

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

DECAIMENTO DO ^{84f}Rb

ANGELA MARIA PIZZO PASSARO
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

SÃO PAULO
1987

Deposited

**INSTITUTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

*Wayne Allan Seale
&
Emerson José Viloso de Paiva
J.M.*

DECAIMENTO DO $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ RB

ANGELA M. PIZZO PASSARO

Orientador: Prof. Dr. Iuda D. G. vel Lejbman

**Tese de mestrado sub-
metida ao Instituto
de Física da Univer-
sidade de São Paulo**

SBI-IFUSP



305M810T0972

São Paulo
1987



FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Passaro, Angela Maria Pizzo
Decaimento do ^{84}Rb . São Paulo, 1987.

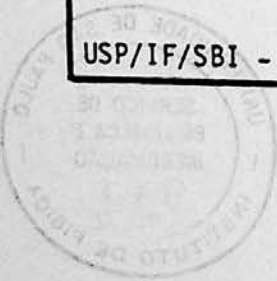
Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel
Lejbman

Unitermos: 1.Espectroscopia gama; 2.Transições eletromagnéticas; 3.Decaimento beta; 4.Estrutura nuclear; 5.Níveis de baixa energia; 6.Transições fracas.

USP/IF/SBI - 11/87



AGRADECIMENTOS

Este trabalho não teria sido possível sem :

- a paciência, compreensão e orientação do prof. Iuda;
- os ensinamentos dos profs. Vito, Pascholati e Otaviano;
- a solicitude e amizade dos profs. Max Cohenca e Philippe;
- as grandes discussões e conclusões com o prof. Tiago;
- a grande amizade e ajuda que encontrei no prof. Marcos;
- a competência, amizade e carinho de Alfredo L. Bonini, Alexandre A. Malafrente, Carlos H. Chinarelli e Claudio W. Moles, da Oficina Eletrônica;
- a presteza e dedicação de Juarez Arruda e sua equipe de operação e manutenção do Acelerador;
- o trabalho de M. Lourdes e Olga, na secretaria;
- o apoio de todos os bolsistas do grupo de Espectroscopia;

e, obviamente, é devido a :

- meus pais, pela imensa força que mostram a todo momento;
- Angelo, amigo de todas as horas e muito mais;
- Paola, Sandra, Olívio e Claudio, sempre dispostos a ouvir;
- Carolina, Frederico, Marcelo, Paolinha e Leonardo, que nunca entenderam bem o que leva sua tia a ser física;
- Rosalba e Domenico, pelo apoio e ajuda na arte final;
- Dr. Chen e Dr. José Carlos, dispensando qualquer comentário;
- finalmente, Lendinara - provincia di Rovigo, onde tudo começou;

A todos, muito obrigada.

Angela

RESUMO

Foram determinadas pela primeira vez ramificações beta de fraca intensidade, no decaimento do ^{84}Rb para o ^{84}Kr . Os valores obtidos são:

para o ^{84}Sr , $2_{1^{+}}$ (793 keV), $\log ft = 7,92(5)$

para o ^{84}Kr , $0_{2^{+}}$ (1831 keV), $\log ft = 12,89(4)$

$(4_{1^{+}})$ (2095 keV), $\log ft = 9,85(2)$

$(1,2)$ (2623 keV), $\log ft = 8,49(6)$

A transição fraca de 949,5 keV, medida neste trabalho foi interpretada como ocorrendo entre os níveis $0_{2^{+}}$ e $2_{1^{+}}$. O resultado indica a necessidade de assumir para o nível $0_{2^{+}}$ o valor de 1831,3 keV.

A metodologia e aparelhagem utilizadas são apresentadas, com as vantagens do método e arranjo experimental escolhido. Este trabalho dá particular atenção a efeitos secundários de detecção, que foram cuidadosamente levados em conta, dada a delicadeza da medida efetuada.

ABSTRACT

For the first time, determinations of very low branching ratios in the beta decay of ^{84}Rb to ^{84}Sr and ^{84}Kr , have been measured. The measured values are:

for ^{84}Sr , 2_1^+ (793 keV), $\log ft = 7,92(5)$

for ^{84}Kr , 0_2^+ (1831 keV), $\log ft = 12,89(4)$

(4_1^+) (2095 keV), $\log ft = 9,85(2)$

(1,2) (2623 keV), $\log ft = 8,49(6)$

The very weak transition of 949,5 keV measured in this work was interpreted as occurring between the 0_2^+ to the 2_1^+ levels. The result indicate the need to assume for the 0_2^+ level the value 1831,3 keV.

The methodology and equipment are presented, showing the advantages of the procedures and experimental arrangement that have been used. Secondary effects of the measurements have been carefully considered and discussed.

Í N D I C E

I	- INTRODUÇÃO	1
II	- MÉTODO EXPERIMENTAL	
	II.1 Preparação e Irradiação de Alvos	5
	II.2 Preparação das Fontes	8
	II.3 Espectroscopia Simples	9
	a) Sistema de Detecção e Aquisição de Dados	
	b) Blindagem dos Detetores e Efeitos Secundários de Detecção	
	c) Análise de espectros e Calibrações	
	II.4 Coincidência Gama - Gama	35
	a) Sistema de Detecção e Aquisição de Dados	
	b) Análise dos Espectros Bidimensionais	
III	- MEDIDAS EFETUADAS E RESULTADOS	
	III.1 Espectroscopia Simples	42
	III.2 Coincidência Gama - Gama	73
IV	- DISCUSSÃO	
	IV.1 $\log ft$	79
	IV.2 Discussão	82
	IV.3 Esquema de decaimento	86
V	- CONCLUSÕES	
	V.1 Níveis de Energia	88
	V.2 Probabilidade de Transição E2	95

APÊNDICE A - Correção de Auto-absorção	101
APÊNDICE B - Algoritmos de Ajuste do Programa IDEFIX ...	106
APÊNDICE C - Teste do Sistema Biparamétrico	109
APÊNDICE D - Cálculo da Meia Vida de uma Transição	119
REFERÊNCIAS	120

ÍNDICE DAS FIGURAS

2.1- Geometria da irradiação	7
2.2- Diagrama de blocos do Sistema de Detecção e Aquisição de Dados	12
2.3- Espectros obtidos com 7 e 9 anéis de blindagem ...	14
2.4- Armadilha de espalhamento	15
2.5- Comparação da resolução: Detectores de NaI(Tl) e HPGe (referência 24)	17
2.6- Probabilidade relativa de cada tipo de interação em função da energia	18
2.7- Detector "Grande"- Processos de interação e funções resposta	24
2.8- Detector "Pequeno"- Processos de interação e funções resposta	24
2.9- Detector Intermediário- Processos de interação e funções resposta	27
2.10- Influência na função resposta do detector por materiais ao redor	27
2.11- Identificação completa de um espectro de 16 horas de contagem	30
2.12- Geometria da medida de coincidência	36
2.13- Circuito de coincidência rápida e lenta	37
2.14- Espectro de tempo	39
2.15- Sistema de aquisição Biparamétrica	41
3.1- Esquemas de Níveis do ^{84}Kr e ^{84}Sr - referência (8)	43
3.2- Esquemas de Níveis do ^{84}Kr e ^{84}Sr - referência (26)	44

3.3- Espectros do ^{86}Rb e de fundo- primeira medida (40 horas de contagem)	45
3.4- Espectros do ^{86}Rb e de fundo- segunda medida (140 horas de contagem)	46
a) detalhe da região do canal 1600 à 2200	
b) detalhe da região do canal 2100 à 2700	
c) detalhe da região do canal 2600 à 3200	
3.5- Ajuste do pico de 793,1 keV, segunda medida	49
3.6- Ajuste do pico de 793,1 keV, primeira medida ...	50
a) ajuste	
b) gráfico de resíduos	
3.7- Ajuste do pico de 949,5 keV, primeira medida ..	51
3.8- Ajuste do pico de 949,5 keV, segunda medida	
a) ajuste no espectro soma da 1ª série	
b) ajuste no espectro soma da 2ª série ,depois de 26 d.	52
3.9- Detalhe da região de 950 keV	53
3.10- Melhor ajuste do pico 949,5 keV	54
3.11- Ajuste do pico de 1213,3 keV, primeira medida ..	55
a) ajuste	
b) gráfico de resíduos	
3.12- Ajuste do pico de 1213,3 keV, segunda medida ..	56
3.13- Ajuste do pico de 1741,2 keV, segunda medida ..	57
3.14- Ajuste na região de 1720 a 1744 keV, primeira medida	58
a) ajuste do pico de 1728 keV do ^{214}Bi indicação da região de 1741 keV	
b) Gráfico de resíduos	
3.15- Ajuste do pico de 2623 keV, segunda medida	59
3.16- Ajuste na região de 2614 keV, primeira medida -	
Indicação da região de 2623 keV	59

3.17- Curva de eficiência - ^{152}Eu - primeira medida ...	61
3.18- Curva de eficiência - ^{60}Co - segunda medida	61
3.19- Ajustes de meia vida - primeira medida	66
a) 793 keV b) 1016 keV c) 1213 keV d) 1897 keV	
3.20- Ajustes de meia vida - segunda medida	68
a) 793 keV b) 1213 keV c) 1016 keV d) 1897 keV	
3.21- Ajuste de uma gaussiana com indicação da janela correspondente a 99% da área	74
3.22- Ajuste do pico de 881,6 keV no detector de 27 cm ³ (A) e escolha das janelas (B)	75
3.23- Espectro obtido no detector de 53 cm ³	75
3.24- Ajuste do pico de 1213 keV, em coincidência com o 881,6 keV	76
3.25- Escolha das janelas no detector de 53 cm ³	76
3.26- Espectro obtido no detector de 27 cm ³	77
3.27- Ajuste do pico de 1213 keV, em coincidência com 881,6 keV	77
4.1- Levantamento sistemático dos valores de log ft para núcleos pares de estados isoméricos 2 ⁻	81
4.2- Esquema de decaimento proposto	87
5.1- Energia dos estados 2 ₁ ⁺ para os isótopos pares de Se, Kr e Sr	89
5.2- Energias dos estados 0 ⁺ , 2 ⁺ , 4 ⁺ ; ECG, parâmetros de anarmonicidade (PA) ₁ e (PA) ₂ - Se pares	90
5.3- Energias dos estados 0 ⁺ , 2 ⁺ , 4 ⁺ ; ECG, parâmetros de anarmonicidade (PA) ₁ e (PA) ₂ - Kr pares	91
5.4- Energias dos estados 0 ⁺ , 2 ⁺ , 4 ⁺ ; ECG, parâmetros de anarmonicidade (PA) ₁ e (PA) ₂ - Sr pares	92
5.5- Razão R(4) em função de N (número de neutrões) ..	94
A-1- Correção de auto-absorção fonte plana	102
a) Sistema fonte-detector: muito próximos	

b) Sistema fonte-detector: distância " infinitamente " grande

c) Esquema da geometria da fonte

A-2-	Correção de auto-absorção fonte cilíndrica	105
C-1-	Esquema lógico do SINCBIP	110
C-2-	Esquema dos pulsos lógicos do SINCBIP	110
C-3-	Espectro de tempo	113
C-4-	Projeções totais nos detectores	113
C-5-	Escolha de janelas em energia	114
C-6-	Espectros de coincidência - ^{60}Co	114
C-7-	Ajuste da função de correlação - Uniparamétrico	115
C-8-	Ajuste da função de correlação - Biparamétrico	115
C-9-	Elipse - $4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$, comparação dos resultados Uniparamétrico e Biparamétrico	116
C-10-	Espectros de coincidência ^{152}Eu	118

INDICE DAS TABELAS

1.1- Comparação dos valores de log ft de transições $2^{+} \rightarrow 0^{+}$	2
2.1- Reações concorrentes	5
2.2- Dados das irradiações	6
2.3- Características dos detectores utilizados nas medidas de espectroscopia simples	10
2.4- Características dos detectores utilizados nas medidas de coincidência gama - gama	36
2.5- Constantes de tempo utilizadas	40
3.1- Áreas obtidas do ^{40}K , primeiro e segundo escape ..	54
3.2- Intensidade das transições do decaimento do ^{84}Rb : primeira medida de espectroscopia simples	63
3.3- Intensidade das transições do decaimento do ^{84}Rb : segunda medida de espectroscopia simples	63
3.4- Valores finais das intensidades	64
3.5- Meia vida das transições do ^{84}Rb - Ajuste das áreas normalizadas em função do tempo	71
3.6- Calibração de energia: $E = A + B*c + C*c^{2.2}$	72
3.7- Valores de energia	72
3.8- Janela 881,6 keV no detector de 53 cm^{2} , análise das projeções no de 27 cm^{2}	78
3.9- Janela 881,6 keV no detector de 27 cm^{2} , análise das projeções no de 53 cm^{2}	78
4.1- Valores de log ft	80
5.1- Valores de probabilidades de transição-Se pares ..	97
5.2- Valores de probabilidades de transição-Kr, Sr pares ..	98
5.3- Níveis de Energia	99
5.4- Valores de B(E2)	99
5.5- Elementos de matriz	100

I - INTRODUÇÃO

O sistema de medidas do Grupo de Espectroscopia Nuclear tem sido constantemente aperfeiçoado em função dos trabalhos que envolvem medidas de transições fracas. Partindo de experimentos que utilizavam detectores de Ge(Li) e aquisição de dados em multicanal '1-2', o grupo dispõe, atualmente, de detectores de HPGe de alta resolução, aquisição feita através de computador, completamente automatizada e a análise de dados utiliza diferentes programas de ajuste.

A motivação do trabalho surgiu em função de excelentes resultados obtidos com este sistema de aquisição de dados e, principalmente, por meio da metodologia de trabalho utilizada, que permitiu nos últimos anos a determinação segura e precisa de inúmeras transições fracas '3-4'.

Dados referentes a cálculos de $\log ft$ de transições do tipo primeira proibida única são encontrados no trabalho de Konopinski '5' (Tabela 3 da página 210). Estes valores, cujo procedimento de obtenção é o mesmo quer para transições primeira proibida única quer para transições permitidas, são consistentes com a referência (7).

A tabela foi refeita, utilizando os valores experimentais da última edição disponível da Tabela de Isótopos '6' e o procedimento de Gove e Martin '7', e os resultados obtidos são apresentados e comparados com os de Konopinski na Tabela 1.1.

TABELA 1.1 - COMPARAÇÃO DOS VALORES DE $\log ft$ DE
TRANSIÇÕES $2^{\pi} \rightarrow 0^{\pi}$

	$\log ft$ ' 3 ' >	$\log ft$ ' 4 ' >
$^{39}\text{Cl} \rightarrow ^{39}\text{Ar}$	9,2	7,44
$^{42}\text{K} \rightarrow ^{42}\text{Ca}$	9,5	8,02
$^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$	9,8	8,21
$^{74}\text{As} \rightarrow ^{74}\text{Ge}$	9,6	8,29
$^{74}\text{As} \rightarrow ^{74}\text{Se}$	9,4	8,44
$^{76}\text{As} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	9,7	8,20
$^{84}\text{Rb} \rightarrow ^{84}\text{Kr}$	9,6	8,64
$^{86}\text{Rb} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	9,4	8,51
$^{88}\text{Rb} \rightarrow ^{88}\text{Sr}$	9,2	7,25
$^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$	9,2	8,03
$^{92}\text{Y} \rightarrow ^{92}\text{Zr}$	9,3	7,64
$^{122}\text{Sb} \rightarrow ^{122}\text{Sn}$	8,9	8,78
$^{124}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	9,3	7,77
$^{142}\text{Pr} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	8,9	7,39

As transições do tipo primeira proibida única, de decaimentos beta de núcleos ímpar - ímpar para par - par, na região $72 < A < 82$ apresentam valores entre 9 e 10 (transições $2^{\pi} \rightarrow 0_{1}^{\pi}$) e 10 e 11 (transições $2^{\pi} \rightarrow 0_{2}^{\pi}$ e $2^{\pi} \rightarrow 4_{1}^{\pi}$). Esta variação é razoável uma vez que o estado fundamental deve apresentar uma configuração onde componentes coletivas na função de onda não atenuam o valor do elemento de matriz.

Existem inúmeros casos de esquemas de desintegração onde transições beta podem ter um $\log ft$ que permite supor que uma medida cuidadosa levaria à determinação de uma certa intensidade fraca, completando o conhecimento do esquema.

No caso particular do ^{84}Rb , no ramo do decaimento para o ^{84}Kr , havia uma energia disponível suficiente ($Q = 2,680 \text{ MeV}$), que permitia prever a existência de novas ramificações beta, principalmente nos casos de spins conhecidos que correspondiam a transições beta primeira proibida. Mesmo valores de $\log ft$ próximos de 11 (muito elevados) levavam a prever que a detecção das ramificações citadas poderia ocorrer. Na verdade, o sucesso foi até maior que o esperado permitindo determinar três novas ramificações no ramo β^+ e uma nova ramificação no ramo β^- , no decaimento para o ^{84}Sr .

O ^{84}Rb , apresenta uma meia vida longa (33d) o que permitiu uma programação de medidas confortável. A produção de amostras por reação (γ, n), a partir do isótopo ^{85}Rb , propiciou atividades adequadas visando um aumento da estatística.

Dados referentes ao decaimento do ^{84}Rb são anteriores a 1971. Resultados de espectroscopia gama são apresentados no trabalho de correlação angular de J.P. Roalsvig e K.J. Casper ¹⁰, de U. Kneissl et.al. ¹¹ que utilizaram um detector de Ge(Li) de 30 cm³ de volume e V. Gehrling et.al. ¹² que obtiveram as razões de ramificação e meia vida através de uma medida de coincidência com dois detectores de NaI(Tl).

O levantamento de dados de espectroscopia relativos ao decaimento do $^{84}\text{Br} \rightarrow ^{84}\text{Kr}$ é mais rico. T. Hattula et.al. ¹³ medem energia e intensidade dos gamas do

decaimento do ^{84}Br utilizando um detector de Ge(Li) de 15 cm^3 de volume e um cristal de NaI(Tl) de $7,6\text{ cm} \times 7,6\text{ cm}$.

J.C.Hill e K.H.Wang ⁽¹⁴⁾ fazem um estudo do decaimento do ^{84}Br utilizando um Ge(Li) de 55 cm^3 e uma coincidência Ge(Li) x NaI(Tl). Mais recentemente, 1980, a correlação angular gama - gama foi feita por R.N.Saxena et.al. ⁽¹⁵⁾.

Em relação ao decaimento do $^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$ a referência (16) traz resultados de energia e intensidade comparando-os com os da referência (17).

O sistema de medidas (espectroscopia simples e coincidência gama - gama), a análise dos espectros obtidos, bem como uma discussão minuciosa dos efeitos secundários de detecção e blindagem que, eventualmente, alteram a interpretação dos dados são apresentados no capítulo II.

No capítulo III tem-se a apresentação das transições gama atribuídas por este trabalho (intensidade, meia vida e energia) e os resultados obtidos na medida de coincidência. O capítulo IV tem sua primeira seção dedicada à obtenção dos valores de $\log ft$ das alimentações beta correspondentes; a segunda contém uma discussão detalhada justificando cada atribuição e a terceira apresenta o esquema proposto para o decaimento do ^{84}Rb .

O capítulo V apresenta as principais conclusões do trabalho.

II - MÉTODO EXPERIMENTAL

II.1 Preparação e irradiação de alvos

As fontes de ^{87}Rb foram produzidas através da reação (\uparrow, n) no ^{85}Rb , cuja porcentagem isotópica é 72,15. A secção de choque para esta reação é conhecida e encontra-se na referência ⁽¹⁰⁾.

Foram irradiados alvos de Rb_2SO_4 em pó, colocados em suportes de alumínio com cavidades cilíndricas de 11 mm de diâmetro e 2 mm de profundidade. As possíveis reações concorrentes são apresentadas na Tabela 2.1. A presença de Césio, metal alcalino como o Rubídio, foi a única impureza observada.

TABELA 2.1 - REAÇÕES CONCORRENTES

ALVO	PORC. ISOT.	REAÇÃO	$T_{1/2}$	DECAIMENTO	COMENTARIOS
^{87}Rb	27,85	(\uparrow, n)	18,8d	$\left\{ \begin{array}{l} \text{CE} \\ \beta^- \end{array} \right.$	não tem gamas
					gama de 1077keV
^{85}Rb	72,15	($\uparrow, 2n$)	86,2d	CE	tem gamas
^{14}O	99,76	(\uparrow, n)	122s	β^+	gama aniquilação
^{84}S	0,017	(\uparrow, n)	87,4d	β^-	não tem gamas

O feixe de gamas foi obtido a partir do feixe direto de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP por produção de Bremsstrahlung em lâminas de chumbo ou tântalo (Tabela 2.2).

TABELA 2.2 - DADOS DAS IRRADIAÇÕES

MASSA (Rb ₂ SO ₄)	ENERGIA	CORRENTE	RADIADOR	TEMPO	EXPERIMENTO
0,394 g	17MeV	1,1 A	Pb(3mm)	9h	simples
0,257 g	30MeV	0,8 A	Ta(2mm)	38,8h	simples
0,325 g	30MeV	0,3 A	Ta(2mm)	63h	coinc.

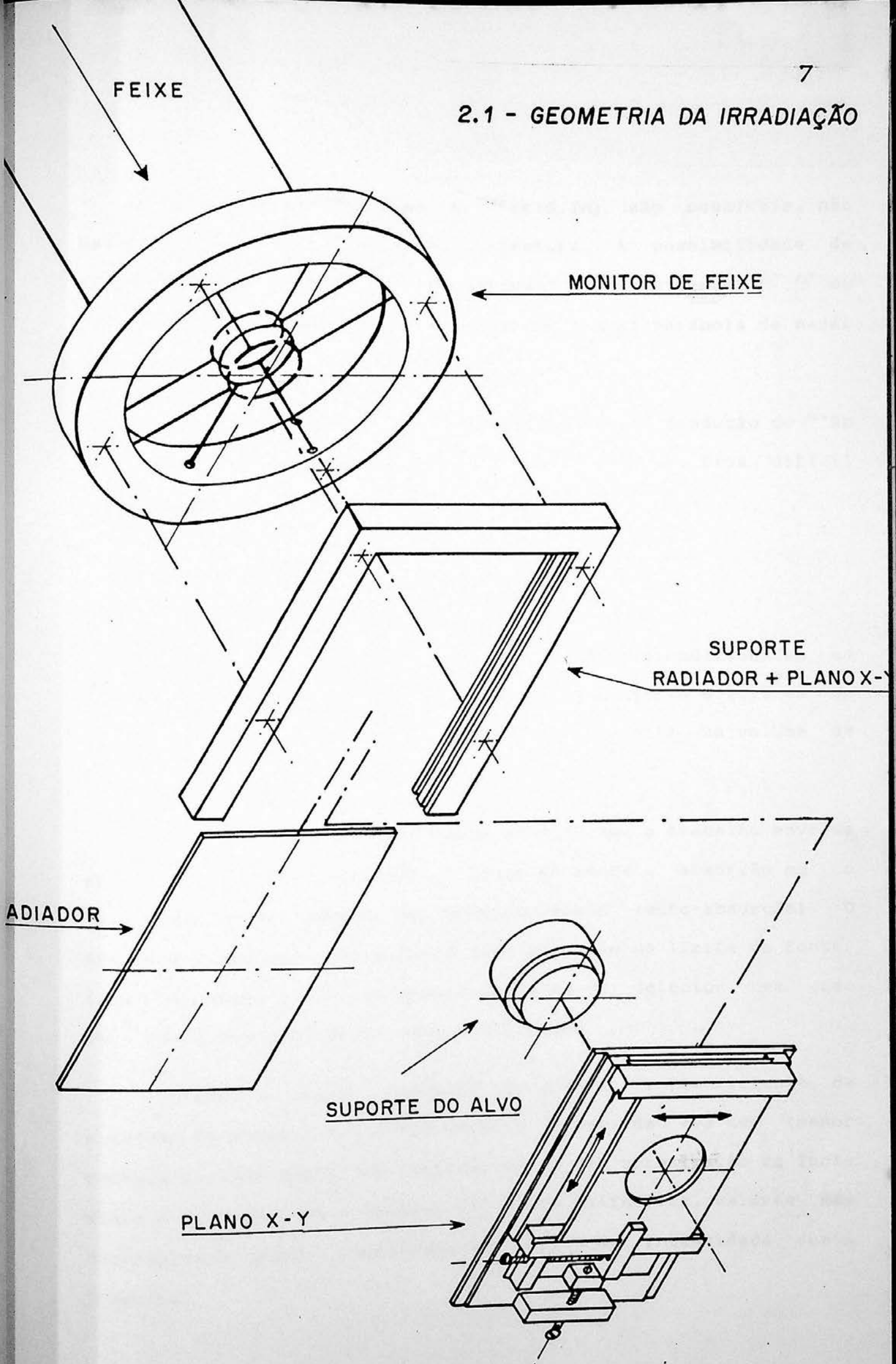
Durante as irradiações, foi utilizado um monitor de feixe formado por um conjunto de quatro contadores proporcionais, dois horizontais e dois verticais, que indicam um eventual desvio de posição do feixe, permitindo que esteja sempre dirigido para o centro do porta-amostra ⁴. Este porta-amostra foi modificado durante este trabalho, permitindo uma melhor centralização através de deslocamentos no plano X-Y ⁵ (Figura 2.1).

No que concerne a outros métodos de produção do ⁸⁴Rb, a reação ⁸¹Br(α, n) ¹⁰ foi utilizada no trabalho de D.G.Karraker e D.H.Templeton, que identificam os isótopos radioativos produzidos e seu modo de decaimento.

J.P.Roalsvig e K.J.Casper ¹¹ obtêm a fonte ⁸⁴Rb, utilizada em medidas de correlação angular, irradiando gás de Kriptônio com prótons, ⁸⁴Kr(p,n). U.Kneissl et al. ¹² utilizaram a reação ⁸⁵Rb(n,2n), onde é necessário um feixe de neutrons rápidos, determinando a secção de choque isomérica para neutrons de 14 Mev . A mesma reação é utilizada por B.P.Pathak et al. ¹³ para o estudo de níveis excitados do ⁸⁴Rb. Com a mesma finalidade D.Bucurescu et al. ¹⁴ produzem o ⁸⁴Rb através da reação ⁸⁶Sr(d,α) não determinando a função de excitação.

⁴ projeto desenvolvido com C.W.Moles.

2.1 - GEOMETRIA DA IRRADIAÇÃO



As reações $^{84}\text{Kr}(d,n)$ e $^{84}\text{Kr}(d,2n)$ são possíveis, não havendo referência a elas na literatura. A possibilidade de alimentação dos níveis do ^{84}Rb através dos decaimentos β^- , β^+ ou C.E. está eliminada pois não existem núcleos na parábola de massa $A=84$ que sofram tal decaimento.

Uma vez que as outras possibilidades de produção do ^{84}Rb não tiveram as suas secções de choque determinadas, fica difícil uma comparação entre seus rendimentos.

II.2 Preparação de fontes

Todas as fontes obtidas foram acondicionadas em cilindros de lucite de 4,2 mm de diâmetro interno e 11,5 mm de altura, com tampa de mesmo material, que permite um volume de 159 mm^3 de pó irradiado.

Ainda que o Rubídio tenha $Z=37$ (e que o trabalho envolva energias altas) foi necessário levar em conta a absorção ou o espalhamento de fótons na própria fonte (auto-absorção). O APENDICE A mostra a correção de auto-absorção no limite de fonte fina, homogênea e infinitamente distante do detector, bem como para uma fonte cilíndrica como a utilizada.

Com o valor tabelado de μ/ρ (''), coeficiente de absorção de massa, encontrou-se para o gama de 793 keV (menor energia de interesse) uma correção de 3% com aproximação de fonte plana e de 2,5% com o cálculo de fonte cilíndrica, valores não desprezíveis quando comparados aos erros de intensidade deste trabalho.

II.3 Espectroscopia Simples

a) Sistema de Detecção e Aquisição de Dados

Este trabalho segue a metodologia das atuais medidas do grupo de espectroscopia nuclear do Laboratório do Acelerador Linear. Utilizou-se o mesmo equipamento do trabalho de V.R.Vanin <4.222>, que será descrito de maneira esquemática, por brevidade.

Métodos de detecção de radiação nuclear são, geralmente, baseados na excitação dos átomos ou na liberação de carga no detector causadas pela absorção de toda ou parte da energia da radiação incidente.

O princípio de liberação de carga é a base da operação de um detector semiconductor, como os utilizados nas medidas de espectroscopia simples. Neste trabalho os detectores utilizados são de germânio intrínseco de grande volume e alta resolução e suas características estão relacionadas na Tabela 2.3.

Para a análise em energia, o pulso de corrente do detector é aplicado em um pré-amplificador sensível à carga. O pré-amplificador produz um pulso de voltagem com amplitude de pico proporcional à carga total do pulso de corrente, o qual é proporcional à energia absorvida da radiação incidente.

Amplificadores e filtros são usados para expandir o intervalo de amplitude e modelar o sinal do pré-amplificador, a fim de maximizar a razão sinal/ruído do sistema. Utilizou-se um

TABELA 2.3 - CARACTERÍSTICAS DOS DETECTORES UTILIZADOS NAS
MEDIDAS DE ESPECTROSCOPIA SIMPLES

VOLUME ATIVO (identificação)	93,1cm ³	104cm ³
MARCA	ORTEC	ORTEC
TIPO DO DETECTOR	Ge intrínseco	Ge intrínseco
DIAMETRO DO CRISTAL	52 mm	59 mm
ESPESSURA DO CRISTAL	51 mm	51 mm
MONTAGEM	horizontal	horizontal
TENSÃO DE OPERAÇÃO	3000 V	2500 V
RESOLUÇÃO TÍPICA(1332keV)	2,21keV	2,38keV

amplificador ORTEC, modelo 572, que permite a detecção de empilhamento, necessária pelas altas taxas de contagem envolvidas, e o ajuste automático do limiar de retorno à linha de base, útil uma vez que o nível de ruído do sistema não se mantém estável ao longo do tempo utilizado, durante o qual o ruído do Acelerador, intenso e intermitente, pode interferir no pré-amplificador. As constantes de tempo de diferenciação, integração e formação de pulso de saída unipolar utilizadas foram de 2 μ s, procurando a melhor condição de maximização de resolução e minimização do empilhamento.

Um Conversor Analógico Digital (CAD) deve fornecer um número digital que é proporcional à amplitude do pulso apresenta-

do em sua entrada. Seu desempenho é caracterizado por:

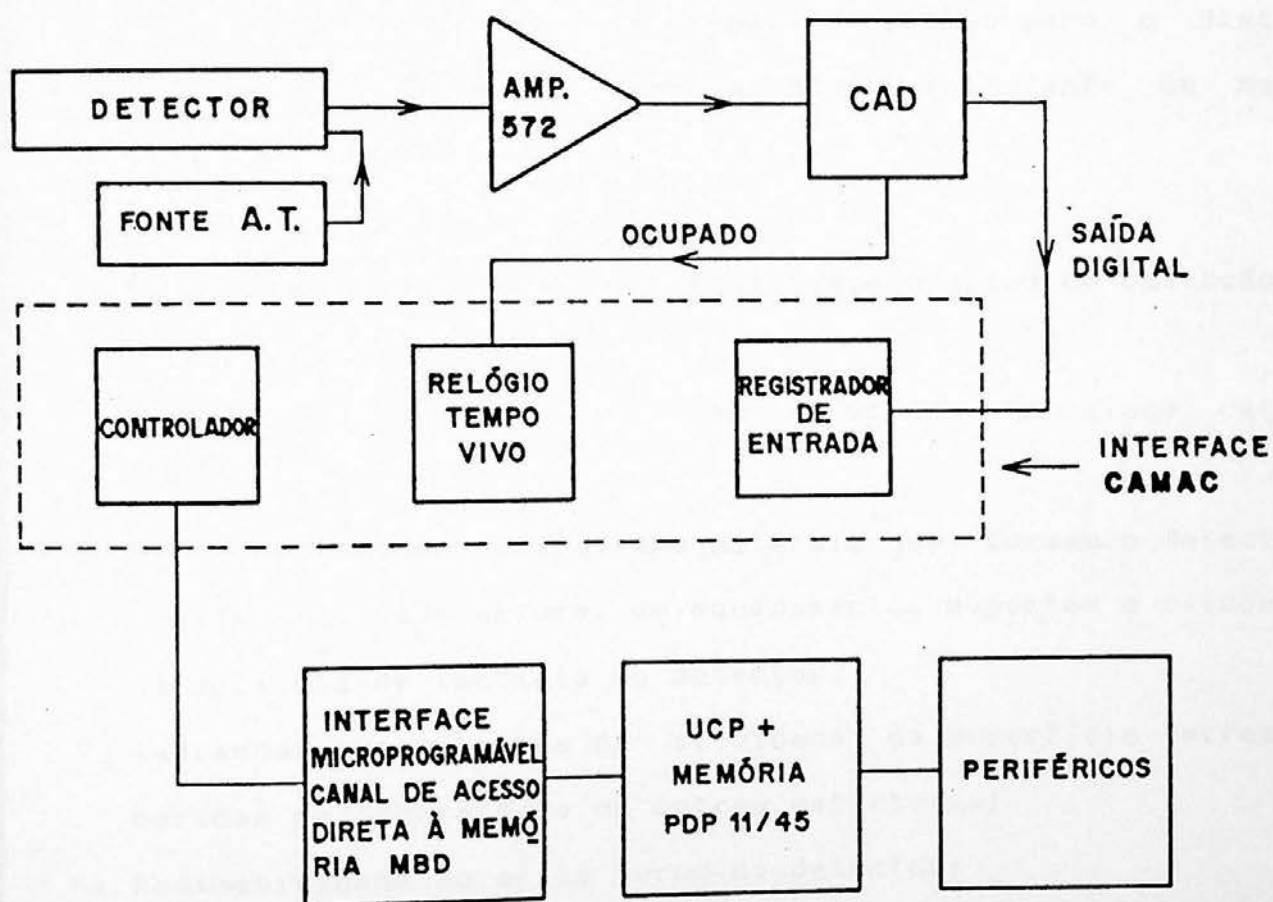
- a velocidade com que esta conversão é feita;
- a linearidade da conversão, ou a "fidelidade" com a qual a saída digital é proporcional à amplitude de entrada;
- a resolução da conversão, ou as divisões da escala digital correspondendo ao campo máximo de amplitudes que podem ser convertidas.

Foi utilizado um CAD do tipo Wilkinson, ou de rampa linear, com relógio de 50 Mhz (NORTHERN NS-621) e resolução máxima de 8192 canais para uma faixa de 8 V de amplitude de pulso.

A aquisição de dados foi realizada através de uma interface CAMAC, sendo os dados armazenados em modo multicanal na memória do computador PDP-11/45 através de um microprocessador programável com 8 canais de acesso direto à esta memória (MBD-11, da Bi-Ra).

Um relógio de tempo vivo CAMAC (modelo 2203 da Bi-Ra) ligado ao MBD, descontou o tempo ocupado do CAD.

O diagrama de blocos do sistema de detecção e aquisição de dados está na Figura 2.2.



2.2 - DIAGRAMA DE BLOCOS DO SISTEMA DE DETECÇÃO E AQUISIÇÃO DE DADOS

É importante lembrar que nestas medidas o tempo morto, referente ao tempo ocupado do amplificador, não foi descontado. Este tempo consiste, principalmente, na amplificação de pulsos rejeitados como empilhamento e, uma parte menos significativa no tempo de recuperação do amplificador devido a pulsos que ultrapassam a voltagem máxima de saída.

O programa de aquisição de dados tipo multicanal pode transferir automaticamente o espectro obtido para o disco e permite a manipulação do mesmo a qualquer instante da medida

<23>

b) Blindagem dos Detectores e Efeitos Secundários de Detecção

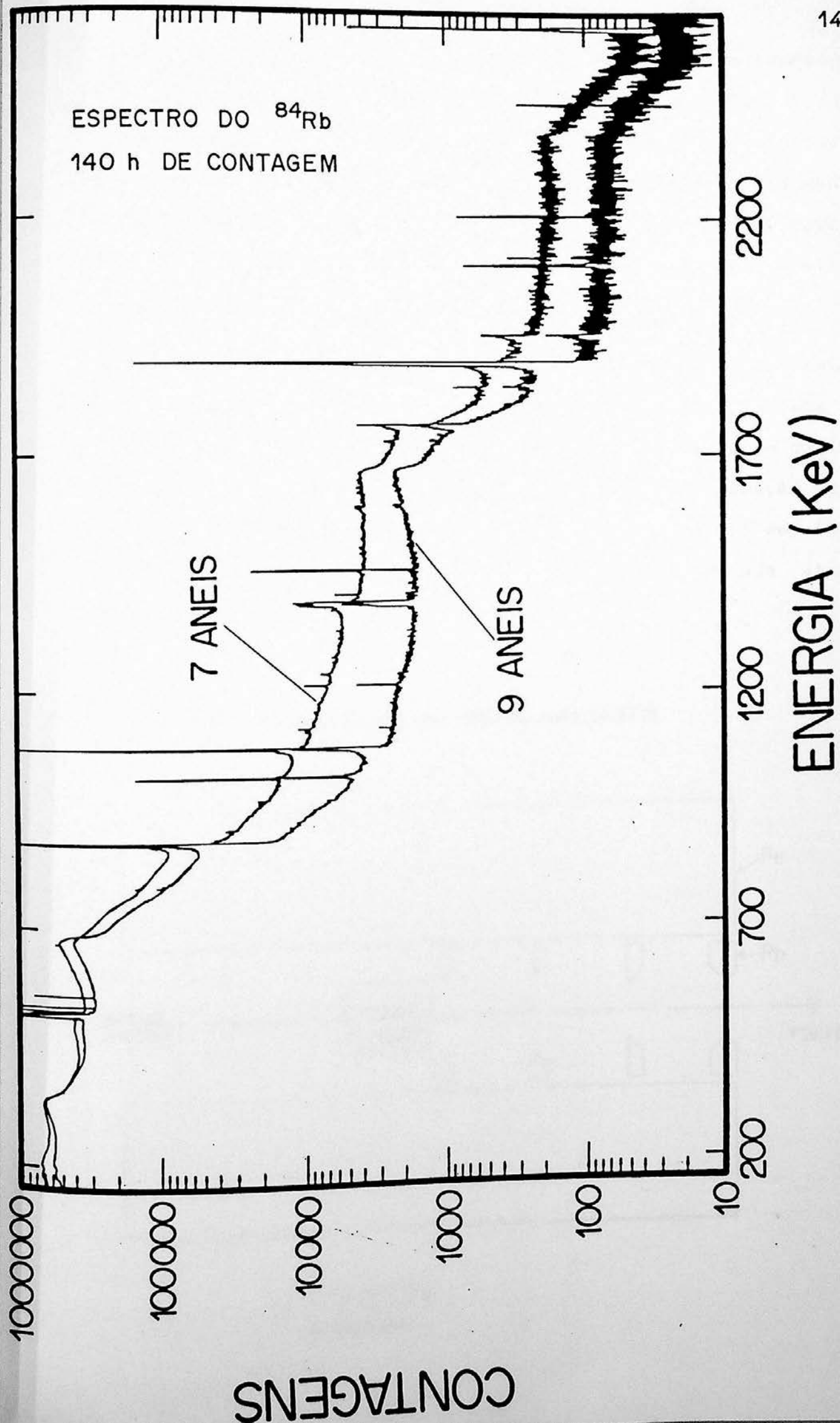
Radiações de fundo são agrupadas em cinco categorias ⁽²⁴⁾:

1. A radioatividade natural dos materiais que formam o detector;
2. A radioatividade natural do equipamento, suportes e blindagens na proximidade imediata do detector;
3. Radiações provenientes da atividade da superfície terrestre, paredes do laboratório ou outras estruturas;
4. Radioatividade no ar em torno do detector;
5. Os componentes primários e secundários da radiação cósmica.

Com a finalidade de diminuir a transmissão desta radiação de fundo, o detector de HPGe de 93 cm³ foi blindado com Fe através de um cilindro oco com 11 cm de diâmetro interno, 31 cm de diâmetro externo e comprimento de 35 cm.

Na medida feita com o outro detector HPGe, 104cm³, o comprimento da blindagem foi aumentado em 10 cm. O efeito desta modificação é mostrado na Figura 2.3.

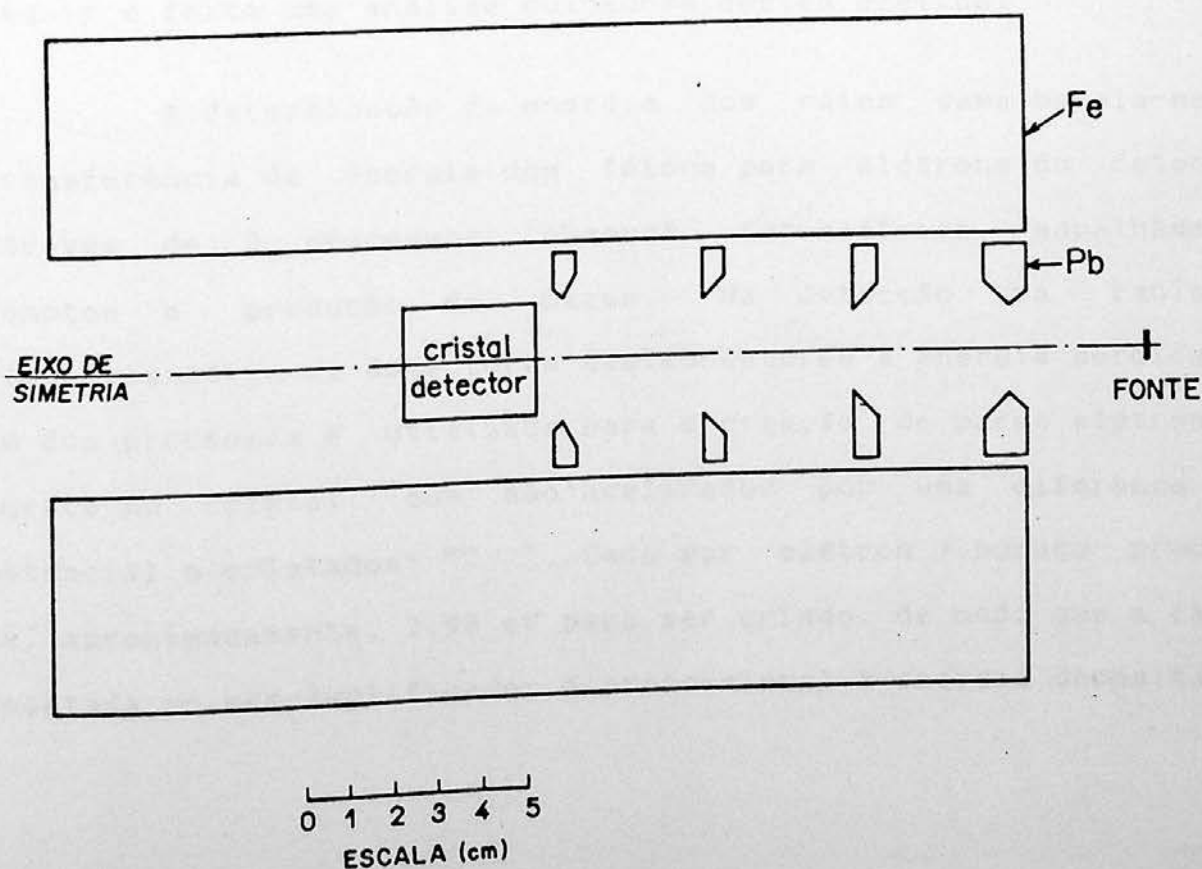
2.3 - ESPECTROS OBTIDOS COM 7 E 9 ANÉIS DE BLINDAGEM



Ainda que a transmissão de radiação de fundo seja reduzida a 6% para fótons de 1407,98 keV (^{214}Bi), esta blindagem introduz o inconveniente do espalhamento de fótons em sua superfície interna. A parte detectada destes fótons aumenta o fundo contínuo na região de baixa energia, o que dificulta a definição de picos de interesse nessa faixa e piora a qualidade do espectro pelo aumento da taxa de contagem.

No Laboratório do Acelerador Linear este inconveniente foi minimizado com a construção de uma "armadilha de espalhamento" que consta de 4 meniscos de Pb para os quais os ângulos de corte, os diâmetros dos orifícios e a separação entre eles foram escolhidos de maneira a minimizar o número de fótons espalhados pela blindagem ou pelos próprios meniscos que atingem o detector (Figura 2.4).

