



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DESEMPENHO SOB IRRADIAÇÃO DE ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS DO TIPO U-Mo

CIRILA TACCONI DE ALMEIDA

Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Reatores.

Orientador:
Dr. Antonio Teixeira e Silva

**São Paulo
2005**



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

**DESEMPENHO SOB IRRADIAÇÃO DE ELEMENTOS
COMBUSTÍVEIS DO TIPO U-Mo**

CIRILA TACCONI DE ALMEIDA



**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear – Reatores.**

**Orientador:
Dr. Antonio Teixeira e Silva**

SÃO PAULO

2005

Aos meus pais, pelo carinho, amor e compreensão.

À minha querida irmã, pelo incentivo, dedicação, confiança e apoio.

Aos meus queridos filhos Ulysses e Wesley.

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP) na pessoa do seu Superintendente, Dr. Cláudio Rodrigues, pelo apoio e incentivo à pesquisa e capacitação científica nacional.

Ao Dr. Antonio Teixeira e Silva, pela orientação, confiança, dedicação e esmero no desenvolvimento deste trabalho.

Ao amigo Msc. Pedro Ernesto Umbehaum, por sua prestimosa ajuda, pelo incentivo, companheirismo e confiança neste trabalho mesmo em momentos difíceis.

Às amigas, Gaianê e Iraci, pelo companheirismo, incentivo e apoio prestados.

Ao Msc. Mitsuo Yamaguchi pela colaboração prestada.

Aos colegas do CEN que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

À Diretoria Regional de Ensino de Santos, na pessoa de sua Dirigente Regional, Prof^a. Maria Lúcia F. dos Santos Almeida, pelo apoio e confiança.

Aos meus amigos da Diretoria de Ensino pelo apoio no decorrer deste trabalho.

DESEMPENHO SOB IRRADIAÇÃO DE ELEMENTOS COMBUSTÍVEIS DO TIPO U-MO

Cirila Tacconi de Almeida

RESUMO

Os combustíveis a dispersão do tipo U-Mo-Al, propostos para utilização em Reatores de Pesquisa e Teste de Materiais ("Material Test Reactors" - MTR), são estudados em termos de seu comportamento sob irradiação.

Os aspectos do comportamento sob irradiação são aliados a aspectos neutrônicos e termo-hidráulicos para propor um novo núcleo para o Reator IEA-R1 do IPEN-CNEN/SP. Núcleos com elementos combustíveis do tipo U-10Mo-Al com densidades de urânio entre 3 e 8 gU/cm³ foram analisados com os programas computacionais CITATION e MTRCR-IEA-R1. Núcleos com elementos combustíveis com densidades de urânio variando entre 3 e 5 gU/cm³ mostraram-se adequados para utilização no Reator IEA-R1 e devem apresentar um comportamento estável sob irradiação, mesmo a altas queimas.

IRRADIATION PERFORMANCE OF URANIUM-MOLYBDENUM ALLOY DISPERSION FUELS

Cirila Tacconi de Almeida

ABSTRACT

The U-Mo-Al dispersion fuels of Material Test Reactors (MTR) are analyzed in terms of their irradiation performance.

The irradiation performance aspects are associated to the neutronic and thermal hydraulics aspects to propose a new core configuration to the IEA-R1 reactor of IPEN-CNEN/SP using U-Mo-Al fuels. Core configurations using U-10Mo-Al fuels with uranium densities variable from 3 to 8 gU/cm³ were analyzed with the computational programs CITATION and MTRCR-IEAR1. Core configurations for fuels with uranium densities variable from 3 to 5 gU/cm³ showed to be adequate to use in IEA-R1 reactor and should present a stable in reactor performance even at high burn-up.

LISTA DE TABELAS

	Página
<i>Tabela 1 - Comparação dos Métodos Convencional e Misto para Cálculo dos Fatores de Canal Quente. _____</i>	44
<i>Tabela 2 - Porcentagem em volume de U-Mo em Al para densidades teóricas de urânio variando entre 3 e 8 g U/cm³. _____</i>	50
<i>Tabela 3 - Variáveis de entrada para os cálculos térmicos e termo-hidráulicos com o programa MTRCR-IEA-R1. _____</i>	51
<i>Tabela 4 - Dados geométricos do elemento combustível do reator IEA-R1. ____</i>	52
<i>Tabela 5 - Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1 (Núcleo n°1). _____</i>	54
<i>Tabela 6 - Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1 (Núcleo n°2). _____</i>	55
<i>Tabela 7 - Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1 (Núcleo n°3). _____</i>	56
<i>Tabela 8 – Número das simulações com o programa computacional MTRCR-IEA-R1 para núcleos com 10 e 12 elementos combustíveis, densidades variando entre 3 e 5 gU/cm³ e condutividade térmica K1 de 13 w/m°C e K2 de 70 W/m°C. _____</i>	71
<i>Tabela 9 – Resultado das variáveis termo-hidráulicas obtidas das simulações com o programa computacional MTRCR-IEA-R1 para núcleos com 10 e 12 elementos combustíveis, densidades de urânio variando entre 3 e 5 gU/cm³ e condutividade térmica K1 de 13 w/m°C e K2 de 70 W/m°C. _____</i>	72

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1 - Densidade do Urânio na dispersão em função da concentração das fases dispersas (para densidades teóricas de fase e dispersão).	6
FIGURA 2 - Diagrama de fases da liga de U-Mo.	10
FIGURA 3 - Aumentos de espessura das mini-placas de dispersões combustíveis de U-10Mo /20/.	14
FIGURA 4 – Variação na fração em volume da interação U-Mo/Al e das partículas U-Mo como fabricadas em função da temperatura de início de vida e queima do U-235 /20/.	15
FIGURA 5 - Condutividade térmica do cerne combustível (comparação entre dados experimentais e teóricos) /21/.	18
FIGURA 6 - Espessura da interação matriz-combustível (experimental x teórica).	20
FIGURA 7 - Fração em volume dos constituintes do cerne combustível (experimental x teórica).	20
FIGURA 8 - Aumento da espessura da placa combustível (experimental x teórica).	21
FIGURA 9 - Representação esquemática do núcleo do reator IEA-R1 /4/.	24
FIGURA 10 - Representação esquemática de uma placa combustível do elemento combustível do tipo MTR do Reator IEA-R1.	27
FIGURA 11 - Perfil da temperatura num elemento combustível tipo placa com refrigerante.	29
FIGURA 12: Seção diferencial da placa combustível (dz).	34
FIGURA 13: Configuração do núcleo do reator IEA-R1 (Configuração 218).	47
FIGURA 14: Núcleos de U-Mo-Al propostos para o reator IEA-R1 com densidades de urânio variando de 3 e 8 gU/cm ³ .	49
FIGURA 15 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 3 gU/cm ³ – K ₁ = 13 W/m°C.	58

FIGURA 16 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 3 gU/cm ³ – $K_1 = 13$ W/m°C (com fatores de incerteza).	58
FIGURA 17 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 3 gU/cm ³ - $k_1 = 13$ W/m°C.	59
FIGURA 18 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 3 gU/cm ³ – $k_1 = 13$ W/m°C (com fatores de incerteza).	59
FIGURA 19 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 3 gU/cm ³ – $K_2 = 70$ W/m°C.	60
FIGURA 20 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 3 gU/cm ³ – $K_2 = 70$ W/m.°C (com fatores de incerteza).	60
FIGURA 21 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 3 gU/cm ³ – $k_2 = 70$ W/m°C.	61
FIGURA 22- Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al - 3 gU/cm ³ - $k_2 = 70$ W/m°C (com fatores de incerteza).	61
FIGURA 23 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 4 gU/cm ³ – $K_1 = 13$ W/m°C.	62
FIGURA 24 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 4 gU/cm ³ – $K_1 = 13$ W/m°C (com fatores de incerteza).	62
FIGURA 25 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al - 4gU/cm ³ - $k_1 = 13$ W/m°C.	63
FIGURA 26 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10MoAl – 4 gU/cm ³ – $k_1 = 13$ W/m°C (com fatores de incerteza).	63
FIGURA 27 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 4 gU/cm ³ – $K_2 = 70$ W/m°C.	64
FIGURA 28 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 4 gU/cm ³ – $K_2 = 70$ W/m.°C (com fatores de incerteza).	64
FIGURA 29 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 4 gU/cm ³ – $k_2 = 70$ W/m°C.	65
FIGURA 30 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al - 4 gU/cm ³ - $k_2 = 70$ W/m°C (com fatores de incerteza).	65

FIGURA 31 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 5 gU/cm³ – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. _____ 66

FIGURA 32 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 5 gU/cm³ – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza). _____ 66

FIGURA 33 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 5 gU/cm³ - $k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. _____ 67

FIGURA 34 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 5 gU/cm³ – $k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza). _____ 67

FIGURA 35 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 5 gU/cm³ – $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. _____ 68

FIGURA 36 - Distribuição de temperatura ao longo do canal U-10Mo-Al - 5 gU/cm³ – $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza). _____ 68

FIGURA 37 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al – 5 gU/cm³ – $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. _____ 69

FIGURA 38 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR U-10Mo-Al - 5 gU/cm³ – $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza). _____ 69

FIGURA 39 – Temperatura do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incerteza (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 3 \text{ gU/cm}^3$). ____ 73

FIGURA 40 – Temperatura do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incertezas (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 4 \text{ gU/cm}^3$). ____ 73

FIGURA 41 – Temperatura do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incertezas (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 5 \text{ gU/cm}^3$). ____ 74

LISTA DE SÍMBOLOS

1. Lista de símbolos usados no programa computacional PLATE

γ -U: estrutura cristalina cúbica de face centrada

K_{cerne} : condutividade térmica efetiva do cerne combustível

f : condutividade térmica composta do combustível e da fase produtos da reação no programa PLATE

m : condutividade térmica da matriz de alumínio no programa PLATE

v : soma das frações em volume da fase combustível e produtos da reação no programa PLATE

K_p : condutividade térmica do material poroso

K_{100} : condutividade térmica do material totalmente denso

P : porosidade do material

y : espessura da interação matriz-combustível

W_{Mo} : fração em peso de Mo na liga combustível

f : taxa de fissão da partícula

f : densidade de fissão da partícula combustível

t : tempo

R : constante ideal dos gases

T : temperatura

$\frac{\Delta V}{V}$: inchamento da liga U-Mo

$\frac{\Delta V_r}{V_r}$: inchamento dos produtos de fissão nos produtos da reação com o alumínio

2. Símbolos usados na análise térmica da placa combustível

A : área de transferência de calor na placa combustível (cm^2)

A_c : área transversal de um canal de refrigeração (cm^2)

A_T : área transversal do núcleo combustível da placa combustível (cm^2)

A_s : área ativa total do elemento combustível (cm^2)

c_p : calor específico da água ($\text{W.s/g}^\circ\text{C}$)

D_h : diâmetro hidráulico do canal de refrigeração (cm)
 h : coeficiente de transferência de calor (filme) ($W/cm^2\text{°C}$)
 H : coeficiente de transferência de calor ($W/cm^2\text{°C}$)
 H_i : coeficiente de transferência de calor na interface núcleo-revestimento ($W/cm^2\text{°C}$)
 K : condutividade térmica ($W/cm\text{°C}$)
 K_{fluido} : condutividade térmica do refrigerante ($W/cm\text{°C}$)
 K_c : condutividade térmica do alumínio ($W/cm\text{°C}$)
 K_f : condutividade térmica do cerne da placa combustível ($W/cm\text{°C}$)
 $K_{\text{óxido}}$: condutividade térmica da camada de óxido do revestimento ($W/cm\text{°C}$)
 L : altura ativa da placa combustível (cm)
 L_c : largura do canal de refrigeração (cm)
 N_c : número de elementos combustíveis no reator (adimensional)
 N_f : número de placas combustíveis por elemento combustível (adimensional)
 Nu : número de Nusselt (adimensional)
 Pr : número de Prandtl (adimensional)
 PT : potência total do reator (W)
 Q : vazão mássica (g/s)
 q : taxa de transferência de calor ($J/s=W$)
 q'' : fluxo de calor atravessando a superfície da placa combustível (W/cm^2)
 q''' : intensidade da fonte térmica volumétrica na placa combustível (W/cm^3)
 q_s : calor gerado na metade da placa combustível (W/cm^2)
 r : espessura do revestimento da placa combustível (cm)
 Re : número de Reynolds (adimensional)
 s : metade da espessura do núcleo da placa combustível ($t_m/2$) (cm)
 T : temperatura ($^{\circ}C$)
 T_c : temperatura no centro da placa combustível ($^{\circ}C$)
 T_F : temperatura do refrigerante na posição axial Z ($^{\circ}C$)
 T_{in} : temperatura de entrada do refrigerante no núcleo ($^{\circ}C$)
 T_{ro} : temperatura na superfície externa da camada de óxido do revestimento ($^{\circ}C$)
 T_{ri} : temperatura na superfície interna do revestimento ($^{\circ}C$)
 T_{re} : temperatura na superfície externa do revestimento ($^{\circ}C$)
 T_s : temperatura na superfície externa do cerne combustível ($^{\circ}C$)

t_m : espessura do cerne da placa combustível (cm)
 t_w : espessura do canal de refrigeração (cm)
 v : velocidade do refrigerante no canal de refrigeração (cm/s)
 W : vazão no núcleo (cm³/s)
 W_L : vazão no elemento (cm³/s)
 ρ : densidade do refrigerante (g/cm³)
 μ : viscosidade absoluta do refrigerante (g/cms)
 q_{2s} : energia total gerada na placa combustível (W)
 $\delta_{\text{óxido}}$: espessura da camada de óxido do revestimento (cm)
 ΔT_F : subida de temperatura no refrigerante (°C)

3. Símbolos utilizados na análise termo-hidráulica do elemento combustível

A_c : área transversal de um canal de refrigeração (cm²)
 C_c : comprimento das placas combustíveis (canal de refrigeração) (cm)
 c_p : calor específico da água (Kj/Kg°C)
 D_h : diâmetro hidráulico equivalente = $2 t_w / (1 + t_w / L_c)$ (cm)
 E : módulo de elasticidade de Young (bar)
 F_b : fator de canal quente para o aumento de temperatura do fluido refrigerante
 F_q : fator de canal quente para o fluxo de calor
 F_h : fator de transferência de calor
 bf_a : razão entre o pico e a média do fluxo de calor axial (adimensional)
 f_r : razão entre o pico e a média de potência radial (adimensional)
 G : fluxo de massa (vazão) = ρv (g/cm²s)
 h : coeficiente de transferência de calor (filme) (W/cm²°C)
 L_a = largura ativa da placa combustível para transferência de calor (cm)
 K_{fluido} : condutividade da água (W/m°C)
 L : altura ativa da placa combustível para transferência de calor (cm)
 L_c = largura do canal de refrigeração (cm)
 P : pressão na saída do canal (bar abs)
 P_c : pressão crítica do refrigerante (bar abs)
 Pr : número de Prandtl (adimensional)
 q'' : fluxo de calor local (W/cm²)

q''_a : fluxo de calor axial médio ao longo da placa (W/cm^2)

q''_c : fluxo de calor crítico (burnout) (W/cm^2)

Re: número de Reynolds (adimensional)

$T_c(z)$ = temperatura média do refrigerante na cota (z) ($^{\circ}C$)

ΔT_c : subida da temperatura da água no canal refrigerante ($^{\circ}C$)

T_{in} : temperatura de entrada da água no núcleo ($^{\circ}C$)

T_{re} : temperatura na superfície do revestimento ($^{\circ}C$)

T_{sat} : temperatura de saturação da água na pressão P ($^{\circ}C$)

ΔT_{sub} : água subresfriada, i.e., $^{\circ}C$ abaixo saturação ($^{\circ}C$)

t_m : espessura do núcleo combustível (cm)

t_p : espessura da placa combustível (cm)

t_w = espessura do canal de refrigeração (cm)

v = velocidade da água no canal (cm/s)

v_{crit} = velocidade de escoamento crítica (cm/s)

W_L : vazão através do elemento combustível (cm^3/s)

z = localização axial (cm)

λ : calor de vaporização (J/g)

μ : viscosidade da água (pascal-sec)

ρ : densidade do refrigerante (g/cm^3)

ν : razão de Poisson (adimensional)

χ : qualidade da água na posição de fluxo de calor crítico (adimensional)

SUMÁRIO

	Página
1. INTRODUÇÃO	2
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 Equações para o cálculo térmico do elemento combustível tipo placa MTR	26
2.1.1 Equação de Fourier	29
2.1.2 Resistência térmica na interface núcleo-revestimento	30
2.1.3 Queda de temperatura no revestimento	30
2.1.4 Queda de temperatura na camada de óxido do revestimento	31
2.1.5 Calor transferido do combustível para o refrigerante	32
2.1.5.1 Transferência de calor por convecção forçada	33
2.1.6 Distribuição axial de temperatura no refrigerante	34
2.1.7 Vazão através do elemento combustível	35
2.2 Equações para a análise hidráulica de elementos combustíveis tipo placa MTR	36
3. DEFINIÇÃO DE UM NÚCLEO DE U-Mo PARA O REATOR IEA-R1	46
3.1 Introdução	46
3.2 Cálculos neutrônicos e termo-hidráulicos dos núcleos propostos para o reator IEA-R1 com o combustível U-Mo-Al	48
3.2.1 Núcleo nº 1	53
3.2.2 Núcleo nº 2	53
3.2.3 Núcleo nº 3	53
3.3 Resultados das simulações dos núcleos de U-10Mo-Al propostos para o reator IEA-R1	57
3.3.1 Velocidade crítica de escoamento do fluido refrigerante	57
3.3.2 Resultados dos cálculos de temperatura e das margens de segurança termo-hidráulicas	57
4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO	75
ANEXO 1	77
ANEXO 2	82
ANEXO 3	83
ANEXO 4	84
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85

1. INTRODUÇÃO

O reator IEA-R1 do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN-CNEN/SP) é um reator de pesquisa do tipo piscina aberta, construído e projetado pela firma norte-americana “Babcox & Wilcox”, tendo como refrigerante e moderador a água leve desmineralizada e berílio e grafite como refletores. Em 1997, o reator recebeu a licença de operação para 5 MW.

Nos últimos anos, o IPEN desenvolveu a fabricação de elementos combustíveis a dispersão de U_3O_8 em Al e U_3Si_2 em Al /1/. O combustível U_3O_8 -Al está qualificado para operação no reator IEA-R1 até uma densidade de urânio de $2,3 \text{ gU/cm}^3$ e o U_3Si_2 -Al está qualificado para uma densidade de até $3,0 \text{ gU/cm}^3$.

O núcleo do reator IEA-R1 é hoje composto pelos combustíveis dos dois tipos acima especificados, com baixo enriquecimento em U-235 (“*Low Enrichment Uranium*” – LEU - 19,90% de U-235).

Em meados dos anos oitenta, o programa internacional “*Reduced Enrichment for Research and Test Reactors*” (RERTR) iniciou o estudo de ligas de U-Mo dispersas em alumínio (U-Mo-Al). Este tipo de liga combustível possui, por exemplo, para uma dispersão U-10Mo-Al densidades de urânio de até $8,0 \text{ gU/cm}^3$ e vem sendo estudada como possível substituta para as dispersões de U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al de mais baixas densidades em urânio. Em virtude da maior densidade de urânio nos combustíveis U-Mo, um número menor de elementos combustíveis poderá ser utilizado no reator para se obter a mesma potência, proporcionando assim maiores densidades de fluxo de nêutrons por elemento.

Os elementos combustíveis a dispersão U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al fabricados pelo IPEN seguem rigorosas especificações técnicas, definidas após cuidadosas revisões bibliográficas abrangendo a experiência mundial no projeto, fabricação e análise do desempenho sob irradiação de combustíveis a dispersão. Entretanto, a garantia de um bom desempenho sob irradiação só pode ser confirmada através de minuciosos exames pós-irradiação. No Brasil, não existem reatores de alto

fluxo neutrônico onde se possa irradiar mini-placas combustíveis e atingir queimas elevadas em tempos de irradiação curtos, nas quais os danos no combustível apareçam em maior escala. Também, não existem células quentes em que os danos no combustível possam ser examinados através de testes destrutivos. A qualificação dos elementos combustíveis fabricados no IPEN foi feita diretamente no reator IEA-R1, através de um programa de acompanhamento da irradiação /2/. Neste programa, o elemento combustível fabricado no IPEN é colocado diretamente no reator IEA-R1 e é inspecionado visualmente em tempos determinados, até que atinja a queima estipulada para a sua qualificação. Até o momento, não houve nenhum tipo de falha de combustível nesta qualificação e, como visto anteriormente, os combustíveis U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al, com densidades de $2,3 \text{ gU/cm}^3$ e $3,0 \text{ gU/cm}^3$, respectivamente, estão qualificados.

Análogo ao realizado com os combustíveis U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al, já desenvolvidos e qualificados no IPEN, o objetivo desta dissertação de mestrado é desenvolver uma extensa revisão bibliográfica do comportamento sob irradiação dos combustíveis do tipo liga de U-Mo dispersa numa matriz de alumínio e, a partir deste estudo, estabelecer um conjunto de parâmetros que possa auxiliar na especificação técnica de fabricação deste combustível, para posterior utilização no reator IEA-R1. Devido à alta densidade de urânio por placa combustível desta liga, é possível reduzir o número de elementos combustíveis no núcleo do reator, gerando a necessidade de se revisar os seus projetos neutrônico e termo-hidráulico. O cálculo neutrônico dos núcleos utilizando o combustível U-Mo-Al a diferentes densidades de urânio foi desenvolvido com o programa computacional CITATION /3/. As análises termo-hidráulicas dos núcleos foram desenvolvidas com o programa computacional MTRCR-IEAR1 /4/, após a devida adaptação nos dados de entrada para o combustível U-Mo-Al. Este programa permite calcular as variáveis térmicas e hidráulicas do núcleo e compará-las a limites e critérios de projeto estabelecidos para este tipo de combustível. As análises desenvolvidas foram feitas para a potência de operação do reator de 5 MW.

O capítulo 2 da dissertação apresenta uma extensa revisão bibliográfica do comportamento sob irradiação dos combustíveis do tipo U-Mo-Al e discute os critérios e limites de projeto que devam ser atendidos pelo projeto termo-hidráulico do núcleo do reator. O capítulo 3 apresenta os resultados dos

cálculos neutrônicos e termo-hidráulicos utilizados para definir para o início de vida um núcleo com combustível U-Mo-Al para o reator IEA-R1. Foram analisadas configurações de núcleo para diferentes densidades de urânio na dispersão U-10Mo-Al, variáveis entre $3,0 \text{ gU/cm}^3$ e $8,0 \text{ gU/cm}^3$. Para o núcleo definido, foram calculados alguns parâmetros que dão indicação do comportamento do combustível sob irradiação no reator IEA-R1 a 5 MW. O capítulo 4 apresenta as discussões finais e a conclusão.

No Anexo 1 é apresentado um roteiro para o cálculo da densidade teórica da liga U-10Mo, o cálculo da fração volumétrica da liga para várias densidades de urânio na dispersão U-10Mo-Al e um roteiro para a conversão da porcentagem em volume para a porcentagem em peso de U-10Mo na dispersão. O Anexo 2 apresenta os valores das variáveis usadas no cálculo térmico dos núcleos propostos com o combustível U-10Mo-Al. O Anexo 3 apresenta os valores das variáveis usadas no cálculo hidráulico dos núcleos propostos. O Anexo 4 apresenta a densidade e a taxa de fissões calculadas para o núcleo de U-10Mo-Al a uma potência de 5 MW e queima de 50% em U-235.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Em meados dos anos cinquenta, com as restrições impostas ao comércio e utilização de combustíveis com urânio altamente enriquecido, a “*Atomic Energy Commission*” dos Estados Unidos da América (EUA) requisitou ao “*Oak Ridge National Laboratory*” (ORNL) a construção de um reator tipo piscina, utilizando elementos combustíveis tipo placa com baixo enriquecimento em ^{235}U (<20% em peso de ^{235}U – “*Low Enriched Uranium*” – LEU). Este reator deveria ser apresentado na Conferência de Genebra em agosto de 1955 /1/. Devido ao pouco tempo disponível, tornou-se impossível realizar grandes modificações no projeto do combustível, uma vez que a tecnologia existente estava voltada para a fabricação de combustíveis do tipo liga de U-Al com alto enriquecimento. Sendo assim, o ORNL optou simplesmente por aumentar por um fator de cinco a quantidade de urânio em cada placa (conservando as demais variáveis de projeto). Desta forma, foi garantida que a reatividade do núcleo do reator não se alteraria devido à redução do enriquecimento /5/.

As ligas de U-Al de alto enriquecimento que vinham sendo utilizadas em combustíveis do tipo MTR (“*Material Test Reactors*”) com 10 a 20% em peso de urânio, passaram a ter entre 45 e 50% em peso deste material. Entretanto, já nas etapas de fabricação, as placas combustíveis fabricadas com altas concentrações de urânio apresentaram problemas de fragilidade e de falta de homogeneidade da composição, tornando inviável a sua utilização.

Para contornar o problema, os pesquisadores da época iniciaram a busca de materiais com maiores massas específicas de urânio, de forma a reduzir a concentração em peso (e/ou volume) das placas fabricadas. Dentre os materiais pesquisados, o UAl_x , o U_3O_8 , o U_3Si_2 , o U_3Si e o U_6Fe apresentaram-se como os mais promissores a possíveis utilizações. O U_3Si_2 seria o mais viável, devido a sua maior massa específica (FIG. 1), pois o U_3Si e o U_6Fe não se mostraram adequados /1/.

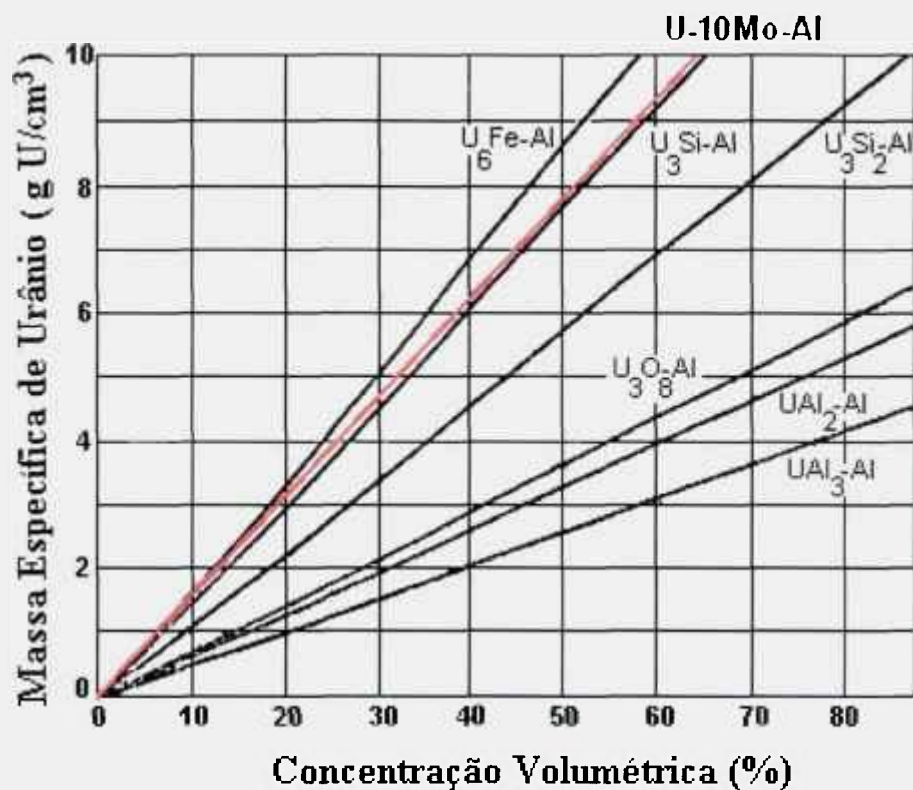


FIGURA 1 - Densidade do Urânio em função da concentração em volume da fase dispersa na dispersão (para densidades teóricas de fase e dispersão).

Além de novos materiais, novas técnicas de fabricação tiveram que ser desenvolvidas, surgindo os combustíveis a dispersão, fabricados pela técnica da metalurgia do pó /6/, uma vez que era impossível combinar os novos materiais em uma liga. Através desta técnica de fabricação, podem ser obtidas, além de uma distribuição homogênea da fase físsil dispersa, concentrações que não comprometam as etapas de fabricação subseqüentes. Entretanto, para garantir a integridade mecânica das placas, a concentração em volume da fase dispersa deveria ser limitada em 45% em volume /5/.

No final dos anos setenta, um grupo de trabalho selecionado pela IAEA ("International Atomic Energy Agency") dentro da estrutura do "International Nuclear Fuel Cycle Evaluation" (INFCE) começou a investigar a possibilidade da utilização da energia nuclear para fins pacíficos com simultânea minimização do risco de proliferação de armas nucleares. A partir destas investigações, concluiu-

se que o risco de proliferação de armas poderia ser minimizado com a conversão dos núcleos de MTR de HEU (*"High Enriched Uranium"* – 93% em peso de ^{235}U) para LEU (*"Low Enriched Uranium"* – 20% em peso de ^{235}U). Sendo assim, países detentores da tecnologia nuclear (em particular, Estados Unidos, Canadá, Alemanha, França, Brasil e Argentina) iniciaram programas de desenvolvimento de combustíveis com baixo enriquecimento em Urânio-235 com o intuito de realizar posteriormente a conversão de seus reatores (Programa RERTR – *"Reduced Enrichment Research and Test Reactor"*) /1/.

Um dos objetivos principais do programa RERTR era demonstrar que os combustíveis já qualificados com alto desempenho (U_3O_8 -Al e UAl_x -Al) poderiam também o ser com baixo enriquecimento e, conseqüentemente, com maiores concentrações de urânio. Outro objetivo seria desenvolver e qualificar novos combustíveis com maiores massas específicas de urânio (U_3Si_2) evitando, quando possível, alterações no projeto do reator e nos processos de fabricação normalmente utilizados.

Reuniões internacionais realizadas periodicamente entre vários especialistas e colaboradores participantes desse programa demonstraram através de inúmeros trabalhos que as dispersões com baixo enriquecimento em U-235 poderiam ser utilizadas sem problemas nos vários reatores de pesquisa e teste de materiais em todo o mundo.

Em 1987, no *"International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactor"* realizado em Buenos Aires, Argentina, foram apresentados trabalhos que deram como qualificadas as dispersões UAl_x -Al, U_3O_8 -Al e o U_3Si_2 -Al com densidades, respectivamente, de $2,3 \text{ gU/cm}^3$ (45% em volume da fase UAl_x), $3,2 \text{ gU/cm}^3$ (45% em volume da fase U_3O_8) e $4,8 \text{ gU/cm}^3$ (42,5% em volume da fase U_3Si_2), devido ao bom desempenho apresentado pelas mesmas nos testes realizados /7/.

Seguindo a tendência internacional, o IPEN desenvolveu nos últimos anos a fabricação de combustíveis a dispersão de U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al /1/. O combustível de U_3O_8 -Al fabricado no IPEN encontra-se qualificado até uma densidade de $2,3 \text{ gU/cm}^3$ (33% em volume) e o de U_3Si_2 -Al até uma densidade de $3,0 \text{ gU/cm}^3$ (26% em volume). O núcleo do reator IEA-R1 é hoje totalmente

composto por combustíveis do tipo LEU de U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al com baixo enriquecimento e pode operar a uma potência de até 5,0 MW.

Está em andamento no IPEN um programa que visa irradiar mini-placas dos combustíveis U_3O_8 -Al (densidade de $3,2 \text{ gU/cm}^3$ -45% em volume) e U_3Si_2 -Al (densidade de $4,8 \text{ gU/cm}^3$ -42,5% em volume) para atingir o limite tecnológico qualificado internacionalmente para estes tipos de dispersão. Por questão de segurança, optou-se por não colocar no núcleo do reator IEA-R1 elementos combustíveis completos com estas densidades. Como a estas densidades estes combustíveis encontram-se próximos de seu limite tecnológico, optou-se por desenvolver irradiações de mini-placas e, só após atestar o seu bom comportamento sob irradiação, proceder a fabricação de elementos completos. Testes não destrutivos, como inspeção visual e medida da espessura das mini-placas combustíveis, poderão auxiliar na verificação do bom comportamento do combustível sob irradiação. O reator IEA-R1 está operando em 2005 com potências entre 3 MW e 4 MW, 64 h contínuas. Com a expectativa da operação do reator a 5 MW, 120 h contínuas, em 2006, será possível obter fluxos neutrônicos que possam assegurar as queimas exigidas para qualificação num espaço de tempo adequado. Assim, um conjunto de mini-placas combustíveis de U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al nos seus limites tecnológicos de densidade foi fabricado e será posteriormente irradiado no reator.

Em meados dos anos oitenta, o programa RERTR iniciou o estudo das ligas de U-Mo. Este tipo de liga, por exemplo, na dispersão U-10Mo-Al, possui uma densidade de urânio de até $8,0 \text{ gU/cm}^3$ (vide FIG. 1) para uma concentração em volume da fase físsil de até 50%. Ela vem sendo estudada como uma possível candidata para substituir as dispersões acima. Devido a sua maior densidade de urânio, um número menor de elementos combustíveis poderá ser utilizado no núcleo do reator para se obter a mesma potência.

A conversão de urânio altamente enriquecido (HEU) para urânio com baixo enriquecimento (LEU) para uso em combustíveis de reatores de pesquisa requereu um elevado aumento de urânio físsil por unidade de volume para compensar a redução do enriquecimento. O desenvolvimento das dispersões de U_3Si_2 -Al alcançou um enorme sucesso na conversão do núcleo de diversos reatores, alcançando densidades de até 5 gU/cm^3 . Enquanto uma vasta

quantidade de reatores de pesquisa podem operar satisfatoriamente com dispersão de U_3Si_2 -Al, vários reatores de alto fluxo neutrônico podem requerer carregamentos de cerca de 8 gU/cm^3 . Conseqüentemente, no programa RERTR renovado, a atenção tem se deslocado para ligas de urânio de mais altas densidades. Experimentos mais recentes de irradiação de ligas de urânio têm-se demonstrado promissores em termos do comportamento sob irradiação quando estas ligas são mantidas na sua estrutura cristalina cúbica γ -U, ou seja, com arranjos cúbicos de faces centradas.

Ligas com tendência a formar esta fase gama são: U-Cr, U-Mo, U-Nb, U-Re, U-Ru, U-Ti, U-V, U-Zr, etc. Entre estas, a liga que apresenta uma ampla extensão de fase gama é a liga U-Mo; abaixo de 560°C a estrutura estável do U-Mo é uma mistura de α -U e fase γ' (U_2Mo), como apresentado no diagrama de equilíbrio de fase da FIG. 2. Entretanto, pelo resfriamento rápido da fase gama, a liga de U-Mo retém facilmente esta fase em uma fase metaestável. Se esta fase gama metaestável pode ser mantida durante a fabricação do elemento combustível e sob irradiação e se a liga apresenta boa compatibilidade com a matriz de alumínio, a liga U-Mo poderia ser a candidata principal como combustível a dispersão de reatores de pesquisa.

Ao contrário do U_3Si_2 , as ligas de U-Mo podem ter várias estruturas cristalinas entre a fusão e a temperatura ambiente, dependendo da velocidade do resfriamento e da homogeneidade do urânio. Para uso no reator, a estrutura cúbica γ é necessária, porque o seu comportamento sob irradiação é considerado mais satisfatório /7/.

As variáveis de fabricação e o comportamento sob irradiação da liga U-Mo variando entre U-2%Mo e U-10%Mo tem sido extensivamente investigada /8/, /9/, /10/, /11/, /12/, /13/, /14/, /15/, /16/, /17/, /18/. Três áreas de investigação têm sido consideradas: 1) as propriedades de fabricação do pó combustível (U-Mo); 2) as propriedades do cerne combustível ("*fuel meat*") U-Mo-Al e 3) o comportamento sob irradiação do cerne combustível.

Dentro do primeiro item, as principais áreas de investigação têm se concentrado nas diversas fases, nos métodos usados para a produção do pó, na distribuição do tamanho das partículas, na densidade, capacidade térmica e

desenvolvidos nesta dissertação foram concentrados no item 3, sendo a fabricação do combustível escopo de outro trabalho em desenvolvimento no IPEN.

Quatorze diferentes composições de combustíveis, incluindo 12 ligas metálicas, foram irradiadas como parte de cinco (5) experimentos separados para desenvolvimento de combustíveis à dispersão de alta densidade no Reator de Testes Avançados (ATR) no “*Idaho National Engineering and Environmental Laboratory*” /19/, /20/. Os resultados do desempenho sob irradiação, obtidos destes testes, levaram o programa US-RERTR a restringir seu foco no sistema de liga binária U-Mo, como principal candidata para uso como dispersão de alta densidade. Os experimentos RERTR-1 e RERTR-2 tinham projetos idênticos e as diferenças concentraram-se na duração dos testes, com o RERTR-1 sendo descarregado a baixas queimas e o RERTR-2 a queimas mais elevadas. Do mesmo modo, os experimentos RERTR-4 e RERTR-5 são experimentos similares irradiados a diferentes níveis de queima.

Os experimentos RERTR-1 e RERTR-2 foram as primeiras tentativas americanas de irradiar combustíveis de ligas metálicas de alta densidade dispersas em uma matriz de alumínio. Estes experimentos tinham a intenção de investigar a viabilidade dos vários candidatos apontados acima e as placas combustíveis experimentais foram fabricadas com partículas combustíveis com carregamentos de 25 a 30% em volume no cerne combustível (“*meat*”), dando densidades de urânio médias de $4gU/cm^3$ (vide FIG. 1). O foco particular destes experimentos foi observar o fenômeno da interação matriz-partícula e o inchamento da partícula sob irradiação. A potência da placa combustível (e as temperaturas, conseqüentemente) foi mantida baixa. Exames pós-irradiação (“*Post Irradiation Examination*” – *PIE*) das ligas U-Nb-Zr revelaram baixo desempenho destas ligas. As placas combustíveis com essas ligas exibiram aumentos na espessura causados por uma intensa reação matriz-partícula e altas taxas de inchamento das partículas. Placas combustíveis fabricadas com ligas U-4Mo mostraram um comportamento similar. As ligas fabricadas com pelo menos 6% em peso de Mo, entretanto, comportaram-se muito bem até queimas de 70%. As ligas de U-Mo com adições ternárias (Ru, Pt, Os), conhecidas por aumentar a

estabilidade da fase cúbica γ -U fora do reator, não apresentaram uma melhoria significativa sobre a liga binária sob irradiação.

O experimento RERTR-3 foi projetado para testar placas combustíveis sob condições de irradiação consideradas agressivas para combustíveis de reatores de pesquisa (sob condições de alta temperatura e alta densidade de fissão). Sessenta e quatro placas combustíveis miniaturas foram fabricadas e irradiadas a uma queima de 40% em U-235. Baseado nos resultados dos programas RERTR-1 e RERTR-2, o RERTR-3 focou principalmente nas ligas binárias com 6 a 10% em peso de Mo. Neste experimento, os combustíveis testados foram fabricados com carregamentos de partícula combustível de mais de 50% em volume no núcleo combustível, dando densidades de urânio médias de até $8,5 \text{ gU/cm}^3$. "PIE" destas placas combustíveis mostraram geralmente um desempenho aceitável. O inchamento do combustível foi relativamente baixo sem tendência à dissolução. Entretanto, à temperaturas elevadas, significativa interação matriz-combustível foi observada. De fato, a interação matriz-combustível foi tão intensa que nenhuma parte da matriz de Al permaneceu na porção central do combustível em algumas placas. Independente disso, um desempenho aceitável das placas combustíveis foi atingido mesmo nos casos onde toda a matriz de alumínio foi consumida.

Os experimentos RERTR-4 e RERTR-5 foram projetados para testar placas combustíveis maiores sob condições de reatores de pesquisa não tão típicas. Cada experimento continha trinta e duas placas combustíveis irradiadas a níveis de queima de U-235 de 50 e 80%. Esses experimentos continuaram a focar nos combustíveis de ligas binárias U-Mo, com densidades variando entre 6 e 8 gU/cm^3 , com 6 a 10% em peso de Mo. As placas combustíveis são maiores que nos experimentos anteriores para permitir medidas significativas do inchamento, a fim de se obter um melhor exame do desempenho pós-irradiação da placa combustível. Estes experimentos terminaram recentemente e PIE está em progresso.

