

INIS-mf- ~~777~~ 777

OLGA YAJGUNOVITCH MAFRA

ESTUDO DA COMPETIÇÃO ENTRE A EMISSÃO
DE FOTONÊUTRONS E A FOTOFISSÃO NO
 ^{238}U E ^{232}Th JUNTO AO LIMAR

TESE APRESENTADA À ESCOLA POLITÉCNICA DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO PARA OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE "DOUTOR EM CIÊNCIAS"

SÃO PAULO, 1971

OLGA YAJGUNOVITCH MAFRA

ESTUDO DA COMPETIÇÃO ENTRE A EMISSÃO DE FOTONEUTRONS
E A FOTOFISSÃO NO ^{238}U E ^{232}Th JUNTO AO LIMAR

ORIENTADOR: PROF.DR. JOSÉ GOLDEMBERG

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de "Doutor em Ciências".

1971

À

Olga Vladimirovna Vajgunovitch

A.

Anna, José, Guido

Márcia e Sérgio

AGRADECIMENTOS

As inúmeras pessoas que direta ou indiretamente contribuíram, quer com seu conhecimento, quer com seu incentivo à elaboração desta tese, meus agradecimentos.

Faço menção especial a:

Sra. Renate Watanabe e Dr. Shiguelo Watanabe que foram os primeiros a despertar meu interêsse pela Ciência.

Sra. Sueko Vassuda, professora de matemática, cujo auxílio e incentivo permitiram meu ingresso na Universidade.

Prof. Dr. José Goldemberg, Orientador desta tese e Chefe da Divisão de Física Nuclear do Instituto de Energia Atômica, que durante o curso da Universidade despertou meu interêsse pela Física.

Dr. Pedro Leão Barcellos Leite, que me convidou a trabalhar neste Instituto.

Dr. Silvío Bruni Herdade, a cujos ensinamentos e paciência devo todo o início de minha carreira, tanto científica como didática.

Prof. Dr. Marcello Damy de Souza Santos, que me incentivou na realização de trabalhos.

Dr. Laércio A. Vinhas, Dr. Claudio Rodriguez, Dr. Roberto Fulfaro, Dr. Manoel A.N. de Abreu, Sr. Carlos B.R. Parente, Srta. Marília F. Cesar, colegas da Divisão de Física Nuclear, pelas discussões que foram de grande valia.

Sr. Susumo Kuniyoshi, bolsista que sempre auxiliou, tanto com sugestões como na colheita de dados e análise dos resultados no computador.

Divisão de Operação e Manutenção do Reator, especialmente ao Sr. Cesar Ponce Ascêncio, que sempre ajudou na troca dos alvos.

Srs. Eron C. Oliveira e Diniz Alberto Rezende, do Serviço de Proteção Radiológica e Dosimetria, pela monitoração na troca dos alvos, descontaminações que se fizeram necessárias e sugestões.

Sra. Constância P.G. da Silva, pelas medidas de atividade da fonte de

Serviço de Oficina Mecânica, nas pessoas dos Srs. José Ferreira e Hêldio Dantas pela confecção e auxílio na montagem do arranjo experimental.

Comandante Heliton Motta Haydt, da Divisão de Metalurgia Nuclear, cuja colaboração na construção dos alvos e das amostras de urânio e tório foi de inestimável valor.

Srta. Elenice Mazzilli e Sr. Antonio Gouvêa, do Serviço de Cálculo Analógico e Digital, pela colaboração na execução dos programas de computador.

Sr. H.R.Franzen, pelas discussões a respeito dos programas de computador.

Dr. Shigueo Watanabe, por ter dado sugestões importantes no tratamento dos modelos nucleares.

Prof. Abrão de Moraes, que com sua paciência e conhecimentos sempre deu toda colaboração às consultas que lhe dirigi.

Sr. Roberto Rocha, do Serviço de Eletrônica, pela construção e manutenção dos pré-amplificadores empregados.

Prof. Dr. Hervásio de Carvalho, cujos trabalhos despertaram meu interesse pelo estudo da fotofissão e cujas críticas em congressos foram de grande valia.

Srta. Mariza Ballariny, que foi a primeira a se interessar por este tipo de arranjo experimental no IEA.

Prof. Rui Ribeiro Franco, pelo seu interesse e sugestões.

Sr. Casimiro Martins de Macedo, da Biblioteca, pela revisão da bibliografia e presteza com que sempre me atendeu.

Srta. Thereza Timo Tária, pelo serviço de datilografia.

Serviço de Gráfica.

Sr. Álvaro Seixas, fotógrafo do IEA.

Guido Guidicini, pela paciência, auxílio na revisão dos cálculos e correções.

Flavio Gikovate.

CNEN, que patrocinou o desenvolvimento de minha atividade científica iniciada em 1962 na Divisão de Física Nuclear do IEA.

Desejo, finalmente, manifestar o meu reconhecimento ao Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni, Diretor do IEA, pelos recursos postos à minha disposição para o desenvolvimento dos trabalhos experimentais e para a edição desta tese.

ÍNDICE

	.i.
ÍNDICE DE TABELAS	.iii.
ÍNDICE DAS ILUSTRAÇÕES	.v.
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	11
II.1. Generalidades	11
II.2. Reações que Competem no Núcleo Composto	13
II.3. Dependência da Razão Γ_n/Γ_f na Energia de Excitação	16
II.4. Hipóteses para o Cálculo da Densidade de Níveis	22
II.4.1. Cálculo da Densidade de Níveis, segundo os Modelos Gás de Fermi e Gôta Líquida	23
II.4.2. Cálculo da Densidade de Níveis, segundo o Modelo Estatístico	24
II.5. Cálculo da Razão Γ_n/Γ_f	25
II.5.1. Modelo do Gás de Fermi	25
II.5.2. Modelo da Gôta Líquida	28
II.5.3. Largura de Fissão e de Nêutrons; segundo o Modelo da Temperatura Constante	33
CAPÍTULO III - ARRANJO EXPERIMENTAL	44
III.1. Descrição do Equipamento Utilizado	44
III.1.1. Fonte de Radiação Gama	44
III.1.2. Detector de Fissão	49
III.1.3. Detector de Nêutrons	55
III.1.4. Detecção da Radiação Gama	59
III.2. Métodos Experimentais	61
III.2.1. Amostras	61
III.2.2. Arranjo do Equipamento	62
III.2.3. Eficiência do Detector de Nêutrons	64
III.3. Medida da Radiação de Fundo	69

		.11.
1	CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS DADOS E RESULTADOS	75
1	IV.1. Intensidade de Radiação Gama	75
1	IV.2. Cálculo das Seções de Choque de Fotofissão	78
3	IV.3. Cálculo da Composição das Seções de Choque de Fotofis-	
6	são e Emissão de Fotonêutrons	82
22	IV.4. Cálculo da Razão de Fotofissão para Emissão de Fotonêu-	
	trons no Urânio e Tório	85
	IV.5. Discussão dos Erros Envolvidos	91
23	CAPÍTULO V - DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS	93
	V.1. Introdução	93
24	V.2. Comparação da Razão Γ_n/Γ_f com Valores Teóricos	93
25	V.3. Comparação dos Valores Experimentais da Razão Γ_n/Γ_f	
25	Obtidos com Radiação Gama de Captura com os Valores Ex-	
28	perimentais Obtidos com Radiação de "Bremsstrahlung"	97
33	V.4. Comparação dos Valores Experimentais de Γ_n/Γ_f com Aquê-	
44	les Obtidos Através de Outros Tipos de Experiência-Cor-	
44	relação de Γ_n/Γ_f com Parâmetros Nucleares.	99
44	CAPÍTULO VI - SUMÁRIO	103
49	APÊNDICES -A - CÁLCULO DA DENSIDADE DE NÍVEIS DE ENERGIA	104
55	B - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f UTILIZANDO A DENSIDADE DE NÍVEIS	
59	DO GÁS DE FERMI	110
61	C - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f UTILIZANDO A DENSIDADE DE NÍVEIS	
61	DO MODELO DA GÔTA LÍQUIDA	115
62	D - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f SUPONDO-SE A TEMPERATURA CONSTAN-	
64	TE	117
69	BIBLIOGRAFIA -	120

ÍNDICE DAS TABELAS

75	Tabela 1 -- Cálculo da razão Γ_n/Γ_f para energias de 6 a 9 MeV e temperaturas de 0,2 a 1,5 MeV para o ^{238}U , de acôrdo com o modelo da Temperatura Constante, sem aproximação.	37
82	Tabela 2 - Cálculo da razão Γ_n/Γ_f para energias de 6 a 9 MeV e temperatura de 0,2 a 1,5 MeV para o ^{232}Th , de acôrdo com o modelo da Temperatura Constante, sem aproximação.	38
91	Tabela 3 - Relação de alguns alvos, energias das linhas principais, seções de choque de absorção de nêutrons vêzes o Q da reação e comparação com as seções de choque de espalhamento.	48
93	Tabela 4 - Radiação de fundo das câmaras de fotofissão, proveniente do espalhamento de nêutrons pelo próprio alvo.	73
97	Tabela 5 - Radiação de fundo do detector de nêutrons, proveniente do espalhamento de nêutrons pelo próprio alvo .	74
99	Tabela 6 - Fluxo de radiação gama incidente nas amostras estudadas.	77
03	Tabela 7 - Seções de choque de fotofissão do urânio e tório, com os respectivos erros.	81
04	Tabela 8 - Eficiência global do sistema utilizado, obtida diretamente e através da medida da seção de choque (γ, n) da água pesada.	84
10	Tabela 9 - Valores obtidos experimentalmente para a composição das seções de choque ($\sigma_{\gamma, n} + \nu \sigma_{\gamma, f}$) do ^{238}U e ^{232}Th nas várias energias de excitação.	85.
15	Tabela 10 - Valores da seção de choque para emissão de fotonêutrons do urânio e tório, com os respectivos erros.	86
17	Tabela 11 - Variação do número de nêutrons emitidos na fotofissão com a energia de excitação.	88
20	Tabela 12 - Variação da razão Γ_n/Γ_f experimental com a energia para o urânio e tório.	89

.iii.
37
38
48
73
74
77
81
84
85.
86
88
89

.iv.

Tabela 13 - Comparação do "Photofission branching ratio" obtido nesta tese com o de outros autores.	90
Tabela 14 - Comparação das razões Γ_n/Γ_f obtidas através de reações (n, γ) com aquelas obtidas por "Bremsstrahlung" para o ^{238}U e ^{232}Th .	97
Tabela 15 - Comparação entre as seções de choque de fotofissão nas vizi nhanças de 6 MeV obtidas por vários autores.	98

ÍNDICE DAS ILUSTRAÇÕES

Fig. 1	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{238}U supondo-se a densidade de níveis do Gás de Fermi.	29
Fig. 2	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{232}Th supondo-se a densidade de níveis do Gás de Fermi.	30
Fig. 3	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{238}U supondo-se a densidade de níveis da Gôta Líquida para vários valores de α .	31
Fig. 4	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{232}Th supondo-se a densidade de níveis da Gôta Líquida para vários valores de α .	32
Fig. 5	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura, para o ^{238}U de acôrdo com a fórmula de Fujimoto e Yamaguchi.	34
Fig. 6	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o ^{232}Th de acôrdo com a fórmula de Fujimoto e Yamaguchi.	35
Fig. 7	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{238}U pelo modelo da Temperatura Constante na temperatura de 0,9 MeV.	39
Fig. 8	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ^{232}Th pelo modelo da Temperatura Constante na temperatura de 1,5 MeV.	40
Fig. 9	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o ^{238}U pelo modelo da Temperatura Constante aproximado.	42
Fig. 10	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o ^{232}Th , pelo modelo da Temperatura Constante aproximado.	43
Fig. 11	- Arranjo experimental para a colimação da radiação gama de captura.	46
Fig. 12	- Espectro das linhas gama do carbono.	50
Fig. 13	- Fotografia de um alvo e da capa de grafita.	51

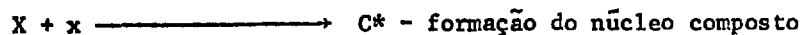
Fig. 14	- Esquema e fotografia da câmara de fissão.	52
Fig. 15	- Distribuição das alturas de pulso obtidas na câmara de foto fissão com distância de 0,5 cm entre os eletrodos; patamar do detector utilizado.	54
Fig. 16	- Esquema do "long counter" e de todo o sistema de detecção utilizado.	58
Fig. 17	- Esquema do sistema de detecção de radiação gama.	60
Fig. 18	- Correção para os efeitos de auto-absorção na amostra.	63
Fig. 19	- Esquema da fonte de fotonêutrons.	67
Fig. 20	- Espectro de energia da fonte de fotonêutrons $D_2O + {}^{24}Na$.	68
Fig. 21	- Espectro da radiação de fundo do reator mostrando simultaneamente a relação entre a radiação de fundo e uma linha gama típica afetada pela resolução do detector.	71
Fig. 22	- Resultados experimentais da variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ${}^{238}U$ comparados com a curva teórica obtida com o modelo da Temperatura Constante.	94
Fig. 23	- Resultados experimentais da variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o ${}^{232}Th$ comparados com a curva teórica obtida com o modelo da Temperatura Constante.	95
Fig. 24	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com o parâmetro de fissionabilidade de Z^2/A .	100
Fig. 25	- Variação da razão Γ_n/Γ_f com o parâmetro $E'_f - B'_n$.	102

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

A fim de descrever certas observações experimentais a respeito do comportamento das seções de choque de reações nucleares, Niels Bohr, em 1936, propôs o modelo do Núcleo Composto. Segundo esse modelo, supõe-se que no bombardeio de um núcleo X por uma partícula x, forma-se, inicialmente, um sistema no qual X e x se amalgamam formando o núcleo composto C*. Este é um sistema de partículas que interagem fortemente e x tem, então, um caminho livre médio de interação, com os outros núcleons, muito pequeno. Nas interações que sofre, a partícula incidente x perde sua identidade e, a energia total do núcleo composto excitado é dividida por todos os núcleons presentes. O núcleo composto C* comporta-se como estando num estado quântico quasi-estacionário, cuja vida é da ordem de 10^{-13} a 10^{-16} seg. Em seguida, o núcleo composto dissocia-se. Essa dissociação pode geralmente ocorrer através de vários caminhos, chamados de "canais de saída" e sujeitos às leis de conservação de energia, carga, momento angular, etc.

A competição entre os vários modos alternativos de dissociação não depende da maneira pela qual o núcleo composto foi formado, isto é, do "canal de entrada".

Neste modelo, portanto, de um modo geral, considera-se uma reação nuclear como se processando em dois estádios:



A proposição de Bohr é de que os dois estádios são independentes e estão ligados somente pelas propriedades de C^* . O decaimento de C^* depende somente de suas características e não do modo como foi formado.

A seção de choque para a reação será então dada por:

$$\sigma_{x,y} = \sigma_x \Gamma_y / \Gamma$$

onde,

σ_x é a seção de choque para a formação de C^*

Γ_y é a probabilidade de C^* , num certo estado, desintegrar-se em Y e y .

e,

Γ representa a probabilidade total de decaimento de C^* em todos os modos possíveis Y e y .

Se \bar{D} é o espaçamento entre os níveis energéticos de C^* e se $\Gamma \ll \bar{D}$ haverá um único estado de movimento envolvido na reação nuclear. Por outro lado, se $\Gamma \sim \bar{D}$ ou $\Gamma \gg \bar{D}$, ocorrem vários níveis nucleares possíveis no mesmo intervalo de energia.

Quando o núcleo composto formado for de um elemento pesado ($Z \geq 90$), existem vários canais de saída, ou seja, podem ocorrer: fissão, emissão de nêutrons, emissão de prótons, emissão de radiação gama etc. A probabilidade de ocorrência de cada um desses processos é determinada pelos valores relativos das larguras correspondentes a cada um deles: Γ_f , Γ_n , Γ_p , Γ_γ etc.

No caso particular do núcleo pesado ser excitado por radiação eletromagnética com energia acima do limiar para fotofissão e emissão de partículas, os canais de saída predominantes do núcleo composto são o de fotofissão e o de emissão de fotonêutrons. Isto ocorre porque a probabilidade de emissão gama é desprezível frente à de fotofissão e as reações envolvendo a emissão de parti

culas carregadas são inibidas pela barreira de coulomb. Junto ao limiar, portanto, no intervalo de energias de excitação de 5 a 10 MeV somente a fotofissão e a emissão de um único nêutron são processos importantes. Em energias mais altas a situação torna-se mais complicada pela ocorrência, também, de reações $(\gamma, 2n)$, (γ, nf) , etc.

A fotofissão nuclear nada mais é do que a divisão nuclear em dois fragmentos de massas comparáveis provocada pela excitação de um núcleo pesado por radiação eletromagnética. Representa, portanto, um caso particular de fissão nuclear. A fissão nuclear pode ser iniciada pela colisão de uma partícula com um núcleo pesado, pela captura de um meson π carregado negativamente e pela absorção de radiação eletromagnética; ou ela pode, ainda, ocorrer naturalmente, para um núcleo pesado que permaneça em seu estado fundamental por um período de tempo suficientemente longo, como na fissão espontânea.

O fenômeno de fissão foi descoberto em 1939 por Hahn e Strassman (Hah39), que ao bombardearem urânio com nêutrons, com o objetivo de produzir elementos mais pesados, notaram que o urânio sofria um processo nuclear fora do usual, resultando na formação de radioelementos com número atômico da ordem de metade daquele do urânio. A este processo de reação nuclear foi dado, por Meitner e Frisch (Me39), o nome de fissão. O processo de fotofissão, por sua vez, teve sua primeira evidência experimental em 1941, quando Haxby, Shoupp, Stephens e Weels (Hax41) bombardearam urânio e tório com raios γ de 6,1 MeV provenientes da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$.

A primeira descrição teórica do fenômeno de fissão foi feita ainda no ano de 1939 por Bohr e Wheeler (Boh39). Na sua forma mais simples, o modelo considera o núcleo fissionável como uma gota líquida carregada. Supõe-se que o líquido possui uma tensão superficial que é independente da forma da gota e de sua temperatura. A analogia utilizada consiste em supor que as variações de energia que ocorrem durante o processo de fissão e que são causadas por forças nucleares, são análogas às forças de tensão superficial de uma gota líquida.

da cuja forma está se alterando. A energia de excitação acarreta oscilações no núcleo, semelhantes às oscilações da gôta. Essas oscilações têm suas amplitudes aumentadas em virtude da repulsão coulombiana, podendo eventualmente provocar a fissão nuclear. Outros autores investigaram este modelo com o intuito de melhorar o seu acôrdo com os dados experimentais (Hi58), (Wh59).

Em 1963 Fong (Fo53) propôs para a fissão uma teoria baseada no modelo estatístico do núcleo composto. Segundo essas idéias, no momento da fissão há uma configuração bem definida e que pode ser aproximada a de dois fragmentos esféricos em contato estático.

Mais recentemente, Bohr e Mottelson (Bo55a) adaptaram o modelo coletivo do núcleo para a fissão; as hipóteses utilizadas neste tratamento são as seguintes:

- a) existe um movimento independente dos núcleons;
- b) os núcleons estão submetidos, porém, a um potencial variável definido em termos dos parâmetros de deformação do modelo da Gôta Líquida.

Segundo Bohr (Bo55), o fenômeno de fissão é um fenômeno coletivo que ocorre quando uma quantidade suficiente de energia se concentra na forma de energia potencial de deformação, para capacitar o núcleo a ultrapassar a forma de equilíbrio no qual as forças repulsivas coulombianas contrabalançam as interações nucleares coesivas. Se o modelo coletivo for uma boa descrição do fenômeno de fissão, apenas poucos níveis de energia estarão envolvidos no processo, pois quase toda a energia disponível para a fissão do núcleo é gasta em sua deformação e apenas uma pequena quantidade é gasta na excitação de níveis. Assim, somente níveis de baixa energia estão envolvidos no processo.

Como foi dito inicialmente, o outro processo de importância que ocorre quando o núcleo é excitado por radiação γ , cuja energia se encontra nas proximidades do limiar, é a emissão de fotonêutrons.

A emissão de fotonêutrons foi observada experimentalmente pela primeira vez por Chadwick e Goldhaber, em 1934 (Ch34), quando verificaram que o deuté

rio se desintegrava em seus núcleons sob a irradiação de raios γ de 2,62 MeV do ThC".

A primeira investigação sistemática da produção de fotonêutrons em vários elementos, foi levada a efeito por Bothe e Gentner (Bot37) em 1937, que utilizaram raios γ de $\sim 17,6$ MeV da reação ${}^7\text{Li} (p,\gamma)\text{Be}^8$.

A emissão de fotonêutrons é um dos tipos de fotoefeito nuclear. Este efeito consiste na absorção de um fóton cuja energia seja maior do que a energia de separação S de um dos constituintes do núcleo, ou seja, de um próton, de um nêutron ou de uma partícula alfa, originando os processos chamados (γ,p) , (γ,n) e (γ,α) , respectivamente.

Quando os núcleos envolvidos no processo são intermediários ou pesados, torna-se natural aplicar a teoria de formação do núcleo composto de Bohr. Os níveis de energia do núcleo composto no caso de núcleos pesados são relativamente pouco espaçados e se a energia de excitação for suficientemente alta, níveis que se superpõem serão excitados; o número total de níveis excitados é muito grande para que possam ser tratados individualmente.

O problema é então tratado por métodos estatísticos. Entretanto, o número de partículas no núcleo é finito e muito menor do que o número necessário para a aplicação de leis da estatística, de modo que essa teoria descreve a experiência de maneira aproximada. Nessa teoria estatística faz-se a hipótese de que muitos estados do núcleo composto são excitados, de que o modo de decaimento independe do modo de formação do núcleo composto e de que existem muitos estados do núcleo residual para o qual o núcleo composto pode decair.

Weisskopf (We37), (We40) e colaboradores fizeram os primeiros cálculos a respeito da emissão de partículas baseados no modelo estatístico e, lançando mão de conceitos de termodinâmica, propuseram a chamada teoria da evaporação. Quando se forma um núcleo composto, o que se espera é que os nêutrons sejam

emitidos com uma distribuição de energias de Maxwell, a qual é governada pela temperatura nuclear criada pela absorção do fóton. Quanto aos prótons, espera-se que sejam emitidos mais raramente, por causa da barreira de coulomb. Hirzel e Waffler (Hir47), entretanto, verificaram que em alguns casos a frequência de emissão de prótons é maior do que a esperada. Para se descrever esses resultados é necessário aceitar a existência de um mecanismo alternativo para a absorção de fótons, em lugar do modelo descrito anteriormente, da criação e subsequente decaimento do núcleo composto. Esse mecanismo (Hir47), (Co48), consistiria na absorção do fóton por um próton da superfície nuclear, resultando na sua expulsão, antes que a energia desse próton possa ser dividida com o resto do núcleo. Tal processo obviamente contrariaria as hipóteses de Bohr a respeito da formação do núcleo composto. Apesar deste mecanismo ser importante para explicar anomalias no espectro de energia das partículas emitidas e na sua distribuição angular, o número total de reações nucleares que se processam através deste mecanismo é pequeno em relação ao mecanismo do núcleo composto. Neste trabalho fez-se a hipótese de que os processos estatísticos podem ser aplicados e os resultados obtidos foram, assim, explicados satisfatoriamente.

A evaporação de um nêutron do núcleo composto (Bl52) é um fenômeno em que uma única partícula está envolvida e que requer uma quantidade de energia ao menos igual à energia de ligação do nêutron para ocorrer. O processo de fissão, por sua vez, é um fenômeno coletivo. Assim o estudo da competição entre esses dois processos na desintegração de um núcleo pesado pode apresentar grande interesse.

A determinação da competição entre a emissão de nêutrons e a fissão (ou seja da razão Γ_n/Γ_f) pode ser feita a partir dos dados provenientes de três tipos de experiências diferentes (Va58):

- 1- Seção de choque de "spallation" de partículas carregadas;
- 2- Seção de choque de fissão para nêutrons rápidos;
- 3- Seção de choque de fotofissão e emissão de fotonêutrons.

Com respeito ao primeiro tipo de experiência foram feitos vários estudos de reações induzidas por partículas carregadas de energia moderada, nas quais a seção de choque de fissão foi determinada diretamente pela análise dos "yields" dos produtos de fissão, ou, nas quais a probabilidade de fissão foi medida indiretamente pela análise dos produtos de "spallation" (Va58), (Va58a), (G156). Como exemplos podem ser citadas as reações $(\alpha, 4n)$, $(p, 3n)$, $(d, 2n)$, $(\alpha, 3n)$, $(d, 4n)$, $(\alpha, 3n)$, $(\alpha, 2n)$.

O segundo modo de se obter a razão Γ_n/Γ_f consiste na determinação da seção de choque de fissão para nêutrons de 3 MeV (Va58) em vários elementos como ^{238}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}Ra , ^{240}Pu , ^{232}Th , etc.

Finalmente, o terceiro método consiste na obtenção da razão Γ_n/Γ_f através das seções de choque de emissão de fotonêutrons e fotofissão.

As seções de choque de fotofissão e de emissão de fotonêutrons foram obtidas por vários experimentadores, utilizando fontes de radiação gama e métodos de detecção distintos.

A seção de choque de fotofissão pode ser medida por câmaras de ionização diferenciais como as utilizadas nos trabalhos dados pelas referências (Ba147), (Og51), (Laz55), (Ka58), (Ma70), pela análise da radioatividade dos fragmentos de fissão que recuam de uma fôlha do elemento pesado como nos trabalhos de (Mc51), (An52), (Win56), pela técnica de emulsões nucleares como Manfredini e colaboradores (Man66) e ainda, pela análise radioquímica dos produtos de fissão presentes na amostra do elemento pesado irradiado num fluxo conhecido de fótons. Esta última técnica foi utilizada por (Du53), (Ka55), (G156), (Sc57).

A medida da seção de choque de fotonêutrons pode ser realizada pela contagem dos nêutrons, utilizando detectores BF_3 envoltos em parafina (Ka57) ou análise por ativação (Win56); ou ainda, através da análise radioquímica dos produtos resultantes após a emissão do nêutron (Du53), (G156).

Através desses valores das seções de choque de fotonêutrons e fotofissão

vários experimentadores determinaram a razão Γ_n/Γ_f . Entre eles podem ser citados Gindler (G156), Duffield (Du53) e Lazareva (Laz55), que obtiveram a razão Γ_n/Γ_f em 12 MeV.

Entretanto, todos esses resultados encontrados na literatura foram obtidos apenas em algumas energias e utilizando o Bétatron como fonte de radiação gama, o que compromete muito a sua precisão, não sendo possível, portanto, uma conclusão definitiva acêrca da dependência de Γ_n/Γ_f com a energia de excitação (Hy64a).

A baixa precisão desses dados é provocada pelo fato do espectro de "bremsstrahlung" utilizado ser contínuo, apresentando limitações que já foram bastante discutidas na literatura (Hay65). Como é bem conhecido, o espectro de "bremsstrahlung" é contínuo, havendo nele fótons de energia zero até a energia correspondente à energia cinética do elétron incidente. A distribuição dos fótons no espectro contínuo não pode ser facilmente decomposta em bandas de largura suficientemente estreitas a fim de permitir o conhecimento preciso do número de fótons nesses intervalos de energia. Além disso, o conhecimento preciso da forma do espectro de "bremsstrahlung" é também dificultado pelos efeitos de espessura da amostra na qual os elétrons sofrem o efeito citado.

As seções de choque são, portanto, determinadas a partir das funções de excitação e este procedimento envolve pequenas diferenças entre grandes números, dando origem a grandes incertezas, frequentemente difíceis de estimar.

Estudos sobre a comparação entre os vários métodos de produção de radiação gama monocromática, ou não, suas vantagens e limitações, já foram realizados, podendo-se citar os trabalhos de (Go60) e (Ma69).

Nesta tese a razão Γ_n/Γ_f foi determinada a partir das seções de choque de fotofissão e de emissão de fotonêutrons, utilizando-se como fonte de radiação gama os raios γ monocromáticos provenientes da captura de nêutrons térmicos numa série de elementos colocados junto ao caroço do reator IFAR-1.

O intervalo de energias disponível estende-se de 5 a 11 MeV, ou seja, nas vizinhanças do limiar das reações em questão.

Constituem propósitos desta tese:

- a) Determinar a variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia no urânio e no tório, a partir das medidas da seção de choque (γ, n) e (γ, f) nas vizinhanças do limiar.
- b) Comparar estes valores com os obtidos através da seção de choque de fissão para nêutrons rápidos e das seções de choque de "spallation" de partículas carregadas e, também, com os dados obtidos por outros autores, utilizando a radiação de "bremsstrahlung".
- c) Examinar a dependência de Γ_n/Γ_f na energia de excitação e comparar com os valores calculados, supondo-se as densidades de níveis do gás de Fermi, da gota líquida e da temperatura constante.

Das determinações das seções de choque experimentais resultaram, para a razão Γ_n/Γ_f nos elementos ^{238}U e ^{232}Th , valores que crescem com a energia até aproximadamente 9 MeV, onde passam a ser constantes, aproximando-se, portanto, do modelo da Temperatura Constante.

Esses valores apresentam uma certa discordância com as razões Γ_n/Γ_f obtidas utilizando-se radiação de "bremsstrahlung", discordância esta que, provavelmente, pode ser explicada pelo erros cometidos naquelas medidas.

Quando comparados aos valores calculados teoricamente pelo modelo da Temperatura Nuclear Constante, os resultados aqui obtidos permitem determinar a temperatura nuclear em 9 MeV com uma precisão de ~16%. Abaixo de 9 MeV, os dados experimentais não podem ser comparados com esse modelo, pois este não é válido, rigorosamente, senão para energias de excitação de aproximadamente 3 MeV acima do limiar.

A presente tese representa um esforço no sentido de se obter dados com precisão suficiente para auxiliar a interpretação teórica da competição entre a emissão de nêutrons e a fissão no núcleo composto. A resposta à questão: como

a razão Γ_n/Γ_γ varia com a energia de excitação quando os núcleos são excitados por fótons, será aqui examinada em termos de suas implicações na escolha de um modelo adequado para a descrição do fenômeno, em energias logo acima do limiar.

CAPÍTULO II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

II.1 - GENERALIDADES

Quando um núcleo pesado esferoidal captura um nêutron ou absorve um fóton de alta energia ($> \sim 5$ MeV), forma-se um núcleo composto no qual a energia de excitação distribui-se entre os núcleons. O complexo estado de movimento que resulta pode ser descrito em termos de vibrações nucleares coletivas e rotações acopladas ao movimento dos núcleons individuais. Tal descrição está de acordo com o modelo unificado do núcleo.

Esse modelo desenvolvido por A. Bohr e Mottelson (Bo55a) e, separadamente, por Hill e Wheeler (Hi53), utiliza duas idéias basicamente diferentes: na primeira, as partes constituintes do núcleo apresentam movimento independente no seu interior (modelo das Camadas) e, na segunda, o movimento de qualquer ponto do núcleo é dependente da sua vizinhança (modelo da Gota Líquida).

O modelo admite o movimento independente dos núcleons no núcleo, conforme o modelo das Camadas, entretanto, as partículas estarão submetidas a um potencial variável, que será definido em termos dos parâmetros de deformação do modelo da Gota Líquida.

Para que ocorra a fissão, uma energia considerável deve ser posta na for

ma de energia de deformação, de modo que o núcleo possa ultrapassar o ponto de sela.

Para núcleos que possuem um grande valor para o parâmetro de fissionabilidade, Z^2/A (35,56 para o ^{238}U e 34,91 para o ^{232}Th), a energia limiar para a ocorrência de fissão obtida experimentalmente encontra-se ao redor de 4,6 MeV para o ^{238}U e 5,16 MeV para o ^{232}Th (Ka58). Estes valores são mais baixos do que as energias previstas pelo modelo de Gôta Líquida (Fr47).

O "limiar clássico" para a fotofissão é, em princípio, igual a altura da barreira de potencial que se opõe à divisão de um núcleo em fragmentos. Entretanto, o fato de vários experimentadores (Ko50), (Ba56), (Sc57) e (Ka58) terem encontrado limiares para a fotofissão cada vez mais baixos, dependendo da sensibilidade das técnicas empregadas, torna claro que a fotofissão não tem um verdadeiro limiar, isto é, ela pode ocorrer por penetração de barreira, possibilidade esta admitida por Bohr no seu modelo da Gôta Líquida.

Para o problema que será tratado aqui, entretanto, não é importante o fato do limiar para fotofissão não ser perfeitamente definido.

Por outro lado, a desintegração de um núcleo por raios gama pode ocorrer desde que a energia do fóton incidente seja maior do que a energia de separação de uma partícula (p,n, α ,d). Para núcleos pesados e energias de excitação de alguns MeV acima do limiar para emissão de partícula, a emissão de nêutrons é a mais provável, por causa da existência da repulsão coulombiana.

