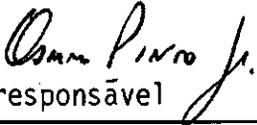


1. Publicação nº <i>INPE-3546-TDL/193</i>	2. Versão	3. Data <i>Junho, 1985</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH/DGA</i>	Programa <i>FRH/CEA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>RAIOS-X NA ATMOSFERA</i> <i>ANOMALIA MAGNÉTICA DO ATLÂNTICO SUL</i>			
7. C.D.U.: <i>550.382.7</i>			
8. Título <i>ESTUDOS SOBRE RAIOS-X NA ATMOSFERA DA</i> <i>ANOMALIA MAGNÉTICA DO ATLÂNTICO SUL</i>		10. Páginas: <i>257</i>	
		11. Última página: <i>k.2</i>	
		12. Revisada por  <i>Walter D. G. Alarcon</i>	
9. Autoria <i>Osmar Pinto Júnior</i>  Assinatura responsável		13. Autorizada por  <i>Marco Antonio Raupp</i> Diretor Geral	
14. Resumo/Notas <i>Apresenta-se um estudo sobre raios-X na atmosfera da Anomalia Magnética do Atlântico Sul, no qual faz-se uma análise das medidas obtidas em todos os vôos de balão já realizados nesta região. Concluiu-se que o fluxo de raios-X devido à precipitação de elétrons é fortemente dependente da atividade magnética, atingindo, em São José dos Campos (L ~ 1,13) um valor máximo de 10^{-2} fótons.cm⁻².s⁻¹.keV⁻¹ (provenientes do hemisfério superior) em 4g/cm² e entre 30-150keV. O fluxo correspondente de elétrons em precipitação foi estimado pelo método de Monte Carlo. Obtiveram-se valores em torno de 500 elétrons.cm⁻².s⁻¹ com espectros em energia, T, do tipo e^{-T/200}. Mostrou-se que este fluxo é a principal fonte de ionização na atmosfera em torno de 60km. Determinaram-se as componentes atmosférica e difusa em alturas de balão, entre 30 e 150keV, para São José dos Campos. Encontrou-se que ambas são da mesma ordem em torno de 5g/cm², para São José dos Campos ($\lambda_m = 11^\circ S$).</i>			
15. Observações <i>Tese de Doutorado em Ciência Espacial e da Atmosfera, aprovada em 09 de outubro de 1984.</i>			

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

Dr. Ivan Jelinek Kantor



Presidente

Dr. Walter Demétrio Gonzalez Alarcon



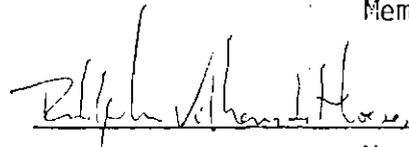
Orientador

Dr. Abel Rosato



Membro da Banca
-convidado-

Dr. Rodolpho Vilhena de Moraes



Membro da Banca
-convidado-

Dr. René Adalid Medrano-Balboa



Membro da Banca

Dr. Severino Luiz Guimarães Dutra



Membro da Banca

Candidato: Osmar Pinto Júnior

São José dos Campos, 09 de outubro de 1984

Aos meus pais, a minha esposa Iara e ao meu
filho Osmarzinho.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece:

- ao Dr. Nelson de Jesus Parada, Diretor do Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE-CNPq), cujo apoio possibilitou a realização deste trabalho;
- ao Dr. Walter Demétrio Gonzalez Alarcon o apoio, o incentivo e a orientação em todas as fases deste trabalho;
- ao Dr. Ivan Jelinek Kantor, ao Dr. Abel Rosato, ao Dr. Rodolpho Vilhena de Moraes, ao Dr. René Adalid Medrano Balboa, ao Dr. Severino Guimarães Dutra e ao Prof. Pierre Kaufmann a participação na Banca Examinadora e as críticas e sugestões ao presente trabalho; em particular ao Dr. Ivan Jelinek Kantor o apoio, o interesse, a dedicação e as sugestões durante o desenvolvimento deste trabalho;
- ao Departamento de Recursos Humanos, em particular ao Dr. Ralf Gielow e a Srta. Edmea Plácido de Oliveira o interesse e a dedicação em todas as fases desta pesquisa;
- a Dra. Alicia Luisa Clúa de Gonzalez Alarcon as valiosas discussões;
- ao Dr. Inácio Malmonge Martin, aos engenheiros Renato Senador, Fernando G. Blanco e Etiene M. Schneider e aos técnicos Arnaldo Maluta e Edson R. da Silva o auxílio na obtenção das medidas;
- a Srta. Marciana L. Ribeiro a correção e revisão das referências bibliográficas;
- a Sra. Lucinda Eugenia de Freitas Duarte, a Sra. Sueli Felizardo Alves Batista e a Srta. Marina Kiyoko Ueda a pronta e atenciosa colaboração durante a realização deste trabalho;

- ao Sr. Galdino Z. de Paiva, Sr. Nicolau dos S. da Fonseca e Sr. José Augusto de Souza o auxílio nos serviços gráficos;
- ao Sr. Sergio Aparecido o auxílio nos serviços bibliográficos;
- a Srta. Marcia Perez e Srta. Regina Lúcia de Souza Bruno a precisão e capricho na datilografia preliminar e final, respectivamente;
- ao grupo de lançamento de balão e carga útil do INPE o melhor esforço realizado no lançamento e recuperação das experiências;
- ao pessoal da Seção de Desenho do Departamento de Integração e Testes;
- a minha família o incentivo e apoio nas horas difíceis;
- ao colega Odim Mendes Júnior e a todos os amigos do INPE que, apesar de não citados nominalmente aqui, apoiaram e auxiliaram a realização deste trabalho.

ABSTRACT

A study of X-rays at the atmosphere of the South Atlantic Magnetic Anomaly is presented in this work, in which an analysis of all existing balloon measurements carried out at this region has been done. It is concluded that the X-ray flux due to electron precipitation depends strongly on geomagnetic activity, reaching at São José dos Campos a maximum downward flux of 10^{-2} photons/cm²·sec·keV for 4g/cm² and for the energy range of 30-150keV. The related flux of precipitating electrons was computed by Monte Carlo method with values of about 500 electrons/cm²·sec and energy spectra of the type $e^{-T/200}$. This electron flux is shown to represent the main ionization flux for the atmosphere at about 60km height. Furthermore, the atmospheric and diffuse components were determined at balloon altitudes (approximately 5g/cm²) of São José dos Campos ($\lambda_m = 11^{\circ}S$) to be of the same order.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xv</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xix</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xxi</i>
LISTA DE ABREVIATURAS	<i>xxv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - RESPOSTA DE UM DETETOR DE NaI(Tl) À RADIAÇÃO</u>	7
2.1 - Fótons	7
2.1.1 - Considerações gerais	7
2.1.2 - Determinação da função característica	10
2.1.3 - Fonte pontual	12
2.1.4 - Fonte isotrópica	14
2.1.4.1 - Fator da absorção	16
2.1.4.2 - Eficiência	18
2.1.5 - Fonte isotrópica - detetor colimado	19
2.2 - Nêutrons	21
2.3 - Partículas carregadas	21
2.4 - Produção local	23
<u>CAPÍTULO 3 - DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL</u>	25
3.1 - Dispositivo experimental	25
3.2 - Características do detetor	28
3.2.1 - Resolução	28
3.2.2 - Eficiência	31
3.2.3 - Fator de absorção	33
3.2.4 - Resposta angular	34
3.3 - Conversão canal-energia	36
3.4 - Experiências realizadas	39
<u>CAPÍTULO 4 - PRINCIPAIS FONTES DE RAIOS-X NA ANOMALIA MAGNÉTICA DO ATLÂNTICO SUL (AAS)</u>	43
4.1 - Considerações iniciais	43

	<u>Pág.</u>
4.2 - Raios-X atmosféricos	43
4.2.1 - Variação do fluxo com a rigidez e a profundidade atmosférica	48
4.2.2 - Variação do espectro com a rigidez e a profundidade atmosférica	49
4.3 - Componente difusa	50
4.4 - Raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS	63
4.4.1 - AAS	63
4.4.2 - Medidas de elétrons em precipitação	68
4.4.3 - Dinâmica dos elétrons do cinturão interno de radiação (cinturão de Van Allen)	72
4.4.3.1 - Espalhamento coulombiano	73
4.4.3.2 - Interações ressonantes com ondas	77
4.4.4 - Cálculo do fluxo de raios-X	81
<u>CAPÍTULO 5 - RESULTADOS OBTIDOS</u>	91
5.1 - Vôo de 14 de abril de 1981	91
5.2 - Vôo de 18 de dezembro de 1981	95
5.3 - Comparação entre os vôos	100
<u>CAPÍTULO 6 - OUTROS RESULTADOS RELEVANTES</u>	115
6.1 - Vôos sobre o Oceano Atlântico	115
6.2 - Vôos sobre Buenos Aires	117
6.3 - Vôo de 23 de julho de 1968	126
<u>CAPÍTULO 7 - ANÁLISE DOS RESULTADOS</u>	139
7.1 - Raios-X atmosféricos	139
7.1.1 - Espectro diferencial	139
7.1.2 - Função fonte	148
7.1.3 - Albedo	150
7.2 - Raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS	152
7.2.1 - Espectro de elétrons em precipitação	159
7.2.2 - Perfil de ionização na atmosfera	172
<u>CAPÍTULO 8 - CONCLUSÕES</u>	175
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	179

- APÊNDICE A - PROFUNDIDADE ATMOSFÉRICA
- APÊNDICE B - MECANISMOS DE PRODUÇÃO DE RAIOS-X
- APÊNDICE C - INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA
- APÊNDICE D - TEMPO MORTO
- APÊNDICE E - INTEGRAL DE GOLD
- APÊNDICE F - CIRCUITOS ELETRÔNICOS - DETETORES DE RAIOS-X
- APÊNDICE G - RESOLUÇÃO
- APÊNDICE H - MÉTODO DE MONTE CARLO
- APÊNDICE I - CÁLCULO DA COMPONENTE DIRETA ASSOCIADA À COMPONENTE DIFUSA
- APÊNDICE J - AJUSTE LINEAR
- APÊNDICE K - RELAÇÃO ENTRE ESPECTRO INTEGRAL E DIFERENCIAL

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Taxa de contagem integral de raios-X	3
2.1 - Esquema de um detetor de raios-X	7
2.2 - Ilustração da função característica de um detetor de NaI(Tl) para raios-X de 49,1 keV do Er^{68}	10
2.3 - Esquema para a detecção de uma fonte pontual	12
2.4 - Esquema para cálculo do fator de absorção	16
2.5 - Esquema de um detetor com colimação passiva	19
3.1 - Esquemas dos detetores de raios-X	26
3.2 - Esquema do detetor I	27
3.3 - Sistema de aquisição e tratamento de dados	28
3.4 - Resolução	29
3.5 - Eficiência	32
3.6 - Fator de absorção	34
3.7 - Resposta angular de detetor II	35
3.8 - Ruído de fundo em laboratório	37
3.9 - Resposta do detetor II a fontes monoenergéticas	38
3.10 - Relação canal-energia	39
3.11 - Trajetória dos vãos de balão	41
3.12 - Variação da profundidade atmosférica com o tempo após o lançamento do balão	42
4.1 - Esquema para cálculo da função fonte	45
4.2 - Razão da componente difusa em $4g/cm^2$ para aquela fora da atmosfera ($\theta = 0^{\circ}$)	54
4.3 - $\theta = 53^{\circ}$	55
4.4 - $\theta = 82^{\circ}$	56
4.5 - Distribuição angular da componente difusa fora e dentro da atmosfera	57
4.6 - Espectro da componente difusa	59
4.7 - Efeito da variação da área do detetor com a direção de incidência no cálculo da componente difusa	60
4.8 - Componente difusa em $4g/cm^2$	61
4.9 - $8g/cm^2$	62

	<u>Pág.</u>
4.10 - Magnitude do campo magnético na superfície da Terra (em gauss)	64
4.11 - Movimento das partículas aprisionadas nos cinturões de radiação	65
4.12 - Linhas de B constante em função da longitude	67
4.13 - Regiões de partículas aprisionadas, quase-aprisionadas e em precipitação	68
4.14 - Distribuição geográfica de elétrons em precipitação em altitudes entre 240 e 410 km com energias maiores do que 100 keV	70
4.15 - Trajetória dos pontos de reflexão na AAS devida a espalhamento coulombiano	76
4.16 - Variação do fluxo direcional diferencial de elétrons de 300 keV na AAS devida a espalhamento coulombiano	77
4.17 - "Hiss" observado em períodos magneticamente perturbados .	80
4.18 - Espectro de raios-X produzido por radiação de freamento para um elétron de 100 keV	86
4.19 - Distribuição angular dos fótons emitidos por radiação de freamento por elétrons de 100 e 500 keV	87
4.20 - Influência da distribuição angular dos elétrons em precipitação sobre o fluxo de raios-X na atmosfera	88
4.21 - Fluxo de raios-X na atmosfera devido à precipitação de elétrons com espectro $e^{-T/\alpha}$ em 9 - 10g/cm ²	89
5.1 - Resultados do voo de 14 de abril de 1981	92
5.2 - Taxa de contagem de raios-X nos primeiros 5 km acima da superfície da Terra	94
5.3 - Espectro de raios-X entre o solo e o máximo de Pfozter medidos em 18 de dezembro de 1981	97
5.4 - Espectros de raios-X entre o máximo de Pfozter e a altura de teto medidos em 18 de dezembro de 1981	98
5.5 - Espectros de raios-X em diversos locais	99
5.6 - Comparação dos vãos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na forma de contagem por minuto	101
5.7 - Comparação dos vãos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na faixa de energia de 30 - 50 keV	102
5.8 - 50 - 70 keV	103
5.9 - 70 - 150 keV	104
5.10 - 30 - 150 keV	105

	<u>Pág.</u>
5.11 - Comparação dos vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na faixa de 30 - 50 keV (valores normalizados)	111
5.12 - 50 - 70 keV	112
5.13 - 70 - 150 keV	113
5.14 - 30 - 150 keV	114
6.1 - Comparação dos vôos realizados sobre o oceano Atlântico em 1963 na faixa de 20 - 60 keV	118
6.2 - 60 - 150 keV	119
6.3 - 20 - 150 keV	120
6.4 - Comparação dos vôos realizados sobre o oceano Atlântico na faixa de 20 - 60 keV (valores normalizados)	121
6.5 - 20 - 150 keV	122
6.6 - Comparação dos vôos realizados sobre Buenos Aires na faixa de 20 - 150 keV	123
6.7 - Comparação dos vôos realizados sobre Buenos Aires na faixa de 20 - 150 keV (valores normalizados)	124
6.8 - Comparação das contagens obtidas em 23 de julho de 1968 (com colimador) e em 14 de abril de 1981 (sem colimador)	127
6.9 - Fluxos de raios-X obtidos em 23 de julho de 1968 na faixa de 25 - 50 keV	129
6.10 - 50 - 80 keV	130
6.11 - 80 - 150 keV	131
6.12 - 25 - 150 keV	132
6.13 - Espectro no máximo de Pfozter para 23 de julho de 1968 e 14 de abril de 1981	136
6.14 - Diferenças dos fluxos medidos em 23 de julho de 1968 e 14 de abril de 1981, comparada às medidas de Vette (1962) com chumbo	137
7.1 - Espectro medido e espectro atmosférico em 5,5 mb para 18 de dezembro de 1981	140
7.2 - Comparação da componente difusa e atmosférica em São José dos Campos	141
7.3 - Espectro de raios-X atmosféricos na altura de teto e no máximo de Pfozter	142
7.4 - Raios-X atmosféricos medidos por diversos autores	144
7.5 - Variação do fluxo de raios-X atmosféricos e raios cômicos primários com a latitude magnética	146

	<u>Pág.</u>
7.6 - Função fonte	149
7.7 - Albedo atmosférico	151
7.8 - Localização na AAS dos vôos de balão para medir raios-X ..	155
7.9 - Dst para os vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981	156
7.10 - Magnetograma de 12 a 15 de abril de 1981	157
7.11 - Magnetograma de 16 a 19 de dezembro de 1981	158
7.12 - Fluxos de raios-X de 3 a 10 mb entre 30 - 50 keV e 50 - 70 keV para 14 de abril e 18 de dezembro de 1981	160
7.13 - 70 - 150 keV e 30 - 150 keV para 14 de abril e 18 de dezembro de 1981	161
7.14 - 20 - 60 keV e 60 - 150 keV para 11 e 13 de dezembro de 1963	162
7.15 - 20 - 150 keV para 13 de dezembro de 1963, 24 de outubro de 1966, 25 de abril de 1967 e 23 de novembro de 1969	163
7.16 - Fluxo de raios-X entre 20 - 150 keV devido a precipitação de elétrons na AAS	164
7.17 - Comparação do fluxo adicional medido em 18 de dezembro de 1981 com a componente difusa	165
7.18 - Espectro de raios-X devido a elétrons em precipitação para 14 de abril de 1981	167
7.19 - Espectro de raios-X devido a elétrons em precipitação para 13 de dezembro de 1963	168
7.20 - Espectro de elétrons em precipitação na AAS	171
7.21 - Perfil de ionização na atmosfera devido à precipitação de elétrons na AAS	173
A.1 - Profundidade atmosférica	A.2
C.1 - Coeficiente de atenuação linear	C.2
F.1 - Circuitos eletrônicos do detetor I	F.2
F.2 - Circuitos de entrada do detetor II	F.3
F.3 - Conversor amplitude-tempo do detetor II	F.4
F.4 - Circuitos de discriminação e lógica do detetor II	F.5
F.5 - Oscilador e contador do detetor II	F.6
F.6 - Serializador do detetor II	F.7

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Fontes de raios-X na atmosfera	4
3.1 - Fontes de raios-X	30
3.2 - Dados técnicos dos vôos	40
6.1 - Ajuste da componente atmosférica	125
7.1 - Medidas de raios-X atmosféricos	147
7.2 - Vôos de raios-X na AAS	153

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Área, cm^2
- A_{ef} - Área efetiva, cm^2
- B - Magnitude do campo magnético da Terra, T
- B_e - Energia de ligação do elétron no átomo, keV
- B_m - Magnitude do campo magnético da Terra no ponto de reflexão, T
- B_o - Magnitude de campo magnético da Terra no equador magnético, T
- b - Parâmetro da equação da reta, $y = mx + b$
- C - Taxa diferencial de contagem, $\text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$
- C_i - Taxa de contegens do canal i, s^{-1}
- c - Velocidade da luz, $2,998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
- C_e - Carga eletrônica, $1,602 \times 10^{-19} \text{ c}$
- D - Desvio padrão
- D_{nm} - Coeficiente de difusão nas variáveis n e m
- E - Energia de um fóton, keV
- e - Base dos logaritmos naturais, 2,71828
- e_s - Espessura, cm
- F - Probabilidade associada ao fotopico
- f_a - Fator de absorção
- F_{CM} - Fator de correção devida ao tempo morto de detector
- f^K - Função de distribuição nas coordenadas K
- G - Fator geométrico
- h - Altura, km
- h_p - Constante de Planck, $6,62 \times 10^{-20} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$
- I - Fluxo diferencial de fótons, fótons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ou fótons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{keV}^{-1}$

I_B	- Função integral do campo magnético
J	- Invariante Longitudinal
J_{OK}	- Jacobiano nas coordenadas K
j	- Fluxo de elétrons, elétrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
k	- Variável genérica
L	- Parâmetro de McIlwain
l	- Comprimento mássico, g cm^{-2}
M	- Momento magnético, J T^{-1}
M_M	- Massa molecular, g
m	- Parâmetro da equação da reta $y = mx + b$
m_e	- Massa de repouso do elétron, $9,11 \times 10^{-31} \text{ kg}$
N	- Número de Avogadro, $6,023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
n	- Índice de refração
P	- Fotofração
P_n	- Probabilidade
R	- Resolução percentual
R_C	- Função característica do detetor
r	- Raio ou distância, m
r_0	- Raio clássico do elétron, $(= c^2/m_e c^2)$
S	- Superfície, m^2
S_e	- Espectro de elétrons, keV^{-1}
S_f	- Função fonte
S_R	- Relação sinal-ruído
s	- Superfície, m^2
T	- Energia de um elétron, keV
T_F	- Termo de fonte
T_P	- Termo de perda

- t - Tempo, s
 v - Velocidade, $m\ s^{-1}$
 \vec{X} - Vetor posição
 X - Variável genérica
 x - Variável genérica
 Y - Variável genérica
 y - Variável genérica
 Z - Profundidade atmosférica, $g\ cm^{-2}$ (= Pressão, mb)
 Z_{at} - Número atômico
 α - Fator exponencial (e- folding), $e^{-x/\alpha}$
 α_F - Constante de estrutura fina, $(=2\pi c_e^2/h_p c)$
 β - Ângulo genérico, rad
 γ - Fator relativístico, $(= 1/\sqrt{1 - v^2/c^2})$
 ϵ - Eficiência
 η - Fluxo diferencial de elétrons, elétrons $cm^{-2}\ s^{-1}\ keV^{-1}\ sr^{-1}$ ou elétrons $cm^{-2}\ s^{-1}\ keV^{-1}$
 θ - Ângulo genérico, rad
 λ_m - Latitude magnética, rad
 ν - Frequência, Hz
 ξ - Parâmetro genérico
 ρ - Densidade atmosférica, $g\ cm^{-3}$
 σ - Seção de choque, cm^{-2}
 τ - Coeficiente de atenuação linear total, cm^{-1}
 Φ - Invariante de fluxo, Wb
 ϕ - Ângulo genérico, rad
 Ω - Ângulo sólido, sr

- Ω_e - Frequência ciclotrônica do elétron, Hz
- ω - Frequência de uma onda, Hz
- % - Percentual
- $\hat{}$ - Versor

LISTA DE ABREVIATURAS

- AAS - Anomalia Magnética do Atlântico Sul
cod - Codificador
const - Constante
cos - Co-seno
 E_{G_n} - Integral de Gold de ordem n
FWHM - Largura total na metade do máximo
MLAT - Latitude magnética
sen - Seno



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Embora os *raios-X*¹ tenham sido descobertos em 1895 por W. C. Roentgen, o início da pesquisa a respeito de *raios-X na atmosfera* data de 1912, quando V. F. Hess, com o auxílio de um eletroscópio a bordo de um balão tripulado, mediu um aumento de ionização em aproximadamente 4km². Contudo, dado que este instrumento, na realidade, fazia uma medida de ionização integrada devido tanto a fótons como a partículas carregadas, pouco foi descoberto sobre os raios-X na atmosfera até 1929, quando foi inventado o *contador Geiger*.

Em 1934 foi desenvolvida a teoria relativística da *radiação de frenamento* (bremsstrahlung) por H. A. Bethe e W. Heitler, culminando com a teoria da cascata eletromagnética. Esta foi o suporte inicial para a compreensão da interação dos raios cósmicos com a atmosfera, que resulta na produção de raios-X secundários denominados *raios-X atmosféricos*.

Em 1935 foi descoberto por G. Pfozter que a contagem de um contador Geiger apresentava um máximo na atmosfera em torno de 100g/cm²³, denominado então *máximo de Pfozter*. Esta descoberta comprovou definitivamente a natureza secundária da radiação medida⁴. Todavia, devido ao fato de a eficiência de um contador Geiger ser aproximadamente 100% para partículas carregadas e 1% para fótons, as medidas de raios-X até então eram sempre ambíguas e de difícil interpretação.

¹ *Radiação eletromagnética com comprimentos de onda entre aproximadamente 0,06 e 10Å (1 - 240keV).*

² *Uma boa revisão deste acontecimento histórico é encontrada em Rossi (1964).*

³ *Unidade de profundidade atmosférica, definida no Apêndice A.*

⁴ *Quando as partículas primárias (raios cósmicos) entram na atmosfera interagindo com esta produzindo partículas secundárias, aumentando com isto o fluxo total de partículas. Porém, à medida que a profundidade aumenta, o número de partículas primárias diminui, bem como suas energias (diminui a produção de partículas secundárias), fazendo com que o fluxo atinja um máximo em torno de 100g/cm².*

As primeiras medidas sem ambigüidade de raios-X na atmosfera foram realizadas na região auroral por Winckler et alii (1958) utilizando um arranjo de contadores Geiger. Neste mesmo ano K. A. Anderson iniciava as medidas de raios-X com *cristais de NaI(Tl)*⁵, descobertos em 1948 por R. Hofstadter, acoplados a *fotomultiplicadoras* (Enemark, 1959).

Devido à alta eficiência dos cristais de NaI(Tl) a raios-X, seguiu-se uma revolução nos conhecimentos a respeito de raios-X na atmosfera. Já nas primeiras medidas publicadas (Anderson, 1960), reproduzidas na Figura 1.1, descobriu-se que os fluxos de raios-X na atmosfera eram mais de uma ordem de grandeza maiores do que os fluxos de partículas carregadas, e não da mesma ordem como até então era suposto (Ray, 1961). Intensos fluxos foram também medidos na altitude máxima do balão (altura de teto), neste caso aproximadamente 32km (9g/cm²), associados a precipitação de elétrons oriundos da magnetosfera.

Nos anos seguintes, outras características associadas aos raios-X atmosféricos foram determinadas. Estes apresentam o característico máximo de Pfozter em torno de 100g/cm² e um espectro contínuo a partir de 30-50keV. Abaixo de 30-50keV a forte absorção fotoelétrica reduz significativamente os fluxos. Também sua origem foi associada à radiação de freamento de elétrons secundários.

A forte absorção fotoelétrica abaixo de 30-50keV faz com que medidas de raios-X através de balões estratosféricos sejam limitadas a energias superiores a aproximadamente 20keV. Esta limitação levou à definição da faixa de energia de 20 a 240keV como *raios-X duros*. No presente trabalho, o termo raios-X sempre se referirá ao termo raios-X duros.

A partir do início da década de 60 outras fontes de raios-X foram identificadas: raios-X na nebulosa Crab por Giacconi et alii (1962); raios-X devidos à precipitação de elétrons na região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AAS) por Ghielmetti et alii (1964a); raios-X extragalácticos, denominados por componente difusa, por Metzger et alii (1964) e outras. Raios-X provenientes do Sol já haviam sido medidos com contadores Geiger, durante explosões solares, por Chubb et alii (1957).

⁵ Cristais de iodeto de sódio ativado com tálio.

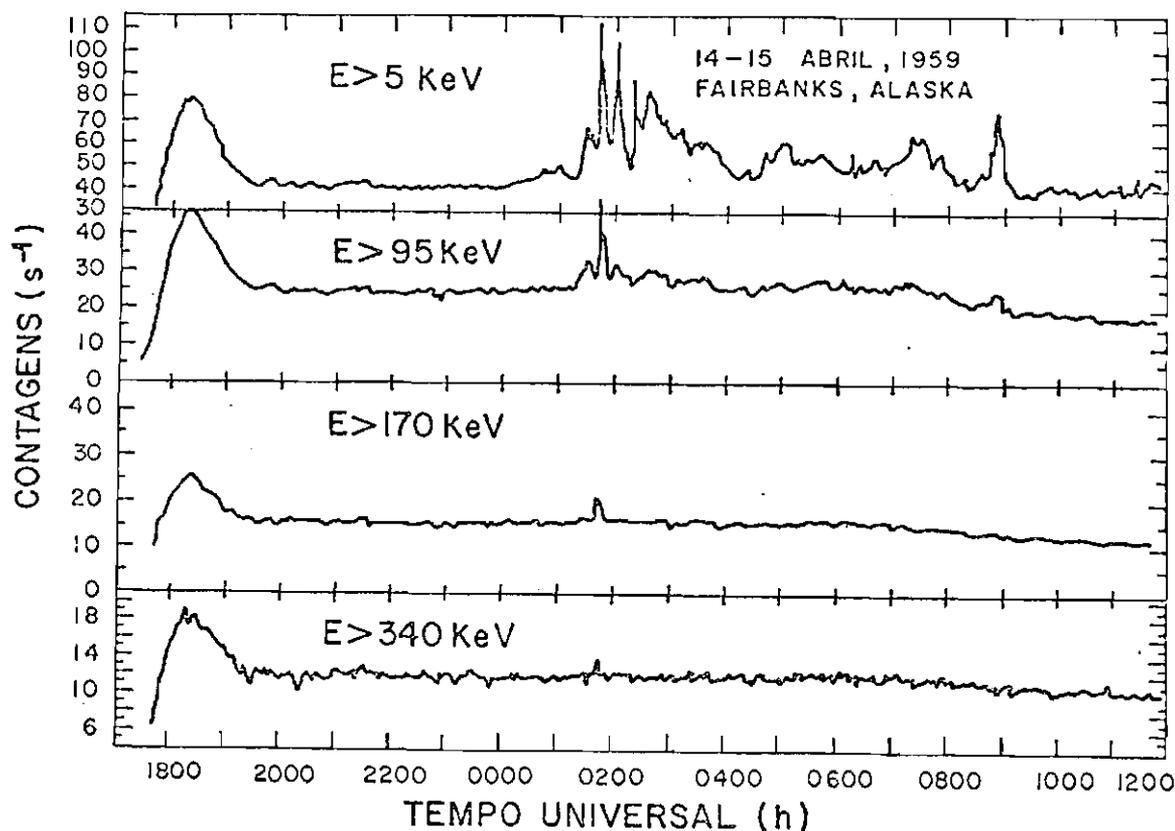


Fig. 1.1 - Taxa de contagem integral de raios-X.

FONTE: Anderson (1960), p. 555.

A Tabela 1.1 mostra as fontes de raios-X na atmosfera, o principal processo de emissão associado e a ordem de grandeza dos fluxos em 50keV em alturas de balão estratosférico (30-40km). Os valores de fluxo são baseados em: Anderson and Enemark (1960) (raios-X aurorais), Ghielmetti et alii (1964a) (raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS), Peterson et alii (1966) (raios-X do Sol calmo) e Peterson (1975) (raios-X atmosféricos, componente difusa). Raios-X de explosões solares (Hudson et alii, 1969) e de Júpiter (Metzger et alii, 1983) não foram considerados por serem variáveis no tempo. Os principais mecanismos de produção de raios-X são descritos no Apêndice B.

TABELA 1.1

FONTES DE RAIOS-X NA ATMOSFERA

FONTES DE RAIOS-X NA ATMOSFERA	PRINCIPAL PROCESSO DE EMISSÃO	ORDEM DE GRANDEZA DO FLUXO EM 50keV(35km) (Fótons/cm ² ·s·keV)
Sol Calmo	Radiação Térmica	$< 10^{-4} - 10^{-3}$
Componente Atmosférica	Degradação Compton	$10^{-2} - 10^{-1}$
Componente Difusa	Efeito Compton Inverso	$10^{-2} - 10^{-1}$
Precipitação de Elétrons (Auroral ou AAS)	Radiação de Freamento	$10^0 - 10^1$ (Auroral) $10^{-2} - 10^{-1}$ (AAS)

Na AAS as principais componentes de raios-X na atmosfera, da Tabela 1.1, são: raios-X atmosféricos, componente difusa e raios-X devidos à precipitação de elétrons, todas com intensidade da mesma ordem. Este fato faz com que, diferentemente da região auroral, o estudo dos raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS deva ser conduzido de forma mais detalhada, principalmente no que se refere à propagação da componente difusa na atmosfera. Isto pode ser alcançado utilizando o *método de Monte Carlo* para simular a propagação de fótons na atmosfera. Todavia, as medidas de raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS já realizadas não consideraram tal aspecto: Ghielmetti et alii (1964a) não considerou a componente difusa (comportamento criticado posteriormente por Hudson et alii, 1966); Martin (1972) comparou valores obtidos em diferentes longitudes num voo de longa duração, comparação crítica devida a incerteza associada ao sensor de pressão utilizado ⁶; finalmente Almeida (1972) considerou a componente difusa, porém negligenciando a contribuição dos fótons espalhados na atmosfera, o que, como será visto, é uma aproximação inadequada neste caso.

⁶ Martin (1972) comparou o fluxo obtido na altura de teto, após uma pequena queda do balão, com o fluxo obtido na subida para o mesmo valor de pressão como registrado pelo sensor; considerando que o sensor é do tipo aneróide com uma incerteza de $\pm 1\text{mb}$ acima de 10mb como também a rápida ascensão do balão, tal comparação é crítica e incerta.

Neste trabalho realiza-se um tratamento detalhado da propagação da componente difusa na atmosfera pelo método de Monte Carlo. Tal tratamento foi aplicado não somente aos dados obtidos em dois vôos de balão realizados em 1981, como também a todos os demais dados existentes, obtidos por outros autores, na AAS. Com isto uma maior riqueza de informações pode ser obtida.

Os Capítulos 2 e 3 apresentam aspectos relacionados à detecção de raios-X na atmosfera. O Capítulo 4 trata das principais fontes de raios-X na atmosfera da AAS. Os Capítulos 5 e 6 apresentam os resultados obtidos nos vôos de 1981 bem como aqueles obtidos da reanálise das medidas feitas por outros autores. Finalmente os Capítulos 7 e 8 apresentam a análise dos resultados e as conclusões da presente pesquisa.

CAPÍTULO 2

RESPOSTA DE UM DETETOR DE NaI(Tl) À RADIAÇÃO

A resposta de um cristal de NaI(Tl) à radiação na atmosfera é bem conhecida (Anderson, 1960; Frank, 1970; Charakhch'yan et alii, 1978). Tal resposta compreende a interação do detector com fótons X ou γ (Apêndice C), partículas carregadas e neutras. Neste capítulo considera-se separadamente a resposta deste cristal a cada uma destas interações com a finalidade da aplicação na detecção de raios-X.

2.1 - FÓTONS

2.1.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

Considere-se um volume de NaI(Tl) sensível à radiação, coberto por um material não-sensível, absorvedor, caracterizados por coeficientes de atenuação linear total $\tau(E)$ e $\tau'(E)$, respectivamente, e mostrados na Figura 2.1.

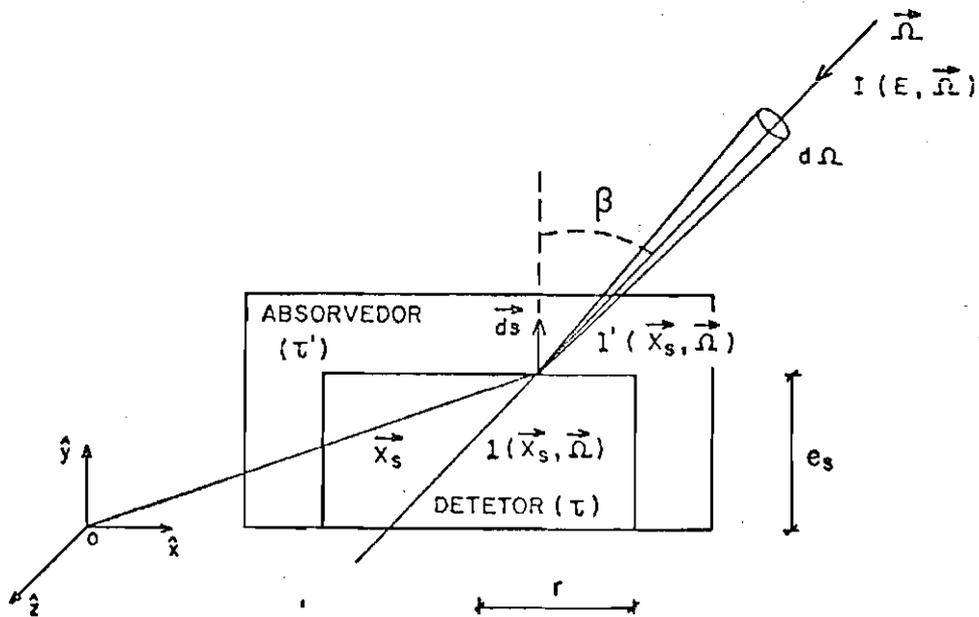


Fig. 2.1 - Esquema de um detector de raios-X.

- l e l' representam o comprimento percorrido pela radiação no cristal e no absorvedor, respectivamente.

Considere-se um elemento \vec{ds} da superfície do detetor, identificado pela coordenada \vec{X}_S , e uma intensidade de fótons $I(E, \vec{\Omega})$ que incide segundo uma direção $\vec{\Omega}$ formando um ângulo β com a normal ao elemento de superfície \vec{ds} . Dado que $I(E, \vec{\Omega})$ é a intensidade diferencial unidirecional de fótons, em fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, tem-se que

$$I(E, \vec{\Omega}) dE d\Omega \cos\beta ds dt \quad (2.1)$$

representa o número de fótons de energia compreendida entre E e $E + dE$ que atravessa o elemento de superfície \vec{ds} , na direção $\vec{\Omega}$, que forma um ângulo β com \vec{ds} dentro de um elemento $d\Omega$ entre t e $t + dt$. O número de fótons de energia entre E e $E + dE$ que chega por unidade de tempo ao elemento de superfície \vec{ds} do detetor na direção $\vec{\Omega}$ após atravessar um comprimento $l'(\vec{X}_S, \vec{\Omega})$ do absorvedor é

$$I(E, \vec{\Omega}) e^{-\tau'(E)l'(\vec{X}_S, \vec{\Omega})} dE d\Omega \cos\beta ds \quad (2.2)$$

Destes fótons uma fração

$$1 - e^{-\tau(E)l(\vec{X}_S, \vec{\Omega})} \quad (2.3)$$

interage com o detetor, logo o número total de fótons de energia entre E e $E + dE$ que interage por unidade de tempo é

$$dE \int d\Omega \int I(E, \vec{\Omega}) e^{-\tau'(E)l'(\vec{X}_S, \vec{\Omega})} (1 - e^{-\tau(E)l(\vec{X}_S, \vec{\Omega})}) \cos\beta ds. \quad (2.4)$$

Tomando $R_C(E', E)$ como a probabilidade de um fóton de energia E depositar no detetor uma energia E' , então o número de interações que depositam uma energia entre E' e $E' + dE'$, por unidade de tempo, é

$$dE' \int_{E'}^{+\infty} R_C(E', E) dE \int d\Omega \int I(E, \vec{\Omega}) e^{-\tau'(E)l'(\vec{X}_S, \vec{\Omega})} (1 - e^{-\tau(E)l(\vec{X}_S, \vec{\Omega})}) \cos\beta ds, \quad (2.5)$$

com

$$\int_0^E R_C(E', E) dE' = 1 \quad . \quad (2.6)$$

A função $R_C(E', E)$ é denominada *função característica* do detetor.

O número de contagens registradas por unidade de tempo entre E' e $E' + dE'$ é

$$C(E')dE' = \frac{1}{f_{CM}} dE' \int_{E'}^{+\infty} R_C(E', E)dE \int d\Omega$$

$$\int I(E, \vec{\Omega}) e^{-\tau(E)l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})} (1 - e^{-\tau(E)l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}) \cos\beta ds \quad , \quad (2.7)$$

onde f_{CM} é a correção devida ao *tempo morto* do detetor ¹. Considerando-se uma largura finita em energia de um canal "i" tem-se

$$C_i = \int_{E'_{i-1}}^{E'_i} C(E')dE' \quad . \quad (2.8)$$

Finalmente, é importante notar que para determinar I a partir de C_i tem-se uma equação integral cuja solução para um dado C_i não é única. É necessário, portanto, conhecer ou supor uma distribuição angular e espectral para I a fim de obter um valor único de sua intensidade ².

¹ A correção devida ao tempo morto de um detetor é definida no Apêndice D. No caso dos detetores utilizados o tempo morto pode ser considerado independente da energia, visto serem definidos pela eletrônica associada.

² Como será visto, no cálculo do fluxo de raios-X devido a elétrons em precipitação na AAS, supõe-se uma distribuição angular e espectral dos elétrons ao entrar na atmosfera, com isto, indiretamente, fixando a distribuição angular e espectral dos fótons incidentes no detetor. Também neste cálculo supõe-se que a componente difusa é conhecida e a componente atmosférica determinada, em termos globais, por uma regra empírica.

2.1.2 - DETERMINAÇÃO DA FUNÇÃO CARACTERÍSTICA

A função característica de um detector consiste na sua resposta (a menos de uma constante) a uma radiação monoenergética de energia E_F e é ilustrada na Figura 2.2. Nesta figura vê-se que a resposta não é monoenergética, apresentando, ao invés, uma configuração caracterizada por um *fotopico*, um *pico de escape* e uma *distribuição Compton* (Knoll, 1979).

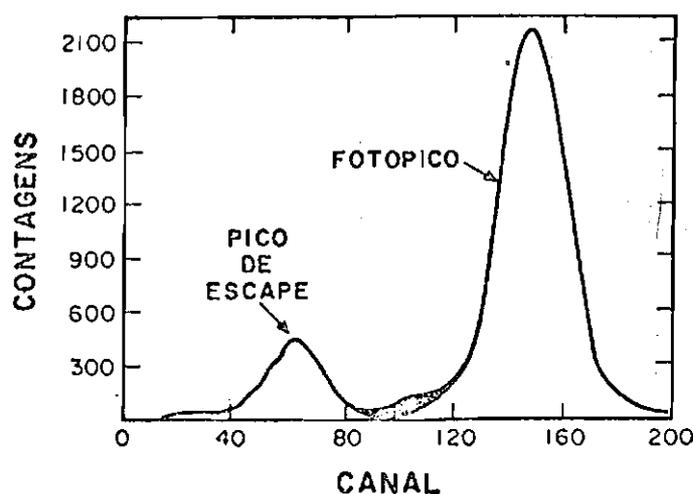


Fig. 2.2 - Ilustração da função característica de um detector de NaI(Tl) para raios-X de 49,1keV do Er^{68} .

FONTE: Knoll (1979), p. 329.

A distribuição Compton está associada com aqueles fótons que após sofrerem uma colisão Compton escapam do detector (múltiplas colisões Compton no caso de detectores de raios-X podem ser negligenciadas (Knoll, 1979)). Seu efeito no cálculo da resposta de detectores de raios-X, no caso de espectros contínuos encontrados na atmosfera (espectros do tipo $E^{-\xi}$, com ξ entre aproximadamente 1 e 2) e de distribuições angulares isotrópicas, pode ser negligenciado (Pilkington, 1970; Israel et alii, 1971).

O fotopico está associado com a resolução finita do detector ³ e o pico de escape com o fenômeno no qual um raio-X, ao arrancar um elétron de uma órbita K de um átomo próximo à superfície do cristal, pode fazer com que um fóton de 29keV, associado à transição do elétron para a órbita L, escape do detector. O efeito destes dois fenômenos sobre as medidas de espectros contínuos de raios-X na atmosfera é discutido em Pilkington (1970) e Israel et alii (1971). Estes autores concluíram que o espectro é pouco alterado em relação ao incidente simulando estes fenômenos por uma função característica do tipo

$$F(E) = \frac{e^{-\left(\frac{E' - E}{\sqrt{2} D(E)}\right)^2}}{1 + P(E)} + (1 - F(E)) e^{-\left(\frac{E' - E + 29}{\sqrt{2} D(E - 29)}\right)^2}, \quad (2.9)$$

onde

$$F(E) = \frac{1}{1 + P(E)} \quad (2.10)$$

é a probabilidade de um fóton de energia E dar uma contagem no fotopico, $[1 - F(E)]$ é a probabilidade de dar uma contagem no pico de escape, P(E) é a *fotofração*, isto é, a razão entre as contagens no pico de escape e no fotopico, e D(E) é o desvio padrão.

Então, com uma boa aproximação, na atmosfera tem-se (Frank, 1970)

$$R_c(E', E) = \delta(E' - E), \quad (2.11)$$

onde $\delta(E' - E)$ é a função delta de Dirac. Isto significa que a resposta de um detector de NaI(Tl) a raios-X pode ser vista como um processo de terminístico, sem o caráter probabilístico, essencial para maiores energias (Pilkington, 1970; Israel et alii, 1971).

³ Os principais fatores responsáveis pela resolução finita de um detector de NaI(Tl) são a natureza estatística intrínseca do processo de contagem e a não-uniformidade na resposta das fotomultiplicadoras.

2.1.3 - FORTE PONTUAL

Considere-se o arranjo sem absorvedor ($l' = 0$) mostrado na Figura 2.3, onde se tem uma fonte pontual monoenergética de energia E_F sobre o eixo do detetor que emite isotropicamente. Assumindo $h \gg r$, f_{CM} unitário (que equivale a tempo morto nulo) e uma função característica do tipo gaussiano (condições geralmente encontradas em laboratório), tem-se da Equação 2.8

$$C_i = \int_{E_{i-1}}^{E_i} dE' I(E_F) e^{-\left[\frac{E' - E_F}{\sqrt{2} D(E_F)} \right]^2} \int_{\text{Det}} d\Omega (1 - e^{-\tau(E_F) l(\vec{x}_s, \vec{\Omega})}) \cos \beta ds, \quad (2.12)$$

onde "Det" indica que a integração é sobre o detetor.

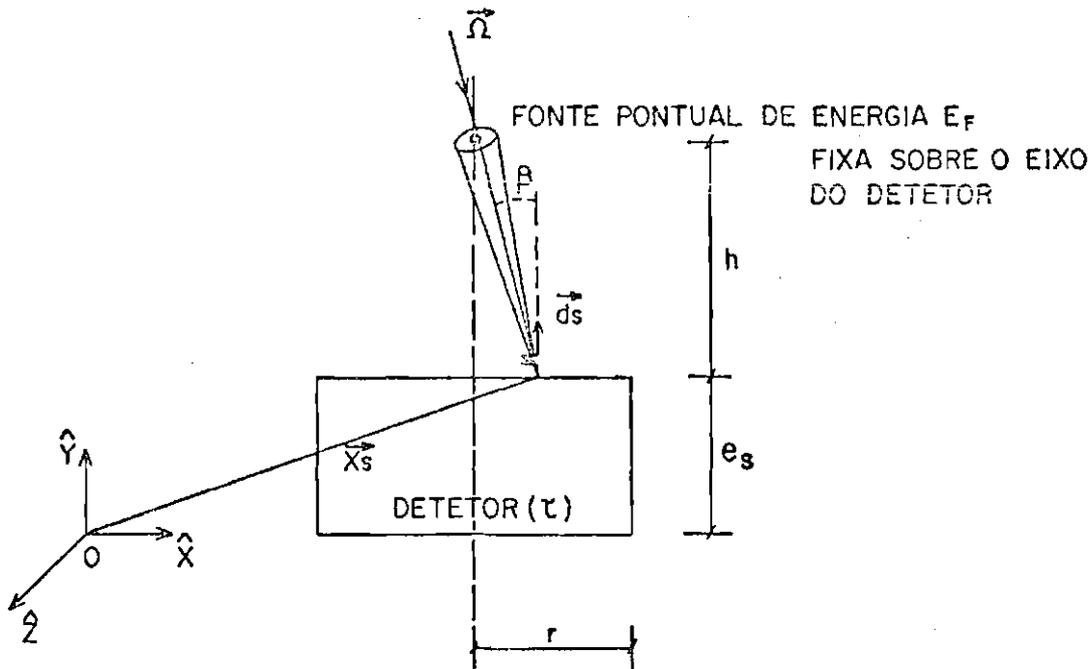


Fig. 2.3 - Esquema para a detecção de uma fonte pontual.

Neste caso define-se a *eficiência* como

$$\epsilon(E_F) = \frac{\int_{\text{Det}} d\Omega (1 - e^{-\tau(E_F)l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}) \cos\beta \, ds}{\int_{\text{Det}} d\Omega \cos\beta \, ds}, \quad (2.13)$$

onde

$$G = \int_{\text{Det}} d\Omega \cos\beta \, ds \quad (2.14)$$

é o *fator geométrico*. A Equação 2.14 pode ser colocada na forma (Birks, 1964)

$$\epsilon(E_F) = \frac{\int_{\text{Det}} d\Omega (1 - e^{-\tau(E_F)l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})})}{\int_{\text{Det}} d\Omega}, \quad (2.15)$$

onde

$$\Omega_p = \int_{\text{Det}} d\Omega \quad (2.16)$$

é o *ângulo sólido* do detetor na posição da fonte (neste caso $\pi r^2/h^2$). Então

$$C_i = GI(E_F)\epsilon(E_F) \int_{E'_{i-1}}^{E'_i} dE' e^{-\left(\frac{E' - E_F}{\sqrt{2} D(E_F)}\right)^2} \quad (2.17)$$

Para uma largura de canal muito estreita em torno de E_F , isto é, muito menor do que D , pode-se aproximar a última expressão por

$$C_i = GI(E_F)\epsilon(E_F) [E'_i - E'_{i-1}] \quad (2.18)$$

No caso de a fonte estar fora do eixo do detetor, formando um ângulo θ com este, tanto G como ϵ dependem de θ . Neste caso tem-se

$$\Omega_p = \frac{\pi r^2 \cos\theta + 2re_s \operatorname{sen}\theta}{h^2} \quad (2.19)$$

Para $e_s < r$, tem-se um valor mínimo da eficiência para $\theta = 0$ (sobre o eixo) que é $\bar{\epsilon}$ (Birks, 1964)

$$\begin{aligned} \epsilon(E_F) = & \left[\int_0^{\tan^{-1}r/(h+e_s)} (1 - e^{-\tau(E_F)e_s/\cos\beta}) \operatorname{sen}\beta \, d\beta \right. \\ & \left. + \int_{\tan^{-1}r/(h+e_s)}^{\tan^{-1}r/h} (1 - e^{-\tau(E_F)[r/\operatorname{sen}\beta - h/\cos\beta]}) \operatorname{sen}\beta \, d\beta \right] \\ & / \left[\int_0^{\tan^{-1}r/(h+e_s)} \operatorname{sen}\beta \, d\beta + \int_{\tan^{-1}r/(h+e_s)}^{\tan^{-1}r/h} \operatorname{sen}\beta \, d\beta \right] \quad (2.20) \end{aligned}$$

Para as dimensões $r = 1 \ 1/2''$, $e_s = 1/2''$, $h = 20''$ e $E_F = 60\text{keV}$ (valores utilizados no Capítulo 3) tem-se $\epsilon \approx 1$. Logo, pode-se negligenciar a dependência em θ de $\epsilon(60\text{keV})$.

2.1.4 - FONTE ISOTRÓPICA

No caso de uma distribuição isotrópica, de um absorvedor ao redor do detetor e utilizando a Equação 2.11 (condições aproximadamente iguais às encontradas na atmosfera) tem-se da Equação 2.8

$$\begin{aligned} C_i = & \frac{1}{f_{CM}} \int_{E_{i-1}}^{E_i} dE' I(E') \int d\Omega \int e^{-\tau'(E')l'(\vec{X}_s, \vec{\Omega})} \\ & (1 - e^{-\tau'(E')l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}) \cos\beta \, ds \quad (2.21) \end{aligned}$$

Considerando a seguinte aproximação (Frank, 1970)

$$\int d\Omega \int e^{-\tau'(E')l'(\vec{X}_s, \vec{\Omega})} (1 - e^{-\tau(E')l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}) \cos\beta \, ds = f_a(E')$$

$$\varepsilon(E') \int d\Omega \int \cos\beta \, ds \quad , \quad (2.22)$$

onde

$$f_a(E') = \frac{1}{G_0} \int d\Omega \int e^{-\tau'(E')l'(\vec{X}_s, \vec{\Omega})} \cos\beta \, ds \quad (2.23)$$

e

$$\varepsilon(E') = \frac{1}{G_0} \int d\Omega \int (1 - e^{-\tau(E')l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}) \cos\beta \, ds \quad , \quad (2.24)$$

tem-se

$$C_i = \frac{1}{f_{CM}} G_0 \int_{E_{i-1}}^{E_i} I(E') f_a(E') \varepsilon(E') \, dE' \quad , \quad (2.25)$$

onde $f_a(E')$ leva em conta a absorção sofrida pela radiação, por esta razão denominado *fator de absorção*, e

$$G_0 = \int d\Omega \int \cos\beta \, ds \quad (2.26)$$

é denominado *fator geométrico para radiação isotrópica*.

Na verdade, como l' e l dependem de \vec{X}_s e $\vec{\Omega}$, tem-se uma correlação entre os fatores $e^{-\tau'(E')l'(\vec{X}_s, \vec{\Omega})}$ e $(1 - e^{-\tau(E')l(\vec{X}_s, \vec{\Omega})})$. Porém, entre 30 e 150keV (faixa de energia de interesse neste estudo) tem-se que em baixas energias $1 - e^{-\tau l} \approx 1$ e em altas energias $e^{-\tau' l'} \approx 1$. Logo, isto permite separar a expressão em dois fatores e utilizá-los em toda a faixa de energia. Em outras palavras, na região onde um fator é pequeno o outro é aproximadamente 1 e a correlação é desprezível (Frank, 1970).

Finalmente, considerando canais de energia estreitos tem
-se

$$C_i = \frac{1}{f_{CM}} G_0 \bar{f}_a \bar{\epsilon} \int_{E_{i-1}'}^{E_i'} I(E') dE' \quad , \quad (2.27)$$

onde \bar{f}_a e $\bar{\epsilon}$ são valores médios destes fatores no intervalo $E_{i-1}' - E_i'$. Também a última integral pode ser aproximada por $I(\bar{E})\Delta E_i$ com $\bar{E} = (E_{i-1}' + E_i')/2$ e $\Delta E_i = E_{i-1}' - E_i'$.

2.1.4.1- FATOR DE ABSORÇÃO

A fim de calcular o fator de absorção dado pela Equação 2.23 considera-se o esquema aproximado dos absorvedores mostrados na Figura 2.4. Considera-se que os absorvedores estendem-se até o infinito, tornando portanto l' independente de $\hat{\Omega}$. A intensidade incidente no detector \bar{e} então dada por

$$I'(E, \Omega) = I(E) e^{-\frac{(\tau_I l_I + \tau_{Al} l_{Al} + \tau_{Al_2O_3} l_{Al_2O_3})}{\cos \theta}} \quad , \quad (2.28)$$

onde θ é o ângulo entre a direção de incidência e o eixo do detector.

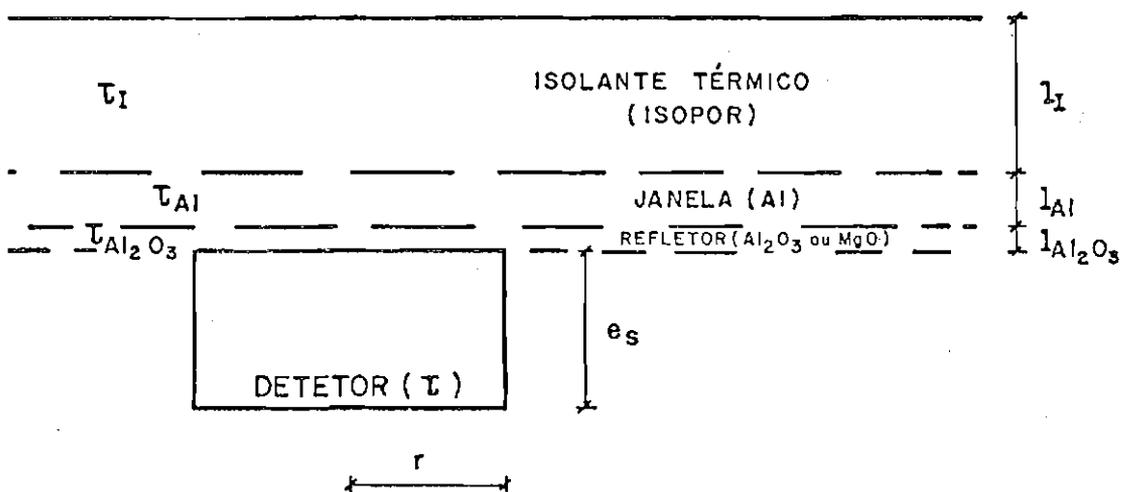


Fig. 2.4 - Esquema para cálculo do fator de absorção.

Por outro lado, o fator geométrico G_0 pode ser calculado para um detetor *semi-onidirecional* ⁴ por

$$G_0 = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} A(\theta) \operatorname{sen}\theta \, d\theta \quad , \quad (2.29)$$

onde

$$A(\theta) = \pi r^2 \cos\theta + 2r e_s \operatorname{sen}\theta \quad (2.30)$$

representa a área do detetor em função de θ . Então tem-se

$$G_0 = 2\pi \left[\frac{1}{2} \pi r^2 + \frac{1}{2} \pi r e_s \right] \quad (2.31)$$

ou denominando ainda

$$A_{ef} = \frac{1}{2} \pi r^2 + \frac{1}{2} \pi r e_s \quad , \quad (2.32)$$

por *área efetiva* ⁵, tem-se

$$G_0 = 2\pi A_{ef} \quad . \quad (2.33)$$

Então o fator de absorção é dado por

$$f_a(E) = \frac{1}{A_{ef}} \int_0^{\pi/2} e^{-X/\cos\theta} A(\theta) \operatorname{sen}\theta \, d\theta \quad , \quad (2.34)$$

onde

$$X = \tau_I^1 I + \tau_{Al}^1 Al + \tau_{Al_2O_3}^1 Al_2O_3 \quad . \quad (2.35)$$

⁴ Detetor sensível ao hemisfério superior.

⁵ Para as dimensões $e_s = 1/2''$ e $r = 1 \ 1/2''$, correspondentes ao detetor utilizado em 1981, $A_{ef} = 30,4 \text{ cm}^2$.

Considerando a geometria utilizada pode-se aproximar f_a na Equação 2.34 por

$$f_a(E) \approx \frac{\pi r^2}{A_{ef}} X^2 \int_X^{+\infty} e^{-x} \frac{dx}{x^3} = \frac{\pi r^2}{A_{ef}} E_{G_2}(X) \quad , \quad (2.36)$$

onde E_{G_2} é a integral de Gold de segunda ordem (ver Apêndice E) e $x = X/\cos\theta$.

Para caso de um feixe perpendicular à face frontal dos absorvedores tem-se

$$f_a(E) = e^{-X} \quad (2.37)$$

O caso real da geometria dos absorvedores é intermediário entre os dois casos apresentados.

2.1.4.2 - EFICIÊNCIA

Considerando que a Equação 2.24 pode ser interpretada como o cálculo do valor médio de $1 - e^{-\tau}$ com uma função peso dependente de l , a eficiência, para a faixa de raios-X, pode ser aproximada por

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-\tau(E) \langle l(\vec{X}_s, \vec{\Omega}) \rangle} \quad , \quad (2.38)$$

onde

$$\langle l(\vec{X}_s, \vec{\Omega}) \rangle = \frac{1}{G_0} \int d\Omega \int l(\vec{X}_s, \vec{\Omega}) \cos\beta \, ds \quad (2.39)$$

representa o comprimento médio percorrido pela radiação no detector para uma distribuição isotrópica da radiação incidente. A aproximação dada na Equação 2.38 é equivalente a supor a função peso dada por uma função delta. Pode-se mostrar que (Schaarschmidt and Keller, 1969)

$$\langle I(\vec{X}_S, \vec{\Omega}) \rangle = \frac{4V}{S} \quad , \quad (2.40)$$

onde V é o volume e S é a superfície total do detetor. V e S são dados por

$$V = \pi r^2 e_s \quad ; \quad S = 2\pi r^2 + 2\pi r e_s \quad . \quad (2.41)$$

A aproximação dada na Equação 2.38 apresenta na faixa de raios-X até 150keV um erro inferior a 10% (Frank, 1970) em relação à Equação 2.24.

2.1.5 - FORTE ISOTRÓPICA - DETETOR COLIMADO

Considere-se uma colimação ideal, isto é, que não envolva processos de produção e cuja eficiência para blindar fótons independa da energia (caso contrário o fator geométrico irá depender da energia) e o esquema da Figura 2.5 (ϕ_a é a abertura do detetor).

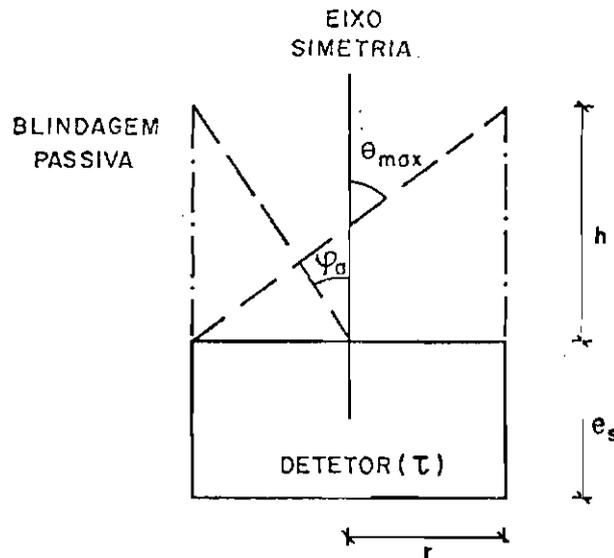


Fig. 2.5 - Esquema de um detector com colimação passiva.

O fator geométrico neste caso é

$$G_{0T} = 2\pi \int_0^{\theta_{\max}} X(\theta) \operatorname{sen}\theta \, d\theta \quad , \quad (2.42)$$

onde $X(\theta)$ é dado por (Brunberg, 1958):

$$X(\theta) = \frac{2A_0}{\pi} \left[\phi - \frac{\operatorname{sen}2\phi}{2} \right] \operatorname{cos}\theta \quad , \quad (2.43)$$

com

$$A_0 = \pi r^2 \quad (2.44)$$

e

$$\operatorname{cos}\phi = \frac{\operatorname{tan}\theta}{\operatorname{tan}\theta_{\max}} \quad . \quad (2.45)$$

Então, de acordo com Agrawal et alii (1971), tem-se

$$G_{0T} = 2\pi \frac{A_0}{2} \left[1 - \frac{2(\operatorname{sec}\theta_{\max} - 1)}{\operatorname{tan}^2\theta_{\max}} \right] \quad . \quad (2.46)$$

A eficiência é dada por:

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-\tau(E) \langle l(\vec{X}_S, \vec{\Omega}) \rangle_T} \quad , \quad (2.47)$$

onde $\langle l(\vec{X}_S, \vec{\Omega}) \rangle_T$ é calculado para o ângulo sólido de detecção. A eficiência irá depender de θ_{\max} , porém estará entre os valores para radiação unidirecional e radiação isotrópica com detetor semi-onidirecional.

2.2 - NÊUTRONS

Os nêutrons podem interagir com o cristal de NaI(Tl) através de três processos: *captura de nêutrons*, *espalhamento inelástico* e *reações com núcleos*.

A *captura de nêutrons* pelo cristal resulta na emissão de raios- γ . Porém o Na^{24} e o I^{128} resultantes decaem por emissão beta com meias vidas de 15h e 25min, respectivamente, podendo com isto contribuir na faixa de raios-X. Também o I^{128} tem 6% de probabilidade de capturar um elétron atômico formando o Te^{128} , contribuindo com raios-X da camada K.

Se os nêutrons têm energia superior a 59keV, o *espalhamento inelástico* pode ocorrer ($n, n'\gamma$) com o I^{127} com a emissão de raios-X $\geq 59\text{keV}$. A principal contribuição devido ao Na^{23} ocorre na faixa de raios- γ .

As *reações com núcleos* do tipo ($n, 2n$), (n,p) e outras contribuem somente em altas energias e não necessitam ser consideradas.

Diversos autores fizeram estimativas da contribuição de nêutrons às medidas de raios-X na atmosfera: Jones (1961), Vette (1962), Kasturirangan (1971) e Charakhch'yan et alii (1978). O principal processo é a captura de nêutrons térmicos pelo I^{127} . Em geral todos concordam com uma contribuição inferior a 1% do total.

2.3 - PARTÍCULAS CARREGADAS

Levando em consideração os absorvedores que existem ao redor de um cristal (janela, refletor e isolante térmico) e que a perda por ionização é aproximadamente a mesma para todos, tem-se no mínimo 100mg/cm² de material (equivalente ao alumínio), o que significa que as mínimas energias para atingir o cristal são de aproximadamente 400, 4000 e 10000keV para elétrons, prótons e mēsons respectivamente. Então, as partículas que atravessam os absorvedores irão, em sua grande maioria, depositar energias superiores àquelas de raios-X.

Além disso, levando em consideração que o fluxo de fótons de raios-X na atmosfera é maior por mais de uma ordem de grandeza do que o fluxo de partículas carregadas (Anderson, 1961; Vette, 1962; Peterson et alii, 1973; Charakhch'yan et alii, 1978), tem-se que a contribuição devida a partículas carregadas ao fluxo de raios-X medido é negligenciável.

Uma estimativa da contribuição devida a partículas carregadas para a contagem integrada de fótons acima de 150keV pode ser feita utilizando as medidas feitas por contadores Geiger na atmosfera. Considerando a contagem integral de raios-X e partículas carregadas como

$$C_X = G_X \left[\int_{150}^{+\infty} \epsilon(E) I dE + \int_{E_{\min}}^{+\infty} I_p dE \right] \quad (2.48)$$

e

$$C_p = G_p \int_{E_{\min}}^{+\infty} I_p dE \quad , \quad (2.49)$$

onde G_X e G_p são, respectivamente, os fatores geométricos para o cristal e para o contador Geiger, I_p é o fluxo de partículas carregadas e E_{\min} é a mínima energia para interagir com o detetor (considerou-se que ambos os detetores têm eficiência unitária a partículas carregadas e que o contador Geiger é insensível a fótons), tem-se

$$C_X = G_X \int_{150}^{+\infty} \epsilon(E) I dE + \frac{G_X}{G_p} C_p \quad . \quad (2.50)$$

O segundo termo à direita na Equação 2.50 foi avaliado por Frank (1970) e Charakhch'yan et alii (1978) e é da ordem de 30% da contagem integrada total acima de 150keV.

2.4 - PRODUÇÃO LOCAL

A contribuição para a contagem total de fótons daqueles gerados no detetor depende da localização e da composição dos materiais com alto número atômico existentes no detetor. Considerando o arranjo utilizado (ver o Capítulo 3) tem-se que a bateria, único material com alto número atômico, apresenta um ângulo sólido de aproximadamente $0,2\text{sr}$. Por outro lado, o livre caminho médio dos fótons de raios-X é muito superior à distância da bateria ao cristal durante todo o voo (para fóton de 30keV o livre caminho médio no solo é mínimo e igual a aproximadamente 30m) não havendo então uma multiplicação da radiação produzida até chegar ao cristal. Logo, considerando ainda o fato de a bateria estar no hemisfério inferior do cristal e o fato de a produção na mesma (supondo-a de alumínio) ser no máximo o dobro da produção no ar (Capítulo 6) esta contribuição pode ser negligenciada (Vette, 1962). Contudo esta contribuição deve ser considerada quando se utilizam largos colimadores (Chupp et alii, 1967).

CAPÍTULO 3

DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL

3.1 - DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

O dispositivo experimental compreendeu dois detetores, denominados detetor I e detetor II, mostrados esquematicamente na Figura 3.1. Ambos os detetores eram compostos por um cristal de NaI(Tl) de 3" x 1/2", da Harshaw Chemical, acoplado a uma fotomultiplicadora RCA 8054.

No detetor I, os pulsos provenientes da fotomultiplicadora eram amplificados e após discriminados em três faixas de energia: 30 - 50, 50 - 70 e 70 - 150 keV. Um circuito lógico era utilizado para codificar a informação que, após passar por um divisor (fator igual a 64), era transmitida por um sistema FM-FM. Já no detetor II, a discriminação era feita em 65 canais (entre 30 - 150 keV) através de um conversor amplitude-tempo (CAT), onde o pulso proveniente da fotomultiplicadora era transformado em um pulso cuja duração era proporcional à amplitude do primeiro. A informação era então codificada em palavras de 7 bits, com um tempo morto de aproximadamente 11,7 ms e transmitida por um sistema FM-FM análogo ao do detetor I. Também no detetor II uma informação integrada de 30 - 150 keV era disponível com um fator de divisão igual a 16¹.

Ambos os detetores foram testados quanto a variações dos níveis de discriminação com a temperatura. Valores inferiores a 5% foram obtidas para variações de temperatura de 25^o a -15^oC.

¹ Os fatores de divisão são ditados pelo tempo de transmissão, de modo a que não haja sobreposição de pulsos de informação. Quanto menor o fator menor o erro estatístico da medida, porém maiores probabilidades de perdas na transmissão.

