

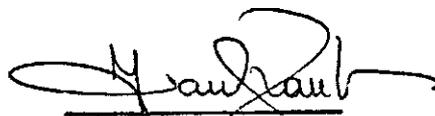
INPE-565-RI/258

TÍTULO: TELESCÓPIO-COMPTON DE GRANDE RESOLUÇÃO
ANGULAR PARA MEDIR RAIOS GAMA DE 0.3 Å
10 MeV.

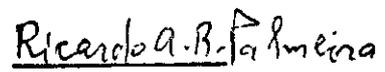
AUTORES: A. Bui-Van, I.M. Martin, K.R. Rao, F.G.
Blanco.

PROJETO: TELA

PUBLICADO EM DEZEMBRO DE 1974



Coordenador



Gerente

cc.: 07

TELESCÓPIO-COMPTON DE GRANDE RESOLUÇÃO ANGULAR PARA MEDIR
RAIOS GAMA DE 0.3 Å 10 MeV

A. Bui-Van, I.M. Martin, K.R. Rao, F.G. Blanco
Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE
São José dos Campos - São Paulo - Brasil

RESUMO

Neste trabalho, descreve-se um dispositivo experimental, destinado a voar em balão estratosférico, com intuito de medir raios ga ma entre 0.3 a 10 MeV. Dados preliminares obtidos no laboratório, utili zando fontes radioativas monoenergéticas de raios gama, permitem dedu zir as características directivas do telescópio-Compton.

I - INTRODUÇÃO

Neste relatório apresentamos os resultados preliminares obtidos no laboratório, de um novo conjunto de detecção de raios γ funcionando no intervalo de energia de 0.3 a 10 MeV. Estes resultados, bastante promissores, deixam prever, possíveis observações de fontes de raios γ extraterrestres e em condições ótimas experimentais. Este fato, é de interesse primordial, isto é, de se dispor de um tal conjunto experimental, isto porque, até o presente momento muito pouco trabalho foi feito na região do centro galáctico e no intervalo de energia considerado.

II - DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

O conjunto de detecção destinado à observação de fontes de raios γ extraterrestres, desenvolvidos até a presente data, são construídos segundo o princípio de blindagem ativa utilizando-se detetores à cintilação.

O critério destes detetores é o de dispor de uma blindagem que sirva como colimador ao elemento sensível aos ftons, tal que a radiação, que penetra na abertura do telescópio seja aproximadamente igual ao verdadeiro ruído de fundo do detetor. A radiação incidente é composta por ftons de origem atmosférica produzidos por raios cósmicos e ftons γ de origem extraterrestres. Enquanto que o "ruído de fundo" do detetor é devido aos efeitos de fuga dos ftons na blindagem, da difusão Compton nos

materiais que envolvem o cintilador da interação de neutrons no cristal e material de outras interações que ainda são desconhecidas. A melhor maneira para se construir um detetor com tais propriedades, tendo pequenos ângulos sólidos Ω é de dispor-se de cristais cintilantes como o NaI(Tl). Este poderá ser associado a um ou mais fotomultiplicadoras, a qual será ligada a um circuito eletrônico de anti-coincidência com o cintilador central. A espessura da blindagem pode ser otimizada utilizando-se a relação (Peterson)¹.

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \exp(-\langle x \rangle / \mu) \quad (1)$$

onde $\langle x \rangle$ representa a espessura média da blindagem e μ o livre caminho médio dos ftons na blindagem, correspondendo ao limite superior do intervalo de energia considerado. Se bem que a rejeição do ruído de fundo do detetor pode ser melhor se dispormos de blindagem mais espessa, mas para uma dada abertura a relação sinal/ruído não pode aumentar que de um fator $\sqrt{2}$ levando-se em conta um aumento considerado em custo, em peso e em tempo morto. A Figura 1 mostra um exemplo da absorção de ftons para duas espessuras de NaI(2" e 4"). Vemos que para energia compreendida entre 2 a 10 MeV é bastante difícil de se fazer um detetor diretivo, isto porque a transmissão residual é mais importante que o sinal a ser detetado.

A versão do telescópio que é aqui proposto não comporta blindagens, o que atenua consideravelmente os efeitos de fuga e de intera

ções de neutrons. Em efeito considerando-se a distribuição angular de fo tons difundidos segundo o processo Compton (Figura 2), vemos que, quando a energia dos fotons incidentes aumentam (>0.5 MeV) a difusão se efetua sempre para frente num cone bastante estreito e de abertura $\approx 30^\circ$. Este ân gulo de abertura assim que a largura média da distribuição varia muito pouco para energia de fotons superiores $\bar{a} \approx 1$ MeV (Figura 3). Então graças a esta propriedade podemos selecionar os fotons que incidem próximos ao eixo vertical do telescópio (Figura 4). Em efeito estas considerações teóricas não levam em conta a geometria do difusor e do detetor. Esta geometria tem um efeito muito importante e pode contribuir consideravelmente na diretividade do conjunto de detecção. Com o fim de estimar esta diretividade, uma determinação teórica dos fenômenos que intervem neste sistema de detecção, foi feita, usando o processo de simulação tipo "Monte Carlo".

III - PREVISÃO TEÓRICA EFETUADA PELO PROCESSO DE MONTE CARLO

O programa descrito neste relatório (A. Bui-Van et al.)² simula a resposta do detetor aos raios γ de um cintilador cilíndrico do tipo NaI de 4" x 4", colocado a uma determinada distância de um difusor constituído de um cintilador plástico cilíndrico de 4" x 2". Atualmente o programa não leva em conta o efeito de resolução instrumental. Este fato será considerado numa próxima etapa. Este programa é escrito em linguagem FORTRAN e ocupa 595 palavras. Cada passagem necessita da ordem de 10^4 fotons, para obter-se uma resposta com boa estatística.

O organograma é representado na Figura 5. Os blocos pontilhados correspondem à cálculos previstos para a segunda etapa.

O programa inicia-se na determinação de séries de números aleatórios. Estas séries são fixadas a um ponto aleatório definido na hora em que o programa é iniciado. A série de números aleatórios deve apresentar uma distribuição uniforme no intervalo $[0, 1]$. Escolhe-se inicialmente a energia do foton incidente entre 0.3 a 10 MeV. Em seguida, calcula-se os ângulos de emissão dos ftons. Se o foton difundido atinge o cintilador de NaI a energia depositada neste cristal é tornada igual a do foton considerado. O programa retorna ao ponto inicial para escolher uma nova energia de foton incidente, etc. A quantidade de energia deixada no cintilador de NaI para cada ciclo do programa será analisada em 200 canais.

A subrotina FIRST determina as coordenadas (x, y) do foton incidente, segundo uma distribuição uniforme sobre a superfície do cristal. Ela determina também os cossenos diretores (U, V, W) do foton incidente.

A subrotina ROTAT reinicialisa os cossenos diretores do foton, após a difusão.

A subrotina ROTAT volta ao programa principal com os cossenos diretores do foton após a difusão.

A subrotina COMPT calcula os ângulos de emissão e as energias do foton após uma interação Compton. As fórmulas utilizadas definidas por Carlson são bastantes aproximadas. Para energias superiores a 3 MeV e para baixos valores de números aleatórios, estas fórmulas dão as energias dos ftons difusos ligeiramente superiores àqueles dos ftons incidentes. Em todo caso, podemos simular os ângulos de emissão e as energias dos ftons difundidos diretamente a partir da seção eficaz diferencial de KLEIN-NISHINA invertendo a equação transcendental através das subrotinas existentes.

Os dados iniciais são definidos da seguinte maneira:

- O número de ftons NTIRI tratado pelo programa é da ordem de 10^4 . Os erros estatísticos introduzidos podem ser estimados, efetuando-se diferentes passagens do programa para diferentes séries de números aleatórios.