2.4 - ARMADILHA DE ESPALHAMENTO

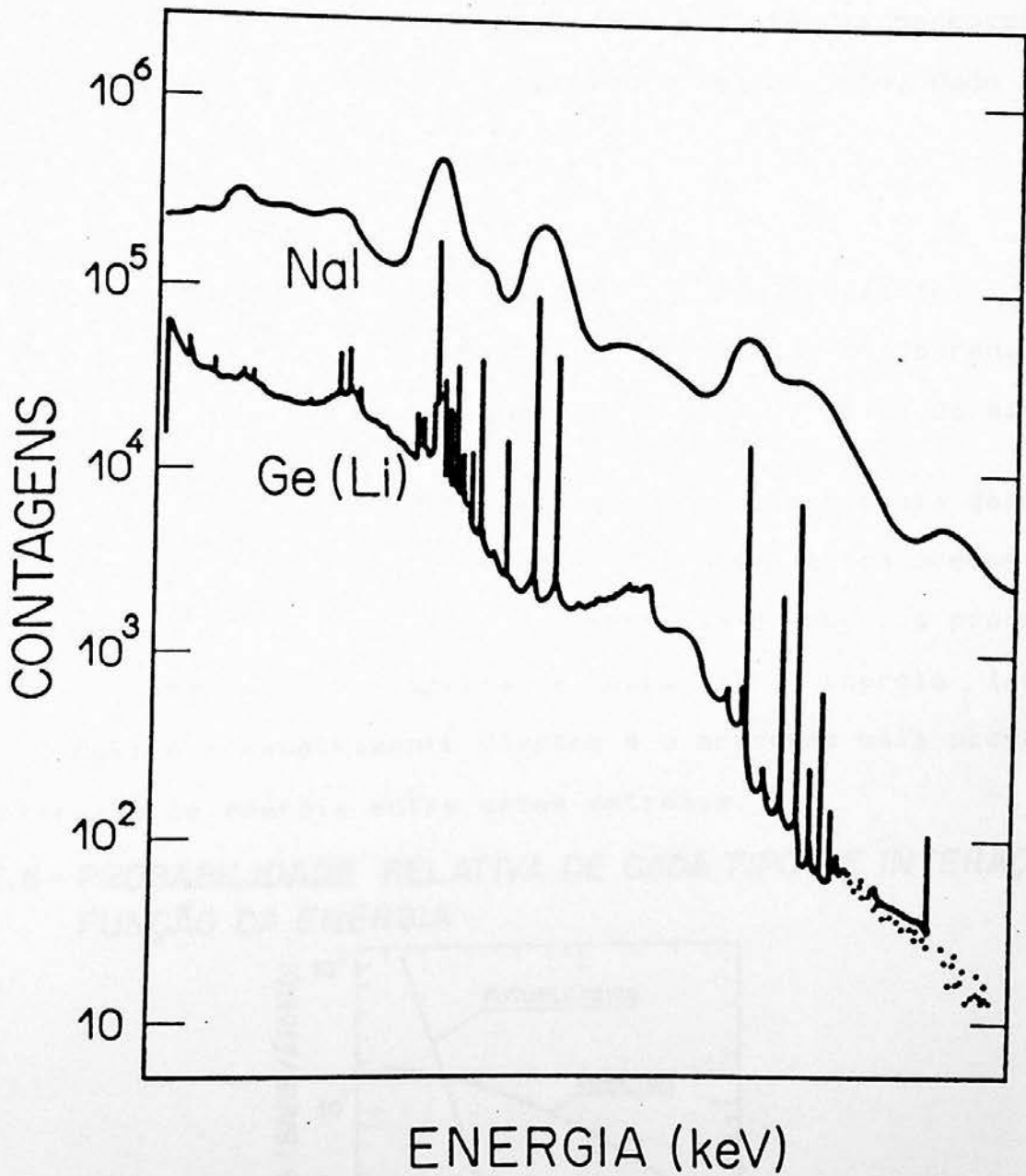


De modo geral, os trabalhos que envolvem medidas de transições gama encontrados na literatura utilizam contadores Geiger-Muller, cintiladores (NaI(Tl), por exemplo) ou detectores semicondutores do tipo Ge(Li), HPGe, Si(Li).

Medidas de espectroscopia gama com detectores de Germânio permitem encontrar novas alimentações e/ou transições de muito baixa intensidade. Para estes detectores temos uma melhora da resolução dos picos de energia em relação aos de NaI(Tl), Figura 2.5 ⁽²⁴⁾, mas uma piora na eficiência de detecção. Recentemente, a construção de detectores de Germânio hiperpuro de grande volume, HPGe, superou este problema permitindo medidas de grande qualidade.

A determinação de transições fracas envolve a necessidade do conhecimento de todos os efeitos secundários possíveis, para que não ocorram atribuições errôneas. Por este motivo, a seguir é feita uma análise cuidadosa destes efeitos.

A determinação da energia dos raios gama baseia-se na transferência da energia dos fótons para elétrons do detector através de 3 processos: absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e produção de pares. Na detecção da radiação eletromagnética em detectores semicondutores a energia perdida em um dos processos é utilizada para a criação de pares elétron - buraco no cristal, que são acelerados por uma diferença de potencial e coletados ⁽²⁵⁾. Cada par elétron - buraco precisa de, aproximadamente, 2,98 eV para ser criado, de modo que a carga coletada no pré-amplificador é proporcional à energia depositada.



2.5 - COMPARAÇÃO DA RESOLUÇÃO

DETECTORES DE NaI(Tl) E HPGe (referência 24)

Os raios gama são absorvidos pela matéria de acordo com a expressão:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

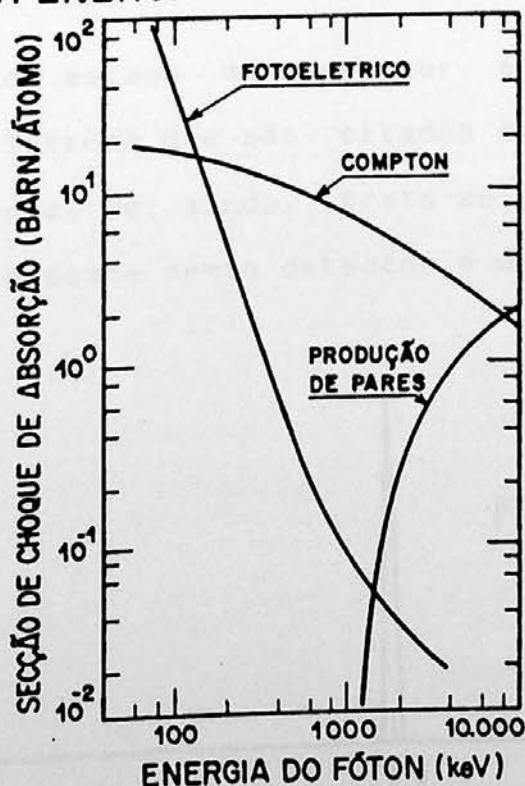
onde I_0 é a intensidade inicial, x é a distância percorrida pela radiação e μ é o chamado coeficiente de absorção, dado por:

$$\mu = \mu_{\text{FOT.}} + \mu_{\text{COMPTON}} + \mu_{\text{PARES}} \quad (2)$$

onde estes fatores caracterizam, respectivamente, absorção fotoelétrica, o efeito Compton e a criação de pares, e são proporcionais à energia do gama e ao número atômico do material.

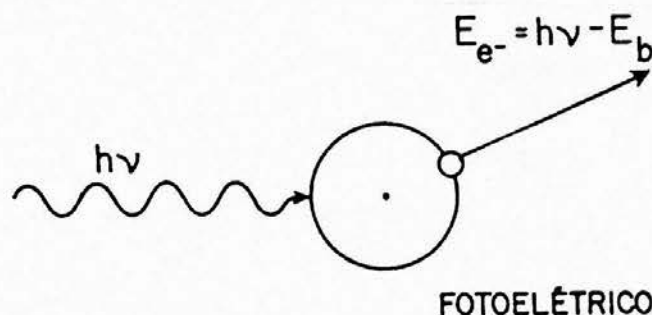
A Figura 2.6 mostra a dependência em energia destes processos. Enquanto o efeito de absorção fotoelétrica predomina para baixa energia (abaixo de algumas centenas de keV), a produção de pares passa a ser importante para alta energia (acima de 5-10 MeV) e o espalhamento Compton é o processo mais provável no intervalo de energia entre estes extremos.

2.6 - PROBABILIDADE RELATIVA DE CADA TIPO DE INTERAÇÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA



Analisando cada um destes mecanismos, considerando apenas a primeira interação do fóton com o absorvedor:

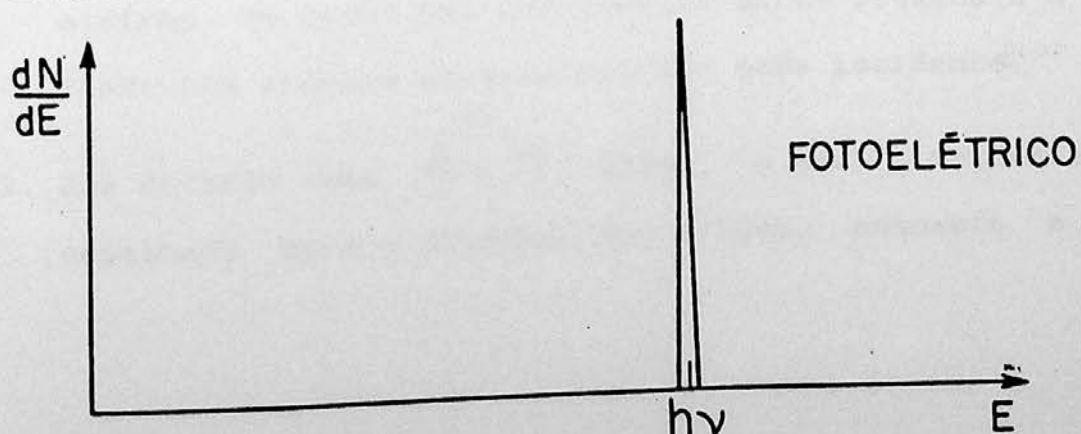
Absorção fotoelétrica - neste processo ocorre a transferência total da energia do fóton ao átomo, com a emissão de um fotoelétron, conforme mostra o esquema a seguir.



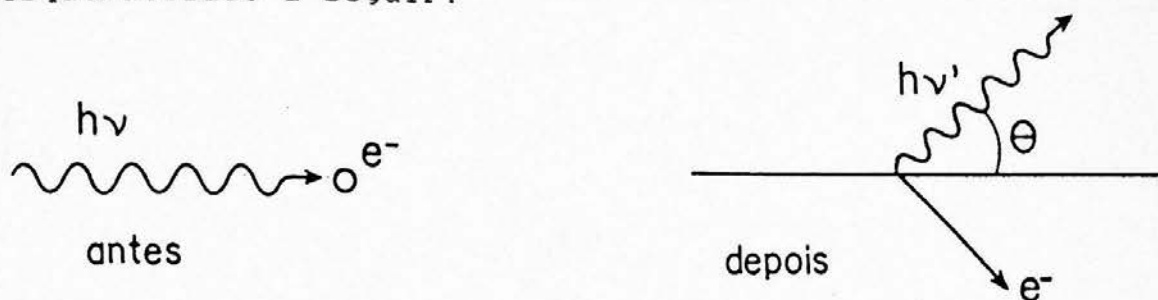
No rearranjo dos elétrons da camada eletrônica do átomo, a energia de ligação é liberada na forma de um raio-X característico ou um elétron de Auger. Estes elétrons, devido à sua baixa energia, têm um alcance extremamente curto.

Assumindo que não ocorra escape dos raios-X, o efeito da absorção fotoelétrica é a liberação de um elétron que carrega grande parte da energia do raio gama incidente e um ou mais elétrons de baixa energia, correspondentes à absorção da energia de ligação deste elétron.

Se nada escapa do detector, então a soma das energias cinéticas dos elétrons que são criados deve ser igual à energia do fóton incidente. Se, ainda, trata-se de um fóton monoenergético a função resposta deste detector é do tipo:



Espalhamento Compton - neste processo o fóton transfere parcialmente sua energia ao elétron com que colide e é espalhado, como esquematizado a seguir:



COMPTON

A energia perdida depende do ângulo de espalhamento do fóton, e é dada por:

$$E' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} = h\nu' \quad (3)$$

onde $m_0 c^2$ é a energia de repouso do elétron (0,511 MEV). E a energia cinética de recuo do elétron é :

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left[\frac{\frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \right] \quad (4)$$

Dois casos extremos são identificados :

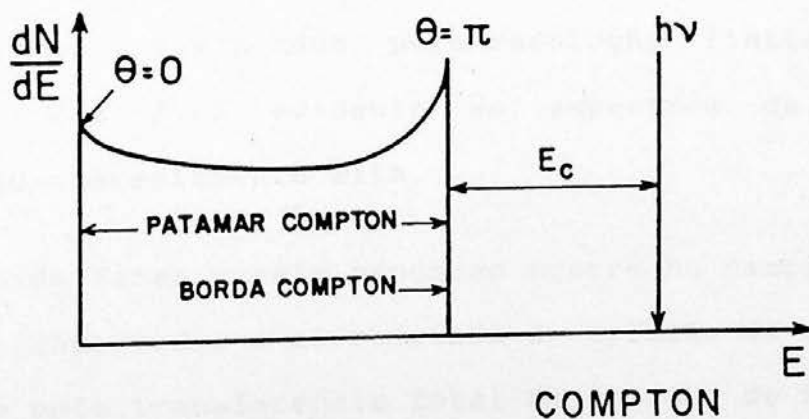
1. Um espalhamento onde $\theta \cong 0$. Neste caso, as equações (3) e (4) fornecem $h\nu' \cong h\nu$ e $E_{e^-} \cong 0$. Neste extremo, o elétron de recuo tem uma energia muito pequena e o gama espalhado tem energia próxima do raio gama incidente.
2. Uma colisão onde $\theta = \pi$. Agora, o gama incidente é retro-espalhado para a direção de origem, enquanto o elétron de

recuo segue a direção de incidência. Este extremo representa a energia máxima que pode ser transferida a um elétron em uma única interação Compton. Das equações (3) e (4), temos :

$$h\nu' \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2 \frac{h\nu}{m_0c^2}} \quad (5)$$

$$E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi} = h\nu \left[\frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right] \quad (6)$$

Em circunstâncias normais, todos os ângulos de espalhamento podem ocorrer no detector, de modo que a energia transferida para o elétron pode variar de zero ao máximo previsto pela equação (6). Assim, para qualquer gama de energia específica $h\nu$, a distribuição tem a forma geral :



O intervalo entre a energia máxima do elétron de recuo e o gama incidente é dado por:

$$E_c \equiv h\nu - E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (7)$$

No limite em que a energia do raio gama incidente é muito grande ($h\nu \gg m_0c^2/2$), esta diferença de energia tende a um valor constante, dado por:

$$E_c \approx \frac{m_0c^2}{2} \quad (= 0,256 \text{ MeV}) \quad (8)$$

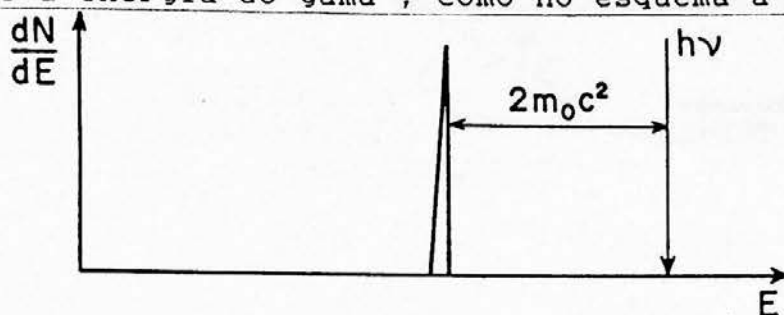
A análise feita é baseada na suposição de que o espalhamento Compton envolve elétrons inicialmente livres ou não ligados. Nos materiais utilizados nos detectores atuais, a energia de ligação dos elétrons prevê que o processo de espalhamento sofre um efeito mensurável na forma do patamar Compton, uma vez que não existe a situação ideal. Estes efeitos são particularmente visíveis para gamas incidentes de baixa energia. Eles envolvem um alisamento da subida do patamar, próximo a seu extremo superior, e a introdução de uma inclinação finita ao declive abrupto da borda Compton. Estes efeitos são frequentemente mascarados pela resolução finita em energia do detector, mas fica evidente em espectros de detectores com resolução inerentemente alta.

Produção de Pares - este processo ocorre no campo de um núcleo do material absorvedor e corresponde à criação de um par elétron - pósitron pela transferência total de energia do fóton incidente. Este processo é energeticamente possível para fótons de energia maior que 1,02 MeV. O excesso de energia surge na forma de energia cinética dividida pelo par elétron - pósitron. Assim:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (9)$$

O elétron e o pósitron interagem com o absorvedor formando pares elétron - buraco, como já foi discutido. O espectro

de energia obtido é, então, um pico cuja energia é $2m_0c^2$ mais baixa que a energia do gama, como no esquema a seguir:



PRODUÇÃO DE PARES

Quando o pósitron alcança uma energia cinética da ordem da energia térmica dos elétrons do absorvedor é capturado por um desses elétrons e aniquilado, resultando em 2 gamas de 511 keV.

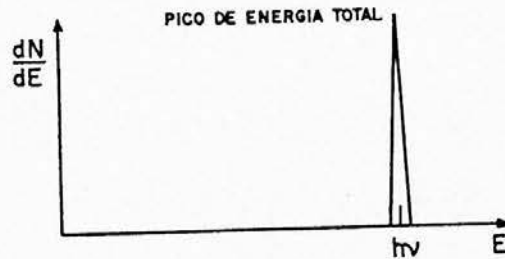
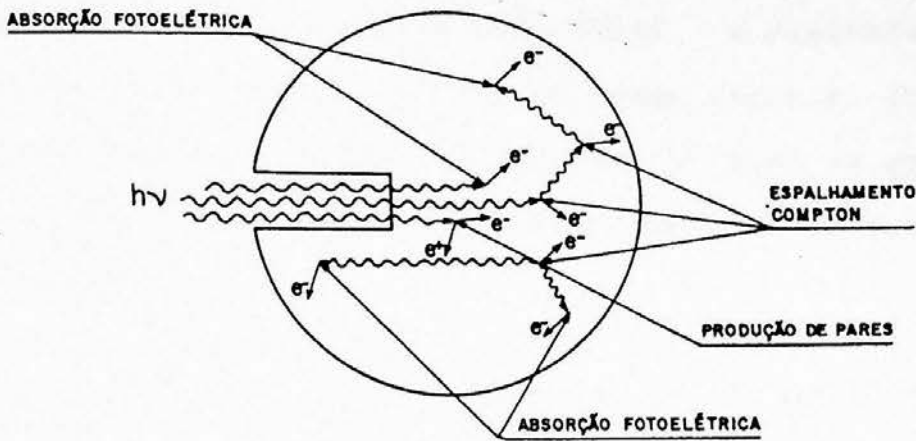
Algo extremamente importante numa medida de espectroscopia é o conhecimento do comportamento geral do detector utilizado. Isto facilita a localização de efeitos secundários.

Para uma melhor compreensão destes processos serão considerados casos extremos de detectores e, finalmente, o comportamento de um detector típico, conforme referência (24).

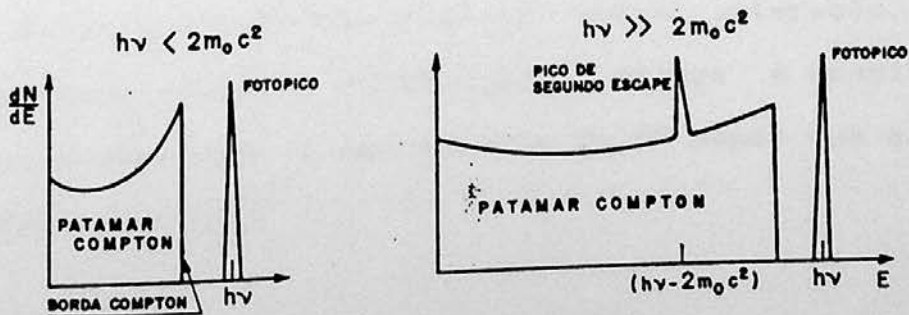
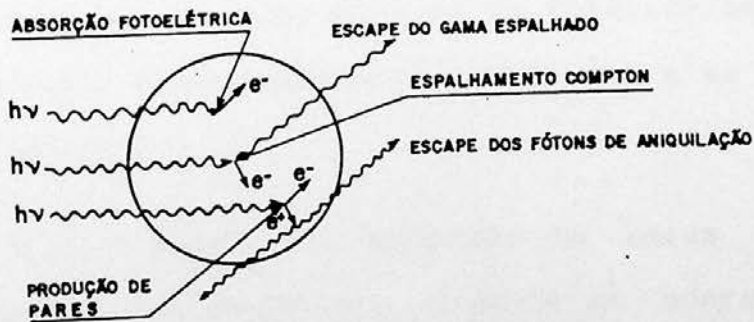
Considere-se, inicialmente, o caso de um detector de volume infinito. A Figura 2.7 mostra todas as interações que um fóton monoenergético $h\nu$ sofre no volume ativo de tal detector. Como seu volume é muito grande toda a energia desse fóton é absorvida no detector, qualquer que seja o processo, ou processos, de interação.

Na prática, para energias típicas, isto aconteceria em um detector de dimensões do cristal de dezenas de centímetros, completamente não realista. Este caso ideal simplifica a função resposta do detector, pois ainda que o fóton sofra interações Compton ou produção de pares as interações subsequentes ainda ocorrem no detector e o pulso produzido por este será a soma das

2.7 - DETECTOR "GRANDE" - PROCESSOS DE INTERAÇÃO E FUNÇÕES RESPOSTA 24



2.8 - DETECTOR "PEQUENO" - PROCESSOS DE INTERAÇÃO E FUNÇÕES RESPOSTA



respostas a cada interação individual. A resposta do detector é idêntica para todos os fótons de mesma energia, independente dos detalhes das interações no detector e tudo se passa como se o fóton inicial sofresse uma única absorção fotoelétrica, em um único passo.

Como um caso extremo oposto, considere-se um detector de tamanho pequeno quando comparado com o livre caminho necessário para que ocorram as interações gama secundárias, isto é, os fótons do espalhamento Compton e de aniquilação dos pósitrons, têm pouca probabilidade de interagir, ainda, no volume ativo do detector (Figura 2.8).

Se toda a energia das partículas carregadas é completamente absorvida dentro do volume do detector, tem-se dois casos a considerar:

1. quando $h\nu < 2m_0c^2$ - neste caso só as interações Compton e absorção fotoelétrica contribuem à função resposta, que será formada por um fotopico e o patamar Compton (visto anteriormente). Como em um detector pequeno as interações únicas são mais prováveis, a razão da área do fotopico pela área do patamar Compton é essencialmente a razão entre as seções de choque de tais efeitos;
2. quando $h\nu > 2m_0c^2$ - a produção de pares é possível, mas, pelo volume do detector, somente as energias cinéticas do elétron e do pósitron são depositadas, havendo escape dos gamas de aniquilação sem qualquer outra interação. Tal efeito é denominado duplo (ou segundo) escape e resulta em mais um pico no espectro, a uma energia $2m_0c^2$ menor que a energia $h\nu$ do fóton inicial.

Detectores reais correspondem à situação intermediária entre as citada acima, sendo suas funções resposta uma mistura das anteriores. No volume intermediário a sequência de efeitos Compton sofrida pelo fóton inicial até a coleção completa de carga pode ser interrompida pela perda de um fóton secundário o que, no espectro de energia, se traduz por eventos de energia menor que a do fóton incidente, isto é, na região entre o pico de energia total e a borda Compton (que na Figura 2.9 está indicada como região de múltiplos eventos Compton).

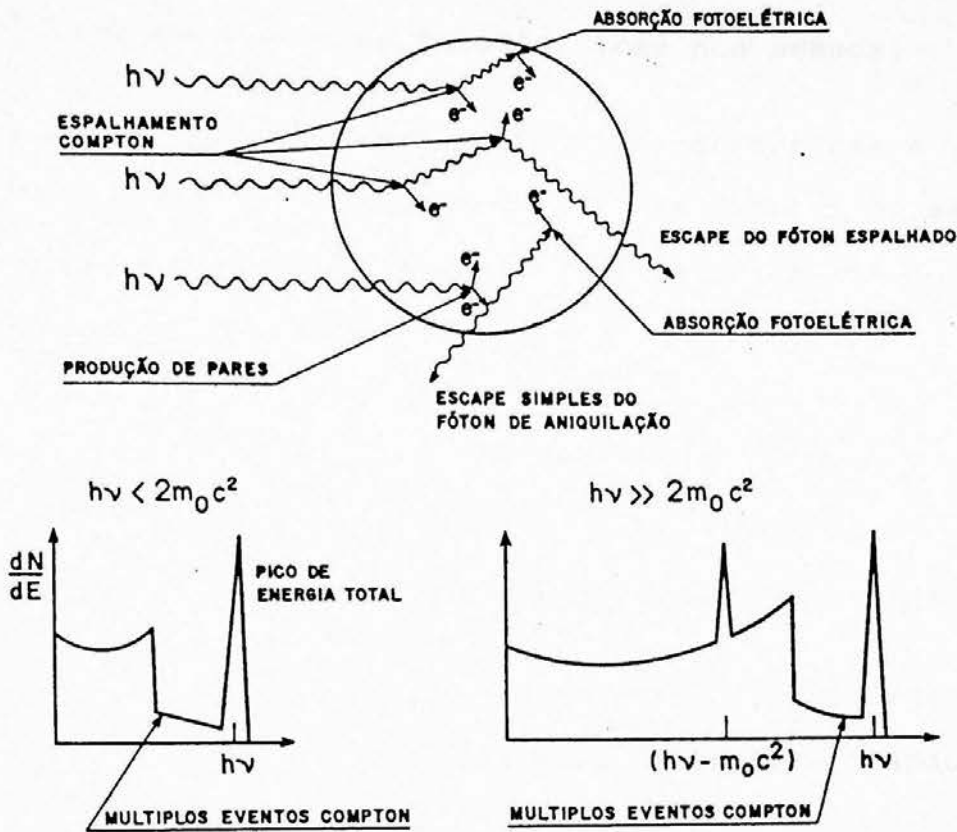
Comparando com um detector pequeno, a razão da área do fotopico em relação à área do patamar Compton aumenta, uma vez que a transferência completa de energia é mais provável com o aumento de volume.

Quando a produção de pares é possível, se a interação ocorre próximo à superfície do detector, do mesmo modo que para o detector de volume pequeno, a perda dos dois fótons de aniquilação pode ocorrer. Outra possibilidade é o escape de um dos fótons de aniquilação, enquanto o outro é completamente absorvido, resultando na formação do chamado pico de escape simples (ou primeiro escape), que aparece no espectro numa energia m_0c^2 abaixo do fotopico. Finalmente, os dois fótons de aniquilação podem ser absorvidos no interior do detector, contribuindo assim para a área do fotopico.

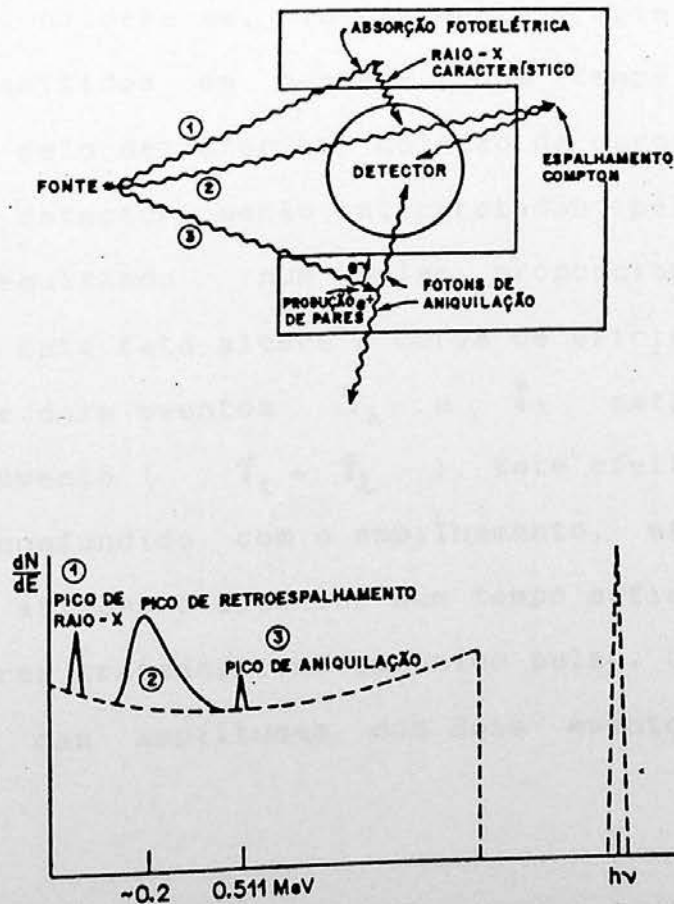
Se o detector é colocado próximo de materiais, quer por circunstâncias de medida (parede, equipamento), quer por blindagens, devem ser considerados outros três efeitos, que contribuem na formação do espectro (Figura 2.10):

1. o pico de raio - X característico de tais materiais, que

2.9 - DETECTOR INTERMEDIÁRIO - PROCESSOS DE INTERAÇÃO E FUNÇÕES RESPOSTA



2.10 - INFLUÊNCIA NA FUNÇÃO RESPOSTA DO DETECTOR POR MATERIAIS AO REDOR



provem de absorções fotoelétricas nos mesmos;

2. o pico de retroespalhamento, que corresponde a fótons que sofrem primeiramente um espalhamento Compton no material ao redor. Sua energia máxima é dada pela equação (7) que, quando $h\nu \gg m_0c^2/2$ se reduz a:

$$E \Big|_{\theta=\pi} \approx \frac{m_0c^2}{2} \quad (10)$$

e este pico sempre ocorre a uma energia de 0,25 MeV ou menos.

3. o pico de aniquilação, resultante da ocorrência do efeito de produção de pares no material ao redor, quando um dos fótons de aniquilação atinge o detector.

Outros efeitos secundários importantes devem ser considerados quando se trata de um espectro real, com fótons de várias energias.

Considere-se, inicialmente, dois gamas de um mesmo núcleo, emitidos em cascata, num tempo muito menor que o utilizado pelo detector na coleção de carga. Se os dois fótons atingem o detector, serão interpretados pelo mesmo como um único evento, resultando num pulso proporcional à soma de suas energias. Este fato altera a curva de eficiência do detector, na medida que dois eventos γ_1 e γ_2 estão sendo considerados um único evento ($\gamma_1 + \gamma_2$). Este efeito, chamado soma, não deve ser confundido com o empilhamento, efeito onde dois gamas quaisquer atingem o detector num tempo suficientemente pequeno de modo a serem tratados como um único pulso, cuja amplitude também é a soma das amplitudes dos dois eventos, pelo sistema de análise.

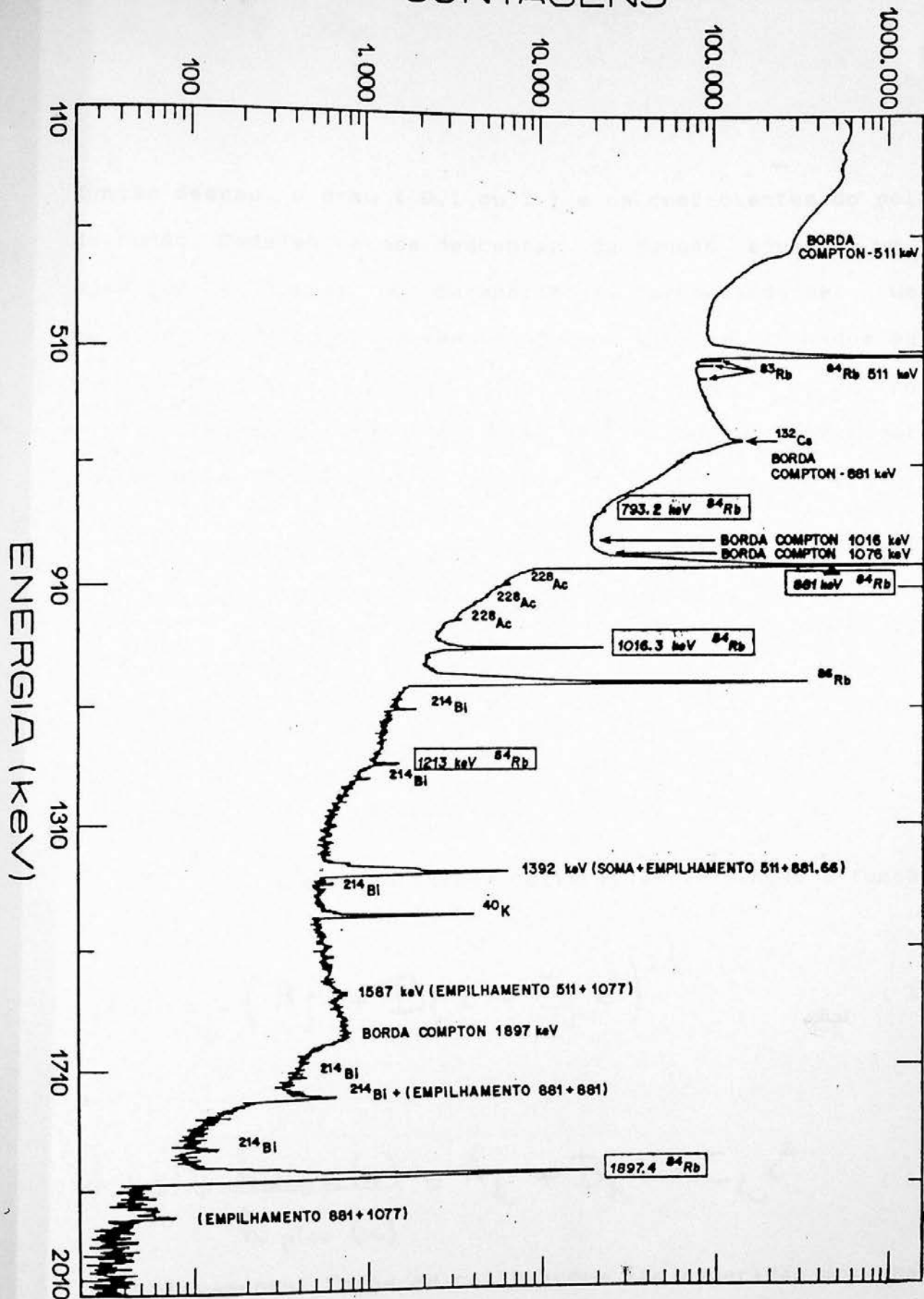
Conhecer os desvios de linearidade de elementos do sistema de medidas, oscilações devido à temperatura, o que causa alargamento dos picos, passeios e possíveis deformações em picos, além dos efeitos secundários mencionados, evita a má interpretação dos dados e, conseqüentemente, atribuições incorretas.

c) Análise dos Espectros e Calibrações

Com o método descrito até aqui, obtém-se espectros como o da Figura 2.11, onde são apontados fotopicos da amostra ^{86}Rb , dos contaminantes ^{84}Rb , ^{87}Rb , de efeitos secundários de detecção, de blindagem e contribuições de fundo.

Num trabalho de espectroscopia simples é necessário obter a área e a energia correspondente a cada fotopico existente no espectro. O ajuste de curvas aos picos de absorção total é feito pelo programa IDEFIX (ou IDF), de autoria de P.Gouffon⁽²⁴⁾.

O IDEFIX permite o ajuste de até 8 gaussianas superpostas a um fundo linear ou parabólico (que simula a radiação de fundo) quer pelo método dos mínimos quadrados, quer pelo de máxima probabilidade (APÊNDICE B). Se por dificuldades no ajuste do equipamento, por espalhamento em baixo ângulo ou por problemas na coleção de cargas no cristal do detector ocorre um desvio na forma do pico o programa torna possível o ajuste pelo método dos mínimos quadrados de até 3 gaussianas, todas com uma mesma cauda exponencial (simulação de má coleção de carga) e/ou superposta a uma função degrau (simulação de efeitos de espalhamento), além do fundo linear ou parabólico comum. Pode-se prefixar a largura da gaussiana, a cauda exponencial, a



2.11 - IDENTIFICAÇÃO COMPLETA DE UM ESPECTRO DE 16 HORAS DE CONTAGEM

função degrau, o grau (0,1 ou 2) e os coeficientes do polinômio do fundo. Pode-se ainda descontar da função ajustada um fundo prefixado (linear ou parabólico), propagando-se um erro estatístico associado a esse fundo. Os ajustes efetuados para os picos dos espectros deste trabalho utilizaram todos os recursos do programa de maneira a otimizá-los, obtendo o melhor valor de chi-quadrado (APÊNDICE B) possível.

O programa permite, para casos com área de pico pequena, uma calibração de largura de fotopicos do tipo :

$$l(x) = (A_1 + B_1 x + C_1 x^2)^{1/2} \quad (11)$$

onde $l(x)$ é a largura do fotopico no canal x e A_1, B_1 e C_1 são os parâmetros a serem ajustados.

São possíveis também calibrações de junção e função de grau do tipo :

$$j(x) = (A_j + B_j x + C_j x^2)^{1/2} \quad (12)$$

e :

$$h(x) = \frac{h_{\text{degrau}}(x)}{h_{\text{pico}}(x)} = A_h + B_h x + C_h x^2 \quad (13)$$

respectivamente. Todas as calibrações são sugeridas por Sasamoto et.al. ' 87 '.

O programa possibilita o uso do gráfico de resíduos, que através da razão:

$$R(\text{canal}) = \frac{\text{valor medido (canal)} - \text{valor ajustado (canal)}}{\text{desvio padrão (canal)}} \quad (14)$$

permite descobrir componentes que não aparecem num gráfico do ajuste completo e/ou a necessidade do uso de uma função degrau sob o pico. Um bom ajuste deve ter média quase nula e espera-se que 68% dos pontos caiam entre -1 e +1, o que corresponde a um desvio padrão da ordem de 1.

Para a energia efetuam-se autocalibrações e uma parábola é ajustada aos dados levando-se em conta tanto a variância na variável dependente, energia, quanto na variável independente, número do canal da posição do fotopico - programa CALIB de P.Gouffon ' 88 '.

Dados finais de intensidade de transições necessitam o uso da calibração de eficiência do detector. Cabe aqui uma pequena discussão sobre o assunto.

Todos os detectores, em princípio, fornecem um pulso de saída para cada interação que ocorre em seu volume ativo. Como estes detectores são finitos e como os raios gama podem percorrer grandes distâncias antes que ocorram estas interações, frequentemente, não temos a eficiência ideal.

Definindo-se a eficiência absoluta como :

$$E_{abs} = \frac{\text{n}^{\circ} \text{ de gamas detectados}}{\text{n}^{\circ} \text{ de gamas emitidos pela fonte}} \quad (15)$$

e a eficiência intrínseca como :

$$E_{rel} = \frac{\text{n}^{\circ} \text{ de gamas detectados}}{\text{n}^{\circ} \text{ de gamas incidentes no detector}} \quad (16)$$

vê-se que a primeira depende não somente das propriedades do detector mas também da geometria de detecção, enquanto que a segunda não considera o ângulo sólido.

A relação entre as duas, para fontes isotrópicas é:

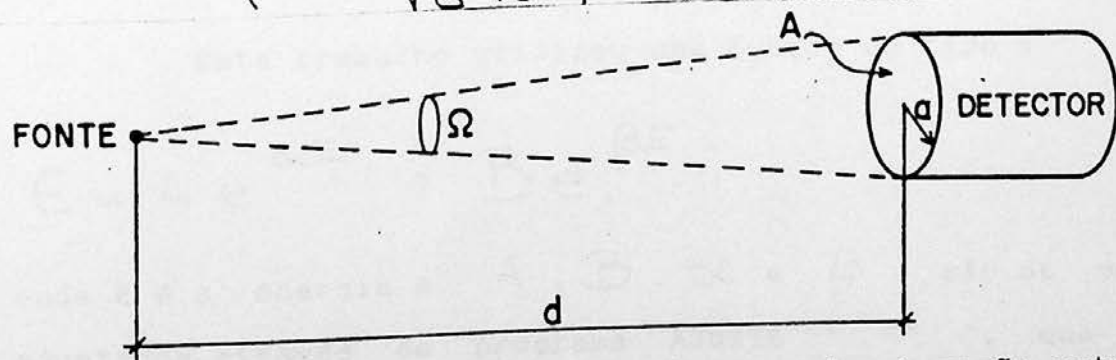
$$E_{int} = E_{abs} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (17)$$

onde Ω é o ângulo sólido do detector visto da posição da fonte. Este ângulo sólido é determinado pela integral sobre a superfície do detector vista pela fonte :

$$\Omega = \int_A \frac{\cos \alpha}{r^2} dA \quad (18)$$

onde r representa a distância entre a fonte e o elemento de superfície dA do detector e α é o ângulo entre sua normal e a direção da fonte. Se o volume da fonte não é desprezível, deve-se fazer uma integração sobre seus elementos. Para o caso comum, uma fonte puntiforme colocada ao longo do eixo de um detector cilíndrico, como indicado no próximo esquema, temos :

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d^2}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (19)$$



Para $d \gg a$ o ângulo sólido se reduz à razão entre a área da superfície do detector vista pela fonte e o quadrado da distância :

$$\Omega \approx \frac{A}{d^2} = \frac{\pi a^2}{d^2} \quad (20)$$

A referência (29) é um bom exemplo do cálculo de valores de Ω , feito com o Método de Monte Carlo, envolvendo um arranjo geométrico mais complicado : fontes com dimensões finitas, onde a auto-absorção deve ser considerada.

A eficiência intrínseca depende do material detector, da energia da radiação e da espessura do detector na direção da radiação incidente. Uma pequena dependência na distância entre a fonte e o detector deve permanecer, já que o caminho médio percorrido pela radiação se altera neste espaço cônico, devido à distância fonte-detector.

Usualmente, a eficiência é determinada experimentalmente através do uso de fontes padrão de raios gama de energia e intensidade conhecidos e que cobrem o intervalo de interesse em energia.

Muitos autores propõem fórmulas semiempíricas e funções analíticas para os ajustes da curva de eficiência e verificam sua validade para detectores planos ' 30-32 ' e coaxiais ' 33-35 '.

Este trabalho utilizou uma função do tipo :

$$E = A e^{\alpha E} + B e^{\beta E} \quad (21)$$

onde E é a energia e A, B, α e β são os parâmetros ajustados através do programa AJUSTE ' 36 ', que leva em consideração as covariâncias entre os parâmetros da função ajustada. Resultados destes ajustes são apresentados no item III.1, mais adiante.

Muitos outros programas, de igual importância na análise dos dados, estão na biblioteca do PDP 11/45 e têm finalidades mais específicas, por exemplo : soma de espectros, deslocamento da origem do espectro, multiplicação por uma constante e foram desenvolvidos especialmente para estas operações.

II.4 Coincidência Gama - Gama

a) Sistema de Detecção e Aquisição de Dados

Os detectores utilizados na medida de coincidência têm suas características relacionadas na Tabela 2.4. Neste tipo de experimento são interessantes detectores de menor volume e maior campo elétrico no cristal, o que melhora a coleção de cargas e, conseqüentemente, a resolução em tempo ' Δt '.

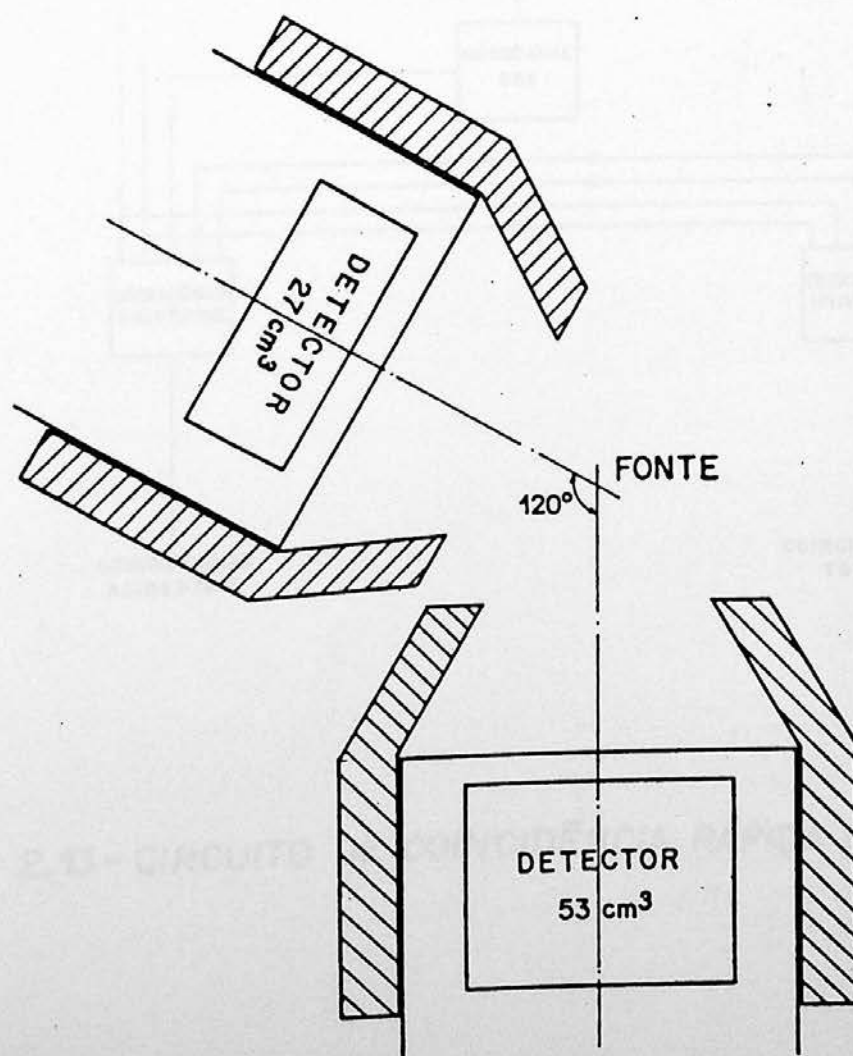
A Figura 2.12 mostra a disposição geométrica da medida. Os dois detectores foram blindados com chumbo e colocados de forma que seus eixos de simetria formassem um ângulo de 120° , a fim de diminuir o número de coincidências com fótons espalhados no outro detector.

