

BR7301410

INT-22

ADALBERTO JOSÉ SOARES

**DETERMINAÇÃO DA QUEIMA DE ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS DO IEAR-1
PELO MÉTODO NÃO DESTRUTIVO DE ESPECTROMETRIA GAMA**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade
de São Paulo, para obtenção do
Título de Mestre em Ciências e
Tecnologia Nucleares.

**São Paulo
1977**

ADALBERTO JOSÉ SOARES

DETERMINAÇÃO DA QUEIMA DE ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS DO IEAR-1
PELO MÉTODO NÃO DESTRUTIVO DE ESPECTROMETRIA GAMA

Orientador: Prof. Dr. Lao Holland

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade
de São Paulo, para obtenção do
Título de Mestre em Ciências e
Tecnologia Nucleares.

São Paulo

1977

À Angela e
meus pais

AGRADECIMENTOS

Expresso aqui a minha gratidão a todas as pessoas que, direta ou indiretamente, contribuíram para a execução deste trabalho, e em particular:

Ao Prof. Dr. Lao Holland, pela orientação deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Yoshiyuti Hukai, pelo importante papel que tem desempenhado em nossa formação.

Aos colegas da Coordenadoria de Engenharia Nuclear e em particular, do Grupo de Física Experimental, pelas discussões, sugestões e colaboração prestada na correção do texto final.

À Srta. Creusa Moreira Diniz, pelo trabalho de dactilografia.

Ao Sr. Arnaldo Takeda pela execução dos gráficos e Figuras .

Ao Instituto de Energia Atômica pelo apoio financeiro e material.

ABSTRACT

IN THIS REPORT THE MEASUREMENT OF NUCLEAR FUEL BURN UP BY NON DESTRUCTIVE GAMMA RAY SPECTROMETRY IS DISCUSSED, AND RESULTS OF SUCH MEASUREMENTS, MADE AT THE INSTITUTO DE ENERGIA ATOMICA (IEA), ARE GIVEN. SPECIFICALLY, THE BURN UP OF AN MTR (MATERIAL TESTING REACTOR) FUEL ELEMENT REMOVED FROM THE IEAR-1 SWIMMING POOL REACTOR IN 1958 ~~IS~~ EVALUATED FROM THE MEASURED CS-137 ACTIVITY, WHICH ACTIVITY GIVES A SINGLE 661.6 KEV GAMMA RAY. DUE TO THE LONG DECAY TIME OF THE TEST ELEMENT, NO OTHER FISSION DECAY PRODUCT ACTIVITY COULD BE DETECTED. ANALYSIS OF MEASUREMENTS, MADE WITH A 3" X 3" NA1(TL) DETECTOR AT 300 DISTINCT POINTS OF THE ELEMENT, SHOWED THE TOTAL BURN UP TO 3.3 ± 0.8 MG. THIS COMPARES WITH A CALCULATED VALUE.)

AS THE MAXIMUM TEMPERATURE OF IEAR-1 FUEL ELEMENTS IS OF THE ORDER OF 40°C , MIGRATION EFFECTS OF CS-137 WAS NOT CONSIDERED, THIS ONLY BEING SIGNIFICANT AT FUEL TEMPERATURES IN EXCESS OF 1000°C .

RESUMO

Neste trabalho estuda-se a determinação da queima de combustível nuclear pelo método de espectrometria γ não destrutivo.

Na obtenção das medidas foi utilizado um elemento combustível, do tipo MTR (Material Testing Reactor), retirado do caroço do reator em 1958, e que, devido ao seu longo período de decaimento, apresentou, num espectro γ , apenas o pico de 661,6KeV, relativo ao ^{137}Cs .

As medidas foram realizadas em 330 pontos distintos do elemento, utilizando-se um detector NaI, e o resultado final revelou que a quantidade de ^{235}U consumida foi $3,3 \pm 0,8$ miligramas em todo o elemento.

O efeito de migração do ^{137}Cs , dentro do elemento, foi desprezado pelo fato de existir apenas quando a temperatura atingida é superior a 1000°C, o que não ocorre no IEAR-1

ÍNDICE

	<u>Pg.</u>
1. INTRODUÇÃO	1
1.1- Considerações Gerais.....	1
1.2- Métodos para Determinação da Queima.....	4
1.2.1- Determinação por Métodos Indiretos.....	4
1.2.2- Determinação por Espectrometria de Massa.....	6
1.2.3- Determinação por Espectrometria α ou β	7
1.2.4- Determinação com uso de Nêutrons.....	8
1.2.5- Determinação por Espectrometria γ	8
1.3- Comparação dos Diferentes Métodos.....	10
1.4- Objetivo deste Trabalho.....	11
2. HISTÓRICO	14
3. RESUMO TEÓRICO	18
3.1- Equações que Regem as Densidades Atômicas dos Isótopos ^{235}U , ^{238}U e ^{239}Pu Dentro de uma Placa Combustível.....	18
3.2- Equações que Regem o Consumo de ^{235}U , ^{238}U e ^{239}Pu	20
3.3- Determinação do Valor de W (Integral do Fluxo no Tempo).....	22
3.3.1- Parte Teórica.....	22
3.3.2- Parte Experimental.....	23
3.4- Estudo dos Produtos de Fissão.....	26
4. MEDIDAS	34
4.1- Estudos Preliminares.....	34
4.2- Descrição do Elemento Combustível.....	34
4.3- Arranjo Experimental e Equipamento Utilizado.....	37
4.4- Obtenção de Dados.....	37

	<u>Pg.</u>
5. ANÁLISE DE DADOS	43
5.1- Determinação de R	43
5.2- Determinação de Nx	45
5.3- Determinação de W	48
5.4- Resultados.....	50
6. ANÁLISE DE ERROS	56
6.1- Determinação do Desvio em R	56
6.2- Determinação do Desvio em Nx	61
6.3- Determinação do Desvio em W	61
6.4- Determinação do Desvio nas Densidades de Queima.....	63
6.5- Determinação do Desvio no Resultado Final.....	65
7. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	67
APÊNDICE A- Determinação dos Parâmetros Experimentais	72
APÊNDICE B- Cálculo do Fator Geométrico.....	78
APÊNDICE C- Programa Utilizado para Análise de Dados.....	91
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	99

1. INTRODUÇÃO

1.1- Considerações Gerais

Até 1940, a produção mundial de minério de Urânio era estimada em 7500 tons, sendo quase toda ela destinada à obtenção do rádio, de grande aplicação na época /66/. Posteriormente, o Urânio passou a ser estocado pelos governos com finalidades militares, e sua produção chegou a atingir 34.000 tons de minério em 1959. Em seguida a demanda foi reduzida progressivamente, chegando a atingir 16.000 toneladas em 1965. Este foi um dos fatores pelos quais o seu preço baixou sensivelmente, variando de 10 dólares a libra de U_3O_8 em 1960 até atingir 6,2 dólares em 1970 /69/.

A partir de 1970 o preço do Urânio começou a elevar-se com um aumento mais acentuado a partir de 1973 devido a "crise do petróleo" e à reorientação da política energética nuclear.

A energia nuclear que em 1965 era responsável pela produção de 900 MW(e), passou, em 1975, a ser responsável por 31.000 MW(e) /100/.

Atualmente o Urânio está cada vez mais caro e existem sérias dificuldades para aquisição de seu minério. Os países que possuem grandes quantidades desse minério ou o estão guardando como reservas estratégicas, ou tencionam vendê-lo já enriquecido, como por exemplo a África do Sul e a Austrália. Esta última já avisou que vai exportar apenas Urânio enriquecido, e a partir de 1980.

Além disso, o preço do enriquecimento tem sofrido constantes altas a partir de 1970, tendo-se elevado de 26 dólares em 1970 para 42 dólares em 1973 por unidade de trabalho separativo /69/.

Para termos uma idéia dos preços do Urânio antes e após a crise do petróleo, temos dois contratos para compra de "Yellowcake", que é o concentrato de Urânio de pureza não nuclear; um realizado em 1967, antes da crise, e o outro realizado em 1976, após a crise. No primeiro a Sacramento Municipal Utility District comprou, da Utah Construction & Mining Co., cerca de 1 milhão de libras peso de "Yellowcake" por um preço inferior a \$7,70/lb para ser entregue em 1971 /103/. No segundo a Pennsylvania Power & Light encomendou à United Nuclear 650.000 libras peso de "Yellowcake" assim divididas /85/ :

350.000 libras a serem entregues em 1980 a	\$ 56/lb
200.000 libras a serem entregues em 1981 a	\$ 59/lb
100.000 libras a serem entregues em 1982 a	\$ 62/lb.

Como vemos, a energia nuclear apesar de ter um custo inferior à produzida por carvão ou petróleo: 12,50; 17,14 e 33,38 mills/Kwh, respectivamente /82/, está ficando com um custo cada vez mais elevado, razão pela qual um elemento combustível deve ser utilizado até que a queima atingida seja a máxima permissível, pois queimas inferiores representam grandes desperdícios do ponto de vista financeiro.

Atualmente, o grau de queima é determinado através de cálculos, os quais consistem em diversos códigos computacionais que prevêm a queima a fim de se realizar as operações de recarga /17, 81/. Alguns dos códigos utilizam teoria de difusão em 1 grupo de energia e são tridimensionais /96/, ou consideram 2 grupos e são unidimensionais /79/, e outros, mais modernos, utilizam teoria de transporte e são bidimensionais /57/.

A desvantagem da utilização de cálculos para determinação da queima de um elemento combustível é os erros a que estão sujeitos, pois

dentro do caroço de um reator a queima não é homogênea , variando de elemento para elemento e mesmo dentro de cada elemento. Esta não homogeneidade ocorre porque existem fatores que variam de ponto para ponto, como o fluxo neutrônico e a concentração de alguns produtos de fissão absorvedores de nêutrons, e que influenciam na queima do combustível.

Numa conferência realizada em Viena, em 1971, concluiu-se que o principal método , utilizado para otimização do ciclo de combustível nuclear, ainda depende da tentativa e erro, e da intuição humana baseada em cálculos de segurança e experiência acumulada.

Pelos motivos citados, nota-se a necessidade de adoção de um método, que permita determinar a queima dos elementos após serem retirados do caroço, com a finalidade de verificar a exatidão dos cálculos de determinação da queima, e as possíveis alterações a serem efetuadas a fim de obter-se uma melhor utilização dos elementos combustíveis /58,64, 108/.

Deste modo, as medidas de queima permitem obter os seguintes parâmetros considerados de grande importância na otimização do ciclo combustível:

- 1) duração do ciclo;
- 2) número de conjuntos requeridos para recarga;
- 3) modelo ideal de recarga e descarga.

Além disso, o controle de material físsil, durante o ciclo do combustível, está se tornando um problema muito sério do ponto de vista de segurança , devido à grande expansão da indústria nuclear, e várias autoridades propõem sistemas de controle utilizando medidas não destrutivas com o objetivo comum de estabelecer um controle mais efetivo /7, 30/.

1.2- Métodos para Determinação da Queima

A determinação da queima, ou número de eventos de fissão, que ocorreu num elemento combustível após ter sido irradiado num fluxo neutrônico, pode ser efetuada através de diversos métodos. A escolha do método a ser utilizado depende, entre outros fatores, da precisão requerida, da natureza química do elemento, dos tempos de irradiação e resfriamento* e das condições existentes para realização das medidas. De um modo geral a determinação de queima pode ser feita por: métodos indiretos, espectrometria de massa, espectrometria α ou β , uso de nêutrons e espectrometria γ .

1.2.1- Determinação por Métodos Indiretos

As medidas de queima podem ser realizadas por três métodos indiretos, não destrutivos, baseados em medidas de: a) reatividade; b) energia térmica gerada pela fissão; e c) fluxo de nêutrons utilizando a técnica de ativação.

O método utilizando medidas de reatividade foi um dos primeiros métodos não destrutivos a ser utilizado /6,29/. Consiste em relacionar a diferença de reatividade do elemento combustível, antes e após a irradiação, com a queima de combustível.

Este método teve grande aplicação no estudo da queima de combustível de reatores THTR (Thorium High Temperature Reactor) que consiste de esferas de grafita de 6 cm de diâmetro contendo pequenas esferas de Urânio, altamente enriquecido, e esferas de Tório. Tenta-se homogeneizar o

* Entende-se por tempo de resfriamento o tempo decorrido desde a retirada do elemento do carço até a realização das medidas.

caroço desse reator circulando as esferas combustíveis, e é de interesse acompanhar a queima dessas esferas, logo a análise deve ser não destrutiva, e o tempo de análise deve ser bem curto devido à alta frequência de circulação (da ordem de 500 esferas por hora). O método escolhido foi o de medida de reatividade, utilizando o fato de que o transiente de potência produzido pela passagem rápida de uma amostra através do caroço de um pequeno reator, a velocidades da ordem de 1 metro por segundo, é essencialmente governado pelo efeito dos nêutrons prontos, cuja produção é proporcional à reatividade da amostra /5,21/.

O segundo método indireto consiste em medir o calor total produzido pelo caroço, medindo-se a temperatura do refrigerante na entrada e na saída. Conhecendo-se a vazão e o calor específico do refrigerante pode-se determinar o calor retirado e relacioná-lo com o número de fissões ocorridas. Neste caso a queima obtida é a do caroço completo, mas utilizando fios monitores (por exemplo de Cobalto) pode-se determinar o fluxo relativo na posição de cada elemento, e assim obter fatores que possibilitem determinar a queima de cada elemento /46/.

Utilizando um método semelhante, Ramthun /90/, estudou a possibilidade de se medir a queima através da medida da potência térmica gerada pelo decaimento gama e beta, dos produtos de fissão existentes em uma placa combustível do tipo MTR, em função do tempo, após sua retirada do caroço, encontrando resultados com desvios de 2%.

O terceiro método indireto consiste em determinar o fluxo absoluto integrado no tempo (exposição) utilizando-se fios monitores de Cobalto-59 presos ao elemento combustível /2/. Uma vez determinada a exposição, e conhecendo-se a composição do elemento pode-se estimar a queima.

Munch /78/ ao desenvolver um método que permitisse a obtenção da queima logo após a retirada do elemento do caroço, notou que o espectro de um elemento combustível de ^{235}U , obtido com um detetor Ge(Li), aproximadamente 50 horas após a irradiação, não apresenta picos bem definidos na região entre 1,0 e 1,4 MeV. Então o autor propõe a mistura, no elemento, de isótopos com alta seção de choque de ativação, meia-vida grande e emissores de gamas com energia entre 1,0 e 1,4 MeV; entre eles ^{109}Ag , ^{64}Zn e ^{59}Co , sendo este último o mais indicado. Ele realizou medidas em amostras, medindo a queima 130 horas após a irradiação, e obtendo resultados com desvios de 10%.

1.2.2- Determinação por Espectrometria de Massa

É um dos métodos mais antigos para determinação da queima. É um método destrutivo, e foi muito utilizado para obtenção de dados referentes aos produtos de fissão, como por exemplo a fração de formação (Yield) de produtos de fissão /22,61,62,68,93,101,102/.

O método consiste em determinar a composição isotópica, em vários pontos dos elementos combustíveis, antes e após a irradiação, relacionando a diferença com a queima /92/. De um modo geral os isótopos utilizados na análise são estáveis, o que faz com que a história de irradiação seja de importância secundária, e o tempo de resfriamento um fator que não influi nas medidas.

Os produtos de fissão mais utilizados neste método são: o Neodímio e o Molibdenio /11,38,41,77,98/, sendo que alguns autores utilizam ainda outros isótopos como Estroncio, Zircônio e Cério /50/.

É o método que apresenta melhor precisão, com desvios inferiores a 2% /94/, e tem sido utilizado para comparar resultados obtidos por outros métodos / 3, 56,87/, e nas usinas de reprocessamento /54/.

1.2.3- Determinação por Espectrometria α ou β

O método de espectrometria α ou β , para determinação da queima, baseia-se no fato de alguns elementos radioativos emitirem uma das partículas em seu processo de decaimento. Mede-se a concentração de um elemento específico através de sua atividade α ou β , e relaciona-se essa concentração com a queima sofrida pelo elemento combustível. Alguns autores mediram a concentração de produtos de fissão emissores de partícula β , como o ^{90}Sr e ^{137}Cs /10/; enquanto que outros mediram a concentração de isótopos pesados emissores de partículas α , como o Tório, Urânio e Plutônio /26,53/.

Pelo fato das partículas α e β apresentarem baixo poder de penetração, torna-se necessário a dissolução do elemento combustível e posterior separação do isótopo a ser analisado, o que torna esse método destrutivo.

A interferência da radiação gama, emitida pelos produtos de fissão, na determinação da atividade α ou β , aumenta a imprecisão na determinação da queima de combustível.

Um método não destrutivo, utilizando espectrometria β , foi tentado por Mitsui /74/, que utilizou a propriedade de que alguns materiais quando irradiados com gamas emitem fotoeletrons que podem ser analisados, porém como os produtos de fissão emitem gamas num grande intervalo de energia, este método não apresenta bons resultados.

1.2.4- Determinação com Uso de Nêutrons

Este método consiste em irradiar um elemento combustível com nêutrons e analisar os nêutrons emitidos, que são proporcionais à quantidade de material fissionável existente no elemento. Na análise dos nêutrons emitidos pode-se considerar apenas os nêutrons atrasados /4,16,27,52,73/ , a soma de nêutrons prontos mais atrasados /60,89,97/ , ou ainda a relação $\frac{\text{nêutrons prontos}}{\text{nêutrons atrasados}}$ /7/.

A determinação da queima por detecção de nêutrons pode ser realizada, também, pela técnica de transmissão de nêutrons. Esta técnica foi utilizada recentemente por Priesmeyer /86/ e baseia-se no aproveitamento das ressonâncias de absorção apresentadas pelo ^{235}U para nêutrons de 8,78; 11,67 e 12,4 eV .

Outro método utilizado, é o da detecção dos nêutrons de fissão espontânea , atualmente estudada por Raics /88/ que tenciona utilizar um detector de estado sólido para determinar a atividade neutrônica de um elemento combustível irradiado e posteriormente relacionar essa atividade com o grau de queima sofrida pelo elemento.

1.2.5- Determinação por Espectrometria γ

O método de espectrometria γ é baseado no fato de que a atividade γ , proveniente do processo de decaimento de certos produtos de fissão, pode ser relacionada com a queima sofrida pelo elemento combustível.

As medidas utilizando espectrometria γ podem ser de dois tipos: destrutivas e não destrutivas.

As medidas do tipo destrutiva começaram a ser utilizadas, juntamente com as medidas de espectrometria de massa, para obtenção de dados referentes aos produtos de fissão /101/. Na sua utilização o elemento combustível é dissolvido recolhendo-se uma pequena amostra para análise. A divisão do elemento em pequenos pedaços permite a determinação da distribuição de queima dentro do elemento.

Muitos autores utilizaram o método de espectrometria y destrutivo para determinar a queima, comparando os resultados com resultados obtidos por outros métodos /44,76,95/.

A Tabela 1.2.1 mostra os radionuclídeos mais utilizados de acordo com o período de irradiação /40/.

Tabela 1.2.1- Radionuclídeos indicados em espectrometria y do tipo destrutiva	
Período de irradiação Superior a (dias)	Radionuclídeo indicado
100	^{95}Zr
400	^{144}Ce
1800	^{137}Cs

O método de espectrometria y não destrutivo começou a ser desenvolvido após diversos estudos acerca da relação entre a atividade y total de elementos combustíveis irradiados, e a queima sofrida pelos mesmos, sendo que esta última era determinada por outros métodos /13,80,110/.

O desenvolvimento de detectores de gamas com alta resolução possibilitou um grande avanço no método, e a partir de 1967 a maioria dos trabalhos foram realizados utilizando detectores Ge(Li), e analisando sempre, entre os produtos de fissão, o radionuclídeo ^{137}Cs /36,105,111/.

Atualmente este método é utilizado pela Agência Internacional de Energia Atômica, em seus programas de salvaguarda, a fim de controlar o fluxo de material físsil durante o ciclo do elemento combustível /25/.

1.3- Comparação dos Diferentes Métodos

A escolha do método a ser utilizado, como já foi dito, depende, entre outros fatores, da precisão requerida, do tipo de elemento utilizado, dos tempos de irradiação e resfriamento, e das condições existentes para realização das medidas. Por exemplo: o método indireto utilizando medidas de reatividade é ótimo para reatores do tipo THTR, onde os elementos são pequenas esferas e as medidas devem ser efetuadas em curtos intervalos de tempo, mas não é conveniente para reatores com elementos do tipo MTR, pois o acréscimo de reatividade é uma função da distribuição de queima, que é considerada uniforme nos elementos do THTR.

O método utilizando a técnica de ativação tende a ser o mais impreciso, devido às correções de auto-blindagem e necessidade de conhecimento do espectro de nêutrons para avaliação da secção de choque efetiva, no entanto é um método atrativo, em alguns casos, devido à facilidade de aplicação /65/.

As medidas por espectrometria de massa, teoricamente, são as mais precisas /15/, porém são destrutivas e exigem um tempo muito longo para obtenção de dados. Segundo Maeck /67/, as medidas absolutas de queima apresentam maior precisão quando o método utilizado é o de espectrometria de massa, e as medidas relativas são mais rápidas quando o método é não destrutivo.

A Tabela 1.3.1 mostra algumas vantagens e desvantagens dos diferentes métodos utilizados para determinação da queima.

Tabela 1.3.1- Vantagens e Desvantagens dos Vários Métodos para Determinação da Queima de Elementos Combustíveis		
Método	Vantagens	Desvantagens
Indireto utilizando: Reatividade	- Desvios de 2% /45/ - Não destrutivo	- Necessidade de um pequeno reator para realizar as medidas
Energia térmica	- Desvios de 3% /90/ - Não destrutivo	- Não fornece distribuição de queima
Técnica de ativação	- Não destrutivo	- Desvios de 10% /78/
Espectrometria de massa	- Desvios de 2% /75/	- Destrutivo - É o mais demorado
Espectrometria α ou β	- Desvios de 3% /9/	- Destrutivo - Baixo poder de penetração das partículas
Deteção de nêutrons	- Desvios de 2% /4/	- Necessidade de uma fonte de nêutrons de grande intensidade
Espectrometria γ : Destrutiva	- Desvios de 4% /75/	- Destrutivo
Não destrutiva	- Desvios de 5% /75/ - Não destrutiva	- Exigem um tempo de resfriamento para início das medidas

1.4- Objetivo deste Trabalho

O objetivo deste trabalho é implantar, no Instituto de Energia Atômica, um sistema para determinar a queima, sofrida pelos elementos combustíveis do reator IEAR-1, pelo método de espectrometria γ não destrutiva.

O reator IEAR-1 é um reator do tipo piscina aberta, utilizado na produção de radioisótopos e em pesquisa. É moderado e refrigerado a água leve; seus elementos são constituídos de placas com urânio enriquecido a 93% em ^{235}U (os elementos de nºs 1 a 79, inclusive, eram enriquecidos a 20%), e seu ciclo de operação é de 8 horas por dia e 5 dias por semana

a uma potência de operação de 2 MW(t).

Atualmente, a determinação da queima de seus elementos é realizada utilizando-se o método indireto de energia térmica. Sabendo-se a potência térmica gerada, o tempo de irradiação e a energia recuperada por fissão determina-se a queima total (Q_T) sofrida pelo caroço. Uma vez determinada a queima total, calcula-se a queima de cada elemento (Q_i) através da equação:

$$Q_i = \frac{\bar{\phi}_i \cdot M_i}{\bar{\phi}_c \cdot M_c} \cdot Q_T$$

onde

- $\bar{\phi}_i$ = fluxo médio na posição do elemento
- $\bar{\phi}_c$ = fluxo médio no caroço
- M_i = massa de material físsil no elemento
- M_c = massa de material físsil no caroço.

Este método apresenta algumas dificuldades, pois exige periódicas determinações do fluxo.

De um modo geral as determinações do fluxo são feitas utilizando-se placas de lucite, com folhas de ouro em alguns pontos, colocadas no meio dos elementos combustíveis. Como a dilatação do lucite pode causar danos às placas do elemento combustível, as irradiações para ativação das folhas de ouro, são feitas com o reator operando em baixa potência (da ordem de 300 W) o que faz com que a relação de fluxos médios obtida não seja a mesma que é apresentada pelo reator operando em potência normal. Além disso, essa relação varia no intervalo entre duas determinações de fluxo.

Nota-se,então, a necessidade de determinar a queima por um outro método, para verificar a exatidão dos resultados obtidos pelo método que é empregado atualmente, objetivando uma melhor utilização dos elementos combustíveis.

O método a ser utilizado deve ser não destrutivo, pois as condições de salvaguarda com que foram adquiridos os elementos combustíveis não permitem que os mesmos sejam destruídos. Esse foi o principal motivo pelo qual o método escolhido foi o de espectrometria γ não destrutivo.

A medida inicial foi realizada utilizando-se um elemento antigo, que, por ter sido retirado do caroço em 1958, permitiu a utilização de um detector NaI .

2. HISTÓRICO

Como já foi dito no Capítulo precedente, o método de espectrometria γ não destrutivo começou a ser desenvolvido após diversos estudos acerca da relação entre a atividade γ total de elementos combustíveis irradiados e a queima sofrida pelos mesmos.

Um dos primeiros estudos foi realizado em 1953 por Forbes e Nyer /31/ que tentaram equacionar a relação acima mencionada.

Um dos primeiros a utilizar o método analisando a formação de um produto de fissão específico (no caso ^{137}Cs), foi Kristiansen /55/ em 1960. Ele realizou medidas utilizando detectores Li F (para um tempo de resfriamento de 85 dias) e NaI (para um tempo de resfriamento de 120 dias) para determinar a queima de um elemento cujo consumo havia sido calculado em torno de 210 MWD/t.

Uma análise química , realizada posteriormente, mostrou que seu resultado apresentava um erro de 35% . Segundo ele, as causas desse erro foram: 1) a dificuldade de distinguir os gamas de 0,661 MeV do ^{137}Cs dos gamas de 0,706 e 0,765 MeV do ^{95}Zr e do ^{95}Nb , respectivamente, e, 2) o desvio apresentado no "Yield" do ^{137}Cs .

Nos trabalhos realizados até 1965 foram utilizados detectores NaI , e a análise era feita, de um modo geral, através do produto de fissão ^{144}Pr , que emite, em seu processo de decaimento , um gama de 2,18 MeV, um dos primeiros a ser distinguido num espectro , de um elemento combustível irradiado, obtido com um detector NaI/ 28, 84, 106/.

Como os detectores NaI apresentam baixa resolução (cerca de

50 KeV para gamas de 661,6 KeV), eles são utilizados no estudo de espectros relativamente simples, exigindo um tempo de resfriamento superior a 500 dias /33/, para que os produtos de fissão de baixa meia-vida decaiam quase por completo.

O desenvolvimento dos detectores semi-condutores, a partir de 1965, possibilitou um avanço significativo no método, pois sua alta resolução (cerca de 5 KeV para gamas de 661,6 KeV), permite a identificação de um maior número de produtos de fissão, exigindo assim, um tempo de resfriamento bem inferior ao exigido pelos NaI /12/.

Os primeiros a utilizar detectores semi-condutores foram Higatsberger e Rasmussen, em 1965. Higatsberger /47/ utilizou um detector de Si(Li) num espectrometro Compton, e Rasmussen /91/ utilizou um detector Ge(Li); ambos para determinar a queima sofrida por elementos combustíveis do tipo MTR.

Um dos autores que mais estudou e utilizou o método foi Forsyth /32/. Em 1966 ele determinou a queima de elementos cilíndricos, com pastilhas de UO_2 e PuO_2 , girando o elemento em torno de seu eixo a fim de minimizar os efeitos de geometria /35/. Em 1967 estudou o efeito de migração dos produtos de fissão dentro de pastilhas de UO_2 /37/, e em 1970 realizou medidas da queima de elementos combustíveis do reator BWR de Halden, por meio da análise do produto de fissão ^{106}Ru /34/.