- Os raios RO e as espessuras WO dos cristais são expressos em cm. Remarquemos que na sua forma atual o programa não contém um fator de normalização do fluxo detetado, em relação à superfície do cristal. Entretanto, este fator não pode alterar o fluxo simulado, que de uma maneira indireta, de acordo com as probabilidades de interação e o escape dos ftons.

- Os parâmetros SEUIL e PAC, expressos em MeV, definem o número do canal segundo a energia. Assim para uma dada energia E0 o número de canal J correspondente é definido segundo:

$$E0 (J) = SEUIL + PAC \cdot J \quad (2)$$

Finalmente os resultados destes cálculos são ilustrados nas Figuras 6 e 7.

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Na Figura 8 mostra-se o esquema do dispositivo experimental.

Cada cristal é diretamente associado a uma fotomultiplicadora RCA 8055, alimentados por alta tensão positiva de 1300 volts. Os sinais originados quando das interações dos ftons num cristal é amplificado e invertido sua polaridade. Um discriminador de corte permite o ajuste do limite inferior do disparador do "trigger".

Um circuito de coincidência permite selecionar em tempo, os impulsos que correspondem à passagem de um mesmo fton, através dos 2 cintiladores. Com uma precisão superior à 60 nano segundos em tempo. O sinal originado por este circuito abre a porta do analisador de amplitude, durante 200 ns. Com o fim de reduzir ao máximo os retardos possíveis introduzidos pelos diferentes circuitos, o que pode afetar de uma parte, na taxa de contagem esperada e de outra parte na forma espectral detetada no cintilador de NaI, nós efetuamos duas medidas com uma fonte monoenergética radioativa de ^{22}Na (0.511 e 1.28 MeV). A propriedade desta fonte de emitir à 180° dois ftons de energia de 0.511 MeV, torna-se possível a estimativa da eficiência do circuito de coincidência. Esta eficiência é melhor que 0.999 como mostra a Figura 9.

V - RESULTADOS

A primeira série de medidas que efetuamos destina-se a verificar a distribuição angular dos ftons difundidos. Para esse fim fixamos uma fonte radioativa, ^{137}Cs no eixo do cintilador plástico, a taxa

de contagem com um limite superior de energia de 1 MeV, fazendo-se girar o cristal de NaI segundo um círculo de 60 cm de raio em torno do difusor. Os resultados obtidos são mostrados na Figura 3. Como já dissemos neste trabalho, o fato de introduzirmos uma dimensão finita, dá uma melhor diretividade na distribuição e estes resultados confirmam nossas previsões.

De fato, na Figura 10 onde reportamos os espectros observados, remarcamos que as formas destes, são bastante semelhantes.

A segunda série de medidas permite a determinação da diretividade do telescópio. O detetor, estando fixo a 60 cm do difusor com um ângulo de 30° com respeito ao eixo do difusor. Os resultados são mostrados na Figura 11. A abertura angular correspondente a meia altura da transmissão ($\approx 40^{\circ}$) que definimos, depende em fato da precisão angular que podemos obter. O cone de emissão da fonte radioativa que utilizamos pode ter um ângulo de abertura muito mais largo que o erro angular que estimamos. A fraca transmissão correspondente a uma incidência de 180° pode ser explicada pela presença de múltiplas difusões no NaI cuja densidade é maior que a do plástico, o que torna a distribuição angular dos fofons difusos mais isotrópicos.

VI - CONCLUSÃO

Mostramos através destes resultados preliminares a possibilidade de se desenvolver um telescópio de alta resolução angular para a detecção de ftons de raios γ no intervalo de energia de 0.3 a 10 MeV em condições experimentais ótimas.

A técnica aqui proposta é bastante favorável às experiências embarcáveis em balão sonda, este não necessita a introdução de materiais metálicos, que por interações com a radiação local é responsável por uma contribuição importante do ruído de fundo do detetor.

A abertura angular na metade da transmissão que observamos ($\sim 40^\circ$) sendo um valor arbitrário, ele não depende da distância d que separa os dois cintiladores. Uma melhor diretividade pode ser conseguida aumentando-se a distância d . Finalmente, como a detecção dos ftons de raios γ emitidos por objetos extraterrestres é perturbado por uma importante contribuição do ruído de fundo, torna-se importante estimar essa contribuição. De outra maneira a experiência mostrada anteriormente utilizando fontes radioativas e o fluxo de ftons γ devido a radioatividade natural da terra (tellurico) permitem-nos precisar o ruído de fundo do detetor em presença dos ftons de raios γ distribuídos segundo o espectro. Em efeito este fluxo de raios γ detetado através de um cristal de 4" x 4" de NaI (Tl) é comparável em intensidade ao de origem atmosférica a uma altura

equivalente a 3.5 g/cm^2 e a uma latitude geomagnética de 40°N , ver Figura 12 (Peterson et al., 1973).

É possível, desta maneira, avaliar-se a taxa de contagem do telescópio devido a incidência de ftons. Como é bastante difícil de terminar o fator de geometria do telescópio, a normalização do espectro assim observado nos indica experimentalmente uma ordem de grandeza deste fator.

Conhecendo o ruído de fundo do detetor podemos definir a relação sinal/ruído para diferentes fontes extraterrestres. Entretanto, esta relação pode ser afetada pelas flutuações estatísticas, devido a fraca contagem. No caso em que estas flutuações são distribuídas segundo uma lei Gaussiana, o tempo de exposição T , durante o qual o telescópio deve ser exposto a fonte, necessário para que o sinal possa ser extraído do ruído de fundo com confiança é:

$$T = \frac{N_\sigma}{\sqrt{2 + 2(S/R) + (S/R)^2}} \quad (3)$$

onde:

N_σ = número de desvios standard

S/R = relação sinal/ruído.

Na Figura 13 temos reportado a duração do tempo de exposição T em segundos em função do S/R . Temos a notar que de uma parte o telescópio apresenta uma relação S/R mais favorável que aquela do detetor omnidirecional (4" x 4") (Martin, 1974)⁴; de outra parte que as fontes situadas na região do centro galáctico são acessíveis às observações a partir de balão sonda.

LEGENDA DAS FIGURAS

- Fig. 1 - Probabilidade de transmissão e de absorção dos ftons a diferentes energias no cristal de NaI.
- Fig. 2 - Distribuição angular dos ftons difusos em função da energia do foton incidente.
- Fig. 3 - Distribuição dos ftons difusos em função do ângulo de difusão.
- Fig. 4 - Esquema do princípio experimental.
- Fig. 5 - Organograma do programa de cálculos.
- Fig. 6 - Cálculo da distribuição angular de ftons difusos para duas energias incidentes.
- Fig. 7 - Cálculo da distribuição angular de ftons difusos para duas energias incidentes e para diferentes limites de detecção.
- Fig. 8 - Dispositivo experimental.
- Fig. 9 - Determinação experimental da taxa de coincidências aleatórias utilizando-se a raia de anihilação de 0.511 MeV da fonte ^{22}Na .

Fig. 10 - Espectros observados da fonte radioativas de ^{137}Cs para diferentes ângulos e para duas disposições geométricas dos cintiladores.

Fig. 11 - Diretividade experimental do telescópio.

Fig. 12 - Espectros de ftons de origem tellurica observados através de um cristal de NaI de 4" x 4" e pelo telescópio, comparados ao espectro de ftons de origem atmosférica obtido com um cristal de 3" x 3" \tilde{a} 3.6 g/cm² e a $\lambda = 40^\circ\text{N}$.

Fig. 13 - Estimativa da duração de observação de fontes situadas na região do centro galático em função da relação sinal/ruído do dispositivo experimental.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - PETERSON, Lawrence E., Properties of individual X-ray Sources - UCSD report - UCSD-SP-69-06, 1969.
- 2 - BUI-VAN, E., G. Giordano, K. Hurley and P. Mandrou, A Monte-Carlo program for scintillation counter response - CESR report n° 73-382-Toulouse, 1973.
- 3 - PETERSON. L.E., Schwartz, D.A., Ling, J.C., 1973, J.Geophys.Res. 78 34, 7942.
- 4 - MARTIN, I.M., Determination des flux de photons gamma de basse energie dans l'atmosphere. Thèse de Docteur ès Sciences, Toulouse, 1974.