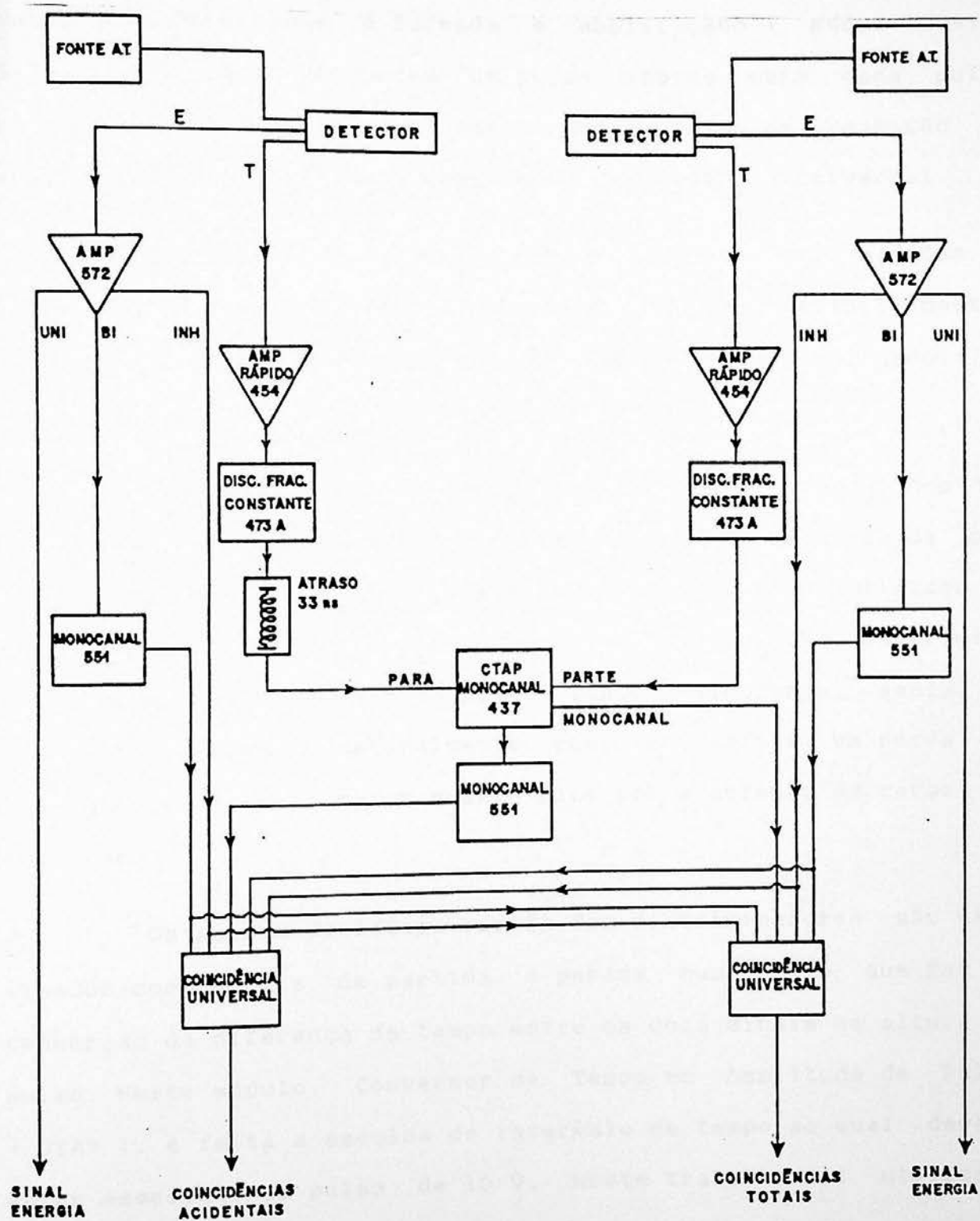
O sistema eletrônico utilizado está esquematizado na Figura 2.13. Este circuito é constituído de uma parte lenta e uma rápida, que fazem a análise em energia e em tempo, respectivamente.

TABELA 2.4 - CARACTERÍSTICAS DOS DETECTORES UTILIZADOS NAS
MEDIDAS DE COINCIDENCIA GAMA - GAMA

VOLUME ATIVO (identificação)	53 cm ³	27 cm ³
MARCA	ORTEC	ORTEC
TIPO DO DETECTOR	Ge(Li), coaxial	Ge(Li), coaxial
DIAMETRO DO CRISTAL	47 mm	40,3 mm
ESPESSURA DO CRISTAL	36 mm	22,8 mm
MONTAGEM	horizontal	horizontal
TENSAO DE OPERAÇÃO	4800 V	2400 V
RESOLUÇÃO TÍPICA(1332keV)	2,1 keV	2,3 keV

2.12- GEOMETRIA DA MEDIDA DE COINCIDÊNCIA





2.13- CIRCUITO DE COINCIDÊNCIA RÁPIDA E LENTA

Na parte lenta do circuito o sinal pré-amplificado da saída dos detectores é formada e amplificado (módulo ORTEC 572). Monocanais fornecem um pulso lógico para cada pulso bipolar submetido que, juntamente com o pulso de rejeição de empilhamento (INH) vão a módulos de Coincidência Universal.

Medidas de coincidência gama - gama envolvem medidas do tempo decorrido entre dois eventos. Um problema difícil nestas medidas é a obtenção de um sinal precisamente relacionado, em tempo, ao evento.

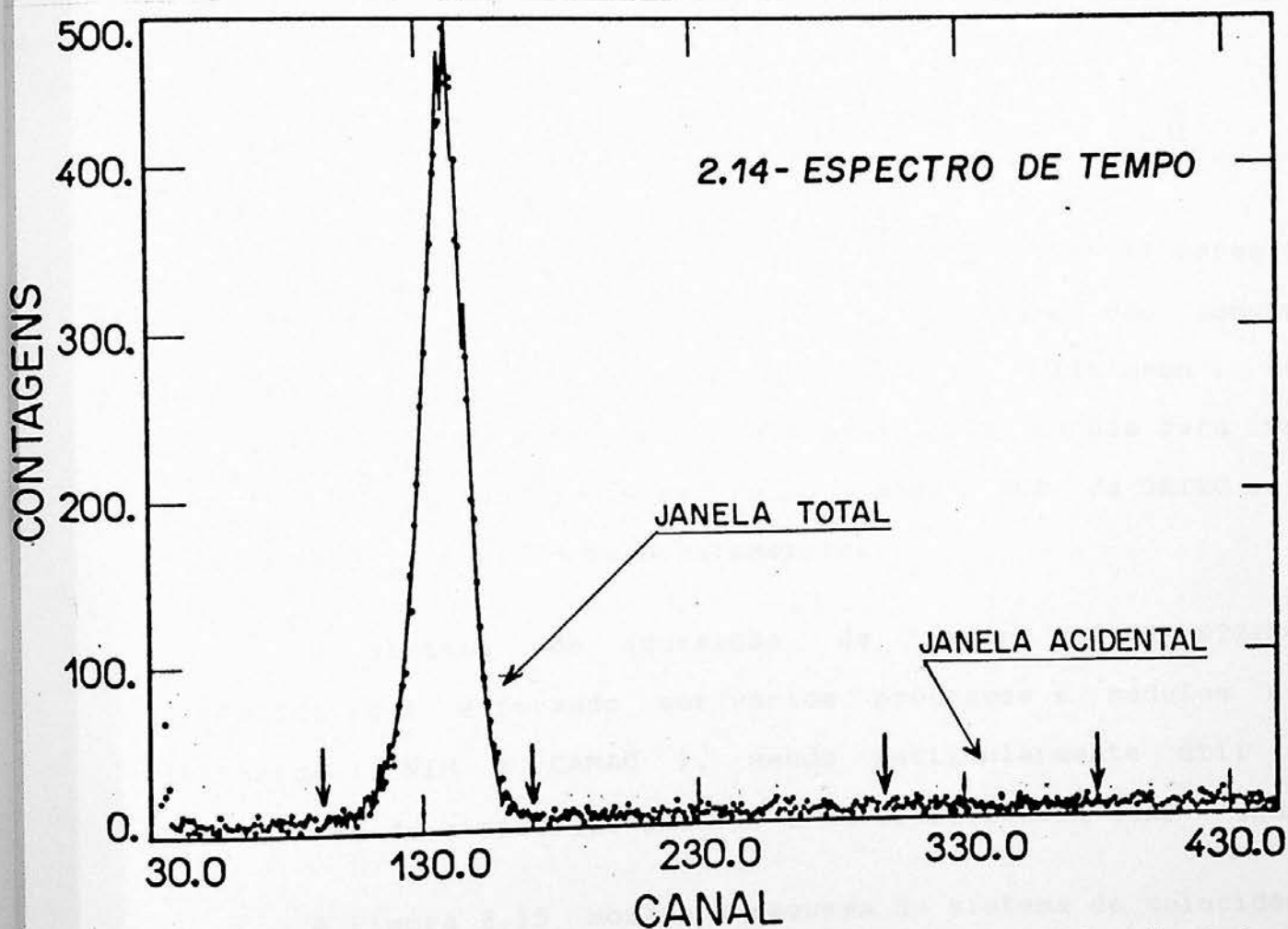
Assim, na eletrônica rápida as saídas de tempo dos detectores passam por amplificadores rápidos e em seguida por discriminadores de fração constante. Este trabalho utilizou a técnica de SRT (do inglês "Slow Rise Time") que discrimina pulsos com tempo de subida muito longo, melhorando, assim, a resolução em tempo. Naturalmente, com isto existe um perda de contagem que é tanto maior quanto pior for a coleção de carga do detector.

Os pulsos de lógica rápida dos discriminadores são utilizados como sinais de partida e parada num módulo que faz a conversão da diferença de tempo entre os dois sinais em altura de pulso. Neste módulo, Conversor de Tempo em Amplitude de Pulso (CTAP), é feita a escolha do intervalo de tempo ao qual deverá estar associado um pulso de 10 V. Neste trabalho foi utilizada uma faixa de trabalho de 200 ns.

Colocando-se a saída do CTAP em um multicanal constrói-se um espectro de tempo . Um atraso de 33 ns no sinal de parada desloca o espectro, como um todo, posicionando o pico de

coincidências totais longe da origem, otimizando a escolha de janelas.

O pulso de saída do CTAP, na medida, passa por dois monocanais que selecionam em tempo, através de janelas de 30 ns, as coincidências totais e acidentais. A posição destas janelas no espectro de tempo é mostrada na Figura 2.14.



O sinal de cada monocanal vai a uma Unidade de Coincidência, as mesmas que recebem os sinais de INH e Monocanal da parte lenta. Destas unidades saem pulsos de lógica lenta, uma correspondente aos eventos de coincidência total e outra aos de coincidência acidental.

As constantes de tempo de diferenciação e integração utilizadas nos amplificadores estão na Tabela 2.5.

TABELA 2.5 - CONSTANTES DE TEMPO UTILIZADAS

amplificador		diferenciação	integração
linha	lenta	$2 \mu s$	$2 \mu s$
	rápida	$200 ns$	$50 ns$
	27 cm ³		
linha	lenta	$2 \mu s$	$2 \mu s$
	rápida	$200 ns$	out
	53 cm ³		

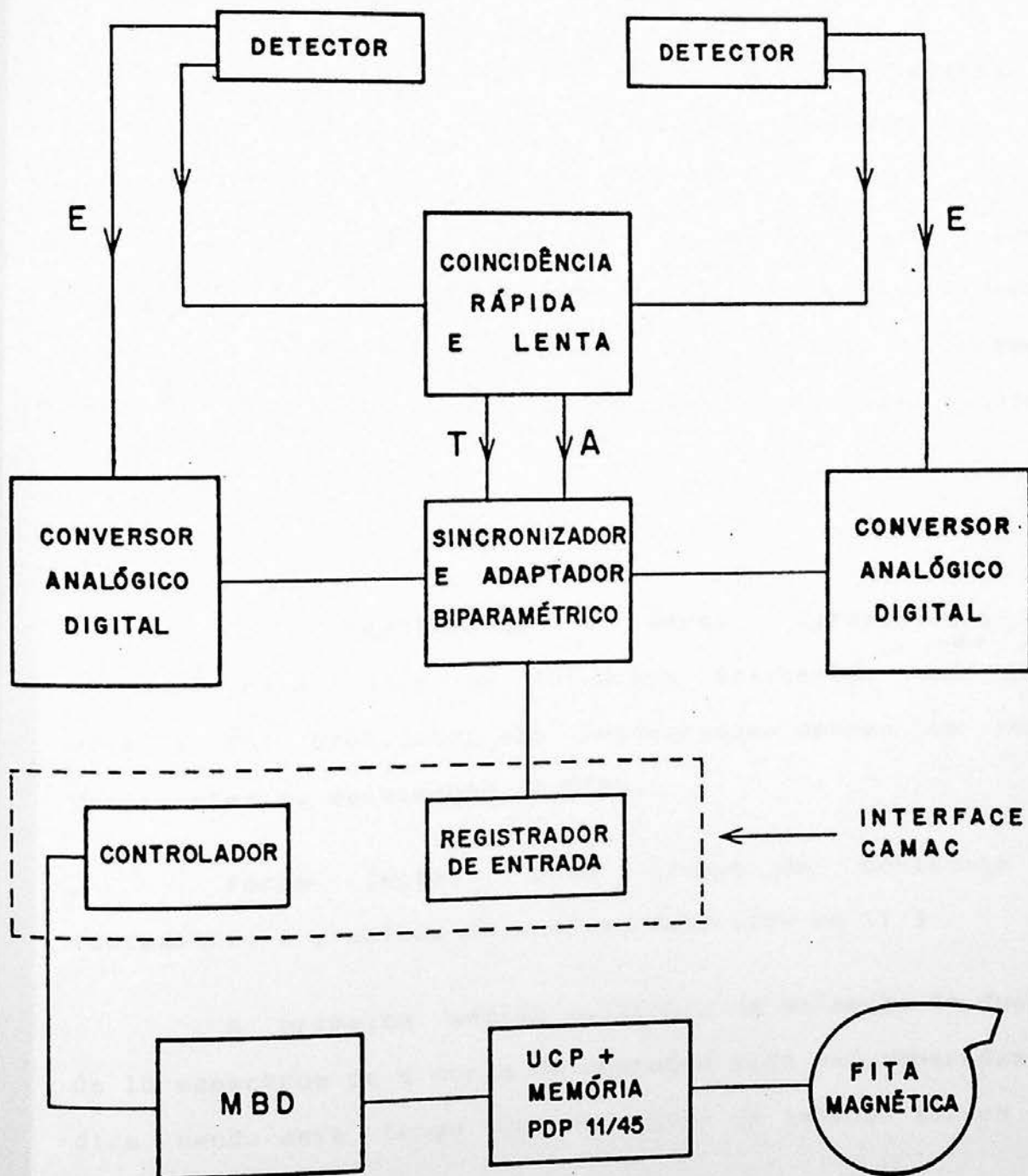
Os pulsos de voltagem dos amplificadores lineares da coincidência lenta associados a ambos os detectores são convertidos para a forma digital por dois CAD tipo Wilkinson, com relógio de 100 MHz e resolução máxima de 8192 canais para uma faixa de 10 V de amplitude de pulso (modelo 800 da ORTEC) e foram armazenados na forma biparamétrica.

O sistema de aquisição de dados BIPARAMÉTRICO (APENDICE C) é formado por vários programas e módulos de eletrônica (NIM e CAMAC), sendo particularmente útil em experimentos de correlação angular e de coincidência gama - gama.

A Figura 2.15 mostra o esquema do sistema de coincidência gama - gama, o qual constrói espectros formando pares X - Y correspondentes às saídas dos CAD ligados a cada um dos detectores.

Como nas medidas de espectroscopia simples, a aquisição é controlada por computador, obtendo-se vários espectros com tempos de duração pré-determinados, gravados diretamente em fita ou disco, programa BIDI, de J.M.Cohenca < 32 >

2.15 - SISTEMA DE AQUISIÇÃO BIPARAMÉTRICA



III - MEDIDAS EFETUADAS E RESULTADOS

As medidas efetuadas permitiram determinar pela primeira vez, alimentações muito fracas no esquema de desintegração do ^{87}Rb (Figuras 3.1 e 3.2), cujo esquema de níveis está relativamente bem estabelecido em baixa energia < ^{87}Rb >.

Este capítulo pretende, na secção III.1, mostrar transição por transição, as linhas do espectro que podem ser atribuídas ao decaimento do ^{87}Rb , com a apresentação do pico, ajuste da região em que a transição se encontra e a qualidade do ajuste que pode ser obtida. São indicados os valores de intensidade, meia vida e energia obtidos; enquanto a secção III.2 apresenta os resultados referentes à medida de coincidência gama - gama.

III.1 Espectroscopia Simples

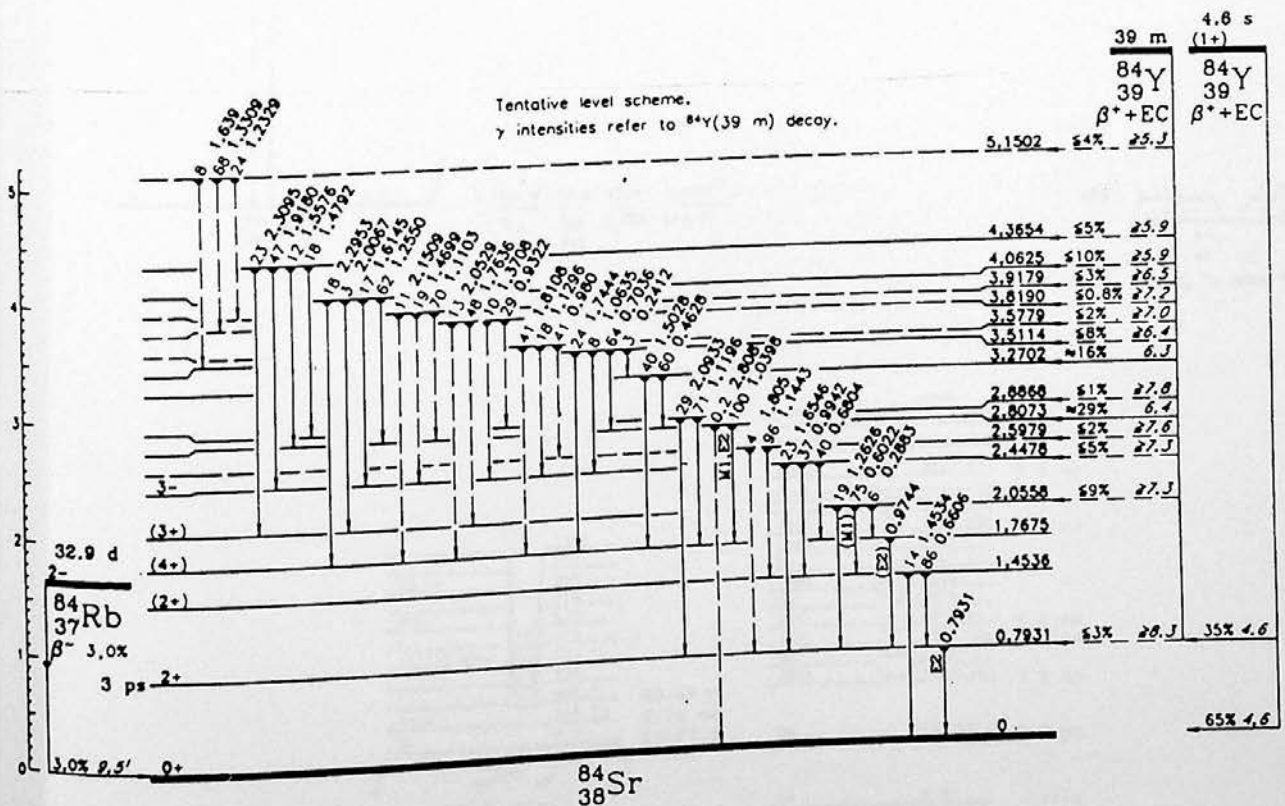
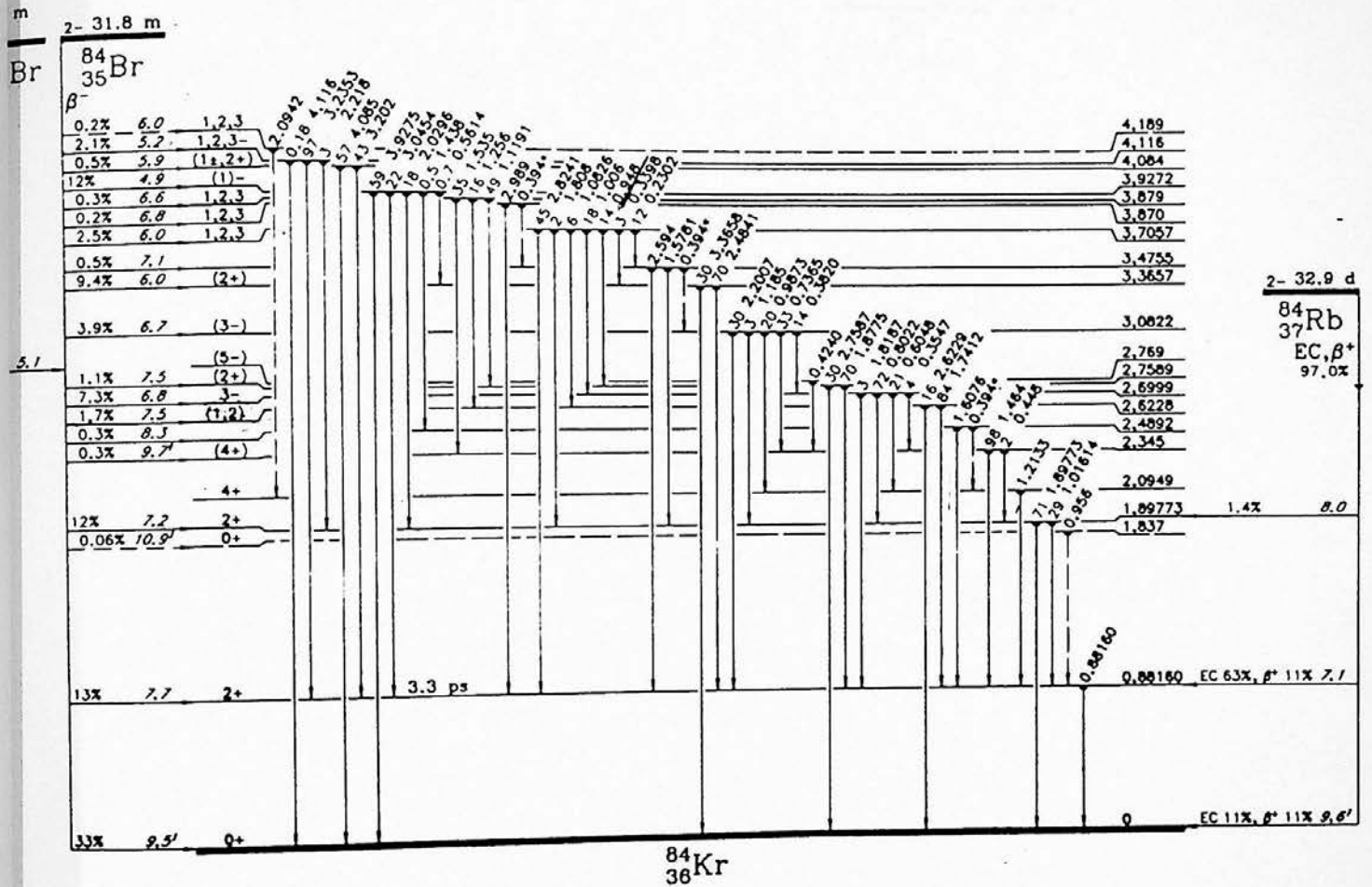
Os procedimentos a serem apresentados foram adotados para todos os fotopicos existentes nos espectros obtidos. Por brevidade, são evidenciados apenas os resultados pertinentes ao decaimento do ^{87}Rb .

Foram feitos dois grupos de contagens com o equipamento e o método de análise descritos em II.3 .

A primeira medida consistiu na obtenção de duas séries de 10 espectros de 4 horas de contagem cada um, separadas de 20,9 dias, sendo este tempo contado entre os tempos médios de cada série.

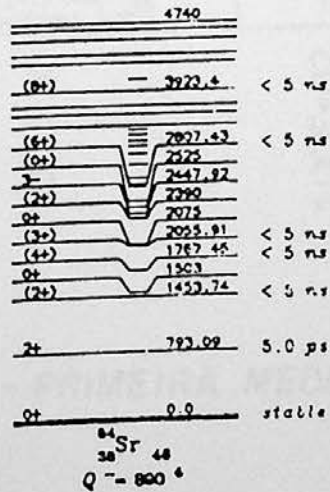
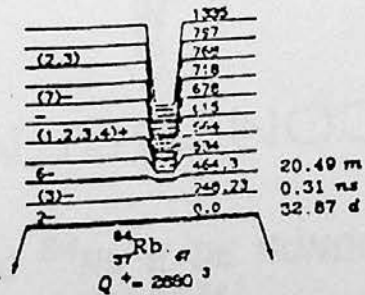
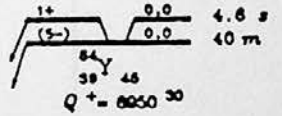
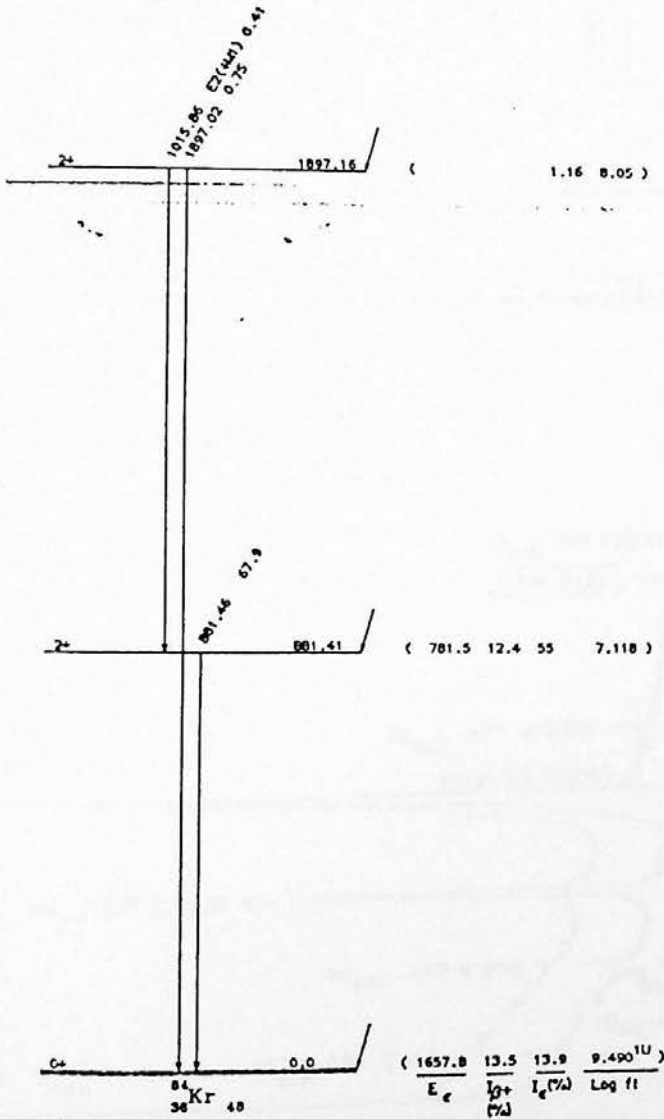
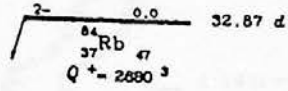
A segunda medida forneceu duas séries de 35 espectros de 4 horas de contagem, separadas de 25,7 dias.

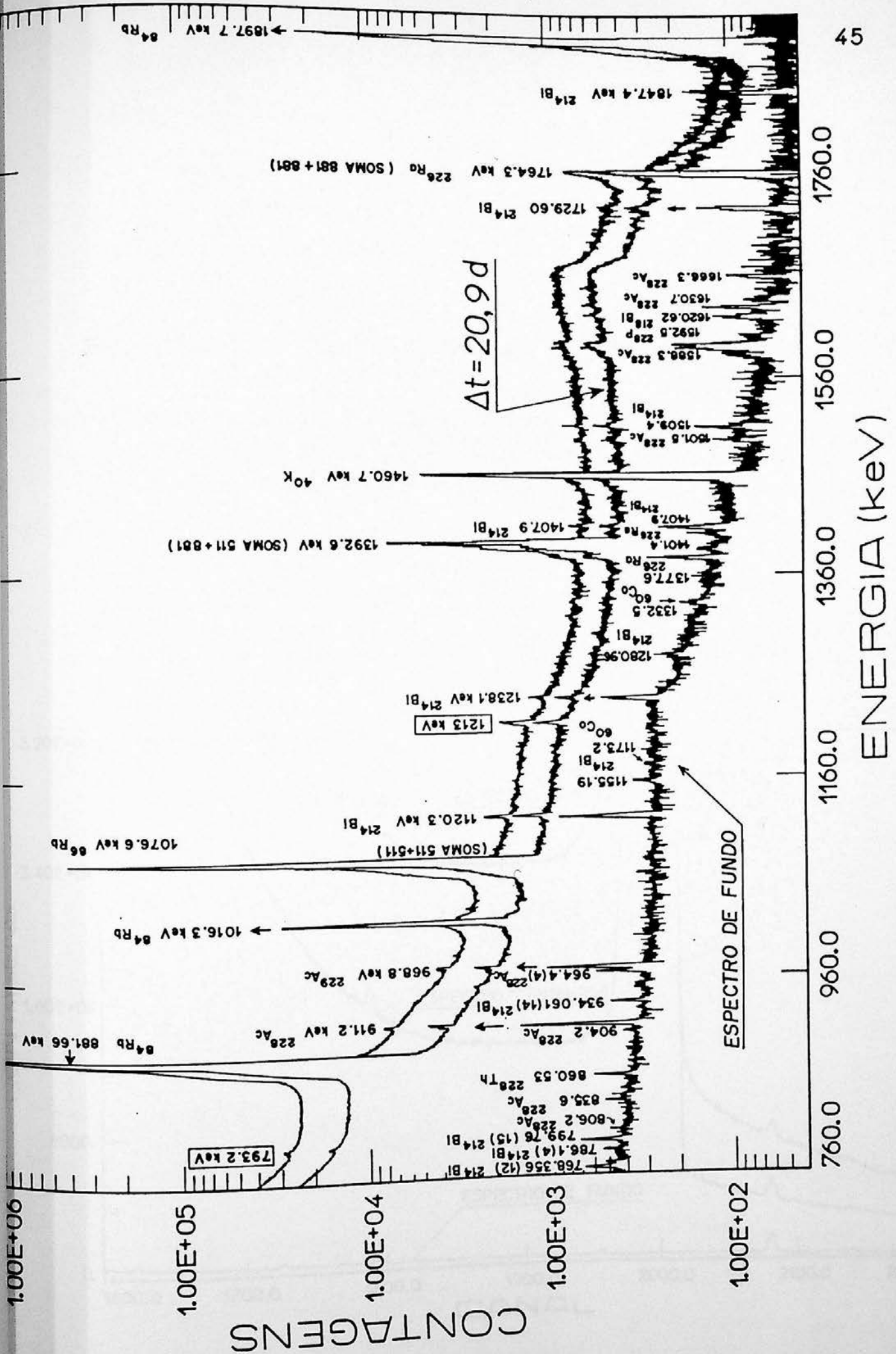
3.1- ESQUEMAS DE NÍVEIS DO ^{84}Kr e ^{84}Sr - REFERÊNCIA (8)



3.2 - ESQUEMAS DE NÍVEIS DO ^{84}Kr e ^{84}Sr - REFERÊNCIA (38)

Photon intensity is shown per 100 decays of parent

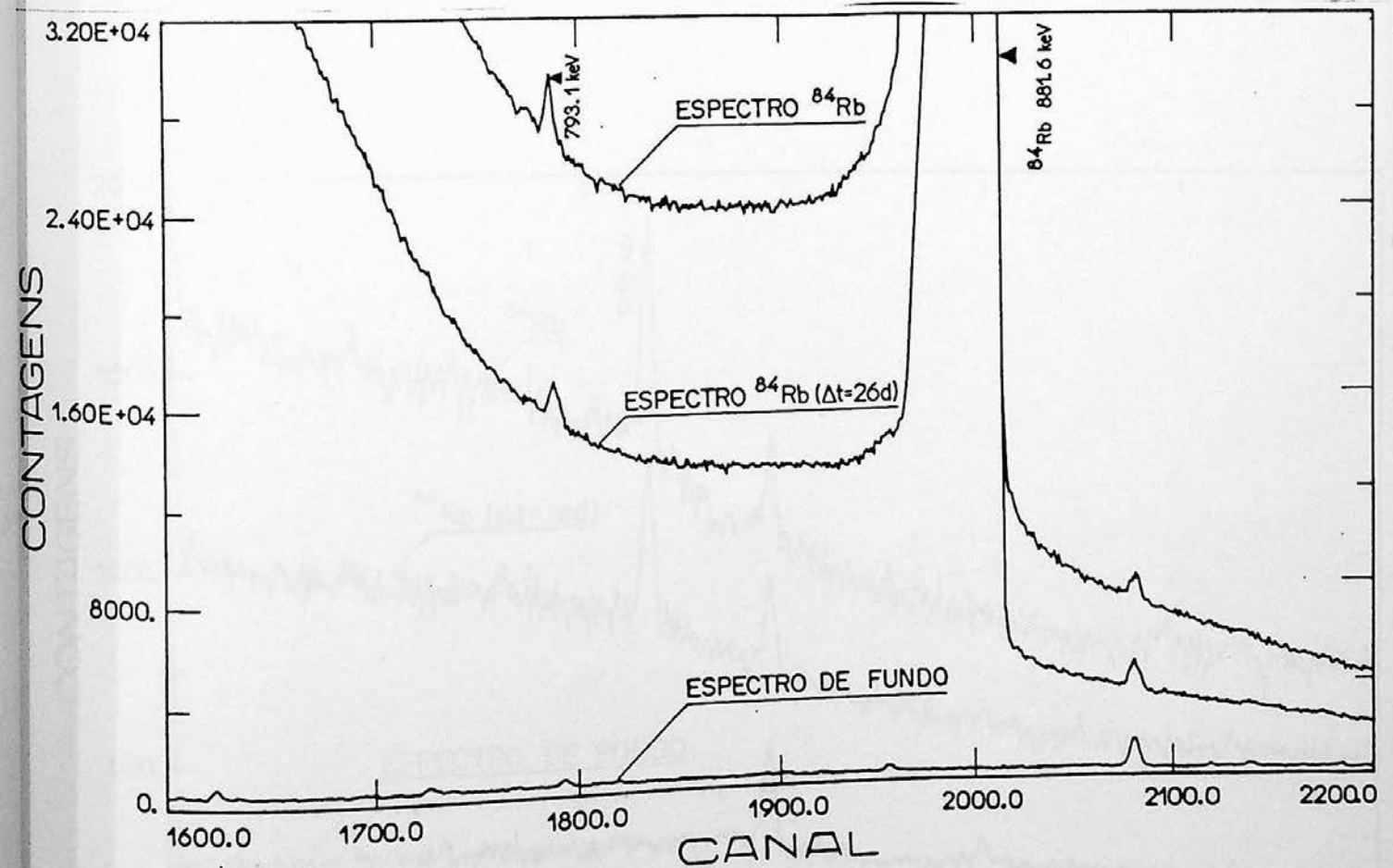


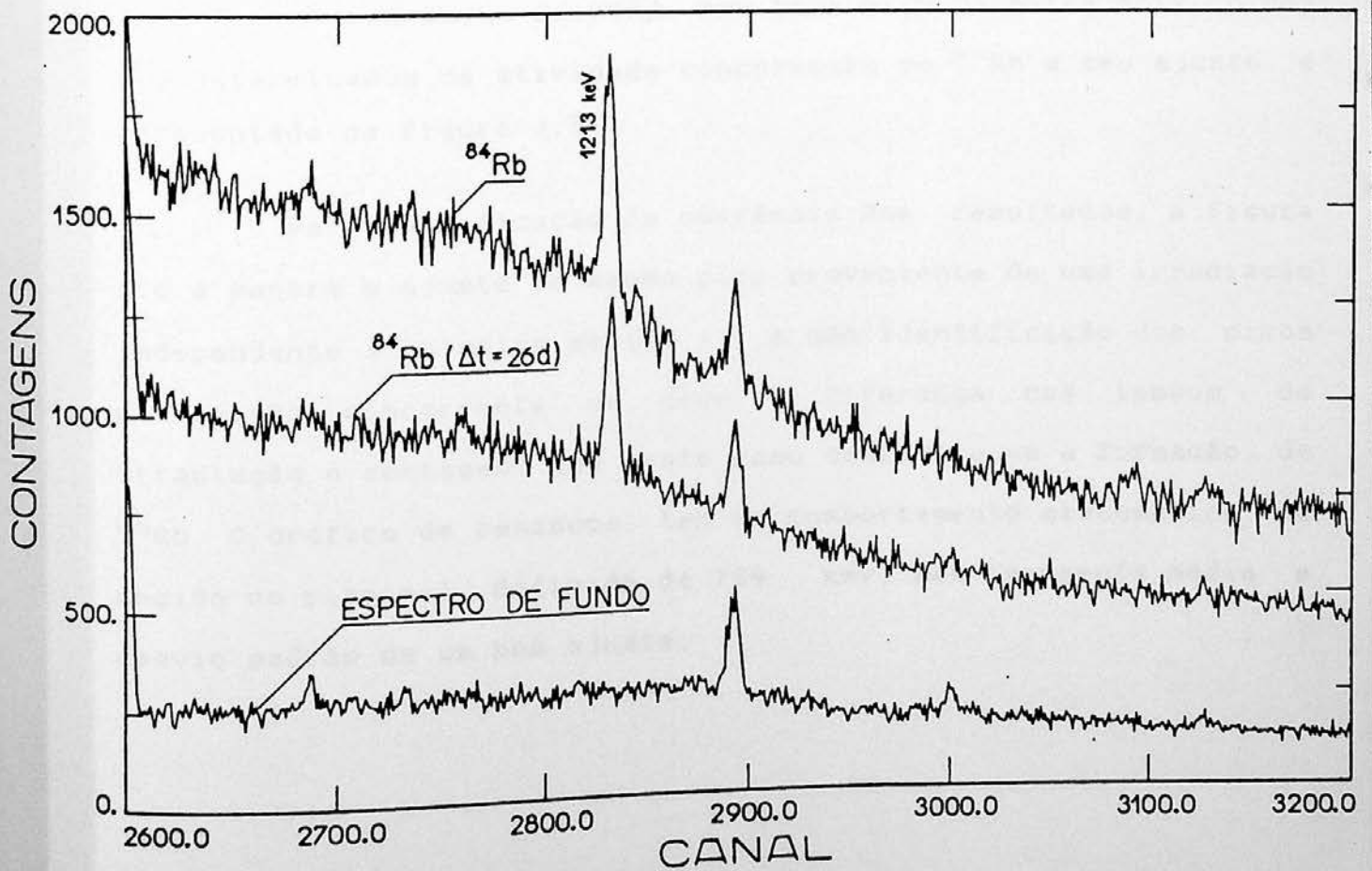
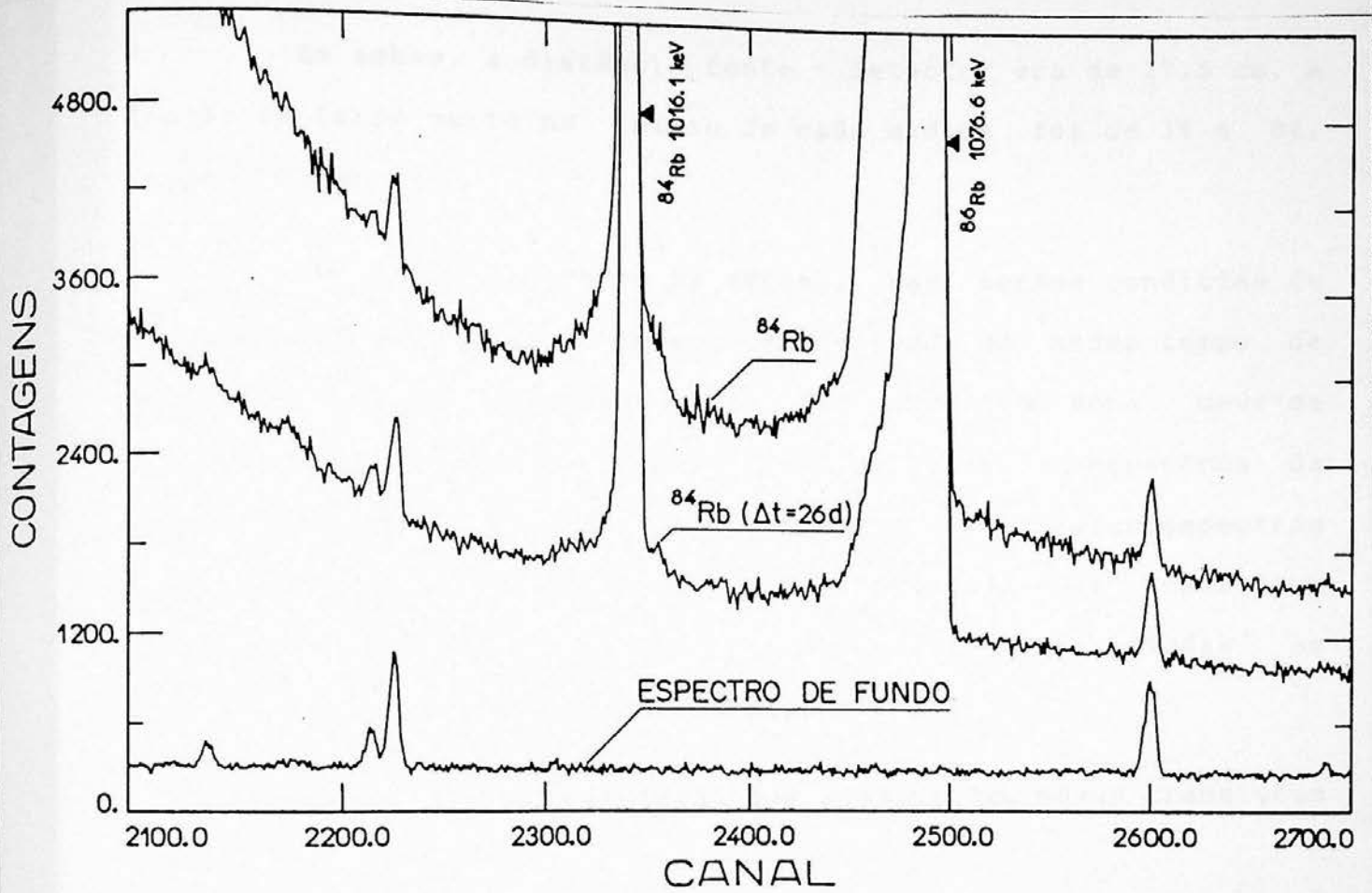


3.3-ESPECTROS DO ⁸⁴Rb E DE FUNDO - PRIMEIRA MEDIDA (40 HORAS DE CONTAGEM)

3.4 - ESPECTROS DO ^{84}Rb E DE FUNDO - SEGUNDA MEDIDA
(140 HORAS DE CONTAGEM)

- A) DETALHE DA REGIÃO DO CANAL 1600 À 2200
B) DETALHE DA REGIÃO DO CANAL 2100 À 2700
C) DETALHE DA REGIÃO DO CANAL 2600 À 3200





Em ambas, a distância fonte - detector era de 27,5 cm. A fração de tempo morto no início de cada medida foi de 3% e 8%, respectivamente.

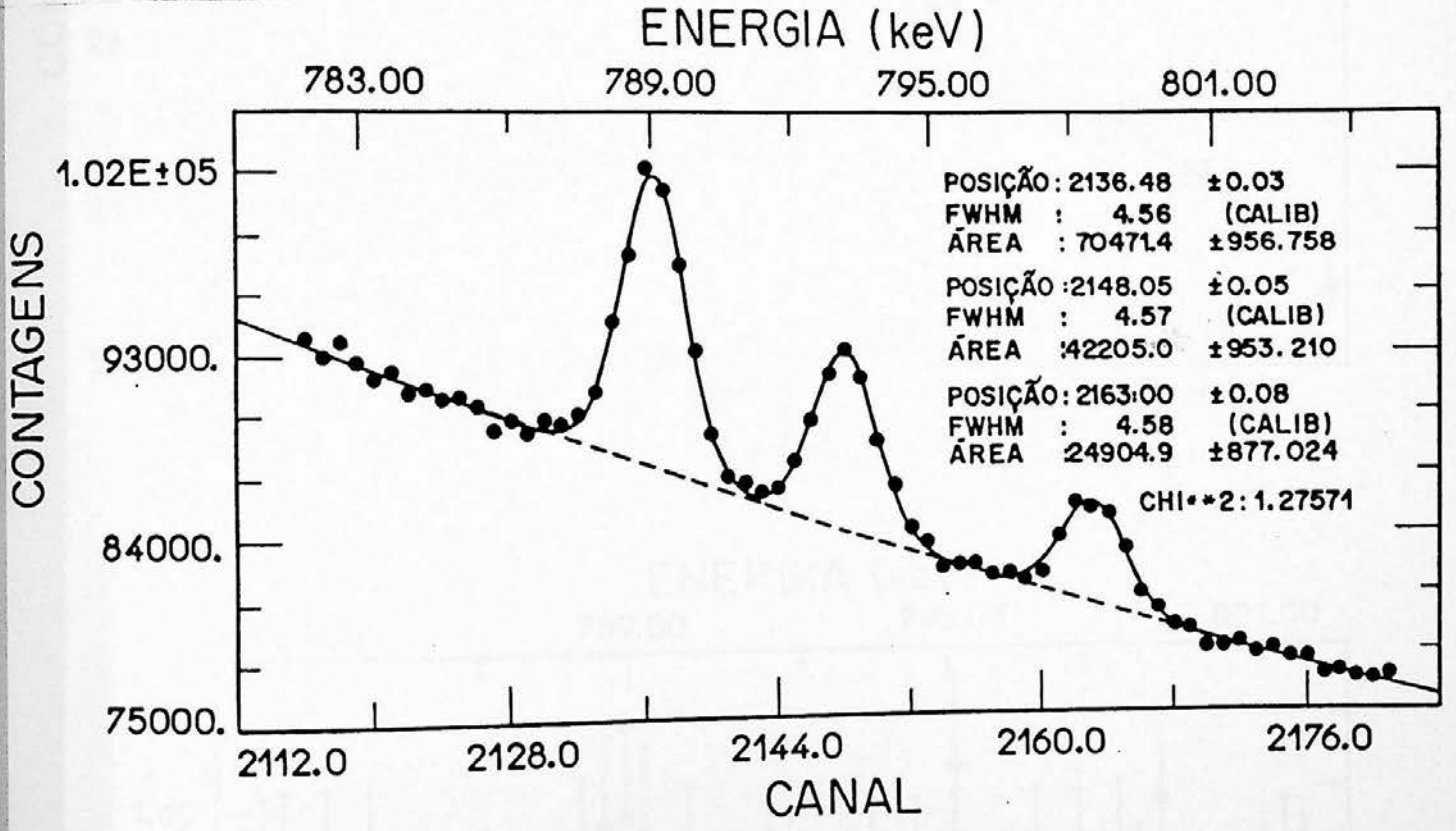
No intervalo entre as séries, nas mesmas condições de equipamento, obtiveram-se espectros de fundo de mesmo tempo de contagem que os espectros-soma. Por espectro soma deve-se entender o espectro obtido pela soma de todos os espectros da série, feita canal a canal (Figuras 3.3 e 3.4). Estes espectros de fundo facilitam uma primeira identificação das transições presentes ^{87}Rb . Nestas Figuras, estão assinaladas as transições atribuídas por este trabalho.