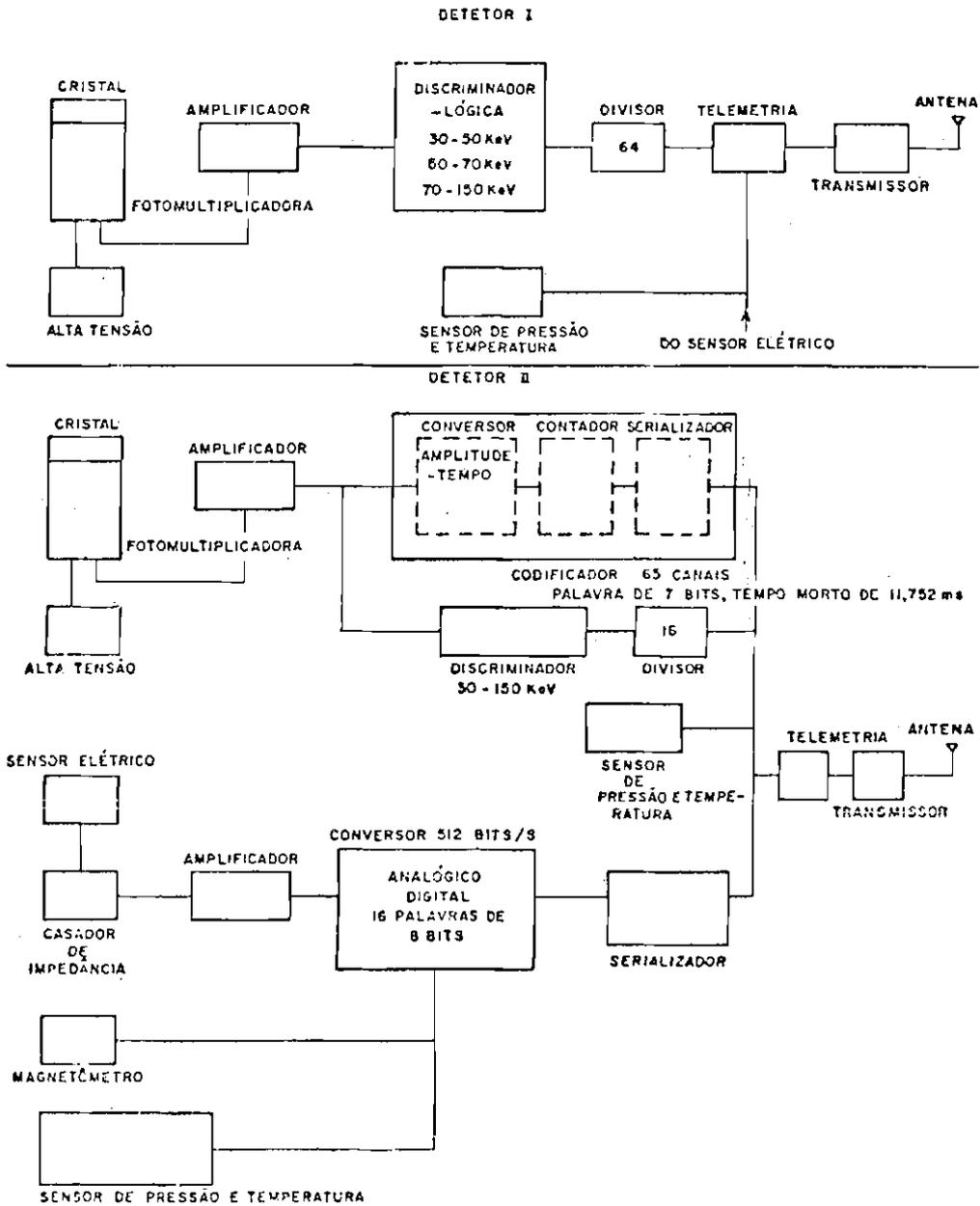


Fig. 3.1 - Esquemas dos detetores de raios-X.

- O sensor elétrico utilizado no detetor I é similar àquele utilizado no detetor II.

Também ambos os detetores foram acompanhados por um sensor elétrico, similar àquele utilizado por Dutra (1982).

A Figura 3.2 mostra um esquema em vista frontal do detector I. Esquema semelhante é válido para o detector II. Estes detetores foram montados e testados nos laboratórios da Divisão de Astrofísica do INPE sob responsabilidade do autor.

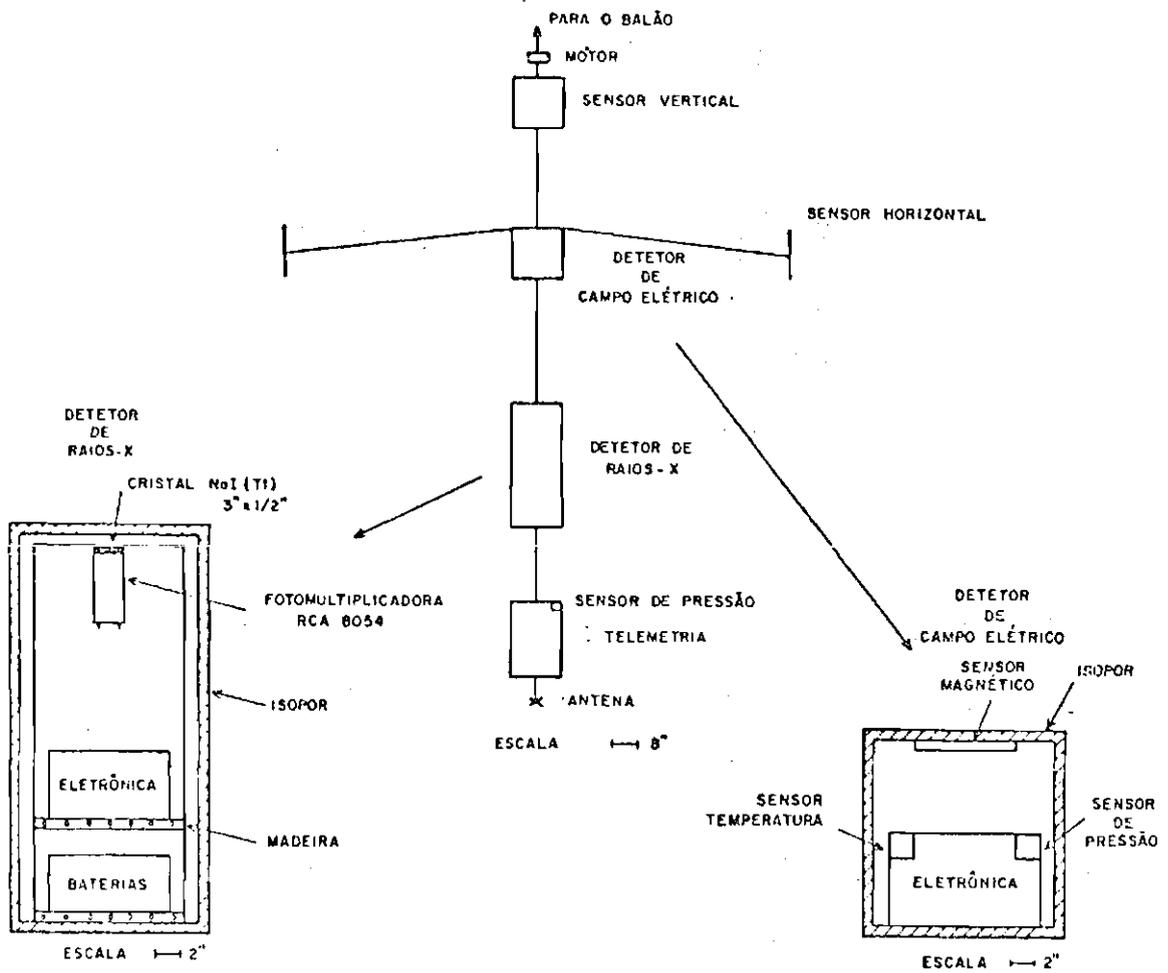


Fig. 3.2 - Esquema do detector I.

A Figura 3.3 mostra um esquema do sistema de aquisição e tratamento de dados utilizado, e finalmente o Apêndice F apresenta detalhes dos circuitos eletrônicos.

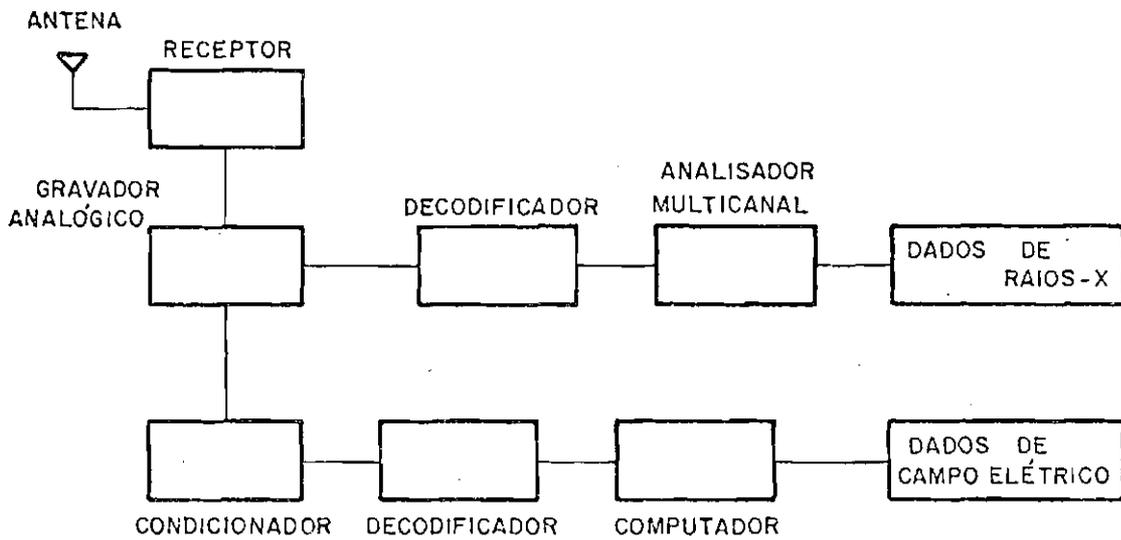


Fig. 3.3 - Sistema de aquisição e tratamento de dados.

3.2 - CARACTERÍSTICAS DO DETETOR

3.2.1 - RESOLUÇÃO

A Figura 3.4 mostra os valores de resolução calculados para o cristal NaI(Tl) de dimensões 3" x 1/2". As fontes de energia utilizadas no cálculo são dadas na Tabela 3.1. Detalhes do cálculo são dados no Apêndice G. Entre 30 - 150 keV a resolução percentual é dada por (E em keV).

$$R = \frac{248,38}{\sqrt{E}} - 14,05 . \quad (3.1)$$

Esta expressão é representada tracejada na Figura 3.4.

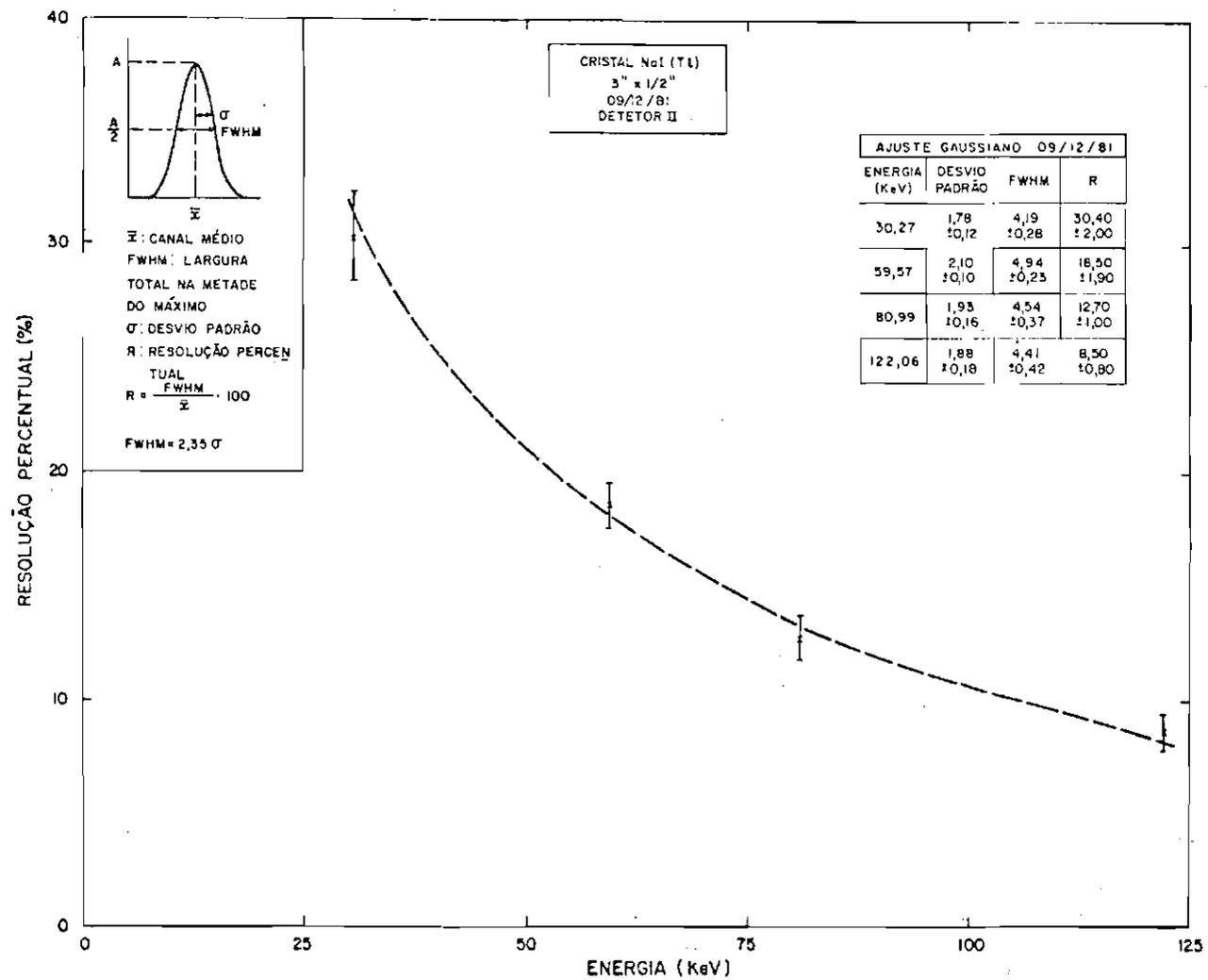


Fig. 3.4 - Resolução.

TABELA 3.1

FONTES DE RAIOS-X

FONTES					
$^{57}\text{Co}_{26}$		$^{241}\text{Am}_{95}$		$^{133}\text{Ba}_{56}$	
ENERGIA (keV)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (keV)	INTENSIDADE RELATIVA	ENERGIA (keV)	INTENSIDADE RELATIVA
14,40	11,4	26,36	8,3	30,27*	54,6
122,06*	100,0	33,20	0,6	53,17	6,7
136,47	13,0	43,46	0,6	79,63	8,2
-	-	59,57*	100,0	80,99*	100,0

OBS: As linhas utilizadas são marcadas com asterisco.

FONTES: Lederer and Shirley (1978).

3.2.2 - EFICIÊNCIA

Existem basicamente dois métodos para determinar a eficiência de um detetor de NaI(Tl). O primeiro consiste em medir-se em laboratório a taxa de contagem induzida no detetor por fontes radioativas de atividades conhecidas. O segundo método (Capítulo 2) é através do cálculo baseado no conhecimento da probabilidade de interação dos fótons com o cristal (Knoll, 1979).

Em relação ao método experimental as maiores dificuldades residem em não se conseguir em laboratório a apropriada distribuição angular dos fótons que incidem no cristal na atmosfera e em não se ter um apropriado conjunto de fontes radioativas de atividades conhecidas.

Por sua vez, o método teórico não leva em consideração o fato de que alguns pulsos com pequena amplitude podem ser rejeitados pela eletrônica associada, dando assim valores de eficiência maiores que os experimentais (diferentes cristais ou fotomultiplicadores podem dar diferentes resoluções ou amplitudes de pulsos, mas pouco interferem na eficiência).

Na faixa de raios-X, devido à predominância da interação fotoelétrica, ambos os métodos de determinação da eficiência fornecem valores equivalentes para uma mesma geometria (Pilkington, 1970; Israel et alii, 1971). Isto justifica a utilização do método teórico exposto no Capítulo 2 (Anderson, 1960; Vette, 1962; Frank, 1970; Pilkington, 1970).

A Figura 3.5 mostra a eficiência teórica, calculada para radiação isotrópica (Equação 2.38) e para radiação unidirecional ao longo do eixo do detetor, baseada na expressão:

$$\epsilon(E) = 1 - e^{-\tau(E)e_s}, \quad (3.2)$$

para cristais de diversas dimensões. Para raios-X abaixo de 150 keV po
de-se considerar a eficiência como unitária com um erro inferior a 10%
(Anderson, 1960; Vette, 1962; Frank, 1970; Pilkington, 1970).

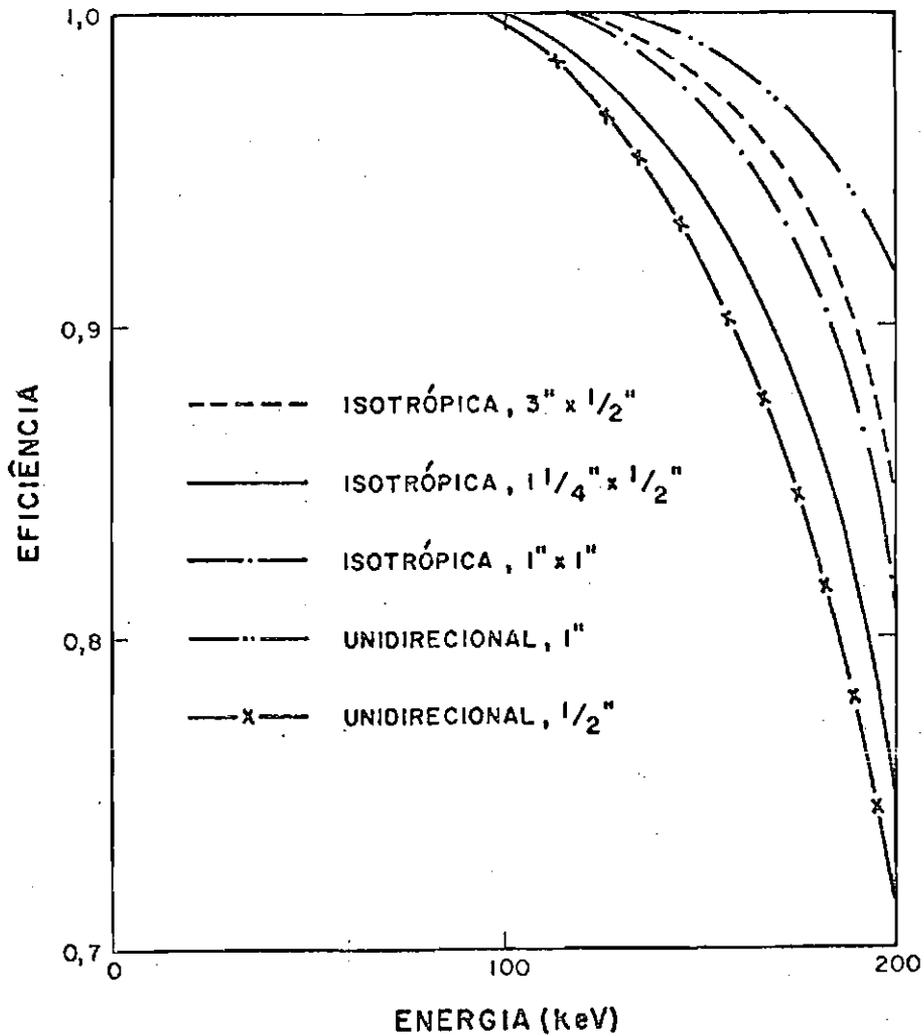


Fig. 3.5 - Eficiência.

3.2.3 - FATOR DE ABSORÇÃO

Fórmulas para determinar o fator de absorção foram dadas no Capítulo 2. Para os detetores voados em balão em 1981 os absorvedores possuíam espessuras

$$l_I(\text{isopor}) = 5 \text{ cm}; l_{Al}(\text{janela}) = 0,001''; l_{Al_2O_3}(\text{refletor}) = 0,0001 \text{ cm}; \quad (3.3)$$

com densidades:

$$\rho_I = 0,02 \text{ g/cm}^3; \rho_{Al} = 2,7 \text{ g/cm}^3. \quad (3.4)$$

O refletor, devido à pequena espessura, pode ser negligenciado.

O coeficiente de atenuação linear total para o isopor ($[C_8 H_8]_n$) pode ser aproximado por:

$$\tau_I = 0,92 \tau_C + 0,08 \tau_H \quad (3.5)$$

onde τ_C e τ_H referem ao carbono e ao hidrogênio, respectivamente (Knoll, 1979).

A Figura 3.6 mostra o fator de absorção calculado para radiação isotrópica e unidirecional aplicável aos vôos realizados em 1981. Acima de 50 keV, pode-se considerar f_a unitário. Entre 30 e 50 keV os valores esperados estão entre os valores calculados para radiação isotrópica e aqueles calculados para radiação unidirecional (ver Capítulo 2). A escolha $f_a = 0,95$ para a faixa de 30 - 50 keV é razoável com um erro inferior a 2%. Também são mostrados na Figura 3.6 os valores obti

dos por Frank (1970) (neste caso pode-se considerar f_a como unitário acima de 60 keV e com um valor médio de 0,85 entre 20 e 60 keV) ².

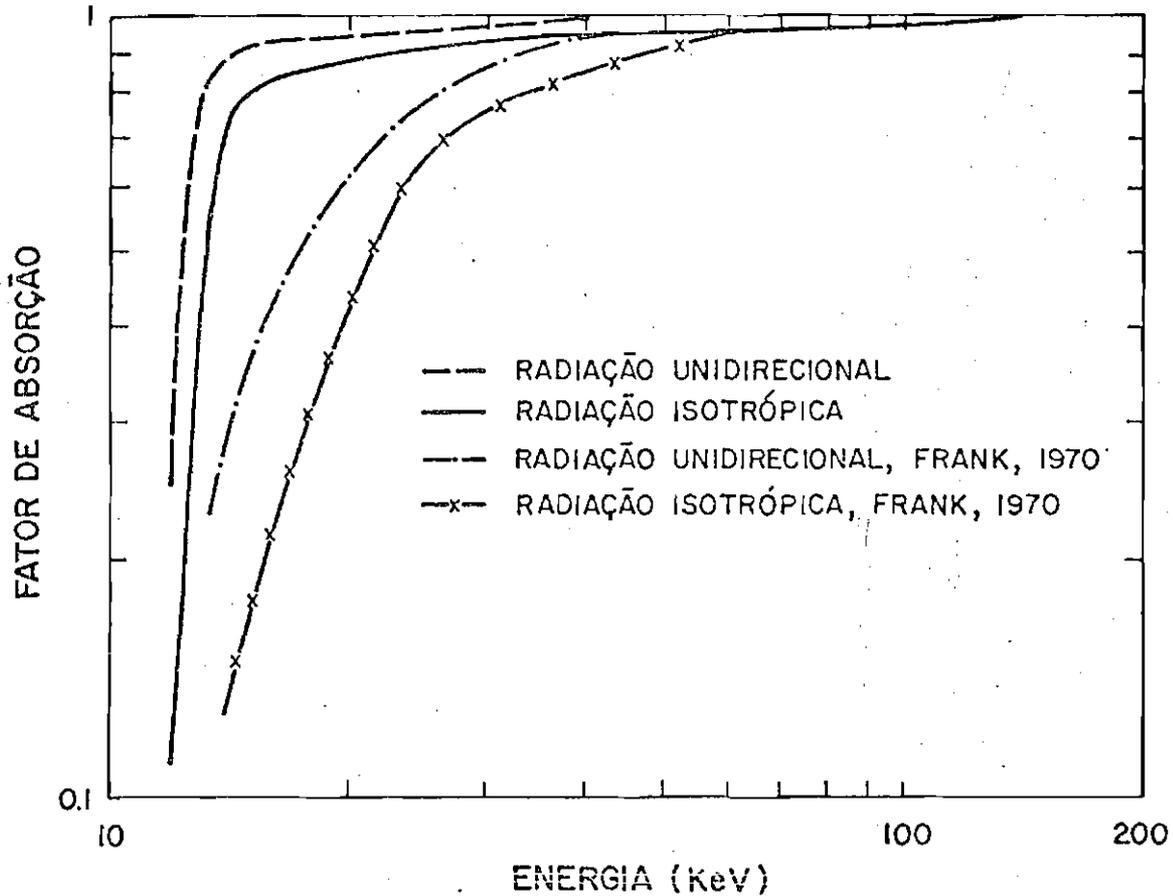


Fig. 3.6 - Fator de absorção.

3.2.4 - RESPOSTA ANGULAR

A Figura 3.7 mostra a resposta normalizada do detector II a uma fonte pontual ($E_F = 60$ keV) colocada a uma distância de 20" do centro do cristal a qual forma um ângulo θ com o eixo do cristal, considerando simetria azimutal. A Figura indica também, por uma curva tracejada, a resposta calculada tomando a eficiência unitária para qual

² Os valores obtidos por Frank (1970) são válidos para os vôos realizados em Buenos Aires e no Oceano Atlântico e serão usados no Capítulo 6.

quer valor de θ e considerando a variação da área do cristal com θ . Desta figura conclui-se que o detector II é aproximadamente semi-onidirecional, sensível a fótons incidentes vindos do hemisfério superior. O hemisfério inferior visto pelo cristal é blindado por aproximadamente 3 g/cm^2 de vidro do fototubo e, em parte, pela própria experiência. Na Figura 3.7 a resposta normalizada para $\theta = 180^\circ$ e $E_F \approx 122 \text{ keV}$, está marcada por um x; embora a resposta seja maior do que a para $E_F = 60 \text{ keV}$ a aproximação do detector II como semi-onidirecional é ainda justificada. O detector I, apresenta uma resposta similar ao detector II.

DIAGRAMA POLAR DETETOR II

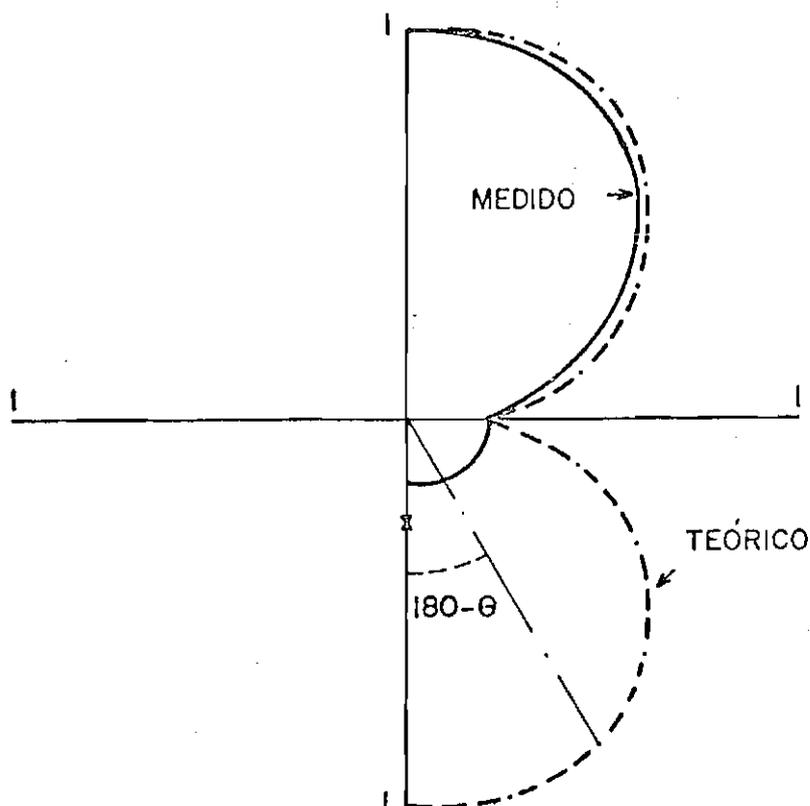


Fig. 3.7 - Resposta angular do detector II.

3.3 - CONVERSÃO CANAL-ENERGIA

Para fazer a conversão de canal para energia em laboratório é necessário considerar-se inicialmente o ruído do fundo existente em laboratório.

A Figura 3.8 mostra a contagem em laboratório (ruído de fundo), integrada em 30 min, obtida pelo detetor II em 9 de dezembro de 1981 (no quadro superior tem-se os mesmos valores para escala logarítmica em energia). A queda brusca da contagem no canal 6 é decorrente do discriminador inferior do codificador. Um fluxo de $(4,00 \pm 0,01) \times 10^{-2}$ fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ provenientes do hemisfério superior foi medido, porém variações de 10% neste valor são possíveis devido a efeitos locais.

O ruído de fundo é devido à existência de materiais radioativos no solo e no laboratório (principalmente potássio, tório e urânio em equilíbrio com os produtos de seu decaimentos). Desde que a maioria dos fótons emitidos por estas fontes sofre várias interações Compton antes da detecção (Knoll, 1979), a localização do máximo (pico) no espectro é quase independente das energias dos materiais radioativos, dependendo principalmente dos coeficientes de atenuação Compton e fotoelétrico para o ar, terra e outros materiais no laboratório, próximos ao detetor. A energia do pico na Figura 3.8 está em torno de 80 keV e concorda com o valor medido por Hanson and Marker (1964). Variações do espectro com o ângulo sólido visto pelo detetor são pequenas, principalmente abaixo de 150 keV.

O procedimento para a conversão canal-energia é o seguinte: irradia-se o detetor com fontes de energias conhecidas (ver Tabela 3.1), subtraindo da contagem obtida o ruído do fundo. A Figura 3.9 mostra as diferenças obtidas para diversas fontes, como os espectros para o ${}_{56}\text{Ba}^{133}$ e para o ruído de fundo (tempo de integração 30 min; fonte sobre o eixo do cristal).

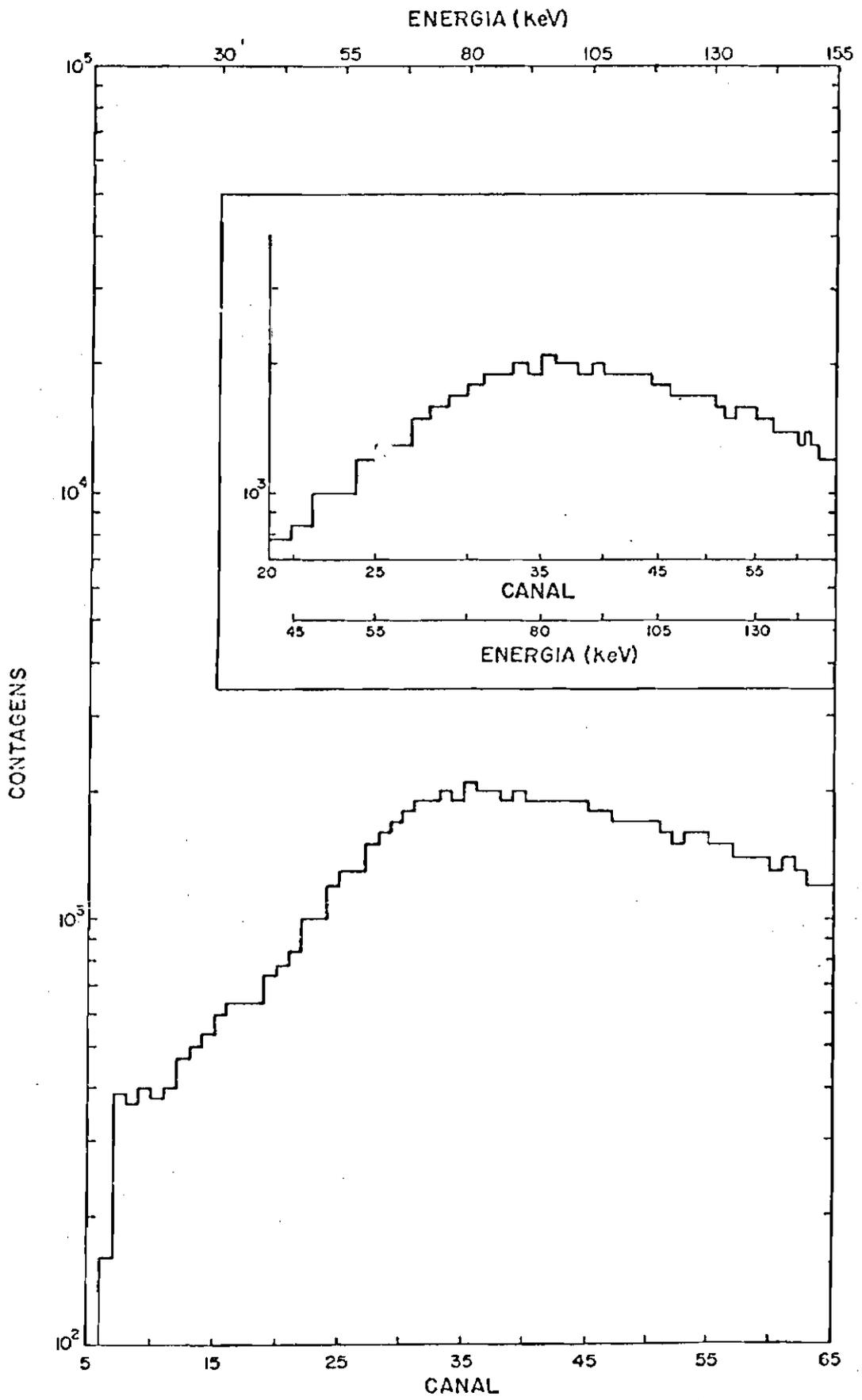


Fig. 3.8 - Ruído de fundo em laboratório.

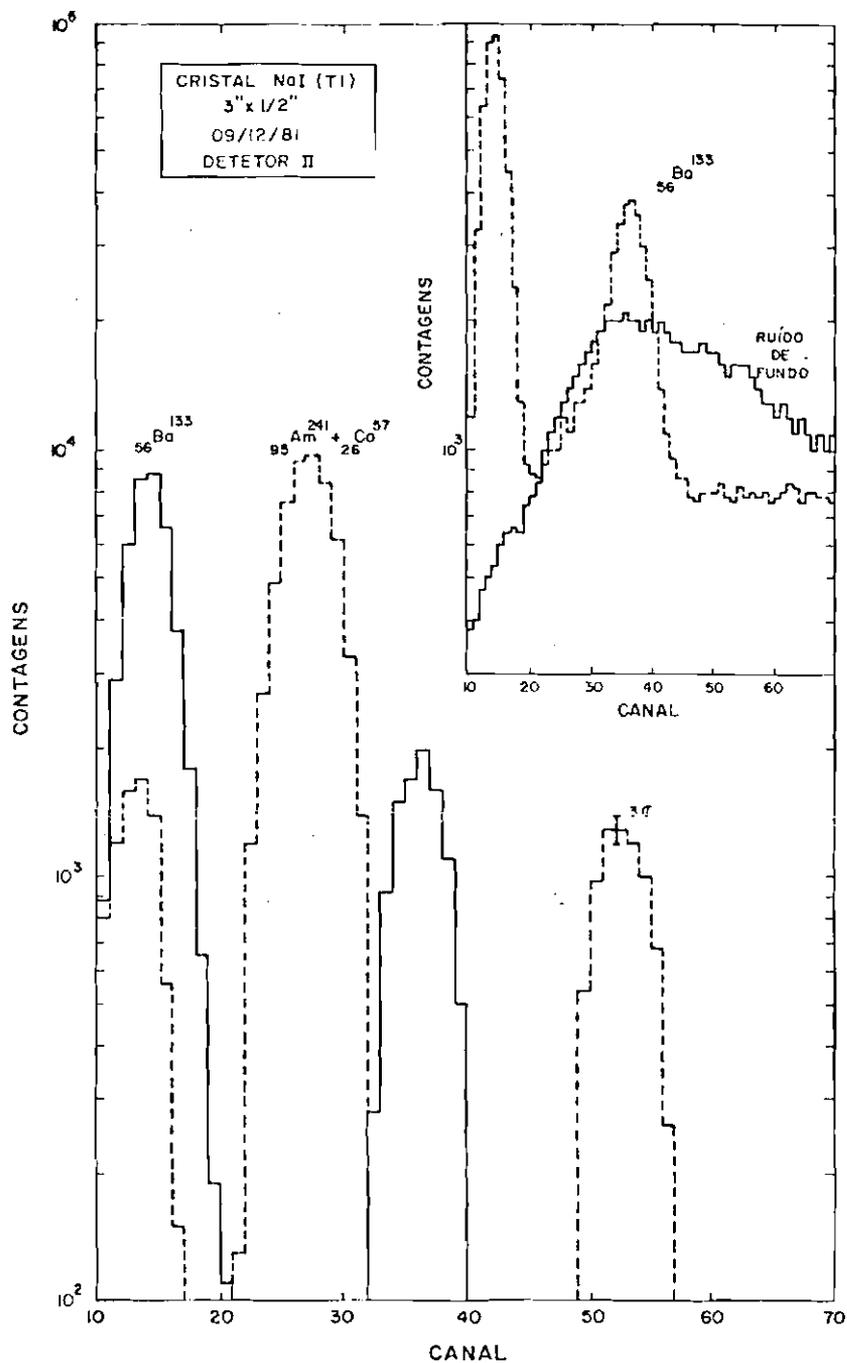


Fig. 3.9 - Resposta do detetor II a fontes monoenergéticas.

A Figura 3.10 mostra a relação canal-energia obtida para o detector I, para o detector II e para o detector I acoplado a um multi canal, arranjo este utilizado na calibração das faixas de 30-50, 50-70 e 70-150 keV. Em todos os casos a linearidade é satisfatória, sendo a pequena não-linearidade associada ao cristal NaI(Tl) (Engelkemeir, 1956) negligenciável (Knoll, 1979). A Figura 3.10 mostra também a equação correspondente ao ajuste linear para o detector II.

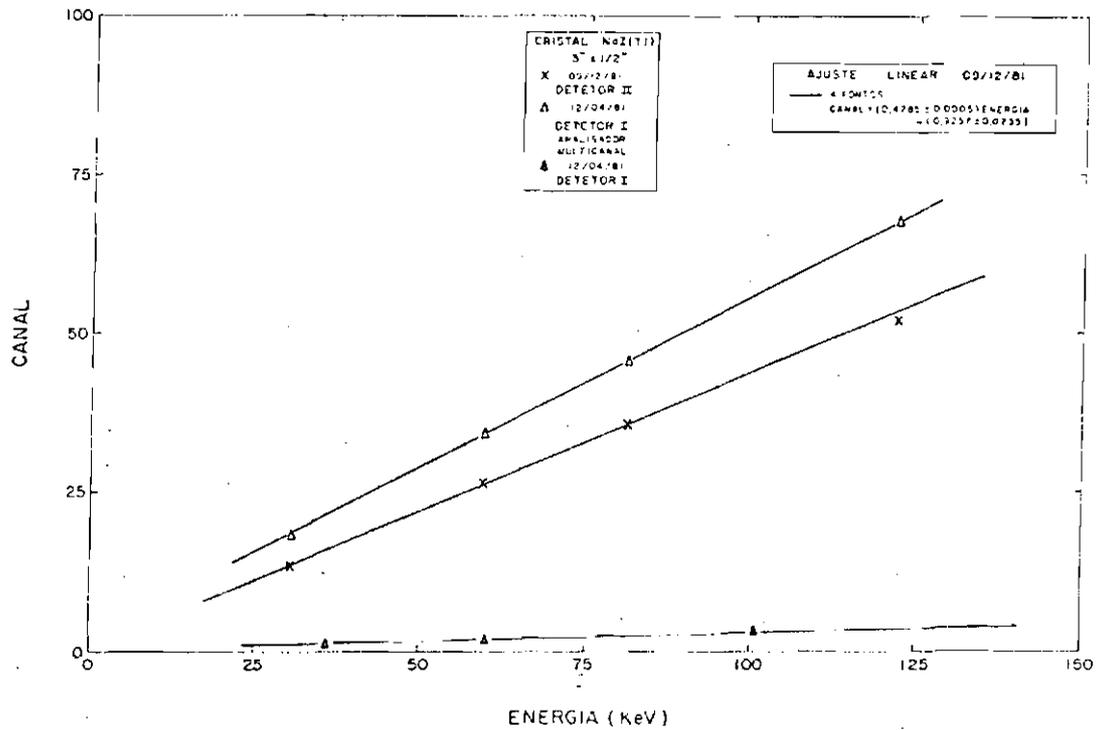


Fig. 3.10 - Relação canal-energia.

3.4 - EXPERIÊNCIAS REALIZADAS

Dois vôos em balões estratosféricos foram efetuados; as principais características de ambos são mostradas na Tabela 3.2. Evidente nesta tabela é o fato de que o vôo de 18 de dezembro de 1981 não contou com o sensor eletrônico, devido a um problema técnico apresentado por ele poucas horas antes do lançamento.

TABELA 3.2

DADOS TÉCNICOS DOS VÔOS

CARACTERÍSTICA	DATA	
	14.04.81	18.12.81
Detetor	I.	II
Local de Lançamento	S.J.Campos	S.J.Campos
Local de Recuperação	Caraguatatuba, SP	Jataizinho, SP
Hora do Lançamento	2:48 TL	3:10 TL
Hora da Separação	7:04 TL	8:43 TL
Balão Utilizado	7PRP25 (87.000 m ³)	7PRP25 (87.000 m ³)
Peso da Carga Útil	86 kg	79 kg
Pressão no Teto	3,5 - 4 mb	5 - 6 mb
Sensor de Pressão	Baro Sprenger 7702 BHp	Baro Sprenger 7702 BHp
Frequência de Transmissão	236 MHz	236 MHz
Cristal NaI(Tl)	3" x 1/2"	3" x 1/2"
Fotomultiplicadora	RCA 8054	RCA 8054
Sensor Elétrico	Sonda Dupla	-

A Figura 3.11 mostra a trajetória do balão para ambos os vôos e a Figura 3.12 a variação da profundidade atmosférica com o tempo após o lançamento do balão, também para ambos os vôos.

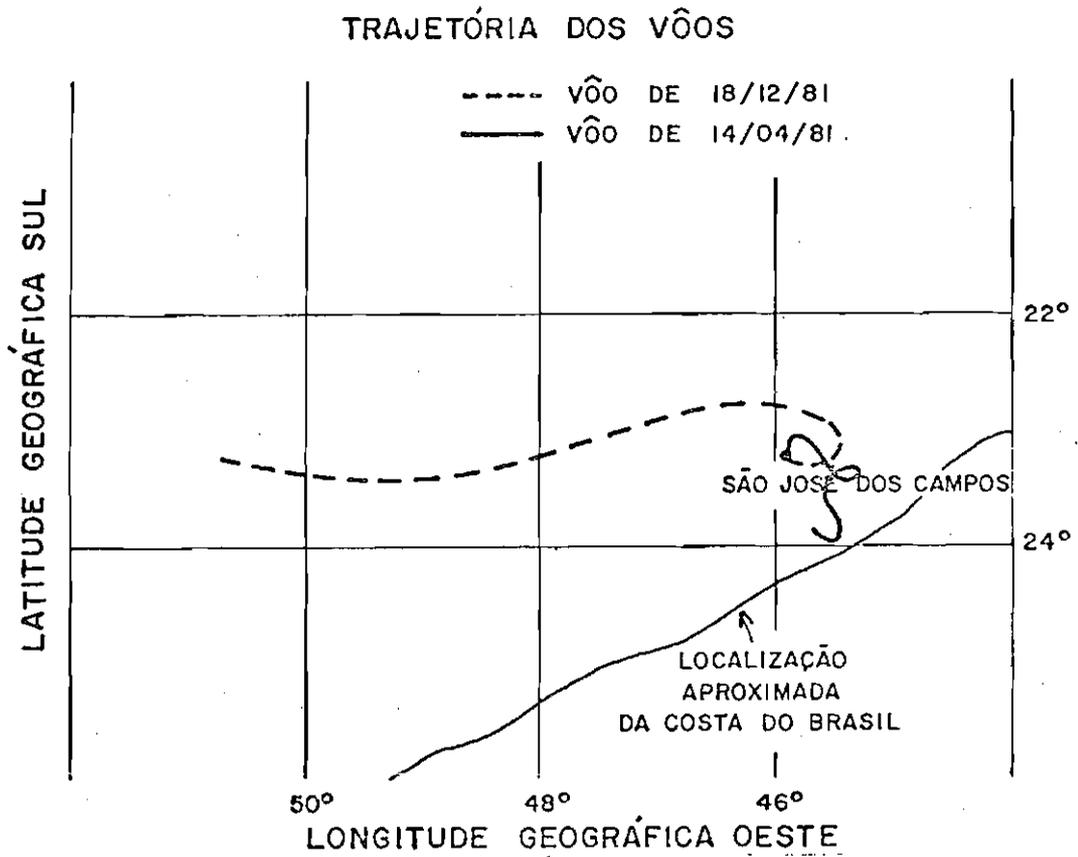


Fig. 3.11 - Trajetória dos vôos de balão.

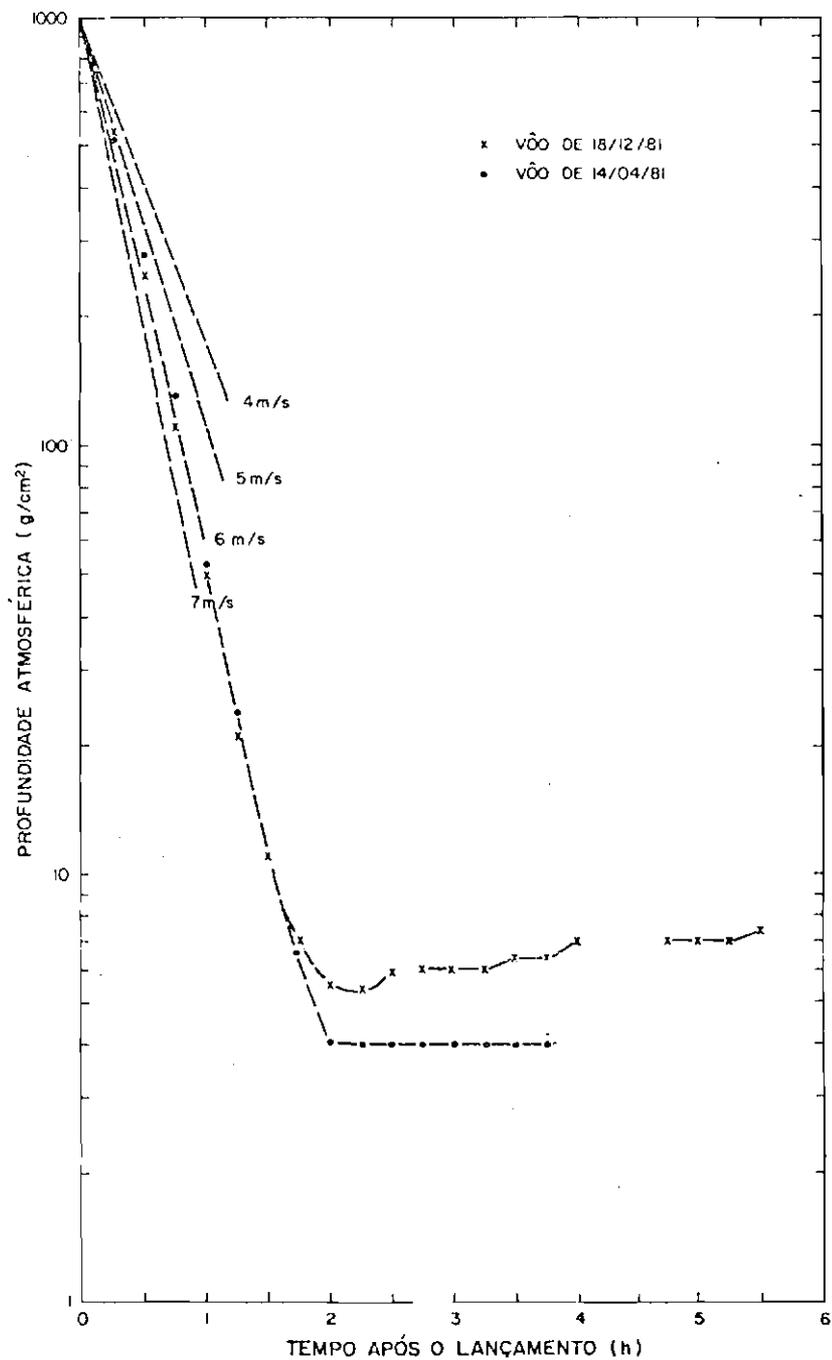


Fig. 3.12 - Variação da profundidade atmosférica com o tempo após o lançamento do balão.

- Indicadas as curvas correspondentes a diversas velocidades de ascensão do balão.

CAPÍTULO 4

PRINCIPAIS FONTES DE RAIOS-X NA ANOMALIA MAGNÉTICA DO ATLÂNTICO SUL (AAS)

4.1 - CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Como foi visto no Capítulo 1 as principais *componentes de raios-X não-transitórios na atmosfera da AAS* são: *raios-X atmosféricos, componente difusa e raios-X devidos à precipitação de elétrons*. Por não-transitórias entende-se fontes que possuem uma existência superior a 10 - 15 min. Deste ponto de vista, raios-X devidos a explosões solares, embora possam ser medidos em qualquer local, são classificados como transitórios e não serão discutidos neste trabalho. Além disso é importante frisar que durante todos os vãos discutidos neste trabalho não houve ocorrência de explosões solares.

Neste capítulo a teoria relacionada às três principais fontes de raios-X será discutida, visando uma aplicação à análise dos dados obtidos.

4.2 - RAIOS-X ATMOSFÉRICOS

Raios-X atmosféricos constituem uma componente secundária da radiação cósmica, originando-se principalmente de degradação por efeito Compton de fótons mais energéticos gerados por radiação de frenamento de elétrons secundários (Brini et alii, 1965b; Brini et alii, 1967; Puskin, 1970). Tais elétrons, por sua vez, são criados por impacto das partículas primárias com núcleos atômicos (elétrons "knock-on"), por decaimentos de mésons μ^- ou π^0 , ou ainda pelo processo de produção de pares (Rossi, 1964).

O cálculo dos raios-X atmosféricos a partir dos fluxos de elétrons na atmosfera requer um conhecimento preciso destes fluxos, além de um tratamento realístico do transporte dos fótons gerados (via

o método de Monte Carlo)¹. Neste ponto duas dificuldades surgem: primeiro, medidas de elétrons são extremamente incompletas, principalmente para baixas latitudes geomagnéticas, levando a incertezas que limitariam substancialmente os resultados destes cálculos; segundo, fótons de raios-X são o produto de um número muito grande de interações, o que tornaria o tratamento via o método de Monte Carlo extremamente extenso. Devido a estas dificuldades, diversas aproximações foram feitas. Puskin (1970), em altas latitudes, e Danjo (1972), em baixas latitudes, utilizaram o método de Monte Carlo limitando-se porém à faixa de raios- γ . No caso de Danjo (1972) a imprecisão nos fluxos de elétrons na atmosfera fez com que os resultados fossem comparados com medidas somente em escalas arbitrárias². Daniel and Stephens (1974), tomando como ponto de partida o trabalho de Beuermann (1971), desenvolveram um modelo global para raios- γ atmosféricos, porém considerando o transporte da radiação de uma forma simplificada (não consideraram a componente espalhada dos fótons). As incertezas no cálculo do transporte da radiação, como já dito, limitam a aplicabilidade quantitativa deste trabalho (ver Ling, 1975).

Partindo das medidas de raios-X na atmosfera, Peterson et alii (1973) e Ling (1975) desenvolveram um modelo dito semi-empírico baseado no conceito de *função fonte*. A função fonte é definida como o número de fótons produzidos por grama de ar dentro de um elemento diferencial de volume devido a todos os processos de produção existentes e é suposta ser isotrópica. A partir deste modelo pode-se determinar a distribuição angular da radiação na atmosfera e com isto o *albedo atmosférico*.

¹ Ver Apêndice H.

² A comparação com medidas tem ainda de levar em consideração a produção de fótons no detetor, aspecto importante para detetores com uma grande quantidade de material próximo ao cristal.

A relação entre a função fonte ($S_f(E, x)$) e o fluxo de fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ em uma dada profundidade atmosférica Z é dada por (Peterson, 1975)

$$I(E, Z) = \iint \frac{S_f(E, x)}{4\pi} e^{-\tau(E)r} \text{drd}\Omega \quad (4.1)$$

onde r é a distancia em g/cm^2 de um dado elemento de volume (numa profundidade atmosférica x) ao detector (ver Figura 4.1) e está relacionado com Z pela expressão

$$r = \frac{|Z - x|}{\cos \theta} \quad (4.2)$$

A Equação 4.2 considera a atmosfera como plana (afirmação justificada na Seção 4.3).

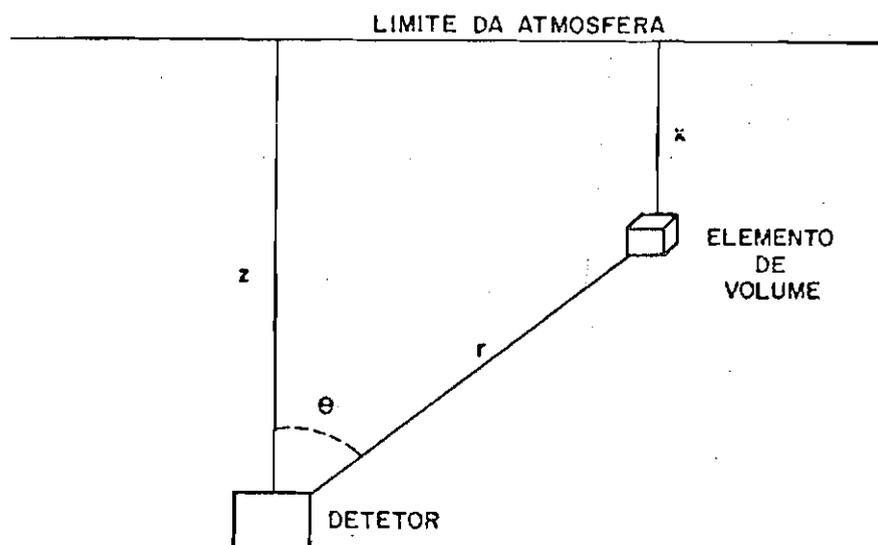


Fig. 4.1 - Esquema para cálculo da função fonte.

Tomando S_f como a função fonte independente da profundidade atmosférica do topo 0 da atmosfera até a altura de teto do balão (afirmação adotada no cálculo da função fonte em $3g/cm^2$ por Peterson et alii, 1972), tem-se para um detetor semi-onidirecional apontando para cima

$$I(E, Z) = \frac{S_{f_0}(E)}{2\tau} \left[1 - E_{G_1}(\tau Z) \right]. \quad (4.3)$$

onde E_{G_1} é a integral de Gold de 1ª ordem (Apêndice E). Note-se que tomando $Z \gg 1/\tau$ na Equação 4.3 obtêm-se

$$I(E) = \frac{S_{f_0}(E)}{2\tau}, \quad (4.4)$$

expressão usada por Vette (1962) para o máximo de Pfozter. Embora considerar a função fonte independente da profundidade atmosférica do topo da atmosfera até o máximo de Pfozter não seja uma afirmação realística, a aproximação dada na Equação 4.4 para a função fonte no máximo de Pfozter é razoável, visto que a maior parte dos fótons medidos nesta altura são produzidos próximo ao detetor.

Para um detetor com um ângulo sólido de detecção Ω , supondo o fluxo incidente aproximadamente constante dentro de Ω , apontando em uma direção θ do zênite, tem-se

$$I(E, Z) = \frac{S_{f_0}(E)\Omega}{4\pi\tau} \left[1 - e^{-\tau Z/\cos\theta} \right]. \quad (4.5)$$

Ainda no caso de uma função fonte independente da profundidade atmosférica, a distribuição angular da radiação é dada por (Equação 4.1)

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{S_{f_0}(E)}{4\pi\tau} \left[1 - e^{-\tau Z/\cos\theta} \right] \quad (4.6)$$

com um máximo, no hemisfério superior, para o plano horizontal. Por outro lado, conhece-se que o fluxo para cima é superior ao fluxo para baixo (Brini et alii, 1965a).

Considerando um detetor onidirecional tem-se ao invés da Equação 4.3

$$I(E, Z) = \frac{S_{f_0}(E)}{2\tau} \left[2 - E_{G_1}(\tau Z) \right] \quad (4.7)$$

o que tomando $Z = 0$ tem-se um fluxo de albedo de

$$I(E) = \frac{S_{f_0}(E)}{2\tau} \quad (4.8)$$

Finalmente é importante salientar dois pontos: primeiro, a consideração da função fonte como independente da profundidade atmosférica é uma aproximação, pois mais realístico seria considerar uma variação linear (Peterson et alii, 1973), porém a diferença que iria-se obter é inferior à incerteza associada à medida, justificando assim a aproximação adotada (Peterson, 1975); segundo, mesmo para um detetor semi-onidirecional, medindo um fluxo que vem do hemisfério superior, próximo ao topo da atmosfera, a maior contribuição para este fluxo vem de fótons gerados em maiores profundidades (Danjo, 1972). Este fato é incorporado ao conceito de função fonte durante sua determinação a partir de medidas. Sendo assim, próximo ao topo da atmosfera, a função fonte

é constituída principalmente por fótons espalhados, ao passo que, próximo do máximo de Pfozter, é constituída principalmente por fótons produzidos localmente.

4.2.1 - VARIAÇÃO DO FLUXO COM A RIGIDEZ E A PROFUNDIDADE ATMOSFÉRICA

O fluxo de raios-X atmosféricos como uma componente secundária da radiação cósmica é função da *rigidez de corte*³. A rigidez de corte, por sua vez, pode ser tomada como aproximadamente proporcional a $\cos^4 \lambda_m$, onde λ_m é a latitude magnética⁴. Então, similar ao fluxo de raios cósmicos primários na atmosfera, o fluxo de raios-X atmosféricos diminui com a diminuição da latitude magnética.

A variação do fluxo de raios-X atmosféricos com a profundidade atmosférica apresenta como uma característica básica um máximo denominado máximo de Pfozter. Acima deste, esta variação depende da direção angular do fluxo medido. No caso do fluxo "downward" pode-se representar esta variação por uma função de tipo Z^{+5} (Danjo, 1972)⁵. Para o fluxo onidirecional, todavia, esta função deve ser vista apenas como um limite inferior, principalmente abaixo de 10 g/cm², isto porque próximo ao limite da atmosfera um comportamento diferente do fluxo "upward" é esperado (Leipunskii et alii, 1965; Manchanda et alii, 1972; Horstman et alii, 1975). Em função disto as medidas de fluxos adicionais por detetores onidirecionais, baseados na função Z^{+5} devem ser vis

³ Potencial elétrico mínimo de uma partícula necessário para que ela possa atingir um certo ponto a uma certa distância geocêntrica.

⁴ No campo geomagnético uma relação complexa é estabelecida entre rigidez e latitude magnética. Todavia, tais variações são pequenas do ponto de vista de raios-X atmosféricos e podem ser negligenciadas.

⁵ Tal comportamento, linear num gráfico di-log, ajusta-se melhor do que qualquer outro (Kasturirangan et alii, 1969). Todavia o comportamento exponencial também resulta em valores similares para profundidades acima de 10 g/cm² (Bleeker and Deerenberg, 1979).

tas como um limite superior para os fluxos ⁶. Portanto, a componente atmosférica, ao menos para um detetor sensível ao hemisfério superior, pode ser determinada em termos de um comportamento empírico em relação a seu efeito total sobre um detetor, sem a necessidade do conhecimento de sua distribuição angular.

4.2.2 - VARIAÇÃO DO ESPECTRO COM A RIGIDEZ E A PROFUNDIDADE ATMOSFÉRICA

A dependência do espectro de raios-X sobre a rigidez de corte foi estudada por Charakhch'yan et alii (1978). Utilizando quatro faixas de energia entre 20 e 150 keV, eles encontraram que a forma espectral é independente da rigidez. Embora o número de faixas utilizadas seja pequeno, é suficiente para garantir que grandes diferenças não existam.

Por outro lado, a dependência do espectro de raios-X sobre a profundidade atmosférica foi estudada por diversos autores: Vette (1962), Brini et alii (1967) e Charakhch'yan et alii (1978) mostraram que a forma do espectro é aproximadamente invariante. Todavia, nestes trabalhos, os espectros eram medidos com duas, três ou no máximo quatro faixas de energia entre 20 e 150 keV, o que impedia que pequenas variações fossem percebidas. Já Barcus and Rosenberg (1966) com oito faixas e Haymes et alii (1969) com aproximadamente trinta faixas entre 30 e 150 keV determinaram que o espectro suaviza quando vai de 100 para 10 g/cm² (isto é, aumenta de inclinação).

⁶ Tomando a componente difusa fora da atmosfera somente de medidas feitas em balão e propagando-a na atmosfera, este efeito tende a ser cancelado durante o cálculo de outras fontes de raios-X (Manchanda et alii, 1972).

4.3 - COMPONENTE DIFUSA

Como foi dito no Capítulo 1, a *componente difusa* consiste num fluxo extragaláctico que incide na atmosfera com uma distribuição angular aproximadamente isotrópica.

Para calcular o número de contagens registradas por unidade de tempo entre E e $E + dE$ por um detetor em um ponto A dentro da atmosfera devido à componente difusa considerem-se as Equações 2.7 e 2.11. Então

$$C(E, Z_A) dE = dE \frac{1}{f_{CM}} \int d\Omega I_A(E, \vec{\Omega}) \int e^{-\tau'(E) l'(\vec{X}s, \vec{\Omega})} \left[1 - e^{-\tau(E) l(\vec{X}s, \vec{\Omega})} \right] \cos \beta ds, \quad (4.9)$$

onde $I_A(E, \vec{\Omega})$, a intensidade incidente no detetor no ponto A , está relacionada à intensidade fora da atmosfera $I(E)$ por

$$I_A(E, \vec{\Omega}) d\Omega = I(E) \left[e^{-\tau_{at}(E) Z_A / \cos \theta} + X(E, Z_A, \theta) \right] d\Omega \quad (4.10)$$

onde τ_{at} se refere à atmosfera, θ é medido a partir do zênite e $X(E, Z_A, \theta)$ representa a componente devida ao fluxo espalhado na atmosfera. Note-se que o fluxo incidente no detetor não é isotrópico.

Então, por analogia com a Equação 2.22, tem-se

$$C(E, Z_A) dE = dE \frac{1}{f_{CM}} f_a(E) \epsilon(E) \int d\Omega \int I_A(E, \vec{\Omega}) \cos \beta ds, \quad (4.11)$$

onde, neste caso,

$$f_a(E) = \frac{\int d\Omega \int I_A(E, \vec{\Omega}) e^{-\tau'(E) l'(\vec{X}s, \vec{\Omega})} \cos \beta ds}{\int d\Omega \int I_A(E, \vec{\Omega}) \cos \beta ds} \quad (4.12)$$

e

$$\epsilon(E) = \frac{\int d\Omega \int I_A(E, \vec{\Omega}) \left[1 - e^{-\tau(E) l(\vec{X}s, \vec{\Omega})} \right] \cos \beta ds}{\int d\Omega \int I_A(E, \vec{\Omega}) \cos \beta ds} \quad (4.13)$$

Considerando que a distribuição angular da radiação incidente no detector é decrescente com o ângulo zenital (Equação 4.10), as equações 4.12 e 4.13 tendem a dar valores entre os calculados para fluxo isotrópico e para incidência paralela ao eixo do cristal, e portanto, as considerações expostas no Capítulo 3 são aplicáveis a estas equações.

Substituindo-se a Equação 4.10 na Equação 4.11 tem-se

$$C_A(E, Z_A) dE = dE \frac{1}{f_{CM}} f_a(E) \epsilon(E) 2\pi I(E) \int_0^{\phi_a} \left[e^{-\tau_{at}(E) Z_A / \cos \theta} + X(E, Z_A, \theta) \right] A(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (4.14)$$

onde ϕ_a é a abertura do detector e $A(\theta)$ é a área do detector na direção θ (Equação 2.34). Integrando a Equação 4.14 em um canal de energias E_i e E_{i-1} obtêm-se a contagem por segundo medida por este canal devida à componente difusa. Dividindo este resultado por:

$$\frac{1}{f_{CM}} \bar{f}_a \bar{\epsilon} G_0(\phi_a) \Delta E \quad (4.15)$$

onde G_0 é definido para fluxo isotrópico obtém-se um fluxo em fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ ⁷.

O termo $X(E, Z_A, \theta)$ na Equação 4.14 é devido ao fluxo de fótons da componente difusa que sofreu uma ou mais colisões Compton na atmosfera antes de atingir o detector. Sua contribuição ao fluxo total, calculada (de uma forma simplificada) pela primeira vez por Makino (1970) não pode ser desconsiderada.

O tratamento correto para o cálculo do termo $X(E, Z_A, \theta)$ na Equação 4.14 envolve o uso do método de Monte Carlo. Tal tratamento foi desenvolvido a partir dos trabalhos de Horstman and Moretti (1971), Horstman (1973) e Horstman et alii (1977) com o uso de interpolação e integração numérica ⁸.

Por sua vez, o termo exponencial na Equação 4.14 refere-se à componente direta para uma atmosfera plana. No Apêndice I calcula-se este termo levando em consideração a curvatura da atmosfera.

⁷ Como o fluxo incidente no detector não é isotrópico, este resultado deve ser interpretado como um fluxo médio incidente no detector.

⁸ Cálculo da componente espalhada na atmosfera pelo método de Monte Carlo foi feito por diversos autores (Pilkington and Anger, 1971; Berger and Seltzer, 1972; Saint Marc, 1973; Pinto Jr., 1980) porém não diretamente aplicável à componente difusa.

Nas Figuras 4.2 a 4.4 é dada a razão $I_A(E, \vec{\Omega})/I(E)$, para o fluxo para baixo, em função de θ e E (profundidade atmosférica de 4g/cm^2 e considerando o espectro fora da atmosfera do tipo $E^{-2,0}$ (Equação 4.15)). São dadas curvas para o fluxo total (considerando a atmosfera plana) e para a componente direta (atmosfera real e plana). Destas figuras três conclusões são importantes: a componente espalhada não pode ser negligenciada; a aproximação de considerar a atmosfera como plana é justificável para um detector sensível ao hemisfério superior; e, pela inclinação das curvas acima de 60-70 keV, o fluxo total tende a ter um espectro mais inclinado do que aquele fora da atmosfera e o fluxo direto menos inclinado.

Na Figura 4.5 é mostrada a distribuição angular da componente difusa fora da atmosfera, em 4 g/cm^2 e 8 g/cm^2 , em 100 keV e para o fluxo total e direto. O fluxo fora da atmosfera, por ser isotrópico, é constante quando expreso em sr^{-1} . Nota-se que o espalhamento na atmosfera tende a aumentar significativamente o fluxo para ângulos próximos a 90° .

O espectro da componente difusa fora da atmosfera foi medido por foguetes, satélites ou ainda calculado a partir de medidas em balão por diversos autores (Kasturirangan and Rao, 1972). Em todas as medidas em balão foi utilizado o comportamento $Z^{+\xi}$ para subtrair da medida os raios-X atmosféricos. Portanto, utilizando somente estas medidas como o espectro primário, estar-se-á cancelando um possível efeito relacionado à aproximação $Z^{+\xi}$, obtendo-se com isto uma boa estimativa para a soma das componentes difusa e atmosférica (ver Seção 4.2.1). Tal procedimento foi adotado e dentre as medidas feitas em balão somente aquelas corrigidas para espalhamento na atmosfera foram consideradas (Manchanda et alii, 1972).