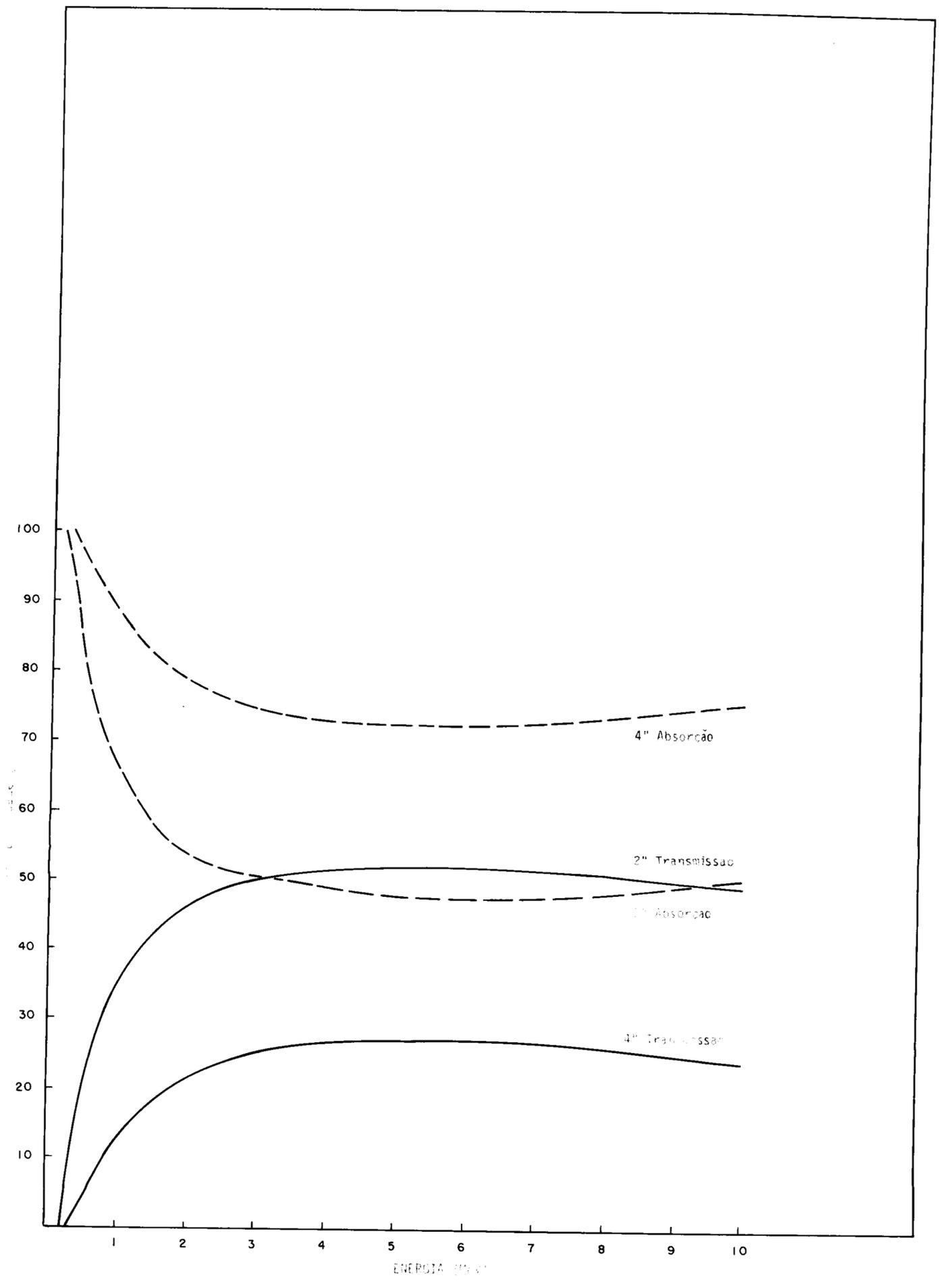


Fig. 1

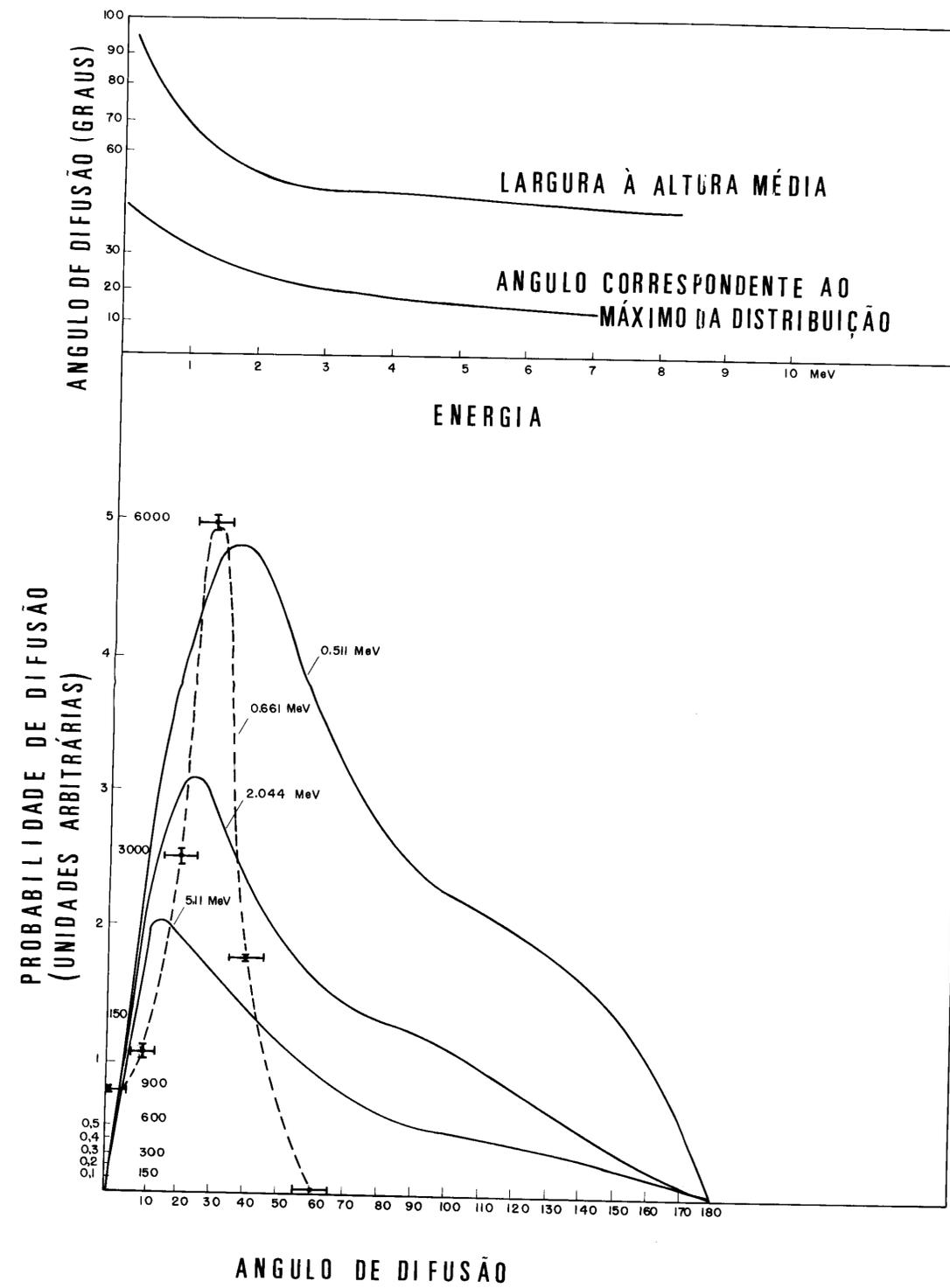