Os resultados "PIE" das placas combustíveis à dispersão U-Mo-Al, no experimento RERTR-4 /20/, indicam que a interação que ocorre entre o combustível metálico U-Mo e a fase da matriz Al durante a irradiação é o único aspecto do comportamento do combustível que é significativamente afetado pela

temperatura. A espessura das placas testadas atinge para queimas de 80% até 15% de aumento (FIG. 3). Entretanto, isto é inevitável para carregamentos de combustível de até 8 gU/cm^3 , porque um grande volume de produtos de fissão é formado. As observações mais importantes no RERTR-4 foram: inchamento aparentemente atômico e estável das partículas combustíveis, com a presença de bolhas de gases de fissão pequenas, uniformemente distribuídas. A formação da fase de interação U-Mo-Al é significativa, consumindo praticamente toda a matriz de alumínio a temperaturas mais elevadas. A taxa de inchamento induzida por fissão deste composto é, entretanto, baixa e muito estável. A fase da interação ocupa um volume maior do que a dos seus constituintes (U-Mo e Al) e então contribui para o inchamento. A contribuição, entretanto, é limitada pela quantidade de alumínio disponível na matriz. O principal efeito da formação dos produtos da interação é a redução na condutividade térmica do cerne combustível. Como mostrado na FIG. 4, uma temperatura mais elevada de início de vida pode não resultar em um inchamento maior. Isto é mostrado esquematicamente na FIG. 4 para cerne combustíveis idênticos operando a diferentes temperaturas até uma queima de 80% em U-235. Como a taxa de formação da fase de interação é fortemente dependente da temperatura, ela deplecionará a matriz de alumínio rapidamente durante a irradiação para temperaturas mais elevadas de início de vida (140°C na FIG. 4) e a fração em volume dos produtos da interação atingirá logo seu valor máximo. A quantidade de inchamento associada com a interação é proporcional a esta quantidade. Entretanto, em temperaturas mais altas, mais U-Mo é consumido e desde que U-Mo tem uma taxa de inchamento sob irradiação maior que o U-Mo-Al_x , isso compensa o aumento proporcionado pela camada de interação. Em temperaturas mais baixas (100°C), a interação U-Mo-Al é completada parcialmente na queima de 80% e sua fração em volume e o inchamento do cerne combustível associado são, conseqüentemente, muito menores. Entretanto, como a quantidade de U-Mo consumida é também proporcionalmente menor, a fração em volume original do combustível é diminuída levemente. O inchamento do cerne combustível a baixas temperaturas deve ser totalmente dominado pelo inchamento do U-Mo, mostrando nenhum efeito mensurável da formação de (U-MoAl_x) . Em temperaturas intermediárias, a interação pode ser completada no final da irradiação (120°C). Sua contribuição para o inchamento do cerne combustível é

máxima, mas a fração em volume do U-Mo permanece maior durante o início da irradiação e sua alta taxa de inchamento contribui mais para o inchamento total do que o inchamento do núcleo no caso a 140 °C.

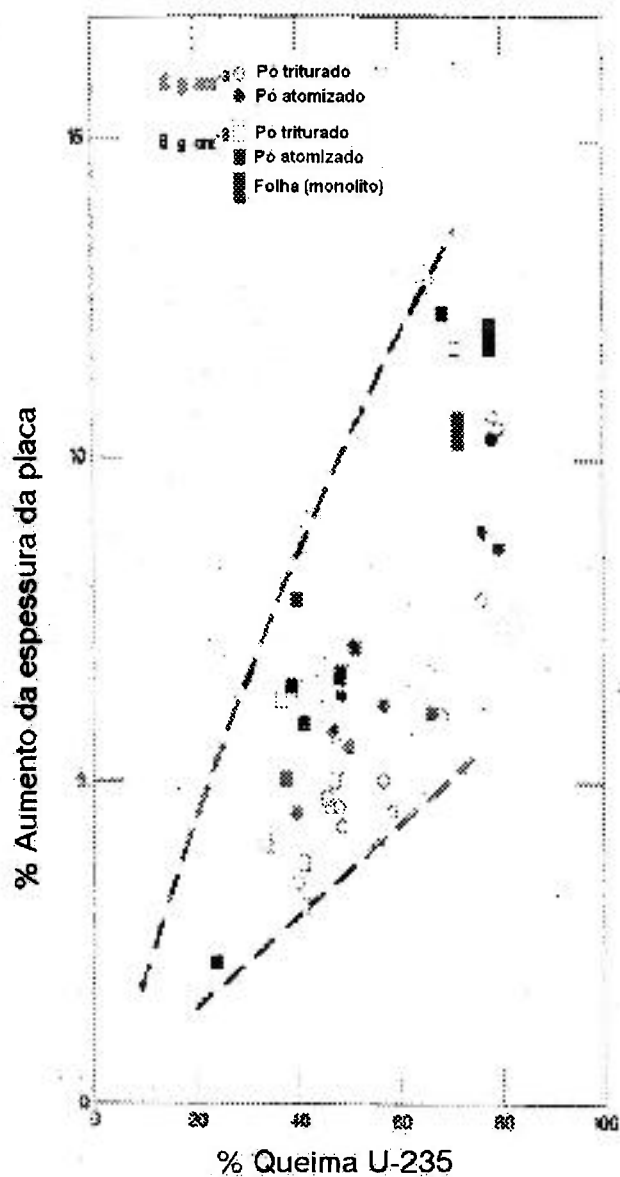


FIGURA 3 - Aumentos de espessura das mini-placas de dispersões combustíveis de U-10Mo /20/.

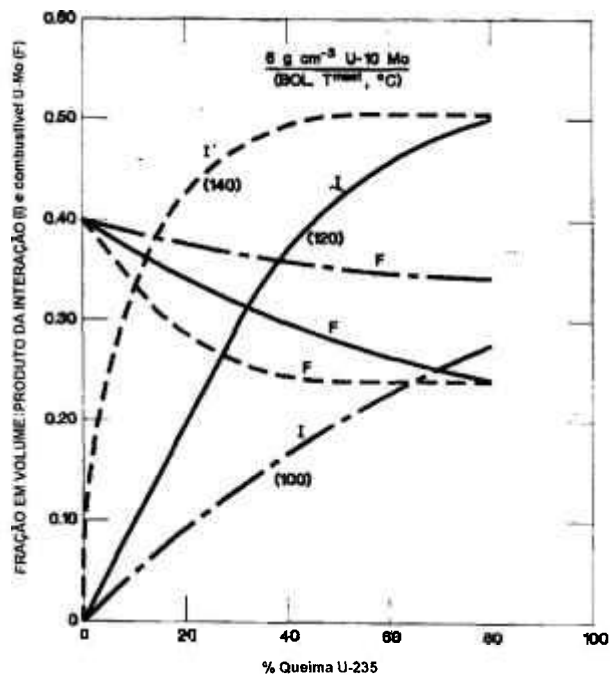


FIGURA 4 – Variações na fração em volume dos produtos da interação U-Mo/Al e das partículas de U-Mo como fabricadas em função da temperatura de início de vida e queima de U-235 /20/.

Quando a interação prossegue, uma nova fase de baixa condutividade é formada, com a correspondente depleção da matriz de Al de alta condutividade. Isso leva a uma substancial degradação da condutividade do cerne combustível com o tempo, e a temperatura central do combustível aumenta com a queima mesmo se a potência decresce. Essa inter-relação entre a temperatura do combustível e a interação matriz-partícula torna difícil o desenvolvimento de uma correlação empírica entre as duas, desde que não é muito claro que temperatura e produtos da reação empregar, e sem uma correlação para a espessura da interação é impossível calcular a temperatura do combustível durante a irradiação. Por esta razão, um modelo térmico complexo foi desenvolvido para calcular as temperaturas no combustível, levando em conta as variações nas frações em volume do cerne combustível, incluindo combustível, matriz e produtos da reação dentro do cerne combustível, assim como a geração de gases/inchamento nestas fases.

Dentro do contexto dos cálculos de temperatura “*best-estimate*”, uma equação da taxa de reação matriz-partícula foi desenvolvida de uma maneira integral. A correlação da taxa de interação resultante e outras correlações e modelos de comportamento associados foram implementadas em um programa computacional denominado *PLATE* /21/, que está em uso nos EUA para avaliar o desempenho sob irradiação de placas combustíveis à dispersão U-Mo-Al.

O modelo térmico do *PLATE* é baseado no cálculo da temperatura em regime permanente, tridimensional, em diferenças finitas, implementado dentro de um programa *FORTTRAN*. Apesar do cálculo ser em regime permanente, uma série de cálculos são feitos ao longo do tempo para simular a irradiação, permitindo ocorrer a interação matriz-combustível baseada em uma equação da taxa de reação empírica. Quando a fase dos produtos da reação aumenta e a fase matriz Al depleciona, a condutividade térmica efetiva é continuamente modificada através do uso de um modelo de condutividade multifase analítico. A combinação da variação da condutividade térmica e o histórico de potência da placa combustível resultam em um cálculo de temperatura “*best-estimate*” feito em intervalos de tempo de um dia de irradiação em vários nós computacionais através do cerne. O conhecimento do histórico de temperaturas dentro da placa combustível também permite estimar outros fenômenos do comportamento do combustível, incluindo o inchamento dos produtos da reação e do combustível, produção de gases de fissão e o desenvolvimento da porosidade nas diversas fases do combustível e as variações nas dimensões da placa.

O modelo analítico de *Hashin e Shtrikman* /22/ calcula um limite superior e inferior para a condutividade térmica efetiva do material multifase. *PLATE* faz uso atualmente de uma forma modificada da relação de *Hashin e Shtrikman* que permite uma transição plana entre o limite inferior e superior em função da fração combustível-fase produtos da reação. Esta forma modificada foi desenvolvida por *CEA-Cadarache* /23/ e é dada por:

$$K_{\text{cerne}} = -f + 3V + 2m - 3Vm + \frac{\sqrt{8fm} + (f - 3Vf - 2m + 3Vm)^2}{4} \quad (\text{eq.1})$$

Onde, k_{cerne} é a condutividade térmica efetiva do cerne combustível, f é a condutividade térmica composta do combustível e da fase produtos da reação, m é a condutividade térmica da fase matriz (Al) e V é a soma das frações em volume das fases combustível e produtos da reação. A condutividade térmica efetiva do cerne do combustível da equação 1 é apresentada na FIG. 5 para combustíveis a dispersão U-10Mo-Al em função da fração em volume do carregamento do combustível. Também, são apresentados na FIG.5 os valores de condutividade térmica medidos, mostrando que as previsões do modelo estão em excelente concordância com os valores medidos.

O fator de correção da porosidade empregado no programa *PLATE* é /24/:

$$K_p = K_{100} \cdot \exp(-2,14 \cdot P) \quad (\text{eq.2})$$

onde K_p é a condutividade do material poroso, K_{100} é a condutividade térmica do material totalmente denso e P é a porosidade. Este fator de correção da porosidade é válido para porosidades abaixo de 0,30.

A correlação para a espessura da interação matriz-combustível usada no *PLATE* toma a mesma forma da correlação desenvolvida por *REST* /25/ para silicetos. A dependência com a fração em peso de molibdênio foi adicionada, a energia de ativação foi modificada para um valor apropriado para combustíveis U-Mo /26/ e a constante pré-exponencial foi baseada em um ajuste para a espessura da interação retirada de dados disponíveis dos exames pós-irradiação dos testes RERTR-3 /27/. A correlação resultante é:

$$y^2 = 2,443 \cdot 10^{-19} (1,625 - 6,25W_{\text{Mo}}) \cdot (f^{0,75}) \cdot \Delta t \cdot \exp \left\{ \frac{-10.000}{RT} \right\} \quad (\text{eq.3})$$

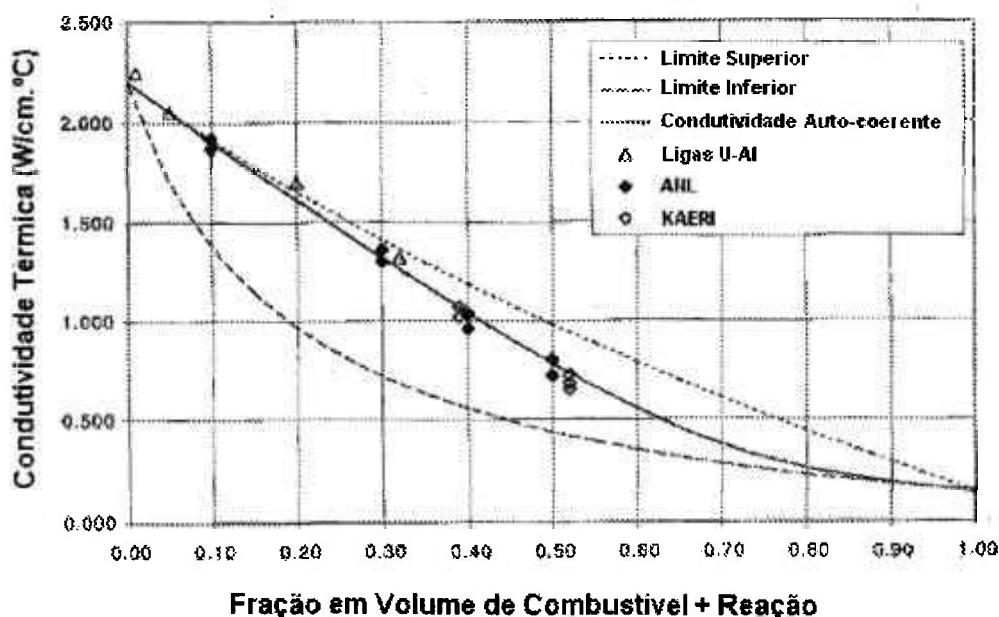


FIGURA 5 - Condutividade térmica do cerne combustível (comparação entre dados experimentais e teóricos) /21/.

Onde y é a espessura da interação matriz-combustível (cm), W_{Mo} é a fração em peso de Mo na liga combustível, f é a taxa de fissão da partícula combustível (fissões/cm³.s); t é o tempo (s), R é a constante ideal dos gases (1,987 cal/mol.K), e T é a temperatura (K).

O inchamento dos produtos de fissão na liga U-Mo é calculado usando uma equação empírica desenvolvida dos exames pós-irradiação de placas de U-Mo do RERTR-3, -4 e -5. Um aumento na taxa de inchamento do combustível U-Mo foi notada acima de aproximadamente $2,0 \cdot 10^{21}$ fissões/cm³. Abaixo desta densidade de fissão, o inchamento dos produtos de fissão na liga U-Mo é aproximadamente 0,4%/ de queima, e ele essencialmente dobra acima desta densidade de fissão /28/, /20/. Uma leve dependência da composição também foi notada. Baseado nestas observações, PLATE calcula o inchamento do U-Mo devido aos produtos de fissão como:

$$\frac{\Delta V}{V} = 5,8336 \cdot 10^{-23} \cdot (1,25 - 2,5 \cdot W_{Mo}) \cdot f, \text{ para } f \leq 2,0 \cdot 10^{21} \quad (\text{eq.4})$$

$$\frac{\Delta V}{V} = (1,25 - 2,5.W_{Mo}) \cdot [0,1167 + 1,1667 \cdot 10^{-22} \cdot (f - 2,0 \cdot 10^{21})], \text{ para } f > 2,0 \cdot 10^{21} \quad (\text{eq.5})$$

onde $\Delta V/V$ é o inchamento do combustível para a liga de U-Mo, W_{Mo} é a fração em peso de Mo na liga combustível e f é a densidade de fissão na partícula – combustível (*fissões/cm³*). 25% do inchamento do combustível são assumidos ser devido às bolhas de gás, que são tratadas como porosidades que se desenvolvem dentro da liga e levam a uma degradação da condutividade térmica da base U-Mo.

O inchamento dos produtos de fissão nos produtos da reação com o alumínio é calculado como /21/:

$$\frac{\Delta V_f}{V_f} = 4,0 \cdot 10^{-23} \cdot f \quad /21/ \quad (\text{eq.6})$$

Os resultados da validação do código *PLATE* comparados com os dados medidos para as placas combustíveis de U-Mo dos testes de irradiação RERTR-3 são apresentados nas FIG. 6, 7 e 8 /21/. A FIG. 6 compara os dados experimentais e os resultados de cálculo da espessura da interação matriz-combustível, enquanto que a FIG. 7 compara os dados experimentais e os resultados teóricos da fração em volume dos constituintes do combustível. A FIG. 8 apresenta a comparação dos dados experimentais e resultados teóricos para o aumento na espessura da placa combustível.

A concordância entre resultados experimentais e teóricos da fração em volume dos constituintes do combustível tende a ser melhor para partículas combustíveis esféricas, isto é atomizadas e obtidas por centrifugação, do que não esféricas. As partículas não esféricas introduzem consideráveis incertezas dentro dos resultados da fração constituinte de cada fase calculada pelo programa *PLATE*, em virtude da dificuldade da descrição do tamanho da partícula e forma da distribuição do pó combustível não esférico. Também, a utilização de partículas esféricas, obtidas por centrifugação, levaram ao excelente desempenho sob irradiação de dispersões U-10Mo com carregamentos de U entre 8 e 9 *gU/cm³*, irradiadas em um programa conjunto Coréia do Sul e os EUA /29/.

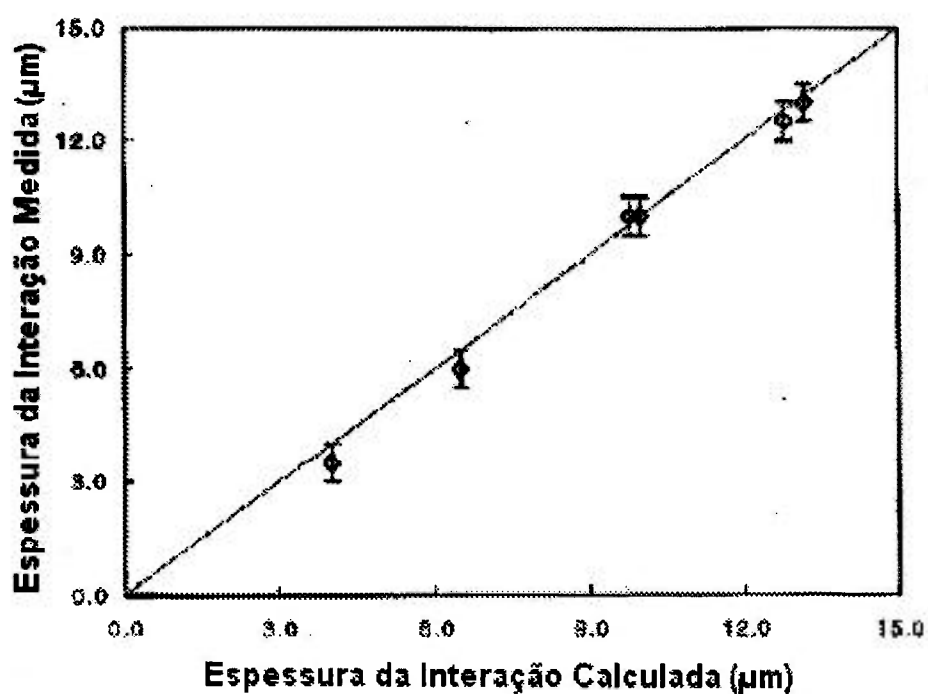


FIGURA 6 - Espessura da interação matriz-combustível (experimental x teórica).

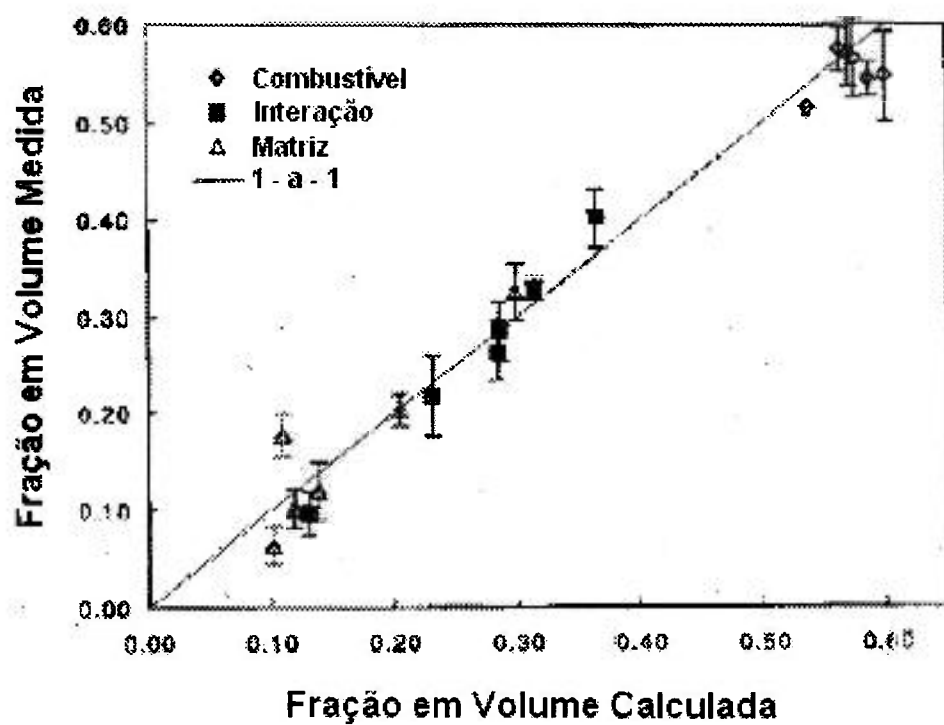


FIGURA 7 - Fração em volume dos constituintes do cerne combustível (experimental x teórica).

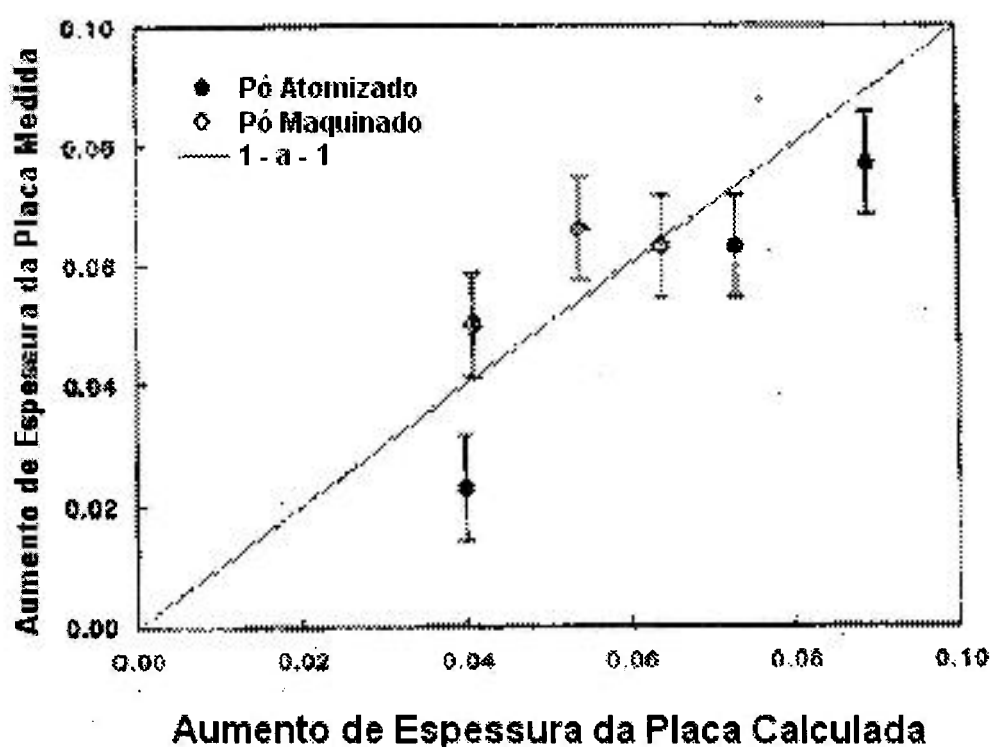


FIGURA 8 - Aumento da espessura da placa combustível (experimental x teórica).

Os seguintes resultados deste programa são sumarizados abaixo:

- 1) As dispersões U-10Mo apresentam comportamento muito estável, indicando a manutenção da fase metaestável cúbica γ -U;
- 2) As partículas atomizadas U-10Mo têm uma distribuição de tamanhos de bolhas de gases de fissão mais uniforme, mais fina e de mais baixa densidade em comparação com as partículas combustíveis obtidas por trituração;
- 3) As partículas combustíveis atomizadas U-10Mo demonstram a 70% de queima zonas livres de bolhas de gás, ao contrário das seções transversais do combustível triturado que contêm muito poucas zonas livres de bolhas de gás;
- 4) Supõe-se que as possíveis razões para as diferenças no comportamento sob irradiação entre os pós atomizados e os pós triturados são:
 - a) As partículas atomizadas não sofrem os danos de deformação severos com altas densidades de discordâncias formadas durante o processo de trituração do pó;

- b) O refinamento do grão e a formação de bolhas de gás ocorrem nas partículas trituradas em queimas mais baixas do que nas partículas atomizadas;
- c) As partículas atomizadas contêm frações de 2 fases γ como resultado da segregação (“*coring*”).

Adicionalmente, outro trabalho desenvolvido na Coreia do Sul [30] para o cálculo da condutividade térmica dos combustíveis a dispersão de U-Mo mostra uma grande concordância entre os valores de condutividade por eles calculados e os valores utilizados no programa *PLATE*. Os valores das condutividades térmicas para o U-Mo no estudo coreano foram obtidos entre a temperatura ambiente e 500 °C, à partir de medidas de difusividade térmica, capacidade de calor específico e das densidades do cerne do combustível a dispersão, segundo a equação abaixo:

$$\lambda = \rho \cdot \alpha \cdot c_p \quad (\text{eq. 7})$$

onde, no contexto deste trabalho, λ é a condutividade térmica do cerne combustível das dispersões U-Mo-Al, ρ é a densidade volumétrica, α a difusividade térmica e c_p a capacidade de calor específico.

Os valores de condutividades térmicas calculadas para as dispersões de U-Mo-Al decrescem com o aumento da fração em volume das partículas de U-Mo.

Apesar de que muitos fenômenos do comportamento sob irradiação do combustível U-Mo-Al são tratados empiricamente no programa computacional *PLATE*, o coração do cálculo é baseado em uma avaliação da condutividade térmica que é obtida de um modelo analítico. A boa concordância dos cálculos do programa com parâmetros fundamentais medidos durante as análises pós-irradiação das placas de U-Mo-Al nos testes dos experimentos RERTR-3 e RERTR-4 fornece a confiabilidade necessária aos valores de temperatura calculados com o *PLATE*.

Da revisão bibliográfica conduzida acima, nota-se que a dispersão U-10Mo tem sido a mais estudada e tem apresentado em todos os testes realizados

excelente comportamento sob irradiação até altas queimas do combustível (80%) e com diferentes densidades de urânio (de 3 a 9 gU/cm^3). Em vista disto, optou-se por estudar nesta dissertação um núcleo para o reator IEA-R1 utilizando combustíveis do tipo U-10Mo, mas mantendo as mesmas dimensões geométricas dos combustíveis de U_3Si_2-Al , utilizados hoje no reator. Assim, várias configurações de núcleos foram propostas com o combustível U-10Mo, variando a sua densidade entre 3 e 8 gU/cm^3 . O valor de 8 gU/cm^3 foi escolhido, pois apresenta um valor próximo dos 50% em volume da fase dispersa no combustível, valor este considerado normalmente como limitante para combustíveis a dispersão. O valor de 3 gU/cm^3 foi escolhido como valor mínimo, pois é a densidade máxima qualificada para o combustível U_3Si_2-Al fabricado no IPEN. Densidades inferiores a esta não seriam de interesse.

Para os núcleos analisados, foram desenvolvidos cálculos neutrônicos e termo-hidráulicos, utilizando programas computacionais de análise neutrônica e termo-hidráulica.

O núcleo de um reator de pesquisa tipo piscina, como o reator IEA-R1, tem a forma de um paralelepípedo. Ele é formado por elementos combustíveis padrão, elementos de controle, elementos para irradiação de amostras (irradiadores) e refletores. O elemento combustível padrão possui 18 placas combustíveis e o elemento de controle apenas 12 placas combustíveis. Neste elemento, as posições vazias são utilizadas para movimentar e alojar as lâminas do elemento absorvedor de nêutrons. Todos os elementos são encaixados verticalmente em furos de uma placa matriz (FIG. 9) e colocados dentro de uma piscina de água desmineralizada. A refrigeração do núcleo é feita através da circulação forçada de água que se dá no sentido descendente, promovida pela bomba principal. Esta água, após passar pelo núcleo, é resfriada num trocador de calor e re-injetada na parte superior da piscina.

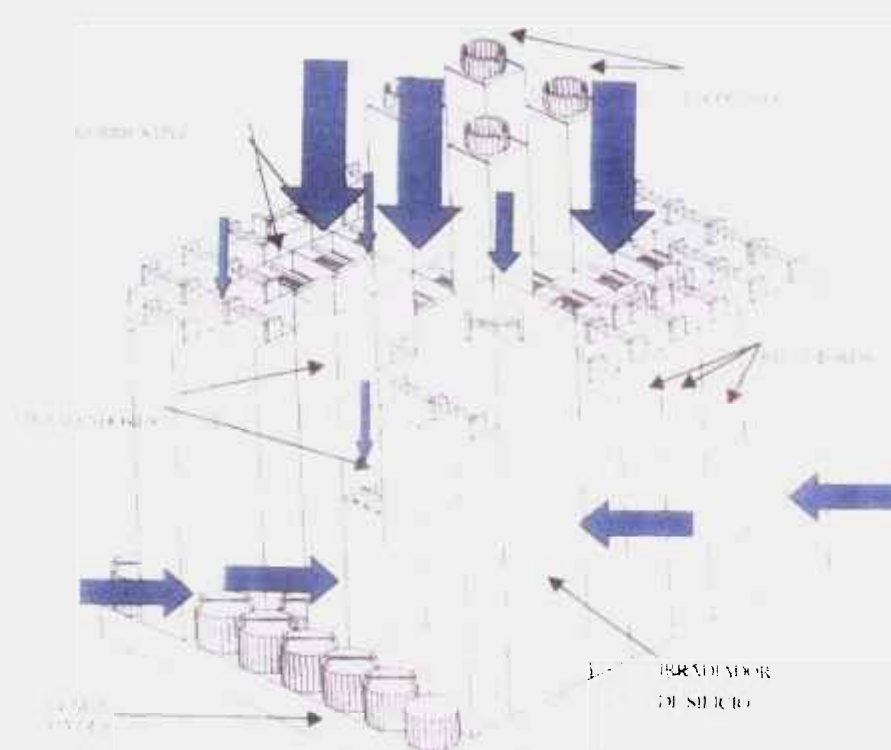


FIGURA 9 - Representação esquemática do núcleo do reator IEA-R1 /4/.

A vazão fornecida pela bomba é dividida nos diversos elementos combustíveis e de controle, nos irradiadores que permitem a passagem de água, nos furos secundários não tamponados da placa matriz, nos canais entre elementos combustíveis e nos canais entre refletores e irradiadores, reunificando-se na região do coletor.

O escoamento pelos canais internos dos elementos combustíveis e de controle promove o resfriamento das placas combustíveis internas; o escoamento nos canais entre elementos promove o resfriamento das faces externas das placas combustíveis laterais; o escoamento pelos canais entre refletores e irradiadores tem por finalidade principal permitir que não haja estagnação do fluido refrigerante e o escoamento pelos furos principais e secundários não tamponados não têm finalidade alguma e podem se não forem tamponados, desviar parte da vazão que deveria estar passando pelos canais ou irradiadores onde há geração de calor.

Como a função do fluido refrigerante, além de atuar como moderador é promover a remoção do calor que é gerado nas placas combustíveis, a maior parcela da vazão fornecida pela bomba deve passar pelas mesmas. Logo, o número de irradiadores e furos abertos na placa matriz deve ser minimizado de forma que não se tenham desvios desnecessários de vazão.

Critérios e limites de projeto foram estabelecidos para combustíveis do tipo placa MTR de forma a não ocorrer uma mudança geométrica acentuada do elemento combustível e permitir o seu correto funcionamento durante o seu tempo de permanência no reator. Em regime de operação normal, as temperaturas atingidas no combustível são baixas e muito aquém de sua temperatura de fusão. Em termos de limites de projeto, a preocupação maior é evitar que as temperaturas na superfície externa do revestimento do combustível ultrapassem a temperatura para a qual a probabilidade de corrosão do revestimento de alumínio é alta.

Nas análises termo-hidráulicas em condições normais de operação, os seguintes parâmetros são analisados e posteriormente comparados com os limites e critérios de projeto estabelecidos: a) a velocidade crítica de escoamento do fluido refrigerante; b) o fluxo de calor para o qual se tem o início da ebulição nucleada ("Onset of Nucleate Boiling"- ONB); c) as condições para instabilidade no escoamento do fluido refrigerante; e d) o fluxo crítico de calor nos diferentes elementos que compõem o núcleo do reator. A metodologia para o cálculo destes parâmetros está descrita no documento TECDOC-233 da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) /31/.

Com base nas premissas acima, os seguintes critérios e limites de projeto são considerados para elementos combustíveis tipo placa MTR:

- 1) A temperatura na superfície externa do revestimento não deve ultrapassar a temperatura para a qual a probabilidade de corrosão do revestimento é alta. Para alumínio de alta pureza, este limite é de aproximadamente 100 °C /31/;

- 2) A velocidade do refrigerante deve ser menor do que 2/3 do valor da velocidade crítica;

3) A margem de segurança para o início da ebulição nucleada deve ser superior a 1,3, ou seja, a temperatura de “ONB” deve ser 1,3 vezes maior que a temperatura do fluido refrigerante;

4) a margem de segurança para o início da instabilidade de fluxo (FIR) deve ser superior a 2,0, ou seja, a relação entre o fluxo de calor para instabilidade de fluxo e o fluxo de calor local deve ser superior a 2,0;

5) a margem de segurança para o fluxo de calor crítico (MDNBR) deve ser superior a 2,0, ou seja, a relação entre o fluxo de calor crítico e o fluxo de calor local deve ser superior a 2,0.

2.1 Equações para o cálculo térmico do elemento combustível tipo placa MTR.

A FIG. 10 representa esquematicamente uma placa combustível de um elemento combustível tipo MTR como os utilizados no reator IEA-R1. Nesta, as dimensões na direção y e z são grandes comparadas com aquela na direção x e o fluxo de calor pode ser considerado unidimensional (direção x, somente). O estudo abrange apenas condições de operação estacionárias do reator, de maneira que as temperaturas são independentes do tempo. Como a intensidade da fonte de calor volumétrica $q''' (W/cm^3)$ é constante, através de uma seção transversal elementar, o calor é conduzido igualmente nas direções +x e -x, e no plano médio $x = 0$ ocorre a maior temperatura. Por simplificação, o fluxo de calor será tratado em uma única metade do elemento na direção +x.

Da equação da condução de calor,

$$K(T) \frac{d^2T}{dx^2} + q''' = 0. \quad (\text{eq.8})$$

Para $K(T)$ igual a uma constante K_f , onde K_f é a condutividade térmica do cerne da placa combustível e q''' é a intensidade da fonte térmica volumétrica na placa combustível,

$$\frac{d^2T}{dx^2} + (q'''/K_f) = 0 \quad (\text{eq.9})$$

Integrando,

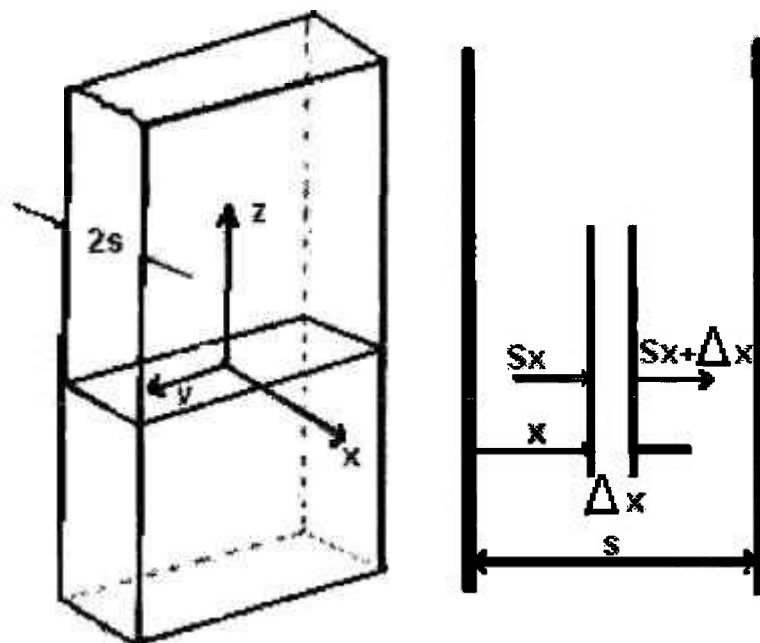


FIGURA 10 - Representação esquemática de uma placa combustível do elemento combustível do tipo MTR do Reator IEA-R1.

$$dT/dx = -(q'''/K_f) x + C_1 \quad (\text{eq.10})$$

$$T = -(q'''/2K_f) x^2 + C_1 x + C_2 \quad (\text{eq.11})$$

Devido a simetria no plano médio e sendo o fluxo de calor igual e oposto neste ponto, não havendo fluxo líquido de calor, a temperatura T_c no ponto médio é máxima na seção. As condições de contorno são:

$$dT/dx = 0 \text{ em } x=0 \quad (\text{eq. 12})$$

$$T = T_c \text{ em } x = 0 \quad (\text{eq. 13})$$

onde T_c é a temperatura no centro da placa combustível ($^{\circ}\text{C}$).

Substituindo (12) e (13) em (10) e (11) resulta:

$$C_1 = 0 \text{ e } C_2 = T_c$$

Dessa forma,

$$dT/dx = -(q'''/K_f) x \quad (\text{eq.14})$$

$$T = T_c - (q'''/2K_f) x^2 \quad (\text{eq.15})$$

A temperatura na superfície do cerne (T_s) pode ser obtida substituindo $x = s$, que é a metade da espessura da placa na direção x .

$$T_s = T_c - (q'''/2K_f) s^2 \quad (\text{eq. 16})$$

O calor conduzido para fora da superfície ($x = s$) é igual ao calor gerado na metade do elemento e dado por:

$$q_s = q''' \cdot A \cdot s \quad (\text{eq.17})$$

onde ($A \cdot s$) é o volume da metade do cerne.

Outra expressão de q_s em termos das temperaturas do centro e externa do cerne combustível pode ser obtida combinando as equações (16) e (17), que rearranjadas fornecem:

$$q_s = 2 K_f A (T_c - T_s)/s \quad (\text{eq.18})$$

A energia total gerada nas duas metades do elemento (q_{2s}) é duas vezes maior que aquela dada pela Eq. 17. Se A é reproduzido pela área total do elemento combustível A_s (área ativa) onde $A_s = 2 A$,

$$q_{2s} = 2 K_f A_s (T_c - T_s)/s \quad (\text{eq.19})$$

Desde que não há calor gerado no revestimento, a quantidade de calor deixando a superfície do combustível é a mesma deixando a superfície do revestimento (FIG. 11). Nesse caso, tem-se:

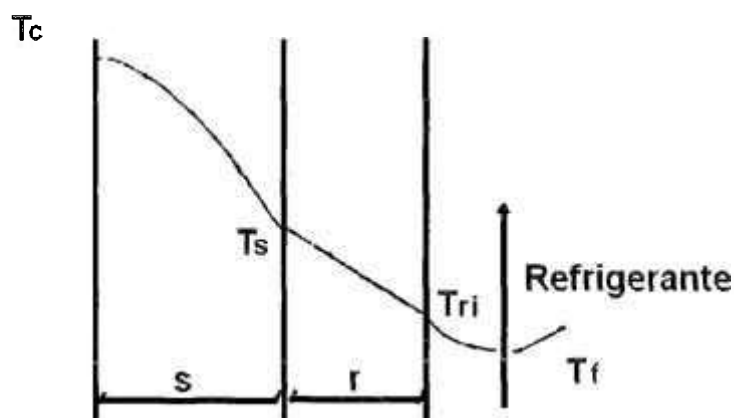


FIGURA 11 - Perfil da temperatura num elemento combustível tipo placa com refrigerante.

2.1.1 Equação de Fourier

A equação de Fourier que define a relação entre o fluxo de calor e o gradiente de temperatura para condução de calor unidimensional é dada por:

$$q = -K A (dT/dx) \quad (\text{eq.20})$$

onde q é a taxa de transferência de calor ($J/s = W$), A a área de transferência de calor na placa combustível (cm^2), dT/dx o gradiente de temperatura no ponto considerado ($^{\circ}C/cm$) e K a condutividade térmica do material ($W/cm^{\circ}C$). O sinal negativo indica que o calor é transferido na direção de temperaturas decrescentes.

A equação (20) pode ser rescrita da seguinte maneira:

$$(q/A) = q'' = -K (dT/dx) \quad (\text{eq.21})$$

Onde q'' é o fluxo de calor (W/cm^2). Da mesma formulação, pode-se escrever que

$$q'' = H \cdot \Delta T \quad (\text{eq.22})$$

Onde,

H = coeficiente de transferência de calor ($W/cm^2 \cdot ^\circ C$).

2.1.2 Resistência térmica na interface núcleo-revestimento

A queda de temperatura na interface núcleo-revestimento é dada por

$$\Delta T = q_s / A H_i \quad (\text{eq.23})$$

Onde, H_i é o coeficiente de transferência de calor na interface U-Mo e alumínio e normalmente é determinado experimentalmente.

$$T_s - T_{ri} = q_s / A H_i \quad (\text{eq.24})$$

Onde T_{ri} é a temperatura na parede interna do revestimento.