A energia de excitação dada a um núcleo pesado como o ^{238}U , por fotoabsorção é dissipada como: emissão de nêutrons, fissão, ou emissão de radiação gama, com possibilidade de competição entre elas. Se esta descrição do fenômeno for correta, a seção de choque total será dada por:

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\gamma,\gamma'} + (\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,2n} + \dots) + (\sigma_{\gamma,f} + \sigma_{\gamma,nf} + \sigma_{\gamma,2nf} + \dots)$$

onde, $\sigma_{\gamma,nf}$ se refere a fissão que ocorre após a emissão de um nêutron e as seções de choque para fotonêutrons e fotofissão. têm as expressões (Hy64a) abaixo:

$$\sigma_{\gamma,F} = \sigma_{\gamma,f} + \sigma_{\gamma,nf} + \sigma_{\gamma,2nf} + \dots$$

$$\sigma_{\gamma,N} = \sigma_{\gamma,n} + 2\sigma_{\gamma,2n} + 3\sigma_{\gamma,3n} + \dots + \bar{\nu}\sigma_{\gamma,f} + (1 + \bar{\nu})\sigma_{\gamma,nf} + (2 + \bar{\nu})\sigma_{\gamma,2nf} + \dots$$

onde, $\bar{\nu}$ é o número médio de nêutrons emitido na fotofissão, cujo valor encontra-se ao redor de 2,5. Esta terminologia, de grande utilidade, foi introduzida por Gindler, Huizenga e Schmitt (G156).

II.2 - REAÇÕES QUE COMPETEM NO NÚCLEO COMPOSTO

O núcleo excitado com radiação gama de energia de alguns MeV acima do limiar para fotofissão pode desexcitar-se, como foi dito, pela emissão de nêutrons, radiação gama, ou pela fissão. Para que haja competição da fissão com os outros processos, ela deve ocorrer em termos comparáveis àquêles envolvidos na emissão de gama e nêutrons.

Na região de baixas energias de excitação o processo de absorção de fótons resulta num núcleo excitado que pode ser descrito pela teoria estatística do núcleo composto. Os estados, ou níveis de energia, são bem definidos, com uma largura muito menor do que a separação dos níveis (En62).

A seção de choque total para captura de fótons $\sigma_{C(\gamma)}$ nas vizinhanças do limiar é representada por:

(1)

$$\sigma_{C(\gamma)} = \sigma_{\gamma,\gamma'} + \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,f}$$

pois somente a fissão simples, a emissão de um único nêutron e a reemissão de radiação gama ocorrem nessa região.

O destino do núcleo composto é governado pela razão entre as larguras de nível parciais (emissão de uma dada partícula, fissão, ou emissão de um raio gama) e a largura total, razão essa que determina a probabilidade relativa para a desintegração através de um modo específico. Utilizando-se a terminologia empregada na literatura:

$$\Gamma_{\gamma}/\Gamma = G_{\gamma} \quad - \text{ para emissão de raios } \gamma$$

$$\Gamma_n/\Gamma = G_n \quad - \text{ para emissão de nêutrons}$$

$$\Gamma_f/\Gamma = G_f \quad - \text{ para fissão}$$

A largura total Γ de um estado nuclear composto para uma certa energia de excitação é a somatória feita sobre todos os possíveis estados de excitação.

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad \text{e} \quad \sum_i G_i = 1$$

A competição no núcleo composto entre a fissão e os outros modos de disposição da energia de excitação é governada pela razão:

$$G_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_{\gamma}} \quad (2)$$

A seção de choque de fotofissão pode ser conectada com a seção de choque de captura de um fóton pela seguinte relação:

$$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_C(\gamma) G_f = \sigma_C(\gamma) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_{\gamma}} \quad (3)$$

Abaixo do limiar para emissão de nêutrons somente a desexcitação por emissão gama compete com a fissão, pois $G_n = 0$ e a equação (3) assume a forma:

$$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_C(\gamma) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_{\gamma}} \quad (4)$$

Abaixo da barreira para fissão e do limiar para emissão de nêutrons, a re emissão de raios γ é o único modo de desexcitação. Quando a energia de excitação se aproxima do tópo da barreira de fissão, esta começa a competir mensuravelmente com as reações γ, γ' . Isto ocorre porque a probabilidade de fissão G_f , é uma função rapidamente crescente da energia nessa região, enquanto a probabilidade de desexcitação por emissão γ, G_γ , altera-se lentamente com a energia. A largura para emissão de radiação gama apresenta uma pequena variação tanto com respeito a diferentes núcleos, quanto com respeito à energia do nível nuclear. Das larguras das ressonâncias para captura de nêutrons térmicos em núcleos pesados foram obtidos valores de Γ_γ que variam entre 0,023 e 0,043eV (St57). Uma vez excedido o limiar de fotofissão, a largura de fissão Γ_f torna-se muito maior que a largura Γ_γ , de modo que a emissão gama não é mais um competidor importante (Gi56).

Dessas considerações conclui-se que, para o intervalo das energias de excitação nuclear abaixo do limiar das reações (γ, n) e acima do limiar das reações (γ, f) , a equação (4) fica reduzida praticamente a:

(5)

$$\sigma_{\gamma, f} = \sigma_C(\gamma)$$

Nesse intervalo de energias, portanto, a seção de choque de fotofissão observada está próxima da seção de choque de absorção total para fótons. Para energias acima do limiar (γ, n) a equação (3) reduz-se a:

(6)

$$\sigma_{\gamma, f} = \sigma_C(\gamma) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}$$

ou ainda,

(7)

$$\sigma_{\gamma, f} = (\sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, f}) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n}$$

desenvolvendo vem:

$$(\Gamma_f + \Gamma_n) \sigma_{\gamma, f} = (\sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, f}) \Gamma_f$$

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} + 1\right) \sigma_{\gamma,f} = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,f}$$

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,f}}{\sigma_{\gamma,f}} - 1$$

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{\sigma_{\gamma,n}}{\sigma_{\gamma,f}} \quad (8)$$

Esta expressão relaciona, então, as seções de choque experimentais com a razão Γ_n/Γ_f .

II.3 - DEPENDÊNCIA DA RAZÃO Γ_n/Γ_f NA ENERGIA DE EXCITAÇÃO

A dependência da largura da fissão Γ_f na energia de excitação foi discutida teoricamente por Bohr e Wheeler (Boh39), Fujimoto e Yamaguchi (Fuj50), Geilikman (Ge55), Dostrowsky (Do58a), Willets (W159) e Huizenga (Hui62). Entretanto, em todos êsses trabalhos prevalece sempre aquela dependência dada pelo trabalho clássico de Bohr e Wheeler, embora alguns autores tenham feito cálculos partindo de idéias um pouco diferentes (W159).

A largura de fissão utilizada nesta tese será, então, aquela obtida por Bohr e Wheeler através do seguinte raciocínio:

Considere-se um conjunto de núcleos, todos tendo energia de excitação entre E e $E + dE$. O número de núcleos é escolhido exatamente igual ao número $\rho(E)dE$ de níveis nesse intervalo de energias, de modo que exista um núcleo em cada estado.

O número de núcleos que se divide por unidade de tempo será, então, $\rho(E)dE\lambda_f$, onde λ_f é a probabilidade de ocorrer um processo de fissão por unidade de tempo e é dada por $\lambda_f = \Gamma_f/\hbar$ por analogia à teoria de decaimento α .

Assim, têm-se para o número de núcleos que se dividem na unidade de tempo

$$\rho(E) dE \Gamma_f / \hbar$$

Este número será igual ao número de núcleos no estado de transição que ul trapassam a barreira de fissão por unidade de tempo (W138).

Numa distância unitária medida na direção de fissão existirão:

$$(dp/h) \rho^* \cdot (E - E_f - \epsilon) dE$$

estados quânticos para o conjunto de núcleos cujos momento e energia cinética associada à fissão têm valores nos intervalos dp e $d\epsilon = v dp$, respectivamente.

Aqui ρ^* é a densidade desses níveis no núcleo composto no estado de transição que provém da excitação de todos os graus de liberdade, além da própria fissão.

No instante inicial têm-se somente um núcleo em cada um dos estados quânticos em questão e, conseqüentemente, o número de fissões por unidade de tempo será:

$$dE \int v (dp/h) \rho^* (E - E_f - \epsilon) = dE N^*/h \quad (9)$$

onde N^* é o número de níveis no estado de transição disponível com uma dada energia de excitação.

Comparando com a expressão original, para esse número obtém-se:

$$\rho(E) dE \Gamma_f / \hbar = dE N^*/h$$

$$2\pi \rho(E) dE \Gamma_f = dE N^*$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int v dp \rho^* (E - E_f - \epsilon)$$

como,

$$dp = \frac{d\epsilon}{v}$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E-E_f} \rho^* (E - E_f - \epsilon) d\epsilon \quad (10)$$

onde,

$\rho(E)$ é a densidade de níveis do núcleo composto excitado antes da fissão

$\rho^*(E-E_f-\epsilon)$ é a densidade de níveis do núcleo altamente deformado no ponto de ruptura

E_f é a energia limiar da fissão

e,

E é a energia de excitação.

Em 1959, Willets (W159) utilizou o mecanismo de acoplamento de superfície para aproximação do equilíbrio estatístico em núcleos compostos e calculou a largura de fissão, através da expressão:

$$\Gamma_f = \frac{\hbar \text{ (nº efetivo de canais abertos)}}{\text{(período vibracional)} \text{ (nº total de estados da partícula)}} = \frac{\hbar}{2\pi/\omega_v} \frac{n}{N}$$

onde,

ω_v é a frequência vibracional coletiva; o número n , de canais abertos, é a soma sobre todos os canais, (estados da partícula) pesados pela penetrabilidade P ;

N é o número total de estados da partícula, mas não é o número total de estados, uma vez que, nessa representação, cada estado de partícula tem estados vibracionais construídos sobre ele. Para grandes excitações a maior parte dos estados que se vêem são estados vibracionais e, assim:

$$N = \hbar\omega_v/D$$

sendo,

D o espaçamento do nível observado na energia de excitação E

e, N o número de estados da partícula com energia menor que E .

Isto conduz à expressão para o número efetivo de canais abertos:

$$n = 2\pi \Gamma_f / D$$

que é idêntica à expressão de Bohr e Wheeler.

A largura para emissão de nêutrons, Γ_n , foi calculada inicialmente por Weisskopf (We37), através da aplicação de métodos estatísticos no cálculo de processos nucleares.

De acôrdo com Weisskopf pode-se calcular a probabilidade por unidade de tempo $W_n(\epsilon) d\epsilon$ de um núcleo A , excitado a uma energia E_A , emitindo um nêutron com energia cinética entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$, transformar-se num núcleo B com uma energia de excitação $E_B = E_A - B_n - \epsilon$, sendo B_n a energia de ligação do nêutron.

Esta probabilidade pode, possivelmente, depender das particularidades do nível inicial excitado de A . Entretanto, o que se entende por $W_n(\epsilon) d\epsilon$ é a média dessa probabilidade sobre todos os estados excitados de A , cuja energia está nas vizinhanças de E_A . A probabilidade $W_n(\epsilon) d\epsilon$ não tem, obviamente, um significado, a não ser que o intervalo $d\epsilon$ seja escolhido tão grande que exista um grande número de níveis do núcleo B com energias entre E_B e $E_B + d\epsilon$. Para que uma função contínua $W_n(\epsilon)$ seja obtida, é necessário fazer uma média sobre todos os estados finais. Faz-se a hipótese de que sempre o intervalo $d\epsilon$ é muito maior do que a distância entre os níveis do núcleo nos estados excitados considerados.

É possível dar-se uma expressão para $W_n(\epsilon) d\epsilon$ como função da seção de choque correspondente ao processo inverso, isto é, da seção de choque média $\sigma(E_A, \epsilon)$ para a colisão de um nêutron de energia ϵ com um núcleo $B(E = B_n - \epsilon)$ produzindo um núcleo composto $A(E_A)$. Pode-se escrever:

(11)

$$W_n(\epsilon)d\epsilon = \frac{\sigma(E, \epsilon) g m \epsilon W_B(E_B)d\epsilon}{\pi^2 \hbar^3 W_A(E_A)}$$

onde,

$W_A(E)dE$ e $W_B(E)dE$ são os números de níveis dos núcleos A e B, respectivamente, entre E e E + dE, sendo as energias medidas a partir do nível fundamental do particular núcleo em consideração

m é a massa da partícula emitida (no caso nêutron)

\hbar é a constante de Planck dividida por 2π

e,

g denota o número de estados para o "spin" da partícula considerada (g = 2 para nêutrons e prótons).

A probabilidade para emissão de nêutrons ou largura para nêutrons é dada por:

$$\Gamma_n = \hbar \int_0^{E-B_n} W_n(\epsilon)d\epsilon \quad (12)$$

onde,

$W_n(\epsilon)d\epsilon$ é dado pela equação (11)

(13)

$$W_n(\epsilon)d\epsilon = \frac{\sigma(E, \epsilon) g m \epsilon \cdot \rho(E - B_n - \epsilon)}{\pi^2 \hbar^3 \rho(E)} d\epsilon$$

sendo,

E a energia de excitação

$\rho(E)$ a densidade de níveis do núcleo composto

e,

$\rho(E - B_n - \epsilon)$ a densidade de níveis do núcleo residual após a emissão do nêutron.

A seção de choque para a reação inversa para nêutrons foi tomada por alguns autores como a seção de choque geométrica do núcleo produto (Do58). Porém, essa aproximação só é boa para nêutrons de energia relativamente alta (dezenas de MeV), pois a seção de choque para nêutrons aumenta em energias baixas. Dostrowsky (Do59) aproximou a dependência da seção de choque de captura de nêutrons na energia e no número de massa, como dada pela teoria do contínuo (Bl52).

A equação empírica adotada para isto é a seguinte:

(14)

$$\sigma(\epsilon)/\sigma_g = \alpha(1 + \beta/\epsilon)$$

onde,

$$\alpha = 0,76 + 2,2 A^{-1/3}$$

e,

$$\beta = (2,12 A^{-2/3} - 0,050)/(0,76 + 2,2 A^{-1/3}) \text{ MeV}$$

σ_c e σ_g são as seções de choque de captura e geométrica, respectivamente. No cálculo de $\sigma_g = \pi R^2$, o raio nuclear é tomado como $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm. Entretanto, para núcleos pesados, $A > 200$, a quantidade $\frac{\sigma(\epsilon)}{\pi R^2}$ é praticamente independente da energia dos nêutrons, para o intervalo de 0,05 a 30 MeV e com boa aproximação tem o valor constante 1.

Assim,

(15)

$$\sigma(\epsilon) = \pi R^2 = \pi r_0^2 A^{2/3}$$

As larguras para emissão de nêutron e fissão, bem como a sua razão Γ_n/Γ_f podem, portanto, ser calculadas desde que se façam hipóteses sobre o comportamento de densidade de níveis com a energia de excitação.

II.4 - HIPÓTESES PARA O CÁLCULO DA DENSIDADE DE NÍVEIS

Os níveis de energia de um núcleo pesado são muito pouco espaçados e seu espaçamento decresce rapidamente com o aumento da energia. A fim de se encontrar expressões teóricas para o tamanho desse espaçamento e sua dependência na energia de excitação deve-se adotar algum modelo para o núcleo.

Podem ser utilizadas as densidades de níveis:

- a) do gás de Fermi;
- b) da gota líquida;
- c) supondo a temperatura nuclear constante.

Um dos primeiros autores que calculou a densidade de níveis foi Bethe (Bet37) utilizando os modelos a) e b) que partem de hipóteses antagônicas.

O modelo do Gás de Fermi supõe as partículas livres e considera a energia total do núcleo igual à soma das energias das partículas individuais. Isto implica em se supor a interação entre as partículas como sendo fraca.

O modelo da Gota Líquida, por sua vez, considera a interação entre as partículas individuais como forte ou, mais precisamente, considera a energia de interação grande quando comparada à energia cinética das partículas. O núcleo, em primeira aproximação, corresponderia à gota líquida, com as distâncias entre as partículas vizinhas sendo quase constantes todo o tempo. Em ambos os casos o problema nuclear é tratado como um problema estatístico.

Segundo Bethe ao se tomar um dos modelos nucleares acima citados, os princípios do cálculo da densidade de níveis permanecem inalterados, uma vez que eles provêm da Mecânica Estatística. A única mudança que deve ser feita é a utilização da relação de dependência da energia de excitação na temperatura nuclear, que possui formas distintas.

Mais recentemente, Fong (Fo56) propôs para a fissão uma teoria que se baseia no modelo Estatístico do Núcleo Composto. Com isso, obtém-se a densidade de níveis que foi, anteriormente, chamada do Gás de Fermi.

Em 1962, Huizenga e Vandebosch (Huiz62a) fizeram a hipótese da temperatura nuclear constante e, baseados nisso, obtiveram também, uma densidade de níveis chamando a esse modelo de "modelo da Temperatura Constante(c)".

$$\rho(E) = C \exp (E/T)$$

II.4.1 - Cálculo da Densidade de Níveis, segundo os Modelos do Gás de Fermi e da Gôta Líquida

Como foi dito, a densidade de níveis pode ser calculada partindo-se de conceitos de Mecânica Estatística, sem especificar o modelo, a não ser no final do cálculo.

Pode ser então demonstrado como está feito no Apêndice A, que a densidade de níveis apresenta a forma:

$$\rho(E) = \exp \left[\left(\frac{n}{n-1} \right) (\alpha E^{n-1})^{\frac{1}{n}} \right] \times \frac{1}{(2\pi n)^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{E^{n+1}} \right)^{\frac{1}{2n}} \quad (16)$$

sendo,

E a energia de excitação

α o parâmetro da densidade de níveis

n um número.

Na demonstração dessa fórmula foi feita a hipótese de que a energia de excitação depende da temperatura, de acordo com uma lei de potência

$$E = \alpha T^n$$

onde,

T é a temperatura nuclear.

Segundo Bethe, esta relação é satisfeita para o modelo do Gás de Fermi se $n = 2$. $E = \alpha T^2$ e para o modelo da Gôta Líquida quando $n = \frac{7}{3}$, se as energias de excitação forem baixas, e $n = 4$ para altas temperaturas. Portanto, para o modelo do Gás de Fermi tem-se, para a densidade de níveis:

$$\rho(E) = \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{E^3}\right)^{1/6} \exp \left[2 (\alpha E)^{1/2} \right] \quad (17)$$

a, desprezando-se a variação com a energia na parte fora da exponencial, que é muito lenta frente à exponencial, têm-se:

$$\rho(E) = C \exp \left[2 (\alpha E)^{1/2} \right] \quad (18)$$

Para o modelo da Gôta Líquida têm-se:

$$\rho(E) = \frac{1}{(2\pi)^{7/2}} \left(\frac{\alpha}{E^{10/3}}\right)^{3/14} \exp \frac{7}{4} \alpha^{3/7} E^{4/7} \quad (19)$$

Aproximando-se a parte que se encontra fora da exponencial a uma constante, têm-se:

$$\rho(E) = C' \exp \frac{7}{4} \alpha^{3/7} E^{4/7} \quad (20)$$

II.4.2 - Cálculo da Densidade de Níveis, segundo o Modelo Estatístico

De acôrdo com Fong, a fissão nuclear pode ser interpretada pelo modelo Estatístico do núcleo composto, sendo a probabilidade de um modo de fissão proporcional à densidade de estados quânticos. Para se calcular a densidade de estados quânticos, aproxima-se a configuração nuclear correspondente a um modo de fissão, dando duas massas A_1 e A_2 , por dois núcleos esféricos A_1 e A_2 em contato estático, cada um excitado por uma energia E_1 e E_2 , respectivamente. A densidade de estados quânticos de um tal sistema de dois núcleos é proporcional a seu produto. Para a densidade de níveis de um núcleo de massa A excitado por uma energia E têm-se, pelo modelo Estatístico:

$$\rho(E) = C \exp \left[2 (\alpha E)^{1/2} \right] \quad (21)$$

sendo os parâmetros α e C dependentes do número de massa A .

Para o sistema de dois núcleos obtidos na fissão a densidade de níveis é dada por:

$$\rho(E) = C_1 \exp \left[2(\alpha_1 E_1)^{1/2} \right] \cdot C_2 \exp \left[2(\alpha_2 E_2)^{1/2} \right] \quad (22)$$

Como os dois fragmentos estão em contato devem ter a mesma temperatura. De acordo com o modelo Estatístico de núcleo $E = \alpha T^2$ (caso do Gás de Fermi).

Assim,

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\alpha_1 T_1^2}{\alpha_2 T_2^2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \quad (23)$$

chamando-se a energia total de excitação, soma de E_1 e E_2 , de E têm-se

$$\rho(E) = C_1 C_2 \exp 2 \sqrt{(\alpha_1 + \alpha_2)E} \quad (24)$$

que é a mesma fórmula obtida por Bethe, no caso do modelo do Gás de Fermi.

II.5 - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f

II.5.1 - Modelo do Gás de Fermi

Substituindo-se a densidade de níveis do gás de Fermi, dada pela equação (18), nas expressões (10) e (12), que dão as larguras para fissão e para emissão de nêutrons, respectivamente, obtém-se após a integração (Apêndice B):

$$\Gamma_f = \frac{1}{4\alpha_f \pi \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \left[\left[2\alpha_f^{1/2} (E-E_f)^{1/2} - 1 \right] \exp \left[2\alpha_f^{1/2} (E-E_f)^{1/2} \right] + 1 \right] \quad (25)$$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0 \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \left[\frac{E-B_n}{2\alpha_n} - \frac{3}{4\alpha_n^2} + \frac{1}{\alpha_n} \left[(E-B_n) - 3 \frac{(E-B_n)^{1/2}}{2\alpha_n} + \frac{3}{4\alpha_n} \right] \exp \left[2\alpha_n^{1/2} (E-B_n)^{1/2} \right] \right] \quad (26)$$

onde,

$$K_0 = \frac{h^2}{2m r_0^2}$$

sendo,

r_0 o parâmetro do raio nuclear

Os subscritos de α , α_f , α_n e α_c , caracterizam o parâmetro da densidade de níveis para o ponto de sela da fissão, para o núcleo residual após a emissão do nêutron e para o núcleo composto excitado.

A razão da competição entre a emissão de nêutrons e a fissão, Γ_n/Γ_f é obtida dividindo-se (25) e (26):

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{A^{2/3} 4\alpha \left[\frac{(E-B_n)}{2\alpha} - \frac{3}{4\alpha^2} + \frac{1}{2} \left[(E-B_n) - 3 \frac{(E-B_n)^{1/2}}{2\alpha^{1/2}} + \frac{3}{4\alpha} \right] \right] \exp \left[2\alpha^{1/2} (E-B_n)^{1/2} \right]}{K_0 \left[\left[2\alpha^{1/2} (E-E_f)^{1/2} - 1 \right] \exp \left[2\alpha^{1/2} (E-E_f)^{1/2} \right] + 1 \right]} \quad (27)$$

Nesses cálculos foi feita a hipótese de que o parâmetro da densidade de níveis no núcleo deformado no ponto de sela, α_f , é igual ao parâmetro de densidade de níveis do núcleo que emitiu o nêutron, α_n . Existe, entretanto, alguma evidência de que o parâmetro da densidade de níveis α dependa da camada. Com isso, pode-se esperar que α_n , para núcleos na região do chumbo, difira de α_f de uma maneira significativa. Para os núcleos de números de massa $A = 238$ e $A = 232$ foi entretanto, utilizado o valor $\alpha_f = \alpha_n = 10,5 \text{ MeV}^{-1}$. Este valor foi obtido por Vandebosch (Va61) que fez um ajuste da seção de choque experimental da reação $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}(\text{Kn58})$, através do método da Monte Carlo e baseado no modelo da evaporação de Weisskopf para emissão de nêutrons.

Ao se utilizar os valores $(E-B_n)$ e $(E-E_f)$ para os núcleos, deve-se levar em consideração o caráter par ou ímpar do núcleo.

No caso de núcleos par-ímpar ou ímpar-par é usual fazer-se a suposição de

que a densidade de níveis aumenta mais ou menos uniformemente a partir do estado fundamental do núcleo. Enquanto que nos núcleos par-par o emparelhamento de partículas produz uma "lacuna" (gap) entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado. Mesmo assim, faz-se a hipótese de que a densidade de níveis para núcleos par-par acima da lacuna de níveis é dada pela mesma lei seguida no caso dos núcleos ímpares. Evidências dessa lacuna em núcleos pesados foram obtidas pela análise da seção de choque de captura radioativa de núcleos par-par como o ^{232}Th e o ^{238}U (La57).

Quando a emissão de um nêutron leva a um núcleo produto par-par, deve ser adicionada uma correção Δ a B_n obtendo-se $B'_n = B_n + \Delta$, chamada energia de ligação efetiva, uma vez que os níveis intrínsecos não serão alcançados, até que a energia de excitação seja suficiente para alcançar níveis acima da lacuna, isto é, $E \geq B_n + \Delta$.

Uma correção deve ser também aplicada à quantidade $(E - E_f)$ para núcleos fissionáveis par-par. No ponto de sela essa correção é difícil de ser estimada, mas a sua necessidade ficou plenamente evidenciada experimentalmente (No59). Adiciona-se, então, uma correção Δ_f ao limiar de mais baixa energia da fissão, E_f .

Os núcleos aqui estudados, ^{238}U e ^{232}Th , após a emissão do nêutron são ímpares, portanto B_n não necessita correção sendo $B'_n = B_n$. Para a fissão, entretanto, os núcleos que se fissionam são pares e têm-se $E'_f = E_f + \Delta_f$.

$$\text{Para o } ^{238}\text{U} \quad \left| \begin{array}{l} B_n = 5,97 \text{ MeV} \\ E'_f = 5,60 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

$$\text{Para } ^{232}\text{Th} \quad \left| \begin{array}{l} B_n = 6,35 \text{ MeV} \\ E'_f = 6,16 \text{ MeV} \end{array} \right.$$

tomando-se a correção como sendo da ordem de 1 MeV (En62).

Levando-se em consideração essas correções, a expressão (27) reduz-se à expressão abaixo, quando o ^{238}U e o ^{232}Th são excitados por radiação gama.

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{A^{2/3} 4\alpha}{K_0} \frac{\left[\frac{(E-B_n)}{2\alpha} - \frac{3}{4\alpha^2} + \frac{1}{\alpha} \left[(E-B_n) - 3 \frac{(E-B_n)^{1/2}}{2\alpha^{1/2}} + \frac{3}{4\alpha} \right] \cdot \exp \left[2\alpha^{1/2} (E-B_n)^{1/2} \right] \right]}{\left[\left[2\alpha^{1/2} (E-E'_f)^{1/2} - 1 \right] \exp \left[2\alpha^{1/2} (E-E'_f)^{1/2} + 1 \right] \right]} \quad (28)$$

Os valores de Γ_n/Γ_f calculados pela expressão (28) para os elementos ^{238}U e ^{232}Th estão nas figuras (1) e (2). Nesses cálculos Δ_f foi tomado da ordem de 1 MeV (En62), embora alguns autores dêem o valor 1,44 MeV (G155) (Hy64).

II.5.2 - Modelo da Gôta Líquida

De maneira análoga à sessão anterior, pode-se substituir a densidade de níveis da gôta líquida dada pela equação (20) nas equações (10) e (12). Nesse caso, entretanto, as expressões obtidas devem ser integradas numericamente (Apêndice C).

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi \exp\left(\frac{7}{4} \alpha'^{3/7} E^{4/7}\right)} \int_0^{E-E'_f} \exp\left[\frac{7}{4} \alpha'^{3/7} (E-E'_f - \epsilon)^{4/7}\right] d\epsilon \quad (29)$$

e,

$$\Gamma_n = \frac{r_0^2 A^{2/3} g m}{\hbar^2} \int_0^{E-B_n} \frac{\epsilon \exp\left[\frac{7}{4} \alpha'^{3/7} (E-B_n - \epsilon)^{4/7}\right]}{\exp\left(\frac{7}{4} \alpha'^{3/7} E^{4/7}\right)} d\epsilon \quad (30)$$

A constante α' , neste caso, deve ser utilizada nas unidades corretas não tendo, portanto, o mesmo valor de α do caso da densidade de níveis do gás de Fermi, embora seu valor numérico seja obviamente da mesma ordem de grandeza. Como não foi possível obter-se na literatura um valor para α' , calculou-se a razão Γ_n/Γ_f para α' variando de 1 a 20. Esses cálculos para o ^{238}U e ^{232}Th encontram-se nas figuras (3) e (4), sendo que para valores de α' próximos de 10 os resultados não diferem muito do modelo do Gás de Fermi.

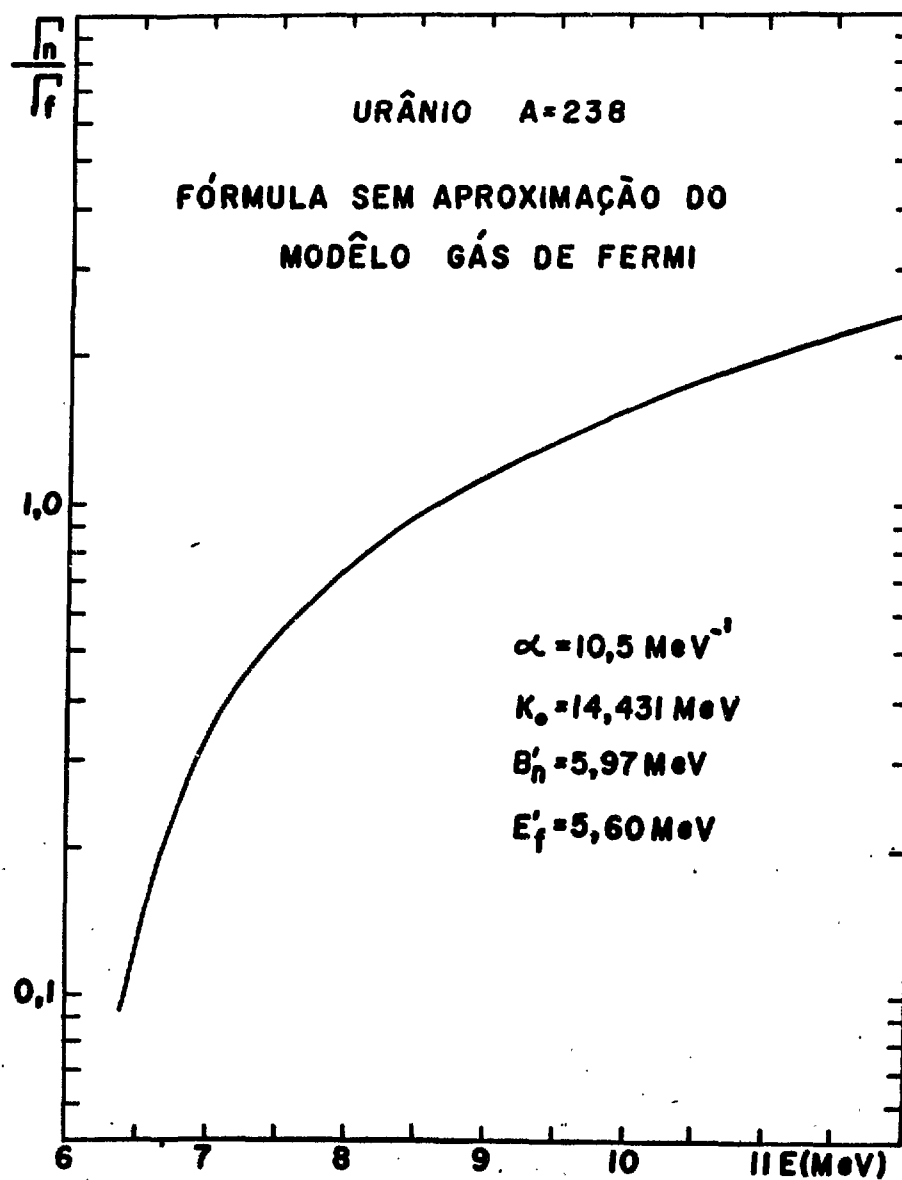


fig. 1

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o urânio pelo modelo do Gás de Fermi.