Em 1971 Fudge /42/ determinou a queima de elementos combustíveis de reatores de alta temperatura através da análise da atividade de vários produtos de fissão, obtendo resultados médios com diferenças inferiores a 10%, quando comparados com resultados obtidos pelo método de espectrometria de massa.

Outro a realizar medidas com elementos de reatores de alta temperatura foi Hunt /49/, que determinou a queima de elementos combustíveis

veis do "Dragon High-Temperature Reactor" , onde o refrigerante, Hélio, atinge a temperatura de 830°C. Como o combustível era constituído de esferas de UO_2 cobertas com grafita, ele desprezou o efeito de perdas por migração do ^{137}Cs , que foi o radionuclídeo analisado. Ele analisou 33 elementos (24 contendo Urânio e 9 contendo Tório) e os resultados obtidos mostraram que 60% dos elementos apresentavam queima com diferenças inferiores a 10% quando comparados com resultados obtidos através de cálculos.

Cricchio /19/, em 1973, determinou a queima dos elementos combustíveis do BWR de Garigliano, analisando a atividade do ^{137}Cs , e obtendo resultados com desvios de 2,1%.

Apesar das vantagens apresentadas pelos detectores semi-condutores, alguns autores realizaram medidas com detectores NaI. Em 1970 Schächter /99/ efetuou medidas analisando o produto de fissão ^{137}Cs com um detector NaI, obtendo resultados com desvios de 10%.

Bresemi /9/, em 1972, mediu a queima de elementos combustíveis constituídos de pastilhas de UO_2 com diferentes enriquecimentos (do reator Trino Vercellese , um PWR de 825 MW(t)). Para isso ele utilizou dois detectores : NaI para determinar a atividade do produto de fissão ^{144}Ce , e Ge(Li) para determinar a atividade dos produtos de fissão ^{106}Ru , ^{134}Cs e ^{137}Cs . Os resultados obtidos pela análise do ^{137}Cs apresentaram diferenças inferiores a 5% quando comparados com o método de espectrometria de massa.

Em 1974, Brand /8/ concluiu que algumas razões isotópicas permitiam uma melhor determinação da queima. Ele utilizou , em seus estudos, elementos combustíveis do reator de Dodewaard (um BWR de ciclo direto, de 163,4 MW(t)), medindo sua queima por diversos métodos . Os resultados obtidos por meio de espectrometria gama dos tipos destrutiva e não destrutiva

apresentaram os seguintes desvios: 7% quando se utiliza a razão $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$; 6 % para a razão $^{144}\text{Ce}/^{137}\text{Cs}$; e 15% para a razão $^{106}\text{Ru}/^{137}\text{Cs}$.

Gualandí /43/, em 1975, realizou uma série de pesquisas, utilizando elementos combustíveis dos reatores Trino Vercellese e Garigliano, chegando às seguintes conclusões: medidas não destrutivas da atividade do ^{137}Cs podem ser usadas para determinação da queima relativa em conjuntos combustíveis, e medidas da razão de atividade $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ podem ser usadas para determinação relativa da razão Pu/U.

Atualmente o método não destrutivo de espectrometria gama é utilizado pela Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA), para examinar o grau de queima e a integridade dos elementos combustíveis, em seus programas de salvaguarda /25/.

A ênfase ao método é tal, que a IAEA pesquisa, no momento, novos detectores, de reduzidas dimensões, que apresentem alta resolução e que dispensem o uso de Nitrogênio Líquido. Segundo Lopes-Mencheró /63/, o mais promissor é o detector de CdTe.

3. RESUMO TEÓRICO

3.1- Equações que Regem as Densidades Atômicas dos Isótopos ^{235}U , ^{238}U e ^{239}Pu Dentro de uma Placa Combustível

A fim de facilitar a compreensão do desenvolvimento teórico, vamos, inicialmente, estudar as equações que regem as densidades atômicas dos isótopos constituintes de um elemento combustível típico de reatores térmicos, ^{235}U e ^{238}U , e do isótopo resultante da absorção de um nêutron por um núcleo de ^{238}U , seguida de decaimento β , o ^{239}Pu .

Seja uma placa de urânio, plana, que apresente, inicialmente, as densidades atômicas $N_5(0)$ e $N_8(0)$ de ^{235}U e ^{238}U , respectivamente. Submetendo essa placa a um fluxo de nêutrons, a variação na densidade atômica do ^{235}U , num intervalo de tempo dt , será dada por:

$$dN_5(t) = - \int_0^{\infty} \sigma_{as}(E) N_5(t) \phi(E,t) dE \quad dt \quad 3.1.1$$

onde $\phi(E,t)$ é o fluxo de nêutrons com energia E no tempo t e $\sigma_{as}(E)$ é a secção de choque de absorção do ^{235}U para nêutrons com energia E .

Definindo a secção de choque de absorção média por

$$\bar{\sigma}_{as} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{as}(E) \phi(E,t) dE}{\int_0^{\infty} \phi(E,t) dE} \quad 3.1.2$$

e notando que

$$\int_0^{\infty} \phi(E,t) dE = \phi(t) \quad 3.1.3$$

a variação na densidade atômica do ^{235}U passa a ser escrita como:

$$dN_5(t) = -N_5(t)\bar{\sigma}_{a5}\phi(t)dt \quad 3.1.4$$

Aplicando a condição de contorno de que no início a concentração de ^{235}U é dada por $N_5(0)$, resulta:

$$N_5(t) = N_5(0)e^{-\bar{\sigma}_{a5}\int_0^t \phi(t)dt} \quad 3.1.5$$

Dada a dificuldade em obter-se o comportamento do fluxo de nêutrons com o tempo, $\phi(t)$, dentro de um reator, utilizamos a variável W , integral do fluxo no tempo, também chamada exposição, definida por:

$$W = \int_0^t \phi(t)dt \quad 3.1.6$$

e a equação 3.1.5 passa a ser escrita como:

$$N_5(W) = N_5(0)e^{-\bar{\sigma}_{a5}W} \quad 3.1.7$$

De um modo análogo obtemos para a densidade atômica do ^{238}U , em função de W , a seguinte expressão:

$$N_8(W) = N_8(0)e^{-\bar{\sigma}_{a8}W} \quad 3.1.8$$

onde $\bar{\sigma}_{a8}$ é a secção de choque de absorção média do ^{238}U .

Para o ^{239}Pu a equação que rege a variação de sua densidade atômica é diferente das que regem as variações de ^{235}U e ^{238}U , pois enquanto estes são apenas consumidos, o ^{239}Pu além de ser consumido é também produzido, e para ele temos:

$$dN_9(t) = \int_0^{\infty} \sigma_{c9}(E) N_9(t) \phi(E, t) dE dt - \int_0^{\infty} \sigma_{a9}(E) N_9(t) \phi(E, t) dE dt \quad 3.1.9$$

onde $\sigma_{c9}(E)$ é a secção de choque de captura do ^{238}U (transformação de ^{238}U em ^{239}Pu), e $\sigma_{a9}(E)$ é a secção de choque de absorção do ^{239}Pu , ambas para nêutrons com energia E .

Utilizando as secções de choque médias $\bar{\sigma}_{c9}$ e $\bar{\sigma}_{a9}$, e reescrevendo a equação 3.1.9 em termos da variável W temos:

$$dN_9(W) = N_9(W) \bar{\sigma}_{c9} dW - N_9(W) \bar{\sigma}_{a9} dW \quad 3.1.10$$

Resolvendo esta equação e impondo a condição de contorno de que $N_9(0) = 0$, resulta:

$$N_9(W) = \frac{N_9(0) \bar{\sigma}_{c9}}{\bar{\sigma}_{a9} - \bar{\sigma}_{c9}} [e^{-\bar{\sigma}_{a9} W} - e^{-\bar{\sigma}_{c9} W}] \quad 3.1.11$$

3.2- Equações que Regem o Consumo de ^{235}U , ^{238}U e ^{239}Pu

O consumo de átomos de ^{235}U por cm^3 , após W , é dado por:

$$Q_5(W) = N_5(0) - N_5(W)$$

ou

$$Q_5(W) = N_5(0) [1 - e^{-\bar{\sigma}_{a5} W}] \quad 3.2.1$$

Analogamente o consumo de átomos de ^{238}U por cm^3 , após W , é dado por:

$$Q_8(W) = N_8(0) [1 - e^{-\bar{\sigma}_{a8} W}] \quad 3.2.2$$

Para determinar o consumo de átomos de ^{239}Pu , precisamos determinar, inicialmente, a quantidade de átomos de ^{238}U transformados em ^{239}Pu , após a exposição W , que é dada por:

$$T_{a,9}(W) = Q_9(W) \times \frac{\bar{\sigma}_{c9}}{\bar{\sigma}_{a8}} \quad 3.2.3$$

(o restante do ^{238}U consumido sofreu o processo de fissão).

Como após " W " temos uma densidade atômica de ^{239}Pu dada por $N_9(W)$ (Eq. 3.1.11), o consumo de átomos de ^{239}Pu por cm^3 , após W , é dado por:

$$Q_9(W) = T_{a,9}(W) - N_9(W) \quad 3.2.4$$

Substituindo a equação 3.2.2 em 3.2.3 e esta última junto com a 3.1.11 em 3.2.4, resulta

$$Q_9(W) = \frac{N_9(0) \bar{\sigma}_{c9} \bar{\sigma}_{a9}}{\bar{\sigma}_{a9} - \bar{\sigma}_{a8}} \left[\frac{1 - e^{-\bar{\sigma}_{a8} W}}{\bar{\sigma}_{a8}} - \frac{1 - e^{-\bar{\sigma}_{a9} W}}{\bar{\sigma}_{a9}} \right] \quad 3.2.5$$

Nestas equações de densidades atômicas de consumo os valores de $N_9(0)$ são obtidos a partir das especificações fornecidas pelo fabricante das placas combustíveis, e as seções de choque médias são determinadas a partir da análise de $\sigma(E)$ e de $\phi(E)$, restando, como única incôgnita, a variável W , que será obtida relacionando-se uma formulação teórica com uma medida experimental, o que será explicado no próximo item.

3.3- Determinação do Valor de W (Integral do Fluxo no Tempo)

3.3.1- Parte Teórica

Seja o isótopo X um produto de fissão que emita radiação gama em seu processo de decaimento e que apresente Y1, Y2 e Y3 como frações de formação por fissão de ^{235}U , ^{239}Pu e ^{238}U , respectivamente. Se admitirmos que não há decaimento, nem consumo, do isótopo X durante a permanência da placa combustível dentro do caroço do reator, então a equação que rege a sua densidade atômica (N_x) no instante em que a placa é retirada do reator, após sofrer uma exposição dada por W_1 , pode ser expressa pela equação:

$$N_x(W_1) = Q_5(W_1) \frac{\bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\sigma}_{a5}} Y1 + Q_9(W_1) \frac{\bar{\sigma}_{f9}}{\bar{\sigma}_{a9}} Y2 + Q_8(W_1) \frac{\bar{\sigma}_{f8}}{\bar{\sigma}_{a8}} Y3 \quad 3.3.1$$

onde $\bar{\sigma}_{fi}$ ($i = 5, 9$ ou 8) é a seção de choque média de fissão do respectivo isótopo, e $\frac{\bar{\sigma}_{fi}}{\bar{\sigma}_{ai}}$ representa a fração de átomos, do isótopo i , que sofre fissão. Note-se que $1 - \frac{\bar{\sigma}_{fi}}{\bar{\sigma}_{ai}}$ representa a fração que é consumida por reações de captura (n, γ).

Substituindo os valores de $Q_5(W_1)$, $Q_9(W_1)$ e $Q_8(W_1)$, dados pelas equações 3.2.1, 3.2.5 e 3.2.2, respectivamente, temos:

$$N_x(W_1) = N_5(0) \frac{\bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\sigma}_{a5}} Y1 [1 - e^{-\bar{\sigma}_{a5} W_1}] + \frac{N_9(0) \bar{\sigma}_{c9}}{\bar{\sigma}_{a9} - \bar{\sigma}_{a8}} \frac{\bar{\sigma}_{f9}}{\bar{\sigma}_{a9}} Y2 \left[\frac{1 - e^{-\bar{\sigma}_{a8} W_1}}{\bar{\sigma}_{a8}} - \frac{1 - e^{-\bar{\sigma}_{a9} W_1}}{\bar{\sigma}_{a9}} \right] + N_8(0) \frac{\bar{\sigma}_{f8}}{\bar{\sigma}_{a8}} Y3 [1 - e^{-\bar{\sigma}_{a8} W_1}] \quad 3.3.2$$

3.3.2- Parte Experimental

Consideremos um elemento combustível, de reatores nucleares, constituído de M placas formadas por uma liga de urânio e alumínio revestida com alumínio (elementos combustíveis do tipo MTR existentes no Instituto de Energia Atômica). Admitamos que esse elemento se ja submetido a um fluxo de nêutrons durante um intervalo de tempo t tal que $\int_0^t \phi(t)dt = W_1$; e que depois de retirado do fluxo neutrônico, presente, na i-ésima placa, uma densidade atômica R_i de um produto de fissão específico, emissor de radiação gama.

Decorrido um tempo de resfriamento t_c , coloca-se o elemento num arranjo experimental conforme ilustrado na Figura 3.3.1. Ajustando o equipamento eletrônico associado para medir a atividade do produto de fissão escolhido, através da radiação gama emitida, obtêm-se a seguinte taxa de contagem C:

$$C = \sum_{i=1}^M R_i \lambda a_i e^{-\lambda t_c} \epsilon F_i f_{ab} f_{cl} f_i \eta_{ex} \quad 3.3.3$$

onde:

- R_i = densidade atômica do produto de fissão escolhido, quando da retirada do elemento do fluxo de nêutrons, na i-ésima placa;
- λ = espessura da parte ativa da placa combustível;
- a_i = área ativa, da i-ésima placa que contribui com gamas que chegam ao detector;
- λ = constante de decaimento do produto de fissão escolhido;
- ϵ = fração de decaimento que resulta no gama detectado;
- F_i = fator geométrico definido pelo colimador e pela área a_i ;
- f_{ab} = fator de auto-absorção, da parte ativa da placa, para o gama detectado;

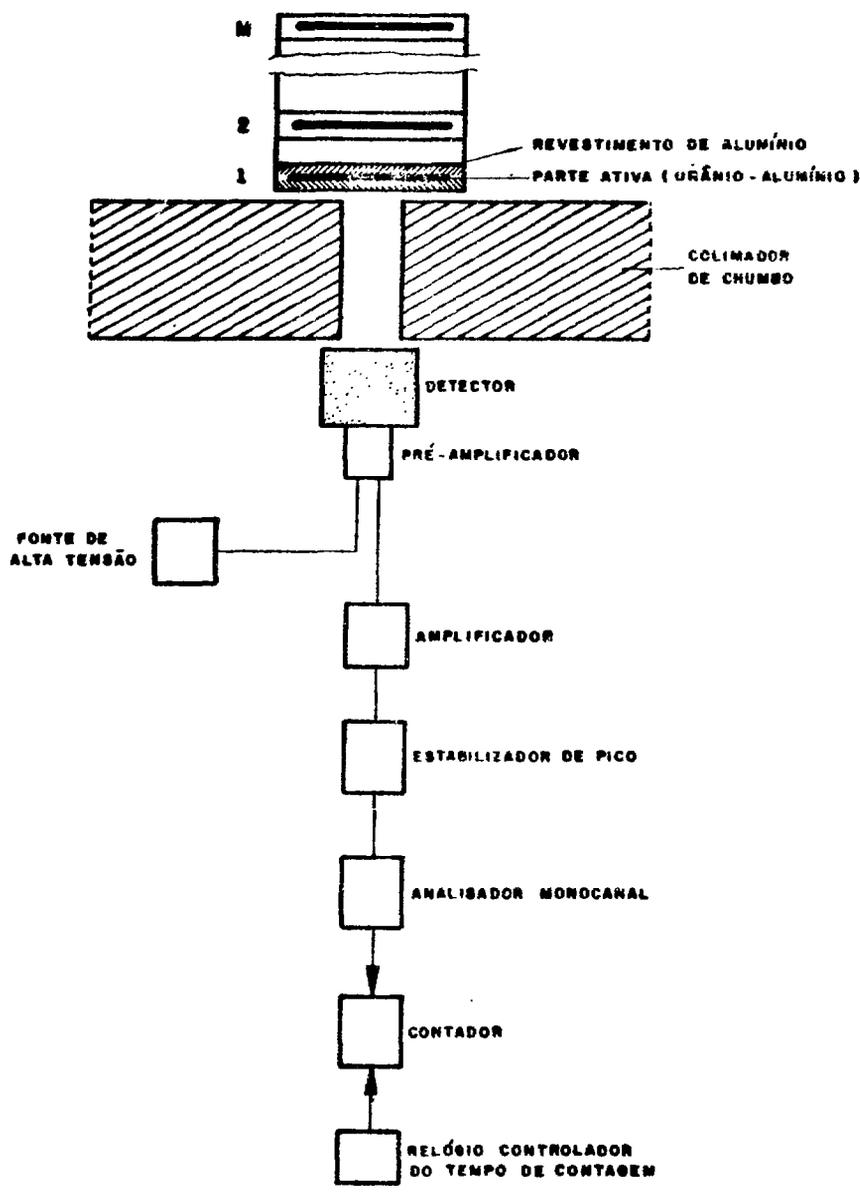


Figura 3.3.1 - Esquema de um arranjo experimental para obtenção de medidas de atividade gama de um elemento combustível.

f_{cl} = fator de transmissão do revestimento para o gama detectado;

f_i = fator de transmissão para a i -ésima placa, em virtude de existirem $i-1$ placas à sua frente;

η_{ex} = eficiência do sistema (gama registrado por gama incidente no detector).

Admitindo que R_i seja constante para todas as placas, isto é, $R_i = R$ para $i = 1, 2, \dots, M$, o fator f_i pode ser escrito como $f_i = (f_1)^{i-1}$ (onde f_1 é o fator de transmissão de uma placa) e a contagem total C_t obtida durante um tempo T (desprezível comparado com a meia vida do produto de fissão) é dada por:

$$C_t = R \lambda e^{-\lambda t_c} \epsilon f_{ab} f_{cl} \eta_{ex} T \sum_{i=1}^M a_i F_i (f_1)^{i-1} \quad 3.3.4$$

Desta equação tiramos:

$$R = \frac{C_t}{\lambda e^{-\lambda t_c} \epsilon f_{ab} f_{cl} \eta_{ex} T \sum_{i=1}^M a_i F_i (f_1)^{i-1}} \quad 3.3.5$$

Convém frisar que R , cujo valor pode ser obtido experimentalmente, é a densidade atômica exata do produto de fissão escolhido, e N_x , dado na equação 3.3.2, é uma densidade aproximada, pois no seu desenvolvimento não consideramos decaimento e consumo do produto de fissão enquanto o elemento estava no fluxo de nêutrons.

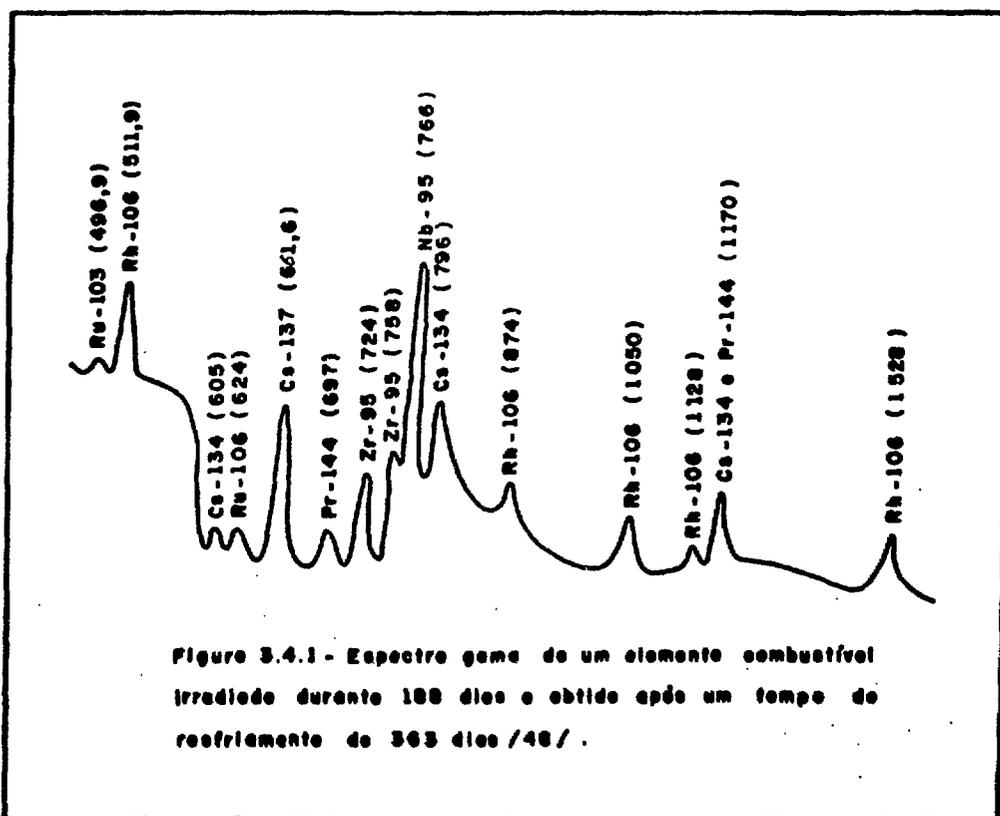
Dependendo do período de irradiação, e do produto de fissão escolhido, podemos desprezar seu consumo /51/ e calcular um fator de correção f_t que relaciona R com N_x , segundo a expressão:

$$N_x = f_t R \quad 3.3.6$$

Deste modo temos que : 1º) é possível determinar R experimentalmente, e uma vez calculado o valor de f_t determinar N_x . 2º) Substituindo N_x na equação 3.3.2 obtêm-se o valor de W_1 , e 3º) a utilização de W_1 nas equações de consumo, permite a determinação da queima sofrida pelo elemento combustível.

3.4- Estudo dos Produtos de Fissão

Um espectro gama típico de um elemento combustível obtido com um detector Ge(Li), é mostrado na Figura 3.4.1, onde os valores entre parênteses indicam a energia do gama em MeV. Para obtenção desse espectro o elemento combustível foi irradiado durante 188 dias, e o tempo de resfriamento foi de 363 dias /48/.



Nesse espectro observa-se vários picos de gamas cujos radionuclídeos emissores estão relacionados na Tabela 3.4.1. Nesta tabela aparecem, ainda, 3 nuclídeos que são discutidos a seguir:

^{144}Ce

O ^{144}Pr apresenta meia vida de 17,3 minutos, um tempo muito pequeno comparado com os períodos de irradiação e resfriamento, porém o que medimos, através de sua atividade, não é a sua concentração, mas sim a concentração do ^{144}Ce , que é seu precursor no processo de decaimento e que apresenta meia vida de 284 dias.

^{106}Ru

Do mesmo modo que o ^{144}Pr , o ^{106}Rh é utilizado como elemento intermediário para estudo do ^{106}Ru , seu precursor, e que apresenta meia vida de 367 dias.

^{133}Cs

O ^{134}Cs apresenta meia vida de 2,05 anos, porém sua fração de formação por fissão (Yield) é muito pequena (aproximadamente $4,5 \times 10^{-5}\%$ para ^{235}U). Acontece que no reator também há formação de ^{133}Cs , que é um isótopo estável e apresenta uma secção de choque de captura de 30 barns, permitindo assim a formação de ^{134}Cs como resultado da reação $^{133}\text{Cs}(n,\gamma)^{134}\text{Cs}$.

Tabela 3.4.1- Produtos de Fissão Utilizados nas Medidas de Espectrometria Gama Não Destrutiva

Produto de fissão	meia vida /59/	Y1 % (1)	Y2 % (2)	Y3 % (3)	σ_a (barns) (2200m/s) /109/	Esquema de decaimento na figura: (4)
^{95}Nb	35d	6,46	4,92	5,30	< 7	3.4.2
^{95}Zr	65d	6,46	4,92	5,30	-	3.4.2
^{103}Ru	39,6d	3,14	6,99	6,35	-	3.4.3
^{106}Rh	30 s e 130min	0,39	4,28	2,79	-	3.4.4
^{106}Ru	367d	0,39	4,28	2,79	0,15	3.4.4
^{133}Cs	estável	6,77	6,97	6,17	30	-
^{134}Cs	2,05a (5)	$4,5 \times 10^{-5}$	$3,29 \times 10^{-6}$	$1,24 \times 10^{-7}$	134	3.4.5
^{137}Cs	30,17a (5)	6,26	6,69	6,28	0,11	3.4.6
^{144}Pr	17,3m	5,46	3,83	4,74	-	3.4.7
^{144}Ce	284d	5,46	3,83	4,74	1,0	3.4.7

- (1) Y1 = fração de formação, acumulada, por fissão do ^{235}U /72/
 (2) Y2 = fração de formação, acumulada, por fissão do ^{239}Pu /72/
 (3) Y3 = fração de formação, acumulada, por fissão do ^{238}U /72/
 (4) esquemas retirados da referência /59/
 (5) vide referência /24/.

Convém salientar que a escolha dos produtos de fissão para realização de medidas, depende do tempo de irradiação, pois os produtos de baixa meia-vida atingem rapidamente o regime de saturação (taxa de formação igual à de decaimento), o que nos impossibilita determinar a exposição e, conseqüentemente, o consumo. A fim de evitar este problema, bem como de minimizar as correções ocasionadas pela variação do fluxo com o tempo, devemos escolher um produto de fissão cuja meia-vida seja grande comparada com o tempo de irradiação.

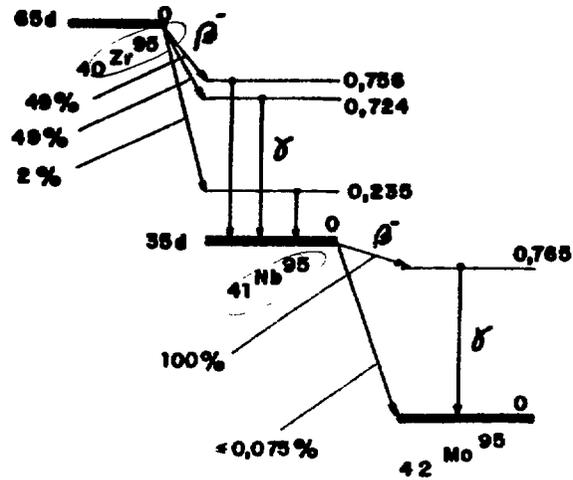


Figura 3.4.2 - Esquema de decaimento do ^{95}Zr e do $^{95}\text{Nb}/59/$.

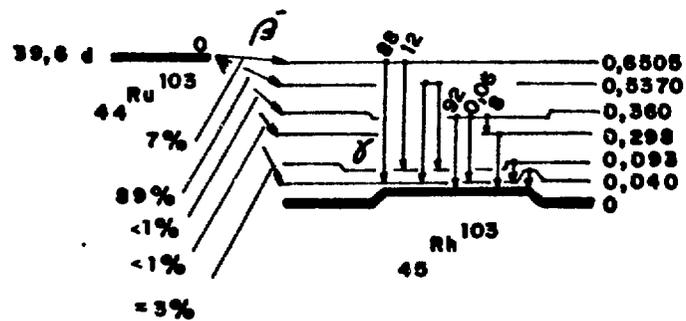


Figura 3.4.3 - Esquema do decaimento do $^{103}\text{Ru}/59/$.