2.1.3 Queda de temperatura no revestimento

Para $q''' = 0$, a equação 8 torna-se:

$$d^2T/dx^2 = 0 \quad (\text{eq.25})$$

$$dT/dx = C_1 \quad (\text{eq.26})$$

$$T = C_1x + C_2 \quad (\text{eq.27})$$

Com as condições de contorno abaixo,

$$q_s = -K_c A dT/dx \quad (\text{Equação de Fourier}) \quad (\text{eq.28})$$

$$T = T_{ri} \text{ em } x = s_1 \text{ (s + interface carne-revestimento)} \quad (\text{eq.29})$$

Das condições de contorno,

$$q_s = -K_c A C_1 \quad (\text{eq.30})$$

e

$$C_1 = -(q_s/K_c A) \quad (\text{eq.31})$$

$$T_{ri} = C_1 s_1 + C_2 \quad (\text{eq.32})$$

$$T_{ri} = -(q_s/K_c A) s_1 + C_2 \quad (\text{eq.33})$$

$$C_2 = T_{ri} + (q_s/K_c A) s_1 \quad (\text{eq.34})$$

De (27) e (34):

$$T = T_{ri} + (q_s s_1/K_c A) - (q_s/K_c A) x \quad (\text{eq.35})$$

$$T = T_{ri} + (q_s/K_c A) (s_1 - x) \quad (\text{eq.36})$$

Na superfície externa do revestimento,

$T = T_{re}$ para $x = s_1 + r$ (espessura do revestimento);

$$T_{re} = T_{ri} - (q_s/K_c A) r \quad (\text{eq.37})$$

$$T_{ri} = T_{re} + (q_s/K_c A) r \quad (\text{eq.38})$$

$$q_s = K_c A (T_{ri} - T_{re})/r \quad (\text{eq.39})$$

2.1.4 Queda de temperatura na camada de óxido do revestimento

$$\Delta T_{\text{óxido}} = q_s \delta_{\text{óxido}}/A K_{\text{óxido}} \quad (\text{eq.40})$$

Onde,

$\delta_{\text{óxido}}$ = espessura da camada de óxido no revestimento (cm);

$K_{\text{óxido}}$ = condutividade térmica do óxido (W/cm°C).

$$T_{\text{re}} - T_{\text{ro}} = q_s \delta_{\text{óxido}} / A K_{\text{óxido}} \quad (\text{eq.41})$$

Onde,

T_{ro} = temperatura na superfície externa do óxido (°C).

2.1.5 Calor transferido do combustível para o refrigerante

A equação geral para transferência de calor por convecção entre uma superfície e um fluido que escoar ao longo desta superfície é dada pela equação de Newton do resfriamento:

$$q = h \cdot A \cdot \Delta T \quad (\text{eq.42})$$

Ou ainda,

$$q'' = h \cdot \Delta T \quad (\text{eq.43})$$

onde q é a energia transferida para o fluido por unidade de tempo ($J/s = W$), ΔT é a diferença entre a temperatura da superfície e a temperatura da massa de fluido que escoar ao longo da superfície (°C), h é o coeficiente de transferência de calor ($W/cm^2°C$), A é a área da superfície em contato com o fluido (cm^2) e q'' é a energia transferida para o fluido por unidade de tempo e por unidade de área ($J/s.cm^2 = W/cm^2$).

Um balanço de energia para o refrigerante que escoar passando por uma seção do combustível de comprimento dz em z é dado por:

$$Q \cdot c_p \cdot dT_F = q''' A_T dz \quad (\text{eq.44})$$

onde, Q é a vazão mássica do refrigerante que escoar passando pela seção mencionada (g/s), c_p é o calor específico do refrigerante ($J/g.°C$), dT_F é o aumento de temperatura do refrigerante no comprimento dz (°C), A_T é a área transversal do elemento combustível (cm^2) e q''' a intensidade da fonte térmica volumétrica.

2.1.5.1 Transferência de calor por convecção forçada

A equação 44 expressa a transferência de calor por convecção da superfície externa do revestimento para o refrigerante. O principal problema que surge ao utilizá-la consiste em determinar o coeficiente de transferência de calor h . O método mais comum para correlacionar dados de transferência de calor por convecção utiliza equações adimensionais nas quais as propriedades do fluido, dimensões do sistema e outras características relevantes são arranjadas em grupos adimensionais. As constantes que aparecem nestas equações são determinadas experimentalmente. O escoamento em um reator nuclear ocorre por meio da convecção forçada uma vez que o fluido é bombeado através do núcleo do reator. Os grupos adimensionais geralmente usados em equações que descrevem a convecção forçada são:

$$\text{O número de Reynolds} - Re = \rho \cdot v \cdot D_h / \mu \quad (\text{eq.45})$$

$$\text{O número de Prandtl} - Pr = c_p \cdot \mu / K_{\text{fluido}} \quad (\text{eq.46})$$

$$\text{O número de Nusselt} - Nu = h \cdot D_h / K_{\text{fluido}} \quad (\text{eq.47})$$

As quantidades envolvidas são a viscosidade do fluido (μ), a condutividade térmica do fluido (K_{fluido}), a massa específica do fluido (ρ), o calor específico (c_p), a velocidade de escoamento do fluido (v) e o diâmetro efetivo do canal no qual o fluido escoar. O diâmetro hidráulico, D_h , é definido como sendo:

$D_h = 4 \cdot \text{Área de escoamento} / \text{perímetro em contato com o fluido (perímetro molhado)}$.

O número de Reynolds, que conceitua uma medida da razão entre a inércia e as forças viscosas em um fluido em circulação, caracteriza o escoamento. Em particular, a transição entre escoamento laminar e turbulento ocorre para valores de Re da ordem de 2000. O número de Prandtl depende apenas das propriedades do fluido, sendo dado pela razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade térmica. Esse número determina a maneira pela qual a temperatura e velocidade do fluido variam próximo da parede em que o mesmo escoar e no qual está sendo aquecido e resfriado.

Para a placa combustível e de acordo com a equação 42, o calor transferido entre o refrigerante e a superfície do revestimento é dado por:

$$q_s = h A (T_{ro} - T_F) \quad (\text{eq.48})$$

Onde, h é o coeficiente de transferência de calor por convecção ($\text{W}/\text{cm}^2\text{°C}$) e T_F é a temperatura do refrigerante. Para reatores MTR, a correlação de Dittus-Boelter é utilizada, fornecendo:

$$h = (\text{Nu} K_{\text{fluido}} / D_h) \quad 0,023 (K_{\text{fluido}} / D_h) \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \quad (\text{eq.49})$$

2.1.6 Distribuição axial de temperatura no refrigerante

Considerando o balanço de calor para uma seção diferencial da placa combustível de altura dz (FIG. 12), o ganho de calor sensível pelo refrigerante em z (assumindo que não há mudança de fase) é equivalente ao calor gerado no elemento combustível diferencial (equação 44). Então,

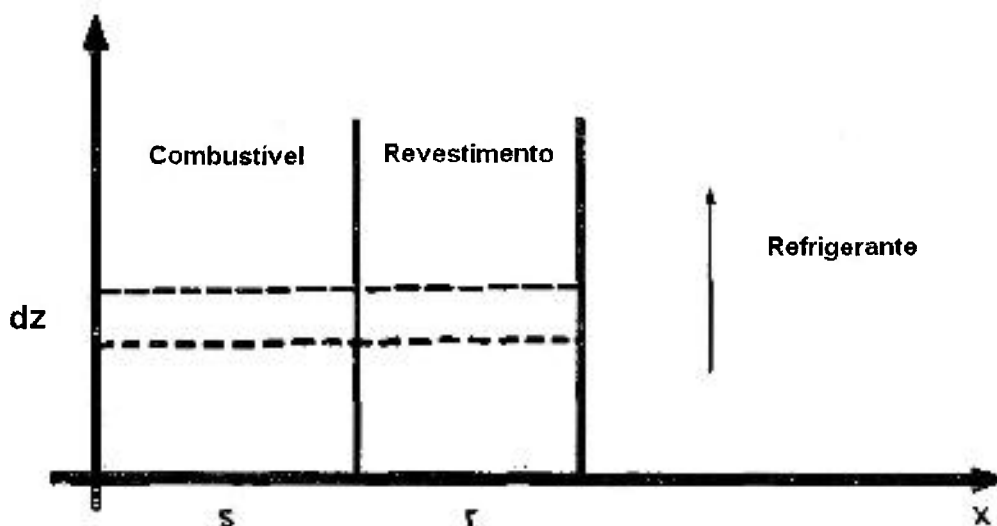


FIGURA 12 - Seção diferencial da placa combustível (dz).

$$Q C_p dT_F = q''' A_T dz \quad (\text{eq.50})$$

$$dT_F = q''' A_T dz / Qc_p \quad (\text{eq.51})$$

$$\int_{T_{in}}^{T_F} dT_F = \int_0^z (A_T / Qc_p) q'''(z) dz \quad (\text{eq.52})$$

$$T_F = T_{in} + (A_T / Qc_p) \int_0^L q'''_{\text{máx}} \sin(\pi z / L) dz \quad (\text{eq.53})$$

$$T_F = T_{in} + (A_T / Qc_p) (L / \pi) q'''_{\text{máx}} (1 - \cos \pi z / L) \quad (\text{eq.54})$$

Onde,

T_{in} = temperatura de entrada do refrigerante;

L = altura ativa da placa combustível.

2.1.7 Vazão através do elemento combustível

$$W_L = N_f v L_c t_w \quad (\text{eq. 55})$$

Onde,

W_L = vazão no elemento combustível (cm^3/s);

v : velocidade do refrigerante no canal de refrigeração (cm/s)

N_f = número de placas combustíveis por elemento combustível.

L_c = Largura do canal de refrigeração (cm).

t_w = espessura do canal de refrigeração (cm).

Ou,

$$W_L = W / N_c \quad (\text{eq.56})$$

Onde,

W = Vazão no núcleo (m^3/h);

N_c = Número de elementos combustíveis no reator.

2.2 Equações para a análise hidráulica de elementos combustíveis tipo placa MTR

O projeto de um elemento combustível tipo placa requer informações termo-hidráulicas básicas tais como: a velocidade crítica do refrigerante, o fluxo de calor para o qual se tem o início da ebulição nucleada, as condições para instabilidade no escoamento do fluido refrigerante e o fluxo de calor crítico.

A velocidade crítica do refrigerante é definida como aquela que torna o gradiente de pressão na placa combustível da ordem de sua carga crítica de flambagem. A esta velocidade, as placas tornam-se instáveis e grandes deflexões podem ocorrer. Estas deflexões causam um sobreaquecimento das placas combustíveis, com possível bloqueio do fluido refrigerante. Um critério de projeto estabelecido é manter a velocidade do fluido refrigerante abaixo de 2/3 da velocidade crítica.

Devido às tolerâncias existentes na fabricação não vai existir um perfeito paralelismo entre as placas. Haverá alguns canais que estarão mais fechados que outros. Ocorrerão neste estreitamento de canal um aumento de velocidade do fluido e uma conseqüente diminuição da pressão estática do fluido. Por outro lado, no ponto contrário ao estreitamento da seção, há uma diminuição de velocidade e um aumento da pressão estática. O diferencial de pressão é proporcional ao quadrado da velocidade.

A velocidade do refrigerante que torna o gradiente de pressão da ordem da carga crítica de flambagem da placa é chamada de velocidade crítica. Embora o efeito de estrangulamento do canal possa ser localizado, o efeito da resistência da placa depende de sua geometria e condições de apoio.

Da fórmula de *Miller* /32/ para bordos engastados,

$$v_{crit} = \{[15 \times 10^5 E (t_p^3 - t_m^3) t_w] / [\rho L_c^4 (1 - \nu^2)]\}^{1/2} \quad (eq.57)$$

Onde,

E = módulo de elasticidade de Young (*bar*);

t_p = espessura da placa combustível (*cm*);

t_m = espessura do cerne combustível (*cm*);

t_w = espessura do canal de refrigeração (cm);

ρ = densidade da água (Kg/m^3);

L_c = largura do canal de refrigeração (cm);

ν = razão de Poisson (adimensional).

A deflexão da placa em função da velocidade é dada por:

$$\delta = \delta_0 / [1 - (\nu/\nu_{crit})^2] \quad (\text{eq.58})$$

Onde, δ_0 é a deflexão de fabricação e ν a velocidade do refrigerante no canal.

O fluxo de calor para o qual se tem o início da ebulição nucleada ("*Onset of Nucleate Boiling*"-ONB) não é um critério limitante no projeto de um elemento combustível. Entretanto, ele é um regime de transferência de calor que deve ser identificado por considerações hidráulicas e de transferência de calor, isto é, escoamento bifásico versus escoamento monofásico.

Sob condição de ONB, a temperatura na superfície do revestimento na qual ocorre ebulição nucleada para uma dada pressão local do refrigerante e fluxo de calor superficial pode ser expressa pela correlação de Bergles e Rohsenow /33/:

$$T_{re} = T_{sat} + (5/9) (9,23 q''/P^{1,156}) (P^{0,0234}/2,16) \quad (\text{eq.59})$$

Onde,

q'' = fluxo de calor local (W/cm^2);

P = pressão na saída do canal (bar_{abs});

T_{sat} = temperatura de saturação da água na pressão P ($^{\circ}C$);

T_{re} = temperatura da superfície do revestimento ($^{\circ}C$);

A temperatura na superfície do revestimento pode ser calculada da temperatura do refrigerante e do fluxo de calor através de:

$$T_{re} = T_{in} + (20 L_a \int_0^L (q'' dz / (L_c G t_w c_p) + (q''/h) \quad (\text{eq.60})$$

O segundo termo do lado direito da equação 60 é a subida de temperatura da entrada do canal até a localização axial z . O terceiro termo é a diferença de temperatura entre a superfície do revestimento e o refrigerante.

Combinando as equações 59 e 60, é obtida uma expressão que relaciona o fluxo de calor, a espessura do canal refrigerante e a velocidade do refrigerante. Esta relação permite calcular o fluxo máximo de calor superficial sem ebulição local para uma dada espessura do canal e condições de fluxo. Por simplicidade, o fluxo de calor para ONB pode ser calculado conservativamente usando a pior combinação de parâmetros, isto é, fluxo de calor máximo na saída do canal, pressão mais baixa, temperatura de saturação e a mais alta subida de temperatura do refrigerante. Com estas hipóteses, a expressão resultante para as equações 59 e 60 torna-se:

$$T_{sat} + (5/9)(9,23 f_a f_r q''_a / P^{0,0234/2,16}) = T_{in} + (20 f_r q''_a L H / (G t_w c_p L_c) + (f_a f_r q''_a / h) \quad (\text{eq.61})$$

Onde,

f_a = razão entre o pico e a média do fluxo de calor axial (adimensional);

f_r = razão entre o pico e a média de potência radial (adimensional);

q''_a = fluxo de calor axial médio ao longo da placa (W/cm^2);

T_{in} = temperatura de entrada do refrigerante ($^{\circ}C$);

L = altura ativa da placa combustível para transferência de calor (cm);

H = largura ativa da placa combustível para transferência de calor (cm);

G = fluxo de massa (vazão) = ρv ($g/cm^2 s$);

c_p = calor específico da água ($J/g^{\circ}C$);

v = velocidade da água no canal (cm/s).

O coeficiente de transferência de calor (h) depende da vazão (G) através do canal e do diâmetro hidráulico (D_h). Ele é derivado da correlação de Boelter,

$$h = 0,023 (K_{\text{fluido}} / 100D_h) Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (\text{eq.49})$$

$$Re = (G D_h / 100\mu) \text{ (número de Reynolds)} \quad (\text{eq.45})$$

$$Pr = (\mu c_p / K_{\text{fluido}}) \times 10^3 \text{ (número de Prandtl)} \quad (\text{eq.46})$$

Onde,

μ = viscosidade de água (*Pascal-sec*);

K_{fluido} = condutividade da água (*W/cm°C*);

Instabilidades no escoamento do fluido refrigerante são indesejáveis em canais aquecidos porque oscilações no escoamento do fluido afetam as características de transferência de calor local e podem induzir a um prematuro fluxo de calor crítico (“*burnout*”). Para sistemas de baixa pressão com ebulição subresfriada, instabilidades no escoamento do fluido levando ao fluxo de calor crítico foram observadas. O fluxo de calor crítico que ocorre sob condições de escoamento instável está bem abaixo do fluxo de calor crítico para o mesmo canal sob condição de escoamento estável. Nos projetos de elementos combustíveis tipo placa, o fluxo de calor que leva a instabilidade no escoamento do fluido refrigerante pode ser mais limitante do que o fluxo de calor crítico estável.

A temperatura da água na parede da placa deve ser menor que a temperatura de ebulição, mas podem existir bolhas de ar nas paredes e isto aumenta a temperatura e se desprendem bolhas para o canal aumentando o ΔP . Isso faz diminuir a vazão de água no canal. O fenômeno é chamado de instabilidade de fluxo.

O critério imposto é da seguinte forma:

$$\eta = (T_{\text{sat}}(z) - T_c(z)) v(z) / q''(z) > \eta_{\text{crit}} \quad (\text{eq.62})$$

Onde,

$T_{\text{sat}}(z)$ = temperatura de saturação da água na cota z ($^{\circ}\text{C}$);

$T_c(z)$ = temperatura média do refrigerante na cota z ($^{\circ}\text{C}$);

$q''(z)$ = fluxo de calor (W/cm^2);

$v(z)$ = velocidade do fluido (cm/s);

η_{crit} = determinado experimentalmente.

O fluxo de calor médio para partida da instabilidade no escoamento do fluido pode ser expresso em termos da velocidade, geometria do canal e propriedades do fluido por:

$$q''_{\text{cmédio}} = (R \rho c_p u D_h / 4 C_c) (T_{\text{sat}} - T_{\text{in}}) \quad (\text{eq.63})$$

com

$$R = 1 / [1 + \eta (D_h / C_c)] \quad (\text{eq.64})$$

Onde,

ρ = densidade da água (g/cm^3)

c_p = calor específico da água ($\text{J}/\text{g}^{\circ}\text{C}$)

v = velocidade da água no canal (cm/s)

D_h = diâmetro hidráulico (cm)

C_c = comprimento da placa combustível (cm)

O fluxo de calor de pico pode ser obtido multiplicando-se $q''_{\text{cmédio}}$ pelo fator média-pico axial f_a .

Dados aceitáveis sobre o fluxo de calor crítico ("burnout") são necessários desde que DNB é um critério limitante no projeto do reator. Duas correlações podem ser usadas para determinação do fluxo de calor crítico:

- 1) Correlação de Labuntsov /34/;

2) Correlação de *Mirshak* /35/.

A correlação de Labuntsov é dada por:

$$q''_c = 145,4 \theta(P) \{1 + 2,5 v^2/\theta(P)\}^{1/4} \{1 + 15,1 c_p \Delta T_{sub}/\lambda P^{1/2}\} \quad (\text{eq.65})$$

$$\theta(P) = 0,99531 P^{1/3} (1 - P/P_c)^{4/3} \quad (\text{eq.66})$$

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{in} - \Delta T_c \quad (\text{eq.67})$$

Onde,

P_c = pressão crítica do refrigerante (*bar abs*);

λ = calor de vaporização (J/g);

A correlação de *Mirshak* é dada por:

$$q'_c = 151,0 (1 + 0,1198 u) (1 + 0,00914 \Delta T_{sub}) (1 + 0,19P) \quad (\text{eq.68})$$

Nas duas correlações, o fluxo crítico de calor depende do sub-resfriamento da água. De um balanço de energia para canais retangulares, o sub-resfriamento da água pode ser expresso em função do fluxo de calor no canal, da geometria do canal, da velocidade do refrigerante e das propriedades do refrigerante.

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{in} - \Delta T_c \quad (\text{eq.69})$$

$$= T_{sat} - T_{in} - (20 L H q''/\rho c_p t_w L_c f_a v) \quad (\text{eq.70})$$

Substituindo a expressão acima nas correlações de *Labuntsov* e *Mirshak*, o fluxo de calor crítico pode ser obtido em função da velocidade do refrigerante para uma dada temperatura de entrada da água, pressão do sistema e propriedades do refrigerante.

Nos últimos anos, vários programas computacionais, como o COBRA3C-RERTR /36/ e o PARET /37/, foram desenvolvidos para a análise termo-hidráulica de núcleos de reatores de pesquisa. Nestes programas, a vazão de resfriamento em cada canal do elemento combustível para a condição nominal de operação é um valor fixo, que segundo o TECDOC-233 /31/ pode ser obtido de maneira aproximada dividindo-se a vazão total da bomba pelo número total de placas combustíveis no núcleo do reator (vide equação 55). Esta recomendação pressupõe que a vazão fornecida pela bomba se divida igualmente nos canais dos elementos combustíveis, não havendo escoamento pelos canais entre elementos combustíveis, pelos irradiadores, pelos canais entre refletores e canais entre irradiadores. Esta hipótese é razoável para núcleos que operam a baixa potência e não possuam irradiadores ou, então, que possuam irradiadores que permitam a passagem de uma quantidade muito pequena de água. Para os núcleos analisados nesta dissertação, a hipótese do TECDOC-233 foi utilizada para determinar a vazão de refrigerante nos canais entre as placas combustíveis dos núcleos analisados.

No ano de 2000, foi finalizado no IPEN com o pacote comercial “*Engineering Equation Solver*” (EES) /38/, um novo modelo termo-hidráulico (modelo MTCR-IEAR1), que possui uma interface gráfica muito prática, facilitando a interpretação dos resultados. Com este modelo computacional é possível realizar todas as análises térmicas e hidráulicas de núcleos de reatores de pesquisa com combustível tipo placa em regime estacionário com a mesma precisão e confiabilidade dos programas COBRA3C-RERTR e PARET /4/. A vantagem do modelo frente aos programas acima é que ele permite realizar a análise de canais com diferentes vazões, como é o caso dos canais formados entre elementos combustíveis, nos quais não se pode garantir a vazão. Em vista disso e por ele englobar todos os modelos descritos anteriormente para os cálculos térmico e hidráulico, ele foi utilizado nesta dissertação. As seguintes variáveis termo-hidráulicas são calculadas ao longo do canal: temperatura no cerne combustível, temperatura no revestimento, temperatura do fluido refrigerante, temperatura para a qual se tem o início da ebulição nucleada, fluxo de calor no qual se inicia a ebulição nucleada, fluxo de calor crítico (“*Departure of Nucleate Boiling*” - DNB), fluxo de calor no qual se inicia a instabilidade de fluxo e

as respectivas margens termo-hidráulicas. Além disso, o programa trata as incertezas envolvidas no cálculo termo-hidráulico, tais como as tolerâncias de fabricação do combustível, erros nos cálculos da distribuição da densidade de potência e da distribuição de vazão no núcleo, desvíos do controle da potência do reator e na medida de vazão, e margens de segurança para os coeficientes de transferência de calor. Na referência 4, é descrito como os métodos de tratamento de incertezas convencional, estatístico e misto são tratados para as diversas variáveis de cálculo no programa. O método convencional é obtido fazendo-se o produto de todos os subfatores de incerteza utilizados no cálculo. Este método resulta em um fator de canal quente conservativo. O método estatístico pode ser utilizado quando a distribuição probabilística para cada um dos subfatores é conhecida, por exemplo, Distribuição Normal. Neste caso, a probabilidade de ocorrência da combinação de todos estes subfatores independentes pode ser melhor avaliada. Quando o erro das variáveis não é estatístico, mas sistêmico, o método de combinação estatística não pode ser aplicado. Portanto, quando um erro para determinadas variáveis é estatístico e para outras não é, o método de combinação mista (convencional + misto) é utilizado.

A tabela 1 apresenta a contribuição de cada um dos subfatores de incerteza envolvidos. Estes subfatores são utilizados para calcular três tipos de fatores que são acoplados ao cálculo das variáveis termo-hidráulicas no programa MTRCR-IEA-R1: a) fator de canal quente para o aumento de temperatura do fluido refrigerante - F_b ; b) fator de canal quente para fluxo de calor - F_q ; e c) fator de transferência de calor - F_h e modificam as seguintes equações anteriores:

$$Q c_p dT_F = q''' A_T dz \quad (\text{eq.50})$$

que se torna:

$$Q c_p dT_F = F_b q''' A_T dz \quad (\text{eq.71})$$

Tabela 1- Comparação dos Métodos Convencional e Misto para
Cálculo dos Fatores de Canal Quente /4/

Variável		F_b	F_q	F_h
Medida de potência	5%	1,05	1,05	
Sobrepotência	10%	1,10	1,10	
Repartição de urânio	12%	1,12	1,12	
Teor de urânio	2%	1,02	1,02	
Espessura do cerne	10%	1,10	1,10	
Modelo neutrônico	10%	1,10	1,10	
Espessura do canal	10%	1,20		1,20
Vazão	5%	1,05		1,05
Cálculo do coeficiente de película	20%			1,20
FATORES TOTAIS				
		F_b	F_q	F_h
Método Convencional		1,844	1,596	1,386
Método Misto		1,673	1,370	1,277

$$q_s = F_q F_r F_a q_{méd} \quad (\text{eq. 72})$$

e

$$q_s = h A (T_{ro} - T_F) \quad (\text{eq.48})$$

que se torna:

$$F_h q_s = h A (T_{ro} - T_F) \quad (\text{eq.73})$$

Nota-se da Tabela 1 que a utilização do método de combinação misto fornece valores menores para os fatores de canal quente que o método de combinação convencional, e foi o utilizado neste trabalho.

3. DEFINIÇÃO DE UM NÚCLEO DE U-MO PARA O REATOR IEA-R1

3.1 Introdução

Na revisão bibliográfica do capítulo 2 foi visto que o combustível tipo dispersão de U-Mo-Al com baixo enriquecimento em U-235 está sendo testado em vários países, visando a sua utilização nos reatores de pesquisa de alta potência (e alto fluxo) em substituição aos combustíveis de mais baixas densidades. Também, encontram-se em andamento no IPEN estudos dos processos de fabricação de mini-placas de combustível do tipo dispersão de U-Mo-Al. Assim, optou-se por definir nesta dissertação alguns parâmetros que pudessem servir de base para a posterior fabricação de mini-placas combustíveis do tipo U-Mo-Al no IPEN e seus testes no Reator IEA-R1.

A mini-placa combustível a ser definida deve apresentar comportamento adequado sob irradiação até altas queimas e servir de base para a fabricação de elementos combustíveis do tipo U-Mo-Al que pudessem no futuro substituir os elementos combustíveis hoje utilizados no reator (U_3O_8 -Al e U_3Si_2 -Al com densidades, respectivamente, de $2,3 \text{ gU/cm}^3$ e $3,0 \text{ gU/cm}^3$).

Para a definição de um novo núcleo para o reator IEA-R1, foram desenvolvidos cálculos neutrônicos para o combustível U-10Mo-Al com densidades de urânio variáveis entre 3 e 8 gU/cm^3 . Como descrito no capítulo 2, estas densidades foram escolhidas porque o valor de 3 gU/cm^3 representa a maior densidade dos combustíveis hoje utilizados no Reator IEA-R1 e o valor de 8 gU/cm^3 o valor próximo do limite tecnológico da dispersão U-10Mo-Al (~50% em volume).

Atualmente, o núcleo do reator IEA-R1 apresenta a configuração número 218, apresentada na FIG.13, que contém 25 elementos combustíveis, sendo 20 elementos combustíveis padrão, 4 elementos de controle e 1 elemento irradiador de berílio (designado como EIBE).

O cálculo neutrônico foi efetuado com os programas "The HAMMER Code System Technion" /39/ e "CITATION - Nuclear Reactor Core Analysis Code" /3/. O programa HAMMER-TECHNION foi utilizado para a geração de seções de choque e o CITATION para os cálculos tridimensionais do núcleo e da queima de

CONFIGURAÇÃO 218

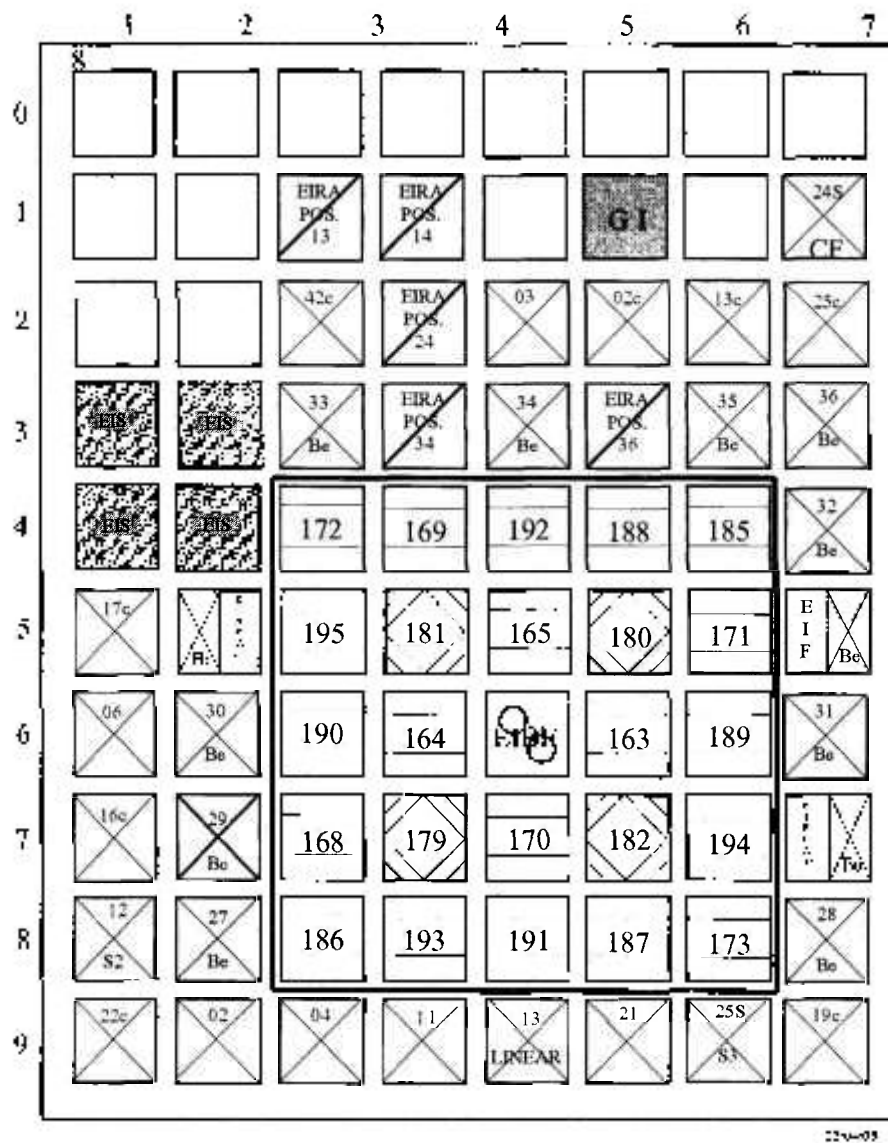


FIGURA 13 - Configuração típica do Núcleo do Reator IEA-R1 (configuração 218).

combustível. As curvas de densidades de potência radial e axial fornecidas pelo *CITATION* foram utilizadas como dados de entrada para as análises termo-hidráulicas dos núcleos analisados com o programa MTRCR-IEA-R1.

3.2. Cálculos neutrônicos e termo-hidráulicos dos núcleos propostos para o reator IEA-R1 com o combustível U-Mo-Al

A FIG. 14 apresenta esquematicamente as configurações propostas e calculadas para o núcleo do Reator IEA-R1, com densidades de urânio variando entre 3 e 8 gU/cm^3 . A simbologia utilizada para designar os elementos combustíveis, de controle e de irradiação é a mesma utilizada na FIG. 13.

Os núcleos com densidades variando entre 6 e 8 gU/cm^3 e tendo formato 3x3, sendo 4 elementos combustíveis, 4 elementos de controle e 1 elemento de irradiação de berílio, mostraram-se extremamente reativos e tecnicamente inadequados para o reator IEA-R1 a uma potência de 5 MW. Optou-se, então, por continuar o estudo para núcleos com densidades variando entre 3 e 5 gU/cm^3 e com 8 elementos combustíveis, 4 elementos de controle e 1 elemento de irradiação de berílio. Os estudos neutrônicos mostraram que para as densidades de 4 e 5 gU/cm^3 , os núcleos calculados ainda apresentavam um excesso de reatividade elevado (1,1367 e 1,1604, respectivamente). Sendo assim, para estas densidades, um núcleo com apenas 10 elementos foi definido (Figura 14). Para todos os núcleos calculados, uma liga de U-Mo com 10% em peso de molibdênio (U-10Mo-Al) foi utilizada, pois como descrito no capítulo 2, ligas com essa composição apresentam comportamento sob irradiação significativamente melhores. A tabela 2 apresenta para a dispersão U-10Mo-Al a porcentagem em volume da fase físsil dispersa para cada uma das densidades estudadas (Vide Anexo 1).

Devido às interações entre o combustível e a matriz de alumínio, ocorre uma degradação da condutividade térmica do cerne combustível ao longo da irradiação. Para o estudo do comportamento térmico do combustível de U-Mo-Al com o programa MTRCR-IEAR1, houve a necessidade de fornecer os valores da condutividade térmica do cerne combustível como dado de entrada. Nos cálculos, foram utilizados dois valores para a condutividade térmica do cerne de U-Mo-Al da dispersão: 0,7 $W/cm^{\circ}C$ e 0,13 $W/cm^{\circ}C$.

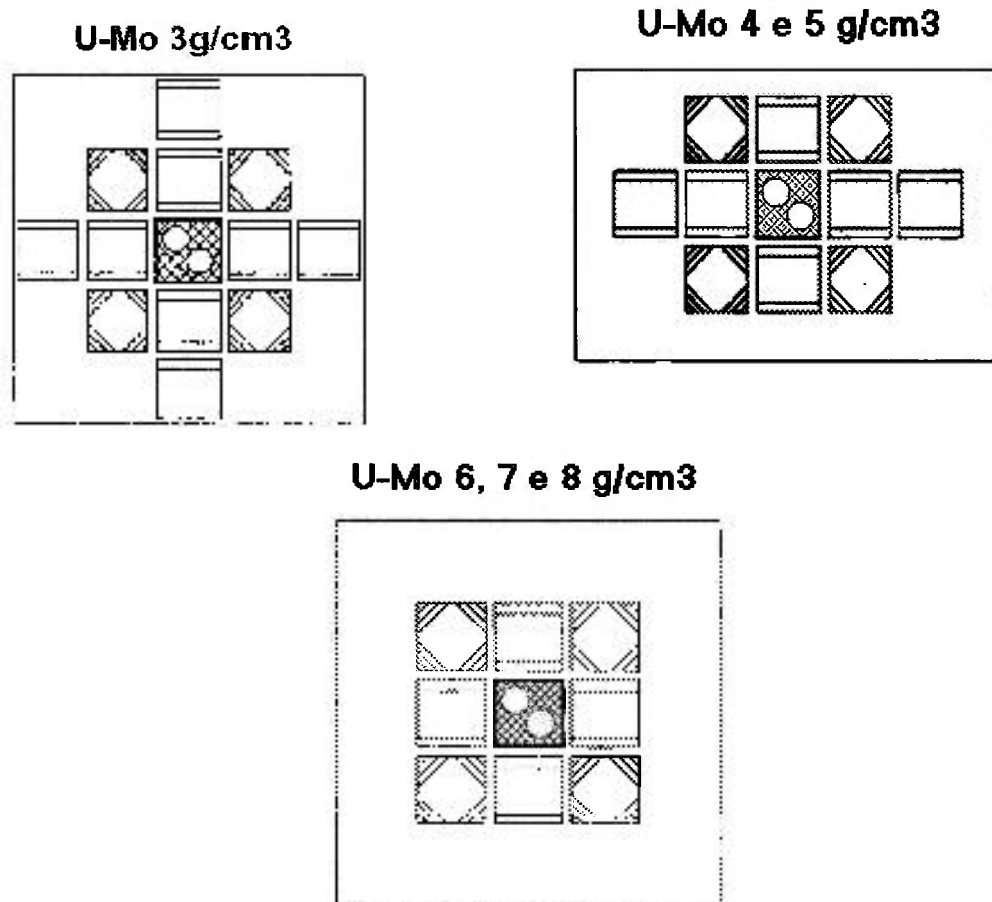


FIGURA 14: Núcleos de U-Mo-Al propostos para o reator IEA-R1 com densidades de urânio variando de 3 e 8 gU/cm^3 .

Para garantir a integridade mecânica das placas combustíveis, a concentração da fase dispersa deve ser limitada a 45-50% em volume. Analisando-se a FIG. 5 do capítulo 2, pode-se notar que entre 40 e 50% da fração em volume do combustível e produtos da reação a condutividade térmica varia entre 1,0 e 0,7 $W/cm^{\circ}C$. Quando a matriz de alumínio é toda consumida, com um núcleo com 100% de produtos da reação, a condutividade térmica atinge valores próximos de 0,13 $W/cm^{\circ}C$. Em vista do exposto acima, os valores de condutividade utilizados nos cálculos térmicos para os diversos núcleos utilizados nesta dissertação foram de 0,7 $W/cm^{\circ}C$ e 0,13 $W/cm^{\circ}C$ (para entrada no código MTRCR-IEA-R1, foram utilizados os valores relacionados na unidade metro, ou seja, 70 $W/m^{\circ}C$ e 13 $W/m^{\circ}C$, respectivamente).

Tabela 2- Porcentagem em volume de U-10Mo em Al para densidades teóricas de urânio variando entre 3 e 8 g U/cm³.

Densidade (gU/cm ³)	Porcentagem em volume de U-10Mo em Al (%)
3	19,31%
4	25,74%
5	32,18%
6	38,6%
7	45%
8	51,5%

O valor de 70 W/m°C foi escolhido, pois seria o mais conservativo para núcleos onde a temperatura no combustível apresentasse valores abaixo dos 100 °C, ou para um núcleo em início de vida. O valor de 13 W/m°C representaria um valor de condutividade para núcleos operando à temperaturas mais elevadas, onde as reações combustível-matriz de alumínio ocorrem de forma acelerada.

Para as análises termo-hidráulicas, foi utilizado o programa MTRCR-IEAR1 com as curvas de distribuição de potência radiais e axiais fornecidas pelo

programa computacional *CITATION*. A Tabela 3 apresenta um resumo das variáveis de entrada do programa MTRCR-IEA-R1: potência de operação, vazão da bomba principal, vazão por elemento combustível, temperatura do fluido refrigerante na entrada do núcleo e pressão de operação (entrada do núcleo).

Tabela 3- Variáveis de entrada para os cálculos térmicos e termo-hidráulicos com o programa MTRCR-IEA-R1

Parâmetros de Entrada	Combustível U-Mo/Al
Potência de operação	5 MW
Vazão da bomba principal	681 m ³ /h
Vazão por elemento combustível (calculada)	60,21 m ³ /h 74,08 m ³ /h
Temperatura de entrada do refrigerante	40 °C
Pressão de operação	1,6 bar

A vazão por elemento combustível transcrita na Tabela 3 pode ser calculada através dos seguintes passos. Primeiro, a vazão da bomba principal é dividida pelo número total de placas combustíveis no núcleo, fornecendo a vazão por canal. A vazão por canal multiplicada pelo número de canais de cada elemento combustíveis padrão fornece a vazão por elemento combustível. Para o núcleo de U-10Mo-Al com uma densidade de 3 gU/cm³, contendo 12 elementos combustíveis, sendo 8 elementos combustíveis com 18 placas e 4 elementos de controle com 12 placas tem-se um total de $8 \times 18 + 4 \times 12 = 192$ placas combustíveis. Para uma vazão da bomba principal igual a 681 m³/h, a vazão por

canal calculada é igual a $3,541 \text{ m}^3/\text{h}/\text{canal}$. Este valor, multiplicado pelo número de canais do elemento combustível, fornece uma vazão no elemento combustível padrão de $60,21 \text{ m}^3/\text{h}$. Analogamente, para o caso dos núcleos de U-10Mo-Al com densidades de $4 \text{ gU}/\text{cm}^3$ e $5 \text{ gU}/\text{cm}^3$, contendo 10 elementos combustíveis, é calculada uma vazão de $74,08 \text{ m}^3/\text{h}$ por elemento.

A Tabela 4 apresenta os principais dados os dados geométricos relativos ao elemento combustível do reator IEA-R1.

Tabela 4 - Dados geométricos do elemento combustível do reator IEA-R1.

Largura do canal de refrigeração	67,1 mm
Largura ativa da placa	62,6 mm
Espessura do canal	2,89 mm
Espessura da placa combustível	1,52 mm
Espessura do cerne da placa combustível	0,76 mm
Espessura do revestimento	0,38 mm
Altura total da placa	625 mm
Altura ativa da placa	600 mm

As distribuições de potência para os núcleos de U-10Mo-Al descritos a seguir e estudados nesta dissertação são apresentadas nas Tabelas 5,6 e 7.

Núcleo n°.1: U-Mo/Al – Densidade = $3 \text{ gU}/\text{cm}^3$ – 12 elementos combustíveis

Núcleo n°.2: U-Mo/Al – Densidade = $4 \text{ gU}/\text{cm}^3$ – 10 elementos combustíveis

Núcleo n°.3: U-Mo/Al – Densidade = $5 \text{ gU}/\text{cm}^3$ – 10 elementos combustíveis

3.2.1. Núcleo n°1

Potência do reator: 5 MW;

Tamanho do núcleo: 12 elementos combustíveis sendo 8 EC padrão, 4 EC de controle e 1 elemento de irradiação de berílio;

Densidade de urânio: 3 gU/cm³;

Volume Ativo: 3,97699x10⁴ cm³

Vazão no elemento combustível: 60,21 m³/h;

Condutividade térmica: K₁ = 13 W/m.°C e K₂ = 70W/m.°C

Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1: apresentada na Tab. 5 /39/.

3.2.2. Núcleo n°2

Potência do reator: 5 MW;

Tamanho do núcleo: 10 elementos combustíveis sendo 6 EC padrão , 4 EC de controle e 1 elemento irradiação de berílio;

Densidade: 4gU/cm³.

