajustam o espectro, podem-se calcular as contagens nas faixas determinadas na Seção 3.3 para cada combinação. Inicialmente integram-se os espectros entre os limites cal

culados das faixas e, em seguida, corrige-se a contagem com o dado da integrada. O erro de cada faixa para uma determinada combinação e para uma certa altitude carregará os erros associados à *contagem integrada*, à *contagem da "integrada" do espectro* (contagem total dos canais do espectro antes de corrigido pela integrada), à *contagem da faixa* (contagem da faixa de energia em questão) e do erro de contagem decorrente da *incerteza na determinação do início e fim dessa faixa* para essa combinação e altitude. Esta incerteza é traduzida, portanto, em contagens, sendo então considerada no cálculo junto com as anteriores. Normalmente, no cálculo do erro da *contagem em uma faixa* de energia ou em um canal usa-se \sqrt{N} como desvio padrão (N = contagem em toda a faixa); porém aqui deve-se levar em conta, também, uma incerteza pela estimativa das curvas sobre a distribuição das contagens nos canais limites (de interface). Uma boa estimativa desta incerteza seria então $\sqrt{N_e}$, onde N_e seria a soma de todas as contagens estimadas (por curvas) dentro da faixa de energia em consideração. O erro por contagem na faixa fica $\sqrt{N+N_e}$. Note-se que N_e entra duas vezes, pois N também os inclui. No caso do canal 5, $N=N_e$, ficando então $\sqrt{2N}$. É importante frisar que não se está levando em consideração o erro decorrente de variação de conversão canal x energia devido à mudança de temperatura durante o voo (um tipo de erro sistemático). Acredita-se, em contrapartida, que utilizando, como o foi, espectros com ambiente a 16 °C e a 0 °C, esteja-se obtendo um ponto de calibração intermediário dessas variações. Além do mais, em termos relativos entre as combinações esta variação é menor.