Fig. 3 e 2

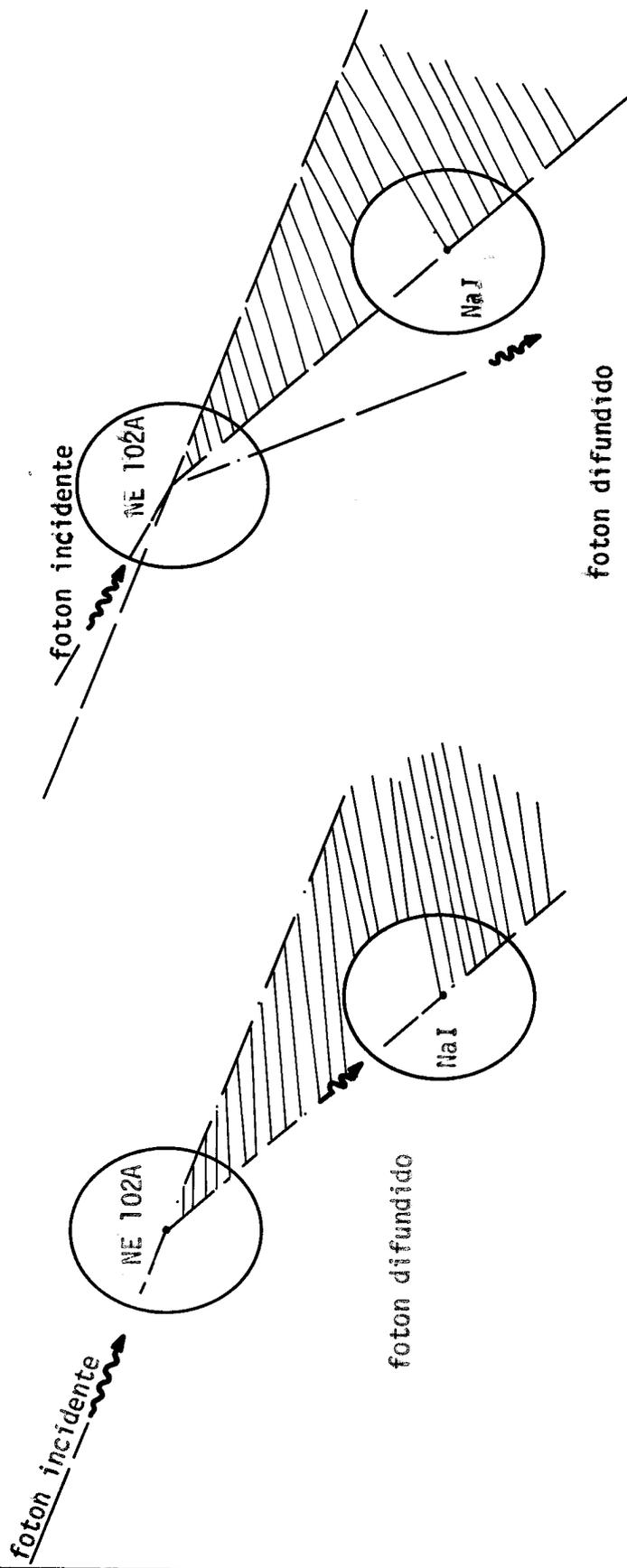
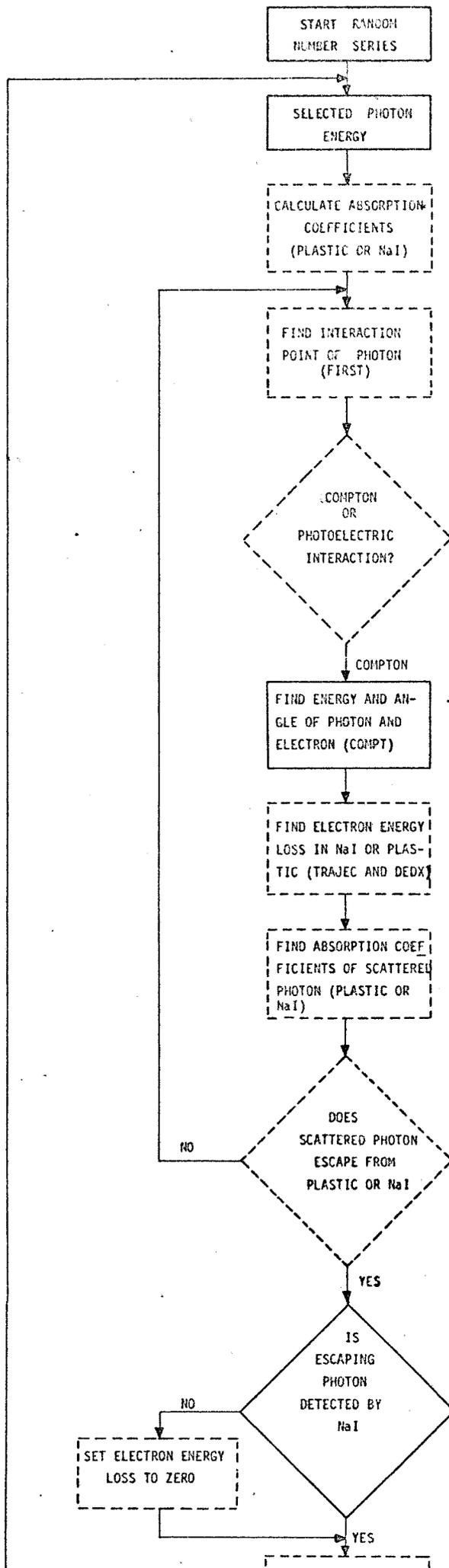