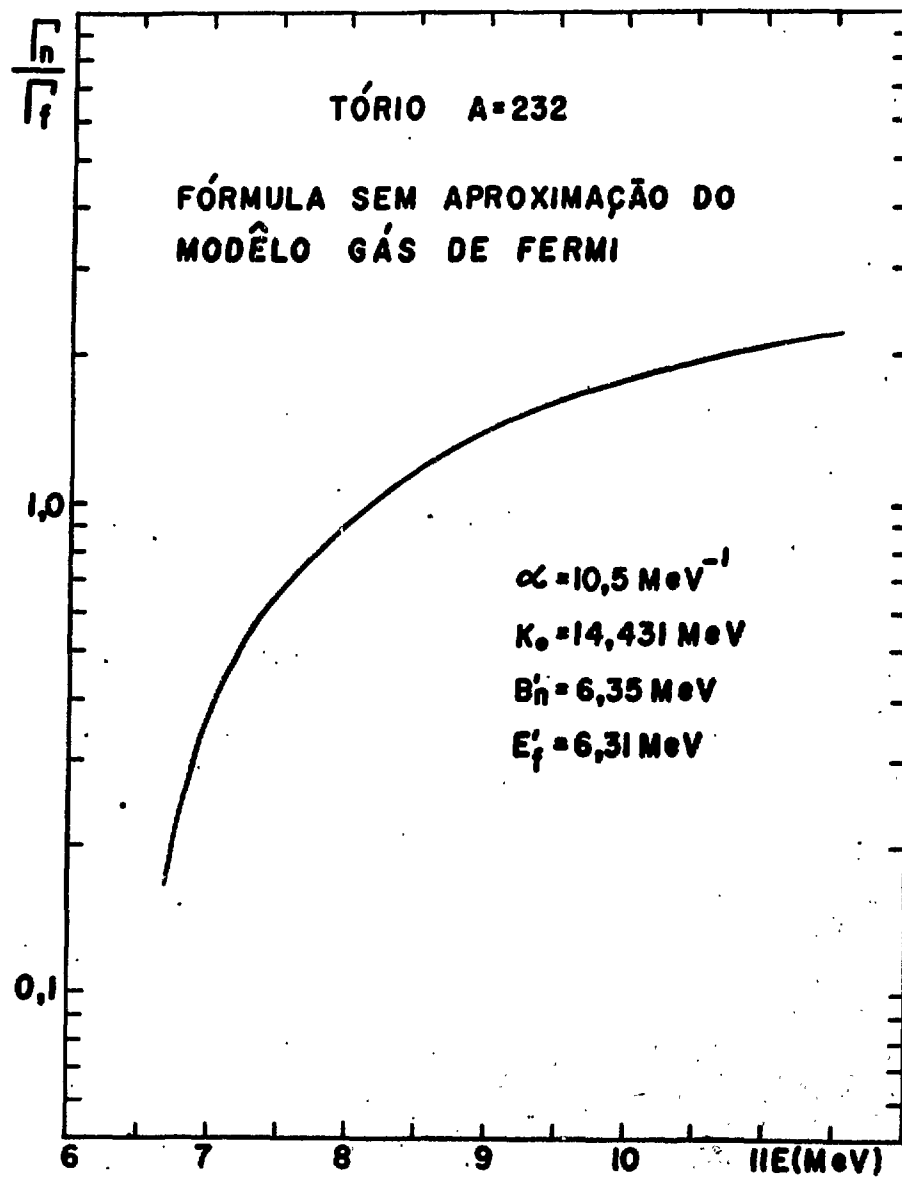


fig. 2

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o tório pelo modelo do Gás de Fermi.

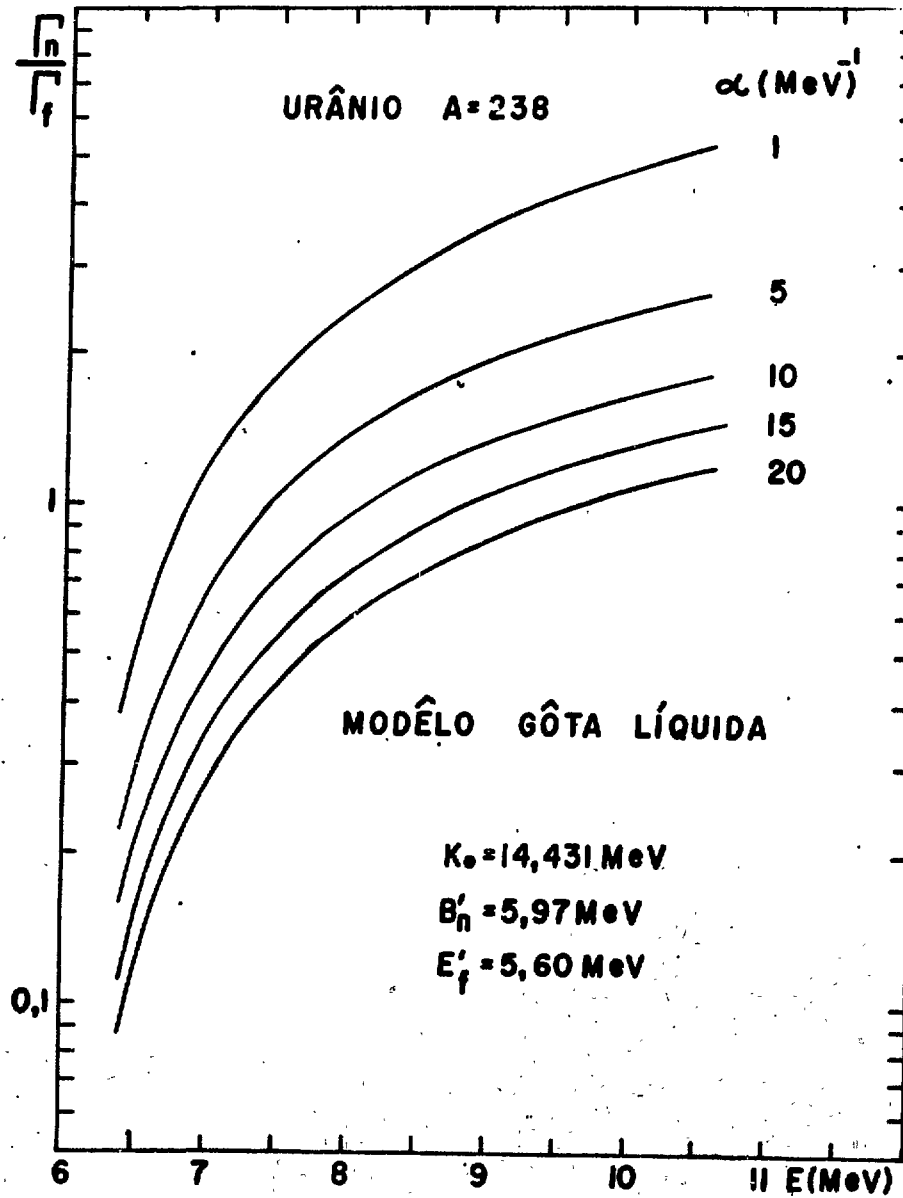


fig. 3

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o urânio pelo modelo da Gôta Líquida para vários valores de α .

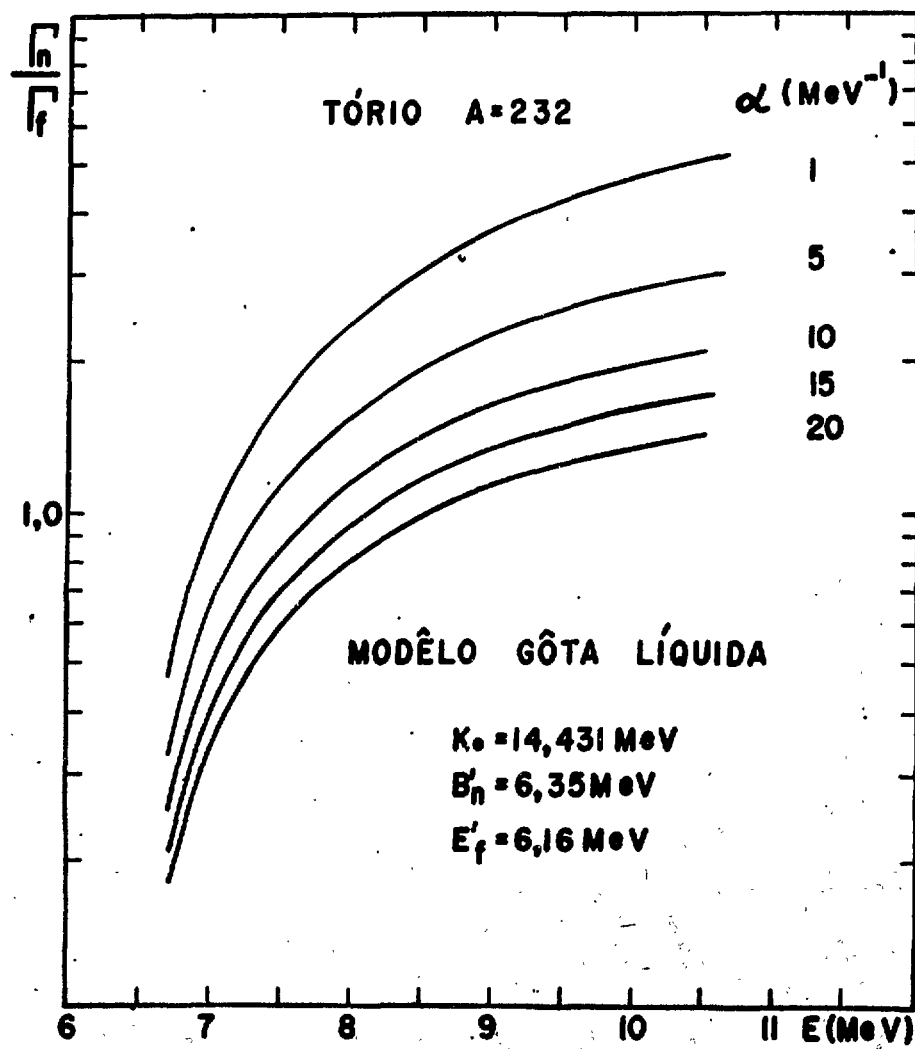


fig. 4

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o tório pelo modelo da Gôta Líquida para vários valores de α .

II.5.3 - Largura de Fissão e de Nêutrons, segundo o Modelo da Temperatura Constante

Em 1950 Fujimoto e Yamaguchi (Fuj50) calcularam as larguras de nêutron e fissão supondo a temperatura nuclear dada por:

(31)

$$T \approx 3,17 \sqrt{E/A}$$

e, fazendo as hipóteses: a) a densidade de níveis do núcleo que se fissiona, $\rho(E)$, e a densidade de níveis do núcleo no ponto de sela, $\rho^*(E-E_f-\epsilon)$ são iguais; b) a densidade de níveis é dada pelo modelo do Gás de Fermi; que obtiveram:

(32)

$$\Gamma_f(E) \approx \frac{T}{2\pi} e^{-E_f/T}$$

e,

(33)

$$\Gamma_n(E) \approx \frac{A^{2/3} T^2}{2\pi K_0} e^{-B_n/T}$$

com,

$$K_0 = \frac{\hbar^2}{2m r_0^2} \approx 10 \text{ MeV}$$

Relacionando-se (32) com (33) obtêm-se a fórmula (34), que é aproximada

(34)

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{A^{2/3} T}{10} \exp \left[(E_f' - B_n') T \right]$$

A razão Γ_n/Γ_f dada por essa fórmula foi calculada para o ^{238}U e ^{232}Th para várias temperaturas, sendo êsses resultados encontrados nos gráficos (5) e (6). Nesses cálculos, a correção em E_f foi também tomada da ordem de 1 MeV (Jac56).

De acôrdo com a fórmula (31), que relaciona a temperatura com a energia de excitação, têm-se que para $A = 238$ a temperatura varia de 0,54 MeV a 0,61 MeV quando as energias de excitação variam de 7 MeV a 9 MeV, sendo essas as ordens de grandeza das energias de excitação desse trabalho. Por

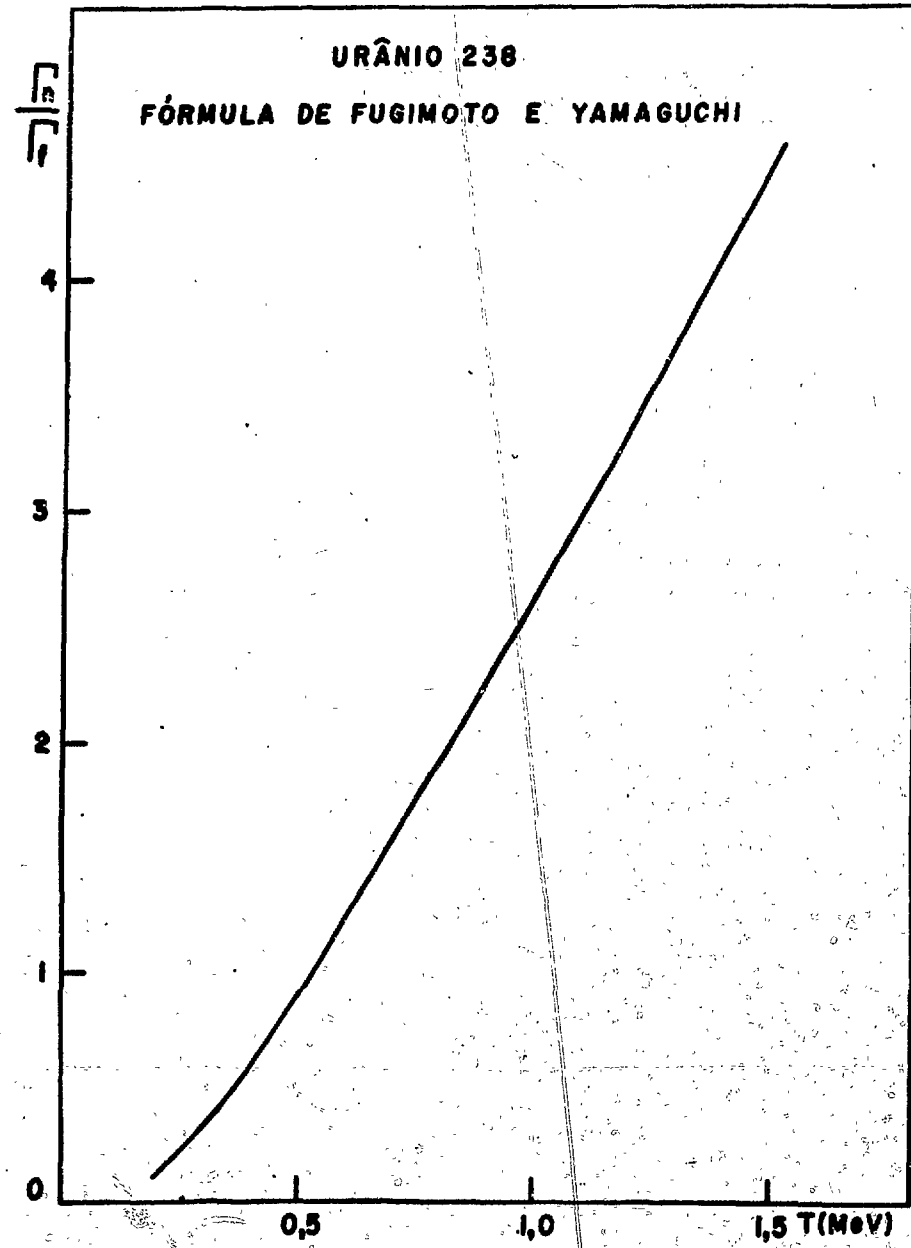


fig. 5

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o urânio
pela fórmula de Fujimoto e Yamaguchi

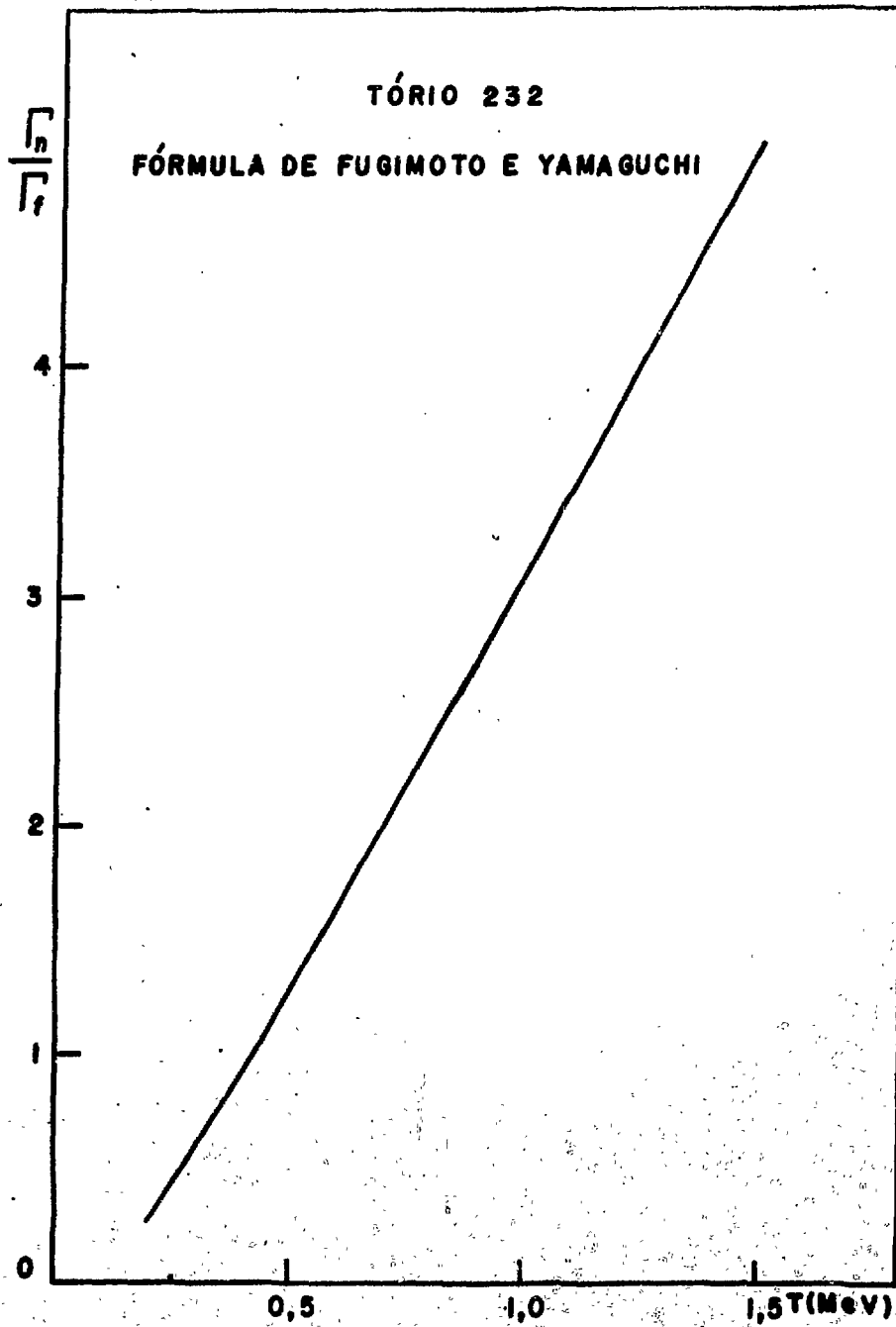


fig. 6

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o tório
pela fórmula de Fujimoto e Yamaguchi

tanto, segundo êsses cálculos, Γ_n/Γ_f é aproximadamente constante com as energias da excitação.

Em 1962, Huizenga e Vandebosch (En62), fizeram cálculos mais precisos da razão, supondo a temperatura constante e tomando a densidade de níveis dada por:

$$\rho(E) = C \exp(E/T) \quad (35)$$

Substituindo-se (35) nas equações (10) e (12), que dão as larguras de fissão e para emissão de nêutron e integrando (Apêndice D) obtêm-se para a razão Γ_n/Γ_f a expressão:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \frac{\left[-1 - \left(\frac{E-B_n}{T} \right) + \exp \left[(E-B_n)/T \right] \right]}{\left[-1 + \exp \left[(E-E'_f)/T \right] \right]} \quad (36)$$

Supondo-se $T_n = T_f = T$ e, adotando-se para K_0 o valor 14,431 MeV.

Através dessa fórmula (36), foram feitos cálculos da razão Γ_n/Γ_f para temperaturas variando de 0,2 a 1,5 MeV para o ^{238}U e ^{232}Th , resultados êsses que se encontram nas tabelas (1) e (2).

Para a temperatura de 0,9 MeV e 1,5 MeV no urânio e tório respectivamente, foram feitos os gráficos das figuras (7) e (8), a fim de se examinar o comportamento das curvas. Verifica-se que, quando as energias de excitação excedem de alguns MeV (~3 MeV) a energia limiar para emissão de nêutron, a razão Γ_n/Γ_f torna-se praticamente independente da energia de excitação. De fato, para essas energias a expressão (36) pode ser simplificada, obtendo-se a expressão:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \exp \left[\frac{(E'_f - B_n)}{T} \right] \quad (37)$$

TABELA 1

Urânto-238

	6,40	6,73	6,85	7,23	7,37	7,63	7,72	7,79	7,88	7,91	8,20	8,40	8,60	8,80	9,00
0,20	0,10794	0,14993	0,15659	0,16518	0,16618	0,16699	0,16713	0,16719	0,16726	0,16727	0,16735	0,16737	0,16738	0,16738	0,16738
0,25	0,16197	0,24706	0,26416	0,29149	0,29976	0,29997	0,30075	0,30122	0,30168	0,30180	0,30251	0,30271	0,30281	0,30286	0,30288
0,30	0,20977	0,34260	0,37359	0,43078	0,44159	0,45368	0,45625	0,45785	0,45951	0,45998	0,46293	0,46392	0,46448	0,46479	0,46496
0,35	0,25051	0,43026	0,47659	0,57133	0,59175	0,61673	0,62254	0,62632	0,63036	0,63153	0,63948	0,64251	0,64437	0,64551	0,64621
0,40	0,28490	0,50818	0,56993	0,70609	0,73834	0,73056	0,73105	0,73805	0,80578	0,80807	0,82441	0,83124	0,83576	0,83873	0,84068
0,45	0,31399	0,57655	0,65301	0,83155	0,87694	0,93949	0,95983	0,96698	0,97955	0,98334	1,01153	1,02416	1,03301	1,03916	1,04341
0,50	0,33874	0,63631	0,72643	0,94645	1,00549	1,09023	1,11132	1,12920	1,14753	1,15313	1,19617	1,21656	1,23148	1,24234	1,25019
0,55	0,35996	0,68860	0,79122	1,05074	1,12341	1,23113	1,26129	1,28253	1,30724	1,31487	1,37510	1,40495	1,42761	1,44470	1,45752
0,60	0,37829	0,73411	0,84848	1,14502	1,23094	1,36169	1,39921	1,42595	1,45741	1,46721	1,54628	1,58694	1,61874	1,64347	1,66259
0,65	0,39427	0,77499	0,89923	1,23014	1,32872	1,48202	1,52893	1,55923	1,59759	1,60962	1,70856	1,76100	1,80307	1,83661	1,86321
0,70	0,40830	0,81087	0,94440	1,30704	1,41758	1,59261	1,64478	1,68259	1,72785	1,74213	1,86142	1,92629	1,97944	2,02273	2,05783
0,75	0,42076	0,84283	0,98477	1,37662	1,49839	1,69417	1,75335	1,79654	1,84859	1,86510	2,00480	2,08246	2,14723	2,20097	2,24535
0,80	0,43173	0,87144	1,02101	1,43973	1,57199	1,78741	1,85334	1,90172	1,96036	1,97903	2,13892	2,22949	2,30620	2,37086	2,42512
0,85	0,44161	0,89717	1,05368	1,49711	1,63915	1,87310	1,94546	1,99881	2,06379	2,08457	2,26420	2,36760	2,45637	2,53223	2,59678
0,90	0,45049	0,92042	1,08326	1,54944	1,70058	1,95195	2,03040	2,08850	2,15955	2,18235	2,38112	2,49716	2,59796	2,68513	2,76022
0,95	0,45852	0,94152	1,11015	1,59730	1,75691	2,02463	2,10884	2,17144	2,24829	2,27301	2,49023	2,61861	2,73128	2,82976	2,91550
1,00	0,46582	0,96074	1,13467	1,64119	1,80869	2,09173	2,18139	2,24825	2,33060	2,35717	2,59208	2,73245	2,85675	2,96642	3,06282
1,05	0,47248	0,97832	1,15713	1,68156	1,85640	2,15382	2,24861	2,31950	2,40707	2,43538	2,68723	2,83917	2,97481	3,09548	3,20245
1,10	0,47857	0,99445	1,17776	1,71879	1,90048	2,21137	2,31099	2,38570	2,47821	2,50818	2,77619	2,93927	3,08592	3,21733	3,32472
1,15	0,48417	1,00930	1,19676	1,75322	1,94130	2,26483	2,36902	2,44731	2,54450	2,57604	2,85945	3,03322	3,19050	3,33239	3,45999
1,20	0,48933	1,02301	1,21433	1,78513	1,97919	2,31458	2,42307	2,50476	2,60638	2,63941	2,93746	3,12149	3,28902	3,44106	3,57864
1,25	0,49411	1,03571	1,23061	1,81478	2,01444	2,36098	2,47351	2,55841	2,66422	2,69866	3,01065	3,20449	3,38188	3,54374	3,69103
1,30	0,49853	1,04750	1,24573	1,84240	2,04730	2,40433	2,52068	2,60862	2,71839	2,75417	3,07941	3,28262	3,46949	3,64083	3,79754
1,35	0,50265	1,05848	1,25982	1,86818	2,07800	2,44490	2,56487	2,65566	2,76920	2,80624	3,14408	3,35626	3,55221	3,73270	3,89853
1,40	0,50649	1,06873	1,27297	1,89229	2,10674	2,48294	2,60632	2,69993	2,81692	2,85517	3,20499	3,42572	3,63039	3,81968	3,99433
1,45	0,51008	1,07831	1,28528	1,91488	2,13369	2,51868	2,64328	2,74136	2,86182	2,90121	3,26242	3,49134	3,70436	3,90212	4,08528
1,50	0,51344	1,08728	1,29681	1,93609	2,15901	2,55230	2,68196	2,78047	2,90413	2,94460	3,31666	3,55338	3,77441	3,98030	4,17169

TABELA 2

TABELA 2
Tópicos-232

R	6,40	6,73	6,85	7,23	7,37	7,63	7,72	7,79	7,88	7,91	8,20	8,40	8,60	8,80	9,00
0,20	0,01535	0,24326	0,29792	0,37971	0,39061	0,40002	0,40154	0,40238	0,40315	0,40334	0,40436	0,40458	0,40468	0,40471	0,40473
0,25	0,01737	0,30589	0,38795	0,53738	0,56370	0,59107	0,59642	0,59964	0,60283	0,60370	0,60882	0,61032	0,61107	0,61144	0,61162
0,30	0,01882	0,35404	0,45967	0,67801	0,72374	0,77751	0,78943	0,79699	0,80490	0,80715	0,82167	0,82672	0,82861	0,83124	0,83215
0,35	0,01990	0,39156	0,51681	0,79916	0,86555	0,95058	0,97112	0,98465	0,99935	1,00364	1,03339	1,04509	1,05244	1,05702	1,05985
0,40	0,02074	0,42136	0,56285	0,90230	0,98886	1,10687	1,13720	1,15772	1,18064	1,18749	1,23742	1,25890	1,27341	1,28311	1,28955
0,45	0,02141	0,44548	0,60049	0,99002	1,09543	1,24603	1,28656	1,31456	1,34650	1,35620	1,42277	1,46368	1,48789	1,50501	1,51702
0,50	0,02196	0,46535	0,63171	1,06491	1,18756	1,36920	1,41983	1,45539	1,49660	1,50928	1,60851	1,65677	1,69276	1,71937	1,73889
0,55	0,02241	0,48198	0,65791	1,12926	1,26748	1,47806	1,53840	1,58133	1,63173	1,64739	1,77308	1,83690	1,88619	1,92396	1,95270
0,60	0,02279	0,49607	0,68030	1,18495	1,33714	1,57439	1,64390	1,69386	1,75312	1,77169	1,92380	2,00377	2,06733	2,11750	2,15681
0,65	0,02312	0,50816	0,69952	1,23349	1,39823	1,65988	1,73794	1,79451	1,86220	1,88355	2,06144	2,15769	2,23604	2,29940	2,35030
0,70	0,02340	0,51863	0,71621	1,27609	1,45910	1,73603	1,82200	1,88475	1,96036	1,98434	2,18703	2,29934	2,39262	2,46960	2,53276
0,75	0,02365	0,52780	0,73084	1,31373	1,49989	1,80412	1,89740	1,96589	2,04890	2,07535	2,30164	2,42959	2,53766	2,62842	2,70421
0,80	0,02386	0,53587	0,74376	1,34720	1,54251	1,86527	1,96528	2,03908	2,12899	2,15774	2,40835	2,54934	2,67189	2,77635	2,86492
0,85	0,02406	0,54305	0,75525	1,37713	1,58072	1,92041	2,02662	2,10533	2,20165	2,23056	2,50216	2,65954	2,79611	2,91402	3,01534
0,90	0,02423	0,54945	0,76552	1,40403	1,61515	1,97032	2,08225	2,16551	2,26777	2,30068	2,59000	2,76106	2,91112	3,04214	3,15603
0,95	0,02438	0,55523	0,77477	1,42833	1,64631	2,01568	2,13289	2,22035	2,32813	2,36291	2,67070	2,85473	3,01770	3,16140	3,28757
1,00	0,02452	0,56044	0,78313	1,45038	1,67464	2,05706	2,17914	2,27050	2,38341	2,41992	2,74501	2,94130	3,11659	3,27248	3,41060
1,05	0,02465	0,56518	0,79073	1,47048	1,70049	2,09493	2,22152	2,31649	2,43417	2,47230	2,81359	3,02146	3,20846	3,37606	3,52572
1,10	0,02476	0,56949	0,79767	1,48886	1,72415	2,12971	2,26048	2,35881	2,48093	2,52056	2,87703	3,09582	3,29395	3,47274	3,63352
1,15	0,02487	0,57345	0,80402	1,50574	1,74591	2,16174	2,29640	2,39786	2,52411	2,56515	2,93583	3,16493	3,37362	3,56309	3,73456
1,20	0,02497	0,57708	0,80986	1,52128	1,76597	2,19134	2,32962	2,43398	2,56409	2,60645	2,99047	3,22929	3,44799	3,64764	3,82936
1,25	0,02505	0,58043	0,81525	1,53565	1,78452	2,21876	2,36040	2,46748	2,60121	2,64480	3,04133	3,28933	3,51752	3,72687	3,91841
1,30	0,02514	0,58353	0,82024	1,54895	1,80172	2,24422	2,38902	2,49864	2,63574	2,68049	3,08879	3,34545	3,58263	3,80122	4,00214
1,35	0,02521	0,58640	0,82486	1,56132	1,81771	2,26793	2,41567	2,52767	2,66795	2,71377	3,13315	3,39799	3,64370	3,87108	4,08098
1,40	0,02529	0,58908	0,82917	1,57283	1,83261	2,29006	2,44056	2,55479	2,69804	2,74489	3,17470	3,44727	3,70108	3,93683	4,15329
1,45	0,02535	0,59158	0,83318	1,58339	1,84653	2,31075	2,46384	2,58017	2,72622	2,77403	3,21367	3,49357	3,75506	3,99877	4,22544
1,50	0,02541	0,59391	0,83693	1,59365	1,85927	2,33014	2,48567	2,60398	2,75267	2,80138	3,25030	3,53714	3,80592	4,05723	4,29171

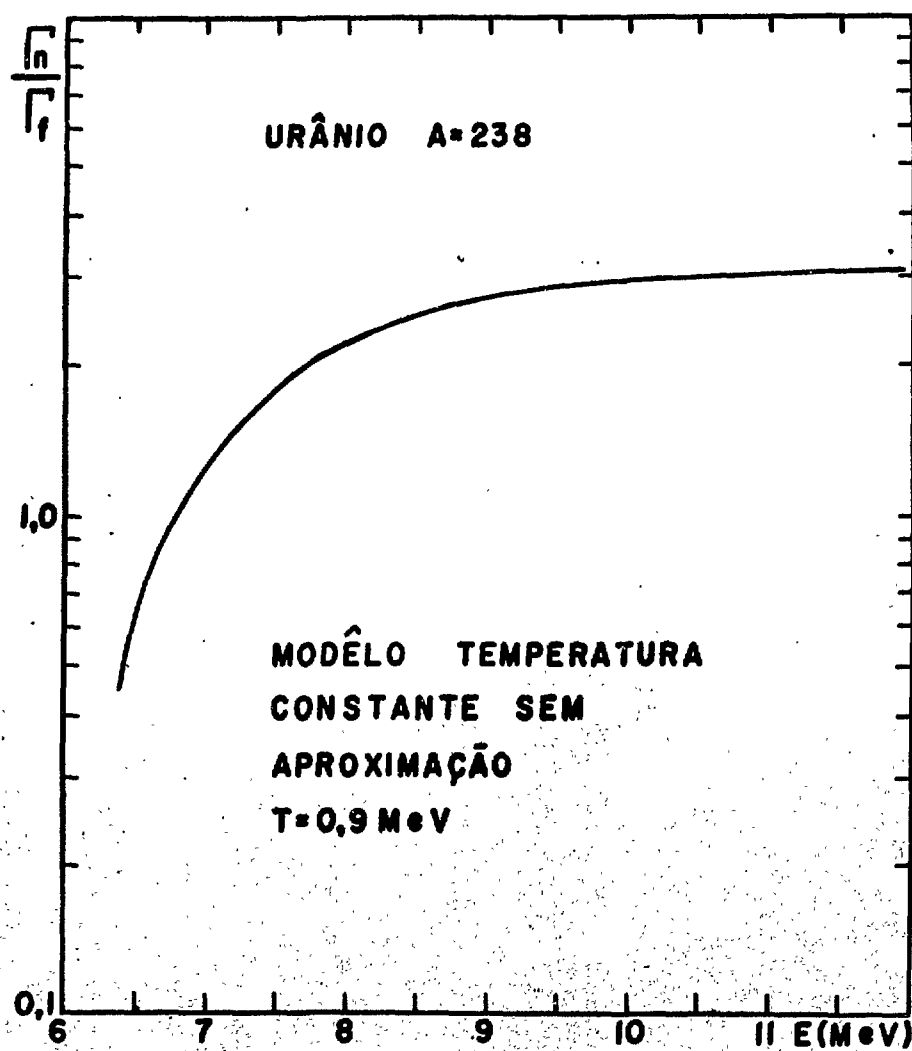


fig. 7

Variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o urânio pelo modelo da Temperatura Constante na temperatura de 0,9 MeV.