Segue-se a apresentação dos ajustes das novas transições obtidas :

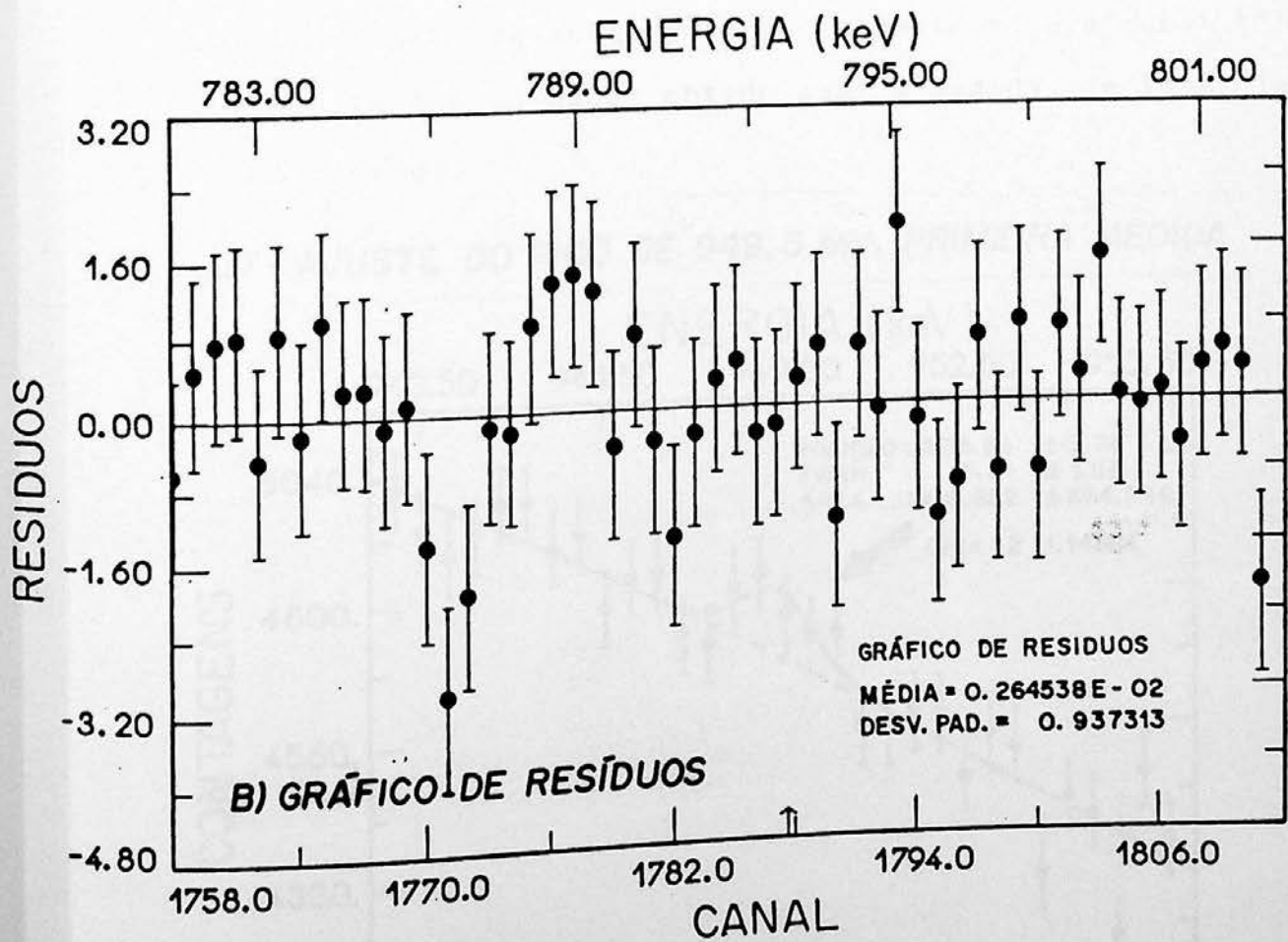
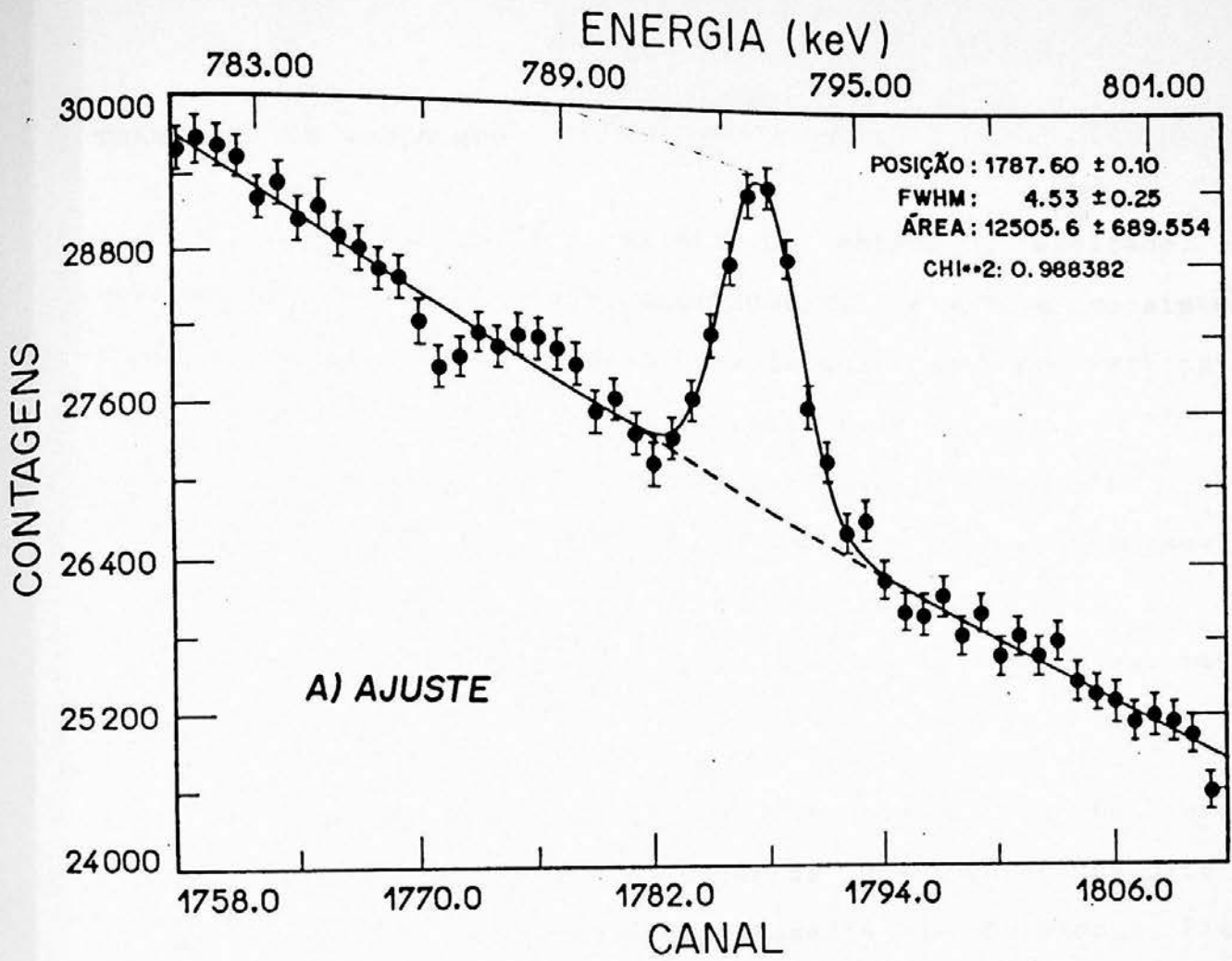
TRANSIÇÃO DE 793,1 keV

A transição de 793,1 keV fica situada entre dois picos bem determinados da atividade concorrente do ^{87}Rb e seu ajuste é apresentado na figura 3.5 .

Para verificação da coerência dos resultados, a Figura 3.6.a mostra o ajuste do mesmo pico proveniente de uma irradiação independente (primeira medida). A não identificação dos picos da reação concorrente se deve à diferença nos tempos de irradiação e contagem, que neste caso desfavorecem a formação de ^{87}Rb . O gráfico de resíduos tem um comportamento sistemático na região do pico mal definido de 789 keV, mas apresenta média e desvio padrão de um bom ajuste.



3.5 - AJUSTE DO PICO DE 793,1 keV, SEGUNDA MEDIDA

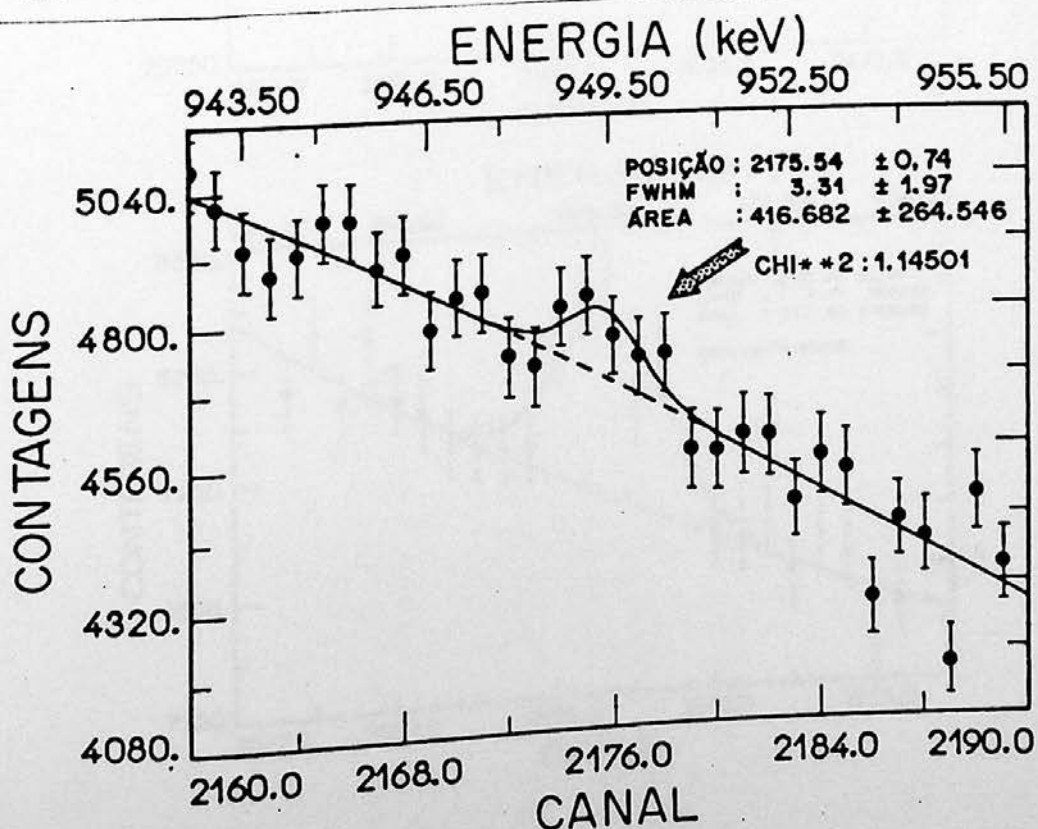


TRANSIÇÃO DE 949,5 KEV

A hipótese de existir um estado 0_{22}^{+} excitado, com energia próxima dos estados excitados 2_{22}^{+} e 4_{11}^{+} , é consistente com o possível carácter vibracional do nuclídeo ^{84}Kr . Este estado vibracional foi evidenciado em experiências anteriores ⁽⁴⁰⁾, inclusive em um experimento de decaimento radioativo $^{84}\text{Br} \rightarrow ^{84}\text{Kr}$ (referência 14). Uma busca cuidadosa na região de 950 keV do espectro foi efetuada, no sentido de verificar se uma alimentação, direta ou indireta, do nível 0_{22}^{+} poderia existir a partir do ^{84}Rb .

Numa primeira experiência, com uma fonte que se revelou fraca, aparece uma clara indicação da presença de um pico na região correta, embora não completamente bem formado (Figura 3.7) e com uma energia em razoável discordância com a energia obtida em experiências anteriores de espectroscopia gama ⁽¹⁴⁾, mas consistente com o dado obtido com a medida de ions leves ⁽⁴⁰⁾, já citados.

3.7- AJUSTE DO PICO DE 949,5 keV, PRIMEIRA MEDIDA

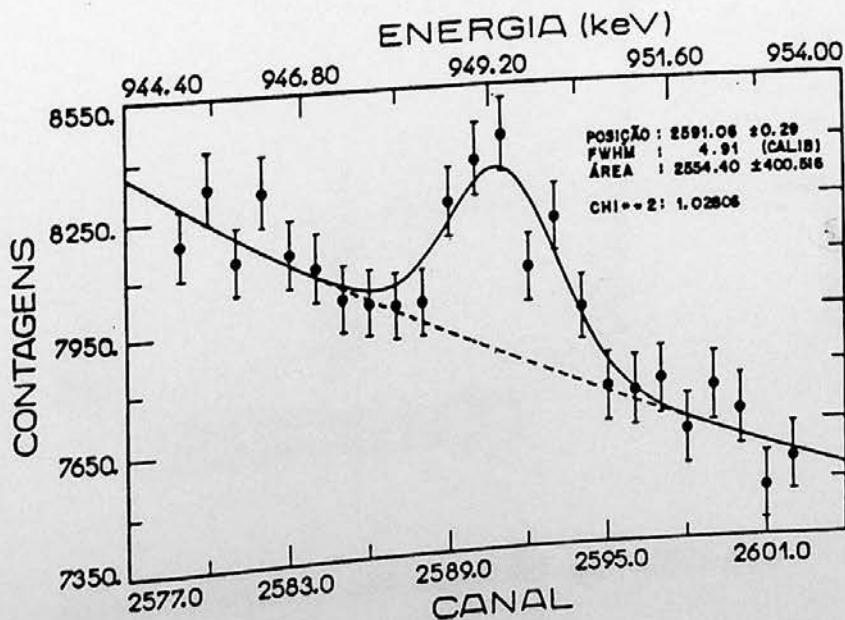
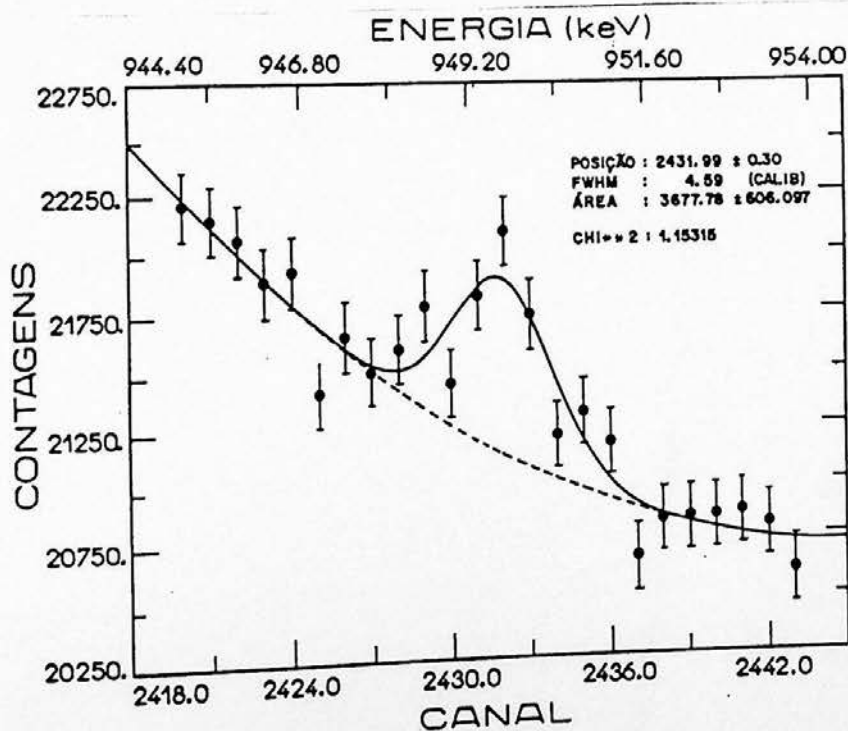


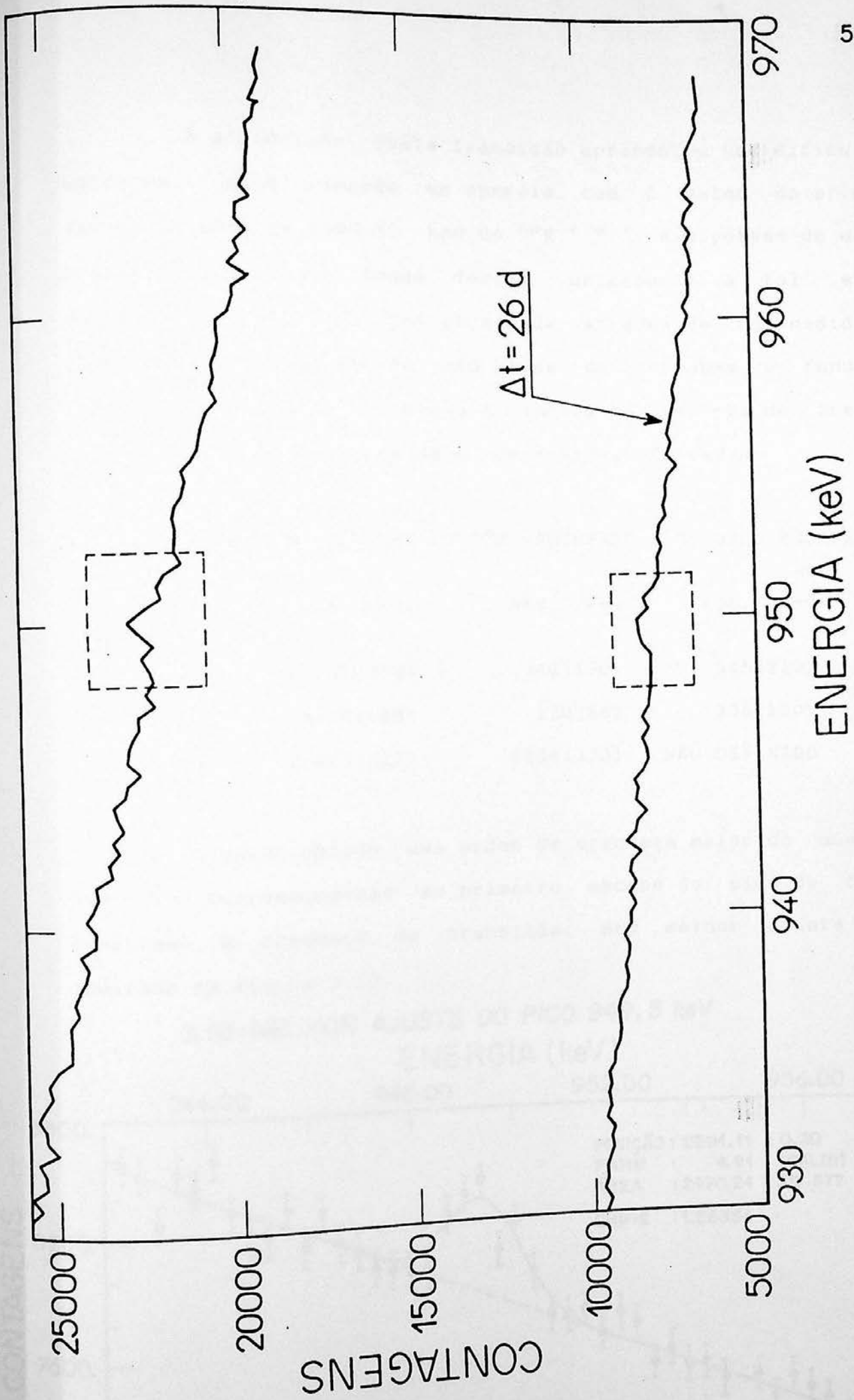
Na segunda experiência, com melhores condições, o pico apareceu com melhor definição, numa região sem fundo e com uma taxa de contagem que permitiu o acompanhamento de sua meia vida (Figura 3.8). Numa região mais ampla do espectro, cerca de 40 keV em torno de 950 keV (Figura 3.9), vê-se a definição do pico e o comportamento dos espectros medidos.

3.8- AJUSTE DO PICO DE 949,5 keV, SEGUNDA MEDIDA

A) AJUSTE NO ESPECTRO SOMA DA 1ª SÉRIE

B) AJUSTE NO ESPECTRO SOMA DA 2ª SÉRIE, DEPOIS DE 26 DIAS





3.9 - DETALHE DA REGIÃO DE 950 keV

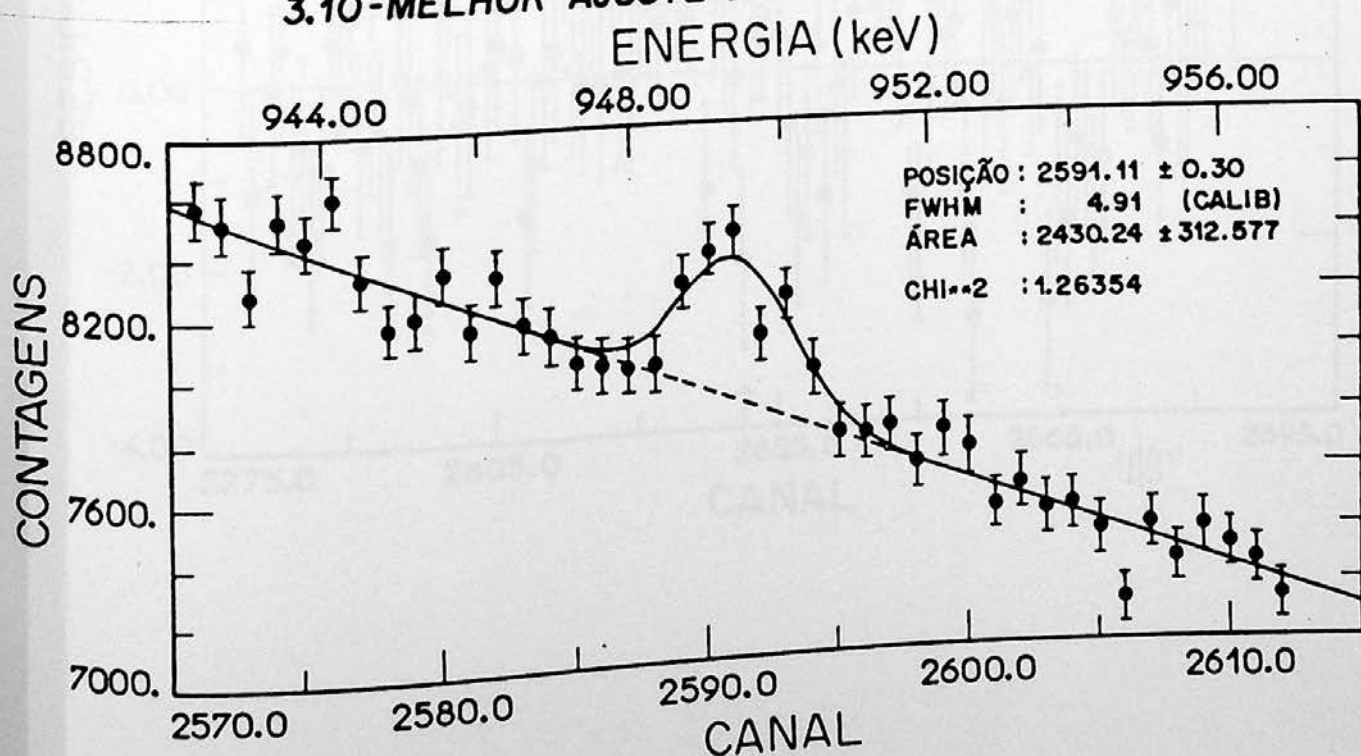
A atribuição desta transição apresentou uma dificuldade adicional, pois coincide em energia com o valor do primeiro escape do gama de 1460,75 keV do ^{40}K ' " '. A hipótese de que a transição observada fosse devida unicamente a tal efeito secundário de detecção foi eliminada através de uma medida de espectroscopia simples de 240 horas de contagem do fundo de radiação da sala. A Tabela 3.1 indica os valores da área do 1460,8 keV e dos seus escapes nas medidas efetuadas.

TABELA 3.1 - ÁREAS OBTIDAS DO ^{40}K , PRIMEIRO E SEGUNDO ESCAPE

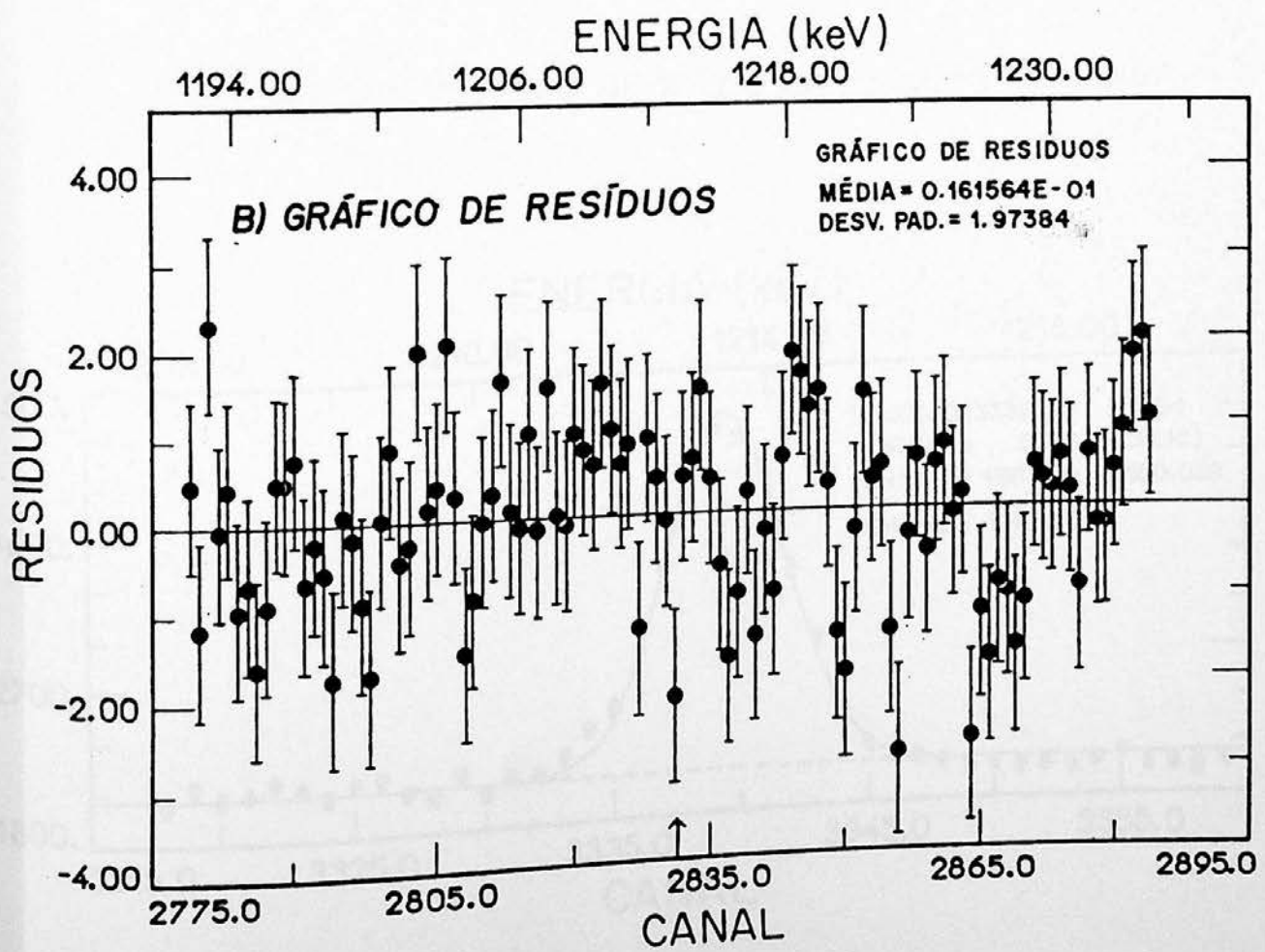
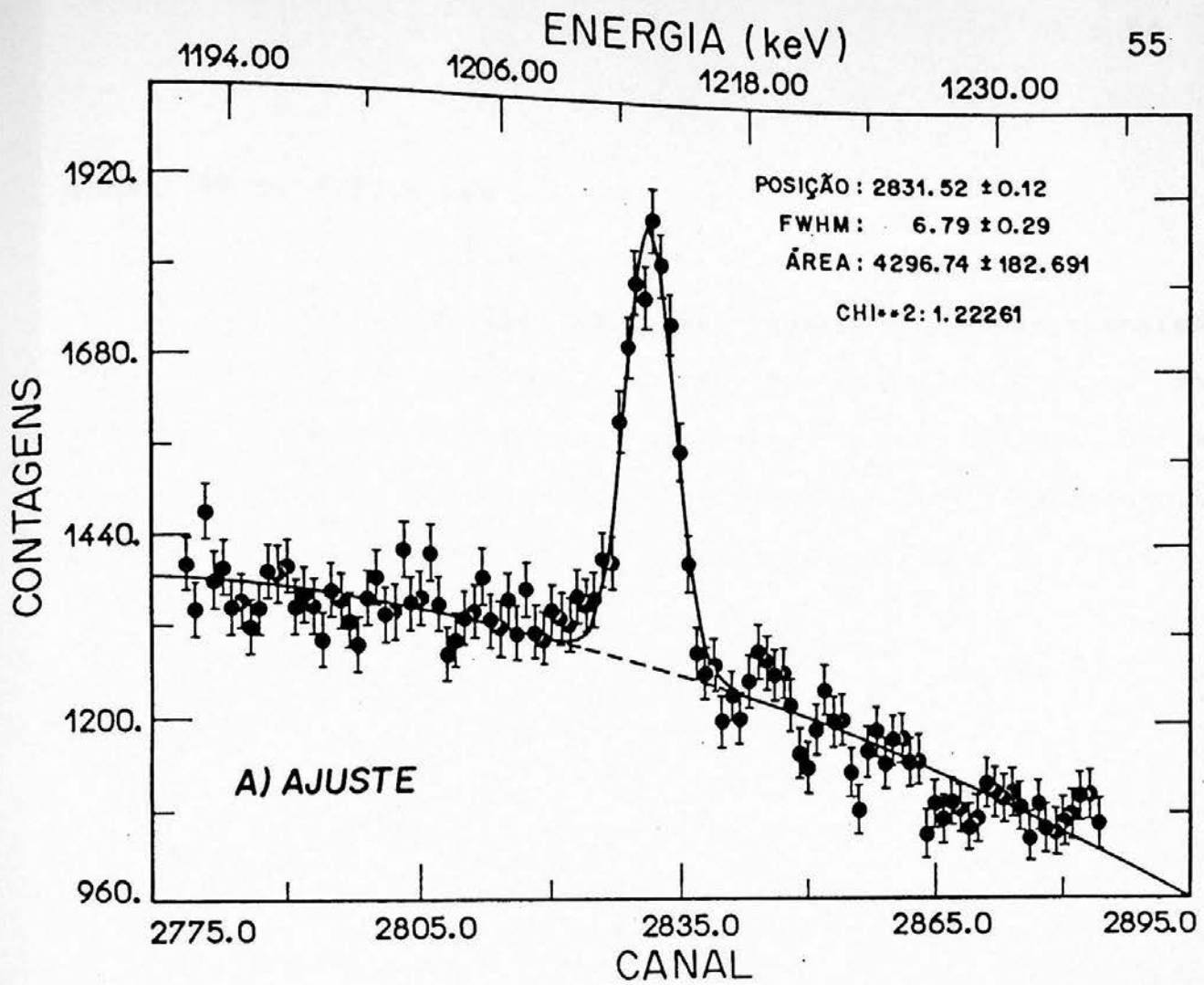
	1460 keV	949,7 keV	438,7 keV
FUNDO 240h	46785 (256)	342 (130)	545 (210)
FUNDO 144h	28138 (198)	138 (56)	336 (100)
^{86}Rb 140h	30873 (327)	2134 (323)	NÃO DEFINIDO

O valor obtido, uma ordem de grandeza maior do que se o 949 keV correspondesse ao primeiro escape do pico de fundo, confirmou a presença da transição. Seu melhor ajuste está indicado na Figura 3.10.

3.10-MELHOR AJUSTE DO PICO 949,5 keV



3.11 - AJUSTE DO PICO DE 1213,3 keV, PRIMEIRA MEDIDA

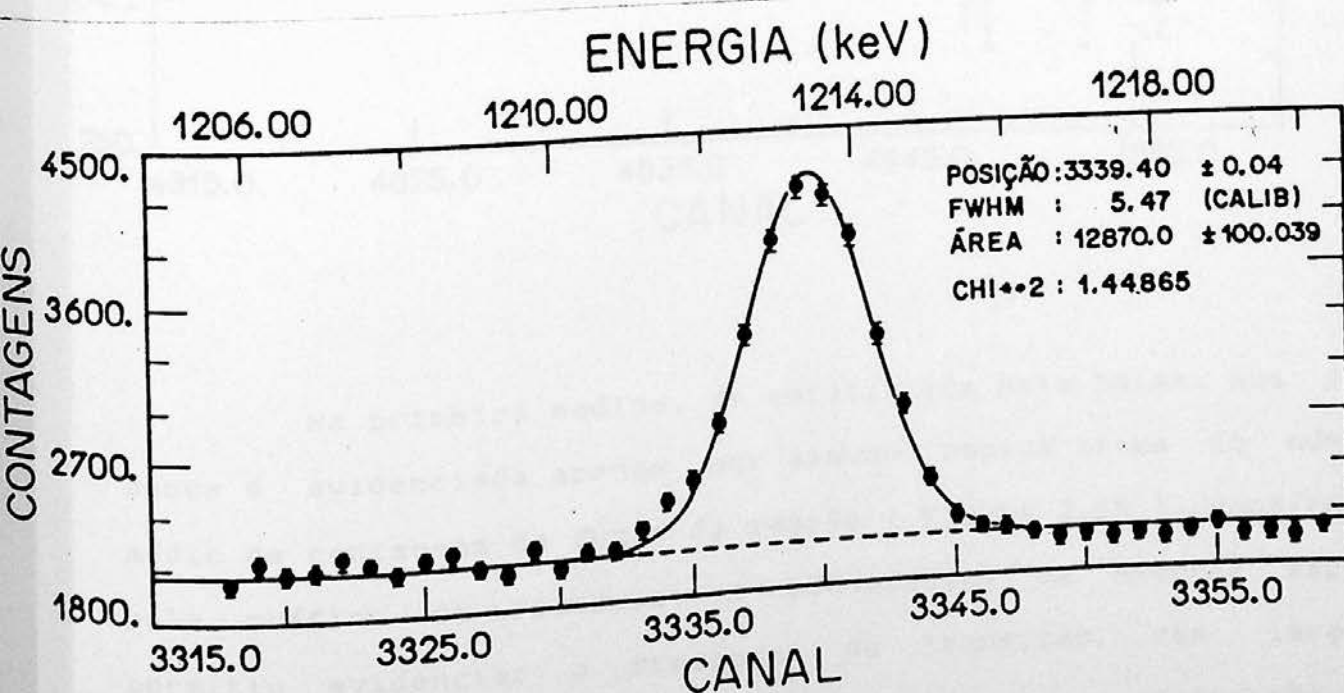


TRANSIÇÃO DE 1213,3 keV

A transição de 1213,3 keV, dentre as novas transições observadas por decaimento ou captura eletrônica, foi a mais intensa. Numa região limpa do espectro (nenhum desconto em sua área deve ser feito), o ajuste obtido na primeira experiência é apresentado na Figura 3.11. O gráfico de resíduos, por envolver um grande número de canais, é apenas razoável e revela alguns comportamentos sistemáticos relativos à transições de fundo mal definidas.

Já na figura 3.12 têm-se o ajuste da mesma transição na medida com a fonte mais intensa.

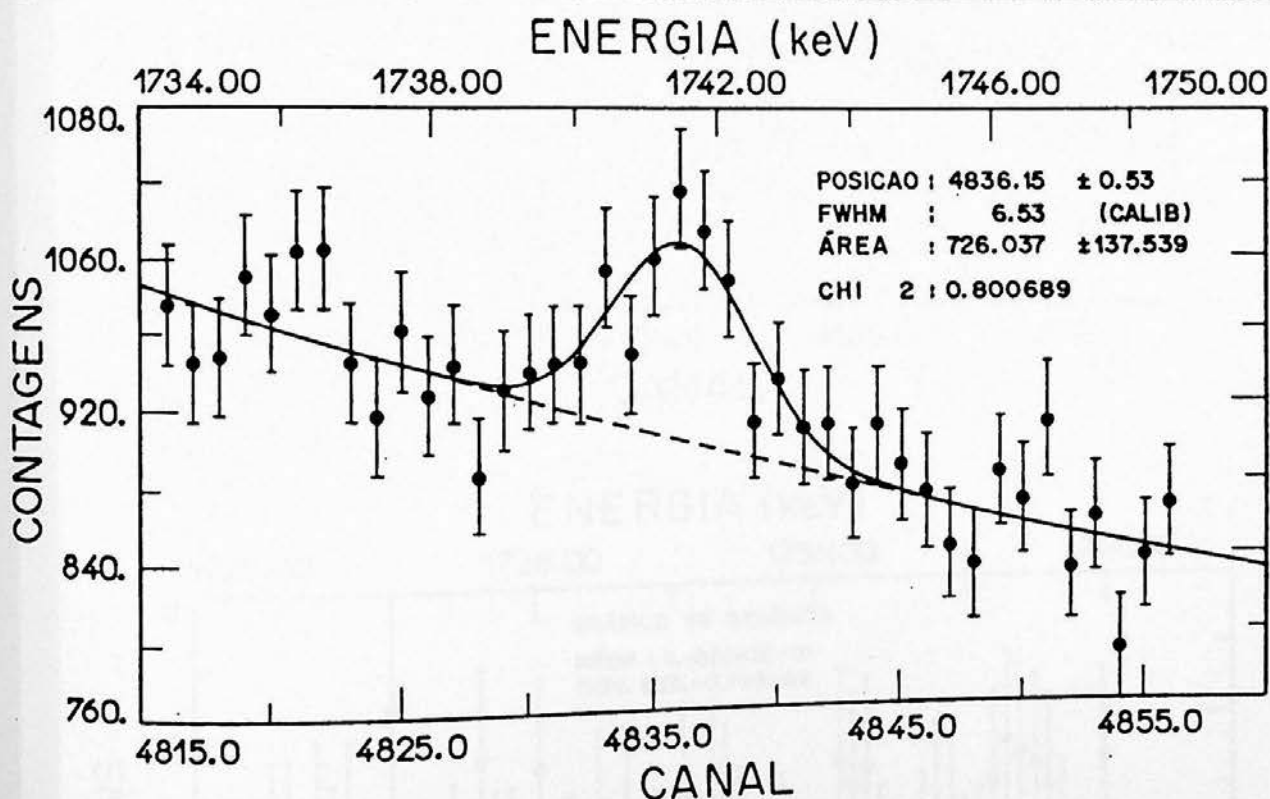
3.12 - AJUSTE DO PICO DE 1213,3 keV, SEGUNDA MEDIDA



TRANSIÇÃO DE 1741,2 keV

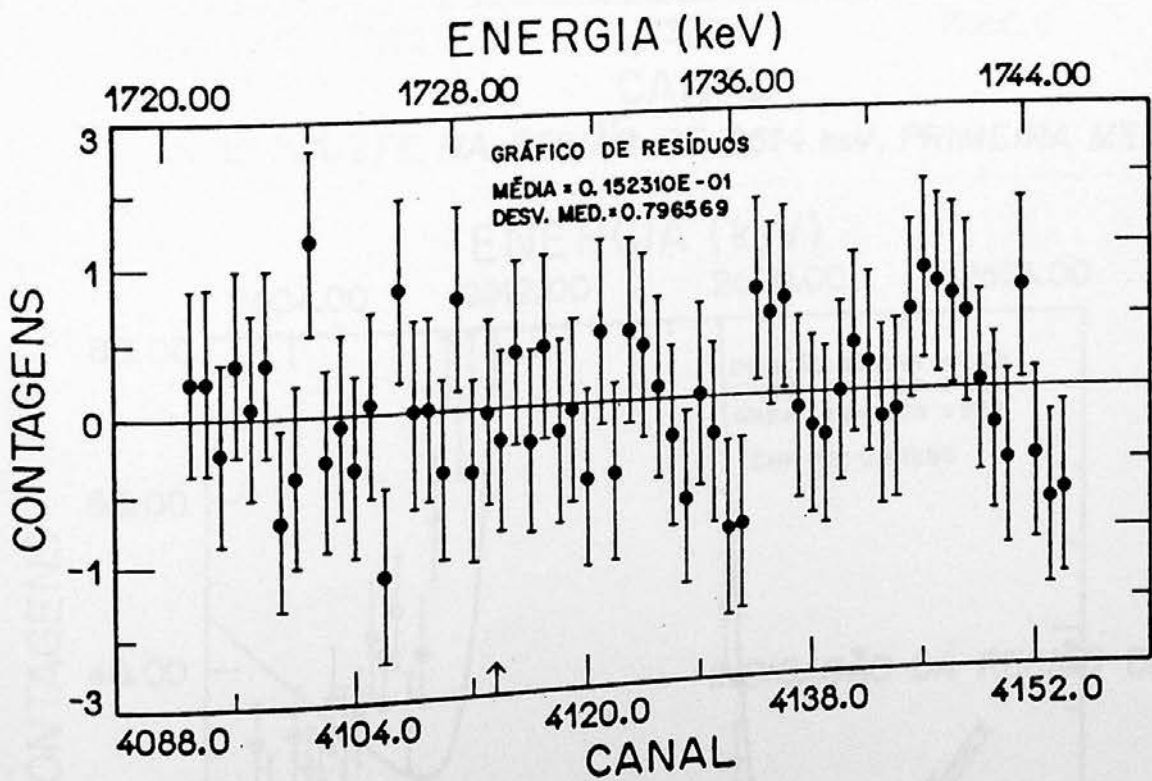
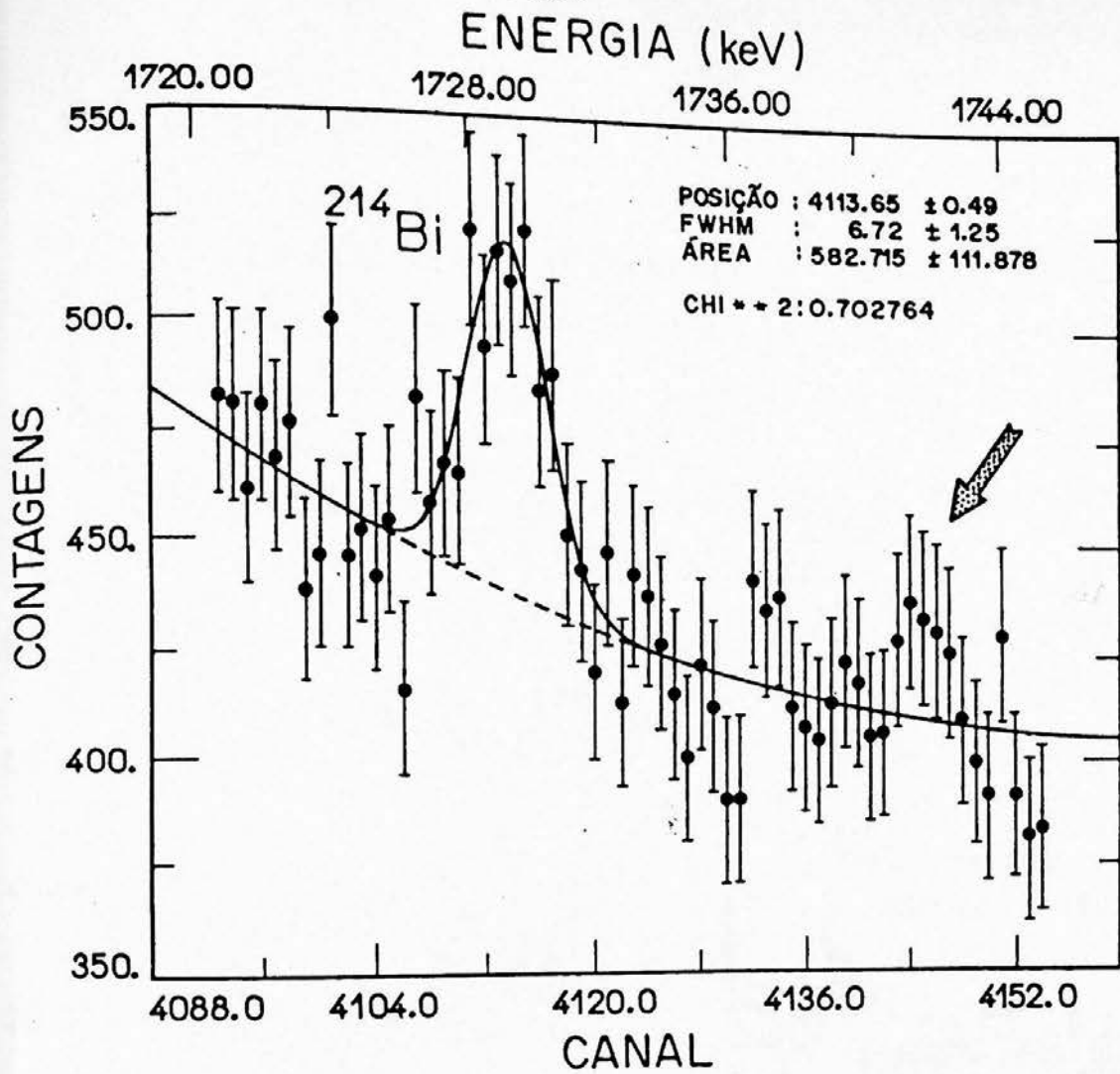
A transição de 1741,2 keV, na segunda medida tem seu ajuste feito com largura calibrada (Figura 3.13) apresentando um ajuste de boa qualidade.

3.13- AJUSTE DO PICO DE 1741,2 keV, SEGUNDA MEDIDA



Na primeira medida, de estatística mais baixa, sua presença é evidenciada apenas por alguns pontos acima do número médio de contagens de fundo da região (Figura 3.14), confirmado pelo gráfico de resíduos. A estatística da segunda medida permitiu evidenciar a presença da transição, com largura (aproximadamente 2,35 keV) consistente com a transição do ^{214}Bi , próxima.