Fig. 4



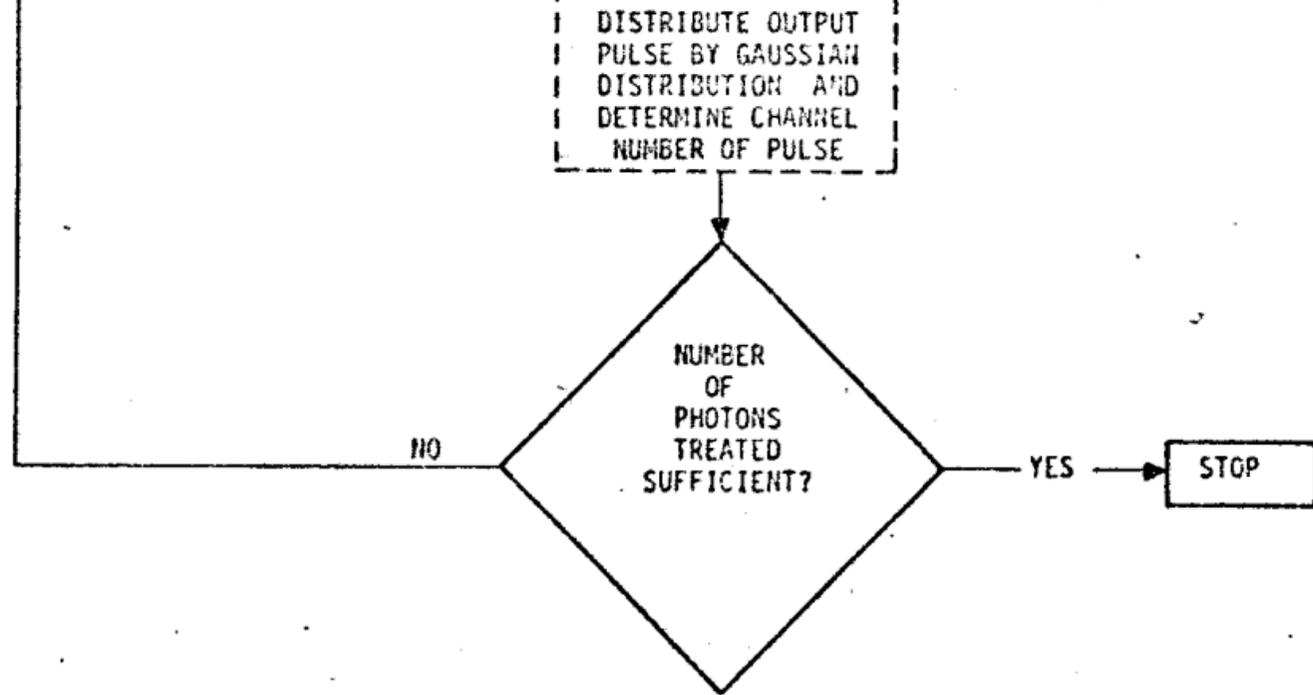
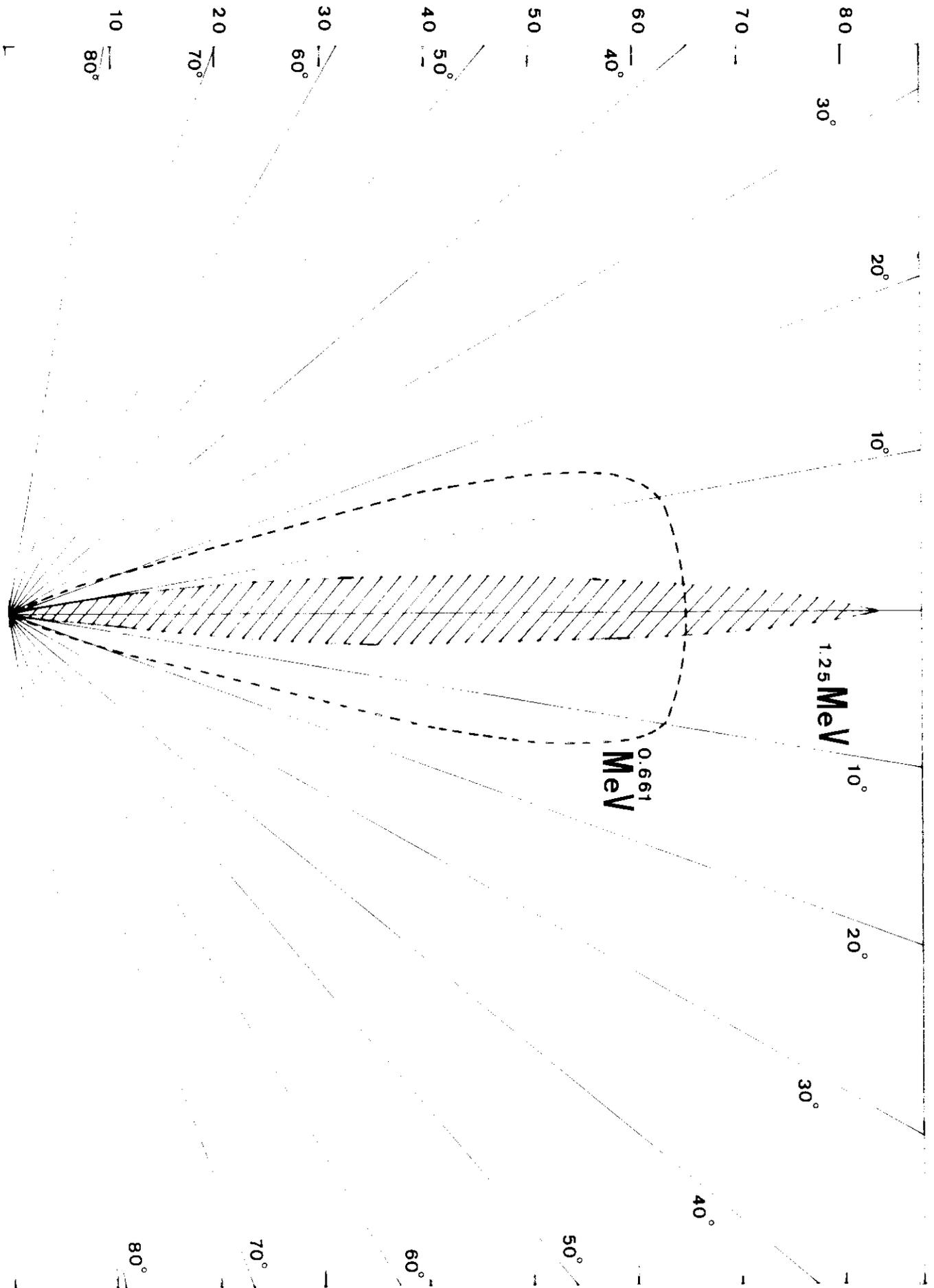