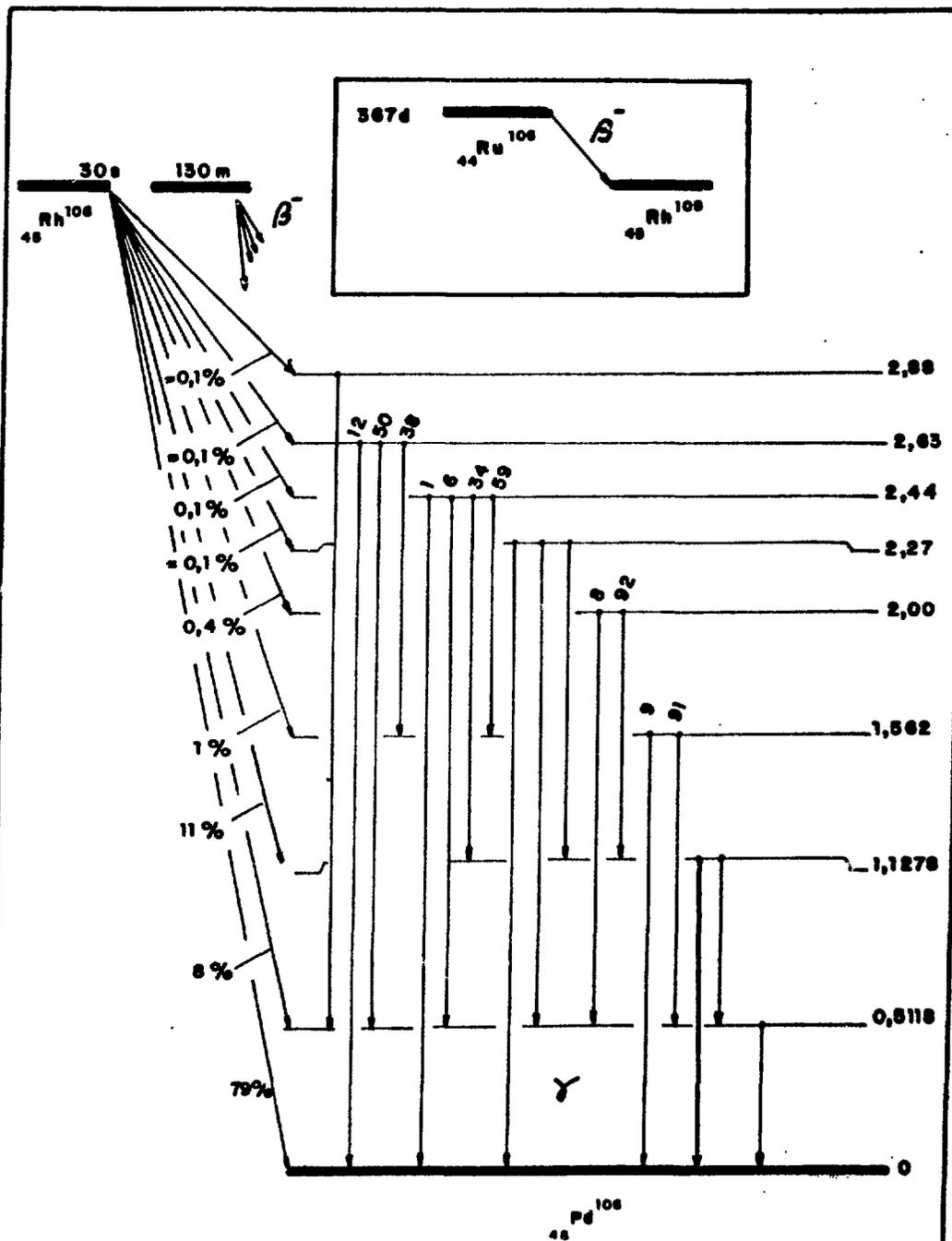


Figura 3.4.4- Esquema de decaimento de ^{106}Rh e seu precursor ^{106}Ru / 59/.

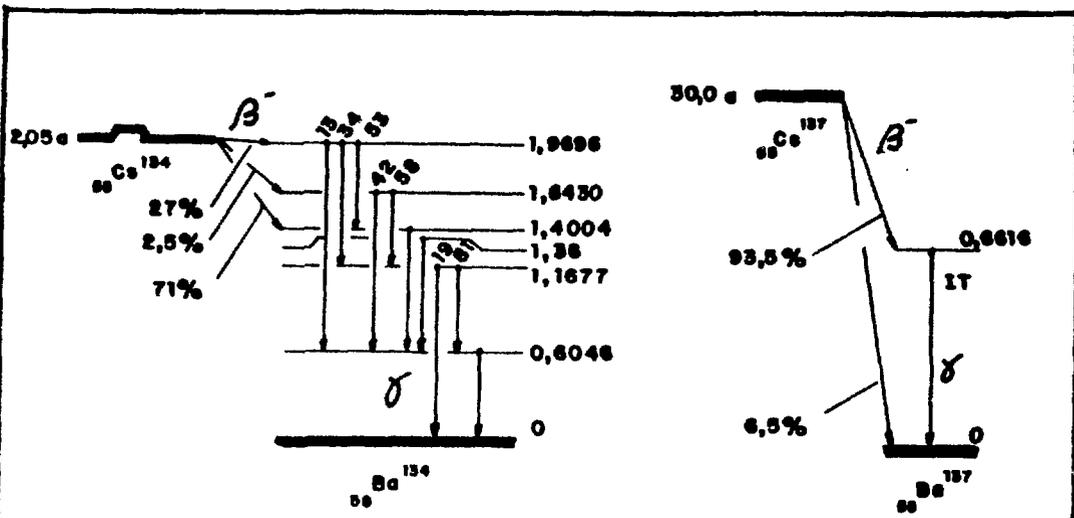


Figura 3.4.5 - Esquema de decaimento do $^{134}\text{Cs} / 59 /$

Figura 3.4.6 - Esquema de decaimento do $^{137}\text{Cs} / 59 /$

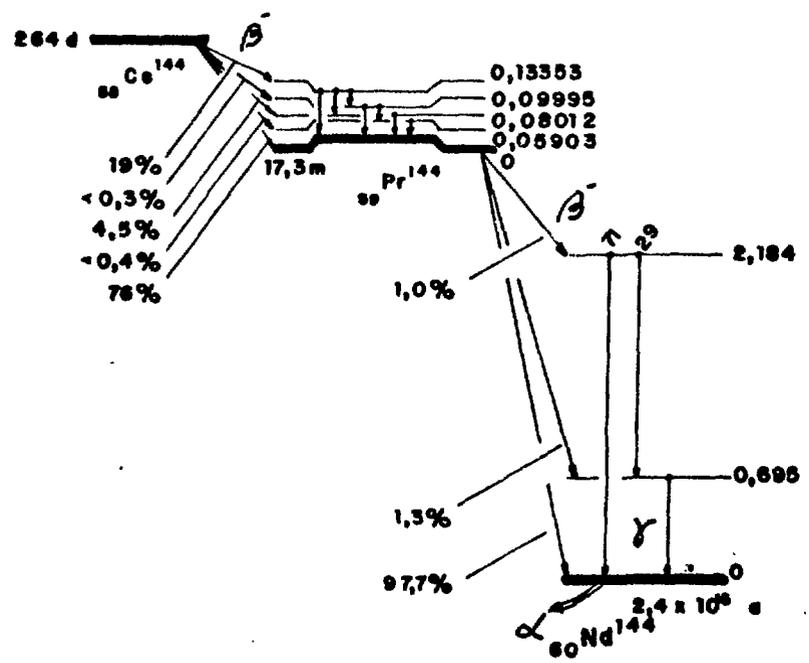
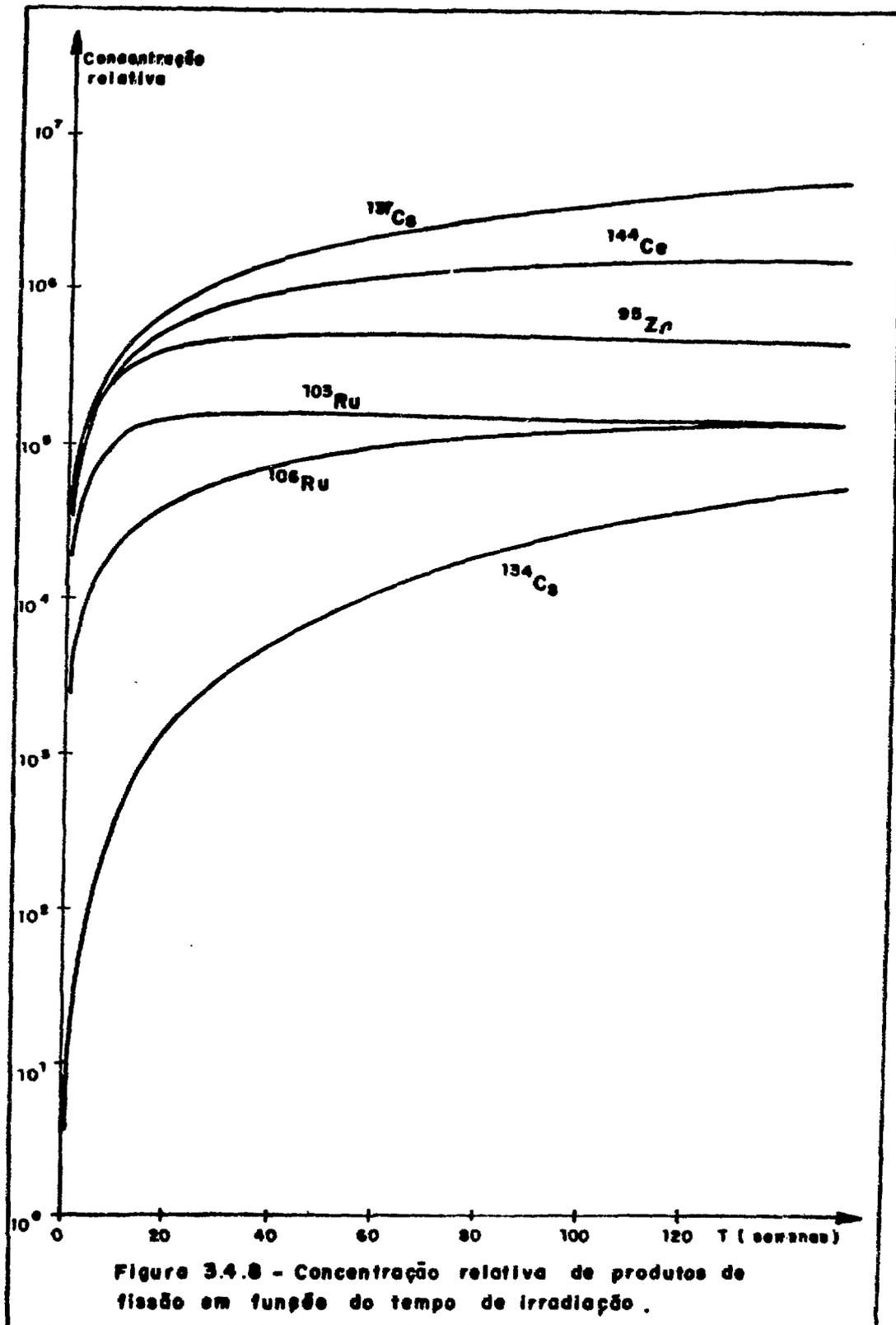


Figura 3.4.7 - Esquema de decaimento do ^{144}Pr e seu precursor $^{144}\text{Cs} / 59 /$

A Figura 3.4.8 mostra a concentração relativa de diferentes produtos de fissão, em função do tempo de irradiação, em elementos combustíveis de urânio (com enriquecimento superior a 20%), quando submetidos a um fluxo constante de $10^{13} \text{ n.cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$.



4. MEDIDAS

4.1- Estudos Preliminares

O elemento combustível escolhido para realizar as medidas foi o IEA-14 por apresentar baixa dose de radiação (5 mR/h a 20 cm de distância), o que permitiu fácil manipulação e transporte do mesmo .

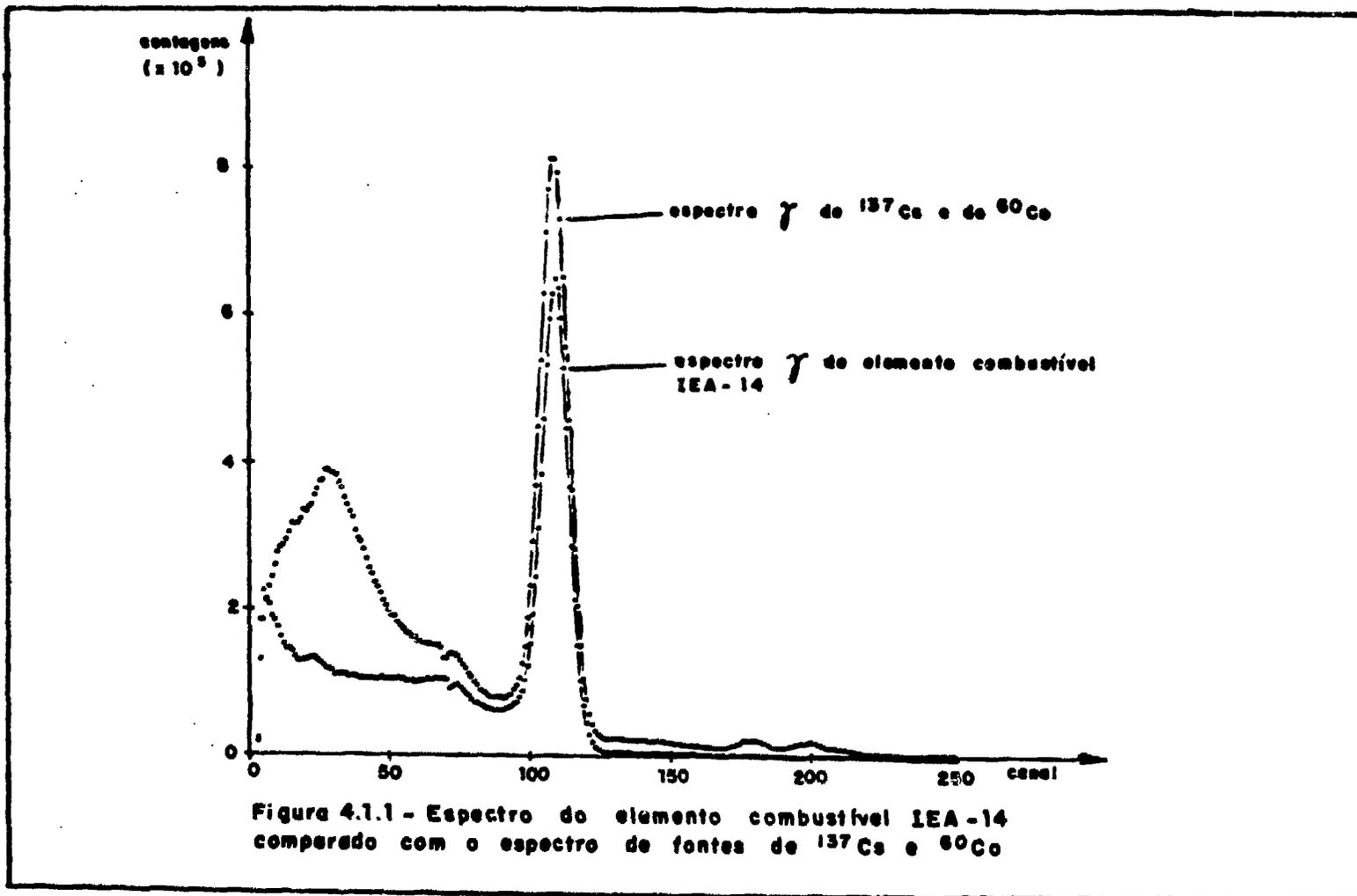
Como ele foi retirado do caroço do reator em 1958, possibilitou, ainda, a utilização de um detector NaI na realização das medidas.

Um espectro gama do elemento , obtido com o detector NaI, apresentou apenas o pico de 661,6 KeV, como pode ser observado na figura 4.1.1, característico do ^{137}Cs . Este foi o motivo pelo qual o ^{137}Cs foi o único produto de fissão utilizado nas medidas.

4.2- Descrição do Elemento Combustível

O elemento combustível IEA-14, é do tipo MTR (Material Testing Reactor), sendo constituído por 19 placas do tipo sanduiche: uma placa formada por uma liga de Alumínio e Urânio, envolvido por duas ou - tras placas de Alumínio. Seu desenho é mostrado na figura 4.2.1.

São os seguintes os dados fornecidos pelo fabricante, para o elemento IEA-14: massa inicial de ^{235}U = 157,37 gramas, e massa inicial de Urânio total = 804,26 gramas.



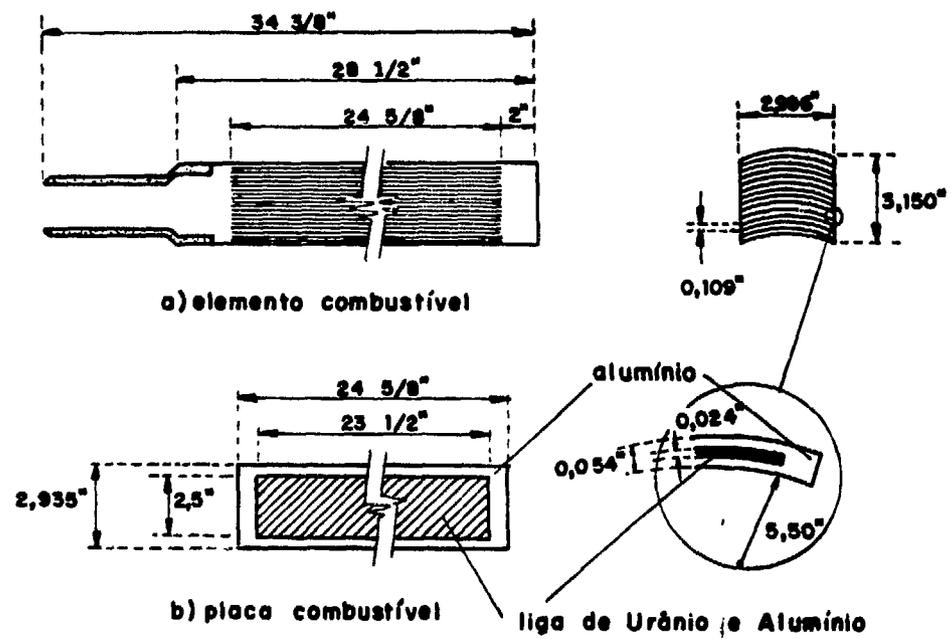


Figura 4.2.1 - Detalhes do elemento combustível IEA - 14

Esse elemento fez parte do arranjo montado para realização da primeira experiência de criticalidade do IEAR-1 , em 1957, porém foi retirado e depois, em 28/8/1958, foi reintroduzido no caroço, tendo sido, finalmente , retirado em 19/12/1958.

A queima de ^{235}U desse elemento foi calculada, pelo método indireto de energia térmica, como sendo $2,63 \times 10^{-3}$ gramas /comunicação pessoal/.

4.3- Arranjo Experimental e Equipamento Utilizado

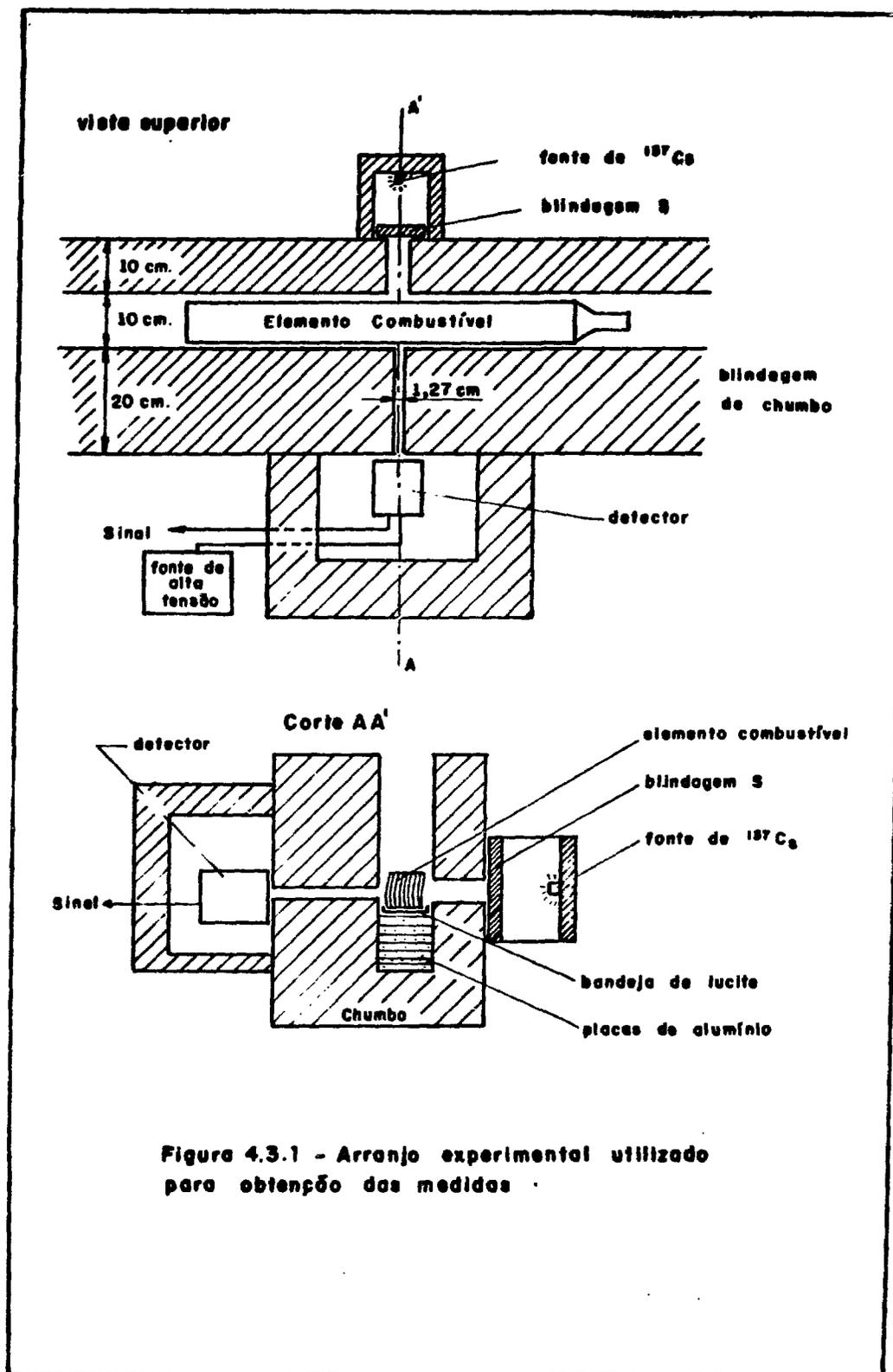
O arranjo montado para realização das medidas é mostrado na figura 4.3.1. O sistema de contagem é fixo, sendo móvel apenas o conjunto constituído pelo elemento combustível e a bandeja de lucite. A bandeja de lucite é uma caixa na qual se fixa o elemento combustível e tem a finalidade de evitar o atrito do elemento com a base do sistema, evitando, assim, uma possível contaminação.

O colimador utilizado foi um furo cilíndrico , existente na blindagem entre o elemento e o detector , de diâmetro 0,5 polegadas e de comprimento 20 cm .

O esquema do equipamento eletrônico utilizado é mostrado na figura 4.3.2.

4.4- Obtenção de Dados

O elemento combustível , colocado perpendicularmente ao eixo do colimador, foi movido tanto na direção horizontal como na direção vertical, de tal modo que cada círculo existente na figura 4.4.1 representa



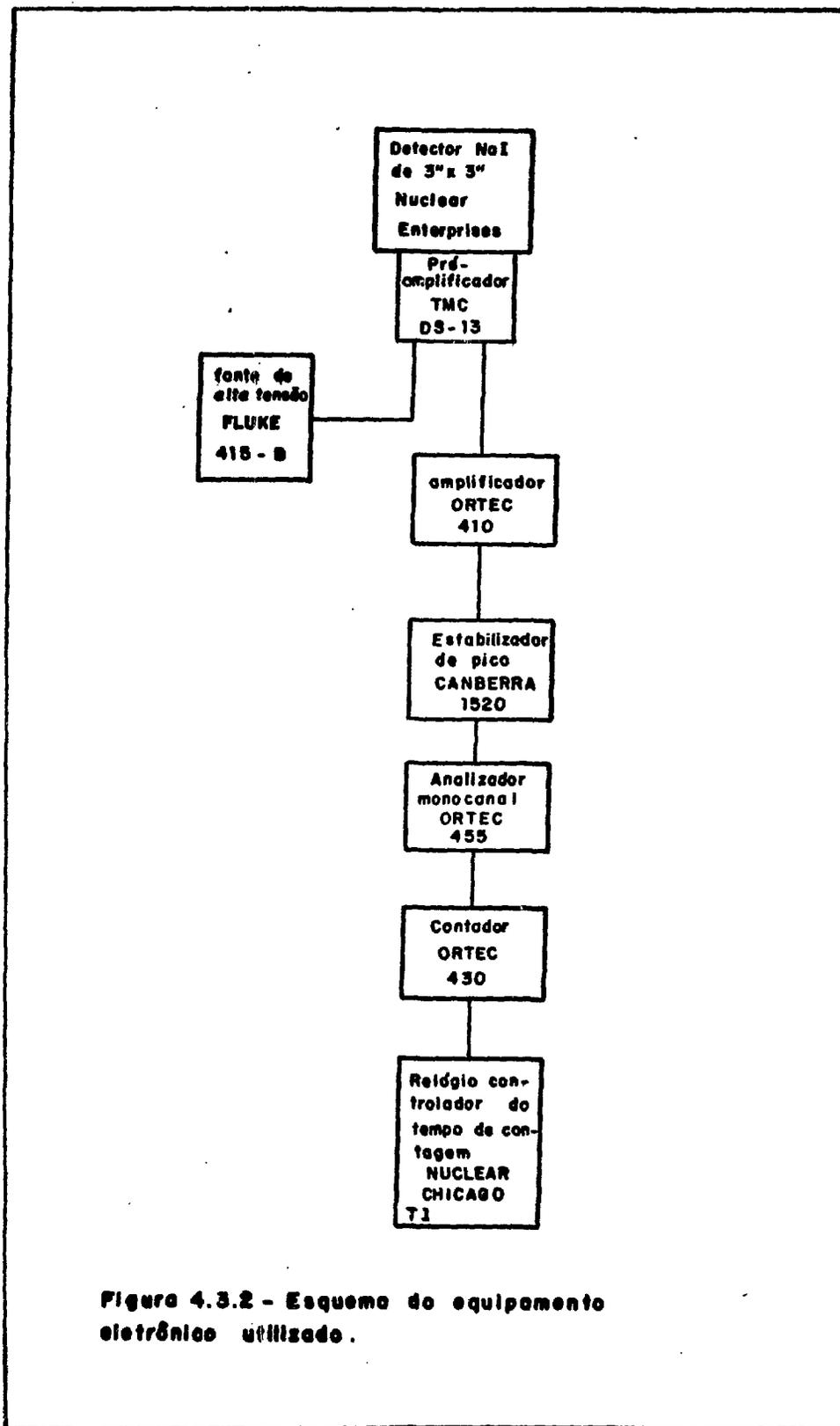


Figura 4.3.2 - Esquema do equipamento eletrônico utilizado.