Volume Ativo: 3,22773 x 10⁴ cm³;

Vazão no elemento combustível: 74,08 m³/h;

Condutividade térmica: K₁= 13 W/m°C e K₂= 70 W/m°C;

Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1: Tab. 6

3.2.3. Núcleo n°3

Potência do reator: 5 MW;

Tamanho do núcleo: 10 elementos combustíveis sendo 6 EC padrão, 4 EC de controle e 1 elemento de irradiação de berílio;

Densidade: 5gU/cm³.

Volume Ativo: 3,22773 x 10⁴ cm³;

Vazão no elemento combustível: 74,08 m³/h;

Condutividade térmica: K₁ = 13 W/m°C e K₂ = 70 W/m°C

Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1: Tab. 7.

Tabela 5- Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1
(Núcleo nº1).

Fator de pico (F_q)*	Posição Relativa (Z/L)**
0,23	0,0333
0,247	0,0667
0,282	0,1
0,326	0,1333
0,375	0,1667
0,428	0,2
0,485	0,2333
0,547	0,2667
0,616	0,3
0,691	0,3333
0,775	0,3667
0,871	0,4
0,989	0,4333
1,166	0,4667
1,543	0,5
1,766	0,5333
1,911	0,5667
2,012	0,6
2,080	0,6333
2,118	0,6667
2,126	0,7
2,107	0,7333
2,061	0,7667
1,989	0,8
1,892	0,8333
1,775	0,8667
1,645	0,9
1,514	0,9333
1,416	0,9667
1,432	1

* O fator de pico f_q é a razão entre fluxo de calor local e fluxo de calor médio no núcleo.

** L é o comprimento ativo da placa, Z a cota do canal.

Tabela 6- Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1
(Núcleo nº2).

Fator de pico (Fq) *	Posição Relativa (Z/L) **
0,242	0,0333
0,257	0,0667
0,293	0,1
0,339	0,1333
0,391	0,1667
0,447	0,2
0,509	0,2333
0,576	0,2667
0,65	0,3
0,733	0,3333
0,827	0,3667
0,941	0,4
1,11	0,4333
1,467	0,4667
1,681	0,5
1,825	0,5333
1,929	0,5667
2,005	0,6
2,053	0,6333
2,076	0,6667
2,073	0,7
2,045	0,7333
1,992	0,7667
1,916	0,8
1,818	0,8333
1,702	0,8667
1,573	0,9
1,446	0,9333
1,354	0,9667
1,392	1,0

Tabela 7- Distribuição Axial de Potência no Canal mais Quente do Reator IEA-R1
(Núcleo nº3)

Fator de pico (Fq) *	Posição Relativa (Z/L) **
0,25	0,0333
0,261	0,0667
0,296	0,1
0,34	0,1333
0,389	0,1667
0,442	0,2
0,499	0,2333
0,559	0,2667
0,624	0,3
0,695	0,3333
0,772	0,3667
0,856	0,4
0,952	0,4333
1,069	0,4667
1,245	0,5
1,628	0,5333
1,85	0,5667
1,993	0,6
2,092	0,6333
2,155	0,6667
2,185	0,7
2,184	0,7333
2,152	0,7667
2,09	0,8
2	0,8333
1,885	0,8667
1,753	0,9
1,62	0,9333
1,528	0,9667
1,601	1,0

3.3 Resultados das simulações dos núcleos de U-10Mo-Al propostos para o reator IEA-R1

Nesse capítulo são apresentados os resultados das análises termo-hidráulicas para os núcleos combustíveis de U-10Mo-Al propostos e designados como núcleos n°1, n°2, n°3.

3.3.1 Velocidade crítica de escoamento do fluido refrigerante

A velocidade crítica de escoamento do fluido refrigerante foi calculada conforme a eq. 56, sendo utilizados os seguintes valores: $E = 6,9 \times 10^5 \text{ bar}$, $\nu = 0,33$, $\rho = 993 \text{ kg/m}^3$, $e_p = 1,52 \times 10^{-3} \text{ m}$, $t_m = 7,6 \times 10^{-4} \text{ m}$, $e_c = 2,89 \times 10^{-2} \text{ m}$, $L_c = 67,1 \times 10^{-3} \text{ m}$. Para estes valores, foi obtida uma velocidade crítica de $V_{\text{crít}} = 15,09 \text{ m/s}$.

Para uma área de escoamento do canal de refrigeração do elemento combustível do reator IEA-R1 de $194 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ obtém-se as seguintes velocidades de escoamento do fluido refrigerante para os núcleos combustíveis propostos nesse estudo:

Núcleo n°1:

$$\text{Velocidade}_1 = v_1 = 5,07 \text{ m/s}$$

Núcleos n° 2 e n° 3:

$$\text{Velocidade}_2 = v_2 = 6,24 \text{ m/s}$$

Estes valores estão abaixo dos 2/3 da velocidade crítica, mostrando não haver nenhum problema com estes núcleos em termos de velocidade de escoamento.

3.3.2. Resultados dos cálculos de temperatura e das margens de segurança termo-hidráulicas

As FIGS. 15 a 38 apresentam os resultados das temperaturas e das margens de segurança obtidas da análise termo-hidráulica com o programa MTRCR-IEAR1 para os núcleos n°1, n°2 e n°3. Para o núcleo n°1, com densidades de 3 gU/cm^3 , simulou-se primeiramente o valor de condutividade térmica K_1 de $13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, sem tratamento das incertezas envolvidas (condição nominal) e com as incertezas envolvidas.

3.3.2.a) Núcleo n°1: U-Mo/Al – $D = 3 \text{ gU/cm}^3$ – 12 elementos combustíveis

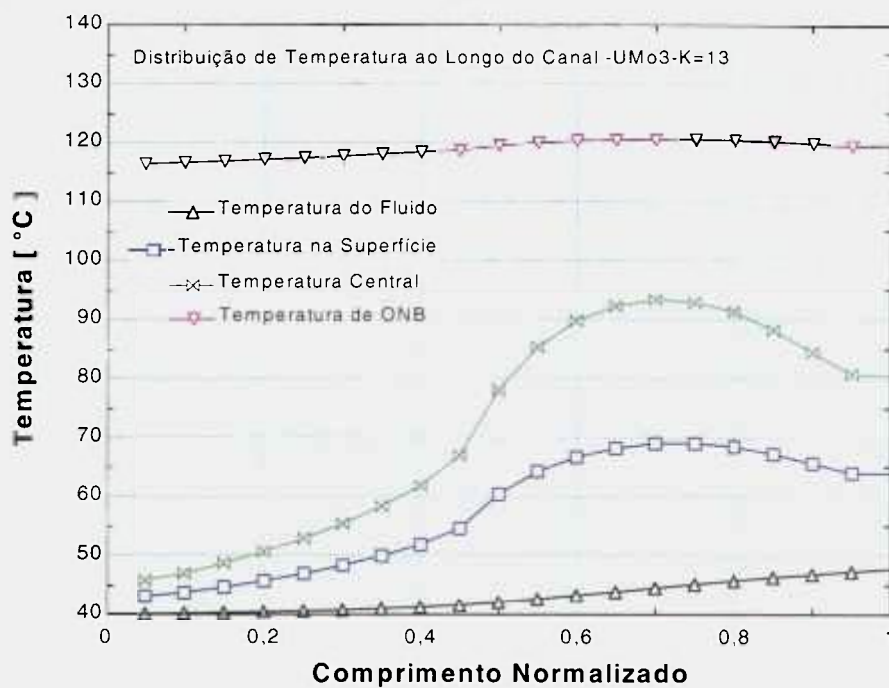


FIGURA 15 – Distribuição de temperatura ao longo do canal
U-10Mo-Al - 3 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

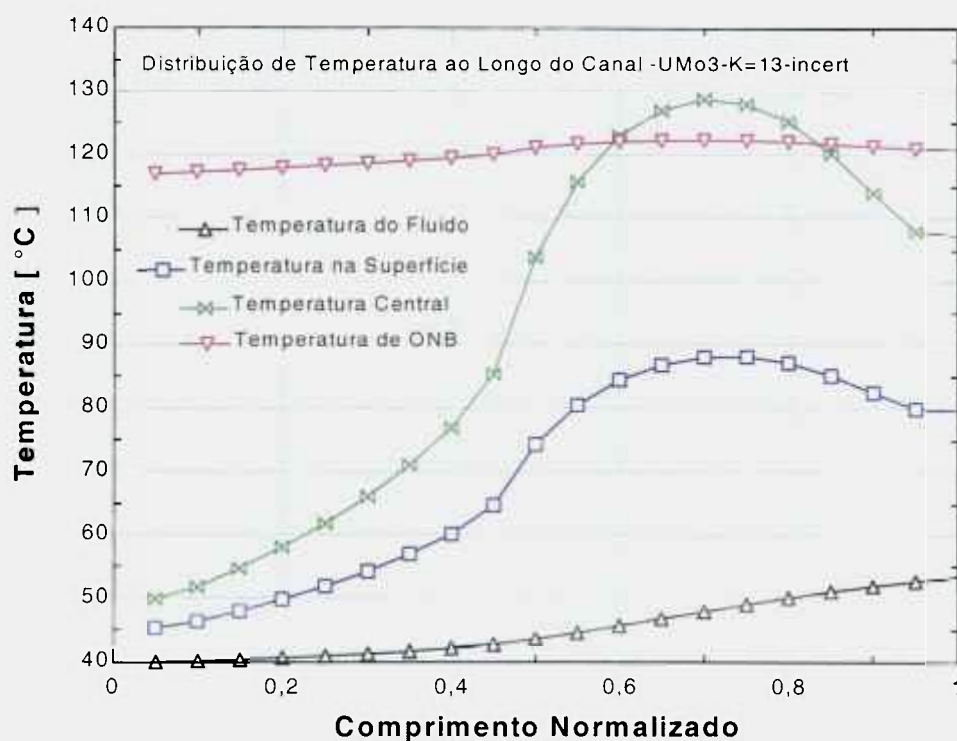


FIGURA 16 - Distribuição de temperatura ao longo do canal
U-10Mo-Al - 3 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

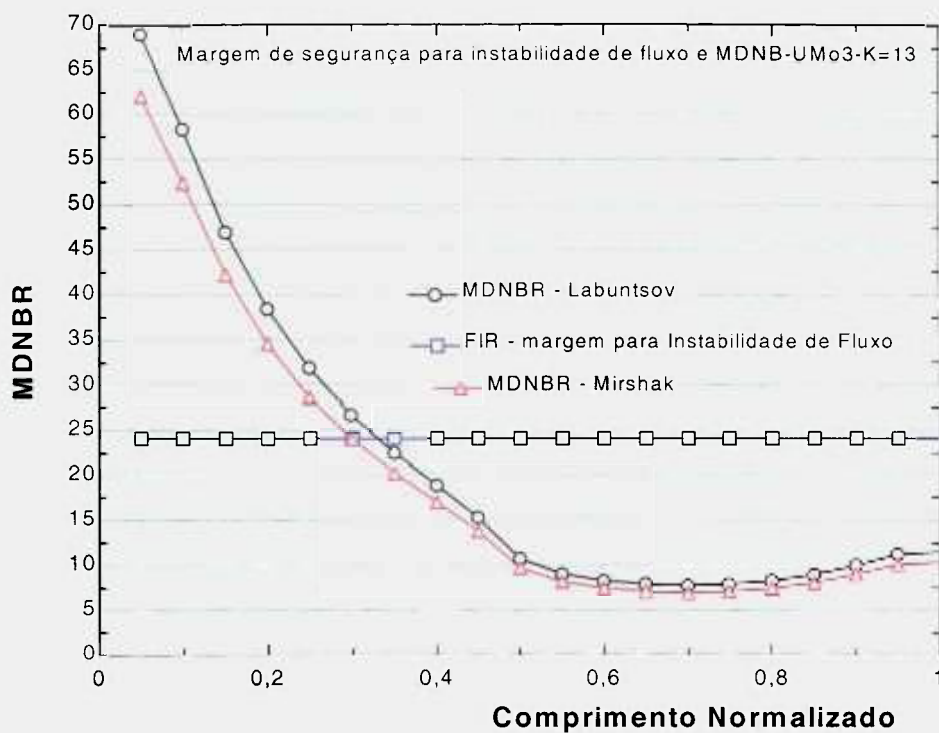


FIGURA 17 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

$U\text{-}10\text{Mo-Al} - 3 \text{ gU/cm}^3 - k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}.$

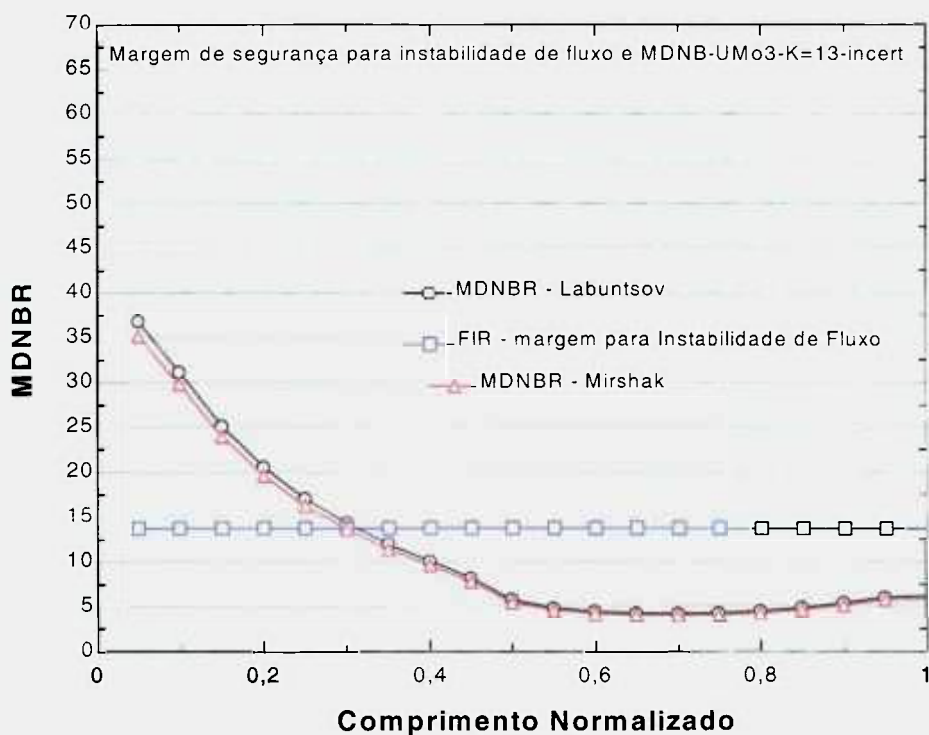


FIGURA 18 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

$U\text{-}10\text{Mo-Al} - 3 \text{ gU/cm}^3 - k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C} \text{ (com fatores de incerteza).}$

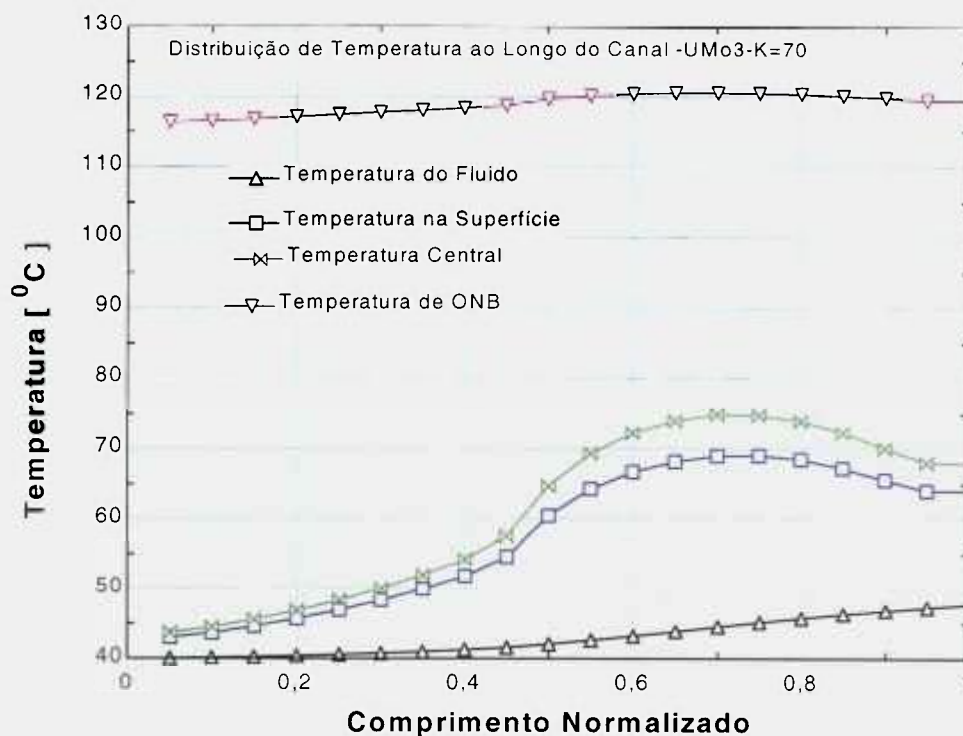


FIGURA 19 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 3 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

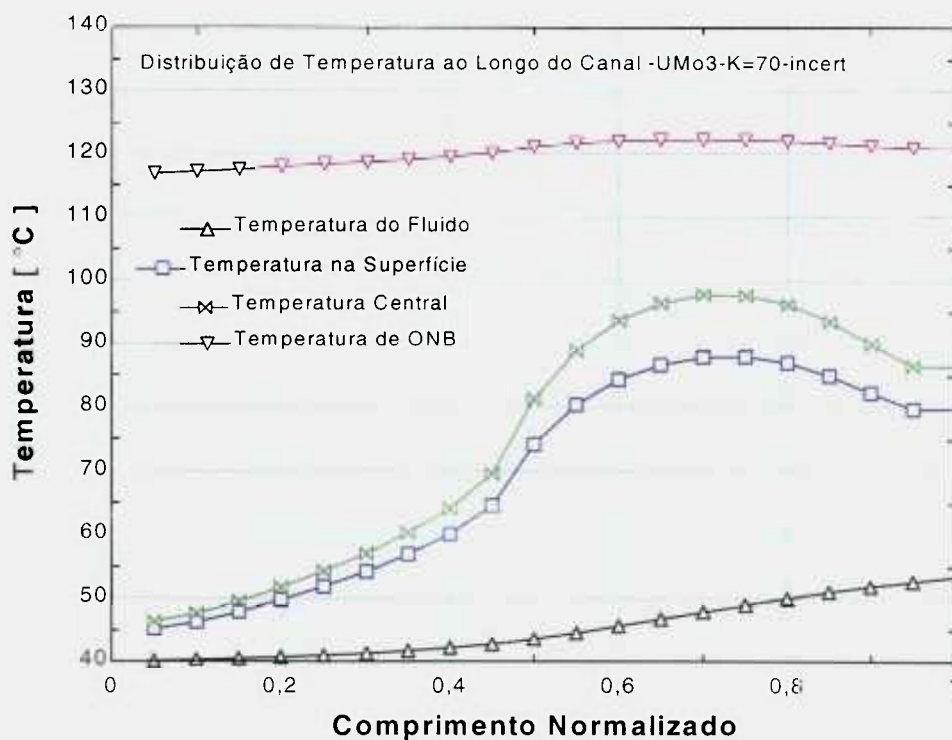


FIGURA 20 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 3 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

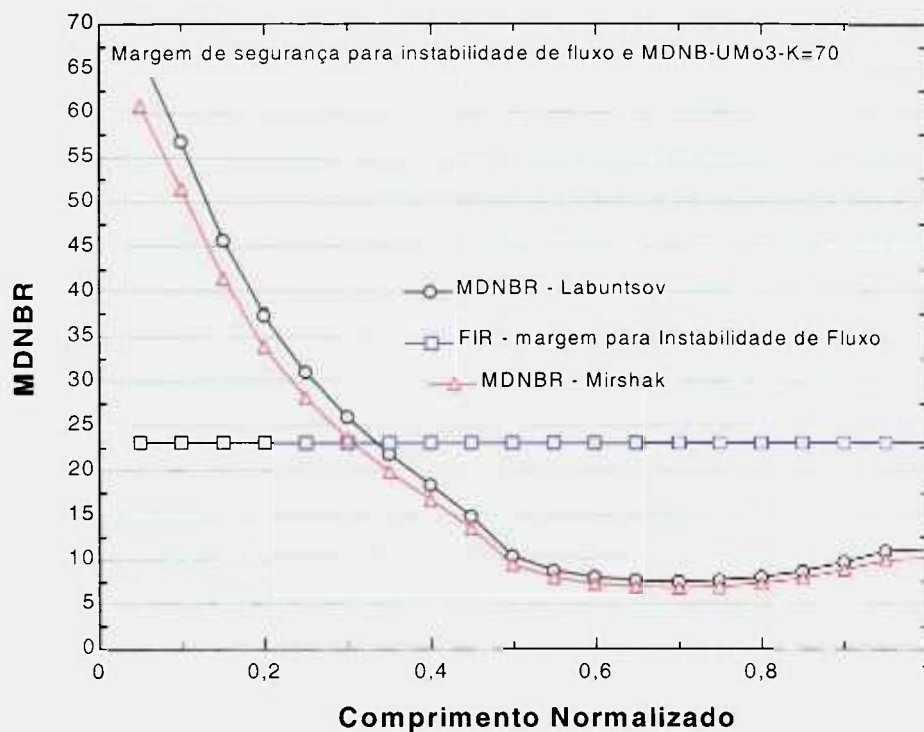


FIGURA 21 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

$U\text{-}10\text{Mo}\text{-}Al - 3 \text{ gU/cm}^3 - k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}.$

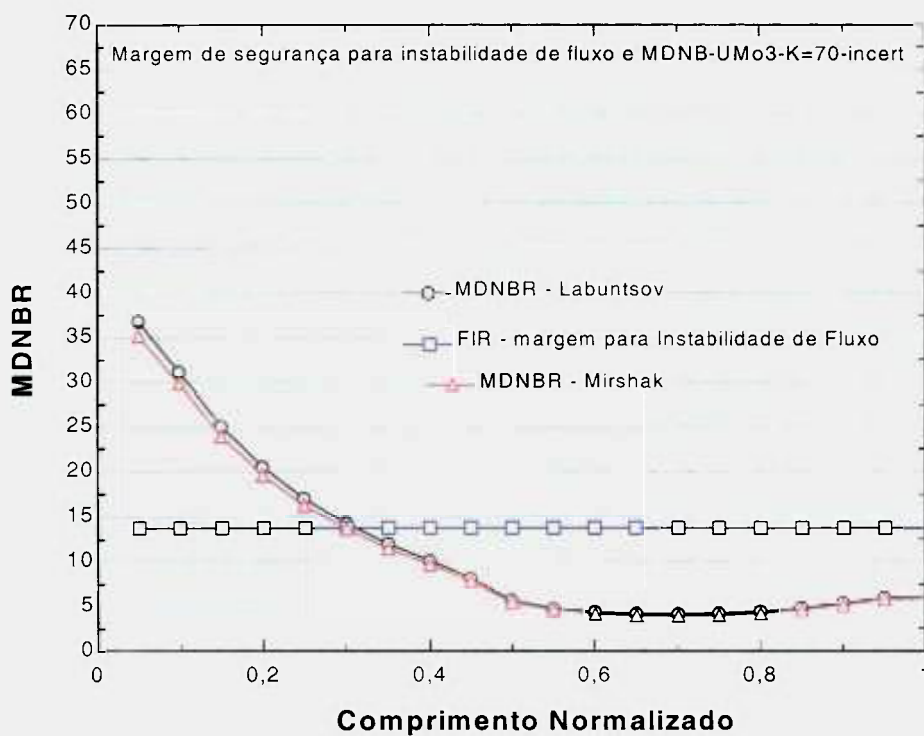


FIGURA 22 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

$U\text{-}10\text{Mo}\text{-}Al - 3 \text{ gU/cm}^3 - k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C} \text{ (com fatores de incerteza).}$

3.3.2. b) Núcleo n.º.2: U-Mo/Al – $D = 4 \text{ gU/cm}^3$ – 10 elementos combustíveis

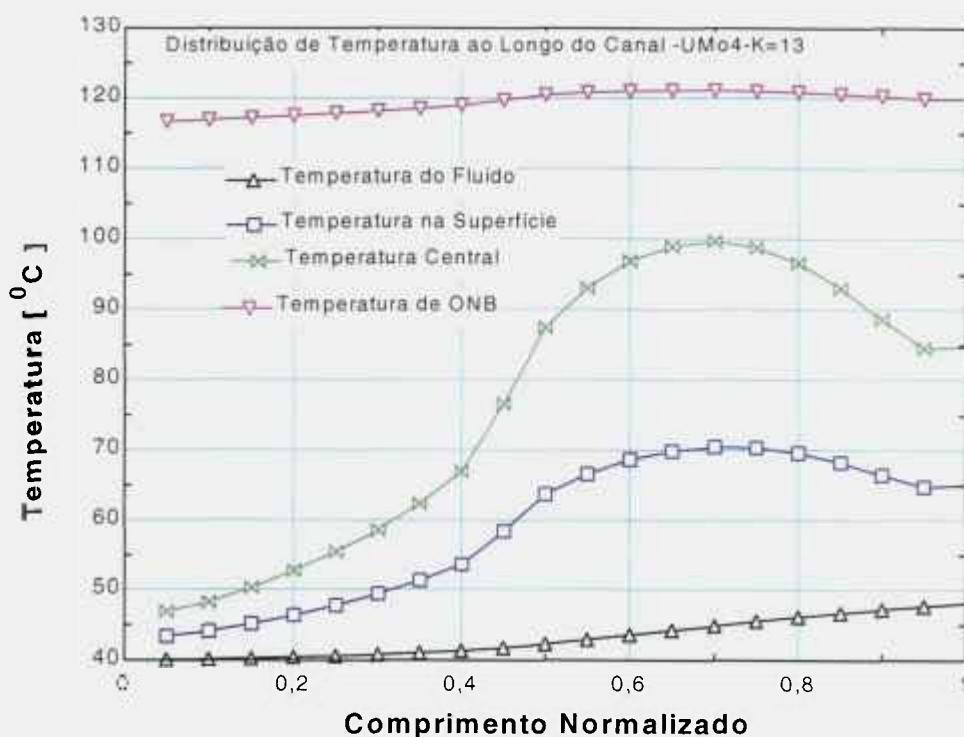


FIGURA 23 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

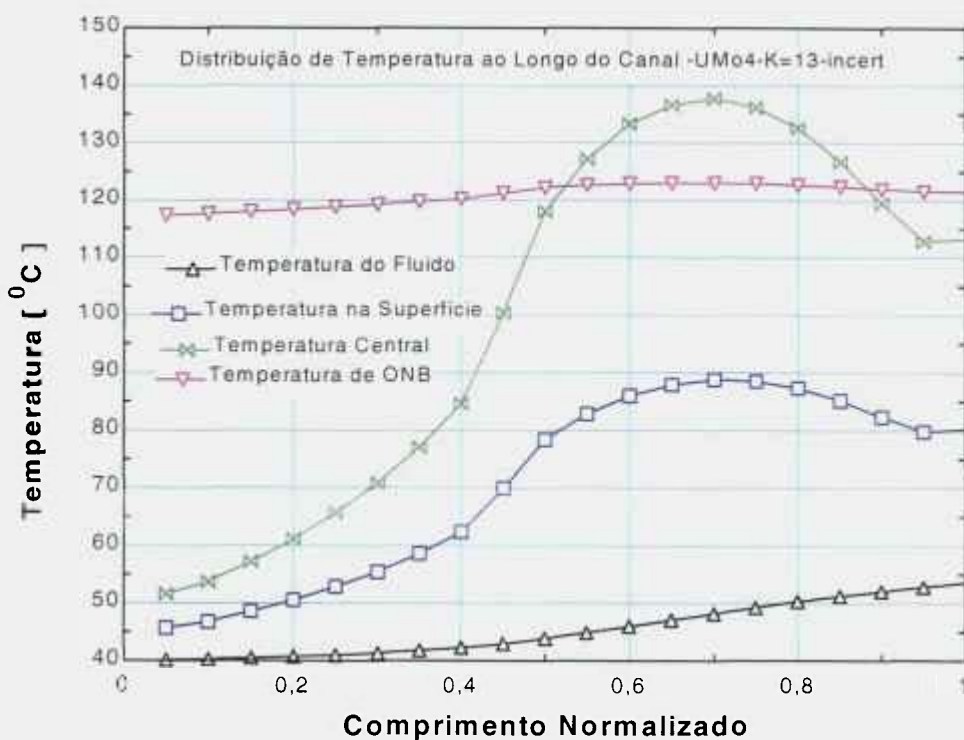


FIGURA 24 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

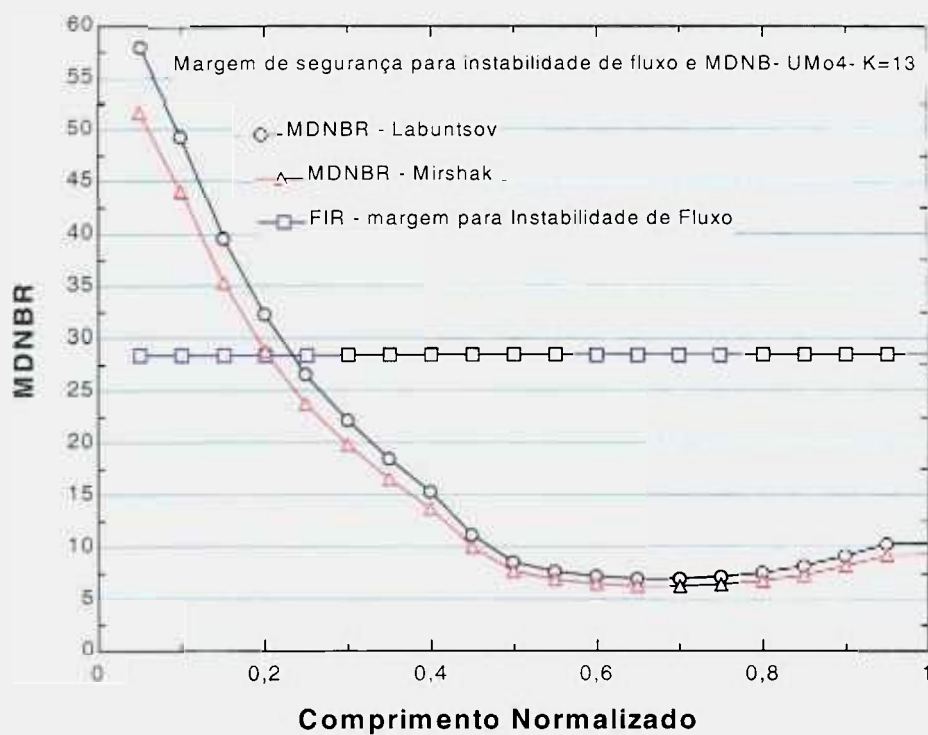


FIGURA 25 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al - $4gU/cm^3$ - $k_1 = 13 W/m^{\circ}C$.

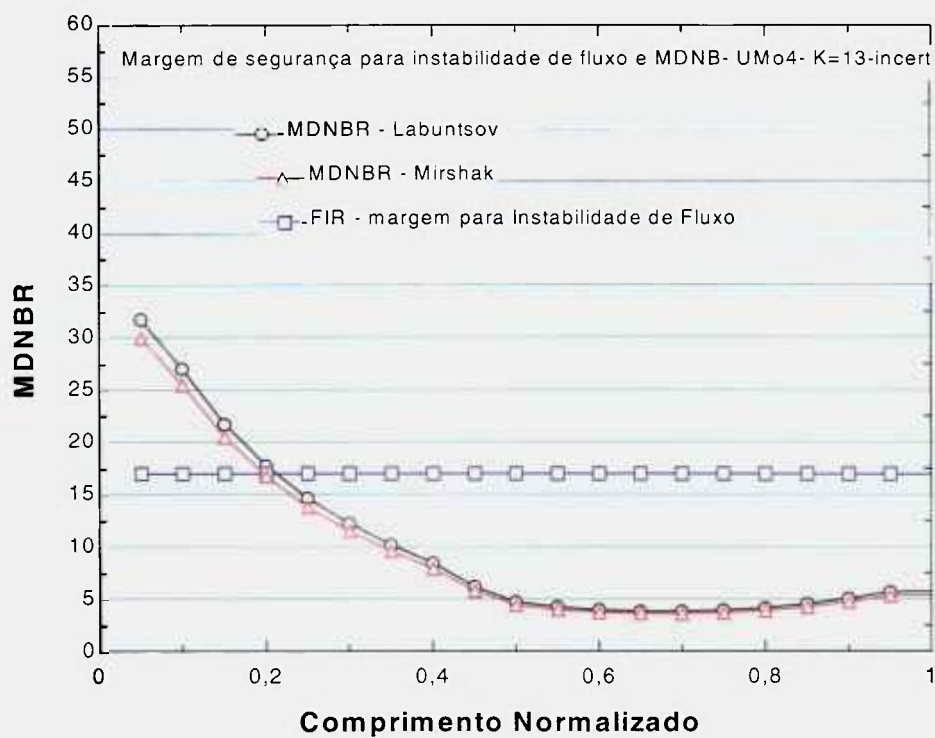


FIGURA 26 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10MoAl - $4 gU/cm^3$ - $k_1 = 13 W/m^{\circ}C$ (com fatores de incerteza).

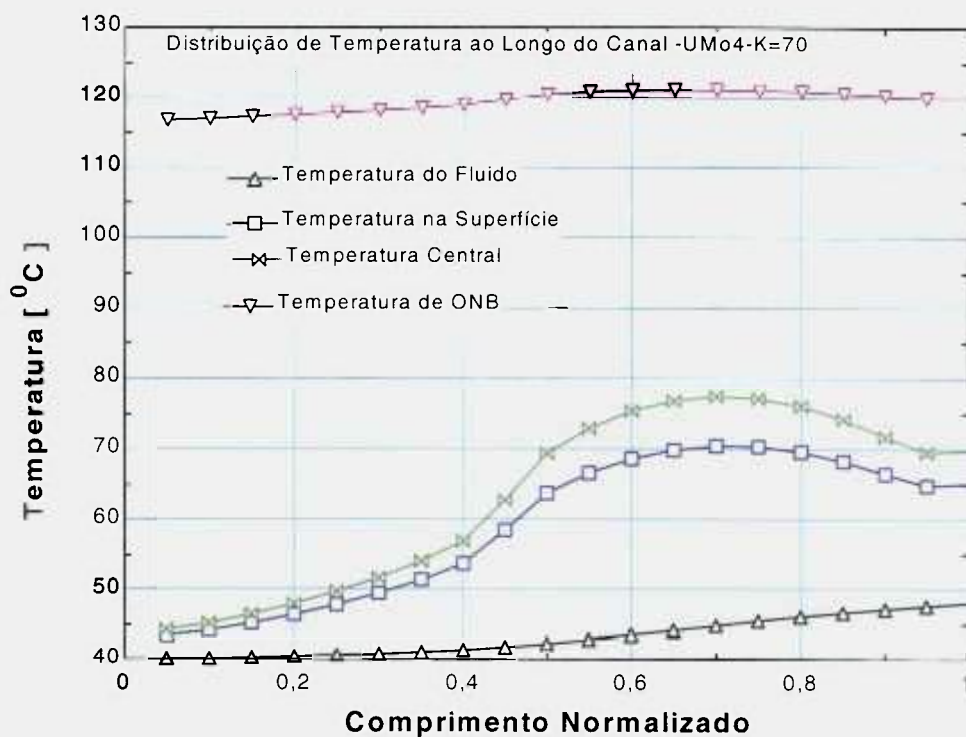


FIGURA 27 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

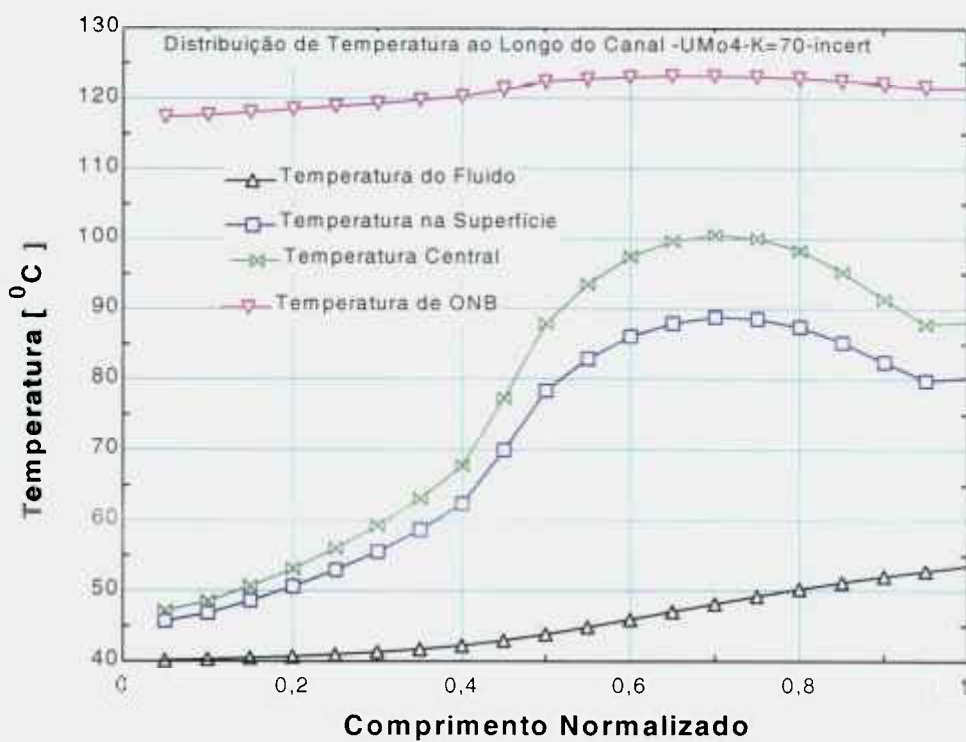


FIGURA 28 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

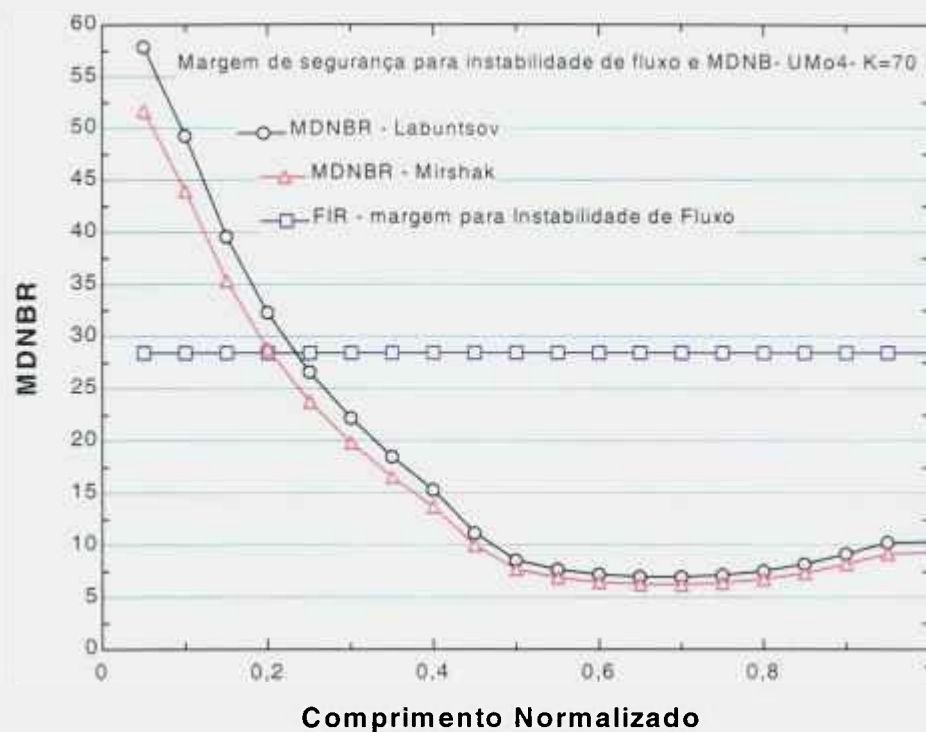


FIGURA 29 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 - $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

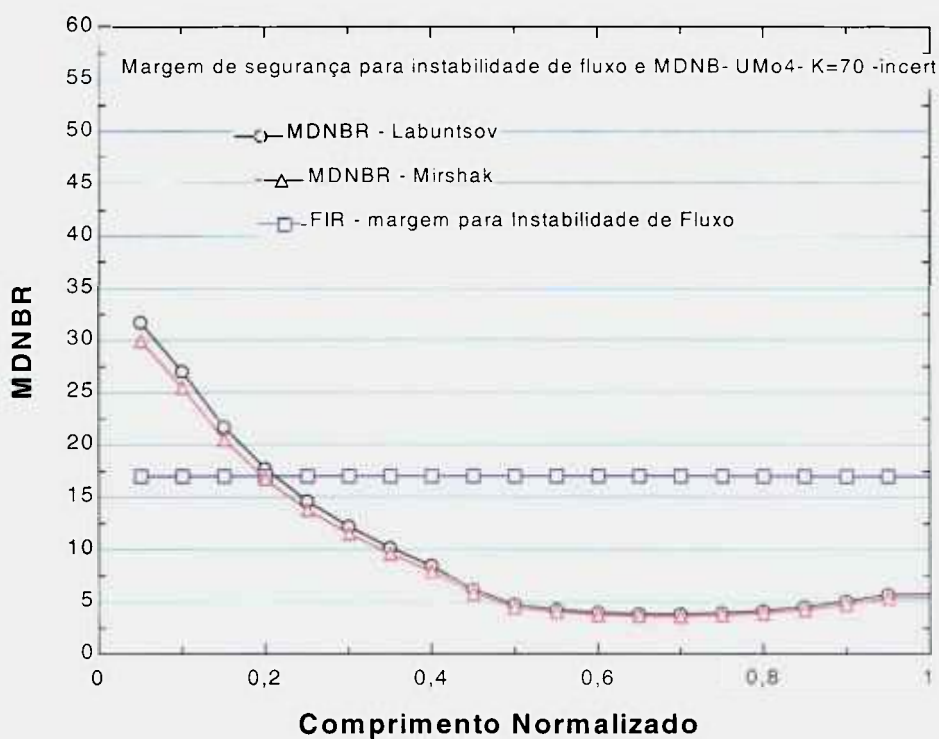


FIGURA 30 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al - 4 gU/cm^3 - $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