Fig. 5

CONTAGEM RELATIVA



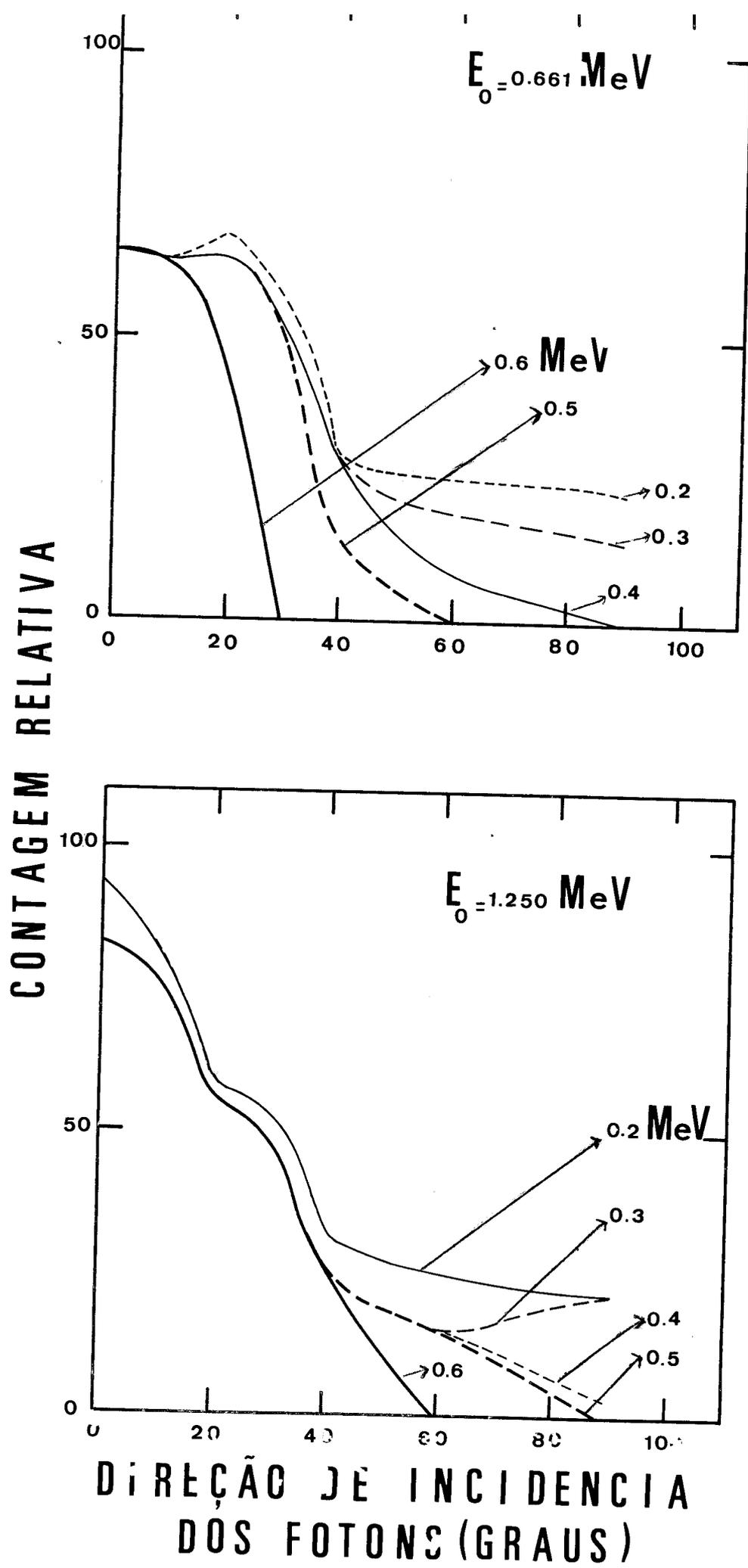


Fig. 7

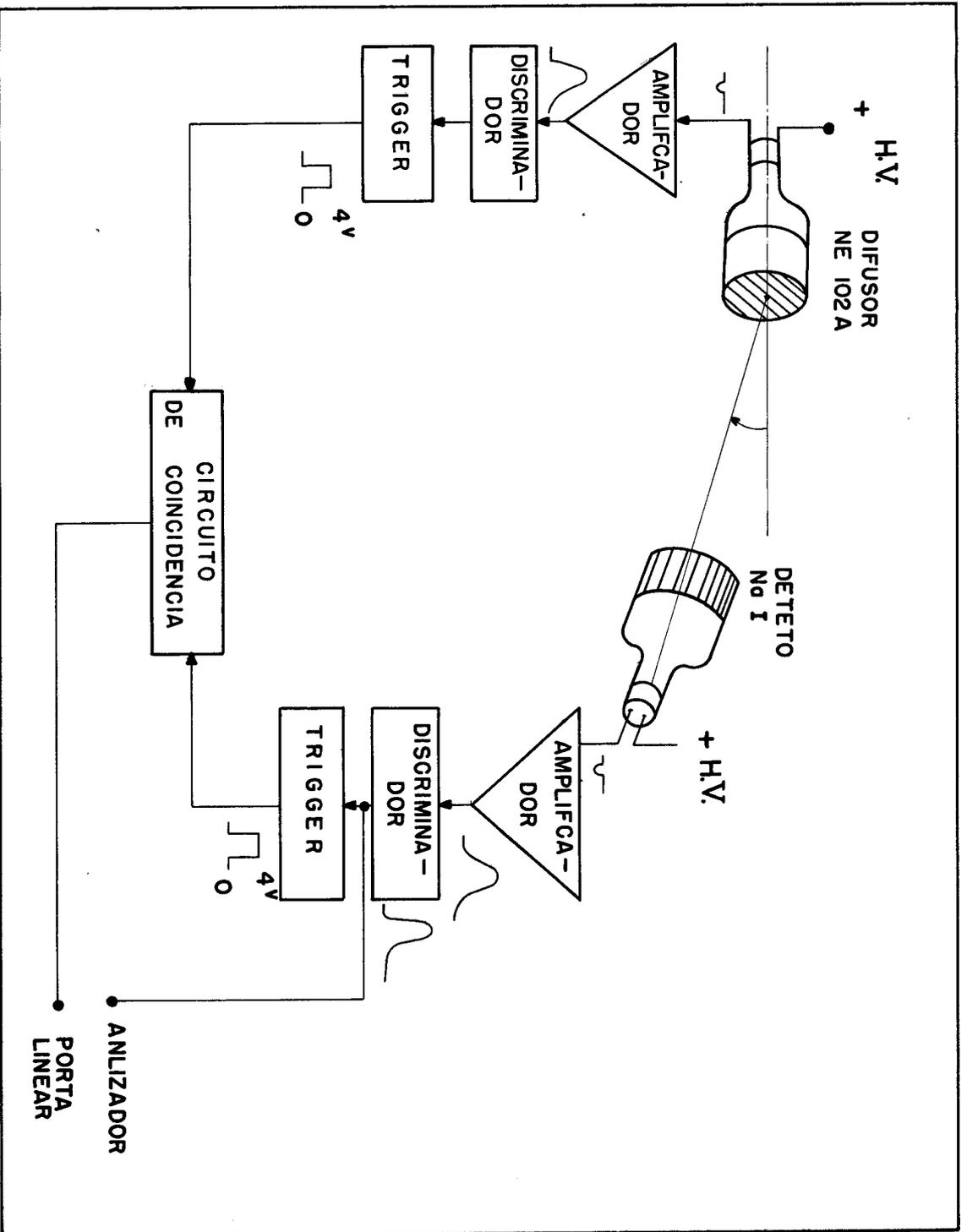


Fig. 8

Contagem - Unidade Arbitrária

1000

NE 102 A



30

40 cm