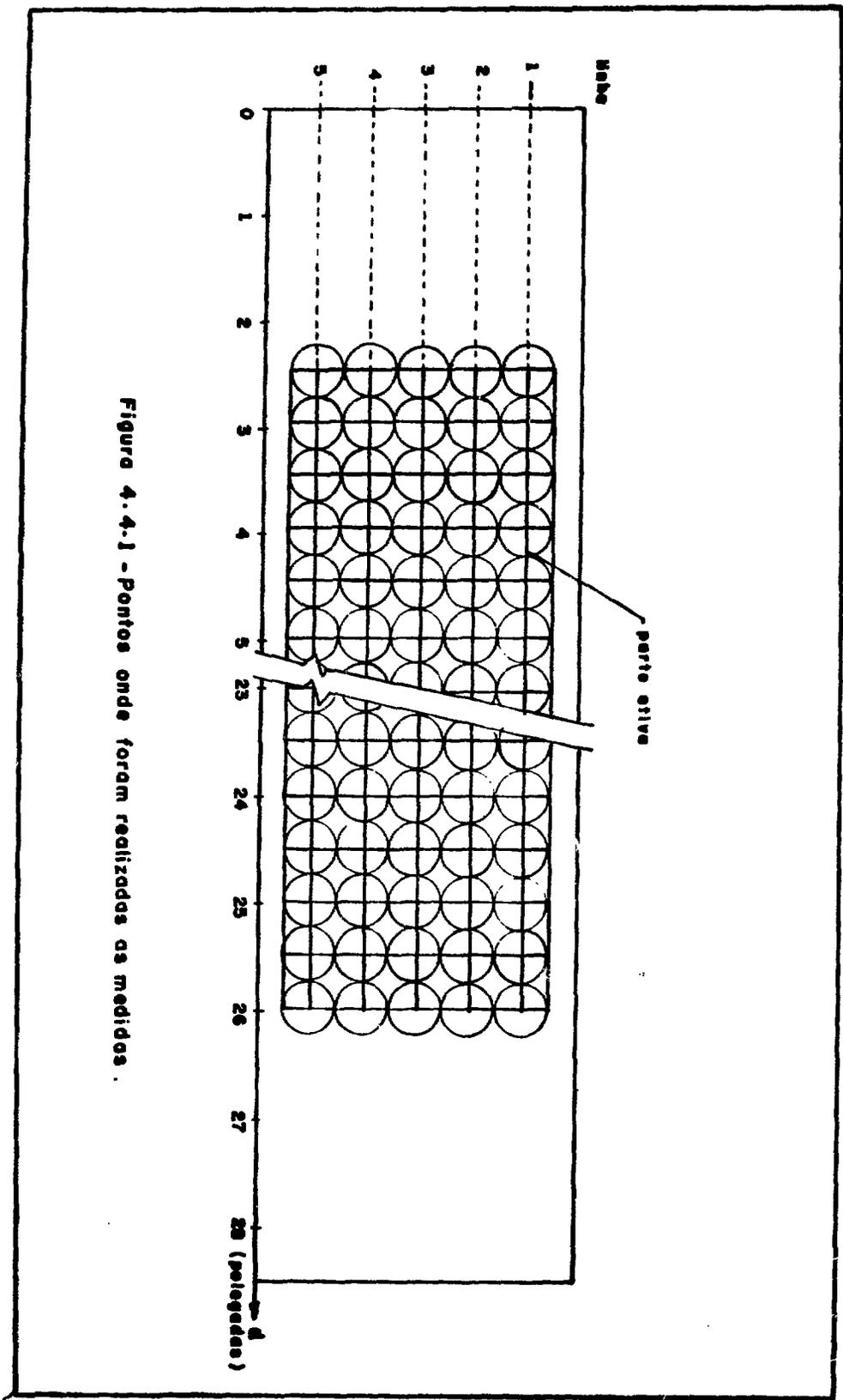


Figura 4.4.1 - Pontos onde foram realizadas as medidas .

o prolongamento do colimador em cada medida . Em cada linha de medidas fixou-se as distâncias : h entre o centro do colimador e a base do elemento que se apoia na bandeja de lucite, e d entre o colimador e a primeira placa combustível.

O equipamento eletrônico utilizado foi ajustado de modo que o contador registrasse apenas os pulsos que caíssem dentro do foto-pico relativo ao ^{137}Cs (pulsos com energia entre 505 e 795 KeV), e o tempo de contagem foi fixado em 5 minutos pelo fato de a contagem, integrada neste intervalo de tempo, apresentar desvios estatísticos da ordem de 0,7% (a análise de erros está no capítulo 6) .

As contagens obtidas são mostradas na tabela 4.4.1 e correspondem a C_t da equação 3.3.5.

Foram realizadas medidas em vários pontos fora da parte ativa , mas os valores obtidos não foram significativamente diferentes dos valores obtidos nas medidas de contagem de fundo .

Realizou-se , periodicamente , medidas da taxa de contagem da radiação de fundo, e da fonte de ^{137}Cs , com a finalidade de verificar: a influência do funcionamento do reator nos dados , pois as medidas foram efetuadas num prédio próximo ao do reator, e a estabilidade do sistema de contagem . Concluiu-se, após medidas, que: a operação do reator não influenciou nos dados obtidos, e o sistema manteve-se estável.

Foram realizadas 45 medidas da taxa de contagem da radiação de fundo e 32 da fonte de ^{137}Cs , e os valores médios encontrados foram 404 ± 17 e 19829 ± 157 contagens em 5 minutos, respectivamente.

Tabela 4.4.1- Contagens obtidas no elemento combustível IEA-14, integradas em 5 minutos, e selecionadas no fotopico do produto de fissão Cs-137

Posição d (pol)	LINHA				
	1	2	3	4	5
2,5	4646	6829	6268	8515	4151
3,0	12243	16149	15499	15262	10342
3,5	15315	16159	15042	15264	12360
4,0	16923	16668	15657	16075	13670
4,5	18480	18146	16444	16906	15009
5,0	20106	19192	18130	18404	15695
5,5	22081	20761	19306	19493	16676
6,0	23658	22409	20884	21274	17647
6,5	25254	23798	22387	22507	18830
7,0	27134	25323	23767	23724	19760
7,5	28935	26922	25097	24983	20464
8,0	30573	27885	26455	26367	21531
8,5	31838	29581	27469	27698	22185
9,0	33654	30503	29123	28851	22991
9,5	34989	31861	29872	29486	23979
10,0	36507	33174	30699	30737	24326
10,5	37260	34119	31807	31631	24855
11,0	38790	35171	32738	32119	25327
11,5	39640	35535	33742	32959	25768
12,0	40110	36713	34220	33376	25635
12,5	41015	37380	34881	34423	26036
13,0	41857	38065	35226	34705	26423
13,5	41698	37553	35548	34896	26694
14,0	42555	38401	35565	35136	26358
14,5	42425	39278	35954	34875	26236
15,0	42713	38437	36130	35393	26355
15,5	42577	38206	35744	35301	25930
16,0	41984	37895	35352	34788	26082
16,5	42202	37504	35245	34460	25298
17,0	41524	37519	34644	33813	24429
17,5	40699	36534	34503	33339	23820
18,0	40323	36078	33492	32660	23380
18,5	38927	35353	32794	32282	22625
19,0	38111	34607	32324	30975	21967
19,5	36957	33436	31082	30003	21232
20,0	35857	32084	29996	28769	20551
20,5	34580	30471	29062	28100	19559
21,0	33289	29405	27426	26636	18946
21,5	31655	28253	25993	25466	18012
22,0	29999	26931	25154	23870	16981
22,5	28197	25354	23522	22408	16185
23,0	26569	23591	22120	21036	14915
23,5	24792	22032	20566	19639	13972
24,0	23362	20276	19031	18527	13156
24,5	21927	19444	17862	17467	12094
25,0	21015	18407	17324	16771	10667
25,5	18565	18801	17640	15522	8299
26,0	8120	11146	11180	5620	2811

5. ANÁLISE DE DADOS

Como vimos no Capítulo 3, para determinar a queima devemos obter, numa ordem cronológica, R , N_x e w_1 , substituindo, a seguir, os valores de w_1 nas equações de consumo.

5.1- Determinação de R

O valor de R (densidade atômica do ^{137}Cs existente no elemento combustível quando de sua retirada do caroço) é determinado a partir das contagens C_t obtidas.

Reescrevendo a equação 3.3.5 temos:

$$R = \frac{C_t}{\lambda e^{-\lambda t_c} \epsilon f_{ab} f_{cl} \eta_{ex} T \sum_{i=1}^M a_i F_i (f_1)^{i-1}} \quad 3.3.5$$

Para cada contagem obtida determinou-se o valor de R. Os parâmetros utilizados foram:

$$\begin{aligned} \lambda &= 4,37 \times 10^{-8} \text{ min}^{-1} && /24/ \\ t_c &= 6058 \text{ dias} \\ \epsilon &= 0,848 && /109/ \\ f_{ab} &= 0,988 \\ f_{cl} &= 0,992 \\ \eta_{ex} &= 0,68 \\ T &= 5 \text{ min} \\ f_1 &= 0,961 \end{aligned}$$

Os parâmetros f_{ab} , η_{ex} e f_1 , obtidos experimentalmente, são explicados com mais detalhes, junto com o parâmetro f_{cl} , no Apêndice A.

A espessura da parte ativa da placa combustível (l) não foi considerada na análise de dados, pelo fato de as densidades serem calculadas em átomos/cm² ou gramas/cm².

A área a_i , da i -ésima placa que contribui com gamas que chegam ao detector, foi obtida a partir do estudo da figura 5.1.1, da qual obtém-se:

$$a_i = \pi [A(1 + e_i/L)]^2$$

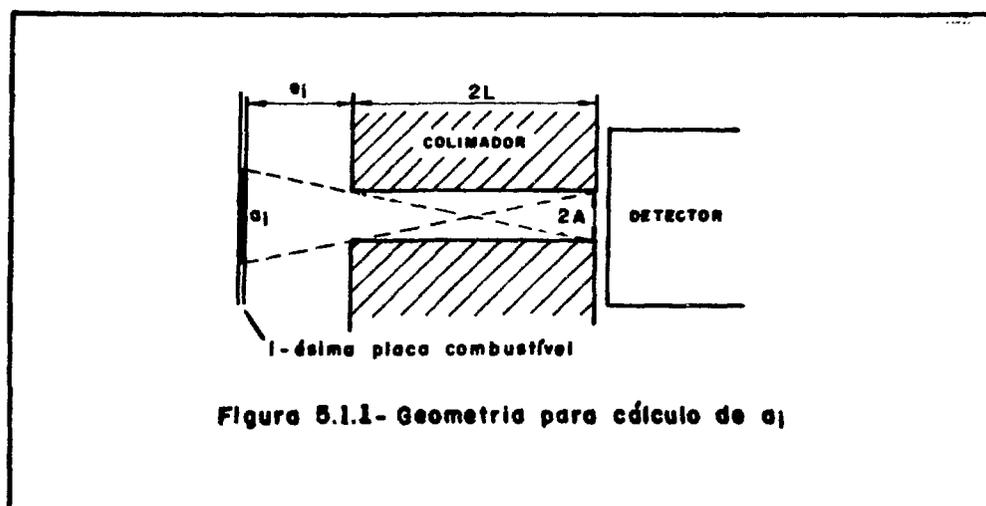


Figura 5.1.1- Geometria para cálculo de a_i

Observando esta figura, nota-se que existem gamas que após penetrar na blindagem do colimador atingem o detector. Isto faz com que o valor de R , obtido para a área a_i , seja aproximadamente 2% superior ao valor real, e por este motivo os valores de R , obtidos, foram divididos por 1,02.

O fator geométrico de cada placa (F_1) foi calculado por meio de integração numérica, utilizando-se o método de quadratura de Gauss. Este cálculo é mostrado, em detalhes, no Apêndice B.

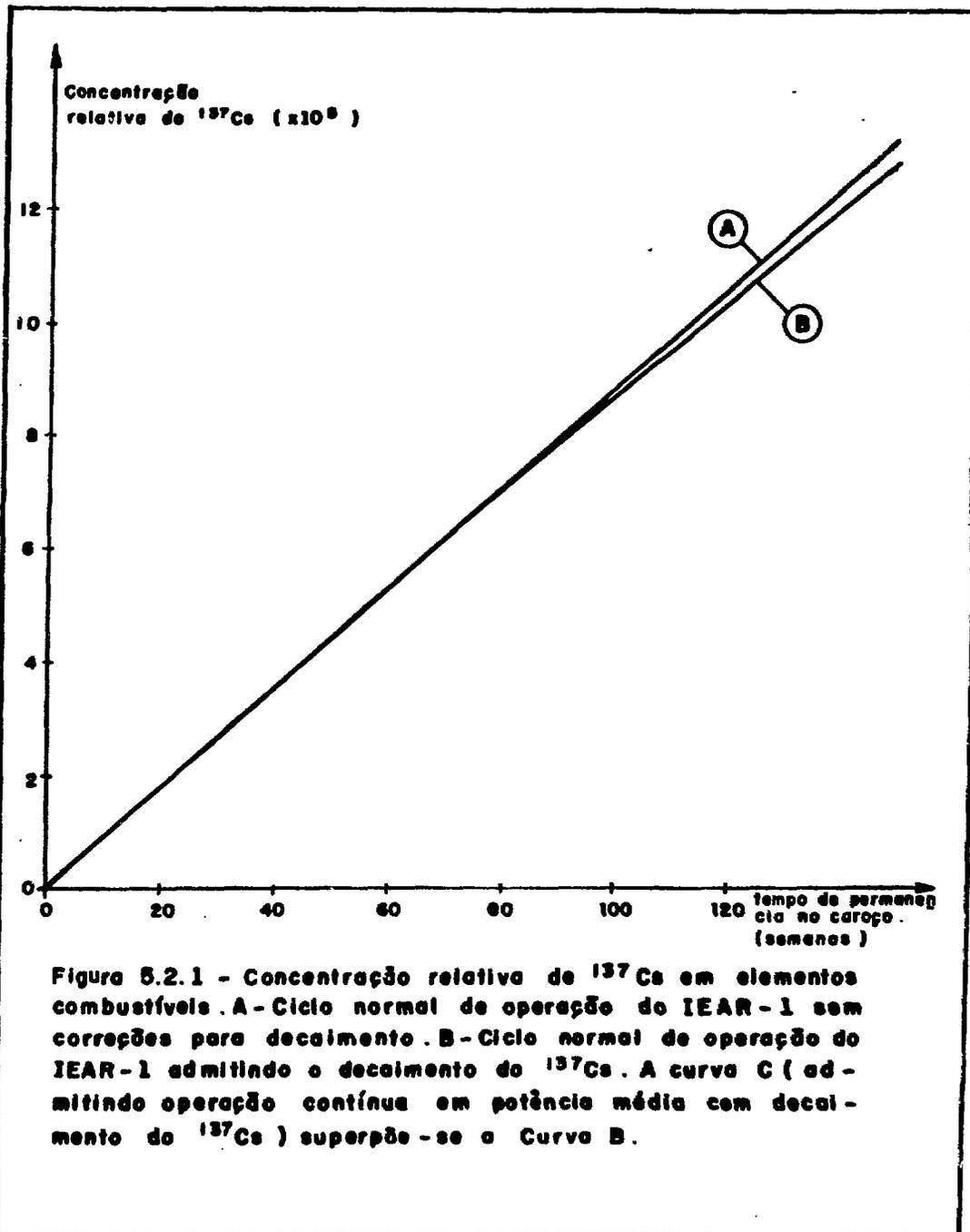
5.2- Determinação de N_x

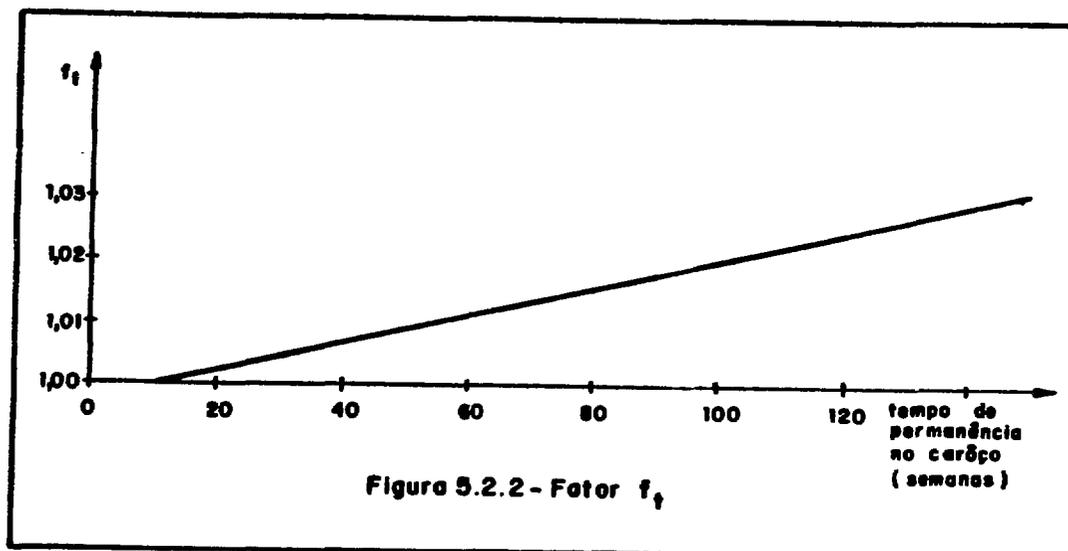
Para determinar o valor de N_x , devemos apenas determinar o valor de f_t .

Considerando que o reator IEAR-1 apresenta um ciclo de operação de 8 horas por dia, 5 dias por semana, e admitindo que a taxa de formação de ^{137}Cs seja constante durante os períodos de operação, podemos construir as curvas de concentração relativa do ^{137}Cs mostradas na figura 5.2.1.

Para traçar a curva A admitiu-se não haver decaimento do ^{137}Cs durante a permanência do elemento no caroço do reator; e para traçar a curva B admitiu-se o decaimento do ^{137}Cs durante sua formação e nos intervalos de operação.

A curva A dividida pela curva B fornece o fator de correção f_t em função do tempo de permanência no caroço. Estes valores são mostrados na tabela 5.2.1 e na figura 5.2.2.





Foi traçada, ainda, uma curva C admitindo o decaimento do ^{137}Cs , porém supondo que o reator opere continuamente a uma potência média. Este estudo foi feito para analisar o efeito das interrupções do reator na concentração do ^{137}Cs . Os resultados (vide tabela 5.2.1) mostram que este efeito é inferior a 0,2% para tempos de permanência inferiores a 3 anos.

O consumo de ^{137}Cs , durante os períodos de irradiação, foi desprezado pelo fato de sua seção de choque de absorção ser pequena: $\sigma_a(2200\text{m/seg}) = 0,11 \pm 0,03\text{b}$ e integral de ressonância = $0,3 \pm 0,3\text{b} / 51$.

Os dados encontrados nos registros do elemento IEA-14, mostram que ele foi introduzido no caroço do reator em 28/8/58, e retirado em 20/12/58, permanecendo no caroço por um período de 114 dias. Neste caso $f_t = 1,002$.

Tabela 5.2.1- Concentração relativa de ^{137}Cs em elementos combustíveis. A- Ciclo normal de operação do IEAR-1 sem correção para decaimento. B - Ciclo normal de operação IEAR-1 com correção para decaimento. - C - Operação contínua em potência média com correção para decaimento f_t - divisão dos valores de A pelos valores de B .

Tempo de permanência no caroço (semanas)	Concentração de ^{137}Cs no caso			
	A	B	C	f_t
10	89981	89973	89807	1,000
20	179747	179334	179072	1,002
30	269298	268089	267682	1,005
40	358634	356239	355713	1,007
50	447756	443787	443122	1,009
60	536665	530738	529935	1,011
70	625360	617094	616168	1,013
80	713843	702858	701795	1,016
90	802114	788033	786864	1,018
100	890174	872622	871327	1,020
110	978022	956630	955215	1,022
120	1065660	1040060	1038520	1,025
130	1153090	1122910	1121220	1,027
140	1240310	1205190	1203390	1,029
150	1327320	1286890	1284960	1,031
160	1414120	1368040	1365990	1,034

5.3- Determinação de w

A equação 3.3.2, que permite obter w a partir de N_x , é uma equação transcendental, e deve ser resolvida numericamente. O uso da aproximação $1 - \exp(-ow) \approx ow - (ow)^2/2$ facilita a obtenção de w , e neste caso a equação 3.3.2 passa a ser escrita numa forma mais simples:

$$N_x(w) = [N_a(0) \bar{\sigma}_{ca} \bar{\sigma}_{f_3} Y_2 - N_b(0) \bar{\sigma}_{ab} \bar{\sigma}_{f_3} Y_3 - N_s(0) \bar{\sigma}_{as} \bar{\sigma}_{f_5} Y_1] w^2 / 2$$

$$+ [N_s(0) \bar{\sigma}_{f_5} Y_1 + N_b(0) \bar{\sigma}_{f_3} Y_3] w$$

5.3.1

No caso do elemento IEA-14, para o qual $w < 3 \times 10^{17} \text{ n.cm}^{-2}$, essa aproximação acarreta erros inferiores a 0,3% nos valores de w obtidos.

As secções de choque médias ($\bar{\sigma}$) foram calculadas utilizando-se o programa HAMMER /104/. Este programa analisa a célula de um reator, em uma dimensão, condensando os resultados em 4 grupos de energia assim divididos:

$$8,2085 \times 10^5 \leq \text{Grupo 1} \leq 10^7 \text{ eV}$$

$$5,5308 \times 10^3 \leq \text{Grupo 2} \leq 8,2085 \times 10^5 \text{ eV}$$

$$0,6248 \leq \text{Grupo 3} \leq 5,5308 \times 10^3 \text{ eV}$$

$$2,53 \times 10^{-4} \leq \text{Grupo 4} \leq 0,7067 \text{ eV}$$

A utilização dos parâmetros do elemento IEA-14 no programa HAMMER resultou nos seguintes valores (em barns):

Grupo	$\bar{\phi}$ do grupo (relativo)	^{235}U		^{238}U		^{239}Pu	
		$\bar{\sigma}_a$	$\bar{\sigma}_f$	$\bar{\sigma}_a$	$\bar{\sigma}_f$	$\bar{\sigma}_a$	$\bar{\sigma}_f$
1	6,534	1,2727	1,1536	0,4618	0,4009	2,0655	1,9886
2	6,760	2,0851	1,6346	0,2513	$4,13 \times 10^{-4}$	2,3200	1,8717
3	5,942	38,374	25,088	11,645	$< 10^{-10}$	50,247	28,993
4	9,236	486,40	416,33	2,0142	$< 10^{-10}$	989,93	682,57

Substituindo a equação 3.1.2 pela equação

$$\bar{\sigma} = \frac{\sum \bar{\sigma}_j \bar{\phi}_j}{\sum \bar{\phi}_j} \quad (j = 1,2,3,4) \quad 5.3.1$$

obteve-se os seguintes resultados(em barns):

$$\begin{array}{lll} \bar{\sigma}_{f5} = 140,9 & \bar{\sigma}_{a5} = 166,6 & \\ \bar{\sigma}_{f8} = 0,092 & \bar{\sigma}_{a8} = 3,249 & \bar{\sigma}_{c8} = 3,157 \\ \bar{\sigma}_{f9} = 228,4 & \bar{\sigma}_{a9} = 332,6 & \end{array}$$

5.4- Resultados

As contagens obtidas, junto com os demais parâmetros, foram fornecidos como dados de entrada de um programa computacional (vide Apêndice C) no qual o valor de w é calculado, para cada medida, e substituído, a seguir, nas equações de consumo de ^{235}U e ^{238}U .

Os resultados obtidos são mostrados nas tabelas 5.4.1 e 5.4.2, e nas figuras 5.4.1 e 5.4.2.

Nota-se, pelas figuras, que os pontos próximos à base do elemento ($d = 28,5$) apresentam queima superior à apresentada pelos pontos da parte superior ($d = 0$). Isto se explica pelo fato de as barras de controle e segurança permanecerem na região superior do caroço, fazendo com que o fluxo, e conseqüentemente a queima, sejam menores. Este fenômeno foi notado, entre outros, por Tzou /107/ e Rasmussen /91/.

Uma vez obtidas as densidades de queima, estes valores foram multiplicados pela área dos quadrados circunscritos aos círculos mostrados na figura 4.4.1 (nas extremidades a área foi a metade), fazendo-se a seguir, a somatória sobre toda a placa combustível.

Tabela 5.4.1 - Densidade de queima de ^{235}U em 10^{-6}gr/cm^2

Posição (pot)	LINHA				
	1	2	3	4	5
2,50	0,163	0,222	0,203	0,279	0,144
3,00	0,218	0,264	0,253	0,249	0,181
3,50	0,274	0,264	0,246	0,249	0,218
4,00	0,304	0,273	0,256	0,263	0,242
4,50	0,332	0,298	0,269	0,276	0,266
5,00	0,362	0,315	0,297	0,302	0,279
5,50	0,398	0,342	0,317	0,320	0,297
6,00	0,427	0,369	0,344	0,350	0,314
6,50	0,457	0,393	0,369	0,370	0,336
7,00	0,491	0,418	0,392	0,391	0,353
7,50	0,524	0,445	0,414	0,412	0,366
8,00	0,555	0,461	0,437	0,435	0,385
8,50	0,578	0,490	0,454	0,457	0,397
9,00	0,611	0,505	0,482	0,477	0,412
9,50	0,636	0,528	0,494	0,487	0,430
10,00	0,664	0,550	0,508	0,508	0,436
10,50	0,677	0,566	0,527	0,523	0,446
11,00	0,706	0,584	0,542	0,531	0,455
11,50	0,721	0,590	0,559	0,545	0,463
12,00	0,730	0,609	0,567	0,552	0,460
12,50	0,746	0,621	0,578	0,570	0,467
13,00	0,762	0,632	0,584	0,575	0,474
13,50	0,759	0,624	0,589	0,578	0,474
14,00	0,775	0,638	0,590	0,582	0,473
14,50	0,772	0,653	0,596	0,577	0,471
15,00	0,778	0,638	0,599	0,586	0,473
15,50	0,775	0,635	0,593	0,585	0,466
16,00	0,764	0,629	0,586	0,576	0,468
16,50	0,756	0,623	0,584	0,571	0,454
17,00	0,741	0,606	0,572	0,552	0,427
17,50	0,734	0,599	0,555	0,540	0,419
18,00	0,708	0,587	0,543	0,534	0,405
18,50	0,693	0,574	0,535	0,512	0,393
19,00	0,672	0,554	0,515	0,496	0,380
19,50	0,652	0,532	0,496	0,475	0,367
20,00	0,628	0,505	0,481	0,464	0,349
20,50	0,604	0,487	0,453	0,439	0,338
21,00	0,574	0,467	0,429	0,420	0,321
21,50	0,544	0,445	0,415	0,393	0,302
22,00	0,511	0,419	0,388	0,369	0,288
22,50	0,481	0,389	0,364	0,346	0,265
23,00	0,448	0,363	0,338	0,322	0,247
23,50	0,422	0,334	0,312	0,304	0,233
24,00	0,396	0,320	0,293	0,286	0,213
24,50	0,379	0,302	0,284	0,274	0,187
25,00	0,334	0,309	0,289	0,253	0,144
25,50	0,291	0,367	0,368	0,182	0,095

Tabela 5.4.2- Densidade de queima de ^{238}U em 10^{-7}gr/cm^2

Posição d(po1)	LINHA				
	1	2	3	4	5
2,50	0,132	0,179	0,164	0,225	0,116
3,00	0,176	0,213	0,204	0,201	0,146
3,50	0,221	0,213	0,198	0,201	0,176
4,00	0,245	0,220	0,206	0,212	0,195
4,50	0,268	0,240	0,217	0,223	0,215
5,00	0,292	0,254	0,240	0,243	0,225
5,50	0,321	0,276	0,256	0,258	0,239
6,00	0,345	0,298	0,277	0,282	0,254
6,50	0,368	0,317	0,297	0,299	0,271
7,00	0,396	0,337	0,316	0,315	0,285
7,50	0,423	0,359	0,334	0,332	0,295
8,00	0,447	0,372	0,352	0,351	0,311
8,50	0,466	0,395	0,366	0,369	0,320
9,00	0,493	0,408	0,389	0,384	0,332
9,50	0,513	0,426	0,399	0,393	0,347
10,00	0,535	0,444	0,410	0,410	0,352
10,50	0,546	0,456	0,425	0,422	0,360
11,00	0,569	0,471	0,437	0,429	0,367
11,50	0,582	0,476	0,451	0,440	0,373
12,00	0,589	0,492	0,458	0,446	0,371
12,50	0,602	0,501	0,466	0,460	0,377
13,00	0,615	0,510	0,471	0,464	0,383
13,50	0,612	0,503	0,475	0,466	0,387
14,00	0,625	0,514	0,476	0,469	0,382
14,50	0,623	0,526	0,481	0,466	0,380
15,00	0,627	0,515	0,483	0,473	0,382
15,50	0,625	0,512	0,478	0,472	0,375
16,00	0,616	0,508	0,473	0,465	0,378
16,50	0,620	0,502	0,471	0,460	0,366
17,00	0,610	0,502	0,463	0,451	0,353
17,50	0,597	0,489	0,461	0,445	0,344
18,00	0,592	0,483	0,448	0,436	0,338
18,50	0,571	0,473	0,438	0,431	0,327
19,00	0,559	0,463	0,432	0,413	0,317
19,50	0,542	0,447	0,415	0,400	0,306
20,00	0,526	0,429	0,400	0,383	0,296
20,50	0,507	0,407	0,388	0,374	0,282
21,00	0,488	0,393	0,366	0,354	0,273
21,50	0,463	0,377	0,346	0,339	0,259
22,00	0,439	0,359	0,335	0,317	0,244
22,50	0,412	0,338	0,313	0,297	0,232
23,00	0,388	0,314	0,294	0,279	0,213
23,50	0,362	0,293	0,273	0,260	0,200
24,00	0,340	0,269	0,252	0,245	0,188
24,50	0,319	0,258	0,236	0,231	0,172
25,00	0,306	0,244	0,229	0,221	0,151
25,50	0,269	0,249	0,233	0,204	0,116
26,00	0,235	0,296	0,297	0,146	0,077