3.3.2. c) Núcleo n°3: U-Mo/Al – $D = 5 \text{ gU/cm}^3$ – 10 elementos combustíveis

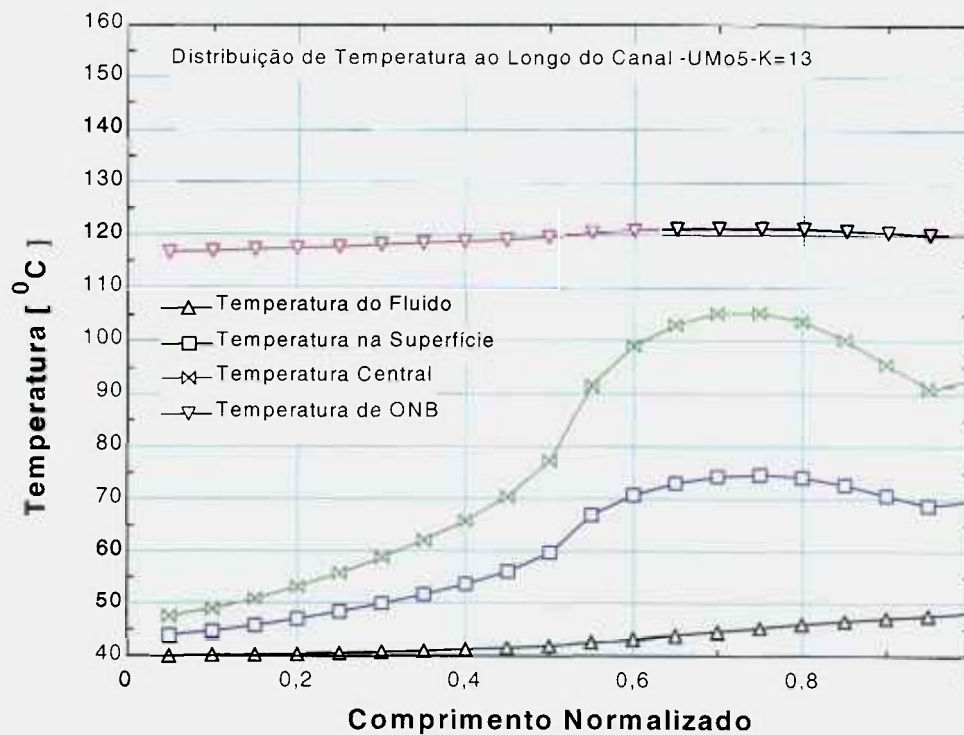


FIGURA 31 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

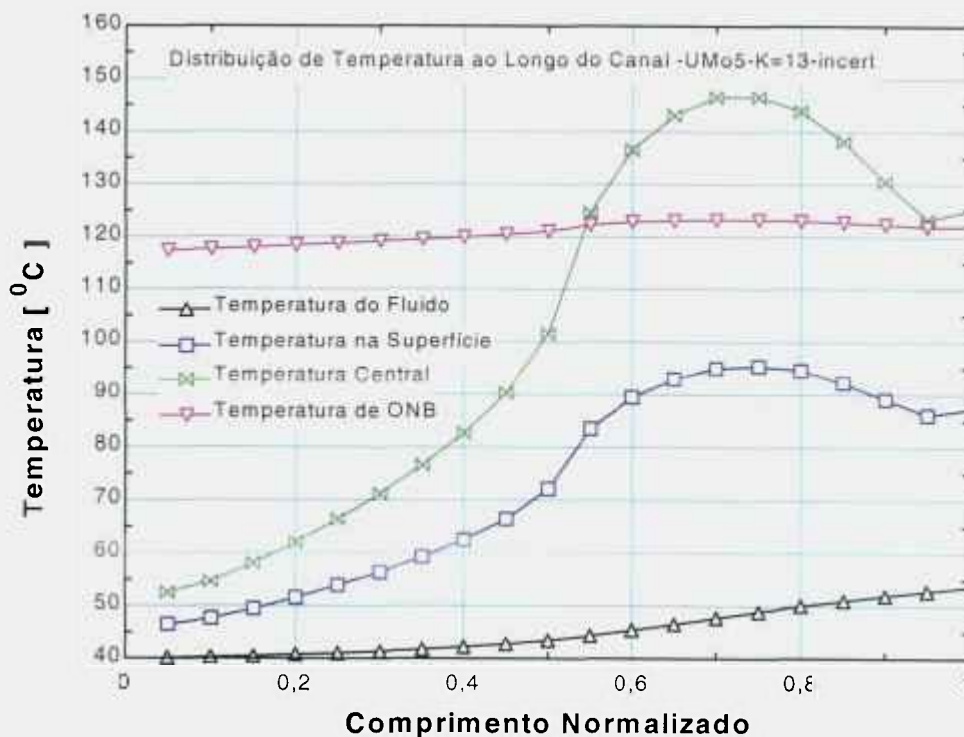


FIGURA 32 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 – $K_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

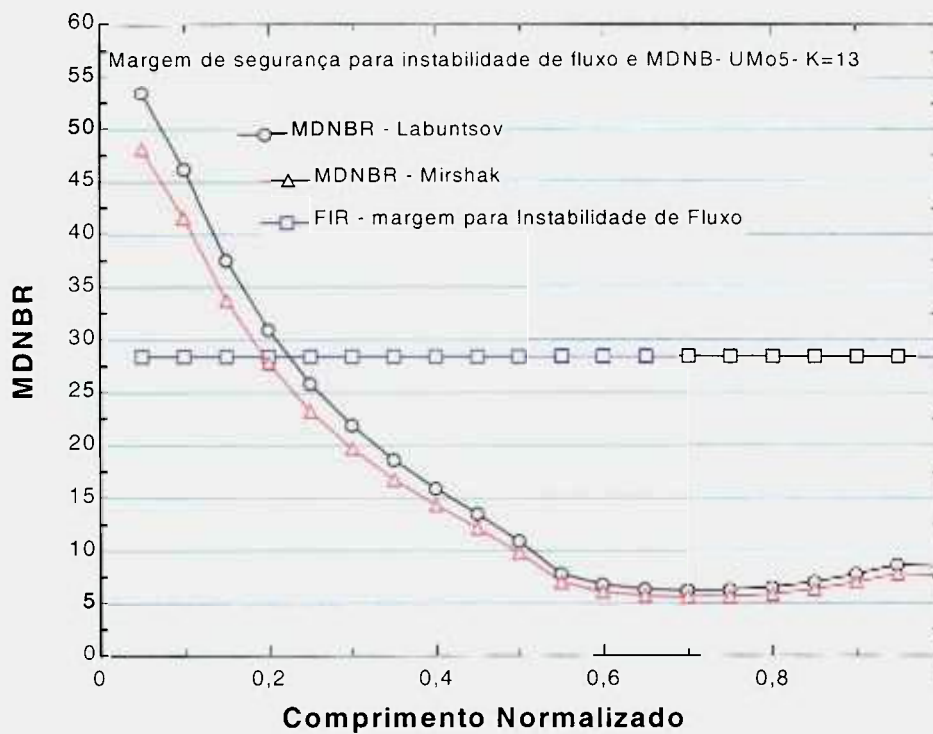


FIGURA 33 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al – 5 gU/cm^3 - $k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

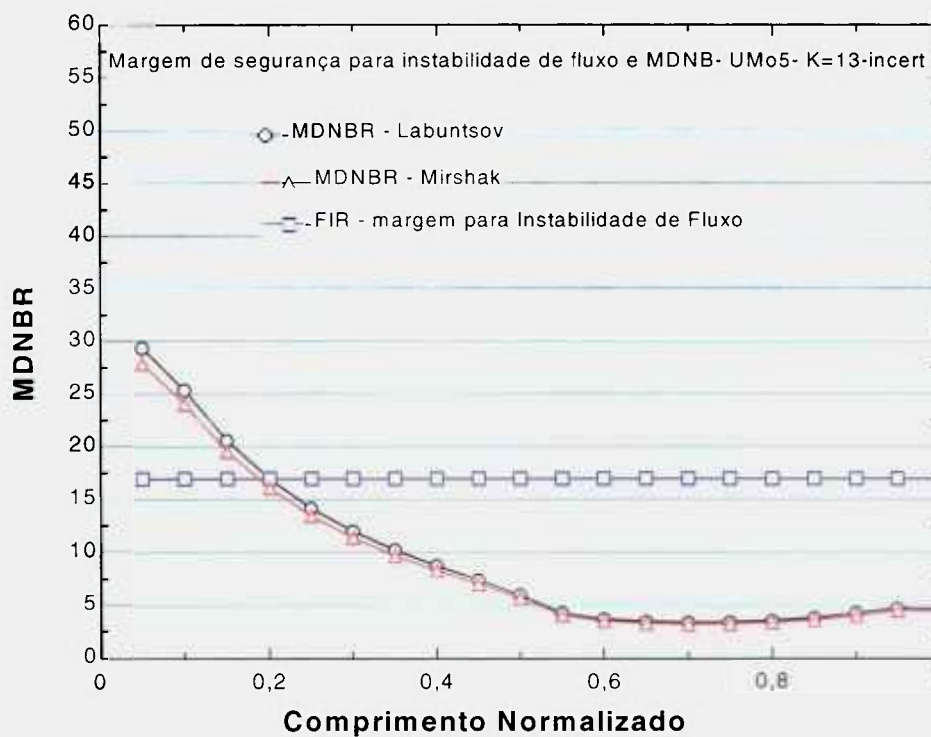


FIGURA 34 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al – 5 gU/cm^3 - $k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

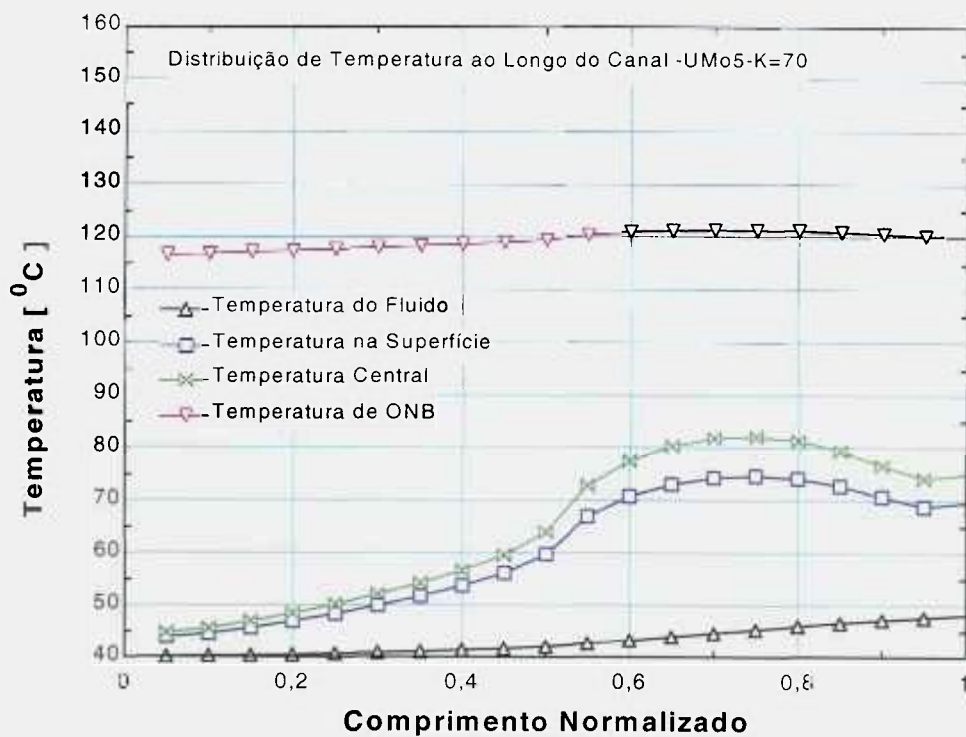


FIGURA 35 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$.

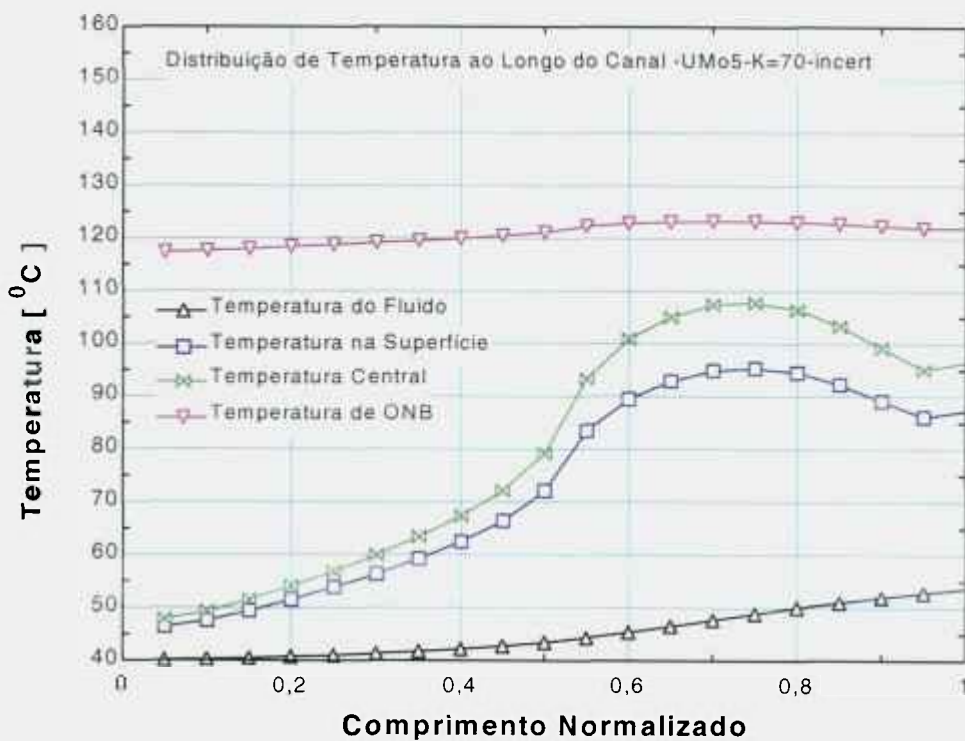


FIGURA 36 - Distribuição de temperatura ao longo do canal

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 - $K_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

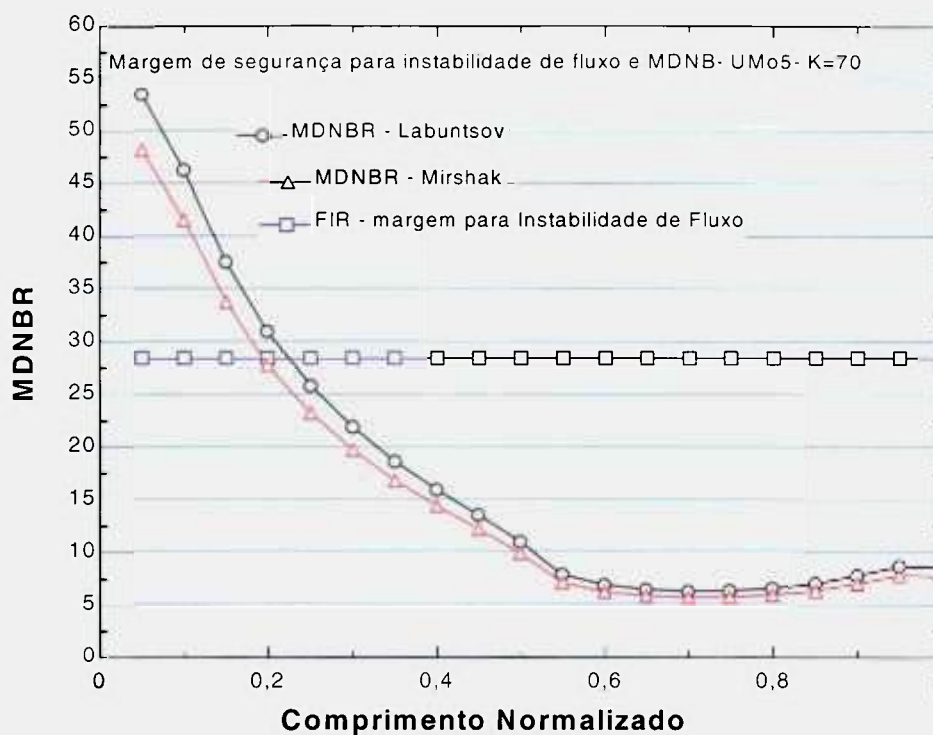


FIGURA 37 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 - $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$

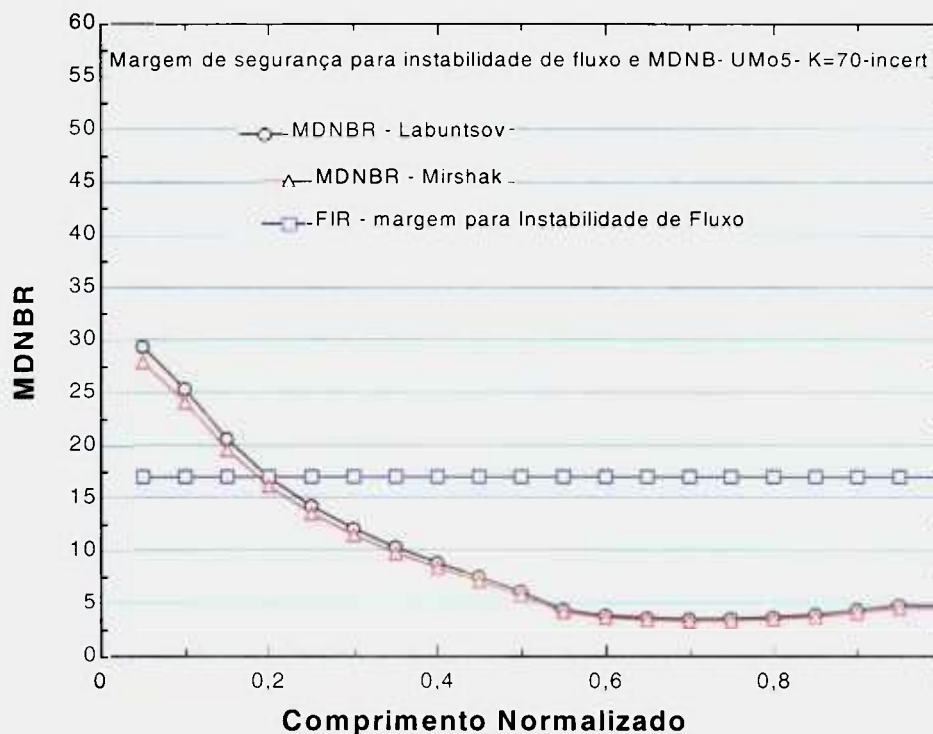


FIGURA 38 - Margem de Segurança para instabilidade de fluxo e MDNBR

U-10Mo-Al - 5 gU/cm^3 - $k_2 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (com fatores de incerteza).

Os resultados para a temperatura central no combustível T_c , temperatura na superfície do revestimento T_{re} , temperatura no fluido refrigerante T_F , temperatura para “ONB”, T_{ONB} , e as margens termo-hidráulicas para fluxo de calor crítico (MDNBR) e instabilidade do fluxo (FIR) são apresentadas nas FIGS. 15, 16, 17 e 18. Em seguida, o mesmo núcleo foi simulado para um valor de condutividade térmica de $70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, nas condições nominais e com as incertezas envolvidas. Os resultados para as temperaturas no combustível e as margens termo-hidráulicas são apresentados nas FIGS. 19, 20, 21 e 22. As mesmas simulações acima foram feitas para os núcleos n°2 (4 gU/cm^3) e n°3 (5 gU/cm^3) e os valores das temperaturas no combustível e das margens termo-hidráulicas obtidas são apresentadas, respectivamente, nas FIGS. 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29 e 30 e FIGS. 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37 e 38.

A Tabela 8 resume os resultados das simulações discutidas acima, fornecendo um número para a identificação de cada uma delas.

A Tabela 9 apresenta para as doze simulações desenvolvidas os valores máximos obtidos para as temperaturas no combustível e no fluido refrigerante e os valores mínimos obtidos para as margens de segurança para o fluxo de calor crítico (MDNBR) e para instabilidade de fluxo (FIR). Para comparação, os valores de temperatura obtidos no combustível na condição nominal e com as incertezas acopladas para os dois valores de condutividade térmica foram agrupados nas FIGS. 39, 40 e 41 para os três núcleos estudados.

Tabela 8 - Número das simulações com o programa computacional MTRCR-IEA-R1 para núcleos com 10 e 12 elementos combustíveis, densidades variando entre 3 e 5 gU/cm^3 e condutividade térmica K1 de 13 $W/m^{\circ}C$ e K2 de 70 $W/m^{\circ}C$.

Núcleos	Densidade (gU/cm^3)	Número de elementos combustíveis no núcleo	Condutividade térmica ($W/m^{\circ}C$)	Número da simulação	Vazão no elemento combustível (m^3/h)
1	3	12	K=13	01	60,21
			K=13*	02	
			K=70	03	
			K=70*	04	
2	4	10	K=13	05	74,08
			K=13*	06	
			K=70	07	
			K=70*	08	
3	5	10	K=13	09	74,08
			K=13*	10	
			K=70	11	
			K=70*	12	

*Simulações considerando-se os fatores de incertezas de canal quente.

Tabela 9- Resultados das variáveis termo-hidráulicas obtidas das simulações com o programa computacional MTRCR-IEA-R1 para núcleos com 10 e 12 elementos combustíveis, densidades variando entre 3 e 5 gU/cm^3 e condutividade térmica K_1 de 13 e K_2 de 70 $W/m^{\circ}C$.

Simulação	T_F ($^{\circ}C$)	T_{re} ($^{\circ}C$)	T_c ($^{\circ}C$)	T_{ONB} ($^{\circ}C$)	MDNBR	FIR
01	48,06	69,98	94,30	120,5	7,54	23,09
02	53,49	88,03	128,8	122,3	4,38	13,79
03	48,06	69,98	75,79	120,5	7,54	23,09
04	53,49	88,03	97,81	122,3	4,13	13,79
05	48,10	70,46	99,71	121,1	6,96	28,41
06	53,57	88,82	137,7	123	3,82	16,97
07	48,10	70,46	77,5	121,1	6,96	28,41
08	53,57	88,82	100,6	123	3,82	16,97
09	48,17	74,69	105,3	121,3	6,26	28,41
10	53,68	95,38	146,5	123,2	3,43	16,97
11	48,17	74,69	82,05	121,3	6,26	28,41
12	53,68	95,38	107,7	123,2	3,43	16,97

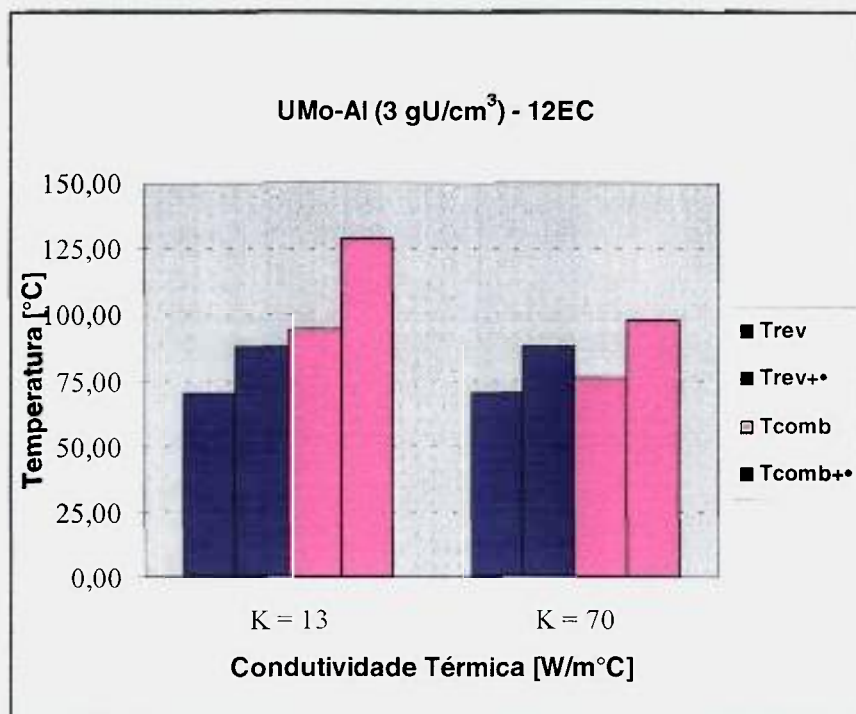


FIGURA 39 – Temperaturas do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incerteza (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 3$ gU/cm³).

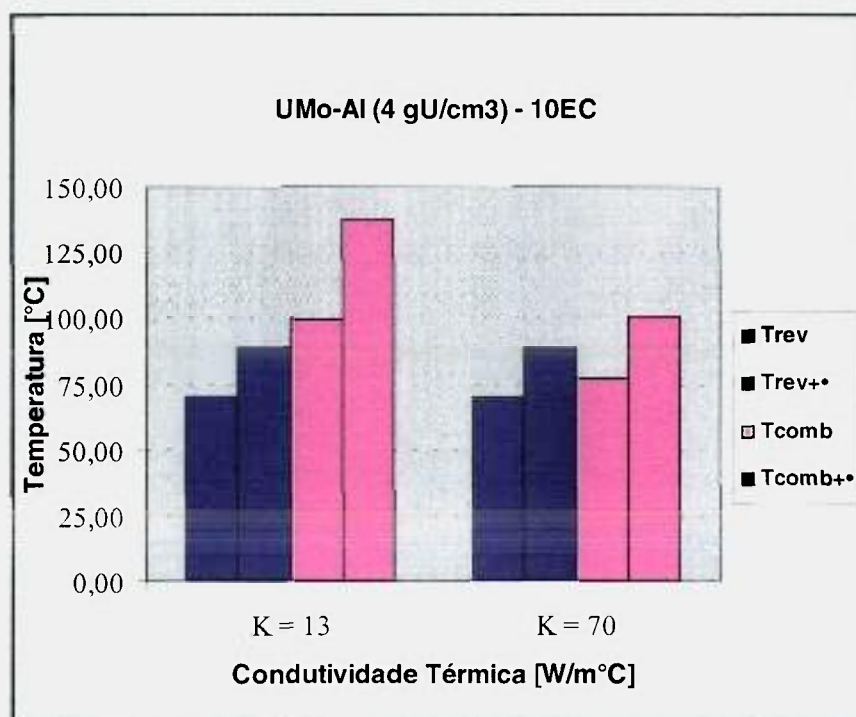


FIGURA 40 – Temperaturas do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incertezas (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 4$ gU/cm³).

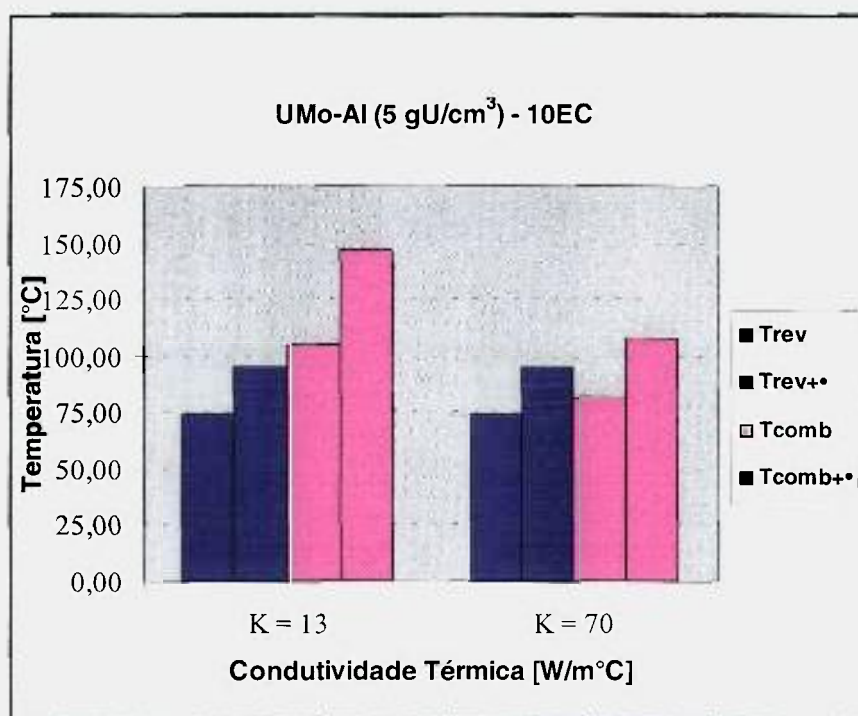


FIGURA 41 – Temperaturas do revestimento e central do combustível na condição nominal e com incertezas (Δ) versus condutividade térmica ($\rho = 5 \text{ gU/cm}^3$).

4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Os resultados das simulações descritos na Tabela 8 e apresentados na Tabela 9 mostram que nenhum limite de projeto é ultrapassado para os núcleos estudados. Para os núcleos de 3 gU/cm^3 , 4 gU/cm^3 e 5 gU/cm^3 as temperaturas no revestimento do combustível estão todas abaixo do valor de 100°C , atingindo para o núcleo nº3, simulações 10 e 12, o maior valor ($95,38^\circ\text{C}$). Isto era esperado devido à maior densidade de urânio (5 gU/cm^3) na placa combustível, que levou a um maior fator de pico F_q (2,1850) na distribuição axial de potência no canal mais quente do elemento combustível da configuração nº3 (Tabela 7), quando comparada com os fatores de picos de 2,126 e 2,076 das configurações nº1 e nº2 apresentadas nas Tabelas 5 e 6. Este valor de $95,38^\circ\text{C}$ foi atingido com condutividades térmicas no cerne combustível de $k_1 = 13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ e $k_1 = 70 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, utilizando as incertezas envolvidas no cálculo termo-hidráulico. Nota-se que os resultados em todas as simulações sem o tratamento das incertezas envolvidas estão bem abaixo dos resultados obtidos com o tratamento das incertezas.

Da Tabela 9 também pode ser visto que os valores da temperatura no fluido para todas as simulações estão bem abaixo da temperatura de ONB, indicando escoamento monofásico nos núcleos estudados. As margens para fluxo de calor crítico e instabilidade de fluxo estão acima do valor 2 admitido como critério de projeto.

Na simulação 10, como a condutividade de $13 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ é o valor da condutividade que seria atingida caso todo o cerne do combustível reagisse com a matriz de alumínio, o valor da temperatura central no combustível ($146,5^\circ\text{C}$) foi máximo em comparação com os das outras simulações. A esta temperatura, a fase de interação U-Mo-Al deverá ser preponderante, consumindo praticamente toda a matriz de alumínio. Entretanto, para as dispersões de U-10Mo-Al, mesmo à altas queimas, o comportamento é muito estável e com indicação da manutenção da fase metaestável cúbica γ -U.

Analisando-se os resultados acima, optou-se por propor como uma primeira aproximação, fabricar para teste no reator IEA-R1 uma mini-placa de dispersão U-10Mo-Al com densidade de 5 gU/cm^3 . A esta densidade, o número de elementos combustíveis é reduzido, acarretando em vantagens econômicas e

também reduzindo o número de elementos combustíveis para estocagem. Para este combustível com 5 gU/cm^3 foram analisados os parâmetros de comportamento do combustível descritos no capítulo 2 para a espessura da interação combustível-matriz, o inchamento da liga U-Mo e o inchamento dos produtos da reação com o alumínio para uma queima máxima de 50% de U-235 (Anexo 4).

A espessura da interação matriz-combustível pode ser verificada com a equação (3) do capítulo, com $W_{Mo} = 0,1(10\%)$, $f = 4,812 \cdot 10^{12} \text{ fissões/cm}^3 \cdot s / 40$, $\Delta t = 31027968 \text{ s}$, $R = 1,987 \text{ cal/mol.k}$, $T = 418 \text{ K}$ ($146,5^\circ\text{C}$). Assim,

$$y^2 = 2,443 \cdot 10^{-19} (1,625 - 6,25W_{Mo}) \cdot (f^{0,75}) \cdot \Delta t \cdot \exp\left\{\frac{-10.000}{RT}\right\} \quad (\text{eq.3})$$

e

$$y = 0,000000065 \text{ cm.}$$

O inchamento da liga U-Mo devido aos produtos de fissão pode ser verificado com a Eq. 4 do capítulo 2. Sendo $W_{Mo} = 0,1(10\%)$ e $f = 1,493 \cdot 10^{20} \text{ fissões/cm}^3$, o valor do inchamento será de

$$\frac{\Delta V}{V} = 0,008709564$$

O inchamento dos produtos da reação com o alumínio, equação 6, será:

$$\frac{\Delta V_r}{V_r} = 4,0 \cdot 10^{-23} \cdot 1,493 \cdot 10^{20} = 0,00597$$

Os valores acima mostram que para o caso do reator IEA-R1 e para os núcleos estudados, estes valores serão mínimos na potência de 5 MW e a densidade de 5 gU/cm^3 pode ser estudada sem maiores problemas.

Com a recente assinatura de um acordo entre o IPEN e o BEA (*Batelle Energy Alliance, LLC*) para utilização do programa *PLATE*, fica como sugestão para trabalhos futuros comparar os resultados obtidos neste programa com os resultados obtidos com o programa *PLATE*.

ANEXO 1

1. Cálculo da densidade teórica (dt) da liga U-10Mo

Dispersão U-10Mo/Al

Cálculo da fração molar da liga de urânio-molibdênio para Liga U-10Mo:

Liga U-10Mo { - 90% em peso de urânio
- 10% em peso de molibdênio

Massa molecular de urânio: 238,03g/mol – 90%

Massa molecular de molibdênio: 95,94g/mol – 10%

Para 100g de amostra temos: 90g de U e 10g de Mo

$$\left. \begin{array}{l} 1 \text{ mol de urânio} = 238,03\text{g} \\ x \text{ mols} = 90\text{g} \end{array} \right\} \boxed{X = 0,378 \text{ mol U}}$$

$$\left. \begin{array}{l} 1 \text{ mol de molibdênio} = 95,94\text{g} \\ y \text{ mols} = 10\text{g} \end{array} \right\} \boxed{Y = 0,104 \text{ mol Mo}}$$

$$\text{Então dividindo-se: } \frac{0,378}{0,104} = 3,63 \Rightarrow \boxed{\text{U}_{3,63}\text{Mo}}$$

A densidade teórica de uma dispersão, cuja concentração em peso de U-10Mo é x, é dada por:

$$dt = \frac{1}{\frac{1-x}{\rho_{Mo}} + \frac{x}{\rho_U}} \quad (\text{Eq. 1})$$

com

x = porcentagem em peso de U da fase dispersa U-10Mo = 0,90

Densidade de urânio: $\rho_U = 18,7 \text{ g/cm}^3$

Densidade do molibdênio: $\rho_{Mo} = 10,2 \text{ g/cm}^3$

Substituindo $x = 0,90$

$$dt = \frac{1}{\frac{1-0,90}{\rho_{Mo}} + \frac{0,90}{\rho_U}}$$

$$dt = \frac{1}{\frac{1-0,90}{10,2} + \frac{0,90}{18,7}}$$

$$dt = 17,26 \text{ g/cm}^3$$

2. Cálculo da fração volumétrica da liga U-10Mo para várias densidades de urânio (D_U) na dispersão U-10Mo-Al

$$D_U = \frac{3,63 \times dt U_{3,63} Mo \times [\text{fração} \cdot \text{volumétrica} \cdot de U_{3,63} Mo] \times 238,03}{3,63 \times 238,03 + 95,94}$$

Com

V_f = fração volumétrica de U-10Mo na dispersão, temos

$$D_U = \frac{3,63 \times dt U_{3,63} Mo \times V_f U_{3,63} Mo \times 238,03}{3,63 \times 238,03 + 95,94}$$

Para a densidade (D_U) de 8 gU/cm^3 , teremos:

$$8 = \frac{3,63 \times dt U_{3,63} Mo \times V_f U_{3,63} Mo \times 238,03}{3,63 \times 238,03 + 95,94}$$

$$8 = \frac{3,63 \times 17,26 \times V_f U_{3,63} Mo \times 238,03}{3,63 \times 238,03 + 95,94}$$

$V_{f1} = 0,5149$ ou **51,5 % em volume de U-10Mo em Al**

Analogamente:

Para $D_U = 7 \text{ gU/cm}^3 \Rightarrow V_{f_2} = 0,45$ ou 45%

Para $D_U = 6 \text{ gU/cm}^3 \Rightarrow V_{f_3} = 0,386$ ou 38,6%

Para $D_U = 5 \text{ gU/cm}^3 \Rightarrow V_{f_4} = 0,3218$ ou 32,18%

Para $D_U = 4 \text{ gU/cm}^3 \Rightarrow V_{f_5} = 0,2574$ ou 25,74%

Para $D_U = 3 \text{ gU/cm}^3 \Rightarrow V_{f_6} = 0,1931$ ou 19,31%

3. Conversão da porcentagem em volume para a porcentagem em peso de $U_{3,63}Mo$ (Para densidades teórica das fases e dispersão)

a) Cálculo da densidade da mistura (D) ($U_{3,63}Mo$ e Al)

$$D = \rho_{U_{3,63}Mo} \cdot V_f + \rho_{Al} (1 - V_f)$$

Para $V_{f_1} = 0,5149$

$$D_1 = (17,26 \times 0,5149) + 2,699 \times (1 - 0,5149)$$

$$D_1 = 10,196 \text{ g/cm}^3$$

Para $V_{f_2} = 0,45 \Rightarrow D_2 = 9,2514 \text{ g/cm}^3$

Para $V_{f_3} = 0,386 \Rightarrow D_3 = 8,319 \text{ g/cm}^3$

Para $V_{f_4} = 0,3218 \Rightarrow D_4 = 7,384 \text{ g/cm}^3$

Para $V_{f_5} = 0,2574 \Rightarrow D_5 = 6,446 \text{ g/cm}^3$

Para $V_{f_6} = 0,1931 \Rightarrow D_6 = 5,510 \text{ g/cm}^3$

b) Cálculo da fórmula molecular da mistura $U_{3,63}MoAl_r$

Para se obter a fórmula molecular da mistura $U_{3,63}MoAl_r$,

onde $r = V_f$

temos:

$$N_{Al} = \frac{\rho_{Al}(1 - Vf)N_0}{M_{Al}}$$

$$N_{U_{3,63}Mo} = \frac{\rho_{U_{3,63}Mo} Vf N_0}{M_{U_{3,63}Mo}}$$

$$\frac{N_{Al}}{N_{U_{3,63}Mo}} = \frac{\rho_{Al}(1 - Vf)}{\rho_{U_{3,63}Mo} Vf} = r$$

$$r = \frac{959,9889}{27} \times \frac{2,699}{17,26} \cdot \frac{(1 - Vf)}{Vf}$$

$$r = 5,5598 \left(\frac{1 - Vf}{Vf} \right)$$

Onde:

$$M_{U_{3,63}Mo} = 959,9889$$

$$M_{Al} = 27$$

$$\rho_{Al} = 2,699 \text{ g / cm}^3$$

$$\rho_{U_{3,63}Mo} = 17,26 \text{ g / cm}^3$$

N = n°. de átomos presentes na amostra

M = n°. de massa do elemento

N° = de Avogadro = $6,023 \cdot 10^{23}$ átomos/mol

$$\text{Para } Vf_1 = 0,5149 \Rightarrow r_1 = 5,2380$$

$$\text{Para } Vf_2 = 0,45 \Rightarrow r_2 = 6,794$$

$$\text{Para } Vf_3 = 0,386 \Rightarrow r_3 = 8,843$$

$$\text{Para } Vf_4 = 0,3218 \Rightarrow r_4 = 11,717$$

$$\text{Para } Vf_5 = 0,25 \Rightarrow r_5 = 16,040$$

$$\text{Para } Vf_6 = 0,1931 \Rightarrow r_6 = 23,232$$

c) Cálculo da massa molecular do elemento $U_{3,63}MoAl_r$

$$M = 3,63 B + 1 C + r D$$

B = número de massa do urânio = 238,03

C = número de massa do molibdênio = 95,94

D = número de massa do alumínio = 27

$$M_1 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 5,2380 \times 27 = 1101,406$$

$$M_2 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 6,794 \times 27 = 1143,418$$

$$M_3 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 8,843 \times 27 = 1198,741$$

$$M_4 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 11,717 \times 27 = 1276,339$$

$$M_5 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 16,040 \times 27 = 1393,06$$

$$M_6 = 3,63 \times 238,03 + 1 \times 95,94 + 23,232 \times 27 = 1587,244$$

d) Cálculo da porcentagem em peso de $U_{3,63}Mo$

$$\% \text{ peso}_1 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_1} = 0,871$$

$$\% \text{ peso}_2 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_2} = 0,839$$

$$\% \text{ peso}_3 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_3} = 0,800$$

$$\% \text{ peso}_4 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_4} = 0,752$$

$$\% \text{ peso}_5 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_5} = 0,689$$

$$\% \text{ peso}_6 = \frac{3,63 \times 238,03 + 95,94}{M_6} = 0,604$$

ANEXO 2**Variáveis utilizadas nos cálculos térmicos do Reator IEA-R1**

$$L_a = 6,26 \text{ cm}$$

$$H_i = 12 \text{ W/cm}^2 \cdot ^\circ\text{C}$$

$$K_{\text{fluido}} = 0,623 \cdot 10^{-2} \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$$

$$K_c = 2,20 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$$

$$K_{\text{óxido}} = 1,73 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$$

$$L = 60,0 \text{ cm}$$

$$N_c = 24 \text{ (20 padrão + 4 controle)}$$

$$N_f = 18 \text{ (padrão)/12 (Controle)}$$

$$Pr = 5,12$$

$$r = 0,038 \text{ cm}$$

$$T_{in} = 40^\circ\text{C}$$

$$t_m = 0,076 \text{ cm}$$

$$t_w = 0,289 \text{ cm}$$

$$W = 681,0 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$\rho = 0,995 \text{ g/cm}^3$$

$$\mu = 7,65 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm} \cdot \text{s}$$

$$c_p = 4.174 \text{ W} \cdot \text{s/g} \cdot ^\circ\text{C}$$

$$\delta_{\text{óxido}} = 2,54 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

ANEXO 3

Variáveis utilizadas nos cálculos termo-hidráulicos do núcleo do Reator IEA-R1 a 5 MW

$c_p = 4,174 \text{ J/g} \cdot ^\circ\text{C}$
$D_h = 0,55 \text{ cm}$
$E = 6,9 \cdot 10^5 \text{ bar}$
$L = 60,0 \text{ cm}$
$K_{\text{Fluido}} = 0,623 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$
$K_c = 1,80 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$
$C_c = 70,75 \text{ cm}$
$N_f = 18$
$P = 1,6 \text{ bar abs}$
$P_c = 221 \text{ bar}$
$T_{\text{sat}} = 114,022 \text{ } ^\circ\text{C}$
$T_{\text{in}} = 40 \text{ } ^\circ\text{C}$
$r = 0,038 \text{ cm}$
$t_m = 0,076 \text{ cm}$
$t_p = 0,152 \text{ cm}$
$t_w = 0,289 \text{ cm}$
$v = 1,694 \text{ m/s}$
$L_c = 6,71 \text{ cm}$
$L_a = 6,26 \text{ cm}$
$\lambda = 2203,2 \text{ J/g}$
$\rho = 995,0 \text{ g/cm}^3$
$\nu = 0,33$
$Re = 14.368,7$

ANEXO 4

Densidade e taxa de fissões

Hipóteses:

- potência do reator: 5 MW;
- tamanho do núcleo: 6 EC's padrão e 4 EC's de controle semelhantes ao IEA-R1;
- densidade de U: 5 g/cm³;
- queima máxima: 50 % de ²³⁵U.