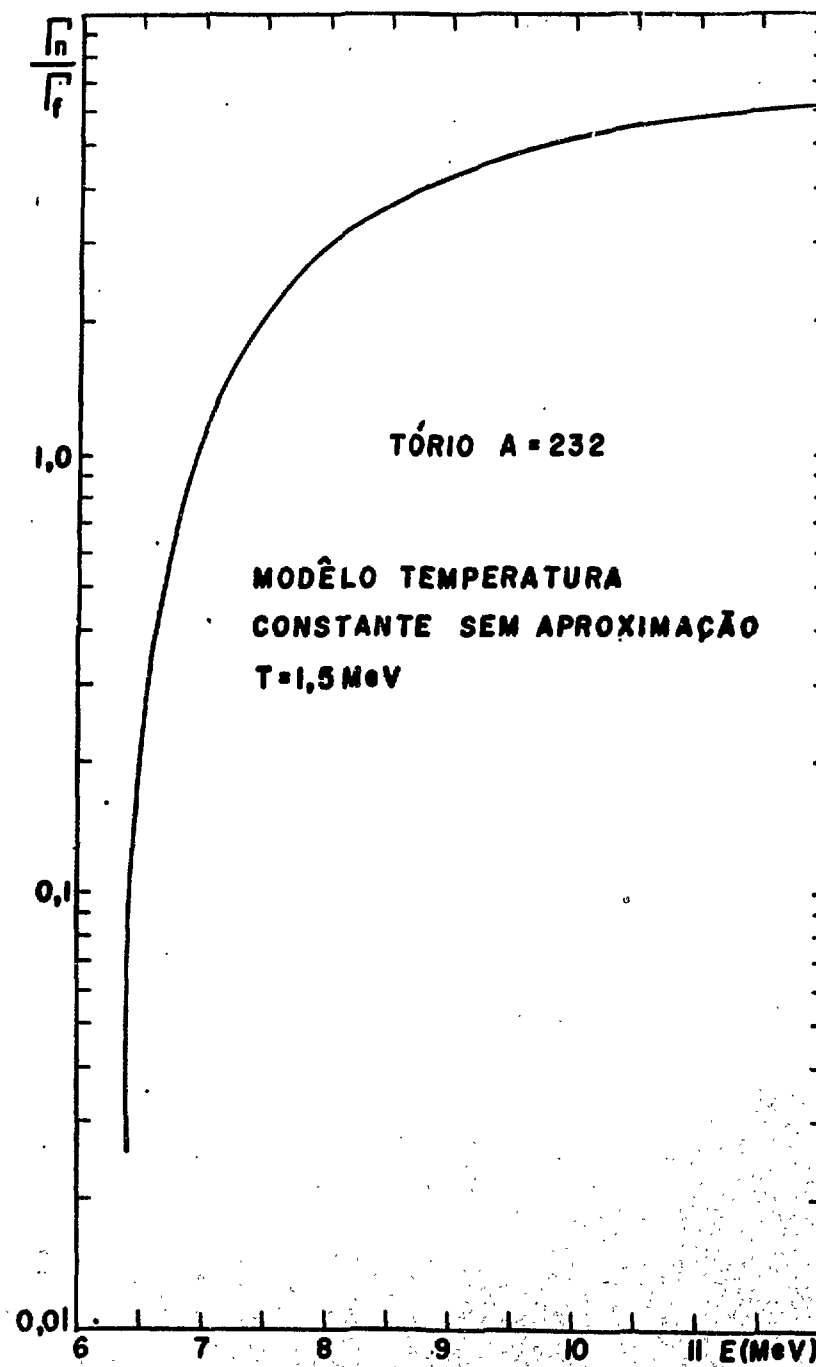


fig. 8

Varição da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação para o tório pelo modelo da Temperatura Constante na temperatura de 1,5 MeV.

Essa expressão (37) é aproximadamente a expressão (34) de Fujimoto a menos do fator $\frac{1}{2}$ e do fator $K_0 = \frac{\pi^2}{2mr_0^2} = 14,431$ MeV e não 10 MeV, como nos cálculos de Fujimoto.

Utilizando-se a fórmula (37), foram feitos os cálculos da razão Γ_n/Γ_f para o ^{238}U e o ^{232}Th para temperaturas de 0,2 a 1,5 MeV, encontrando-se os resultados nos gráficos 9 e 10.

A competição entre a emissão de nêutrons e a fissão dada pelos modelos do Gás de Fermi, da Gôta Líquida e da Temperatura Constante deve ser válida, exatamente, somente em energias de excitação, onde as hipóteses estatísticas são apropriadas e as expressões das densidades de níveis dão uma representação razoavelmente precisa dos números relativos de níveis acima do limiar de fissão e da energia de ligação dos nêutrons. É, portanto, óbvio que as expressões que dão a razão Γ_n/Γ_f , segundo as várias hipóteses, não podem reproduzir exatamente a competição em baixas energias de excitação, onde a fissão provém principalmente do estado de barreira mais baixa, E_f^1 e a emissão de nêutrons deixa o núcleo residual em seu estado fundamental, ou estado rotacional de baixa energia.

É de grande interesse, portanto, a obtenção de dados experimentais na região junto ao limiar de fotofissão e fotonêutrons, a fim de se esclarecer qual o comportamento da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação.

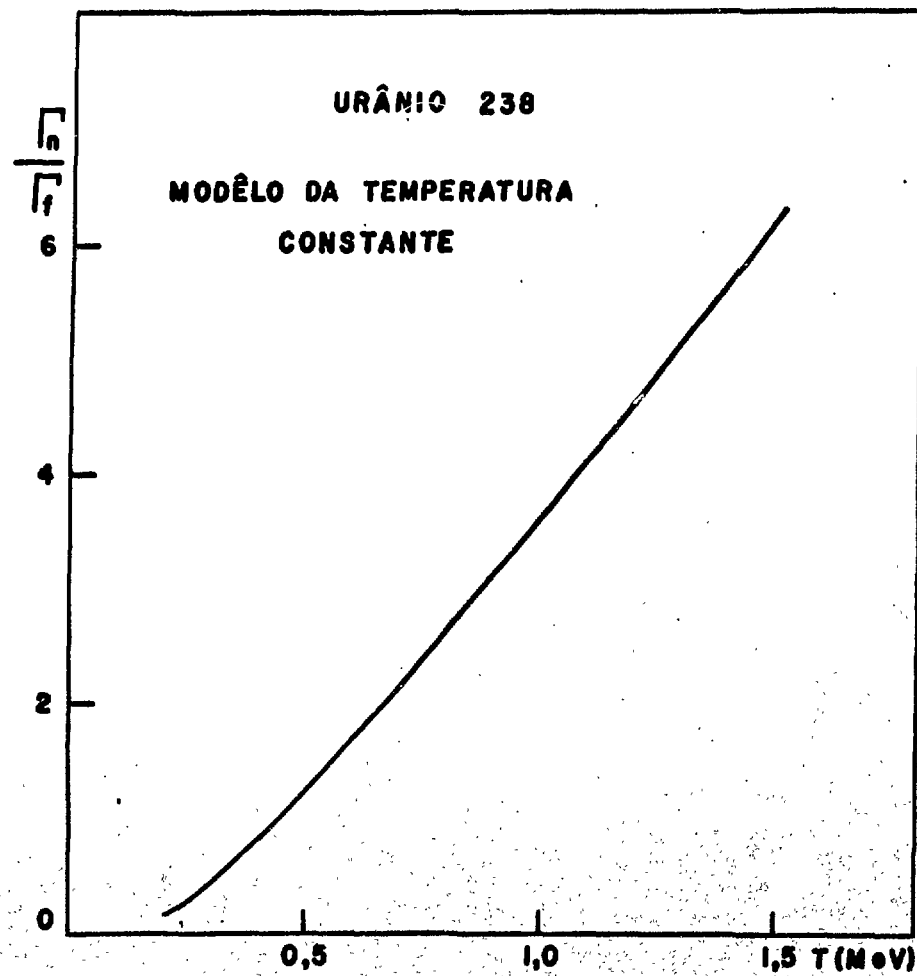


fig. 9

Varição da razão $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ com a temperatura para o ^{238}U
pelo modelo da Temperatura Constante aproximado

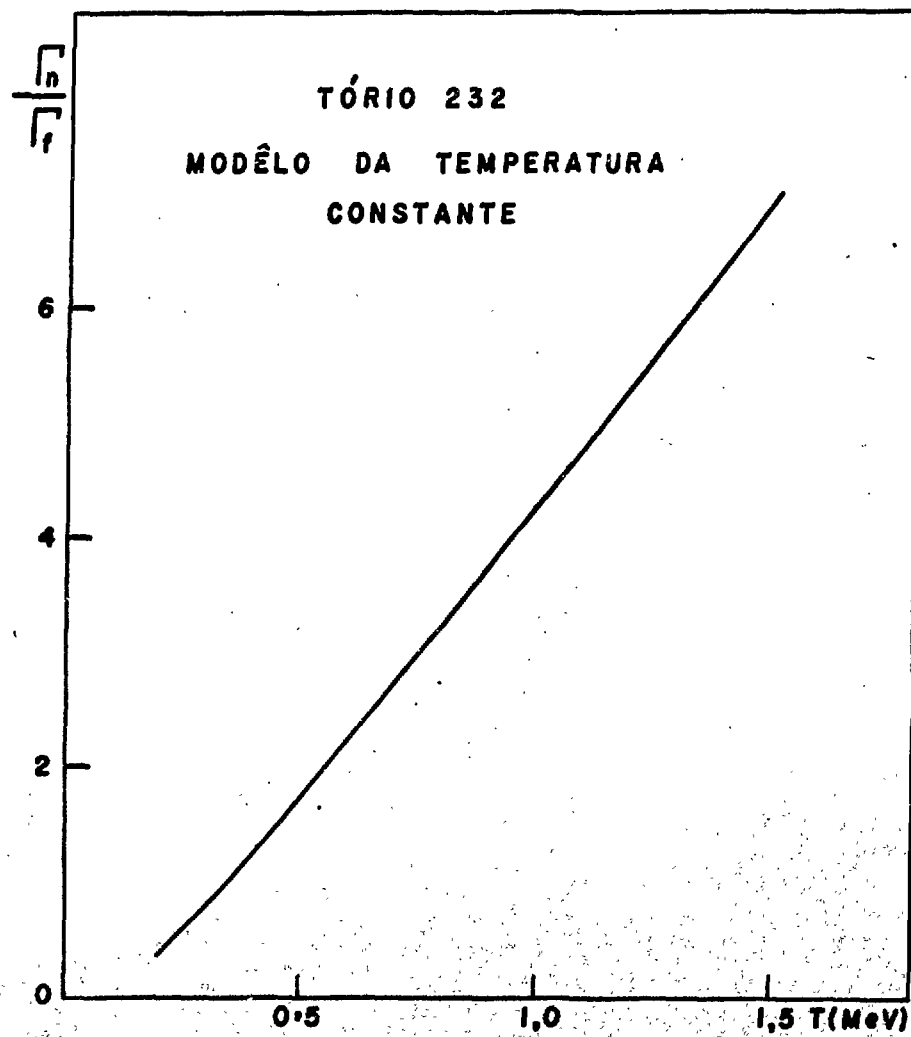


fig. 10

Variação da razão Γ_n/Γ_f com a temperatura para o ^{232}Th
pelo modelo da Temperatura Constante aproximado

CAPÍTULO III - ARRANJO EXPERIMENTAL

III.1 - DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO UTILIZADO

III.1.1 - Fonte de Radiação Gama

A radiação gama utilizada na medida da razão Γ_n/Γ_f é aquela proveniente da captura de nêutrons térmicos em vários elementos utilizados como alvo colocados junto ao caroço do reator, (Ma69), (Ja61).

Na reação de captura de nêutrons, um núcleo de massa A absorve um nêutron para produzir o isótopo adjacente de massa A + 1.

O balanço de energia é dado por $M_A + M_n + E_n = M_{A+1} + E_o$, onde E_n e E_o são respectivamente a energia cinética do nêutron incidente e a energia final do produto da reação e, M_A , M_{A+1} e M_n são as massas do núcleo alvo, núcleo produto (em seu estado fundamental) e do nêutron respectivamente.

Na captura de nêutrons térmicos, E_n é muito pequena comparada a E_o podendo ser desprezada. Nessa aproximação a energia da reação $Q = E_o$ é igual a soma das energias de transição dos raios gama para aquelas transições que formam uma particular cascata para o estado fundamental do núcleo A + 1, isto é,

$$Q = \sum_t (E_t + \frac{E_t^2}{2M_{A+1}c^2})$$

onde,

t é a transição, E_t é a energia emitida como um raio gama e c é a velocidade de luz. O segundo termo representa a energia de recuo do núcleo composto.

Para a captura de nêutrons térmicos uma determinação de Q dá diretamente a energia de ligação do último nêutron no núcleo $A + 1$, ou como é mais comumente chamada, a energia de separação do nêutron.

O valor da energia de separação para núcleos formados por captura de nêutrons em elementos estáveis varia de 2,227 MeV no deutério a 11,45 MeV no ^{11}B , com os outros valores localizados nas vizinhanças de 8 MeV.

O arranjo experimental necessário para a obtenção de radiação gama a partir da reação (n,γ) foi instalado num dos canais do reator IEAR-1 tipo piscina do Instituto de Energia Atômica.

A reação (n,γ) é produzida num alvo colocado junto ao caroço do reator sendo necessário, portanto, um arranjo experimental adequado a fim de obter-se um feixe de radiação gama colimado.

O sistema colimador, apresentado na figura 11, foi colocado dentro de um tubo de alumínio, o qual foi por sua vez, instalado no canal transversal superior do reator.

A escolha de um canal transversal teve como finalidade principal evitar a alta intensidade de radiação de fundo, causada por raios gama e nêutrons rápidos de fissão, existentes nos canais radiais que são dirigidos para o centro do caroço do reator. Além disso, as trocas de alvo são consideravelmente simplificadas pela outra saída do canal, sem perturbar o arranjo dos colimadores e o sistema de detecção.

Para poder localizar o alvo na posição de maior fluxo de nêutrons térmicos, foi inicialmente verificada a distribuição deste fluxo ao longo do canal transversal. O valor máximo do fluxo de nêutrons térmicos encontrado foi $(4,4 \pm 0,07) 10^{11}$ n/cm² seg com o reator a uma potência nominal de 2 Mw (Ma69), (Re65).

A distância entre o alvo e o primeiro colimador resultou de um compromisso entre vários fatores, tais como peso máximo, que pode ser colocado no centro do canal transversal, problemas de aquecimento do alvo e nível de radiação de fundo produzida pela irradiação dos colimadores com os nêutrons.

O colimador utilizado é feito em seções, tendo 4 metros de comprimento e 5 centímetros de diâmetro.

A remoção dos nêutrons rápidos e térmicos do feixe, tornando sua contribuição suficientemente baixa para não perturbar a realização das experiências, foi feita utilizando-se filtros de ácido bórico misturado com parafina e ácido bórico misturado com plástico. As dimensões e a localização desses filtros foram determinadas experimentalmente.

Fora do reator, o colimador tem seu diâmetro externo aumentado a fim de evitar o halo de radiação que se forma entre o canal e o colimador, o qual perturbaria as medidas a serem feitas e o paralelismo do feixe.

Foram utilizados doze alvos diferentes, adotando-se os seguintes critérios de escolha: os alvos devem apresentar uma linha gama (principal) de maior intensidade do que as outras (secundárias); a separação entre as linhas deve ser no mínimo de algumas centenas de KeV e os elementos devem apresentar baixa seção de choque de espalhamento. Esses alvos e suas características encontram-se na tabela 3.

É óbvio, pelas afirmações feitas acima, que o espectro obtido com os alvos não é rigorosamente monoenergético. Os raios gama de menor energia que a da linha principal podem, portanto, causar uma contribuição ao efeito que estiver em estudo, o que pode conduzir a imprecisões nas medidas feitas.

Entretanto, se as energias dessas linhas gama secundárias estiverem bem abaixo da linha principal, poderão, como ocorre em muitos casos, ser discriminadas experimentalmente pelo próprio limiar de reação em estudo, ou se estas linhas forem comuns a vários alvos, poderão ter seus efeitos eliminados através

de cálculos. Além disso, normalmente essas linhas secundárias apresentam intensidades inferiores a 10% da linha principal; em consequência, as correções nunca são superiores a 30%, mesmo levando-se em consideração o fato da seção de choque crescer com a energia.

TABELA 3

ALVOS	ENERGIA (MeV)	$\sigma_a Q$ (barns)	$\sigma_a Q / \sigma_s$
^{28}Si	3,54	$9,6 \times 10^{-2}$	$6,9 \times 10^{-3}$
	4,93	12	8,4
^{24}Mg	3,92	3,2	2,7
^{12}C	4,95	0,26	0,43
^{32}S	5,43	31	19
^{89}Y	6,07	59	15
^{40}Ca	6,42	17,5	8,0
^{48}Ti	6,73	2,38	100
^9Be	6,83	0,75	1,9
^{55}Mn	7,23	158	68,5
^{207}Pb	7,38	15,8	19
^{56}Fe	7,64	76	29
^{27}Al	7,72	4,8	3,7
^{64}Zn	7,88	10,6	2,9
^{63}Cu	7,91	73,8	10,2
^{58}Ni	9,00	11,9	43
^{54}Cr	9,72	11,5	6,7
^{14}N	10,83	0,88	1,3

Q é o número de fótons correspondentes a 100 nêutrons capturados (Tr61).

Foram utilizados como alvos elementos de pureza química e de pureza nuclear como no caso da grafita.

Os alvos, de forma cilíndrica, são de preferência metálicos; quando isto não é possível as substâncias utilizadas são compactadas e encapsuladas em grafita. A grafita possui as vantagens de apresentar linhas de reação (n,γ) abaixo da energia limiar da fotofissão e de possuir baixa seção de choque de absorção de nêutrons, o que evita a diminuição do fluxo de nêutrons térmicos incidentes no alvo.

O espectro da grafita pode ser visto na figura 12 e a fotografia de um alvo e de uma cápsula de grafita pode ser vista na figura 13.

III.1.2 - Detector de Fissão

As seções de choque de fotofissão do urânio e tório foram medidas utilizando-se câmaras de fissão (Ma67) de gás circulante, constituídas de cilindros de alumínio de 7,6 cm de diâmetro e 15 cm de altura, com paredes de 2 cm de espessura (fig. 14).

No interior desses cilindros estão montadas 13 placas de alumínio paralelas, com espessura 0,2 cm, nas quais o material físsil é depositado de ambos os lados. A primeira e a última placa de cada câmara possuem depósito de um lado só.

Estas placas estão montadas de maneira a formar dois conjuntos, um servindo como eletrôdo negativo e o outro como eletrôdo de alta tensão.

A distância entre as placas é de 0,5 cm, distância esta escolhida de modo a obter-se a melhor discriminação entre os pulsos provenientes das partículas alfa emitidas pelo material físsil e os pulsos provenientes dos fragmentos de fissão (fig. 15).

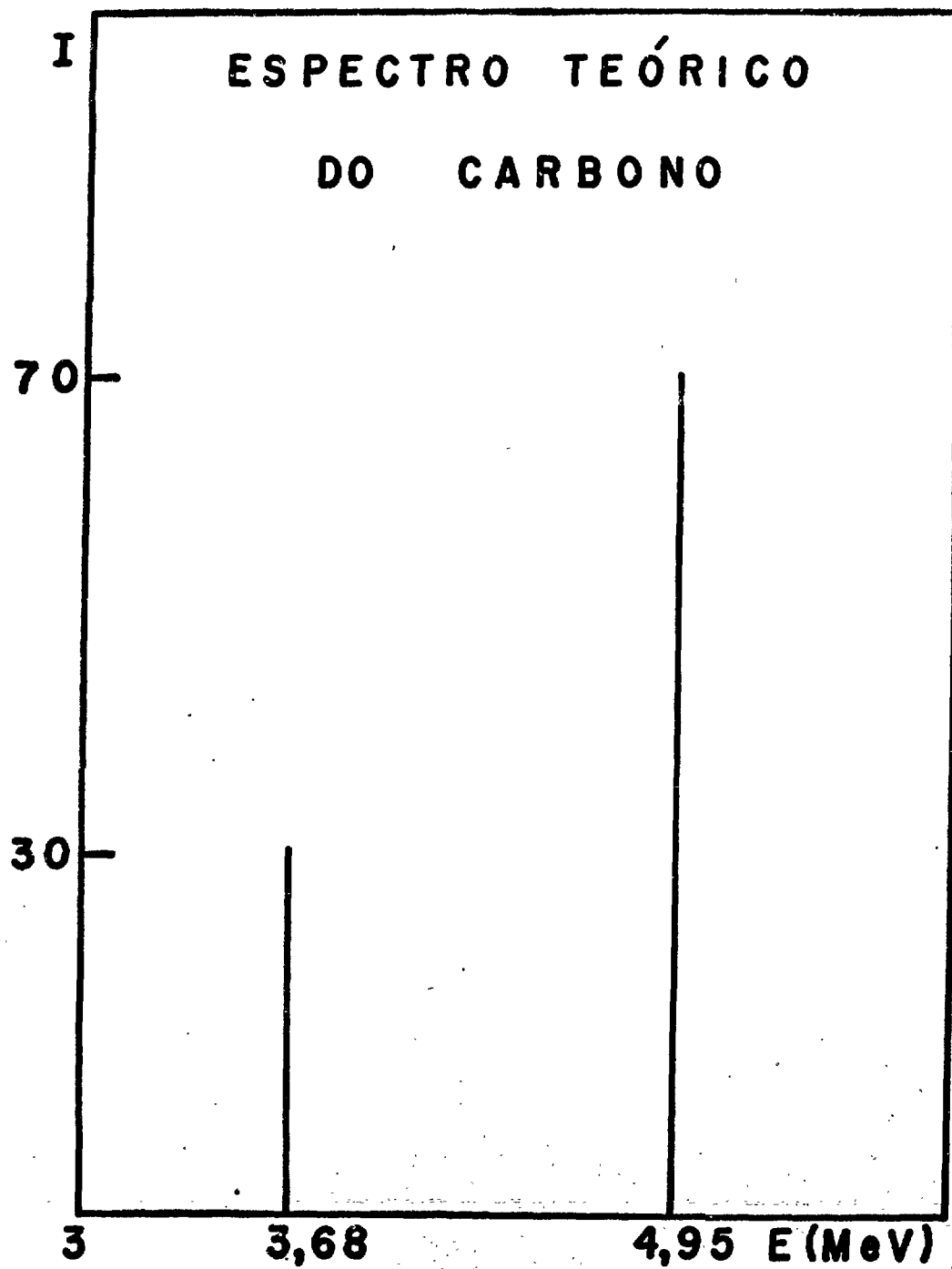


fig. 12

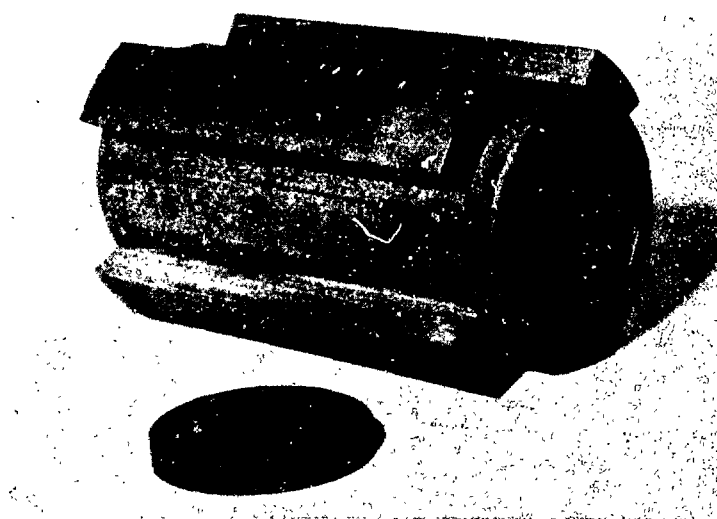
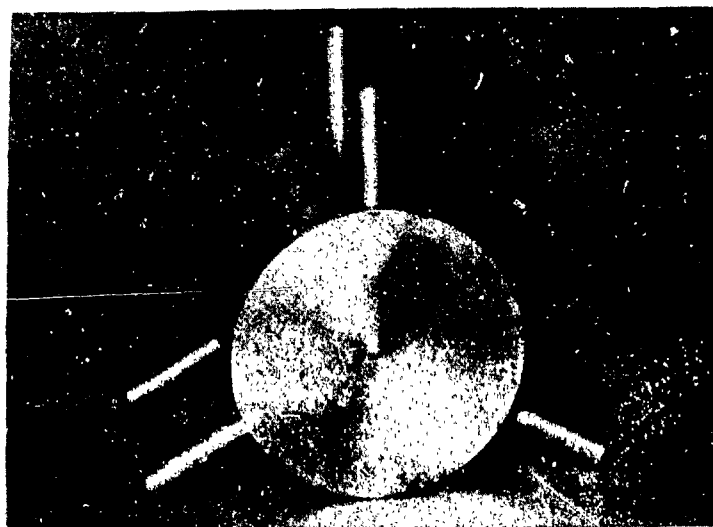


fig. 13

Fotografia de um alvo metálico e de uma cápsula
empregada quando o alvo é compactado

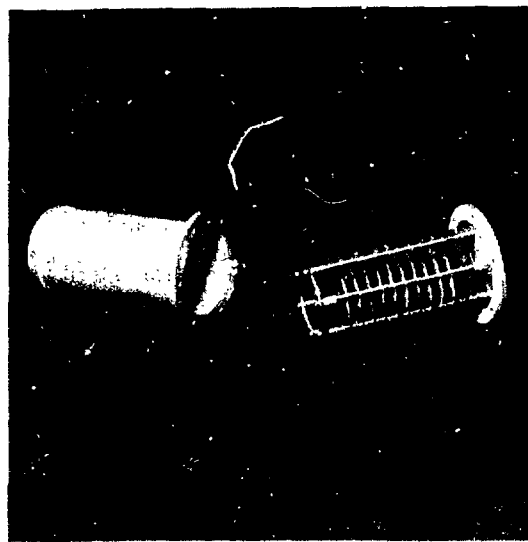
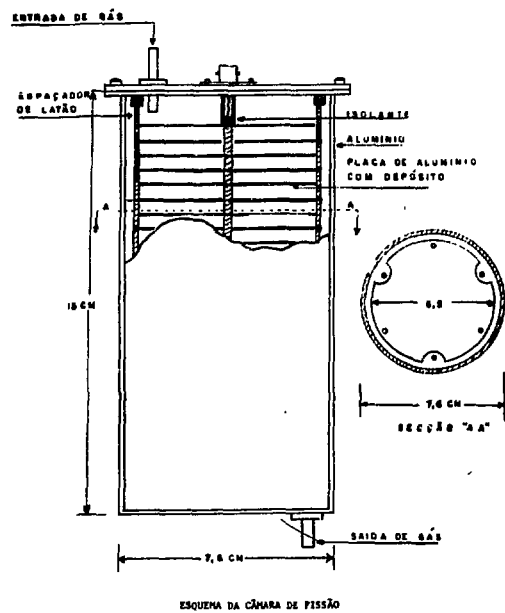


fig. 14

Fotografia da câmara de fissão

O gás utilizado é uma mistura de 97% de argônio e 3% de nitrogênio. Uma das vantagens dessa mistura é a de manter a energia dos elétrons na descarga em torno de 1 eV, energia esta para a qual a seção de choque de absorção de elétrons pelo oxigênio apresenta um mínimo. Com isto a câmara torna-se insensível a contaminações de oxigênio até o nível de 0,5% (Pa55). Outra vantagem é a melhora do tempo de trânsito dos elétrons, diminuindo a largura do pulso (Na60) e o seu tempo de subida, o que é importante para evitar o empilhamento de pulsos.

O material físsil foi eletrodepositado nas placas de alumínio previamente polidas, fazendo-se a eletrólise de uma solução que contém o material físsil.

Para o urânio foi empregada uma solução de nitrato de uranila $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ dissolvido em oxalato de amônia $C_2O_4(NH_4)_2 \cdot H_2O$ numa concentração de 0,02 M. A concentração do oxalato de amônia é de 0,2 M e o pH da solução foi ajustado para o valor 8, com amoníaco. Utilizou-se como ânodo um fio de platina, que não sofre ataque da solução, na forma espiral e mantido a uma distância de 2 cm do cátodo; este, por sua vez, é constituído pelas placas de alumínio previamente lixadas em ordem decrescente de tamanho do grão e limpas com tricloroetileno. O abrasivo possui a propriedade de eliminar a camada de óxido existente e de aumentar a superfície efetiva utilizável da placa.

O potencial utilizado na eletrólise foi de 4 volts, a densidade de corrente 10 mA/cm^2 e a temperatura da solução 80°C , porque a esta temperatura a velocidade de deposição é máxima. Acima desta temperatura o depósito não fica aderente.

Nestas condições descritas consegue-se depósitos de $2,5 \text{ mg/cm}^2$ no tempo de 2,5 horas.

Para o depósito do tório foi dado idêntico tratamento às placas de alumínio. Utilizou-se uma solução de nitrato de tório em álcool etílico, numa concentração de 145 mg de tório em 1000 ml de álcool. A corrente utilizada foi

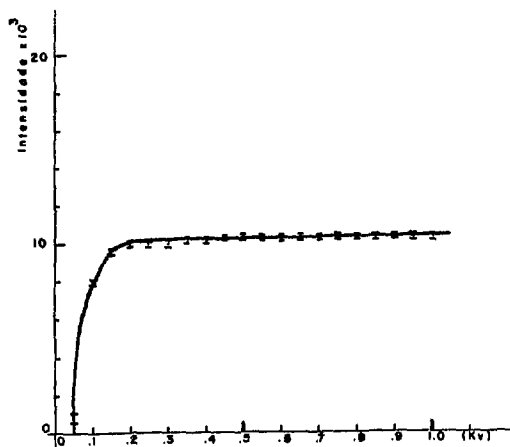
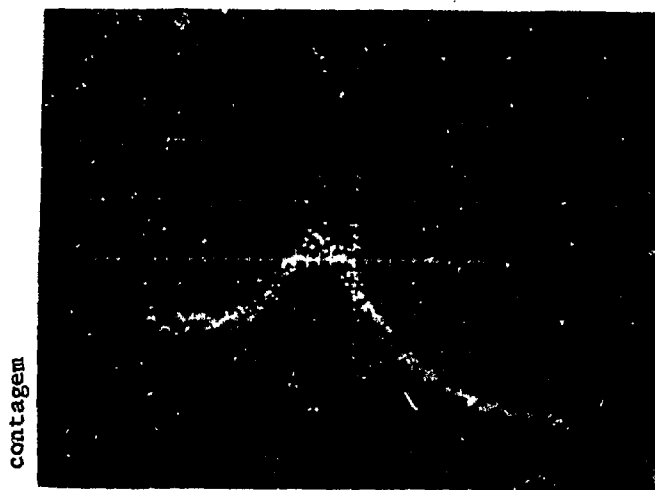


Gráfico da tensão aplicada à câmara versus contagem por unidade de tempo



Distribuição de altura de pulso obtida com analisador multicanal. Distância entre os eletrodos 5 mm. Gás utilizado A + 3% N_2 nas condições normais de pressão e tensão aplicada 400 volts.

fig. 15

de $0,4 \text{ mA/cm}^2$ à temperatura ambiente. Após duas horas obteve-se depósitos de $1,3 \text{ mg/cm}^2$, quantidade esta ligeiramente superior àquela encontrada na literatura (Gu64).