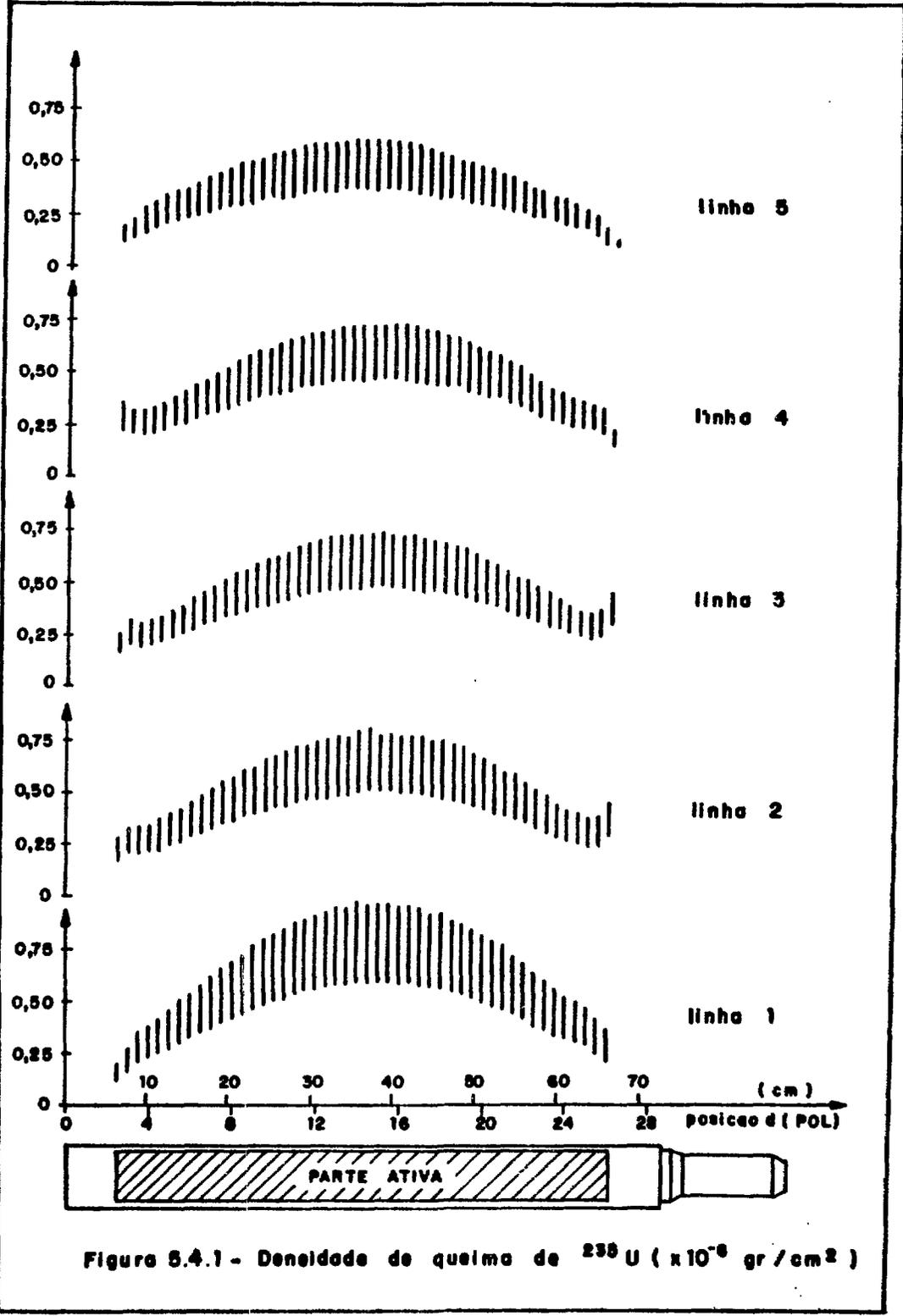


Figura 5.4.1 - Densidade de queima de ^{235}U ($\times 10^{-8}$ gr/cm 2)

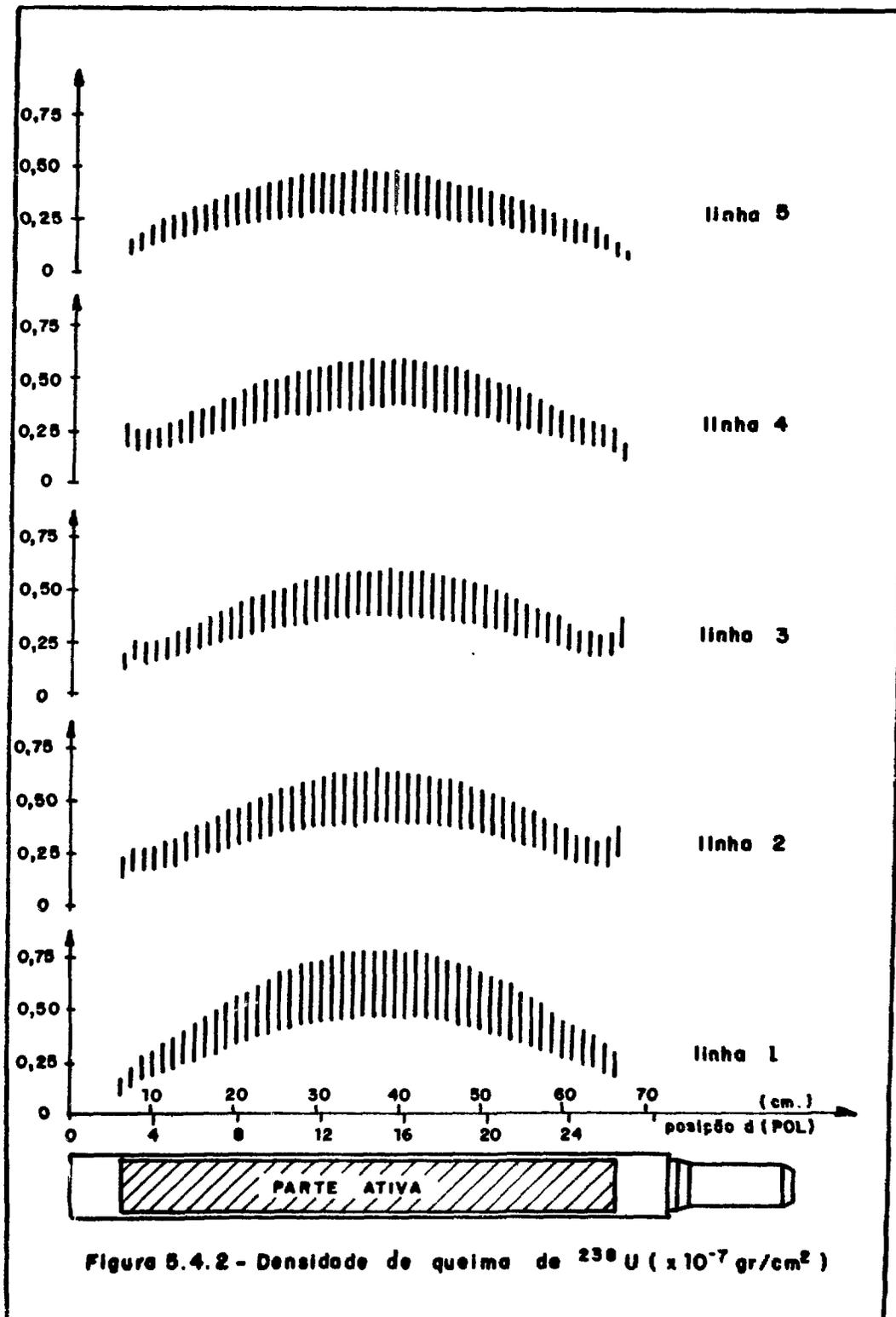


Figura 5.4.2 - Densidade de queima de ^{238}U ($\times 10^{-7}$ gr/cm²)

O resultado final encontrado foi:

massa de ^{235}U consumida = $3,3 \pm 0,8$ miligramas

massa de ^{238}U consumida = $0,27 \pm 0,07$ miligramas

massa de ^{239}Pu existente = $0,26 \pm 0,12$ miligramas.

A análise de erros será efetuada no próximo Capítulo.

6. ANÁLISE DE ERROS

Na análise de dados obtivemos, numa ordem cronológica, os valores de R , N_x , w e finalmente as densidades de queima. Com o intuito de facilitar a compreensão esta será a mesma ordem com que faremos a análise de erros.

O modelo de propagação de erros adotado foi o de Martin /70/: O desvio padrão Δf de uma função $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ de quantidades x_i possuindo desvios padrões Δx_i , é dado por:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 (\Delta x_i)^2} \quad 6.1$$

6.1- Determinação do Desvio em R

Como pode ser visto pela equação 3.3.5, R é uma função dos parâmetros $C_t, \lambda, t_c, \epsilon, f_{ab}, f_{cl}, n_{ex}, T, a_i, F_i$ e f_1 . Não foi assumida a dependência em ℓ pelo fato de as densidades serem obtidas em gramas/cm^2 , isto é, utilizamos, implicitamente, o produto $R\ell$.

Para determinar o desvio em C_t , contagem obtida, devemos considerar a natureza estatística do processo de desintegração radioativa. Neste processo, a probabilidade de que um átomo se desintegre durante um tempo t_1 (tomado entre $t = 0$ e t_1) é dado por $p = 1 - \exp(-\lambda t_1)$, onde λ é a constante de decaimento do elemento.

Por analogia com a distribuição binomial /39/, o número médio (\bar{M}) de átomos que se desintegram durante o tempo t_1 é dado por:

$$\bar{M} = M_0 [1 - e^{-\lambda t_1}] \quad 6.1.1$$

(onde M_0 é o número inicial de átomos radioativos), com variância dada por:

$$[\Delta(\bar{M})]^2 = M_0 [1 - e^{-\lambda t_1}] e^{-\lambda t_1} \quad 6.1.2$$

Contudo, o que se determina na prática não é \bar{M} , e sim $C = \eta \bar{M}$, onde a eficiência global η representa a probabilidade de que uma desintegração resulte em uma contagem. Então, a probabilidade P_1 de que um átomo radioativo resulte numa contagem durante o tempo t_1 é $P_1 = \eta [1 - \exp(-\lambda t_1)]$, e as equações 6.1.1 e 6.1.2 são substituídas por:

$$C = \eta M_0 [1 - e^{-\lambda t_1}] \quad 6.1.3$$

e

$$[\Delta(C)]^2 = C [1 - \eta(1 - e^{-\lambda t_1})] \quad 6.1.4$$

Para os casos em que $\eta \ll 1$ ou $t_1 \ll T_{1/2}$, a equação 6.1.4 reduz-se à:

$$\Delta(C) = \sqrt{C} \quad 6.1.5$$

Como o ^{137}Cs apresenta $T_{1/2}$ de 30,17 anos /24/, e o tempo de contagem foi de 5 minutos, os desvios nas contagens foram calculados utilizando-se a equação 6.1.5. As contagens obtidas foram superiores a 10.000, logo o desvio em C_t foi sempre inferior a 1%.

O desvio apresentado na meia vida do ^{137}Cs é de 0,1% /24/, e faz com que o desvio em λ também seja de 0,1%.

O desvio em t_c , tempo de resfriamento, foi assumido como sendo o tempo necessário para obtenção das medidas, 7 dias, e corresponde a 0,1% de t_c .

O desvio em T, tempo de medida, é inferior a 1 seg., ou seja, inferior a 0,3%.

O desvio em ϵ , gamas emitidos por decaimento do ^{137}Cs , é de 0,6% /109/.

Os parâmetros f_1 , f_{ab} e η_{ex} foram calculados utilizando-se a média de 5 contagens (vide Apêndice A), e o desvio da contagem média obtida foi calculado por meio da relação /70/:

$$\Delta \bar{C} = \sqrt{\frac{1}{20} \sum_{j=1}^5 (\Delta C_j)^2}$$

Para o fator de atenuação de uma placa, f_1 , obteve-se um desvio de 0,3%.

Para calcular o desvio em f_{ab} , fator de auto-absorção, é necessário conhecer o desvio de f_{cl} , fator de atenuação do revestimento de alumínio.

O desvio em f_{cl} , assumindo um desvio de 0,001" na espessura do revestimento (o fabricante especifica que a espessura é 0,015"), e de 0,4% no coeficiente de atenuação do alumínio /18/, é inferior a 0,1%. Deste modo concluiu-se que o desvio em f_{ab} é inferior a 0,2%.

O desvio em η_{ex} foi calculado como sendo de 6,0%, e deve-se, principalmente, à imprecisão apresentada no fator geométrico.

Para obter o desvio em R, devemos analisar, ainda, os parâmetros a_i , F_i e $(f_i)^{i-1}$ que aparecem reunidos na somatória.

O desvio em a_i foi calculado através da análise da figura 6.1.1 .

Na análise de dados, a área que contribui com gamas, que atingem o detector, foi assumida como sendo a área do círculo de raio A_1 (perpendicular ao eixo do colimador e à distância $e + \delta$ do colimador), quando na realidade, a área que contribui é uma elipse deformada com eixo maior dado por $r(\theta_2 - \theta_3)$.

Numa análise superestimada, o desvio em a_i é dado pela diferença entre as áreas dos círculos de diâmetros $r(\theta_2 - \theta_3)$ e $2A_1$. Deste modo obteve-se os seguintes desvios para a_i : 4% nas linhas 1 e 5; 1,5% nas linhas 2 e 4, e inferior a 1% na linha 3.

Como $f_i = (f_1)^{i-1}$, o desvio em f_i deve-se ao desvio em f_1 , e varia de 0,3% (para f_2) até 5,5% (para f_{19}).

Como é explicado no Apêndice C, o fator geométrico foi calculado como sendo o valor médio do fator geométrico sem considerar o efeito do espalhamento Compton, na parede do colimador, e o fator geométrico superestimando esse efeito.

Adotou-se como desvio no fator geométrico a diferença entre o valor médio obtido e um dos casos extremos. Este desvio varia de 8%, para a primeira placa, até 26%, para a última placa.

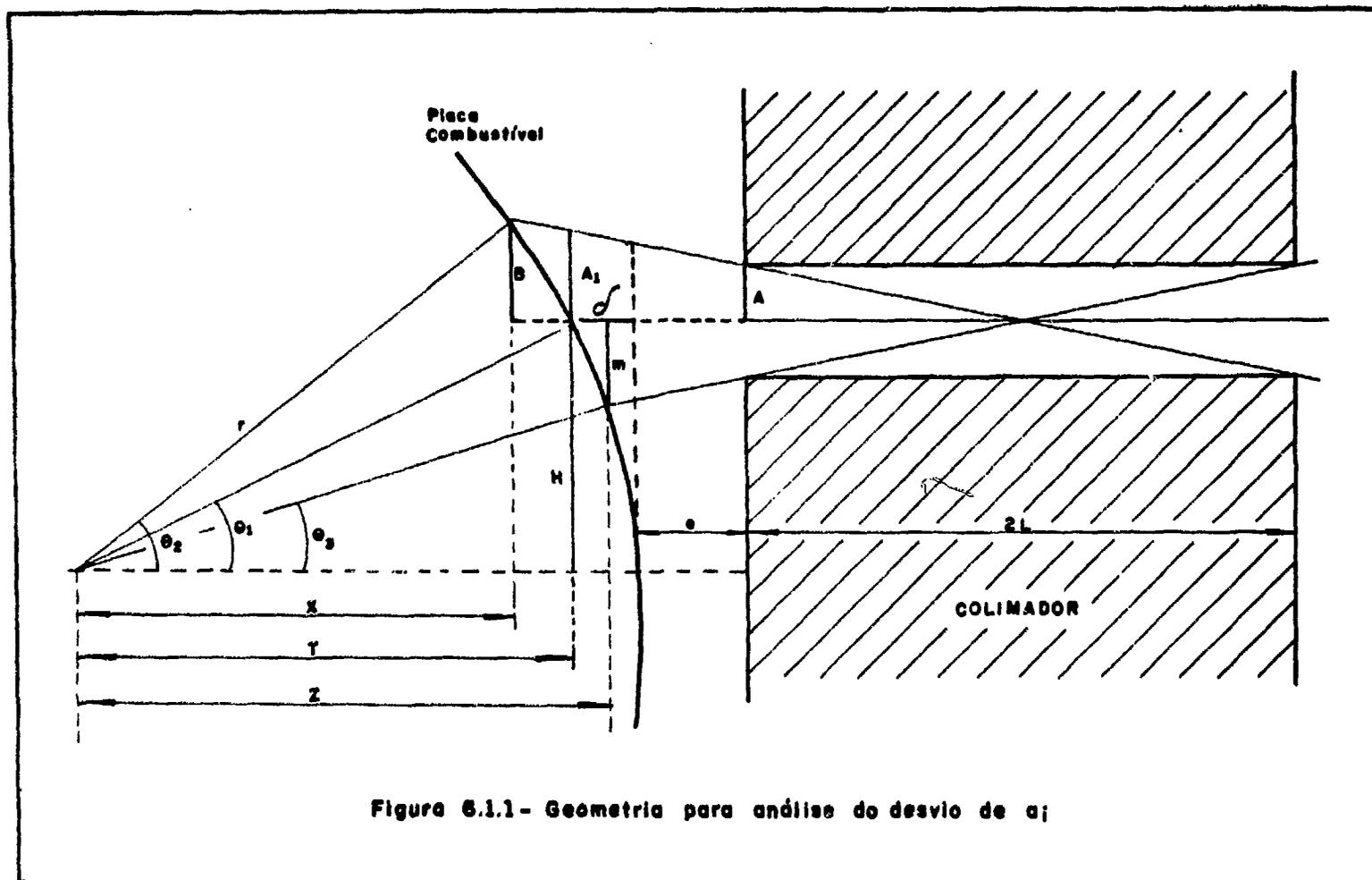


Figura 6.1.1 - Geometria para análise do desvio de n ;

Numa análise superestimada , considerando o desvio na somatória como a somatória dos desvios , obteve-se os seguintes desvios para a somatória: 22,6% nas linhas 1 e 5, 19,9% nas linhas 2 e 4 , e 19,0% na linha 3.

Utilizando a equação 6.1 , determinou-se os seguintes desvios para R: 23,5% nas linhas 1 e 5, 21% nas linhas 2 e 4 e 20% na linha 3.

6.2- Determinação do Desvio em N_x

Repetindo a equação de N_x temos:

$$N_x = f_t \cdot R \quad 6.2.1$$

Seguindo o nosso modelo de propagação de erros, temos:

$$\left(\frac{\Delta N_x}{N_x} \right)^2 = \left(\frac{\Delta f_t}{f_t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \quad 6.2.2$$

Determinamos, no Capítulo anterior, que $f_t = 1,002$. Num estudo superestimado podemos considerar o desvio em f_t como sendo 0,002, que é desprezível quando comparado com o desvio de R.

Deste modo, o desvio percentual em N_x é igual ao de R que foi calculado no ítem anterior.

6.3- Determinação do Desvio em w

A equação 5.3.1, utilizada no cálculo dos valores de w, pode ser escrita como:

$$w^2 A + w B - N_x = 0 \quad 6.3.1$$

$$\text{onde } A = [N_0(0)\bar{\sigma}_{c_0}\bar{\sigma}_{f_0}Y_2 - N_0(0)\bar{\sigma}_{a_0}\bar{\sigma}_{f_0}Y_3 - N_5(0)\bar{\sigma}_{a_5}\bar{\sigma}_{f_5}Y_1] / 2 \quad 6.3.2$$

e

$$B = [N_5(0)\bar{\sigma}_{f_5}Y_1 + N_0(0)\bar{\sigma}_{f_0}Y_3] \quad 6.3.3$$

Da solução da equação 6.3.1 resultam dois valores para w:

$$w = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 + 4AN_x}}{2A} \quad 6.3.4$$

e uma análise dos dados obtidos permite-nos dizer que a raiz que serve é:

$$w = \frac{-B + \sqrt{B^2 + 4AN_x}}{2A} \quad 6.3.5$$

pois a outra resulta em valores incompatíveis com a realidade (w maior que 10^{22} nêutrons/cm²).

Seguindo nosso modelo de propagação de erros, temos:

$$\begin{aligned} (\Delta w)^2 = & \left[\frac{-1 + B(B^2 + 4AN_x)^{-1/2}}{2A} \right]^2 (\Delta B)^2 + (B^2 + 4AN_x)^{-1} (\Delta N_x)^2 \\ & + \left\{ \frac{4AN_x (B^2 + 4AN_x)^{-1/2} - 2[-B + (B^2 + 4AN_x)^{1/2}]}{4A^2} \right\}^2 (\Delta A)^2 \end{aligned} \quad 6.3.6$$

Os desvios em A e B são devidos aos desvios apresentados nas secções de choque e nas taxas de formação por fissão.

Foram adotados os seguintes desvios para as secções de choque: 5% para as secções de choque do ²³⁵U e ²³⁹U, e 10% para as secções de choque do ²³⁸U.

O desvio de 5% foi assumido porque cálculos realizados pelo programa HAMMER, utilizando secções de choque, levam a resultados que apresentam diferenças inferiores a 5% quando comparados com resultados experimentais /83/.

Esse mesmo trabalho mostra que as integrais de ressonância do ^{238}U , calculadas pelo programa HAMMER, apresentam desvios inferiores a 10% quando comparadas com valores experimentais .

Os desvios nas taxas de formação por fissão , Y1, Y2 e Y3, são 1%, 1% e 4%, respectivamente /72/.

Fazendo uma análise, em todas as linhas, nos pontos de contagem máxima e mínima , obteve-se , para w, os seguintes desvios: 24% nas linhas 1 e 5, 22% nas linhas 2 e 4 e 21% na linha 3.

6.4- Determinação dos Desvios nas Densidades de Queima

Utilizando a expansão $1 - \exp(-\sigma w) = \sigma w - (\sigma w)^2/2$, a densidade de queima de ^{235}U , dada na equação 3.2.1, passa a ser escrita como:

$$Q_s(w) = N_s(0) \left[\bar{\sigma}_{as} w - \frac{(\bar{\sigma}_{as} w)^2}{2} \right] \frac{235}{K} \quad 6.4.1$$

Onde K é o número de Avogadro.

Como os dados fornecidos pelo fabricante, referentes à composição das placas combustíveis apresentam desvios inferiores a 1%, assumiu-se que os desvios em $N_s(0)$ e $N_o(0)$ são de 1% .

Demonstra-se que o desvio no termo de segunda ordem é desprezível comparado com o desvio apresentado pelo termo de primeira ordem. Assim podemos assumir

$$\Delta Q_s = \frac{235N_s(0)\bar{\sigma}_{as}w}{K} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_s(0)}{N_s(0)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\sigma}_{as}}{\bar{\sigma}_{as}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta w}{w}\right)^2}$$

6.4.2

Do mesmo modo, conclui-se que:

$$\Delta Q_a = \frac{238N_a(0)\bar{\sigma}_{aa}w}{K} \sqrt{\left(\frac{\Delta N_a(0)}{N_a(0)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\sigma}_{aa}}{\bar{\sigma}_{aa}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta w}{w}\right)^2}$$

6.4.3

Para análise do ^{239}Pu existente, verifica-se, ao fazer a expansão da exponencial, que resta apenas o termo de segunda ordem:

$$N_g(w) = \frac{239N_g(0)\bar{\sigma}_{cg}(\bar{\sigma}_{ag} + \bar{\sigma}_{ag})w^2}{K}$$

6.4.4

e o desvio fracional de $N_g(w)$ será dado por:

$$\left[\frac{\Delta N_g(w)}{N_g(w)}\right]^2 = \left(\frac{\Delta N_g(0)}{N_g(0)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\sigma}_{cg}}{\bar{\sigma}_{cg}}\right)^2 + \frac{(\Delta \bar{\sigma}_{ag})^2 + (\Delta \bar{\sigma}_{ag})^2}{(\bar{\sigma}_{ag} + \bar{\sigma}_{ag})^2} + \left(\frac{2\Delta w}{w}\right)^2$$

6.4.5

Os desvios percentuais nas densidades são mostrados na tabela 6.4.1.

Linha	Desvios em:		
	Q_s	Q_a	N_g
1 e 5	25	26	50
2 e 4	23	24	45
3	22	23	43

6.5- Determinação do Desvio no Resultado Final

Podemos superestimar o desvio final no consumo de ^{235}U nas 19 placas (ΔQ_{T_5}), utilizando a seguinte relação:

$$\Delta Q_{T_5} = 19 \sum_{j=1}^5 \sum_{i=1}^{48} (\Delta Q_{ij} A_r) \quad 6.5.1$$

onde Q_{ij} é a densidade de consumo no ponto i da linha j , e A_r é a área dos quadrados circunscritos aos círculos mostrados na figura 4.4.1. Como A_r é constante, podemos reescrever a equação 6.5.1 como:

$$\Delta Q_{T_5} = 19 A_r \sum_{j=1}^5 \sum_{i=1}^{48} \left(\frac{\Delta Q_{ij}}{Q_{ij}} \right) \cdot Q_{ij} \quad 6.5.2$$

Como $\left(\frac{\Delta Q_{ij}}{Q_{ij}} \right)$ é constante para cada linha j , a equação

6.5.2 fica:

$$\Delta Q_{T_5} = 19 A_r \sum_{j=1}^5 \left(\frac{\Delta Q_j}{Q_j} \right) \sum_{i=1}^{48} Q_{ij} \quad 6.5.3$$

Deste modo concluiu-se que

$$\Delta Q_{T_5} = 0,8 \text{ miligramas } (24\%) .$$

De um modo análogo obtêm-se

$$\Delta Q_{T_6} = 0,07 \text{ miligramas } (25\%)$$

e

$$\Delta N_{T_9} = 0,12 \text{ miligramas } (47\%)$$

A tabela a seguir apresenta o resumo dos desvios obtidos para os parâmetros utilizados e calculados:

Parâmetro	Desvio percentual no parâmetro
Contagem obtida (C_t)	< 3
Constante de decaimento (λ)	0,1
Tempo de resfriamento (t_c)	0,1
Tempo de medida (T)	0,3
Fração de gamas emitidos por decaimento do ^{137}Cs (ϵ)	0,6
Fator de atenuação do revestimento para gamas de 661,6 KeV (f_{cl})	0,4
Fator de auto-absorção (f_{ab})	0,2
Eficiência (η_{ex})	6,0
Área da i -ésima placa que contribui com gamas que chegam ao detector (a_i)	entre 1 e 4
Fator de atenuação para a i -ésima placa (f_i)	entre 0,3 (f_2) e 5,5 (f_{19})
Fator geométrico (F_i)	entre 8 e 26
Densidade de ^{137}Cs (N_x)	entre 20 e 23,5
Secções de choque do ^{235}U e do ^{239}Pu	5
Secções de choque do ^{238}U	10
Yield de fissão do ^{235}U e do ^{239}Pu	1
Yield de fissão do ^{238}U	4
Exposição (w)	entre 21 e 24
Consumo de ^{235}U	24
Consumo de ^{238}U	25
Pu existente	47

7. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

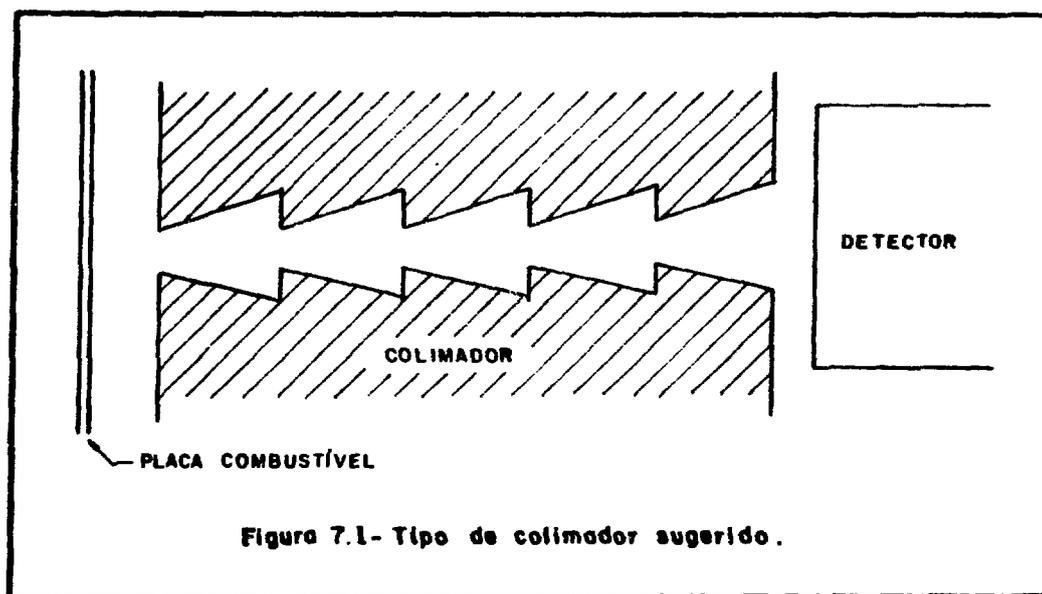
A determinação da queima de ^{235}U no elemento combustível IEA-14, através da medida da atividade do ^{137}Cs , apresentou um desvio de 24%. As principais fontes que contribuíram para o desvio final foram os desvios apresentados nos seguintes parâmetros: fator geométrico, fator de atenuação para a i -ésima placa (f_i) e secções de choque.