- volume de urânio em 1 placa = 0,076x6,26x60 = 28,5456 cm³;
- volume total de urânio no núcleo: (6x18+4x12)x28,5456 = 4.453,1136 cm³;
- massa total de ²³⁵U no núcleo: 5x9.133,1136x0,2 = 4.453,1136 g;
- massa total de ²³⁵U queimado: 0,5x4.453,1136 = 2.226,5568 g;
- taxa de queima de ²³⁵U: 1,24 g/MW.dia;
- tempo de queima: t_q = 2.226,5568/(1,24x5) = 359,12 dias.

A potência do reator é

$$P = \gamma \Sigma_f \phi V$$

onde γ é a energia liberada por fissão (200 MeV); Σ_f é a seção de choque macroscópica de fissão; e ϕ é o fluxo de nêutrons;

A taxa de fissão é

$$\dot{f} = \Sigma_f \phi = \frac{P}{\gamma V} = \frac{5 \times 10^6}{3,2 \times 10^{-11} \times 32.470,308} = 4,812 \times 10^{12} \text{ fissões/cm}^3 \cdot \text{s}$$

sendo $V = (7,709 \times 8,1 \times 60) \times (6 + 4 \times (12/18))$.

O número de fissões é

$$f = \dot{f} t_q = 4,812 \times 10^{12} \times 359,12 \times 86.400 = 1,493 \times 10^{20} \text{ fissões/cm}^3.$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- /1/ SIMÕES, A. V. **Desempenho sob irradiação de combustíveis a dispersão de MTR**. 1993. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- /2/ TERREMOTO, L. A. A.; DAMY, M. A.; UMBEHAUM, P. E; CEGALLA, M. A.; YAMAGUCHI, M. **Acompanhamento da irradiação dos elementos combustíveis Nacionais no Reator IEA-R1 - (2003)**. Relatório Técnico, Nov. 2004. (PSE.CENC.IEAR1.068.00 RELT.003.00).
- /3/ FOWLER, T.B.; VONDY, D.R.; CUNNINGHAM, G.W. Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION. Oak Ridge National Laboratory, 2 Jul 1971. (ORNL-TM-2496). Rev. 2.
- /4/ UMBEHAUN, P. E. **Metodologia para análise termo-hidráulica de reatores de pesquisa tipo piscina com combustível tipo placa**. 2000. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- /5/ WAUGH, R. C. **The reaction and growth of uranium dioxide-aluminum fuel plates and compacts**. Oak Ridge National Laboratory. 1959. Oak Ridge, Tennessee. (ORNL-2701).
- /6/ TISSIER, A. CERCA: Working towards better LEU fuel production. **Nuclear Engineering International**. v. 36 p. 449, v. 50 p. 1, 1991.
- /7/ SNELGROVE, J. L. Qualification status of LEU fuel. In: INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, RERTR, Sep. 28 – Oct. 1, 1987, Buenos Aires, Argentina. **Proceedings...** Buenos Aires, p. 1-18, 2002.
- /8/ DURAND, J.P.; OTTONE, J.C.; MAHE, M.; FERRAZ, G. LEU fuel development at CERCA, France. In: 21st RERTR, October, 1998, São Paulo, SP. **Proceedings...** Brazil, 1998.
- /9/ TRYBUS, C. L.; MEYWER, M.K.; CLARK, C.R. WIENCEK, T. C.; MCGANN, D.J. Design and fabrication of high density uranium dispersion fuels. In: INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, RERTR, Oct. 5 – 10, 1997, Jackson Hole, WY. **Proceedings...** USA, 1997.

/10/ HAYES, S. L.; TRYBUS, C. L.; MEYWER, M.K. Irradiation testing of high-density uranium alloy dispersion fuels engineering division. In: INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, RERTR, Oct. 5 – 10, 1997, Jackson Hole, WY. **Proceedings...** USA, 1997.

/11/ HOFMAN, G.L.; MEYER, M.K; RAY, A. E. Design of high density gamma-phase uranium alloys for LEU dispersion fuel applications. In: THE 1998 INTERNATIONAL REDUCED ENRICHMENT FOR TEST REACTOR CONFERENCE, Oct. 18 – 23, 1998, São Paulo, SP. **Proceedings...** São Paulo, Brazil, 1998.

/12/ SNELGROVE, J. L.; HOFMAN, G. L.; TRYBUS, C. L.; WIENCEK, T. C. Development of very-high-density fuels. In: 1ST INTERNATIONAL TOPICAL MEETING ON RESEARCH FUEL MANAGEMENT (RRFM), Feb. 5- 7, 1997, Bruges. **Proceedings...** Bruges, Belgium, 1997.

/13/ KIM, CHANG-KYU; RYU, HO-JIN; PARK, JONG-MAN; KIM, KI-HWAN; KIM, HARK-RHO; LEE, KYE-HONG. Fabrication of atomized U-Mo dispersion rod type fuel for irradiation test related to the qualification program. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** USA, 2000.

/14/ REST, J.; HOFMAN, G. L.; KONOVALOV, I.; MASLOV, A. Calculation of evolution of the fuel microstructure in U-Mo alloys and implications for fuel swelling. In: THE 22nd INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS (RERTR), Oct. 3- 8, 1999, Budapest, Hungary. **Proceedings...** Hungary, 1999.

/15/ J. L. SNELGROVE, G L. HOFMAN, C. L. TRYBUS, T. C. WIENCEK, Development of very-high-density low-enriched-uranium fuels by the RERTR program. In: 1996 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 7-10, 1996, Seoul, Korea. **Proceedings...** Korea, 1996.

/16/ HOFMAN, G. L. High density dispersion fuel. ANL/TD/RP-91010, Argonne National Laboratory, 1996.

/17/ DURAND, J. P.; OTTONE, J.C.; MAHE, M.; FERRAZ, G. LEU fuel development at CERCA(France), status as of October 1998. In: THE 1998 INTERNATIONAL REDUCED ENRICHMENT FOR TEST REACTOR CONFERENCE, 21st, Oct. 18 – 23, 1998, São Paulo, SP. **Proceedings...** São Paulo, Brazil, 1998.

/18/ WIENCEK, T. C.; PROKOFIEV, I. G. Low-enriched uranium-molybdenum fuel plate development. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** USA, 2000.

/19/ HAYES, S.L.; MEYER, M.K.; HOFMAN, G.L.; SNELGROVE, J.L.; BRAZENER, R.A. Modeling RERTR experimental fuel plates using the PLATE code. In: INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 5-10, 2003, Illinois, Chicago. **Proceedings...** USA, 2003.

/20/ HOFMAN, G.L.; MEYER, M.K. Progress in irradiation performance of experimental uranium-molybdenum dispersion fuel. In: THE 24th INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS (RERTR), Nov. 3-8, 2002, San Carlos de Bariloche. **Proceedings...** Argentina, 2002.

/21/ HAYES, S.L.; HOFMAN, G.L.; MEYER, M.K.; REST, J.; SNELGROVE, J.L. Modeling of high density U-Mo dispersion fuel plate performance. In: THE 24th INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS (RERTR), Nov. 3-8, 2002, San Carlos de Bariloche. **Proceedings...** Argentina, 2002.

/22/ HASKIN, Z.; SHTRIKMAN, S. A variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials. **Journal of Applied Physics**, v. 33, p. 3125-3131, 1962.

/23/ PLANCOQ, DAVID. **Private Communication**, CEA- Cadarache, France, 2002.

/24/ CUNNIGHAM, M. E.; PEDDICORD, K. P. Heat conduction in spheres packed in an infinite regular cubical array. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 24, p. 1081-1088, 1981.

/25/ REST, J. A theoretical model for the irradiation-enhanced interdiffusion of Al and U alloys. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** USA, 2000. p. 146-158.

/26/ KI-HWAN, KIM; KWON, H. J.; LEE, J. S.; RYU, H. J.; PARK, J. M.; KIM, C. K. An investigation on the fuel/matrix reaction behaviors of U-Mo/Al dispersion fuels prepared with centrifugal atomization. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** USA, 2000, p. 285-295.

/27/ MEYER, M. K.; HOFMAN, G. L.; STRAIN, R. V.; CLARK, C. R.; STUART, J. R. Metallographic analysis of irradiated RERTR-3 fuel test specimens. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** USA, 2000, p. 201-213.

/28/ HOFMANN, G. L.; SNELGROVE, J. L.; HAYES, S. L.; MEYER, M. K. Progress in developing very-high-density Uranium fuels. In: 3rd INTERNATIONAL TOPICAL MEETING ON RESEARCH FUEL MANAGEMENT (RRFM), Mar. 28-30, 1999, Bruges. **Proceedings...** Bruges, Belgium, 1999.

/29/ KIM, K-H.; PARK, J-M.; KIM, C-K.; HOFMAN, G.L.; MEYER, M.K; SNELGROVE, J. L. Stable in-reactor performances at low temperature of U-10wt.-%-Mo dispersion fuel containing centrifugally atomized powder. In: THE 22nd INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS (RERTR), Oct. 3- 8, 1999, Budapest. **Proceedings...** Budapest, Hungary, 1999.

/30/ LEE, SANG-HYUN; KIM, JONG-CHUL; PARK, JONG-MAN; RYU, HO-JIN KIM, CHANG-KYU. An investigation on Thermophysical Properties of U-Mo Dispersion Fuel Meats. In: 2000 INTERNATIONAL MEETING ON REDUCED ENRICHMENT FOR RESEARCH AND TEST REACTORS, Oct. 1-6, 2000, Las Vegas, Nevada. **Proceedings...** Las Vegas, USA, 2000.

/31/ INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. **Research reactor core conversion from the use of highly enriched uranium to the use of low enriched uranium fuels guidebook**. IAEA, Vienna, Austria, Aug 1980. (IAEA-TECDOC-233).

/32/ MILLER, D.R. **Critical velocities for collapse of reactor parallel plate fuel assemblies**. [S.1.:s.n.], Aug. 1958. (KAPL-1954)

/33/ BERGLES, A.E.; ROSENOW, W.M. The determination of forced –convection surface boiling heat transfers, **Transactions of the ASME 86 (Series C-Journal of Heat Transfer)**. p. 365-375, Aug. 1964.

/34/ LABUNTSOV, D.A. Critical thermal loads in forced motion of water which is heated to a temperature below the saturation temperature. **Soviet Journal of Atomic Energy**, v. 10, n. 5, p. 523-525, 1960.

/35/ MIRSHAK, S.; DURANT, W.D.; TOWELL, R.H. **Heat transfer flux at burnout**. [S.1.], DuPont, Feb. 1959. (DP355).

/36/ WOODRUF, W. L., **COBRA-3C/RERTR – A thermal-hydraulic sub channel code with low pressure capabilities and Supplement**. [S.1.]: Argonne National Laboratory, 1983.

/37/ OBERCHAIN, C. F.; PARET. ***A Program for the Analysis of Reactor Transients***, [S.1.]: Idaho National Engineering Laboratory, 1969, (IDO 17282).

/38/ KLEIN, S. A.; ALVARADO, F. L. ***EES Engineering Equation Solver for the Microsoft Windows Operating System***, Version 4.334W Dec. 1996. Middleton, WI.: F-Chart Software, 1992.

/39/ BARHEN, J.; RHOTENSTEIN, W.; TAVIV, E. ***The HAMMER Code System Technion***. Israel Institute of technology, Haifa, Israel, NP-565, 1978.

/40/ YAMAGUCHI, MITSUO. ***Comunicação pessoal***, 2004.



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

EMPREGO DOS POLICARBONATOS MAKROFOL-DE E CR-39 EM RADIOGRAFIA COM NÊUTRONS

MARCO ANTÔNIO STANOJEV PEREIRA

Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações

Orientador:
Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

**São Paulo
2000**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em Radiografia com Nêutrons

Marco Antonio Stanojev Pereira



Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para a obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear - Aplicações.

Orientador: Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

São Paulo

2000

Dedico este trabalho ao meu pai Sr. Antônio Pacheco Pereira, minha mãe Sra. Dna. Valquíria Stanojev Coelho Pereira, meu caro orientador Reynaldo Pugliesi, meus irmãos Márcio, Marcelo, Marcel e Michele, minhas cunhadas Sras. Dna. Margarete e Nádia, meu cunhado Sr. Marcelo, meus sobrinhos Guilherme, Kauê e Letícia, que devido à falta de adjetivos qualificativos na língua portuguesa, não poderei exteriorizar em simples palavras o meu penhor.

À Deus Pai todo poderoso, confiando à mim a razão e o pensamento.

Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em Radiografia com Nêutrons

Marco Antônio Stanojev Pereira

RESUMO

No presente trabalho o método de registro de traços foi empregado para propósitos de radiografia com nêutrons. Foram empregados os detectores de traços nucleares de estado sólido Makrofol-DE e CR-39 os quais foram irradiados em contato com telas conversoras à base de boro natural, constituindo os sistemas de imageamento.

As características radiográficas destes sistemas foram determinadas mediante irradiações em um feixe de nêutrons extraído de um arranjo experimental instalado no canal de irradiação 08 do Reator Nuclear de Pesquisas IEA-R1.

Os sistemas de imageamento foram irradiados em exposições de até 6×10^{10} n/cm² e os detectores revelados em tempos que variaram entre 02 a 65 minutos.

O objetivo deste trabalho foi determinar as características radiográficas destes detectores e estabelecer as condições, para as quais se obtém o melhor contraste e resolução na imagem radiográfica. Estas condições foram as seguintes:

- Makrofol-DE: exposição de nêutrons entre 2×10^9 n/cm² a 2×10^{10} n/cm² e tempo de revelação de 6 minutos
- CR-39: exposição de nêutrons entre 3×10^9 n/cm² a 2×10^{10} n/cm² e tempo de revelação de 25 minutos

Estes resultados foram comparados com os determinados para outros detectores de traços e discutidos de acordo com a teoria de formação da imagem em SSNTD, baseada nas propriedades ópticas de um único traço.

Employment of the Polycarbonates Makrofol-DE and CR-39 for Neutron Radiography

Marco Antônio Stanojev Pereira

ABSTRACT

The track-etch method was employed for Neutron Radiography purposes. The solid state nuclear track detectors Makrofol-DE and CR-39 together with a natural boron converter screen have been used as imaging systems.

In order to determine their radiographic characteristics, the imaging systems were irradiated up to neutron exposures around $6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ in a radiography facility installed at the IEA-R1 Nuclear Research Reactor and the detectors developed between 2 and 65 minutes.

The main goal of this work was determine the radiography conditions for which the best contrast and resolution are obtained at the image. These conditions are:

- Makrofol-DE: neutron exposure between $2 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$ and $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ and developing time 6 minutes
- CR-39: neutron exposure between $3 \times 10^9 \text{ n/cm}^2$ and $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ and developing time 25 minutes

The present results were compared with those ones determined to other track detectors, and discussed according to the theory of the image formation in solid state nuclear track detectors based on the optical properties of a single track.

Índice

Capítulo-1	3
1.1 - Introdução.....	3
Capítulo-2.....	6
2.1-Fundamentos Básicos da Técnica da Radiografia com Nêutrons.	6
2.1.1-Propriedades dos Nêutrons.....	6
2.1.2-A Interação Nêutron - Núcleo	7
2.1.3-Transmissão de Nêutrons pela Matéria.....	11
2.2-A Técnica da Radiografia com Nêutrons	12
2.2.1-Histórico.....	12
2.2.2-Descrição da Técnica	13
2.2.3-Fontes de Nêutrons	14
2.2.4-Sistema de Colimação.....	17
2.2.5-Filtros contra Radiação- γ	18
2.2.6-Sistema de Imageamento.....	19
2.3-Formação da Imagem Radiográfica	22
Capítulo-3	28
Sistema de Imageamento e o Arranjo Experimental.....	28
3.1.-Sistema de Imageamento.....	28
3.1.1-Tela Conversora	28
3.1.2-Detectores	29
3.1.2.1-Makrofol-DE.....	29
3.1.2.2-CR-39	29
3.2-Sistemas de Leitura	30
3.3-Viabilidade da Técnica	31
3.4-Arranjo Experimental.....	33
Capítulo-4	38
4.1-Obtenção e Análise dos Resultados.....	38
4.1.1-Diâmetro do Traço	39
4.1.2-Taxa de Produção de Traços	42
4.1.3-Curva Característica de Densidade Óptica.....	47
4.1.4-Resolução.....	54
4.1.5-Sensibilidade	61
4.1.6-Radiografias	70
Capítulo-5	75
Conclusão.....	75
Referencias Bibliográficas	78

Lista de tabelas

Tabela 2.1- Algumas das possíveis reações nêutron-núcleo	7
Tabela 2.2- Classificação dos nêutrons em função de sua energia cinética	10
Tabela 2.3- Características das fontes de nêutrons utilizadas para fins radiográficos	16
Tabela 2.4- Características de alguns conversores empregados em radiografia com nêutrons	20
Tabela 3.1- Características dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10	32
Tabela 3.2- Características do feixe de nêutrons extraído do arranjo experimental	35
Tabela 4.1a- Valores obtidos para a resolução total U_t em função do tempo de revelação e exposição para o Mk-DE	58
Tabela 4.1b- Valores obtidos para a resolução total U_t em função do tempo de revelação e exposição para o CR-39	58
Tabela 4.2- Valores das secções de choque calculados teoricamente	64
Tabela 4.3- Condições de revelação e de exposição para máxima sensibilidade	64
Tabela 4.3a- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do Mk-DE	70
Tabela 4.3b- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do CR-39	70
Tabela 5.1 – Condições ótimas de contraste e resolução na imagem radiográfica	75
Tabela 5.2- Dados comparativos entre diversos sistemas de imageamento para radiografia com nêutrons	76

Lista de Figuras

Figura 1 – Aspecto de um traço, observado em um microscópio eletrônico.....	5
Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação de massa dos elementos, para nêutrons e raios-X.	13
Figura 2.2. – Tipos de colimadores empregados em radiografia com nêutrons.....	18
Figura 2.3 – Formação do traço durante a revelação.....	22
Figura 2.4 – Representação geométrica de um traço no detetor.....	24
Figura 2.5 – Distribuição da Densidade Ótica no interior de um traço.....	24
Figura 2.6 – Perda da densidade ótica causada pela sobreposição de dois traços.....	25
Figura 2.7 – Aspecto da distribuição da densidade ótica $D_{op}(r)$ em função da exposição E	25
Figura 2.8 – Diagrama esquemático registrando a metodologia para a determinação da resolução intrínseca.....	27
Figura 3.1 – Sistema de leitura para caracterização de traços.....	31
Figura 3.2 – Sistema de leitura para medidas de transmissão de luz.....	31
Figura 3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental.....	37
Figura 4.1 – Comportamento do Diâmetro do traço em função do tempo de revelação para o SSNTD Makrofol-DE.....	41
Figura 4.2 – Comportamento do Diâmetro do traço em função do tempo de revelação para o SSNTD CR-39.....	41
Figura 4.3 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de revelação para o Makrofol-DE.....	43
Figura 4.4 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de revelação para o CR-39.....	43
Figura 4.5 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de exposição ao feixe de neutrons para o Makrofol-DE.....	44
Figura 4.6 – Comportamento da Densidade de traços em função do tempo de exposição ao feixe de neutrons para o CR-39.....	44
Figura 4.7 – Variação da densidade de traços nos detetores Makrofol-DE e CR-39 em função da espessura de ar, para uma fonte de Am^{241}	46
Figura 4.8 – Curva Característica de densidade ótica para o Makrofol-DE.....	48
Figura 4.9 – Curva Característica de densidade ótica para o CR-39.....	48
Figura 4.10 – Comportamento do Contraste Ótico em função da exposição e dos tempos de revelação para o detetor Makrofol-DE.....	50
Figura 4.11 – Comportamento do Contraste Ótico em função da exposição e dos tempos de revelação para o detetor CR-39.....	50
Figura 4.12 – Verificação da Variação da transparência do detetor Makrofol-DE não irradiado, em função do tempo de revelação.....	52
Figura 4.13 – Verificação da Variação da transparência do detetor CR-39 não irradiado, em função do tempo de revelação.....	52
Figura 4.14 – Verificação da contribuição dos neutrons epitermicos na formação da imagem neutrográfica no detetor Makrofol-DE.....	53

Figura 4.15 – Verificação da contribuição dos neutrons epitermicos na formação da imagem neutrongráfica no detector CR-39.....	53
Figura 4.16a – Distribuição da Densidade Ótica para o Makrofol-DE.....	56
Figura 4.16b – Distribuição da Densidade Ótica para o LSF do Makrofol-DE...	56
Figura 4.17a – Distribuição da Densidade Ótica para o CR-39.....	57
Figura 4.17b – Distribuição da Densidade Ótica para o LSF do CR-39.....	57
Figura 4.18 – Comportamento da resolução intrínseca para o Makrofol-DE	60
Figura 4.19 – Comportamento da resolução intrínseca para o CR-39.....	60
Figura 4.20 – Cunha com degraus e suas dimensões.....	66
Figura 4.21 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de cobre para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.22 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de ferro para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.23 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de chumbo para o Makrofol-DE.....	67
Figura 4.24 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de lucite para o Makrofol-DE	67
Figura 4.25 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de cobre para o CR-39.....	68
Figura 4.26 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de ferro para o CR-39	68
Figura 4.27 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de chumbo para o CR-39.....	68
Figura 4.28 – Variação da Densidade Ótica em função da espessura de lucite para o CR-39.....	68
Figura 4.29 – Reprodução de radiografia original de uma carga ôca, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.....	72
Figura 4.30 – Reprodução de radiografia original de um recipiente pressurizado, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.....	73
Figura 4.31 – Reprodução de radiografia original de um isqueiro, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.....	74
Figura 4.32 – Imagem Digital processada da carga ôca.....	72
Figura 4.33 – Imagem Digital processada do recipiente pressurizado	73
Figura 4.34 – Imagem Digital processada do Isqueiro.....	74

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi pela dedicação, amizade e muita, muita paciência durante estes anos de burilamento que dispensou à mim.

Aos colegas do grupo de Radiografia com nêutrons Mário Olímpio de Menezes e Marcos Leandro Garcia Andrade pela amizade, paciência e grande ajuda na obtenção dos dados e esclarecimentos.

À Divisão de Física Nuclear –TFF- do IPEN-CNEN/SP pela oportunidade que me ofereceu de realizar este trabalho

Ao CNPq, pelo suporte financeiro.

Ao Prof. Dr. Cesare Mansueto Lattes, pela indicação de procurar o IPEN.

Aos amigos Roberto Schoueri, Fábio de Toledo e Cláudio Domienikan

À Marco Hortellani, pela cessão do aparelho microfotômetro e auxílio em sua manipulação.

Aos amigos Dr. Jean Arago, Dr. Augusto Medeiros, Dr. Militão Pacheco, Dr. Murtinho, Dr. Erasto, Dr. Cáritas e todos os amigos da C.C.S. pela ajuda por todos estes anos.

À Unicastelo pela minha formação acadêmica.

À Profa. Creuza pelo incentivo inicial e final deste trabalho.

À Sociedade de Ensino Cáritas, pela cessão do local de estudos.

À Sociedade Esportiva ELITE Itaquerense, pela cessão de sua biblioteca e sala de estudo.

À S.A.I.R. D. Luiz de Orleans e Bragança pelo incentivo e apoio a cultura e pesquisa.

Ao meu querido tio Amaury Roldan Pereira, cuja figura em minha formação moral foi e é de grande importância

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E
NUCLEARES**

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**Emprego dos Policarbonatos Makrofol-DE e CR-39 em
Radiografia com Nêutrons**

Marco Antonio Stanojev Pereira

Orientador: Prof. Dr. Reynaldo Pugliesi

São Paulo

2000

"Nenhum vento ajuda a quem não sabe a
que porto deverá velejar"

Montaigne

Capítulo-1

1.1 - Introdução

A radiografia com nêutrons é uma técnica de ensaios não destrutivos que, desde a década de 60, vem sendo amplamente utilizada a nível mundial, na análise de materiais. Enquanto que os raios-X interagem com a matéria mediante forças eletromagnéticas, os nêutrons interagem basicamente via forças nucleares e estes processos atribuem a esta técnica características únicas. As aplicações da radiografia com nêutrons abrangem uma gama bastante diversificada de componentes, peças e processos, sendo utilizada principalmente pelas indústrias aeronáutica e aeroespacial na inspeção de materiais hidrogenados mesmo quando encapsulados em alguns metais como aço, alumínio, chumbo, e pela nuclear na inspeção de materiais altamente radioativos[1,2,3,4,5,6,7,8].

A radiografia é feita colocando o material em estudo em um feixe de nêutrons, registrando o padrão de intensidade transmitido, por meio de uma tela conversora e de um filme(sistema de imageamento). O conversor, mediante reações nucleares, transforma o nêutron em uma radiação ionizante capaz de sensibilizar o filme. Em radiografia com nêutrons, são utilizados dois tipos de filmes: os convencionais de emulsão de prata(para raios-X) e os detectores de traços nucleares de estado sólido-SSNTD[9]. Por causa do contraste ótico elevado que se obtém na imagem, e do baixo custo, a grande maioria das radiografias são feitas com os filmes de emulsão. Entretanto os SSNTD apresentam uma potencialidade indiscutível, principalmente por serem insensíveis à luz visível, e às radiações dos tipos γ e β e por propiciarem radiografias de resolução espacial superior, quando comparadas com as obtidas com os filmes de emulsão. Pelo fato de as imagens nestes detectores exibirem um baixo contraste ótico, torna-se muitas vezes necessário o emprego de técnicas auxiliares para a sua visualização[10,11,12,13,14].

Nestes detectores, as unidades básicas formadoras da imagem são denominadas traços. Estas surgem como consequência dos danos, causados pela interação da radiação ionizante gerada na tela conversora com o material do

detector, os quais mediante um ataque químico adequado(revelação), são ampliados milhares de vezes e cuja distribuição, no plano do detector, formará uma imagem bidimensional e visível a olho nu[9,15]. A figura 1 mostra o aspecto de um traço típico com 2 μ m de diâmetro, observado em um microscópio eletrônico com aumento de 10000x, oriundo de danos causados por partículas- α .

Em 1991 Ilic e seus colaboradores propuseram uma teoria para explicar a formação da imagem nos SSNTD, que se baseia fundamentalmente na quantidade de luz transmitida por um único traço, ou seja na distribuição da densidade ótica oriunda de seu interior[16,17,18,19]. A densidade ótica é uma grandeza definida por, $Dop = \log(I_0/I)$ sendo I_0 e I as intensidades de luz incidente e transmitidas através dos traços.

As características da imagem radiográfica são conseqüências das formas destas distribuições, as quais dependem de perturbações oriundas de traços vizinhos, da forma geométrica e da densidade de traços em uma área do detector[19].

O presente trabalho teve por objetivo estudar os diversos parâmetros que governam a formação da imagem nos SSNTD, com a finalidade de caracterizar os policarbonatos, CR-39(Columbia Resin) e Makrofol-DE, para fins radiográficos.

A dissertação foi dividida em cinco capítulos e os assuntos abordados em cada um, são os seguintes:

No capítulo 2 é apresentado um breve resumo dos processos de interação entre o nêutron e a matéria, que são importantes para a compreensão dos fundamentos da presente técnica radiográfica. Além disto são descritos, um histórico a respeito desta técnica, os componentes fundamentais de um equipamento radiográfico, bem como alguns aspectos importantes da teoria da formação da imagem nos SSNTD.

No capítulo 3 são feitas descrições detalhadas a respeito de toda a parte experimental empregada no presente trabalho. São descritos os dois sistemas de imageamento que foram utilizados, compostos por telas conversoras à base de boro e pelos SSNTD, CR-39 e Mk-DE, o conjunto microscópio-TV para a análise dos traços e o microfotômetro ótico, empregado para as leituras de

experimental onde foram feitas todas as irradiações, seus componentes e sua blindagem.

No capítulo 4 é apresentada a metodologia empregada para o estudo dos parâmetros que governam a formação da imagem nestes detectores. A caracterização destes detectores para fins radiográficos foi realizada mediante os seguintes estudos:

- diâmetro do traço em função do tempo de ataque químico
- taxa de produção de traços em função do número de nêutrons incidente no detector
- curvas características, que relacionam o comportamento da densidade ótica no detector em função da exposição-E ao feixe de nêutrons($E = \phi.t$ sendo ϕ o fluxo de nêutrons e t o tempo de irradiação), e do tempo de revelação
- resolução espacial na imagem radiográfica em função da exposição e do tempo de revelação
- sensibilidade da técnica para discernir espessuras.

Ainda neste capítulo, são apresentadas algumas radiografias nas quais, a técnica auxiliar do processamento digital foi empregada para a visualização das imagens.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões relevantes deste trabalho, bem como as condições ótimas para a obtenção de uma radiografia, ou seja aquelas para as quais se obtém o melhor contraste e resolução na imagem. Além disto são sugeridos dois trabalhos; o primeiro, acadêmico, referente ao emprego de imagens digitais para a análise das distribuições de luz pelos traços e o segundo, referente ao estudo da contribuição dos nêutrons espalhados na sensibilidade da técnica.

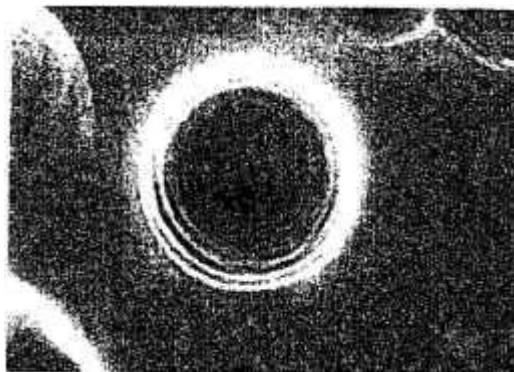


Figura 1 - Aspecto de um traço, observado em um microscópio eletrônico.

Capítulo-2

2.1-Fundamentos Básicos da Técnica da Radiografia com Nêutrons.

2.1.1-Propriedades dos Nêutrons[20,21].

No início da década de 30 os pesquisadores, Bothe e Becker na Alemanha e o casal Curie em Paris estavam investigando a natureza de uma radiação penetrante, oriunda do impacto de partículas- α do polônio no núcleo do berílio. Pensavam em se tratar de raios- γ de alta energia. Entretanto em 1932, Chadwick comprova experimentalmente que esta radiação era uma partícula neutra, o nêutron, cuja existência havia sido profetizada 20 anos antes, por Rutherford.

O nêutron é uma partícula de massa ligeiramente maior que a do próton, isto é, 1,008982 u.m.a, e se possuir carga líquida, esta deverá ser menor do que $1,5 \times 10^{-20}e$ ($e \equiv$ carga do elétron), possui spin $s = 1/2$, momento de dipolo magnético $\mu = -1,913\mu_N$ ($\mu_N \equiv$ magneton nuclear). A meia-vida do nêutron livre é de 12,8 minutos, decaindo pela emissão de um próton, de um elétron e de um anti-neutrino ou:

$$n \Rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (2.1)$$

Além disto o nêutron possui um comprimento de onda de DeBroglie dado por:

$$\lambda = 0,286/(E)^{1/2} \quad (2.2)$$

sendo:

$$[\lambda] = \text{\AA} \text{ e } [E] = \text{eV}$$

2.1.2-A Interação Nêutron - Núcleo

Basicamente a interação do nêutron com o núcleo pode ocorrer por dois processos, nuclear e magnético, e devido a sua importância para a técnica da radiografia com nêutrons, será dada ênfase ao primeiro.

No estudo das reações nucleares é de fundamental importância o conceito de "Secção de Choque Microscópica". Qualitativamente pode ser compreendida como uma área efetiva que o núcleo alvo apresenta ao nêutron de modo que se atingida, ocorrerá uma reação nuclear. Quantitativamente representa a sua probabilidade de ocorrência. A secção de choque microscópica-" σ " é comumente expressa na unidade "barn", sendo $1\text{barn} \equiv 10^{-24}\text{cm}^2$.

No processo nuclear o nêutron poderá ser absorvido e/ou espalhado pelo núcleo alvo e a probabilidade de ocorrência será dada por:

$$\sigma_T = \sigma_{\text{esp.}} + \sigma_{\text{abs.}} \quad (2.3)$$

onde σ_T , $\sigma_{\text{esp.}}$ e $\sigma_{\text{abs.}}$ são as secções de choque total, de espalhamento e absorção, respectivamente.

Na tabela 2.1 abaixo são apresentadas algumas das possíveis reações que ocorrem como consequência da interação nêutron-núcleo[22].

absorção	espalhamento
(n, γ)	elástico(n,n)
(n, α)	inelástico(n,n')
(n,p)	
(n,d)	
(n,2n)	
(n,fissão)	

Tabela 2.1- Algumas das possíveis reações nêutron-núcleo

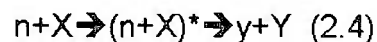
Em 1936 Niels Bohr[23] propôs uma teoria para a explicação das reações nucleares, de acordo com a qual os processos da interação nêutron-

núcleo somente se iniciam quando a distância entre estas partículas for tal que as forças nucleares sejam efetivas. Durante o processo é formado um sistema, composto por ambos e excitado, denominado núcleo composto. A interação cessa logo que os produtos da reação se afastem o suficiente de modo que as forças nucleares não sejam mais efetivas. Desta forma uma reação nuclear ocorre fundamentalmente em duas etapas:

a) formação do “núcleo composto”. Nesta fase o nêutron incidente perde a sua identidade e fica incorporado ao sistema. A energia de excitação introduzida pelo nêutron(cinética+ligação) é dividida entre os nucleons.

b) desintegração do núcleo composto nos produtos da reação. Nesta fase o núcleo composto permanece excitado até que um ou mais nucleons adquiram energia suficiente para serem emitidos. Caso esta energia seja insuficiente, ele decairá emitindo radiação- γ . A desintegração do núcleo composto independe da maneira pela qual foi formado, sendo função exclusiva de suas características tais como, energia de excitação, momento angular, etc. Em alguns casos o núcleo produto formado também é instável e decairá até atingir a estabilidade.

Assim uma reação nuclear pode ser esquematizada da seguinte forma:



sendo:

n- nêutron incidente

y- partícula ou radiação emergente

X,Y- núcleos alvo e produto

(n+X)*- núcleo composto excitado

No processo de absorção, o núcleo composto excitado emite uma ou mais radiações- γ ou qualquer uma das partículas listadas, na tabela 2.1. A emissão de partículas carregadas ocorre preferencialmente para nêutrons de alta energia(~Mev) e para elementos de baixo número atômico, e a emissão de

radiação- γ , para nêutrons de baixa energia($\sim$ meV). Esta última reação é comumente denominada de “captura radioativa”.

No processo de espalhamento, o núcleo composto excitado emite um nêutron, e este processo é chamado de espalhamento ressonante.

Caso o espalhamento seja resultante de um ricocheteamento do nêutron incidente na superfície do núcleo alvo, teremos o chamado espalhamento potencial e neste caso não há a formação do núcleo composto.

Se a energia cinética total do sistema, nêutron-núcleo, se conservar o espalhamento é denominado elástico, representado por (n,n). Caso contrário é denominado inelástico, representado por (n,n') e parte desta energia é convertida em energia de excitação nuclear.

Baseados nestas considerações, Breit e Wigner deduziram uma expressão teórica para a secção de choque, e que no caso da reação (n,y) é dada por[21,23]:

$$\sigma(n,y) = 4\pi\lambda^2 \cdot g \cdot \Gamma_n \cdot \Gamma_y / ((E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2) + 4\pi R^2 \quad (2.5)$$

sendo:

λ = comprimento de onda do nêutron incidente.

g = fator de peso estatístico para os spins do núcleo-alvo e do nêutron.

E = energia cinética do nêutron incidente.

E_0 = energia de ressonância do nível excitado do núcleo composto.

Γ = constante característica do nível de ressonância do núcleo composto(largura de nível)

R = raio do núcleo alvo

Esta expressão fornece o valor da secção de choque na vizinhança de um nível de ressonância, formado por um nêutron incidente com momento angular orbital, $l = 0$. Além disto esta expressão, na região térmica de energia, prevê um comportamento proporcional a $1/v$ para secção de choque de absorção- σ_{abs} e um comportamento constante para a de espalhamento- σ_{esp} . Neste caso a expressão(2.3) para a secção de choque total, pode ser escrita como[22]:

$$\sigma_T(v) = \sigma(\text{esp}) + \sigma(\text{abs}) = a + b/v \quad (2.6)$$

onde a e b são constantes para cada núcleo alvo.

Devido a especificidade das interações, os nêutrons são comumente classificados de acordo com sua energia cinética. A tabela 2.2[14] apresenta uma classificação usualmente utilizada.

Classe	Faixa de Energia
Nêutrons Frios	$E < 0,01 \text{ (eV)}$
Nêutrons Térmicos	$0,01 < E < 0,3 \text{ (eV)}$
Nêutrons Epitérmicos	$0,3 < E < 10^4 \text{ (eV)}$
Nêutrons Rápidos	$10^4 \text{ (eV)} < E < 20 \text{ MeV}$
Nêutrons Relativísticos	$E > 20 \text{ MeV}$

Tabela 2.2- Classificação dos nêutrons em função de sua energia cinética

Um fato importante a se abordar é o efeito das ligações químicas nos valores das secções de choque de espalhamento[21,23]. Estes tornam-se significativos para nêutrons que possuem energias cinéticas da ordem de grandeza daquelas das ligações químicas (~eV), e para núcleos alvo leves como o hidrogênio e o deutério. Isto porque a secção de choque de espalhamento é proporcional ao quadrado da massa reduzida- μ do sistema nêutron-alvo ou seja, $\sigma_{\text{esp}} \propto (\mu^2)$. Considerando a massa do nêutron igual a 1, para um núcleo de massa "A" no estado livre, $\mu = A/(1+A)$, e se estiver ligado em uma molécula pesada, $\mu \sim 1$. Sendo assim, a razão entre os valores das suas secções de choque, nos estados ligado- (σ_{lig}) e livre- (σ_{livre}) , será:

$$\sigma_{\text{lig}} = \sigma_{\text{livre}} [(A+1)/A]^2 \quad (2.7)$$

Para o caso do núcleo de hidrogênio ($A = 1$) e portanto, $\sigma_{\text{lig}} = 4 \cdot \sigma_{\text{livre}}$. A sua secção de choque na região térmica passa de 20barn para 80barn, o que o torna um dos maiores espalhadores de nêutrons de baixa energia.