3.14 - AJUSTE NA REGIÃO DE 1720 A 1744 keV, PRIMEIRA MEDIDA
 A) AJUSTE DO PICO DE 1728 keV DO ²¹⁴Bi E INDICAÇÃO DA
 REGIAO DE 1741 keV

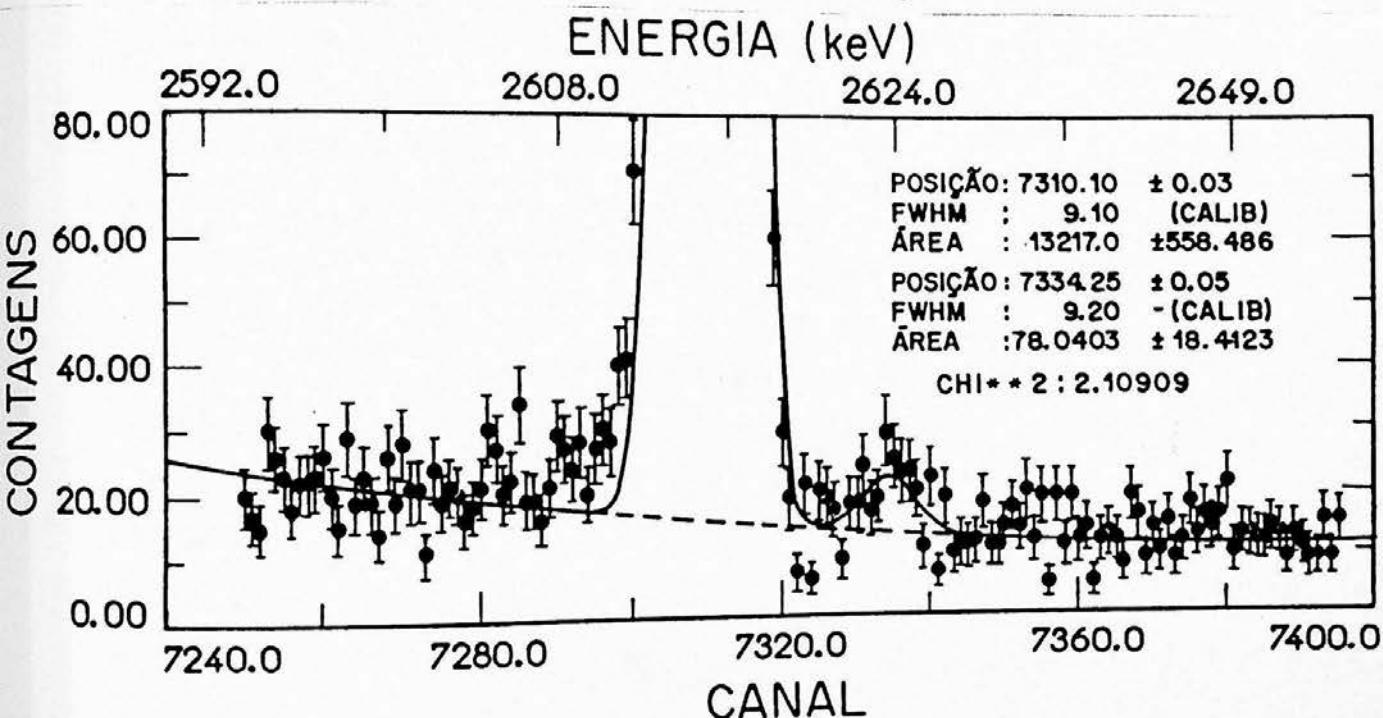


B) GRÁFICO DE RESÍDUOS

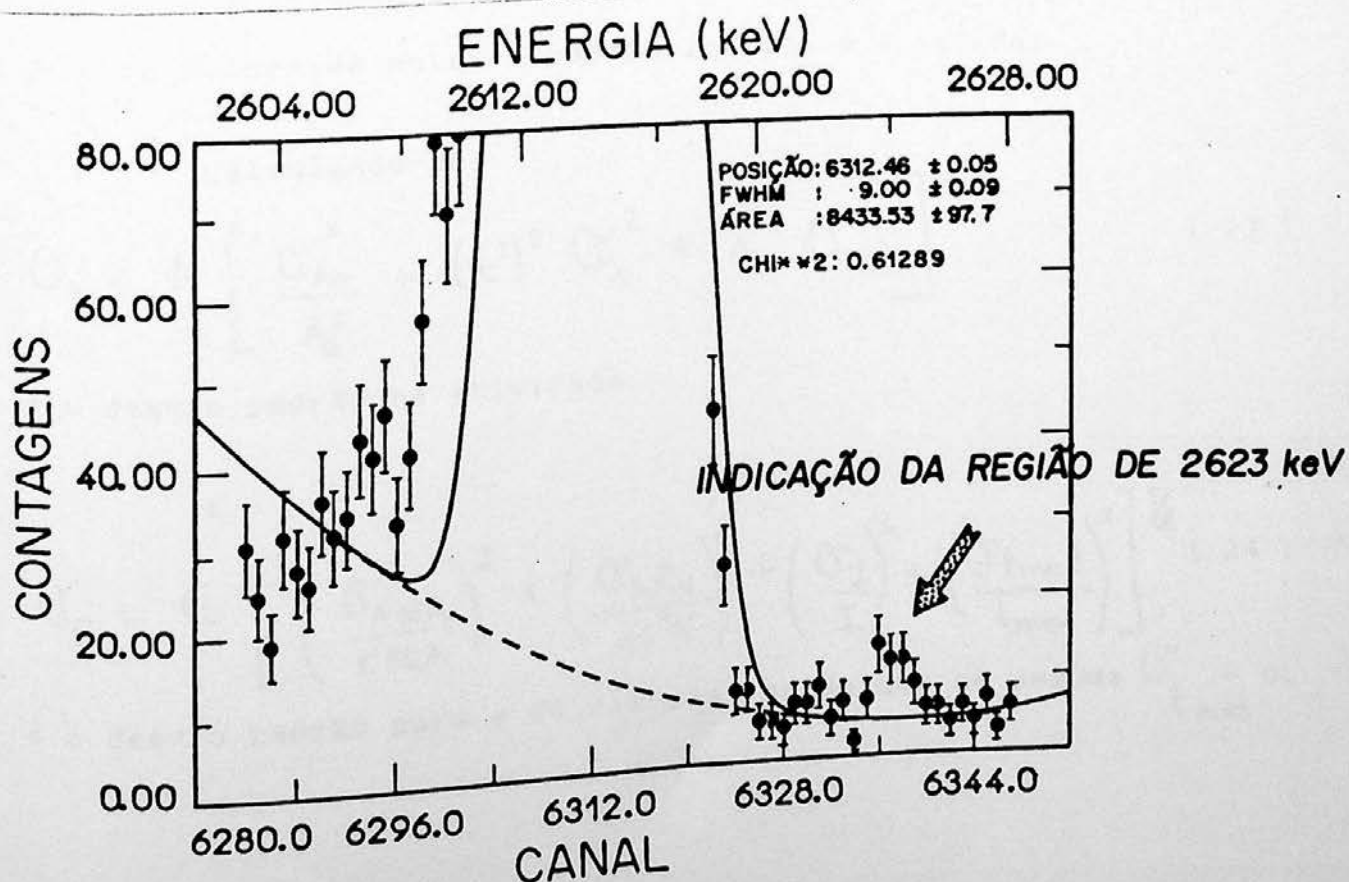
TRANSIÇÃO DE 2622,9 keV

Finalmente, é apresentada a transição de 2622,9 keV, ao lado do pico de fundo de 2614,6 keV (do ^{226}Ra) ajustável somente no espectro de maior estatística, mas presente nas duas medidas (Figuras 3.15 e 3.16).

3.15- AJUSTE DO PICO DE 2623 keV, SEGUNDA MEDIDA



3.16- AJUSTE NA REGIÃO DE 2614 keV, PRIMEIRA MEDIDA



INTENSIDADES:

Uma vez que a transição de 881,6 keV é bem determinada ' ' e como todas as medidas foram longas, tomou-se como padrão o uso de intensidades e eficiências relativas para a obtenção dos dados finais.

Na normalização feita para obter a eficiência relativa o fator geométrico não é incluído e, pelo item II.3.c, temos :

$$E_{rel} = \frac{n^{\circ} \text{ de eventos detectados}}{n^{\circ} \text{ de eventos emitidos}}$$

$$E = \frac{\text{ÁREA DA GAUSSIANA}}{\text{ATIVIDADE} \times \text{INTENSIDADE (\%)} \times t_{medida}}$$

A atividade das fontes calibradas no instante das medidas é dada por :

$$A = -\frac{dN}{dt'} = \lambda N_0 e^{-\lambda t'} = A_0 e^{-\lambda t'} \quad (22)$$

onde A_0 é a atividade inicial, λ é a constante de decaimento e t' é o tempo decorrido entre o padrão inicial e a medida.

Calculando-se:

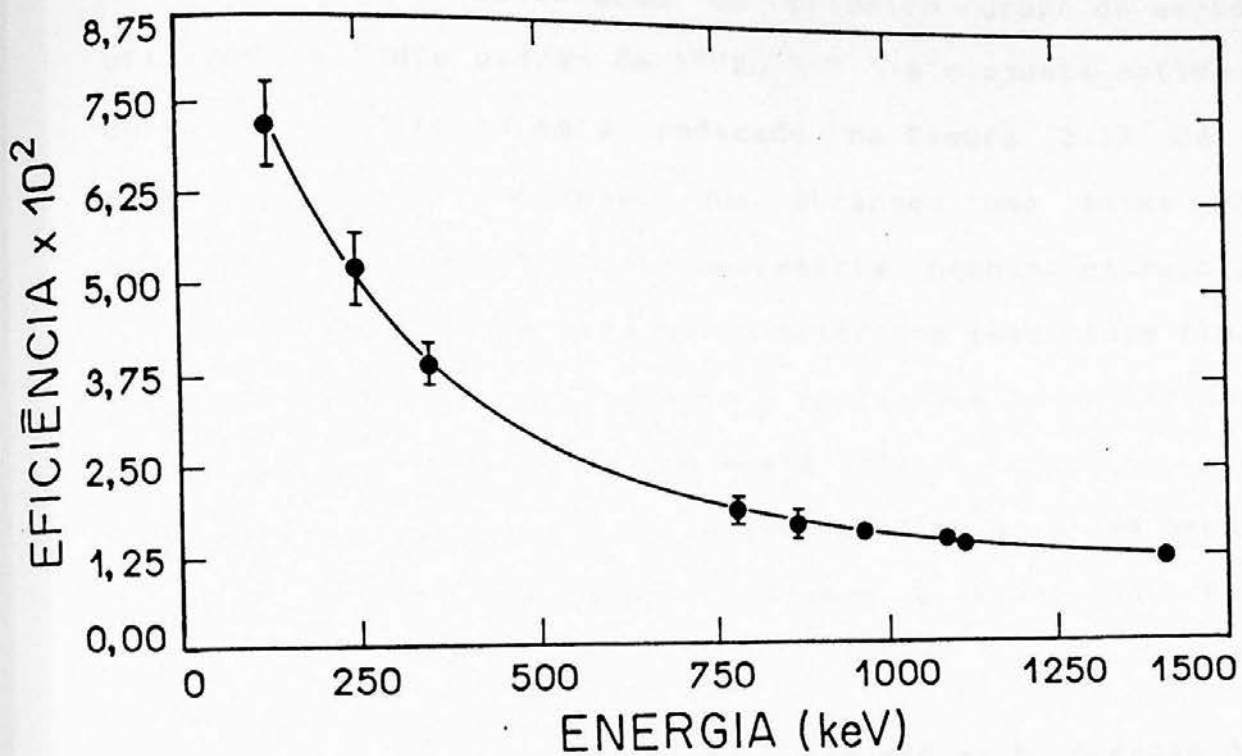
$$\sigma_A = A \left[\frac{\sigma_{A_0}^2}{A_0^2} + (t')^2 \sigma_{\lambda}^2 + \lambda^2 \sigma_{t'}^2 \right]^{1/2} \quad (23)$$

é o desvio padrão na atividade.

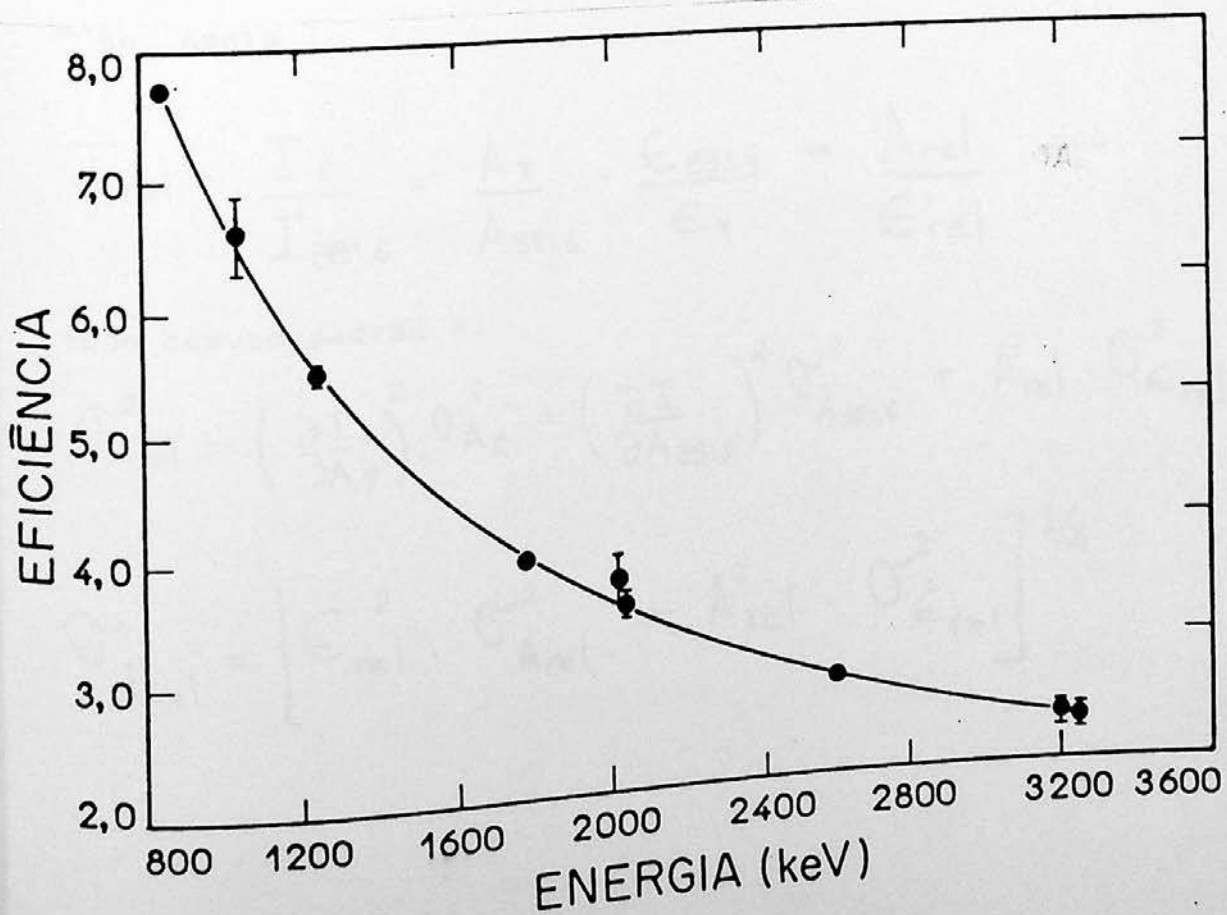
E :

$$\sigma_E = E \left[\left(\frac{\sigma_{\text{ÁREA}}}{\text{ÁREA}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{ATIV}}}{\text{ATIV}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{t_{med}}}{t_{med}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (24)$$

é o desvio padrão para a eficiência, sendo que se assume $\sigma_{t_{med}} = 0$.



3.18- CURVA DE EFICIÊNCIA - ^{56}Co - SEGUNDA MEDIDA



Para a calibração do primeiro grupo de medidas foi utilizada a fonte padrão de ^{152}Eu e o ajuste obtido para a curva de eficiência está indicado na Figura 3.17. Já para o segundo grupo de medidas, que abrangeu uma faixa maior de energia, para que não fosse necessária nenhuma extrapolação de dados (o que gera um erro muito maior nos resultados finais) o cálculo da eficiência foi feito a partir dos dados obtidos de uma fonte de ^{60}Co , produzida no Acelerador Linear numa medida em andamento no grupo ^{137}Cs , e que utiliza a mesma geometria e equipamento deste trabalho. O ajuste é apresentado na Figura 3.18.

Utilizando os valores das médias ponderadas das áreas relativas das transições apresentadas em relação à transição de 881,6 keV e os valores de eficiência obtidos através dos ajustes indicados, conseguem-se as intensidades de tais transições apresentadas nas Tabelas 3.2 e 3.3. Estas intensidades são um dos critérios de atribuição de uma transição gama ao decaimento do ^{86}Rb . Assim :

$$I_{\text{rel}} = \frac{I_{\gamma}}{I_{881,6}} = \frac{A_{\gamma}}{A_{881,6}} \cdot \frac{E_{881,6}}{E_{\gamma}} = \frac{A_{\text{rel}}}{E_{\text{rel}}} \quad (25)$$

cujo desvio padrão é:

$$\sigma_{I_{\text{rel}}}^2 = \left(\frac{\partial I}{\partial A_{\gamma}} \right)^2 \sigma_{A_{\gamma}}^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial A_{881,6}} \right)^2 \sigma_{A_{881,6}}^2 + A_{\text{rel}}^2 \cdot \sigma_{E_{\text{rel}}}^2$$

$$\sigma_{I_{\text{rel}}} = \left[E_{\text{rel}}^2 \cdot \sigma_{A_{\text{rel}}}^2 + A_{\text{rel}}^2 \cdot \sigma_{E_{\text{rel}}}^2 \right]^{1/2} \quad (26)$$

onde I_{\uparrow} , A_{\uparrow} e ϵ_{\uparrow} são a intensidade, a área e a eficiência da transição \uparrow e $I_{\leftarrow 1}$, $A_{\leftarrow 1}$, $\epsilon_{\leftarrow 1}$ são a intensidade, a área e a eficiência relativa das transições \leftarrow e 881,6 keV.

TABELA 3.2- INTENSIDADES DAS TRANSIÇÕES DO DECAIMENTO DO ^{84}Rb : PRIMEIRA MEDIDA DE ESPECTROSCOPIA SIMPLES

ENERGIA (keV)	ÁREA $_{\leftarrow 1}$	EFIC $_{\leftarrow 1}$	$I_{\leftarrow 1}$	$I_{\text{m b m}} (\%)$
793,1	0,00036 (1)	0,92 (1)	0,00033 (8)	0,024 (6)
1016,1	0,00466 (1)	1,12 (2)	0,00522 (9)	0,386 (8)
1213,3	0,000117 (4)	1,28 (7)	0,000150 (10)	0,011 (1)
1897,7	0,00603 (9)	1,8 (5)	0,011 (2)	0,81 (15)

TABELA 3.3- INTENSIDADES DAS TRANSIÇÕES DO DECAIMENTO DO ^{84}Rb : SEGUNDA MEDIDA DE ESPECTROSCOPIA SIMPLES

ENERGIA (keV)	ÁREA $_{\leftarrow 1}$	EFIC $_{\leftarrow 1}$	$I_{\leftarrow 1}$	$I_{\text{m b m}} (\%)$
793,1	0,000369 (6)	0,92 (1)	0,000339 (7)	0,0251 (6)
949,5	0,0000245 (1)	1,06 (3)	0,000026 (1)	0,00192 (8)
1016,1	0,00453 (1)	1,13 (2)	0,00512 (9)	0,379 (8)
1213,3	0,000122 (2)	1,33 (7)	0,000162 (9)	0,0120 (7)
1741,2	0,00000551 (9)	1,87 (9)	0,000096 (5)	0,0071 (4)
1897,7	0,00560 (7)	2,0 (3)	0,011 (2)	0,81 (15)
2622,9	0,00000118 (2)	2,7 (5)	0,0000032 (6)	0,00024 (5)

Como resultados finais, fazendo-se a correção de auto-absorção e assumindo $I_{\text{tabelado}} = 74(1)\%$ 'u' a Tabela 3.4 apresenta o valor médio das intensidades gama absolutas obtidas nos dois experimentos, comparando-os com valores tabelados 'u'.

TABELA 3.4 - VALORES FINAIS DAS INTENSIDADES

ENERGIA(kev)	I (%)	I (%) 'u'
793,1	0,0257(6)	-----
949,5	0,00196(8)	-----
1016,1	0,388(6)	0,47(3)
1213,3	0,0118(6)	-----
1741,2	0,007(4)	-----
1897,7	0,81(11)	1,37(1)
2622,9	0,00024(5)	-----

MEIA - VIDA:

Outro critério para a verificação de atribuições é o de meia vida compatível, obtido através do acompanhamento da meia vida (APÊNDICE D) das transições indicadas.

Como é possível que entre as séries de medidas tenha havido alguma mudança de geometria, utiliza-se para a determinação de meia vida uma normalização entre a transição gama de interesse M_1 e uma transição gama bem conhecida e determinada

o decaimento, λ_2 , no caso, a transição de 881,6 keV de energia. Em cada espectro, através do programa IDF⁴, faz-se melhor ajuste de cada gaussiana. Normalizando, temos:

$$N_{12} = \frac{\text{Contagens } \lambda_1}{\text{Contagens } \lambda_2} = \frac{A_1 e^{-\lambda_1 T} (1 - e^{-\lambda_1 t})}{A_2 e^{-\lambda_2 T} (1 - e^{-\lambda_2 t})}$$

$$N_{12} = \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_1 T}}{1 - e^{-\lambda_2 T}} \cdot e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} = \alpha e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \quad (27)$$

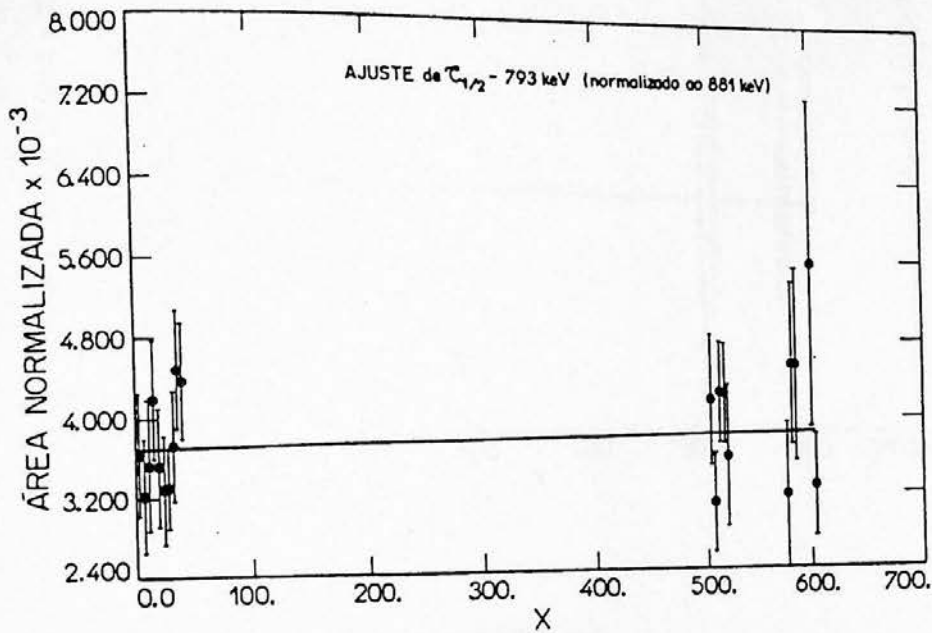
onde A_1 e A_2 são as áreas de cada transição, N_{12} é a área normalizada, T é o tempo de espera e t é o tempo de contagem; α e $\lambda_D = \lambda_2 - \lambda_1$ são constantes obtidas no ajuste das áreas normalizadas em função do tempo. Para transições de um mesmo decaimento $\lambda_D = 0$. A série de gráficos apresentados nas Figuras 3.19 e 3.20 mostra a qualidade dos dados obtidos nas experiências feitas.

Neste método, os erros obtidos são fornecidos pelo programa de ajuste. O comportamento dos dados referentes às transições de 1016 e 1897 keV é justificado pela existência de um mau contacto no pré-amplificador do detector, fortemente ampliado pela grande estatística. Outra possibilidade é calcular o valor médio das várias áreas obtidas e o valor do centróide de tempo das duas séries e, com estes valores, obter λ_D .

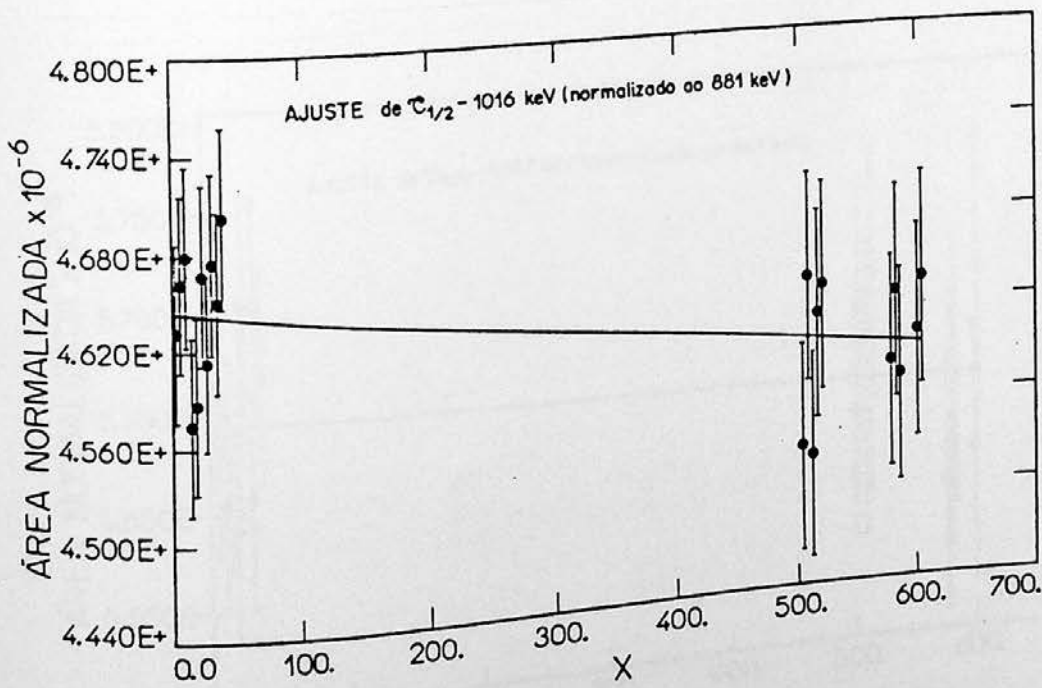
Este ajuste parte de um valor para o tempo médio de:

$$t' = \frac{\sum_i e^{-\lambda t_i} t_i}{\sum_i e^{-\lambda t_i}} \quad (28)$$

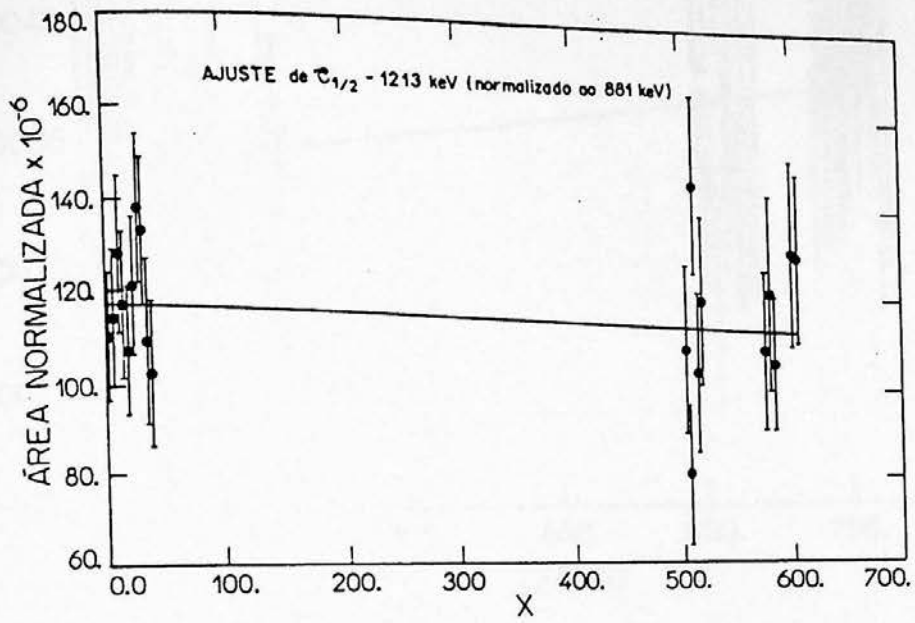
3.19- AJUSTES DE MEIA VIDA - PRIMEIRA MEDIDA



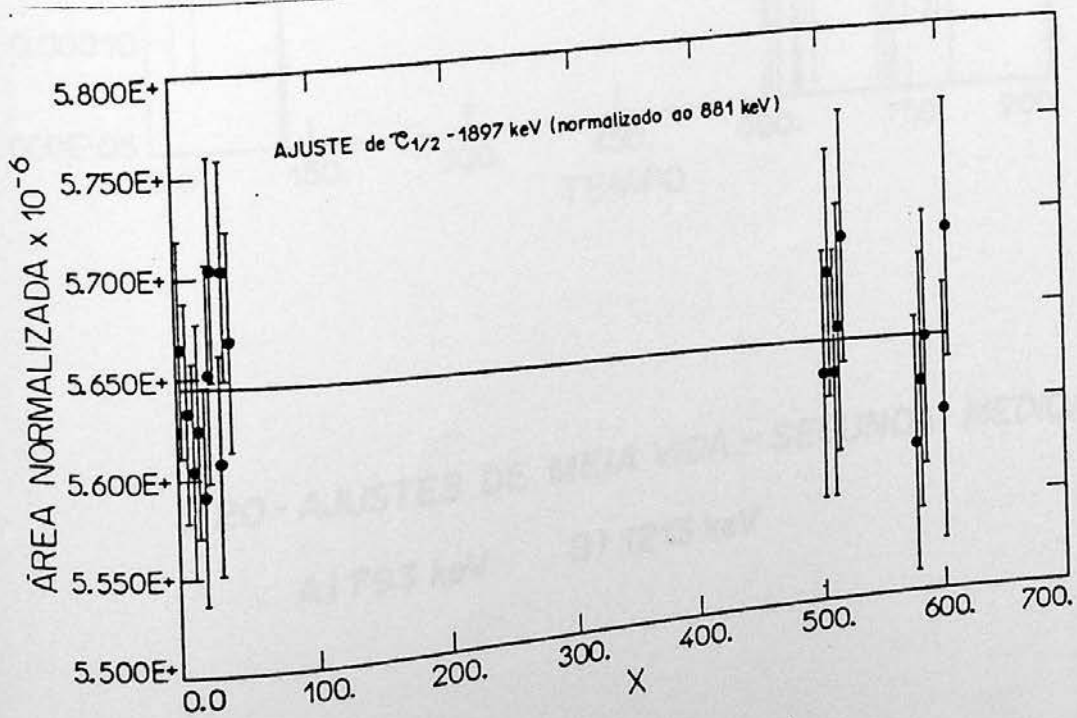
A) 793 keV



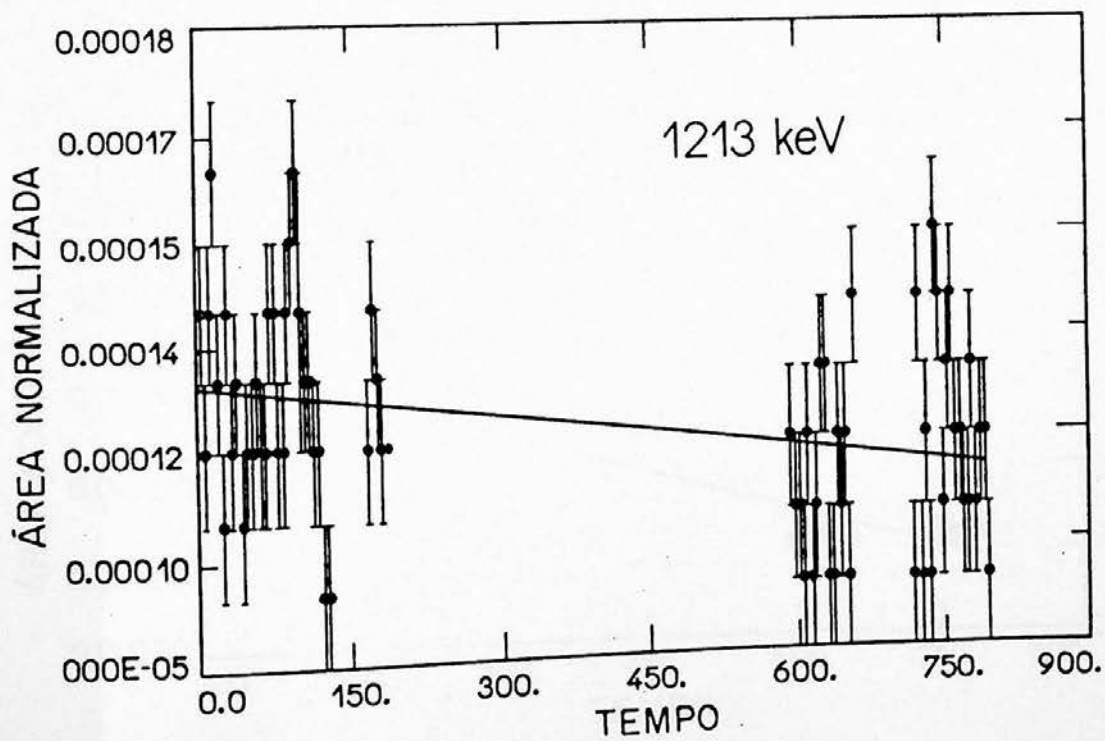
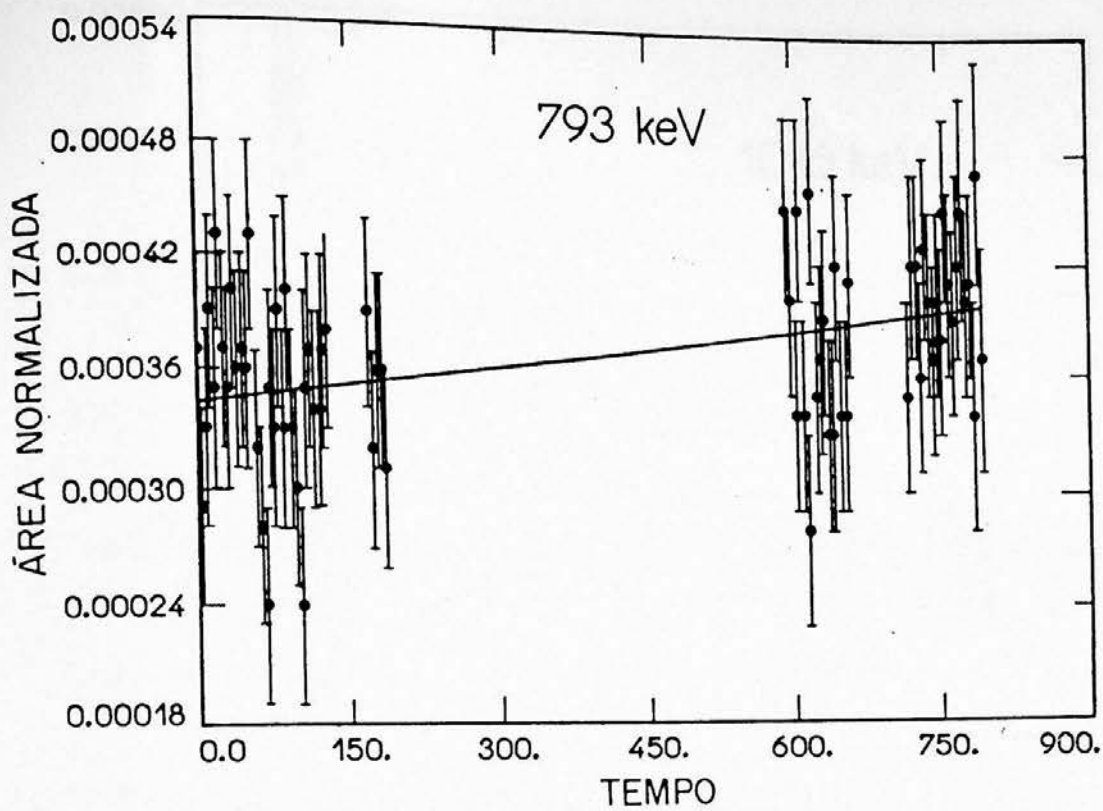
B) 1016 keV



C) 1213 keV

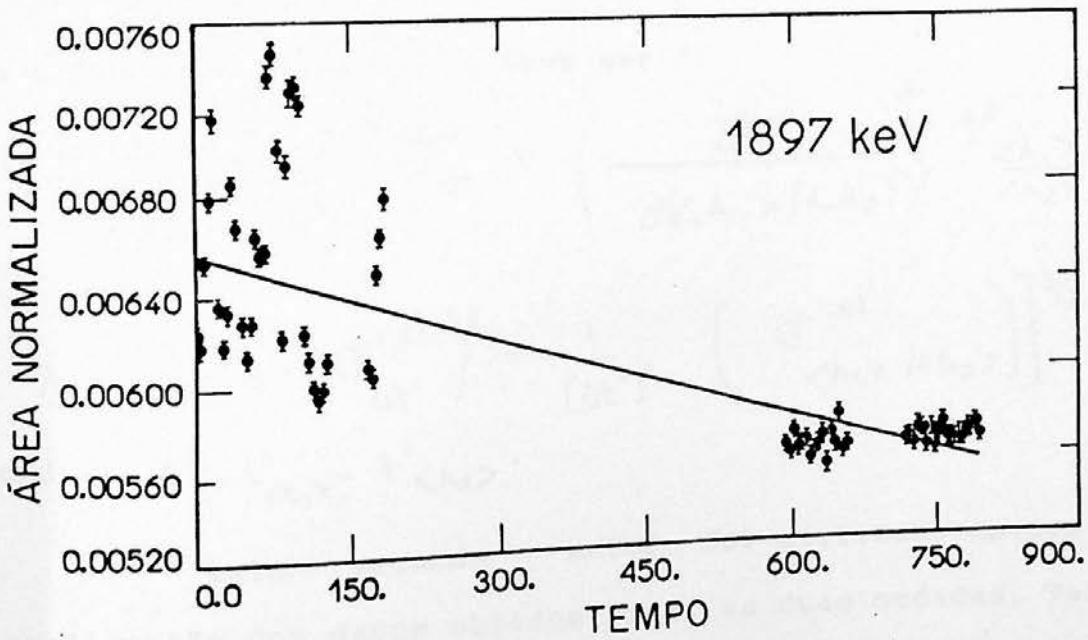
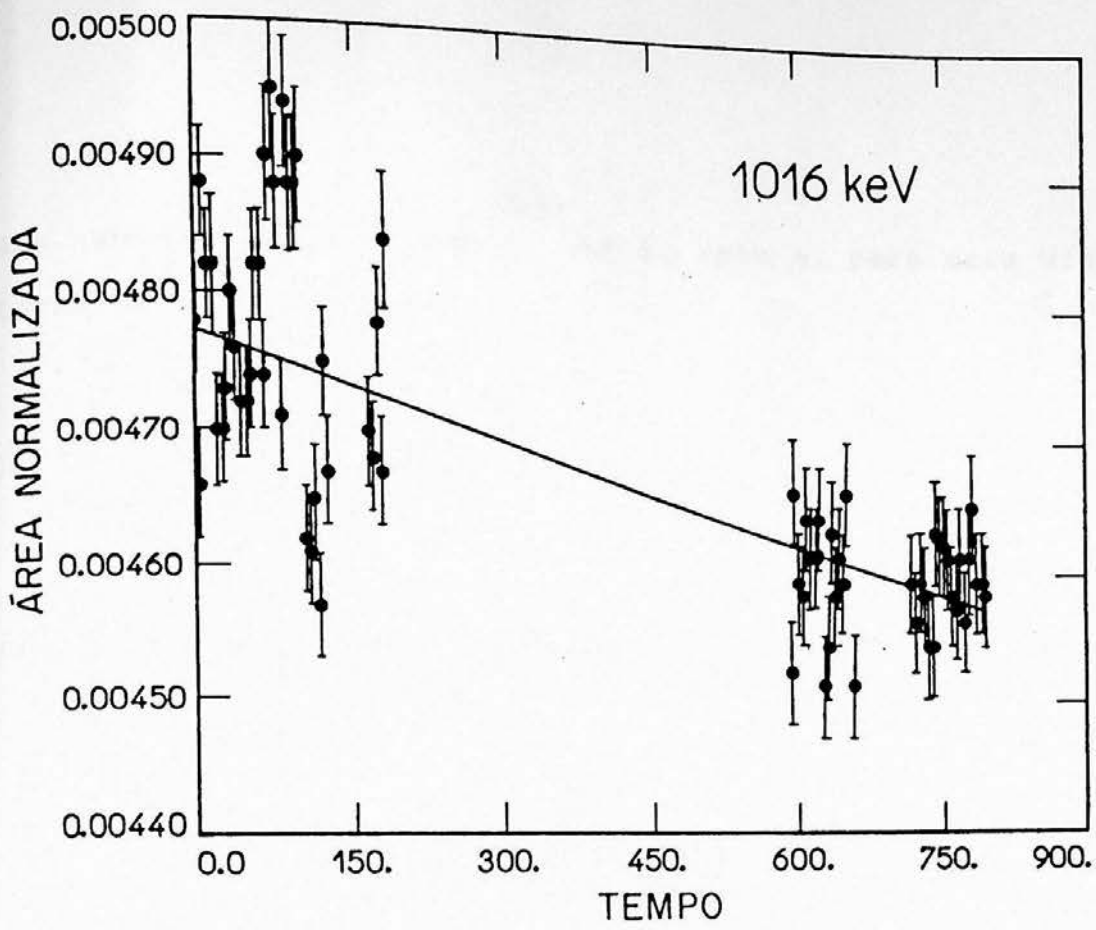


D) 1897 keV



3.20 - AJUSTES DE MEIA VIDA - SEGUNDA MEDIDA

A) 793 keV B) 1213 keV



C) 1016 keV D) 1897 keV

que, quando $\dots e^{-\lambda t_i} \sim 1$, isto é, para meia vida longa, torna-se :

$$t' = \frac{\sum_i t_i}{n} \quad (29)$$

onde n é o número de espectros.

Neste caso :

$$\lambda_d = \frac{\ln(\langle A_1 \rangle / \langle A_2 \rangle)}{\Delta t'} \quad (30)$$

e o desvio padrão em λ_d deve ser :

$$\sigma_{\lambda_d} = \left[\left(\frac{\partial \lambda_d}{\partial \Delta t'} \right)^2 \sigma_{\Delta t'}^2 + \left(\frac{\partial \lambda_d}{\partial \langle A_1 \rangle / \langle A_2 \rangle} \right)^2 \sigma_{\frac{\langle A_1 \rangle}{\langle A_2 \rangle}}^2 \right]^{1/2}$$

$$\sigma_{\lambda_d} = \left[\lambda_d^2 \left(\sigma_{\Delta t'}^{rel} \right)^2 + \frac{1}{(\Delta t')^2} \left(\sigma_{\langle A_1 \rangle / \langle A_2 \rangle}^{rel} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (31)$$

onde $\Delta t' = t'_{\langle A_1 \rangle} - t'_{\langle A_2 \rangle}$.

Este segundo método foi utilizado apenas como uma confirmação dos dados obtidos para as duas medidas, Tabela 3.5, uma vez que necessita da hipótese de meia vida longa, não necessariamente correta no caso do ^{86}Rb de $t_{1/2} = 32,87(11)$ dias (este valor, aceito na literatura, é a média ponderada de três medidas < 3.5 >).

TABELA 3.5 - MEIA VIDA DAS TRANSIÇÕES DO ^{87}Rb - AJUSTE
DAS ÁREAS NORMALIZADAS EM FUNÇÃO DO TEMPO

ENERGIA (kev)	1 ^ª medida	----- 2 ^ª medida -----	
	λ_{ca} (1/h)	λ_{ca} (1/h)	λ_{ca} (1/d)
	1 ^º método	1 ^º método	2 ^º método
793,1	0,00008 (14)	-0,00002 (1)	-0,003 (8)
945,5	-----	0,00003 (3)	0,005 (7)
1016,1	-0,00019 (11)	0,00004 (13)	0,0015 (2)
1213,3	-0,00006 (12)	0,00002 (1)	0,003 (7)
1741,2	-----	-0,00003 (4)	-0,009 (9)
1897,7	-0,00004 (9)	0,00019 (2)	0,0052 (2)
2622,9	-----	0,000013 (4)	0,007 (6)
valor aceito	$\lambda_{\lambda} = 0,02109970 \text{ 1/d} = 0,000879 (3) \text{ 1/h}$		

ENERGIA:

Os valores de energia das transições gama referentes ao decaimento do ^{87}Rb foram calculados a partir de 2 espectros, com tempo de duração diferentes, que, além da fonte mais intensa de ^{87}Rb , incluíam fontes calibradas de ^{207}Bi , ^{54}Mn e ^{60}Co .

Foram ajustados polinômios do segundo grau aos dados referentes aos dois espectros e, os resultados são apresentados na Tabela 3.6, enquanto que a Tabela 3.7 apresenta os valores de energia deste trabalho e da referência (38) para comparação.