TABELA B.1

COEFICIENTES DAS CURVAS AJUSTADAS

ALTITUDE (PÉS)	COMBINAÇÃO	CURVA DE POTENCIA				POL. DO 2º GRAU (4, 5 e 6)			POL. DO 4º GRAU (10, 11, 12 e 13)		
		DO 5 AO 22		DO 23 AO 112							
25000	I-II	a = 3634,8 b = -1,076 r² = 0,87	a = 3963,5 b = -1,123 r² = 0,55	a = 3995,8 b = -1,116 e = 16	sem c 16,17 e = 16	a = 1494,7 b = -0,872 r = 0,62	a = -9,65 b = -68,15 c = 836,30	a = a b = b c = 839,12			
	II-I	a = 5736,2 b = -1,215 r² = 0,99	a = 5748,9 b = -1,216 r² = 0,99	a = 5651,4 b = -1,208 e = 10	sem c 9 e	a = 3111,5 b = -1,005 r² = 0,84	a = -2,35 b = 32,35 c = -130,10	a = a b = b c = +129,90			
22500	I-I	a = 4859,3 b = -1,261 r² = 0,95	a = 4859,28 b = -1,261 r² = 0,95	a = 4774,9 b = -1,253 e = 10		a = 1734,9 b = -0,965 r² = 0,82	a = 793,35 b = -2314,25 c = 6002,90	a = a b = b c = 6585,95			
	II-II	a = 4240,9 b = -1,216 r² = 0,96	a = 4187,4 b = -1,230 r² = 0,99	a = 4117,4 b = -1,222 e = 17	sem c 9,10,11, 16 e 17	a = 2052,6 b = -0,969 r² = 0,84	a = 98,75 b = -1046,05 c = 2718,80	a = a b = b c = 2710,57			
20000	I-II	a = 4231,0 b = -1,257 r² = 0,90	a = 4200,4 b = -1,325 r² = 0,92	a = 4710,5 b = -1,316 e = 10	sem c 16, 17 e = 10	a = 1767,5 b = -1,026 r² = 0,71	a = -92,65 b = 882,45 c = -1948,20	a = a b = b c = -1940,46			
	II-I	a = 7477,8 b = -1,460 r² = 0,098	a = 6850,8 b = -1,430 r² = 0,99	a = 6706,1 b = -1,421 e = 10	sem c 9 e 10	a = 2856,3 b = -1,092 r² = 0,56	a = 56,83 b = -536,60 c = 1202,20	a = a b = b c = 1157,47			
17500	I-I	a = 5121,7 b = -1,326 r² = 0,97	a = 5121,68 b = -1,325 r² = 0,97	a = 5025,6 b = -1,317 e = 10		a = 2556,2 b = -1,146 r² = 0,85	a = 65,20 b = -1018,00 c = 3057,40	a = a b = b c = 3050,30			
	II-II	a = 5737,0 b = -1,385 r² = 0,97	a = 5443,4 b = -1,382 r² = 0,99	a = 5334,5 b = -1,373 e = 17	sem c 9,10,11, 16 e 17	a = 1878,8 b = -1,020 r² = 0,75	a = 45,75 b = -453,15 c = 1021,20	a = a b = b c = 1077,49			
15000	I-II	a = 5633,3 b = -1,381 r² = 0,90	a = 5319,8 b = -1,469 r² = 0,92	a = 5916,7 b = -1,459 e = 18	sem c 16, 17 e = 18	a = 926,80 b = -0,958 r² = 0,72	a = -164,00 b = 1655,70 c = -4011,60	a = a b = b c = -3997,93			
	II-I	a = 7787,3 b = -1,525 r² = 0,95	a = 6356,5 b = -1,456 r² = 0,96	a = 6118,5 b = -1,446 e = 10	sem c 9 e 10	a = 2292,7 b = -1,106 r² = 0,86	a = -9,55 b = 207,75 c = -869,20	a = a b = b c = -868,37			
12500	I-I	a = 5091,6 b = -1,437 r² = 0,97	a = 5071,5 b = -1,437 r² = 0,97	a = 4953,3 b = -1,427 e = 10		a = 2002,2 b = -1,203 r² = 0,75	a = 47,30 b = -515,10 c = 1430,90	a = a b = b c = 1426,96			
	II-II	a = 7566,0 b = -1,630 r² = 0,96	a = 6367,1 b = -1,505 r² = 0,97	a = 6272,1 b = -1,554 e = 11	sem c 9,10,11	a = 1130,3 b = -1,009 r² = 0,69	a = 34,25 b = -709,25 c = 580,00	a = a b = b c = 577,09			
10000	I-II	a = 4176,1 b = -1,444 r² = 0,92	a = 4547,3 b = -1,490 r² = 0,94	a = 4443,0 b = -1,479 e = 18	sem c 16, 17 e = 18	a = 921,27 b = -1,102 r² = 0,52	a = -69,35 b = 927,25 c = -2747,10	a = a b = b c = -2345,65			
	II-I	a = 11310 b = -1,667 r² = 0,33	a = 8331,2 b = -1,770 r² = 0,94	a = 8162,5 b = -1,756 e = 10	sem c 9 e 10	a = 876,53 b = -1,324 r² = 0,59	a = 2,50 b = 20,30 c = -295,60	a = a b = b c = -276,11			
7500	I-I	a = 16106 b = -1,979 r² = 0,87	a = 14024 b = -1,967 r² = 0,93	a = 13560 b = -1,950 e = 14	sem c 11,12,13 e = 14	a = 811,31 b = -1,092 r² = 0,65	a = -82,05 b = 969,25 c = -2702,20	a = a b = b c = -2700,86	a = 7,524 b = -63,170 c = 717,77 d = -2700,53	a = a b = b c = 276,43 d = -2504,24 e = -69,76	
	II-II	a = 17272 b = -1,942 r² = 0,86	a = 15630 b = -1,934 r² = 0,91	a = 15047 b = -1,919 e = 14	sem c 11,12,13 e = 14	a = 735,81 b = -1,023 r² = 0,65	a = -107,60 b = 1184,40 c = -3284,50	a = a b = b c = -3285,53	a = 1,951 b = -68,60 c = 787,16 d = -2769,72	a = a b = b c = 766,17 d = -2572,57 e = -65,54	
ALTITUDE (PÉS)	COMBINAÇÃO	CURVA EXPONENCIAL (DO 5 AO 19)				POL. DO 2º GRAU (4, 5 e 6)			POL. DO 4º GRAU (10, 11, 12 e 13)		
SOLO	I-II	a = 2545,1 b = -0,205 r² = 0,85	a = 2694,8 b = -0,221 r² = 0,99	a = 2689,3 b = -0,221 e = 15	sem c 13, 14 e = 15	a = -128 b = 1379 c = -3493	a = a b = b c = -3482	a = 1,426 b = -47,10 c = 550,00 d = -2112,87	a = a b = b c = 559,29 d = 2150,60 e = -56,63		
	II-I	a = 1072,6 b = -0,313 r² = 0,86	a = 4052,3 b = -0,222 r² = 0,97	a = 4045,0 b = -0,222 e = 15	sem c 13, 14 e = 15	a = -4,5 b = -18,5 c = 210	a = a b = b c = 210,36	a = 3,590 b = -119,70 c = 1325,57 d = -4858,76	a = a b = b c = 1323,70 d = -4828,83 e = -110,36		