①

②

Na I



500

400

300

200

100

50

①

②

16

20

30

40

50

60

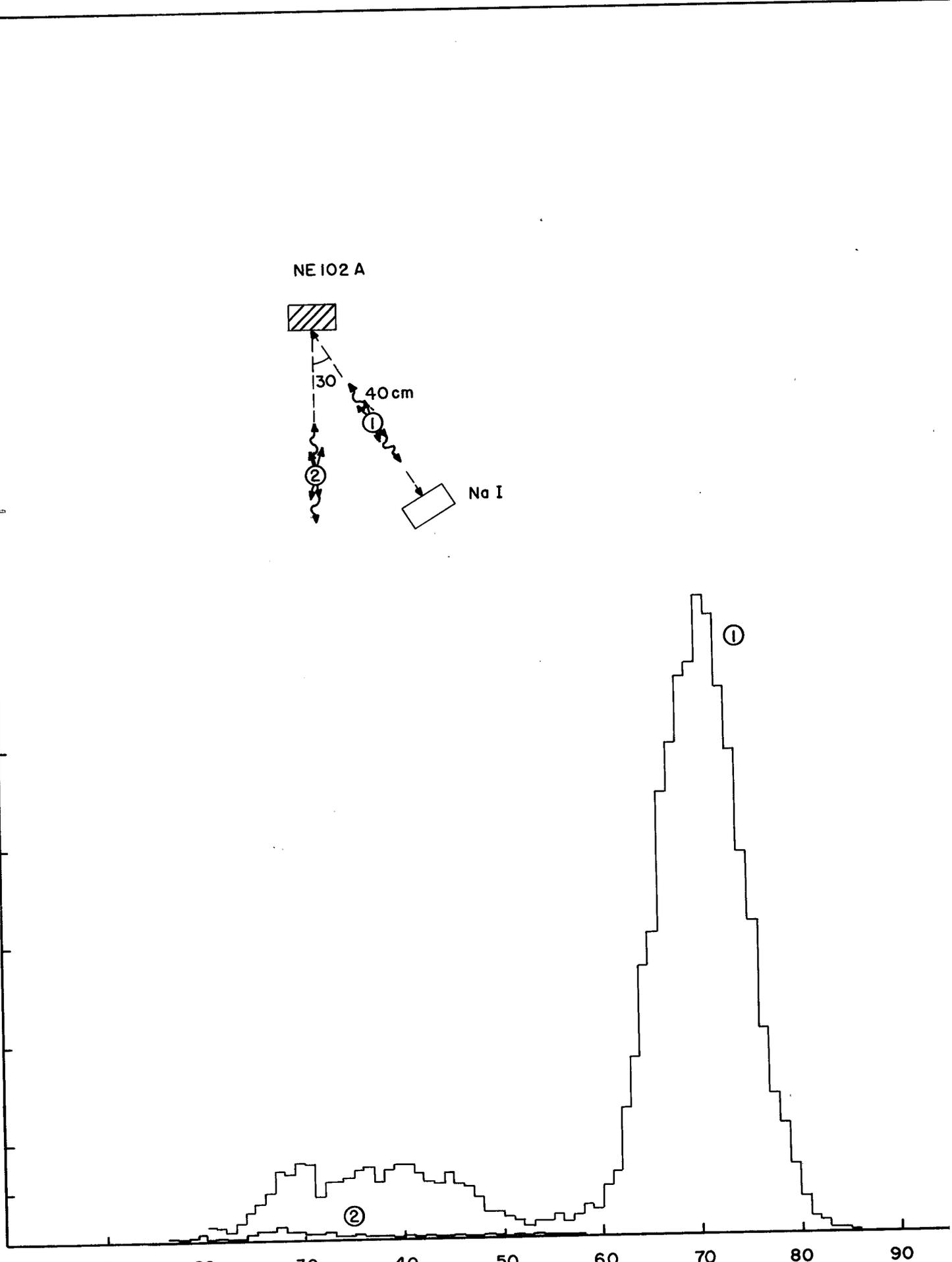
70

80

90

CANAL

Fig. 9



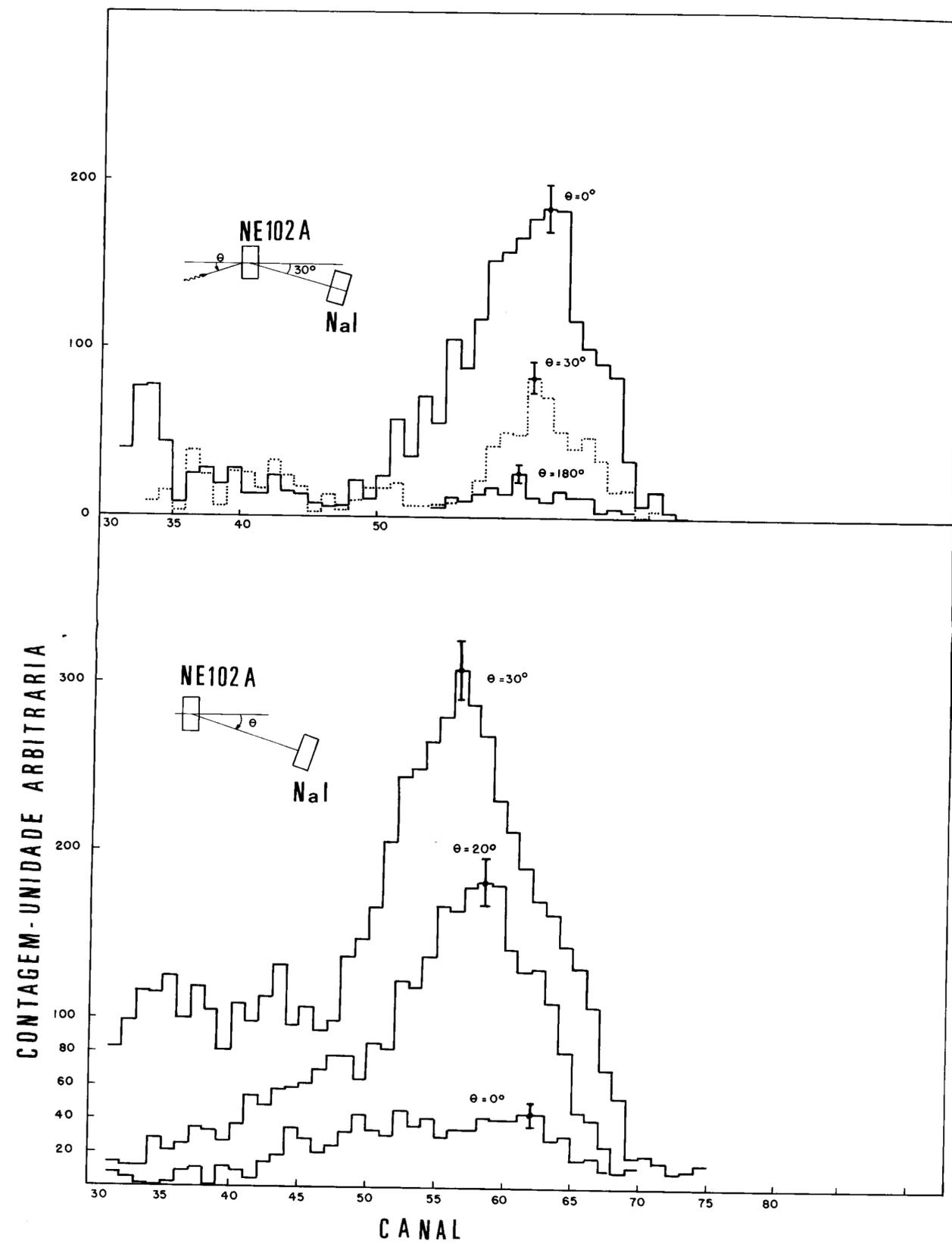