TABELA 3.6 - CALIBRAÇÃO DE ENERGIA: $E = A + B \cdot c + C \cdot c^2$

tempo de contagem	parâmetros	chi-quadrado	probabilidade de chi-quadrado ⁽⁴²⁾
300 s	A=35,5322		
	B=0,375741	1,97 (3 G.L.)	entre 50 e 60%
	C=0,4906*10 ⁻⁷		
6 h	A=35,4945		
	B=0,375860	3,27 (3 G.L.)	entre 30 e 40%
	C=0,4221*10 ⁻⁷		

TABELA 3.7 - VALORES DE ENERGIA

tempo de contagem	Energia (keV)	
	este trabalho	referência (38)
6 h	793,2 (1)	793,1 (1)
	949,7 (1)	955,7 (20)**
	1213,5 (1)	1213,29 (19)
	1741,5 (3)	1741,6 (6)
	2623,3 (2)	2622,9 (5)
	881,62 (1)	881,58 (9)
300 s	1016,24 (9)	1015,91 (19)
	1897,85 (6)	1897,45 (15)

* possivelmente não se trata da mesma transição

III.2 Coincidência Gama - Gama

Com o método descrito em II.4, foi feita uma medida de coincidência com a finalidade de verificar as atribuições feitas na primeira medida de espectroscopia simples.

Devido às características do esquema de decaimento do ^{86}Rb , a escolha da região de discriminação em energia ao redor de 881,6 keV foi suficiente para a verificação das relações de coincidência.

O critério de escolha de janelas em energia adotado é apresentado a seguir. Temos para a área de uma gaussiana :

$$A \cong \text{constante} \cdot h \cdot \text{FWHM} \quad (32)$$

onde h é a altura e FWHM a largura a meia altura.

Para otimizar a estatística de coincidências, sem aumentar o número de acidentais, sugere-se o uso de 99% da área discriminada como janela de coincidência; assim:

$$S = 0,99 A \quad (33)$$

Sabe-se que $2,58 \sigma$, onde σ é a meia largura a $2/3$ da altura, corresponde a estes 99% da área discriminada. Para obter a relação entre FWHM e σ deve-se lembrar que:

$$e^{-l^2/2\sigma^2} = \frac{1}{2} \quad (34)$$

onde l é a meia largura à meia altura. Assim:

$$\frac{l^2}{2\sigma^2} = \ln 2 \Rightarrow \frac{1}{2} \text{FWHM} = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma = 1,18 \cdot \sigma$$

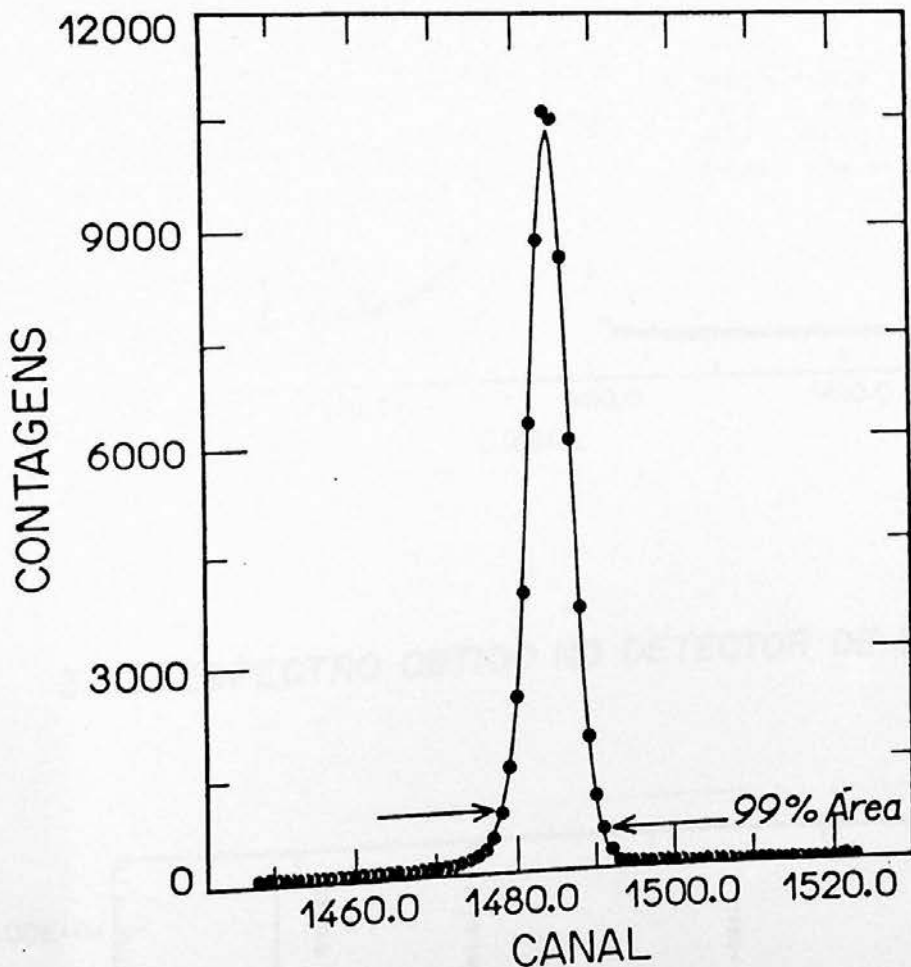
e,

$$1 \text{ FWHM} = 2,355 \cdot \sigma$$

(35)

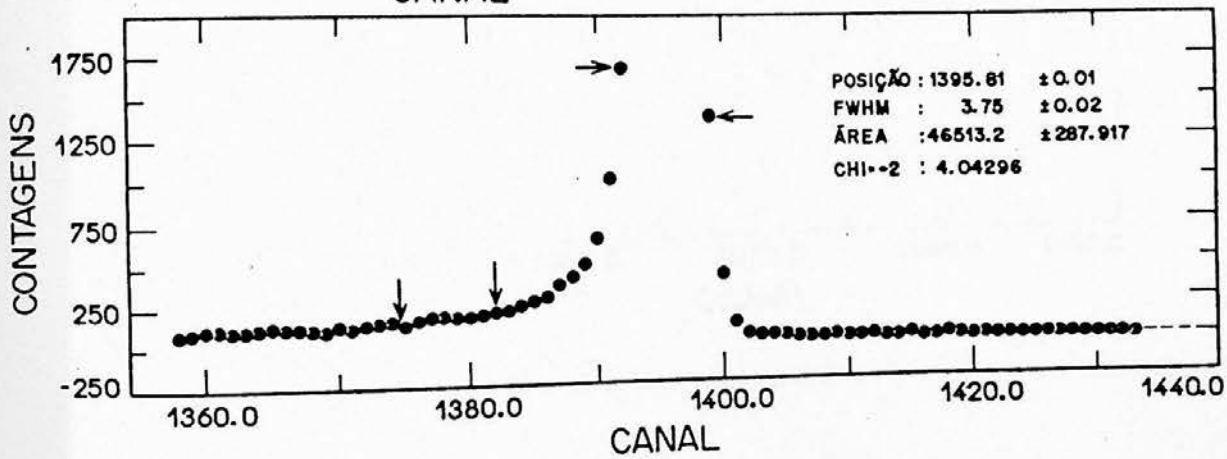
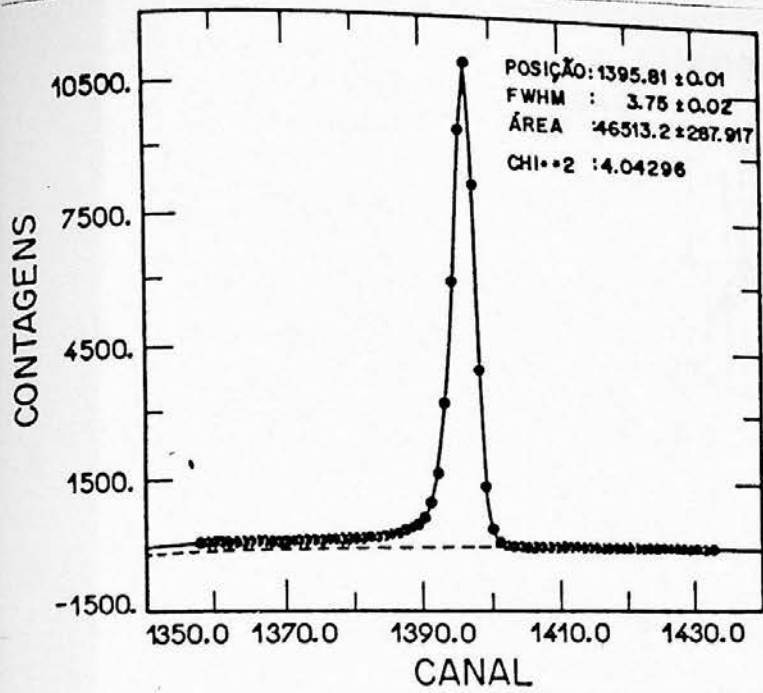
portanto, $2 \cdot 1,10 \cdot \text{FWHM}$ corresponde a 99% da área da gaussiana e define a escolha das janelas (Figura 3.21).

3.21 - AJUSTE DE UMA GAUSSIANA COM INDICAÇÃO DA JANELA CORRESPONDENTE A 99% DA ÁREA

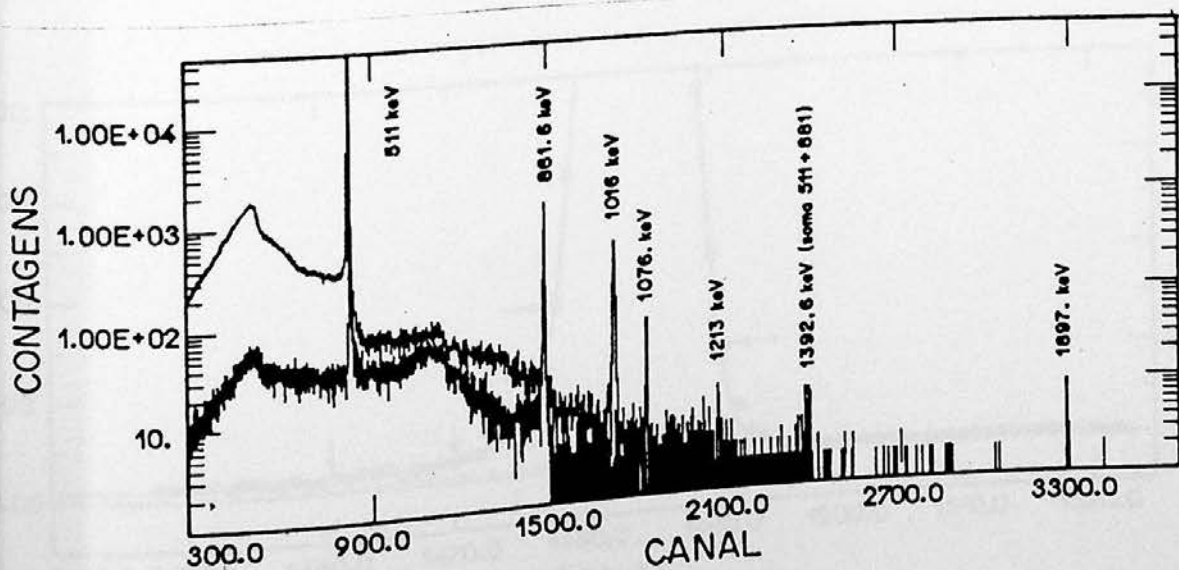


Utilizando o sistema de aquisição biparamétrico foi possível escolher a janela de 881,6 keV em ambos os detectores e verificar sua coincidência com as transições de 511, 1016 e 1213 keV (Figuras 3.22 a 3.27).

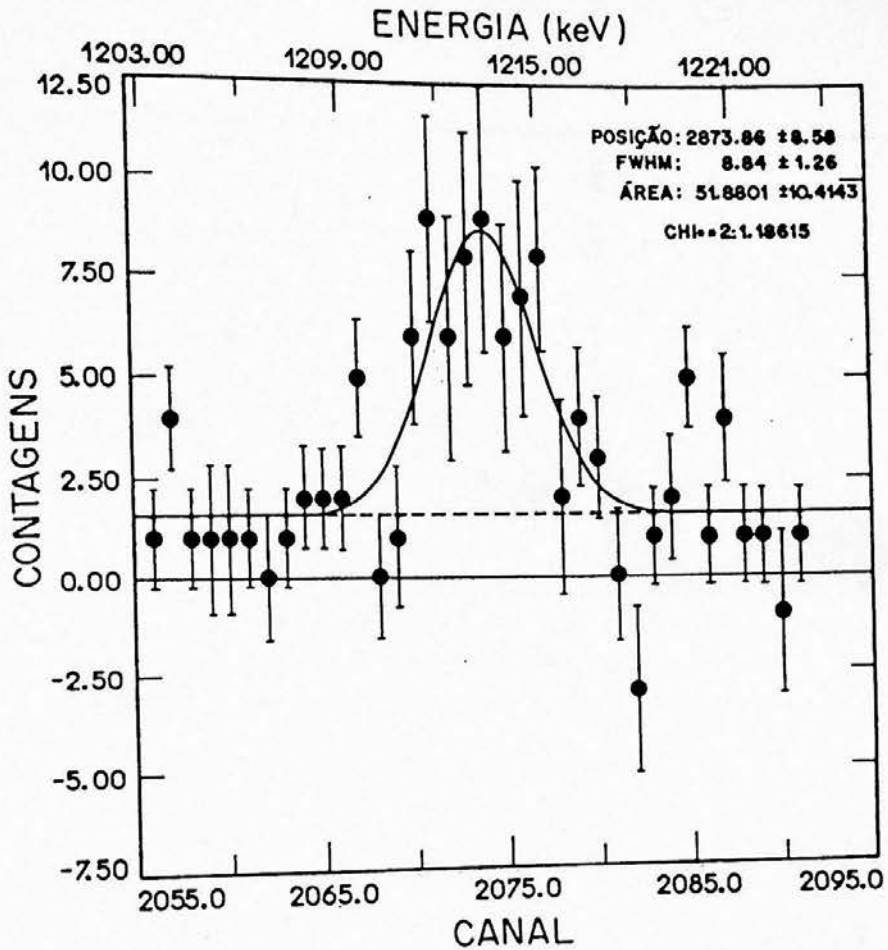
3.22- AJUSTE DO PICO DE 881,6 keV NO DETECTOR DE 27 cm³ (A) E ESCOLHA DAS JANELAS (B) 75



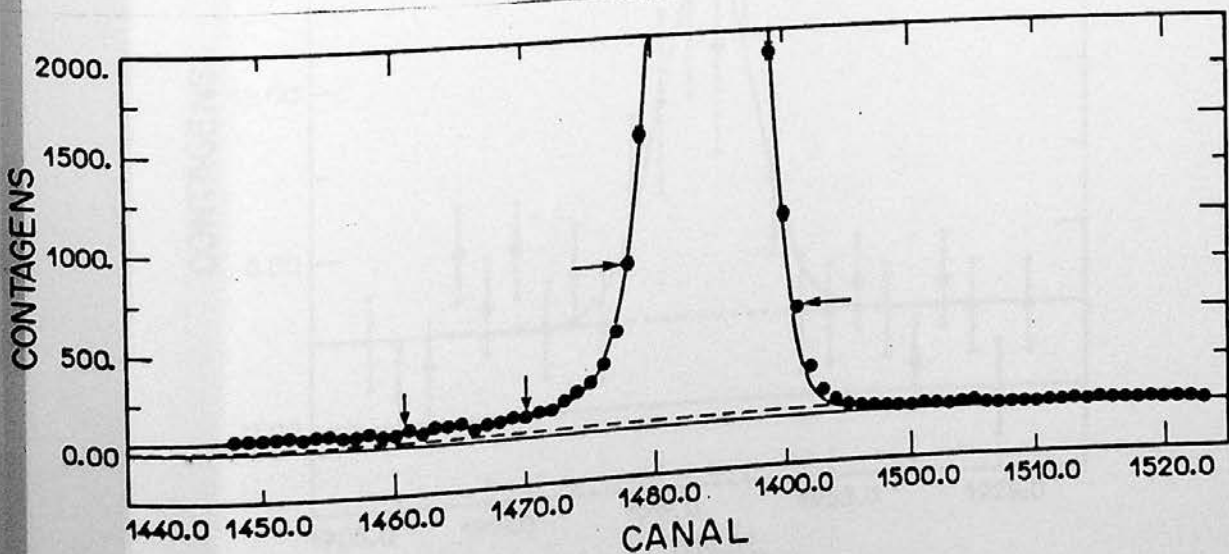
3.23- ESPECTRO OBTIDO NO DETECTOR DE 53 cm³



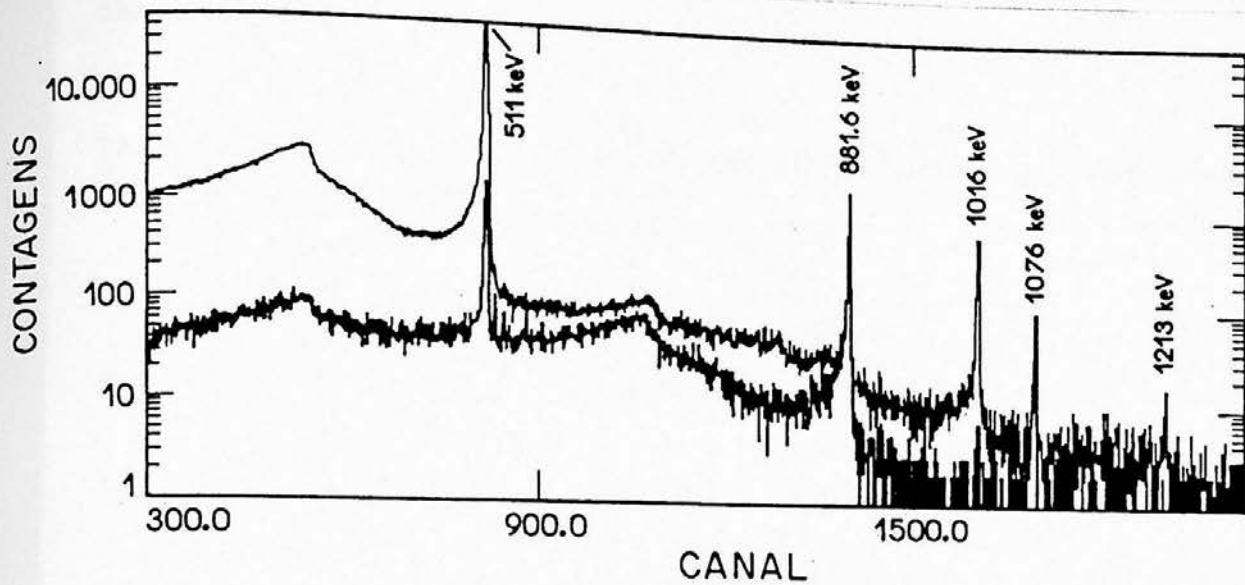
3.24 - AJUSTE DO PICO DE 1213 keV, EM COINCIDÊNCIA COM O 881,6 keV



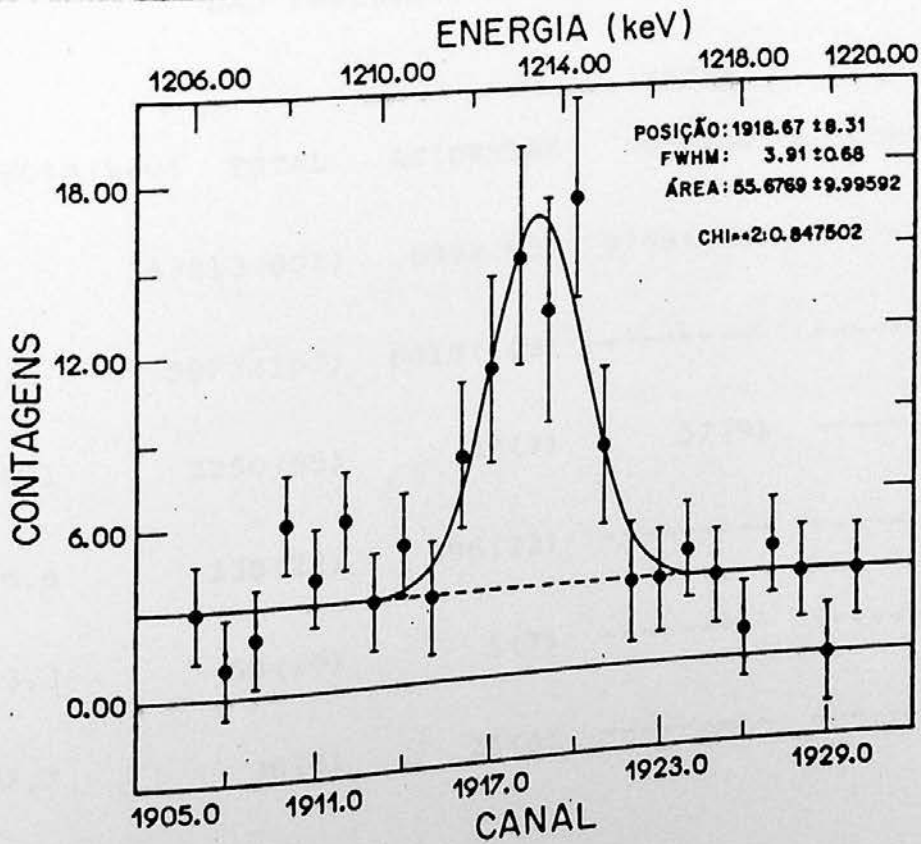
3.25 - ESCOLHA DAS JANELAS NO DETECTOR DE 53cm³



3.26 - ESPECTRO OBTIDO NO DETECTOR DE 27 cm³



3.27 - AJUSTE DO PICO DE 1213 keV, EM COINCIDÊNCIA COM O 881,6 keV



As Tabelas 3.8 e 3.9 dos ajustes obtidos são apresentadas a seguir:

TABELA 3.8 - JANELA DE 881,6 keV NO DETECTOR DE 53cm², ANÁLISE DAS PROJEÇÕES NO DE 27cm².

ENERGIA(keV)	TOTAL	ACIDENTAL	AREAS		
			COMPTON	AC.COMPTON	COINC.REAIS
511	371307(835)	7417(93)	3911(86)	105(11)	360084(845)
881,6	5779(104)	5875(102)	164(13)	82(10)	-----
1016,1	2152(50)	25(6)	23(6)	-----	2104(51)
1076,6	369(21)	347(19)	11(4)	-----	11(29)
1213,3	59(10)	4(4)	-----	-----	55(11)

TABELA 3.9 - JANELA DE 881,6 keV NO DETECTOR DE 27cm², ANÁLISE DAS PROJEÇÕES NO DE 53cm².

ENERGIA(keV)	TOTAL	ACIDENTAL	AREAS		
			COMPTON	AC.COMPTON	COINC.REAIS
511	343213(805)	6992(95)	9768(136)	-----	326453(822)
881,6	5973(107)	6018(103)	-----	-----	-----
1016,1	2250(55)	27(9)	57(9)	-----	2166(56)
1076,6	338(22)	396(22)	-----	-----	-----
1213,3	58(10)	5(7)	-----	-----	53(12)
1897,7	36(6)	25(6)	-----	-----	11(8)

IV - DISCUSSÃO

Na secção IV.1 são obtidos os valores de $\log ft$ resultantes das intensidades obtidas e de uma sistemática feita na região de $72 \leq A \leq 88$.

Na secção IV.2 é feita uma discussão pormenorizada que fundamenta as atribuições propostas. Como o ^{84}Kr e o ^{84}Sr são núclídeos já estudados em outras experiências, inclusive de espectroscopia, em quase todas as transições não ocorrem ambiguidades na atribuição. A situação mais controvertida será objeto de uma discussão mais aprofundada.

O esquema de decaimento proposto por este trabalho é apresentado na secção IV.3.

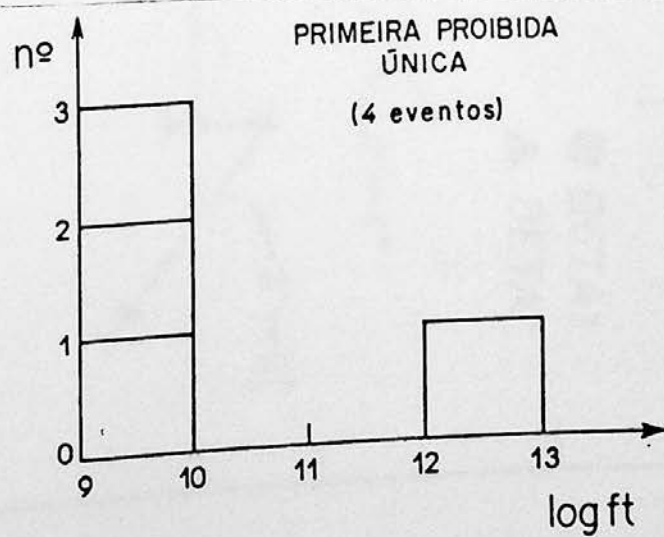
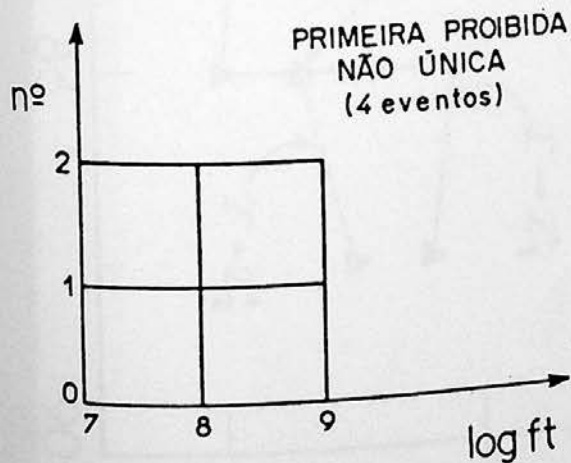
IV.1 $\log ft$

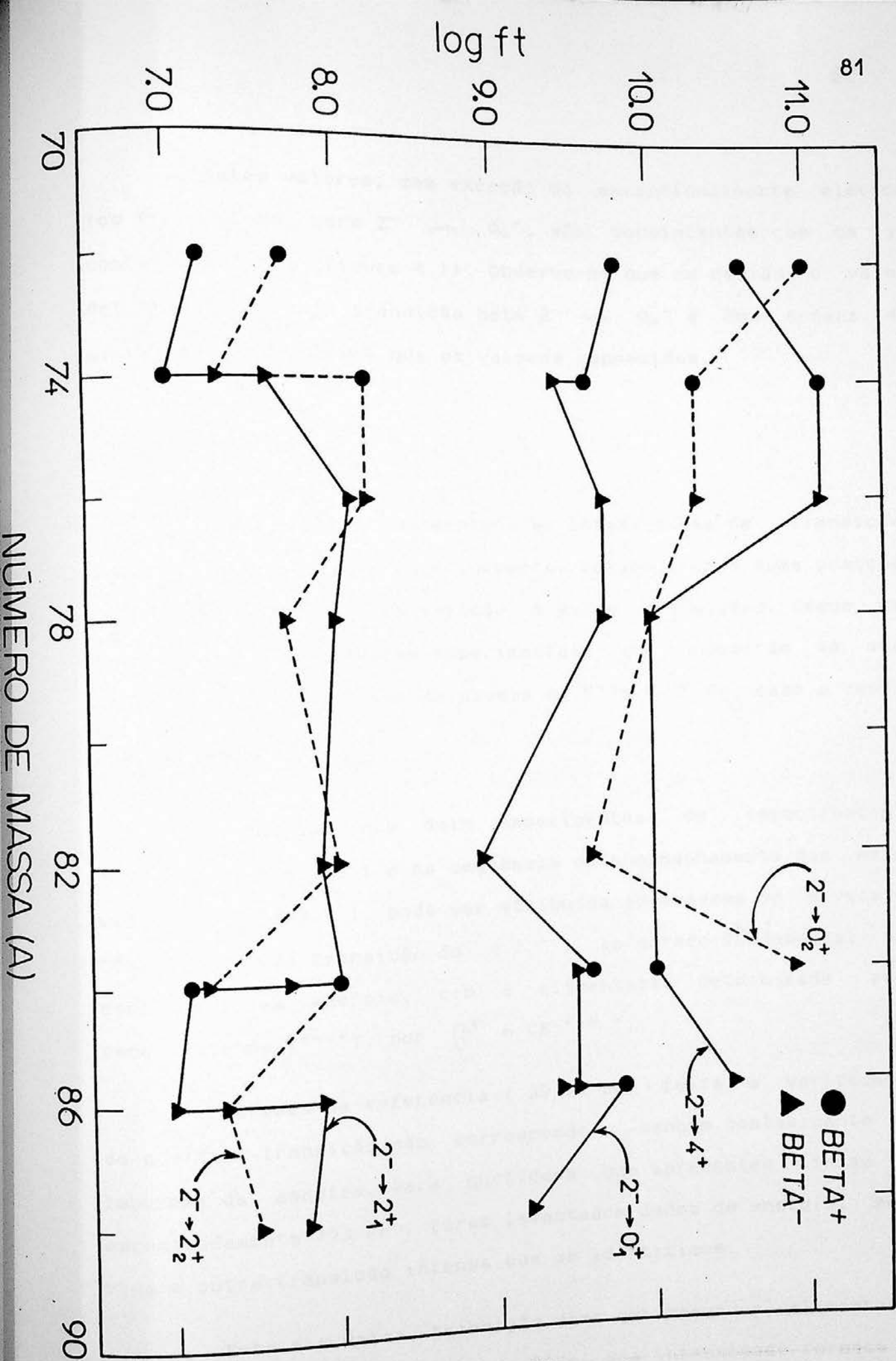
A Tabela 4.1 apresenta os resultados obtidos para os valores de $\log ft$, calculados através do artigo de N.B.Gove e M.J.Martin ⁽¹⁾, utilizando as intensidades das alimentações do decaimento do ^{84}Rb .

Os valores de $\log ft$ obtidos para transições do tipo primeira proibida não única estão entre 7 e 9, enquanto para as transições do tipo primeira proibida única estão entre 9 e 11 (Esquema a seguir).

TABELA 4.1 - VALORES DE log ft

DECAIMENTO	ALIMENTAÇÃO	log ft
β^-	$2^{III} \rightarrow 0_{1.}^{+}$	9,47 (2)
	$2^{III} \rightarrow 2_{1.}^{+}$	7,92 (5)
β^+ , CE	$2^{III} \rightarrow 0_{1.}^{+}$	9,58 (2)
	$2^{III} \rightarrow 2_{1.}^{+}$	7,07 (1)
	$2^{III} \rightarrow 0_{2.}^{+}$	12,89 (4)
	$2^{III} \rightarrow 2_{2.}^{+}$	8,17 (5)
	$2^{III} \rightarrow (4_{2.}^{+})$	9,85 (2)
	$2^{III} \rightarrow (1, 2)$	8,94 (6)





4.1 - LEVANTAMENTO SISTEMÁTICO DOS VALORES DE log ft EM FUNÇÃO DO NÚMERO DE MASSA PARA DECAIMENTOS QUE PARTEM DE NÍVEIS 2⁻

Estes valores, com exceção do excepcionalmente elevado $\log ft = 12,89$ para $2^{+} \rightarrow 0_{2}^{+}$, são consistentes com os já conhecidos ' ' (Figura 4.1). Observe-se que na região, o valor determinado para a transição beta $2^{+} \rightarrow 0_{2}^{+}$ é duas ordens de grandeza menos intensa que os valores conhecidos.

IV.2 Discussão

Este trabalho determinou as intensidades de transições fracas, não observadas anteriormente, estabelecendo suas posições no esquema do ^{84}Rb . Em relação à estas transições, segue uma discussão das evidências experimentais que conduziram às suas atribuições nos esquemas de níveis do ^{84}Kr e ^{84}Sr , caso a caso :

TRANSIÇÃO DE 793,1 kev :

Observada nos dois experimentos de espectroscopia (Tabelas 3.2 e 3.3) e na sequência do acompanhamento das meias vidas (Tabela 3.5), pode ser atribuída ao esquema de níveis do ^{84}Sr como uma transição do (2_{1}^{+}) ao estado fundamental por concordar, em energia, com a alimentação determinada pelo decaimento do ^{84}Rb , por β^{+} e CE. ' '.

Através da referência (39), foi feita a verificação de que tal transição não corresponde a nenhum contaminante ou impureza da amostra. Para nuclídeos que apresentem linhas de aproximadamente 793 kev, foram levantados dados de energia, meia vida e outra transição intensa que os identifique.

Esta é a única transição gama que segue a alimentação do ^{84}Rb por β^{-} aos níveis do ^{84}Sr , sua intensidade fornece um

valor de 7,92(5) para o $\log ft$, consistente com o esperado para uma transição beta primeira proibida não única ($2^{\text{m}} \rightarrow 2^{\text{n}}$).

TRANSIÇÃO DE 949,5 keV :

Hill e Wang ' 1.1 ' , estudando o decaimento do ^{84}Br , determinaram duas transições com energias próximas à obtida neste trabalho, atribuindo os valores de $(947,5 \pm 0,7)$ keV e $(955,7 \pm 2,0)$ keV e intensidades relativas de $(0,85 \pm 0,02)$ e $(0,15 \pm 0,07)$, respectivamente. No espectro por eles apresentado, a transição de 956 keV aparece mal definida na base direita do pico de 947 keV, de maior estatística.

Sua atribuição para a transição de 947,5 keV como sendo devida ao decaimento do estado de 3706 keV do ^{84}Kr é consistente com a não detecção neste trabalho, pois o valor do Q de decaimento do ^{84}Rb não é suficiente para a alimentação de tal estado.

Sobre a transição de 956 keV, esta serviu para que atribuissem ao nível 0_{2}^{+} a energia de 1837,3 keV com a seguinte argumentação : " A energia deste nível foi determinada a partir das energias dos raios gama de 882 e 956 keV. Outras posições do gama de 956 keV, consistentes com os dados de coincidência, são possíveis; por isso o nível está pontilhado no esquema de níveis. Nossa colocação é apoiada pelo trabalho de Levine, que observou um nível 0^{+} a 1835 keV populado na reação (p,t). Nosso alto $\log ft$ de 9,5 é consistente com a atribuição de 0^{+} . " . A referência citada, uma reação $^{84}\text{Kr} (p,t) ^{84}\text{Kr}$ de

Levine e May é uma comunicação privada, aparentemente, não publicada.

Em trabalho posterior ⁽¹⁰⁾, no qual os autores se referem a Hill e Wang, não constando nenhuma referência ao trabalho de Levine e May, a atribuição do nível $0_{2^{+}}$ foi confirmada utilizando a reação inelástica $^{84}\text{Kr}(p,p')$ com o feixe de prótons de 12 MeV. Nesta experiência, incluindo medidas de distribuição angular, a atribuição feita é de 1834 keV e, apesar de uma resolução de 35 keV na medida das energias, é mencionado que o erro estimado para os níveis de menor energia é menor que 10 keV e para os de maior energia este erro é menor que 20 keV. No espectro apresentado na Figura 1 do referido trabalho, onde o autor usa duas decimais assinalando as energias do espectro de prótons, aparece um pico intenso de 1,90 MeV ($2_{2^{+}}$) tendo ao seu lado um pico nítido, bem mais fraco, de 1,84 MeV. Note-se ainda que, na experiência de Arora et.al. é feito o ajuste por canais acoplados dos dois estados 2_2 e 0_2 admitindo que sejam estados vibracionais de dois fônons, confirmando a atribuição de spins.

Fica claro desta discussão que os trabalhos anteriores a este tiveram dificuldades quanto à qualidade do valor de energia atribuído ao estado $0_{2^{+}}$. O presente trabalho revelou a transição correspondente ao decaimento deste estado em uma região extremamente limpa do espectro, permitindo a determinação de sua energia com qualidade superior.

O acompanhamento cuidadoso de meia vida, indica que a transição de 950 KeV pertence ao decaimento ^{84}Rb . Ela foi colocada na única posição possível do esquema de decaimento onde

existe uma energia disponível de $Q_{CE} = 2680$ Kev para o decaimento do lado β^+ e apenas 890 Kev do lado β^- .

TRANSIÇÃO DE 1213 kev :

Presente nas duas medidas de espectroscopia (Tabelas 3.2 e 3.3), teve sua atribuição confirmada pelo experimento de coincidência gama-gama (Tabelas 3.8 e 3.9).

Sua intensidade forneceu para a alimentação do estado 4^+ de 2094,9 kev o valor de 9,85 para o log ft, compatível com uma transição primeira proibida única.

O nível de 2094,9 kev foi estabelecido anteriormente por distribuição angular e pela intensidade do gama de 1213 kev emitido na reação $^{82}\text{Se}(\alpha, 2n^+)$, cuja energia tem uma incerteza de 1,5 kev e sua intensidade é dada por $I = (6 \pm 2)\%$.

TRANSIÇÕES DE 1741,5 kev e 2623,3 kev :

Estas duas transições são apresentadas simultaneamente por corresponderem a transições do nível de 2623,3 kev ao nível de 881,6 kev e ao estado fundamental, respectivamente.

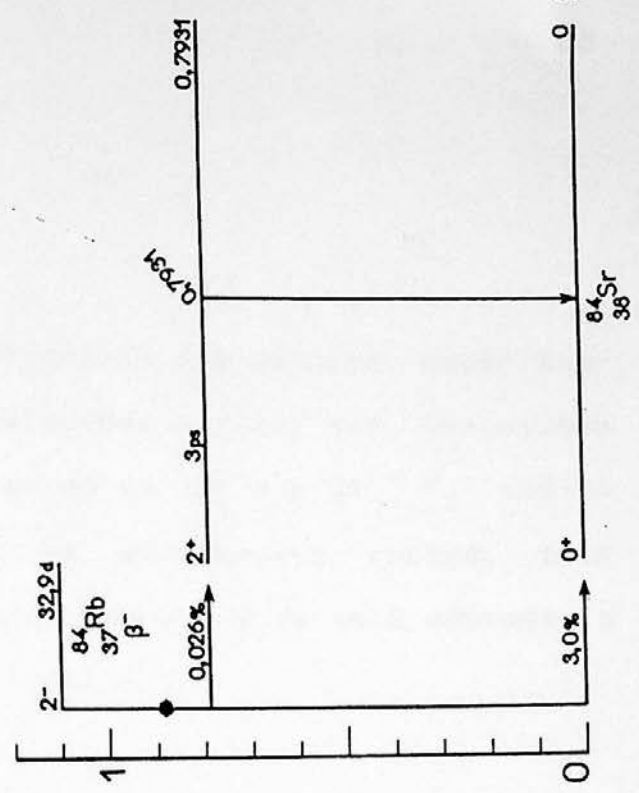
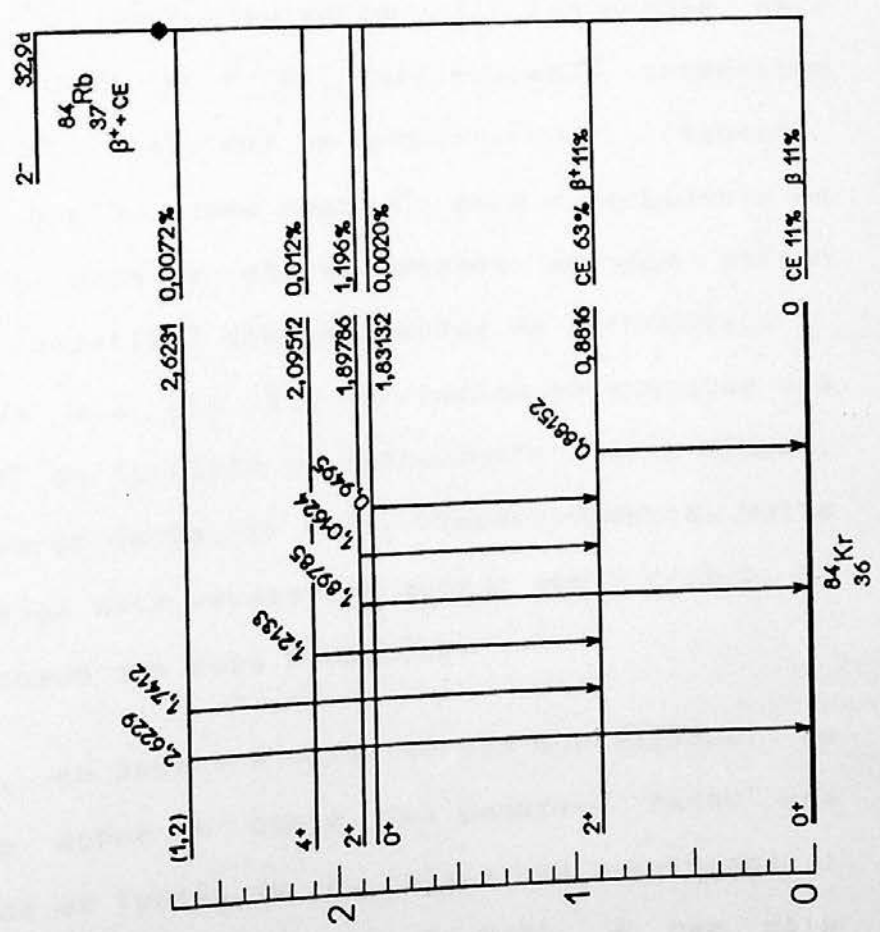
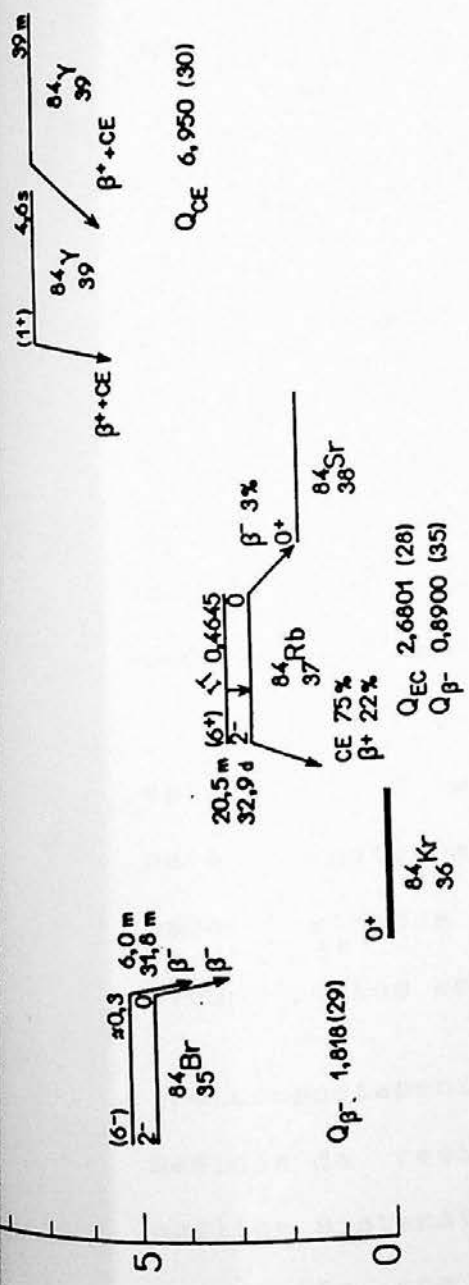
A referência (38) indica este nível como tendo um $J^\pi = (2^+)$, argumentando que, do decaimento do ^{82}Br por de um estado 2^+ , o $\log ft = 8,58$ limita os valores de J a $0^+, 1, 2, 3, 4^+$. Por outro lado, a transição gama ao nível 0^+ exclui $J > 2$ e o fato de existir uma alimentação gama do nível 3716,3 kev de $J^\pi = (4^+)$, que decai também para o nível (6^+) , leva os autores à indicação feita.

A referência (8) indica este nível como um $J = (1,2)$, dado pelo decaimento β^- do ^{84}Br , não se referindo a dados de reações. Já Hill e Wang obtêm a energia do nível através de uma média ponderada do gama de 2623 kev e a energia da cascata associada ao nível de 882 kev. O $\log ft$ de 7,5 limita o spin a 1,2 ou 3 e a presença da transição de 2623 kev ao estado fundamental favorece $J = 1$ ou 2.

Este trabalho apresenta um $\log ft = 8,94(6)$, compatível com uma transição primeira proibida. O posicionamento proposto para as transições encontra reforço na coerência dos valores de energia obtidos, na compatibilidade da meia vida com a do ^{84}Rb e na presença da transição direta de 2623,3 kev correspondendo a soma de 1741,5 kev e 881,6 kev.

IV.3 Esquema de Decaimento

A Figura 4.2 mostra o esquema de decaimento do ^{84}Rb e transições gama do ^{84}Kr e ^{84}Sr proposto por este trabalho.



4.2 - ESQUEMA DE NÍVEIS PROPOSTO. POR ESTE TRABALHO

V - CONCLUSÕES

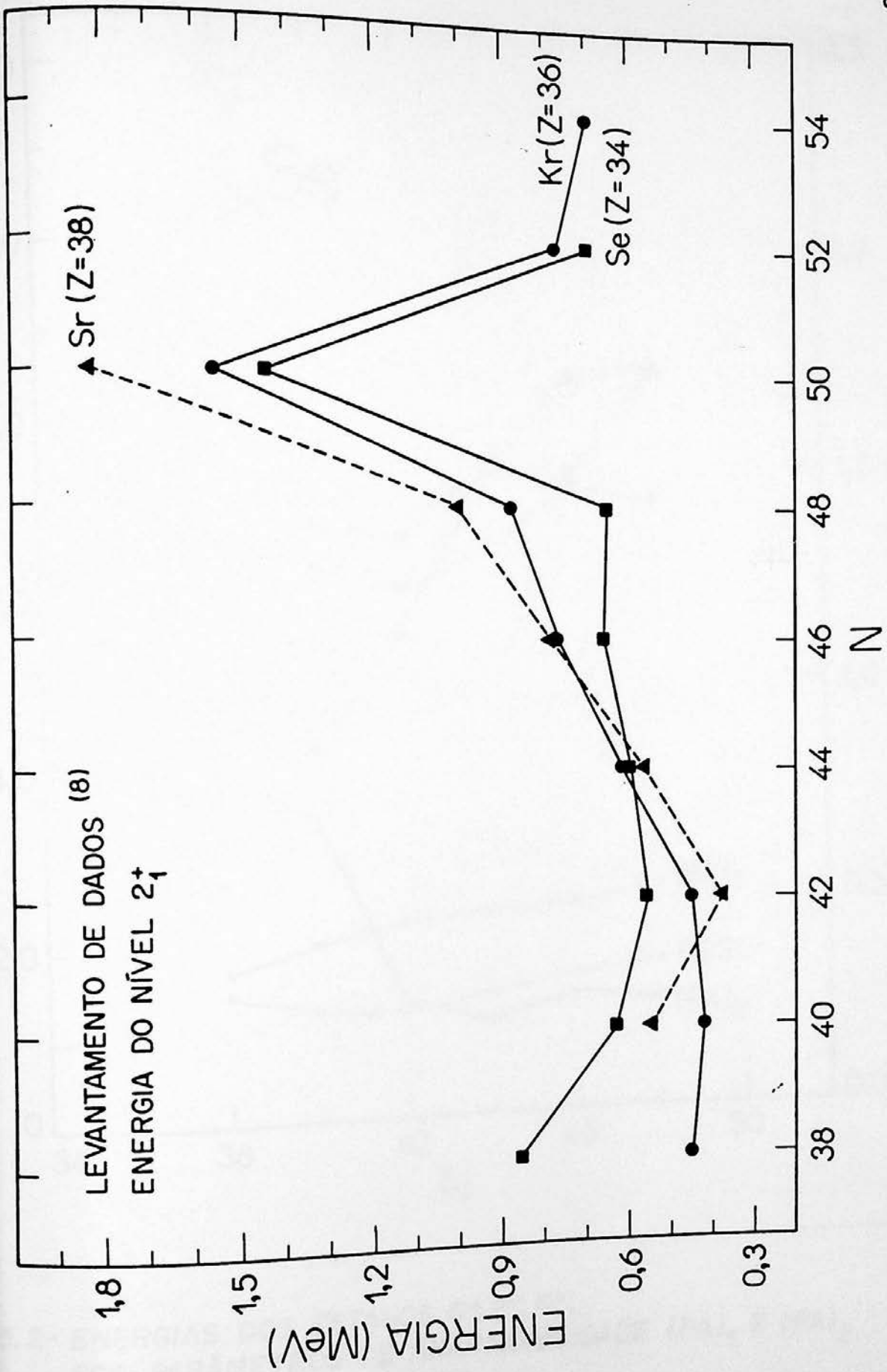
Um levantamento sistemático dos valores experimentais para energias, spins, paridades e $B(E2)$ das transições de baixa energia dos núcleos pares de $34 \leq Z \leq 38$ ' ' ' indica comportamentos que reforçam as atribuições feitas. Tais comportamentos são analisados a seguir, onde será adotada a nomenclatura do modelo vibracional.