O equipamento eletrônico associado consiste em um pré-amplificador construído de modo a apresentar baixo ruído, fonte de alta tensão, amplificador e "scaler" com discriminador.

Os patamares obtidos com as câmaras são bastante extensos tendo sido escolhida a tensão de operação de 400 volts (fig. 15).

III.1.3 - Detector de Nêutrons

A seção de choque para emissão de fotonêutrons foi medida com um sistema formado de seis detectores BF_3 embebidos em parafina para moderação dos nêutrons. Como a fissão também produz nêutrons, o que se mede é uma composição das duas seções de choque: fotofissão e fotonêutrons.

Os nêutrons emitidos na fotofissão do urânio e tório possuem um espectro de energias que varia aproximadamente de 75 KeV a 15 MeV, sendo que a maior parte desses nêutrons tem energias entre 1 e 2 MeV, embora alguns superem 10 MeV. No caso da emissão de fotonêutrons a situação física é a seguinte:

Quando um núcleo ${}_Z^X^A$ recebe uma energia de excitação E acima do limiar para emissão de partícula, pode-se dar a emissão de um nêutron. A máxima energia cinética do nêutron emitido será $E - S_n$ onde S_n é a energia de separação do nêutron de ${}_Z^X^A$. Mas, se a emissão do nêutron deixar o núcleo residual ${}_Z^X^{(A-1)}$ num nível excitado E_r , então a energia cinética do nêutron emitido, $E_n = \frac{p^2}{2M_n}$ será reduzida para $E_n = E - S_n - E_r$.

Quando um grande número de níveis próximos estão envolvidos, os métodos de Mecânica Estatística devem ser aplicados como um guia para o possível comportamento do núcleo altamente excitado. A emissão de um nêutron de um núcleo ex

citado torna-se análoga à evaporação de uma molécula de uma gota líquida aquecida. Os conceitos usuais de termodinâmica como temperatura, entropia e calor específico são, então, aplicados ao núcleo. A aplicação do conceito de temperatura às reações nucleares pode ser entendida do seguinte modo: a radiação incidente penetra no núcleo alvo e forma um núcleo composto altamente excitado. A energia de excitação pode ser considerada como calor dado ao núcleo pela radiação incidente e o aquecimento do sistema composto causa a evaporação de nêutrons (ou outras partículas). A distribuição de energia dos nêutrons emitidos é semelhante à distribuição de Maxwell e esperada ter a forma (W37), (W40), (B152):

$$N(E_n) = E_n \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right)$$

sendo E_n a energia do nêutron e T a temperatura do núcleo residual medido em sua máxima energia residual de excitação, ou seja, temperatura do núcleo residual após a emissão do nêutron. T é dado por:

$$T(E-S_n) = \frac{1}{\left[\frac{d \ln \rho(\epsilon)}{d \epsilon}\right]_{\epsilon = E-S_n}}$$

onde $\rho(\epsilon)$ é a densidade de níveis.

A teoria estatística descrita adapta-se bem para $A > 50$, que é justamente o caso do urânio e tório.

Os nêutrons que devem ser medidos são portanto rápidos e apresentam várias energias. Tornou-se assim, necessária, a construção de um detector que apresentasse alta eficiência para nêutrons rápidos e uma resposta praticamente independente da energia do nêutron. Daí, então, a construção do detector tipo "long counter" com seis detectores BF_3 .

Este tipo de arranjo para detecção de nêutrons teve origem na seguinte verificação: colocando-se um detector BF_3 no centro de um cubo de parafina, é

possível escolher uma espessura do moderador entre o detector e a fonte, tal que a eficiência de contagem seja razoavelmente insensível à energia do nêutron.

O primeiro desses sistemas detectores foi construído por Hanson e McKibben em 1947 (Han47), que lhe deram o nome de "long counter" em virtude de sua resposta ser plana, num longo intervalo de energia. Mais tarde, esse sistema foi melhorado por Sher (Sh51) e, em 1952, Halpern e colaboradores (Ha52) projetaram um detector tipo 4w, que foi o primeiro a ser utilizado em experiências de fotonêutrons, tendo sido a seguir empregado por muitos outros experimentadores (Fas60), (Sp58), (Bag61), (Mo61), (Mo62) e (Gre64).

Com esse sistema, que passou a ser chamado "long counter" modificado, obtêm-se um detector de resposta plana aos nêutrons do amplo espectro de energia, associada a uma alta eficiência.

O esquema do detector aqui construído é apresentado na figura 16, vendo-se, ao centro, a passagem para o feixe de radiação gama. As amostras de urânio e tório, das quais se quer medir os nêutrons emitidos, são colocadas no centro do sistema.

Os detectores de nêutrons empregados são de trifluoreto de boro (BF_3) de fabricação comercial (Nancy Wood), com as seguintes características:

gás - BF_3 enriquecido em ^{10}B (96%)

pressão - 40 cm

cátodo - latão

ânodo - tungstênio

dimensões

comprimento do ânodo	50,80cm
diâmetro externo	5,08cm

tensão de operação - 2300 V

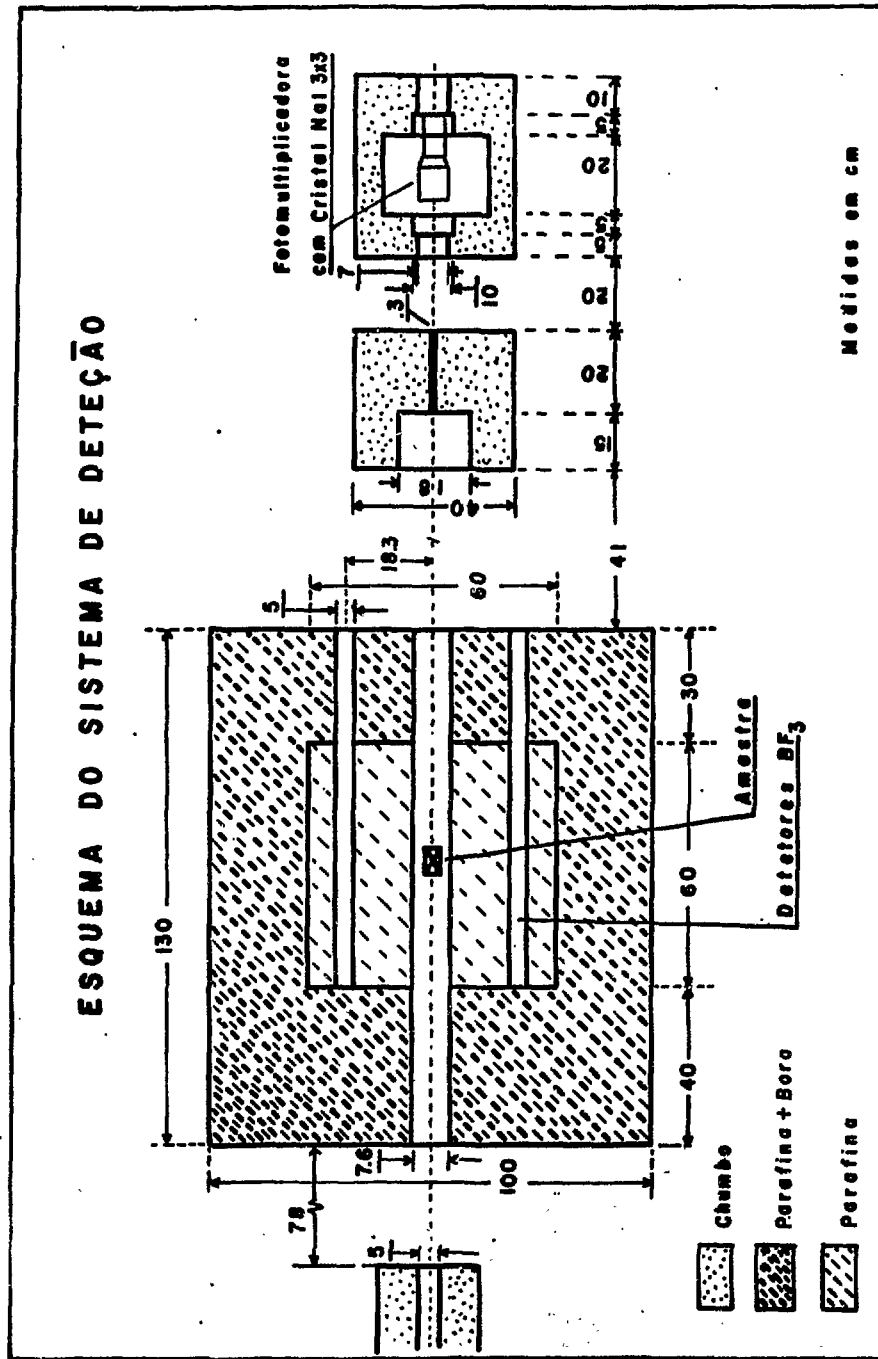


fig. 16

III
tro
dam
vul
um
bli
da
gen
dia
alt
do
xe
a r
ção
det
rel
e p
o m
tal
tic
ção
ver
fis

III.1.4 - Deteccão da Radiação Gama

O detector e o equipamento eletrônico utilizados para a obtenção dos espectros e intensidades dos raios gama incidentes nas amostras, constituem-se fundamentalmente de um cristal de NaI(Tl) de 7,62 cm x 7,62 cm acoplado a uma válvula fotomultiplicadora RCA5819 em montagem "linha integral" (Harshaw) e de um analisador TMC de 1024 canais.

O cristal acoplado ao tubo fotomultiplicador foi instalado dentro de uma blindagem de chumbo para evitar a contribuição da radiação ambiente e, também, da radiação do próprio alvo que sofre espalhamento no colimador. Esta blindagem está colocada bem afastada do cristal detector, a fim de evitar que a radiação que escapa do detector sofra espalhamento e atinja novamente o cristal, alterando assim a forma do espectro. A blindagem, bem como o colimador utilizado na frente do sistema de detecção, encontram-se na figura 17.

O colimador tem 20 cm de comprimento e 0,635 cm de diâmetro para que o feixe de radiação atinja somente a parte central do cristal; com esta precaução, a resolução do detector é melhorada, pois a probabilidade de escape de radiação gama diminui e, além disso, torna-se mais fácil fazer as correções para a determinação da intensidade no caso em que o feixe de radiação é estreito em relação ao diâmetro do cristal.

Para evitar que a radiação gama espalhada pelo colimador atinja o cristal e para assegurar que somente raios gama paralelos ao eixo do cristal atinjam o mesmo, o alinhamento do colimador de saída do canal e do colimador do cristal foi feito cuidadosamente, utilizando-se chapas de raios X e um sistema óptico com um feixe de luz. A seguir, foram feitas pequenas variações da posição do sistema detector em torno do alinhamento previamente determinado, para verificar se as contagens obtidas no fotopico eram realmente as mais elevadas.

As medidas das intensidades dos raios γ , dos fotonêutrons e nêutrons de fissão e dos fragmentos de fissão são, obviamente, afetadas por flutuações da

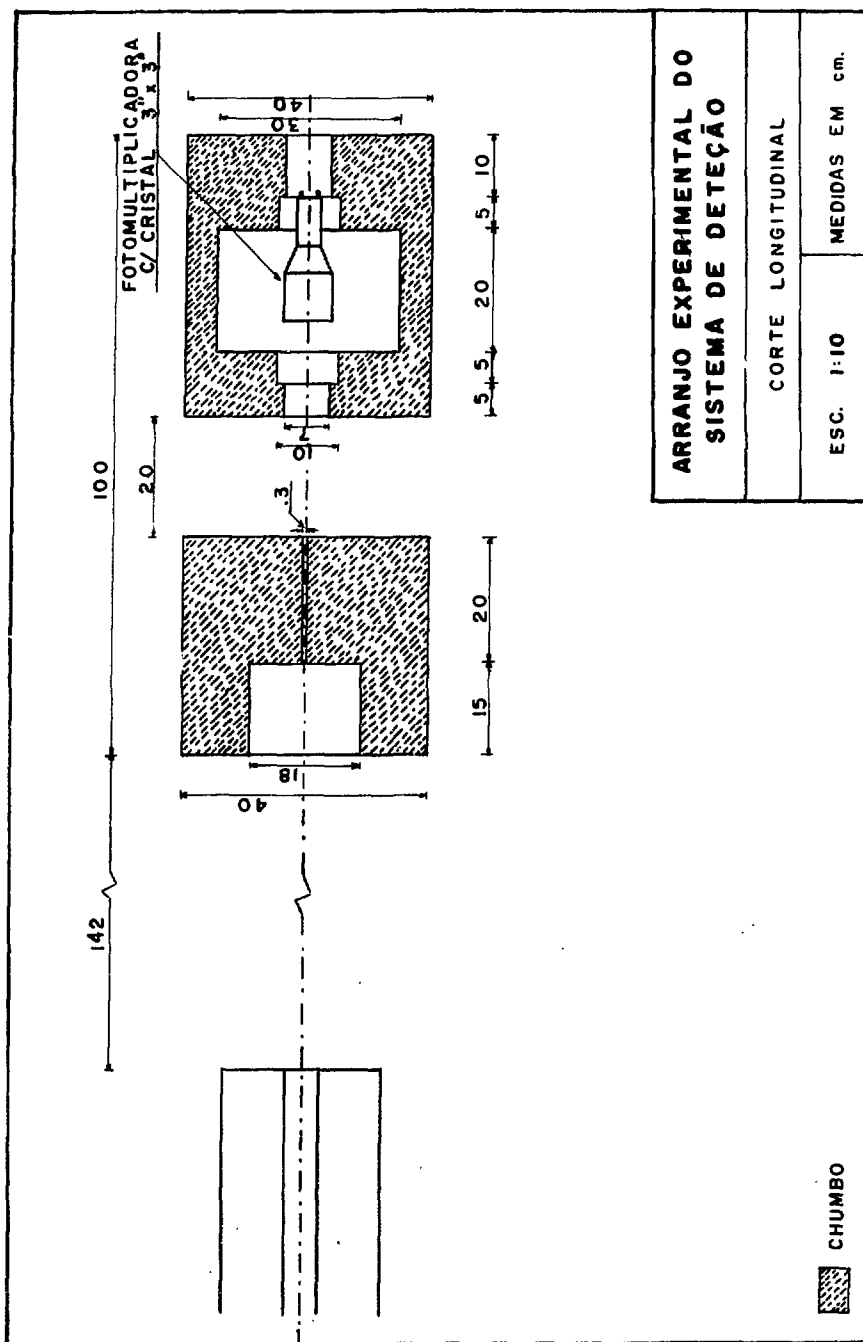


fig. 17

potência do reator. Para a correção desse efeito foi utilizado um sistema de monitoração constituído por um detector BF_3 (micronêutron) associado a um equipamento eletrônico convencional (pré-amplificador, amplificador, fonte de alta tensão, discriminador e "scaler"). Este detector está localizado antes do alargamento do colimador de saída do canal, o qual evita a corôa de radiação que se forma entre as secções dos colimadores e o tubo no qual eles estão contidos.

III.2 - MÉTODOS EXPERIMENTAIS

III.2.1 - Amostras

As amostras nas quais foi medida a razão Γ_n/Γ_f são de urânio natural (99,27% de ^{238}U) na forma U_3O_8 e tório (100%) na forma ThO_2 .

Como as secções de choque de fotofissão e emissão de fotonêutrons do ^{238}U e ^{235}U são da mesma ordem de grandeza, utilizando-se o urânio natural comete-se, na medida, apenas o erro devido à fração de ^{235}U no urânio natural, que é de 0,72%.

Embora o feixe de radiação gama seja colimado dentro e fora do reator, uma chapa de raios X, colocada na posição onde normalmente são colocadas as amostras, revelou que o feixe possui uma abertura de 10%.

Escolheu-se, então, amostras com um diâmetro tal que permanecessem totalmente mergulhadas no feixe de radiação, a fim de se saber exatamente qual a massa irradiada, que no caso coincide com a massa total.

As amostras de U_3O_8 , contendo 376,77 g de urânio e ThO_2 , contendo 361,12 g de tório, foram compactadas e sinterizadas a 1000°C em atmosfera de argônio, pela Divisão de Metalurgia Nuclear, a fim de adquirirem alta densidade e dureza para tornar mais fácil o seu manuseio.

Duas correções, referentes à auto-absorção de nêutrons e auto-absorção de raios gama na própria amostra, foram determinadas experimentalmente.

Para isso, foram feitas medidas com amostras de mesmo comprimento e diâmetro diferentes, verificando-se a correspondente variação das contagens no detector de nêutrons após ser levada em consideração a diferença de massa. Do mesmo modo foram feitas medidas em amostras de diâmetro fixo e comprimentos distintos corrigindo-as, obviamente, para as diferenças de massa.

A correção a ser feita devido a esses dois efeitos é de $0,705 \pm 0,008$, como pode ser visto no gráfico 18.

III.2.2 - Arranjo do Equipamento

A geometria de detecção utilizada para as medidas de nêutrons e radiação gama encontra-se na fig. 16.

Foram medidas, inicialmente, as seções de choque de fotofissão do urânio e tório para as várias energias dos raios gama incidentes, utilizando-se as câmaras de fissão inseridas no lugar das amostras.

As contagens obtidas com as câmaras no feixe, divididas pela intensidade de radiação gama incidente, são proporcionais às seções de choque, a menos de fatores de eficiência e de algumas constantes (massa da amostra, diâmetro do feixe, número de Avogadro, número de massa da amostra etc.). Nestas medidas, o fator de eficiência não foi determinado por causa das dificuldades relativas ao conhecimento preciso das massas de material físsil. Os valores obtidos para o comportamento da seção de choque (M_{a70}) foram normalizados para os resultados de Manfredini et al (Man66), uma vez que os comportamentos das seções de choque obtidos por esses autores, coincidem com os aqui determinados quando se leva em consideração os erros cometidos.

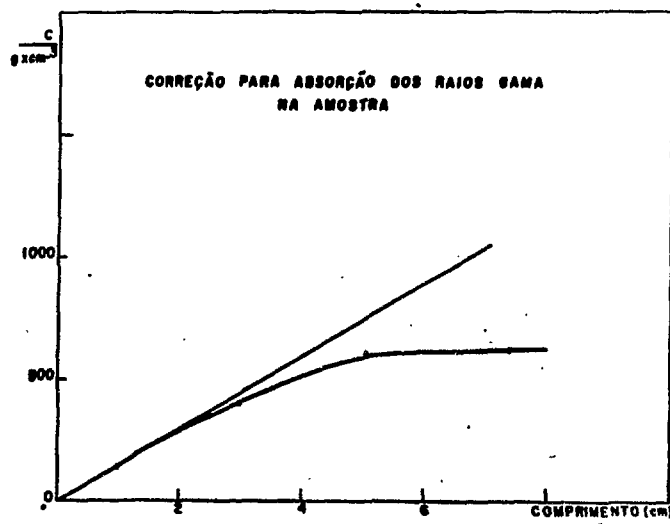
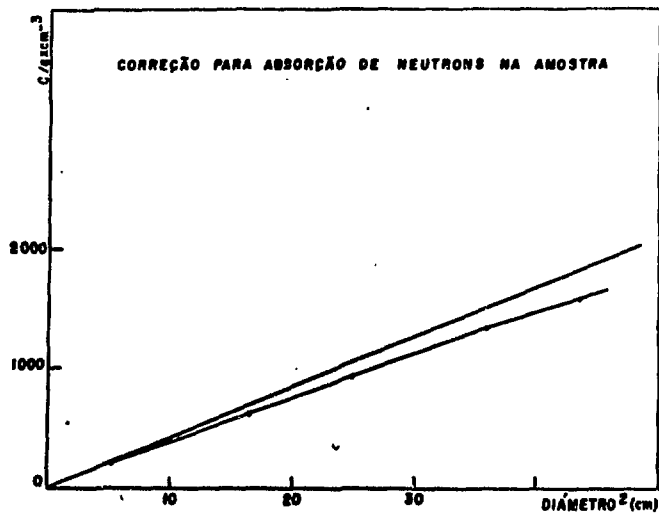


fig. 18

Correção para os efeitos de absorção na amostra.

A seguir foram determinadas, para as amostras de urânio e tório, as composições das seções de choque (γ, n) e (γ, f), através do detector de nêutrons tipo "long counter".

As contagens obtidas, divididas pelo fluxo de radiação gama incidente nas amostras, são proporcionais à composição ($\sigma_{\gamma, n} + v\sigma_{\gamma, f}$) a menos da eficiência do sistema. Esta eficiência foi determinada, precisamente neste caso, de modo a ser possível a obtenção do valor absoluto das seções de choque.

A intensidade de radiação gama incidente na amostra é determinada durante cada medição efetuada. Essa intensidade foi medida com o cristal de NaI(Tl) a 171,5 cm de distância da posição da amostra e, tendo a frente um colimador para evitar problemas de tempo de resolução do sistema detector. Foram feitas a seguir as correções necessárias, a fim de se obter o fluxo de radiação gama incidente na amostra propriamente dita.

III.2.3 - Eficiência do Detector de Nêutrons

A determinação experimental da eficiência do detector de nêutrons foi feita utilizando-se uma fonte de fotonêutrons e supondo-se que essa eficiência é constante para as várias energias, uma vez que o detector é um "long counter".

O problema de se construir exatamente um "long counter" é bastante importante, pois variações nos projetos desses detectores, resultando em respostas não uniformes como função da energia do nêutron, tem causado discrepâncias em resultados obtidos por diferentes autores (Fas60), (Sp58), (Bag61) e (Al64).

Em 1967, Gerstenberg e Fuller (Ger67), fizeram um estudo experimental bastante detalhado sobre a variação da resposta dos detectores de nêutrons com a espessura de parafina empregada como moderador e com o tamanho da abertura por onde passa o feixe de radiação. Fizeram ainda estudos, no caso da geometria cilíndrica, da influência da presença simultânea desses vários detectores BF_3 .

Nesse estudo de Gerstenberg e Fuller, vê-se que para 10,16 cm de moderador, detectores de 5,08 cm de diâmetro e abertura para o feixe de 7,62 cm têm-se um detector que pode ser considerado de resposta constante. O sistema detector aqui construído, tem as dimensões acima citadas como foi visto na figura 16.

A calibração desse sistema detector foi feita experimentalmente em vez de se adotar simplesmente os resultados de Gerstenberg e Fuller, porque sempre existem pequenas diferenças entre os comprimentos úteis do BF_3 , separação entre eles, pressão, etc., além da discriminação utilizada para se evitar que a própria radiação gama seja detectada.

As fontes de fotonêutrons usuais são preparadas em base ao seguinte fato: alguns emissores gama naturais ou artificiais emitem raios γ com energia suficiente para arrancar nêutrons do deutério e berílio, que são os elementos que possuem mais baixa energia de ligação do nêutron. As principais vantagens dessas fontes residem no fato de emitirem nêutrons monoenergéticos, se o raio gama incidente for monoenergético ($\text{Se}53$) e das intensidades serem de fácil reprodução. A energia dos nêutrons emitidos é dada por:

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + \delta$$

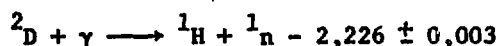
onde,

- A é o número de massa do elemento
- E_γ a energia da radiação gama incidente
- E_n a energia do nêutron emergente em MeV
- Q a energia limiar para a reação (γ, n) em MeV
- δ o alargamento da energia em função do ângulo θ formado entre a direção do raio γ incidente e a direção na qual é emitido o nêutron.

$$\delta = E_{\gamma} \cos \theta \left[\frac{2 (A-1) (E_{\gamma}-Q)}{931 A^3} \right]^{1/2}$$

Esse espectro, entretanto, é alargado por efeitos de espalhamento de nêutrons, espalhamento da radiação gama, geometria da fonte, etc.

Utilizou-se uma fonte $^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$, que produz nêutrons através da reação



uma vez que a energia do raio γ emitido pelo ^{24}Na é 2,74 MeV.

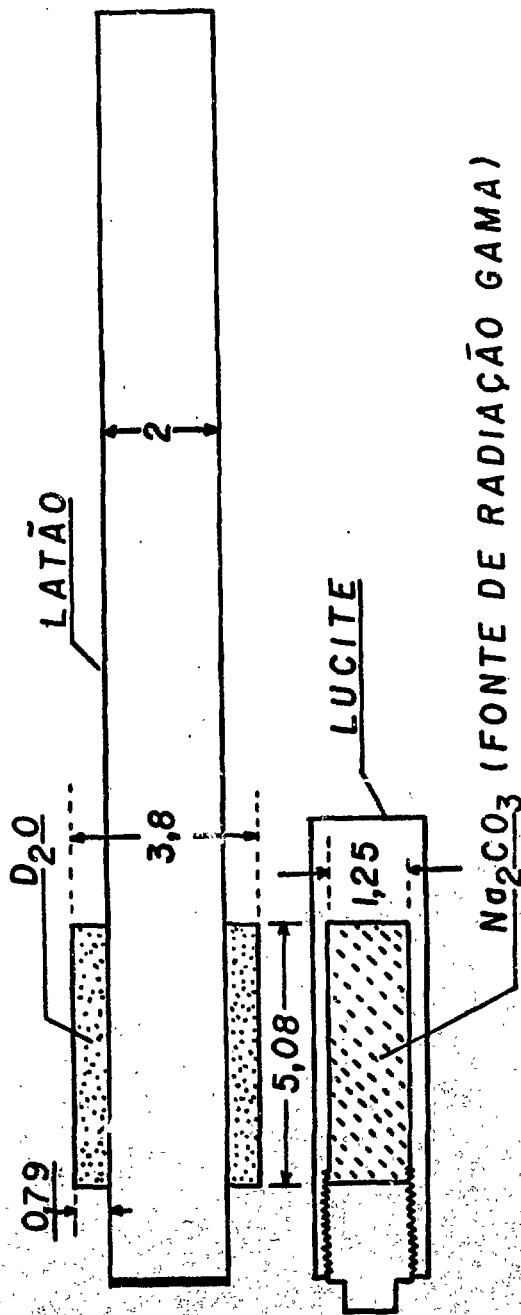
Essa fonte foi construída exatamente com a geometria dada na referência (Pu55), a fim de se obter o "yield" de nêutrons $2,7 \cdot 10^6$ n/seg Ci. Seu esquema encontra-se na figura 19.

O espectro de nêutrons obtido com esta fonte encontra-se na figura 20 (Ru48). A distribuição de energia observada tem um alargamento de 20 a 30% na largura na meiaaltura e a energia é da ordem de 5 a 15% abaixo da energia teórica do nêutron. Isto é explicado pelo espalhamento que ocorre na água pesada, que possui grande seção de choque de espalhamento, sendo um bom moderador.

O sódio foi irradiado no reator e sua atividade determinada num medidor de atividade Mediac, com precisão de 0,05 mCi. A fonte de fotonêutrons foi, então, centrada no sistema detector de nêutrons na mesma posição onde são colocadas as amostras de urânio e tório, determinando-se assim, a eficiência do sistema (inclusive da parte eletrônica, uma vez que a radiação gama deve ser discriminada dos nêutrons). Durante o decorrer das experiências essa eficiência foi medida várias vezes a fim de se testar a reprodutibilidade do sistema.

A eficiência obtida foi de $0,0377 \pm 0,0022$, para 6 BF_3 dando, portanto, uma eficiência de 0,63% por detector, que é um valor da mesma ordem de grandeza dos obtidos por outros autores.

ESQUEMA DA FONTE DE FOTONEUTRONS



medidas em cm

fig. 19

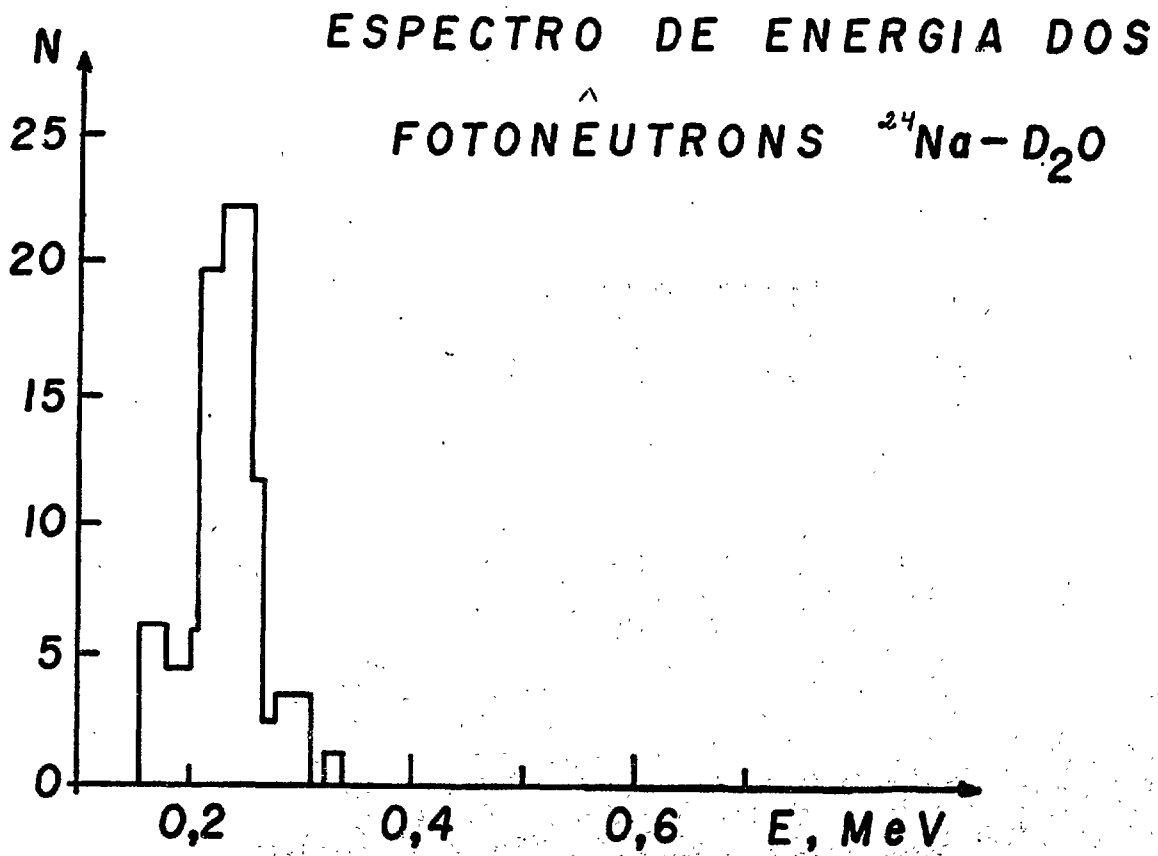


fig. 20

III.3 - MEDIDA DA RADIAÇÃO DE FUNDO

A radiação de fundo é constituída por nêutrons provenientes do reator e que são espalhados no alvo, nêutrons do ambiente devidos à existência de outros arranjos experimentais e radiação gama do próprio canal utilizado.

O efeito dos nêutrons difundidos é minimizado, especialmente no caso dos nêutrons rápidos cuja tendência é de caminharem na direção de incidência, pelo fato do canal de irradiação utilizado ser transversal e não estar, portanto, dirigido diretamente para o caroço do reator. Além disso, o próprio espectro do reator apresenta um número maior de nêutrons térmicos do que rápidos.

Os nêutrons térmicos são eliminados pelo ácido bórico existente nos filtros de plástico e parafina misturados ao ácido bórico, enquanto que os nêutrons epitérmicos e rápidos são espalhados para fora do feixe pela parafina.

A contaminação de nêutrons térmicos foi determinada através da ativação do sulfato de manganês (Mn^{69}), tendo sido encontrado um valor inferior a $600 \text{ n/cm}^2/\text{seg}$ que representa a sensibilidade do método de medida, como foi aqui empregado.

A radiação gama de fundo provém de três contribuições principais. A primeira é devida ao próprio alvo e consiste em raios gama correspondentes a outros níveis de excitação do alvo e na radiação proveniente da radioatividade residual do núcleo formado. Não existem meios de evitar êsses efeitos a não ser escolhendo alvos com características convenientes, o que nem sempre é possível, ou discriminando os efeitos dessas linhas secundárias, experimentalmente, ou através de cálculos.

Uma segunda contribuição é provocada pelos raios gama do reator, que podem ser espalhados pelo alvo, passando a fazer parte do feixe e que apresenta duas componentes distintas. Uma delas é dada pela atividade residual do caroço do reator (e portanto depende de sua estória) e a outra é dada pelos raios gama de fissão e captura neutrônica nos elementos combustíveis, na estrutura do ca

roço, nos elementos químicos produtos de fissão existentes no caroço e na água do moderador. A redução dessa segunda contribuição à radiação de fundo é obtida pela introdução no canal de um filtro de bismuto, que é o elemento que apresenta maior coeficiente de absorção para radiação gama. É óbvio que com isso também os raios gama de interesse são atenuados porém, os coeficientes de absorção de radiação gama são, como se sabe, maiores em baixas (0-1 MeV) do que em altas (5-10 MeV) energias.