O desvio apresentado no fator geométrico pode ser reduzido de 3 maneiras diferentes:

1- Utilizando uma fonte padrão, em forma de disco e com diâmetro maior do que o diâmetro do colimador. Neste caso, ao invés de determinar a eficiência intrínseca do detector (gama registrado por gama que atinge o detector), determina-se a eficiência global do sistema de contagem (gama registrado por gama emitido).

2- Utilizando um colimador no qual o efeito do espalhamento Compton, na parede do colimador, seja desprezível. Deste modo reduz-se, também, o desvio na eficiência intrínseca do detector. Um colimador sugerido é mostrado na figura 7.1.

3- Desmontando o elemento combustível e fazendo a determinação da queima em cada placa. Esta solução evitaria a utilização do parâmetro f_i , porém não é viável devido às condições de salvaguarda que foram adquiridos os elementos combustíveis.



Como o desvio apresentado no fator de atenuação (f_i) depende apenas dos desvios apresentados nas contagens obtidas, para reduzir seu valor basta aumentar o tempo de contagem, obtendo, assim, uma melhor estatística e um desvio final menor.

A utilização de uma fonte plana, que possa ser colocada entre as placas combustíveis, permite, ainda, obter o fator f_i sem a necessidade de admitir que as 19 placas apresentem a mesma distribuição de composição.

Quanto aos desvios apresentados pelas secções de choque, podem ser reduzidos fazendo-se a calibração do sistema de medidas. A determinação da queima de um elemento amostra, por meio de espectrometria de massa, permite a calibração do sistema.

Aconselha-se, também, a utilização de um detector Ge(Li), que apresenta melhor resolução, e que a queima seja determinada por meio da medida de algumas razões isotópicas, tais como $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ e $^{144}\text{Ce}/^{137}\text{Cs}$, que, segundo Brand /8/, fornecem melhores resultados.

Com relação ao resultado obtido para a queima de ^{235}U ($3,3 \pm 0,8$ miligramas), ele é comparado com dois resultados obtidos por outros métodos.

O primeiro foi obtido pelos operadores do reator, utilizando o método indireto de energia térmica conforme descrição no item 1.4, que determinaram a queima do elemento IEA-14 como sendo 2,63 miligramas /comunicação pessoal /.

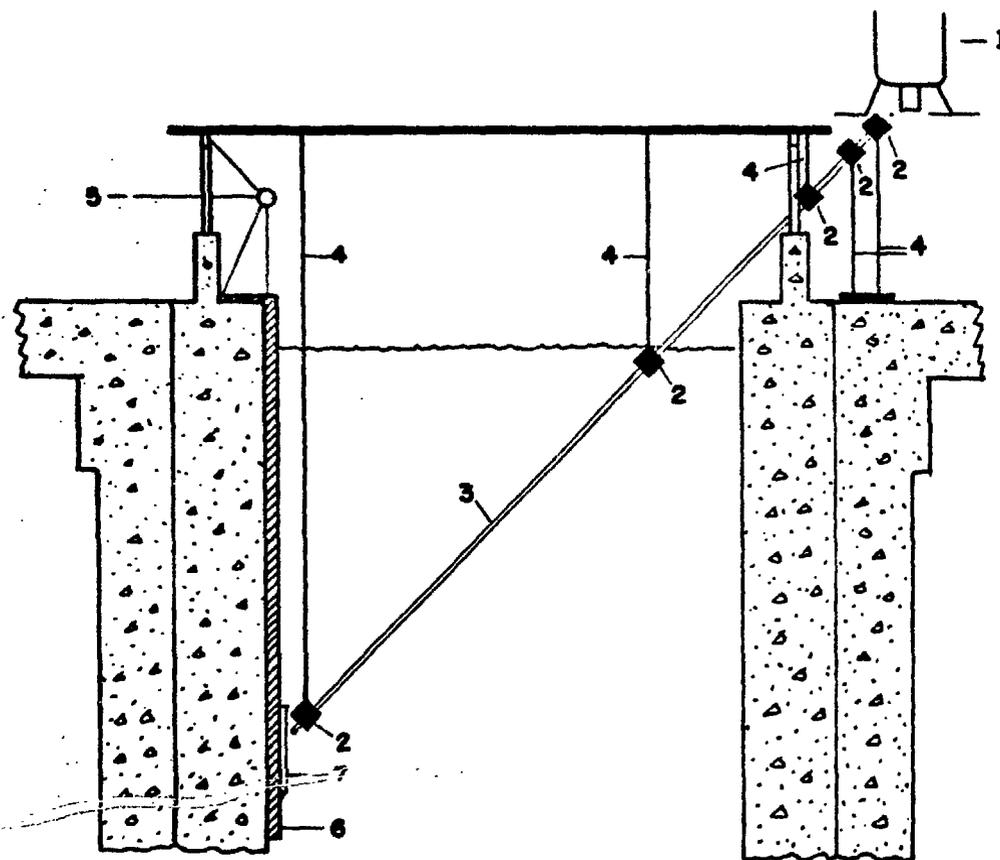
O segundo baseia-se em cálculos neutrônicos realizados por Ojima /comunicação pessoal/. Segundo esses cálculos, o fluxo térmico médio nas posições 63 e 76 do caroço (posições ocupadas pelo elemento IEA-14 durante sua permanência no caroço) é $8,8 \times 10^{12}$ e $1,1 \times 10^{13} \text{ ncm}^{-2}\text{seg}^{-1}$, respectivamente, para elementos enriquecidos a 20% em ^{235}U (enriquecimento do elemento IEA-14), e potência de operação 1 MW. Admitindo que o fluxo apresente a mesma distribuição para potências inferiores, calcula-se a queima do elemento IEA-14 em 3,4 miligramas.

Pela comparação dos resultados obtidos, conclui-se que

o método utilizado na realização deste trabalho, embora não seja o mais preciso, pode ser utilizado para determinar a queima dos elementos do IEAR-1; desde que sejam efetuadas algumas modificações no sistema, a fim de melhorar a precisão dos resultados.

A figura 7.2 mostra o arranjo experimental que deverá ser utilizado na obtenção de novas medidas. Estas medidas serão obtidas com os elementos combustíveis dentro da piscina do reator, e serão medidas relativas. Para calibrar o sistema será utilizado o elemento IEA-14, cuja queima será determinada, novamente, utilizando-se, desta vez, um detector Ge(Li).

A utilização de um colimador semelhante ao da figura 7.1, na medida de calibração, permitirá determinar a queima de ^{235}U , sofrida pelo elemento IEA-14, com um desvio da ordem de 10% .



- 1 - detector Ge (Li)
- 2 - colimadores de chumbo
- 3 - tubo de alumínio
- 4 - barra para fixação dos colimadores
- 5 - cabo para movimentação do elemento combustível
- 6 - guia para movimentação do elemento combustível
- 7 - elemento combustível

Figura 7.2 - Arranjo experimental para obtenção de medidas na piscina do reator .

APÊNDICE A- DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS EXPERIMENTAIS

Os parâmetros f_1 , f_{ab} e η_{ex} , fator de transmissão de uma placa, fator de auto-absorção e eficiência intrínseca do sistema de contagem, respectivamente, foram determinados experimentalmente, após o mapeamento da atividade relativa do ^{137}Cs no elemento combustível.

O arranjo experimental e o equipamento eletrônico utilizado foram os mesmos mostrados nas figuras 4.3.1 e 4.3.2, respectivamente, e a hipótese assumida foi que todas as 19 placas tivessem a mesma distribuição de composição. Isto equivale a assumir que as 19 placas tenham sofrido a mesma queima.

1. Determinação de f_1

O parâmetro f_1 foi determinado com o auxílio da fonte de ^{137}Cs .

As medidas foram realizadas em 3 pontos distintos do elemento, do seguinte modo: inicialmente mediu-se a taxa de contagem devido apenas à fonte de ^{137}Cs (Cont_f), depois a taxa de contagem, em cada ponto, devido à fonte mais o elemento (Cont_{f+e}), e finalmente a taxa de contagem devido apenas ao elemento (Cont_e).

Corrigindo as medidas com a contagem da radiação de fundo, e como o elemento possui 19 placas, temos a seguinte relação:

$$(\text{Cont}_{f+e}) - (\text{Cont}_e) = (\text{Cont}_f) \times e^{-19Y} \quad \text{A.1}$$

onde e^{-Y} é o fator de transmissão de uma placa.

Cada medida foi repetida cinco vezes, com o tempo de contagem fixado em 5 minutos, e os valores médios encontrados foram:

$$\overline{\text{Cont}}_f = 19809 \pm 89$$

Posição d	$\overline{\text{Cont}}_{f+e}$	$\overline{\text{Cont}}_e$
6	30578 \pm 185	21222 \pm 116
14	45008 \pm 284	35823 \pm 221
23	31068 \pm 101	21851 \pm 111

Todas as medidas foram efetuadas na 3ª linha (linha central), e a posição d representa a distância, em polegadas, do ponto onde foi efetuada a medida ao topo do elemento (vide fig. 4.4.1).

A contagem de fundo utilizada foi a obtida durante todo o período de medidas: 404 \pm 17 conts/5 minutos.

Substituindo as contagens obtidas na equação A.1, chegou-se ao seguinte resultado:

Posição d	Y	e^{-Y} (f_1)
6	0,038 \pm 0,002	0,962 \pm 0,002
14	0,039 \pm 0,003	0,961 \pm 0,003
23	0,039 \pm 0,002	0,961 \pm 0,002

O valor escolhido foi $f_1 = 0,961 \pm 0,003$.

2. Determinação de f_{ab}

Seja uma placa emissora de radiação gama, de espessura X_0 , com atividade específica constante (independente da posição). Se o número total de contagens registradas para uma fonte fina de mesma intensidade é C , então a contagem devido a fatia de espessura dx (vide figura A.1) será:

$$dC_m = \frac{C}{X_0} dx e^{-\mu(X_0 - X_1)} \quad A.2$$

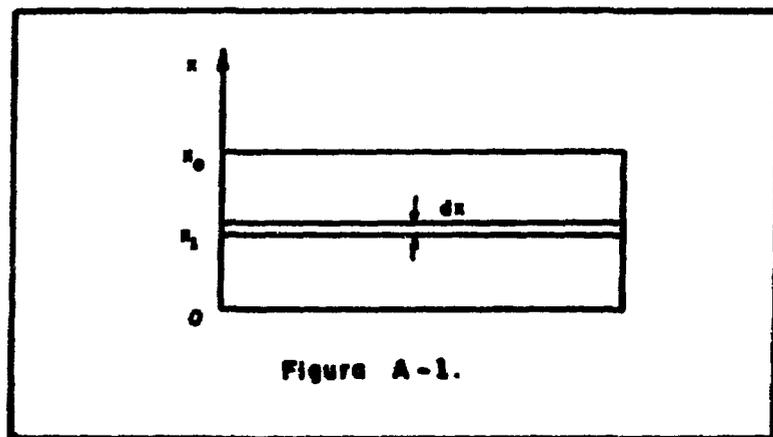


Figura A-1.

Integrando a equação A.2 no intervalo $0 \leq X \leq X_0$, temos que a contagem total obtida será:

$$C_m = \frac{C}{X_0} e^{-\mu X_0} \int_0^{X_0} e^{\mu X} dX = \frac{C \{1 - e^{-\mu X_0}\}}{\mu X_0} \quad A.3$$

O fator de auto-absorção é dado por:

$$f_{ab} = \frac{C_m}{C} = \frac{1 - e^{-\mu X_0}}{\mu X_0} \quad A.4$$

Para determinar o valor de μX_0 , devemos lembrar que o fator de transmissão de uma placa, já obtido, pode ser escrito como:

$$f_1 = (f_{cl})^2 e^{-\mu X_0} \quad A.5$$

onde f_{cl} é o fator de transmissão de uma das faces do revestimento da parte ativa.

Para o revestimento de alumínio temos:

espessura = 0,015" (especificação do fabricante)

$\mu_{Al}(661,6 \text{ KeV}) = 0,07436 \pm 0,00025 \text{ cm}^2/\text{gr.} \quad /18/$

$\rho_{Al} = 2,702 \text{ gr/cm}^3$

Então: $f_{cl} = 0,992 \pm 0,001$.

Utilizando este valor na equação A.5, uma vez que já conhecemos f_1 , podemos determinar o valor de μX_0 , que substituído na equação A.4 resulta:

$$f_{ab} = 0,988 \pm 0,002$$

3. Determinação de n_{ex}

A eficiência intrínseca (n_{ex}) do sistema de contagem (gama contado por gama que atinge o detector) foi determinada com o auxílio de uma fonte sólida, circular, de ^{137}Cs , de atividade 10,42 μCi , calibrada em 19 de janeiro de 1968, de diâmetro $0,30 \pm 0,01$ cm, e espessura inferior a um milímetro.

O arranjo experimental foi o mesmo utilizado nas medidas de queima, com a fonte posicionada a 0,4 cm do colimador, conforme ilustra a figura A.2.

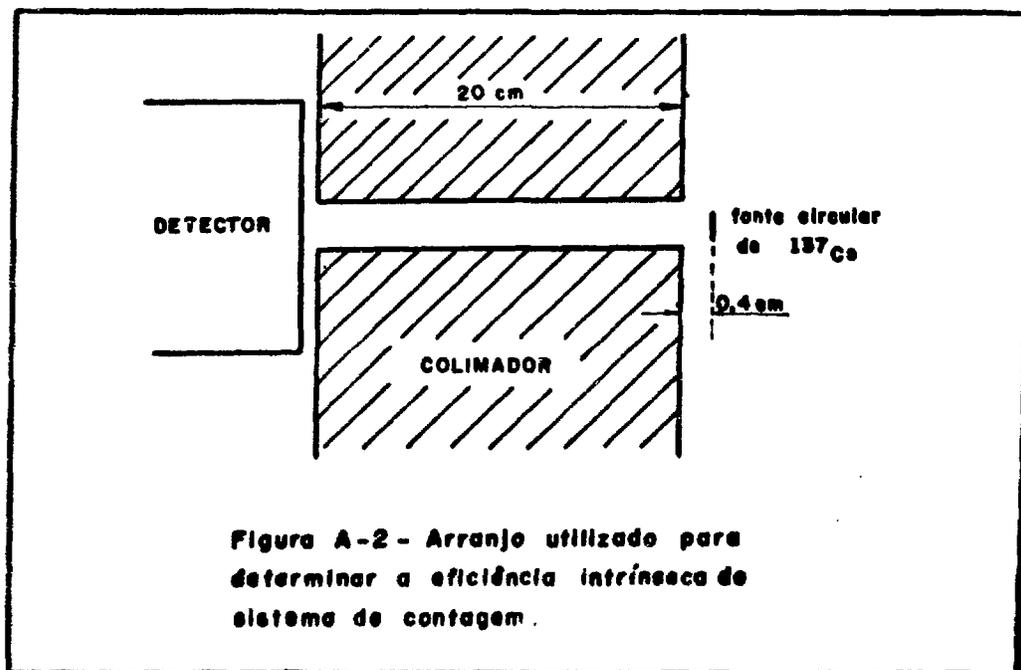


Figura A-2 - Arranjo utilizado para determinar a eficiência intrínseca do sistema de contagem.

A média de cinco contagens , de cinco minuto cada, resultou:

$$\text{Cont(fonte)} = \text{Cont(total)} - \text{Cont (fundo)} = 12004 \pm 76 \text{ Conts/5 min.}$$

A relação entre a contagem da fonte e a atividade da fonte é dada por:

$$\text{Cont(fonte)} = \text{Ativ.} \cdot \epsilon \cdot \eta_{\text{ex}} \cdot F_g \cdot T$$

onde:

ϵ = fração de gamas emitidos por decaimento do ^{137}Cs ;

η_{ex} = eficiência do sistema de contagem;

F_g = fator geométrico;

T = tempo de contagem.

O valor de ϵ usado foi 0,848 /109/, e o tempo de contagem foi de 5 minutos.

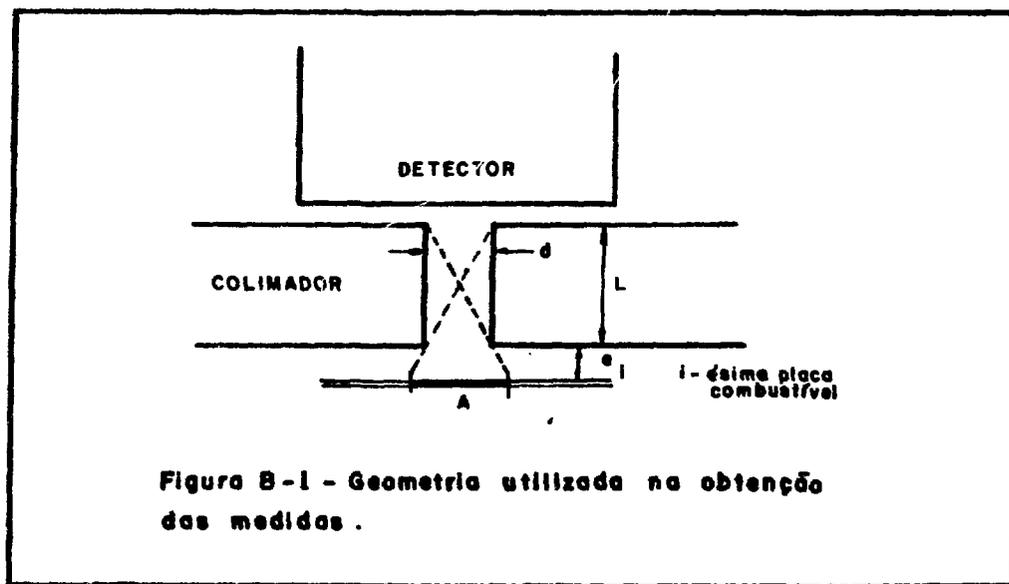
O fator geométrico foi calculado utilizando-se a fórmula de Burt /14/. Devido à baixa resolução dos detectores NaI, houve a necessidade de considerar os gamas que, resultantes de espalhamento Compton no Colimador, têm energia suficiente para ser detectados no fotopico.

O valor obtido foi $\eta_{\text{ex}} = 0,68 \pm 0,04$.

APÊNDICE B - CÁLCULO DO FATOR GEOMÉTRICO

1. Introdução

Para cada placa do elemento combustível, podemos assumir a geometria existente como sendo definida por um colimador cilíndrico, de comprimento L e diâmetro d , e uma placa infinita situada a uma distância e , do colimador, conforme ilustrado na figura B.1



Desprezando o espalhamento Compton na parede do colimador, o fator geométrico é dado por:

$$F_i = \frac{1}{4\pi A} \int_A \int_{\Omega} d\Omega ds \quad B.1$$

onde A é a área que contribui com gamas que atingem o detector, e Ω é o ângulo sólido definido por um elemento de área ds e a extremidade do coli

mador próxima ao detector.

A área A pode ser dividida em duas partes: uma definida pelo prolongamento do colimador, que vamos chamar região cilíndrica (A_c), e outra definida pela coroa circular restante, que vamos chamar de região sombreada (A_s), conforme mostra a figura B.2.

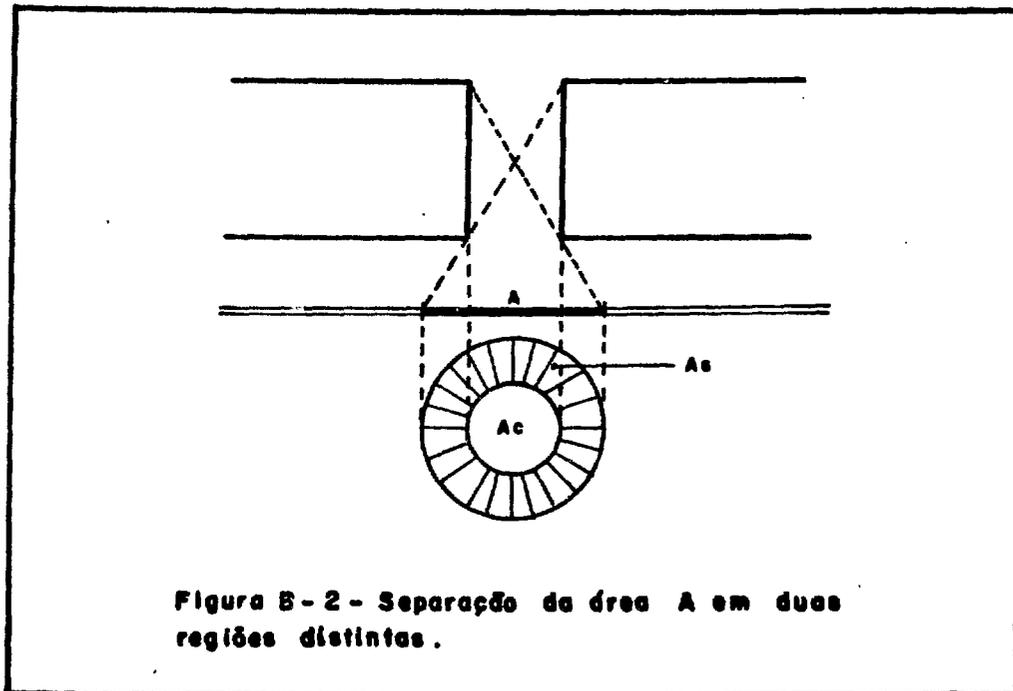


Figura B-2 - Separação da área A em duas regiões distintas.

O fator geométrico, agora, pode ser escrito como:

$$F_i = \frac{1}{4\pi A} \left\{ \int_{A_c} \int_{\Omega} d\Omega ds + \int_{A_s} \int_{\Omega} d\Omega ds \right\} \quad B.2$$

e o problema resume-se em resolver duas integrais, uma da região cilíndrica e outra da região sombreada.

2 . Cálculo da Região Cilíndrica

Na região cilíndrica temos a geometria mostrada na figura B.3.

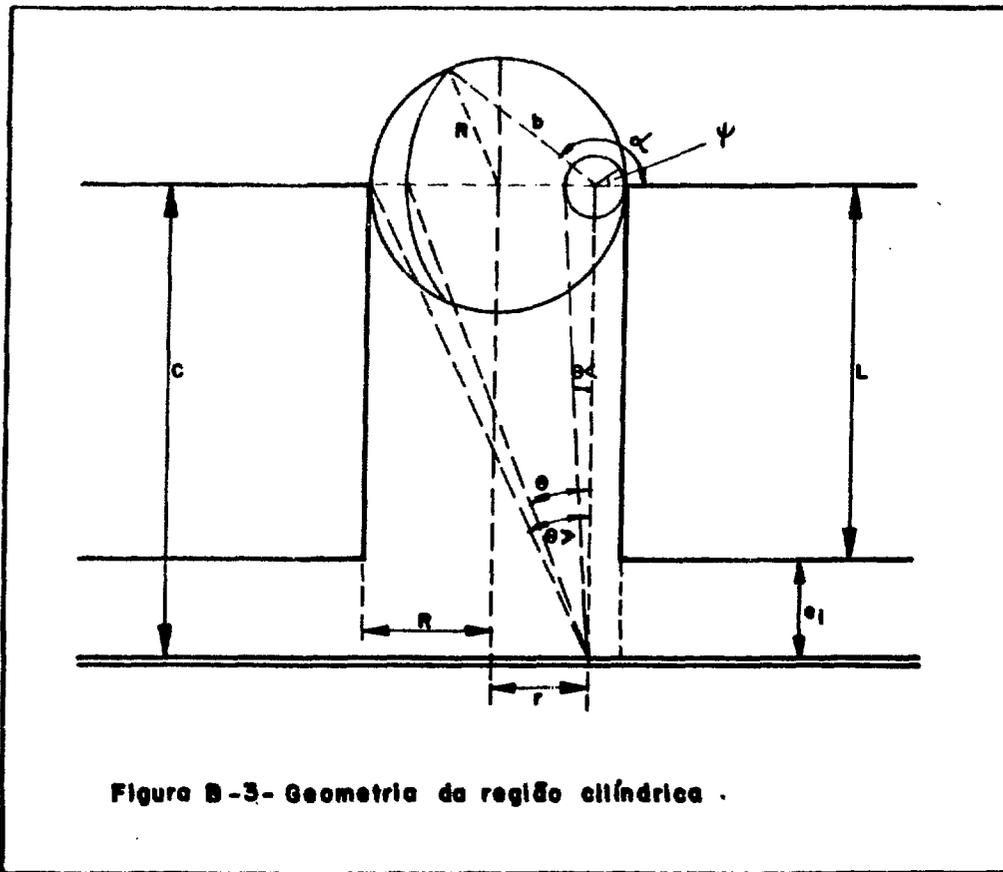


Figura B-3- Geometria da região cilíndrica .