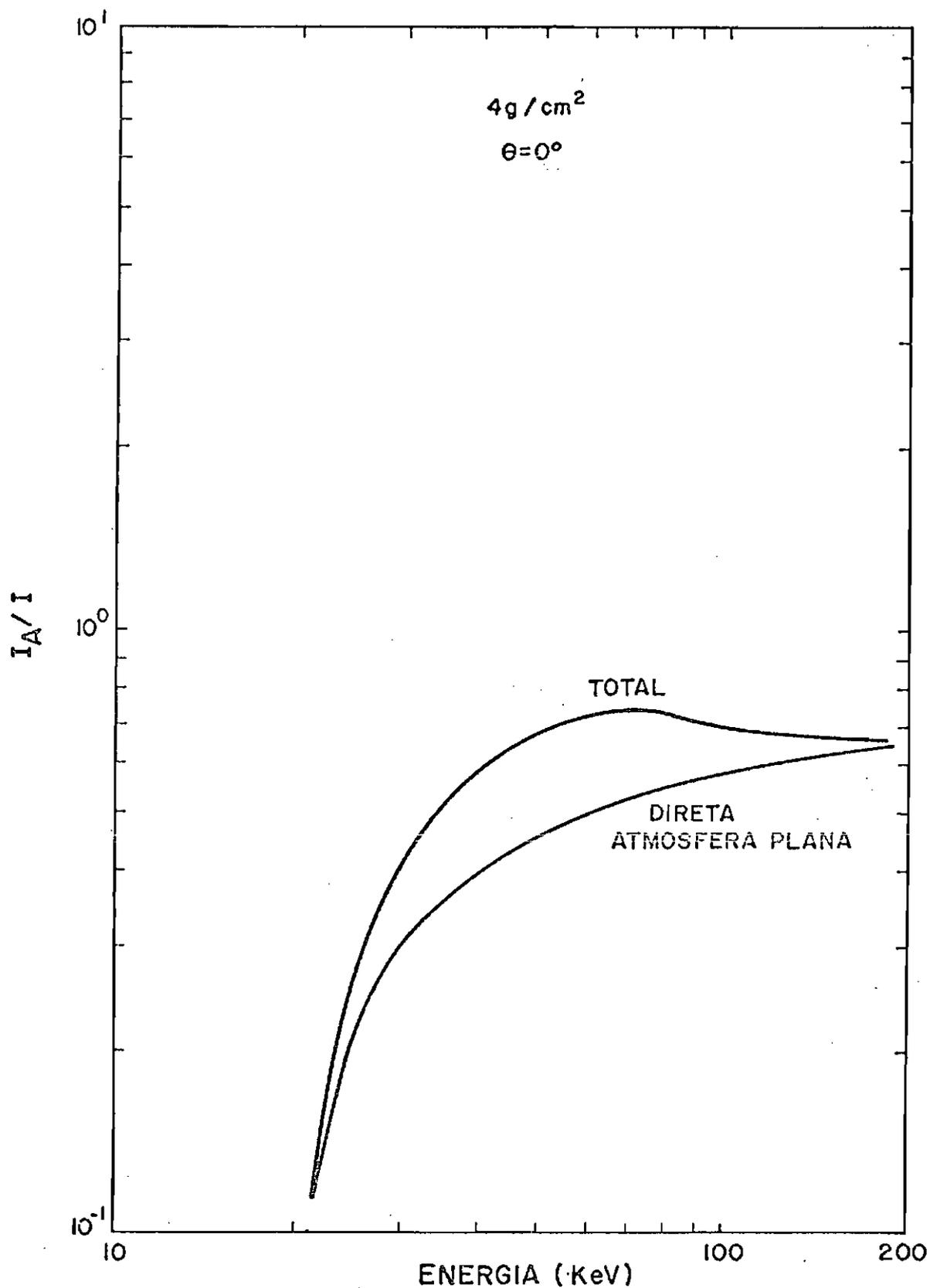


Fig. 4.2 - Razão da componente difusa em 4g/cm² para aquela fora da atmosfera ($\theta = 0^\circ$).

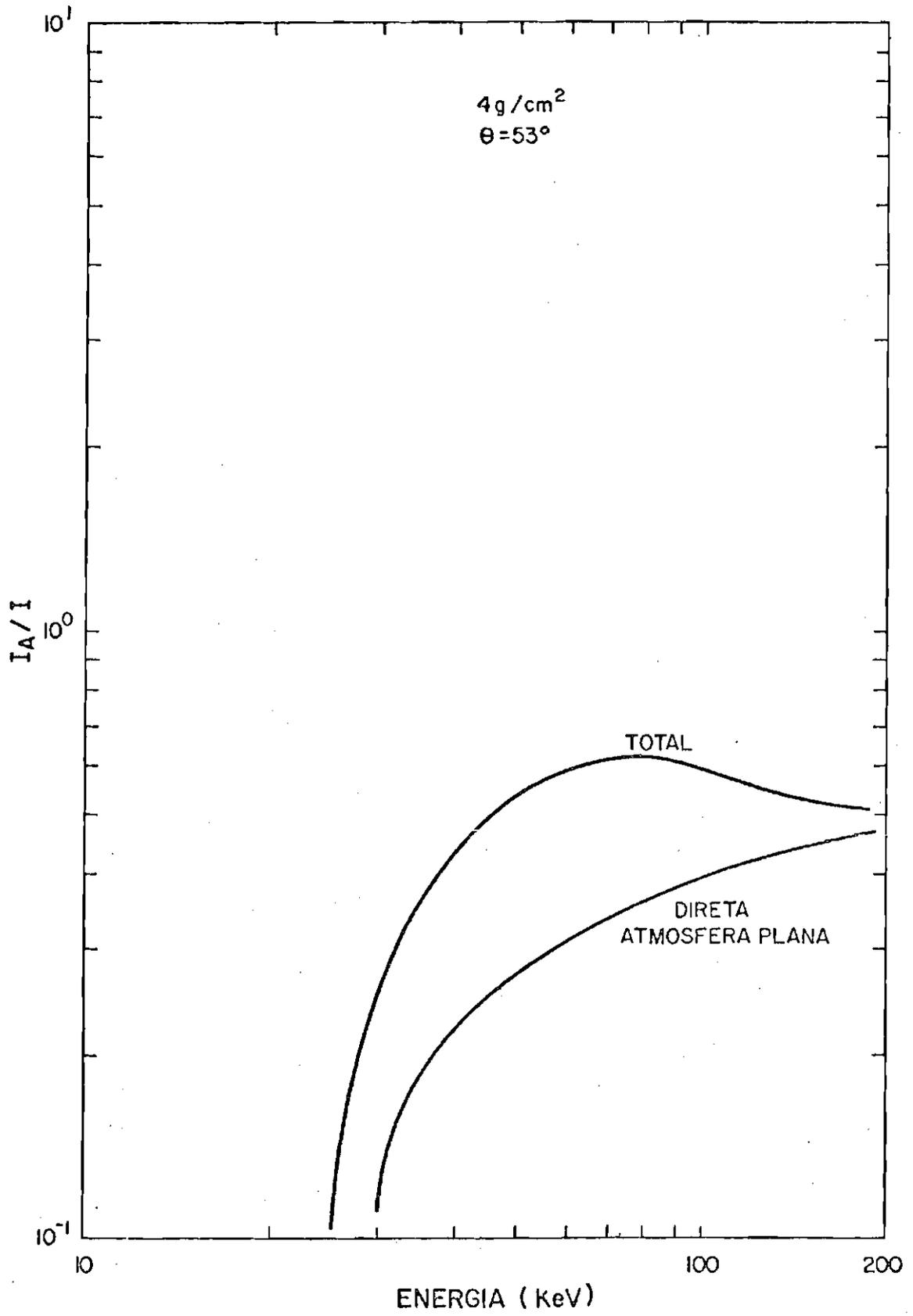


Fig. 4.3 - $\theta = 53^\circ$.

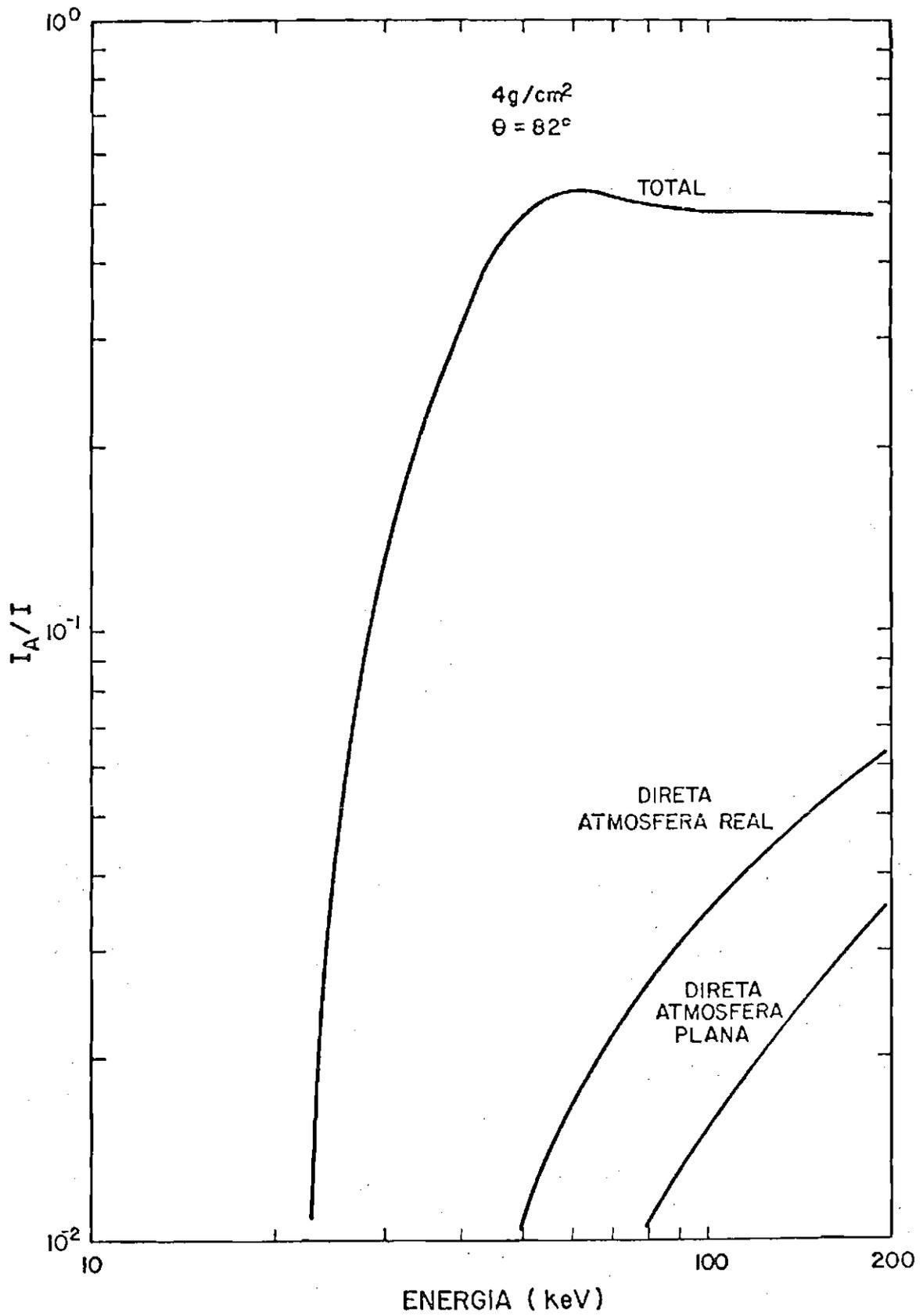


Fig - 4.4 - $\theta = 82^\circ$.

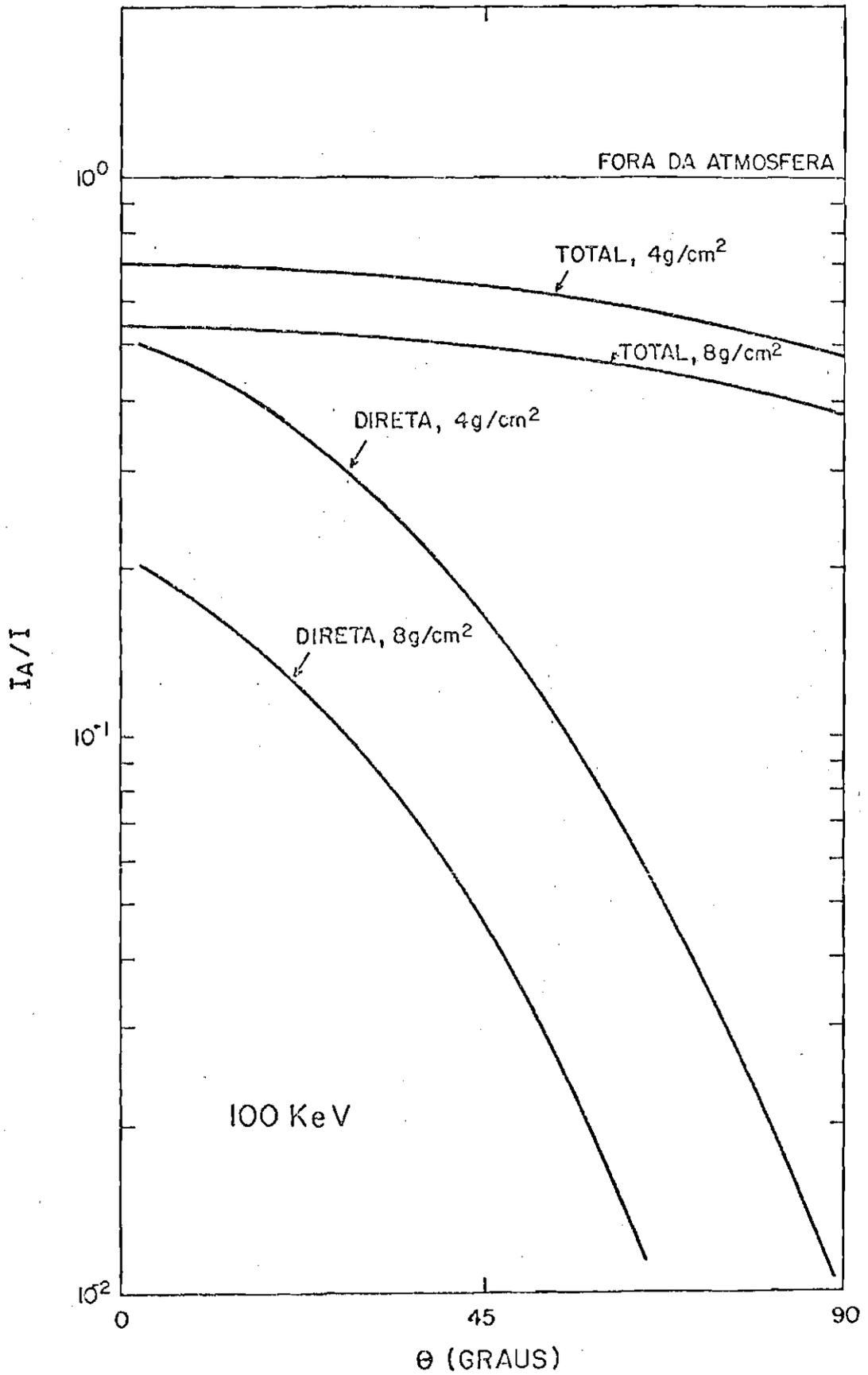


Fig. 4.5 - Distribuição angular da componente difusa fora e dentro da atmosfera.

A Figura 4.6 mostra o espectro da componente difusa fora da atmosfera com base em diversos autores. O ajuste a todos os dados mostrados dá como resultado.

$$(17 \pm 2) E^{-2,0 \pm 0,2} \text{ fotons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} . \quad (4.16)$$

Esta expressão é tomada como o espectro da componente difusa neste trabalho. Também são mostrados na Figura 4.6 o ajuste obtido por Manchanda et alii (1972) de dados de foguetes e satélites para energias entre 20 e 200 keV ($36 E^{-2,1 \pm 0,1}$) e o obtido por Kasturirangan and Rao (1972) de todos os dados existentes entre 1 e 1000 keV ($30 E^{-2,0 \pm 0,2}$). Embora diferentes faixas de energia tenham sido consideradas, aparentemente dados de foguete ou satélite deram valores levemente superiores àqueles de balão, talvez devido a problemas de produção de fótons no corpo do veículo.

Levando em consideração a imprecisão associada ao fluxo difuso fora da atmosfera, pode-se negligenciar o efeito da variação da área do detector com θ na Equação 4.14 no caso de detectores semi-onidirecionais. Isto é mostrado na Figura 4.7. Duas dimensões de cristais são consideradas ⁹ além do caso de $A(\theta)$ ser constante e igual à área efetiva para fluxo isotrópico. Diferenças são da ordem de 5%. Para um detector com abertura menor que 90° a influência é ainda menor, visto que o fluxo tende a ser mais isotrópico (ver Figura 4.5).

Finalmente, as Figuras 4.8 e 4.9 mostram os espectros da componente difusa em 4 e 8 g/cm² medidos por um detector semi-onidirecional sensível ao hemisfério superior e um detector com uma abertura de 23° olhando para o zênite além dos espectros devidos somente à componente direta. Estima-se que as incertezas associadas aos cálculos numéricos são $\ll 10\%$ (inferior à incerteza relacionada ao espectro primário).

⁹ As dimensões de cristais na Figura 4.7 são aquelas utilizadas nos vôos efetuados em 1981 e nos vôos efetuados sobre o oceano Atlântico em 1963 por Ghielmetti et alii (1964a).

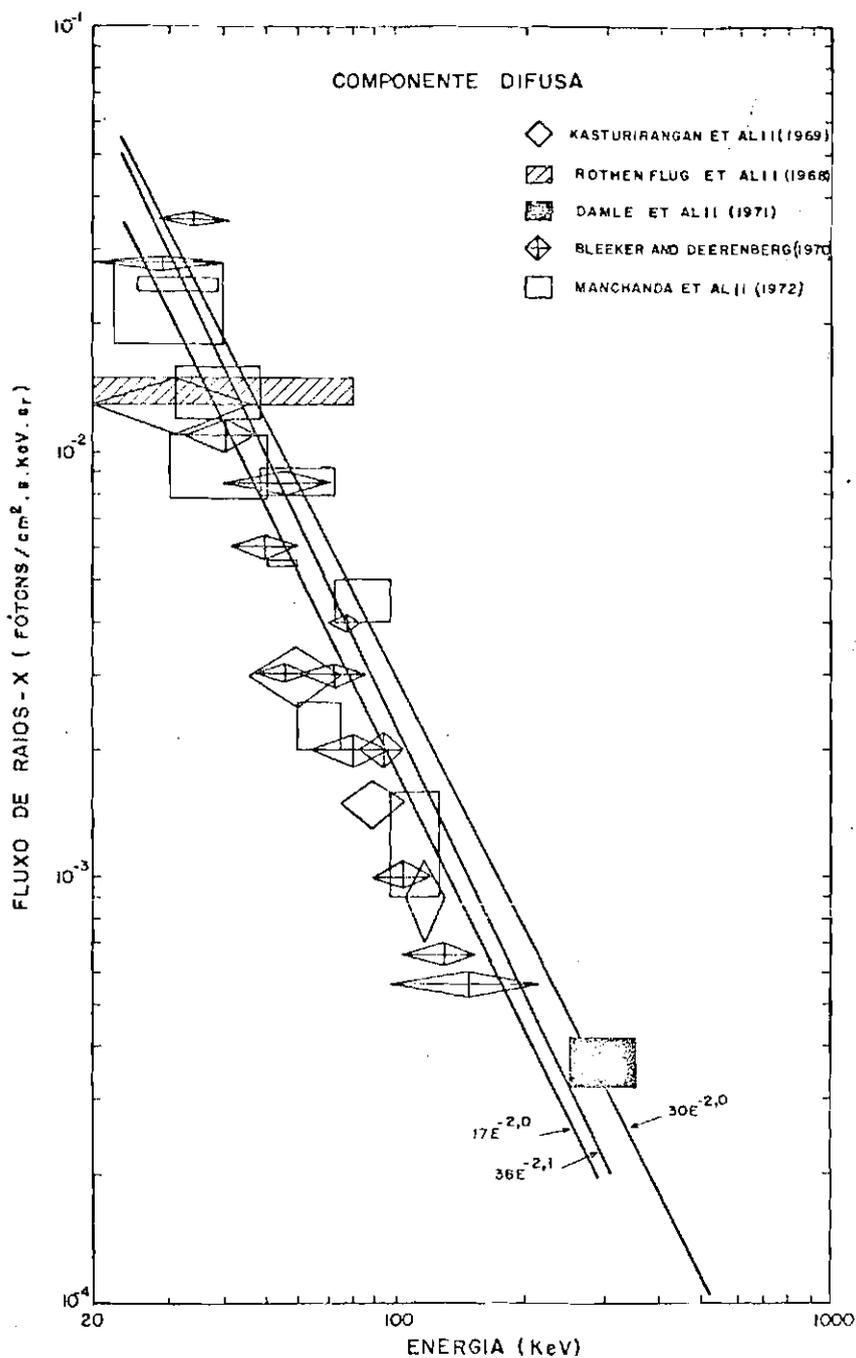


Fig. 4.6 - Espectro da componente difusa.

- Somente os dados obtidos por detetores em balão são mostrados.

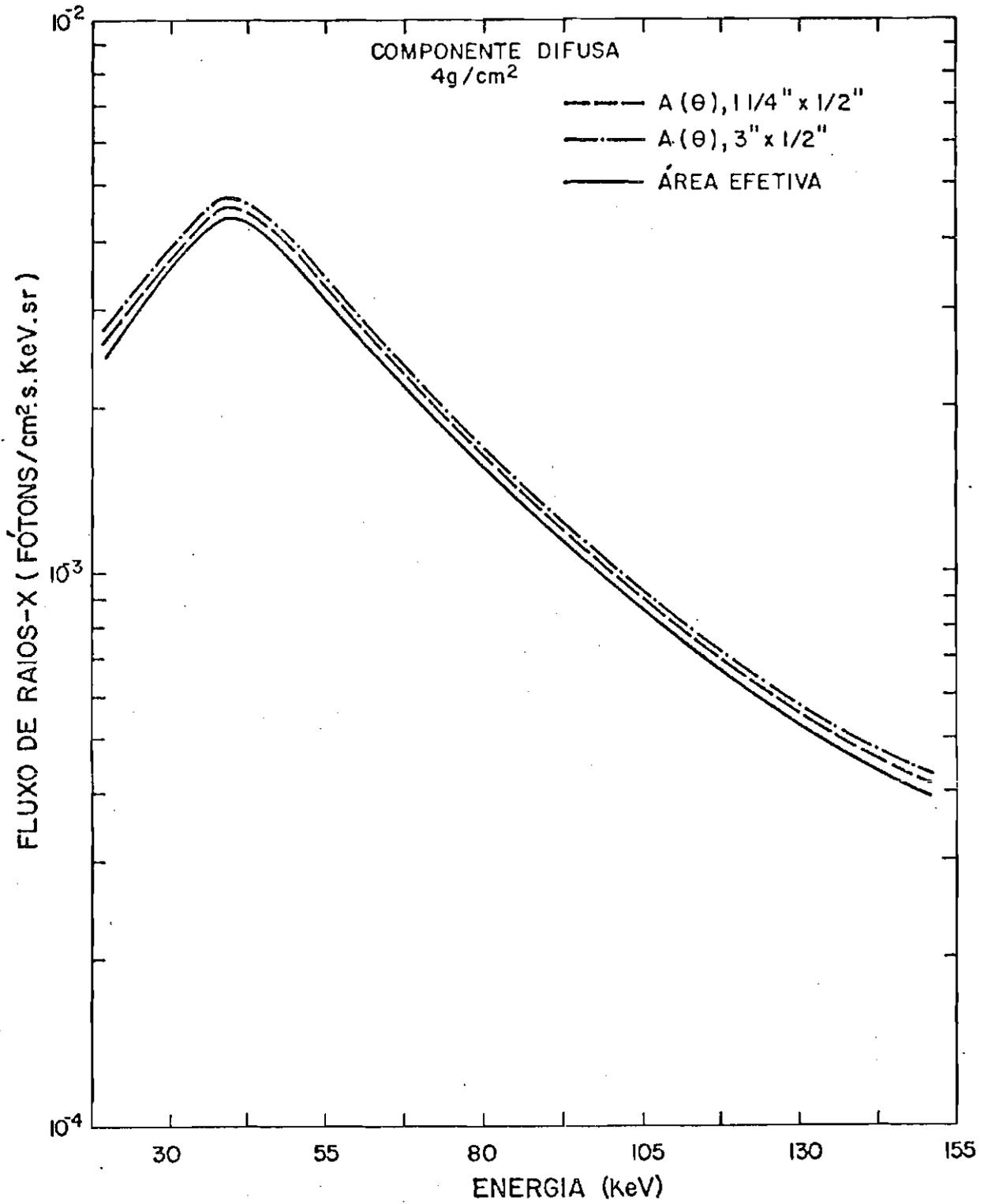


Fig. 4.7 - Efeito da variação da área do detetor com a direção de incidência no cálculo da componente difusa.

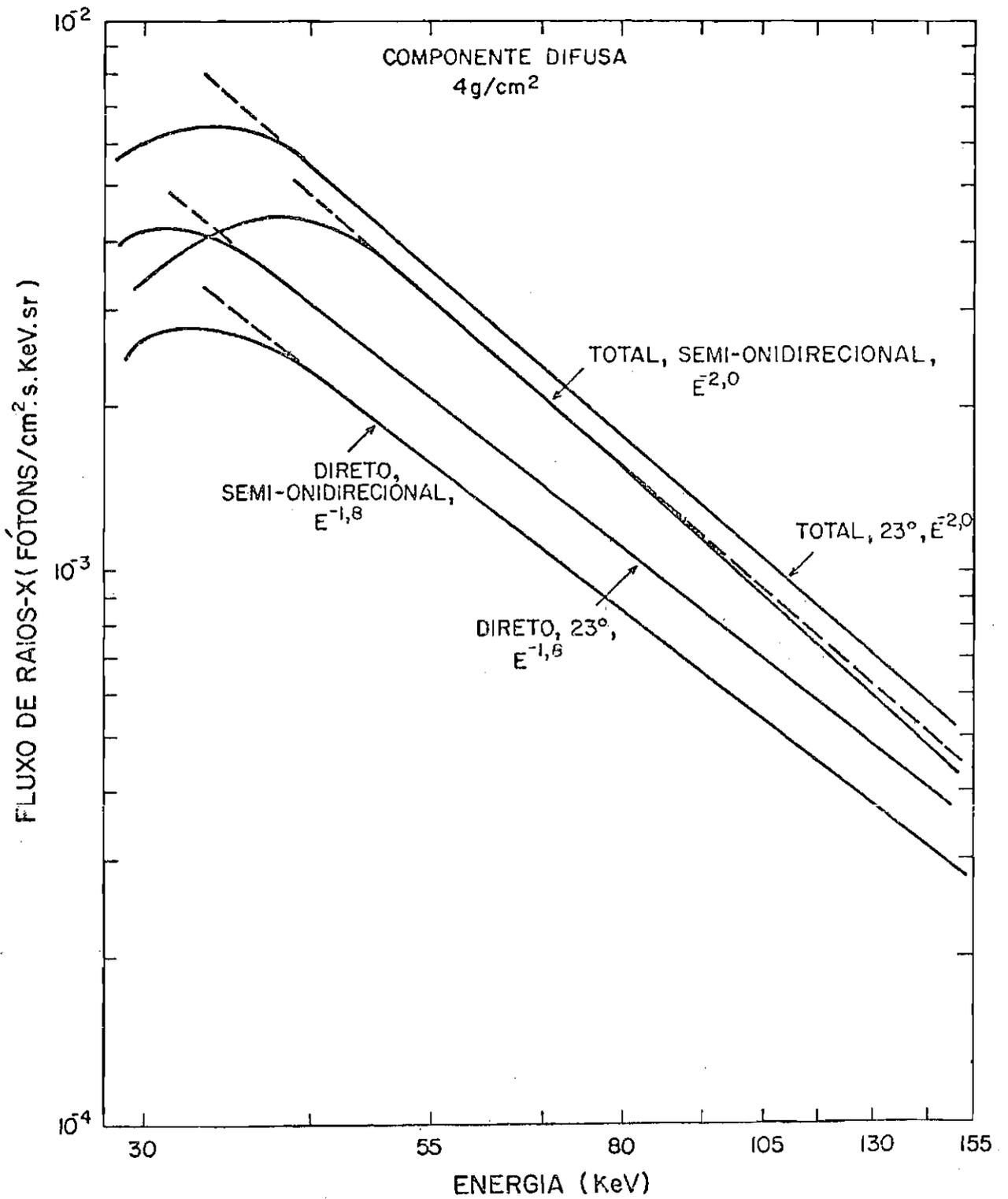


Fig. 4.8 - Componente difusa em 4g/cm².

- Linhas tracejadas indicam uma extrapolação segundo uma lei de potência.

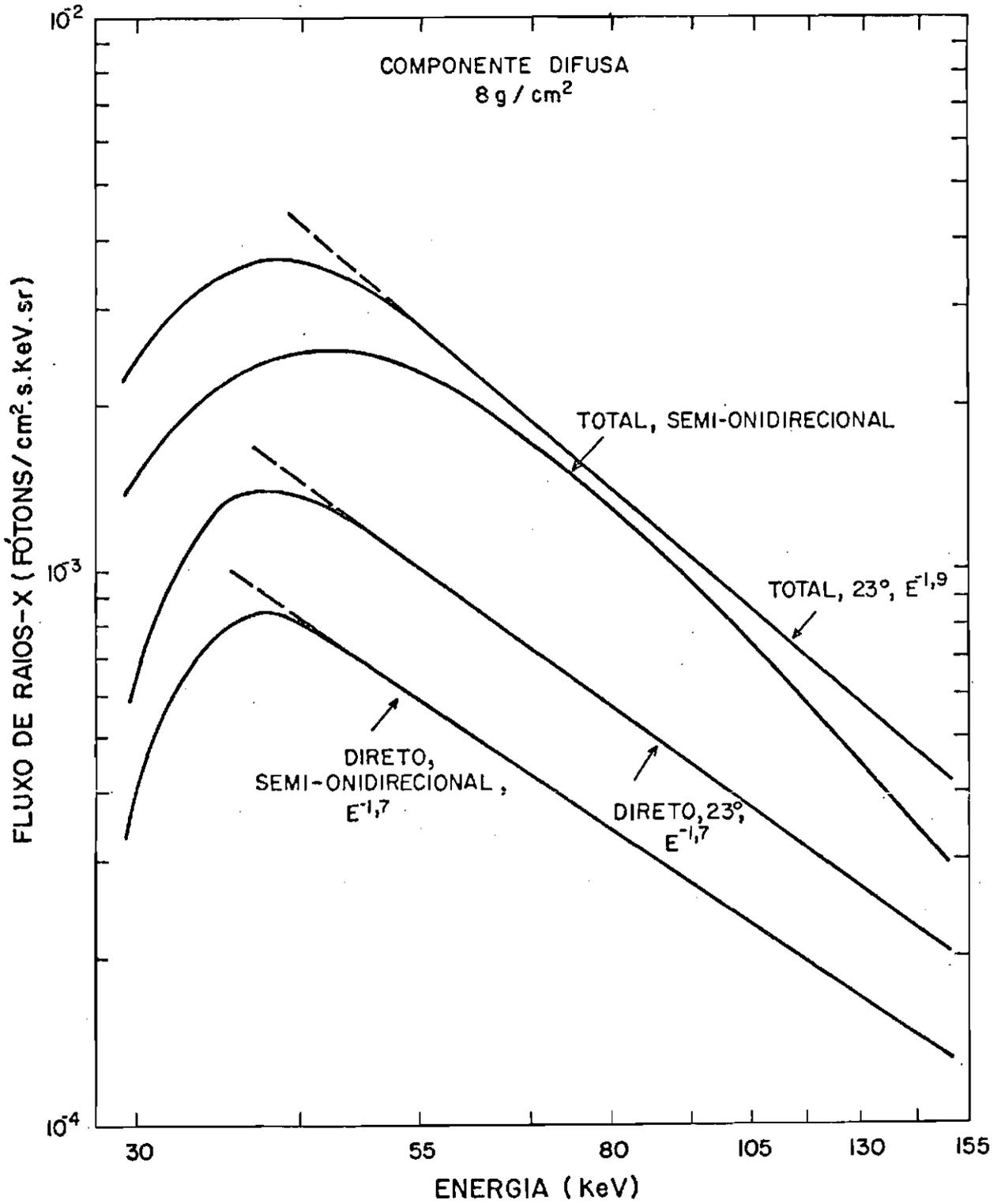


Fig. 4.9 - 8g/cm².

Das Figuras 4.8 e 4.9 diversas conclusões são válidas de nota:

- 1) O espectro total para ambos os detetores mantém a forma $E^{-2,0}$ do espectro primário (na realidade existe uma pequena tendência a um espectro mais inclinado, principalmente em 8 g/cm^2).
- 2) O espectro direto para ambos os detetores é menos inclinado.
- 3) O espectro total para o detetor semi-onidirecional apresenta um máximo em energia maior do que para o detetor com abertura de 23° . Isto se deve ao fato de o detetor semi-onidirecional medir um fluxo mais degradado.
- 4) Os espectros ficam menos inclinados com o aumento da profundidade atmosférica.
- 5) A intensidade por sr para o detetor semi-onidirecional é menor do que para o detetor com abertura de 23° . Isto se deve à distribuição angular da radiação.

4.4 - RAIOS-X DEVIDOS À PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS NA AAS

4.4.1 - AAS

A *Anomalia Magnética do Atlântico Sul* (AAS) consiste em uma região onde a intensidade do campo magnético terrestre é mínima¹⁰. Este fato, ilustrado na Figura 4.10, tem importantes consequências na dinâmica das partículas carregadas do *cinturão interno de radiação* ou *cinturão interno de Van Allen* (Roederer, 1966). Estas partículas, livres de perturbações, movem-se obedecendo aos invariantes adiabáticos

¹⁰ Uma análise completa, em termos de uma expansão em multipolos, do campo magnético da Terra (denominado campo geomagnético) é dada em Roederer (1972).

relacionados aos movimentos ciclotrônico (momento magnético M), de vai e vem ao longo da linha ou de "bouce" (invariante longitudinal J) e de deriva (invariante de fluxo ϕ). Estes movimentos estão ilustrados na Figura 4.11. Ao longo de sua deriva ao redor da Terra a trajetória da partícula forma uma casca (shell) constituída de pontos que mantêm os três invariantes constantes, denominada *casca magnética*.

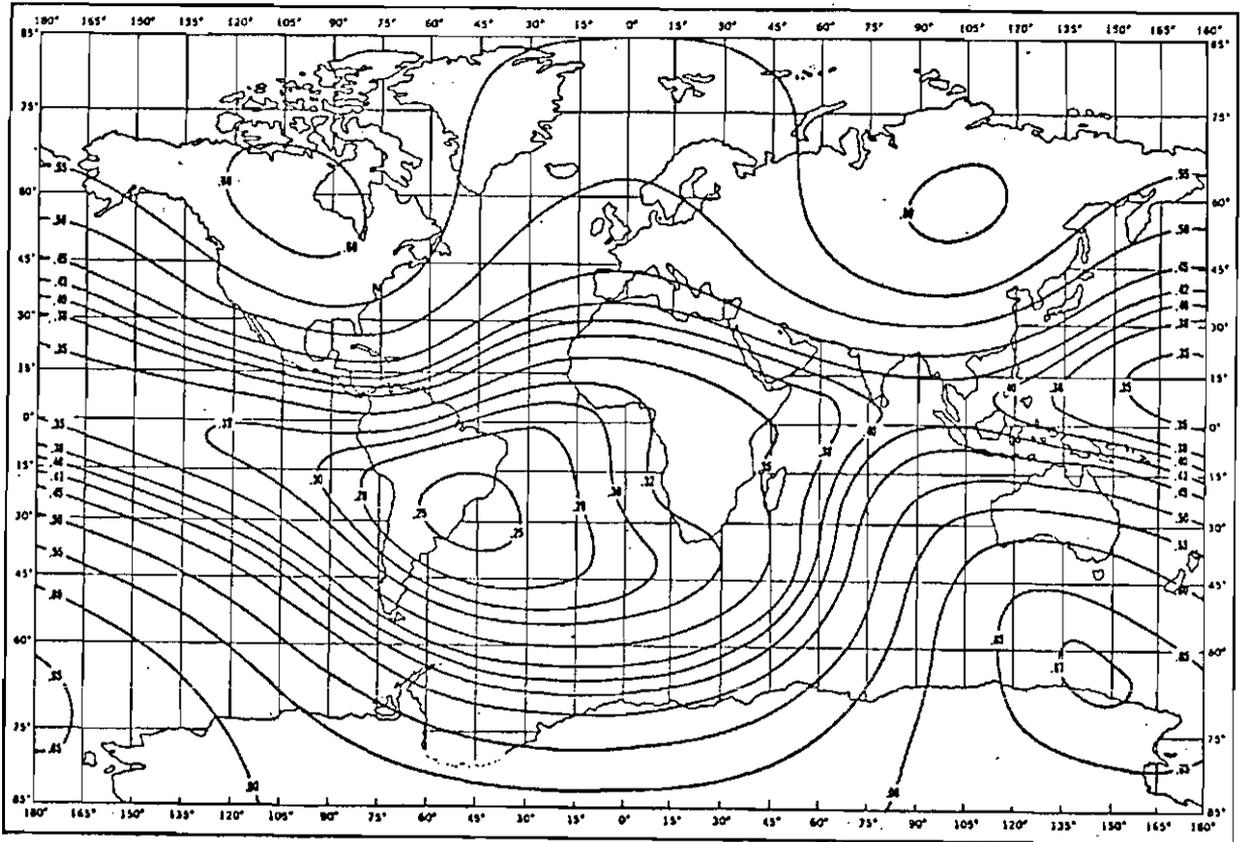


Fig. 4.10 - Magnitude do campo magnético na superfície da Terra (em Gauss).

FONTE: Hess (1968), p. 40.

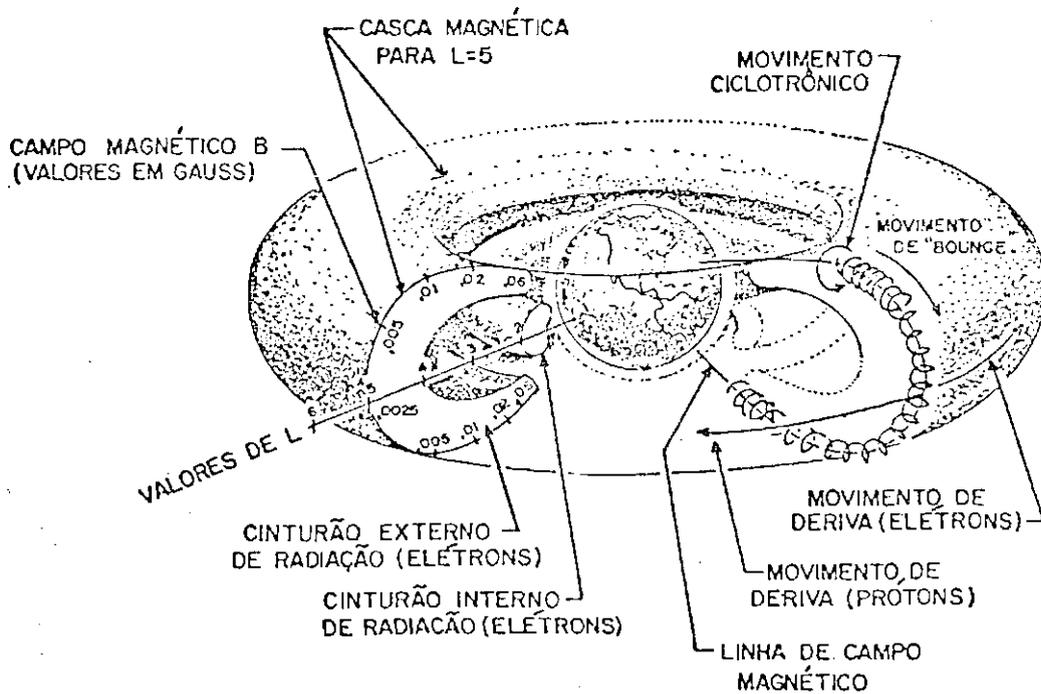


Fig. 4.11 - Movimento das partículas aprisionadas nos cinturões de radiação.

FONTE: Dutra (1982), p. 45.

Considerando a energia da partícula constante ¹¹ os dois primeiros invariantes, M e J , passam a ser grandezas puramente geométricas, podendo então ser representadas por B_m e I_B , onde B_m é a intensidade do campo magnético no ponto de reflexão ao longo da linha (mirror point) e I_B é uma integral de uma função de B ao longo da linha de campo magnético entre os pontos de reflexão. Para este caso, McIlwain (1961) definiu uma função $L = L(B_m, I_B)$, denominada *parâmetro de McIlwain*, tal que a partícula ao longo de seu movimento na casca magné

¹¹

Esta afirmação é razoável acima de aproximadamente 50 keV; abaixo de 50 keV forças elétricas precisam ser consideradas além daquelas associadas ao campo magnético. Tais forças elétricas podem ser fundamentais na dinâmica das partículas, como no caso das partículas iônicas. Todavia, tais partículas não produzem raios-X em alturas de balão e, portanto, não serão consideradas neste estudo.

tica mantenha o valor deste parâmetro constante ¹². Este parâmetro to davia não é válido no cinturão externo (ou para distâncias geocêntri cas maiores do que aproximadamente dois raios terrestres) onde um parâmetro L generalizado é definido em termos do invariante de fluxo (Roederer, 1970).

A constância de B_m somada ao fato de o campo geomagnético ser mínimo na AAS faz com que uma partícula ao longo de seu movimento de deriva ao redor da Terra aproxime-se mais da superfície na AAS. Isto é ilustrado na Figura 4.12, onde linhas de B constante, para um dado L , são mostradas em função da longitude.

Considerando que abaixo de uma dada altura, na prática em torno de 100 km (Roederer et alii, 1967), as partículas não conseguem mais escapar da atmosfera, passando a ser denominadas *partículas em precipitação*, tem-se que elas tendem a se precipitar mais intensamente na AAS. Esta conclusão pode ser compreendida como uma consequência da estrutura do campo geomagnético. Dentro deste ponto de vista, pode-se definir para um dado L , a partir do nível de 100 km, regiões de *partículas aprisionadas* (trapped), *quase aprisionadas* e *em precipitação*. Isto é mostrado na Figura 4.13. A trajetória do ponto de reflexão das partículas na Figura 4.13 são linhas horizontais.

Na realidade, o fato de a atmosfera variar de uma forma contínua, bem como o de existirem outros agentes externos interagindo com as partículas do cinturão, faz com que os invariantes adiabáticos sejam violados e a constância de B_m não seja mais obedecida. Então as trajetórias dos pontos de reflexão são alteradas e a região de particu

¹² Na realidade, partículas refletidas em diferentes valores de B ao longo de uma mesma linha em uma dada longitude não permanecem na mesma casca magnética em outra longitude (*shell splitting*), porém tal efeito é relativamente pequeno para partículas do cinturão interno e a sua descrição pelo par de parâmetros L e B é satisfatória. As variações de L ao longo da linha são menores que 1% (da mesma ordem que as variações de B_0 , B no equador, ao longo do shell (Stone, 1963)).

las quase-aprisionadas estendida (ver Seção 4.4.3.1). É importante salientar, todavia, que tais agentes externos não alteram o fato de a maior precipitação ser na região da AAS, como é evidenciado na Seção 4.4.3.2.

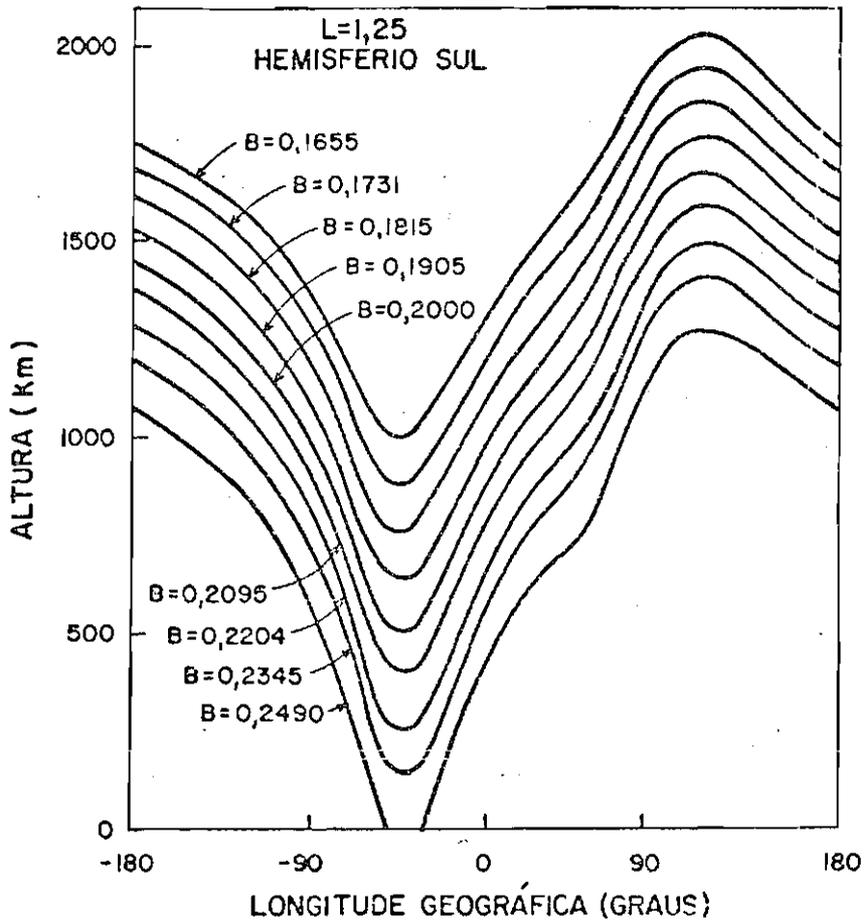


Fig. 4.12 - Linhas de B constante em função da longitude.

FONTE: Hess (1968), p. 132.

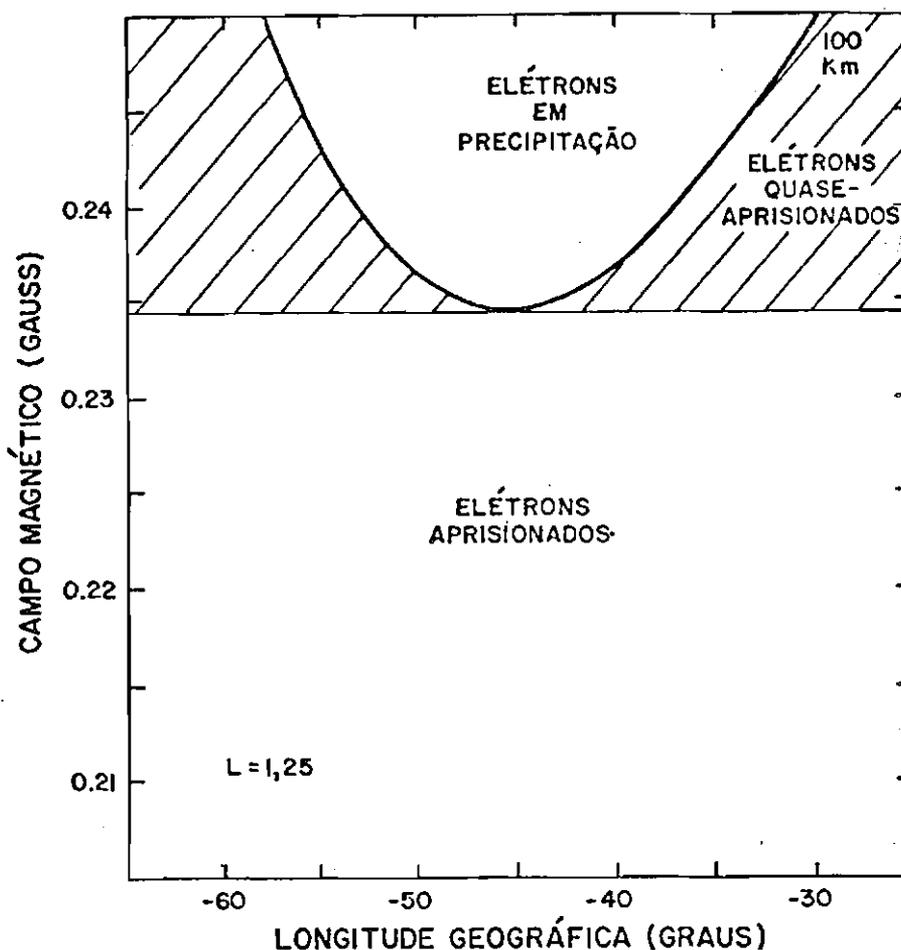


Fig. 4.13 - Regiões de partículas aprisionadas, quase-aprisionadas e em precipitação.

Maiores detalhes a respeito do movimento de partículas carregadas em campos magnéticos podem ser encontrados em Roederer (1970) e Rossi and Olbert (1970).

4.4.2 - MEDIDAS DE ELÉTRONS EM PRECIPITAÇÃO

Como foi visto na Seção 4.4.1, a população de elétrons pode ser dividida em: aprisionados, quase-aprisionados e em precipitação. Devido às suas menores variações em tempo, em L e em longitude, a população de partículas aprisionadas é mais bem conhecida (Paulikas, 1975), existindo até modelos globais (Teague et alii, 1976). Porém, a dedução dos fluxos em precipitação a partir destes modelos requer um

conhecimento completo da dinâmica destas partículas, o que envolve um conjunto substancial de parâmetros não muito bem conhecidos (ver Seção 4.4.3). Por isto, nesta seção, restringir-se-ã a medidas de elétrons em precipitação na AAS ou quase-aprisionados (que como visto, terminam por precipitar-se na AAS). Devido às variações dos fluxos de elétrons com o tempo, a longitude e o parâmetro L, sempre que possível, identificar-se-ão as medidas com estes parâmetros.

As primeiras medidas de partículas carregadas na AAS foram feitas pelo Sputnik V em 1960, em torno de 300 km, utilizando cintiladores e contadores a gás (Vernov et alii, 1967). Até 9 de julho de 1962, quando ocorreu a explosão de uma bomba nuclear denominada Starfish em $L = 1,12$, pouca informação se tinha a respeito dos fluxos de elétrons no cinturão interno e na AAS. A maioria das medidas referindo-se a fluxos globais de radiação e não somente a elétrons (Hess, 1968).

O trabalho mais completo sobre elétrons quase-aprisionados com dados anteriores à explosão Starfish é de Seward (1973). Seus dados, obtidos pelo satélite 1961 α β em 18 e 19 de setembro de 1961, entre 240 e 410 km, foram sob condições magnéticas calmas. Seu detetor, um CsI de 5 cm^2 de área frontal coberto por uma janela de $0,002''$ de berílio, embora sujeito a todos os tipos de radiação, mediu devido a suas características, principalmente elétrons com energias maiores que 100 keV. A Figura 4.14 mostra a distribuição geográfica de elétrons com energia $T > 100 \text{ keV}$ medida por Seward (1973). Estes dados mostram que, mesmo em períodos magneticamente calmos, os fluxos são fortemente dependentes do parâmetro L (ao menos entre $L = 1,1$ a $1,5$) e da longitude da medida).

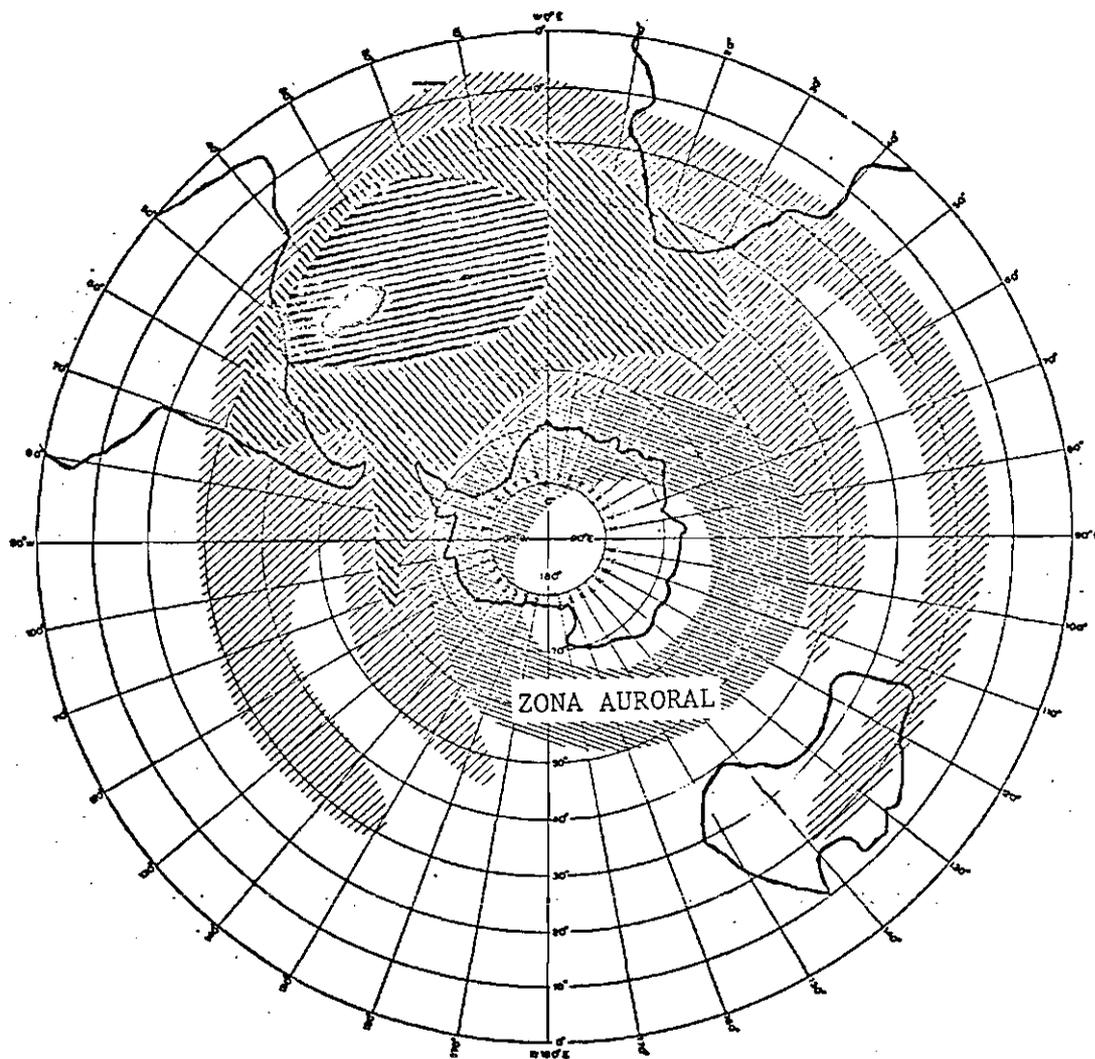


Fig. 4.14 - Distribuição geográfica de elétrons em precipitação em altitudes entre 240 e 410 km com energias maiores do que 100 keV.
- O nível de granulação é proporcional a intensidade de elétrons.

FONTE: Seward (1973), p. 4.

Após 1962, devido à explosão Starfish, o cinturão interno de radiação ficou contaminado por uma população artificial de elétrons várias vezes superior à população natural, assim permanecendo até aproximadamente 1968 (Teague et alii, 1979). Neste período uma série de medidas da população artificial foi feita. A distribuição geográfica desta população foi muito semelhante à da população natural, como dada por Seward (1973), indicando ser, esta distribuição, função principalmente dos processos associados à perda dos elétrons, ao menos para períodos magneticamente calmos (Vernov et alii, 1967).

Entre 1962 e 1968 variações longitudinais no fluxo de elétrons em precipitação ou quase-aprisionados foram medidas por diversos autores (Williams and Kohl, 1965; Imhof, 1968). A principal característica das medidas foi uma assimetria leste-oeste em relação ao centro da anomalia (definido como o locus dos valores mínimos de B para 100 km em todos os L) no fluxo de elétrons, sendo aproximadamente uma ordem de grandeza maior a oeste do que a leste (Imhof and Smith, 1965; Vernov et alii, 1967). Tal fato foi tomado como uma evidência da existência de outras interações dos elétrons além daquelas com os constituintes atmosféricos, pois estas não produzem tal assimetria.

Também no período de 1962 a 1968 evidências de injeções de elétrons no cinturão interno durante intensas tempestades magnéticas ($|Dst| > 100$) foram registradas, sugerindo serem redistribuições, por difusão radial, de elétrons do cinturão externo (Imhof et alii, 1967; Bostrom et alii, 1970; Rosen and Sanders, 1971, Teague et alii, 1979) ¹³.

Após 1968, o cinturão interno voltou ao estado natural. Todavia, mesmo passada mais de uma década, poucas medidas de elétrons

¹³ Evidências de redistribuição de elétrons de maiores para menores valores de L foram também vistas na população natural por Imhof et alii (1981a).

em precipitação foram feitas, principalmente para $L < 1,20$, e na AAS (Gledhill, 1979). A principal razão para isto é o fato de que a maioria dos satélites que passam pela anomalia usam instrumentos projetados para medir os fluxos aurorais, e com isto, não conseguem responder corretamente aos fluxos na AAS, onde existe um maior ruído de fundo energético devido aos prótons do cinturão interno.

4.4.3 - DINÂMICA DOS ELÉTRONS DO CINTURÃO INTERNO DE RADIAÇÃO (CINTURÃO DE VAN ALLEN)

A dinâmica dos elétrons do cinturão interno de radiação ($T \geq 50$ keV) pode ser descrita por uma *equação de Fokker-Planck* nas variáveis de ação (invariantes adiabáticos) e seus ângulos associados, incorporando *termos de fonte e de perda* (Schulz and Lanzerotti, 1974). Os coeficientes de Fokker-Planck levam em consideração os diversos mecanismos de interação dos elétrons com agentes externos. No caso do cinturão interno de radiação os mecanismos conhecidos são: *espalhamento coulombiano* com os constituintes neutros da atmosfera, *difusão*¹⁴ em "pitch-angle" (ângulo entre o vetor velocidade do elétron e o campo magnético) em interações com ondas naturais ou artificiais e *difusão radial* (no parâmetro L) em interações com flutuações elétricas, magnéticas ou ainda devida à difusão em "pitch-angle" em campos assimétricos (shell splitting, ver Seção 4.4.1).

O termo de fonte é composto fundamentalmente por elétrons produzidos no decaimento do albedo de nêutrons produzidos por raios cósmicos na atmosfera, por elétrons originários do cinturão externo que se difundem radialmente para o cinturão interno, ou ainda por elétrons acelerados localmente em interações ressonantes (Paulikas and Blake, 1982).

¹⁴ O termo difusão vem do fato de que a equação de Fokker-Planck pode ser colocada segundo uma equação de difusão multidimensional (Haerendel, 1968).

O termo de perda consiste na precipitação de elétrons na atmosfera. Considera-se um elétron em precipitação quando em dado ponto seu "pitch-angle" seja tal que corresponda a um ponto de reflexão em ou abaixo de 100 km. Deste modo, todos os mecanismos que levam à precipitação de elétrons atuam de modo a alterar o seu "pitch-angle", fazendo com que os pontos de reflexão sejam levados para baixo de 100 km.

Nas seções seguintes, maiores detalhes a respeito da perda de elétrons para a atmosfera serão vistos. Outros aspectos da dinâmica dos elétrons do cinturão interno de radiação podem ser encontrados em Freden (1969), Roederer (1970) e Schulz and Lanzerotti (1974).

4.4.3.1 - ESPALHAMENTO COULOMBIANO

MacDonald e Walt (1961) mostraram que a interação dos elétrons do cinturão interno de radiação com a atmosfera não podia ser tratada como um simples movimento para alturas menores do ponto de reflexão e sim segundo o formalismo de Fokker-Planck, baseado em uma equação de difusão. Sua equação integrada nas fases associadas aos invariantes é dada por

$$\frac{\partial f^K}{\partial t} = \sum_{n=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_m^K} \left[\sum_{m=1}^3 D_{nm} J_{OK} \frac{\partial}{\partial x_m^K} \left(\frac{f^K}{J_{OK}} \right) \right] + T_F - T_P, \quad (4.17)$$

onde f^K é a função de distribuição nas coordenadas K ; J_{OK} é o jacobiano da transformação dos invariantes adiabáticos M , J e Φ para as coordenadas x_m^K ; T_F e T_P são os termos de fonte e perda, respectivamente; e D_{nm} é o coeficiente de difusão.

A Equação 4.17 pressupõe que as variações dos invariantes adiabáticos sejam pequenas dentro dos períodos dos movimentos periódicos. Tal afirmação limita a validade desta equação a regiões onde a função de distribuição não dependa da longitude (fase associada ao movimento de deriva) nem da distância ao plano equatorial ao longo

da linha (fase associada ao movimento de "bouce")¹⁵. Considerando que na região da AAS os fluxos dependem da longitude, bem como em torno de 100 km as variações dos invariantes no intervalo de um "bouncing" podem ser grandes, tem-se que a Equação 4.17 pode ser considerada realística apenas para a região de aprisionamento estável, ou seja, para a população de elétrons aprisionados. Na solução da Equação 4.17 a difusão radial foi negligenciada, visto ser este processo bem mais lento do que as perdas para a atmosfera (Roederer et alii, 1967). Também a Equação 4.17 foi resolvida para um estado estacionário considerando o termo de fonte igual ao termo de perda (logo, não há informações sobre estes termos).

Welch and Kaufmann (1963) e Walt (1964) aplicaram uma equação similar à Equação 4.17 às partículas injetadas artificialmente, considerando a variação temporal, um termo de fonte do tipo função delta, um termo de perda na forma de uma condição de contorno ($df^K/dB = \text{const}$ em Welch and Kaufmann (1963) e $f^K = 0$ em Walt (1964)) e um método de solução numérico.

As principais conclusões obtidas por estes trabalhos foram: a população em estado estacionário (MacDonald and Wald, 1961) atinge um espectro de equilíbrio, independente de B, e da condição inicial, e característico do processo de espalhamento coulombiano; a função de distribuição para $T > 500$ keV (Welch and Kaufmann, 1963 e Walt, 1964) decai exponencialmente no tempo com uma constante dependente de L e da ordem de 100 dias para valores de L de 1.10 a 1.50.

Roederer and Welch (1966) e Roederer et alii (1967) deram um passo além no estudo dos elétrons dos cinturões de radiação mantendo a longitude (através de uma variável X) na equação de Fokker-Planck. Então a equação passou a ser a Equação 4.17 acrescida no seu lado esquerdo de um termo da forma

¹⁵ Note-se que isto é equivalente a definir a função de distribuição para um tubo de fluxo centrado no plano equatorial.

$$\frac{\partial}{\partial X} (\dot{X}f^K) . \quad (4.18)$$

O comportamento da função de distribuição próxima da atmosfera foi novamente simulado, fazendo a função de distribuição anular-se em 100 km. Embora tal afirmação faça com que valores de fluxos em precipitação não possam ser obtidos, novas conclusões foram alcançadas. A Figura 4.15 mostra a trajetória dos pontos de reflexão de elétrons com energias médias de 600 keV em $L = 1,25$ na AAS. Esta figura mostra que mesmo em 200 km elétrons nestas longitudes podem ser considerados quase aprisionados (contraste com a Figura 4.13). Note-se também que: a região a oeste da AAS com valores de B em torno de 0,22 gauss compreende trajetórias que repopulam a região a leste da anomalia, num efeito conhecido como "windshield-wiper"; a precipitação ocorre preferencialmente a oeste do centro da AAS ¹⁶. Por outro lado, a Figura 4.16 mostra o fluxo direcional de elétrons de 300 keV com pontos de reflexão em diversos valores B e em $L = 1,25$. Nota-se que a assimetria na variação com a longitude, embora exista, não é tão acentuada quanto às medidas por Imhof and Smith (1965) e Vernov et alii (1967) ¹⁷, confirmando a idéia quanto à existência de outros agentes que causam difusão em "pitch-angle". Tais agentes foram identificados como ondas eletromagnética e serão vistos na próxima seção.

Finalmente, modelos do fluxo de elétrons em precipitação na AAS foram estabelecidos levando em consideração somente a geometria do campo magnético e utilizando medidas de fluxos de elétrons aprisio

¹⁶ *Elétrons abaixo de ou em torno de 50 keV, além de estarem sujeitos a campos elétricos, tendem, devido ao fato de os coeficientes de espalhamento e de perda de energia serem inversamente proporcionais à energia, a apresentar menores assimetrias em longitude (Vernov et alii, 1966).*

¹⁷ *A pequena assimetria deve-se à própria configuração do campo geomagnético.*

dados feitas no Hemisfério Norte (Cladis and Dessler, 1961; Torr et alii, 1975). Tais modelos diferentemente dos anteriores, produzem valores de fluxo em precipitação, todavia devido às suas simplificações, são pouco realísticos e devem ser considerados com precaução quando comparados a medidas. Além disto, em Cladis and Dessler (1961), as medidas de elétrons aprisionados utilizadas referem-se a $L = 2,5$ (Wallops Island) numa altura de 500 km, que corresponde a uma altura (para $B_m = \text{const}$) de aproximadamente 350 km na AAS em 290° oeste, e consequentemente são no máximo uma aproximação para este dado L e longitude ¹⁸. Em Torr et alii (1975) medidas se restringem a valores de L maiores do que dois.

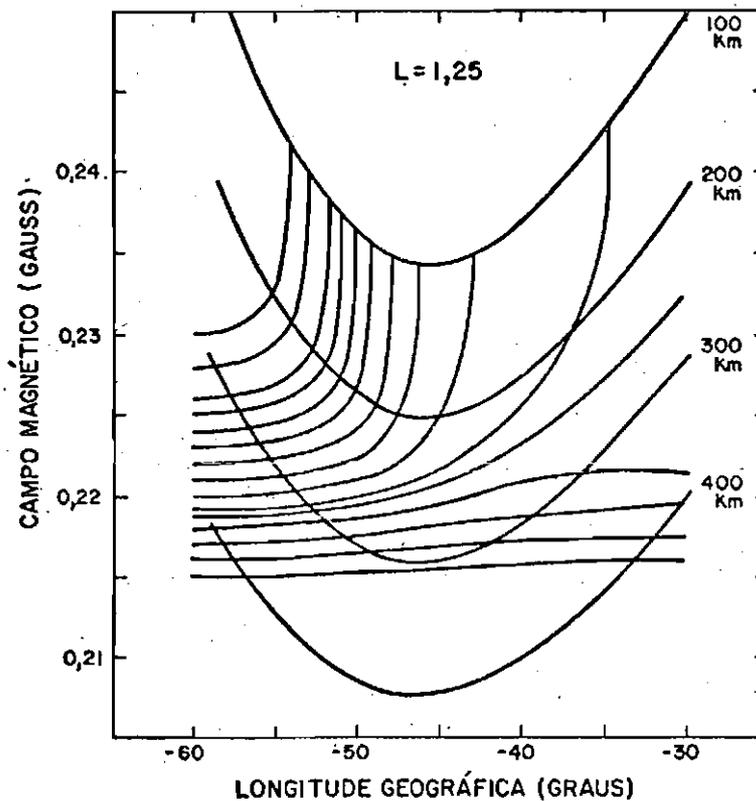


Fig. 4.15 - Trajetória dos pontos de reflexão na AAS devida a espalhamento coulombiano.

FONTE: Hess (1968), p. 190.

¹⁸

Na verdade, é questionável se nesta longitude, altura e L este fluxo está em precipitação.

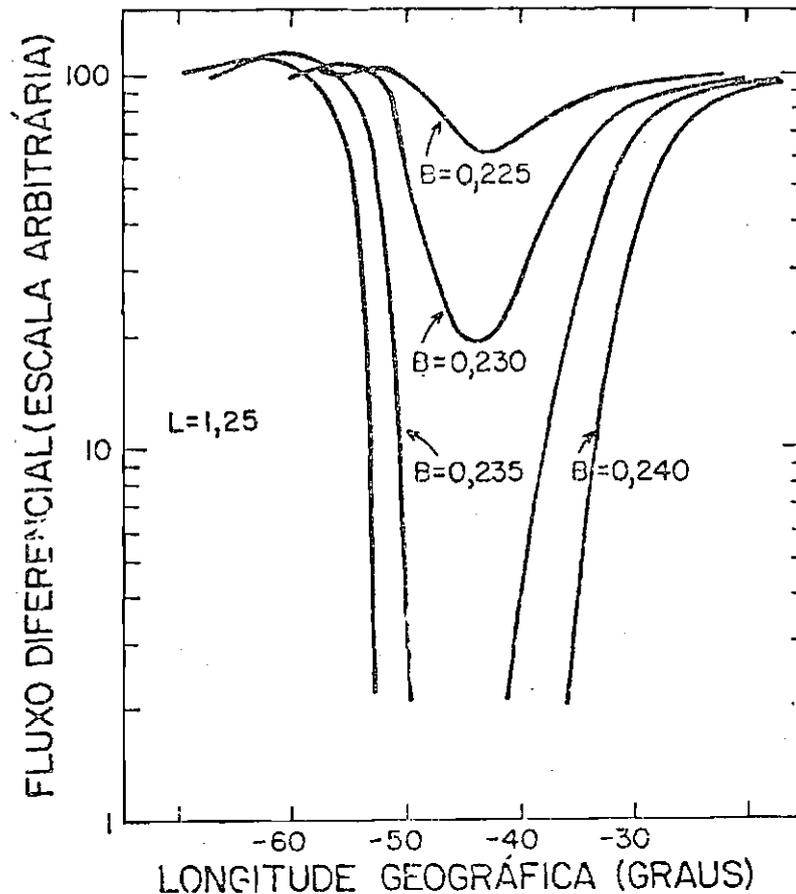


Fig. 4.16 - Variação do fluxo direcional diferencial de elétrons de 300 keV na AAS devida a espalhamento coulombiano.

FONTE: Hess (1968), p. 191.

4.4.3.2 - INTERAÇÕES RESSONANTES COM ONDAS

A difusão em "pitch-angle" de elétrons devida a interações ressonantes com ondas ocorre em torno das frequências ciclotrônica e de "bouncing". Neste tipo de interação, os parâmetros referentes às ondas e aos elétrons relacionam-se através de uma equação normalmente denominada *condição de ressonância*. Isto significa que não é somente necessário haver ondas no local onde existam os elétrons (cinturão de radiação), mas também que elas tenham as frequências adequadas para interagir com os elétrons existentes (energias entre aproximadamente 50 e 1.000 keV). Detalhes do formalismo matemático a respeito das interações ressonantes podem ser encontradas em Roberts (1969) e Schulz and Lanzerotti (1974).