2.1.3-Transmissão de Nêutrons pela Matéria

Teoricamente a transmissão de nêutrons pela matéria é governada por uma lei exponencial do tipo[21]:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-N \cdot \sigma_T(v) \cdot x} \quad (2.8)$$

sendo:

ϕ_0 = fluxo de nêutrons incidente no material

$\phi(x)$ = fluxo de nêutrons que não sofreu interação após atravessar o material de espessura x

N = densidade atômica do material(cm^{-3})

O produto $N \cdot \sigma_T$ é denominado secção de choque total macroscópica e representa a probabilidade do nêutron, com velocidade " v ", sofrer qualquer tipo de interação por unidade de caminho percorrido neste material e:

$$\Sigma_T(v) = N \cdot \sigma_T(v) \quad (2.9)$$

Caso o feixe incidente possua uma distribuição de velocidades $n(v)$, a secção de choque total a ser considerada é a efetiva para o espectro ou seja[24]:

$$\Sigma_T = N \frac{\int n(v) \cdot v \cdot \sigma_t(v) \cdot dv}{\int n(v) \cdot v \cdot dv} \quad (2.10)$$

Experimentalmente a expressão(2.8) é verificada se a medida de transmissão for realizada na condição de boa geometria, mediante colimação dos feixes de nêutrons, incidente e transmitido pelo material de modo a se minimizar a detecção dos nêutrons que sofreram espalhamento ao atravessá-lo[21].

Caso a medida de transmissão seja realizada na condição de má geometria, esta expressão deverá conter o termo adicional- ϕ_s que leve em conta a fração dos nêutrons espalhados, pelo material[25]. Este assunto será tratado com mais detalhe no capítulo-4.

2.2-A Técnica da Radiografia com Nêutrons

2.2.1-Histórico[26]

De modo análogo à descoberta dos Raios-X, em 1895 por Roentgen, e a sua conseqüente aplicação em uma técnica radiográfica, a técnica da radiografia com nêutrons surgiu cinco anos após a sua descoberta em 1932 por Chadwick. Neste primeiro trabalho, publicado em 1937, Kallmann e Khun utilizaram como fonte de nêutrons um pequeno acelerador de partículas, e relataram os princípios e idéias básicas fundamentais desta técnica. Paralelamente, em 1946, O. Peter, produziu algumas radiografias de melhor qualidade, pois dispunha de um feixe de nêutrons mais intenso, obtido em um acelerador mais potente que o utilizado por Kallmann.

Depois de quase uma década de estagnação, Thewlis e Derbyshire em 1956, fixaram um marco decisivo referente à técnica da radiografia com nêutrons. Utilizando agora um reator nuclear, demonstraram as possíveis aplicações desta nova técnica de ensaio não destrutivo, as quais viriam a ampliar e complementar os campos de aplicação das convencionais, que utilizam raios-x e raios- γ , como radiação penetrante. Dentre estas aplicações destacam-se a visualização de materiais hidrogenados mesmo quando envoltos por espessas camadas de metais como o chumbo, aço, alumínio, e a possibilidade de se inspecionar materiais altamente radioativos. A figura 2.1 apresenta os coeficientes de atenuação para raios-X (com energia 125 keV, típicos para esta finalidade), e para nêutrons térmicos (25 meV) em função do número atômico dos elementos. Desde que teoricamente a transmissão de nêutrons e de raios-x pela matéria obedecem ao mesmo tipo de equação exponencial, uma comparação entre seus coeficientes de atenuação pode explicar algumas das características relativas destas técnicas radiográficas. Para nêutrons, os coeficientes de atenuação para os elementos leves são superiores daqueles para os pesados. Para os raios-x, ocorre o inverso demonstrando que neste caso as técnicas se complementam.

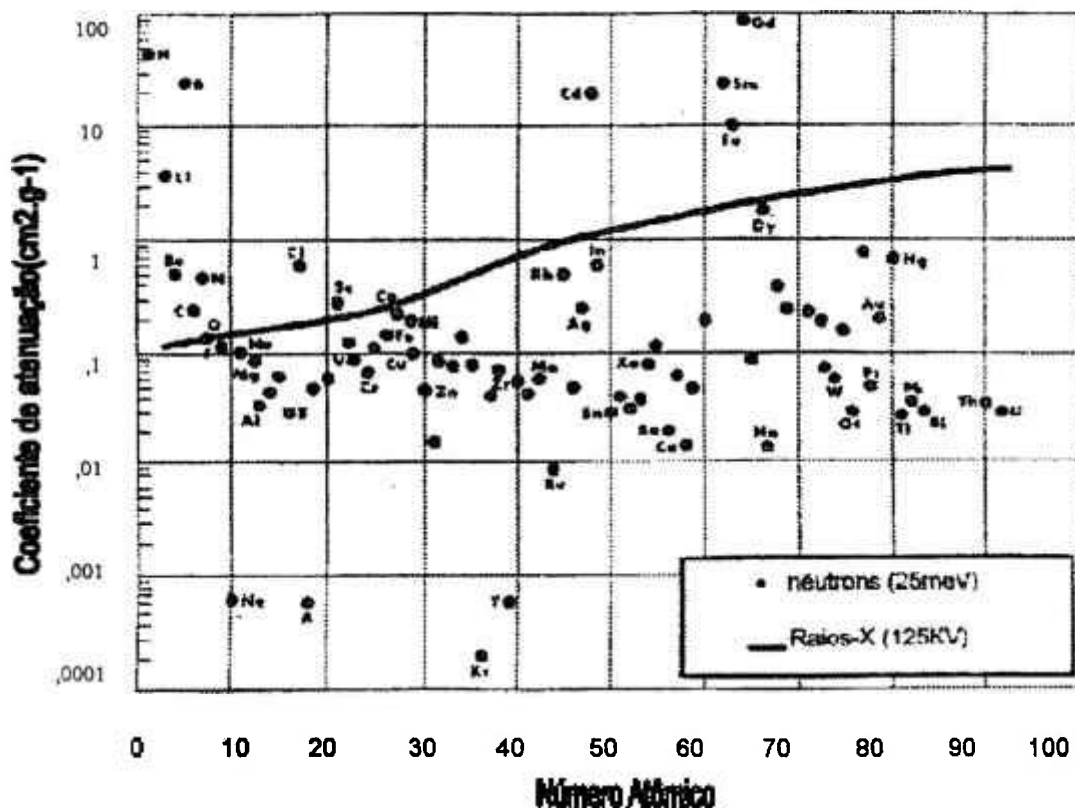


Figura 2.1 – Coeficiente de atenuação de massa dos elementos, para nêutrons e raios-X.

Além disto, alguns elementos de números atômicos vizinhos, bem como alguns isótopos apresentam valores diferentes para seus coeficientes de atenuação, o que permite à esta técnica discerni-los, ampliando o campo de investigação deste tipo de ensaio não destrutivo.

2.2.2-Descrição da Técnica[1,27]

A radiografia é feita posicionando a amostra em um feixe homogêneo de nêutrons, registrando o padrão de intensidade transmitido, por meio de um conjunto composto por uma tela conversora e um filme, estes podendo ser os convencionais para raios-X ou os detectores de traços nucleares de estado sólido. Este conjunto é denominado sistema de imageamento. As telas tem a função de transformar, mediante reações nucleares, a radiação neutrônica, em outra ionizante capaz de sensibilizar os filmes. Os processos de conversão podem ser de dois tipos, direto ou indireto. No primeiro a reação nuclear é pronta

e o filme é irradiado juntamente com a tela. Neste caso, dependendo do tipo de filme empregado, a imagem radiográfica pode ser influenciada pela radiação- γ , comumente presente nos feixes de nêutrons, bem como oriunda do material em estudo. No segundo tipo a tela é ativada pelo feixe de nêutrons e esta imagem radioativa é transferida ao filme ao colocá-los em contacto, durante o seu decaimento. Neste caso esta radiação- γ não interfere na formação da imagem.

Um equipamento neutrongráfico padrão é constituído, basicamente, por: uma fonte de nêutrons, um colimador, filtros, e um sistema de imageamento.

2.2.3-Fontes de Nêutrons[27,28]

Um feixe de nêutrons, para propósitos radiográficos pode ser oriundo de um acelerador, de uma fonte radioisotópica ou de um reator nuclear. Como em todos estes casos os nêutrons produzidos possuem energias elevadas, $\sim$ MeV, a fonte deverá ser munida de um meio moderador de modo a reduzi-la a níveis de $\sim$ eV. Isto porque é nesta região de energia que as telas conversoras apresentam os valores mais elevados para as secções de choque de absorção e portanto a maior eficiência de conversão.

No caso de aceleradores, um feixe de partículas carregadas é acelerado à energias de até 30MeV podendo produzir nêutrons, mediante diversas reações nucleares, tais como: $T(d,n) {}^4\text{He}$, $D(d,n) {}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li} (p,n) {}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be} (d,n) {}^{10}\text{B}$. Além destas, reações do tipo (X,n) em alvos de berílio, obtidas em aceleradores lineares de elétrons são também viáveis para esta finalidade. Dentre as reações apresentadas, aquelas dos tipos $T(d,n) {}^4\text{He}$ e (X,n) são as mais empregadas; a primeira por fornecer um rendimento elevado para a produção de nêutrons, mesmo para energias relativamente pequenas($\sim$ 150KeV) e a segunda devido à baixa energia de ligação do nêutron no núcleo de berílio(1,66MeV).

Dentre as fontes radioisotópicas, destacam-se aquelas dos tipos (α,n) , (γ,n) e o Cf-252 sendo esta última a que apresenta o melhor desempenho. Esta fonte gera nêutrons por fissão espontânea e o fluxo produzido é limitado mais por problemas de custo do que técnicos.

Até o início dos anos 70 a principal desvantagem destes dois tipos de fontes era o fluxo de nêutrons, relativamente pequeno, incidente na amostra. Isto

limitava a sua utilização aos conversores cintiladores do tipo LiF, os quais apesar de serem ~10 vezes mais rápidos em relação aos metálicos fornecem uma resolução ~10 vezes inferior na imagem. Entretanto o desenvolvimento e a operacionalização de sistemas eletrônicos para o processamento de imagens digitais associada à otimização de novos cintiladores, à base de gadolínio, tem propiciado a obtenção de radiografias de qualidade mesmo para fontes de nêutrons de baixo fluxo.

Hoje em dia, o aprimoramento de blindagens para nêutrons e a disponibilidade de aceleradores compactos, dos tipos van de Graaf e cíclotrons, permitiram o desenvolvimento de sistemas transportáveis para radiografia com nêutrons.

No caso de reatores nucleares os nêutrons são produtos de uma reação de fissão nuclear, a qual ocorre quando o núcleo de um elemento fissil, como o urânio-235, captura um nêutron. Neste processo este núcleo se rompe em 2 fragmentos, há a liberação de energia, principalmente na forma de energia cinética destes fragmentos. Existe também a liberação de radiação- γ , e a emissão de 2 a 3 nêutrons com energia média em torno de 2 MeV. O material fissil na forma de placas ou pastilhas compõe os chamados elementos combustíveis que são dispostos em uma região denominada núcleo do reator. Este conjunto é inserido em um meio moderador como a água por exemplo, e uma parte dos nêutrons emitidos é termalizada através de colisões elásticas com os núcleos de hidrogênio. Neste caso são necessárias aproximadamente 18 colisões para que os nêutrons adquiram energia média de ~25meV, com uma distribuição de velocidades do tipo Maxwelliana, para uma temperatura de 25°C do meio moderador.

A reação de fissão é auto-mantida por meio destes nêutrons moderados, os quais são absorvidos por outros núcleos de urânio, e de uma maneira mais eficiente, pois $\sigma_{abs} \propto 1/v$. Para o caso do urânio-235 a secção de choque para fissão, aumenta de uma fator 10 se a energia do nêutron passar de 2MeV para 25meV[29].

A reação em cadeia é controlada por "barras de controle", confeccionadas de materiais absorvedores de nêutrons, que são inseridas no

núcleo do reator, e que limitam a sua população. O fluxo de nêutrons disponível para a radiografia, é constituído por aqueles que escaparam do processo de fissão e que são conduzidos ao local de irradiação das amostras por meio de canais, dispostos radialmente ou tangencialmente em relação ao núcleo, e construídos no interior da blindagem principal do reator[24].

Dentre as fontes de nêutrons, viáveis para fins radiográficos, o reator nuclear é a que fornece o feixe mais intenso e, portanto viabiliza a obtenção de radiografias de melhor qualidade. Um reator nuclear pode prover um fluxo de nêutrons entre 100 e 10.000 vezes mais intenso do que os extraídos de aceleradores e de fontes radioisotópicas e neste caso as radiografias podem apresentar uma melhor resolução, e o tempo de exposição para a formação da imagem ser menor. A principal desvantagem na utilização de reatores nucleares é a sua falta de mobilidade o que restringe a obtenção de radiografias ao seu local de instalação.

Devido ao baixo consumo de nêutrons por equipamento radiográfico (~20% dos nêutrons disponíveis)[14], o reator pode ser empregado para outras finalidades, tornando-o muito competitivo economicamente com as outras fontes citadas.

Os reatores nucleares mais utilizados para fins radiográficos são os do tipo Material Testing Reactor, operando em potências entre 0,25 e 50MW com fluxo de nêutrons térmicos e rápidos entre 10^{12} e 10^{15} n/cm².s, junto ao seu núcleo.

Na tabela 2.3[28] estão representadas algumas das características destas fontes de nêutrons.

Fonte de nêutrons	fluxo na amostra n/s.cm2	resolução	tempo de exposição
Radioisótopo	até 10^4	média	longo
Acelerador	10^3 a 10^6	média	médio
Reator nuclear	10^5 a 10^8	excelente	curto

Tabela 2.3- Características das fontes de nêutrons utilizadas para fins radiográficos.

2.2.4-Sistema de Colimação[30]

O colimador tem a função de dar forma ao feixe de nêutrons que incidirá no local de irradiação das amostras. Um colimador é caracterizado pelo seu comprimento(L) e pela sua abertura de entrada do feixe(D). A razão de colimação, L/D, está relacionada à chamada resolução geométrica-Ug, a qual origina distorções na imagem, denominadas penumbra, e vem dada pela equação:

$$U_g = x/(L/D) \quad (2.11)$$

sendo " x " a distancia do objeto a ser radiografado ao sistema de imageamento

Basicamente os colimadores são constituídos por dois tubos coaxiais entre os quais é depositado um material opaco a nêutrons. Este material deve ser tal que a radiação secundária resultante da absorção dos nêutrons, não venham a contribuir significativamente na formação da imagem. Como exemplo pode-se citar o cádmio e o boro.

A qualidade de uma imagem radiográfica será tanto melhor quanto menor for o valor de Ug. Isto significa elevar a razão L/D. Entretanto o fluxo " ϕ " de nêutrons, extraído do colimador, que incidirá no local de irradiação vem dado pela equação:

$$\phi = \phi_0.(D/4L)^2 \quad (2.12)$$

sendo ϕ_0 o fluxo de nêutrons na entrada no colimador.

Assim o compromisso entre ϕ e Ug dependerá basicamente da intensidade da fonte de nêutrons utilizada.

Os colimadores são inseridos no interior dos canais de irradiação, e tipicamente causam uma redução no fluxo, de um fator 10^6 .

Na figura 2.2 são mostrados três tipos de colimadores e o efeito de penumbra para o do tipo cônico divergente. Os colimadores dos tipos multi-placas e multi-tubos podem também ser utilizados. Nestes casos o feixe de

Na figura 2.2 são mostrados três tipos de colimadores e o efeito de penumbra para o do tipo cônico divergente. Os colimadores dos tipos multi-placas e multi-tubos podem também ser utilizados. Nestes casos o feixe de nêutrons extraído é paralelo e apresenta uma série de linhas ou de círculos sobre a imagem radiográfica.

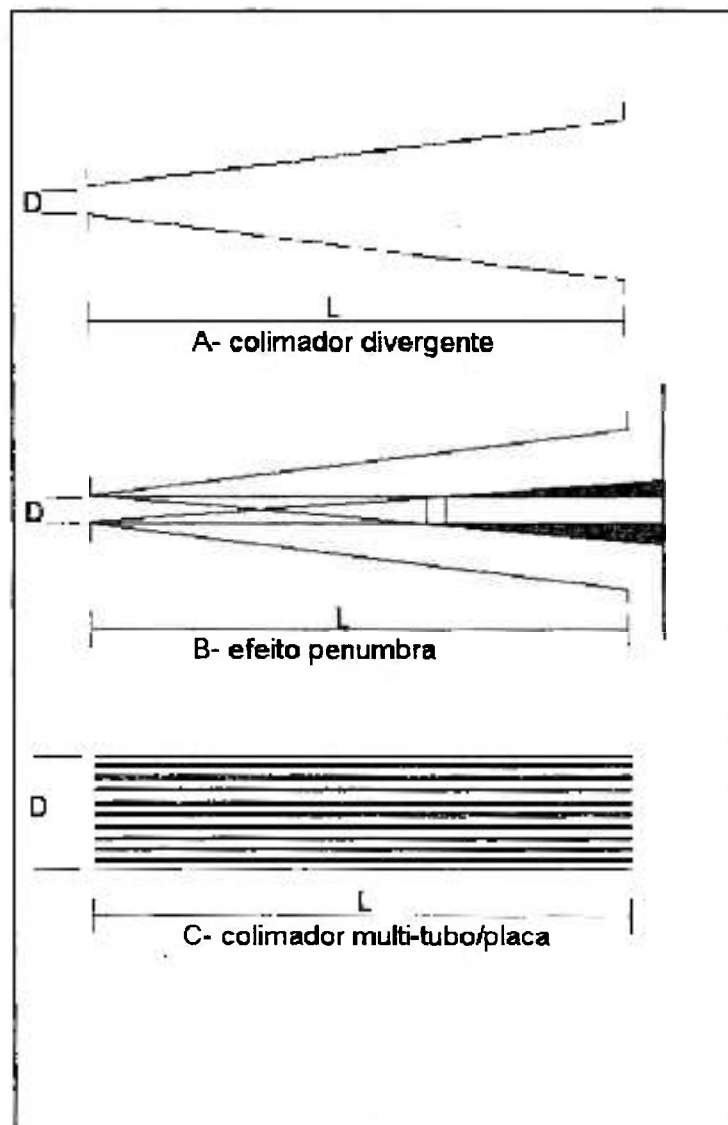


Figura 2.2. – Tipos de colimadores empregados em radiografia com nêutrons

2.2.5-Filtros contra Radiação- γ [1,27,28]

Fundamentalmente estes filtros tem a finalidade de reduzir a intensidade da radiação- γ , presente no feixe de nêutrons, de modo a viabilizar a obtenção de radiografias pelo método direto de conversão, com filmes convencionais de raios-X. De acordo com a literatura, no local de irradiação das amostras, a razão entre o fluxo de nêutrons e a dose de radiação- γ deverá ser $n/\gamma > 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{mSv}$.

Os materiais a serem utilizados para esta finalidade devem possuir número atômico elevado e baixos valores para as secções de choque de absorção e de espalhamento de nêutrons de modo a não atenuar demasiadamente o feixe de nêutrons. Dentre os materiais comumente utilizados para esta finalidade destacam-se o chumbo e o bismuto. Estes possuem número atômico $Z = 82$ e $Z = 83$, secção de choque para absorção 170mbarn e 34mbarn, e de espalhamento ~9barn na região térmica.

De uma forma geral, as características básicas de um equipamento radiográfico são as seguintes:

- fluxo de nêutrons térmicos na amostra entre 10^4 e $10^8 \text{ n/cm}^2\text{s}$
- energia cinética do nêutron na faixa térmica(meV)
- sistema de colimação com, $10 \leq L/D \leq 500$
- razão nêutron/gama, $n/\gamma > 10^5 \text{ n/cm}^2.\text{mrem}$

2.2.6-Sistema de Imageamento

Basicamente um sistema de imageamento é composto por uma tela conversora e um filme. As telas, como mencionado, tem a finalidade de transformar, mediante reações nucleares de captura, a radiação neutrônica transmitida pela amostra em estudo, em uma outra ionizante capaz de sensibilizar um filme.

A tabela 2.4[1,30] mostra alguns conversores comumente utilizados em radiografia com nêutrons e algumas de suas características.

Método	Material	Abund. Isot. (%)	Reação	σ (abs) barn	Meia-vida	Partícula Ionizante
Direto	Boro	19,5	$B^{10}(n,\alpha)Li^7$	3770	-	α
Direto	Cádmio	12,3	$Cd^{113}(n,\gamma)Cd^{114}$	20.000	-	γ
Indireto	Índio	95,7	$In^{115}(n,\gamma)In^{116}$	45	13s	β
			$In^{115}(n,\gamma)In^{116m}$	155	54,1m	
Direto	Gadolínio	14,7	$Gd^{155}(n,\gamma)Gd^{156}$	61.000	-	e
		15,7	$Gd^{157}(n,\gamma)Gd^{158}$	240.000	-	e
Indireto	Disprósio	28,1	$Dy^{164}(n,\gamma)Dy^{165}$	2.000	2,3h	β
			$Dy^{164}(n,\gamma)Dy^{165m}$	500	1,25m	β
Indireto	Ouro	100	$Au^{197}(n,\gamma)Au^{198}$	96	2,7d	β

Tabela 2.4- Características de alguns conversores empregados em radiografia com nêutrons

O alcance da radiação ionizante, na tela e no filme utilizados, limita a resolução máxima que se pode obter na imagem radiográfica. Esta resolução denominada intrínseca- U_i , associada à geométrica- U_g , já mencionada no item 2.2.4., compõe a resolução total- U_t do método, dada pela equação:

$$(U_t)^n = (U_i)^n + (U_g)^n \quad (2.13)$$

o expoente "n" depende dos valores relativos de U_i e U_g , podendo variar entre 1 e 3[31,32].

Os filmes comumente utilizados em radiografia com nêutrons são os convencionais de emulsão de prata, empregados em radiografia com raios-X e raios- γ , bem como os detectores de traços nucleares de estado sólido-SSNTD. No presente trabalho será dada ênfase, aos SSNTD.

A sensibilização destes detectores pelas radiações ionizantes ocorre basicamente da seguinte maneira. Partículas carregadas ao interagirem com este meio causam ionizações e excitações. Os elétrons emitidos como consequência das ionizações(raios-delta) podem gerar mais ionizações secundárias e excitações. Os átomos e as moléculas excitadas podem adquirir considerável energia vibracional e passar por um processo de ruptura para formar por exemplo uma cadeia complexa de moléculas estáveis e radicais

livres, levando à uma redução na massa molecular da substância. Como consequência destes processos ocorrerá uma trilha de danos, ao longo de seu percurso, e caso a resistividade elétrica do meio seja superior à $2000\Omega\cdot\text{cm}$, parte destes danos serão permanentes e neste caso este meio é denominado SSNTD. Como exemplo pode-se citar os polímeros, vidro, e os cristais inorgânicos[33,34].

Estes detectores foram descobertos em 1958 por D.A.Young que observou que os fragmentos da fissão nuclear do urânio causavam danos permanentes em cristais de fluoreto de lítio. Estes danos, visíveis apenas em microscópios eletrônicos, possuíam um formato cilíndrico de diâmetro entre 50 e 100Å e comprimento igual ao alcance dos fragmentos neste material. Em 1959 Silk e Barnes observam os mesmos tipos de danos registrados em cristais de mica. Em 1960 Fleischer, Price e Walker notaram que quando estes cristais eram submetidos à ação de soluções químicas adequadas, os locais danificados eram quimicamente mais reativos do que os locais não irradiados, e que suas dimensões poderiam ser ampliadas de modo a torná-los visíveis em microscópios óticos comuns. Nesta condição os danos são chamados de traços. Fleischer constatou ainda que a velocidade do ataque químico sobre os detectores orgânicos aumenta na proporção em que a sua massa molecular média diminui[15].

No processo de ataque químico(revelação), tem-se duas velocidades de ataque: uma ao longo do dano- V_t e a outra na superfície do detector- V_s . Como $V_t > V_s$, os traços adquirem o formato de cones, cujos eixos estão ao longo das trilhas dos danos.

A figura 2.3, esquematiza a formação do traço durante a revelação.

Para que uma trilha de danos forme um traço visível, a componente de V_t , perpendicular à superfície do detector, deverá ser maior do que V_s ou seja, $V_t \sin \theta > V_s$, sendo θ o ângulo de incidência da partícula no detector.

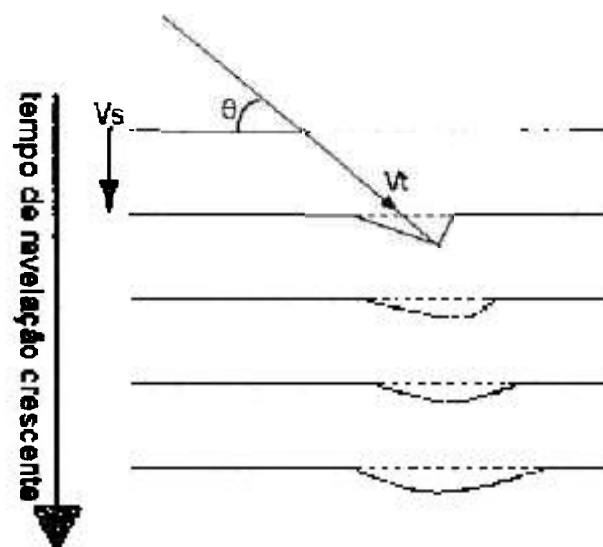


Figura 2.3 – Esquema da formação do traço durante a revelação

Assim existirá um ângulo mínimo de incidência- θ_c , abaixo do qual o traço não será observado, dado por:

$$\theta_c = \arcsen(V_s/V_t) \quad (2.14)$$

em geral este ângulo é relativamente pequeno e para os detectores orgânicos, $\theta_c < 5^\circ$ [34].

A solução química a ser utilizada, difere para cada tipo de detector. Para os orgânicos utiliza-se soluções aquosas de hidróxidos alcalinos enquanto que para os inorgânicos soluções ácidas [15].

A ação da solução na trilha de interação, somente será efetiva caso haja uma densidade mínima de danos em seu interior, existindo portanto um limiar energético para cada tipo de radiação ionizante, fato que explica a sensibilidade elevada dos SSNTD para radiações dos tipos α , prótons e fragmentos de fissão e sua quase total insensibilidade para radiações dos tipos β e γ [15].

2.3-Formação da Imagem Radiográfica

A sensação de visualização de uma imagem em um filme radiográfico está diretamente relacionada com a capacidade visual do observador, para discernir variações de intensidades luminosas.

Quando um sistema de imageamento, composto por um SSNTD e um conversor no caso à base de boro, é irradiado em um feixe de nêutrons as partículas ionizantes geradas, serão α , e Li, as quais darão origem aos danos. A partir do ataque químico(revelação) surgirão traços, gerados principalmente pelas partículas- α [15,33], que para o presente método radiográfico são as unidades básicas formadoras da imagem. O conjunto de traços dará origem à uma imagem bidimensional, visível à olho nu.

A teoria da formação da imagem radiográfica nestes detectores foi estabelecida em 1991 por R. Illic e baseia-se fundamentalmente na transmissão de luz por um único traço[16,17,18,19]. A finalidade desta teoria é encontrar uma expressão matemática que relacione a densidade ótica “ $Dop = \log(I_0/I)$ ” no detector em função da exposição aos nêutrons, aqui expressa por $E = S(t) \cdot \rho$ sendo $S(t)$ a área média do traço e ρ a densidade de traços na área observada.

Considerando uma área $A(0)$ composta pela soma de outras duas, $A(t)$ coberta pelo traço, e $A(f)$ livre, conforme mostrado na figura 2.4, a transmissão de luz-T através de $A(0)$ é dada por:

$$T = I/I_0 = 1/A(0)[T(f)A(f) + \sum T_i A(t)] \quad (2.15)$$

sendo:

I_0 e I - intensidades de luz incidente e transmitida através de $A(0)$

T_f - transmissão de luz através de $A(f)$

$\sum T_i$ - transmissão de luz integrada através de $A(t)$.

Esta teoria admite que:

- 1) as superfícies dos traços formados são circulares e de mesma área
- 2) a transmissão de luz é a mesma para todos os traços
- 3) existe uma dependência radial $T(r)$ para a transmissão da luz ao longo do interior do traço. A figura 2.5[16] mostra a distribuição radial da densidade ótica no interior de um único traço, através dos quais obtem-se a função $T(r)$.

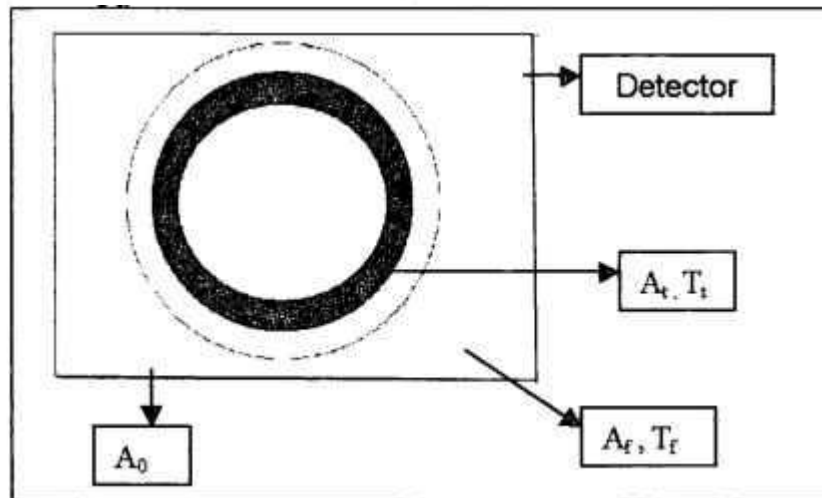


Figura 2.4 – Representação geométrica de um traço no detector

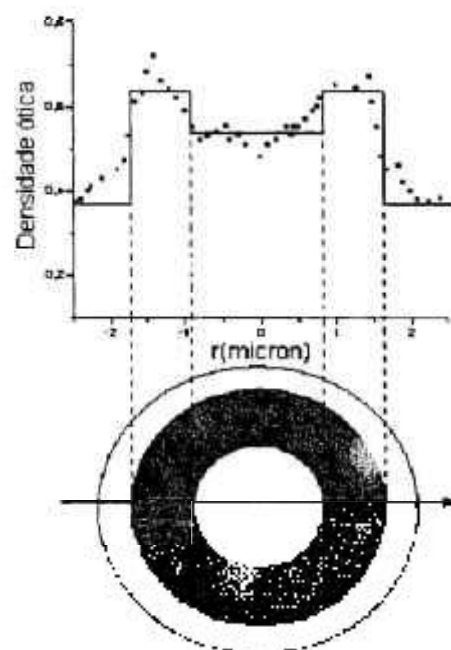


Figura 2.5 – Distribuição da densidade ótica no interior de um traço

Considerando ainda o efeito de sua sobreposição, mostrado na figura 2.6 cuja consequência é uma diminuição da densidade ótica, e que existem variações da densidade de traços em função do ponto "r" de observação, a equação geral para "Dop" fica:

$$\text{Dop}(r) = -\log[T(f) \cdot \exp(-E) + 2\pi p(r) T(r) \cdot \exp(\pi \cdot p(r) \cdot r^2) r \cdot dr] \quad (2.16)$$

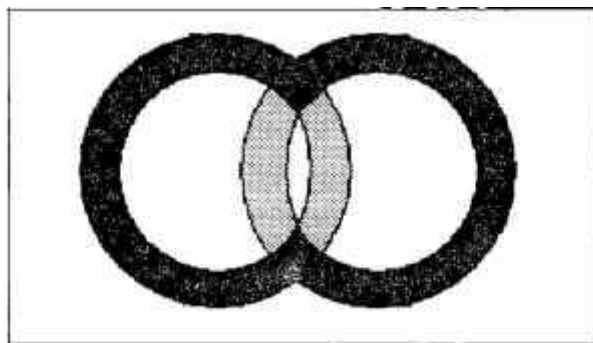


Figura 2.6 – Perda da densidade ótica causada pela sobreposição de dois traços, mostrada pela área de tonalidade mais clara.

Na figura 2.7, obtida da literatura, são mostrados os dados experimentais de $\text{Dop}(r)$ em função de E , para o SSNTD-MAND, bem como o ajuste da equação (2.16) a estes pontos[16].

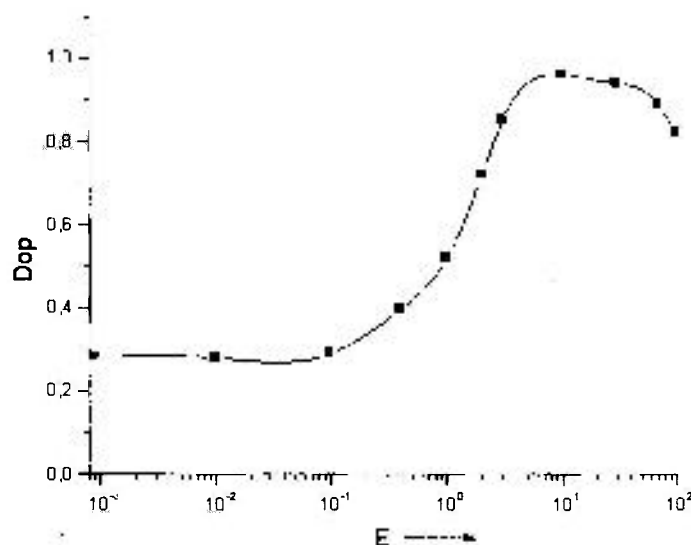


Figura 2.7 – Dados experimentais da distribuição da densidade ótica $\text{Dop}(r)$ em função da exposição, para o detector MAN D.

O processo de transmissão de luz pelos traços é governado pelas leis da refração[35]. Desta forma a transmissão da luz dependerá de sua forma geométrica, a qual basicamente é determinada pelas condições de revelação.

Traços obtidos em pequenos tempos de revelação exibem um perfil lateral cônico enquanto que os obtidos em grandes tempos tendem à uma forma esférica (figura 2.3). Mediante considerações puramente geométricas pode-se mostrar que os cônicos espalham mais a luz do que os esféricos de modo que os primeiros fornecerão um maior contraste ótico na imagem radiográfica.

A equação 2.16, pode também ser empregada para descrever o comportamento da resolução intrínseca- U_i de um particular sistema de imageamento. Neste caso é necessário exprimir $\rho(r)$ para a imagem de um objeto opaco a nêutrons ou então para a imagem de uma fenda estreita. Nestes casos as expressões para $Dop(r)$ são chamadas Edge Spread Function-ESF e Line Spread Function-LSF respectivamente, sendo $LSF = d/dx(ESF)$. O alargamento total à meia-altura (FWHM) de LSF fornecerá o valor de U_i , como mostrado na figura 2.8.

Anteriormente a estes trabalhos, A.A. Harms, Wrobel e Greim[36], e outros, estudando as distribuições de densidades óticas através de fendas opacas à nêutrons, concluíram que uma das funções matemáticas que apresentava o melhor resultado de ajuste, aos pontos experimentais, era a da distribuição Lorentziana e neste caso a LSF e a ESF vem dadas por:

$$LSF = C/(1+C^2r^2) \quad (2.17)$$

e

$$ESF = \arctan(C.r) \quad (2.18)$$

Em termos experimentais é normalmente mais simples a obtenção da função ESF, pois trata-se simplesmente da obtenção de uma imagem de um objeto opaco a nêutrons, radiografado em contato com o sistema filme-conversor. Este foi o método empregado neste trabalho e a resolução intrínseca- U_i foi obtida diretamente da função "arctan" uma vez que o alargamento (FWHM) da Lorentziana vem dado por:

$$U_i = 2/C \quad (2.19)$$

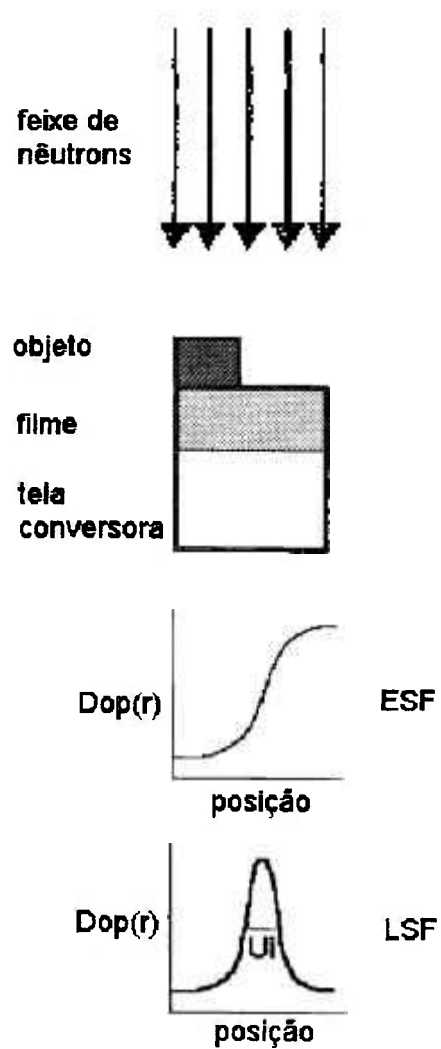


Figura 2.8 – Diagrama esquemático mostrando a metodologia para a determinação da resolução intrínseca

Sistema de Imageamento e o Arranjo Experimental

3.1.-Sistema de Imageamento

Como já mencionado anteriormente, na técnica da radiografia com nêutrons, as imagens são formadas mediante o emprego de sistemas de imageamento compostos por telas conversoras e por filmes sensíveis à radiação ionizante emitida por estas telas.

3.1.1-Tela Conversora[14]

A tela conversora utilizada foi confeccionada à base de boro natural, e fabricada pela Kodak-Pathé(França). Em seu processo de fabricação, uma quantidade de boro em pó(pureza>99,9%) é misturada a um aglutinante orgânico(gel ou cola) e ambos são depositados em uma base plástica. Este conjunto passa então por um processo de prensagem à quente, resultando em uma superfície homogênea de coloração marrom. Nesta condição o boro permanece aderido à esta superfície. Esta tela possui as seguintes características:

- espessura da base plástica - 105 μ m
- espessura da camada de boro natural - 65 μ m.
- densidade do boro na tela- $\sim 0,9\text{g/cm}^3$

O boro é um elemento químico de número atômico $Z = 5$ massa atômica $A = 10,811$ e possui dois isótopos naturais de massas 10 e 11 nas abundâncias de 19,5 e 81,5% respectivamente. As secções de choque microscópicas de absorção para estes isótopos são 3770barn e 11barn, resultando para o natural o valor de 744barn. Estes valores referem-se à nêutrons de energia 25meV[29]. De acordo com cálculos teóricos, previamente efetuados para o espectro de nêutrons extraído do arranjo experimental empregado neste trabalho, a secção

de choque efetiva de absorção para o boro natural tem o valor de 1300barn o que corresponde à uma transmissão de 66% para esta tela conversora[14].

Os danos causados nos detectores são induzidos pelos produtos da reação nuclear $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (α de energia 1,47MeV; Li de energia 0,84MeV). e os seus alcances nesta tela, determinados mediante fórmulas empíricas, valem $R_\alpha = 9\mu\text{m}$ e $R_{\text{Li}} = 4\mu\text{m}$ respectivamente[14].

3.1.2-Detectores

3.1.2.1-Makrofol-DE[37]

O Makrofol-DE(Mk-DE) é um policarbonato manufaturado pela Bayer A.G., para ser utilizado em diversos setores industriais. O polímero de partida empregado em sua confecção é o da série denominada Makrolon-3200, com base no bisfenol-A. Sua fórmula molecular é $\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$, e as suas características podem ser obtidas da referência citada acima. A sua espessura é de $500\pm 30\mu\text{m}$.

No processo de revelação os danos são atacados quimicamente por uma solução padrão denominada PEW, a 70°C(item 4.1.1), cuja composição em massa é:

- Hidróxido de Potássio, grau P.A, marca Nuclear - 15%
- Álcool etílico absoluto, grau P.A, marca Merck - 40%
- Água deionizada - 45%.

O alcance da partícula- α de 1,47MeV gerada no conversor, é de aproximadamente $9\mu\text{m}$ no Mk-DE[14].

3.1.2.2-CR-39[15]

O CR-39 é um policarbonato, manufaturado pela Pershore Mouldings (Inglaterra), produzido a partir do dietileno diglicol (alilcarbonato) e denominado "Polialildiglicol carbonato".

Dentre as suas principais aplicações destaca-se a sua utilização em ótica na fabricação de lentes em geral. Sua fórmula molecular é $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$. A sua espessura é de $600\pm 40\mu\text{m}$.

No processo de revelação os danos são atacados quimicamente por uma solução padrão a 70°C (item 4.1.1), cuja composição em massa é:

-Hidróxido de Potássio, grau P.A, marca Nuclear - 30%

-Água deionizada - 70%

O alcance da partícula- α de 1,47MeV gerada no conversor, é também de aproximadamente 9 μ m no CR-39[14].

3.2-Sistemas de Leitura

Foram empregados no presente trabalho dois sistemas de leitura: um para a determinação do diâmetro e densidade dos traços, e outro para a leitura da intensidade de luz transmitida através dos detectores.