Como

$$d\Omega = \text{sen}\theta d\theta d\psi$$

e

$$ds = r dr d\psi'$$

e como a integração em ψ' não depende de outros parâmetros , temos que:

$$\int_{A_C} \int_{\Omega} d\Omega ds = 2\pi \int_{r=0}^R \int_{\theta} \psi r \sin\theta \, d\psi d\theta dr \quad B.3$$

Para ângulos de $0 \leq \theta \leq \theta_<$ a integral em ψ é de 0 a 2π , e para ângulos $\theta_< < \theta \leq \theta_>$ a integral em ψ deve ser feita no intervalo de α a $2\pi - \alpha$, então:

$$\int_{A_C} \int_{\Omega} d\Omega ds = 2\pi \int_{r=0}^R r \left\{ 2\pi \int_{\theta=0}^{\theta_<} \sin\theta d\theta + 2(\pi-\alpha) \int_{\theta_<}^{\theta_>} \sin\theta d\theta \right\} dr \quad B.4$$

Fazendo a mudança de variável

$$\mu = -\cos\theta$$

$$d\mu = \sin\theta d\theta$$

$$\text{temos: } \int_{A_C} \int_{\Omega} d\Omega ds = 2\pi \int_{r=0}^R r \left\{ 2\pi \int_{\cos\theta_<}^1 d\mu + 2(\pi-\alpha) \int_{\cos\theta_>}^{\cos\theta_<} d\mu \right\} dr \quad B.5$$

Analisando a figura B.3 temos que:

$$\cos\theta_< = \frac{C}{[(R-r)^2 + C^2]^{1/2}} \quad B.6$$

$$\cos\theta_> = \frac{C}{[(R+r)^2 + C^2]^{1/2}} \quad B.7$$

Substituindo estes valores na equação B.5, resulta:

$$\int_{A_C} \int_{\Omega} d\Omega ds = 4\pi^2 \left\{ \frac{R^2}{2} + C R \ln \left[\frac{C}{R + \sqrt{R^2 + C^2}} \right] - C^2 + C \sqrt{R^2 + C^2} \right\} \\ + 4\pi \int_{r=0}^R \int_{\cos\theta_>}^{\cos\theta_<} (\pi - \alpha) r \, d\mu \, dr \quad B.8$$

Ainda na figura B.3 temos as seguintes relações:

$$\cos(\pi - \alpha) = \frac{r^2 + b^2 - R^2}{2rb} \quad \text{B.9}$$

$$b^2 = \frac{C^2(1 - \mu^2)}{\mu^2} \quad \text{B.10}$$

Então nossa equação B.8 pode ser escrita como:

$$\int_{A_C} \int_{\Omega} d\Omega ds = 4\pi^2 \left\{ \frac{R^2}{2} + C R \ln \left[\frac{C}{R + \sqrt{R^2 + C^2}} \right] - C^2 + C \sqrt{R^2 + C^2} \right\} \\ + 4\pi \int_0^R \int_{\cos\theta_>}^{\cos\theta_<} f(r, \mu) d\mu dr \quad \text{B.11}$$

$$\text{onde } f(r, \mu) = \arccos \left\{ \frac{r^2 \mu^2 + C^2(1 - \mu^2) - R^2 \mu^2}{2\mu r C \sqrt{1 - \mu^2}} \right\}$$

A integral na equação B.11 foi resolvida numericamente para cada placa, pelo método de quadratura de Gauss, utilizando-se a seguinte expressão:

$$\int_0^R \int_{\cos\theta_>}^{\cos\theta_<} f(r, \mu) d\mu dr = \frac{R}{2} \sum_{j=1}^N r_j w_j \left\{ \frac{(\cos\theta_< - \cos\theta_>)}{2} \sum_{i=1}^M f(\mu_i, r_j) w_i \right\} \quad \text{B.12}$$

$$\text{onde } \mu_j = \left(\frac{\cos\theta_< - \cos\theta_>}{2} \right) x_j + \frac{\cos\theta_< + \cos\theta_>}{2}$$

$$r_j = \frac{R}{2} x_j + \frac{R}{2}$$

N e M são as quantidades de pontos de quadratura, x_i e x_j são os pontos de quadratura no intervalo -1 a $+1$, e w_i e w_j são os seus respectivos pesos $/1/$.

3.- Cálculo na Região Sombreada

A geometria para a região sombreada é mostrada na figura B.4. Nesta geometria note-se que vista do ponto r , a fração que atinge o detector é definida pela intersecção de dois círculos, definidos pelas circunferências superior e inferior existentes no colimador.

Também nesta região como

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$$

e $ds = r dr d\psi'$

e como a integração em ψ' não depende de outros parâmetros, temos:

$$\int_{A_S} \int_{\Omega} d\Omega ds = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\psi} r \sin\theta d\psi d\theta dr \quad \text{B.13}$$

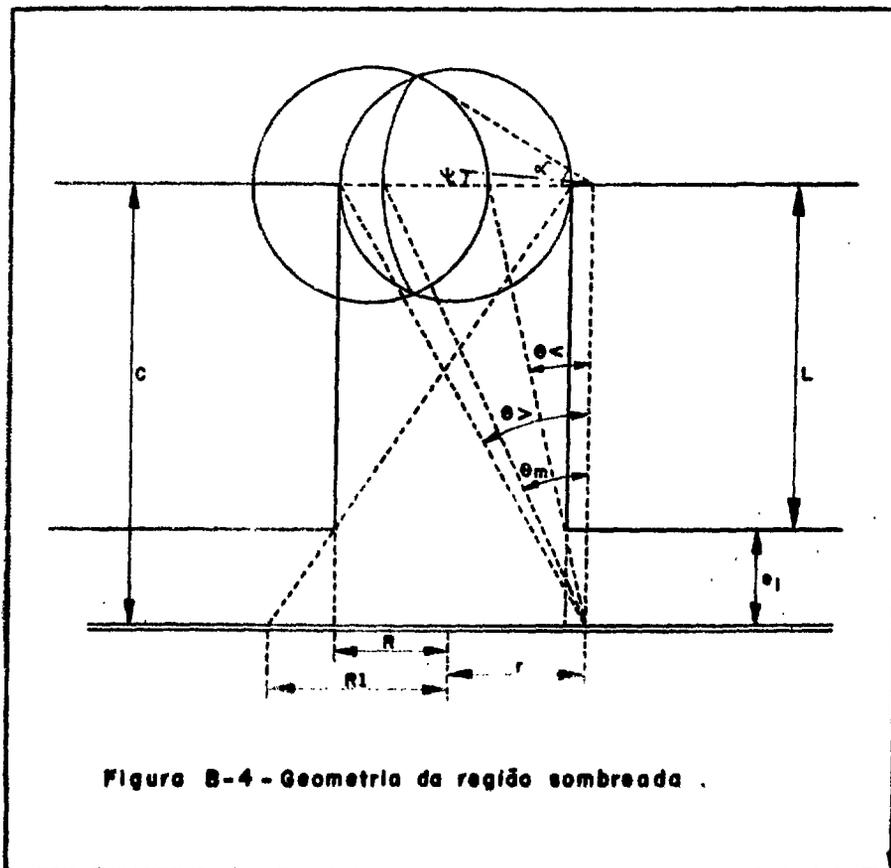


Figura B-4 - Geometria da região sombreada .

Analisando a figura B.4, percebemos que existem dois ângulos diferentes para integração em ψ . Para ângulos $\theta_{<} \leq \theta \leq \theta_m$ a integral em ψ é feita de $-\alpha_1$ até $+\alpha_1$, e para ângulos $\theta_m < \theta \leq \theta_{>}$ a integração em ψ é feita de $-\alpha_2$ até $+\alpha_2$.

Fazendo a mudança de variável

$$\mu = -\cos\theta$$

$$d\mu = \sin\theta d\theta$$

a equação B.13 torna-se:

$$\int_{A_S} \int_{\Omega} d\Omega ds = 4\pi \int_R^1 r \left\{ \int_{\cos\theta_m}^{\cos\theta_{<}} \alpha_1 d\mu + \int_{\cos\theta_{>}}^{\cos\theta_m} \alpha_2 d\mu \right\} dr \quad B.14$$

Da figura B.5 tiramos a seguinte relação:

$$R^2 = b^2 + P^2 - 2bP \cos \alpha_1 \quad B.15$$

onde $P = R + C \operatorname{tang} \theta_{<}$

e $b = C \operatorname{tang} \theta$, ou $b = \frac{C\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}$

$$\text{então } \alpha_1 = \arccos \left\{ \frac{P^2 \mu^2 + C^2 (1-\mu^2) - R^2 \mu^2}{2 \mu P C \sqrt{1-\mu^2}} \right\} \quad B.16$$

Da figura B.6 tiramos que

$$R^2 = b^2 + r^2 - 2b r \cos \alpha_2 \quad B.17$$

e como $b = \frac{C\sqrt{1-\mu^2}}{\mu}$

$$\text{Então } \alpha_2 = \arccos \left\{ \frac{r^2 \mu^2 + C^2 (1-\mu^2) - R^2 \mu^2}{2 \mu r C \sqrt{1-\mu^2}} \right\} \quad B.18$$

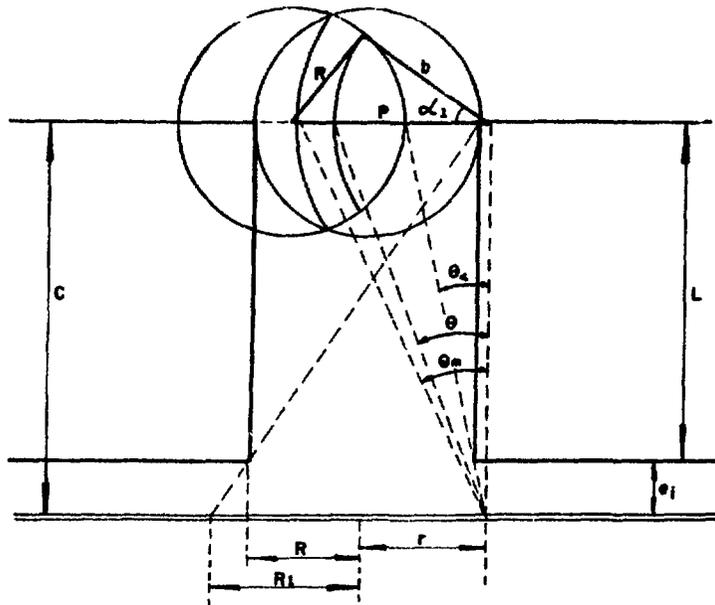


Figura B-5 - Geometria para cálculo de α_1 , $\theta_c \leq \theta \leq \theta_m$

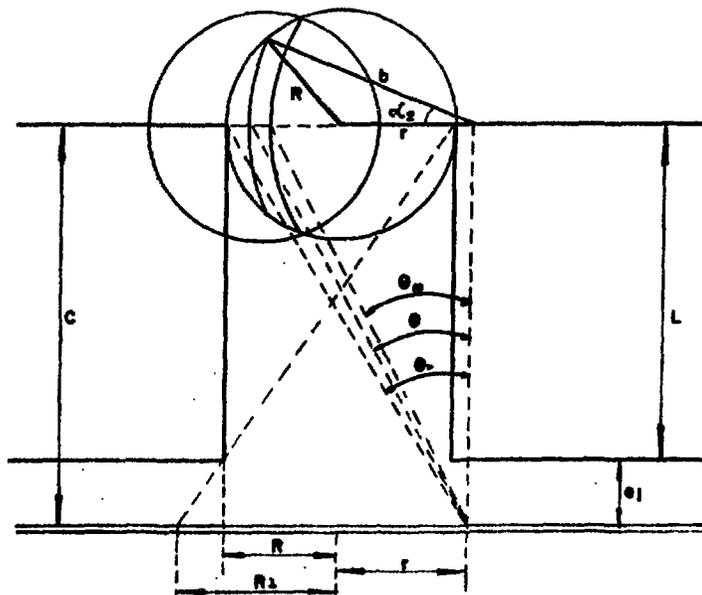


Figura B-6 - Geometria para cálculo de α_2 , $\theta_m < \theta \leq \theta_c$

Os valores de α_1 e α_2 foram substituídos na equação B.14, que foi resolvida numericamente, pelo método de quadratura de Gauss, utilizando-se a seguinte expressão:

$$\int_{A_s} \int_{\Omega} d\Omega ds = 4\pi \frac{(R_1-R)}{2} \sum_{j=1}^N r_j w_j \left\{ \frac{(\cos\theta_{<} - \cos\theta_m)}{2} \sum_{i=1}^M w_i \alpha_1(\mu_i, r_j) + \frac{(\cos\theta_m - \cos\theta_{>})}{2} \sum_{\ell=1}^M w_{\ell} \alpha_2(\mu_{\ell}, r_j) \right\} \quad \text{B.19}$$

onde

$$r_j = \frac{(R_1-R)}{2} x_j + \frac{R_1+R}{2}$$

$$\mu_i = \frac{(\cos\theta_{<} - \cos\theta_m)}{2} x_i + \frac{(\cos\theta_{<} + \cos\theta_m)}{2}$$

$$\mu_{\ell} = \frac{(\cos\theta_m - \cos\theta_{>})}{2} x_{\ell} + \frac{(\cos\theta_m + \cos\theta_{>})}{2}$$

x_i , x_j e x_{ℓ} são os pontos de quadratura, w_i , w_j e w_{ℓ} são os respectivos pesos, e N e M são as quantidades de pontos de quadratura utilizados na integração numérica.

O número de pontos de quadratura foi fixado em 20 para todos os cálculos.

Artigos escritos por Burtt /14/ e Masket /71/ fornecem equações que devidamente tratadas (no caso do artigo de Masket deve-se fazer uma integração analítica), permitem calcular o fator geométrico na parte cilíndrica, cujos valores podem ser comparados na tabela B.1, para um colimador de 20 cm de comprimento, diâmetro 1,27 cm, e placas a distância e_i do colimador.

Tabela B.1- Comparação do fator geométrico na região cilíndrica calculado por diversos métodos

a_1 (cm)	Fator geométrico calculado pelo método de: ($\times 10^{-4}$)		
	Burtt	Masket	Integração numérica por quadratura de Gauss
0,740	2,3629	2,3629	2,3626
1,154	2,2710	2,2710	2,2708
1,568	2,1844	2,1844	2,1841
1,982	2,1026	2,1026	2,1024
2,396	2,0254	2,0254	2,0251
2,810	1,9523	1,9523	1,9520
3,224	1,8831	1,8831	1,8829
3,638	1,8175	1,8175	1,8173
4,052	1,7553	1,7553	1,7551
4,466	1,6962	1,6962	1,6960
4,880	1,6401	1,6401	1,6398
5,294	1,5866	1,5866	1,5864
5,708	1,5358	1,5358	1,5356
6,122	1,4874	1,4874	1,4872
6,536	1,4412	1,4412	1,4410
6,950	1,3971	1,3971	1,3969
7,364	1,3551	1,3551	1,3549
7,778	1,3148	1,3148	1,3147
8,192	1,2764	1,2764	1,2762

4. Fator Geométrico Utilizado

Como o detector NaI apresenta baixa resolução, devemos, num cálculo mais aproximado, considerar os gamas que, resultantes de espalhamento Compton na parede do colimador, possuem energia suficiente para serem registrados.

A energia E'_Y de um gama resultante de um espalhamento Compton é dada por

$$E'_Y = \frac{E_Y}{1 + \frac{E_Y}{mc^2} (1 - \cos\theta)} \quad \text{B.20}$$

onde E_Y é a energia do gama incidente, θ é o ângulo de espalhamento, e $mc^2 = 0,51084 \text{ MeV} / 23/$.

Como o equipamento eletrônico utilizado foi ajustado para registrar os gamas com energia superior a 505 KeV, conclui-se que quando o ângulo de espalhamento é inferior a 40º, o gama resultante possui energia suficiente para ser registrado.

Devido à dificuldade em se fazer um cálculo exato do efeito de espalhamento Compton na parede do colimador, foi feita uma estimativa procurando-se superestimar esse efeito.

A figura B.7 auxilia a compreensão da estimativa feita.

Um elemento de volume (dV) localizado em r emite gamas que incidem na superfície do colimador, formando, com a mesma, um ângulo médio θ_2 . A probabilidade de que esses gamas sofram espalhamento Compton,

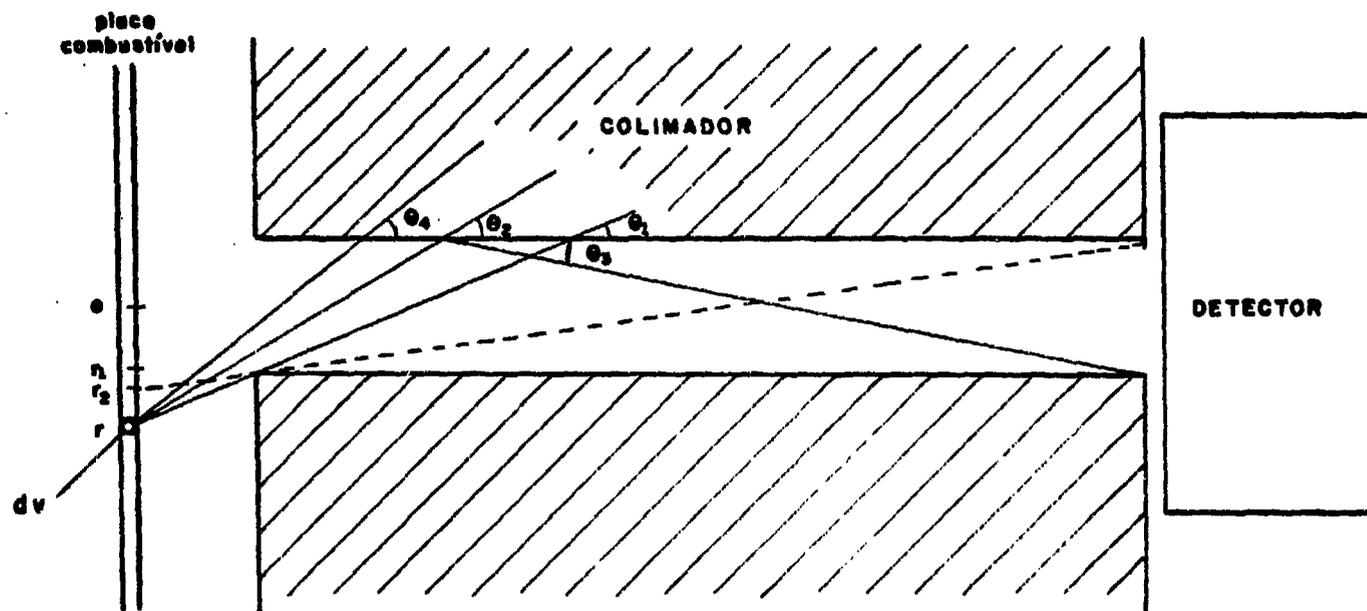


Figura B-7- Geometria utilizada para estimar o efeito de espalhamento Compton na parede do colimador .

resultando gamas que saem num ângulo entre θ_2 e $\theta_2 + \theta_3 / 23/$, associada ao fator geométrico , definido pelo ponto de interação e a extremidade do colimador próxima ao detector, permite-nos estimar o efeito do espalhamento Compton no cálculo do fator geométrico.

Admitiu-se , na análise, que todos os gamas emitidos na direção da parede do colimador sofrem interação na superfície da mesma.

Sejam:

F_1 = fator geométrico para os gamas que são emitidos e vão direto para o detector ;

A_1 = área da qual os gamas emitidos vão direto para o detector;

F_2 = fração de gamas que emitidos da área A_2 sofrem espalhamento Compton na parede do colimador e resultam em gamas que chegam ao detector com energia acima de 505 KeV.

O fator geométrico considerando o efeito de espalhamento Compton foi definido como:

$$F_c = \frac{F_1 A_1 + F_2 A_2}{A_1}$$

o valor adotado na análise de dados foi o valor médio entre F_1 e F_c .

APÊNDICE C - PROGRAMA UTILIZADO PARA ANÁLISE DOS DADOS

Foi escrito um programa, em linguagem FORTRAN, no qual as contagens obtidas são fornecidas como dados de entrada, e que fornece, como dados de saída, os seguintes parâmetros:

densidade de queima de ^{235}U

densidade de queima de ^{238}U

consumo total de ^{235}U

consumo total de ^{238}U

massa de ^{239}Pu existente .

O programa calcula, numa ordem cronológica, a densidade de ^{137}Cs existente, a exposição (w) e os parâmetros acima, sem análise de erros.

A seguir é dada uma listagem do programa que é auto-explicativo.


```

0011      C
          C      READ(5,2001)Y1,Y2,Y3,SIGF5,SIGAS
          C
          C
          C      Y1=FRACAO DE CS-137 FORMADC POR FISSAO DO U-235
          C      Y2=FRACAO DE CS-137 FORMADC POR FISSAO DO PU-239
          C      Y3=FRACAO DE CS-137 FORMADC POR FISSAO DO U-238
          C      SIGF5=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE FISSAO DO U-235
          C      SIGAS=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE ABSORCAO DO U-235
          C
          C
0012      C      KLAU(5,2001)SIGF8,SIGAS8,SIGC8,SIGF9,SIGAS9
0013      2001 FORMAT(5D10.5)
          C
          C
          C      SIGF8=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE FISSAO DO U-238
          C      SIGAS8=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE ABSORCAO DO U-238
          C      SIGC8=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE CAPTURA DO U-238
          C      SIGF9=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE FISSAO DO PU-239
          C      SIGAS9=SECCAO DE CHUQUE MEDIA DE ABSORCAO DO PU-239
          C
          C
0014      C      PK1=AMSDA*FATA8+PGAMA*IMEU*FICUL*FEXP
0015      PI=2.*DARSIN(1.00)
0016      SPACE=.414
0017      A=.635
0018      NP=19
0019      XI(1)=0.
0020      DO 2010 I=2,55
0021      2010 XI(I)=XI(I-1)+.5
          C
          C
          C      LEITURA DAS CONTAGENS
          C
          C
0022      C      DO 2020 J=1,55
0023      READ(5,2030)(CL(I,J),I=1,5)
0024      2030 FORMAT(5F10.2)
0025      2020 CONTINUE
          C
          C
          C      CORRELAO PARA AS CONTAGENS DAS EXTREMIDADES
          C
          C
0026      C      J=6
0027      DO 2036 I=1,5
0028      2036 CU(I,J)=2.*CU(I,J)
0029      J=53
0030      DO 2037 I=1,5
0031      2037 CU(I,J)=2.*CU(I,J)

```

PROGRAM IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 77153

10/16/74

```

0032      DO 2040 I=1,5
0033      READ(5,2030)H(I),D(I)
0034      2030 FORMAT(2F10.6)
0035      2040 CONTINUE
C
C
C
C      CU(I,J)=CONTAGEM NO SCAN I, NA POSICAO J
C      H(I)=DISTANCIA DO CENTRU DO COLIMADOR A BASE DO ELEMENTO NO SCAN I
C      U(I)=DISTANCIA DO COLIMADOR AC ELEMENTO NO SCAN I
C
C
C
0036      DO 1 I=1,20
0037      1 READ(5,100)X(I),W(I)
0038      100 FORMAT(2F26.21)
0039      PP1=DIU*(1.-EIU)*SIGC8*SIGF9*Y2
0040      PP2=DIU*(1.-EIU)*SIGF8*SIGAB*Y3
0041      PP3=DIU*EIU*SIGF5*SIGAS*Y1
0042      PP4=DIU*EIU*SIGF5*Y1
0043      PP5=DIU*(1.-EIU)*SIGF8*Y3
0044      AAA=(PP1-PP2-PP3)/2.
0045      BBB=PP4+PP5
0046      PP6=DIU*EIU*235./AVGN
0047      PP7=DIU*(1.-EIU)*236./AVGN
0048      PP8=DIU*(1.-EIU)*SIGC8*235./AVGN
0049      DO 4000 LP=1,15
0050      READ(5,4500)FCLK(LP)
0051      4500 FORMAT(F5.3)
0052      4000 CONTINUE
0053      DO 3000 LIN=1,5
0054      WRITE(6,2060)LIN
0055      2060 FORMAT(1H1,////,5X,'SOLUCAO DE SCAN NO. ',I2)
0056      LP=1
0057      E=DI(LIN)
C
C
C
C      CALCULO DO FATOR GEOMETRICO PELA METODO DE QUADRATURA DE GAUSS
C
C
C
0058      1070 CONTINUE
0059      CM=C+E
0060      DO 2 I=1,20
0061      2 R(I)=A*X(I)/2.+A/2.
0062      RESP=0.0
0063      DO 3 J=1,20
0064      S1=DSQRT((A+R(J))**2+CM**2)
0065      S2=DSQRT((A-R(J))**2+CM**2)
0066      CTMAX=CM/S1
0067      CTMIN=CM/S2
0068      CT1=(CTMIN-CTMAX)/2.
0069      CT2=(CTMIN+CTMAX)/2.
0070      DO 4 I=1,20
0071      U(I)=CT1*X(I)+CT2
0072      B2=CM**2*(1.-U(I)**2)/(U(I))**2
0073      B=DSQRT(B2)

```

```

0074      PGAMA=(R(J)**2+D**2-A**2)/(2.*R(J)*B)
0075      IF(PGAMA-1.00)6,6,5
0076      5 PGAMA=1.00
0077      GO TO 8
0078      6 IF(PGAMA+1.00)7,8,8
0079      7 PGAMA=-1.00
0080      8 CONTINUE
0081      GAMA=ARCCOS(PGAMA)
0082      ALFA(1)=PI-GAMA
0083      4 CONTINUE
0084      SUMA(J)=0.0
0085      DO 10 I=1,20
0086      10 SUMA(J)=SUMA(J)+W(I)*ALFA(I)
0087      SUMA(J)=CT1*SUMA(J)
0088      11 Y(J)=SUMA(J)*K(J)
0089      KESP=KESP+W(J)*Y(J)
0090      3 CONTINUE
0091      KESP=KESP*A/2.
0092      G3=KESP
0093      F1=USQRT(4.+CM**2/A**2)
0094      F2=USQRT(1.+CM**2/A**2)
0095      F3=.5+CM*(F2-F1)/4
0096      G1=F3+DLG((2.+1)/(1.+F2))*CM/A
0097      G1=G1*PI*A**2
0098      G4=G1-G3
0099      KESP=0.0
0100      A1=A*(C+.2.*L)/C
0101      DO 49 I=1,20
0102      49 A(I)=(A1-A)*A(I)/2.+(A1+A)/2.
0103      DO 51 J=1,20
0104      F1=USQRT(CM**2+(K(J)+A)**2)
0105      F2=USQRT(E**2+(K(J)-A)**2)
0106      CTMIN=E/F2
0107      CTMAX=CM/F1
0108      TATMIN=(K(J)-A)/E
0109      V=4+CM*TATMIN
0110      F3=USQRT(CM**2+(V*K(J)+A**2))
0111      CTMED=CM/F3
0112      CT1=(CTMED-CTMAX)/2.
0113      CT2=(CTMAX+CTMED)/2.
0114      SUMA(J)=0.0
0115      DO 52 I=1,20
0116      U(I)=CT1*X(I)+CT2
0117      B2=CM**2*(1.-U(I)**2)/(U(I)**2)
0118      B=USQRT(B2)
0119      FA1=(R(J)**2+B2-A**2)/(2.*R(J)*B)
0120      IF(FA1-1.00)54,54,55
0121      55 FA1=1.00
0122      GO TO 57
0123      54 IF(FA1+1.00)56,56,57
0124      56 FA1=-1.00
0125      57 CONTINUE
0126      52 ALFA(I)=ARCCOS(FA1)
0127      DO 60 I=1,20
0128      60 SUMA(J)=SUMA(J)+W(I)*ALFA(I)
0129      SUMA(J)=CT1*SUMA(J)
0130      CT1=(CTMIN-CTMED)/2.
0131      CT2=(CTMIN+CTMED)/2.