V.1 Níveis de Energia

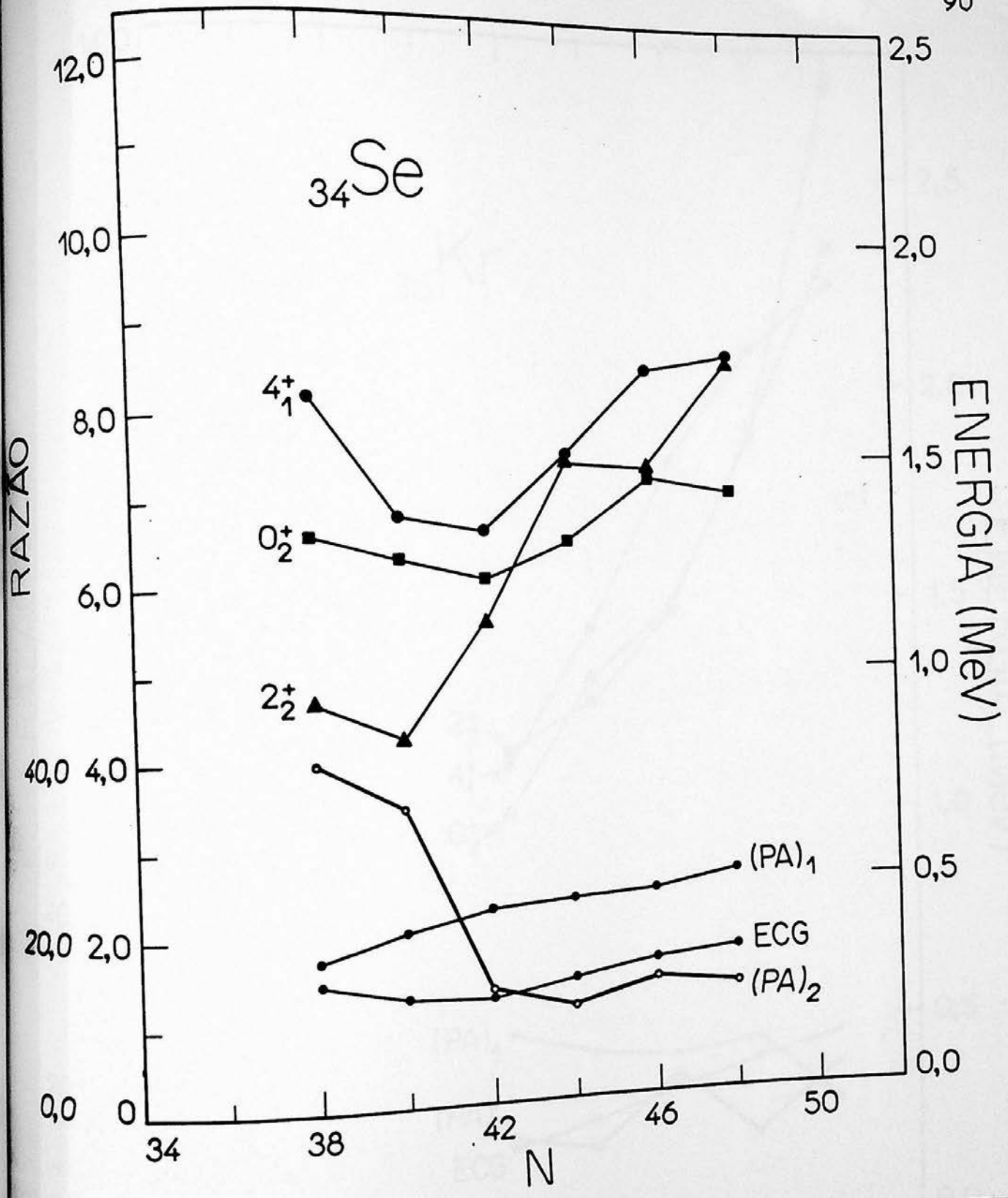
A Figura 5.1 mostra os estados 2_1^+ conhecidos para os isótopos pares de Se, Kr e Sr. Suas energias permanecem sempre ao redor de 0,6 MeV, com um comportamento crescente, quando se aproxima $N = 50$, como esperado para o fechamento da camada de nêutrons, onde a energia desses estados atinge cerca de 1,6 MeV, compatível com excitações de partícula.

As Figuras 5.2 até 5.4 apresentam as energias dos estados 0^+ , 2^+ e 4^+ do tripleto correspondente a dois fônons, para os isótopos pares do Se, Kr e Sr, respectivamente. Muito embora os dados sejam mais escassos à medida que Z cresce, há alguns pontos em comum que cabe ressaltar:

- o comportamento, em aspectos mais gerais dos estados, de medidas da região sobre os quais foi possível fazer uma análise sistemática em função de N , indica uma semelhança : a variação com N , nas proximidades de $N=50$, é bem mais acentuada do que a obtida nas variações de $Z=34$ a 38.

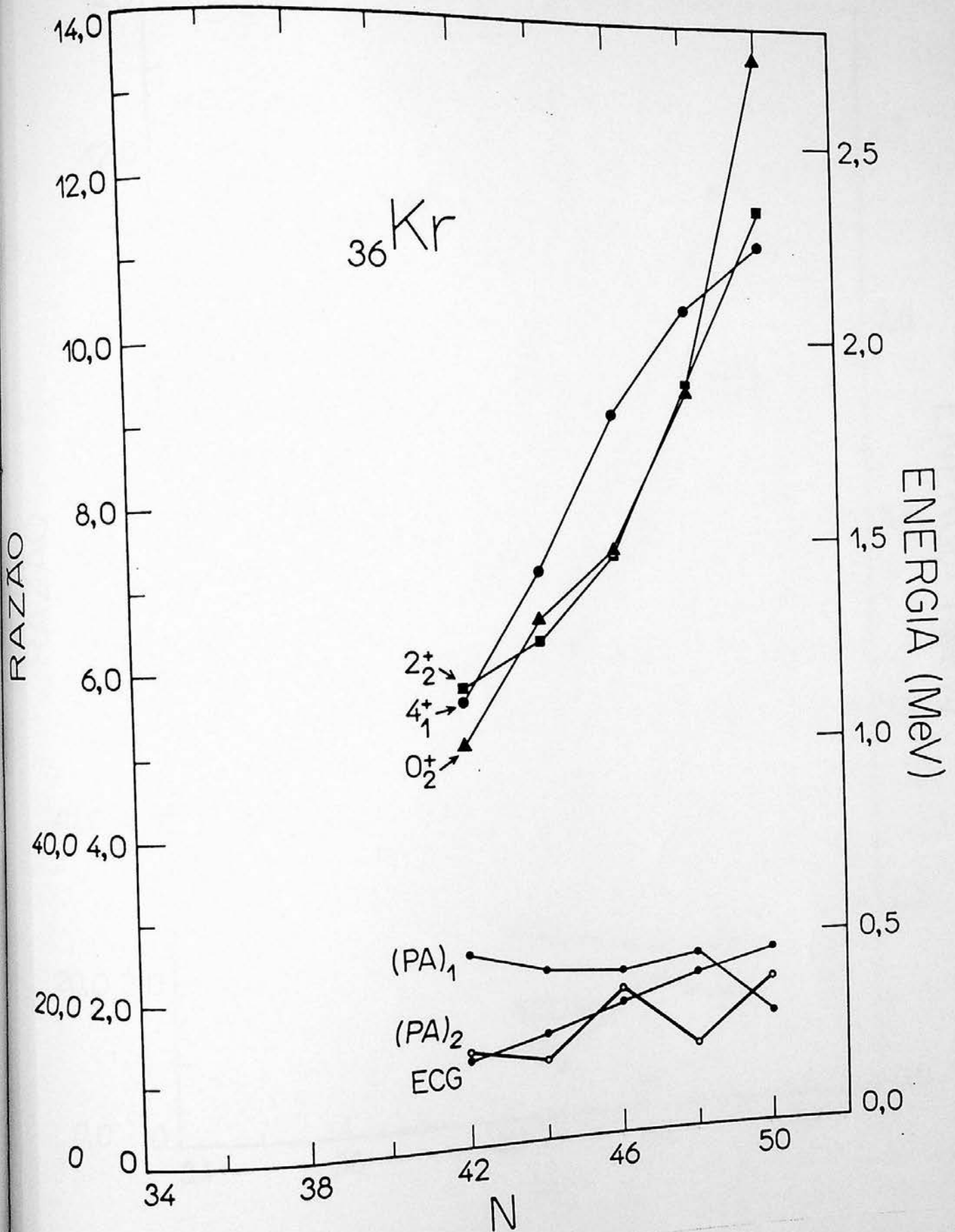


5.1- ENERGIAS DOS ESTADOS 2_1^+ PARA ISÓTOPOS PARES DE SELÊNIO, KRIPTÔNIO E ESTRÔNCIO

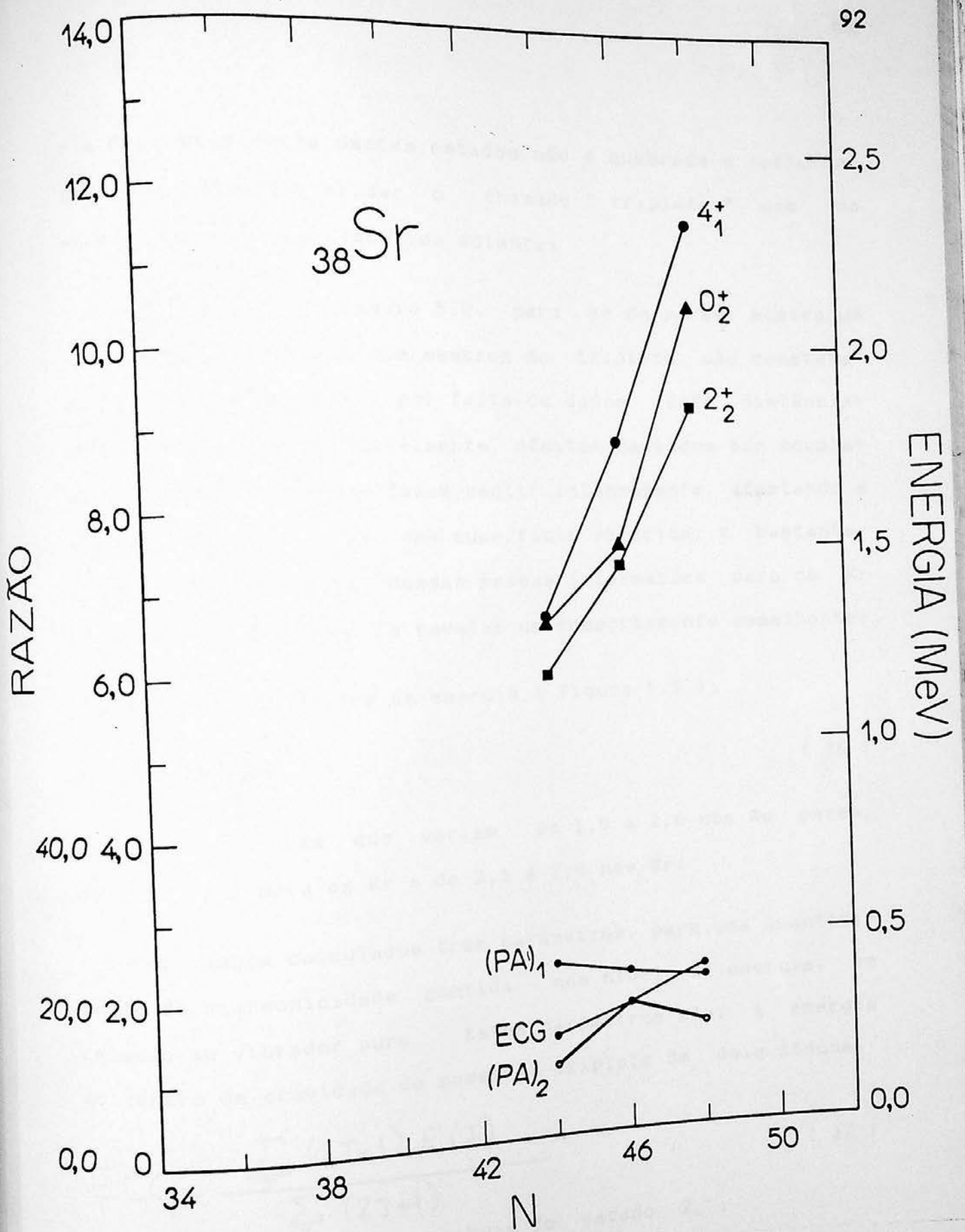


5.2- ENERGIAS DOS ESTADOS $0^+, 2^+, 4^+$; ECG, PARÂMETROS DE ANARMONICIDADE $(PA)_1$ E $(PA)_2$ PARA OS SELÊNIOS PARES

5.3- ENERGIAS DOS ESTADOS $0^+, 2^+, 4^+$; ECG, PARÂMETROS DE ANARMONICIDADE $(PA)_1$ E $(PA)_2$ PARA OS KRÍPTONIOS PARES



5.3- ENERGIAS DOS ESTADOS $0^+, 2^+, 4^+$:
 ECG, PARÂMETROS DE ANARMONICIDADE $(PA)_1$ E $(PA)_2$
 PARA OS KRIPTÔNIOS PARES



5.4- ENERGIAS DOS ESTADOS $0^+, 2^+, 4^+$; ECG, PARAMETROS DE ANARMONICIDADE $(PA)_1$ E $(PA)_2$ PARA OS ESTRÔNCIOS PARES

- a degenerescência destes estados não é quebrada o suficiente para descaracterizar o chamado "triplete", com uma exceção, que será discutida adiante;

- quando $N < 42$ a Figura 5.2, para os Se pares, mostra um afastamento acentuado dos membros do triplete, não constatado nas outras figuras, por falta de dados. Este distanciamento revela que, possivelmente, efeitos causados por acoplamento de partículas se fazem sentir intensamente, afastando a imagem de vibrações de uma superfície esférica. É bastante provável que a coleta dessas mesmas informações para os Kr e Sr mais leves venha a revelar um comportamento semelhante;

- o cálculo das razões de energia (Figura 5.5):

$$R(4) = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)} \quad (36)$$

apresenta valores que variam de 1,9 a 2,6 nos Se pares, de 2,2 a 2,4 para os Kr e de 2,5 a 2,0 nos Sr;

- foram também calculados três parâmetros, para uma quantificação da anarmonicidade contida nos níveis de energia, em relação ao vibrador puro. Estes parâmetros são: a energia do centro de gravidade do possível triplete de dois fônons,

$$ECG = \frac{\sum_J (2J+1) E(J)}{\sum_J (2J+1)} \quad (37)$$

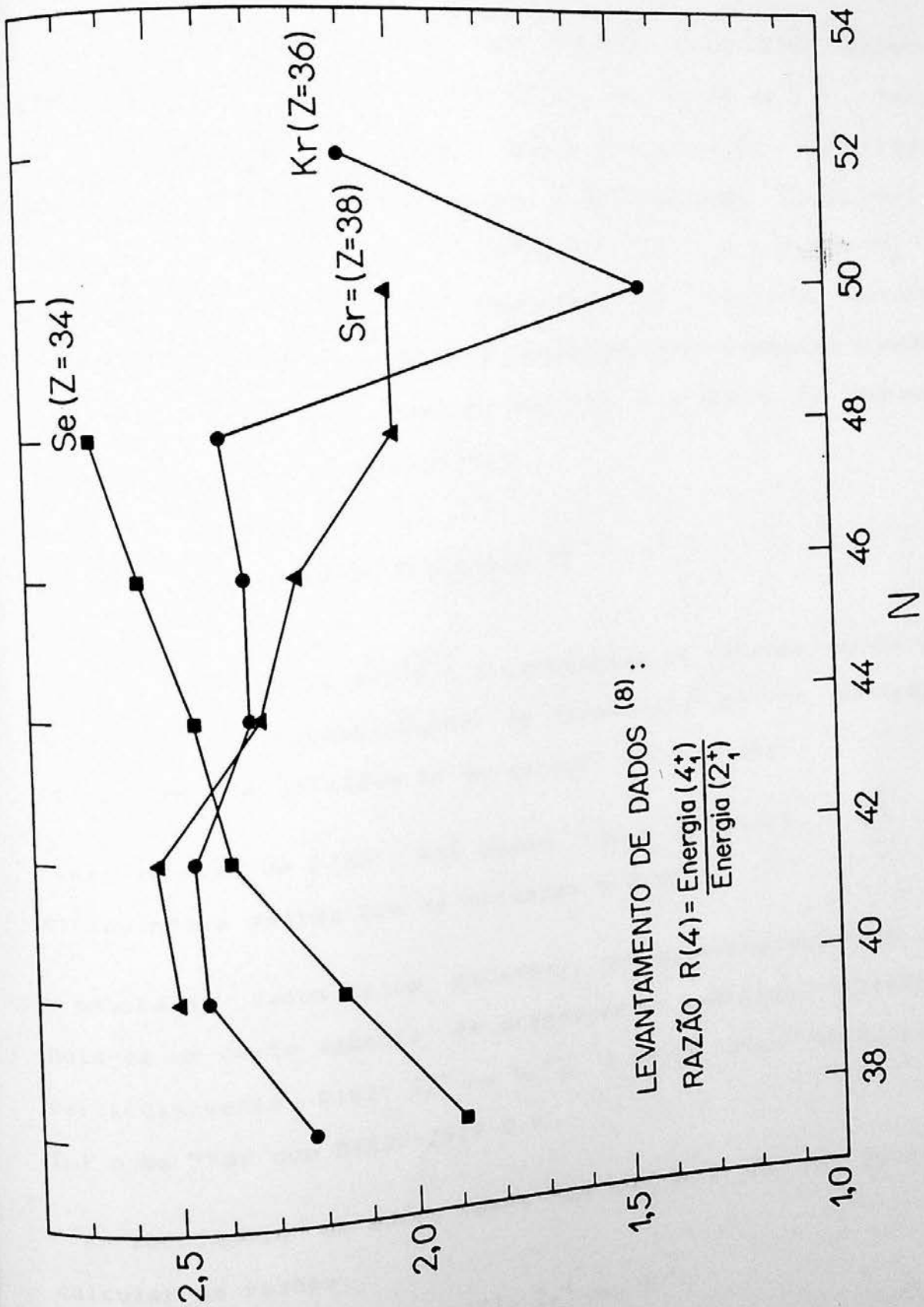
a razão entre ECG e a energia do estado 2_1^{+} ,

$$(PA)_1 = \frac{ECG}{E(2_1^+)} \quad (38)$$

e a separação quadrática média entre os membros do triplete:

$$(PA)_2 = \frac{\left[\left(\sum_J E(J) - ECG \right)^2 \right]^{1/2}}{ECG} \quad (39)$$

5.5- RAZÃO R(4) EM FUNÇÃO DE N (NÚMERO DE NEUTRÔNS)



os valores destas quantidades, no caso de vibração pura, são: $R(4) = 2$, $PA_1 = 2$ e $PA_2 = 0$. As Figuras 5.2 a 5.4 contêm curvas correspondentes às três últimas quantidades.

Exceto para $N = 50$, os valores para $R(4)$ encontram-se sistematicamente acima de 2,0, na faixa de 2,2. Isto é consistente com o fato de que a acurácia da descrição vibracional é sempre menor do que a da descrição rotacional, onde a regra 3,33 é melhor obedecida⁴³. Já a razão PA_1 , efetuada com o centro de gravidade do tripleto, parece corresponder melhor ao valor 2, esperado teoricamente. Quanto ao parâmetro PA_2 , este parece amplificar o efeito de quebra de degenerescência do tripleto.

V.2 Probabilidades de Transição E2

As Tabelas 5.1 e 5.2 apresentam os valores conhecidos para as probabilidades de transição E2 de diversas transições, em unidades de Weisskopf. Note-se que:

- os valores de $B(E2)$ são quase todos coletivos ($\gg 1$), diminuindo à medida que se aproxima $N = 50$;
- embora os dados sejam escassos, com o crescimento de Z , nota-se um certo aumento de grandezas de natureza coletiva, particularmente $B(E2; 2_1^{+} \rightarrow 0_1^{+})$. O maior valor encontrado foi o do ^{80}Sr com $B(E2) = 79,9$ U.W.
- a abundância de dados para os isótopos do Se permite calcular as razões:

$$r_1 = B(E2; 4_1^{+} \rightarrow 2_1^{+}) / B(E2; 2_1^{+} \rightarrow 0_1^{+})$$

$$e \quad r_2 = B(E2; 2_{22}^{+} \rightarrow 2_{11}^{+}) / B(E2; 2_{11}^{+} \rightarrow 0_{11}^{+}),$$

além de permitir o exame de $B(E2; 2_{22}^{+} \rightarrow 0_{11}^{+})$, que dão indicações de quão fiel é a imagem vibracional para eles. Os resultados para r_1 e r_2 variam desde aproximadamente 2, decrescendo até 1,1 para $N = 48$. Os mesmos cálculos no caso dos Kr pares produzem valores próximos de 1 e para os Sr pares não há dados. Quanto à transição de "crossover", todos os valores de $B(E2)$ giram ao redor de 1. A transição de "crossover" apresenta, então, valores de $B(E2)$ de partícula, o que foge à imagem do modelo vibracional, mas significa um obediência, ao menos aproximado, de sua proibição em termos coletivos.

Os valores de r_1 e r_2 revelam que esses núcleos têm um comportamento aproximadamente vibracional ($r_1^{teo} = r_2^{teo} = 2$) e suas flutuações poderiam ser bem descritas por um modelo que incluísse um vibrador harmônico puro (de quadrupolo) mais algum grau de liberdade que relaxasse suas regras de intensidade e seleção (duas partículas, anarmonicidade, etc);

- os valores de $\delta(E2/M1)$ das transições $2_{22}^{+} \rightarrow 2_{11}^{+}$ são todos elevados, indicando a existência de transições M1 pouco intensas, que teriam origem nas características de partícula presentes na função de onda nuclear, responsáveis também pelas transições E2 de "crossover" já comentadas.

Os dados sistemáticos apresentados permitem que se estabeleça com razoável certeza a presença de um estado 0_{22}^{+} no ^{84}Kr , com energia de 1831,1 keV proposta por este trabalho.

TABELA 5.1 - VALORES DE PROBABILIDADES DE TRANSIÇÃO
Se PARES

	E_{γ} (MeV)	$J_i \rightarrow J_f$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ $F_m^4 e^2$	$\frac{B(E2)^*}{B(E2)_{P.U.}}$	$\frac{B(E2)^{**}}{B(E2)_{P.U.}}$	$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$	$\delta \left(\frac{E2}{M1} \right)^{***}$
^{78}Se	0,8620	$2_1 \rightarrow 0_1$		18,78			
	1,3167	$2_2 \rightarrow 0_1$	8,14	0,45		0,0067	4,6 (1,5)
	0,4547	$2_2 \rightarrow 2_1$		66,83			
	0,7748	$4_1 \rightarrow 2_1$		36,2			
^{74}Se	0,6348	$2_1 \rightarrow 0_1$			40,10		
1,2689	$2_2 \rightarrow 0_1$	3,10	0,16 ⁺	0,87	0,0025	-3,6 $\begin{pmatrix} +2,0 \\ -1,0 \end{pmatrix}$	
0,6343	$2_2 \rightarrow 2_1$		65,80	49,0			
0,7283	$4_1 \rightarrow 2_1$		77,5	80,0			
^{76}Se	0,5591		$2_1 \rightarrow 0_1$				43,36
1,2161	$2_2 \rightarrow 0_1$	7,00	1,16	1,26	0,0268	5,4 (2)	
0,6570	$2_2 \rightarrow 2_1$		43,2	42,9			
0,7718	$4_1 \rightarrow 2_1$		70,9	70,6			
^{80}Se	0,6136		$2_1 \rightarrow 0_1$				32,79
1,3086	$2_2 \rightarrow 0_1$	19,59	0,97	1,07	0,0268	3,5 $\begin{pmatrix} +2,6 \\ -1,4 \end{pmatrix}$	
0,6948	$2_2 \rightarrow 2_2$		36,11	33,3			
0,8892	$4_1 \rightarrow 2_1$		48,2	48,8			
^{82}Se	0,6662		$2_1 \rightarrow 0_1$				23,80
1,4488	$2_2 \rightarrow 0_1$	26,23	1,25	1,31	0,0608	5 $\begin{pmatrix} +6 \\ -2 \end{pmatrix}$	
0,7824	$2_2 \rightarrow 2_2$		20,64	18,6			
1,0348	$4_1 \rightarrow 2_1$		34,20	35,2			
^{84}Se	0,6544		$2_1 \rightarrow 0_1$				16,35
1,7313	$2_2 \rightarrow 0_1$	31,25	1,45	1,37	2,18		
1,0764	$2_2 \rightarrow 2_2$		6,65	5,0			
1,0799	$4_1 \rightarrow 2_1$		18,2	19,0			

(*) cálculos feitos com dados da ref. (8)

(* , *) cálculos de J.Barrete et.al. ref. (46)

(* , * , *) valores de J.Lange et.al. ref. (47)

(+) valores de razão de ramificação da ref. (8) , resultam em um valor bem menor que o experimental, ref. (46)

TABELA 5.2 - VALORES DE PROBABILIDADES DE TRANSIÇÃO
Kr e Sr PARES

	E_{γ} (MeV)	$J_i \rightarrow J_f$	$\frac{B(E2)^*}{B(E2)_{P.U.}}$	$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$	$\delta\left(\frac{E2}{M1}\right)^{***}$
^{76}Kr	0,4238	$2_1 \rightarrow 0_1$	58,15		
	0,612	$4_1 \rightarrow 2_1$	56,6		
^{78}Kr	0,4550	$2_1 \rightarrow 0_1$	57,72		
^{80}Kr	0,6162	$2_1 \rightarrow 0_1$	38,29		
	1,2561	$2_2 \rightarrow 0_1$		0,0097	
	0,6394	$2_2 \rightarrow 2_1$			$16\left(\begin{matrix} +\infty \\ -8 \end{matrix}\right)$
	0,8198	$4_1 \rightarrow 2_1$	43,2		
^{82}Kr	0,7765	$2_1 \rightarrow 0_1$	18,63		
	1,4748	$2_2 \rightarrow 0_1$		0,0153	
	0,6932	$2_2 \rightarrow 2_1$			$1,7 \leq \delta \leq 2,8$
^{84}Kr	0,8816	$2_1 \rightarrow 0_1$	14,49		
	1,8977	$2_2 \rightarrow 0_1$		0,1088	
	1,0161	$2_2 \rightarrow 2_1$			$10\left(\begin{matrix} +90 \\ -8 \end{matrix}\right)$
^{86}Sr	0,3854	$2_1 \rightarrow 0_1$	79,9		
^{88}Sr	0,7931	$2_2 \rightarrow 0_1$	27,1		
	1,0766	$2_2 \rightarrow 0_1$	10,0		
^{90}Sr	1,8544	$2_1 \rightarrow 0_1$		0,1183	
	0,7774	$2_2 \rightarrow 2_1$			0,30(2)
	1,8360	$2_1 \rightarrow 0_1$	7,17		
^{92}Sr	2,7340	$2_2 \rightarrow 0_1$		0,0043	
	0,89803	$2_2 \rightarrow 2_1$			0,04(2)

(*) cálculos feitos com dados da ref. (8)
 (*,*,*) valores de J.Lange et.al. ref. (47)

Cálculos cedidos por R.R.P. Teixeira, onde são acopladas duas partículas a um vibrador harmônico ⁽⁴⁸⁾, no melhor ajuste resultaram nos níveis de energia apresentados na Tabela 5.3, onde são comparados aos dados experimentais ⁽⁴⁹⁾. Cálculos de B(E2) utilizando os níveis de partícula mencionados por H. Dias et.al. ⁽⁴⁹⁾ são apresentados na Tabela 5.4

TABELA 5.3 - NÍVEIS DE ENERGIA

estado	energia ⁽⁴⁸⁾ MeV	energia ⁽⁴⁹⁾ MeV
0 ⁺	0,0	0,0
2 ₁ ⁺	1,18	0,882
0 ₂₂ ⁺	1,891	1,831**
2 ₂₂ ⁺	1,943	1,897
4 ₁ ⁺	2,018	2,095
4 ₂₂ ⁺	2,665	2,345

** dado do presente trabalho.

TABELA 5.4 - VALORES DE B(E2)

transição	B(E2) ⁽⁴⁸⁾	B(E2) ⁽⁴⁹⁾
2 ₁ ⁺ 0 ₁ ⁺	280 F ⁴ e ²²	320 F ⁴ e ²²
2 ₂₂ ⁺ 0 ₁ ⁺	2,1 F ⁴ e ²²	
2 ₂₂ ⁺ 2 ₁ ⁺	303 F ⁴ e ²²	
4 ₁ ⁺ 2 ₁ ⁺	351 F ⁴ e ²²	

Os valores de $\log ft$ determinados por este trabalho (Tabela 4.1) permitem calcular os elementos de matriz das transições beta primeira proibida única e os valores que obtivemos são apresentados na Tabela 5.5.

TABELA 5.5 - ELEMENTOS DE MATRIZ

		transição	$\langle \sigma.T \rangle$
^{84}Rb	^{84}Kr	$2^{m-} \rightarrow 0_1^{+}$	0,00370
		$2^{m-} \rightarrow 0_2^{+}$	0,00007
		$2^{m-} \rightarrow 4_2^{+}$	0,00239
^{84}Rb	^{84}Sr	$2^{m-} \rightarrow 0_1^{+}$	0,00326

Os valores obtidos para os elementos de matriz, são bem menores do que seriam esperados em um cálculo direto com o Modelo de Partícula Única. Valores baixos são aceitáveis para núcleos mais pesados, ocorrendo também para transições favorecidas - referência (6).

Não foram determinados elementos de matriz de outras transições por envolverem mais de um operador.

O presente trabalho, demonstra que medidas utilizando as nossas facilidades experimentais, permitem completar esquemas de desintegração, mesmo envolvendo transições cuja intensidade seja da ordem de 1 parte em 10^4 de transições mais fortes.



APENDICE A - CORREÇÃO DE AUTO - ABSORÇÃO

Pode-se obter a correção de auto-absorção, no limite de fonte fina, homogênea e infinitamente distante do detetor (Figura A-1).

Se I_0 é o número de fótons que seriam detectados se não houvesse auto absorção e d é a espessura da fonte, a intensidade que atravessa uma lâmina dx em x é:

$$dI(x) = \frac{I_0}{d} dx e^{-\mu(d-x)} \quad (A-1)$$

onde μ é o coeficiente de absorção. A hipótese de distância infinita garante que a espessura do absorvedor é $(d-x)$ e a de que a fonte é homogênea garante a intensidade $(I_0/d)dx$ da lâmina.

Integrando, obtém-se o número de fótons detectados:

$$I = \int_0^d dI(x) = \frac{I_0}{d} e^{-\mu d} \int_0^d e^{\mu x} dx \quad (A-2)$$

$$I = I_0 \left[\frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu d} \right]$$

expandindo $e^{-\mu d}$ em série:

$$e^{-\mu d} = 1 - \mu d + \frac{\mu^2 d^2}{2} - \dots$$

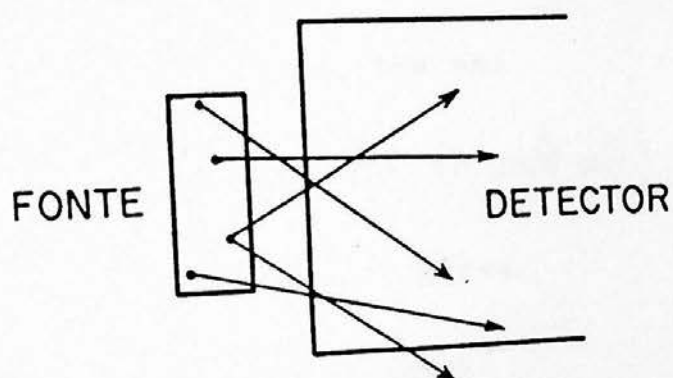
e truncando após o segundo termo (hipótese de fonte fina),

$$I \approx I_0 \left[\frac{1 - 1 + \mu d - \frac{\mu^2 d^2}{2}}{\mu d} \right] = I_0 \left[1 - \frac{\mu d}{2} \right] \quad (A-3)$$

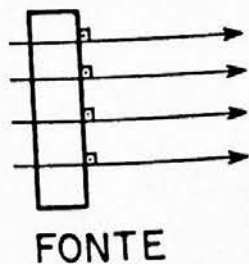
A-1 - CORREÇÃO DE AUTO-ABSORÇÃO FONTE PLANA

- a) Sistema fonte - detector : muito próximos
- b) Sistema fonte - detector : distância "infinitamente" grande
- c) Esquema da geometria da fonte

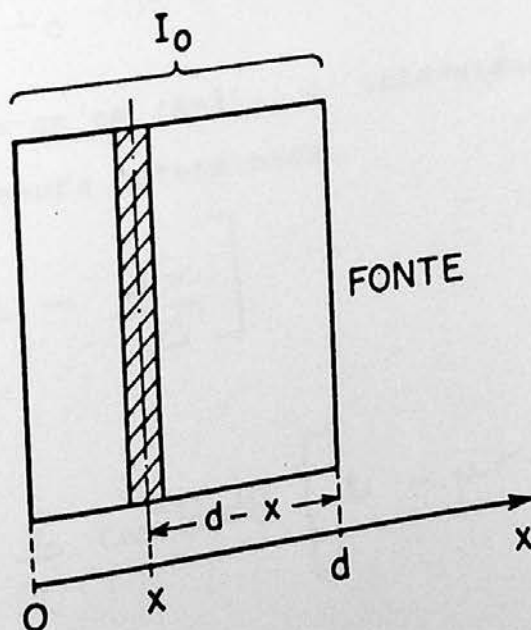
A)



B)



C)



Este cálculo pode ser feito para uma amostra cilíndrica. A Figura A-2 ilustra a geometria utilizada e a definição das coordenadas. Dividindo a fonte em lâminas paralelas ao eixo da fonte e do detector, a espessura de da lâmina definida pela coordenada θ é:

$$de = r \cdot \cos \theta \cdot d\theta$$

Nesta lâmina, tem-se:

$$d(\text{massa}) = (2r \cos \theta) \cdot (r \cos \theta d\theta) \cdot h \cdot \rho \quad (\text{A-4})$$

onde ρ é a densidade de massa.

A massa total será:

$$M = \rho \cdot \pi r^2 \cdot h$$

sendo a fonte homogênea, a atividade da amostra é proporcional à massa e, portanto, se:

$$d(\text{massa}) = \frac{2}{\pi} \cdot M \cos^2 \theta d\theta \quad (\text{A-5})$$

tem-se:

$$dI = \frac{2}{\pi} I_0 \cos^2 \theta d\theta \quad (\text{A-6})$$

Obteve-se em (A-3), a intensidade que atravessa uma lâmina de espessura determinada:

$$I = I_0 \left[1 - \frac{\mu x}{2} \right]$$

Assim:

$$dI = I_0 \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta d\theta \left[1 - \mu r \cos \theta \right] \quad (\text{A-7})$$

$$I = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dI = I_0 \frac{2}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta d\theta - I_0 \frac{2}{\pi} \mu r \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \theta d\theta$$

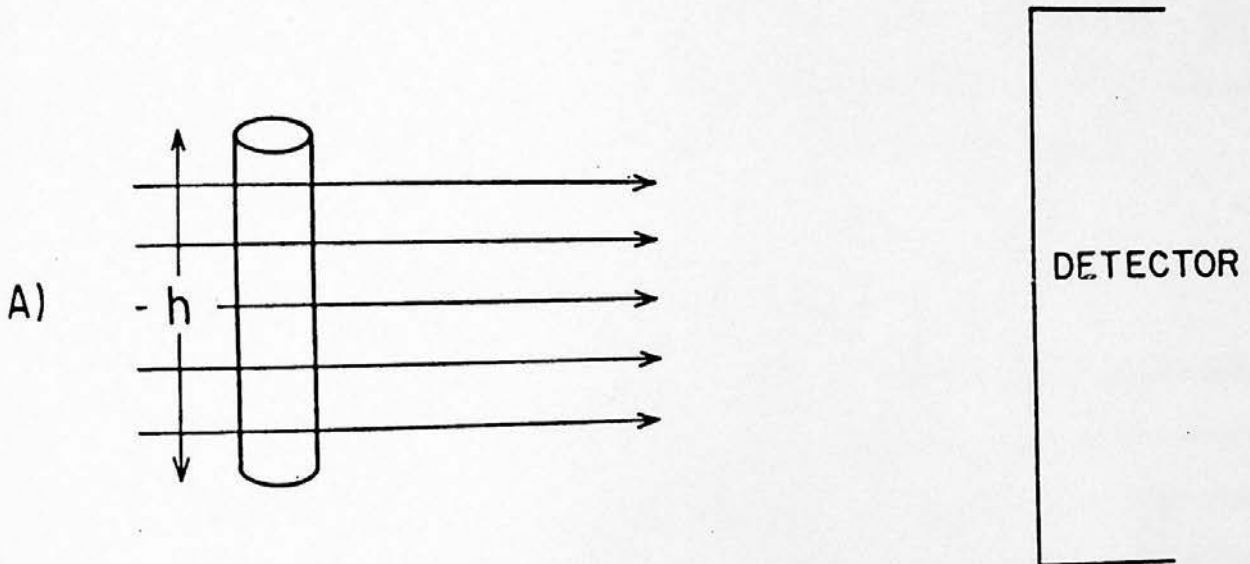
$$I = I_0 \frac{2}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} \theta + \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Big|_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} - \mu r \left[\frac{1}{3} \sin \theta (\cos^2 \theta + 2) \right] \Big|_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \right]$$

$$I = I_0 \frac{2}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} - \frac{4}{3} \mu r \right] = I_0 \left[1 - \frac{8}{3\pi} \mu r \right] \quad (\text{A-8})$$

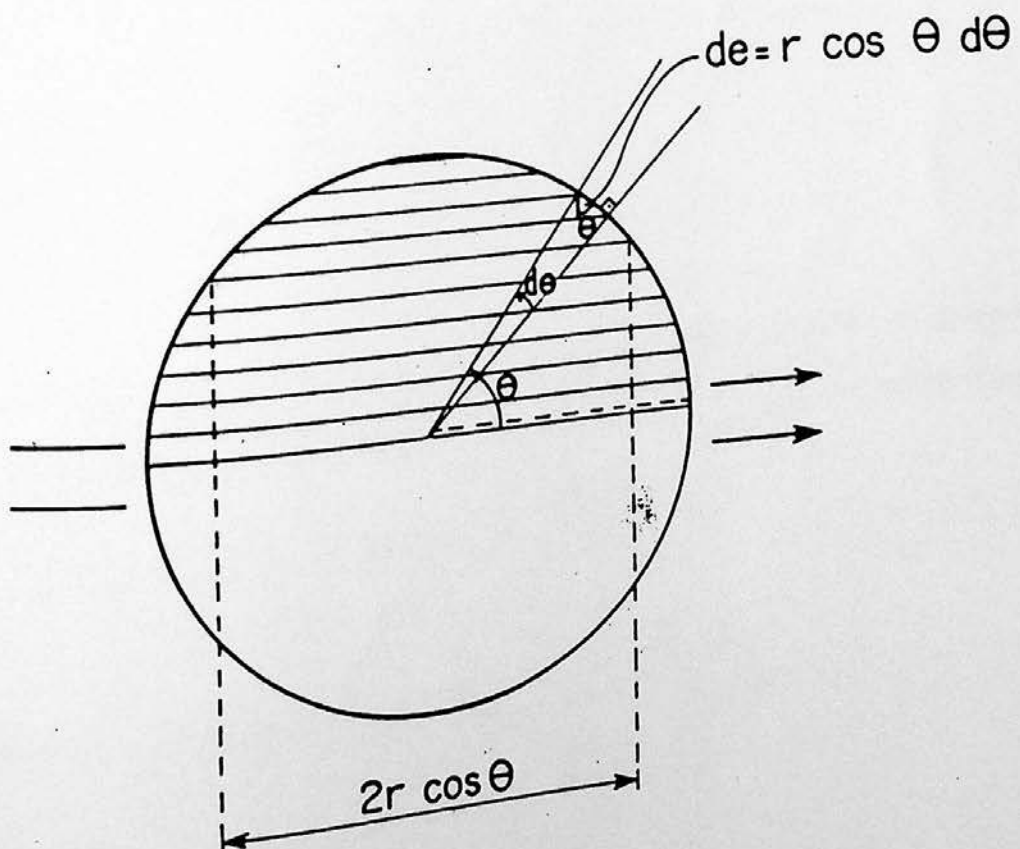
A-2 - CORREÇÃO DE AUTO - ABSORÇÃO FONTE CILÍNDRICA

a) Sistema fonte-detector

b) Esquema da geometria da fonte



B)



APENDICE B - ALGORITMOS DE AJUSTE DO PROGRAMA IDEFIX

Este programa ⁴⁴ utiliza dois algoritmos para ajustar os picos e fundos : o de mínimos quadrados e o de máxima probabilidade. Ambos os métodos utilizam a hipótese da existência de um valor verdadeiro para uma medida, o qual se procura determinar com a melhor exatidão e precisão possíveis. Serão descritos brevemente, uma vez que existe uma vasta bibliografia sobre o assunto, referências (42) e (43), por exemplo.

Método da máxima probabilidade :

Para um espectro, onde o número total de eventos não é fixo a cada contagem, a cada canal corresponde uma distribuição de Poisson. Cada canal tem uma média verdadeira, correspondente ao valor que deveria ter se não houvessem flutuações estatísticas. A probabilidade de obter um certo valor n_i no canal i , se a média verdadeira (desconhecida) é N_i , é dada por :

$$P(n_i) = \frac{e^{-N_i} N_i^{n_i}}{n_i!} \quad (B-1)$$

e, a probabilidade de obter um dado espectro é o produto das probabilidades de ter obtido aquelas contagens em cada canal :

$$P(\text{espectro de } m \text{ canais}) = \prod_i P(n_i)$$

$$P(\text{área ajustada}) = \frac{e^{-\sum N_i} \prod N_i^{n_i}}{\prod n_i!} \quad (B-2)$$

Por exemplo, N_i pode representar um pico gaussiano de desvio padrão A_6 centrado em A_5 , com amplitude A_4 sobre um fundo de segundo grau :

$$N_i = A_1 + A_2 \cdot i + A_3 \cdot i^2 + A_4 \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{i - A_5}{A_6} \right)^2 \right]$$

já que ele varia para cada canal e representa a forma do espectro verdadeiro. Para que o espectro obtido seja o mais provável deve-se encontrar o conjunto de parâmetros A_1, \dots, A_n que maximize $P(\text{espectro})$.

Para uma função que representa o pico, formada de um fundo de grau menor ou igual a 2 e de uma soma de gaussianas, o procedimento é de maximizar o logaritmo de P :

$$\ln(P) = -\sum N_i + \sum n_i \cdot \ln(N_i) - \sum \ln n_i! \quad (\text{B-3})$$

o terceiro termo é constante para um dado espectro, simplificando o cálculo, onde deve-se resolver um sistema de equações não lineares do tipo :

$$\frac{\partial \ln P}{\partial n_j} = 0 \quad (\text{B-4})$$

Para calcular erros e covariâncias, utiliza-se a inversa da matriz :

$$M_{ij} = -\frac{\partial^2 \ln P}{\partial A_i \partial n_j} \quad (\text{B-5})$$

onde A_i é um dos parâmetros já calculados.

Método dos Mínimos Quadrados :

Se a cada valor da medida supõe-se média igual à média verdadeira e variância igual a variância verdadeira, isto é, se a ele corresponde uma distribuição normal (gaussiana), a probabilidade é dada pelo produto das gaussianas e maximizá-la é o mesmo que minimizar o expoente :

$$Q = \sum_i \frac{(Y_i - Y(X_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (B-6)$$

onde Y_i é o valor medido com erro e $Y(X_i)$ o valor verdadeiro.

Assim, este método é o limite da máxima probabilidade para grandes contagens, quando a distribuição de Poisson para números grandes tende a uma gaussiana com a mesma média e com variância igual à média (na prática, um pico com mais de 50 contagens é ajustado pelos mínimos quadrados).

Deve-se minimizar Q :

$$\frac{\partial Q}{\partial A_j} = 0 \quad (B-7)$$

um sistema de equações não lineares para o caso de pico + fundo.