A terceira componente de radiação gama de fundo provém da introdução no canal de irradiação de um tubo de alumínio contendo os colimadores. Tanto os colimadores de chumbo, como o próprio tubo são passíveis de sofrer reação (n,γ) perturbando assim, o espectro. Esta radiação é diminuída colocando-se os colimadores um pouco afastados do caroço e escolhendo-se uma relação entre o comprimento do colimador e o diâmetro do feixe, de modo que o ângulo de colimação não permita que da saída ao colimador seja visto o tubo de alumínio, a não ser em posição bem afastada do caroço do reator, onde a probabilidade de ocorrer reação (n,γ) é já desprezível.

A contribuição da radiação gama de fundo do reator, ao espectro obtido com o alvo, só se torna importante para energias inferiores a 3 MeV e esta região de energias encontra-se abaixo dos limiares dos processos (γ,n) e (γ,f) no urânio e tório, que estão aqui sendo estudados.

Na figura 21 está representado o espectro experimental da radiação de fundo do reator e uma linha gama típica (afetada pela resolução do sistema detector) superposta a esse espectro, mostrando-se a relação entre ambas na região de interesse.

Na medidas realizadas com as câmaras de fissão foram descontadas as seguintes radiações de fundo:

a) Radiação de fundo da sala:

Foi obtida fechando-se completamente o canal com chumbo, parafina e boro, obtendo-se um valor desprezível frente às contagens obtidas.

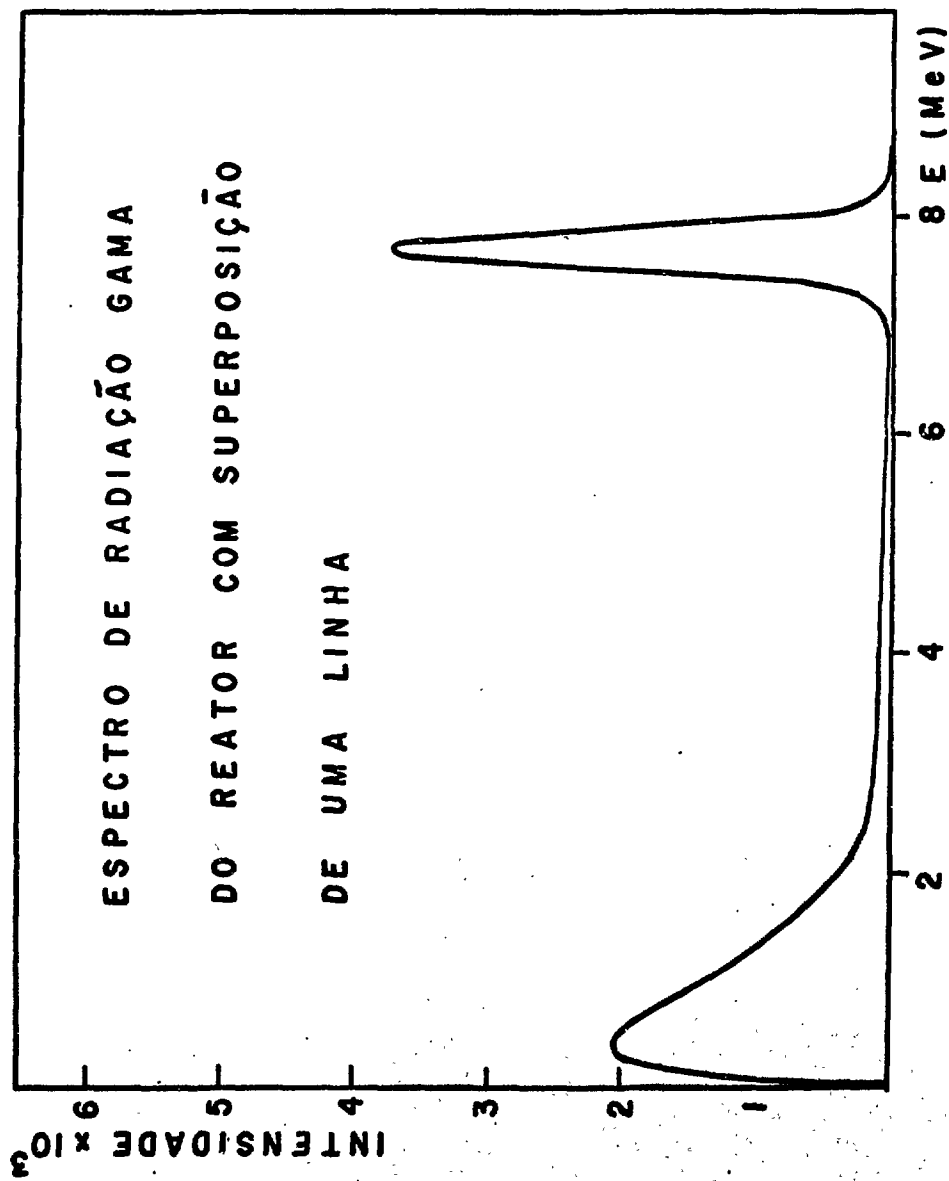


fig. 21

b) Radiação proveniente de espalhamento na cápsula de grafite no caso dos alvos serem encapsulados. Esta contribuição vale $0,00157 \pm 0,00002$ contagens/seg, na câmara de tório e $0,0164 \pm 0,0002$ contagens/seg, na câmara de urânio.

c) Efeito de espalhamento de nêutrons no próprio alvo. Esta contribuição foi calculada para cada elemento através de medidas feitas com um alvo de carbono de forma geométrica semelhante a dos alvos utilizados, uma vez que as massas e as seções de choque de espalhamento dos alvos são conhecidas.

O relacionamento com o carbono é obtido através de:

$$K = \frac{\phi_n \sigma_{sx} \frac{M_x}{A_x}}{\phi_n \sigma_{sc} \frac{M_c}{A_c}}$$

sendo,

ϕ_n o fluxo de nêutrons incidentes

σ_{sx} a seção de choque de espalhamento no alvo

M_x a massa do alvo em gramas

A_x o número de massa do alvo

σ_{sc} a seção de choque de espalhamento do carbono

M_c a massa do carbono em gramas

A_c o número de massa do carbono (na tabela 4 estão os valores da radiação de fundo de espalhamento para o urânio e tório com os vários alvos).

A influência desse espalhamento de nêutrons no próprio alvo foi também, verificada colocando-se no feixe um recipiente com água capaz de espalhar praticamente todos os nêutrons e retirar do feixe apenas uns 20% dos raios gama. Medindo-se com ou sem esse absorvente é possível obter um sistema de duas

TABELA 4

Alvo	Urânio (c/seg)	Tório (c/seg)
Tl	0,0147 \pm 0,0007	0,00126 \pm 0,00007
Al	0,0299 \pm 0,0019	0,00256 \pm 0,00014
Ni	0,1210 \pm 0,0078	0,01030 \pm 0,00056
Zn	0,1180 \pm 0,00005	0,01000 \pm 0,00005
Cu	0,0243 \pm 0,0016	0,00207 \pm 0,00011
Mn	0,0090 \pm 0,0006	0,00077 \pm 0,00004
Fe	0,0113 \pm 0,0071	0,00097 \pm 0,00005
S	0,0017 \pm 0,00026	0,00031 \pm 0,00002
Ca	0,0249 \pm 0,0014	0,00212 \pm 0,00012
Pb	0,0125 \pm 0,00078	0,00107 \pm 0,00006
Y	0,0439 \pm 0,0029	0,00383 \pm 0,0002
Be	0,0279 \pm 0,0017	0,00148 \pm 0,00004

equações a duas incógnitas que permite determinar a radiação de fundo proveniente dos nêutrons espalhados.

As medidas realizadas com o "long counter" também foram corrigidas para a radiação de fundo do ambiente (800 c/min), a radiação espalhada pela cápsula de grafita quando esta foi utilizada (~30 c/min) e a radiação espalhada pelo próprio alvo (tabela 5).

Nas determinações de intensidade o espectro do reator foi descontado, substituindo-se o alvo por um de magnésio, ou de carbono, de geometria e seção de choque de espalhamento próximas às do alvo utilizado. Este procedimento, entretanto, só foi levado a efeito para os alvos de energia e intensidade muito baixas frente às quais a radiação de fundo do reator é significativa (17).

TABELA 5

Radiação de fundo de espalhamento do próprio alvo
para as amostras de urânio e tório colocadas no
"detector de nêutrons".

Alvo	Urânio (c/min)	Tório (c/min)
Carbono	70,0	53,0
Níquel	392,0	313,0
Ferro	371,0	297,0
Berílio	58,0	46,0
Chumbo	124,0	100,0
Cálcio	193,0	147,0
Cobre	79,8	60,0
Alumínio	98,0	74,0
Manganês	37,8	28,6
Ítrio	135,8	102,8
Enxofre	25,6	19,2
Titânio	48,3	36,6

Obs.: No caso do alvo ser um composto, foram levadas em consideração as contribuições do oxigênio ou hidrogênio.

O erro em todas as medidas é de 1% .

CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS DADOS E RESULTADOS

IV.1 - INTENSIDADE DE RADIAÇÃO GAMA

A importância da determinação da intensidade de radiação gama na posição da amostra estudada (câmaras de fissão ou amostras de urânio e tório), reside na necessidade de seu conhecimento com precisão, para a obtenção das seções de choque.

Utilizou-se, para a medida da intensidade, um cristal de NaI(Tl), por este necessitar de um equipamento eletrônico simples e permitir a determinação da intensidade com um erro de ordem de 5 a 10%, de maneira fácil e rápida.

A fim de se determinar a intensidade de radiação gama emitida pelo alvo com um cristal, é necessário conhecer:

- a) a probabilidade de um raio gama atingir o cristal;
- b) a probabilidade de ele produzir ao menos uma interação no cristal;
- c) a probabilidade de, tendo esse raio gama interagido com o cristal, contribuir para o pico de absorção total ou fotopico. Assim, a intensidade de é dada por:

$$I = \frac{\text{área do fotopico}}{p(E) G \cdot (1 - e^{-\mu(E)L})}$$

sendo,

- G a eficiência geométrica, que no caso de um feixe paralelo vale 1;
- p(E) a fotofração ou eficiência de fotopico, que é a razão da área sob o fotopico para a área correspondente a toda função de resposta do detector e que pode ser calculada pelo método de Monte Carlo (Fra68) ou obtida experimentalmente (Ja62);
- $(1 - e^{-\mu(E)L})$ é a eficiência intrínseca do cristal, sendo $\mu(E)$ o coeficiente de absorção total e L o comprimento do cristal. Esta fórmula representa bem a realidade somente no caso de feixe fino em relação ao diâmetro do cristal.

A área sob o fotopico pode ser determinada supondo-se que sua forma é a de uma Gaussiana (He64); tomando-se os logaritmos dessa curva obtém-se uma reta que pode ser ajustada por mínimos quadrados pesados (Ma69).

Os fluxos devem ser medidos sempre que um alvo for colocado novamente, pois existem incertezas quanto à exata posição do alvo e quanto à potência do reator.

Como pôde ser visto na figura 16, o cristal está colocado a 314,5 cm da saída do canal, tendo um colimador na frente, pois o fluxo de radiação gama é muito alto e causaria problemas na medida, por causa do tempo de resolução do sistema detector. Entretanto, na utilização do feixe de radiação γ , existe interesse no conhecimento do fluxo na posição onde está colocada a amostra. Para isto foi feita uma correspondência entre os fluxos a 314,5 cm e a 143,0 cm da saída do canal (posição da amostra), em várias potências do reator de (100 Kw, 200 Kw, 500 Kw, 1 Mw), tendo-se verificado existir um fator de proporcionalidade. Este fator independente da energia foi extrapolado para 2 Mw, potência em que o reator opera normalmente.

Obteve-se um fator $2,01 \pm 0,02$ relacionando os fluxos a 314,5 cm e a 143,0 cm. Na tabela 6 são apresentados os fluxos de radiação gama com os respectivos erros para cada energia, obtidos na posição das amostras durante uma das medições realizadas,

TABELA 6

Fluxo de radiação gama incidente nas amostras

Elemento	Energia (MeV)	ϕ (gama/cm ² /seg)
³² S	5,43	$(2,6 \pm 0,2) 10^4$
⁸⁹ Y	6,07	$(7,3 \pm 0,7) 10^3$
⁴⁰ Ca	6,42	$(6,8 \pm 0,7) 10^3$
⁴⁸ Ti	6,73	$(7,7 \pm 0,6) 10^4$
⁹ Be	6,83	$(8,5 \pm 1,1) 10^2$
⁵⁵ Mn	7,23	$(3,5 \pm 0,4) 10^4$
²⁰⁷ Pb	7,38	$(2,8 \pm 0,3) 10^3$
⁵⁶ Fe	7,64	$(2,8 \pm 0,3) 10^4$
²⁷ Al	7,72	$(1,4 \pm 0,1) 10^4$
⁶⁴ Zn	7,88	$(1,1 \pm 0,1) 10^4$
⁶³ Cu	7,91	$(2,8 \pm 0,3) 10^4$
⁵⁸ Ni	9,00	$(1,5 \pm 0,1) 10^4$

IV.2 - CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO

A grande dificuldade no tratamento dos dados obtidos com as câmaras de fissão encontra-se no fato das linhas gama que são emitidas não serem monocromáticas. Por esta razão, não se mede diretamente a seção de choque numa dada energia, mas mede-se uma composição das seções de choque em várias energias, cujas intensidades relativas frente à energia principal (que é determinada experimentalmente) são bem conhecidas (Tro61), (Gr59), (Gr68), (Gr69), embora a precisão com que esses valores são conhecidos varie de 5 a 10%.

O número de reações por segundo, obtido na câmara de fissão é dado por:

(1)

$$R \left(\frac{\text{reações}}{\text{seg}} \right) = \phi \sigma N V$$

onde,

ϕ é o fluxo de radiação gama incidente na câmara;

σ é a seção de choque de fotofissão;

N é o número de átomos de urânio ou tório por cm^3 ;

V é o volume de urânio ou tório.

O número de reações relaciona-se com o número de contagens através da eficiência da câmara.

(2)

$$R = \frac{C}{\epsilon} = \phi \sigma N V = \phi \sigma N_T$$

onde,

C é o número de contagens/seg;

N_T é o número total de átomos de urânio ou tório.

(3)

$$\frac{C}{\epsilon N_T} = \frac{K A_A \sigma(E)}{(1 - e^{-\mu(E)L}) p(E) S_A}$$

onde,

A_A é a área do fotopico obtida a 314,5 cm da saída do feixe;

$K = 2,01$ é o fator que relaciona o fluxo nas duas posições e que foi determinado experimentalmente;

$(1 - e^{-\mu(E)L})_p(E)$ é a eficiência total do detector de raios gama;
 $S_A = 0,314 \text{ cm}^2$ é a área do feixe incidente no cristal.

(4)

$$\frac{\sigma(E)}{K'} = \frac{C(1 - e^{-\mu(E)L})_p(E)S_A}{A} = \frac{C}{\phi}$$

sendo,

 ϕ o fluxo de raios gama incidente no cristal

e,

$$K' = \frac{1}{\epsilon N_t K}$$

uma constante porque a eficiência da câmara e o número de átomos que estão no feixe são constantes e K foi determinado experimentalmente tendo-se verificado ser independente da energia.

Como existem várias linhas contribuindo ao mesmo tempo, para a seção choque, obtém-se generalizando:

(5)

$$\sigma_1 \phi_1 + \sigma_2 \phi_2 + \dots + \sigma_p \phi_p = CK'$$

sendo,

 ϕ_p o fluxo da linha principal medido experimentalmente

e,

te

 ϕ_i os fluxos das várias linhas secundárias.

Dividindo-se a equação (5) por ϕ_p obtém-se:

$$\sigma_1 r_1 + \sigma_2 r_2 + \dots + \sigma_p = \frac{CK'}{\phi_p}$$

onde os,

σ_i são as seções de choque para a fotofissão nas várias energias

e,

r_i são as intensidade relativas corrigidas para a absorção causada pelos filtros de parafina, para fina e boro e cádmio existentes entre o alvo onde se processa a reação (n, γ) e as câmaras de urânio ou tório.

Assim, se o fator K' não for considerado, obtêm-se apenas números proporcionais às seções de choque.

Levando-se em conta os vários alvos, obtêm-se um sistema de equações lineares. Fazendo-se aproximações de até 50 KeV nas energias, vê-se que um grande número de linhas (energias) são comuns a vários alvos e o sistema se reduz apreciavelmente.

Para resolver-se esse sistema, foi tomado, inicialmente, um sistema quadrado, onde as incógnitas são as seções de choque das linhas principais dos elementos alvos levando-se já em consideração as linhas secundárias coincidentes com as principais. As seções de choque obtidas com este sistema, foram então afetadas por erros correspondentes às contribuições das linhas que não foram consideradas inicialmente.

Os valores obtidos para as seções de choque de fotofissão, no caso do urânio, foram normalizados para os resultados de Manfredini (Man66), com os quais obtêm-se bom acôrdo quanto ao comportamento (Ma70). A normalização foi feita devido às dificuldades de se encontrar o fator K' . Para o tório os resultados foram normalizados por (Man69).

Os resultados para o urânio e tório, com os respectivos erros encontram-se na tabela 7.

TABELA 7

Seções de choque de fotofissão do urânio e tório

Energia (MeV)	Urânio	Tório
5,43	$0,54 \pm 0,43$	$0,10 \pm 0,08$
6,07	$6,98 \pm 0,76$	$0,81 \pm 0,08$
6,42	$2,19 \pm 0,33$	$2,6 \pm 0,3$
6,73	$10,6 \pm 1,1$	$7,9 \pm 0,8$
6,83	$1,92 \pm 0,15$	$2,2 \pm 0,3$
7,23	$3,8 \pm 1,5$	$1,8 \pm 0,4$
7,38	$10,5 \pm 1,1$	$2,9 \pm 0,3$
7,64	$10,3 \pm 2,6$	$5,6 \pm 0,5$
7,72	$9,4 \pm 0,6$	$3,8 \pm 0,3$
7,88	$11,4 \pm 2,0$	$4,6 \pm 0,5$
7,91	$14,8 \pm 1,5$	$5,0 \pm 0,5$
9,00	$37,7 \pm 4,5$	$8,4 \pm 0,9$

IV.3 - CÁLCULO DA COMPOSIÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO E EMISSÃO DE FOTONÊUTRONS

Utilizando-se o "long counter" com os BF_3 mediu-se $\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f}$ sendo v o número de nêutrons emitidos na fissão.

Otém-se assim para cada alvo:

$$\frac{C}{\epsilon} = (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f}) \phi_{\gamma} \frac{m}{\rho} \frac{N_0 \rho}{A}$$

onde,

ϵ é a eficiência do sistema;

C são as contagens obtidas;

ϕ_{γ} o fluxo incidente na amostra;

m a massa das amostras;

N_0 o número de Avogadro;

A o número de massa das amostras de urânio e tório.

De maneira análoga à empregada nas câmaras de fissão, é necessário levar em consideração a influência das linhas secundárias.

$$\frac{C A}{\text{em } N_0} = (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_1 \phi_1 + (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_2 \phi_2 + \dots$$

$$\dots (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_p \phi_p$$

Dividindo-se pelo fluxo da linha principal,

$$\frac{C A}{\text{em } N_0 \phi_p} = (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_1 r_1 + (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_2 r_2 + \dots (\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})_p$$

onde os r_1 são as intensidades relativas corrigidas para a absorção nos absorvedores existentes no canal. Obtém-se aqui, também, um sistema de equações lineares que pode ser resolvido como anteriormente, obtendo-se então, a composição das duas seções de choque $(\sigma_{\gamma,n} + v\sigma_{\gamma,f})$.

A eficiência do sistema detector de nêutrons foi determinada experimentalmente verificando-se o valor de todos os fatores envolvidos e foi, também, calculada a partir de medida de seção de choque da água pesada, supondo-se que esta é bem conhecida em todas as energias que entram no sistema de equações formado.

Definiu-se:

$$E = \frac{\epsilon f_s f_Y m N_0 K}{A}$$

onde,

ϵ é a eficiência do detector de nêutrons determinada no Capítulo III.2.3 como tendo o valor $0,0377 \pm 0,0022$;

f_s e f_Y são os fatores de absorção de nêutron na própria amostra e autoabsorção do feixe de radiação gama e que foram determinados experimentalmente (Capítulo III.2.1) tendo o valor $f_s f_Y = 0,705 \pm 0,008$;

$N_0 = 0,603 \cdot 10^{24}$ átomos/mol/(o fator 10^{24} fica fora para que a seção de choque seja dada já em barns).

m massa das amostras

$m_{\text{urânio}}$ 376,77 g

$m_{\text{tório}}$ 361,12 g ou, 383,29 g (a primeira quebrou-se após algumas medidas)

A 232 ou, 238

K fator de correção para o fluxo na posição da amostra valendo $2,01 \pm 0,02$ (Capítulo IV.1).

Obteve-se assim,

$$E_U = 0,0508 \pm 0,003$$

$$E_{Th} = 0,0501 \pm 0,003$$

$$E_{Th} = 0,0521 \pm 0,003$$

A fim de testar o valor dessa eficiência mediu-se, então, a seção de choque (γ, n) em uma amostra de água pesada e tomando-se as seções de choque como conhecidas com precisão (Bi57), obteve-se a eficiência do sistema fazendo-se as necessárias transformações para a massa e o número de massa das amostras de interesse. Na tabela 8 encontram-se as eficiências calculadas através da seção de choque de água pesada obtida com a radiação gama proveniente dos alvos de titânio e níquel, bem como a eficiência experimental.

TABELA 8

Eficiência E

	<u>Experimental</u>	<u>Através do Ti</u>	<u>Através do Ni</u>
Urânio	0,0508 \pm 0,003	0,0511 \pm 0,0025	0,0548 \pm 0,0026
Tório	0,0501 \pm 0,003	0,0501 \pm 0,0025	0,0537 \pm 0,0026
Tório	0,0521 \pm 0,003	0,0531 \pm 0,0025	0,0570 \pm 0,0027

Nos cálculos das seções de choque efetuados nesta tese, utilizou-se a eficiência experimental dada na primeira coluna.

Os valores de $\sigma_{\gamma, n} + v\sigma_{\gamma, f}$ para as várias energias encontram-se na tabela 9.

TABELA 9

Composição das seções de choque de fotofissão e
emissão de fotonêutrons, $\sigma_{\gamma,n} + \bar{\nu}\sigma_{\gamma,f}$

E(MeV)	σ (mb) Urânio	σ (mb) Tório
6,07	26,4 \pm 1,9	1,96 \pm 0,20
6,42	7,7 \pm 0,6	11,7 \pm 1,9
6,73	49,3 \pm 5,7	45,5 \pm 3,5
6,83	8,5 \pm 1,2	-
7,23	15,8 \pm 1,2	9,8 \pm 2,3
7,38	48,5 \pm 4,8	23,4 \pm 2,5
7,64	48,3 \pm 3,2	35,7 \pm 5,2
7,72	43,0 \pm 4,1	28,6 \pm 3,9
7,88	54,8 \pm 4,5	34,8 \pm 4,0
9,00	187,8 \pm 23,1	90,5 \pm 16,3

IV.4 - CÁLCULO DA RAZÃO DE FOTOFISSÃO PARA EMISSÃO DE FOTONÊUTRONS NO URÂNIO E TÓRIO

Partindo-se da composição das seções de choque $\sigma_{\gamma,n} + \bar{\nu}\sigma_{\gamma,f}$ dada na tabela 9 e descontando-se as seções de choque $\sigma_{\gamma,f}$ dadas na tabela 7, obtém-se $\sigma_{\gamma,n}$ desde que se conheça o número de nêutrons $\bar{\nu}$ emitidos na fissão. Os valores de $\sigma_{\gamma,n}$ para o urânio e tório com os respectivos erros estão na tabela 10.

TABELA 10

Seção de choque para emissão de fotonêutrons no urânio e tório $\sigma_{\gamma,n}$

E(MeV)	$\sigma_{\gamma,n}$ (mb)	$\sigma_{\gamma,n}$ (mb)
	Urânio	Tório
6,07	9,0 \pm 2,7	-
6,42	2,2 \pm 1,1	5,1 \pm 2,0
6,73	22,7 \pm 6,3	25,7 \pm 4,1
6,83	3,7 \pm 1,2	-
7,23	6,3 \pm 3,9	5,3 \pm 2,5
7,38	22,2 \pm 5,5	16,1 \pm 2,6
7,64	22,6 \pm 7,2	21,6 \pm 5,3
7,72	19,6 \pm 4,3	19,2 \pm 3,9
7,88	26,5 \pm 6,7	23,4 \pm 4,2
9,00	93,6 \pm 25,5	69,6 \pm 16,4

Vários autores têm feito a hipótese de que o número de nêutrons emitidos na fissão não varia com a energia ou, caso varie, essa dependência é bastante pequena. Assim, adotam para $\bar{\nu}$ um valor médio de 2,5 nêutrons (Laz55), (Ka58), (Hy64).

Em 1963, Hopkins e Diver (Ho63) mostraram que para alguns elementos pesados $\bar{\nu}$ não é constante com a energia e que sua dependência é dada pela relação

$$\bar{\nu} = A + 0,160 E(\text{MeV}) \quad (1)$$

onde a inclinação $0,160 \text{ MeV}^{-1}$ é "universal" para fissão induzida por nêutrons no ^{233}U , ^{235}U e ^{239}Pu . Essa expressão parece ser bem precisa quando a energia de excitação excede a energia de ligação do nêutron por aproximadamente 2MeV .

Bowman et al (Bow64) utilizando fótons monocromáticos obtidos através da aniquilação de pósitrons em voo, mediu a quantidade que chamou de "multiplicidade de nêutrons"

$$\mu = \frac{\sigma(\gamma, N)}{\sigma(\gamma, \text{total})}$$

detectada por "burst" do feixe no ^{235}U . Fazendo a hipótese da existência da inclinação "universal" constante e independente do modo de excitação nuclear, esses experimentadores determinaram o valor de A como sendo 1,3 estabelecendo a dependência de ν com a energia.

Embora essa dependência tenha sido obtida para o ^{235}U , foi feita aqui a hipótese de que esse comportamento não varia muito no ^{238}U e calculou-se o valor de ν pela expressão (1) para as várias energias. Como as energias são bastante próximas (variação de 2 MeV entre os pontos de interesse) e como a dependência de ν na energia não é muito forte, verificou-se que os valores de ν oscilam em torno de 2,5, como pode ser visto nos dados da tabela 11. Por este motivo, no cálculo da razão Γ_n/Γ_f , adotou-se o valor ν constante e igual a 2,5.

Obtendo-se a seção de choque para a emissão de nêutrons $\sigma_{\gamma, n}$, calculou-se então a razão entre as larguras para emissão de nêutrons para a fotofissão:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{\sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, f}}{\sigma_{\gamma, f}} - 1 = \frac{\sigma_{\gamma, n}}{\sigma_{\gamma, f}}$$

cujos resultados para o urânio e tório encontram-se na tabela 12.

Foram também calculados os valores da quantidade

$$\frac{\sigma_{\gamma, f}}{\sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, n}}$$

(tabela 13), pois vários autores publicam o valor dessa grandeza definida como "photofission branching ratio".

TABELA 11

Cálculo do número de nêutrons emitidos na fissão
de acôrdo com a fórmula de Hopkins e Diver

$$\bar{\nu} = A + 0,160 E(\text{MeV})$$

$$A = 1,3 \text{ segundo Bowman (Bow64)}$$

$$\nu = 1,3 + 0,16 E$$

E(MeV)	ν
5,43	2,17
6,07	2,27
6,42	2,32
6,73	2,38
6,83	2,39
7,23	2,46
7,38	2,48
7,64	2,52
7,72	2,54
7,88	2,56
7,91	2,57
9,00	2,74

TABELA 12

Razão Γ_n/Γ_f experimental para o ^{238}U e o ^{232}Th

E(MeV)	Urânio Γ_n/Γ_f	Tório Γ_n/Γ_f
6,07	1,3 \pm 0,4	-
6,42	1,1 \pm 0,5	2,0 \pm 0,8
6,73	2,1 \pm 0,6	3,2 \pm 0,6
6,83	1,9 \pm 0,6	-
7,23	1,7 \pm 1,1	2,9 \pm 1,4
7,38	2,1 \pm 0,5	5,5 \pm 1,0
7,64	2,2 \pm 0,8	3,8 \pm 0,9
7,72	2,1 \pm 0,4	5,1 \pm 1,0
7,88	2,3 \pm 0,7	5,1 \pm 1,0
9,00	2,5 \pm 0,7	8,3 \pm 2,0

TABELA 13

Valores da quantidade $\frac{\sigma_{\gamma f}}{\sigma_{\gamma n} + \sigma_{\gamma f}}$ definida como "Photofission branching ratio"

E(MeV)	Urânio					Tório			
	Êste trabalho	G156	Du53	Laz55	Êste trabalho	G156	La55		
6,0	0,44 ± 0,08	-	-	-	-	-	-	-	
6,42	0,47 ± 0,10	-	-	-	0,33 ± 0,09	-	-	-	
6,73	0,32 ± 0,06	-	-	-	0,23 ± 0,03	-	-	-	
6,83	0,34 ± 0,07	-	-	-	-	-	-	-	
7,00	-	-	-	0,24 ± ?	-	-	-	0,18 ± ?	
7,23	0,37 ± 0,14	-	-	-	0,25 ± 0,08	-	-	-	
7,38	0,32 ± 0,05	-	-	-	0,15 ± 0,02	-	-	-	
7,64	0,31 ± 0,08	-	-	-	0,20 ± 0,04	-	-	-	
7,72	0,32 ± 0,04	-	-	-	0,16 ± 0,02	-	-	-	
7,88	0,30 ± 0,06	-	-	-	0,16 ± 0,02	-	-	-	
8,00	-	0,21 ± ?	0,25 ± ?	0,22 ± ?	-	0,10 ± ?	0,14 ± ?	0,14 ± ?	
9,00	0,28 ± 0,06	0,17 ± ?	0,21 ± ?	0,19 ± ?	0,11 ± 0,02	0,08 ± ?	0,10 ± ?	0,10 ± ?	
10,00	-	0,18 ± ?	0,16 ± ?	0,23 ± ?	-	0,08 ± ?	0,08 ± ?	0,08 ± ?	
11,00	-	0,20 ± ?	0,18 ± ?	0,23 ± ?	-	0,08 ± ?	0,08 ± ?	0,08 ± ?	

Obs.: Os dados de G156, Du53 e Laz55 foram obtidos como espectro de "bremsstrahlung".

IV.5 - DISCUSSÃO DOS ERROS ENVOLVIDOS

Os erros associados a esta experiência pertencem a duas categorias (Ba57): erros acidentais e erros sistemáticos. Os tipos de erros em cada categoria foram estimados e são indicados abaixo:

1. ERROS ACIDENTAIS:

a) desvio padrão devido a estatística de contagens:

contagem de fissões $\pm 1\%$

contagem de fotonêutrons e fotofissões $\pm 1\%$

contagem da radiação gama $\pm 0,5\%$

contagens feitas com as cápsulas dos alvos $\pm 1,5\%$

contagem no monitor $\pm 0,5\%$

b) nível da base para contagem integral $< 0,1\%$

c) erro na fotofração $\pm 8\%$ a 10%

d) erro no ajuste da gaussiana $\pm 0,5\%$ a 5%

e) erro no cálculo da radiação espalhada pelo alvo $\pm 0,1\%$ a 5%

f) erros nas intensidades relativas das linhas gama $\pm 1\%$ a 10%

2. ERROS SISTEMÁTICOS:

a) determinação da massa das amostras de urânio e tório $\pm 0,003\%$

b) correção para auto absorção nas amostras de urânio e tório $\pm 1,1\%$

c) geometria das câmaras de fissão e das amostras de urânio e tório, com respeito a fonte de raios gama $\pm 2\%$

d) eficiência do detector de nêutrons $\pm 5,8\%$

e) linhas gama secundárias que foram consideradas como sendo o mesmo valor de energia $\pm 0,5\%$

f) linhas secundárias desprezadas dependendo do alvo $\pm 10\%$ a 30%

g) fator K que relaciona o fluxo de radiação gama nas duas posições 1%

Obs.: Os dados de G156, Du53 e Laz55 foram obtidos como espectro de "bremsstrahlung".

.92.

A precisão nos valores da razão Γ_n/Γ_f , dados na tabela 12, foi estimada pela composição dos erros sistemáticos e acidentais, supondo-se que eles sejam independentes entre si (Go68), (Pa61).