Fig. 10

CONTAGEM - UNID. ARBITRÁRIA

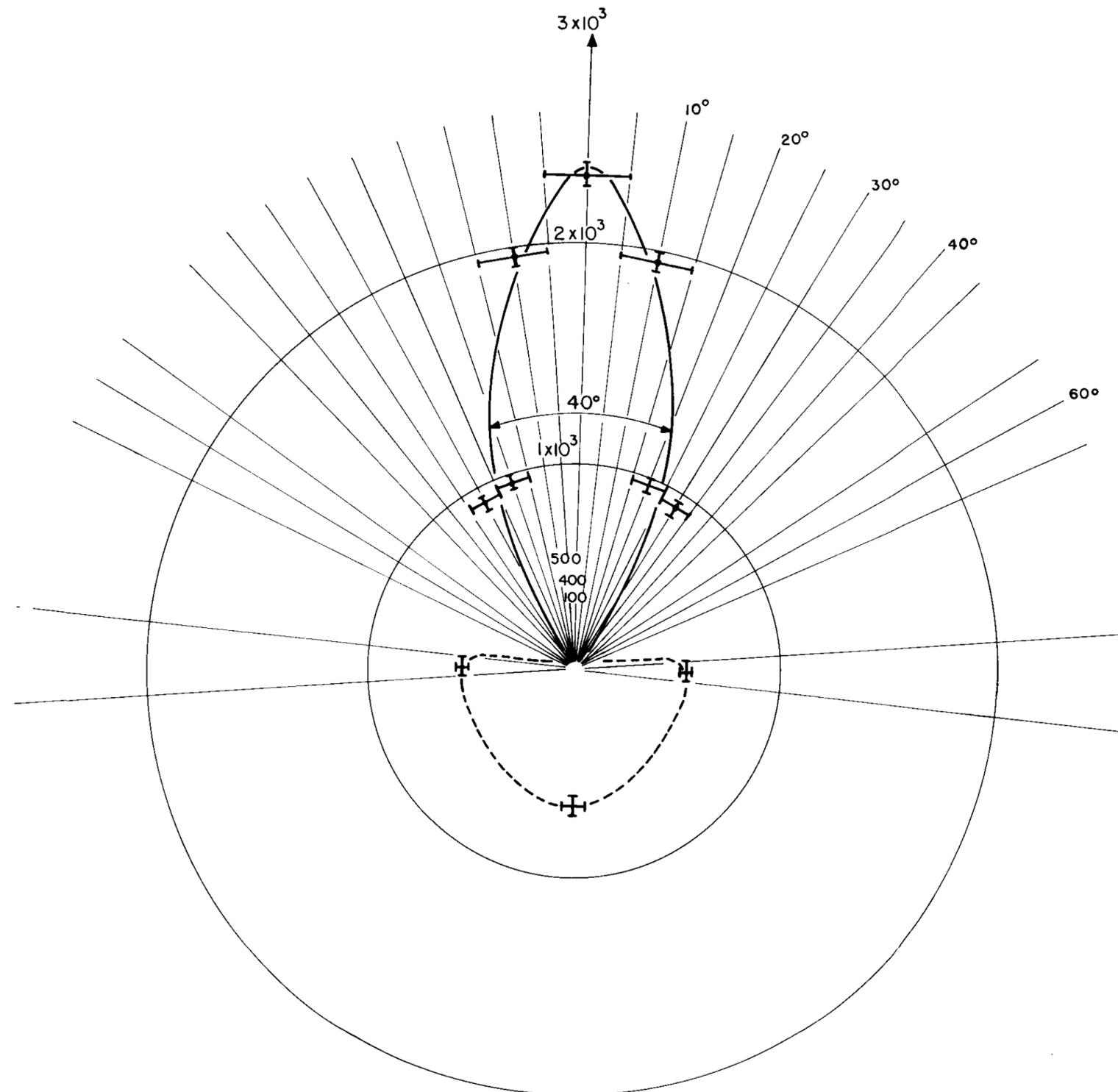


Fig. 11

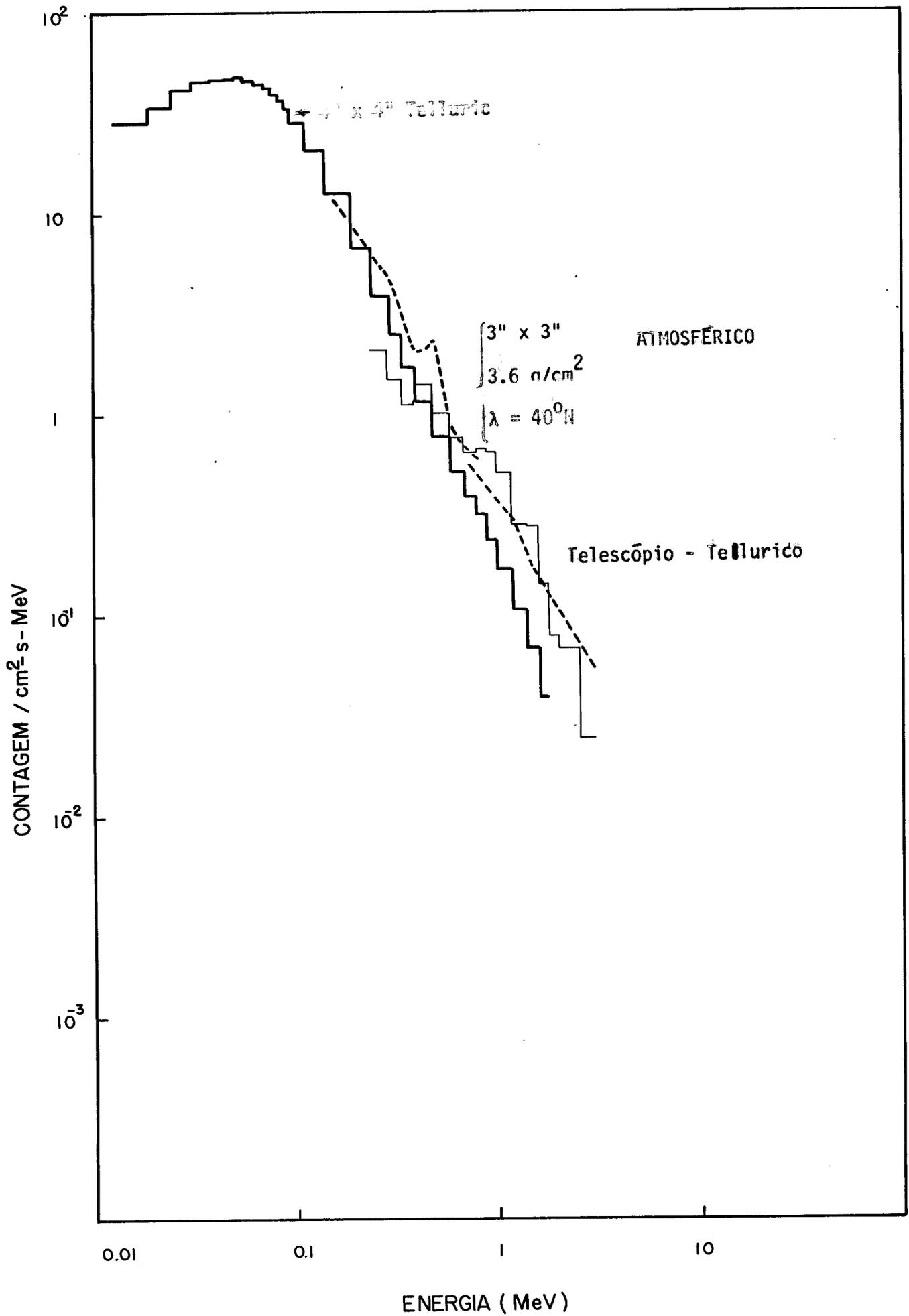


Fig. 12

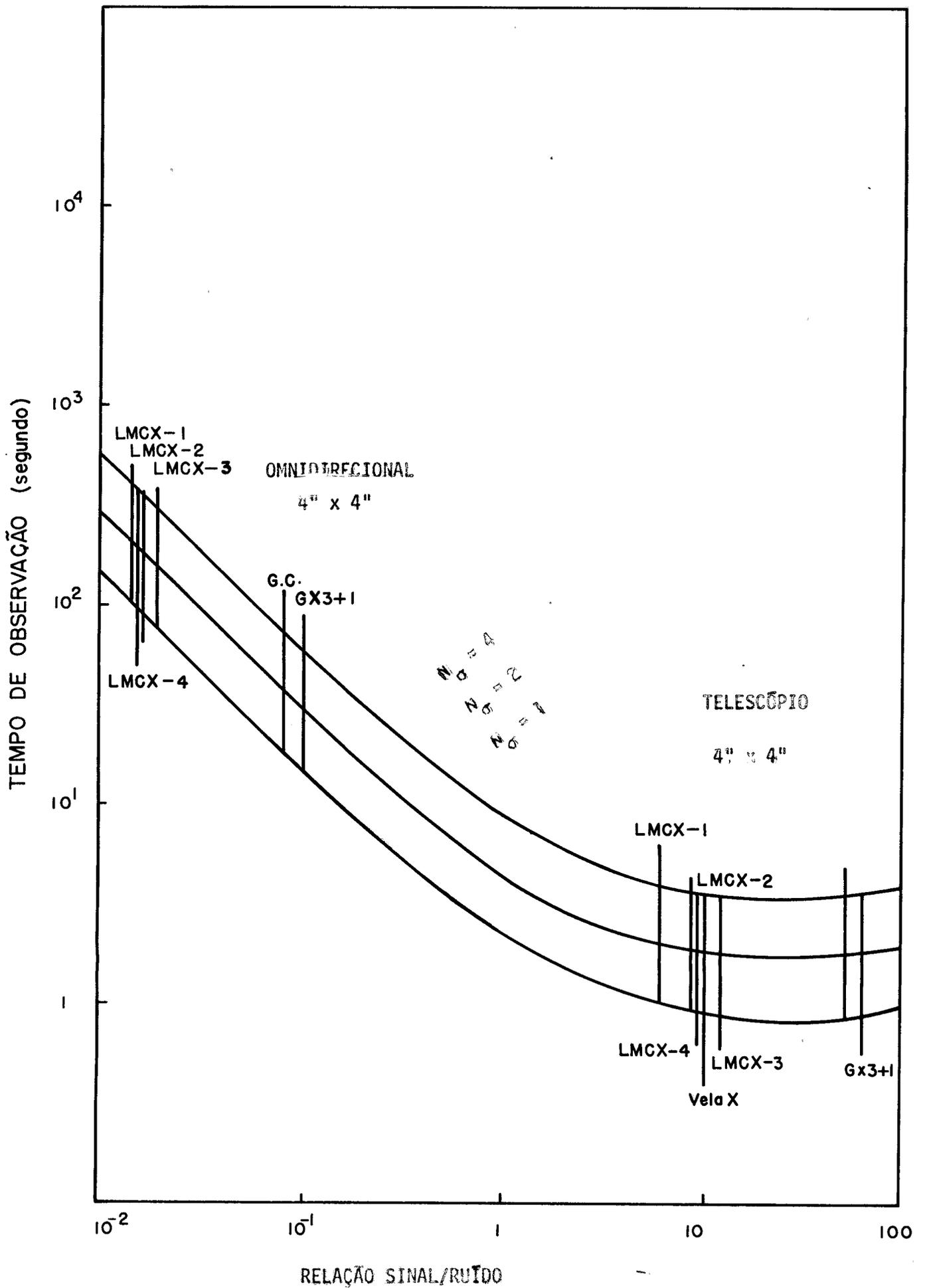


Fig. 13