Exemplo de solução de uma equação de Fokker-Planck considerando espalhamento coulombiano e interações com ondas para latitudes médias é dado em Spjeldvik and Thorne (1975). Tratamento similar para baixas latitudes não existe, principalmente devido à pouca informação existente sobre ondas nestas regiões.

Sabe-se que dois tipos de ondas interagem com elétrons do cinturão interno de radiação: *ondas artificiais* geradas por transmissores de alta potência no solo e *ondas naturais*, no caso, denominadas "Hiss" *plasmasférico*.

O papel das ondas artificiais na precipitação de elétrons do cinturão interno de radiação é pouco conhecido, porém, devido ao fato de que a maioria dos transmissores localizam-se em médias e altas latitudes, acredita-se que sua importância é menor em baixas latitudes, ao menos para $L < 1,5$ (Koons et alii, 1981; Imhof et alii, 1981).

"Hiss" *plasmasférico* são ondas eletromagnéticas que têm sido detectadas em toda a plasmasfera (Thorne et alii, 1973) e que acredita-se serem originadas na plasmapausa, através de instabilidades ciclotrônicas, propagando-se por toda a plasmasfera (Thorne et alii, 1979).

As primeiras medidas de "Hiss" para $L < 2,0$ foram feitas por Tsurutani et alii (1975), mostradas na Figura 4.17. As características básicas são uma frequência central em torno de 500 Hz, uma largura de banda de 300 Hz e uma amplitude extremamente variável e relacionada ao nível da atividade magnética. Da condição de ressonância ciclotrônica, que corresponde à igualdade da frequência ciclotrônica do elétron Ω_e e da frequência da onda ω vista pelo elétron (efeito Doppler),

$$1 - \frac{v_{\parallel}}{c} n = \frac{\Omega_e}{\omega}, \quad (4.19)$$

onde n é o índice de refração para propagação paralela ao campo magnético e v_{\parallel} é a componente paralela da velocidade, tem-se que estas ondas interagem com elétrons relativísticos com energias maiores que 500 keV (dependendo do valor de L) podendo diminuir seus tempos de vida para valores da ordem de dias (Pinto Jr., 1980). Também evidências conclusivas do aumento da intensidade do "Hiss" com o aumento do módulo do índice Dst (Larkina and Likhter, 1982) foram relatadas ¹⁹. Tais evidências parecem levar a uma intensificação da precipitação de elétrons durante período de intensa atividade magnética (altos valores de $|Dst|$). É importante salientar que também o espalhamento coulombiano tende, aparentemente, a se intensificar em períodos de intensa atividade magnética devido à compressão de magnetosfera como um todo nestes períodos.

Finalmente, é importante frisar que a dinâmica dos elétrons do cinturão interno de radiação é complexa e exige, de um ponto de vista realístico, um tratamento global que leva inevitavelmente a equações diferenciais parciais multidimensionais. As soluções de tais equações necessitam, por sua vez, de um conjunto de parâmetros que, se não for bem conhecido, limita suas validades (como em todos os casos vistos). Antes que tal conhecimento seja alcançado, tais modelos do ponto de vista quantitativo, devem ser vistos com cautela.

¹⁹ *Existem também evidências de aumento da intensidade de elétrons quando se aprisionados com o aumento do módulo do índice Dst (Imhof et alii, 1980).*

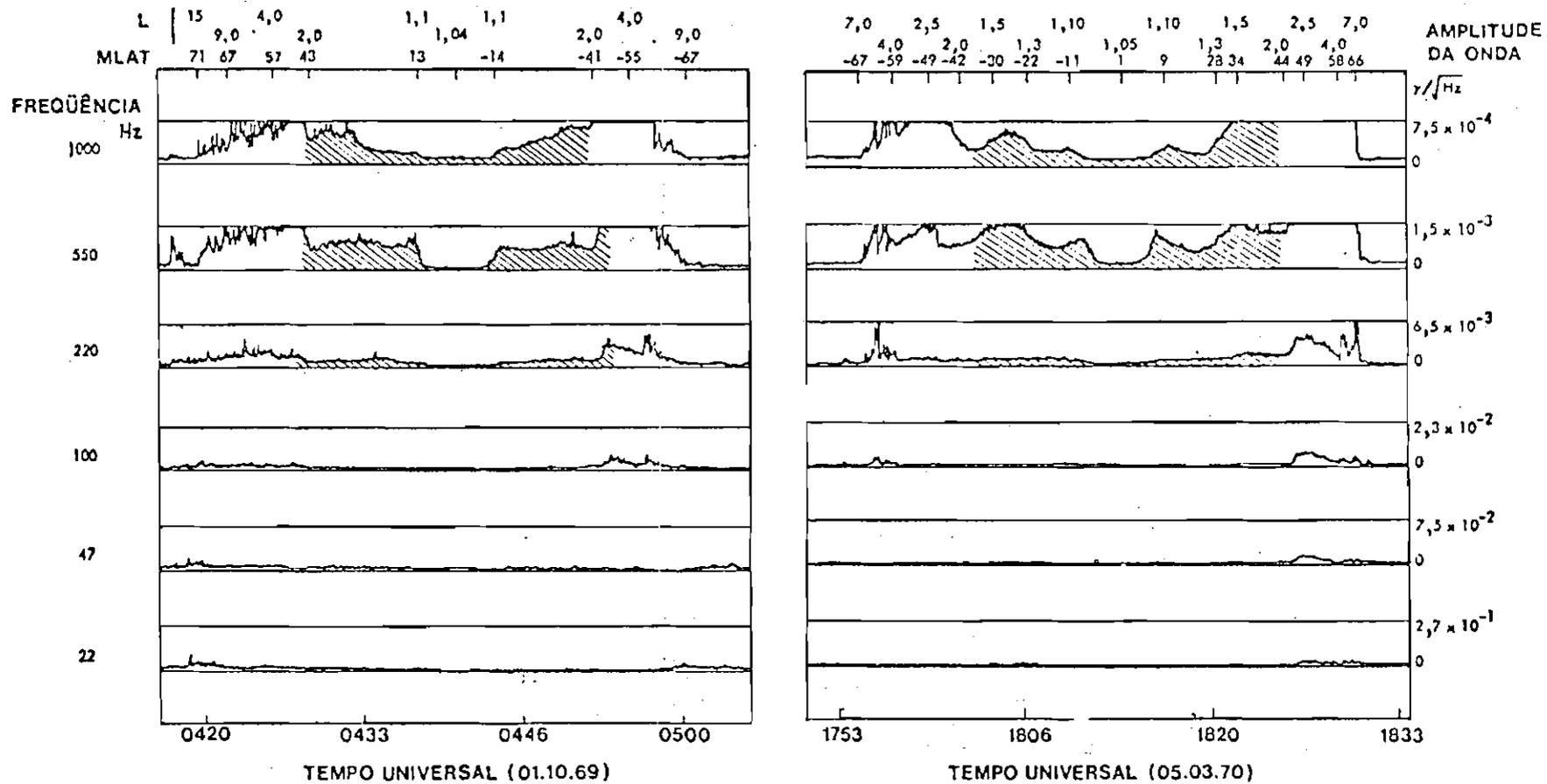


Fig. 4.17 - "Hiss" observado em períodos magneticamente perturbados.
 FONTE: Tsurutani et alii (1975), p. 602 e 603.

4.4.4 - CÁLCULO DO FLUXO DE RAIOS-X

Elétrons ao precipitarem-se na atmosfera interagem com os constituintes atmosféricos produzindo raios-X por radiação de freamento (bremsstrahlung). Estes propagam-se na atmosfera sendo então medidos em alturas de balão (Chamberlain, 1961).

Diferentemente da componente difusa, o cálculo dos raios-X que atingem um detector em balão, devido à precipitação de elétrons, envolve, além do *transporte de fótons*, o *transporte de elétrons* e a *produção de raios-X* por radiação de freamento. Devido à complexidade deste cálculo diversas aproximações têm sido feitas.

Anderson and Enemark (1960), Cladis and Dessler (1961) e Peterson (1964) trataram o transporte de elétrons na atmosfera negligenciando deflexões angulares e considerando a perda de energia dos elétrons constante com a profundidade atmosférica. Além disso utilizaram uma expressão aproximada para a seção de choque de freamento. Tais considerações levaram a uma equação que é conhecida pelo termo "*thick target theory*" (Evans, 1955). Também supuseram que a distribuição angular dos fótons emitidos por radiação de freamento era isotrópica. O transporte de fótons considerou, por sua vez, somente a componente direta negligenciando a deflexão Compton.

Ress (1964) e Luhmann (1977) utilizaram um esquema semelhante ao anterior, adotando apenas uma relação empírica para a perda de energia dos elétrons (indiretamente levando em consideração as deflexões angulares).

Vij and Venkatesan (1975) utilizaram a "*thick target theory*" com um modelo de Monte Carlo para simular a propagação de fótons.

Finalmente, Berger and Seltzer (1972) e Seltzer et alii (1973) desenvolveram um modelo de Monte Carlo tanto para o transporte de elétrons como de fótons, sendo portanto o mais realístico tratamento já realizado. Baseado nestes trabalhos Pinto Jr. (1980) desenvolveu um código em computador, que será utilizado neste estudo. A seguir descrevem-se os principais detalhes referentes a este código.

Tanto o transporte de elétrons como o de fótons é seguido via o método de Monte Carlo considerando para os elétrons espalhamento elástico e inelástico, produção de elétrons por impacto (elétrons "knock-on") e radiação de freamento e para os fótons absorção fotoelétrica e espalhamento Compton. Para as energias iniciais dos elétrons consideradas, de 20 a 2000 keV, o número de espalhamentos elásticos torna-se muito grande, daí a razão de usar teorias de múltiplos espalhamentos. Todos os demais processos são seguidos individualmente.

As principais condições de contorno e iniciais do código são:

- 1) A atmosfera foi considerada um meio semi-infinito com um contorno plano na profundidade atmosférica de 0g/cm^2 (topo da atmosfera). Elétrons e fótons que escapam através deste plano são considerados perdidos da atmosfera.
- 2) A precipitação de elétrons na atmosfera foi considerada uniforme numa larga área (do ponto de vista prático um círculo de raio em torno de 100 km (Pilkington, 1970)) de modo que o cálculo do transporte de elétrons e fótons possa ser considerado como unidimensional, sendo a profundidade atmosférica a única variável espacial.
- 3) O fluxo de elétrons injetado na atmosfera foi considerado isotrópico sobre o hemisfério superior. Tal distribuição angular é esperada devido à interação com a atmosfera (Spjeldvik and Thorne, 1975). Isto equivale à afirmação que o número de elétrons

trons que cruzam uma área unitária do contorno varia com $\cos \theta$, onde θ é o ângulo entre a direção de incidência e a normal ao plano de contorno. O fluxo de elétrons injetado na atmosfera através de uma área unitária perpendicular ao vetor velocidade é então isotrópico e dado por (elétrons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$)

$$\eta(T) = j S_e(T) \frac{1}{\pi} ; \quad (4.20)$$

onde j é o fluxo integral em todas as direções de incidência e energias, dado por elétrons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$, e $S_e(T)$, em keV $^{-1}$, é o espectro de elétrons considerado exponencial e normalizado à unidade para T de 0 a $+\infty$, dado por:

$$S_e(T) = \frac{1}{\alpha} e^{-T/\alpha} , \quad (4.21)$$

sendo α denominado "e-folding" do espectro. O termo $1/\pi$ na Equação 4.20 leva em consideração somente o hemisfério de 0 a $\pi/2$ (por razões de simetria). Embora se tenha considerado somente elétrons de 20 a 2.000 keV, a normalização da Equação 4.21 é feita de 0 a $+\infty$, pois a contribuição fora da faixa de 20 a 2.000 keV é negligenciável ²⁰.

O fluxo de raios-X numa profundidade atmosférica Z e energia E em fótons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$, na direção para baixo (downward), é dado por (pode ser comparado diretamente ao fluxo medido, visto que o efeito da área do detetor variar com θ é negligenciável)

$$I^d(E, Z) = j \int_E^{+\infty} S_e(T_0) \frac{1}{j_0} I_0^d(E, Z, T_0) dT_0, \quad (4.22)$$

²⁰ Se o fluxo é para ser calculado entre dois limites de energia T_1 e T_2 , os valores para o fluxo de raios-X devem ser divididos pelo fator $(e^{-T_1/\alpha} - e^{-T_2/\alpha})$.

onde I_0^d é o fluxo para baixo devido a um fluxo monoenergético de elétrons de energia T_0 (com um correspondente j_0), dado por

$$I_0^d(E, Z, T_0) = \int_0^{+\infty} \int_E^{+\infty} P_1^d(E, Z, E_0, Z_0) I_a(E_0, Z_0, T_0, \Omega) dE_0 dZ_0 d\Omega . \quad (4.23)$$

O termo $P_1^d(E, Z, E_0, Z_0)$ é a probabilidade que um fóton produzido em Z_0 com energia E_0 seja medido numa profundidade Z com energia E , movendo-se para baixo e I_a é o fluxo de fótons produzidos na atmosfera.

No cálculo de I_a , por sua vez, é utilizada uma seção de choque diferencial em energia e ângulo de emissão do fóton, σ , na aproximação de Born, com um fator de correção coulombiano chamado fator de Elwert e sem levar em consideração o efeito "screening". Tal expressão é dada como fórmula 2BN na tabela I e fórmula II.6 em Koch and Motz (1959). Todos os trabalhos, anteriormente citados, consideraram a seção de choque integrada no ângulo de emissão, supondo emissão isotrópica ou incorporando uma expressão aproximada (Ress, 1964; Luhmann, 1977). Além disto consideraram a aproximação não-relativística e negligenciaram a correção coulombiana. A seção de choque neste caso é dada pela fórmula 3BN(a) em Koch and Motz (1959). Esta expressão é (em $\text{cm}^2 \cdot \text{átomo}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)

$$\sigma_0(E, T) = \frac{8Z_{\text{at}}^2 \alpha_F^2 r_0^2 m_e c^2 h_p}{3TE} \ell_n \left[\frac{(\sqrt{T} + \sqrt{T - E})^2}{E} \right] \quad (4.24)$$

onde α_F é a constante de estrutura fina, h_p a constante de Planck, m_e a massa de repouso do elétron e r_0 o raio clássico do elétron.

O termo I_a é dado, genericamente, por

$$I_a(e, Z, T_0, \Omega) = \int_E^{T_0} \sigma'(E, T, \Omega) P_2(T, Z, T_0) j_0 dT, \quad (4.25)$$

onde $P_2(T, Z, T_0)$ é a probabilidade, por g.cm^{-2} , que um elétron injetado de energia T_0 atinja uma profundidade Z com energia T . P_1^d e P_2 são calculados pelo método de Monte Carlo. σ' é o número de fótons emitidos entre E e $E + dE$ por um elétron de energia T por g.cm^{-2} , e é dado por

$$\sigma' = \frac{1}{M_{M_a}} \sigma, \quad (4.26)$$

onde M_{M_a} é a massa molecular, em gramas, de um átomo da atmosfera.

A Figura 4.18 mostra I_a/j_0 , integrado sobre todos os ângulos de emissão, para um elétron de 100 keV, calculado como:

- 1) Tomando P_2 igual a $1/(dt/dz)$ (perda de energia do elétron por g.cm^{-2}), na aproximação de "*continuous slowing-down*" (isto é, a energia depositada pelo elétron ao longo da sua trajetória é considerada igual à perda de energia média dada pela fórmula de "stopping power" (Berger et alii, 1970)).
- 2) Tomando σ , integrado no ângulo de emissão, igual a $\text{const } 1/E$ e dt/dZ igual a $\text{const } 1/T$ (note que considerar $\sigma = \sigma_0$ leva a $dT/dZ = (dT/dZ)_0$ ser igual a

$$\left(\frac{dT}{dZ} \right)_0 = - \frac{2\pi c e^4 N Z_{at}}{T} \ell_n \frac{T}{T_{ion}}, \quad (4.27)$$

onde T_{ion} é o potencial médio de ionização para o ar; portanto tais aproximações partem de σ_0 e $(dT/dZ)_0$. Esta aproximações levam a seguinte expressão para I_a :

$$I_a(E, T) = \text{const} \int_E^{T_0} \frac{1}{E} dT = \text{const} \frac{T_0 - E}{E}, \quad (4.28)$$

conhecida como "thick target theory" (encontrou-se para a constante envolvida $(2 \pm 0,5) \times 10^{-5}$ fótons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$ (Vij and Venkatesan, 1975)). A equação 4.28 multiplicada pelo espectro de elétrons dá como resultado um espectro de raios-X produzidos (Vij et alii, 1980). Tal espectro pode então ser propagado ao balão (este foi o método utilizado por Vij and Venkatesan, 1975).

3) Pelo método de Monte Carlo sem aproximações.

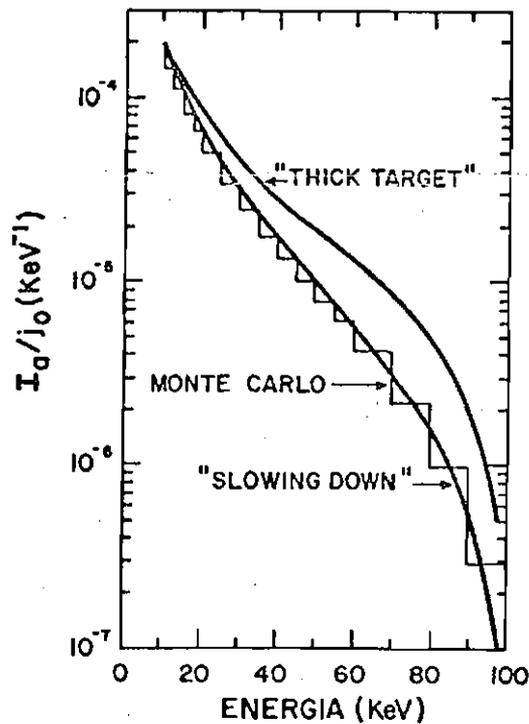


Fig.4.18 - Espectro de raios-X produzido por radiação de freamento para um elétron de 100 keV.

Note-se que a aproximação de "continuous slowing down" dá resultados bem próximos daqueles obtidos pelo método de Monte Carlo, sendo somente um pouco maior em baixas energias devido ao fato de nesta aproximação o meio ser ilimitado, enquanto pelo método de Monte Carlo é possível o escape de fótons da atmosfera.

Outro aspecto importante é a distribuição angular da emissão de fótons por radiação de freamento. Isto é ilustrado na Figura 4.19 para elétrons de 100 e 500 keV. Note-se que à medida que aumenta a energia a distribuição tende a ser mais anisotrópica.

A influência da distribuição angular do fluxo de elétrons incidentes na atmosfera sobre o fluxo de raios-X em altura de balão é mostrada na Figura 4.20 para elétrons de 100 keV. A forma do espectro é praticamente inalterada. A presença de um máximo (pico) no espectro é devida a degradação por efeito Compton da radiação, que contribui para um aumento de fótons de baixa energia, e ao rápido aumento abaixo de 30 keV da absorção fotoelétrica.

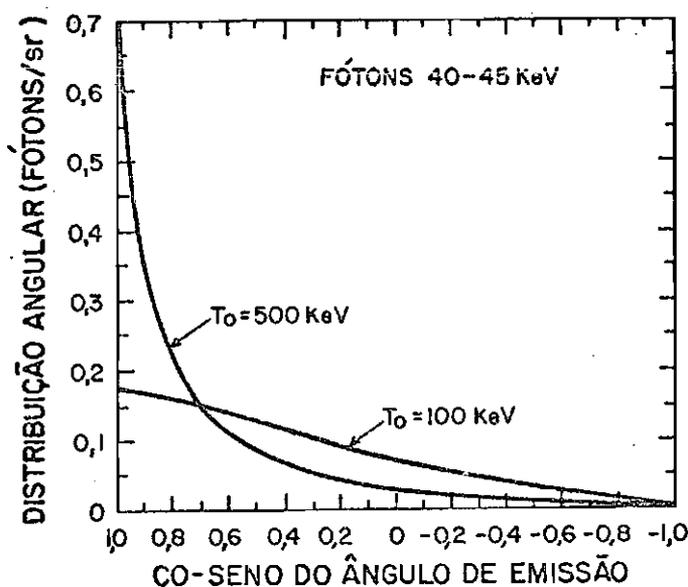
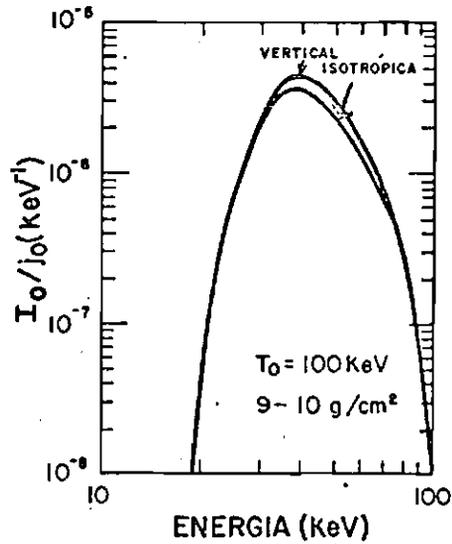


Fig. 4.19 - Distribuição angular dos fótons emitidos por radiação de freamento por elétrons de 100 e 500 keV.

FONTE: Berger and Seltzer (1972), p. 92.



4.20 - Influência da distribuição angular dos elétrons em precipitação sobre o fluxo de raios-X na atmosfera.

FONTE: Berger and Seltzer (1972), p. 93.

Finalmente, a dependência do espectro de raios-X sobre o "e-folding", α , do espectro de elétrons é ilustrada na Figura 4.21. As curvas deste tipo podem ser geradas para diversas profundidades atmosféricas de 3 a 15 $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Os erros estimados nestas curvas são 15% para α de 30 a 90 keV e 10% para $\alpha > 80$ keV (Seltzer et alii, 1973).

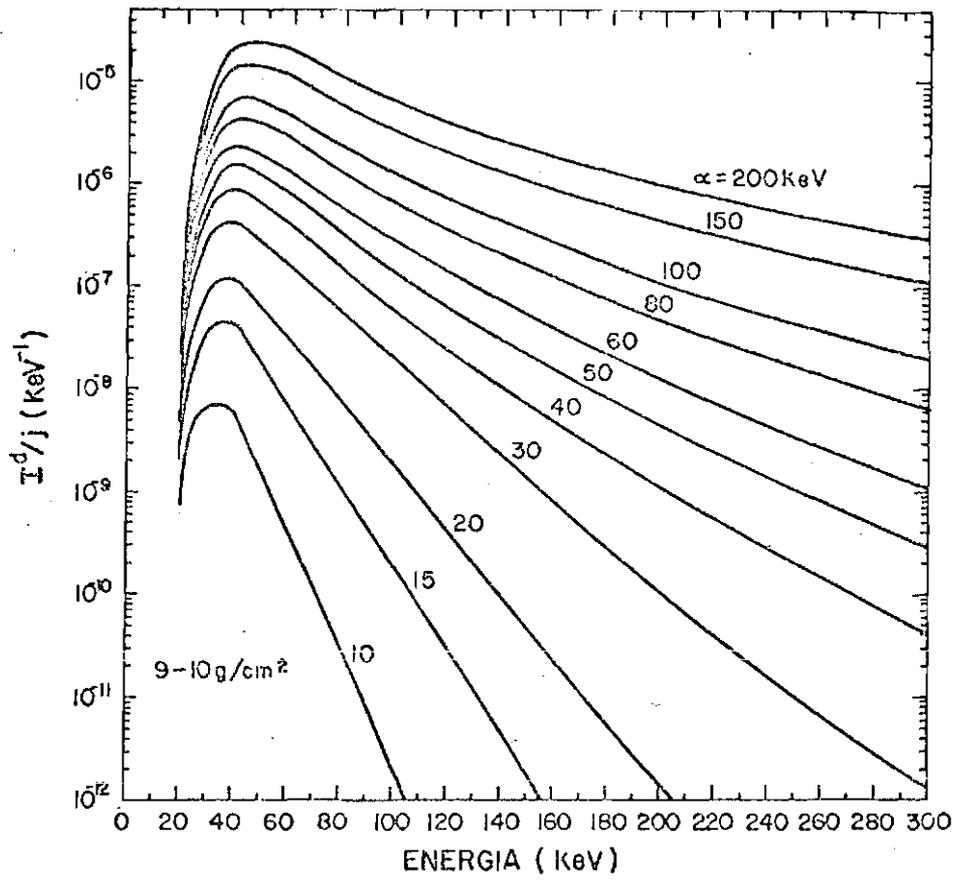


Fig. 4.21 - Fluxo de raios-X na atmosfera devido à precipitação de elétrons com espectro $e^{-T/\alpha}$ em 9 - 10g/cm².

FONTE: Berger and Seltzer (1972), p. 100.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS OBTIDOS

Neste capítulo apresentam-se os resultados obtidos nos vãos de balão estratosférico realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981.

5.1 - VÃO DE 14 DE ABRIL DE 1981

Na Figura 5.1 são apresentados em função da hora local os dados obtidos pelo detetor I e pelos sensores de temperatura, de pressão e de campo elétrico em 14 de abril de 1981.

Os sensores de temperatura e pressão, que registraram valores dentro do sensor de campo elétrico, apresentam um comportamento típico. A temperatura tende a diminuir à medida que o balão eleva-se em altitude, invertendo de comportamento ao nascer do sol (por volta das 6:00 TL). Já a pressão tende a um valor constante (na altura de teto), no caso por volta de 4 mb. É importante salientar que outro sensor de pressão foi utilizado, junto ao detetor I, registrando os mesmos valores de pressão (ver Figura 3.12).

O sensor elétrico mediu as componentes vertical e horizontal do vetor campo elétrico. Estas permaneceram saturadas até o balão atingir a altura de teto, por volta das 4:45 TL (esta saturação está possivelmente associada à instabilidade mecânica do sensor durante a ascensão do balão). Após cerca de uma hora de medidas com o campo vertical aproximadamente constante, por volta das 5:50 TL, este passou a apresentar variações, acompanhadas pela saturação do campo horizontal. Embora tais variações possam ser de origem física, não é possível eliminar uma possível influência do sol nascente, via efeito fotoelétrico nas placas do sensor.

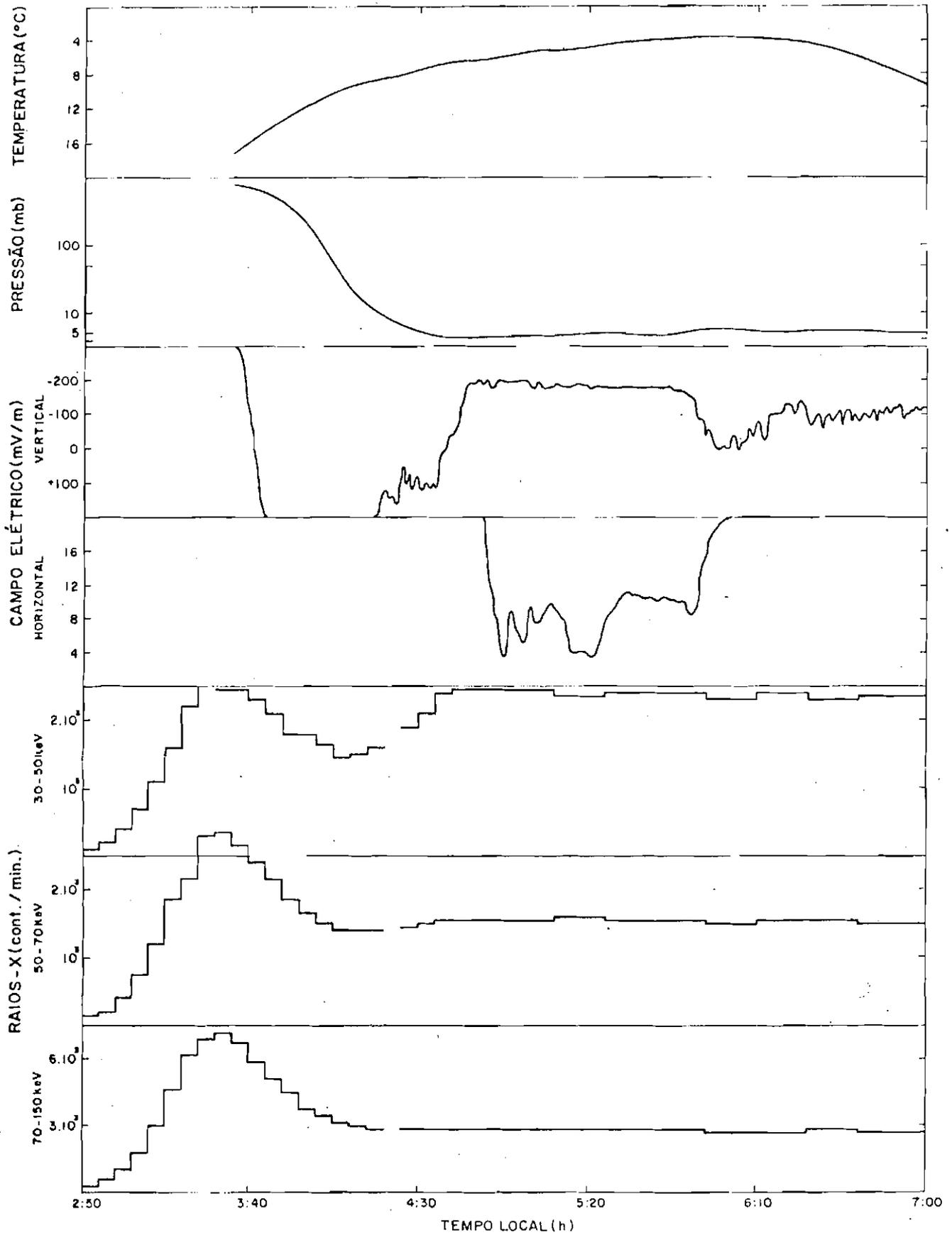


Fig. 5.1 - Resultados do vôo de 14 de abril de 1981.

O detector I, por sua vez, mediu o fluxo de raios-X em três faixas de energia. Além de apresentar um máximo cerca de uma hora após o lançamento (máximo de Pfozter), as medidas apresentaram um aumento próximo à altura de teto, principalmente na faixa de 30 - 50 keV (a interrupção das curvas na Figura 5.1 deve-se a perdas de informação na recepção). Na Figura 5.2 é mostrada em maiores detalhes a taxa de contagem entre 30 e 150 keV registrada nos primeiros 5 km acima da superfície da Terra. Como é ilustrado na parte superior da Figura 5.2 a taxa de contagem apresenta um comportamento típico associado a três fontes de raios-X: radioatividade do solo, principal fonte no primeiro quilometro acima da superfície (Hanson and Marker, 1964); radioatividade do ar, importante na região do mínimo de contagem, aproximadamente 2,5 km acima do solo (Charakhch'yan et alii, 1975); e radiação secundária, proveniente dos raios cósmicos (raios-X atmosféricos); dominante acima desta altura.

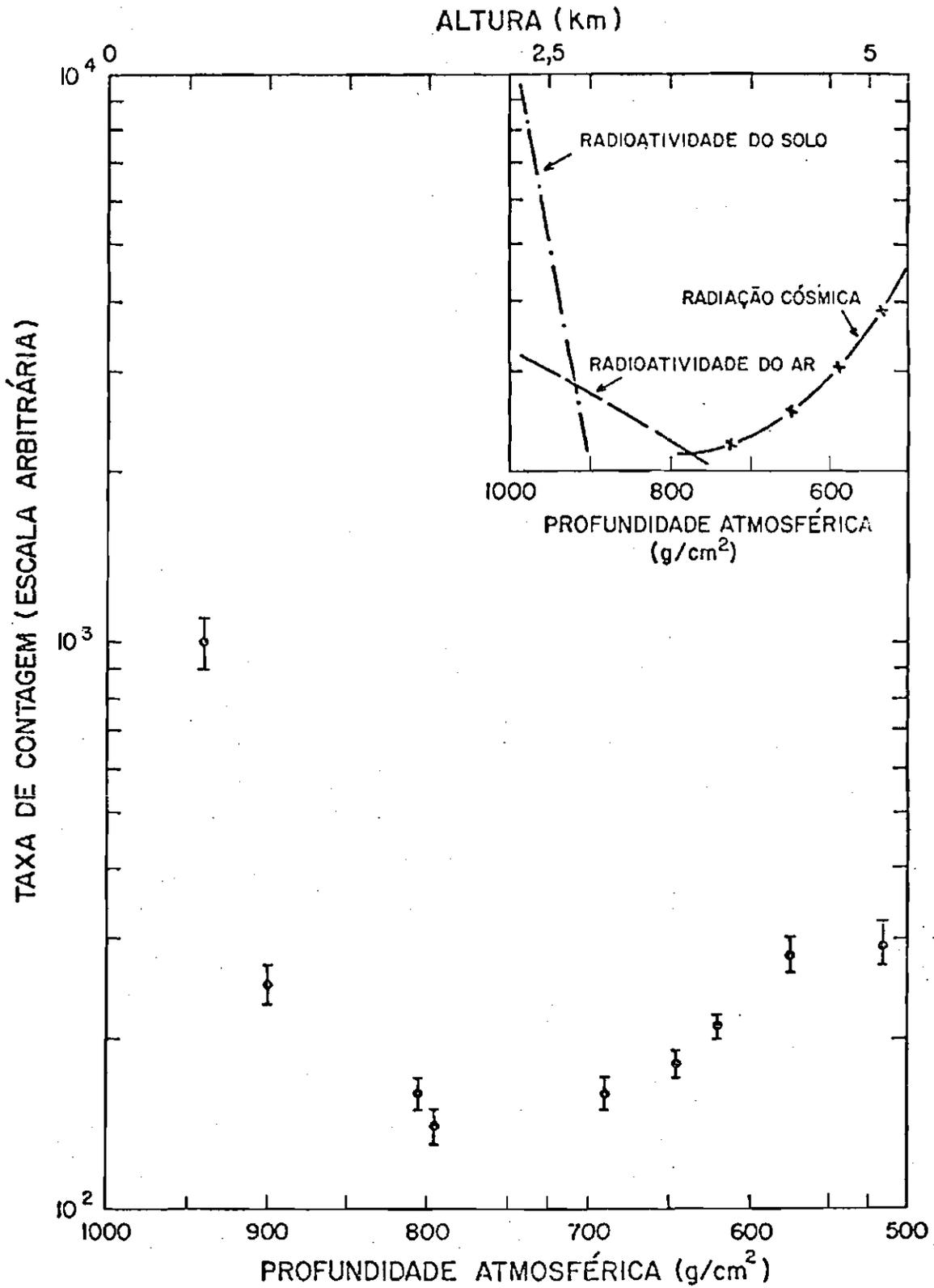


Fig. 5.2 - Taxa de contagem de raios-X nos primeiros 5 km acima da su perfície da Terra.

5.2 - VÔO DE 18 DE DEZEMBRO DE 1981

Este vôo, além de apresentar um comportamento similar ao vôo de 14 de abril de 1981 nos primeiros quilômetros acima da superfície, permitiu, devido à diferente configuração do detetor II, que espectros fossem medidos durante a ascensão do balão. A Figura 5.3 mostra os espectros medidos entre o solo e o máximo de Pfozter (indicado também o desvio padrão associado a cada medida) ¹. Nota-se uma gradual tendência à menor inclinação do espectro à medida que a pressão diminui, comportamento devido possivelmente à influência da radioatividade do solo e do ar, ao menos no espectro de 840 - 600 mb ². A Figura 5.4 mostra os espectros medidos entre o máximo de Pfozter e a altura de teto. A tendência a uma maior inclinação do espectro com a diminuição da pressão é aparente. Embora a influência de outras fontes de raios-X, oriundas do topo da atmosfera (componente difusa ou raios-X devido a precipitação de elétrons na AAS), possa explicar esta tendência, a comparação dos espectros entre 90 e 18 mb parece surgir uma modificação do próprio espectro atmosférico ³.

Finalmente a Figura 5.5 mostra os espectros de raios-X medidos em diversos locais em 18 de dezembro de 1981. O espectro no máximo de Pfozter é o resultado da integração de 180 a 90 mb. A localização do máximo do Pfozter em 120 - 130 mb é determinada a partir da contagem integrada. O fluxo de raios-X entre 30 e 150 keV no solo (obtido antes do lançamento) é de $(3,70 \pm 0,01) \times 10^{-2}$ fótons \cdot cm⁻² \cdot s⁻¹ \cdot keV⁻¹. Um ajuste ao espectro na altura de teto (com o uso do Apêndice J) foi feito, levando em consideração que, devido à estreita largura dos canais

¹ Valores de fluxo calculados considerando uma eficiência unitária, área efetiva de 30,4 cm² e $\Delta E = 2,5$ keV.

² A diferença entre os espectros em 600 - 385 mb e 225 - 180 mb parece sugerir uma leve modificação do espectro de raios-X atmosféricos nesta faixa de pressão.

³ Para maiores detalhes ver o Capítulo 7.

(2.5 keV), o espectro integral (medido) possui a mesma forma de espectro diferencial (ver Apêndice K). Acima de 55 keV (abaixo o espectro tem uma forma distinta devido à absorção fotoelétrica) espera-se que o espectro diferencial tenha uma forma em lei de potência associada à de gradação Compton. Então o ajuste do espectro deu como resultado:

$$(144,54 \pm 3,66) E^{-(2,040 \pm 0,003)} \text{ fótons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}. \quad (5.1)$$

A energia contida no espectro de raios-X entre 30 e 150 keV pode então ser calculada (de forma aproximada) integrando a Equação 5.1 multiplicada por E. Um valor de $3,20 \cdot 10^{-7} \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ é obtido.

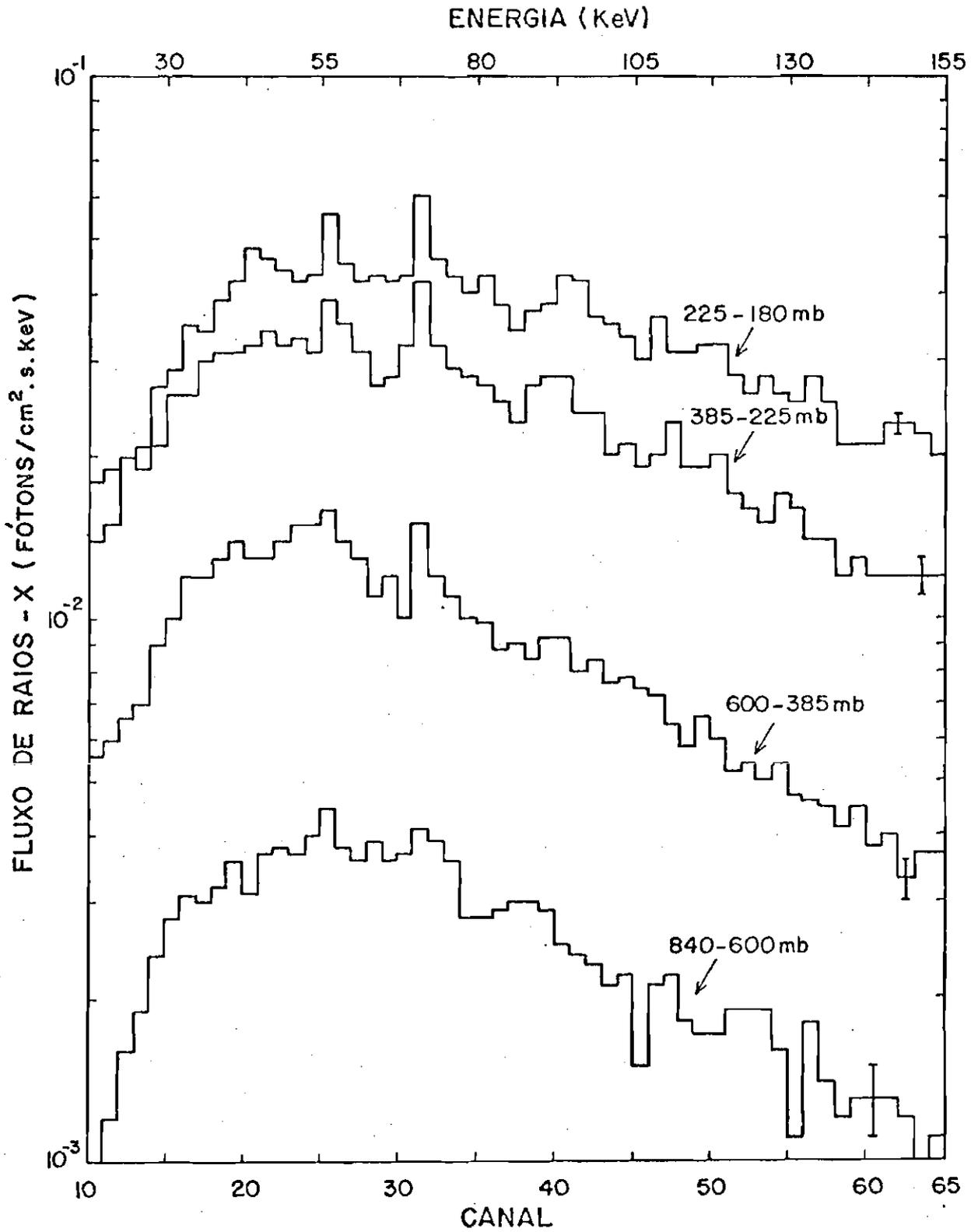


Fig. 5.3 - Espectros de raios-X entre o solo e o máximo de Pfozter medidos em 18 de dezembro de 1981.

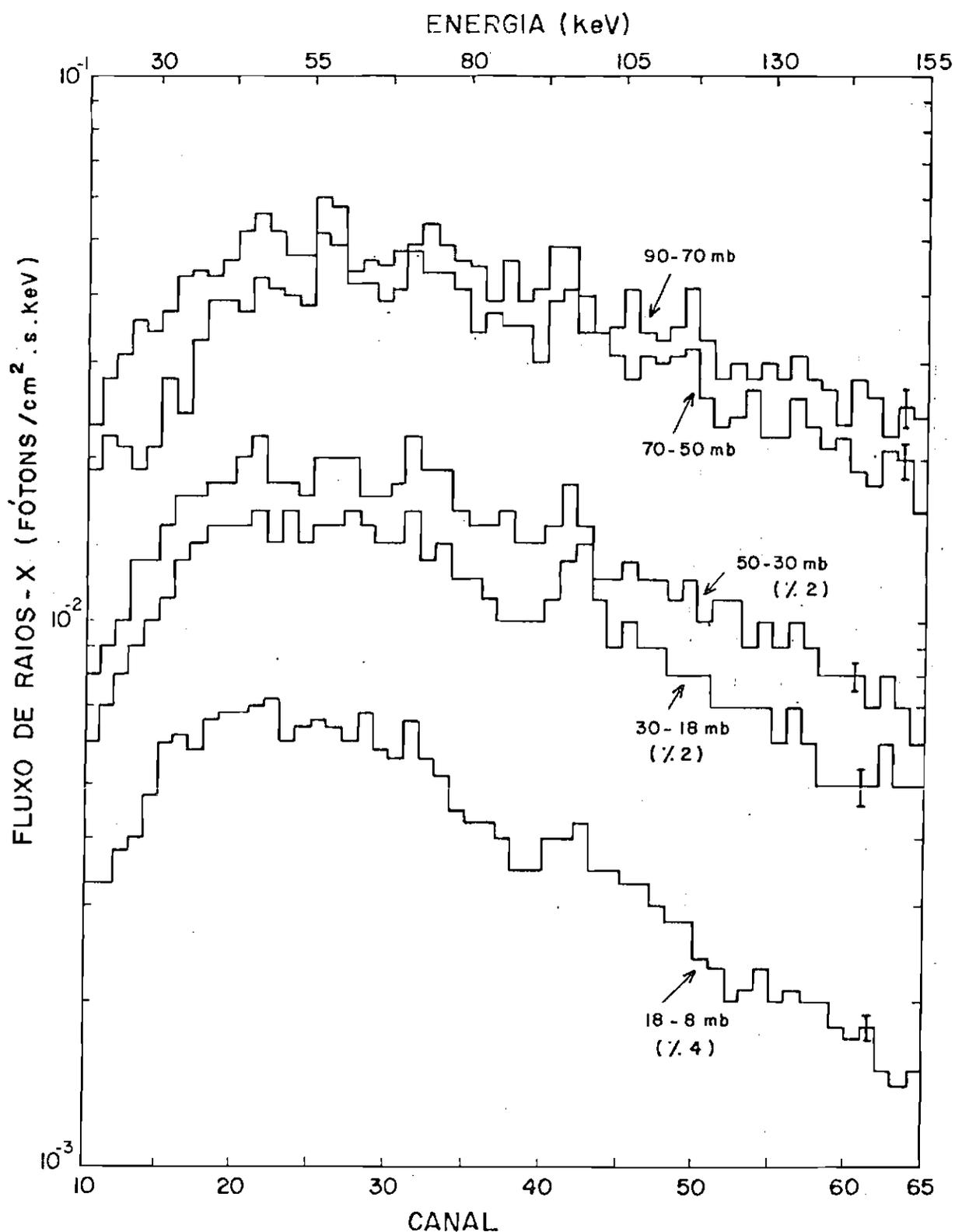


Fig. 5.4 - Espectros de raios-X entre o máximo de Pfofzer e a altura de teto medidos em 18 de dezembro de 1981.

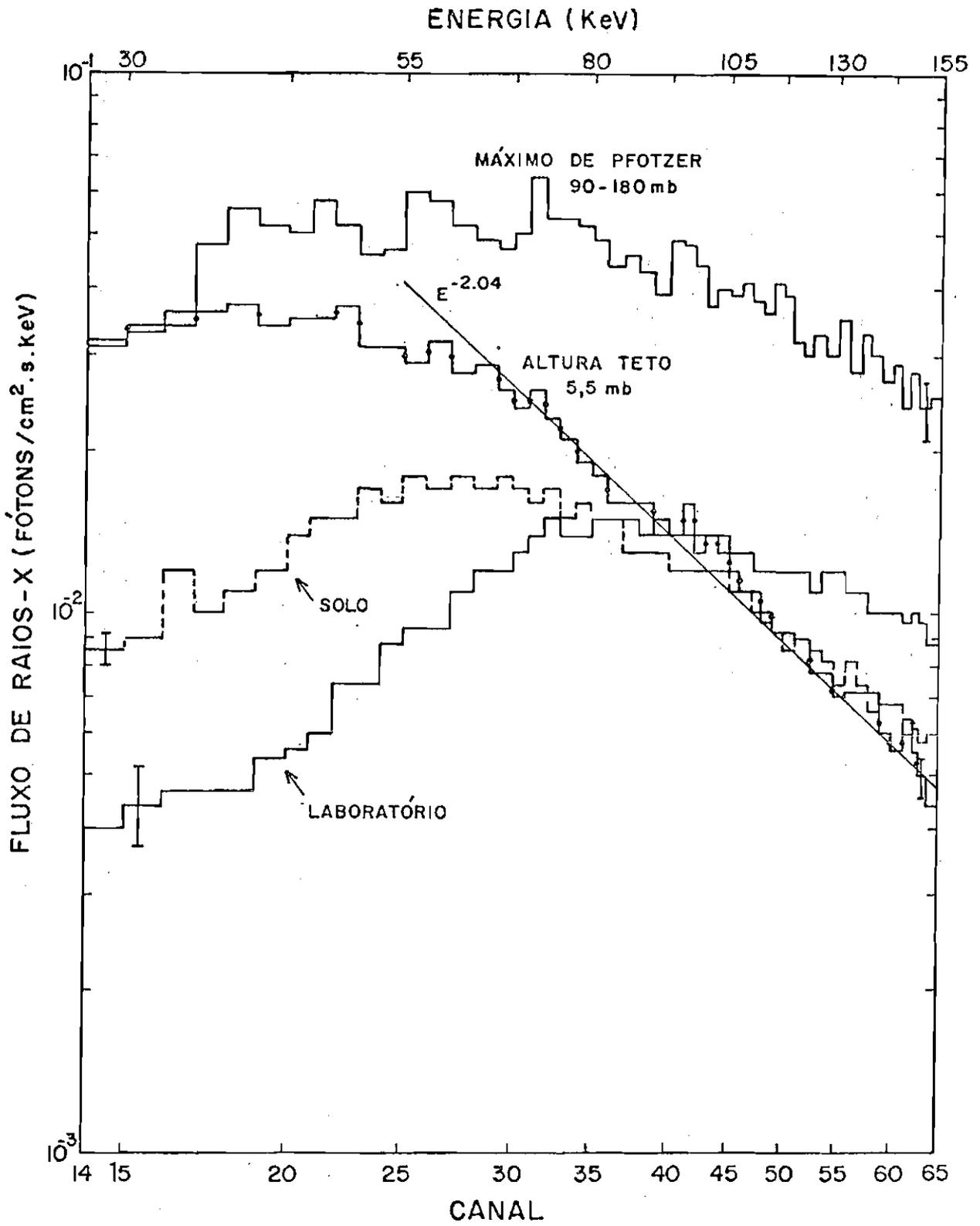


Fig. 5.5 - Espectros de raios-X em diversos locais.

5.3 - COMPARAÇÃO ENTRE OS VÔOS

Visto que o vôo de 14 de abril de 1981 realizou medidas integradas nas faixas de 30 - 50, 50 - 70 e 70 - 150 keV, para poder comparar os vôos deve-se integrar o espectro de raios-X obtido em 18 de dezembro de 1981 nas mesmas faixas ⁴. O resultado é mostrado na Figura 5.6, na forma de contagens $\cdot \text{min}^{-1}$ e nas Figuras 5.7 a 5.10 em termos de fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$.

Considerando a Figura 5.6, vê-se uma diferença nas contagens em torno do máximo de Pfozter de um vôo para outro. Tal diferença já foi anteriormente medida (Ghielmetti et alii, 1964a; Haymes et alii, 1969; Charakhch'yan et alii, 1978) e basicamente pode ser devida a dois fatores; diferenças no detector ou no seu desempenho e diferenças do próprio fluxo a se medir. No primeiro caso têm-se: diferenças na largura de uma faixa de um detector para outro; diferença intrínseca no sensor de pressão; existência de ruído, principalmente em baixa energia, originário do sistema de transmissão-recepção; e variações de temperatura que afetam o ganho das fotomultiplicadoras e conseqüentemente dos níveis de discriminação. No segundo caso têm-se: variações da rigidez de corte local e variações temporais do fluxo de raios cósmicos na atmosfera (principalmente devido ao ciclo solar, a tempestades magnéticas e a erupções solares).

⁴ Os dados de 18 de dezembro de 1981 já estão corrigidos para tempo morto. A diferença no desvio padrão de um vôo para outro deve-se aos diferentes fatores de divisão utilizados nos detectores I e II.

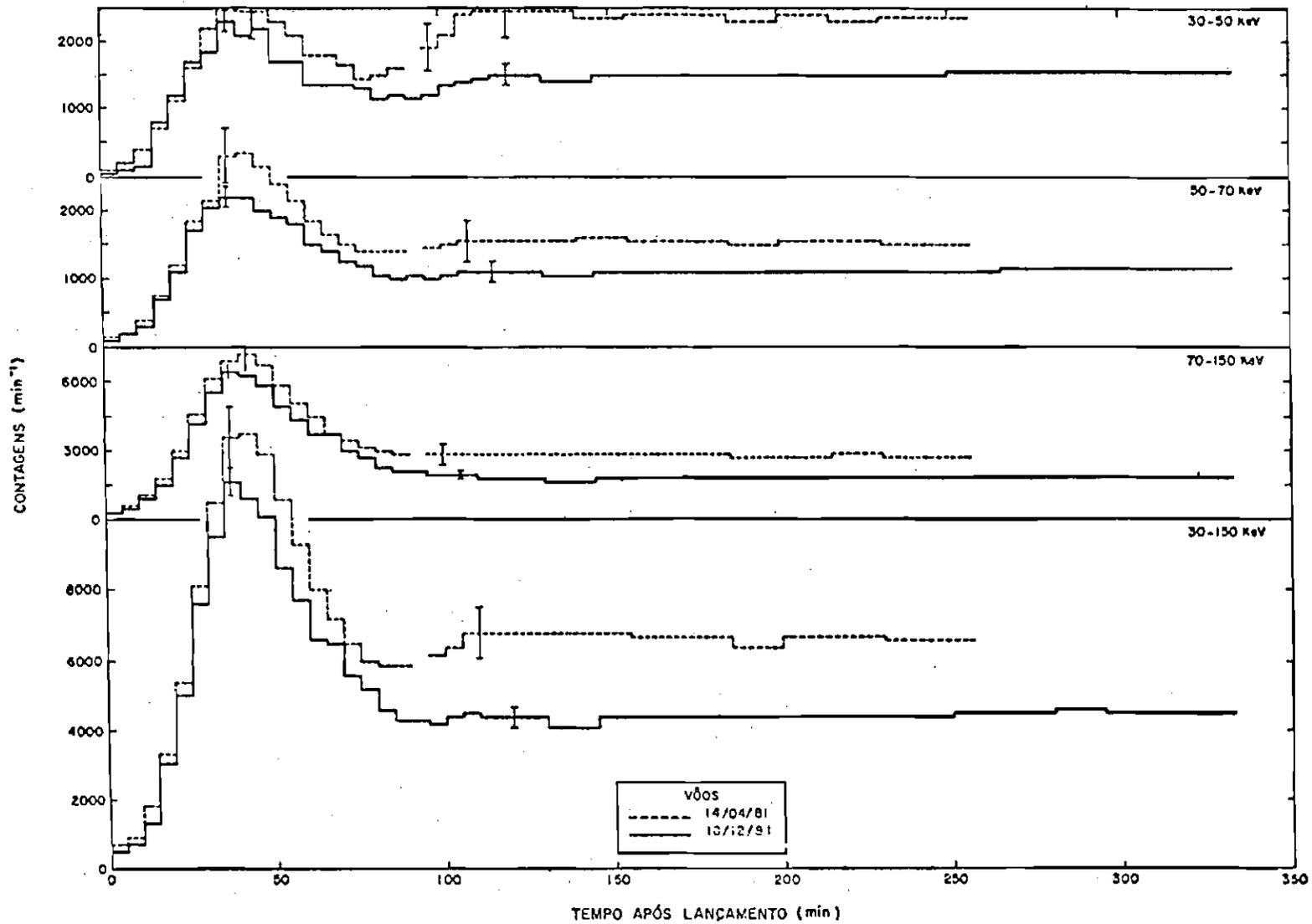


Fig. 5.6 - Comparação dos vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na forma de contagens por minuto.

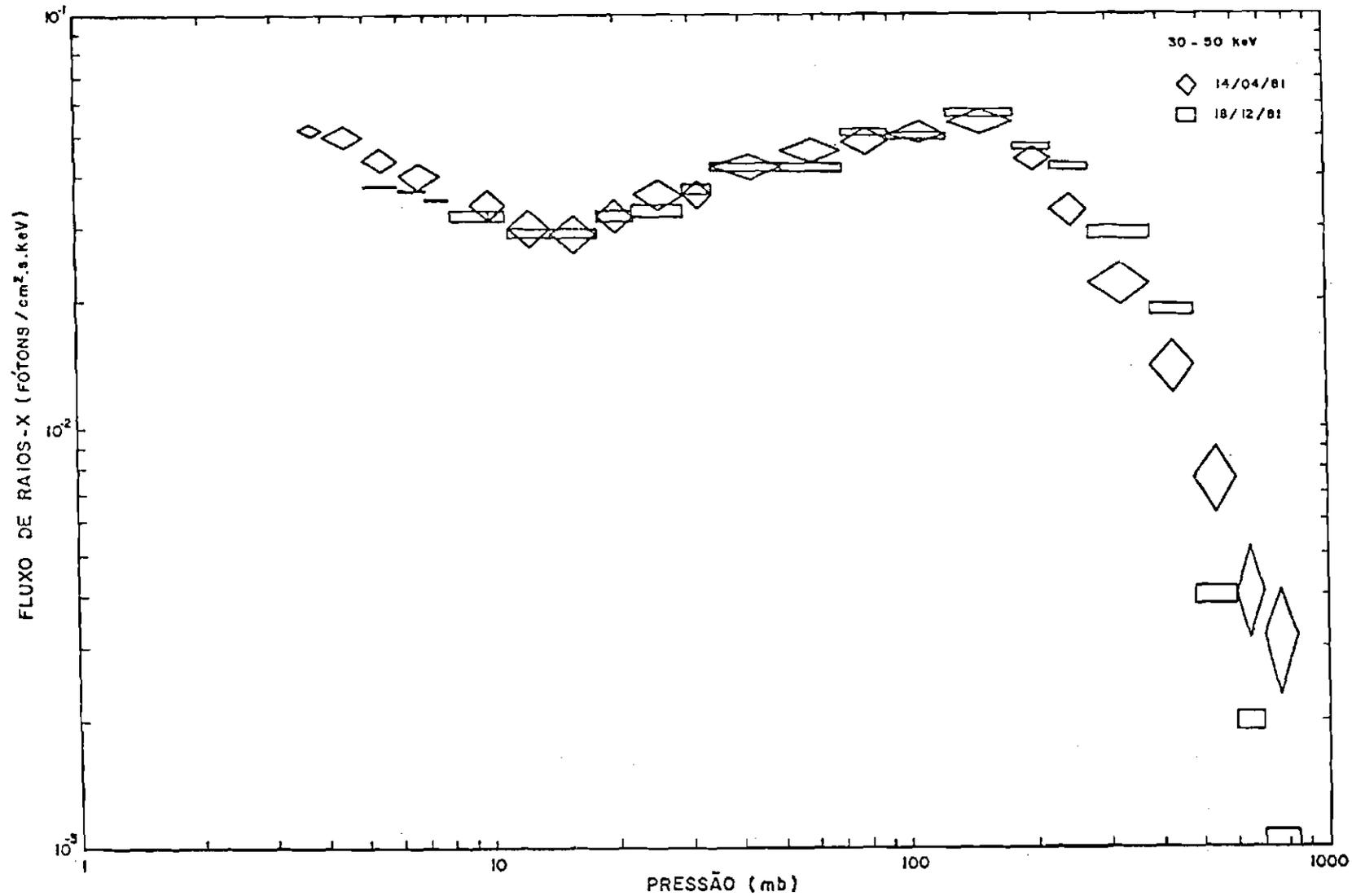


Fig. 5.7 - Comparação dos vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na faixa de energia de 30 - 50 keV.

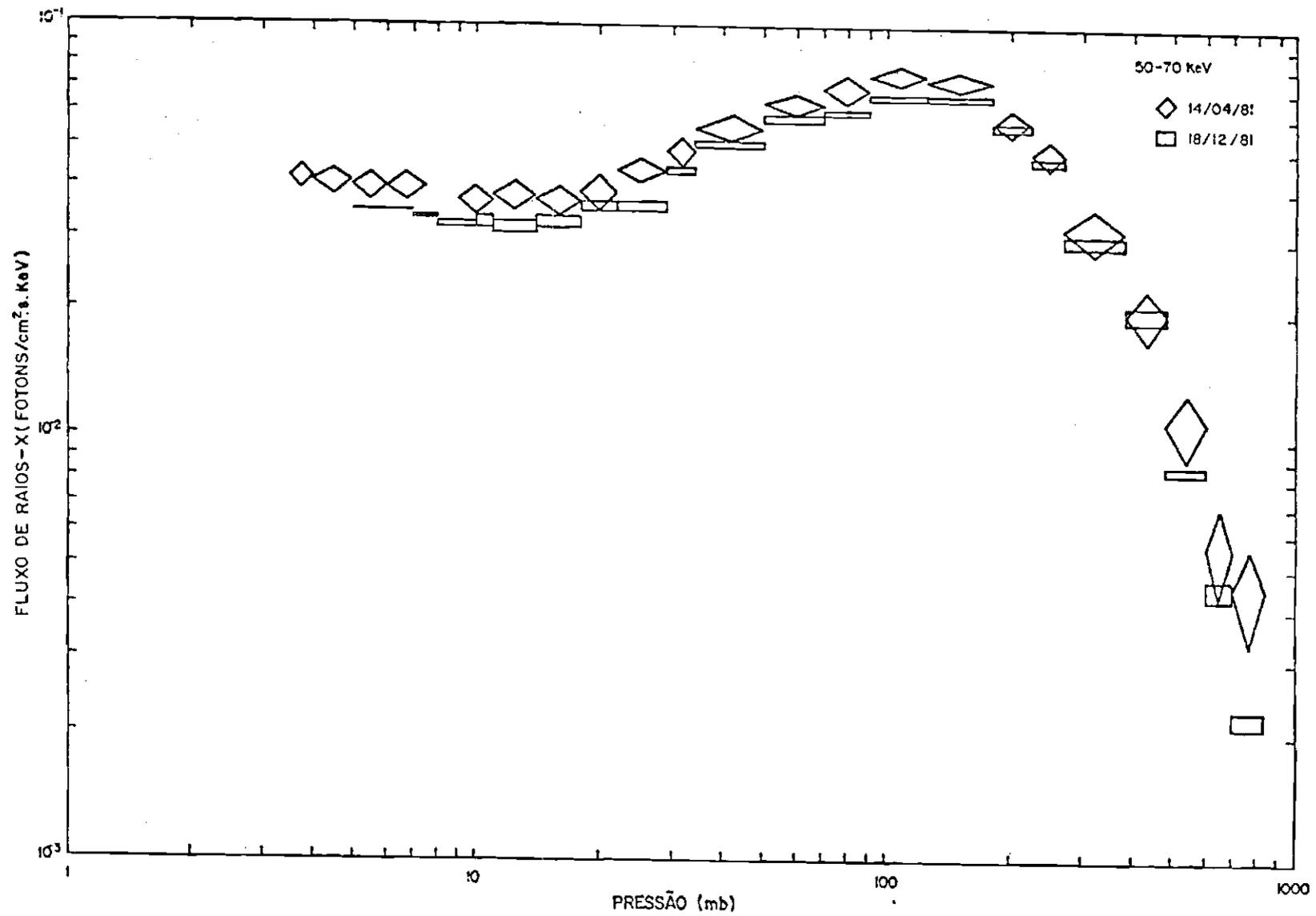


Fig. 5.8 - 50 - 70 keV.

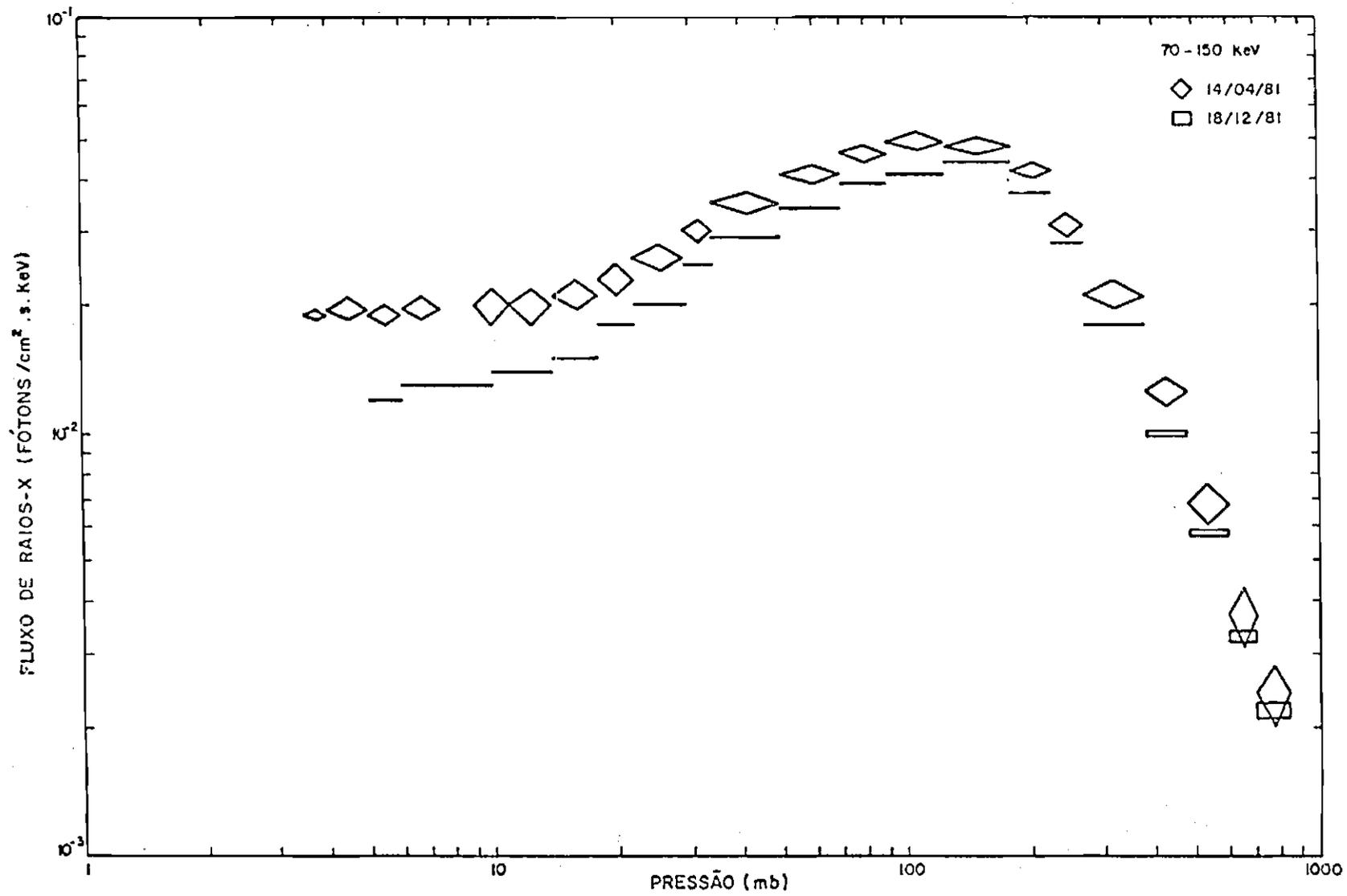


Fig. 5.9 - 70 - 150 keV.

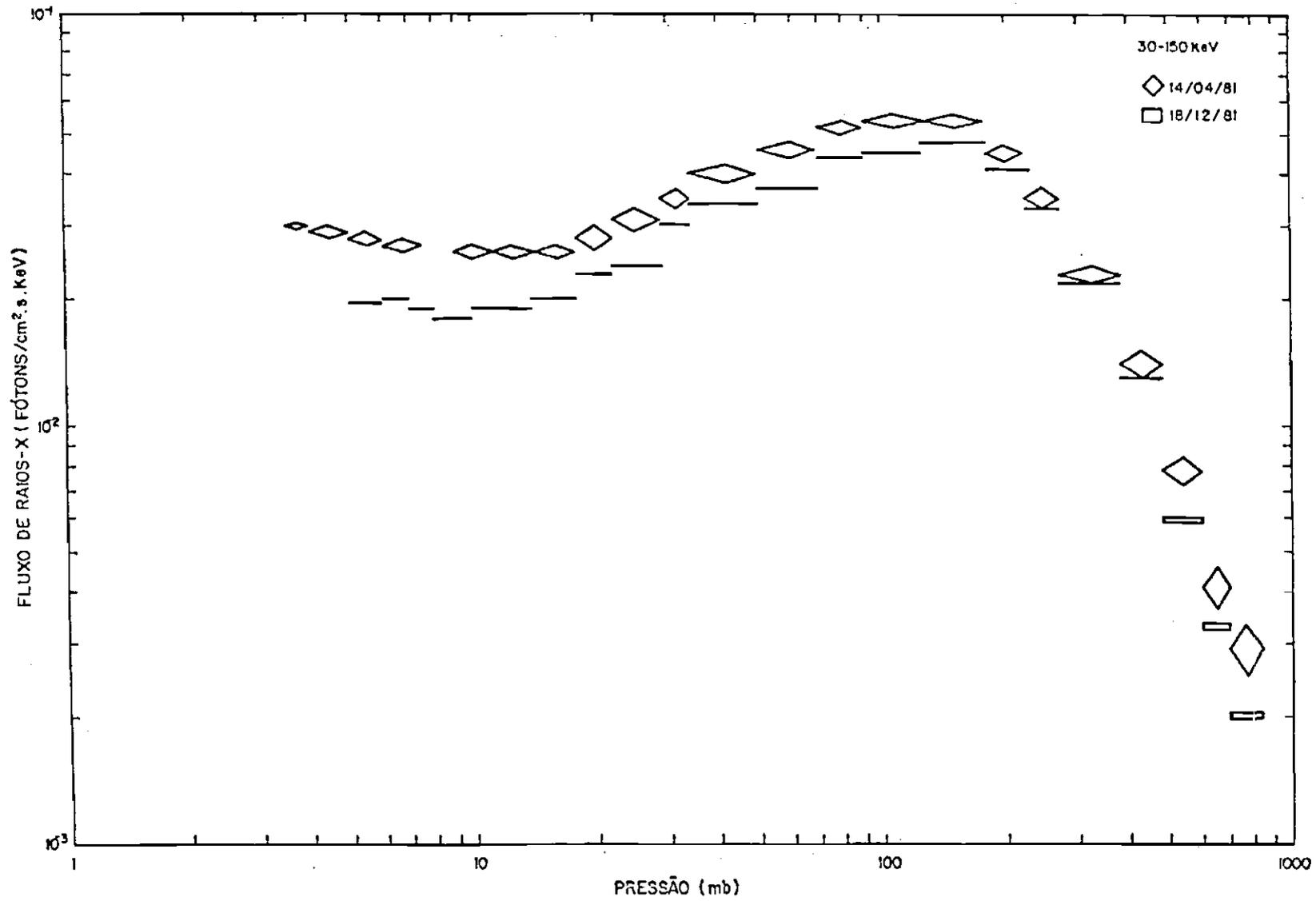


Fig. 5.10 - 30 - 150 keV.