Uma medida de quanto os valores estão espalhados em torno da verdadeira curva é o chamado chi-quadrado. O programa apresenta também o valor correspondente à distribuição de Probabilidade de chi-quadrado, que representa uma análise mais rigorosa da qualidade do ajuste.

APENDICE C - TESTE DO SISTEMA BIPARAMÉTRICO

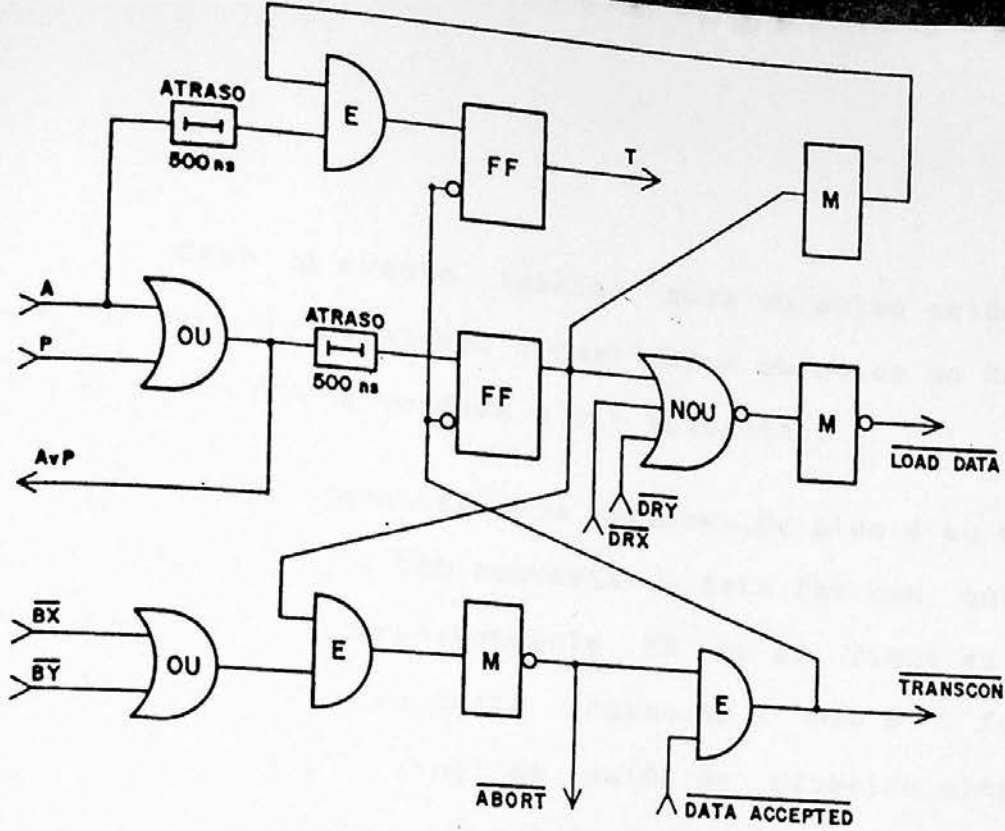
O sistema usado nas experiências de correlação angular até o primeiro semestre de 1982, era o UNIPARAMÉTRICO, que envolve a análise de um único parâmetro e onde a escolha da região de interesse, isto é, a fração do espectro que contém a transição gama com a qual se pretende avaliar o número de coincidências, é selecionada através de um monocanal $\langle \omega \rangle$.

No período de 1983 a 1984 foi instalado o sistema BIPARAMÉTRICO e se fez necessário um teste de reprodutibilidade e confiabilidade dos vários programas e circuitos que ele envolve.

Cabe uma descrição do esquema lógico do Módulo SINCBIP (Sincronizador Adaptador Biparamétrico) - Figuras C-1 e C-2.

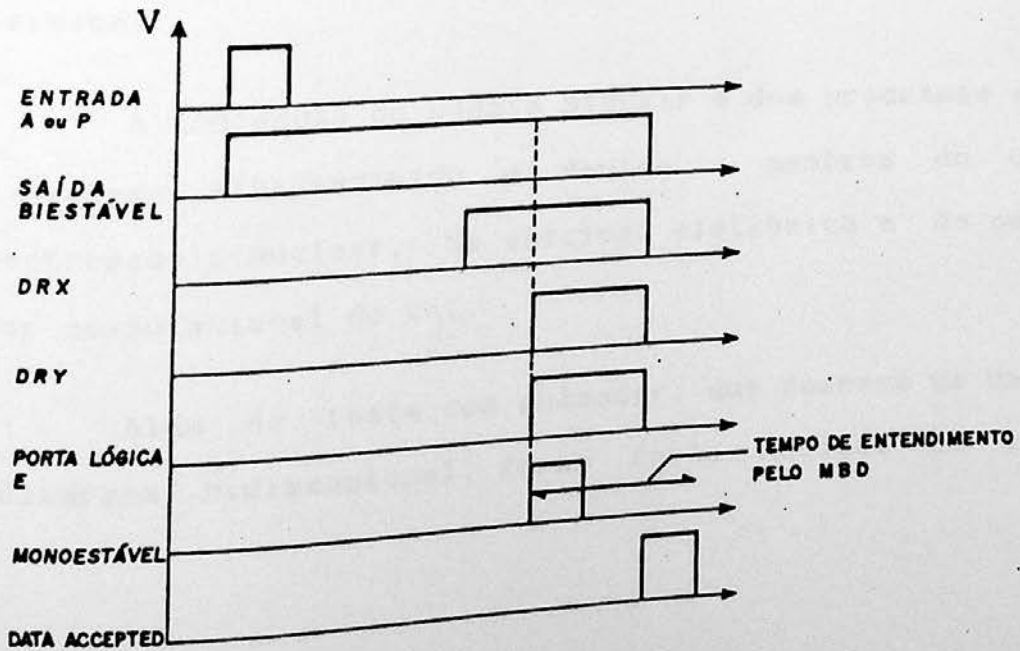
A entrada de um pulso A (acidental) ou T (total), vindo da coincidência rápida, arma o biestável. O sinal de saída deste biestável e os sinais de " DATA READY " dos CAD X e Y, sempre em lógica negativa, vão a uma porta lógica E.

O pulso que sai desta porta vai a um monoestável que fornece um pulso de " LOAD DATA " para o Registrador de Entrada. Este envia ao Controlador um sinal de LAM (" Look At Me "), indicando que está com uma informação pronta para ser transferida (24 bits = 3 bytes). O controlador informa o canal 2 da interface microprogramável, MBD, que pede a informação contida no Registrador de Entrada. Este último o envia e fornece um pulso de " DATA ACCEPTED " ao módulo SINCBIP.



C-1 - ESQUEMA LÓGICO DO SINCIBIP

C-2 - ESQUEMA DOS PULSOS LÓGICOS DO SINCIBIP



Caso o evento inicial seja um pulso acidental A, este arma um segundo biestável o qual envia um pulso ao Registrador de Entrada, que torna verdade o bit acidental.

Existem eventos cuja voltagem de pico é ou muito alta ou muito baixa para o CAD converter. Isto faz com que o sinal de ocupado (busy) correspondente, BX ou BY, fique em zero. Estes sinais entram em uma porta lógica NE (não e) fornecendo um pulso que , com o sinal de saída do primeiro biestável, numa porta lógica E gera um sinal de " ABORT " para os CAD e o evento é rejeitado. (Estas ocorrências são diminuídas através de janelas nos monocanais).

Um sinal de " ABORT " ou " DATA ACCEPTED " gera um pulso " TRANSCOM " que desarma os biestáveis e inicializa os CAD, fazendo com que o sistema fique pronto para outro evento.

Durante a aquisição, o PDP 11/45 grava um arquivo em fita ou disco e, simultaneamente, constrói um arquivo que contém os espectros totais (projeções completas nos dois eixos de energia) de ambos os detectores. Este arquivo serve de controle de aquisição e pode ser usado para a seleção das regiões de interesse.

A concepção do módulo SINCBIP e dos programas envolvidos no sistema BIPARAMÉTRICO é devida a membros do Grupo de Espectroscopia Nuclear, da oficina eletrônica e do pessoal do setor computacional do LAL.

Além do teste com pulsador, que fornece um único ponto no diagrama bidimensional, foram feitas medidas de correlação

angular do ^{60}Co com ambos os sistemas para uma comparação dos resultados.

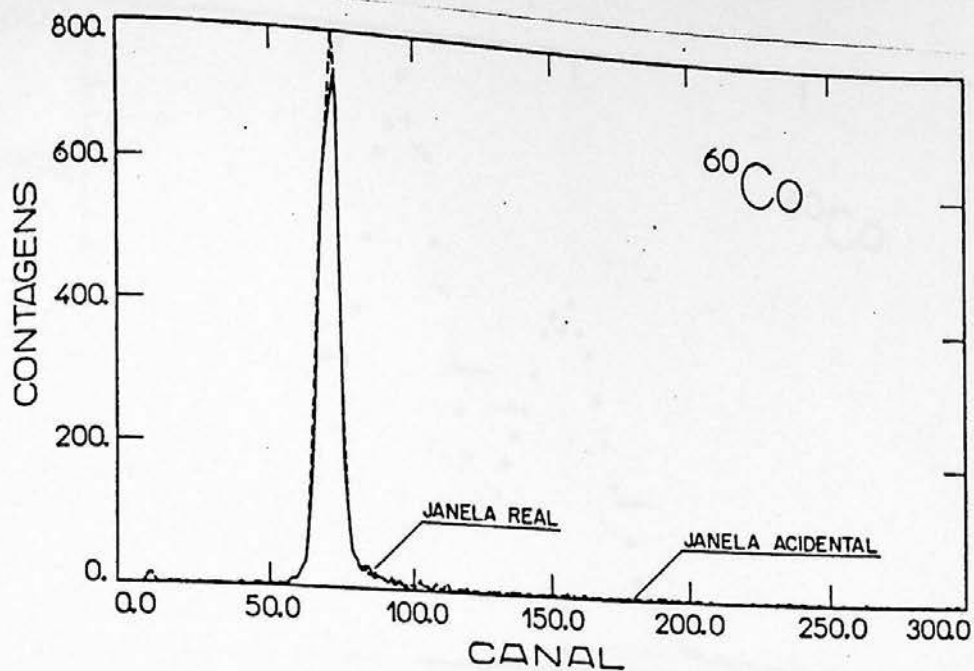
As medidas envolveram um circuito de coincidência lenta (em energia) e um de coincidência rápida (em tempo), um detector de 53 cm^3 de Ge(Li) e um outro de NaI(Tl) de $3'' \times 3''$.

O gráfico correspondente ao espectro de tempo obtido é apresentado na Figura C-3. Nesta Figura são indicadas as regiões de coincidências totais e acidentais.

Os espectros de energia da fonte de ^{60}Co obtidos em ambos os detectores e a escolha de janelas em energia são apresentadas nas Figuras C-4 (A e B) e C-5, respectivamente. Escolhendo-se a janela na transição de 1332 keV ' ' no detector de NaI(Tl) deve-se obter no detector de Ge(Li), levando-se em conta as correções para acidentais, apenas a transição de 1173 keV e vice-versa; Figura C-6.

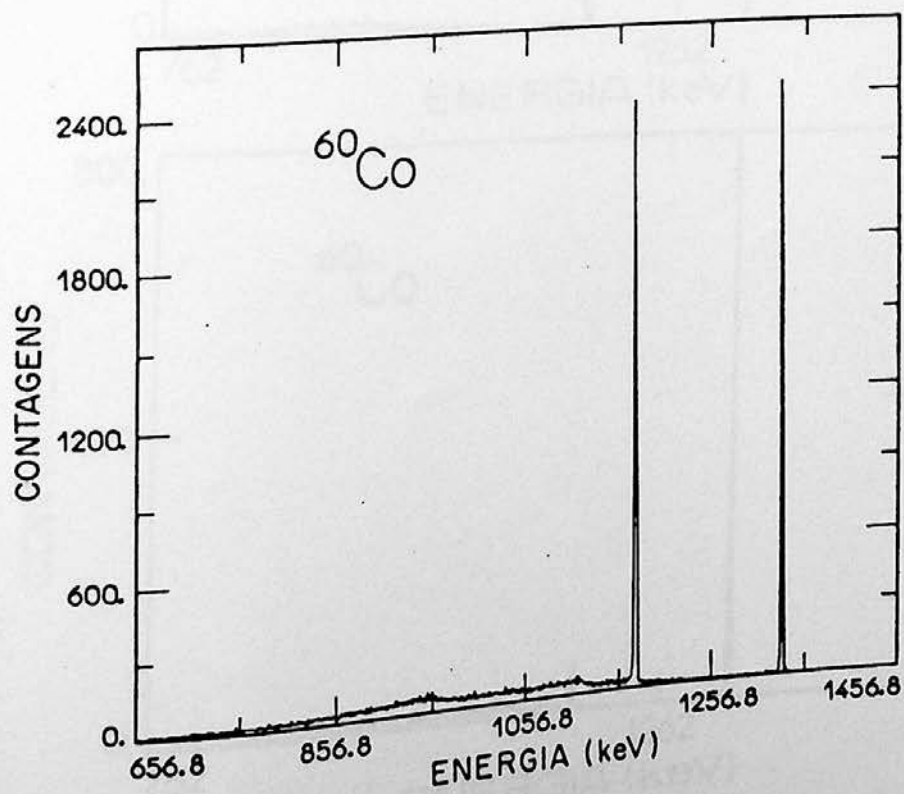
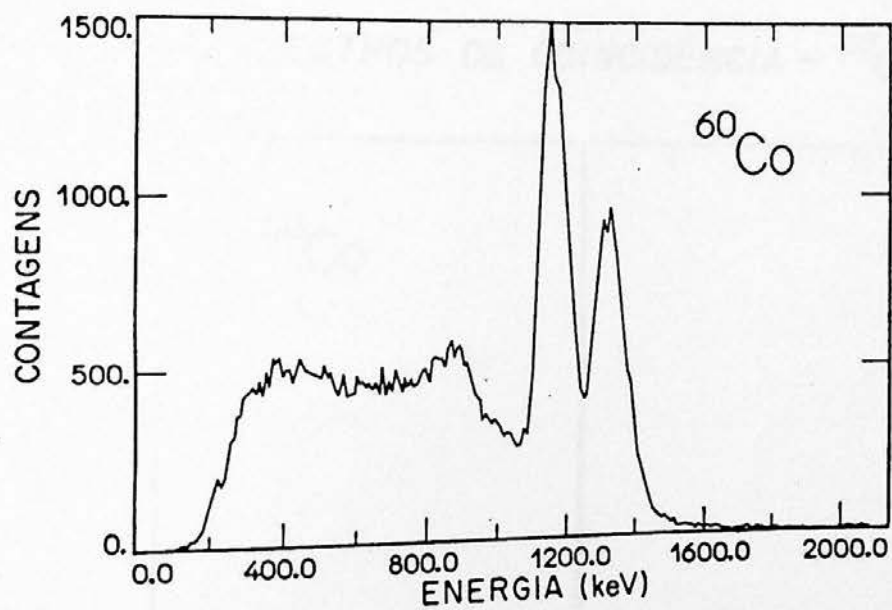
As áreas das transições em coincidência em função do ângulo foram utilizadas para o ajuste das funções de correlação (Figuras C-7, C-8 e C-9), mostrando uma melhor concordância dos resultados do sistema BIPARAMETRICO.

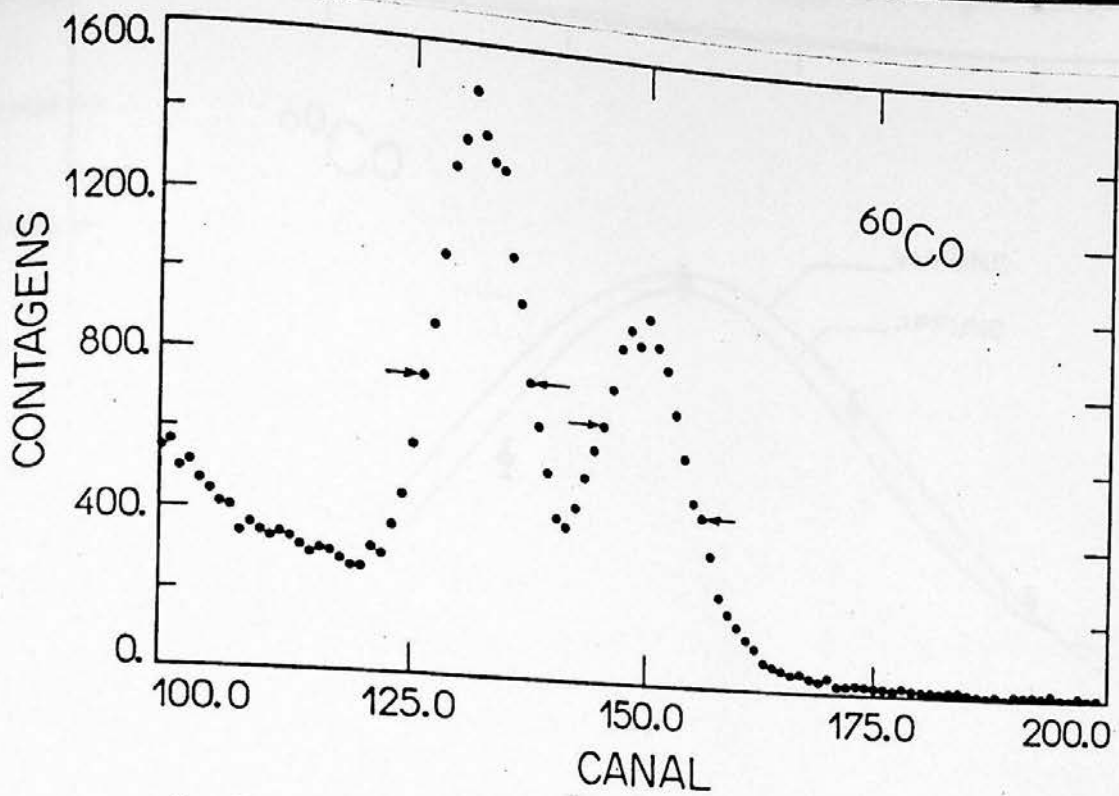
Outro teste foi uma coincidência gama - gama, feita para o caso do ^{152}Eu ' ' , com um detector de germânio intrínseco, coaxial, de volume de 104 cm^3 e um detector de Ge(Li), coaxial com 80 cm^3 de volume. O circuito utilizado foi o mesmo que o de correlação angular, exceto pelo estabilizador que foi removido, já que as variações de ganho no caso de detectores de Germânio são pequenas.



C-3 - ESPECTRO DE TEMPO

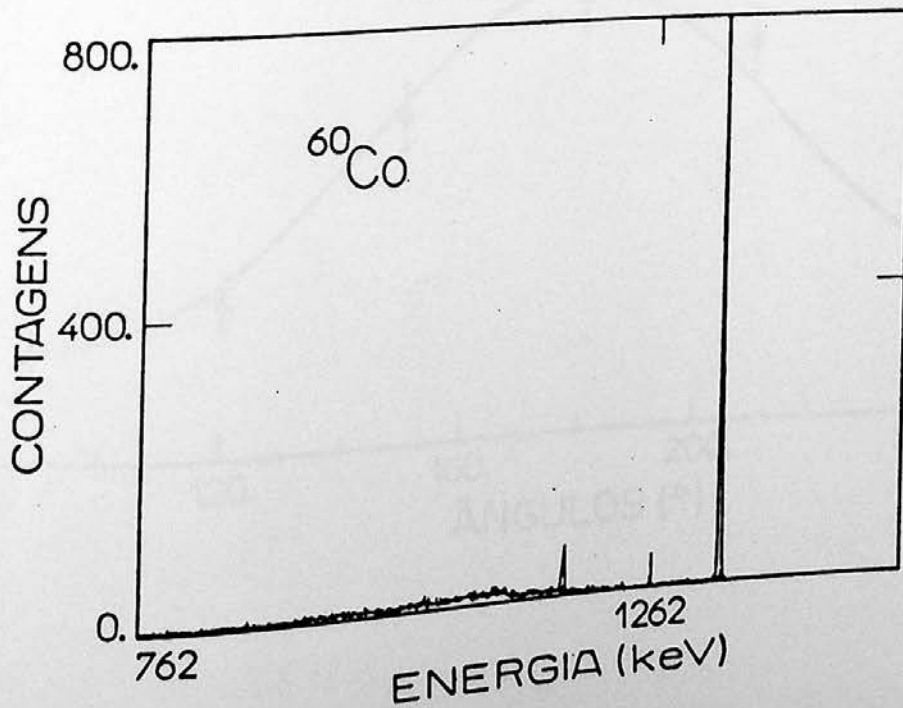
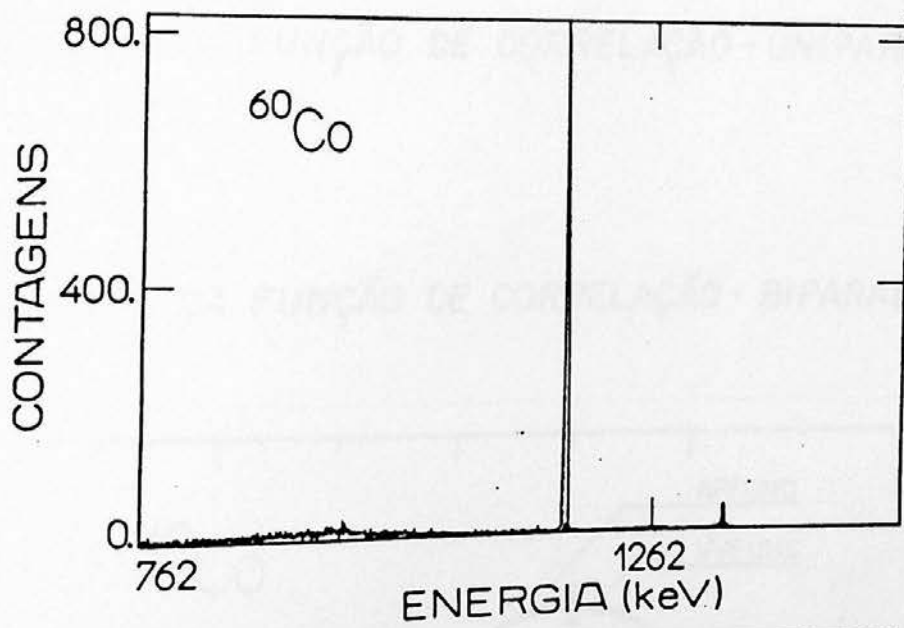
C-4 - PROJEÇÕES TOTAIS NOS DETECTORES

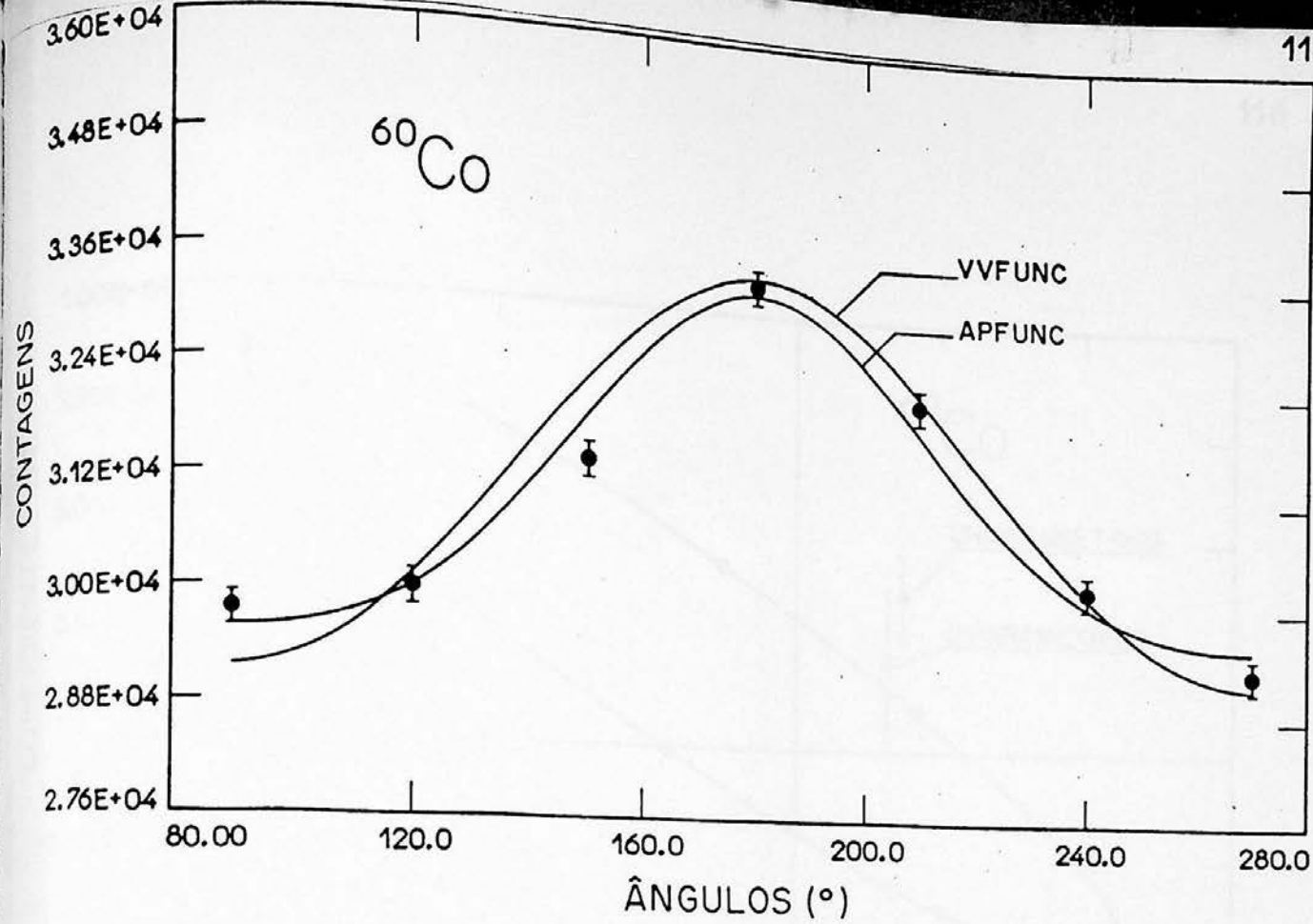




C-5 - ESCOLHA DAS JANELAS EM ENERGIA

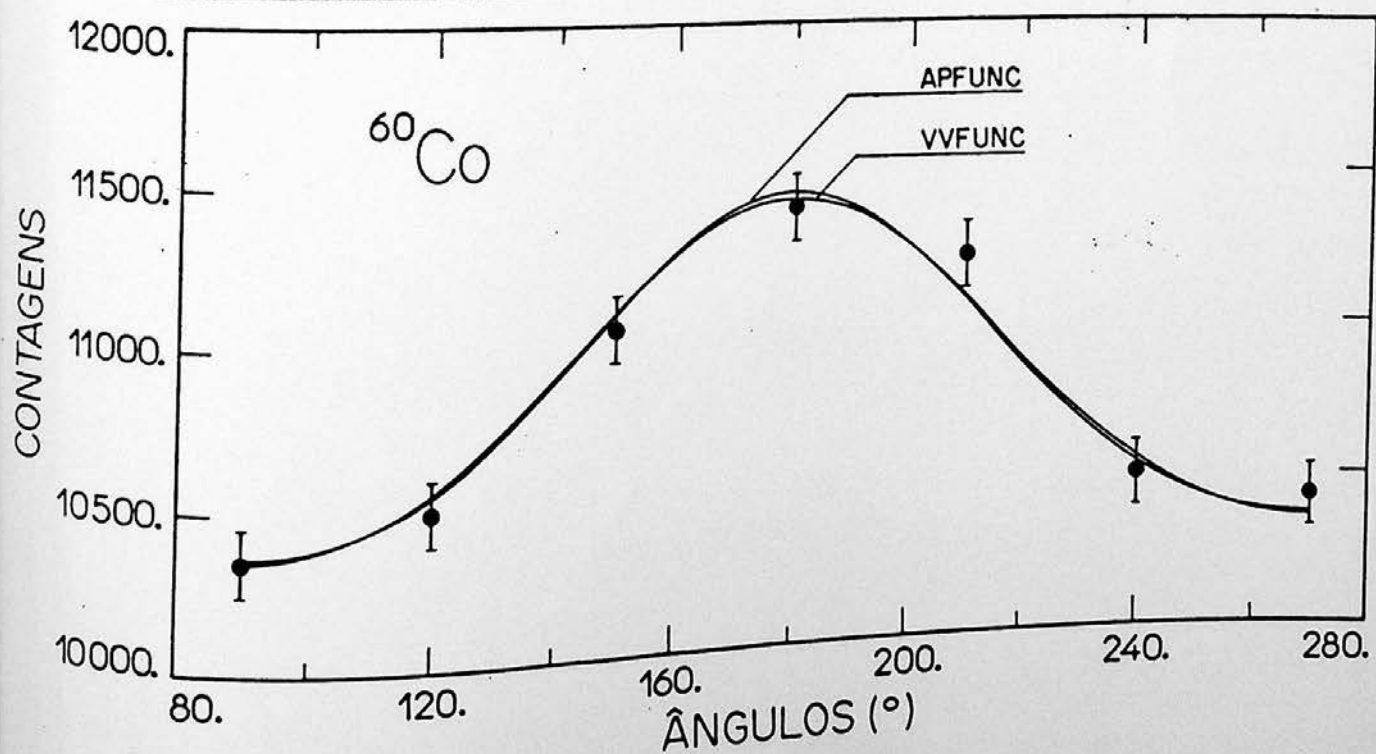
C-6 - ESPECTROS DE COINCIDÊNCIA - ^{60}Co

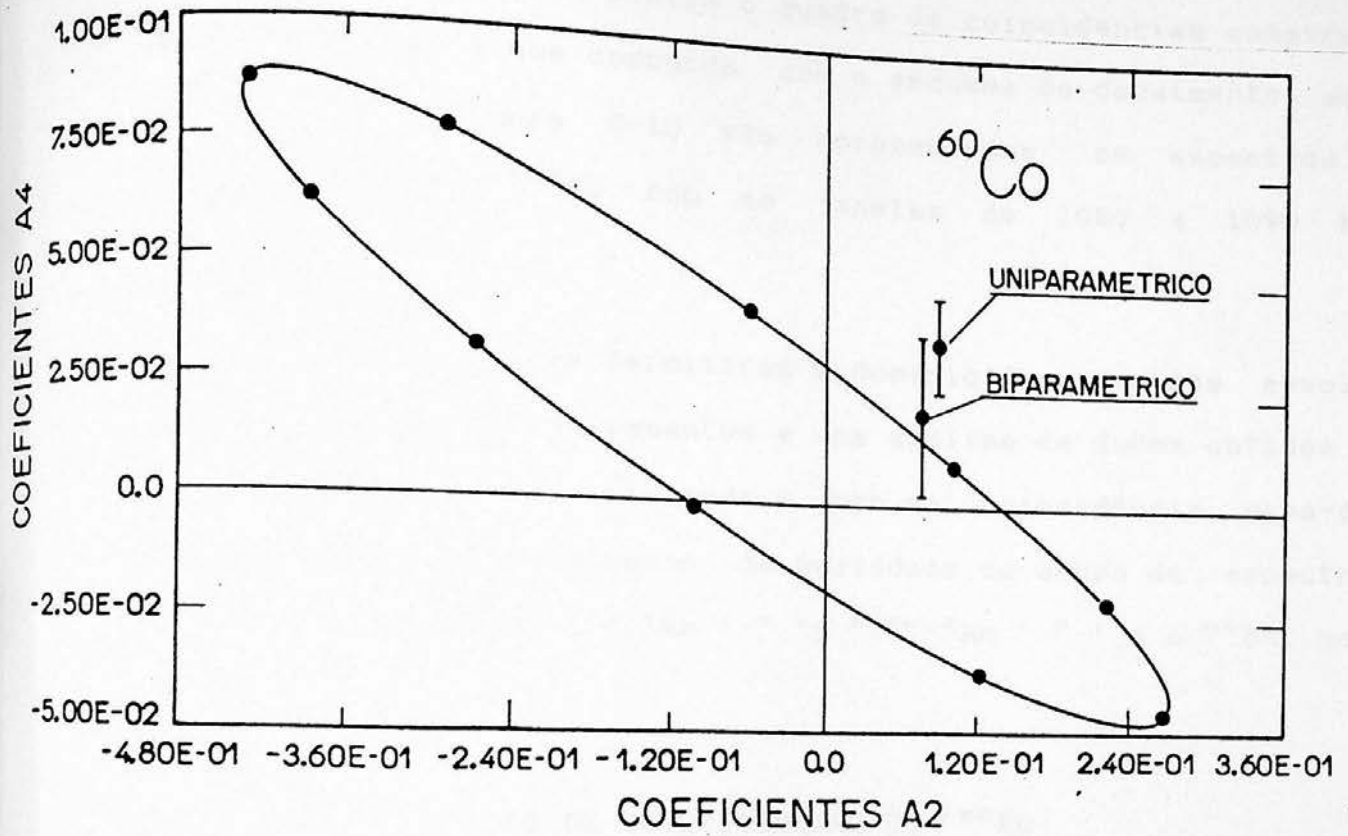




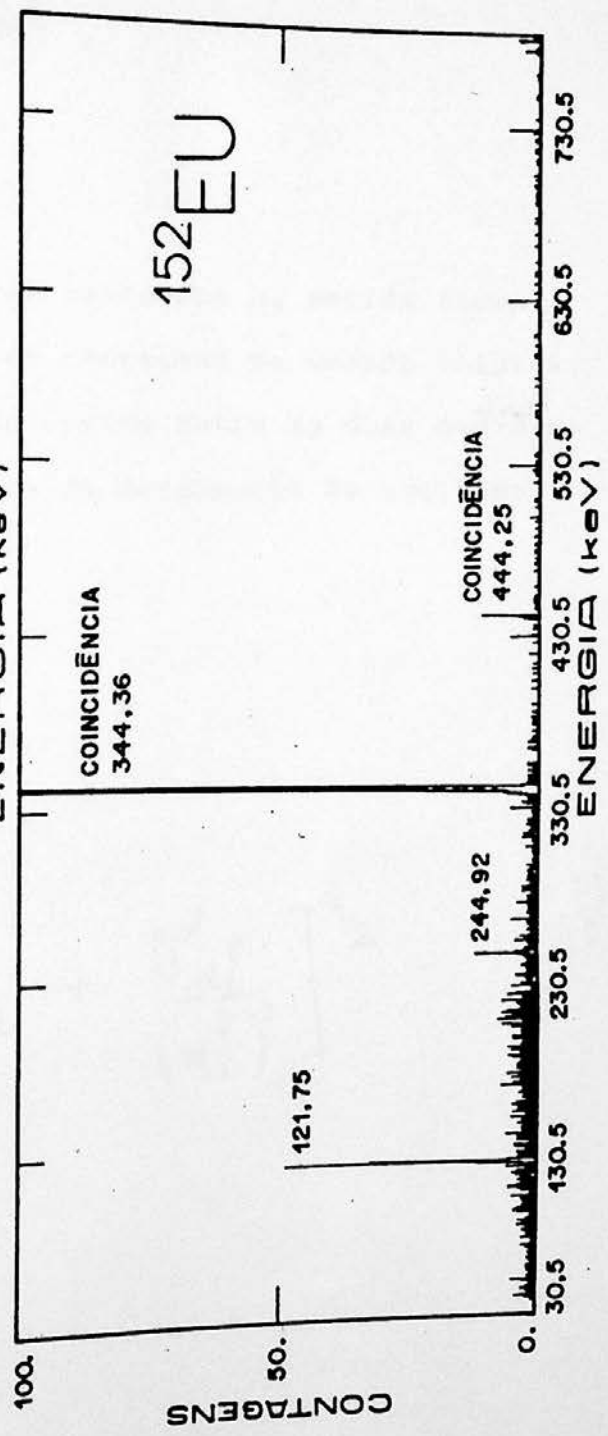
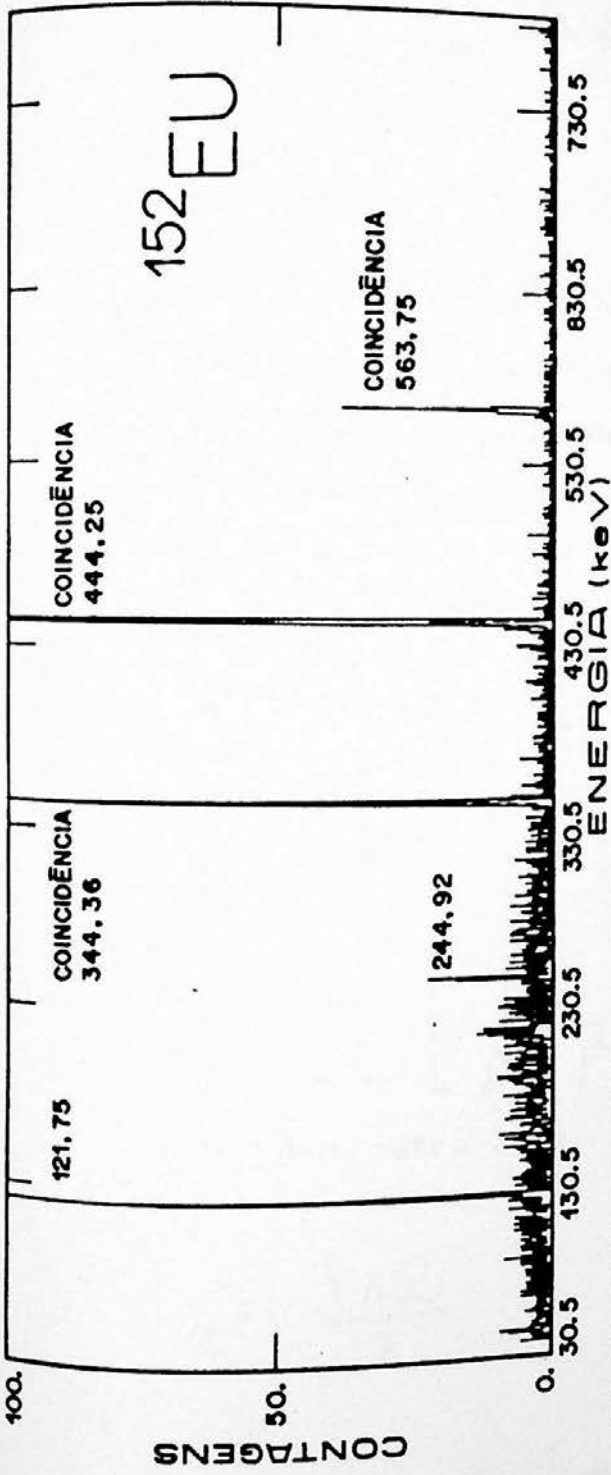
C-7 - AJUSTE DA FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO - UNIPARAMÉTRICO

C-8 - AJUSTE DA FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO - BIPARAMÉTRICO





C-9 - ELIPSE - 4 → 2 → 0, COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS UNIPARAMÉTRICO E BIPARAMÉTRICO



C-10 - ESPECTROS DE COINCIDÊNCIA ^{152}Eu

APENDICE D - CALCULO DA MEIA VIDA DE UMA TRANSIÇÃO

Para uma dada linha de energia E, tem-se:

$$N_E^f = N_E^i e^{-\lambda \Delta t} \quad (D-1)$$

onde :

N_E^f é o número de contagens na medida final;
 N_E^i é o número de contagens na medida inicial;
 Δt é o tempo decorrido entre as duas medidas;
 λ é a constante de decaimento do nuclídeo.

Desta forma:

$$\lambda = \frac{1}{\Delta t} \ln \frac{N_E^i}{N_E^f} \quad (D-2)$$

e

$$\sigma_\lambda = \frac{1}{\Delta t} \left[\frac{\sigma_{N_E^i}^2}{(N_E^i)^2} + \frac{\sigma_{N_E^f}^2}{(N_E^f)^2} \right]^{1/2} \quad (D-3)$$

Por outro lado:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (D-4)$$

e

$$\sigma_{T_{1/2}} = T_{1/2} \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} \quad (D-5)$$

REFERÊNCIAS

- (1) O.A.M.Helene; Tese de Mestrado, IFUSP, São Paulo (1976)
- (2) V.R.Vanin; Tese de Mestrado, IFUSP, São Paulo (1977)
- (3) O.A.M.Helene; Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (1982)
- (4) V.R.Vanin; Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (1984)
- (5) A.Passaro; Tese de Mestrado, IFUSP, São Paulo - em andamento
- (6) E.J.Konopinski; The Theory of Beta Radioactivity, Oxford University Press (1966)
- (7) C.M.Lederer, J.M.Hollander e I.Perlman; Table of Isotopes, 6th edition, John Wiley and Sons, Inc., (1968)
- (8) C.M.Lederer e V.S.Shirley; Table of Isotopes, 7th edition, John Wiley and Sons, Inc., (1977)
- (9) N.B.Gove e M.J.Martin; Nuclear Data Tables 10 (1971) 205
- (10) J.P.Roalsvig e K.J.Casper; Phys.Rev. 138 (1965) B1378
- (11) U.Kneissl et.al.; Nucl.Phys. A135 (1969) 395
- (12) V.Gehrling et.al.; Z.Phys. 246 (1971) 376
- (13) T.Hattula et.al.; Nucl.Phys. A158 (1970) 625
- (14) J.C.Hill e K.H.Wang; Phys.Rev. C5 (1972) 805
- (15) R.N.Saxena, L.C.Jahnel e F.C.Zawislak; Phys.Rev. C21 (1980) 1531
- (16) T.A.Doron e M.Blann; Nucl.Phys. A161 (1971) 16
- (17) T.Yamazaki et.al.; J.Phys.Soc.Jap. 17 (1962) 1223
- (18) A.Leprête et.al.; Nucl.Phys. A175 (1971) 609
- (19) D.G.Karraker e D.H.Templeton; Phys.Rev. 80 (1950) 646
- (20) B.P.Pathak et.al.; Z.Phys. 233 (1970) 209
- (21) D.Bucurescu et.al.; Nucl.Phys. A197 (1972) 121
- (22) V.R.Vanin, A.Passaro e A.M.P.Passaro; Phys.Rev. C32 (1985) 1349

- (23) J.M.Cohenca; MULTI : documentação dos programas do PDP 11/45 do Lab. Acelerador Linear do IFUSP, São Paulo, (1982)
- (24) G.F.Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons, Inc., (1979)
- (25) G.Bertoline e A.Coche; Semiconductor Detector, North-Holland Publishing, Co., (1968)
- (26) P.Gouffon; IDEFIX : documentação dos programas do PDP 11/45 do Lab. Acelerador Linear do IFUSP, São Paulo, (1986)
- (27) N.Sasamoto et.al.; Nucl.Instr.Meth. 125 (1975) 507
- (28) P.Gouffon; CALIB : documentação dos programas do PDP 11/45 do Lab. Acelerador Linear do IFUSP, São Paulo, (1982)
- (29) M.Belluscio et.al.; Nucl.Instr.Meth. 114 (1974) 145
- (30) J.M.Freeman e J.G.Jenkin; Nucl.Instr.Meth. 43 (1966) 269
- (31) G.Tokcan e C.R.Cothern; Nucl.Instr.Meth. 61 (1968) 219
- (32) T.Paradellis e S.Hontzeas; Nucl.Instr.Meth. 73 (1969) 210
- (33) W.R.Kane e M.A.Mariscotti; Nucl.Instr.Meth. 56 (1967) 189
- (34) L.V.East; Nucl.Instr.Meth. 93 (1971) 193
- (35) L.A.McNelles e J.L.Campbell, Nucl.Instr.Meth. 109 (1973)
241
- (36) P.Gouffon; AJUSTE : documentação dos programas do PDP 11/45 do Lab. Acelerador Linear do IFUSP, São Paulo, (1987)
- (37) J.M.Cohenca; BIDI : documentação dos programas do PDP 11/45 do Lab. Acelerador Linear do IFUSP, São Paulo, (1983)
- (38) H.-W.Muller e J.W.Tepel; Nuclear Data Sheets 27 (1979) 339
- (39) U.Reus e W.Westmeier; Atomic Data and Nuclear Data Tables,
29 (1983) 1
- (40) B.K.Arora et.al.; Phys.Rev. C10 (1974) 2301
- (41) A.M.S.Scardino; Tese de Mestrado, IFUSP, São Paulo - em
andamento
- (42) P.R.Bevington; Data Reduction and Error Analysis for the

- Physical Sciences, McGraw-Hill Book Co., (1969)
- (43) O.A.M.Helene e V.R.Vanin; Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, Editora Edgard Blucher Ltda., (1981)
- (44) D.G.McCauley e J.E.Draper; Phys.Rev. C4 (1971) 475
- (45) A.de-Shalit e H.Feshbach; Theoretical Nuclear Physics, vol.I: Nuclear Structure, John Wiley and Sons, Inc., (1974)
- (46) J.Barrette et.al; Nucl.Phys. A235 (1974) 154
- (47) J.Lange et.al.; Rev.Mod.Phys. 54 (1982) 119
- (48) M.T.F.Cruz; documentação dos programas FASTP e TRANSIC (1982)
- (49) H.Dias, F.Krmpotic, L.Losano e R.C.Mastroleo; Z.Phys. A - Atomic Nuclei 324 (1986) 53
- (50) P.R.Pascholati; Tese de Doutorado, IFUSP, (1983)

ERRATA:

<u>página</u>	<u>errado</u>	<u>correto</u>
18	são proporcionais à	são função da
20	energia perdida	energia do fóton espelho
32, fórmula (16)	E_{rel}	E_{int}
63	$I_{abs} (%)$	$I_{abs} (%)$
64	$I_{(1741,2)} = 0,007(4)$	$I = 0,0071(4) %$
66-67	abscissa X	TEMPO (horas)
8 - 69	TEMPO	TEMPO (horas)
85	^{84}Br por de	^{81}Br por β^- de
87	$^{84}Br Q_{\beta^-} = 1,818(29)$	$Q_{\beta^-} = 4,673(26)$
115, figura C3	janela real	janela total

faltou:

- 87 - ENERGIA EM MeV
- 5 - APFUNC - ajuste usando os coeficientes A2 e A4
- VVFUNC - utiliza a mistura de multipolaridade