```

```

0132      DU 61 I=1,20
0133      U(I)=CT1*X(I)+CT2
0134      B2=CM**2*(1.-U(I)**2)/(U(I)**2)
0135      B=DSQRT(B2)
0136      FAZ=(B2+V**2-A**2)/(2.*V*B)
0137      IF(FAZ-1.00)62,62,63
0138      63 FAZ=1.00
0139      GO TO 65
0140      62 IF(FAZ+1.00)66,66,65
0141      66 FAZ=-1.00
0142      65 CONTINUE
0143      61 ALFA(I)=DARCOS(FAZ)
0144      DU 70 I=1,20
0145      70 SUMA(J)=SUMA(J)+W(I)*ALFA(I)*CT1
0146      Y(J)=SUMA(J)+R(I)
0147      RESP=RESP+W(I)*Y(J)
0148      51 CONTINUE
0149      RESP=RESP*(A1-A1/2.)
0150      G2=RESP
0151      FGD(LP)=(G4+G2)/(PI*A1**2)

```

C
C
C
C
C

CORRECAO DO FATOR GEOMETRICO

```

0152      FGD(LP)=FGD(LP)*FGEL(LP)
0153      LP=LP+1
0154      IF(LP-NP)67,67,67
0155      66 E=E+SPACE
0156      GO TO 1000
0157      67 CONTINUE

```

C
C
C
C
C
C
C

CALCULO DA AREA VISTA PELA COLIMADOR

```

0158      E2=D(LIN)
0159      PKZ=0.
0160      IF(LIN-1)2070,2100,2070
0161      2070 IF(LIN-5)2080,2100,2080
0162      2080 DU 2090 K=1,19
0163      R1=(G+2*E2)*A/C
0164      AV(K)=PI*R1**2
0165      E2=E2+SPACE
0166      2090 CONTINUE
0167      GO TO 2120
0168      2100 DU 2110 K=1,19
0169      R1=(G+2*E2)*A/C
0170      X2=R1**2-A**2
0171      X1=DSQRT(X2)
0172      TANG=X15/A
0173      ANG=DATAN(TANG)
0174      AV1=R1**2*(PI-ANG)
0175      AV2=A*X15
0176      AV(K)=AV1+AV2
0177      E2=E2+SPACE

```

FOXTAN IV G LEVEL 21

*AIN

DATE = 77153

10/16/45

```

0178      2110 CONTINUE
0179      2120 DU 2130 K=1,19
0180          FAT(K)=FTAPL**(K-1)
0181          PK2=PK2+AV(K)*FGEC(K)*FAT(K)
0182      2130 CONTINUE
0183          PK3=PK2*PK1
0184          DU 2150 J=6,53
0185          CONC=(C0(LIN,J)-BG)/PK3
0186          LCL=.98*LGNC
0187          DELTA=BBB**2+.4.*AAA*CCC

C
C
C
C      CALCULO DA EXPOSICAO (w), DEFINIDA COMO INTEGRAL DO FLUXO NO TEMPO
C
C
C
C      w1=(-bbb+DSQRT(DELTA))/(2.*AAA)

C
C
C
C      CALCULO DA DENSIDADE DE CONSUMO

0189          QUES(LIN,J)=PP6*(SIGA5*w1-((SIGA5*w1)**2)/2.)
0190          QUE8(LIN,J)=PP7*(SIGA8*w1-((SIGA8*w1)**2)/2.)
0191          PLUS(LIN,J)=PP8*w1-((SIGA9+SIGA8)*w1**2)/2.)
0192      2150 CONTINUE

C
C
C
C      QUES(I,J)=DENSIDADE DE CONSUMO MEDIO DE U-235 NA LINHA I, POSICAO J,
C      EM GRAMAS/CM**2, EM UMA PLACA
C      QUE8(I,J)=DENSIDADE DE CONSUMO MEDIO DE U-238 NA LINHA I, POSICAO J,
C      EM GRAMAS/CM**2, EM UMA PLACA
C      PLUS(I,J)=DENSIDADE MEDIA DE PU-239 NA LINHA I, POSICAO J,
C      EM GRAMAS/CM**2, EM UMA PLACA

C
C
C
0193          WRITE(6,2230)
0194      2230 FORMAT('C',///,2X,'POSICAO D',5X,'QUEIMA DE U-235',5X,'QUEIMA DE U
*-238',7,4X,'(PUL)',5X,'(GR/CM**2)',10X,'(GR/CM**2)')
0195          DU 2250 J=6,53
0196          WRITE(6,2240)XI(J),QUES(LIN,J),QUE8(LIN,J)
0197      2240 FORMAT(5X,F5.2,9X,E5.3,11X,E9.3)
0198      2250 CONTINUE
0199      3000 CONTINUE

C
C
C
C      CALCULO DO CONSUMO TOTAL

C
C
C
0200          QUT5=0.
0201          QUT8=0.

```

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 77153

10/16/45

```
0202          PLT9=0.
0203          J=0
0204          2210  DO 2200 I=1,5
0205             WUT5=WUT5+WUE5(I,J)/2.
0206             WUT8=WUT8+WUE8(I,J)/2.
0207             PLT9=PLT9+PLC9(I,J)/2.
0208          2200  CONTINUE
0209             IF(J=50)2215,2215,2220
0210          2215  J=53
0211             GO TO 2210
0212          2220  CONTINUE
0213             DO 2225 I=1,5
0214             DO 2225 J=7,52
0215             WUT5=WUT5+WUE5(I,J)
0216             WUT8=WUT8+WUE8(I,J)
0217             PLT9=PLT9+PLC9(I,J)
0218          2225  CONTINUE
0219             AREV=1.27**2
0220             WUT5=1.*AREV*WUT5
0221             WUT8=19.*AREV*WUT8
0222             PLT9=19.*AREV*PLT9
C
C
C          WUT5=QUEIMA TOTAL DE U-235 EM GRAMAS
C          WUT8=QUEIMA TOTAL DE U-238 EM GRAMAS
C          PLT9=MASSA TOTAL DE PU-239 EM GRAMAS
C
C
C          0223          WRITE(6,2270)WUT5,WUT8,PLT9
0224          2270  FORMAT(1H1,////,5X,'MASSA DE U-235 CONSUMIDA = ',E10.4,////,5X,'MA
          *SSA DE U-238 CONSUMIDA = ',E10.4,////,5X,'MASSA DE PU-239 EXISTENT
          *E = ',E10.4,////,20X,'(EM GRAMAS)')
0225          STOP
0226          END
```

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ABRAMOWITZ, M. & STEGUN, I.A. Handbook of mathematical functions. Washington, D.C., National Bureau of Standards, May 1968. (Applied mathematics series, 55). p.887.
2. ALEKSANDROWICZ, J. Research contract n° 41: Non destructive analysis of irradiated fuel elements using a flux integrating monitor. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1962. (Technical report series, 9). p.27-30.
3. ARICMMA, A. et alii. Experimental and theoretical determination of burnup and heavy isotope content in a fuel assembly irradiated in the Garigliano Boiling Water Reactor. Rome, Ente Nazionale per l'Energie Elettrica, Jul. 1971. (EUR-4638e).
4. AUGUSTSON, R.H. et alii. Measurement of the uranium-235 content in a spent MTR type fuel element using the delayed-neutron yield technique. Nucl. Technol., Hinsdale, Ill., 14:197-9, 1971.
5. BEDENIG, D. et alii. The control of fissile material flow in high-temperature pebble-bed reactors. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguards techniques proceedings... in Karlsruhe, 6-10 July, 1970. Vienna, 1970. V.1, p.405-19.
6. BIONDI, L. Metodo di misura del grado di irradiazione subito da elementi de combustibile in reattori di potenza. Energia nucl., Milano, 9:206-11, 1962.
7. BIRKHOFF, G. et alii. Determination of the U-235, Pu-239 and Pu-240 contents in mixed fissile materials by means of active and passive neutron techniques. Ispra, It., Commission of European Commission, Feb. 1972. (EUR-4778e).
8. BRAND, P. et alii. Feasibility study of the use of radioactive fission product correlations for the determination of burnup and heavy isotopes composition of BWR Dodewaand fuel. Karlsruhe, Commission of European Communities, June 1974. (EUR-5141e).
9. BRESETI, A.M. et alii. Post-irradiation analysis of Trino Vercellese Reactor fuel elements. Karlsruhe, Commission of the European Communities, Dec. 1972. (EUR-4909e).
10. BUBERNAK, J. et alii. The determination of burnup in plutonium reactor fuels. In: OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, Oak Ridge, Analytical chemistry in nuclear reactor technology, fifth conference, Gatlinburg, Tennessee, October 10-12, 1961. Oak Ridge, June 1962. (TID-7629). p.177-83.
11. BULOVIC, V. et alii. The determination of burnup of nuclear fuel on the basis of mass spectrometric measuring of the stable isotopes of neodymium. Radiochem. radioanal. Lett., Budapest, 5(4):283-33, 1970.

12. BILOVIC, V.F. Non-destructive determination of nuclear fuel burn-up measuring the gamma radiation of fission products in irradiated uranium oxide. J. radioanal. Chem., Budapest, 4:99-107, 1970.
13. BURIAN, R.J. & GATES, J.E. Postirradiation examination and evaluation of an OMRE fuel assembly. Columbus, Ohio, Battelle Memorial Institute, Feb. 1959. (BMI-1319).
14. BURTT, B.P. Absolute beta counting. Nucleonics, New York, 5:27-43, Aug. 1949.
15. CHEN, J.D. et alii. Non-destructive determination of burnup by gamma-scanning: an assessment of $^{144}\text{Cs}/\text{Pr}$ as a fission monitor in CANDU fuels. Pinawa, Manitoba, Atomic Energy of Canada Ltd., Whiteshell Nuclear Research Establishment, Jan. 1976. (AECL-5236).
16. CLOTH, P. et alii. Non-destructive measurement of ^{235}U and ^{233}U content in HTR fuel elements by delayed neutron analysis. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.533-7.
17. COLSMANN, P. Burn-up calculations for the Brookhaven Research Reactor fuel elements. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Nuclear materials management: proceedings... at Vienna, 30 August - 3 September 1965. Vienna, 1966. p.797-808.
18. CONNER, A.L. et alii. Gamma-ray attenuation-coefficient measurements. Phys. Rev. A, Ithaca, N.Y., Ser.3, 1(3):539-44, 1970
19. CRICCHIO, A. et alii. détermination expérimentale du taux de combustion et du contenu en isotopes lourds d'un assemblage de combustible du réacteur à eau bouillante de Garigliano et comparaison avec les calculs théoriques. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Reactor burn-up physics: proceedings... in Vienna, 12-16 July, 1971. Vienna, 1973. p.163-9.
20. DANIEL, H. & SCHMITT, H. The spectrum of Cs^{137} . Z. Physik, Heidelberg, 168:292-7, 1962.
21. DAUD, H. & ENGELHARDT, K. A method- and its application - for non-destructive determination of nuclear material quantities. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.651-7.
22. DAVIES, W. Absolute measurements of fission yields for 235-uranium and 239-plutonium in the Dounreay Fast Reactor. Radiochim. Acta, Frankfurt A.M., 12:173-8, 1969.
23. DAVISSON, C.M. & EVANS, R.D. Gamma-ray absorption coefficients. Rev. Mod. Phys., Minneapolis, 24:79-107, 1952.

24. DIETZ, L.A. & PACHUCKI, C.F. ^{137}Cs and ^{134}Cs half-lives determined by mass spectrometry. J. inorg.nucl.Chem., London, 35:1769, 1973.
25. DRAGNEV, T.N. et alii. Some Agency contributions to the development of instrumental techniques in safeguards. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.37-62.
26. DURHAM, R.W. & CORRIVEAU, V. Burnup determination of a fuel string by chemical and isotopic analysis. Chalk River, Ont., Atomic Energy of Canada Ltd., Chalk River Nuclear Labs., Feb. 1973. (AECL-4313).
27. ECHO, M.W. & TURK, E.H. Quantitative determination of U-235 by delayed neutron. In: MODERN approaches to isotopic analysis of uranium: a conference held at Chicago, Feb. 5-7, 1957. Chicago, AEC, Chicago Operations Office, 1957. (TID-7531). p.153-73.
28. ENGELMANN, C. & PETIT, J.F. Détermination non destructive du taux de combustion d'un combustible nucléaire par spectrométrie. Saclay, Fr., CEA, Centre d'Etude Nucléaire, aout. 1964. (CEA-R-2542).
29. FAST, E. & DEBOISBLANC, D.R. Measurements of MTR-irradiated thorium slugs in the reactivity measurement facility. Idaho Falls, Idaho, Phillips Petroleum Co., Atomic Energy Div., Mar. 1956. (IDO-16255).
30. FILLS, H.P. Non-destructive control of fissile material in solid and liquid samples arising from a reactor and fuel reprocessing plant. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.471-84.
31. FORBES, S.G. & NYER, W.E. Fuel burnup determination by gamma-ray scanning. Idaho Falls, Idaho Operations Office, Oct. 1953. (IDO-16105-PPCo).
32. FORSYTH, R.S. Some studies on the burn-up of nuclear fuel. Stockholm, Stockholm Univ., Institutionen foer Organisk och Fysikalisk Kemi, 1970. (INIS-mf-29).
33. _____ & BLACKADDER, W.H. The non-destructive determination of burn-up by means of Pr-144 2,18 MeV gamma activity. Stockholm, Aktiebolaget Atomenergi, May 1965. (AE-187).
34. _____ & BLACKADDER, W.H. Use of the fission product ^{106}Ru gamma activity as a method for estimating the relative number of fission events in ^{235}U and ^{239}Pu in low-enriched fuel elements. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguards techniques proceedings ... in Karlsruhe, 6-10 July 1970. Vienna, 1970. v.1, p.521-32.

35. FORSYTH, R.S. & RONFIST, N. Burn-up determination by high resolution gamma spectrometry: spectra from slightly irradiated uranium and plutonium between 400-830 KeV. Stockholm, Aktiebolaget Atomenergi, Aug. 1966. (AE-241).
36. _____ et alii. Burn-up determination by high resolution gamma spectrometry: axial and diametral scanning experiments. Stockholm Aktiebolaget Atomenergi, Feb. 1967. (AE-267).
37. _____ et alii. Burn-up determination by high resolution gamma spectrometry: fission product migration studies. Stockholm, Aktiebolaget Atomenergi, Apr. 1967. (AE-272).
38. _____ et alii. Determination of burnup using stable fission product molybdenum. In: OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, Oak Ridge, Analytical chemistry in nuclear reactor technology: fifth conference, Gatlinburg, Tennessee, October 10-12, 1961. Oak Ridge, June 1962. (TID-7629) p.166-76.
39. FRIEDLANDER, G. & KENNEDY, J.W. Nuclear and radiochemistry. New York, Wiley, 1955.
40. FUDGE, A.J. A review of experimental methods for the determination of nuclear fuel burn-up. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, Reactor burn-up physics: proceedings... in Vienna, 12-16 July, 1971. Vienna, 1973. p.239-48.
41. _____ et alii. The determination of burnup in nuclear-fuel test specimens using stable fission-product isotopes and isotopic dilution. In: OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, Oak Ridge. Analytical chemistry in nuclear reactor technology: fifth conference, Gatlinburg, Tennessee, October 10-12, 1961. Oak Ridge, June. (TID-7629). p.152-65.
42. _____ et alii. Determination of burn-up in the high temperature reactor fuel cycle. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, Analytical methods in the nuclear fuel cycle: proceedings... in Vienna, 29 November - 3 December 1971. Vienna, 1972. p.563-73.
43. GUALANDI, M.P. et alii. Determination of burnup and plutonium content in irradiated fuels by gamma-spectrometry measurements of radioactive fission products. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguardings nuclear materials; proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.613-24.
44. GUNNINK, R. & TINNEY, J.F. Total fissile content and isotopic analysis of nuclear materials by gamma-ray spectrometry. Livermore, California Univ., Lawrence Livermore Lab., Oct. 1971. (UCRL-73274).
45. HARRINGTON, J. Determination of U-235 in irradiated fuel elements by reactivity measurements. AtomWirtsch. Atomtech., Düsseldorf, 16(12):634-5, 1971.

46. HART, R.G. et alii. A comparison of methods of determining burnup of uranium dioxide fuel test specimens. Nucl. Sci. Engng, New York , 18:6-7, 1964.
47. HIGATSBERGER, M.J. et alii. Operating experience with the semiconductor gamma-compton spectrometer to determine the burn-up and burn-up history of nuclear fuel. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, . Nuclear materials management : proceedings... at Vienna, 30 August - 3 September 1965. Vienna, 1966. p.817-28.
48. HILLER, S. Gamma spectrometric burnup determination in reactor fuel rods. Kerntechnik, München, 12:485-90, 1970.
49. HUNT, C. Burn-up physics for the Dragon High-Temperature Reactor. In : INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Reactor burn-up physics : proceedings... in Vienna, 12-16 July 1971. Vienna, 1973. p.39-55.
50. INOUE, K. et alii. Mass spectrometric determination of burnup. J.nucl. Sci. Technol., Tokyo, 4(3):131-5, 1967.
51. JOHANSSON, E. Some burn-up experiments in Sweden. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Reactor burn-up physics: proceedings... in Vienna, 12-16 July, 1971. Vienna, 1973 . p.171-90.
52. JULIENS, J. et alii. Research contract n° 5: Non-destructive method for evaluating the U-235 and Pu content of irradiated fuel elements. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1962. (Technical reports series , 9). p.15-7.
53. KOCH, L. et alii. Improved post irradiation analysis for burn-up and heavy isotope content. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Analytical methods in nuclear fuel cycle: proceedings ... in Vienna , 29 November-3 December , 1971. Vienna, 1972. p.523-36.
54. _____ et alii. Improvements and experience in the analysis of reprocessing samples. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna . Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.449-60.
55. KRISTIANSEN, P. & RØGEBERG, T. Research contract n° 47 : Non-destructive analysis of irradiated fuel elements by gamma ray scanning. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1962. (Technical reports series,9). p.35-7.
56. KRITIL, J. et alii. Gamma spectrometric and mass spectrometric determination of burn-up. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Analytical methods in the nuclear fuel cycle: proceedings ... in Vienna, 29 November- 3 December , 1971. Vienna, 1972. p.491-502.

57. LARSON, H.A. et alii. EBR II burnup and fluence history I.1. Method and codes. Idaho Falls., Idaho, Argonne National Lab., May 1974. (ANL/EBR-084).
58. _____ et alii. _____ .2. Calculations. Idaho Falls, Idaho, Argonne National Lab., May, 1974. (ANL/EBR-085).
59. LEDERER, C.M. et alii. Table of isotopes. 6.ed. New York, Wiley, 1968.
60. LIN, C.S. & TSAI, J. Non-destructive determination of reactor fuel element burnup by measurement of fission neutrons. J. nucl. Sci. Technol., Tokyo, 8:285-7, 1971
61. LISMAN, F. et alii. Burnup determination of nuclear fuels. Idaho Falls, Idaho Nuclear Corp., Mar. 1969. (IN-1277).
62. LISMAN, F.L. et alii. Fission yields of over 40 stable and long-lived fission products for thermal neutron fissioned ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu and fast reactor fissioned ^{235}U and ^{239}Pu . Nucl. Sci. Engng. New York, 42:191-214, 1970.
63. LOPEZ-MENCHERO, E. The Agency programme for the development of safeguards techniques and instrumentation. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, . Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.3-15.
64. LUNDE, J.E. Review of burn-up physics work with the Halden Heavy Boiling-Water Reactor. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, Fuel burn-up predictions in thermal reactors: proceedings... 1967. Vienna, 1968. p.203-11.
65. MCGONNAGLE, W.J. Non-destructive methods for determining burn-up in nuclear fuel. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna, . Nuclear materials management: proceedings... at Vienna, 30 August - 3 September 1965. Vienna, 1966. p.851-66.
56. MACIEL, A.C. & CRUZ, P.R. Perfil analítico do urânio. Rio de Janeiro, MME, Departamento Nacional da Produção Mineral, 1973. (Boletim 27).
67. MAECK, W.J. Fission product nuclear data requirements for the determination of nuclear fuel burnup: a review . In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Panel on fission product nuclear data, Bologna, 26-30 Nov. 1973. Vienna, 1974. (IAEA-169). v.1. p.163-90.
68. _____ & LISMAN, F.L. Burnup determination for fast breeder reactor fuels: program objectives and plans. Idaho Falls, Idaho Nuclear Corp., Feb. 1971. (IN-1456).

69. GALHÃES, L.C.A. O problema energético brasileiro. (Conferência pronunciada na Escola Superior de Guerra, Rio de Janeiro, 09.09.1975).
70. MARTIN, B.R. Statistics for Physicists. London, Academic Press, 1971.
71. MASKET, A.V. Solid angle contour integrals, series and tables. Rev. scient. Instrum., New York, 28(3):191-7, 1957.
72. MEEK, M.E. & RIDER, B.F. Compilation of fission product yields. Pleasanton, Calif., General Electric Co., Vallecitos Nuclear Center, Jan. 1974. (NEDO-12154-1).
73. MENLOVE, H.O. et alii. A multi-spectra neutron irradiation technique for the nondestructive assay of fissionable materials. Nucl. Technol., Hinsdale, Ill., 10:366-79, 1971.
74. MITSUI, H. Burnup analysis of uranium dioxide nondestructive analysis by external conversion method. J. nucl. Sci. Technol., Tokyo, 3(11):491-5, 1966.
75. MONCASSOLI-TOSI, A.M. et alii. Post-irradiation burn-up analysis of Trino-Vercellese Reactor fuel elements: comparison with theoretical results. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Reactor burn-up physics; proceedings... in Vienna, 12-16 July 1971. Vienna, 1973. p.197-225.
76. MONIER, J. Détermination à l'aide des spectrométries alpha et gamma du taux de combustion atteint par les combustibles nucléaires. Saclay, Fr., CEA, Centre d'Etudes Nucléaires, Déc. 1974. (CEA-R-4625).
77. MONSECOUR, M.R. & DEMILDT, A.C. Determination by neutron activation analysis of the burnup indicator neodymium-148 in irradiated uranium dioxide-plutonium dioxide. Analyt. Chem., Easton, Pa., 41:27-31, 1969.
78. MUNCH, E. Burn-up determination by irreversible admixture of fluence-monitoring nuclides to nuclear fuel. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Reactor burn-up physics: proceedings... in Vienna, 12-16 July, 1971. Vienna, 1973. p.249-54.
79. NAKAMURA, S. A method for the burnup analysis of power reactors in equilibrium operation cycles. J. nucl. Sci. Technol., Tokio, 3(5):184-8, 1966.
80. NODVIK, R.J. Evaluation of gamma activity distributions in Yankee Core I and Core II spent fuel. Pittsburg, Pa., Westinghouse Electric Corp. Atomic Power Division, Jun. 1965. (WCAP-6067).

81. NOVIKOV, A.N. et alii. Three-dimensional fuel burn-up calculations in WWR reactors. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Fuel burn-up predictions in thermal reactors: proceedings... 1967. Vienna, 1968. p.213-26.
82. NUCLEAR power in the United States: the first nine months of 1975. Nucl. Energy Dig., Pittsburgh, Pa. (4):3^a capa, 1975.
83. ONUSIC Jr., J. Possibilidades teóricas de cálculo do programa de computação HAMMER. São Paulo, 1976. (Dissertação de mestrado).
84. OWEN, T.D. Measurement of power and burn-up in irradiated nuclear reactor fuel by a non-destructive method. Br. J. appl. Phys., London, 14:456, 1963.
85. PENNSYLVANIA P & L buys UNC uranium at \$56 in 1980 and \$62 in '82. Nucleonics Week, New York, 17(44):1, Oct. 28, 1976.
86. PRIESMEYER, H.G. Burnup determination by neutron. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Panel on fission product nuclear data. Bologna, 26-30 Nov. 1973. Vienna, 1974. (IAEA-169). v.3, p.57-8.
87. QURESHI, I.H. et alii. Mass-spectrometric measurement of burn-up in UO₂ fuel using stable fission product neodymium. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Analytical methods in the nuclear fuel cycle: proceedings... in Vienna, 29 November - 3 December, 1971. Vienna, 1972. p.503-11.
88. RAICS, P. et alii. Application of neutron activation analysis, gamma spectrometry and nuclear track detectors for reactor fuel assay. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Safeguarding nuclear materials: proceedings... in Vienna, 20-24 October 1975. Vienna, 1976. v.2, p.641-9.
89. RAIEVSKI, V. & SAUTIEZ, B. Research contract n94: The development of a method of non-destructive analysis to determine the U²³⁵ and Pu content of irradiated fuel elements that have been out of the reactor for periods of more than one month. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1962. (Technical report series., 9). p.13-4.
90. RAMTHUN, H. & DEBERTIN, K. A new possibility for non-destructive burn-up determination. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Analytical methods in the nuclear fuel cycle: proceedings... in Vienna, 29 November--3 December, 1971. Vienna, 1972. p.485-90.

91. RASMUSSEN, N.C. et alii. The non-destructive measurement of burn-up by gamma-ray spectroscopy. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Nuclear materials management: proceedings... at Vienna, 30 August- 3 September 1965. Vienna, 1966. p.829-49.
92. RIDER, B.F. et alii. Burnup: a FORTRAN IV code for computing U and Pu fuel burnup from U, Pu and Nd mass spectrometric measurements. Pleasanton, Calif., General Electric Co., Oct. 1967. (GEAP-5355).
93. _____ et alii. Burnup: a FORTRAN IV code for computing U and Pu fuel burnup from U, Pu, and Nd mass spectrometric measurements updated for include fast reactor fuels. Sunnyvale, Calif., General Electric Co., Jan. 1970. (GEAP-5355A).
94. _____ et alii. Determination of neodymium-148 in irradiated uranium and plutonium as a measure of burnup. Pleasanton, Calif., General Electric Co., Nuclear Technology Dept., Oct. 1967., (GEAP-5354).
95. _____ et alii. The determination of uranium burnup in MWD/ton. Pleasanton, California, General Electric Co., Vallecitos Atomic Lab., Mar. 1960. (GEAP-3373).
96. ROSZTOCZY, Z.R. & VALERINO, M.F. One-group three-dimensional analysis of assembly wise power and exposure distributions in Yankee Core I. Trans. Am.nucl. Soc., Hinsdale, Ill., 9:135-6, 1966.
97. ROTTER, W. Determination of burn-up of irradiated fuel elements by pulsed neutron interrogation. Ann.nucl. Sci. Engng., New York, 1:451-8, 1974.
98. SAVAGE, D.J. & DRUMMOND, J.L. The separation of neodymium for the determination of the burn-up of nuclear fuels. Dunreay, Scotland, United Kingdom Atomic Energy Authority, Reactor Group, Apr. 1967. (TRG-Report-1496D).
99. SCHÄCHTER, L. et alii. Absolute determination and axial radial distribution of burn-up for reactor lattice cells. Revue roum. Phys., Bucarest, 15:777-81, 1970.
100. SCHWOERER, F. Fuel cycle costs in the 1980s: a forecast. Nucl.Energy Dig., Pittsburgh, Pa., 2:32-5, 1975.
101. SITES, J.R. & MELTON, C.E. Fission products: Stable Isotope Research and Production Division semianual progress report for period ending May 20, 1954. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1954. (ORNL-1732, Rev). p.23-4.

102. SITES, J.R. et alii. Isotope dilution method of analysis: Stable Isotope Research and Production Division semianual progress report for period ending November 20, 1954. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., 1954. (ORNL-1829, Del). p.19-20
103. SMUD buys yellowcake , finds no sign of tight market. Nucleonics Week, New York, 8(50):1, Dec.14, 1967.
104. SUICH, J.E. & HONECK, H.C. The HAMMER system: heterogeneous analysis by multigroup methods of exponential and reactors. Aiken, S.C., Savannah River Lab., Jan.1967. (DP-1064).
105. TASAKA, K. & SASAMOTO, N. Measurement of burnup of irradiated fuel by analysis of gamma-ray spectra. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Panel on fission product nuclear data, Bologna, 26-30 Nov. 1973. Vienna, 1974. (IAEA-169). v.3, p.71-82.
106. TYROR, J.G. Burn-up predictions for gas-cooled, graphite-moderated reactors. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Fuel burn-up predictions in thermal reactors: proceedings... 1967. Vienna, 1968. p.3-14.
107. TZOU, C.K. & YANG, C.M. Nondestructive burnup determination by gamma-ray spectroscopy. Nucl. Technol., Hinsdale, Ill., 24(2):246-51, 1974.
108. WARD, A.G. Fuel burn-up and reactivity changes. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Fuel burn-up predictions in thermal reactors: proceedings...1967. Vienna, 1968. p.15-27.
109. WEAST, R.C. , ed. Handbook of chemistry and physics. 53.ed. Cleveland, Ohio, The Chemical Rubber Co., 1972/73. p.B-301, B-308, B-351, B-352, B-364.
110. WEST, D.B. et alii. Equipment and techniques for gamma-scanning irradiated reactor fuel materials. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY, The Hot Laboratory Division, New York. Proceedings of the eighth conference on hot laboratories and equipment, San Francisco, Calif., December 13-15, 1960. New York (s.d.). (TID-7599) v.2, p.391-8.
111. ZYKOV, K. I. & MILLER, O.A. The problem of the buildup of fission products in fuel elements of the water-cooled-water-moderated power reactor type. Societ atom. Energy., New York, 39(3):817, 1975.