Para os vôos realizados em 1981, os seguintes limites podem ser estabelecidos:

- 1) A diferença na largura de uma faixa de um vôo para outro é ditada pela largura de canal do codificador (no caso 2,5 keV) ou do multicanal de calibração (no caso 1,8 keV). Então, para as faixas de 30 - 50 keV e 50 - 70 keV as diferenças podem chegar a 13%, enquanto para as faixas de 70 - 150 keV e 30 - 150 keV podem chegar a 3% e 2% respectivamente. A diferença na contagem irá depender do espectro a ser medido. Valores tão grandes quanto 30% ou 40%, nas faixas de 30 - 50 keV ou 50 - 70 keV, podem ser obtidos. Estas diferenças são minimizadas quando as contagens são expressas em keV^{-1} , todavia permanecem devido ao fato de as contagens se referirem a diferentes faixas ⁵ Exemplo de diferenças devido a largura de faixa são vistas em Frank (1970) e Ghielmetti y Godel (s.d.).
- 2) As diferenças devidas aos sensores de pressão são minimizadas utilizando o mesmo tipo de sensor e a calibração original do fabricante. Neste caso é seguramente inferior a 5% acima de 100 mb. Entre 1.000 e 500 mb o erro pode ser maior devido à rápida ascensão do balão para estas pressões.
- 3) As variações bruscas de temperatura e a existência de ruído associado à transmissão-recepção não foram evidenciados na faixa de energia de interesse neste estudo (30 - 150 keV). Pequenas variações de temperatura de um vôo para outro podem introduzir diferenças na contagem em associação ao ganho das fotomultiplicadoras. Considerando que a variação no ganho de fotomultiplic

⁵ Em detetores semelhantes ao detetor I, tem-se ainda que considerar as incertezas relacionadas aos valores das resistências utilizadas. Estas, todavia, podem ser minimizadas com o uso de resistências especiais (do tipo metal filme, por exemplo).

cadoras, entre 25⁰C e -15⁰C, é inferior a 5% (Birks, 1964; Ghielmetti y Godel, s.d.), isto pode acarretar diferenças de contagem de no máximo 10% ⁶.

- 4) As variações devidas à diferente rigidez de corte são insignificantes neste caso, visto serem os vôos no mesmo local (São José dos Campos) e no mesmo ano.
- 5) As variações temporais do fluxo de raios cósmicos são, em escala geral, inferiores a 10% (Dubs, 1961). Para baixas latitudes geomagnéticas tais variações são ainda menores, sendo inferiores a 3% (Ghielmetti et alii, 1964b). A variação do fluxo de raios-X associada é no máximo da mesma ordem (Charakhch'yan et alii, 1978).

De forma similar à Figura 5.3 obtêm-se as Figuras 5.7 a 5.10 onde as diferenças registradas no máximo de Pfozter são agora pequenas e podem ser consideradas como devidas, principalmente, ao exposto no item 1 anterior. Considerando que o fluxo de raios-X no máximo de Pfozter deve ser constante para São José dos Campos ($\lambda_m \sim 11^0S$) como exposto nos itens 4 e 5 anteriores, faz-se então a normalização dos vôos pelos fluxos registrados em torno do máximo de Pfozter (entre 180 - 70 mb)⁸ em relação aos valores médios obtidos levando-se em consideração as diferentes incertezas associadas a cada vôo ⁹. Este cálculo é dado como

⁶ No presente caso, ambos os vôos realizados em 1981, o foram no período do noturno, minimizando as variações de temperatura.

⁷ Os valores correspondentes à altura de teto são a média dos valores registrados nos primeiros 15 min de teto. Diferenças posteriores são sujeitas a maiores incertezas devido ao fato de que, como é sabido, sensores de pressão do tipo aneróide após atingirem o teto não respondem precisamente a posteriores descidas do balão.

⁸ O intervalo é extenso para diminuir o efeito de incertezas associadas aos valores de pressão.

⁹ Os valores médios diferem do vôo de dezembro por menos de 15% devido às menores incertezas neste vôo.

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{D_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{D_i^2}} \quad (5.2)$$

$$D_{\bar{x}} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{D_i^2} \right)^{-1/2} \quad (5.3)$$

onde se consideraram "n" medidas x_i com incertezas D_i . As Figuras 5.11 e 5.14 apresentam os valores de fluxo normalizados.

Com a normalização dos vãos uma maior quantidade de dados é disponível para fazer um ajuste dos fluxos acima do máximo de Pfozter e obter a componente atmosférica na altura de teto. Isto é importante visto que dados de um só voo, devido à rápida ascensão do balão, apresentam incertezas consideráveis. Outro aspecto importante que deve ser levado em conta por ocasião do ajuste dos valores de fluxo ao comportamento $Z^{+\xi}$ é o de não levar em consideração valores para pressões inferiores a 20 mb ¹⁰ devido a contaminação destes fluxos por outras fontes de raios-X. O limite superior do intervalo de pressão para o ajuste deve levar em consideração a mudança do comportamento da curva de fluxo próximo ao máximo de Pfozter; um valor de 50 mb foi adotado visto minimizar o valor de χ^2 (teste chi-quadrado) ¹¹.

O procedimento matemático para o ajuste das curvas de fluxo à função $Z^{+\xi}$, no intervalo de 20 a 50 mb, para todas as faixas de energia, foi feito considerando que durante a ascensão do balão $\log Z$ varia linearmente com o tempo, e portanto a pressão (ou profundidade

¹⁰ Este valor foi adotado visto que nesta pressão a componente difusa é menor do que 5% do fluxo medido. A mudança deste valor para 25 ou 30 mb tem pouca influência no ajuste.

¹¹ Os valores de χ^2 são dados no Capítulo 6.

atmosférica) escolhida no ajuste não é o centro do intervalo de pressão ¹² e sim

$$\log Z = (\log Z_2 + \log Z_1)/2 \quad (5.4)$$

onde Z_1 e Z_2 são os extremos do intervalo de pressão. O fluxo é dado por:

$$I = y Z^{\xi}, \quad (5.5)$$

ou

$$\log I = \log y + \xi \log Z. \quad (5.6)$$

Então

$$I' = Y + X Z' \quad (5.7)$$

com

$$Y = \log y; X = \xi; I' = \log I; Z' = \log Z. \quad (5.8)$$

No cálculo de $\Delta I'$ tem-se de considerar que, embora I seja o centro do intervalo $(I - \Delta I)$, $(I + \Delta I)$, $\log I$ não é o centro de intervalo $\log(I + \Delta I)$, $\log(I - \Delta I)$ (ver Bevington, 1969), logo

$$\Delta I' = \frac{\log e}{I} \Delta I. \quad (5.9)$$

¹² A necessidade de considerar as contagens integradas em intervalos de pressão deve-se à incerteza associada a um único valor de pressão.

A partir dos valores de I' , Z' e $\Delta I'$ obtêm-se (Apêndice J) X , Y , ΔX e ΔY . Então utilizando

$$\Delta X = \Delta \xi; \quad \Delta Y = \frac{\log e}{y} \Delta y, \quad (5.10)$$

tem-se finalmente ξ , $\Delta \xi$, y e Δy .

Os resultados dos ajustes nas diversas faixas de energia são:

1) 30 - 50 keV

$$I = (7,28 \pm 0,22) \times 10^{-3} Z^{+0,474 \pm 0,005} \text{ f\~{o}tons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}; \quad (5.11)$$

2) 50 - 70 keV

$$I = (4,56 \pm 0,13) \times 10^{-3} Z^{+0,621 \pm 0,005} \text{ f\~{o}tons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}; \quad (5.12)$$

3) 70 - 150 keV

$$I = (1,89 \pm 0,04) \times 10^{-3} Z^{+0,742 \pm 0,005} \text{ f\~{o}tons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}; \quad (5.13)$$

4) 30 - 150 keV

$$I = (2,76 \pm 0,06) \times 10^{-3} Z^{+0,682 \pm 0,005} \text{ f\~{o}tons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}. \quad (5.14)$$

Estes ajustes estão mostrados nas Figuras 5.11 a 5.14.

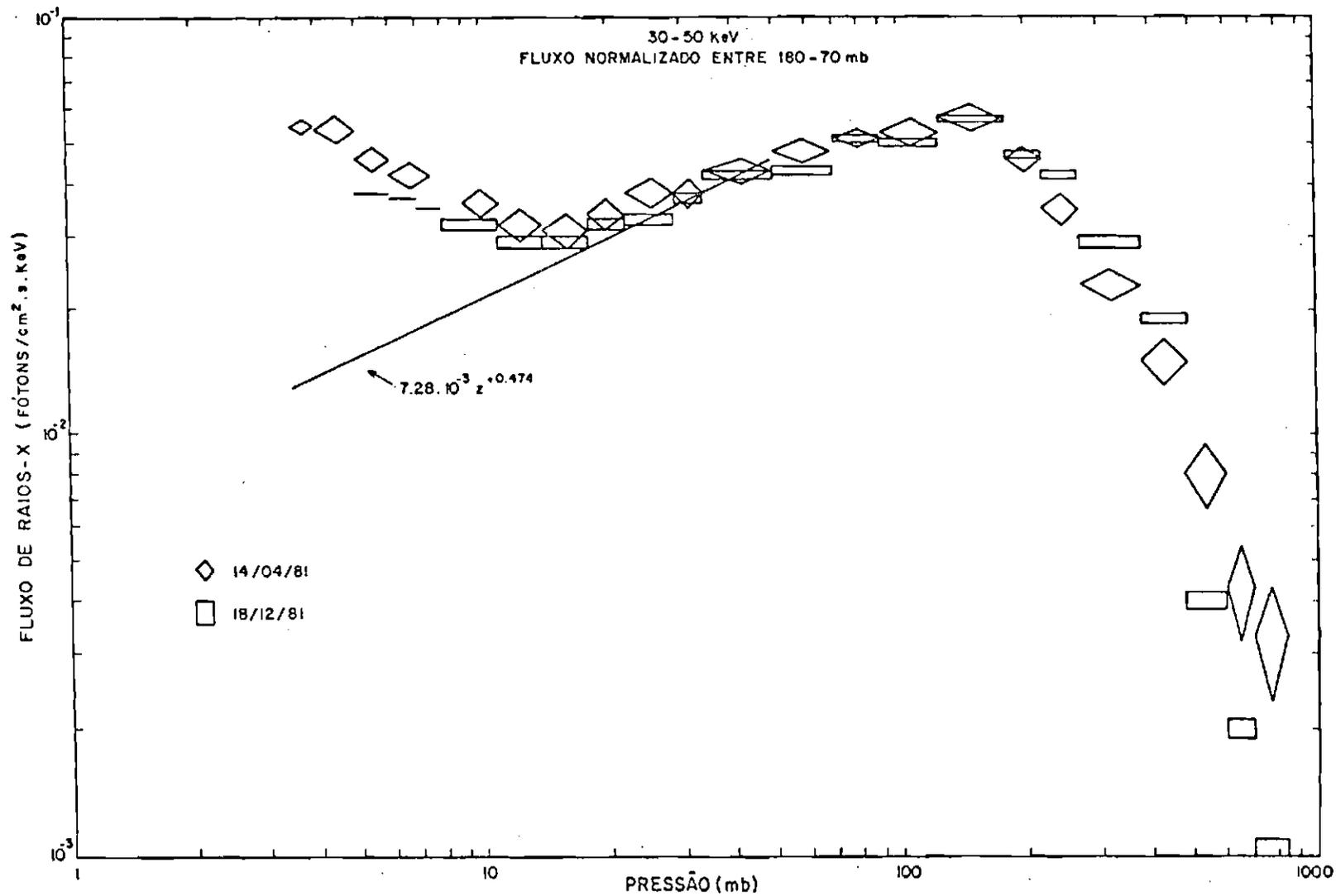


Fig. 5.11 - Comparação dos vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 na faixa de 30-50 keV (valores normalizados).

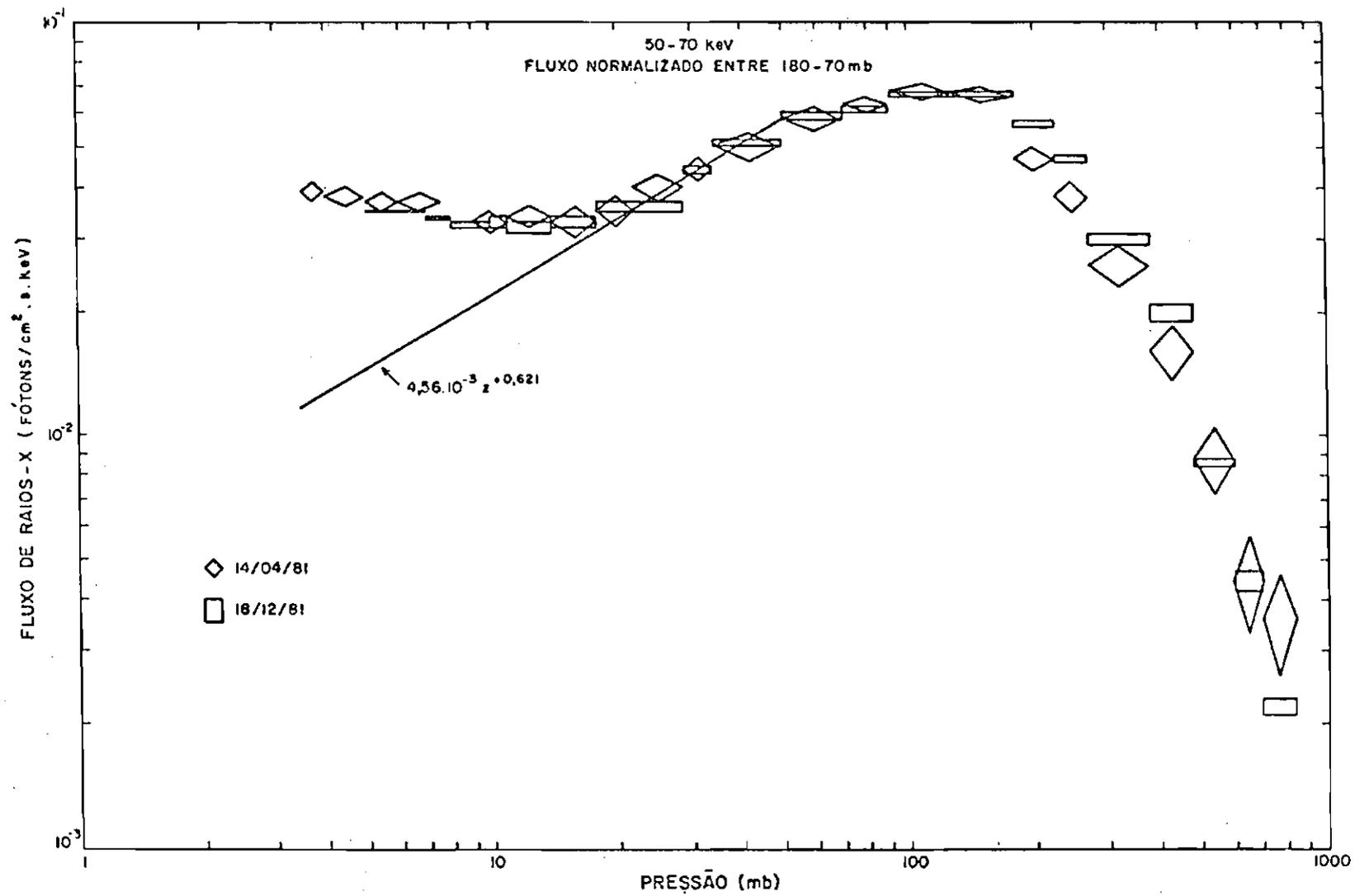


Fig. 5.12 - 50 - 70 keV.

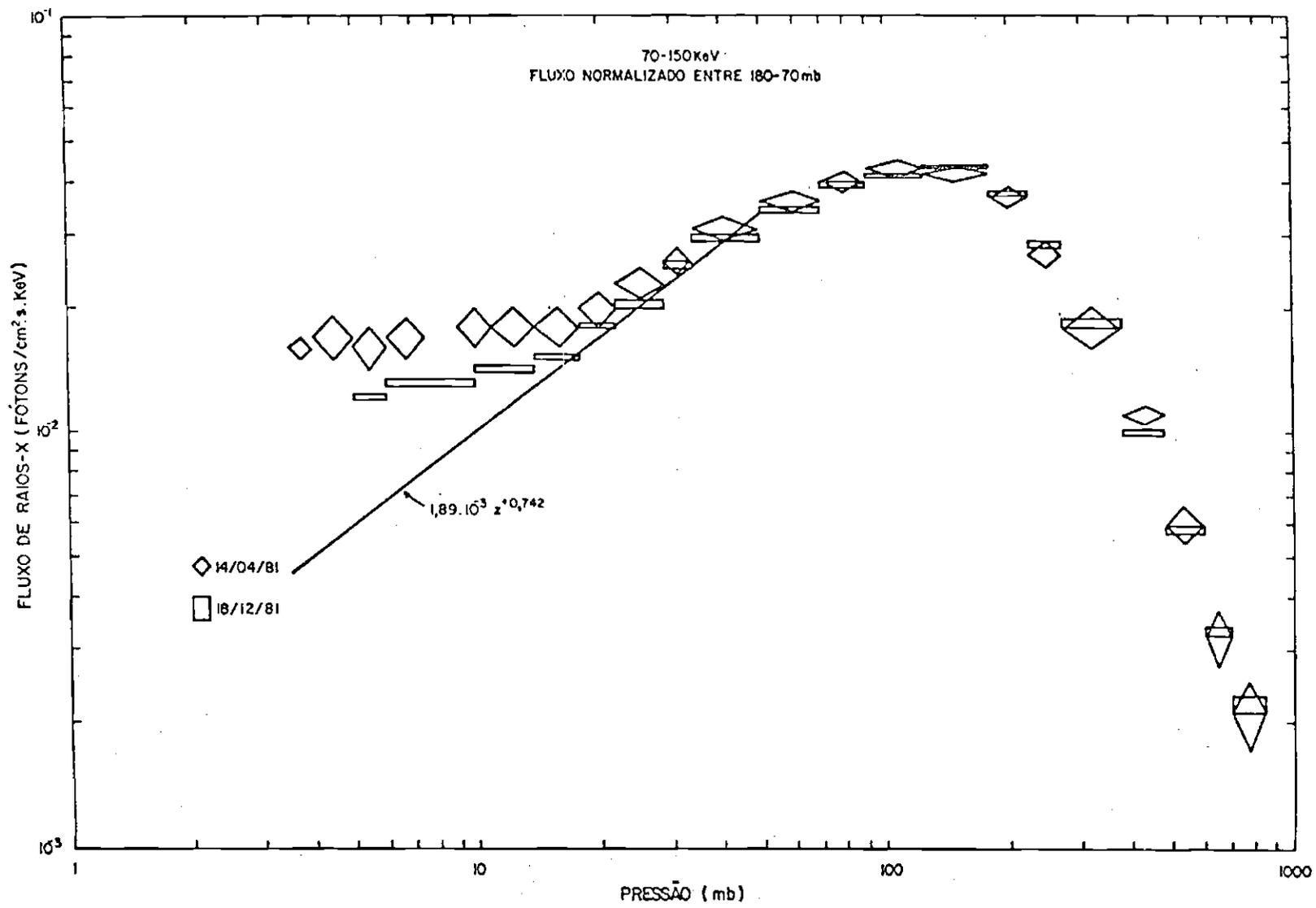


Fig. 5.13 - 70 - 150 keV.

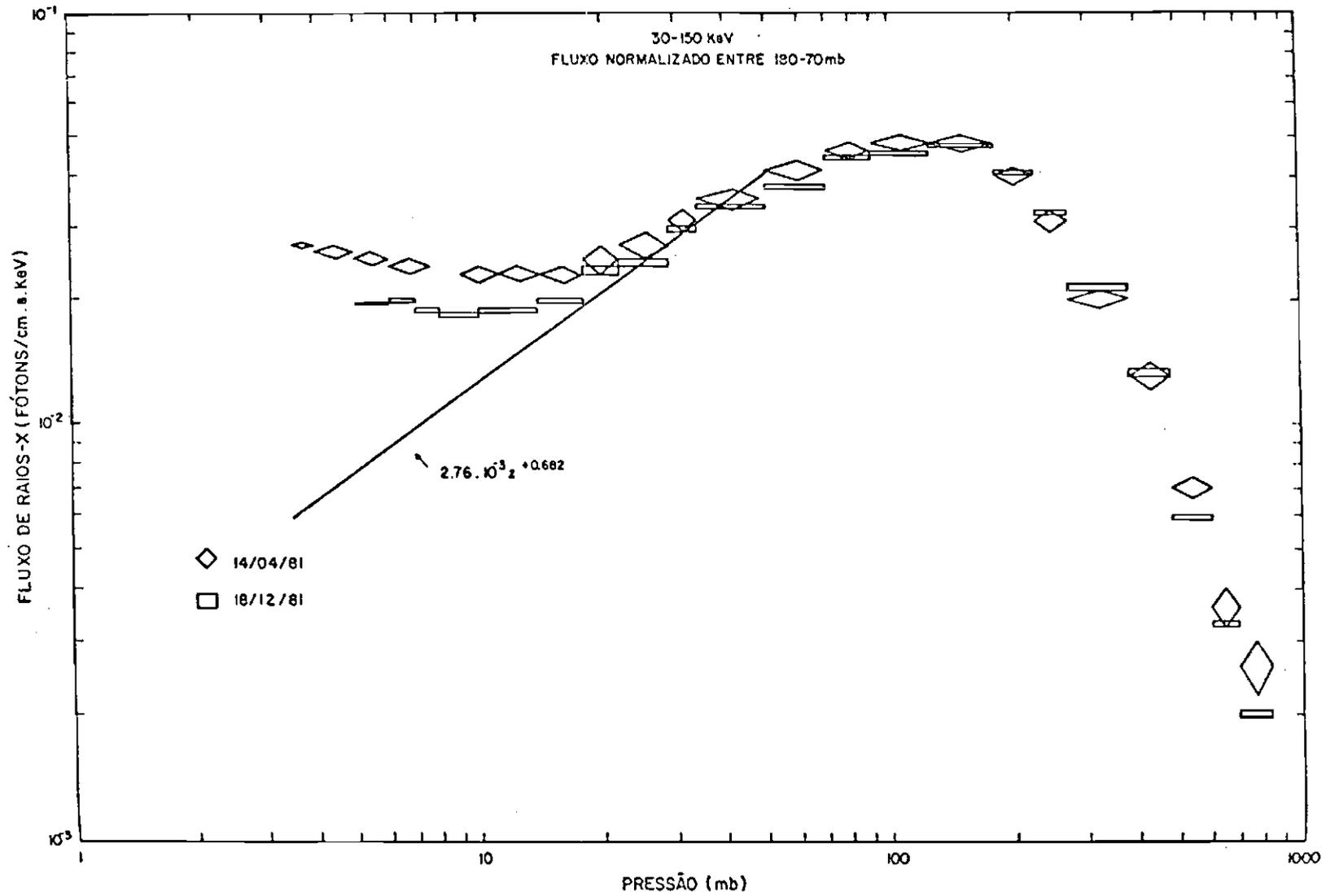


Fig. 5.14 - 30 - 150 keV.

CAPÍTULO 6

OUTROS RESULTADOS RELEVANTES

Neste capítulo faz-se uma reanálise dos dados de raios-X obtidos por outros autores na AAS. O objetivo principal foi aplicar a estes dados os mesmos procedimentos descritos no Capítulo 5, obtendo-se com isto um maior conjunto de dados. Em todos os casos os dados foram tomados na forma de contagens versus pressão e então reanalisados. É importante salientar que todos estes dados, tomados entre 1963 e 1969, estão sujeitos a possíveis contaminações devidas a precipitação de elétrons artificiais associados à explosão nuclear "starfish" (ver Capítulo 4, Seção 4.4).

6.1 - VÔOS SOBRE O OCEANO ATLÂNTICO

No ano de 1963, três vôos foram realizados sobre o oceano Atlântico e estudados por Ghielmetti et alii (1964a) nos dias 10, 11 e 13 de dezembro (a localização exata dos vôos é indicada no Capítulo 7). As principais características do detetor utilizado são: cristal de NaI(Tl) de dimensões $1\frac{1}{4}'' \times 1\frac{1}{2}''$ ($A_{ef} = 7,13 \text{ cm}^2$); fator de divisão igual a dois ¹ (largura do pulso transmitido de 2 ms com perdas estimadas de 0,1%); precisão dos níveis de discriminação estimada em 5%; configuração semi-onidirecional (Ghielmetti y Godel, s.d); e fatores de absorção iguais a 0,8 (de 20 - 60 keV), 0,95 (de 20 - 150 keV) e 1 (de 60 - 150 keV), com erro < 10%, correspondentes a 5 cm de isopor, 0,038 cm de Al e 0,16 cm de Al₂O₃ (total de 0,27 g/cm² de material, bem superior a 0,11 g/cm² correspondente aos vôos realizados em 1981). A eficiência para este caso é dada na Seção 3.2.2 ($\langle I \rangle = 5,9''$) podendo ser tomada como unitária até 150 keV com erro inferior a 5%.

¹ Este fator é menor do que aqueles utilizados no Capítulo 5, diminuindo com isto o erro estatístico das medidas.

O vôo de 10 de dezembro de 1963, embora não tivesse tempo de teto, foi utilizado para melhorar a estatística para o ajuste da componente atmosférica entre 50 - 20 mb (mesmo intervalo utilizado no Capítulo 5). Todavia, devido a diferença da ordem 50% nas contagens das faixas de 20 - 60 keV e 60 - 150 keV quando comparadas às dos vôos de 11 e 13 de dezembro de 1963, somente a contagem total de 20 - 150 keV foi usada (tais diferenças são superiores às aquelas devidas à incerteza estimada nos níveis de discriminação).

As Figuras 6.1 a 6.3 mostram os fluxos de raios-X nas faixas de 20 - 60 keV, 60 - 150 keV e 20 - 150 keV para os vôos de 11 e 13 de dezembro de 1963. Para as faixas de 20 - 60 keV e 20 - 150 keV, as figuras 6.4 e 6.5 mostram os fluxos normalizados entre 160 e 70 mb² (a faixa de 60 - 150 keV tem uma só medida). Os resultados dos ajustes entre 50 - 20mb para as diversas faixas de energia são:

1) 20 - 60 keV

$$I = (1,49 \pm 0,03) \times 10^{-2} Z^{+0,386 \pm 0,004} \text{ fótons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}; \quad (6.1)$$

2) 60 - 150 keV

$$I = (1,24 \pm 0,03) \times 10^{-2} Z^{+0,429 \pm 0,005} \text{ fótons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}; \quad (6.2)$$

3) 20 - 150 keV

$$I = (9,98 \pm 0,21) \times 10^{-3} Z^{+0,479 \pm 0,004} \text{ fótons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}. \quad (6.3)$$

² As diferenças de rigidez de corte de um vôo para outro são de ordem de 1%, não impedindo portanto a normalização dos vôos.

6.2 - VÔOS SOBRE BUENOS AIRES

Os vôos realizados sobre Buenos Aires utilizaram um detector similar àquele dos vôos sobre o oceano Atlântico, a menos das faixas que foram de 20 - 50 keV, 50 - 100 keV e 100 - 150 keV. Embora um grande número de vôos tenham sido realizados (IAFE, 1972), as contagens das diversas faixas apresentam diferenças que chegam a 100%. Com isto, somente a contagem total de 20 - 150 keV foi utilizada. Mesmo assim somente quatro vôos apresentaram valores similares (4 de maio de 1964, 24 de outubro de 1966, 25 de abril de 1967 e 23 de novembro de 1969); o vôo de 4 de maio de 1964 por não possuir tempo de teto foi utilizado somente para melhorar a estatística do ajuste da componente atmosférica. Outros vôos realizados em Buenos Aires (em 3 de novembro de 1964, 17 de dezembro de 1967 e 15 de abril de 1969) apresentaram contagens fora do esperado, talvez devido a perdas na transmissão ou ruído na recepção (o mesmo acontecendo com três vôos realizados em Chamical, Argentina). As Figuras 6.6 e 6.7 mostram os resultados para Buenos Aires. O vôo de 23 de novembro de 1969 não tem informação completa (Frank, 1970). A normalização dos vôos na Figura 6.7 foi feita entre 130-100 mb, devido novamente à falta de informações detalhadas a respeito do vôo de 23 de novembro de 1969. O resultado do ajuste entre 50 - 20 mb é:

$$I = (9,55 \pm 0,53) \times 10^{-3} Z^{+0,429 \pm 0,010} \text{ fótons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \quad (6.4)$$

Finalmente a Tabela 6.1 mostra os parâmetros relacionados aos ajustes da componente atmosférica entre 50 - 20 mb para todos os vôos deste trabalho (Capítulo 5 e 6). O fator $Q(\chi^2)$ representa a probabilidade da curva verdadeira apresentar o valor χ_{\min}^2 . Nesta tabela nota-se que os vôos sobre Buenos Aires e sobre o oceano Atlântico apresentam maiores valores de Q devido ao menor fator de divisão, todavia cabe salientar que um bom número de vôos foram perdidos, talvez devido a esta mesma razão.

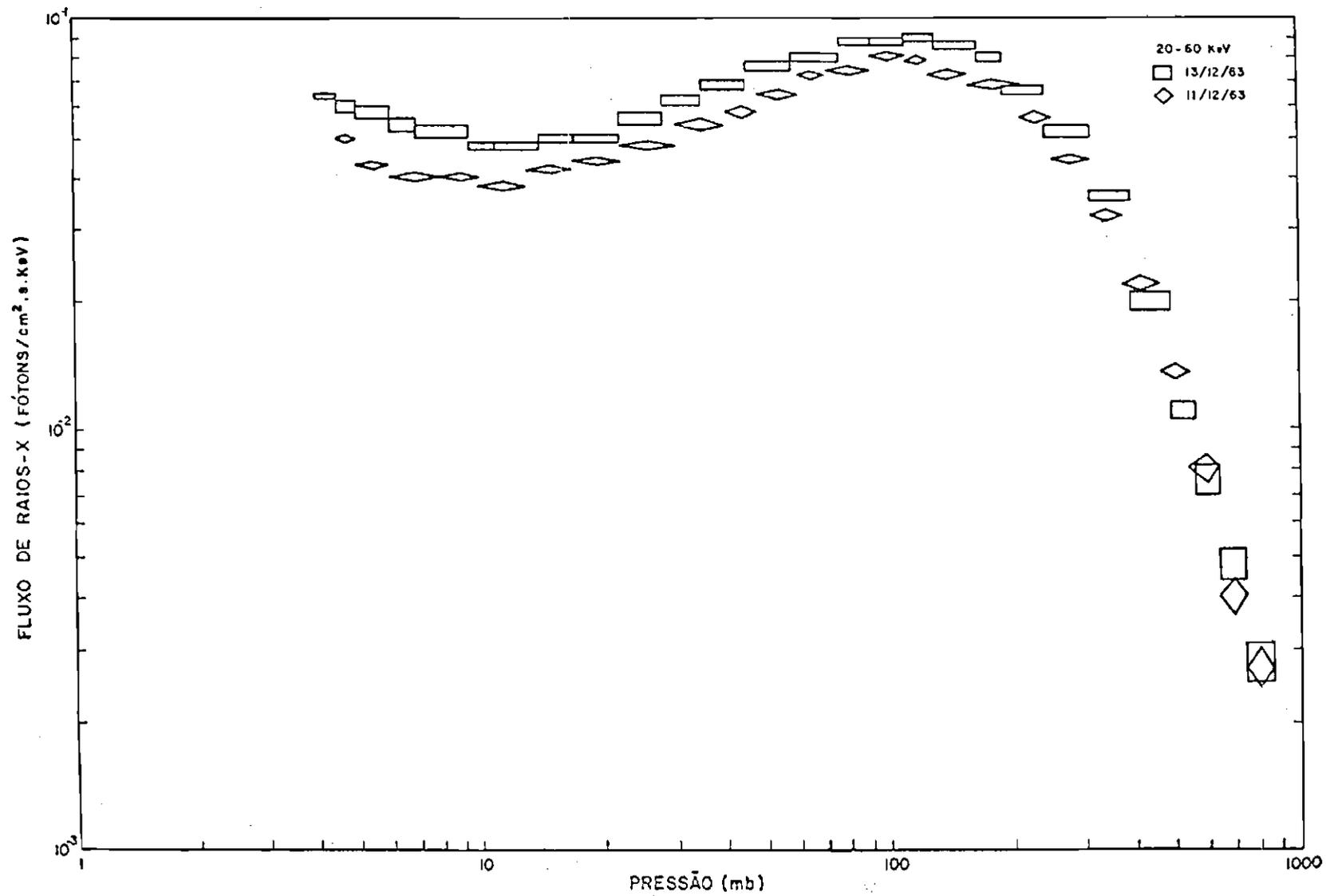


Fig. 6.1 - Comparação dos vôos realizados sobre o oceano Atlântico em 1963 na faixa de 20 - 60 keV.

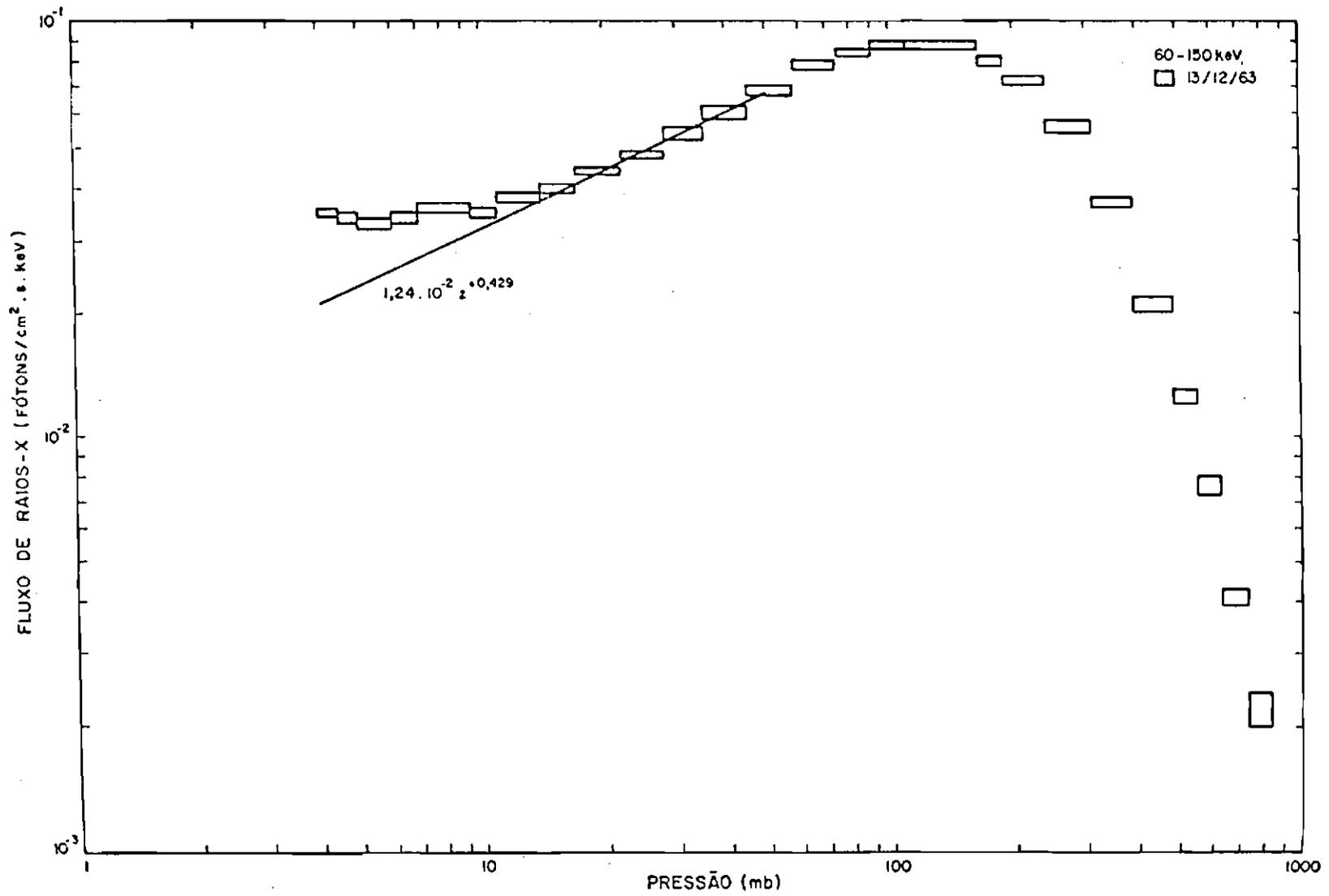


Fig. 6.2 - 60 - 150 keV.

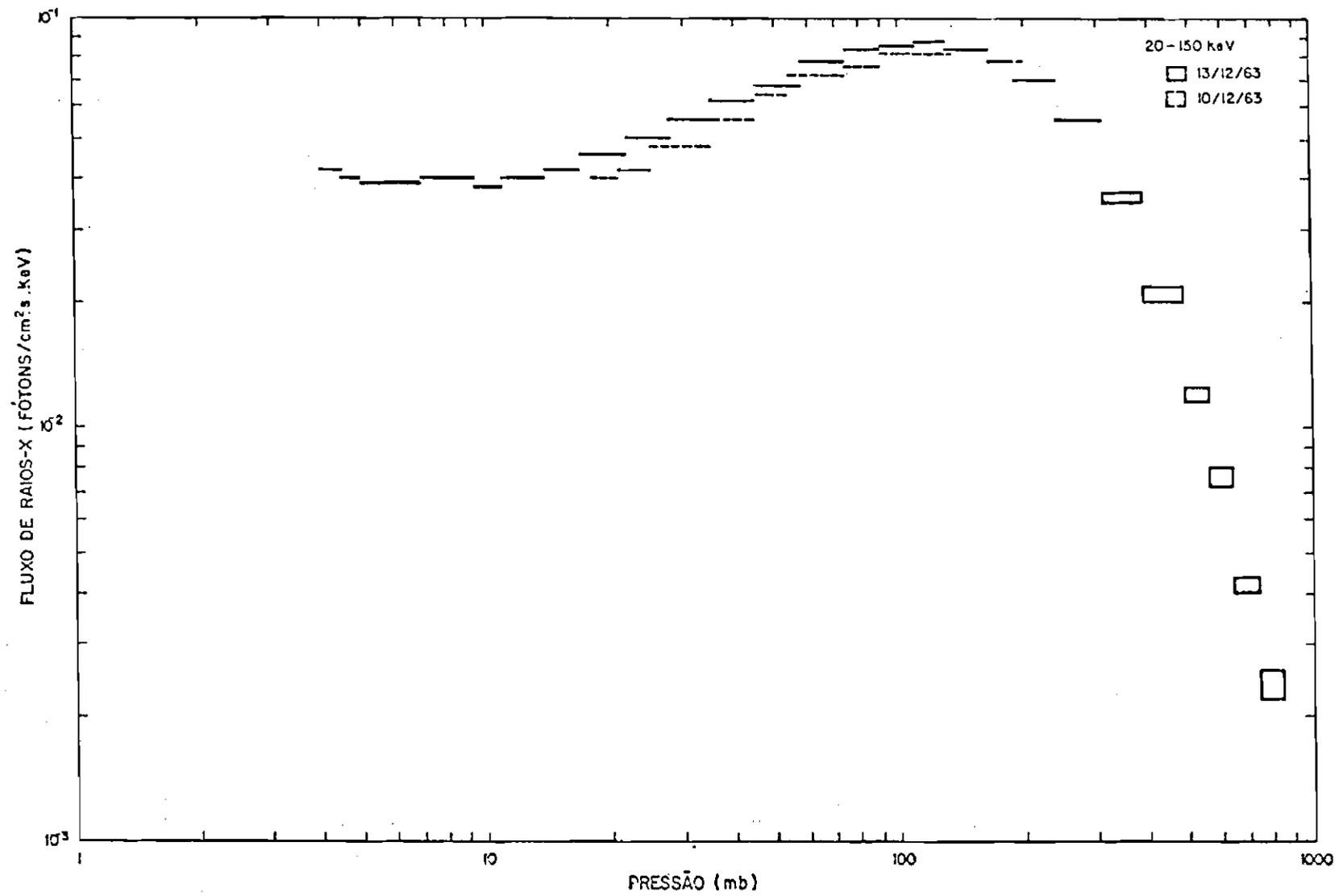


Fig. 6.3 - 20 - 150 keV.

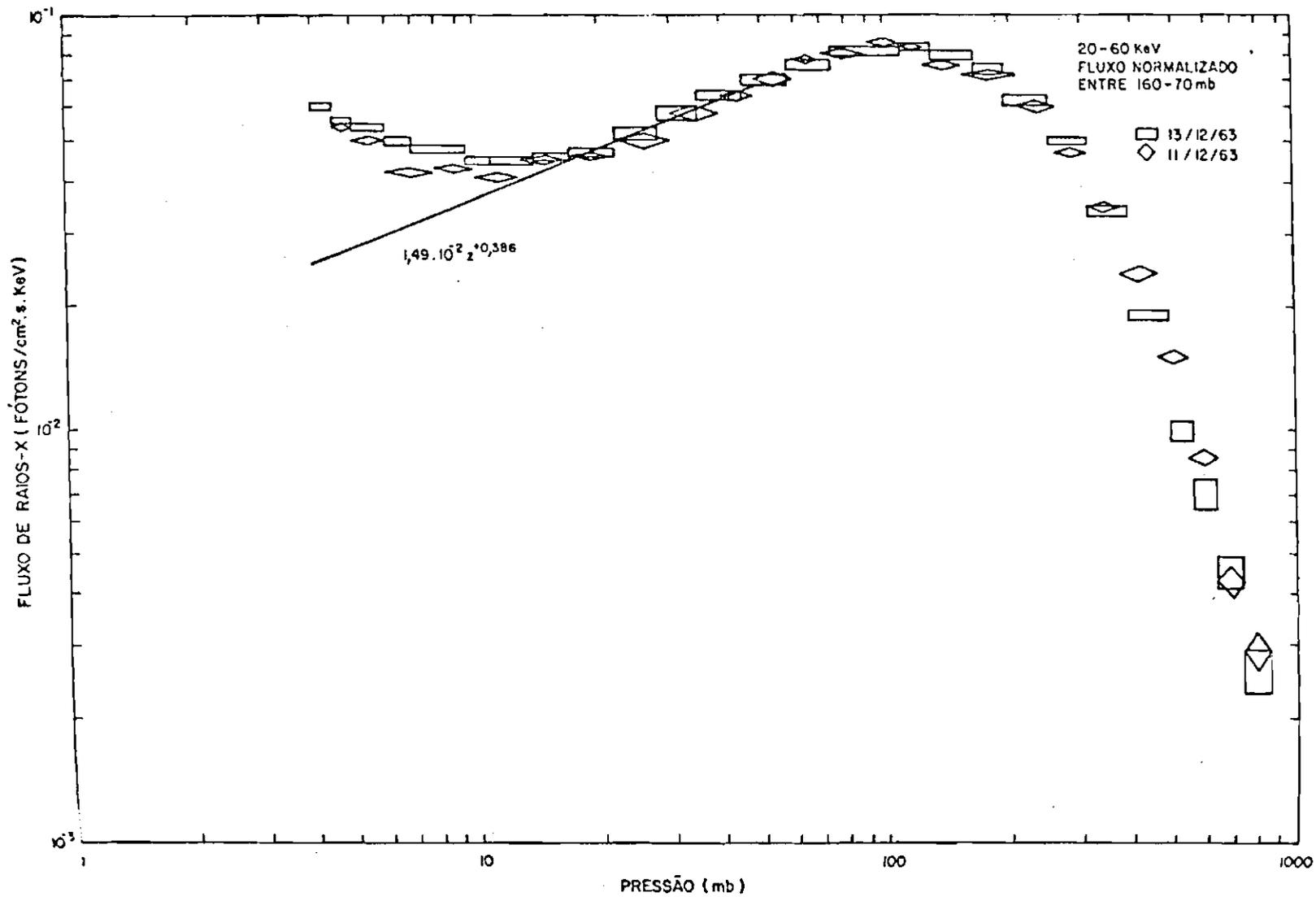


Fig. 6.4 - Comparação dos vôos realizados sobre o oceano Atlântico em 1963 na faixa de 20-60 keV (valores normalizados).

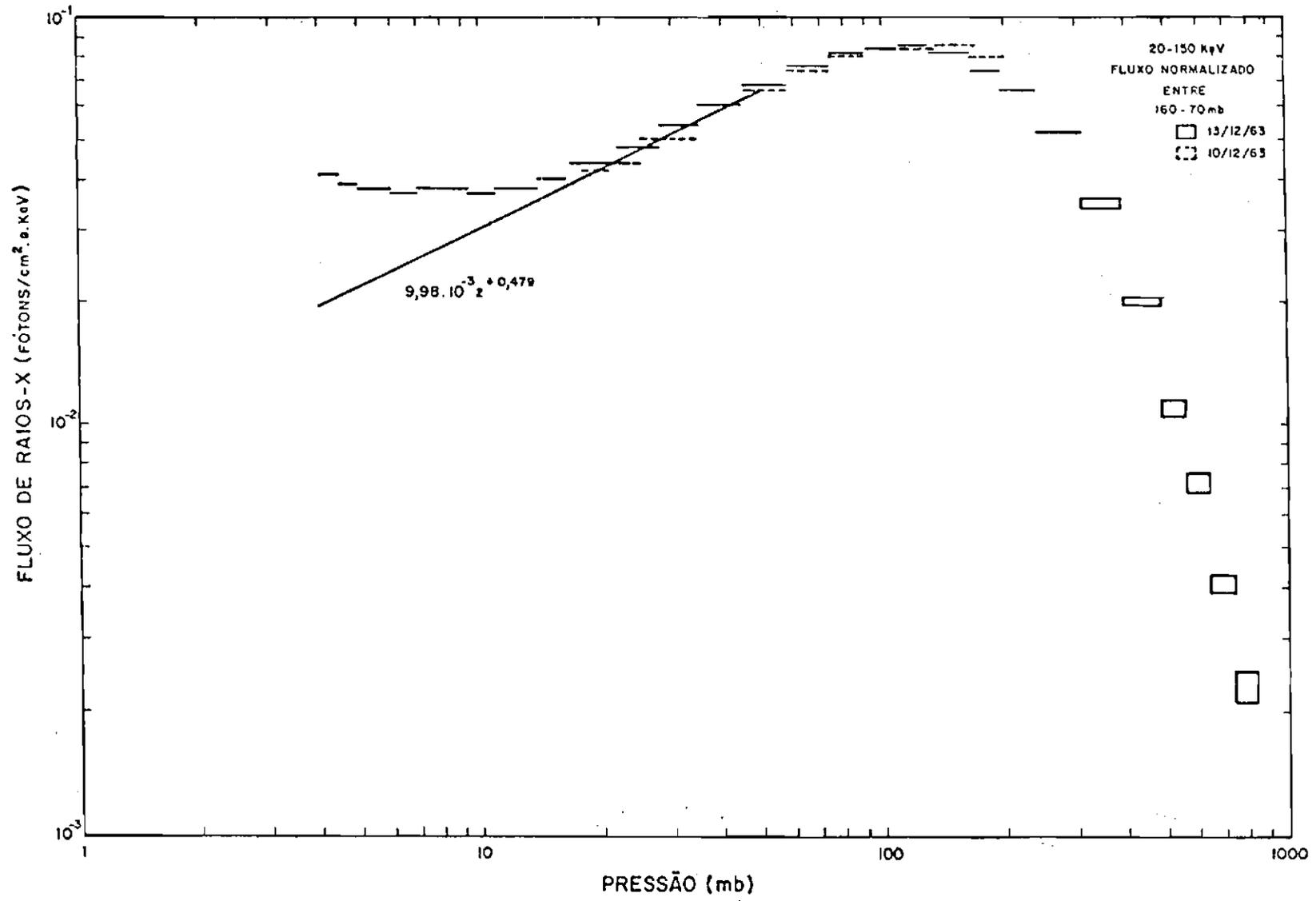


Fig. 6.5 - 20 - 150 keV.

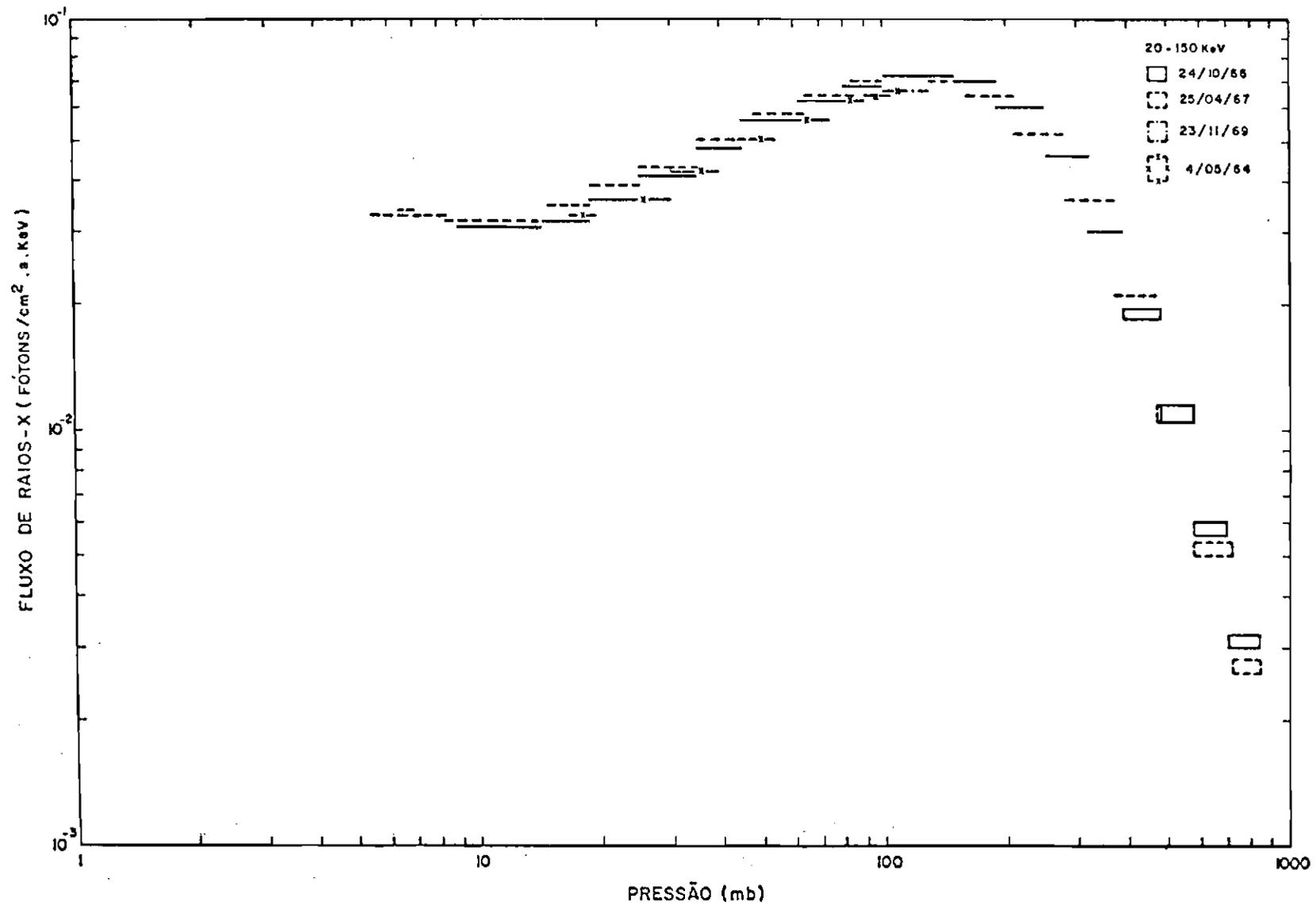


Fig. 6.6 - Comparação dos vôos realizados sobre Buenos Aires na faixa de 20 - 150 keV.

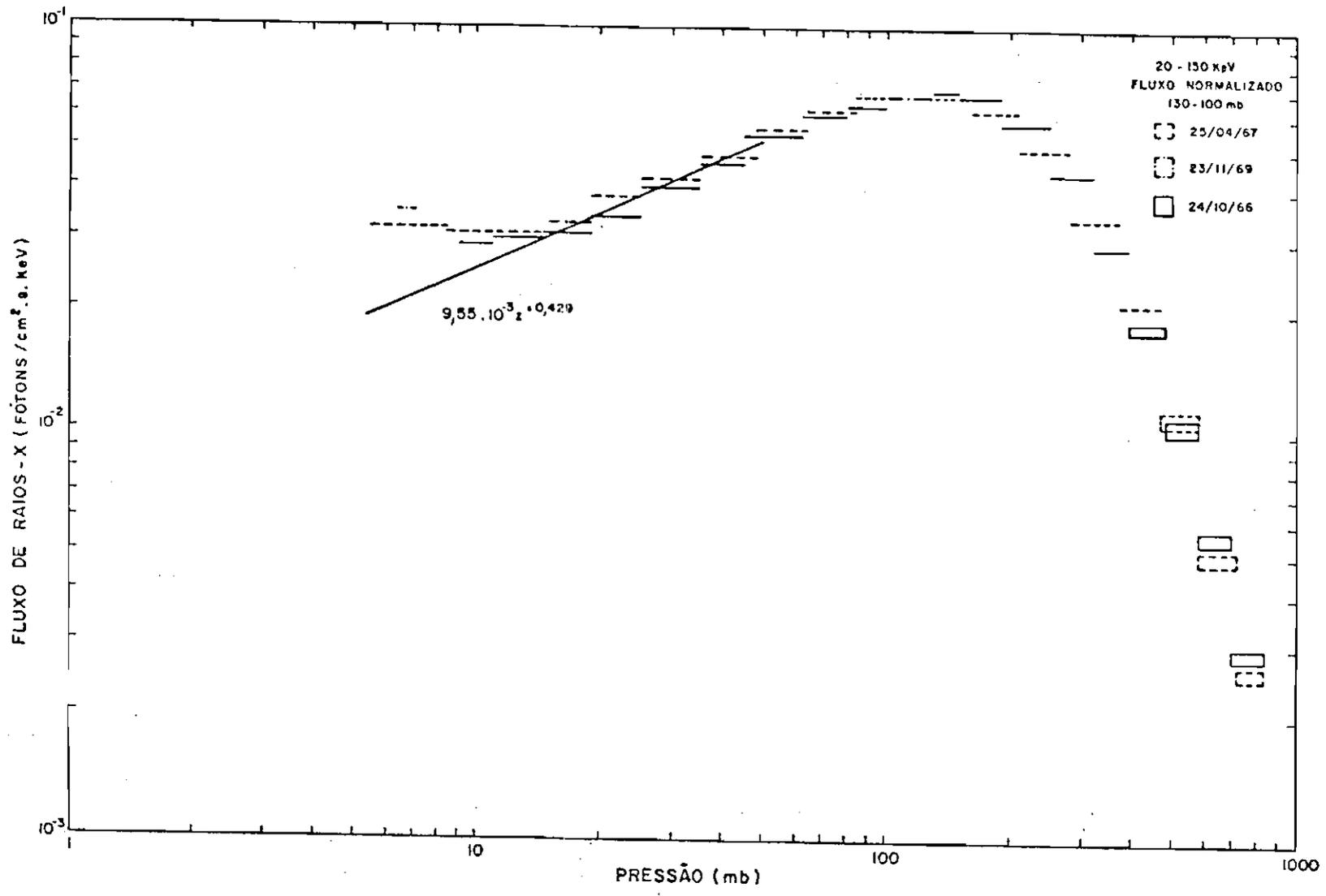


Fig. 6.7 - Comparação dos vôos realizados sobre Buenos Aires na faixa de 20 - 150 keV (valores normalizados).

TABELA 6.1

AJUSTE DA COMPONENTE ATMOSFÉRICA

FIGURA	LOCAL	RIGIDEZ	FAIXA DE ENERGIA (keV)	NÚMERO DE VÔOS	χ^2_{\min}	$Q(\chi^2)$
5.11	S.J.Campos	12,10	30 - 50	2	0,11	0,73
5.12	S.J.Campos	12,10	50 - 70	2	1,93	0,17
5.13	S.J.Campos	12,10	70 - 150	2	2,59	0,12
5.14	S.J.Campos	12,10	30 - 150	2	0,42	0,54
6.7	Buenos Aires	11,40	20 - 150	4	0,01	0,90
6.4	Oceano Atlântico	10,45	20 - 60	2	0,06	0,80
6.2	Oceano Atlântico	10,45	60 - 150	1	0,05	0,82
6.5	Oceano Atlântico	10,45	20 - 150	2	0,01	0,90

6.3 - VÔO DE 23 DE JULHO DE 1968

Em 23 de julho de 1968 foi lançado de São José dos Campos um detetor de raios-X com um colimador passivo (Martin, 1972). O detetor consistia em um cristal de NaI (Tl) de dimensões 1" x 1" com um colimador de aproximadamente 2,50 cm de altura e 3 cm de espessura composto por chumbo, estanho e tântalo (1 cm cada), formando um ângulo de abertura de aproximadamente 26° . O fator de absorção correspondente, neste caso a 5 cm de isopor, 0,0001 cm de Al_2O_3 e 0,02 cm de berílio ($\rho = 1,848 \text{ g/cm}^3$) pode ser tomado como igual ao dos vôos de 1981 (total de $0,14 \text{ g/cm}^2$ de material comparado a $0,11 \text{ g/cm}^2$ para os vôos de 1981). A eficiência (Seção 3.2.2; $\langle l \rangle = 2/3$ "), ângulo sólido e fator geométrico (Capítulo 2) são, respectivamente, 1, $0,64 \text{ sr}$ e $3,78 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Finalmente a contagem era codificada a cada 72 s antes de ser transmitida (Martin et alii, 1971).

A Figura 6.8 mostra as contagens $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ obtidas em 23 de julho de 1968, comparadas àquelas obtidas em 14 de abril de 1981 sem colimador. Devido ao colimador as contagens são bem menores ³.

Outro efeito do colimador é um deslocamento do máximo da contagem para uma pressão menor, no caso, 80 mb (Martin, 1972) ao invés de 120 - 130 mb sem colimador (a posição do máximo da contagem depende também da distribuição angular da radiação detectada, porém em menor grau (Ray, 1961)).

⁶ Este comportamento é esperado abaixo de aproximadamente 1000 keV como medido por Vette (1962) e Charakhck'yan et alii (1978). Acima, o inverso tende a acontecer (Jones, 1961; Vette, 1962).

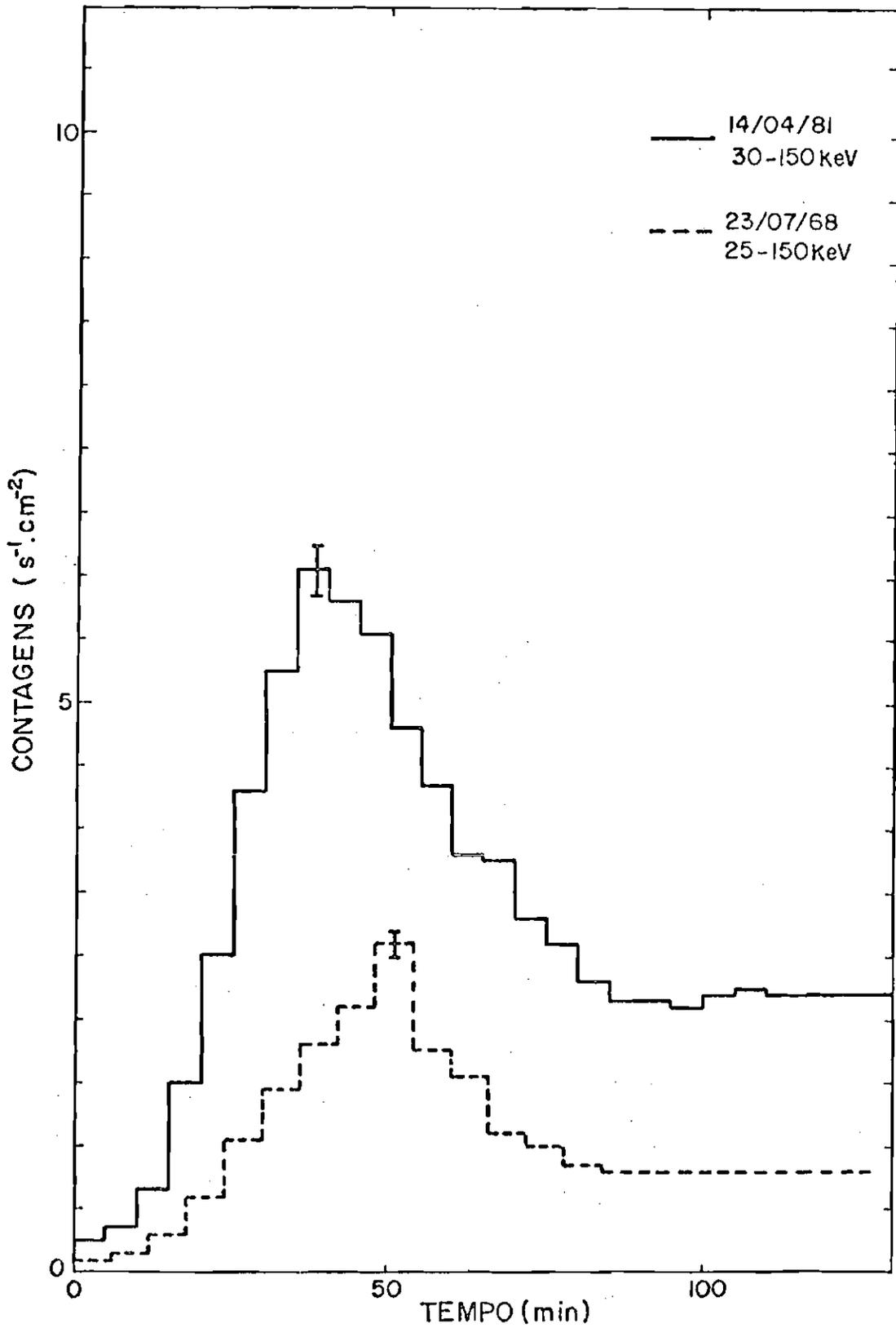


Fig. 6.8 - Comparação das contagens obtidas em 23 de julho de 1968 (com colimador) e em 14 de abril de 1981 (sem colimador).

Nas Figuras 6.9 a 6.12 são mostrados os fluxos de raios-X obtidos entre 25 - 50 keV, 50 - 80 keV, 80 - 150 keV e 25 - 150 keV respectivamente (os fluxos estão dados por sr). Na Figura 6.12 também são mostrados os fluxos obtidos em 14 de abril de 1981, sem colimador. A diferença entre as curvas na Figura 6.12 representa a produção local no colimador (seja por partículas carregadas, seja por efeito Compton de raios- γ). Se o colimador fosse ideal as curvas deveriam aproximadamente coincidir (existiria apenas diferenças devidas à distribuição angular da radiação incidente). A relação dos fluxos mostra que aproximadamente 80% do fluxo medido em 23 de julho de 1968 é gerado no colimador. Este valor concorda, levando em consideração as diferenças de detectores e geometrias, com o medido por Peterson (1967) (94%) e com o estimado empiricamente por Kasturirangan (1971) (> 50%).

A produção por grama devida ao colimador ou função fonte, como definida por Peterson et alii (1973), para um telescópio é dada por (ver Seção 4.2).

$$S_f = \frac{4\pi\tau}{\Omega} I \quad (6.5)$$

onde, neste caso, Ω é o ângulo sólido ocupado pelo colimador ($2\pi - 0,64$ sr). Desta relação obtêm-se, em 10 g/cm^2 e entre 25 - 150 keV, um valor aproximado de $2,76 \cdot 10^{-2} \text{ f\otimestons} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (utilizando um coeficiente de atenuação devido à absorção fotoelétrica, médio, pesado por Z_{at}^3 , o chumbo, o estanho e o tântalo). Este valor, levando-se em consideração as diferenças de materiais ⁴, é próximo de $2,10 \cdot 10^{-2} \text{ f\otimestons} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ obtido por Vette (1962) com um detector onidirecional entre 25 - 160 keV (para o chumbo) e de $6,90 \cdot 10^{-2} \text{ f\otimestons} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ obtido por Peterson (1967) com um telescópio entre 50 - 150 keV (também para o chumbo) ⁵.

⁴ Deve-se também considerar uma possível dependência deste valor sobre a rigidez.

⁵ Este valor é sujeito a uma possível contaminação radioativa do detector (Peterson, 1967).

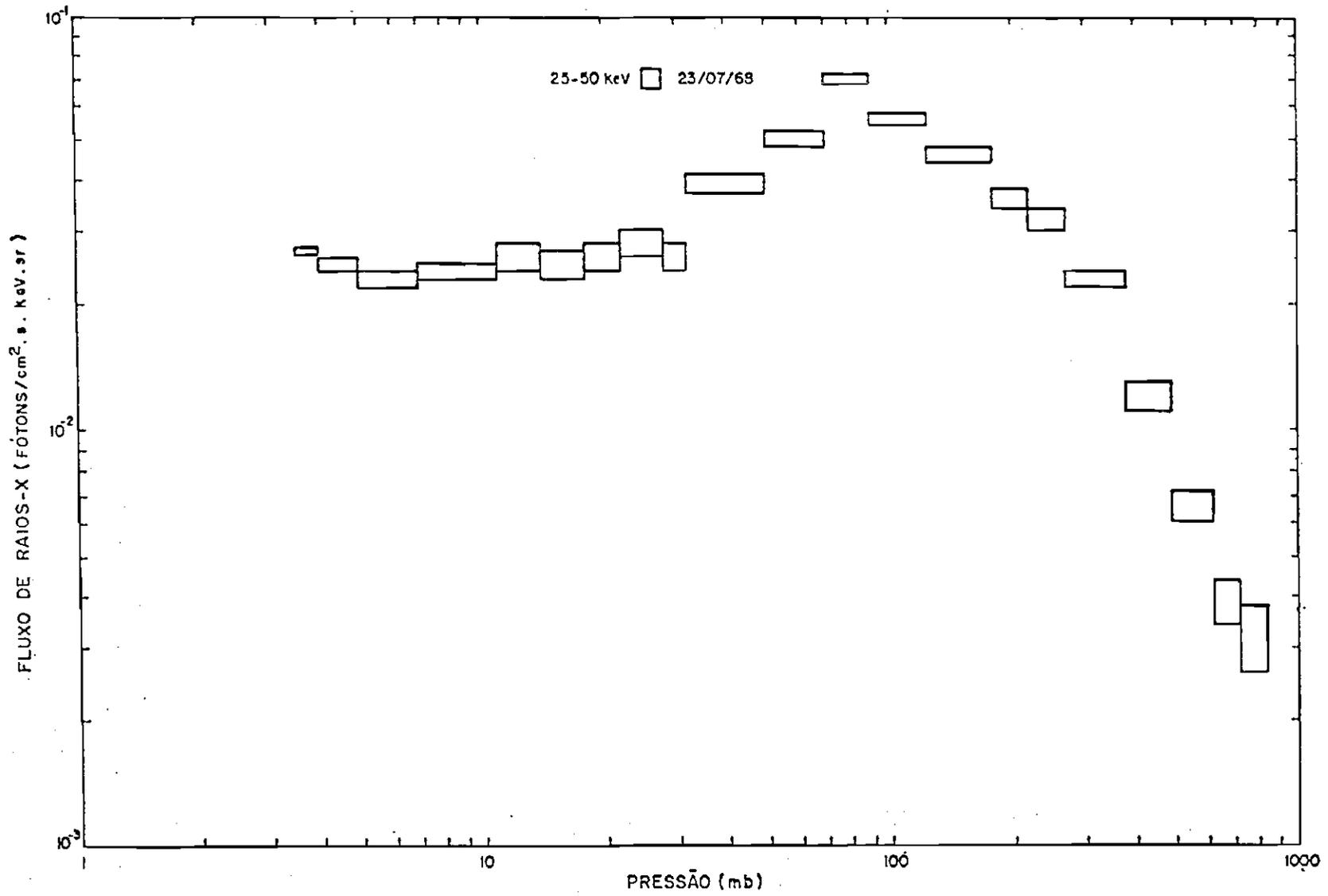


Fig. 6.9 - Fluxos de raios-X obtidos em 23 de julho de 1968 na faixa de 25 - 50 keV.