C

V

r

d

m

ç

o

t

d

v

e

r

l

(

CAPÍTULO V - DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS

V.1 - INTRODUÇÃO

Os valores da razão Γ_n/Γ_f , obtidos nesta tese, com radiação gama de captura, podem ser comparados com os dados obtidos por outros autores com radiação de "bremsstrahlung" e com os dados obtidos através de outras experiências, como a medida da seção de choque de fissão de nêutrons rápidos, ou a medida da seção de choque de "spallation" de partículas carregadas.

Além disso, esses valores podem ser correlacionados com valores teóricos obtidos fazendo-se hipóteses sobre a distribuição dos níveis nucleares, permitindo assim, a obtenção de uma temperatura nuclear que melhor se ajuste aos dados experimentais.

V.2 - COMPARAÇÃO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f COM VALORES TEÓRICOS

Os valores experimentais obtidos aumentam ligeiramente com a energia de excitação, conforme pode ser visto das figuras 22 e 23, para o urânio e tório, respectivamente. Nota-se, entretanto, que existe uma tendência a que esses valores se tornem constantes quando a energia de excitação atinge poucos MeV (2,5 a 3 MeV) acima do limiar da reação.

Este comportamento está mais de acordo com o modelo da Temperatura Cons-

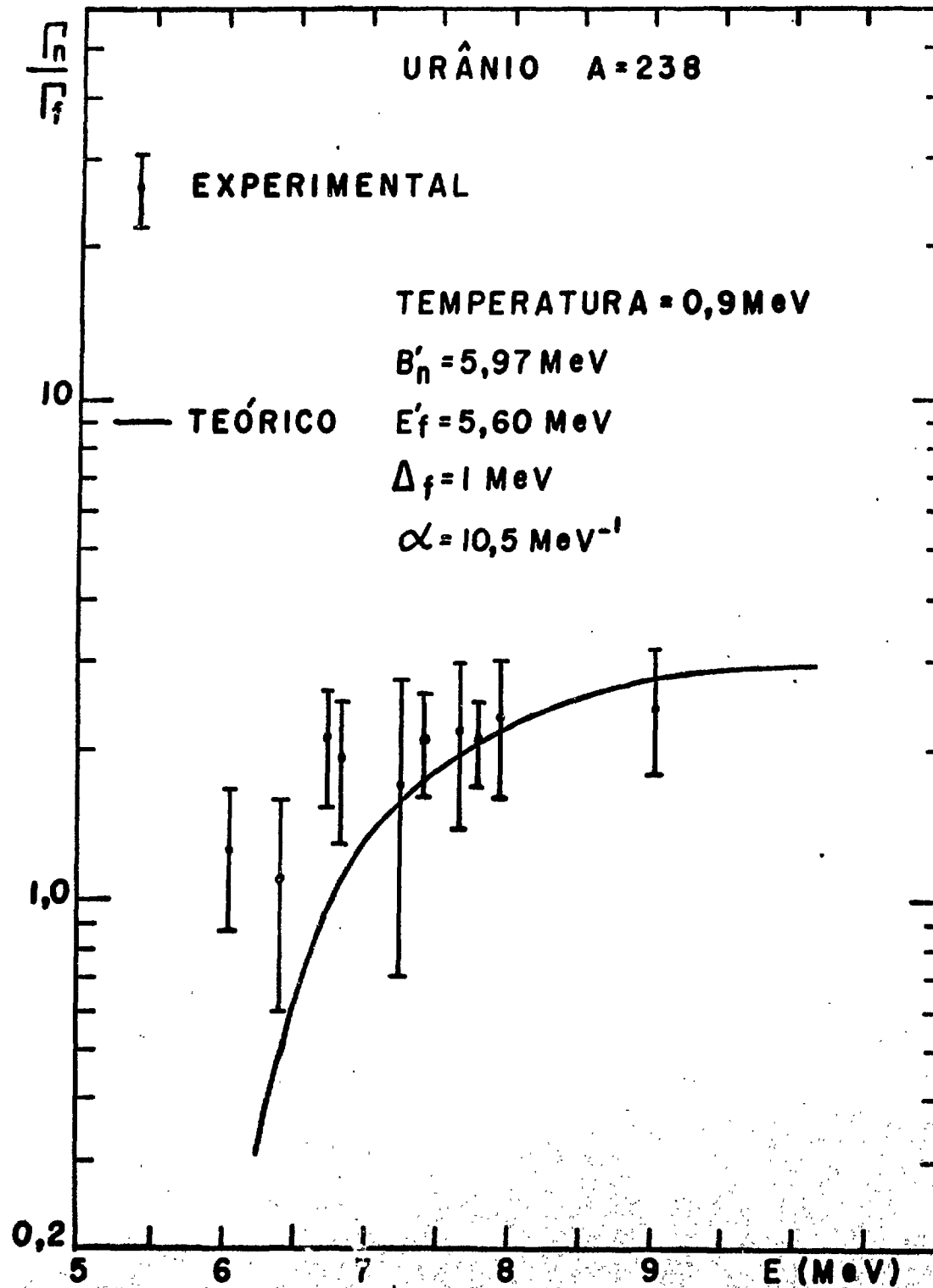


fig. 22

Valores experimentais da razão Γ_n/Γ_f para o ^{238}U
 comparados ao modelo da Temperatura Constante.

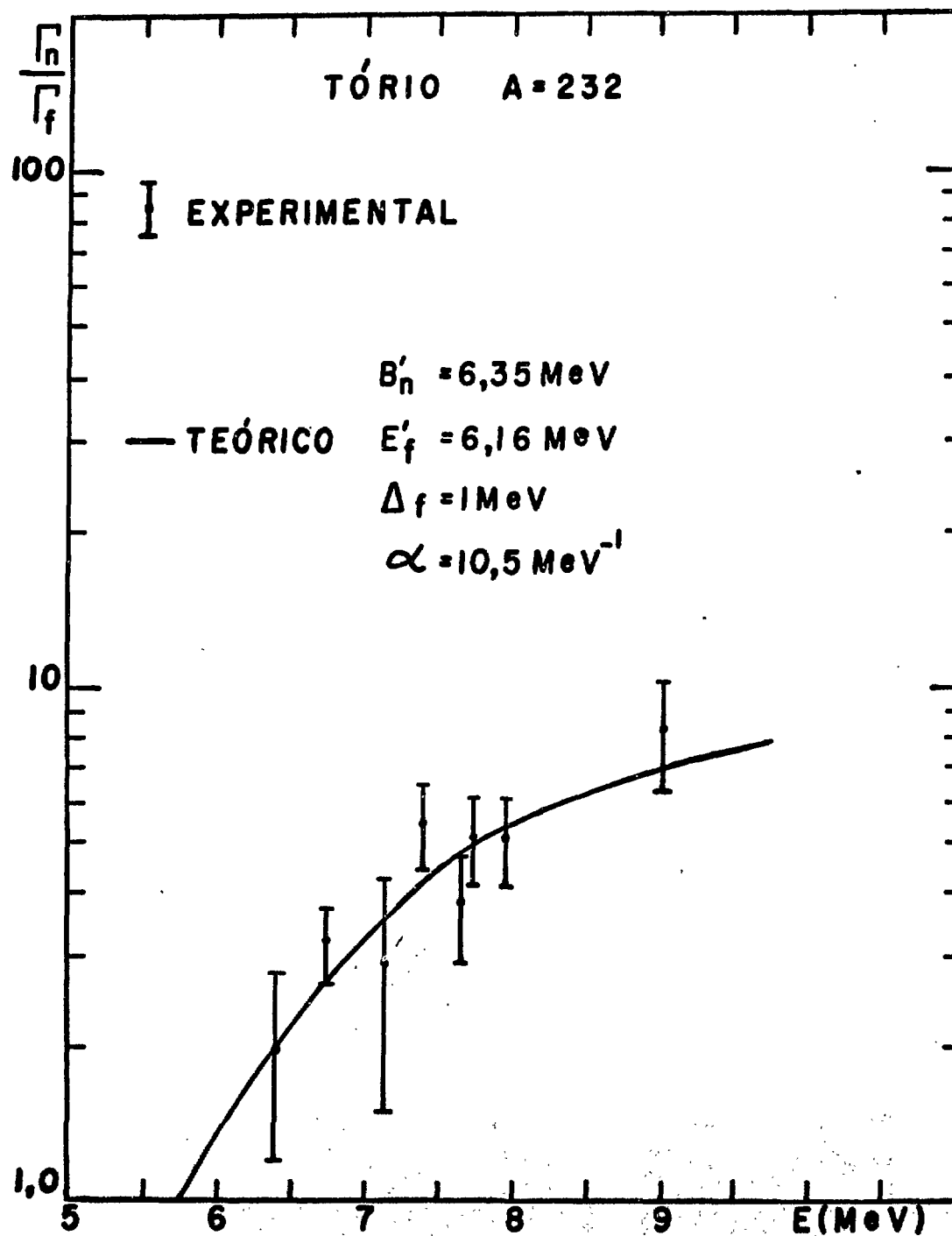


fig. 23

Valôres experimentais da razão Γ_n/Γ_f para o ^{232}Th comparados ao modelo da Temperatura Constante.

tante, descrito no Capítulo II.3, pois os outros dois modelos descritos no mesmo Capítulo (Gás de Fermi e Gôta Líquida) apresentam, nas energias de excitação de 6 a 9 MeV, uma variação bastante brusca, suavizando-se somente para energias de excitação bem mais altas (15 MeV).

As curvas teóricas de Γ_n/Γ_f dadas pelo modelo da Temperatura Constante, calculadas sem aproximação, estão nos mesmos gráficos 22 e 23. Nota-se que em energias logo acima do limiar os valores teóricos são extremamente baixos. Isto é explicado pelo fato das fórmulas teóricas empregadas para o cálculo de Γ_n/Γ_f serem válidas, rigorosamente, apenas em energias de excitação onde as hipóteses estatísticas são apropriadas e as expressões das densidades de níveis dão uma descrição razoavelmente correta dos níveis acima do limiar de fissão e da energia de ligação do nêutron.

Através da fórmula:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \frac{\left[-1 - \frac{(E-B'_n)}{T} + \exp \left[\frac{(E-B'_n)}{T} \right] \right]}{\left[-1 + \exp \left[\frac{(E-E'_f)}{T} \right] \right]}$$

os valores de Γ_n/Γ_f foram calculados para o urânio e tório a várias temperaturas, sendo que o comportamento dessa razão ajusta-se aos dados experimentais dentro dos erros cometidos. Para o cálculo da temperatura nuclear utilizou-se os valores de Γ_n/Γ_f obtidos em 9 MeV, pois para essa energia o modelo teórico é, como já foi dito, mais digno de confiança.

Obteve-se 0,9 MeV para o ^{238}U e 1,4 MeV para o ^{232}Th utilizando-se a fórmula aproximada dada pela equação 37 do Capítulo II.

Segundo Vandembosh (Va58), que fez um estudo completo sobre as experiências que permitem obter valores de Γ_n/Γ_f , a temperatura que melhor se ajusta aos dados experimentais (existentes até 1958) é 0,6 MeV. Esta temperatura é menor do que as temperaturas obtidas através de cálculos de evaporação de nêutrons, que têm seus valores em torno de 1,35 MeV. Entretanto, Vandembosh afirma que as temperaturas nucleares obtidas por diferentes tipos de informação sempre discordam.

V.3 - COMPARAÇÃO DOS VALORES EXPERIMENTAIS DA RAZÃO Γ_n/Γ_f OBTIDOS COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA COM OS VALORES EXPERIMENTAIS OBTIDOS COM RADIAÇÃO DE "BREMSSTRAHLUNG"

Como acima de 8,5 MeV o valor Γ_n/Γ_f é praticamente constante, pode-se fazer uma comparação com valores de outros autores, obtidos em energias mais altas (12 MeV).

Assim, os valores de Γ_n/Γ_f para o urânio e tório em 9 MeV são comparados na tabela 14 com os resultados de Γ_n/Γ_f provenientes de experiências que utilizaram radiação de "bremsstrahlung" em 12 MeV.

TABELA 14

Comparação da razão Γ_n/Γ_f obtida através de reações (n, γ) com aquelas obtidas por "bremsstrahlung"

Núcleo alvo - Núcleo fissionável	12 MeV (Bremsst) (Va58)	9 MeV(n, γ)
^{232}Th	12 \pm ?	8,3 \pm 2,0
^{238}U	5 \pm ?	2,5 \pm 0,7

A falta de concordância entre esses resultados é explicada em grande parte pelo seguinte: os cálculos da razão Γ_n/Γ_f exigem o conhecimento das seções de choque de fotofissão e emissão de foneútrons e, quando se compara os valores da seção de choque de fotofissão, por exemplo, obtidos até o momento por diversos autores, encontram-se valores bastante distintos, às vezes obtidos até pelos mesmos autores. As diferenças nas seções de choque obtidas pelos vários experimentadores deve-se, em parte, às dificuldades no conhecimento preciso da eficiência dos detectores empregados e, em parte, às dificuldades decorrentes do fato do espectro dos raios gama utilizados ser contínuo, pois a maioria dessas medidas foi feita com o espectro de "bremsstrahlung".

Apenas para confirmar o que foi dito acima, são apresentados na tabela(15) os valores das seções de choque de fotofissão no urânio em torno de 6 MeV. A maioria dos autores não assinala os erros cometidos, motivo pelo qual eles não se encontram na tabela.

TABELA 15

Seção de choque de fotofissão do urânio

E (MeV)	σ (mb)	Observações
6	-	Du53 (bremsstrahlung)
6	5	G156 (bremsstrahlung)
6,14	8,6 \pm 1,6	C158 (reação p, γ)
6,0	8	Ka58 (bremsstrahlung)
6,14	13 \pm 4	Hu162 (reação p, γ)
6,07	14,7 \pm 2,2	Ca64 (reação n, γ)
6,07	5,99 \pm 1,05	Man66 (reação n, γ)
6,07	5,99 \pm 1,05	Man69 (reação n, γ)
6,03	4,168 \pm 0,088	Kno69 (reação n, γ)
6,07	6,98 \pm 0,76	Ma70 (reação n, γ)

V.4 - COMPARAÇÃO DOS VALORES EXPERIMENTAIS DE Γ_n/Γ_f COM AQUELES OBTIDOS ATRAVÉS DE OUTROS TIPOS DE EXPERIÊNCIA-CORRELAÇÃO DE Γ_n/Γ_f COM PARÂMETROS NUCLEARES

Conforme foi descrito no Capítulo I, existem três tipos de experiências distintas que permitem a obtenção de valores da razão Γ_n/Γ_f : seção de choque de fissão para nêutrons rápidos, seção de choque de "spallation" de partículas carregadas e seção de choque de fotofissão e fotonêutrons.

Para se fazer uma comparação dos dados aqui obtidos com aqueles provenientes de outras experiências, é necessário fazer uma correlação dos valores de Γ_n/Γ_f existentes com parâmetros nucleares como o número de massa, a quantidade de $\frac{Z^2}{A}$ conhecida como parâmetro de fissionabilidade da gota líquida $\frac{Z^{1/3}}{A}$ etc.

Foi escolhido para comparação com outras experiências, o valor de Γ_n/Γ_f obtido em 9 MeV, pois as outras experiências utilizam normalmente energias bem acima do limiar de fissão, na região onde já existe uma independência de $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ com a energia de excitação.

Na figura 24 encontra-se a variação de Γ_n/Γ_f com o parâmetro de fissionabilidade $\frac{Z^2}{A}$ estando assinalados os pontos do urânio e tório obtidos nesta tese. Nota-se uma grande flutuação entre os dados experimentais existentes, uma vez que os erros envolvidos neste tipo de experiência, embora não assinalados são bastante grandes. Os pontos do gráfico 20 são de vários autores diferentes (Hy64).

Segundo Vandembosh o parâmetro mais fundamental para correlacionar a razão Γ_n/Γ_f é a diferença entre a energia limiar de fissão e a energia de ligação do nêutron, sendo usados os valores efetivos desses limiares. Esses valores efetivos diferem dos reais por causa da dependência da densidade de níveis no tipo nuclear (Capítulo II.3.1.) .

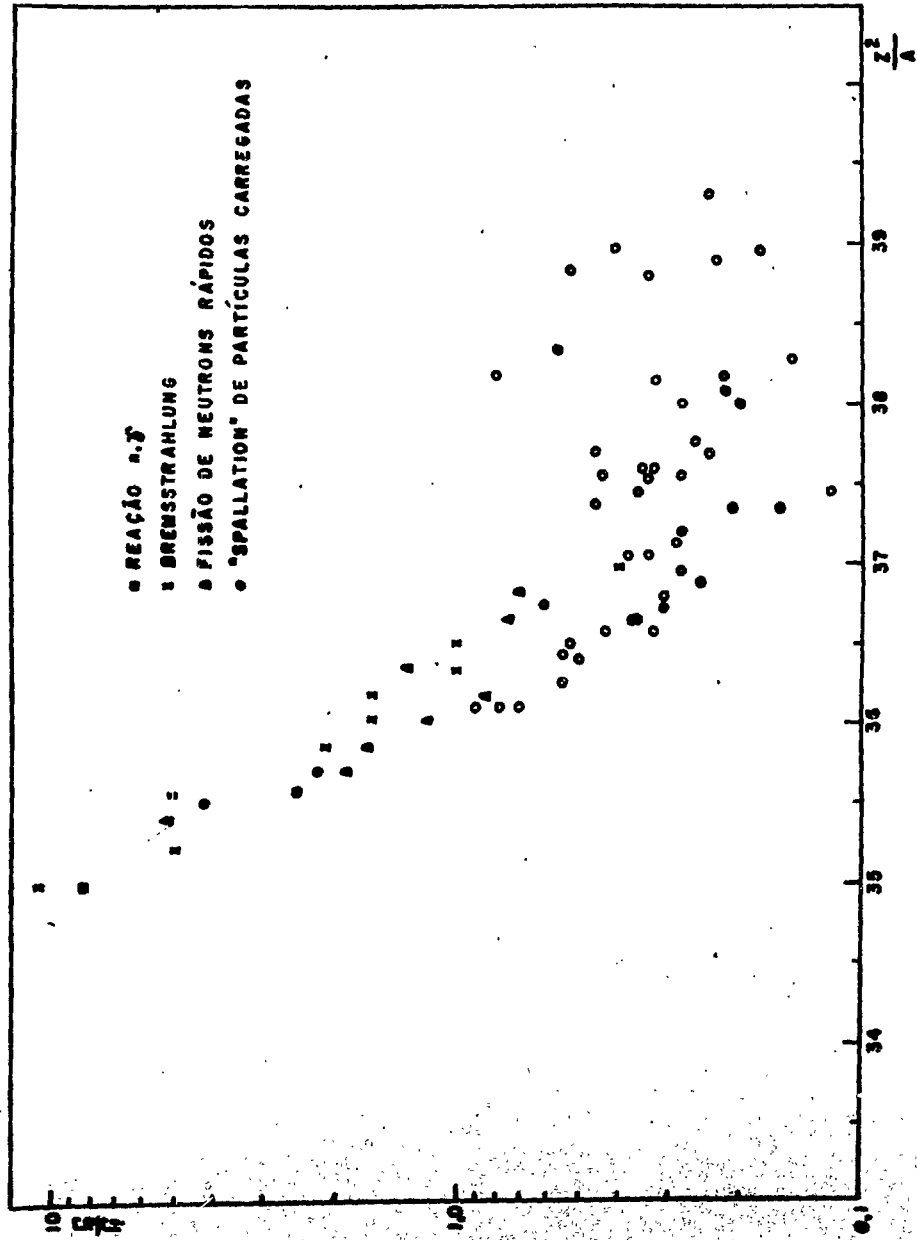


fig. 24

Varição da razão Γ_n/Γ_f com o parâmetro de fissionabilidade Z^2/A

Na figura 25 encontram-se os valores de Γ_n/Γ_f existentes na literatura versus $E_f - B_n^i$ incluindo-se os valores aqui determinados em 9 MeV, notando-se bom acôrdo desses resultados com os dos demais autores.

Para se ampliar as conclusões aqui apresentadas será necessário um estudo sistemático da razão Γ_n/Γ_f em outros elementos e outros isótopos do ^{238}U e ^{232}Th , bem como a determinação de valores ainda mais precisos em energias logo acima do limiar. O aumento dessa precisão, entretanto, é um problema de difícil solução, pois a principal responsável pelo erros cometidos na determinação da razão Γ_n/Γ_f , neste tipo de experiência, é a fonte de radiação gama utilizada que ainda não é rigorosamente monocromática.

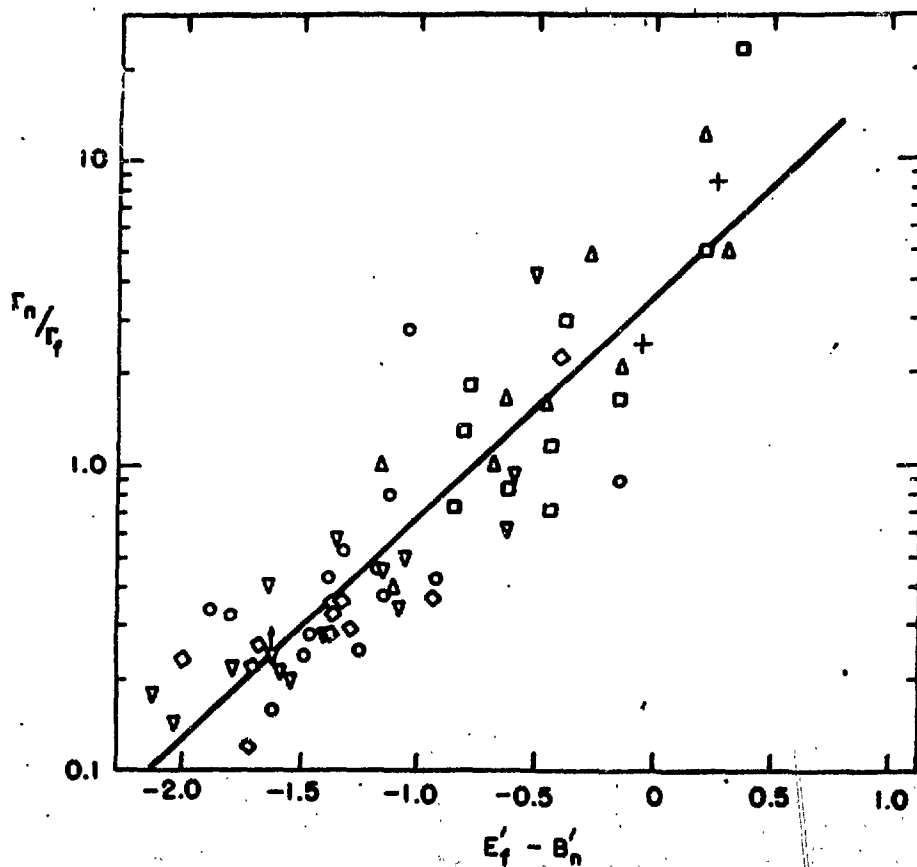


fig. 25

Variação da razão Γ_n/Γ_f com o parâmetro $E'_f - B'_n$

Obs.: + Dados obtidos nesta tese.

CAPÍTULO VI - SUMÁRIO

Quando $\Gamma_n \geq \Gamma_f$, que é o caso do ^{238}U e ^{232}Th , que possuem $Z \geq 90$:

- 1) A razão Γ_n/Γ_f para energias de excitação de 6 a 9 MeV depende fracamente da energia, sendo os resultados melhor descritos pelo modelo da Temperatura Constante.
- 2) A partir de $\sim 8,5$ MeV, Γ_n/Γ_f independe da energia de excitação.
- 3) A temperatura que pode ser associada aos dados experimentais em 9 MeV é 0,90 MeV para o ^{238}U e 1,4 MeV para o ^{232}Th .
- 4) Os valores da razão Γ_n/Γ_f obtidos nesta tese, para o ^{238}U e ^{232}Th , diferem um pouco dos resultados obtidos para os mesmos elementos, utilizando-se radiação de "bremsstrahlung", mas essa diferença é seguramente coberta pelos erros cometidos nessas medidas.

APÊNDICE A - CÁLCULO DA DENSIDADE DE NÍVEIS DE ENERGIA

Tomando-se modelos específicos para o núcleo, ou seja, partículas livres, ou extremamente ligadas, muda-se somente a relação entre a temperatura e a energia. Altera-se assim, a densidade de níveis mas o princípio de cálculo é sempre o mesmo, sendo o problema nuclear considerado como estatístico. Portanto, o modelo nuclear será especificado somente no final do cálculo.

A densidade de níveis é $\rho(E) = \frac{1}{D(E)}$, onde $D(E)$ é o espaçamento nuclear e $\rho(E)dE$ o número de níveis com energia entre E e $E + dE$. Para se obter a densidade de níveis, considere-se a expressão fundamental da Mecânica Estatística:

$$\sum_K e^{-E_k/T} = e^{-F/T} \quad (1)$$

na qual a soma estende-se sobre todos os níveis E_k do núcleo. T é um parâmetro arbitrário e $F(T)$ uma função de T definida pela relação (1).

Se os níveis são muito densos, a expressão (1) pode ser escrita como uma integral:

$$\int \rho(E) e^{-\epsilon/T} d\epsilon = e^{-F/T} \quad (2)$$

É possível obter $T(E)$ dessa equação se:

- 1) o parâmetro T for escolhido de modo a que somente energias próximas a E contribuam apreciavelmente na integral (2) e,
- 2) F for determinado em função de T e ambas as quantidades F e T determinadas como função de E .

Supondo que T possa ser determinado de modo a ser satisfeita a condição (1), $\rho(\epsilon) e^{-\epsilon/T}$ terá seu máximo nas vizinhanças de $\epsilon = E$. Então, óbvio-

mente,

(3)

$$\frac{\sum E_k e^{-E_k/T}}{\sum e^{-E_k/T}} = \frac{\int \epsilon \rho(\epsilon) e^{-\epsilon/T} d\epsilon}{\int \rho(\epsilon) e^{-\epsilon/T} d\epsilon} = E$$

Essa relação determina o parâmetro T como função de E , se o espectro de energia do sistema for conhecido.

Inversamente, a fórmula expressa E em função de T . As funções $E(T)$ e $F(T)$ são ligadas por:

$$E = \frac{d(F/T)}{d(1/T)} \quad \text{fazendo} \quad \frac{1}{T} = x$$

$$E = \frac{d(Fx)}{dx} = F + \frac{dF}{dx} x = F + \frac{dF}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \frac{1}{T}$$

$$\frac{d\left(\frac{1}{T}\right)}{dT} = -\frac{1}{T^2} dT \quad \therefore \quad -\frac{1}{T^2} = \frac{d\left(\frac{1}{T}\right)}{dT}$$

$$\frac{dF}{dT} = \frac{dF}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \frac{d\left(\frac{1}{T}\right)}{dT} = \frac{dF}{d\left(\frac{1}{T}\right)} \left(-\frac{1}{T^2}\right)$$

(4)

$$E = F + \frac{dF}{dT} \left(-\frac{T^2}{T}\right) = F - \frac{dF}{dT} T$$

T , E e F correspondem na teoria estatística comum a KT , energia do sistema e energia livre respectivamente.

Como é mostrado em estatística clássica, a condição (1) será satisfeita pelo T definido na equação (3), se o sistema contiver um número suficiente de partículas. Portanto, a principal contribuição à integral (2) provém de níveis

de energia E_k vizinhos de E . Assim, pode-se escrever em lugar de (2),

(5)

$$e^{-F/T} = \rho(E) e^{-E/T} \lambda(E)$$

onde, $\lambda(E)$ é uma quantidade com dimensão de energia e que pode ser calculada resolvendo-se a equação (2).

É uma função suave da energia de excitação, E , quando comparada com as funções que variam rapidamente: $e^{-F/T}$, $e^{-E/T}$ e $\rho(E)$.

Reescrevendo (5):

(6)

$$\rho(E) = \frac{e^{-(F+E)/T}}{\lambda(E)}$$

De acordo com a definição (3), T é a temperatura para a qual a energia do sistema é E e F é a correspondente energia livre.

Introduzindo-se a abreviação $\frac{E-F}{T} = S$, S é a entropia dividida pela constante de Boltzman K .

Portanto,

(7)

$$\rho(E) = e^{S(E)}/\lambda(E)$$

e resta, então, determinar $S(E)$ e $\lambda(E)$.

Para S têm-se de acordo com (4):

$$S = \frac{E-F}{T} = \frac{E}{T} - \frac{F}{T} = \frac{F}{T} - \frac{dF}{dT} - \frac{F}{T} \dots$$

(8)

$$S = - \frac{dF}{dT}$$

Também de acordo com (4),

$$\frac{dE}{dT} = \frac{d(F - T \frac{dF}{dT})}{dT} = \frac{dF}{dT} - T \frac{d^2F}{dT^2} - \frac{dF}{dT} = - T \frac{d^2F}{dT^2} \dots$$

$$\frac{dS}{dT} = - \frac{d^2 F}{dT^2} \quad dS = - \frac{d^2 F}{dT^2} dT$$

$$\int dS = S = \int - \frac{d^2 F}{dT^2} dT = \int \frac{1}{T} \frac{dE}{dT} dT \quad \therefore$$

(9)

$$S = \int c \frac{dT}{T}$$

onde c é o calor específico.

Da (9) segue imediatamente a conhecida relação

(10)

$$\frac{dS}{dT} = \frac{1}{T} \frac{dE}{dT}$$

e desde que T e E são relacionados um com o outro, de maneira única,

(11)

$$\frac{dS}{dE} = \frac{dS}{dT} \frac{dT}{dE} = \frac{1}{T}$$

expressando a definição elementar de entropia. S é conhecida como uma função de E , se a relação entre E e T for conhecida. (Roy67).

Para se determinar λ , introduz-se (6) em (2):

(12)

$$\int \rho(E) e^{-\epsilon/T} d\epsilon = e^{-F/T} = \int e^{S(\epsilon) - \epsilon/T} d\epsilon / \lambda(\epsilon)$$

onde $S(\epsilon)$ é a entropia correspondente à energia ϵ . Como λ varia lentamente com a energia e como o integrando é muito pequeno, a não ser para ϵ próximo de E , pode-se substituir $\lambda(\epsilon)$ por $\lambda(E)$.

$$\lambda(E) = \int e^{S(\epsilon) - \epsilon/T + F/T} d\epsilon$$

multiplicando-se por $e^{E/T - E/T}$ vem,

(13)

$$\lambda(E) = \int e^{S(\epsilon) - S(E) + (E - \epsilon)/T} d\epsilon$$

Usando-se a equação (11) a exponencial fica:

$$\frac{dS}{dE} (\epsilon - E) + \frac{1}{2} \frac{d^2S}{dE^2} (\epsilon - E)^2 + \dots + \frac{E - \epsilon}{T} = -\frac{1}{2T^2} \frac{dT}{dE} (\epsilon - E)^2 \dots$$

$$\lambda(E) = \int -\frac{1}{2T^2} \frac{dT}{dE} (\epsilon - E)^2 d\epsilon$$

integrando-se obtém-se:

$$\lambda(E) = (2\pi)^{1/2} T \left(\frac{dE}{dT}\right)^{1/2}$$

Então,

(14)

$$\rho(E) = \frac{e^S}{(2\pi)^{1/2} T \left(\frac{dE}{dT}\right)^{1/2}}$$

Fazendo-se agora a hipótese de que E depende da temperatura através de uma lei de potência $E = \alpha T^n$, o que é verdade para o modelo Gás de Fermi com $n = 2$ e para o modelo da Gôta Líquida a baixa temperatura (baixa energia de excitação) com $n = \frac{7}{3}$ e alta temperatura com $n = 4$, obtém-se:

$$S = \int \frac{dT}{T} \frac{dE}{dT} = \int \frac{dT}{T} n \alpha T^{n-1} = \int dT n \alpha T^{n-2} = \frac{n \alpha T^{n-1}}{n-1} = \frac{n}{n-1} \alpha T^{n-1} \dots$$

$$S = \frac{n}{n-1} E \frac{n-1}{n} \alpha \frac{1}{n}$$

$$\rho(E) = \frac{e^S}{(2\pi)^{1/2} T \left(\frac{dE}{dT}\right)^{1/2}} = \frac{e^S}{(2\pi)^{1/2} \frac{E^{1/n}}{\alpha^{1/n}} (\alpha T^{n-1})^{1/2}}$$

(15)

$$\rho(E) = \exp \left[\left(\frac{n}{n-1}\right) (\alpha E^{n-1})^{\frac{1}{n}} \right] \frac{1}{(2\pi n)^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{E^{n+1}}\right)^{\frac{1}{2n}}$$

resultado que tem o expoente do coeficiente da exponencial $\frac{1}{2n}$ e não $\frac{1}{2} n$ como é visto na referência (Mor53). Entretanto, essa diferença não é importante, uma vez que se toma o coeficiente $\frac{1}{(2\pi n)^{1/2}} \frac{\alpha}{E^{n+1}} \frac{1}{2n}$ como constante devido à lenta variação de $\rho(E)$ com esse termo frente à variação da exponencial.