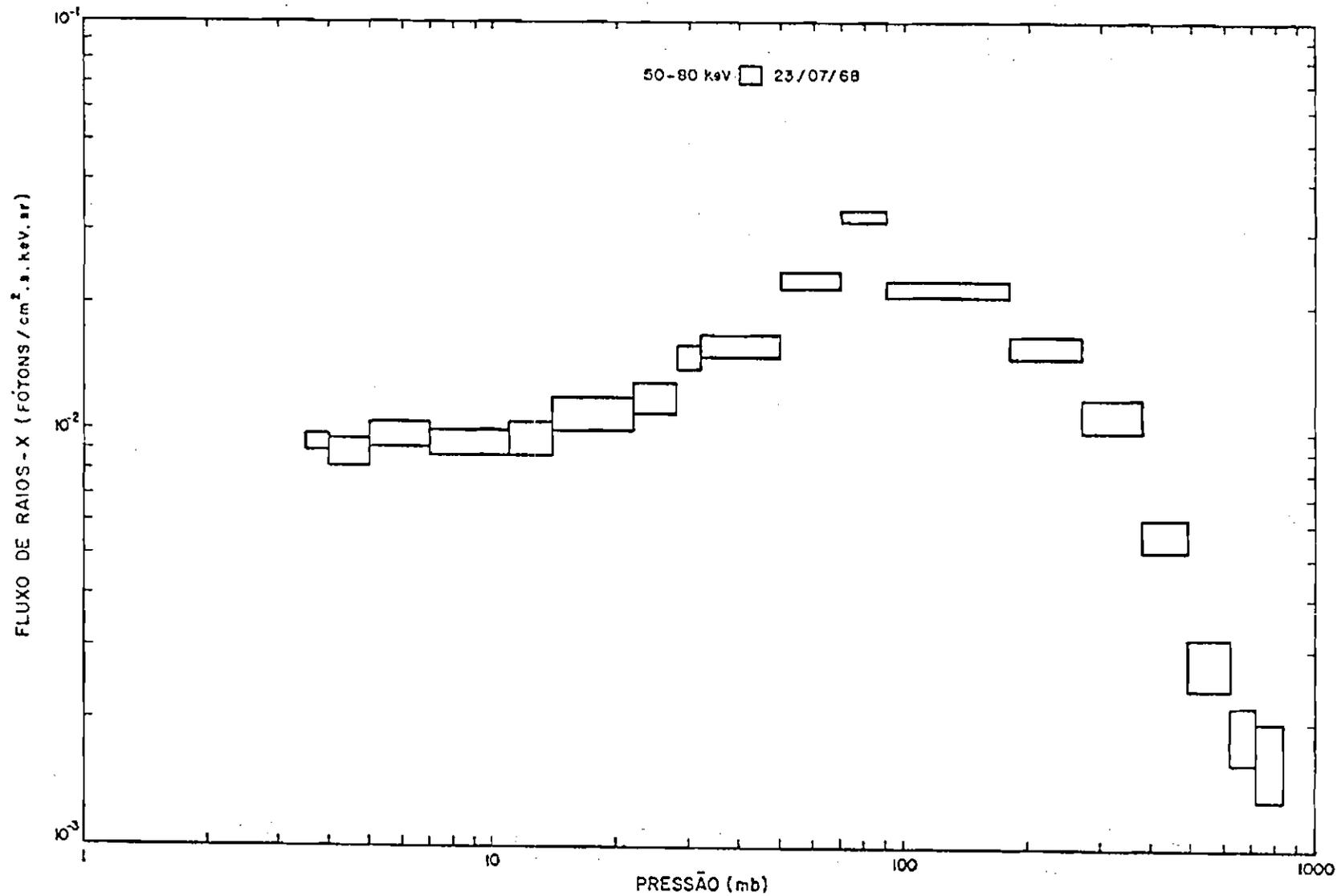


Fig. 6.10 - 50 - 80 keV.

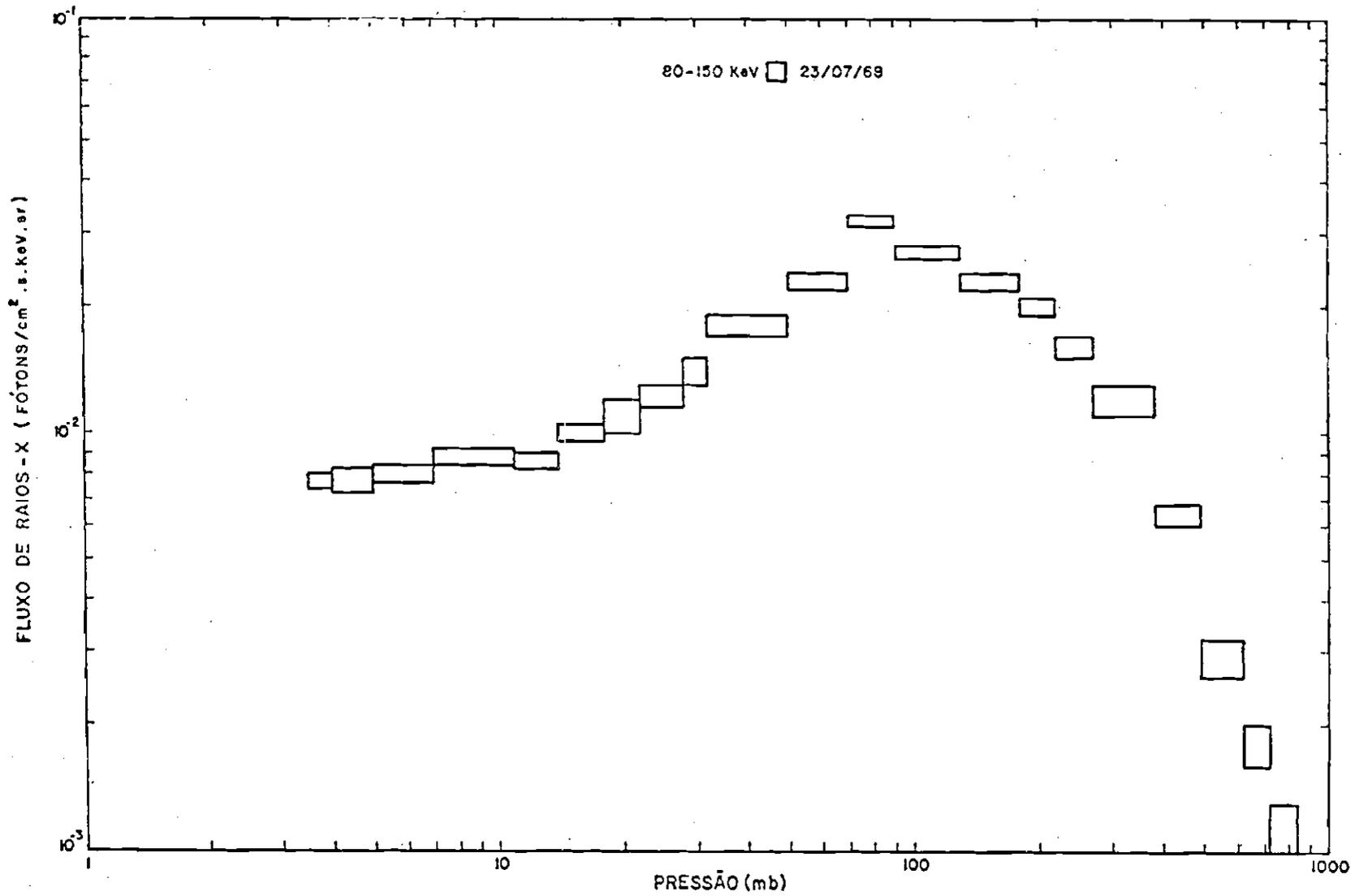


Fig. 6.11 - 80 - 150 keV.

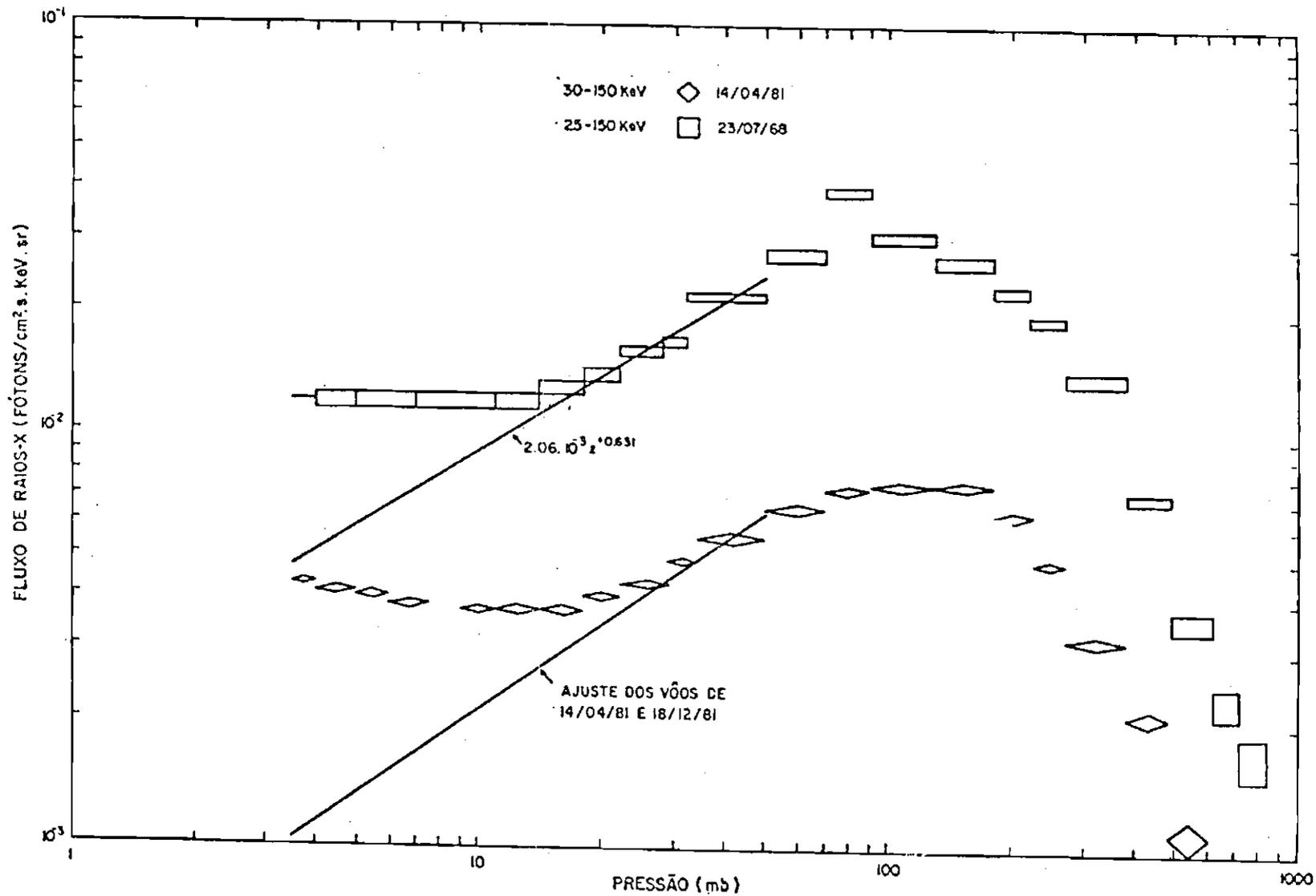


Fig. 6.12 - 25 - 150 keV.
 - É também mostrado o fluxo entre 30 - 150 keV para 14 de abril de 1981.

Mostra-se também na Figura 6.12 o ajuste entre 50 - 20 mb aos dados de 23 de julho de 1968. O resultado é

$$I = (2,06 \pm 0,47) \times 10^{-3} Z^{+0,631 \pm 0,005} \text{ f\u00f3tons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}. \quad (6.6)$$

Tomando na Figura 6.12 a diferença entre o fluxo medido e o extrapolado em 4 mb para ambas as curvas, nota-se que o resultado dá um valor superior para a curva de 23 de julho de 1968, podendo levar a uma conclusão incorreta, ou seja, que o fluxo adicional é maior. Todavia, dois motivos tornam inadequada a extrapolação baseada num comportamento $Z^{+\xi}$ para este vôo: ⁶

- 1) A inclusão de um colimador passivo faz com que a maior parte do fluxo medido seja devido à sua interação com o mesmo e então passe a não mais apresentar um comportamento do tipo $Z^{+\xi}$. O novo comportamento, embora complexo de ser estabelecido, pode ser aproximado como se a pressão correspondente à medida fosse substituída por uma pressão efetiva que adiciona o efeito do colimador. Por exemplo, a diferença entre as pressões correspondentes aos máximos de contagem com e sem colimador, aproximadamente 45g/cm², pode ser interpretada como devida a uma quantidade equivalente de material do colimador (no caso 34 g/cm²) ⁷. Logo, a pressão medida deve-se acrescentar

⁶ Mesmo considerando a distribuição angular da componente difusa, o que acarreta uma maior contribuição por sr para um telescópio, ainda assim tem-se um fluxo restante 2,5 vezes maior para o telescópio, não podendo ser explicado pela distribuição angular esperada de outro fluxo adicional (considerando a componente direta de um fluxo isotrópico um valor máximo de 2 é alcançado).

⁷ Valores de densidade para o chumbo, estanho e tântalo são: 11,35 g/cm³, 5,77 g/cm³ e 16,63 g/cm³ respectivamente (Van Nostrand's Scientific Encyclopedia, 1976).

34 g/cm² para obter a pressão real sem colimador. Portanto, espera-se que o comportamento acima de 10 - 15 g/cm² tenda a um valor constante ⁸. Embora esta análise seja aproximada, ela serve para indicar que no caso de um colimador passivo a extrapolação da componente atmosférica é inadequada; a comparação entre vôos com o mesmo colimador passa a ser indicada.

- 2) Parte do fluxo difuso incide no colimador. Parte deste, por sua vez, por efeito Compton contribui à contagem, somando ao fluxo atmosférico e modificando portanto o comportamento Z^{+k} . Novamente um cálculo desta contribuição é complexo e dependente da configuração exata do colimador.

Outro ponto importante a considerar é quanto à sensibilidade deste detetor, isto é, o mínimo fluxo detectável em comparação com o detetor semi-onidirecional. A expressão para o mínimo fluxo detectável por cm⁻² · s⁻¹ · keV⁻¹ · sr⁻¹ é (Peterson, 1975):

$$I_{\min} = S_R \left(\frac{I_R}{\epsilon G t \Delta E} \right)^{1/2}, \quad (6.7)$$

onde I_R , S_R , ϵ , G , t e ΔE são, respectivamente, o fluxo devido a todas outras fontes, a relação sinal-ruído, a eficiência, o fator geométrico, a duração da medida e a faixa de energia. Então tem-se a seguinte relação para os dois detetores ("T" refere-se ao detetor com colimador (telescópio) e "S" ao detetor semi-onidirecional)

$$\frac{I_{\min_T}}{I_{\min_S}} = \left(\frac{I_{R_T} G_S}{I_{R_S} G_T} \right)^{1/2}, \quad (6.8)$$

⁶ No caso de Vette (1962) tinha-se 1 cm de chumbo, o que corresponde a 11 g/cm³ de material. Logo, o efeito acima é menos acentuado. Porém, diferenças desta ordem podem ser percebidas no máximo de Pfozter como registrado pelos dois detetores, bem como uma tendência a menores variações acima de 10 g/cm² pelo detetor com chumbo.

Usando o fato de que (Figura 6.12)

$$I_{\min_T} \approx 15 I_{\min_S} \quad (6.9)$$

e levando em consideração que o fluxo por sr para o telescópio, devido a um fluxo isotrópico, é no máximo duas vezes maior do que para o detector semi-onidirecional (valor aproximadamente independente da energia), tem-se que o detector semi-onidirecional é mais adequado à medida de uma componente adicional do que o detector com colimador passivo voado em 13 de julho de 1968.

Considerando os valores de fluxo em 4 mb obtidos por extrapolação na Figura 6.12, obtêm-se, para um tempo de medida de 10 min e uma relação sinal-ruído igual a 3 (equivalente a um fluxo maior que o ruído de fundo por 3D, onde D é o desvio padrão), fluxos mínimos entre 25 - 150 keV de $4 \cdot 10^{-4}$ fótons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$ para o telescópio e de $3 \cdot 10^{-5}$ fótons \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ \cdot keV $^{-1}$ \cdot sr $^{-1}$ para o detector semi-onidirecional.

O efeito do colimador sobre a forma espectral do fluxo de raios-X é mostrado na Figura 6.13. Os dois canais superiores mostram uma tendência a um espectro mais plano para o voo com colimador. Tal comportamento pode estar associado ao fato de a eficiência do colimador diminuir com o aumento da energia. Este fato foi verificado por outros autores (Vette, 1962, Kasturirangan, 1971; Charakhch'yan et alii, 1978). O canal de 25 - 50 keV do voo de 1968 mostra um valor bem maior que os outros canais. Tal fato, também medido por Vette (1962) (Ver Figura 6.14), deve ser resultado da interação de meio com o detector, visto que o espectro de equilíbrio de fótons na atmosfera não apresenta tal comportamento (Kolchuzhkin and Bepalov, 1975).

Finalmente, a Figura 6.14 mostra a diferença dos fluxos medidos em 23 de julho de 1968 e 14 de abril de 1981 no máximo de Pfozter, comparada às medidas feitas por Vette (1962) com chumbo. Estes

fluxos gerados no colimador e no chumbo apresentam comportamento similar, apesar das diferenças nos detetores, materiais e locais de medida.

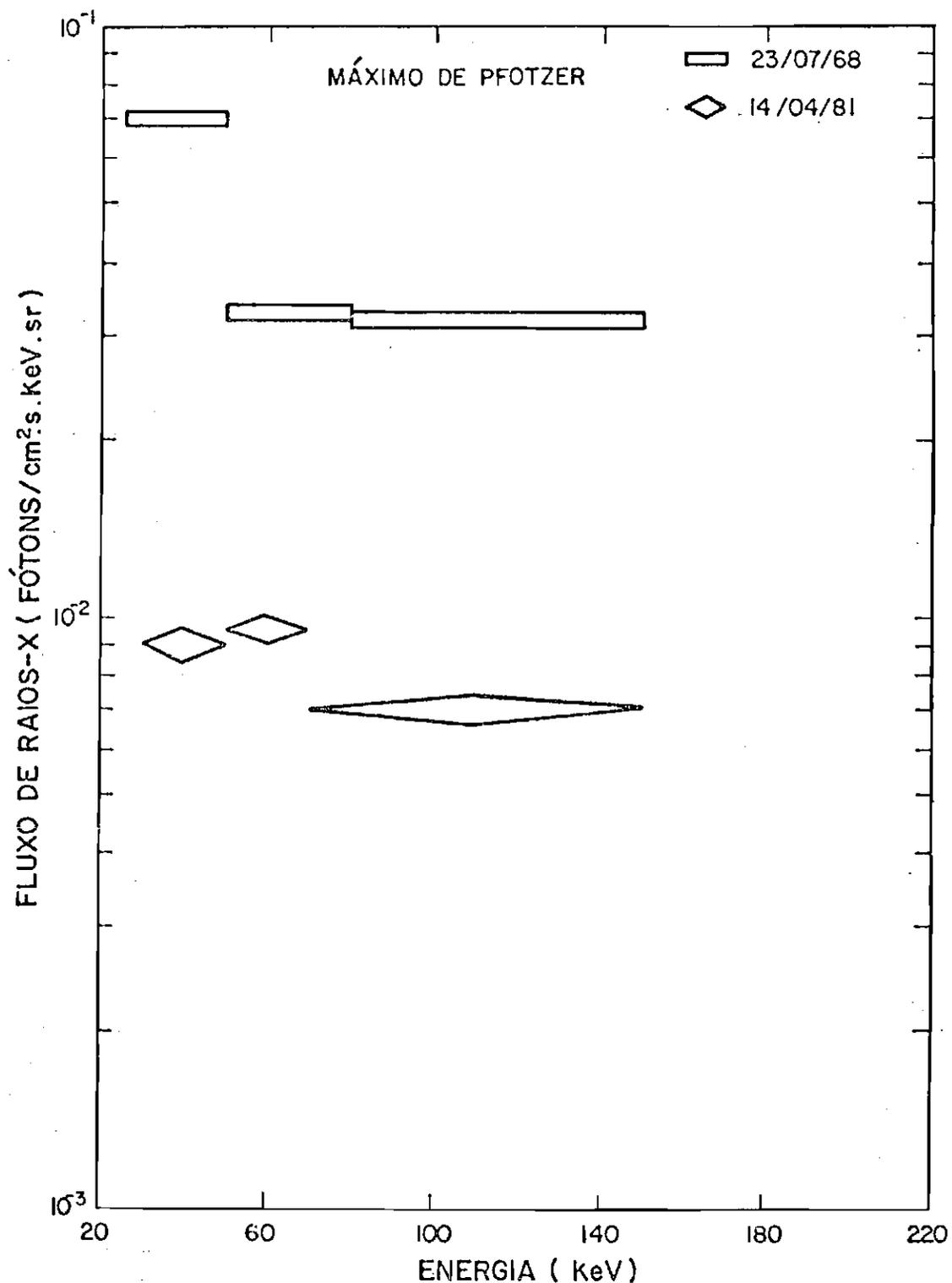


Fig. 6.13 - Espectros no máximo de Pfozter para 23 de julho de 1968 e 14 de abril de 1981.

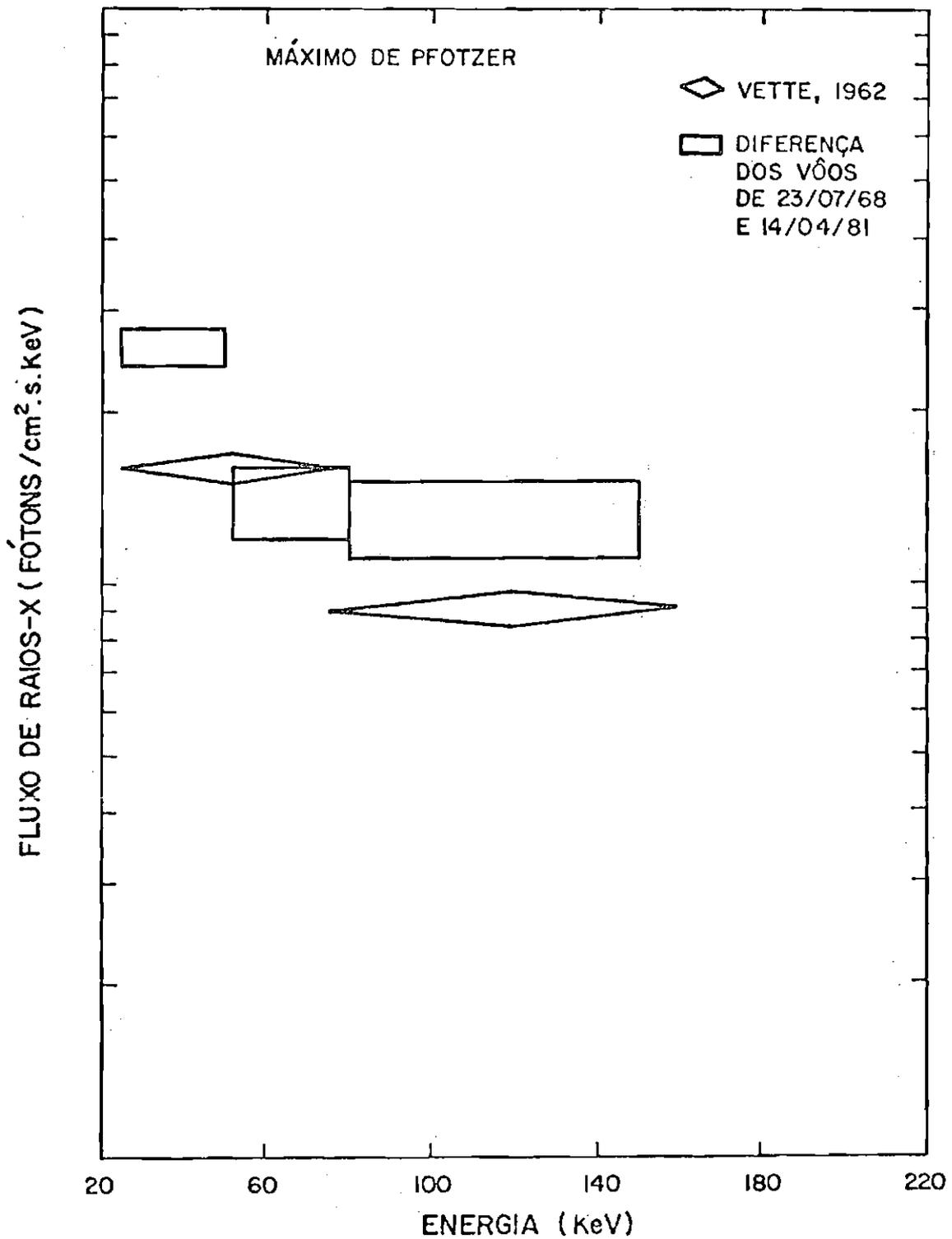


Fig. 6.14 - Diferença dos fluxos medidos em 23 de julho de 1968 e 14 de abril de 1981, comparada às medidas de Vette (1962) com chumbo.

CAPÍTULO 7

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Neste capítulo uma análise dos resultados descritos nos Capítulos 5 e 6 será feita. Esta análise será dividida segundo dois temas básicos: raios-X atmosféricos e raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS.

7.1 - RAIOS-X ATMOSFÉRICOS

7.1.1 - ESPECTRO DIFERENCIAL

Baseado no comportamento Z^{+5} como exposto no Capítulo 5, a Figura 7.1 mostra o espectro medido e o espectro atmosférico em 5,5 mb para 18 de dezembro de 1981. O espectro atmosférico é resultante do ajuste das medidas à função Z^{+5} , no intervalo de 50 - 20 mb, a cada dois canais (5 keV). Um ajuste do espectro acima de 55 keV dá como resultado $5,42 \cdot E^{-1,49}$ fótons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ (o ajuste ao espectro medido dá $E^{-2,04}$). Desta figura nota-se que o espectro atmosférico tende a ser menos inclinado que o espectro medido ¹. Na Figura 7.2 o espectro atmosférico é comparado com o espectro da componente difusa em 5,5 mb. O espectro difuso (Seção 4.3) é mostrado em termos de duas curvas que representam os limites superior e inferior associados à incerteza no espectro fora da atmosfera. Da Figura 7.2 vê-se que os espectros atmosférico e difuso são da mesma ordem entre 30 - 150 keV para São José dos Campos, com a componente difusa tendendo a predominar sobre a atmosférica abaixo de aproximadamente 80 keV.

A Figura 7.3 mostra a comparação dos espectros atmosféricos na altura de teto e no máximo de Pfozter, obtidos em 18 de dezembro de 1981 em São José dos Campos (12,1 GV) ².

¹ As grandes flutuações no espectro atmosférico devem-se à pouca estatística associada a dois canais.

² Um ajuste no máximo de Pfozter dá como resultado $E^{-1,06}$.

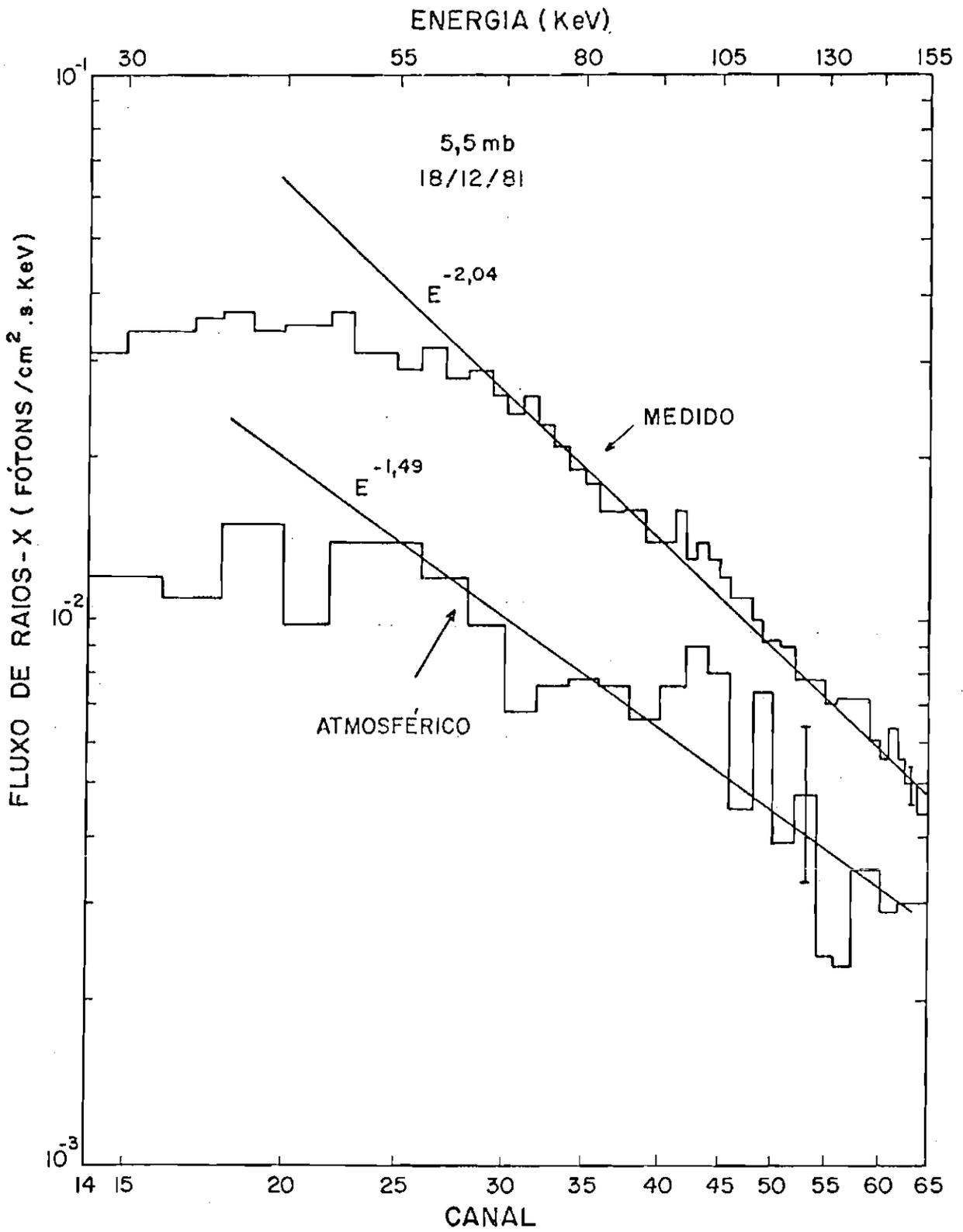


Fig. 7.1 - Espectro medido e espectro atmosférico em 5,5 mb para 18 de dezembro de 1981.

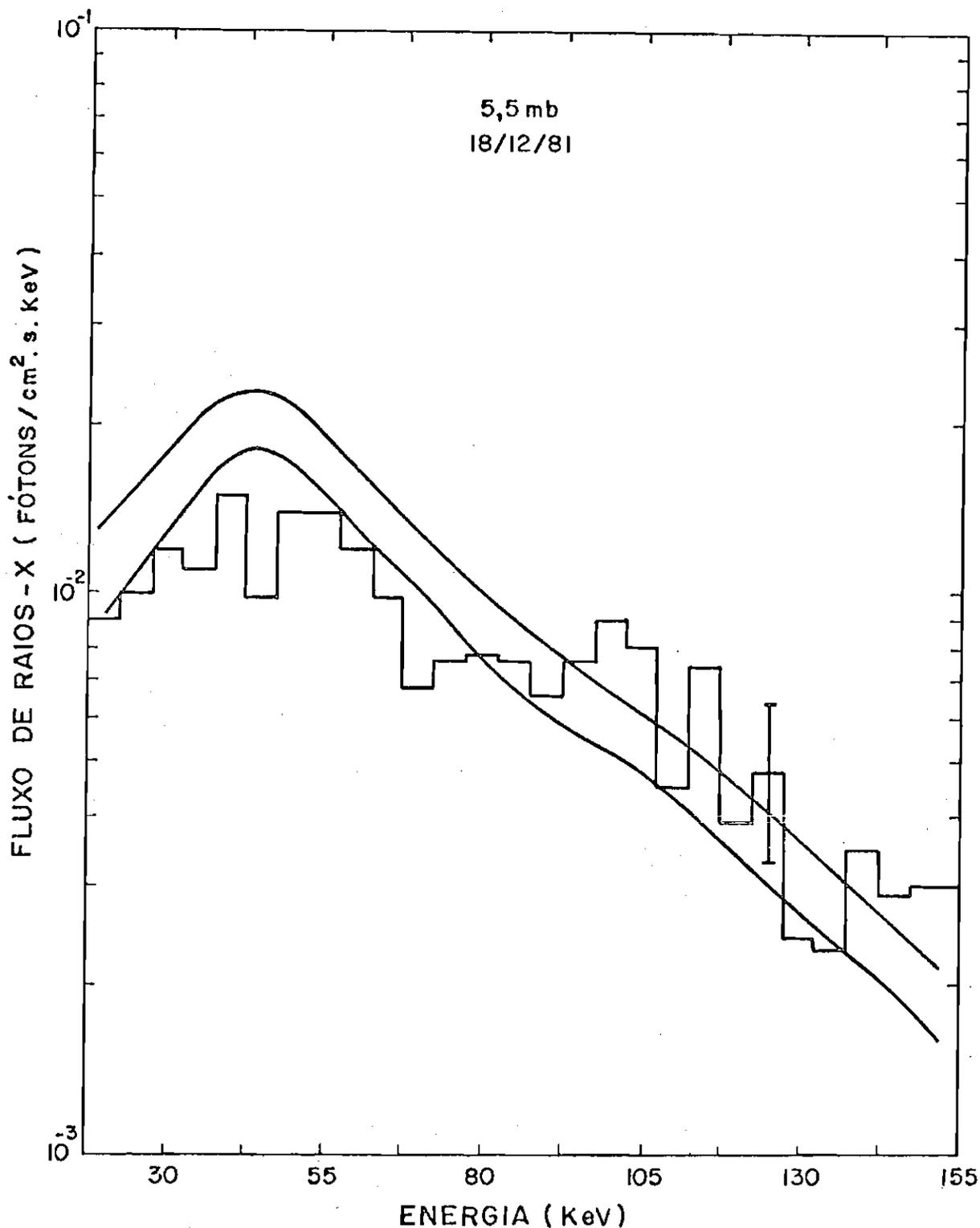


Fig. 7.2 - Comparação da componente difusa e atmosférica em São José dos Campos.

- A componente difusa é indicada por limites inferior e superior.

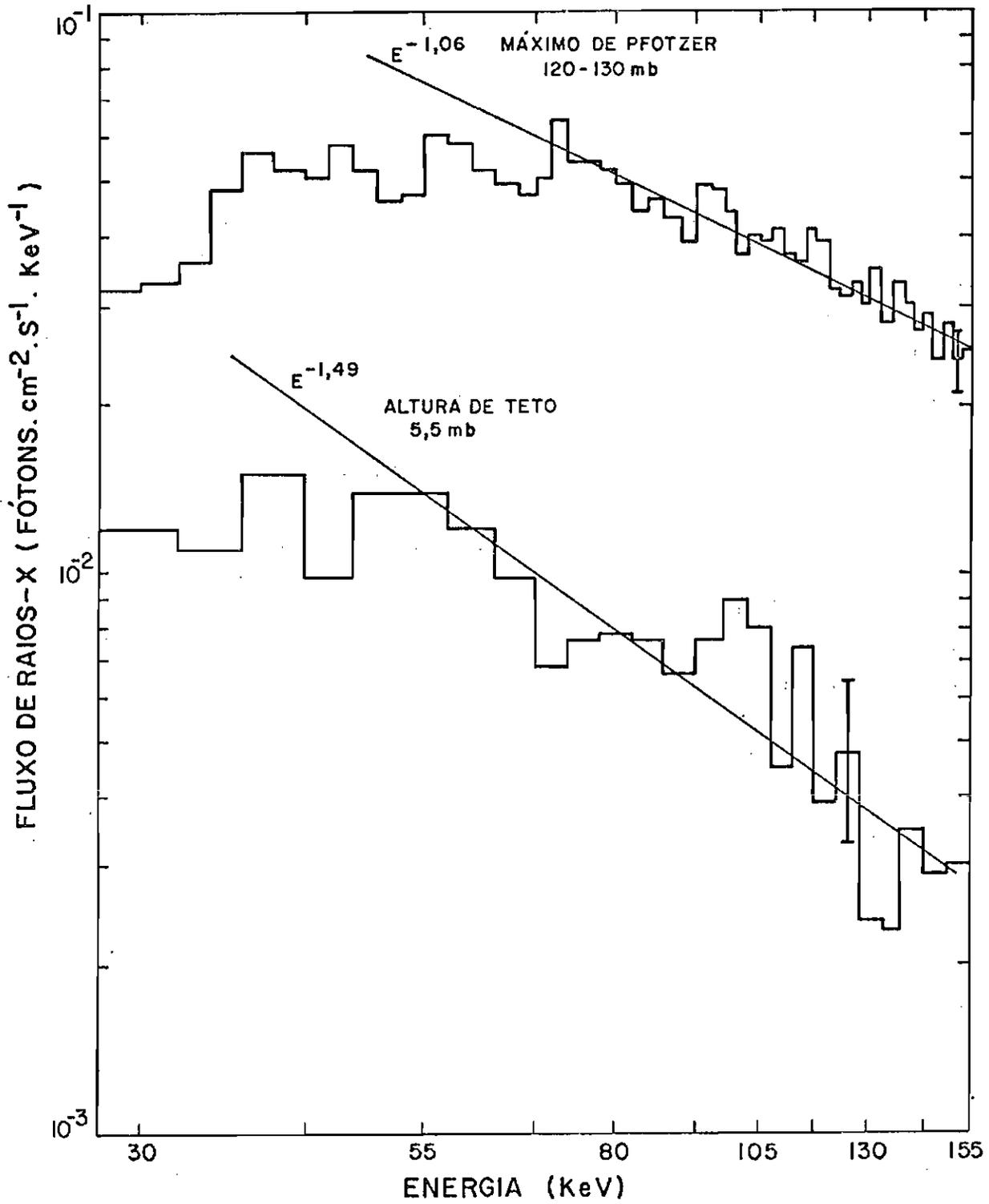


Fig. 7.3 - Espectros de raios-X atmosféricos na altura de teto e no máximo de Pfozter.

O espectro atmosférico na altura de teto é mais inclinado do que no máximo de Pfozter. Este fato já havia sido evidenciado na Seção 5.2 e também pela inclinação crescente dos ajustes das faixas na Seção 5.3. A integração do fluxo atmosférico em faixas diminui a incerteza estatística confirmando com maior precisão o comportamento mostrado na Figura 7.3. Tal comportamento pode estar associado ao fato de a atmosfera ser finita (Haymes et alii, 1969).

Outro aspecto importante é quanto à localização da máxima intensidade no espectro. Da Figura 7.3 vê-se que o pico no espectro na altura de teto está em torno de 40 - 60 keV, enquanto que no máximo de Pfozter está em torno de 60 - 70 keV. Tal fato concorda com as medidas de Barcus and Rosenberg (1966). A explicação para este aspecto pode estar associada ao fato de que no máximo de Pfozter o espectro reflete o mecanismo de produção, enquanto na altura de teto ele está associado a fótons degradados.

Por outro lado, levando em consideração a independência da forma espectral sobre a rigidez de corte, como dito na Seção 4.2.2, a Figura 7.4 mostra os espectros de raios-X atmosféricos em altura de teto de balão para diversas latitudes magnéticas. Os dados obtidos por Peterson (1963) referem-se a um detetor do tipo "phoswich". Os dados obtidos por Peterson et alii (1972) (na Figura 7.4 mostrado somente o ajuste) referem-se a um telescópio na direção horizontal (convertidos a fluxo proveniente do hemisfério superior considerando isotropia). Dados similares foram obtidos por Brini et alii (1967) ($E^{-1,67}$) e Haymes et alii (1969) ($E^{-1,89}$). Tais dados devem ser vistos com cautela devido às afirmações sobre a distribuição angular como também devido à possível produção no próprio detetor (Chupp and Forrest, 1970). Todos os demais dados foram obtidos por detetores sem qualquer tipo de blindagem (entre estes os dados de Barcus and Rosenberg (1966) em $8g/cm^2$ e em $64^0 N$ ($E^{-1,30}$), não mostrados ³). O ajuste dos dados de Vette (1962) é $E^{-1,38}$. As diferenças na inclinação dos espectros não são conclusivas, possivelmente estando relacionado às diferentes técnicas de detecção.

³ Publicados somente em escala relativa.

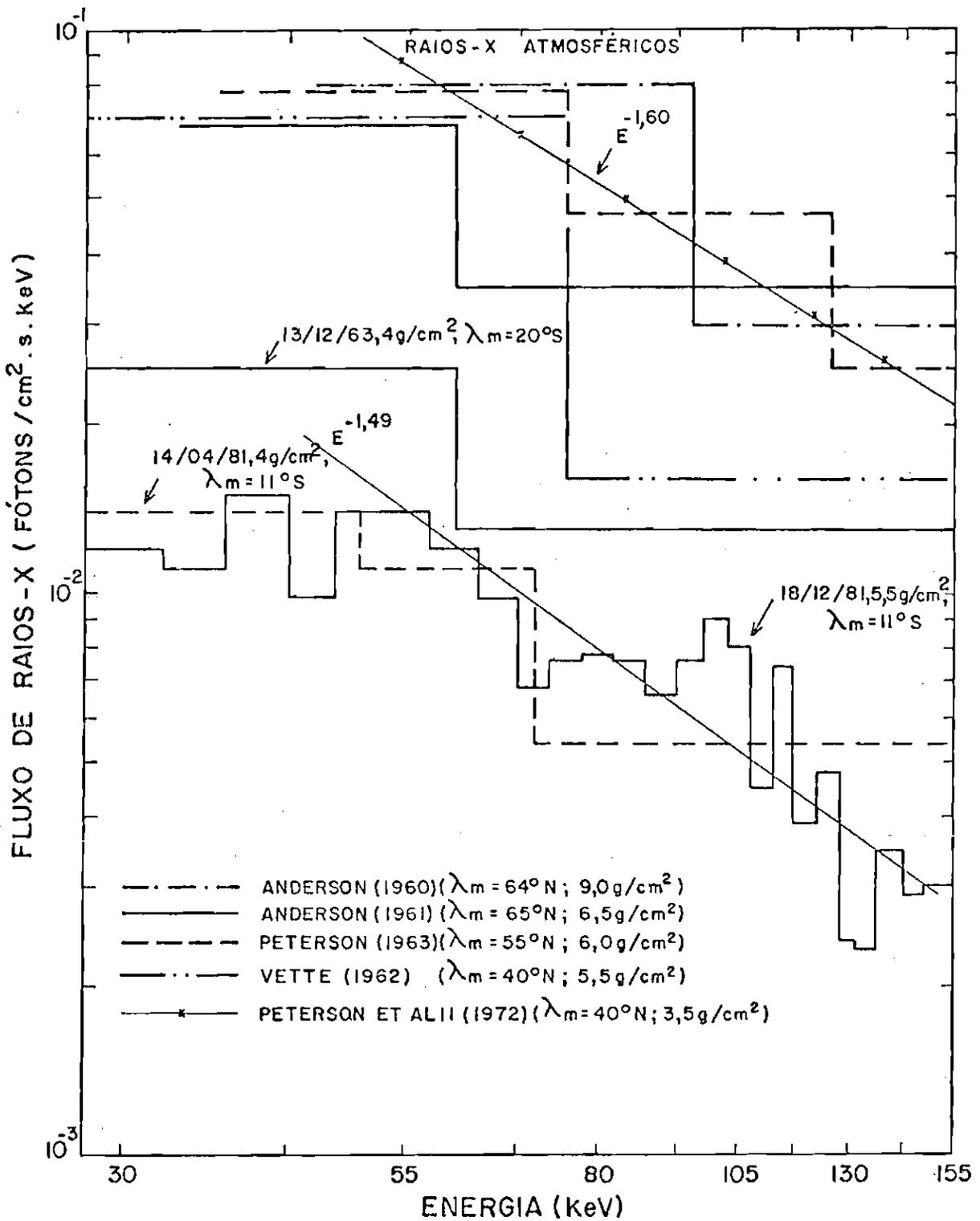


Fig. 7.4 - Raios-X atmosféricos medidos por diversos autores.

A Figura 7.5 mostra a variação do fluxo de raios-X no máximo de Pfozter, entre aproximadamente 20 - 150 keV em função da latitude magnética ⁴. Todos os dados desta figura foram obtidos com detectores sem qualquer tipo de blindagem e convertidos a $\text{f\otons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}$, dividindo a contagem pela área efetiva e ΔE ; considerando uma eficiência unitária. A Tabela 7.1 mostra os aspectos relevantes à Figura 7.5. As diferenças devidas a diferentes ΔE são menores que 10% na Figura 7.5. Para $\lambda_m \geq 40^\circ$ o fluxo depende da fase do ciclo solar (Bazilevskaya et alii, 1981). As variações do mínimo para o máximo do ciclo solar podem chegar até 20% em torno de $\lambda_m = 60^\circ$. Também está mostrada na Figura 7.5 a variação com λ_m do fluxo de raios c\osmicos prim\arios (Peterson, 1975). Ent\ao, v\ea-se que o fluxo de raios-X varia muito menos com λ_m que o fluxo de raios c\osmicos prim\arios. Isto pode ser explicado pelo fato de que, em λ_m menores, o fluxo de raios c\osmicos prim\arios \ea mais energ\etico, sendo ent\ao maior o n\umero de f\otons produzidos por part\icula. Tal conclus\ao j\aa havia sido alcançada por Heristchi (1967), por\eam utilizando valores relativos de fluxo de raios-X medidos com contadores Geiger.

⁴ *Aparentemente a localizaç\ao do m\aximo de Pfozter depende de λ_m , variando de 90 a 120 g/cm² para λ_m de 50 a 10^o, todavia devido \aa r\apida ascenç\ao do bal\ao a incerteza na determinaç\ao do valor \ea grande (aproximadamente ± 20 g/cm²).*

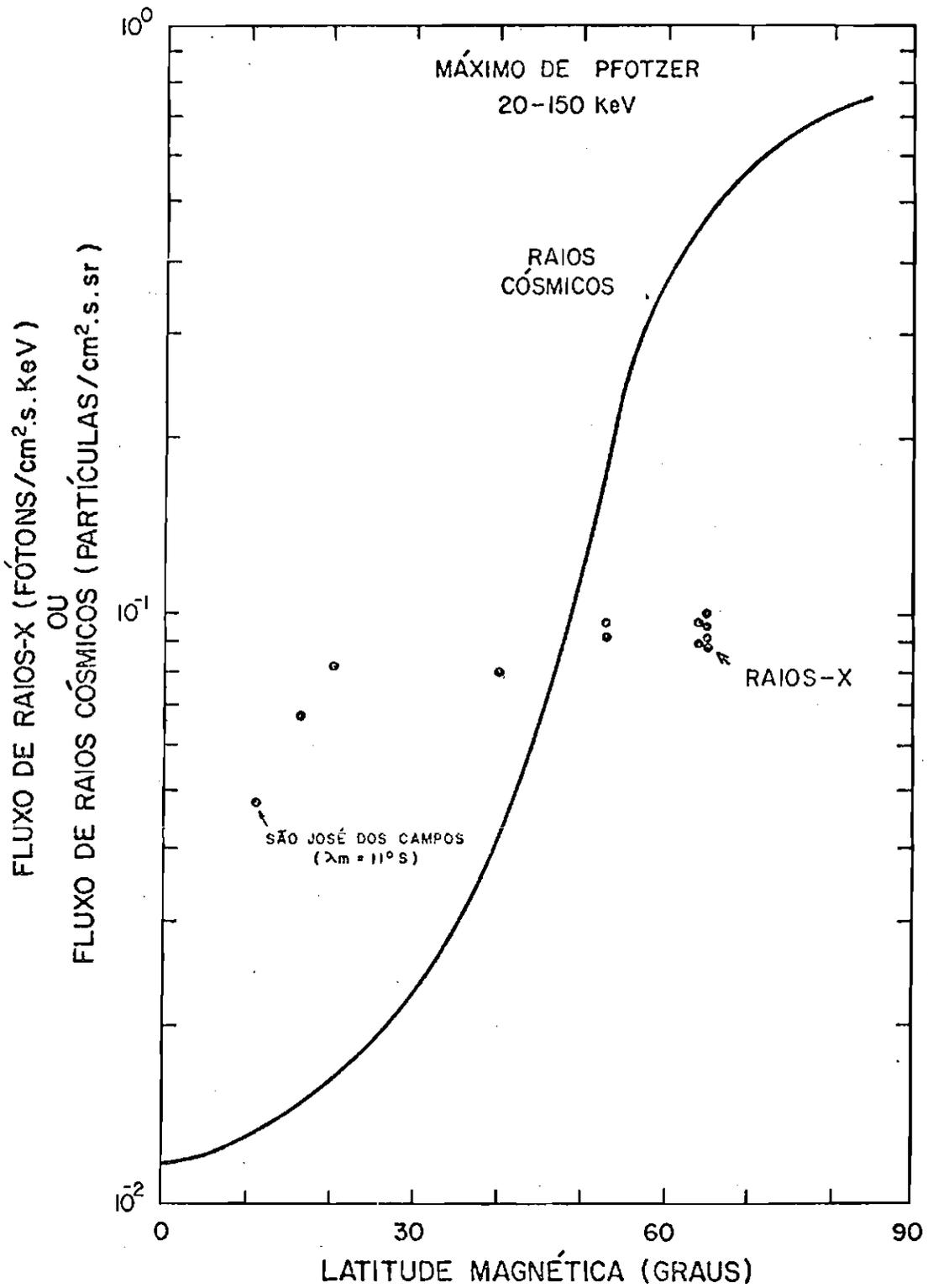


Fig. 7.5 - Variação do fluxo de raios-X atmosféricos e raios cósmicos primários com a latitude magnética.

TABELA 7.1

MEDIDAS DE RAIOS-X ATMOSFÉRICOS

LOCAL	ANO	LATITUDE GEOGRÁFICA	LONGITUDE GEOGRÁFICA	DETETOR	ΔE (keV)	λ_m	RIGIDEZ (GV)	REFERÊNCIA
Dolgoprudnyj, USSR	1961	56° N	37° L	1 3/5" x 1 3/5"	30 - 180	53° N	2,4	Bazilevskaya et alii (1974)
Murmansk, USSR	1962	69° N	33° L	1 3/5" x 1 3/5"	30 - 180	65° N	0,5	Charakhch'yan et alii (1978)
Moscow, USSR	1962	55° N	37° L	1 3/5" x 1 3/5"	30 - 180	53° N	2,3	Charakhch'yan et alii (1978)
Fairbanks, USA	1959	65° N	213° L	3/4" x 3/4"	45 - 170	64° N	0,4	Anderson (1960)
Fort Churchill, USA	1959	61° N	220° L	3/4" x 3/4"	34 - 150	65° N	0,2	Anderson (1961)
Camp Pendleton, USA	1961	33° N	243° L	1" x 1/2"	25 - 160	40° N	6,0	Vette (1962)
S.J. Campos, Brasil	1981	23° S	314° L	3" x 1/2"	30 - 150	71° S	12,1	—
Oceano Atlântico	1983	38° S	313° L	1 1/4" x 1/2"	20 - 150	20° S	10,5	Ghielmetti et alii (1964a)
Buenos Aires, Arg.	1967	34° S	302° L	1 1/4" x 1/2"	20 - 150	16° S	11,4	Ghielmetti y Godel (s.d.)

OBS: Os dados de Dolgoprudnyj, USSR, foram primeiro referenciados em Charakhch'yan e Charakhch'yan (1961).

7.1.2 - FUNÇÃO FONTE

A Figura 7.6 mostra a função fonte obtida a partir das medidas feitas em 18 de dezembro de 1981 para $5,5 \text{ g/cm}^2$ e detetor semi-onidirecional ($\lambda_m = 11^\circ \text{ S}$), utilizando a Equação 4.3. Também é mostrada a função fonte para $\lambda_m = 40^\circ \text{ N}$ obtida por Peterson et alii (1972) com um detetor direcional apontando horizontalmente em $3,5 \text{ g/cm}^2$ (Peterson et alii, 1973), corrigidas para um ângulo sólido de 2π , considerando isotropia e utilizando a Equação 4.5.

A função fonte em $\lambda_m = 40^\circ \text{ N}$ é aproximadamente um fator de 3 maior que em $\lambda_m = 11^\circ \text{ S}$ (ordem de grandeza esperada (Peterson et alii, 1972)), apresentando uma forma espectral semelhante ⁵.

⁵ Levando-se em consideração (Capítulo 4) que a função fonte dividida por 2π dá o albedo atmosférico, isto está de acordo com as medidas do fluxo de albedo em satélite por Golenetskiy et alii (1975) e Imhof et alii (1976).

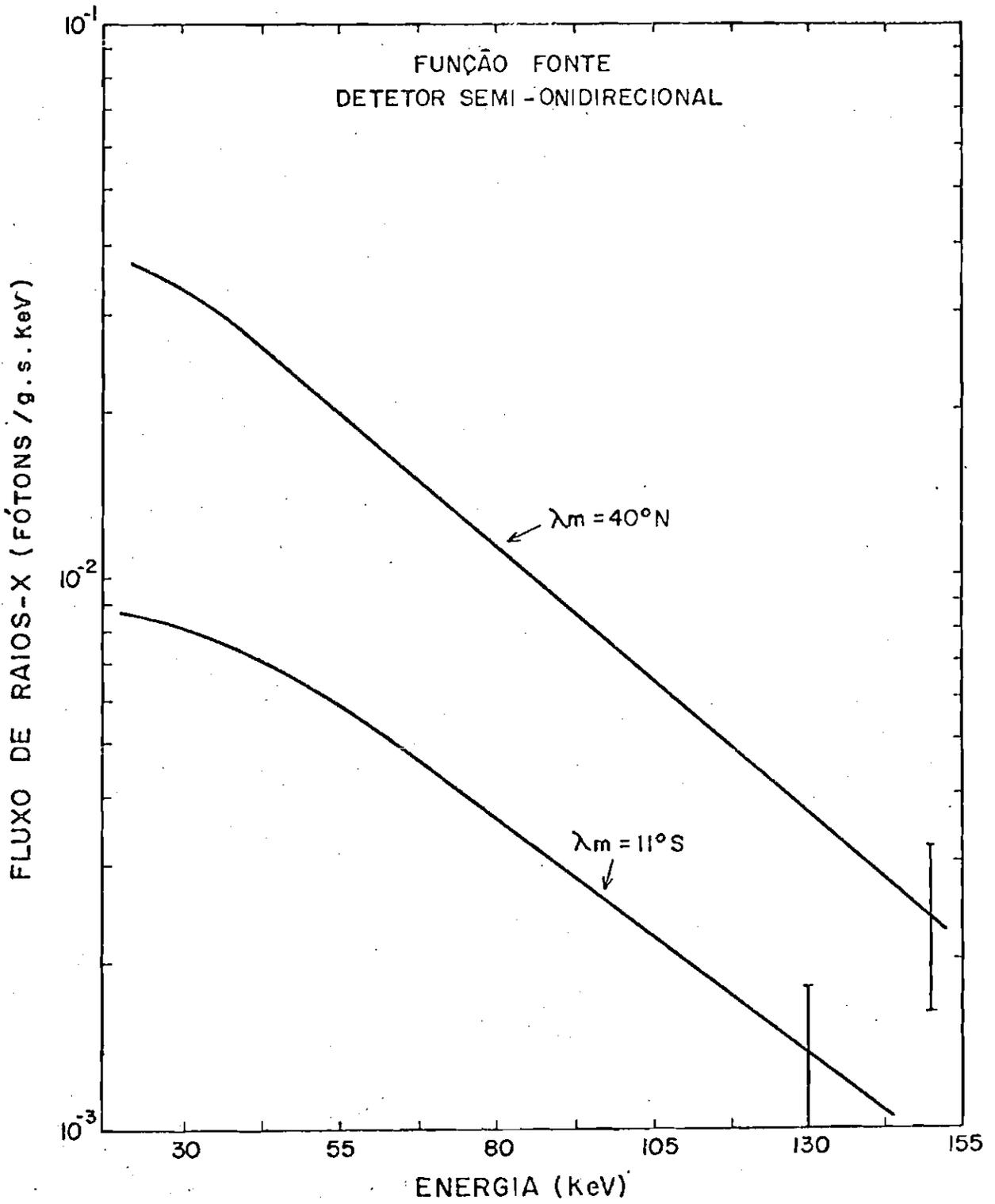


Fig. 7.6 - Função fonte.

7.1.3 - ALBEDO

O cálculo do albedo atmosférico a partir de medidas em balão exige o conhecimento da componente atmosférica até 0 g/cm². Por outro lado o uso da expressão $Z^{+\xi}$ para o fluxo "downward" tende a zero no topo da atmosfera (como era de se esperar). Sendo assim a determinação do albedo atmosférico é feita a partir do conceito de função fonte (Seção 4.2; Equação 4.8).

A Figura 7.7 dá os valores do albedo atmosférico obtidos a partir das medidas de 18 de dezembro de 1981 e de diversos autores. Os dados de Peterson et alii (1972) são também baseados no conceito de função fonte (Figura 7.6). As curvas marcadas com (sat) são referentes a dados de satélite (Imhof et alii, 1976). Dados similares foram obtidos por Golenetskiy et alii (1975) (não mostrados). Os dados de Moretti et alii (1971) foram obtidos de foguete. Os dados de 18 de dezembro de 1981 estão em concordância com o valor de $(1 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ fotons \cdot cm⁻² \cdot s⁻¹ \cdot keV⁻¹ em 70 keV para $\lambda_m = 11^{\circ}$ S obtido por Golenetskiy et alii (1975).

Note-se que esta concordância vem confirmar a validade da extrapolação segundo a forma $Z^{+\xi}$ para o fluxo atmosférico "downward" (Capítulo 4).

Uma forma alternativa para determinar o fluxo de raios-X devido à precipitação de elétrons na AAS seria subtrair do fluxo total medido o fluxo da componente difusa na altura de balão, determinar o albedo resultante e comparar o resultado com as medidas do albedo atmosférico. O excesso de albedo seria interpretado como devido à precipitação. Este método evitaria a utilização da extrapolação segundo a função $Z^{+\xi}$ para o fluxo atmosférico, porém dependeria do método de cálculo do albedo.

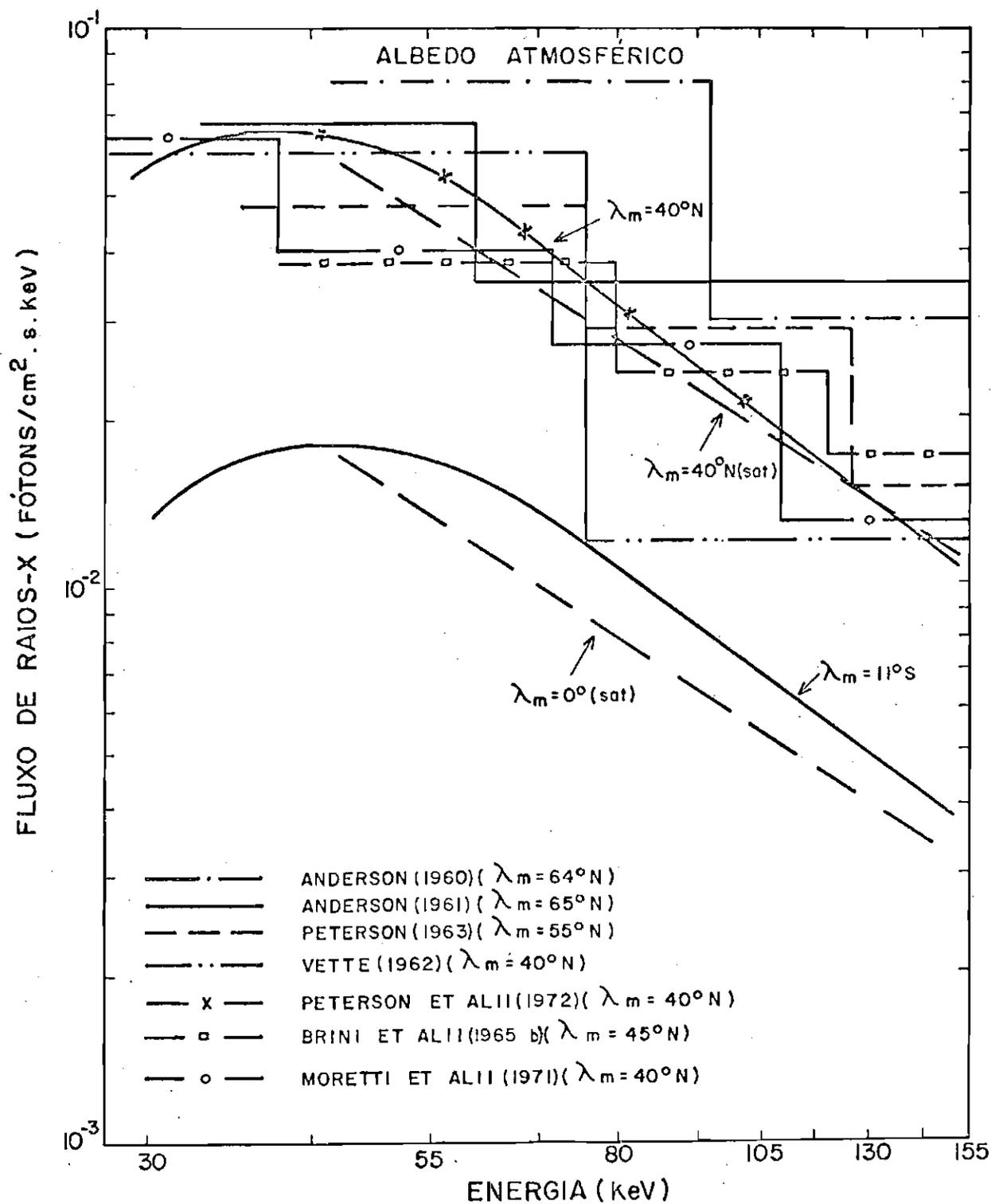


Fig. 7.7 - Albedo atmosférico.
 - Sat. indica as medidas feitas por satélites.

7.2 - RAIOS-X DEVIDOS À PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS NA AAS

A Tabela 7.2 mostra todos os dados relevantes a todos os vôos de balão que mediram raios-X (com tempo de teto) na AAS e discutidos neste trabalho. Em relação a esta tabela vários itens devem ser esclarecidos:

- 1) Os valores de rigidez e L são de Dubs et alii (1965).
- 2) Todos os vôos utilizaram sensores de pressão do tipo cápsula aneroide empregados normalmente em radiossondas meteorológicas. Devido a incerteza associada a estes sensores, somente vôos que permaneceram nivelados na altura de teto por mais que 5 min foram considerados. Os vôos de 1963 e 1967 utilizaram também balões meteorológicos.
- 3) O símbolo $|Dst|_{max}$ representa o máximo valor do módulo do índice Dst no intervalo que engloba o vôo e as 24 horas que o antecedem. Valores são extraídos do Solar Geophysical Data (1981 e 1982) e Sugiura and Porus (1971).
- 4) O símbolo ΣK_{pm} representa a média entre a somatória do índice K_p para o dia do vôo e o que o antecede.
- 5) O vôo de 14 de abril de 1981 ocorreu durante a fase de recuperação de uma intensa tempestade magnética.
- 6) Os vôos de 26 de novembro de 1969 e 18 de dezembro de 1981 usaram codificadores (cod), sendo o número de canais indicado entre parênteses.

TABELA 7.2

VÔOS DE RAIOS-X NA AAS

DATA	HORA DO LANCAMENTO (TU)	LOCAL	RIGIDEZ (GV)	PARÂMETRO DE McIlwain "L"	DETECTOR NaI(Tl)	CANAIS DIFERENCIAIS (keV)	ALTURA DE TETO (mb)	TEMPO DE TETO (min)	$ Dst _{max}$	ΣKp_m	REFERENCIA
11.12.63	19:19	Oceano Atlântico 35,5° S 323,3° L	10,4	1,32	1 1/4" x 1/2"	20 - 60	4,5	11	6	3	Ghielmetti et alii (1964a)
13.12.63	16:24	Oceano Atlântico 37,7° S 313,0° L	10,5	1,28	1 1/4" x 1/2"	20 - 60 60 - 150	4,0	160	15	10	Ghielmetti et alii (1964a)
24.10.66	08:46	Buenos Aires 34,4° S 301,7° L	11,4	1,20	1 1/4" x 1/2"	20 - 50 50 - 100 100 - 150	9,0	254	28	12	Ghielmetti y Godel (s.d.)
25.04.67	09:52	Buenos Aires 34,4° S 301,7° L	11,4	1,20	1 1/4" x 1/2"	20 - 50 50 - 100 100 - 50	5,5	70	29	23	Ghielmetti y Godel (s.d.)
23.07.68	06:17	S.J.Campos 23,1° S 314,5° L	12,1	1,13	1" x 1"	25 - 50 50 - 80 80 - 150	3,5	720	26	23	Martin (1972)
26.11.69	11:33	Buenos Aires 34,4° S 301,7° L	11,4	1,20	1 1/4" x 1/2"	20 - 50 50 - 100 100 - 150 e Cod (8)	6,5	7	26	16	Frank (1970)
14.04.81	05:48	S.J.Campos 23,1° S 314,5° L	12,1	1,13	3" x 1/2"	30 - 50 50 - 70 70 - 150	4,0	105	291	41	-
18.12.81	06:10	S.J.Campos 23,1° S 314,5° L	12,1	1,13	3" x 1/2"	30 - 150 Cod. (65)	5,5	210	36	17	-

OBS: O detetor do voo de 23.07.68 utilizava um colimador passivo.

A Figura 7.8 mostra em maiores detalhes a localização dos vôos na Tabela 7.2 em relação ao centro da anomalia (linha dos mínimos valores de B em 100 km para cada L). Também é mostrada a região de máximo fluxo de elétrons quase-aprisionados com $T > 100$ keV obtida por Seward (1973). Nesta figura vê-se que o vôo realizado em 11 de dezembro de 1963 está sobre o centro da AAS, enquanto o vôo de 13 de dezembro de 1963 e os de Buenos Aires estão a oeste do centro e os vôos de São José dos Campos a leste do centro.

A Figura 7.9 mostra o índice Dst para os vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981. Enquanto o vôo de dezembro apresenta um comportamento típico de fraca atividade magnética, comum a todos os demais vôos, o vôo de abril mostra indícios de forte atividade magnética (tal atividade, $|Dst|_{\max} = 291$, ocorre em média 3 a 4 vezes ao ano). Nas Figuras 7.10 e 7.11 são apresentados os magnetogramas das componentes H, D e Z ⁶ obtidos pela estação de Vassouras (11°54' S, 23°50' E, coordenadas geomagnéticas) para os períodos de 12 a 15 de abril e 16 a 19 de dezembro de 1981, respectivamente. Novamente o mesmo comportamento da Figura 7.9 é visto.

⁶ H é a componente horizontal, D a declinação e Z a componente vertical do campo geomagnético.

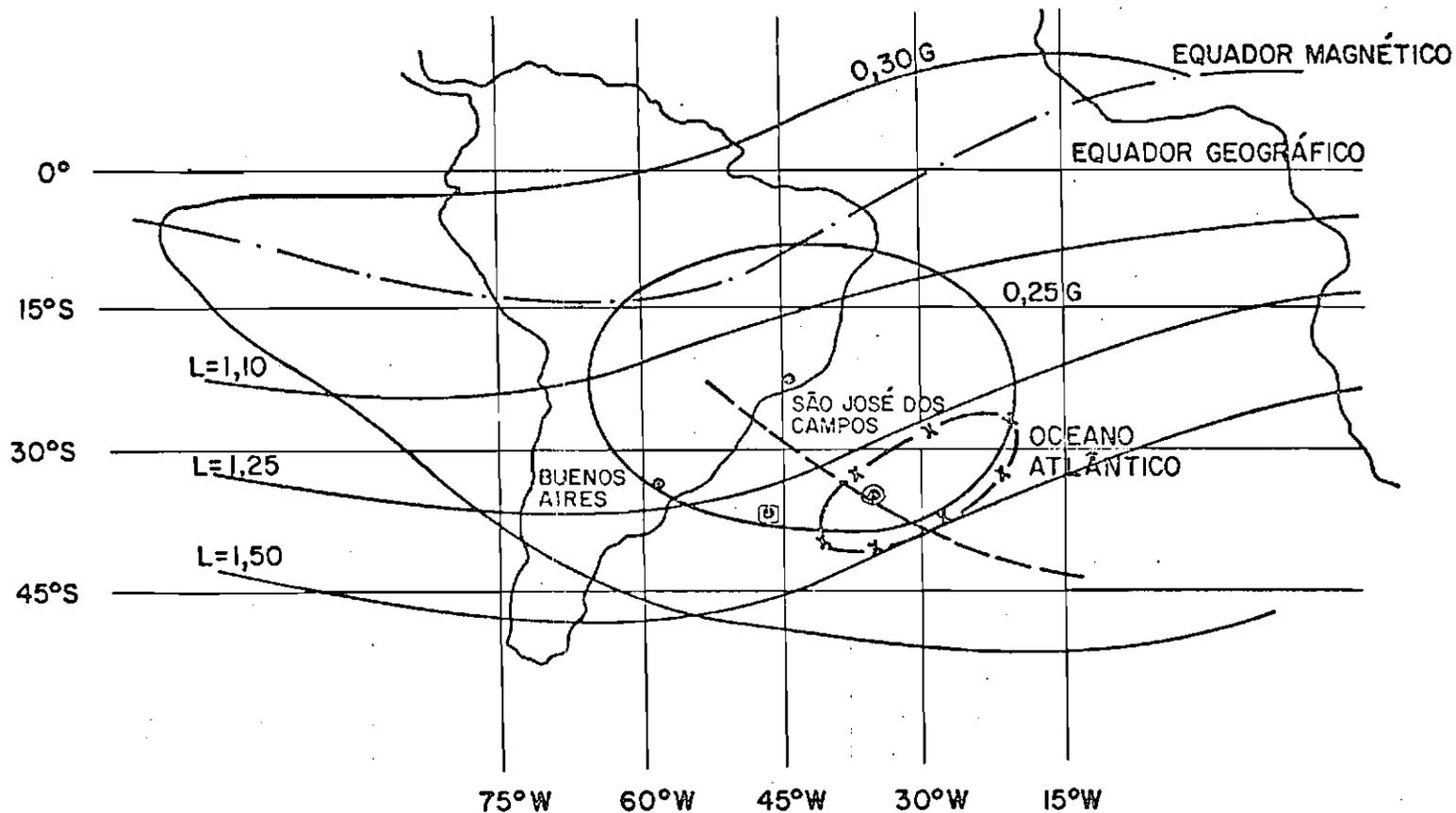


Fig. 7.8 - Localização na AAS dos vôos de balão para medir raios-X.

- A linha interrompida com o símbolo x representa a região de máxima precipitação segundo as medidas de Seward (1973). A linha tracejada indica o centro da anomalia para diversos valores de L. Os símbolos □ e ⊙ representam os vôos de 13 e de 14 de dezembro de 1963, respectivamente.

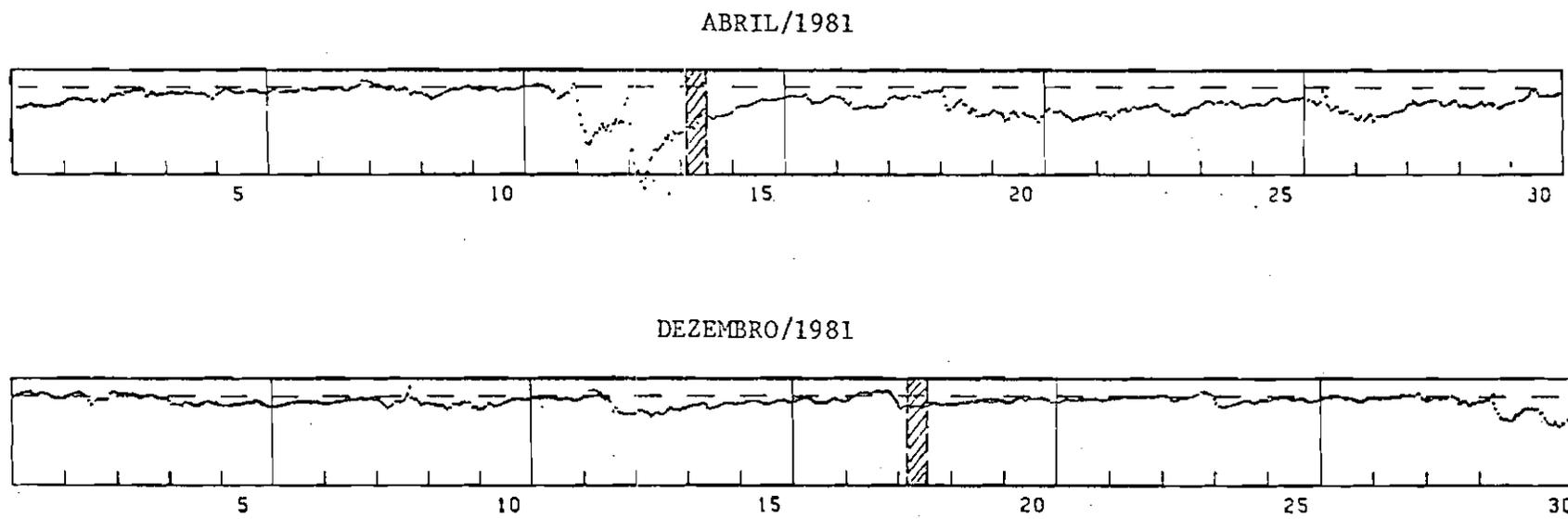


Fig. 7.9 - Dst para os vôos realizados em 14 de abril e 18 de dezembro de 1981.
 - FONTE: Solar Geophysical Data (1981 e 1982).

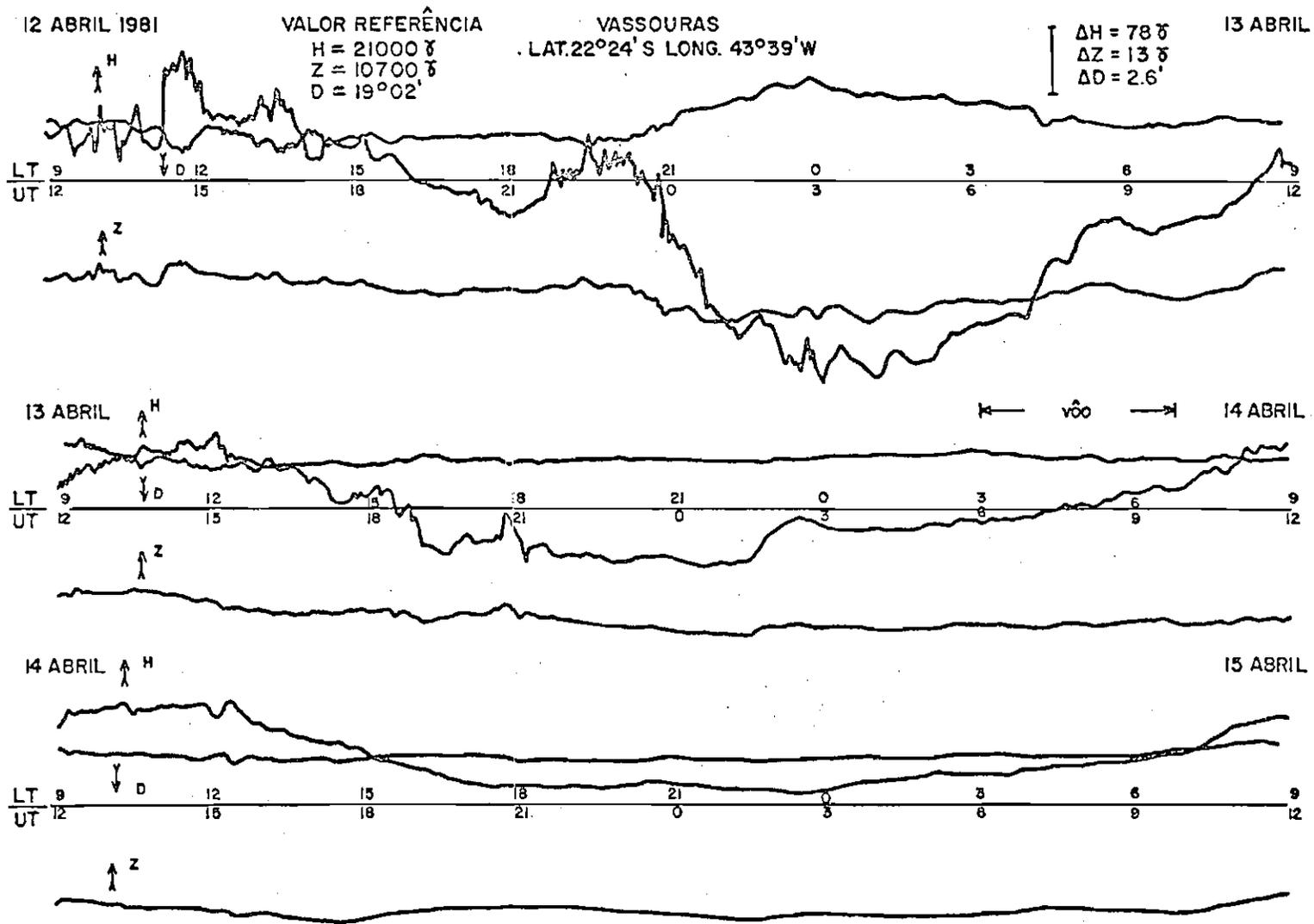


Fig. 7.10 - Magnetograma de 12 a 15 de abril de 1981.

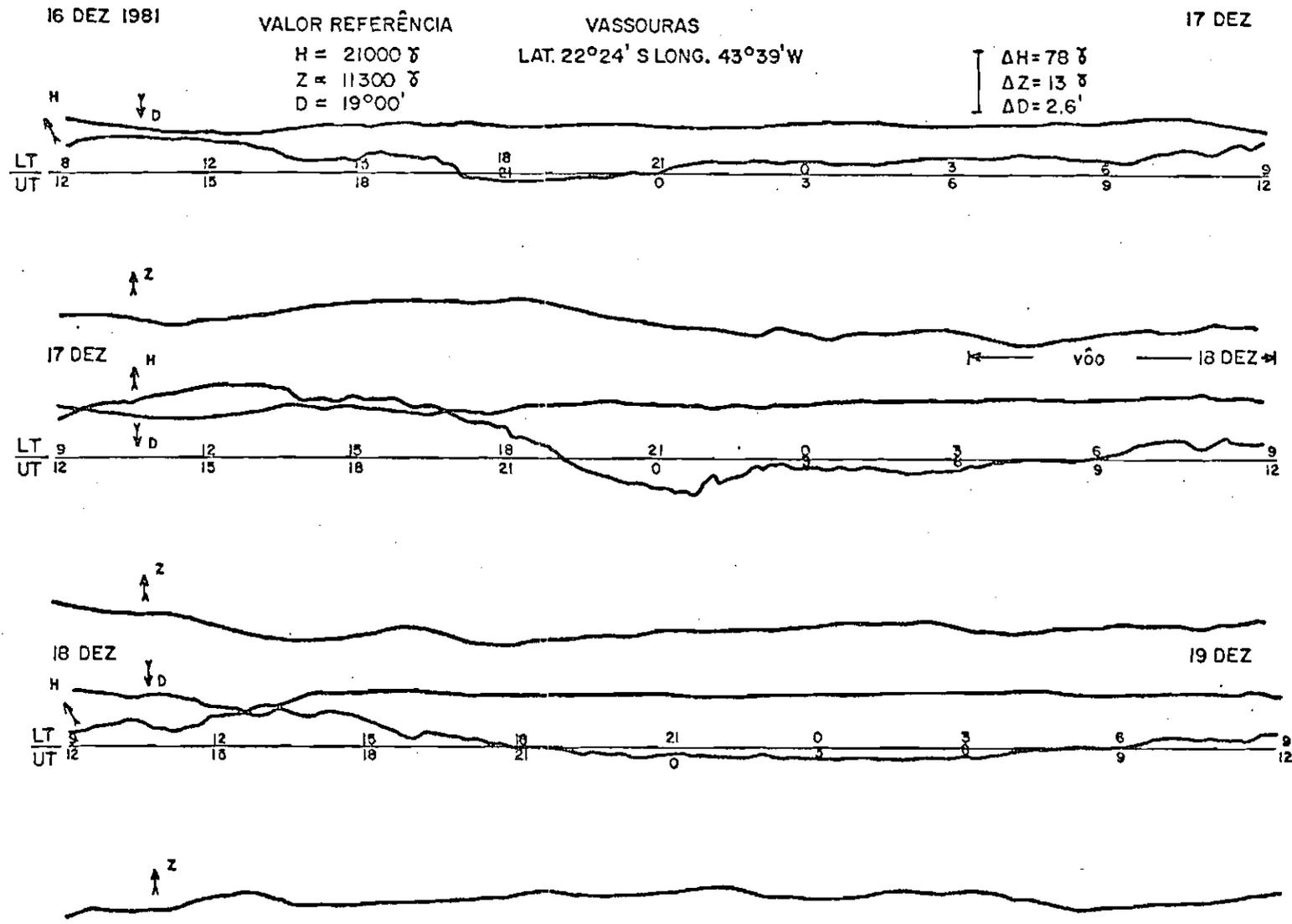


Fig. 7.11 - Magnetograma de 16 a 19 de dezembro de 1981.

7.2.1 - ESPECTRO DE ELÉTRONS EM PRECIPITAÇÃO

As Figuras 7.12 a 7.15 mostra os fluxos de raios-X, de 3 a 10 mb e para diversas faixas de energia, devido à componente difusa, à componente atmosférica e a diferença do fluxo medido e o fluxo atmosférico (denominada fluxo adicional). Supõe-se que a diferença entre o fluxo adicional e a componente difusa é devida à precipitação de elétrons na AAS.

Embora o fluxo adicional seja maior que a componente difusa em praticamente todos os vôos, a falta de maiores informações em energia faz com que somente os vôos de 14 de abril e 18 de dezembro de 1981 e o de 13 de dezembro de 1963 permitam estimar o espectro de elétrons em precipitação. Na Figura 7.16 é mostrada, integrado de 20 - 30⁷ até 150 keV, o fluxo de raios-X devido à precipitação de elétrons, para estes três vôos (é mostrada também a componente difusa). Embora os fluxos em 18 de dezembro de 1981 estejam acima da sensibilidade do detetor ($2 \cdot 10^{-4}$ ftons \cdot cm⁻² \cdot s⁻¹ \cdot keV⁻¹; Capítulo 6), as incertezas associadas ao cálculo da componente difusa permitem tomá-los apenas como um limite superior.

Da Figura 7.16 vê-se então que o fluxo de raios-X devido à precipitação de elétrons, para os vôos de 14 de abril de 1981 e 13 de dezembro de 1963, é da ordem da componente difusa em altura de balão. Para o vôo de 18 de dezembro de 1981 o fluxo é bem menor.

A Figura 7.17 compara o fluxo adicional medido em 18 de dezembro de 1981 com a componente difusa. Considerando esta figura bem como a pobre estatística associada à contagem da componente atmosférica em dois canais (utilizada no cálculo do fluxo adicional) é incerto se realmente existe um fluxo adicional além da componente difusa para o vôo de 18 de dezembro de 1981.

⁷ As variações devidas a mudança deste limite de 20 para 30 keV são inferiores a 5%.

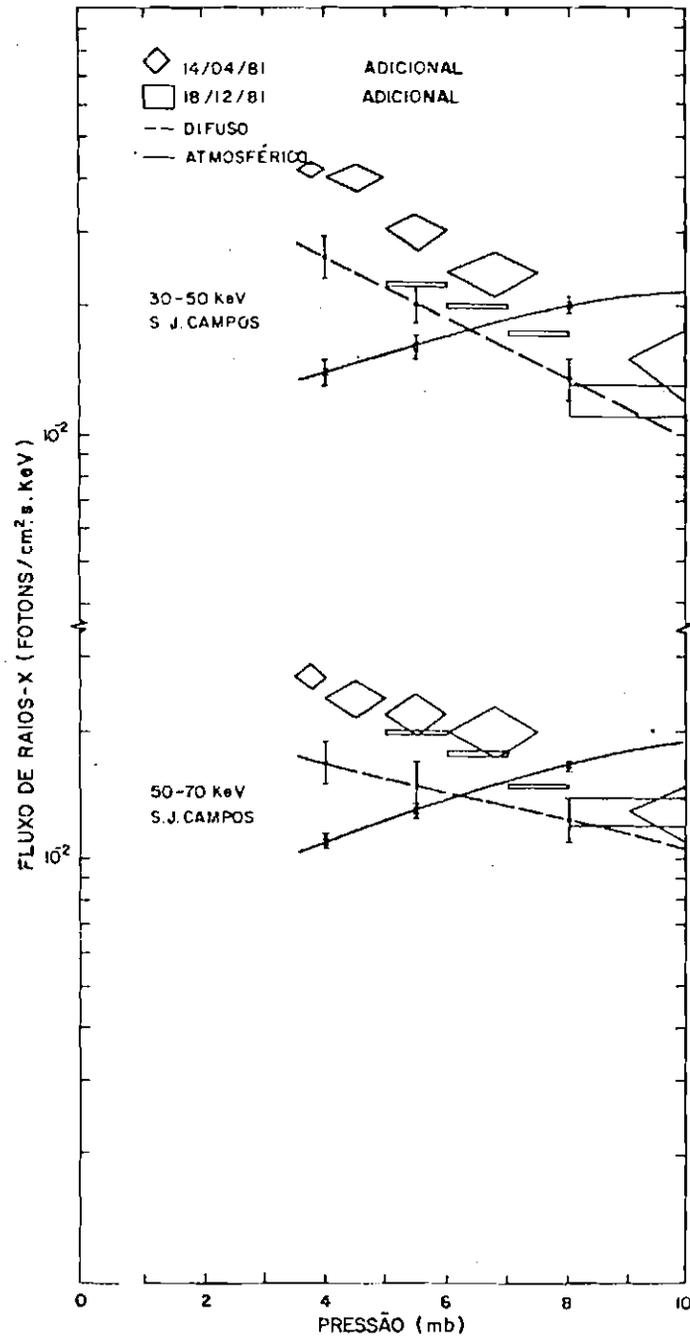


Fig. 7.12 - Fluxos de raios-X de 3 a 10 mb entre 30 - 50 keV e 50 - 70 keV para 14 de abril e 18 de dezembro de 1981.

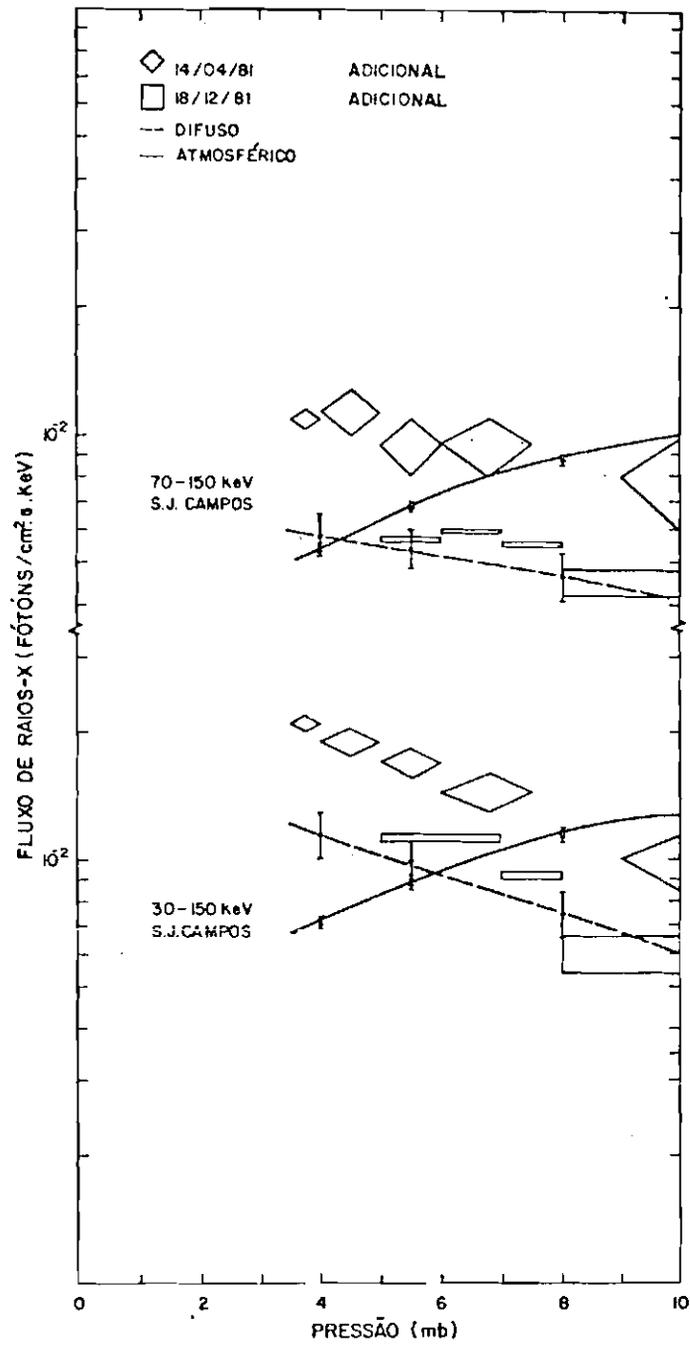


Fig. 7.13 - 70 - 150 keV e 30 - 150 keV para 14 de abril e 18 de dezembro de 1981.

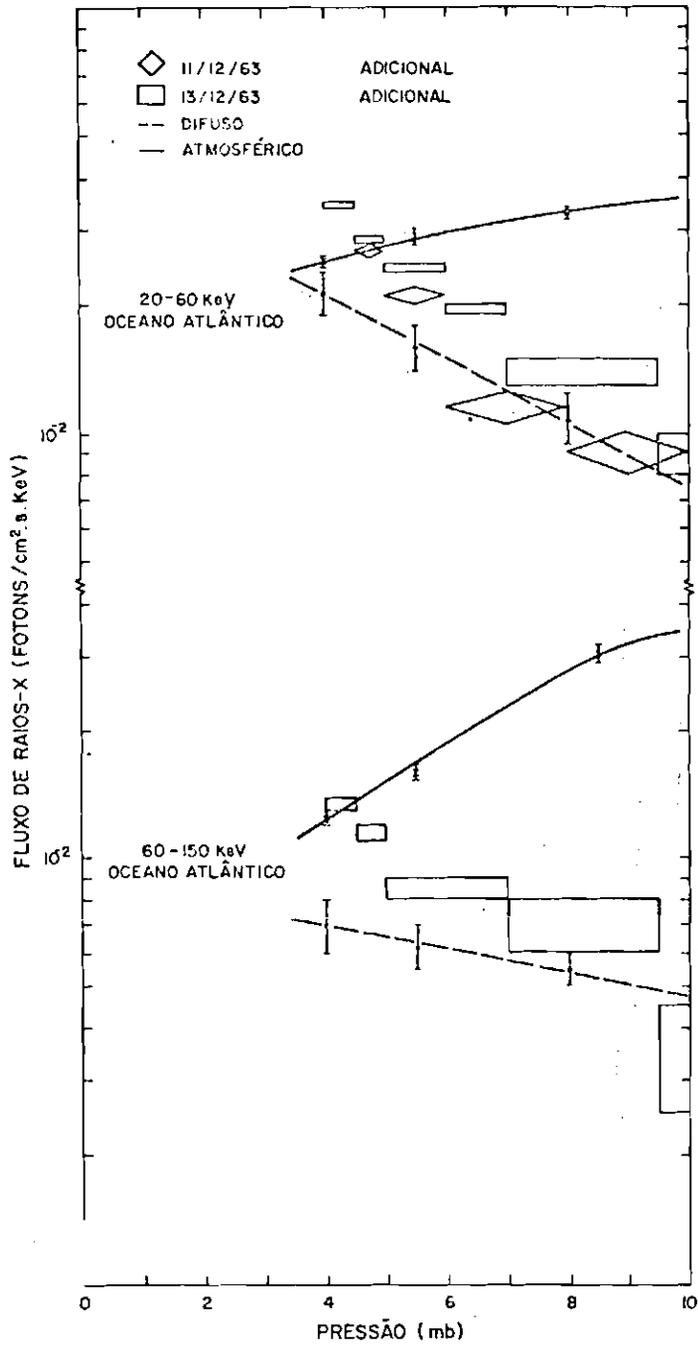


Fig. 7.14 - 20 - 60 keV e 60 - 150 keV para 11 e 13 de dezembro de 1963.

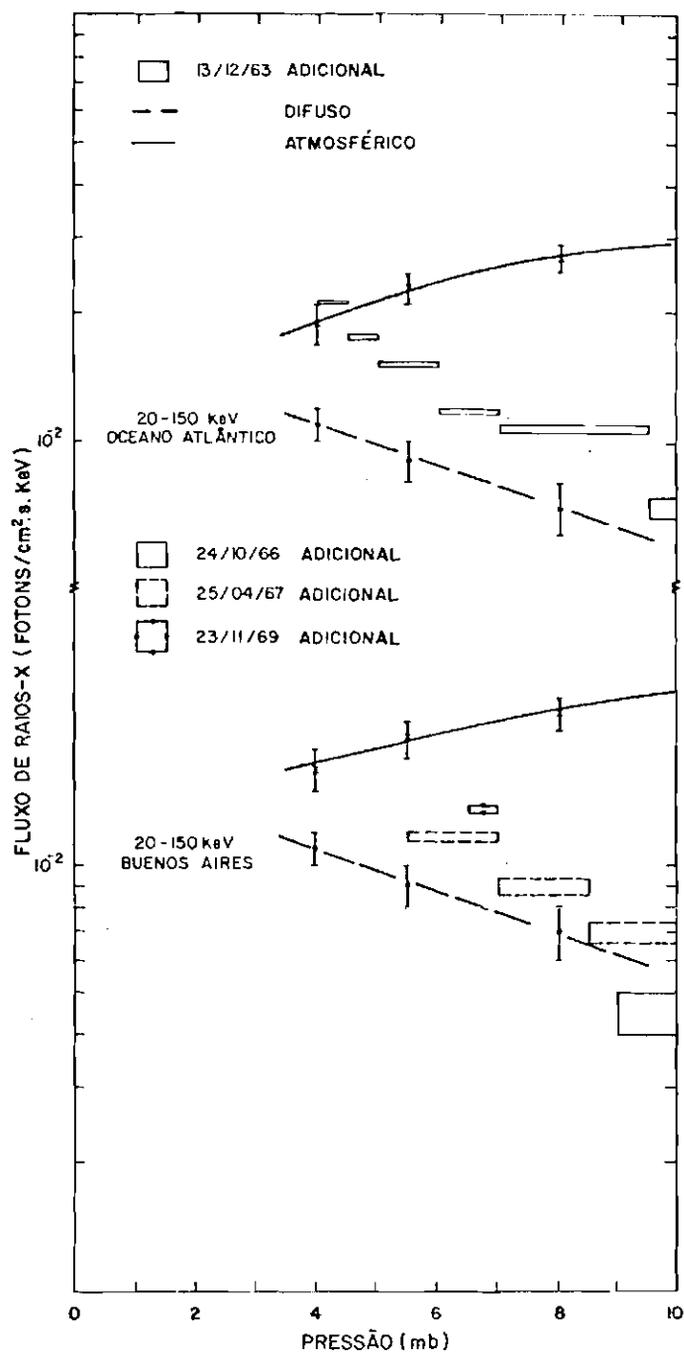


Fig. 7.15 - 20 - 150 keV para 13 de dezembro de 1963, 24 de outubro de 1966, 25 de abril de 1967 e 23 de novembro de 1969.

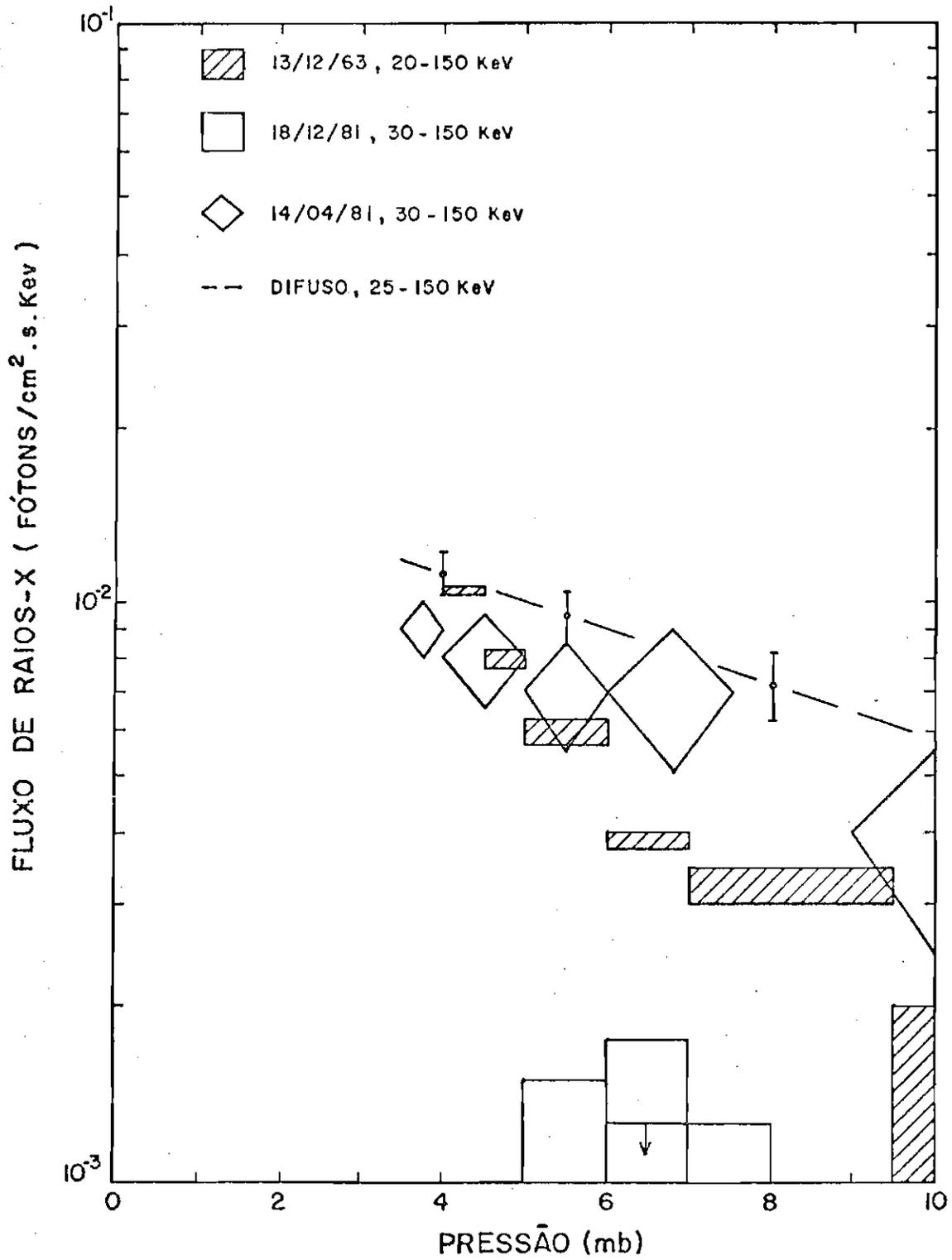


Fig. 7.16 - Fluxo de raios-X entre 20 - 150 keV devido à precipitação de elétrons na AAS.

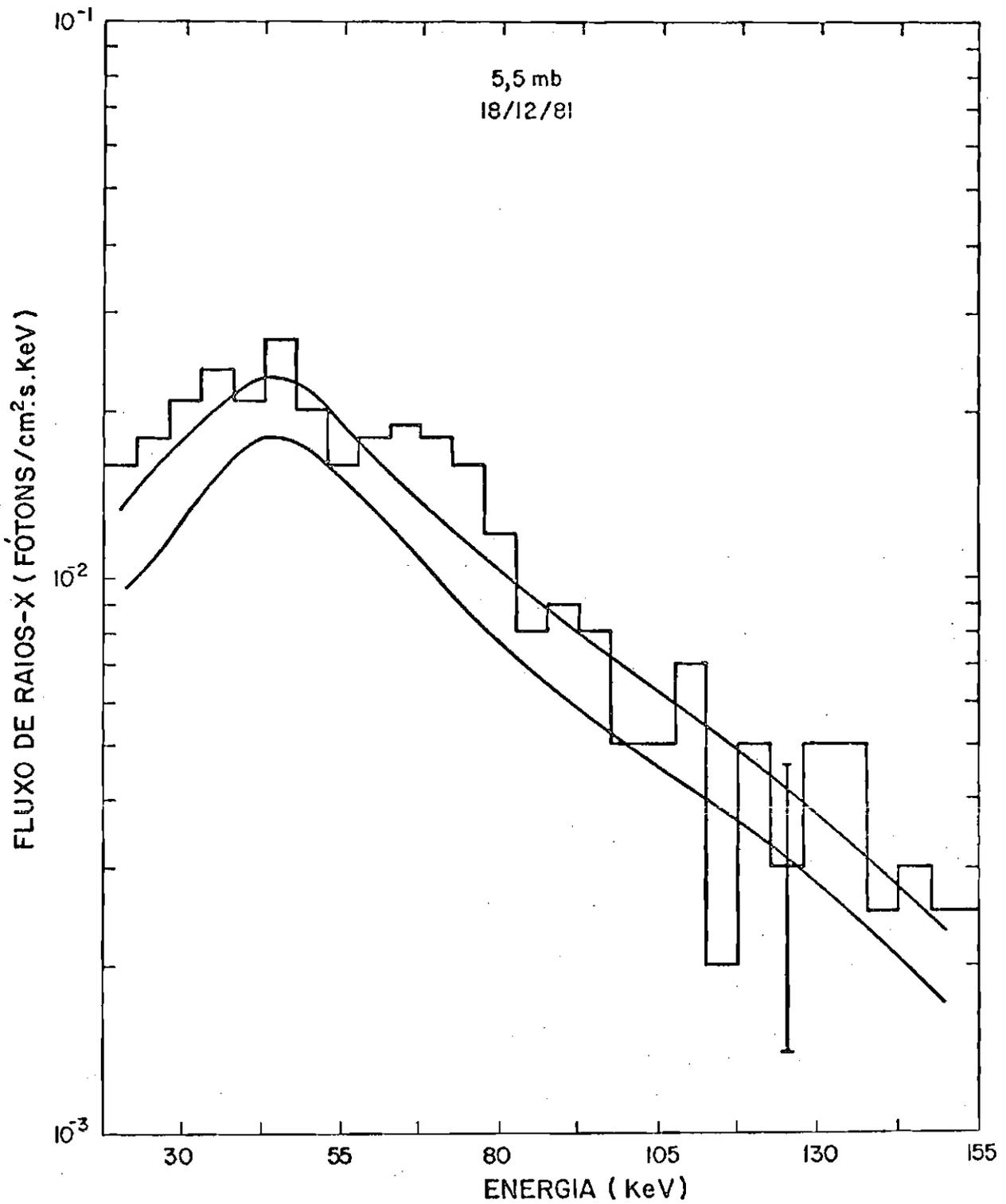


Fig. 7.17 - Comparação do fluxo adicional medido em 18 de dezembro de 1981 com a componente difusa.

- A componente difusa é indicada por limites superior e inferior.

As Figuras 7.18 e 7.19 mostram espectros de raios-X devidos à precipitação de elétrons na AAS, medidos em 14 de abril de 1981 e 13 de dezembro de 1963, respectivamente. Também são mostrados os espectros que melhor se ajustam às medidas, obtidos comparando as medidas a um conjunto de espectros do tipo mostrado na Figura 4.21 (após integrá-los nas respectivas faixas de energia e normalizá-los às medidas). Estes espectros correspondem a diferentes espectros exponenciais (com "e-folding" α) de elétrons fora da atmosfera (Berger and Seltzer, 1972; Pinto Jr., 1980) ⁸. Note-se que, como foi ilustrado na Figura 4.21, os ajustes as medidas nas Figuras 7.18 e 7.19 são aproximadamente exponenciais (devido, é claro, a um espectro exponencial de elétrons em precipitação), com "e-folding" de aproximadamente 40 keV ⁹.

⁸ Note-se que a forma da figura que representa o erro da medida nas Figuras 7.18 e 7.19 é arbitrariamente centrada no centro da faixa de energia. Isto só é rigorosamente correto para um espectro linear. Note-se também que na Figura 7.19 devido ao fato de só existirem duas faixas de energia, o ajuste tem uma larga incerteza (Equação 7.4).

⁹ Como o espectro integral de um espectro diferencial do tipo exponencial, também é exponencial, pode-se determinar o "e-folding" do espectro diferencial diretamente das medidas. Um valor de 50 keV é obtido para 14 de abril de 1981. Para 13 de dezembro de 1963 este cálculo não é possível, pois só se tem uma faixa acima de 50 keV.

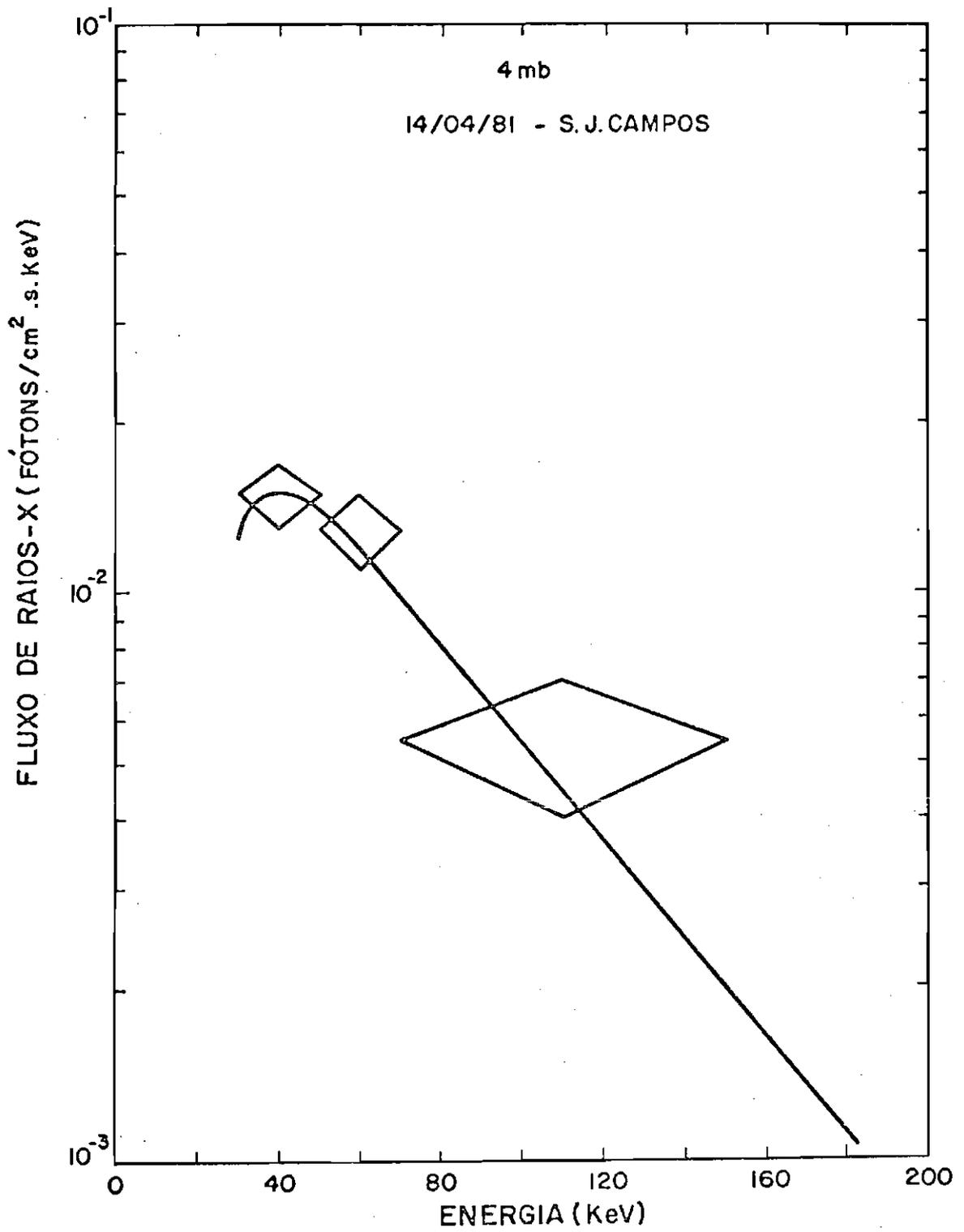


Fig. 7.18 - Espectro de raios-X devido a elētrons em precipitaçāo para 14 de abril de 1981.

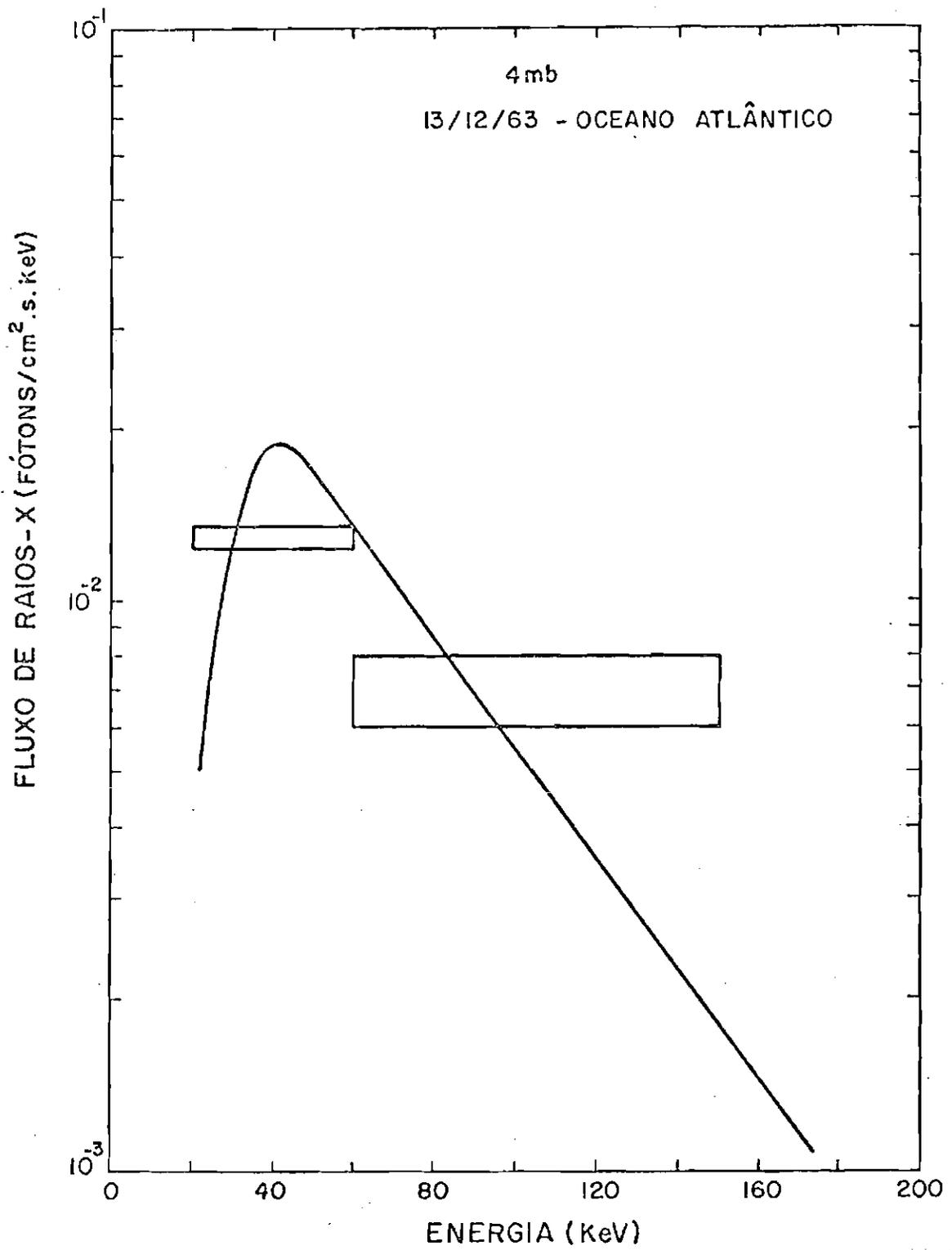


Fig. 7.19 - Espectro de raios-X devido a elétrons em precipitação para 13 de dezembro de 1963.

Os espectros de elétrons em precipitação (segundo uma distribuição angular isotrópica) que correspondem aos espectros de raios-X, ajustados as medidas são dados por (Figuras 7.18 e 7.19):

1) Para 14 de abril de 1981

$$\eta = (4,8 \pm 0,6) e^{-\frac{T}{200 \pm 20}} \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}, \quad (7.1)$$

ou, por sr,

$$\eta_D = (0,8 \pm 0,1) e^{-\frac{T}{200 \pm 20}} \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}, \quad (7.2)$$

onde

$$j = 470 \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (7.3)$$

2) Para 13 de dezembro de 1963

$$\eta = (8,8 \pm 2,4) e^{-\frac{T}{180 \pm 70}} \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}, \quad (7.4)$$

ou, por sr,

$$\eta_D = (1,4 \pm 0,4) e^{-\frac{T}{180 \pm 70}} \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (7.5)$$

onde

$$j = 800 \text{ elétrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (7.6)$$

Integrando os espectros dados nas Equações 7.1 e 7.4, multiplicados por T, entre 30 e 2.000 keV, obtêm-se um fluxo de energia em precipitação de $3,2 \cdot 10^{-4}$ ergs \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ para 14 de abril de 1981 e $4,5 \cdot 10^{-4}$ ergs \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$ para 13 de dezembro de 1963. Tais valores estão em concordância com o limite superior de 10^{-2} ergs \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ dado por Voss and Smith (1980) e Gledhill and Hoffman (1981).

Valores de "E-folding" da ordem dos calculados (180-200 keV) são bem maiores que os normalmente medidos na região auroral (normalmente entre 10 e 50 keV (Barcus and Rosenberg, 1966)), sendo comparáveis aos medidos em eventos denominados "relativistic electron precipitation" (Parks et alii, 1979).

A Figura 7.20 mostra as medidas diferenciais existentes de elétrons em precipitação na AAS ¹⁰. Também ilustrados são os fluxos de elétrons aprisionados em L = 1,20 e 1,30 no equador magnético, do modelo AE-6 (Teague et alii, 1976). Valores do fluxo integral, acima de uma dada energia, na AAS também foram medidos (Galperin and Temny, 1968; Seward, 1973; Vakulov et alii, 1976); todos compatíveis com os valores diferenciais dados na Figura 7.20.

¹⁰ *As curvas calculadas a partir dos vôos de balão estão tracejadas abaixo de 100 keV para indicar que abaixo destas energias a forma do espectro tem pouca influência nas medidas de raios-X em balão.*

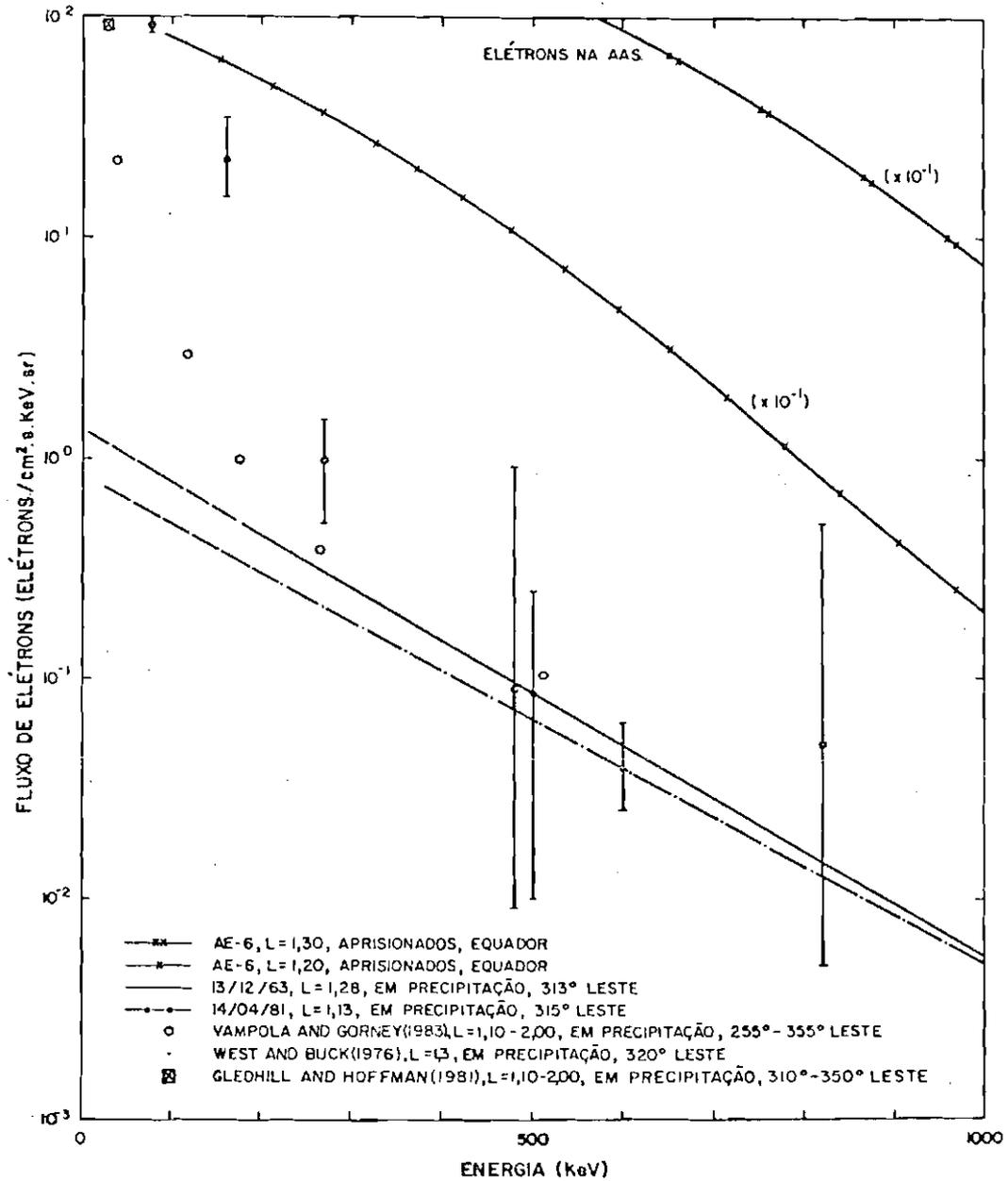


Fig. 7.20 - Espectro de elétrons em precipitação na AAS.

- O símbolo (x 10⁻¹) indica que os valores plotados são os valores reais multiplicados por 10⁻¹.

7.2.2 - PERFIL DE IONIZAÇÃO NA ATMOSFERA

Ao precipitarem-se na atmosfera os elétrons ionizarão os constituintes atmosféricos. A partir do espectro de elétrons em precipitação obtidos (Equações 7.1 e 7.4), pode-se então calcular um perfil de ionização e compará-lo com as outras fontes de ionização na atmosfera. Este cálculo é feito baseado no método de Monte Carlo, como exposto em Berger et alii (1974). Adotou-se a energia requerida para a produção de um par de ions como 0,035 keV.

A Figura 7.21 mostra o perfil de ionização devido às principais fontes de ionização na AAS. A curva devida a raios-X solares refere-se a um período de máximo do ciclo solar e a um ângulo zenital de 50° (condição aproximadas para os dados de 14 de abril de 1981)¹¹ (Rosenberg and Lanzerotti, 1979). Duas curvas para HLy - α solar diurno são dadas refletindo a incerteza no seu valor; também um perfil noturno é dado (HLy - α espalhado). Ionização devida a raios cósmicos é mostrada para 5° de latitude magnética (Rosenberg and Lanzerotti, 1979). Prótons em precipitação não foram considerados, visto não haver evidências conclusivas de sua existência em níveis significantes (Paulikas, 1975; Vakupov et alii, 1976; Gledhill, 1979; Voss and Smith, 1980).

Da Figura 7.21 vê-se que a precipitação de elétrons pode ser a principal fonte de ionização entre 50 e 70 km na AAS, principalmente no período noturno¹².

¹¹ *Valores equivalentes para as condições de 13 de dezembro de 1963 não são disponíveis, todavia não são esperadas grandes variações.*

¹² *Os dados de Vampola and Gorney (1983) são para L entre 1,10 a 2,00 e longitudes entre 255° e 355° L, e todas as horas locais.*

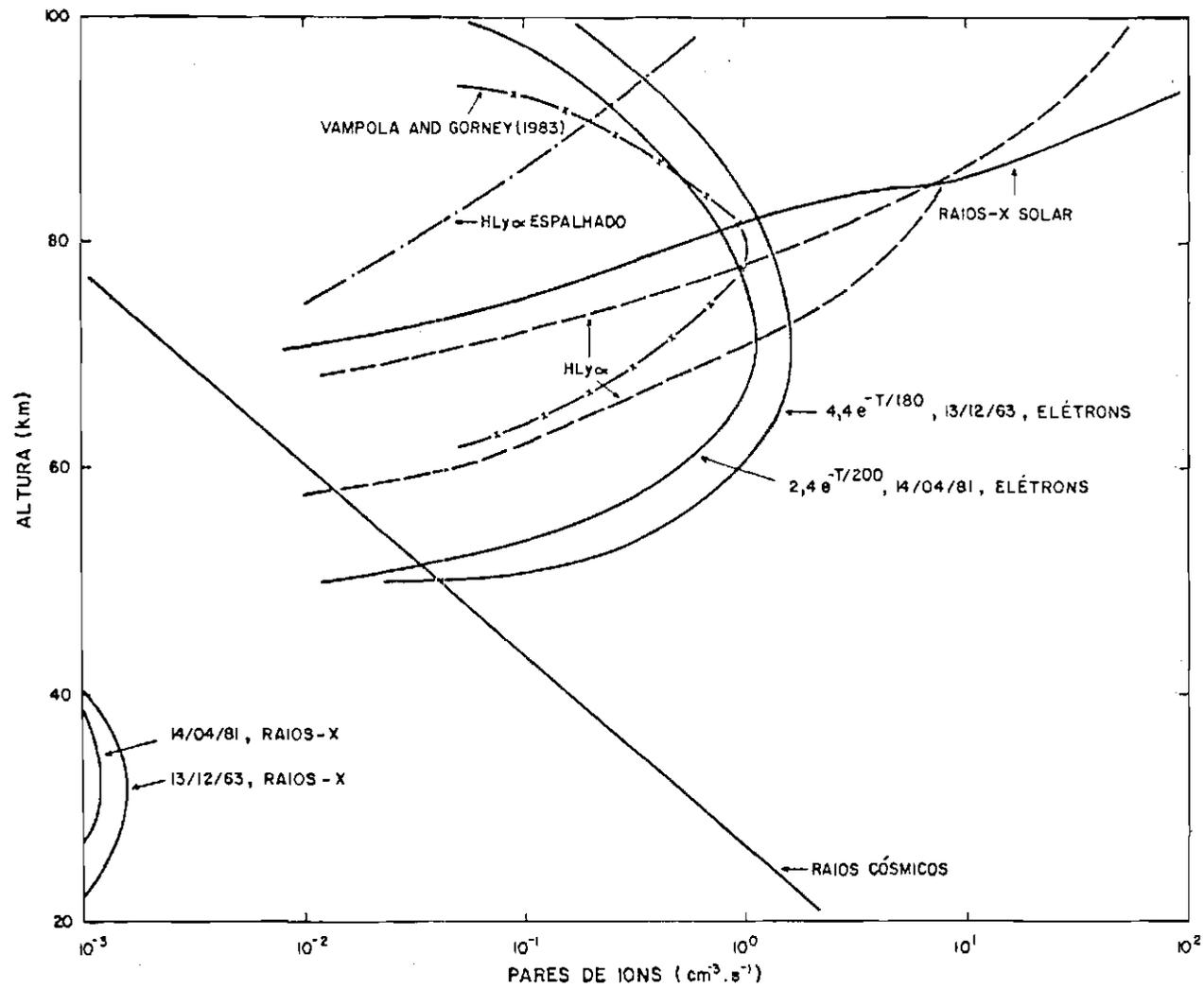


Fig. 7.21 - Perfil de ionização na atmosfera devido à precipitação de elétrons na AAS.

O perfil de ionização devido à precipitação de elétrons é um importante parâmetro para o estudo da composição química da região D da atmosfera (Montbriand and Belrose, 1976) e para o estudo da eletrificação da média atmosfera (Dutra, 1982).

Considerando a condutividade da média atmosfera proporcional à raiz quadrada da produção de pares, pode-se ter aumentos na condutividade em torno de 60 km na AAS devido à precipitação de elétrons da ordem de 10 de dia até 30 à noite. Tais valores são da ordem dos necessários para criar uma irregularidade na condutividade, distorcendo o campo elétrico vertical de tempo bom e dando surgimento a campos horizontais da ordem de 10 mV/m em altura de balão (Dutra, 1982). Tal fato pode ser a explicação dos campos elétricos horizontais medidos (ver a Figura 5.1).

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Neste trabalho fez-se um estudo sobre raios-X na atmosfera da AAS. Demonstrou-se que a componente difusa e os raios-X devidos à precipitação de elétrons do cinturão interno de radiação são as principais fontes de raios-X na atmosfera da AAS. Em relação a estas componentes, obtiveram-se as seguintes principais conclusões:

1) Para a componente atmosférica

- Estimou-se que o fluxo desta componente em São José dos Campos (coordenadas geográficas $\sim 23^{\circ}$ S, $\sim 45^{\circ}$ O, $\lambda_m = 11^{\circ}$ S) em altura de balão, aproximadamente 5 g/cm^2 , é de $5,42E^{-1,49}$ fotons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ para o hemisfério superior, na faixa de energia de aproximadamente 50 a 150 keV (Figura 7.1).
- Determinou-se a mudança do espectro da componente atmosférica no máximo de Pfozter ($E^{-1,06}$) em relação à altura de balão ($E^{-1,49}$; Figura 7.2), que está possivelmente associada ao caráter finito da atmosfera.

2) Para a componente difusa

- Determinou-se o fluxo desta componente em altura de balão, através do cálculo de sua propagação desde o topo da atmosfera, pelo método de Monte Carlo.
- Mostrou-se que esta componente é da mesma ordem da componente atmosférica em torno de 5 g/cm^2 em períodos magneticamente calmos, para São José dos Campos, ($\lambda_m = 11^{\circ}$ S; Figura 7.2).

- Mostrou-se que a utilização do método de Monte Carlo no cálculo da propagação desta componente na atmosfera é imprescindível (Figuras 4.8 e 4.9).
- 3) Para o fluxo de raios-X devido à precipitação de elétrons do cinturão interno de radiação
- Determinou-se da comparação relativa dos fluxos medidos em dois vôos de balão realizados no ano de 1981 uma intensificação desta componente com a atividade magnética, independentemente dos valores absolutos dos fluxos de fótons correspondentes (Figura 5.14).
 - Determinou-se o fluxo desta componente em São José dos Campos ($L \sim 1,13$; a leste do centro da AAS, Figura 7.8) em períodos magneticamente calmo e perturbado. Em período magneticamente calmo tem-se um limite superior para o fluxo da ordem de 10^{-3} ftons \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, em aproximadamente 5 mb, entre 30 - 150 keV e para o hemisfério superior, enquanto em período magneticamente perturbado tem-se um fluxo da ordem de 10^{-2} ftons \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ (da mesma ordem da componente difusa; Figura 7.16) com um espectro dado na Figura 7.18.
 - Estimou-se que o fluxo de elétrons em precipitação, correspondente ao fluxo de raios-X medido para o período magneticamente perturbado, é de aproximadamente 500 elétrons \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ com um espectro em energia, T , do tipo $e^{-T/2,00}$ (equivalente a um fluxo de energia da ordem de $3 \cdot 10^{-4}$ ergs \cdot $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Figura 7.20)). Tal fluxo de elétrons em precipitação constitui a principal fonte de ionização na atmosfera em torno de 60 km (Figura 7.21), produzindo aproximadamente 1 par de ion \cdot $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (valor aproximadamente 100 vezes maior do que os devidos a radiação solar e raios cósmicos).

- Determinou-se o fluxo de raios-X devido a elétrons em precipitação a partir das medidas de Ghielmetti et alii (1964a), a oeste do centro da AAS (Figura 7.8) e em período magneticamente calmo (Figuras 7.16 e 7.19). Obtiveram-se valores equivalentes àqueles para São José dos Campos em período magneticamente perturbado e a leste do centro da AAS. Embora exista uma diferença em longitude entre as duas medidas, a possível contaminação das medidas de Ghielmetti et alii (1964a) devida a elétrons artificiais provenientes de explosões nucleares no cinturão interno (principalmente a explosão nuclear Starfish em julho de 1962) impede uma conclusão definitiva quanto à dependência do fluxo sobre a longitude.

Finalmente, sugere-se que no futuro procure-se fazer vôos de longa duração (ao redor da Terra) ou vôos simultâneos em diferentes longitudes utilizando detetores semi-onidirecionais com informação espectral e dotados de sensores de pressão o mais precisos possível. O conhecimento advindo destes estudos será importante para a melhor compreensão da dinâmica do cinturão interno de radiação, bem como para estudos de raios-X em Astrofísica.

Passados quase 20 anos desde as medidas pioneiras de raios-X na atmosfera da AAS, este trabalho está longe de ser o ponto final deste estudo, devendo, isto sim, ser visto como um ponto de partida para muitos outros estudos que com certeza se seguirão.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGRAWAL, P.C.; IYENGAR, V.S.; KALGAONKAR, M.A.; KAMAT, A.P.; KUNTE, P. K.; MANCHANDA, R.K.; SRINIVASAN, K.V. A balloon borne instrument for the study of cosmic X-rays. *Nuclear Instrumentes and Methods*, 95(1):29-37, July 1971.
- ALMEIDA, W.A. Electron precipitation and X-ray production in the atmosphere. Tese de Mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jun. 1972. (INPE-191-LAFE).
- ANDERSON, K.A. Balloon observations of X-rays in the auroral zone I. *Journal of Geophysical*, 65(2):551-564, Feb. 1960.
- Secondary cosmic-ray photons below cascade energy. *Physical Review*, 123(4):1435-1439, Aug. 1961.
- ANDERSON, K.A.; ENEMARK, D.C. Balloon observations of X-rays in the auroral zone II. *Journal of Geophysical Research*, 65(11):3521-3538, Nov. 1960.
- BARCUS, J.R.; ROSENBERG, T.J. Energy spectrum for auroral zone X-rays. *Journal of Geophysical Research*, 71(3):803-823, Feb. 1966
- BAZILEVSKAYA, G.A.; KRASOTKIN, A.F.; CHARAKHCH'YAN, A.N. X-ray photons in extensive air-showers and in the stratosphere. *Bulletin of the Academy of Sciences of USSR; Physical Series*, 28(11):1787-1791, Nov. 1974.
- BAZILEVSKAYA, G.A.; KVASHNIN, A.N.; CHARAKHCH'YAN, T.N. The energy spectrum of photons in the atmosphere in the range of 0.03-3 MeV. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COSMIC RAYS, 17., Paris, 1981. *Proceedings*. Paris, International Union of Pure and Applied Physics, 1981. v.9, p.1417-1422.
- BERGER, M.J., SELTZER, S.M. Bremsstrahlung in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34(1):85-108, Jan. 1972.

BERGER, M.J.; SELTZER, S.M.; MAEDA, K. Energy deposition by auroral electrons in the atmosphere. *Journal of Atmosphere and Terrestrial Physics*, 32(6):1015-1045, June 1970.

——— Some new results on electron transport in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 36(4):591-617, Apr. 1974.

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, NY, McGraw-Hill, 1969.

BIRKS, J.B. *The theory and practice of scintillation counting*. Oxford, Pergamon, 1964.

BLEEKER, J.A.M.; DEERENBERG, J.M. The diffuse cosmic X-ray background from 20 to 220 Kev. *The Astrophysical Journal*, 159(1):215-228, Jan. 1970.

BOSTROM, C.O.; BEALL, D.S.; ARMSTRONG, J.C. Time history of the inner radiation zone, october 1963 to december 1968. *Journal of Geophysical Research*, 75(7):1246-1256, Mar. 1970.

BRINI, D.; CIRIEGI, U; FULIGNI, F.; MORETTI, E.H. Low-energy cosmic -ray photons in atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 77(3):903-913, Feb. 1967.

BRINI, D.; CIRIEGI, U.; FULIGNI, F.; GANDOLFI, A; MORETTI, E.H. Evaluation of the X-ray primary omnidirectional flux from measurements at balloon altitudes. *Il Nuovo Cimento*, 39(1):4710-4720, giugl. 1965a.

——— Terrestrial albedo of the 40 - to 190 - KeV X-rays. *Journal of Geophysical Research*, 70(21):5460-5463, Nov. 1965b.

BRUNBERG, E.A. The optics of cosmic ray telescopes. *Arkiv for Fysik Band*, 14(3):195-254, Okt. 1958.

- CASHWELL, E.D.; EVERETT, C.J. *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems*. Oxford, Pergamon, 1959.
- CHAMBERLAIN, J.W. Physical processes in the auroral atmosphere.
In: ——— *Physics of the Aurora and Airglow*. New York, NY, Academic, 1961. cap. 7, p. 244-319.
- CHARAKHCH'YAN, A.N.; CHARAKHCH'YAN, T.N. Energy spectrum and total number of low-energy cosmic-ray photons in the stratosphere. *Soviet Physics Jetp*, 13(6):1126-1128, Dec. 1961.
- CHARAKHCH'YAN, A.N.; BAZILEVSKAYA, A.F.; KRASOTKIN, A.F.;
CHARAKHCH'YAN, T.N. Cosmic-ray intensity in the near-Earth atmosphere and at the surface of the Earth. *Geomagnetism and Aeronomy*, 15(197):164-168, Oct. 1975.
- 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).
- CHUBB, T.A.; FRIEDMAN, H.; KREPLIN, R.W.; KUPPERIAN Jr., J.E. Rocket observation of X-ray emission in a solar flare. *Nature*, 179(4568):861-862, May 1957.
- CHUPP, E.L.; FORREST, D.J. Discussion of paper by R.C. Haymes, S.W. Glenn, G.J. Fishman, and F.R. Harnden, Jr., "Low-energy gamma radiation in the atmosphere at midlatitudes". *Journal of Geophysical Research*, 75(4):871-872, Feb. 1970.
- CHUPP, E.L.; SARKADY, A.A.; GILMAN, H.P. The 0,5 Mev gamma ray flux and the energy loss spectrum in CsI(Tl) at 4g/cm². *Planetary and Space Science*, 15(6):881-892, June 1967.
- CLADIS, J.B.; DESSLER, A.J. X rays from Van Allen belt electrons. *Journal of Geophysical Research*, 66(2):343-350, Feb. 1961.
- DAMLE, S.V.; DANIEL, R.R.; JOSEPH, G.; LAVAKARE, P.J. Cosmic flux of low energy gamma rays. *Astrophysics and Space Science*, 14(2):473-479, Dec. 1971.

- 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.
- DANJO, A. On the altitude dependence of the atmospheric X-rays in the energy range 0.1 - 1 Mev. *Journal of the Physical Society of Japan*, 33(4):890-897, Oct. 1972.
- DUBS, C.W. Cosmical radiation. In: ——— *Handbook of Geophysics*. 3 ed. New York, NY, Macmillan, 1961. cap. 18, p. 1-10.
- DUBS, C.W.; FILZ, R.; KATZ, L.; SMART, D.; WEINBERG, A.; YATES, K. Corpuscular radiation. In: ——— *Handbook of Geophysics and Space environments*. Cambridge, Air Force Cambridge Research Laboratories, 1965. cap. 17, p. 1-31.
- DUTRA, S.L.G. *Campos elétricos em alturas de balão estratosférico*. Tese de Doutorado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, Out. 1982. 156 p. (INPE-2556-TDL/103)
- ENEMARK, D. Balloon-borne circuits sort high-altitude cosmic rays. *Electronics*, 32(35):52-55, Aug. 1959.
- ENGELKEMEIR, D. Nonlinear response of NaI(Tl) to photons. *The Review of Scientific Instruments*, 27(8):589-591, Aug. 1956.
- EVANS, R.D. *The atomic nucleus*. New York, NY, McGraw-Hill, 1955.
- FRANK, J. *Analizador de ocho canales para la medicion de radiacion X*. Buenos Aires, Centro Nacional de Radiacion Cosmica, ago. 1970. (CNRC-PI-5).
- FREDEN, S.C. Inner-belt Van Allen radiation. *Space Science Reviews*, 9(2):198-242, Feb. 1969.
- GALPERIN, Y.I.; TEMNY, V.V. Model intensity distribution of electrons trapped in the inner zone. In: COSPAR PLENARY MEETING, 8., London, 1967. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups on Physical Sciences*. Amsterdam, North-Holland, 1968. p-130-138. (Space Research, 8).