Então, supondo-se uma interação fraca entre as partículas assume-se $n=2$ e têm-se:

$$\rho(E) = C \exp \left[2 (\alpha E)^{1/2} \right] \quad (16)$$

e, supondo-se uma interação forte entre as partículas assume-se $n = \frac{7}{3}$ e têm-se:

$$\rho(E) = C' \exp \left[\frac{7}{4} \alpha^{3/7} E^{4/7} \right] \quad (17)$$

APÊNDICE B - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f UTILIZANDO A DENSIDADE DE NÍVEIS DO GÁS DE FERMI

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E-E_f} \rho^*(E-E_f-\epsilon) d\epsilon \quad (1)$$

$$\Gamma_n = \frac{1}{\hbar} \int_0^{E-B_n} \omega_n(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

com,

$$\omega_n(\epsilon) d\epsilon = \sigma(E, \epsilon) g_{nc} (1/\pi^2 \hbar^3) \left[\rho(E-B_n-\epsilon)/\rho(E) \right] d\epsilon$$

Substituindo a densidade de níveis.

(3)

$$\rho = C \exp \left[2(\alpha E)^{1/2} \right]$$

na largura de fissão vem,

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi C \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \int_0^{E-E_f} C \exp \left[2 \left[\alpha_f (E-E_f-\epsilon) \right]^{1/2} \right] d\epsilon$$

Fazendo,

$$2 \left[\alpha_f (E - E_f - \epsilon) \right]^{1/2} = x$$

$$dx = - \frac{2 \alpha_f}{x} d\epsilon$$

Quando,

$$\epsilon = 0 \quad x = 2 \left[\alpha_f (E - E_f) \right]^{1/2}$$

$$\epsilon = E - E_f \quad x = 0$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \int_0^{\infty} \frac{x \exp x dx}{(-2 \alpha_f)} \cdot 2 \left[\alpha_f (E - E_f) \right]^{1/2}$$

mas,

$$\int e^{-x} x dx = e^{-x} (x - 1)$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{4\pi (-\alpha_f) \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \int_0^{\infty} e^{-x} (x - 1) dx \cdot 2 \left[\alpha_f (E - E_f) \right]^{1/2}$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{4\pi \alpha_f \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} \left[1 + \frac{\exp \left[2\alpha_f^{1/2} (E - E_f)^{1/2} \right]}{\left[2\alpha_f^{1/2} (E - E_f)^{1/2} - 1 \right]} \right] \quad (4)$$

Substituindo-se agora, a densidade de níveis (3) na (2) obtém-se:

$$\Gamma_n = \int_0^{E - B_n} \pi r_0^2 A^{2/3} gmc \cdot \left(\frac{1}{\pi \frac{2}{h^3}} \right) \frac{C \exp \left[2 \left[\alpha_n (E - B_n - \epsilon) \right]^{1/2} \right]}{C \exp \left[2(\alpha_c E)^{1/2} \right]} d\epsilon$$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi K_0 \exp [2(\alpha_c E)^{1/2}]} \int_0^{E-B_n} \epsilon \exp [2 \alpha_n^{1/2} (E-B_n-\epsilon)^{1/2}] d\epsilon$$

Fazendo-se,

$$2 [\alpha_n (E-B_n-\epsilon)]^{1/2} = x$$

vem,

$$dx = \frac{2(-\alpha_n) d\epsilon}{x} \quad \epsilon = E - B_n - \frac{x^2}{4\alpha_n}$$

Quando,

$$\epsilon = E - B_n \longrightarrow x = 0$$

$$\epsilon = 0 \longrightarrow x = 2 [\alpha_n (E - B_n)]^{1/2}$$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi K_0 \exp (2\alpha_c^{1/2} E^{1/2})} \int_0^{2[\alpha_n (E - B_n)]^{1/2}} \frac{e^x x (E - B_n - x^2/4\alpha_n)}{2(-\alpha_n)} dx$$

Fazendo,

$$K = \frac{A^{2/3}}{\pi K_0 \exp (2\alpha_c^{1/2} E^{1/2}) 2(-\alpha_n)}$$

$$\Gamma_n = K \int_0^{2[\alpha_n (E - B_n)]^{1/2}} e^x x E dx - K \int_0^{2[\alpha_n (E - B_n)]^{1/2}} e^x x B_n dx - K \int_0^{2[\alpha_n (E - B_n)]^{1/2}} \frac{e^x x^3 dx}{4\alpha_n}$$

$$\Gamma_n = \left. K E e^x (x-1) \right|_0^\infty - \left. KB_n e^x (x-1) \right|_0^\infty - \frac{K}{4\alpha_n} \int_0^\infty e^x x^3 dx$$

$$2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2} \quad 2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2} \quad 2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2}$$

$$\Gamma_n = \left. K E e^x (x-1) \right|_0^\infty - \left. KB_n e^x (x-1) \right|_0^\infty - \left. \frac{Ke^x}{4\alpha_n} [x^3 - 3x^2 + 6x - 6] \right|_0^\infty$$

$$2\alpha_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2} \quad 2\alpha_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2} \quad 2\alpha_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2}$$

$$\Gamma_n = - (KB_n - KE) \left[-1 - \left[2[\alpha_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2}] - 1 \right] e^{2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2}} \right] +$$

$$+ \left(\frac{-K}{4\alpha_n} \right) \left[-6 - e^{2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2}} \left[8[\alpha_n(E-B_n)]^{3/2} - 3.4[\alpha_n(E-B_n)] + 6.2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2} - 6 \right] \right]$$

$$\Gamma_n = -K \left[(E-B_n) - \frac{3}{2\alpha_n} + e^{2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2}} \left[2(E-B_n)(E-B_n)^{1/2} \alpha_n^{1/2} - (E-B_n) + \right. \right.$$

$$\left. \left. - 2\alpha_n^{1/2}(E-B_n)^{3/2} + 3(E-B_n) + \frac{3}{(\alpha_n)^{1/2}}(E-B_n)^{1/2} + \frac{3}{2\alpha_n} \right] \right]$$

Substituindo K,

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi K_0 \exp \left[2\alpha_c^{1/2} E^{1/2} \right]} \left[\frac{E-B_n}{2\alpha_n} - \frac{3}{4\alpha_n^2} + \frac{2[\alpha_n(E-B_n)]^{1/2}}{\alpha_n} \right] (E-B_n) + \quad (5)$$

3.

.114.

$$\left[-\frac{3}{2a_n} (E-B_n)^{1/2} + \frac{3}{4a_n} \right]$$

Dividindo-se (5) por (4) obtém-se $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$.

$a_n^{1/2}$

$a_n^{1/2} - 6$

+

(5)

APÊNDICE C - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f UTILIZANDO A DENSIDADE DE NÍVEIS DO MODELO GÔTA LÍQUIDA

Substituindo-se a densidade de níveis,

$$\rho(E) = C' \exp\left(\frac{7}{4} \alpha_c^{3/7} E^{4/7}\right) \quad (1)$$

nas expressões que dão as larguras Γ_n e Γ_f obtêm-se,

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi C' \exp\left(\frac{7}{4} \alpha_c^{3/7} E^{4/7}\right)} \int_0^{E-E_f} C' \exp\left[\frac{7}{4} \alpha_f^{3/7} (E-E_f-\epsilon)^{4/7}\right] d\epsilon \quad (2)$$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0 \exp\left(\frac{7}{4} \alpha_c^{3/7} E^{4/7}\right)} \int_0^{E-E_f} \epsilon \exp\left[\frac{7}{4} \alpha_f^{3/7} (E-E_f-\epsilon)^{4/7}\right] d\epsilon \quad (3)$$

Fazendo-se $K = \frac{1}{2\pi \exp\left(\frac{7}{4} \alpha_c^{3/7} E^{4/7}\right)}$ em (2) vem,

$$\Gamma_f = K \int_0^{E-E_f} \exp\left[\frac{7}{4} \alpha_f^{3/7} (E-E_f-\epsilon)^{4/7}\right] d\epsilon$$

Fazendo $E-E_f - \epsilon = x$ $-d\epsilon = dx$

$$\Gamma_f = -K \int_{E-E_f}^0 \exp\left(\frac{7}{4} \alpha_f^{3/7} x^{4/7}\right) dx$$

chamando-se, $\frac{7}{4} \alpha_f^{3/7} = C$ têm-se $\Gamma_f = -K \int_{E-E_f}^0 e^{Cx^{4/7}} dx$ que só pode ser integrada numericamente. .116.

De maneira análoga, fazendo-se

$$K' = \frac{A^{2/3}}{\pi K_0 \exp(\frac{7}{4} \alpha_c^{3/7} E^{4/7})} \quad e \quad C = \frac{7}{4} \alpha_f^{3/7}$$

vem em (3),

$$\Gamma_n = -K' \int_{E-B_n}^0 (E-B_n-x) e^{Cx^{4/7}} dx = -K' \int_{E-B_n}^0 E e^{Cx^{4/7}} dx + K' \int_{E-B_n}^0 B_n e^{Cx^{4/7}} dx +$$

$$+ K' \int_{E-B_n}^0 x e^{Cx^{4/7}} dx \quad \text{que também só pode ser integrada numericamente.}$$

APÊNDICE D - CÁLCULO DA RAZÃO Γ_n/Γ_f SUPONDO-SE A TEMPERATURA CONSTANTE

Supondo-se a densidade de níveis dada por,

$$\rho(E) = C \exp(E/T) \quad (1)$$

e, substituindo-se nas expressões de Γ_n e Γ_f obtém-se,

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi C \exp(E/T)} \int_0^{E-E_f} C \exp\left[\frac{(E-E_f-\epsilon)}{T}\right] d\epsilon$$

Fazendo-se,

$$\frac{E-E_f-\epsilon}{T} = x \quad dx = -\frac{d\epsilon}{T}$$

$$\Gamma_f = -\frac{T}{2\pi \exp(E/T)} \int_{\frac{E-E_f}{T}}^0 e^x dx = -\frac{T}{2\pi \exp(E/T)} e^x \Big|_{\frac{E-E_f}{T}}^0 =$$

$$-\frac{T}{2\pi \exp(E/T)} + \frac{T}{2\pi \exp(E/T)} e^{\frac{E-E_f}{T}} \dots$$

(2)

$$\Gamma_f = \frac{T}{2\pi \exp(E/T)} \left[-1 + e^{\frac{E-E_f}{T}} \right]$$

Do mesmo modo,

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3} C}{\pi K_0 C \exp(E/T)} \int_0^{E-B_n} \epsilon \exp\left[\frac{(E-B_n-\epsilon)}{T}\right] d\epsilon$$

Fazendo-se,

$$E - B_n - e = xT$$

$$\Gamma_n = - \frac{A^{2/3} T}{K_0 \pi \exp(E/T)} \int_{\frac{E-B_n}{T}}^0 [\exp x] (E-B_n - xT) dx$$

Fazendo-se,

$$\frac{A^{2/3}}{K_0 \pi \exp(E/T)} = K$$

vem:

$$\Gamma_n = - KTE \int_{\frac{E-B_n}{T}}^0 e^x dx + KTB_n \int_{\frac{E-B_n}{T}}^0 e^x dx + KT^2 \int_{\frac{E-B_n}{T}}^0 e^x x dx = - KTE e^x \Big|_{\frac{E-B_n}{T}}^0 +$$

$$+ KTB_n e^x \Big|_{\frac{E-B_n}{T}}^0 + KT^2 e^x (x-1) \Big|_{\frac{E-B_n}{T}}^0 = - KTE + KTE e^{\frac{E-B_n}{T}} +$$

$$+ KTB_n - KTB_n e^{\frac{E-B_n}{T}} - KT^2 - KT^2 \left(\frac{E-B_n}{T} - 1 \right) e^{\frac{E-B_n}{T}} =$$

$$KT \left[e^{\frac{E-B_n}{T}} (E-B_n) - (E-B_n) - T - (E-B_n - T) e^{\frac{E-B_n}{T}} \right] =$$

$$KT \left[e^{\frac{E-B_n}{T}} \left[E-B_n - (E-B_n - T) \right] - (E-B_n + T) \right] = KT \left[e^{\frac{E-B_n}{T}} T - (E-B_n + T) \right] \dots$$

$$\Gamma_n = KT^2 \left[e^{\frac{E-B_n}{T}} - \left(\frac{E-B_n}{T} \right) - 1 \right] \quad (3)$$

Portanto,

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2 A^{2/3} T}{K_o} \frac{\left[-1 - \left(\frac{E-B_n}{T} \right) + e^{\frac{E-B_n}{T}} \right]}{\left[-1 + e^{\frac{E-E_f}{T}} \right]} \quad (4)$$

onde,

$$K_o = \frac{\hbar^2}{r_o^2 \text{ gm}} \quad \text{e} \quad T = T_n = T_f$$

Para energias de excitação ≥ 9 MeV a expressão se simplifica para,

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{2 A^{2/3} T}{K_o} \exp \left[(E_f - B_n) / T \right] \quad (5)$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS*

- (Al64) - Allum, F.R. et alii- "The emission of photoneutrons from natural lithium" Nucl.Phys., Amsterdam, 51 (2): 177-192, Feb., 1964.
- (An52) - Anderson, R.E. & Duffield, R.B.- "Photofission of uranium" Phys. Rev., New York, 85 (4): 728 (M10), Feb., 1964.
- (Ba56) - Baerg, A.P.- In: PROCEEDINGS OF THE SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF FISSION, Chalk River, p.175, publicação AECL-329, Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Ontario, 1956.
- (Bag61) - Baglin, J.E.E. et alii- "Photodisintegration of ^{27}Al -(I) Photo-neutron cross section". Nucl.Phys., Amsterdam, 22(2): 207-214, Jan., 1961.
- (Bal47) - Baldwin, G.C. & Klaiber, G.S.- "Photofission in heavy elements" Phys.Rev., New York, 71(1): 3-10, Jan., 1947.
- (Be62) - Beers, Y.- "Introduction to the theory of error". 2nd Ed. Reading, Mass., Addison Wesley, 1962, 66p.
- (Bet37) - Bethe, H.A.- "Nuclear physics- B.Nuclear dynamics, theoretical". Reviews of Modern Physics, New York, 9(2) : 69-244, Apr., 1937.
- (Bi57) - Bishop, G.R. & Wilson, R.- "The nuclear photoeffect". In: Flugge, S. ed.- "Handbuch der physik". Berlin, Springer, 1957, V.42, p.309-361.
- (Bl52) - Blatt, J.M. & Weisskopf, V.F.- "Theoretical nuclear physics". New York, John Wiley, 1952, 864p.
- (Bo55) - Bohr, A.- "On the theory of nuclear fission" In: CONFERÊNCIA INTERNACIONAL SÔBRE O USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, 1955, V.2, p.151-154.

* De acordo com "Norma brasileira de referências bibliográficas", PNB166 de 1963. As abreviaturas dos títulos de periódicos foram feitas de acordo com o "World List of Scientific Periodicals" 4th Ed. London, 1964.

- (Bo55a) - Bohr, A. & Mottelson, B.R.- Kge Danske Videus - Kab. Selskab ,
Mat.- fys. Meddr., 27(16), 1955.
- (Boh39) - Bohr, N. & Wheeler, J.A.- "The mechanism of nuclear fission"
Phys. Rev., New York, 56 (5)- 426-450, Sept., 1939.
- (Bot37) - Bothe, W. & Gentner, W.- Naturwiss, Berlin, 25 : p.90, 126, 191,
284, 1937.
- (Bow64) - Bowmann, C.D. et alii- Photodisintegration of ^{235}U ". Phys.
Rev.B, New York, 133 (3) : 676-683, Feb., 1964.
- (Br58) - Bradley, J.E.S.- "Physics of nuclear fission". London, Pergamon,
1958, 182p.
- (Ca64) - Carvalho, H.G.- "Fotofissão do urânio (Resultados experimentais a
baixas energias)" Rio de Janeiro, Escola Nacional de Engenharia
da Universidade do Brasil, 1964, 88p. (tese de Cátedra).
- (Cl58) - Clarke, K.M.- "On the photofission cross sections near threshold
of nuclei in the region of the very heavy elements". Chicago ,
Argonne National Laboratory, 1958, 91p. (Publicação ANL 5853).
- (Ch34) - Chadwick, J. & Goldhaber, M.- "A nuclear photoeffect - Disintegra
tion of the deuteron by gamma rays"- Nature, Londres, 134: 237-238,
1934.
- (Co48) - Courant, E.D.- "Photoelectric production of protons in nuclei"
Phys.Rev., New York, 74(9): 1226(J3), Nov., 1948.
- (Di62) - Diven, B.C. & Hopkins, J.C.- "Numbers of prompt neutrons per fission
for ^{235}U , ^{239}Pu and ^{252}Cf " Los Alamos Scientific Lab., N. Mex.,
In:"PHYSICS OF FAST INTERMEDIATE REACTOR" , Vienna, IAEA, 1962 ;
Vol. I, p.149-154.
- (Do58) - Dostrowsky, I. et alii- "Monte Carlo calculations of high energy
nuclear interactions". Phys.Rev., New York, 111(6): 1659-1676,
Sept., 1958.
- (Do58a) - Dostrowsky, I. et alii- "A Monte Carlo calculation of fission-
spallation competition". In: CONFERÊNCIA INTERNACIONAL SÔBRE O
USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, Genebra, 1958, v.15, p.301-308.

- (Do59) - Dostrowsky, I.- "Monte Carlo calculation of nuclear evaporation processes. Applications to low energy reactions". Phys. Rev., New York, 116(3): 683-702, Feb., 1959.
- (Du53) - Duffield, R.B. & Huizenga, J.R.- "Photofission and photoneutron emission in uranium". Phys.Rev., New York, 89(5): 1042-1046, Mar., 1953.
- (En62) - Endt, P.M. & Smith, P.B., ed.- "Nuclear Reactions". Amsterdam, North-Holland, 1962, V.2, p.42-194.
- (Fa55) - Facchini, U. & Malvicini, A.- "A N₂ fillings make ion chambers insensitive to O₂ contamination". Nucleonics, New York, 13(4): 36-37, Apr., 1955.
- (Fas60) - Fast, R.W. et alii- "Photoneutron cross sections of Li, N and A". Phys.Rev., New York, 118(2): 535-539, Apr., 1960.
- (Fo53) - Fong, P.- "Assymmetric fission". Phys.Rev., New York, 89(1) : 332-333, Jan., 1953.
- (Fo56) - Fong, P.- "Statistical theory of nuclear fission: Assymmetric fission". Phys.Rev., New York, 102(2): 434-448, Apr., 1956.
- (Fr47) - Frankel, S. & Metropolis, N.- "Calculations in the liquid drop model of fission". Phys.Rev., New York, 72(10): 914-925, Nov., 1947.
- (Fra68) - Franzen, H.R. et alii- "Monte Carlo calculation of monochromatic gamma rays energy loss- Application for NaI(Tl) crystals". São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1968, 49p. (Publicação IEA nº 171).
- (Fuj50) - Fujimoto, Y. & Yamaguchi, Y.- "Note on very large cosmic ray stars". Prog.Theor.Phys., Kyoto, 5(1): 76-81, Jan., 1950.
- (Ge55) - Geilikman, B.T.- "Some problems of the theory of nuclear fission". In: CONFERÊNCIA INTERNACIONAL SÔBRE O USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, Genebra, 1955, V.2, p.201-204.

- (Ger67) - Gerstenberg, H.M. & Fuller, E.C.- "Study of a Halpern-type 4π neutron detector". U.S. Department of Commerce- National Bureau of Standards, 1967, 47p., (NBS-416).
- (G156) - Gindler, J.E. et alii- "Photofission and photoneutron emission in thorium and uranium". Phys.Rev., New York, 104(2): 425-433, Oct., 1956.
- (G155) - Glass, R.A. et alii- "Nuclear thermodynamics of the heaviest elements". J. Inorg. Nucl. Chem., Oxford, 1 (1/2): 3-44, Mar., 1955.
- (G156) - Glass, R.A. et alii- "Spallation-fission competition in heaviest elements; helium-ion- induced reactions in plutonium isotopes". Phys. Rev., New York, 104(2): 434-447, Oct., 1956.
- (Go60) - Goldemberg, J. & Hanson, A.C.- "Photon monochromators". Notas de Física, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, 6(9), 1960, p.219-250.
- (Go68) - Goldemberg, J.- "Noções sobre a precisão das medidas". In: Física Geral e Experimental. São Paulo, Editora Nacional, 1968, V.1, p.37-51.
- (Gr59) - Groshev, L.V.- "Atlas of γ ray spectra from radioactive capture of thermal neutrons". London, Pergamon, 1959, 198p.
- (Gr68) - Groshev, L.V. et alii- "Thermal neutron capture gamma rays". In: Nuclear Data Tables, A5(1,2): 1-242, Nov., 1968.
- (Gr69) - Groshev, L.V. et alii- "Thermal neutron capture gamma rays". In: Nuclear Data Tables, A5(3,4): 243-431, Feb., 1969.
- (Gre64) - Green, L. & Donahue, D.S.- "Photoneutron cross sections with mono-energetic neutron capture gamma rays". Phys.Rev., New York, 135(3B): 701-705, Aug., 1964.
- (Gu64) - Gunten, H.R. & Scherle, W.- "Electrodeposition of thorium Oxide on Aluminium". Int.J.Appl. Radiat.Isotopes, New York, 15(3) : 167-168, Apr., 1964.

- (Ha52) - Halpern, J. et alii- "A neutron detection system for use with pulsed accelerators". Rev. Scient. Instrum., New York, 23(12): 678-680, Dec., 1952.
- (Hah39) - Hahn, O. & Strassmann, F. Naturwiss, Berlin, 27: 11, 1939, Naturwiss, Berlin, 27: 89, 1939.
- (Han47) - Hanson, A.O. & Mc Kibben, J.L.- "A neutron detector having uniform sensitivity from 10 KeV to 3 MeV". Phys.Rev., New York, 72(8): 673-677, Oct., 1947.
- (Hax41) - Haxby, R.O. et alii- "Photofission of uranium and thorium". Phys. Rev., New York, 59(1): 57-62, Jan., 1941.
- (Hay65) - Hayward, E.- "Photo-nuclear reactions". In: Mac Donald, N., ed.- Nuclear Structure and Electromagnetic Interactions Edinburgh, Oliver and Boyd, 1965, p.141-204.
- (He64) - Heath, R.L.- "Scintillation spectrometry- Gamma ray spectrum catalogue". 2nd. ed. Idaho Falls, Idaho Operations Office, 1964. (IDO-16880).
- (Hi53) - Hill, D.L. & Wheeler, J.A.- "Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena". Phys.Rev., New York, 89(5) : 1102 - 1145, Mar., 1953.
- (Hi58) - Hill, D.L.- "The dynamic of nuclear fission". In: 2a. CONFERÊNCIA INTERNACIONAL SOBRE O USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, Geneva, 1958, V.15, p.244-247.
- (Hir47) - Hirzel, O. & Waffler, H.- "Kernphotoeffekt unter emission eines protons". Helv.Phys. Acta, Basel, 20: 373-404, 1947.
- (Ho63) - Hopkins, J.C. & Diyen, B.C.- "Prompt neutron from fission". Nucl. Phys., Amsterdam, 48(3): 433-442, Jun., 1963.
- (Hu53) - Hughes, D.J.- "The pile as a neutron source". In: Pile Neutron Research Addison-Wesley Publishing Company Inc., Cambridge 42, Mass 1953, p.35-71.
- (Hui62) - Huizenga, J.R. et alii- "Photofission cross sections of several nuclei with monoenergetic gamma rays". Nucl.Phys., Amsterdam, 34(2): 439-456, Jun., 1962.

- (Hui62a) - Huizenga, J.R. Vandenbosch, R.- "Nuclear Fission" In: Endt, P. M. ed. "Nuclear Reactions". Amsterdam, North-Holland, 1962, V.2, p.42-194.
- (Hy64) - "Hyde, E.K.- "The nuclear properties of the heavy elements". Englewood cliffs, Prentice Hall, 1964, V.1, p.1-25.
- (Hy64a) - "Hyde, E.K.- "The nuclear properties of the heavy elements". Englewood cliffs, Prentice Hall, 1964, V.3, 519p.
- (Ja61) - Jarczyk, L. et alii- "The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma rays up to 11 MeV". Nucl. Instrum. Meth. , Amsterdam, 13(3): 289-296, Oct., 1961.
- (Ja62) - Jarczyk, L. et alii- "Photopeak efficiency and response functions of various NaI(Tl) and CsI(Tl) crystals in the energy range up to 11 MeV". Nucl.Instrum.Meth., Amsterdam, 17(3): 310-320, Dec., 1962.
- (Jac56) - Jackson, J.D.- "Fission by MeV neutrons". In: PROCEEDINGS OF THE SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF FISSION, Chalk River, Ontario, 14-18 May, 1956.
- (Ka55) - Katz, L. et alii- "Photofission of ^{238}U ". Phys.Rev., New York, 99(1): 98-106, Jul., 1955.
- (Ka57) - Katz, L. et alii- "Photoneutron emission from ^{232}Th , ^{233}U , ^{238}U and ^{239}Pu ". Can.Journal of Phys., Ottawa, 35(4): 470-476, Abr., 1957.
- (Ka58) - Katz, L. et alii- "Photofission in heavy elements". In: CONFÉRENCIA INTERNACIONAL SÔBRE O USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, Geneva, 1958, V.15, p.188-201 .
- (Kn58) - Knight, J.D. et alii- " $^{238}\text{U}(n,2n)$ ^{237}U cross section from 6 to 10 MeV". Phys.Rev., New York, 112(1): 259-261, Oct., 1958.
- (Kno69) - Knowles, J.M. & Khan, A.M.- "The photofission energy spectra of ^{238}U , ^{235}U , and ^{232}Th near threshold". Chalk River Nuclear Laboratories (comunicação pessoal).

- (Ko50) - Koch, H.W. et alii- "Experimental photofission thresholds in ^{235}U , ^{238}U , ^{233}U , ^{239}Pu and ^{232}Th ", Phys.Rev., New York, 77 (3): 329-336, Feb., 1950.
- (La57) - Lane, A.M. & Lynn, J.E.- "Fast neutron capture below 1 MeV: the cross sections for ^{238}U and ^{232}Th ". Proc.Phys.Soc.-A, London, 70(8): 557-570, Aug., 1957.
- (Laz55) - Lazareva, L.E. et alii- "CONFERENCE OF THE ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR ON THE PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY", July 1-5, 1955, Session of the Division of Physical and Mathematical Sciences (Consultants Bureau, New York, 1955, p.217).
- (Ma67) - Mafra, O.Y. & Bianchini, F.G.- "Câmaras de fissão- Construção e características". São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1967, 19p. (Publicação IEA nº 145).
- (Ma69) - Mafra, O.Y.- "Arranjo experimental para produção e utilização de raios gama de captura radioativa de nêutrons". São Paulo, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 1969, 60p. (tese de Mestrado).
- (Ma70) - Mafra, O.Y. et alii- "The photofission cross section of uranium and thorium near threshold". São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1970, 17p. (Publicação IEA nº 211).
- (Man66) - Manfredini, A. et alii- "Results on the cross section of ^{238}U fission, induced by low energy monoenergetic gamma rays". Nuovo Cim. B, Bologna, 44(1): 218-21, Luglio, 1966.
- (Man69) - Manfredini, A. et alii- "Cross sections for the photofission of ^{232}Th , induced by monoenergetic gamma rays of 12 different energies". Nucl.Phys.A, Amsterdam, 127(3): 687-692, Apr., 1969.
- (Mc51) - McElhinney, J. & Ogle, W.E.- "Relative photofission cross sections of several fissionable materials". Phys.Rev., New York, 81(3): 342-346, Feb., 1951.
- (Me39) - Meitner, L. & Frisch, O.R. Nature, London, 143: 239-471, 1939.

- (Mo61) - Moscati, G. & Goldemberg, J.- "Um sistema detector de nêutrons para aceleradores pulsados". Anais Acad.Bras.Cien., Rio de Janeiro, 33(1): 25-29, Mar., 1961.
- (Mo62) - Moscati, G.- "Nêutrons atrasados emitidos na fotofissão de ^{238}U e ^{232}Th ". São Paulo, Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo, 1962, 161p. (tese de Doutoamento).
- (Mor53) - Morrison, P.- "A Survey of Nuclear Reactions" In: Segré, E., ed. "Experimental Nuclear Physics", New York, John Willey, 1953, Vol. 2, p.1-207.
- (Na60) - Nagy, T. et alii- "Drift velocities of electrons in argon, nitrogen and argon mixtures". Nucl.Instrum.Meth., Amsterdam, 8(1): 327-330, Sept., 1960.
- (No59) - Northrop, J.A. et alii- "Measurement of the fission thresholds of ^{239}Pu , ^{233}U , ^{235}U and ^{238}U using the (d,p) reaction". Phys.Rev., New York, 115(5): 1277-1286, Sept., 1959.
- (Og51) - Ogle, W.E. & McElhinney, J.- "The resonance photofission cross sections for ^{238}U ". Phys.Rev., New York, 81(3): 344-346, Feb., 1951.
- (Pa61) - Parrat, L.G.- "Probability and experimental errors in science". London, John Willey, 1961, 255p.
- (Pu55) - Pullman, I.- "Experimental Methods". In: Reactor Handbook Physics New York, Mc Graw Hill, 1955, p.1-59.
- (Re65) - Reis, D.C.C. & Moura, L.P.- "Absolute measurements of the activity of radionuclides I- The defined solid angle method with Geiger Müller Counters". São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1965, 30p. (Publicação IEA nº 114).
- (Ro49) - Rossi, B.B. & Staub, H.H.- "Ionization chambers and counters, experimental techniques". New York, McGraw Hill, 1949, 243p.
- (Roy67) - Roy, R.R. & Niegan, B.P.- "Nuclear physics- Theory and experiment". New York, John Willey, 1967, 616p.

- (Ru48) - Russel, B. et alii- "Yields of neutrons from photo-neutron sources" Phys.Rev., New York, 73(6): 545-548, Mar., 1948.
- (Sc57) - Schmitt, R.A. & Duffield, R.B.- "Low Energy Activation Functions for photofission of ^{238}U and ^{232}Th ". Phys.Rev., New York, 105(4): 1277-1284, Feb., 1957.
- (Se53) - Segré, E., ed.- "Experimental nuclear physics". New York, John Willey, 1953, v.2, 600p.
- (Sh51) - Sher, R. et alii- "Threshold of photo-neutron reactions". Phys. Rev., New York, 81(1): 151-155, Jan., 1951.
- (Sp58) - Spicer, B.M. et alii- "The giant resonance photo-disintegration of tantalum". Australian J.Phys., 2: 298-309, Sept., 1958.
- (St57) - Stolovy, A. & Harvey, J.A.- "Radiation widths of levels in nuclei near closed shells". Phys.Rev., New York, 108(2): 353-361, Oct., 1957.
- (Tr61) - Troubetzkoy, E. & Goldstein, H.- "A compilation of information on gamma-ray spectra resulting from thermal-neutron capture" Tennessee, Oak Ridge, National Laboratory, 1961, 77p. , (ORNL-2904).
- (Va58) - Vandebosch, R. & Huizenga, J.R.- "Nuclear fission process. A study of the competition between fission and neutron emission as a function of excitation energy and nuclear type". In: 2a. CONFERENCE INTERNACIONAL SOBRE O USO PACÍFICO DA ENERGIA ATÔMICA, Geneva, 1958, v.15, p.284-294.
- (Va58a) - Vandebosch, R. et alii- "Spallation fission competition in heaviest elements; helium-ion induced reactions in uranium isotopes". Phys. Rev., New York, 111(5): 1358-1373, Sept., 1958.
- (Va61) - Vandebosch, R. et alii- "Monte Carlo calculation of neutron evaporation; excitation energy dependence of nuclear level density". Nucl.Phys., Amsterdam, 25(3): 511-521, Jun., 1961.
- (We37) - Weisskopf, V.F.- "Statistics and nuclear reactions". Phys.Rev., New York, 52(1): 295-303, Aug., 1937.
- (We40) - Weisskopf, V.F. & Ewing, D.H.- "On the yield of nuclear reactions with heavy elements". Phys.Rev., New York, 57(6): 472-485, Mar., 1940.

- (Wh59) - Whetstone, Jr., S.L.- "Prompt- neutron emission from single fission fragments". Phys.Rev., New York, 114(2): 581-585, Apr., 1959.
- (Wi59) - Willets, L.- "Surface coupling mechanism for approaching statistical equilibrium in compound nucleus formation, with application to fission". Phys.Rev., New York, 116(2): 372-382, Oct., 1959.
- (Wig38) - Wigner E.- "Trans. Faraday Soc., London, 34(1): 29, 1938.
- (Win56) - Winhold, E. J. & Halpern, I.- "Anisotropic photofission". Phys. Rev., New York, 103(4): 990- 1000, Aug., 1956.