- GHIELMETTI, H.S.; GODEL, A.M. *Medicion de radiacion X en la vecindad de la Anomalia del Atlantic Sur*. Argentina, Comission Nacional de Investigaciones Espaciales, s. d. (informe de contrato n. 18).
- GHIELMETTI, H.S.; BECERRA, N.; GODEL, A.M.; HEREDIA, H.; ROEDERER, J. G. Enhancement of the X-ray intensity at balloon altitudes in the South American Anomaly. *Physical Review Letters*, 12(14):388-390, Apr. 1964a.
- GHIELMETTI, H.S.; BECERRA, N.; GODEL, A.M.; HEREDIA, H.; MARZULLI, L. C.; ROEDERER, J.G. Cosmic ray balloon measurements at low geomagnetic latitudes, september 1962 through march 1964. *Journal of Geophysical Research*, 69(19):3959-3963, Oct. 1964b.
- GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F.R.; ROSSI, B.B. Evidence for X-rays from sources outside the solar system. *Physical Review Letters*, 9(11):439-443, Dec. 1962.
- GLEDHILL, J.A. Non-solar ionization in the South Atlantic Anomaly: a review. *I.A.G.A. Meeting*. Canberra, Dec. 1979.
- GLEDHILL, J.A.; HOFFMAN, R.A. Nighttime observations of 0.2 - to 26 - Kev electrons in the South Atlantic Anomaly made by Atmosphere Explorer C. *Journal of Geophysical Research*, 86(A8):6739-6744, Aug. 1981.
- GOLENETSKIY, S.V.; GUR'YAN, YU. A.; IL'INSKIY, V.N.; MAZETS, YE. P.; PROSKURA, M.P. Gamma emission of the atmosphere in the vicinity of the Earth. *Geomagnetism and Aeronomy*, 15(197):169-172, Oct. 1975.
- HAERENDEL, G. Diffusion theory of trapped particles and the observed proton distribution. In: McCormac, B.M, ed. *Earths's Particles and Fields*. Reinhold Book, 1968.
- 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, NY, 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.
- HERISTCHI, M.D. *Etude du rayonnement cosmique primaire et de son interaction dans l'atmosphère à l'aire des vols simultanés S.P.A.R.M.O. effectués durant le minimum d'activité solaire*. Thèse du Doctorat. Paris, Faculté des Science de l'Université de Paris, 1967.
- HESS, W.N. *The radiation belt and magnetosphere*. Waltham, MA, Blaisdell, 1968.
- HORSTMAN, H. Atmospheric corrections to balloon X-ray observations. In: NASA. *Gamma-ray Astrophysics*; Proceedings a Symposium held at Greembelt, MD, April 30 - May 2, 1973. Washington, DC, NASA, 1973. p. 37-39. (NASA SP-339).
- HORSTMAN, H.; MORETTI, E.H. Diffuse cosmic X-rays observed from balloons. *Nature Physical Science*, 229(1):148-149, Feb. 1971.
- HORSTMAN, H.; BASSANI, L.; MORETTI, E.H. Effect of multiple scattering on balloon observations of γ -ray bursts. *Astrophysics and Space Science*, 52(2):265-269, Dec. 1977.
- HORSTMAN, H.; CAVALLO, G.; MORETTI, E.H. The X and γ diffuse background. *Revista del Nuovo Cimento*, 5(2):255-311, Apr. 1975.
- HUDSON, H.S.; PETERSON, L.E.; SCHWARTZ, D.A. The hard solar X-ray spectrum observed from the third orbiting solar observatory. *The Astrophysical Journal*, 157(1):389-415, July 1969.
- HUDSON, H.S.; PRIMBSCH, J.H.; ANDERSON, K.A. Observations of the isotropic component of cosmic X rays at balloon altitude. *Journal of Geophysical Research*, 71(23):5665-5668, Dec. 1966.
- IMHOF, W.L. Electron precipitation in the radiation belts. *Journal of Geophysical Research*, 73(13):4167-4184, July 1968.

- IMHOF, W.L.; SMITH, R.V. Longitudinal variations of high energy electrons at low altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 70(3):569-577, Feb. 1965.
- IMHOF, W.L.; GAINES, E.E.; REAGAN, J.B. High-resolution spectral features observed in the inner radiation belt trapped electron population. *Journal of Geophysical Research*, 86(A4):2341-2347, Apr. 1981a.
- IMHOF, W.L.; NAKANO, G.H.; REAGAN, J.B. High-resolution measurements of atmospheric gamma-rays from a satellite. *Journal of Geophysical Research*, 81(16):2835-2843, June 1976.
- IMHOF, W.L.; REAGAN, J.B.; GAINES, E.E. Measurements of inner zone electron precipitation. *Journal of Geophysical Research*, 85(A1):9-16, Jan. 1980.
- IMHOF, W.L.; REAGAN, J.B.; SMITH, R.V. Long-term study of electrons trapped on low L shells. *Journal of Geophysical Research*, 72(9):2371-2377, May 1967.
- IMHOF, W.L.; ANDERSON, R.R.; REAGAN, J.B.; GAINES, E.E. The significance of VLF transmitters in the precipitation of inner belt electrons. *Journal of Geophysical Research*, 86(A13):225-234, Dec. 1981b.
- INSTITUTO DE ASTRONOMIA Y FISICA DEL ESPACIO (IAFE). *Resultados de mediciones con globos estratosféricos I*. Buenos Aires, 1972. (Serie Publicaciones de Registros, n. 1).
- ISRAEL, H.I.; LIER, D.W.; STORM, E. Comparison of detectors used in measurement of 10 to 300 Kev X-ray spectra. *Nuclear Instruments and Methods*, 91(1):141-157, Jan. 1971.
- JONES, F.C. Cosmic-ray production of low-energy gamma rays. *Journal of Geophysical Research*, 66(7):2029-2042, July 1961.
- KASTURIRANGAN, K. Secondary background properties of X-ray astronomical telescopes at balloon altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 76(16):3527-3533, June 1971.

- KASTURIRANGAN, K.; RAO, U.R. Spectrum of the cosmic X and gamma ray background in the energy range 1 Kev - 1 Mev. *Astrophysics and Space Science*, 15(1):161-166, Jan. 1972.
- KASTURIRANGAN, K.; BHAVSAR, P.D.; NERVERKAR, N.W. Balloon observations of cosmic X-rays in the energy range 20-200 Kev. *Journal of Geophysical Research*, 74(21):5139-5144, Oct. 1969.
- KNOLL, G.F. *Radiation detection and measurement*. New York, NY, John Wiley, 1979.
- KOCH, H.W.; MOTZ, J.W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Reviews of Modern Physics*, 31(4):920-955, Oct. 1959.
- KOLCHUZHKIN, A.M.; BESPALOV, V.I. Equilibrium electron and photon spectra. *Soviet Physics Journal*, 41(4):741-743, Apr. 1975.
- KOONS, H.C.; EDGAR, B.C.; VAMPOLA, A.L. Precipitation of inner zone electrons by whistler mode waves from the VLF transmitters UMS and NWC. *Journal of Geophysical Research*, 86(A2):640-648, Feb. 1981.
- LARKINA, V.I.; LIKHTER, J.I. Storm-time variation of plasmapheric ELF hiss. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 44(5):415-423, May 1982.
- LEDERER, C.M.; SHIRLEY, V.S. ed. *Table of isotopes*. New York, NY, John Wiley, 1978.
- LEIPUNSKII, O.I.; NOVOZHILOV, B.V.; SAKHAROV, V.N. *The propagation of gamma quanta in matter*. Oxford, Pengamonn, 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.
- LUHMANN, J.G. Auroral bremsstrahlung spectra in the atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(5):595-600, May 1977.

- MacDONALD, W. M.; WALT, M. Distribution function of magnetically confined electrons in a scattering atmosphere. *Annals of Physics*, 15(1):44-62, Jan. 1961.
- MAKINO, F. Effect of scattered photons on the spectrum of diffuse X-rays observed at balloon altitude. *Astrophysics and Space Science*, 8(1):251-255, July 1970.
- MANCHANDA, R.K.; BISWAS, S.; AGRAWAL, P.C.; GOKHALE, G.S.; IYENGAR, V. S.; KUNTE, P.K.; SREEKANTAN, B.V. The spectrum of diffuse cosmic X-rays in the 20-125 Kev range. *Astrophysics and Space Science*, 15(2):272-283, Feb. 1972.
- MARTIN, I.M. *Medidas de raios-X e cálculo de fluxo adicional na região da Anomalia do Atlântico Sul*. Tese de Mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, fev. 1972. 79 p. (INPE-183-LAFE).
- MARTIN, I.M.; ALMEIDA W.A.; CEZAC, Y.; SENADOR, R. *Medidas de raios-X de origem atmosférica no Hemisfério Sul utilizando balões estratosféricos*. São José dos Campos, INPE, ago. 1971. 42 p. (INPE-166-LAFE).
- McILWAIN, C.E. Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles. *Journal of Geophysical Research*, 66(11):3681-3691, Nov. 1961.
- METZGER, A.E.; ANDERSON, E.C.; VANDILLA, M.A.; ARNOLD, J.R. Detection of an interstellar flux of gamma-rays. *Nature*, 204(4960):766-767, Nov. 1964.
- METZGER, A.E.; GILMAN, D.A.; LUTHEY, J.L.; HURLEY, K.C.; SCHNOPPER, H. W.; SEWARD, F.D.; SULLIVAN, J.D. The detection of X-rays from Jupiter. *Journal of Geophysical Research*, 88(A10):7731-7741, Oct. 1983.
- MEYER, S.L. *Data analysis for scientists and engineers*. New York, NY, John Wiley, 1975.

- MONTBRIAND, L.E.; BELROSE, J.S. Changes in electron precipitation inferred from spectra deduced from D-region electron densities during a post-magnetic storm effect. *Journal of Geophysical Research*, 81(13):2213-2222, May 1976.
- MORETTI, E.H.; FULIGNI, F.; BRINI, D. A measurement fo the primary X-ray diffuse component in the range from 25 to 200 Kev. *Il Nuovo Cimento*, 68(1):68-81, nov. 1971.
- PARKS, G.K.; GURGILOLO, C.; WEST, R. Relativistic electron precipitation. *Geophysical Research Letters*, 6(5):393-396, May 1979.
- PAULIKAS, G.A. Precipitation of particle at low and middle latitudes. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 13(5):709-734, Nov. 1975.
- PAULIKAS, G.A.; BLAKE, J.B. High energy particles in the magnetosphere. *Advances in Space Research*, 2(1)43-46, 1982.
- PETERSON, L.E. *Gamma-ray production by cosmic rays observed on OSO-1*. San Diego, CA. University of California, July 1967. (UCSD-SP-68-1).
- Instrumental technique in X-ray astronomy. In: ANNUAL REVIEW OF ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS. Palo Alto, CA, ANNUAL REVIEW, 1975. v. 13. p. 423-509.
- Positron-electron ratio of precipitating electrons. *Journal of Geophysical Research*, 169(15):3141-3153, Aug. 1964.
- The 0.5 Mev Gamma-ray and the low-energy gamma-ray spectrum to 6 grams per square centimeter over Minneapolis. *Journal of Geophysical Research*, 68(4):979-987, Feb. 1963.
- PETERSON, L.E.; PELLING, R.M.; MATTESON, J.L. Techniques in balloon X-ray astronomy. *Space Science Reviews*, 13(3):321-336, Apr. 1972.
- 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.

- PETERSON, L.E.; SCHWARTZ, D.A.; PELLING, R.M.; MCKENZIE, D. The upper limit solar gamma-ray spectrum to 10 Mev. *Journal of Geophysical Research*, 71(23):5778-5781, Dec. 1966.
- PILKINGTON, G.R. *A Monte Carlo calculation of auroral X-ray propagation in the atmosphere with application to balloon observation*. Thesis for the Degree of Doctor of Philosophy in Physics. Calgary, University of Calgary, Apr. 1970.
- PILKINGTON, G.R.; ANGER, C.D. A Monte Carlo analysis of the passage of auroral X-rays through the atmosphere. *Planetary and Space Science*, 19:1069-1085, Sept. 1971.
- PINTO Jr., O. *Precipitação de elétrons energéticos na Anomalia Magnética Brasileira*. Tese de Mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, maio 1980. 148 p. (INPE-1736-TDL/027).
- PUSKIN, J.S. *Low-energy gamma ray in the atmosphere*. Ph.D. Thesis in Physics. Cambridge, MA, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, 1970. (SAO Special Report, n. 318).
- RAY, E.C. Experimental results of flights in the stratosphere. In: FLUGGE, S. ed. *Encyclopedia of Physics*. Berlin, Springer-Verlag, 1961. v.46, tomo 1, p. 130-156.
- REES, M.H. Note on the penetration of energetic electrons into the Earth's atmosphere. *Planetary and Space Science*, 12(3)722-725, July 1964.
- ROBERTS, C.S. Pitch-angle diffusion of electrons in the magnetosphere. *Reviews of Geophysics*, 7(1-2):305-337, Feb./May 1969.
- ROEDERER, J.G. *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*. New York, NY, Springer-Verlag, 1970.
- Geomagnetic field distortions and their effects on radiation belt particles. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 10(2):599-630, May 1972.
- Southern Hemisphere Anomalies. In: INTERNATIONAL SPACE SCIENCE; Symposium, 6., Mar del Plata, 1965. *Proceedings*. Washington, Spartan Books, 1966. p. 117-129. (Space Research, 16).

- ROEDERER, J.G.; WELCH, J.A. Theoretical description of trapped electron diffusion in the South American Anomaly.
In: INTERNATIONAL SPACE SCIENCE; Symposium, 6., Mar del Plata, 1965. *Proceedings*. Washington, Spartan Books, 1966. p. 117-129. (Space Research, 6).
- ROEDERER, J.G.; WELCH, J.A.; HEROD, J.V. Longitude dependence of geomagnetically trapped electrons. *Journal of Geophysical Research*, 72(7):4431-4447, Sept. 1967.
- ROSEN, A.; SANDERS, N.L. Loss and replenishment of electrons in the inner radiation zone during 1965-1967. *Journal of Geophysical Research*, 76(1):110-121, Jan. 1971.
- ROSENBERG, T.J.; LANZEROTTI, L.J. Direct energy inputs to the middle atmosphere. In: MAYNARD, N.C., ed. *Middle atmosphere electrodynamics*; Report of the Workshop on the role of the electrodynamics of the Middle Atmosphere on Solar Terrestrial Coupling, Reston, VA, Jan. 17-19, 1979. Greembelt, MD, NASA, GSFC, 1979. p. 43-70. (NASA CP-2090).
- ROSSI, B. *Cosmic rays*. New York, NY, McGraw-Hill, 1964.
- ROSSI, B.; OLBERT, S. *Introduction to the physics of space*. New York, NY, McGraw-Hill, 1970.
- ROTHENFLUG, R.; ROCCHIA, R.; BOCLET, D.; DUROUCHOUX, P. Observation de l'isotropie du rayonnement X primaire non localise entre 20 et 80 keV. In: COSPAR PLENARY MEETING, 25., London, 1967. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups on Physical Sciences*. Amsterdam, North-Holland, 1968. p. 423-429. (SPACE RESEARCH, 8).
- SAINT MARC, A. Etude de la propagation du rayonnement X à travers l'atmosphère. Application à la spectrométrie du rayonnement X auroral. *Annales de Géophysique*, 29(4):515-524, Dec. 1973.
- SCHAARSCHMIDT, A.; KELLER, H.J. Calculation of efficiency and cross section of cylindrical scintillators in axisymmetrical gamma-ray fields. *Nuclear Instruments and Methods*, 72(i):82-92, July 1969.
- SCHULZ, M.; LANZEROTTI, L.J. *Particle diffusion in the radiation belts*. New York, NY, Spring Verlag, 1974.

SELTZER, S.M.; BERGER, M.J.; ROSENBERG, T.J. *Auroral bremsstrahlung at balloon Altitudes*. Washington, DC, NASA, 1973. (NASA SP-3081).

SEWARD, F.D. *The geographical distribution of ~ 100 Kev electrons above the Earth's atmosphere*. Livermore, Lawrence Livermore Laboratory, University of California, 1973. (UCRL 51456).

SOLAR GEOPHYSICAL DATA, n. 444, Part 1, Aug. 1981.

——— n. 451, Part 1, Apr. 1982.

SPJELDVIK, W.N.; THORNE, R.M. The cause of storm after effects in the middle latitude D-region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 37(5):777-795, May 1975.

STONE, E.C. The physical significance and application of K , B_0 and R_0 to geomagnetically trapped particles. *Journal of Geophysical Research*, 68(14):4157-4166, July 1963.

SUGIURA, M.; POROS, D.J. Hourly values of equatorial Dst for the years 1957 to 1970. Greembelt, MD, GSFC, 1971. (X-645-71-278).

TEAGUE, M.J.; CHAN, K.W.; VETTE, J.I. *AE6: A model environment of trapped electrons for solar maximum*. Maryland, National Space Science Data Center, May 1976. (NSSDC/WDC-A R&S 76-04).

TEAGUE, M.J.; SCHOFIELD, N.J.; CHAN, K.W.; VETTE, J.I. A study of inner zone electron data and their comparison with trapped radiation models. Maryland, National Space Science Data Center, Aug. 1979.. (NSSDC/WDC-A-R&S 79-06).

THORNE, R.M.; CHURCH, S.R.; GORNEY, D.J. On the origin of plasmaspheric Hiss: The importance of wave propagation in the plasmopause. *Journal of Geophysical Research*, 84(A9):5241-5247, Sept. 1979.

THORNE, R.M.; SMITH, E.J.; BURTON, R.K.; HOLZER, R.E. Plasmaspheric hiss. *Journal of Geophysical Research*, 78(10):1581-1596, Apr. 1973.

TORR, D.G.; TORR, M.R.; WALKER, J.C.G.; HOFFMAN, R.A. Particle precipitation in the South Atlantic Geomagnetic Anomaly. *Planetary and Space Science*, 23(1):15-26, May 1975.

- TSLRUTANI, B.T.; SMITH, E.J.; THORNE, R.M. Electromagnetic hiss and relativistic electron losses in the inner zone. *Journal of Geophysical Research*, 80(4):600-607, Feb. 1975.
- VAKULOV, P.V.; GRIGOROV, N.L.; DOBROVOLSKA, B.; DUBINSKY, Y.; RAKHAROV, A.V.; KUDELA, K.; KUZNETSOV, S.N.; KUZNETSOVA, V.A.; PISARENKO, N.F.; SAVENKO, L.A.; FISHER, S.; SOMOGYI, A.; YUZEFOVICH, I.A. Studies of corpuscular radiation in the Earth's: Environs based on Intercosmos 5 data. In: COSPAR PLENARY MEETING, 16., Varma, 1975. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups on Physical Sciences*. Berlin, Akademil-Verlag, 1976. p. 513-517. (Space Research, 16).
- VAMPOLA, A.L.; GORNEY, D.J. Electron energy deposition in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88(A8):6267-6274, Aug. 1983.
- VAN NOSTRAND'S SCIENTIFIC ENCYCLOPEDIA. 5. ed. New York, NY, Van Nostrand Reinhold, 1976.
- VERNOV, S.N.; GORCHAKOV, E.V.; SHAVRIN, P.I.; SHARVINA, K.N. Radiation belts in the region of the South-Atlantic Magnetic Anomaly. *Space Science Reviews*, 7(1):490-533, 1967.
- VERNOV, S.N.; GORTCHAKOV, E.V.; KUZNETSOV, S.N.; LOGATCHEV, Y.I.; SOSNOVETS, E.N.; TVERSKOY, B.A.; CHUDAKOV, A.E. Earth's radiation belt. In: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 9., London, 1965. *Proceedings*. London, Institute of Physics and the Physical Society, 1966. v. 1., p. 40-49.
- 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.
- VIJ, K.K.; VENKATESAN, D. Production of bremsstrahlung X-rays and their propagation in the atmosphere. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON X-RAYS IN SPACE; Calgary, AB, 1974. *Proceedings*. Calgary, University of Calgary, 1975. v. 2, p. 780-805.

- VIJ, K.K.; VOGEL, J.S.; VENKATESAN, D. Auroral X-ray observation at 60 to 30 km altitudes. *Journal of Geophysical Research*, 85(A10):5096-5104, Oct. 1980.
- VOSS, H.D.; SMITH, L.G. Global zones of energetic particle precipitation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 42(1):227-239, Feb. 1980.
- WALT, M. The effects of atmospheric collisions on geomagnetically trapped electrons. *Journal of Geophysical Research*, 69(19):3947-3958, Oct. 1964.
- WELCH, J.A.; KAUFMANN, R.L. Trapped electron time histories for $L = 1.18$ to $L = 1.30$. *Journal of Geophysical Research*, 68(3):685-699, Feb. 1963.
- WEST Jr., H.I.; BUCK, R.M. Energetic electrons in the inner belt in 1968. *Planetary and Space Science*, 24(7):643-655, July 1976.
- WILLIAMS, D.J.; KOHL, J.W. Loss and replenishment of electrons at middle latitudes and high B values. *Journal of Geophysical Research*, 70(17):4139-4150, Sept. 1965.
- WINCKLER, J.R.; PETERSON, L.E.; ARNOLDY, R.; HOFFMAN, R. X-rays from visible aurora at Minneapolis. *The Physical Review*, 110(6):1221-1231, June 1958.

APÊNDICE A

PROFUNDIDADE ATMOSFÉRICA

Em estudos de absorção de radiação é necessário considerar tanto a espessura como a densidade do absorvedor. Então, defini-se um absorvedor, não pela sua espessura geométrica, mas sim pela massa de uma coluna cuja área da seção transversal é unitária. Esta quantidade, medida em g/cm^2 , é denominada profundidade atmosférica e é dada, no caso de o absorvedor ser a atmosfera, por

$$Z(h) = \int_h^{+\infty} \rho(h') dh' \quad , \quad (\text{A.1})$$

onde h é a altura na atmosfera medida a partir do solo, e ρ é a densidade atmosférica. Para efeitos práticos basta considerar a integração até 300km. Valores de Z em função da altura são dados na Figura A.1.

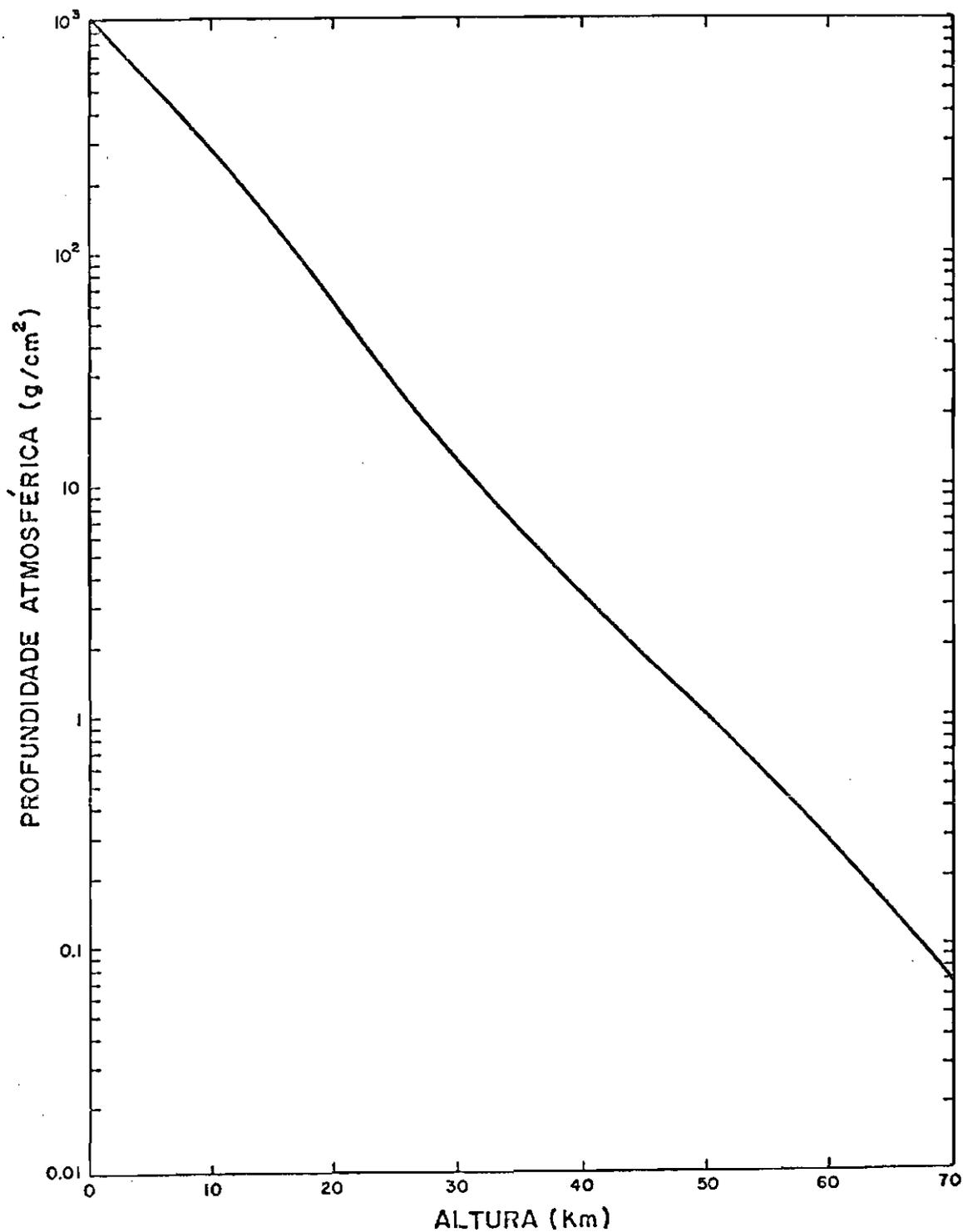


Fig. A.1 - Profundidade atmosférica.

FONTE: Dubs et alii (1965), p. 17-24.

APÊNDICE B

MECANISMOS DE PRODUÇÃO DE RAIOS-X

Os principais mecanismos de produção de raios-X são:

- 1) *Radiação de freamento* (Bremsstrahlung ou ainda Free-free transition) - Um elétron ou uma distribuição de elétrons ao ser(em) de sacelerado(s) em colisões com átomos ou núcleos pesados emitem radiação na forma de um espectro contínuo. Se a distribuição de velocidades dos elétrons é maxwelliana, diz-se então que a radiação é térmica, caso contrário ela é não-térmica ou simplesmente de freamento.
- 2) *Radiação sincrotrônica* - É a emissão contínua que ocorre quando um elétron relativístico gira ao redor de uma linha de campo magnético. No caso não relativístico a emissão é em forma discreta e recebe o nome de ciclotrônica.
- 3) *Efeito Compton inverso* - É o processo no qual um elétron energético colide com um fóton ótico ou mesmo na faixa de ondas de rádio transferindo energia a ele, que passa para a faixa de raios-X.
- 4) *Degradação Compton* - É o processo no qual fótons na faixa de raios- γ perdem energia por efeito Compton tornando-se fótons de raios-X.
- 5) *Radiação característica* - É a radiação contínua que ocorre quando um elétron faz uma transição de um nível no espectro contínuo para um nível atômico (Free-bound transition) ou discreta quando de um nível atômico para outro (Bound-bound transition).

APÊNDICE C

INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

A interação da radiação de energia E com a matéria se dá através de três processos: *absorção fotoelétrica*, *efeito Compton* e *produção de pares*. Ao atravessar uma espessura e_s de material, uma intensidade I_0 é atenuada por estes processos. A intensidade de fótons que permanece sem interagir é dada por

$$I = I_0 e^{-\tau e_s} \quad , \quad (C.1)$$

onde τ é o coeficiente de atenuação linear total devido aos três processos e é mostrado na Figura C.1 para NaI.

A *absorção fotoelétrica* consiste na interação de um fóton com um elétron atômico, perdendo o fóton toda a energia para o elétron, isto é, sendo completamente absorvido. O elétron atômico é dejetado do átomo com uma energia cinética

$$T = E - B_e \quad , \quad (C.2)$$

onde B_e é a energia de ligação do elétron no átomo. O núcleo, por sua vez, absorve parte do momento inicial.

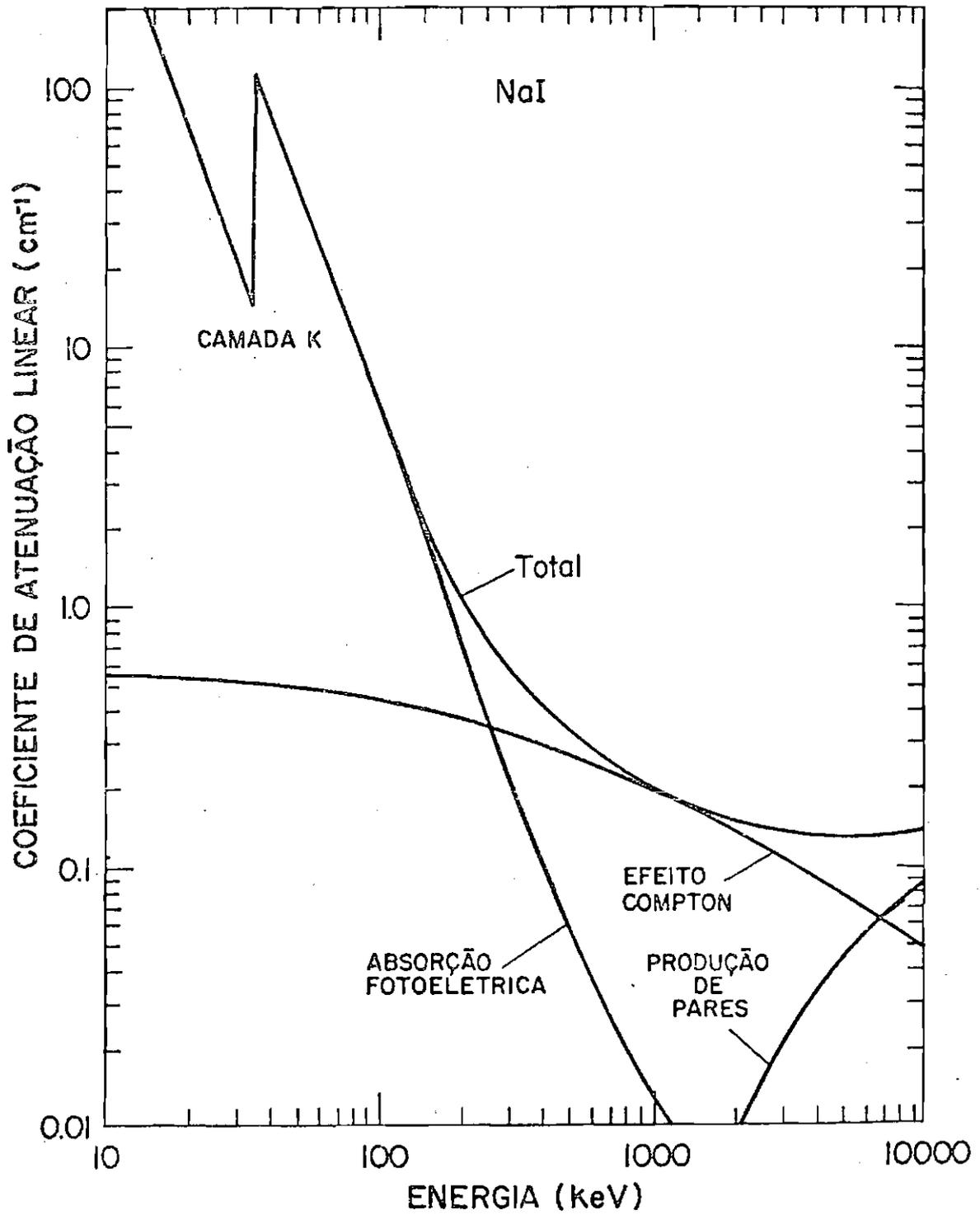


Fig. C.1 - Coeficiente de atenuação linear.

FONTE: Knoll (1979), p. 64.

A seção de choque para absorção fotoelétrica tem uma dependência complexa em relação à energia do fóton e ao número atômico, principalmente quando a energia do fóton se aproxima da energia de ligação do elétron atômico. Até cerca de 500keV, a seção de choque, em cm² por átomo, é aproximadamente (Haymes, 1971)

$$\sigma_a \propto \frac{Z_{at}^{4,5}}{(E)^3} \quad , \quad (C.3)$$

onde Z_{at} é o número atômico. O coeficiente de atenuação linear para absorção fotoelétrica é dado por

$$\tau_a = \sigma_a \frac{N}{M_M} \rho \quad , \quad (C.4)$$

onde N é o número de Avogadro, M_M a massa molecular e ρ a densidade.

O *efeito Compton* consiste na colisão de um fóton de energia E com um elétron livre (ou atômico, desde que a energia do fóton seja bem maior que a energia de ligação do elétron). Na colisão o elétron é considerado em repouso. Parte da energia e momento do fóton é absorvida pelo elétron que emite um novo fóton de energia menor E' , numa dada direção, satisfazendo as leis de conservação. Destas tem-se que

$$E' = \frac{E}{1 + (1 - \cos\theta)\alpha} \quad , \quad (C.5)$$

onde θ é o ângulo entre a direção do fóton emitido e do fóton incidente e

$$\alpha = \frac{E}{m_e c^2} \quad , \quad (C.6)$$

onde m_e é a massa de repouso do elétron. A energia cinética do elétron espalhado é

$$T = E' - E = E \left[\frac{(1 - \cos\theta)\alpha}{1 + (1 - \cos\theta)\alpha} \right] \quad . \quad (C.7)$$

A seção de choque diferencial para espalhamento Compton dentro de um elemento de ângulo sólido $d\Omega$ é

$$d\sigma_c = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left[\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2\theta \right] d\Omega \quad (C.8)$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron, dado por

$$r_0 = \frac{c_e^2}{m_e c^2} \quad (C.9)$$

Integrando a Equação C.8 sobre todas as direções de incidência obtêm-se a seguinte expressão para a seção de choque (em cm^2 por elétron (Evans, 1955))

$$\sigma_c = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (C.10)$$

Para um dado elemento deve-se multiplicar a Equação C.10 por Z_{at} .

Finalmente, no processo de *produção de pares* um fóton ao passar próximo de um núcleo desaparece dando lugar a um elétron e um pósitron. Para que o processo ocorra é necessário que o fóton tenha uma energia superior a 1022keV (correspondente à energia de repouso do par elétron-pósitron). A diferença entre a energia do fóton e a energia do par torna-se energia cinética do par.

Maiores detalhes a respeito dos processos descritos neste apêndice podem ser encontrados em Evans (1955).

APÊNDICE D

TEMPO MORTO

Em quase todo sistema de detecção existe uma quantidade mínima de tempo na qual dois eventos devem estar separados de modo que eles possam ser registrados como dois pulsos independentes. Em alguns casos o tempo limite é estabelecido pelo processo físico de detecção e em outros casos pela eletrônica associada. Este tempo mínimo é denominado tempo morto. Em geral quando o processo físico de detecção é o fator determinante, o tempo morto depende da energia, caso contrário ele é aproximadamente independente (Knoll, 1979).

Dado que um sistema de detecção possui um tempo morto " t_M ", a contagem real " C_R " obtida em um intervalo de tempo t é proporcional à contagem medida " C_M " em um tempo $t - C_M t_M$. Logo,

$$\frac{C_R}{t} = \frac{C_M}{t - C_M t_M} \quad , \quad (D.1)$$

ou então,

$$f_{CM} = \frac{C_R}{C_M} = \frac{t}{t - C_M t_M} \quad , \quad (D.2)$$

onde f_{CM} é denominado fator de correção devido ao tempo morto.

APÊNDICE E

INTEGRAL DE GOLD

A integral de Gold de ordem "n" é definida como

$$E_{G_n}(x) = x^n \int_x^{+\infty} e^{-x} \frac{dx}{x^{n+1}} \quad . \quad (E.1)$$

A integral de ordem zero é conhecida também como integral exponencial. Uma importante relação de recorrência entre as integrais de Gold é

$$nE_{G_n}(x) = e^{-x} - xE_{G_{n-1}}(x) \quad . \quad (E.2)$$

APÊNDICE F

CIRCUITOS ELETRÔNICOS - DETETORES DE RAIOS-X

Neste trabalho dois detetores de raios-X denominados detetores I e II foram considerados. No Capítulo 3 uma descrição dos detetores foi feita. Neste apêndice detalhes dos circuitos eletrônicos para ambos os detetores são dados nas Figuras F.1 até F.6.

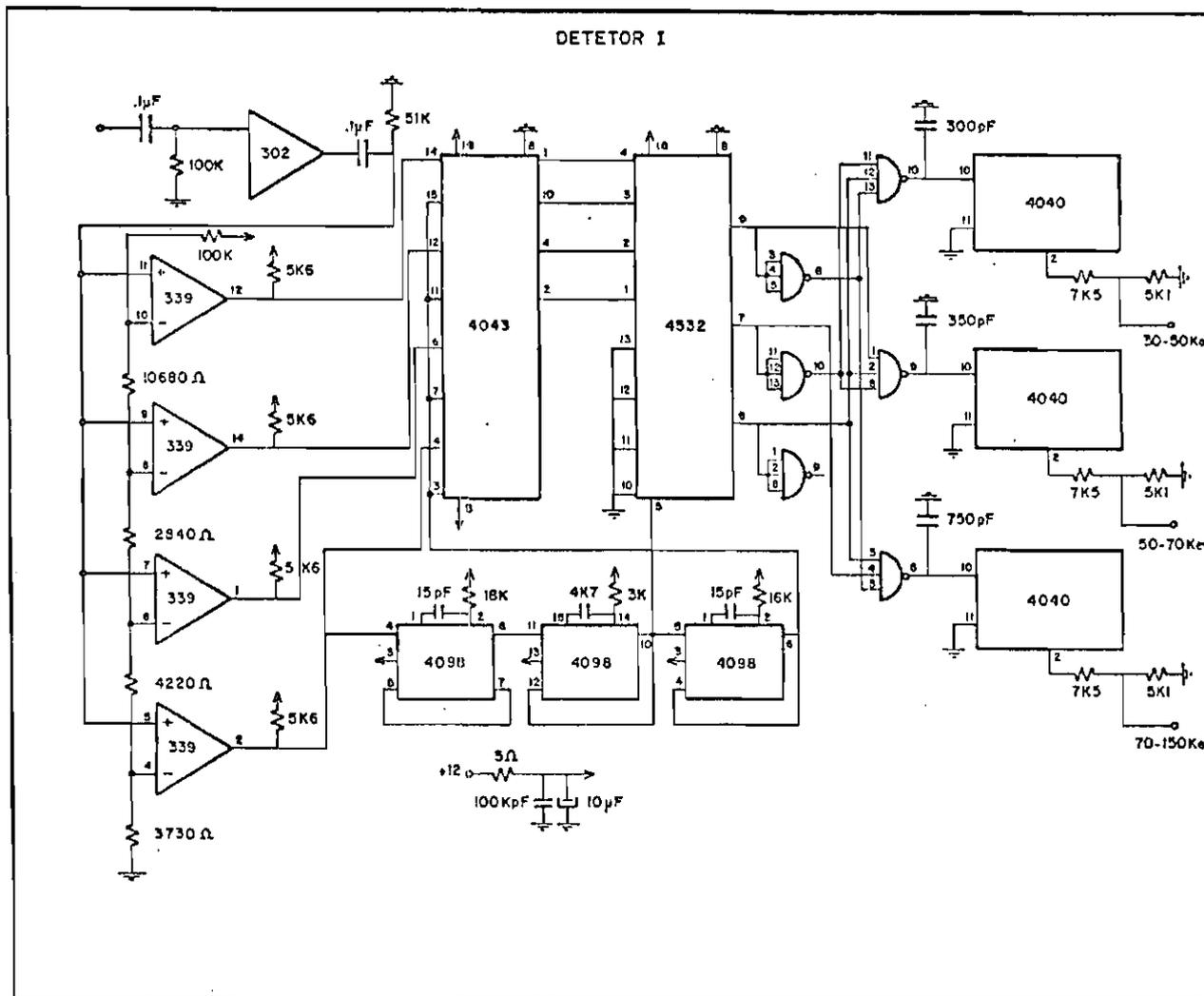


Fig. F.1 - Circuitos eletrônicos do detetor I.

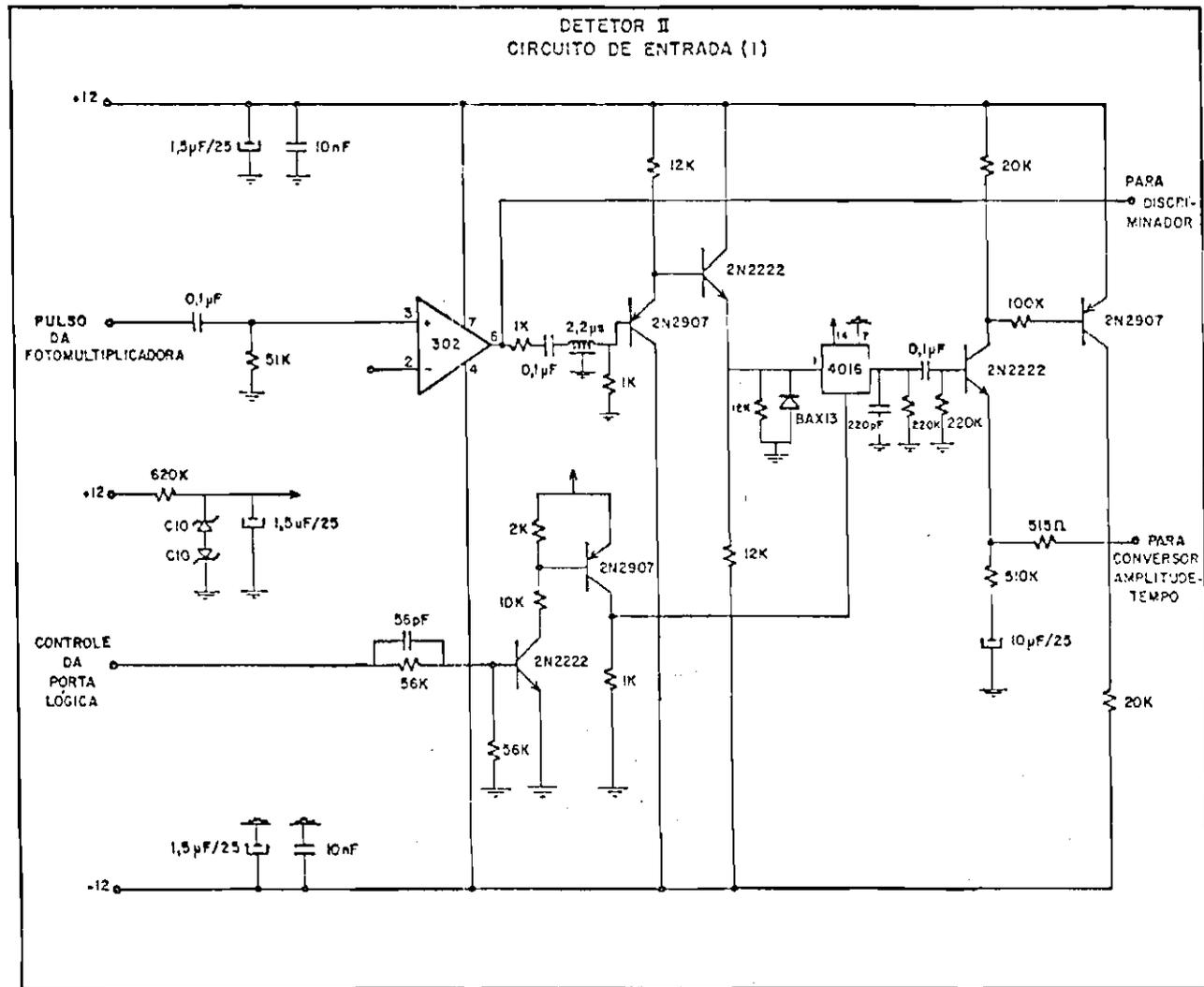


Fig. F.2 - Circuitos de entrada do detetor II.

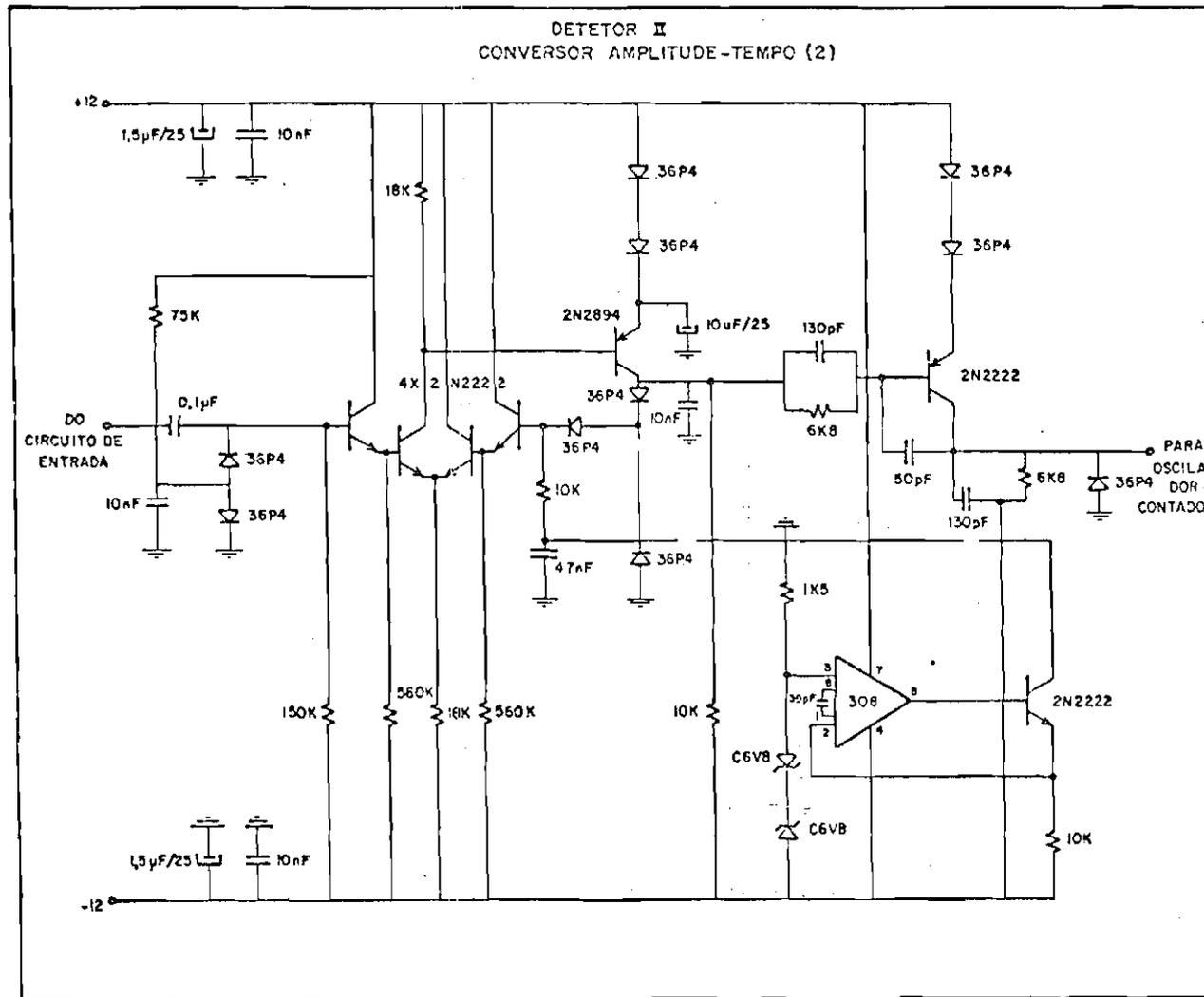


Fig. F.3 - Conversor amplitude-tempo do detetor II.

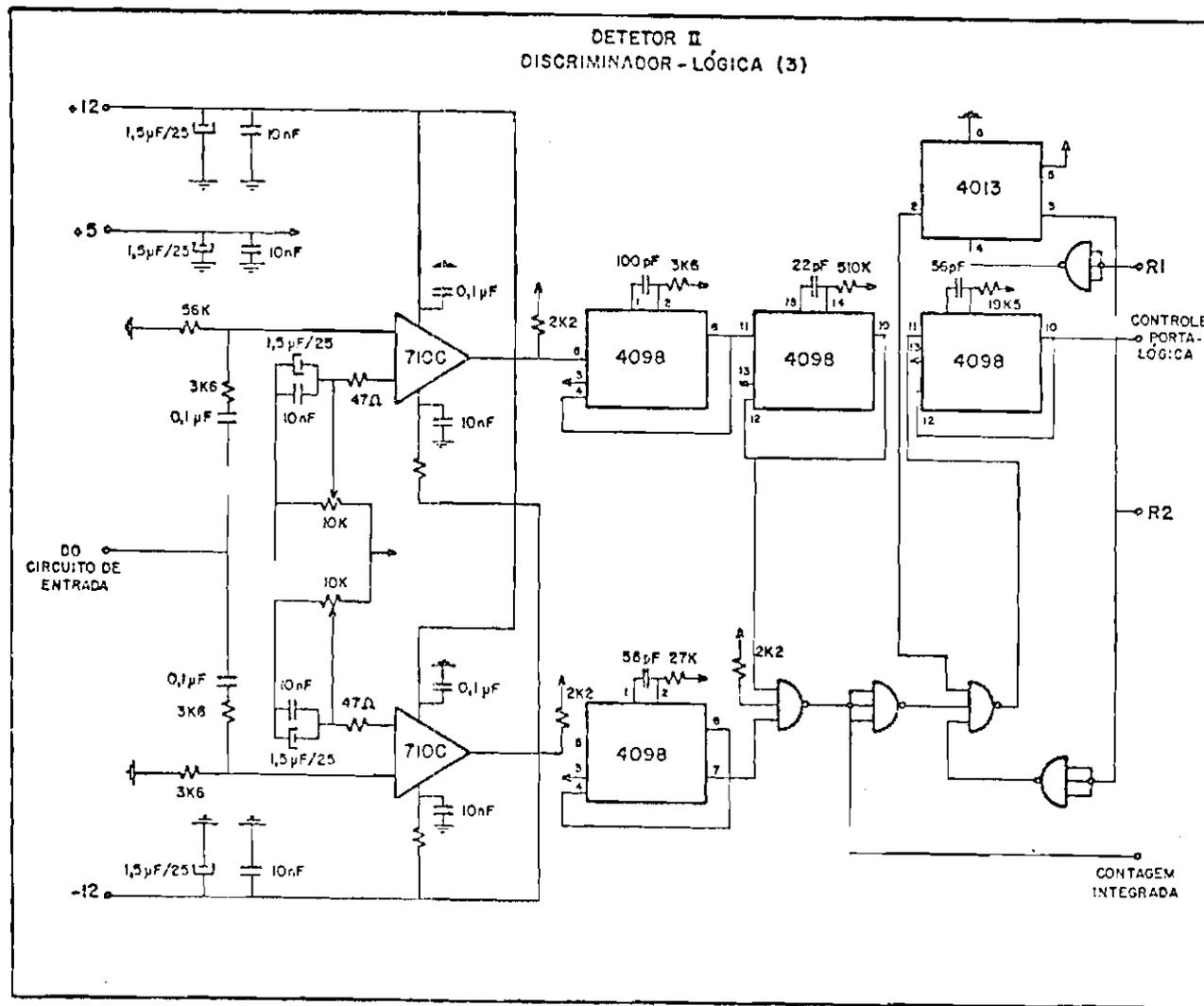


Fig. F.4 - Circuitos de discriminação e lógica do detector II.

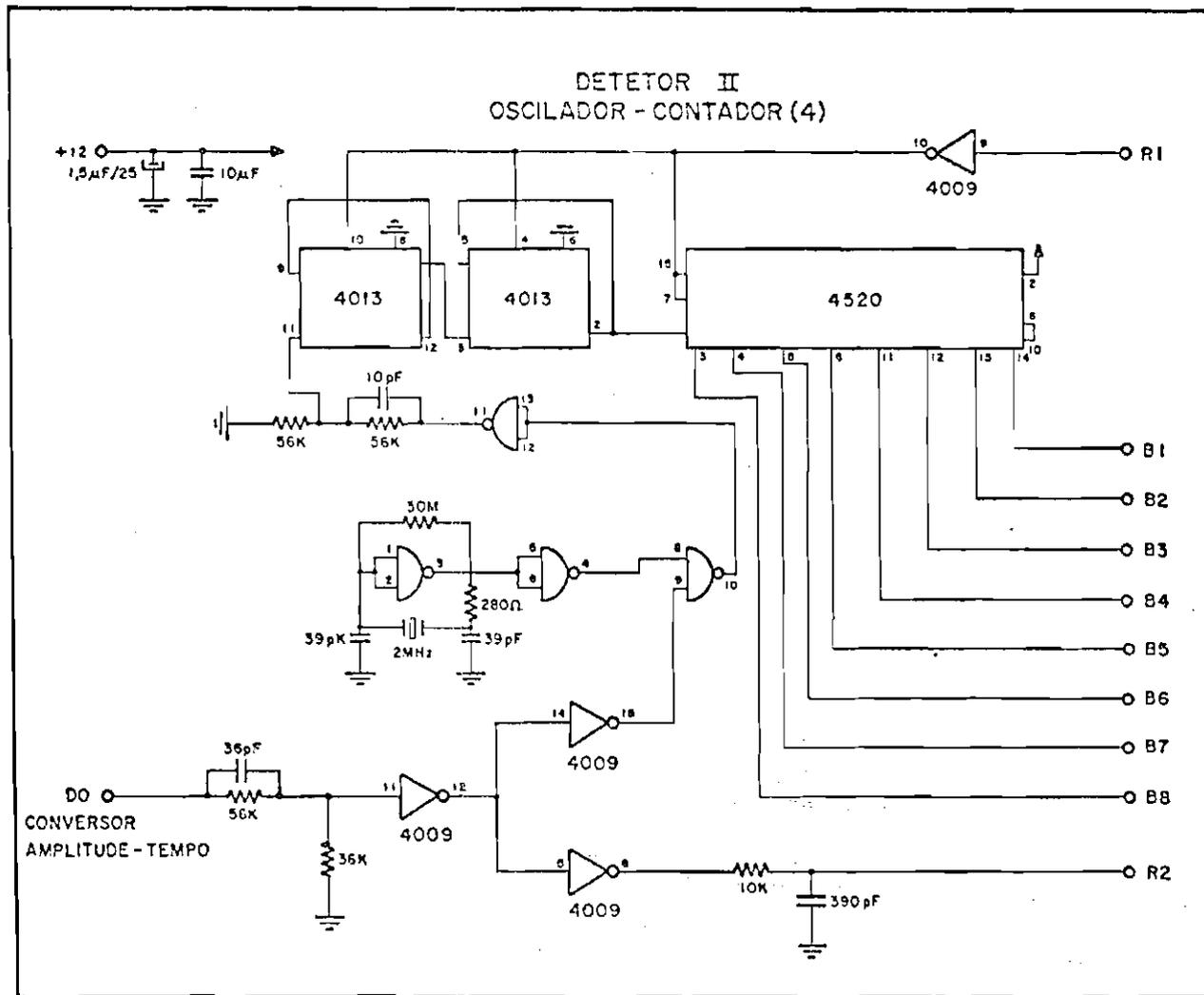


Fig. F.5 - Oscilador e contador do detetor II.

APÊNDICE G

RESOLUÇÃO

Consideram-se "n" canais e as contagens correspondentes a uma fonte energética de energia $E_F(F_i)$ e a um ruído de fundo (B_i). Sabe-se que o espectro da diferença entre F_i e B_i deve obedecer uma distribuição gaussiana do tipo:

$$F(E) - B(E) = \frac{I(E_F)}{D\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E_F - E)^2}{2D^2}} \quad (G.1)$$

onde I é a intensidade da fonte e D o desvio padrão. Então ajustam-se as contagens de $F-B$ a uma gaussiana.

Primeiramente calcula-se o canal central da distribuição

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i (F_i - B_i)}{\sum_{i=1}^n (F_i - B_i)} \quad (G.2)$$

Denominando então

$$\sum_{i=1}^n x_i (F_i - B_i) = N \quad , \quad (G.3)$$

$$\sum_{i=1}^n (F_i - B_i) = M \quad , \quad (G.4)$$

$$F_i - B_i = P_i \quad , \quad (G.5)$$

têm-se

$$\Delta P_i^2 = \Delta F_i^2 + \Delta B_i^2 \quad , \quad (G.6)$$

$$\Delta_N^2 = \sum_{i=1}^n x_i^2 \Delta_{P_i}^2, \quad (G.7)$$

$$\Delta_M^2 = \sum_{i=1}^n \Delta_{P_i}^2, \quad (G.8)$$

$$\Delta_{NM} = \overline{(N - \bar{N})(M - \bar{M})} = \sum_{i=1}^n x_i \Delta_{P_i}^2, \quad (G.9)$$

onde Δ representa a incerteza na grandeza.

Então, o erro associado a \bar{x} é (Meyer, 1975)

$$\Delta_{\bar{x}} = \sqrt{\bar{x}^2 \left[\frac{\Delta_N^2}{N^2} + \frac{\Delta_M^2}{M^2} - \frac{2\Delta_{NM}}{NM} \right]}. \quad (G.10)$$

Por outro lado,

$$D^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 P_i}{\sum_{i=1}^n P_i}, \quad (G.11)$$

e denominando

$$\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 P_i = A, \quad (G.12)$$

têm-se

$$\Delta(D^2) = D^2 \sqrt{\frac{\Delta_A^2}{A^2} + \frac{\Delta_M^2}{M^2} - \frac{2\Delta_{AM}}{AM}}, \quad (G.13)$$

onde, considerando $\Delta_{\bar{x}} \ll \Delta_{P_i}$, têm-se

$$\Delta_A^2 = \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^4 \Delta_{P_i}^2, \quad (G.14)$$

e

$$\Delta_{AM} = \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \Delta_{P_i}^2. \quad (G.15)$$

Então

$$\Delta_D = \sqrt{\frac{\Delta(D^2)}{2D}}, \quad (G.16)$$

$$FWHM = 2,35D, \quad (G.17)$$

e, finalmente,

$$R = \frac{FWHM}{\bar{x}}, \quad (G.18)$$

onde FWHM é a largura total na metade do máximo e R a resolução.

APÊNDICE H

MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo consiste em um método de amostragem randômica útil na solução de problemas que possuem um caráter probabilístico intrínseco.

Considere-se uma variável x definida em um intervalo de $-\infty$ a $+\infty$. O método consiste em selecionar um grande número de valores de x de uma maneira randômica mas com probabilidade proporcional a uma função $f(x)$, denominada função peso, de modo a obter uma distribuição para os valores de x .

Normalizando x para outra variável y definida no intervalo de 0 a 1 tem-se

$$dy = \frac{f(x)}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx} dx \quad . \quad (H.1)$$

Integrando a Equação H.1 até um limite fixo

$$\int_0^{y_0} dy = \frac{\int_{-\infty}^{+x_0} f(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx} \quad , \quad (H.2)$$

obtem-se

$$y_0 = F(x_0) \quad . \quad (H.3)$$

Da relação inversa tem-se

$$x_0 = F^{-1}(y_0) \quad , \quad (H.4)$$

obtendo-se assim um método de encontrar um valor de x , x_0 , pesado por uma função $f(x)$.

No estudo do transporte de elétrons e fótons na atmosfera, a essência do método consiste no fato de poder considerar estes processos como uma sucessão de um número finito de processos randômicos elementares: movimento livre sobre um dado caminho, espalhamento elástico, espalhamento inelástico, produção de elétrons "knock-on" (elétrons atômicos liberados durante uma colisão), radiação de freamento, efeito Compton, absorção fotoelétrica e outros.

Se a probabilidade de cada um destes processos é conhecida e uma fonte de números randômicos é disponível (sub-rotina em computador), o movimento de um elétron ou fóton na atmosfera pode ser reproduzido etapa por etapa. Alcançado um estágio no qual não há mais interesse (por exemplo, energia inferior a um dado valor) repete-se o processo. Quando um grande número de eventos é atingido tem-se uma distribuição em energia, em ângulo ou em alguma outra quantidade referente aos elétrons ou fótons.

Um exemplo de aplicação do método seria o cálculo do movimento de um fóton sobre um determinado caminho na atmosfera. Supondo que um fóton esteja em uma profundidade atmosférica Z_i , quer-se determinar a profundidade Z_f , na vertical, correspondente à próxima interação. Neste caso a função peso é

$$f(Z_f) = e^{-(Z_f - Z_i)\tau/\cos\theta} \quad , \quad (H.5)$$

onde θ é o ângulo medido a partir do zênite. Então,

$$y_0 = \frac{\int_{Z_i}^{Z_f} e^{-(Z - Z_i)\tau/\cos\theta} dZ}{\int_{Z_i}^{+\infty} e^{-(Z - Z_i)\tau/\cos\theta} dZ} \quad , \quad (H.6)$$

ou

$$y_0 = 1 - e^{-(Z_f - Z_i)\tau/\cos\theta} \quad . \quad (H.7)$$

Mas se y_0 é o número randômico,

$$y'_0 = 1 - y_0 \quad (H.8)$$

também o é, logo

$$Z_f = Z_i - \ell_n y'_0 \cdot \frac{\cos\theta}{\tau} \quad (H.9)$$

Finalmente, deve-se estabelecer como condições iniciais distribuições em ângulo e em energia dos elétrons ou fótons e utilizá-las como funções pesos. Um exemplo é uma distribuição isotrópica de elétrons ou fótons incidentes sobre a atmosfera. Neste caso a função peso é $\text{sen}\theta$ e

$$y_0 = \int_0^\theta \text{sen}\theta' d\theta' = 1 - \cos\theta \quad (H.10)$$

Então

$$\theta = \cos^{-1} y'_0 \quad (H.11)$$

Maiores detalhes a respeito do método de Monte Carlo podem ser encontrados em Cashwell and Everett (1959) e Leipunskii et alii (1965).

APÊNDICE I

CÁLCULO DA COMPONENTE DIRETA ASSOCIADA À COMPONENTE DIFUSA

A intensidade de fótons que chega num ponto genérico A dentro da atmosfera, em $\text{f\otimestons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, vinda de uma direção θ em relação ao zênite e sem sofrer interação, devido à componente difusa, é dada por

$$I_A(\theta) = I e^{-\tau_{at}(E)x(\theta)} \quad (I.1)$$

onde I é a intensidade da componente difusa fora da atmosfera e $x(\theta)$ é a distância, em g/cm^2 , do ponto A ao topo da atmosfera na direção θ , e τ_{at} é o coeficiente de atenuação linear total para a atmosfera.

Com a relação para a atmosfera real

$$\cos\theta = \frac{Y^2 - X^2 - x^2}{2xX} \quad (I.2)$$

onde Y é a distância do centro da Terra até o topo da atmosfera (aproximadamente o raio da Terra mais 100km) e X é a distância do centro da Terra ao ponto A, ambas expressas em g/cm^2 , pode-se, conhecendo Y , X e θ , determinar-se x , e posteriormente da Equação I.1 determinar-se $I_A(\theta)$.

Para uma atmosfera plana

$$\cos\theta = \frac{Y - X}{x} \quad , \quad (I.3)$$

onde $Y - X$ é a profundidade atmosférica do ponto A.

A intensidade total, em $\text{f\otimestons}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, medida por um detetor esférico de área igual a 1cm^2 e abertura ϕ_a , colocado no ponto A, supondo eficiência unitária, é dada por

$$I_A = \frac{\int_0^{\phi_a} e^{-\tau_{at}x(\theta)} \text{sen}\theta \, d\theta}{\int_0^{\phi_a} \text{sen}\theta \, d\theta}, \quad (I.4)$$

onde o denominador multiplicado por 2π representa o ângulo sólido visto pelo detector. A função $x(\theta)$ pode ser determinada da Equação I.2 ou da Equação I.3, correspondendo à atmosfera real e à atmosfera plana, respectivamente.

No caso de considerar a atmosfera plana, por exemplo diferenciando a Equação I.3, tem-se

$$\text{sen}\theta \, d\theta = \frac{Y - X}{x^2} dx. \quad (I.5)$$

Utilizando então as Equações I.3 e I.5 tem-se, para a Equação I.4,

$$I_A = \frac{2\pi I}{\Omega_{\text{Det}}} \int_{Y-X}^k \frac{Y - X}{x^2} e^{-\tau_{at}x} dx, \quad (I.6)$$

onde k está relacionado à abertura do detector por

$$k = \frac{Y - X}{\cos\phi_a} \quad (I.7)$$

e Ω_{Det} é o ângulo sólido visto pelo detector. No caso de um detector semi-onidirecional, $\phi_a = 90^\circ$, a integral na Equação I.6 estende-se ao infinito.

A solução da Equação I.6 é

$$I_A = \frac{2\pi I}{\Omega_{\text{Det}}} \left[E_{G_1}(\tau_{at}(Y-X)) - E_{G_1}(\tau_{at}k) \cos\phi_a \right], \quad (I.8)$$

onde E_{G_1} é a integral de Gold de primeira ordem (ver Apêndice E).

No caso de um detetor semi-onidirecional tem-se

$$I_A = I E_{G_1}(\tau_{at}(Y-X)) \quad , \quad (I.9)$$

ou ainda (Apêndice E)

$$I_A = I \left[e^{-\tau_{at}(Y-X)} - \tau_{at}(Y-X) E_{G_0}(\tau_{at}(Y-X)) \right] \quad . \quad (I.10)$$

O caso de uma atmosfera real segue desenvolvimento similar.

APÊNDICE J

AJUSTE LINEAR

Dado um conjunto de "n" pontos x_i e seus correspondentes $y_i + \Delta y_i$ a equação da linha reta que melhor se ajusta a estes pontos é

$$y_i = (m \pm \Delta m)x_i + (b \pm \Delta b) \quad , \quad (J.1)$$

onde

$$m = \frac{E \cdot B - C \cdot A}{D \cdot B - A^2} \quad , \quad (J.2)$$

$$b = \frac{D \cdot C - E \cdot A}{D \cdot B - A^2} \quad , \quad (J.3)$$

$$\Delta m = \frac{B}{D \cdot B - A^2} \quad , \quad (J.4)$$

$$\Delta b = \frac{D}{D \cdot B - A^2} \quad , \quad (J.5)$$

sendo

$$A = \sum_{i=1}^n \frac{x_i}{(\Delta y_i)^2} \quad , \quad (J.6)$$

$$B = \sum_{i=1}^n \frac{1}{(\Delta y_i)^2} \quad , \quad (J.7)$$

$$C = \sum_{i=1}^n \frac{y_i}{(\Delta y_i)^2} \quad , \quad (J.8)$$

$$D = \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{(\Delta y_i)^2} , \quad (\text{J.9})$$

$$E = \sum_{i=1}^n \frac{x_i y_i}{(\Delta y_i)^2} . \quad (\text{J.10})$$

APÊNDICE K

RELAÇÃO ENTRE ESPECTRO INTEGRAL E DIFERENCIAL

Dois casos são considerados:

- 1) *Espectro diferencial exponencial* - Considerando o espectro diferencial de raios-X do tipo $x e^{-yE}$, o espectro integral será

$$\int_E^{E+\Delta} x e^{-yE'} dE' = -\frac{x}{y} e^{-yE'} \Big|_E^{E+\Delta} = x e^{-yE} \left[1 - e^{-y\Delta} \right], \quad (K.1)$$

onde

$$X = \frac{x}{y} (1 - e^{-y\Delta}), \quad (K.2)$$

$$Y = y \quad (K.3)$$

Se $y\Delta \ll 1$ ($1/y$ varia de 50 a 200, tipicamente), então

$$e^{-y\Delta} \approx 1 - y\Delta, \quad (K.4)$$

$$X = x\Delta. \quad (K.5)$$

Logo é só dividir o espectro integral por Δ para obter o diferencial.

- 2) *Espectro diferencial tipo lei de potência* - Neste caso tem-se

$$\int_E^{E+\Delta} x E'^{-y} dE' = \frac{x}{1-y} E'^{-y+1} \Big|_E^{E+\Delta} = \frac{x}{1-y} \left[(E+\Delta)^{-y+1} - E^{-y+1} \right], \quad (K.6)$$

Logo o espectro integral não mantém a forma do espectro diferencial. Porém se $\Delta/E \ll 1$, tem-se

$$(E + \Delta)^{-y+1} = E^{-y+1} \left(1 + \frac{\Delta}{E} \right)^{-y+1} \approx E^{-y+1} \left(1 + (1-y) \frac{\Delta}{E} \right), \quad (K.7)$$

e, finalmente,

$$\int_E^{E+\Delta} x E'^{-y} dE' \approx x \Delta E^{-y}, \quad (K.8)$$

repetindo o resultado do item anterior.