O primeiro, esquematizado na figura 3.1, consta basicamente de um microscópio ótico, fabricado pela firma Zeiss, utilizado no modo de transmissão de luz. Uma câmera de vídeo é acoplada ao microscópio e as imagens dos traços podem ser visualizadas e analisadas, em um monitor, de vídeo com um aumento de até 1500 vezes. Nesta condição de aumento, a área total da tela do monitor corresponde à uma área lida no detector de $1,08 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$. Este sistema, embora adequado, apresenta como principal desvantagem o cansaço visual.

O segundo sistema, esquematizado na figura 3.2 é um microfotômetro ótico, fabricado pela firma Jarrel-Ash. O microfotômetro é constituído basicamente por uma fonte homogênea de luz, que emite um feixe na direção de uma fenda com largura ajustável entre 3 μ m e 20 μ m, e comprimento de 0,7mm. O feixe de luz emergente é colimado na direção de um fotômetro que registra a intensidade da luz que passa pela fenda. Entre a fonte e a fenda, um trilho metálico pode deslizar perpendicularmente ao feixe de luz e esse movimento pode ser realizado manual ou automaticamente. As leituras são feitas fixando os detectores em uma lâmina de quartzo, e esta ao trilho, e posicionando-os de modo a interceptarem o feixe de luz que atingirá a fenda. Os valores das transmissões de luz são dados em uma escala calibrada entre 0% (para um anteparo opaco) e 100% (para a lâmina de quartzo), os quais são posteriormente convertidos em valores de densidade óptica.

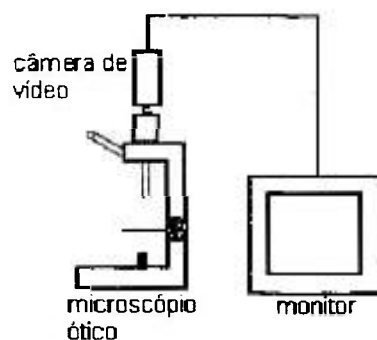


Figura 3.1 – Sistema de leitura com microscópio

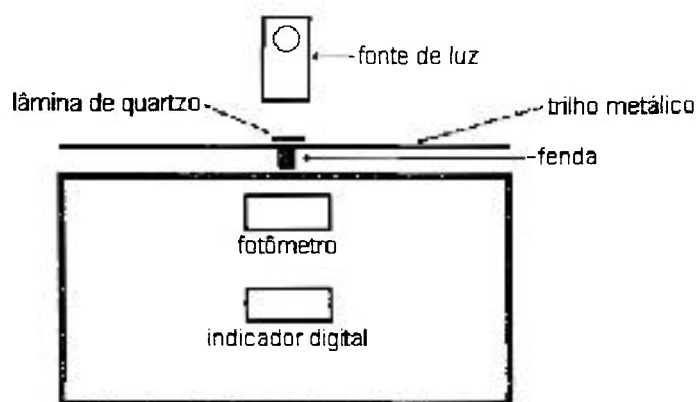


Figura 3.2 – Sistema de leitura-microfotômetro

3.3-Viabilidade da Técnica[14]

As atividades referentes à técnica da radiografia com nêutrons, na Divisão de Física Nuclear do IPEN-CNEN/SP, iniciaram-se em fins de 1987.

A finalidade destes primeiros estudos foi verificar a viabilidade de se obter radiografias nos canais de irradiação do reator nuclear de pesquisas IEA-R1. Este reator é do tipo piscina e opera à uma potência de 2MW, com um fluxo de nêutrons térmicos de 10^{13} n/s.cm² junto ao seu núcleo. Estes estudos foram realizados mediante a caracterização dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10, onde estão instalados dois espectrômetros: filtro de berílio-tempo de voo e três eixos, respectivamente. O feixe do canal 03 foi utilizado sem qualquer alteração enquanto que no canal 10 foram inseridos filtros de chumbo. Esta caracterização foi feita através da quantificação de alguns

parâmetros como fluxo de nêutrons incidente na amostra, razão de cádmio, razão de colimação, razão nêutron/gama-n/ γ , e espectro de energia de modo a se verificar a possibilidade de realização de radiografias pelos dois métodos de conversão, direto e indireto, e empregando filmes convencionais de raios-X e detectores de traços nucleares de estado sólido. A tabela 3.1 abaixo mostra as principais características destes feixes extraídos.

Canal	fluxo $n/s.cm^2$	filtros	Razão L/D	Razão Cd(Au)	Razão-n/ γ $n/cm^2.mrem$	Energia MeV	Diâmetro feixe-cm
03	1.10^5	Pb/Be	20	2000	4.10^5	5,2	20
10	1.10^6	Pb	40	200	4.10^5	5	10

Tabela 3.1- Características dos feixes de nêutrons extraídos dos canais de irradiação 03 e 10.

O feixe do canal 03 apresenta valores para o fluxo e razão de colimação nos limites inferiores daqueles recomendáveis para fins radiográficos, e possui um espectro energético desejável para a inspeção de materiais hidrogenados. Os testes demonstraram ser possível a análise deste tipo de material, mesmo quando envolto por camadas de até alguns centímetros de chumbo. A razão n/ γ para este arranjo permite a obtenção de radiografias pelo método direto com filmes convencionais de raios-X.

O feixe do canal 10 é superior ao primeiro pois, além de apresentar um espectro de energia similar, possui fluxo e razão de colimação maiores, o que propiciará menor tempo de irradiação e melhor resolução na imagem obtida.

A caracterização destes feixes foi realizada empregando os detectores de traços nucleares Makrofol-E, CN-85, CR-39 e LR-115, com uma tela conversora de boro natural, bem como diversos filmes convencionais de raios-X com telas metálicas de gadolínio e de disprósio.

Baseado nos resultados, apresentados na tabela 3.1, verificou-se que o feixe de nêutrons, desejável para um arranjo experimental de radiografia com nêutrons, deveria fundamentalmente possuir características similares daquelas

do canal 10, porém com fluxo um pouco superior. Isto para se minimizar o tempo de obtenção da radiografia.

3.4-Arranjo Experimental

O canal de irradiação empregado para a instalação do arranjo experimental foi o 08 deste mesmo reator, o qual é radial em relação ao seu núcleo e com diâmetro interno de 20cm. Este arranjo foi projetado e construído pelo grupo de neutrongrafia do IPEN-CNEN/SP e está operacional desde 1992. Uma descrição detalhada deste arranjo poderá ser encontrada na referência[38]. Abaixo serão descritos seus principais componentes e características.

No interior deste canal estão inseridos dois tubos de alumínio, soldados entre si, com comprimento total 1,9m e diâmetro externo ~20cm, e que tem por finalidade conter os colimadores, filtros e outros componentes essenciais à extração do feixe de nêutrons. O feixe, proveniente do núcleo do reator, penetra pela face frontal deste tubo, e em seu caminho atinge:

1) um colimador cônico convergente, confeccionado em grafite. De acordo com a literatura[14] este tipo de colimador é capaz de elevar o fluxo de nêutrons por um fator de ~5, e possui as seguintes dimensões:

- comprimento: 50cm
- diâmetro da abertura frontal: 15cm
- diâmetro da abertura de saída: 7cm
- diâmetro externo: 15cm

2) um colimador cônico divergente, que dá forma ao feixe de nêutrons e limita a sua divergência angular. Este colimador é confeccionado de carbeto de boro e parafina, possuindo parede interna revestida por um material altamente absorvedor de nêutrons, no caso cádmio cuja secção de choque de absorção na região térmica é bastante elevada($\sigma_{abs} \sim 2450$ barn). Este colimador possui as seguintes dimensões:

- comprimento: 25cm
- diâmetro da abertura frontal: 7,5cm
- diâmetro da abertura de saída: 15,5cm
- diâmetro externo: 15,3cm

A razão de colimação-L/D, no local de irradiação vale aproximadamente 70 o que conduz à uma atenuação de 2.10^5 ao feixe de nêutrons que incide em sua abertura frontal.

3) dois filtros contra radiação- γ confeccionados em bismuto. As suas dimensões foram calculadas de modo a manter a razão nêutron/gama $>10^5$ n/cm².mrem, e neste caso sua espessura deve ser de 20cm. Entretanto por causa da dificuldade de manipulação este foi dividido em dois, cada um com 10cm. Seus diâmetros são de 14cm. Com estas dimensões os filtros conduzem à uma redução de um fator ~3000 para a intensidade da radiação- γ e de ~2000 para a intensidade dos nêutrons com energia superior a 1,8meV e de ~0,69 para energias menores.

Nestas condições a redução máxima no fluxo de nêutrons causada pela colimação e pelos filtros será de 4.10^8 , resultando um fluxo de no mínimo $\sim 2.10^6$ n/s.cm² no local de irradiação com uma dose- γ de 14rem/h.

É importante salientar que a eficácia do bismuto para atenuação da radiação- γ é similar à do chumbo pois seus números atômicos são muito próximos. Entretanto a sua seleção deu-se principalmente porque este elemento apresenta uma maior transparência aos nêutrons pois, possui uma secção de choque para absorção, de 34mbarn a qual é 5 vezes menor que a do chumbo, enquanto que as de espalhamento permanecem ambas próximas à 9barn.

A tabela 3.2 abaixo resume as principais características do feixe de nêutrons extraído deste arranjo[38]. Com exceção do valor da energia média, as outras características foram determinadas experimentalmente.

fluxo no local de irradiação	$3 \times 10^6 \text{ n/s.cm}^2$
razão fluxo térmico/epitérmico	5,7
Razão de cádmio	150
razão n/γ	$8 \times 10^5 \text{ n/s.cm}^2$
Razão de colimação	70
Homogeneidade*	~5%
Dimensões do feixe	Diâmetro útil de 20cm
Energia média	5meV

Tabela 3.2. Características do feixe de nêutrons extraído do arranjo experimental.

*variações da densidade ótica ao longo do diâmetro útil do feixe

Faz parte deste arranjo uma blindagem composta basicamente por parafina, ácido bórico, cádmio, chumbo e concreto de barita, que é posicionada junto à blindagem biológica do reator. A figura 3.3[38] é um diagrama esquemático do arranjo experimental utilizado.

A radiografia é feita fixando o objeto em estudo em um porta-filmes(cassete) de alumínio no interior do qual o filme e o conversor são mantidos em firme contato. Este conjunto é posicionado em um porta-amostras também em alumínio o qual, por intermédio de um trilho inserido no interior da blindagem, pode deslizar perpendicularmente em relação ao feixe de nêutrons. Este porta-amostras é conduzido ao local de irradiação mediante um sistema manual de roldanas, ao mesmo tempo que duas portas à base de parafina borada abrem-se e fecham-se seqüencialmente de modo a reduzir as doses de radiação no local de trabalho.

No início de 1994 as atividades de rotina em radiografia com nêutrons no IPEN, bem como alguns trabalhos realizados referentes à sensibilidade da técnica e à utilização de conversores cintiladores, mostraram a necessidade de se implementar algumas modificações neste arranjo:

1) substituição do sistema manual de roldanas para o posicionamento do porta-amostra, por um automático, com a finalidade de manter o pessoal do grupo de trabalho, o mais afastado possível do local de irradiação. Este consta basicamente de um motor elétrico e de um sistema de engrenagens que é manipulado à aproximadamente 3 metros deste local.

2) inclusão de um obturador de radiação (beam-stopper) para aumentar a segurança em termos de proteção radiológica. Consta de um cilindro de alumínio, com comprimento de 40 cm e diâmetro ~20 cm, que é inserido no interior do canal de irradiação e posicionado junto aos filtros de bismuto. Enquanto a amostra e o sistema de imageamento estão sendo preparados para a radiografia, este tubo permanece cheio de água e, toda a radiação, neutrônica e γ , é espalhada resultando em uma dose correspondente à ambiente (~2,5mrem/h) próxima ao local de irradiação. Ao se iniciar a radiografia, a água é retirada do obturador mediante o emprego de ar comprimido. A tubulação, que serve de dreno para a água e que conduz o ar, é também de alumínio com comprimento 1,5 m e diâmetro 1,0 cm, soldada em uma de suas extremidades.

3) a parte interna da blindagem foi modificada com o intuito de minimizar a contribuição dos nêutrons e da radiação- γ espalhadas pela própria blindagem, as quais influenciam na formação da imagem radiográfica, causando diminuição do contraste ótico e da sua resolução. Neste caso procurou-se, no local de irradiação, manter o porta-amostras o mais afastado de quaisquer partes desta blindagem. Mediante estas modificações, já implementadas, as dimensões internas da blindagem, disponíveis para radiografia, são de 2,0mx1,3m, ideais para tal finalidade permitindo inclusive um fácil manuseio de amostras e filmes.

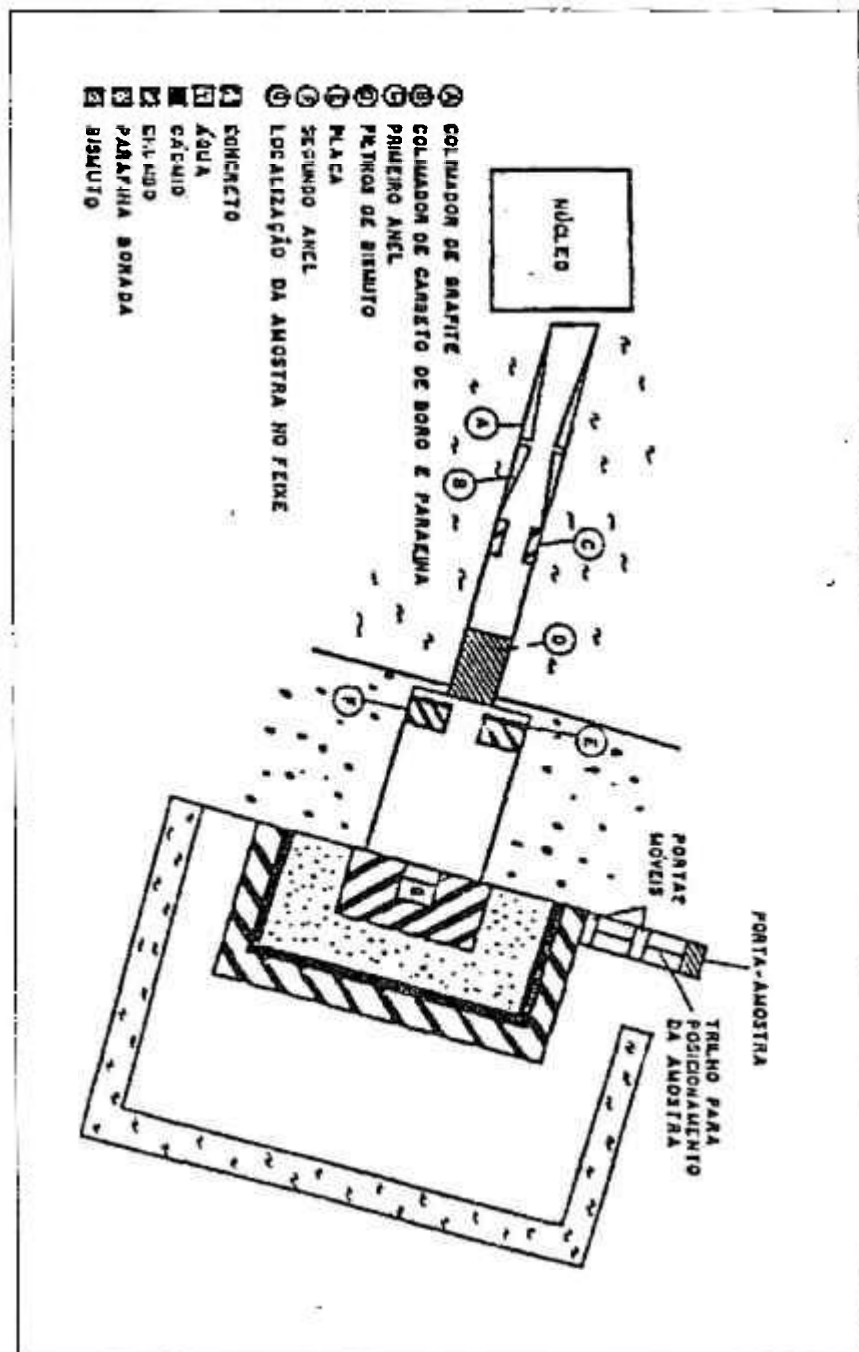


Figura 3.3 – Diagrama esquemático do arranjo experimental

Capítulo-4

4.1-Obtenção e Análise dos Resultados

A caracterização dos detectores Mk-DE e CR-39 combinados com a tela conversora de boro natural, para fins de radiografia com nêutrons, foi feita mediante os seguintes estudos:

- diâmetro do traço em função do tempo de revelação
- taxa de produção de traços em função da exposição
- curvas características de densidade ótica em função do tempo de revelação e da exposição
- resolução da imagem em função do tempo de revelação e da exposição
- sensibilidade para discernir espessuras para alguns materiais.

A finalidade destes estudos é determinar os tempos de revelação e a exposição para os quais se obtém o melhor contraste ótico e resolução na imagem radiográfica.

Para as irradiações, os detectores foram cortados no formato de retângulos, com dimensões aproximadas de 13x35mm e foi utilizado um porta-filmes(cassete) de alumínio, no interior do qual os detectores e o conversor são mantidos em firme contato. A geometria de irradiação, referente à disposição do sistema de imageamento, foi "nêutron→detetor→conversor", por dois motivos: 1)neste caso os nêutrons interagem primeiramente com o material do detector que tem qualidade controlada e composição conhecida; 2)de acordo com os resultados da literatura é para esta disposição que a eficiência de produção de traços é 50% superior em relação àquela em que as posições do detector e do conversor são invertidas[14].

O método de revelação química, para os SSNTD, já segue um padrão estabelecido, no qual os detectores são inseridos em tubos de ensaio com tampa[39], contendo a solução reveladora aquecida, em um banho de água, tipo *maria*, à uma temperatura constante. Em cada tubo pode ser revelado um detector de cada vez, e o volume de solução empregado é de aproximadamente 20ml. O detector revelado é retirado da solução, mediante o emprego de uma pinça metálica e lavado em água corrente e filtrada. Em seguida é suavemente

borrifado com água deionizada, para se retirar o restante da solução reveladora que possa ter aderido à sua superfície. Para a sua secagem, são envolvidos em papéis suaves e absorventes. Nesta situação os detectores estão prontos para serem analisados nos sistemas de leitura.

4.1.1-Diâmetro do Traço

Este estudo, que visa acompanhar a evolução do diâmetro do traço em função do tempo de revelação, é muito importante pois o contraste óptico e a resolução obtidos na imagem radiográfica dependem da distribuição da densidade ótica através de um único traço, e esta varia com o seu tamanho e forma[40].

Dois detectores, um Mk-DE e um CR-39, foram cortados nas dimensões citadas acima, e irradiados simultaneamente. O tempo de irradiação selecionado foi de 30 segundos, o que corresponde à uma exposição de $9 \times 10^7 \text{ n/cm}^2$. Nestas condições a sobreposição de traços é mínima[14] o que é desejável para este estudo de traços individuais, pois traços sobrepostos conduzem a diâmetros aparentemente maiores.

O método de revelação inicialmente empregado foi o citado acima. Entretanto dificuldades referentes à medida precisa da temperatura da solução(o ato da medida altera a sua temperatura pois o volume do termômetro chega a ser 1/3 do volume da solução contida no tubo), à retirada do detector do tubo imediatamente ao término da revelação(a reação química com o Mk-DE é relativamente rápida), e ao gradiente térmico existente no banho *maria*, estavam causando erros sistemáticos superiores à 20% nas determinações dos valores dos diâmetros dos traços. Estas dificuldades associadas à necessidade de se revelar diversos filmes simultaneamente(o que será necessário em algumas medidas que serão descritas a seguir), nos levaram a substituir estes tubos de ensaio.

Estes foram substituídos por cubas de pyrex com volume interno de 400ml(20 vezes maior do que no caso anterior). Neste caso além da inércia térmica da solução ser maior, o termômetro, mediante uma abertura na tampa da cuba, permanece inserido na solução. Os detectores são perfurados em uma

de suas extremidades de modo que uma haste metálica os mantém suspensos durante a revelação e permite sua fácil, rápida e simultânea retirada da solução. Em sua capacidade máxima, podem ser revelados até 15 detectores simultaneamente e neste caso o volume de solução para cada detector é de aproximadamente 30ml a qual é 50% maior em relação ao caso anterior. Isto reduz os efeitos da diluição da solução no processo de revelação, já que a reação química entre o policarbonato e o álcali, tem como subprodutos principais, íons-carbonato e água.

Nestas condições os erros sistemáticos foram reduzidos ao nível dos estatísticos das medidas, ou seja ~10%.

Os diâmetros dos traços foram analisados no sistema de TV-microscópio, mostrado na figura 3.1, com um aumento de 1500 vezes mediante leitura direta em uma escala de comprimento, calibrada e fixa à tela do monitor de vídeo. Cada resultado corresponde à uma média entre 10 valores de diâmetros, obtidos para traços distintos e o erro da medida é o desvio padrão da média.

A revelação do Mk-DE foi feita utilizando a solução química PEW (KOH-15%; álcool etílico-40%; água deionizada-45%, em massa), à temperatura constante de 70°C[39], no intervalo de tempo entre 2 e 25 minutos e os resultados obtidos estão apresentados na figura 4.1.

Este mesmo sistema de cuba foi também utilizado para o CR-39, porém com a solução reveladora, composta de água de-ionizada-70% e KOH-30% e à mesma temperatura de 70°C[39]. Neste caso os resultados obtidos para o intervalo de tempo de 10 a 65 minutos, estão apresentados na figura 4.2.

Em ambos os casos os valores mínimos obtidos para os diâmetros estão limitados à visualização definida dos traços na tela do monitor de vídeo. Como já mencionado no item 2.3, em radiografia procura-se trabalhar com traços com diâmetros pequenos os quais por causa de sua forma cônica, espalham mais a luz, fornecendo maior contraste na imagem.

É importante salientar que a taxa de crescimento do diâmetro do traço para o Mk-DE(0,32 μ m/min) é superior daquela do CR-39(0,05 μ m/min), pois o álcool, no caso o etílico, é um solvente natural de polímeros.

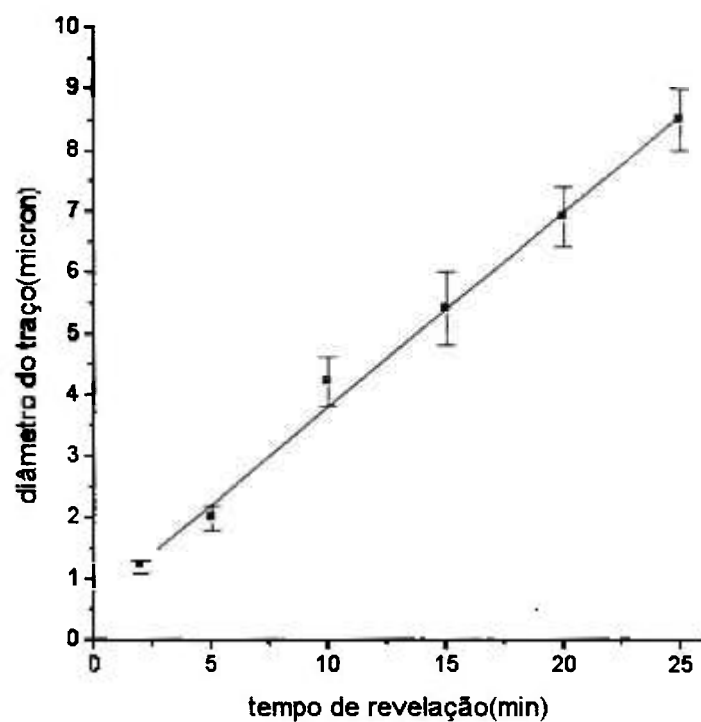


Figura 4.1 - Comportamento do diâmetro do traço no Makrofol-DE, em função do tempo de revelação.

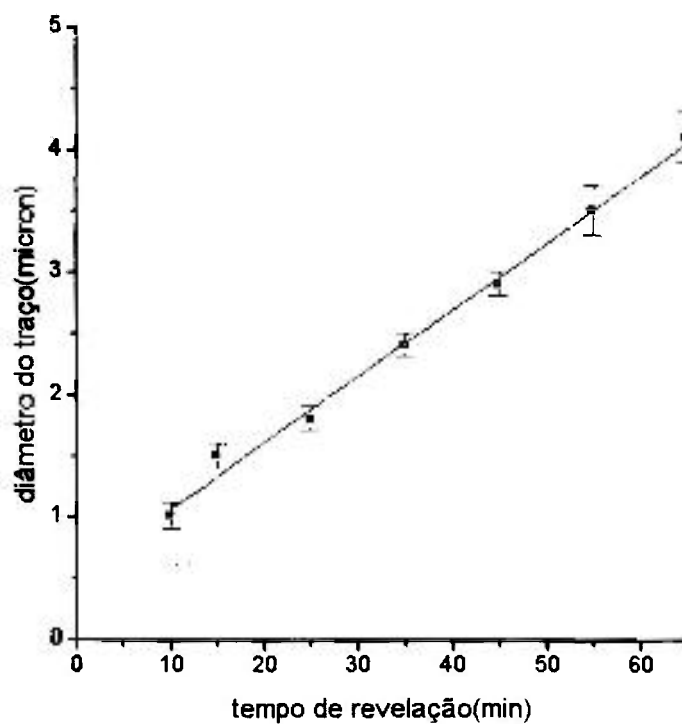


Figura 4.2 - Comportamento do diâmetro do traço no CR-39, em função do tempo de revelação.

4.1.2-Taxa de Produção de Traços

Este parâmetro é definido como o número de traços produzidos por nêutron incidente, no sistema imageamento. No presente trabalho esta razão de conversão-(tr/n) foi determinada através do coeficiente angular da reta, ajustada aos pontos experimentais do gráfico que relaciona densidade de traços(tr/cm²) em função da exposição(n/cm²).

As razões-tr/n, foram determinadas para a condição em que a eficiência para a produção de traços em função do tempo de revelação, é máxima. Para esta finalidade um detector Mk-DE e um CR-39 foram irradiados simultaneamente por um intervalo de tempo de 2 minutos. Estes foram então revelados em diversos tempos e em cada um a densidade de traços foi obtida, mediante o emprego do mesmo sistema de TV-microscópio com um aumento de 1500 vezes. A contagem dos traços foi feita visualmente e diretamente na tela do monitor de vídeo. Cada ponto, dos gráficos, corresponde a uma média de 10 contagens efetuadas em 10 regiões distintas do detector e o seus erros foram calculados pelo desvio padrão da média.

Os resultados obtidos estão apresentados nas figuras 4.3 e 4.4, e os tempos de revelação para máxima eficiência são: aproximadamente 6 minutos para o Mk-DE, e 25 minutos para o CR-39.

Foram então cortados 12 detectores, seis de cada um. Com a finalidade de se minimizar os erros sistemáticos, devido à flutuações no fluxo de nêutrons causadas por variações de potência do reator, os detectores foram irradiados simultaneamente. Os tempos de irradiação variaram de 30 segundos a 5 minutos, o que corresponde à um intervalo de exposição entre 9×10^7 n/cm² e 9×10^8 n/cm². Os detectores foram revelados nos tempos de máxima eficiência e os dados das densidades de traços foram determinados da mesma forma que a citada acima. Os resultados obtidos em função da exposição estão apresentados nas figuras 4.5 e 4.6.

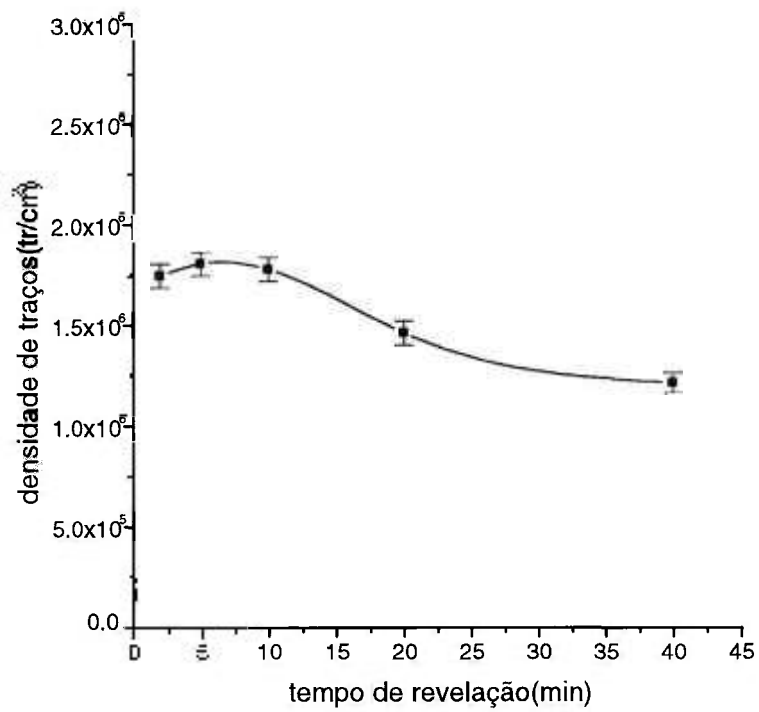


Figura 4.3- Variação da densidade de traços, em função do tempo de revelação para o Mk-DE

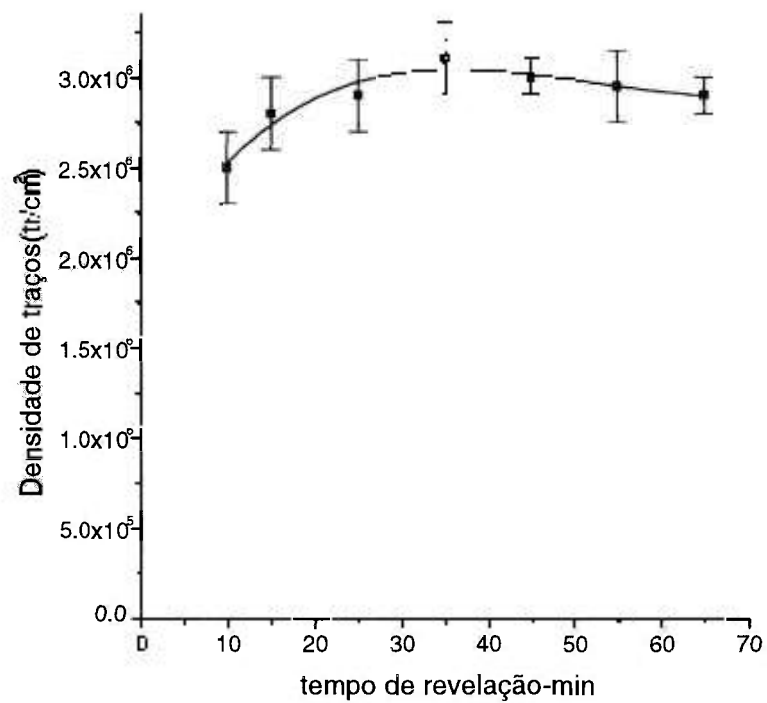


Figura 4.4-Variação da densidade de traços em função do tempo de revelação para o CR-39

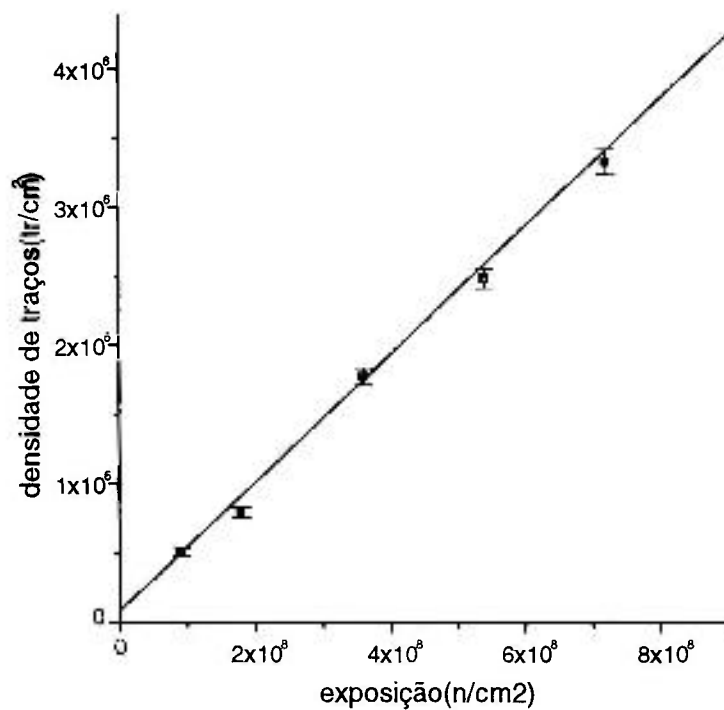


Figura 4.5- Crescimento da densidade de traços, para o Mk-DE, em função da exposição

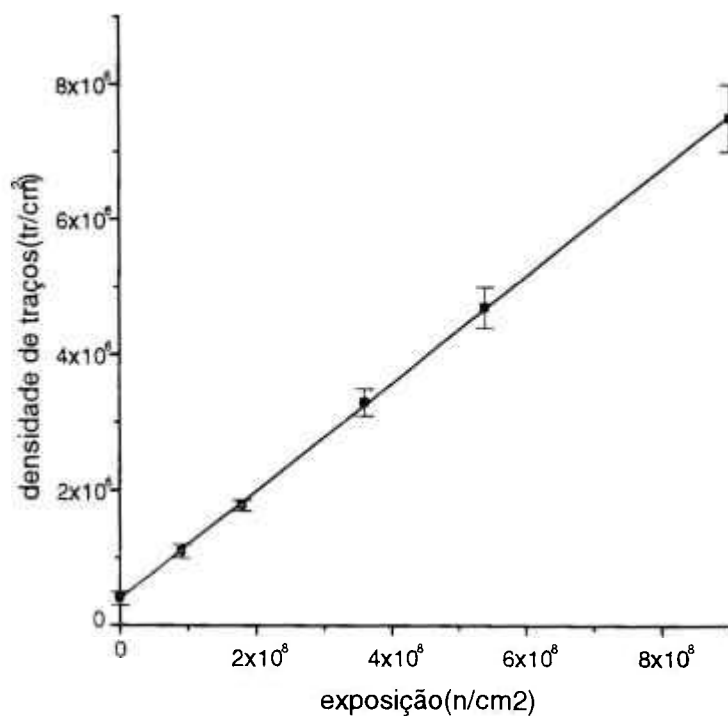


Figura 4.6- Crescimento da densidade de traços, para o CR-39, em função da exposição

O método de ajuste empregado foi o dos mínimos quadrados e os valores obtidos para as eficiências de conversão foram $tr/n = (4,4 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ para o Mk-DE e $tr/n = (5,5 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ para o CR-39.

Como pode ser observado, a eficiência para o CR-39 é cerca de 20% maior do que a do Mk-DE. De acordo com a literatura, o Mk-DE é capaz de registrar partículas- α com energia de até $\sim 0,3\text{MeV}$ enquanto que o CR-39 de até $\sim 0,1\text{MeV}$ [15]. Levando em conta que as partículas- α geradas no conversor, atingem o detector com um espectro de energia entre $0 < E < 1,47\text{MeV}$, os seus limiares explicam então estas diferenças de eficiência. Esta diferença nos seus limiares de detecção pode ser explicada considerando as suas estruturas moleculares. Compostos contendo anéis aromáticos apresentam maior estabilidade radiolítica do que os demais compostos carbônicos que não o possuem. O Mk-DE, possui em sua cadeia principal dois anéis benzênicos, o que o torna menos suscetível a radiação do que o CR-39, que apresenta uma cadeia carbônica aberta[41].

O efeito destes limiares na eficiência de detecção para ambos os SSNTD, foi constatado experimentalmente. Neste experimento uma fonte de ^{241}Am , empregada como emissor- α , é posicionada em um suporte que é mantido no interior de um caixa de acrílico onde a temperatura e a umidade do ar são mantidas constantes. A energia máxima que as partículas- α atingem os detectores é variada entre $0 < E < 1,55\text{MeV}$, mediante um aumento da espessura de ar entre a fonte e o detector. Para cada energia máxima- $E_{\text{máx}}$, incidirá no detector um espectro de energia entre 0 e a $E_{\text{máx}}$ correspondente. Foram utilizados 6 detectores CR-39 e 5 detectores Mk-DE. Após a irradiação e a revelação nos tempos de eficiência máxima, os traços produzidos foram contados no mesmo sistema de leitura e os resultados das densidades de traços em função da energia máxima de cada espectro estão apresentados na figura 4.7. Estes demonstram claramente a maior eficácia do CR-39 para a detecção de partículas- α .

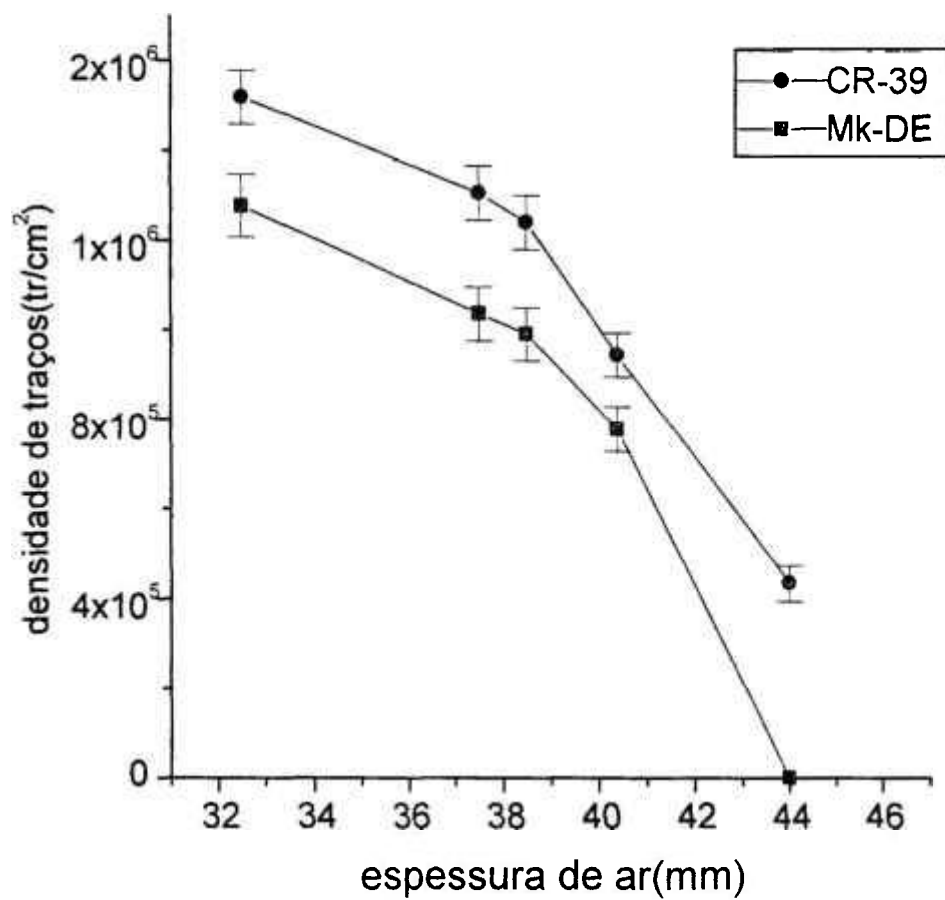


Figura 4.7- Variação da densidade de traços em função da espessura de ar, para uma fonte de Am-241

4.1.3-Curva Característica de Densidade Ótica

A Densidade ótica, D_{op} , já foi definida anteriormente, como sendo $D_{op} = \log(I_0/I)$. Uma curva característica é um gráfico que relaciona a densidade ótica em função da exposição. Sua obtenção é de fundamental importância pois permite determinar diversos parâmetros importantes tais como o intervalo de exposição e o tempo de revelação, para os quais se obtém o melhor contraste óptico na imagem radiográfica.

Para a obtenção das curvas características, 15 detectores Mk-DE e 15 detectores CR-39 foram cortados e irradiados em intervalos de tempo compreendidos entre 10 segundos e 360 minutos, o que corresponde a exposições entre $3 \times 10^7 \text{ n/cm}^2$ e $6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$. Cada conjunto de 15 detectores foi irradiado simultaneamente de modo a se reduzir os erros sistemáticos causados principalmente por flutuações de potência do reator.

Os detectores foram revelados de acordo com o mesmo procedimento descrito anteriormente, e as curvas características foram estudadas para os seguintes tempos:

Mk-DE-2, 6, e 10 minutos

CR-39-10, 25, e 65 minutos

Para as leituras de transmissão de luz pelos detectores deve se utilizar no microfotômetro, uma fenda de luz com a menor largura possível, para a qual se obtenha reprodutibilidade e estabilidade destas leituras (vide item 4.1.4). De acordo com testes realizados anteriormente, para o presente sistema de leitura, esta largura é de $3 \mu\text{m}$ [14]. Em seguida o microfotômetro foi calibrado para transmissões de 0% e 100%, de acordo com o procedimento já mencionado no item 3.2.

Uma vez definidas estas condições, foram iniciadas as leituras para os detectores. Os valores obtidos para as transmissões de luz foram convertidos para densidade ótica e variaram entre $0,06 < D_{op} < 1,15$ para o Mk-DE e $0,04 < D_{op} < 1,53$ para o CR-39. Cada valor foi obtido mediante uma média de 10 leituras de transmissão de luz, realizadas em regiões aleatórias nos detectores e seus erros são os desvios padrões das suas respectivas médias. As curvas características obtidas para ambos os detectores estão apresentadas nas figuras 4.8 e 4.9.

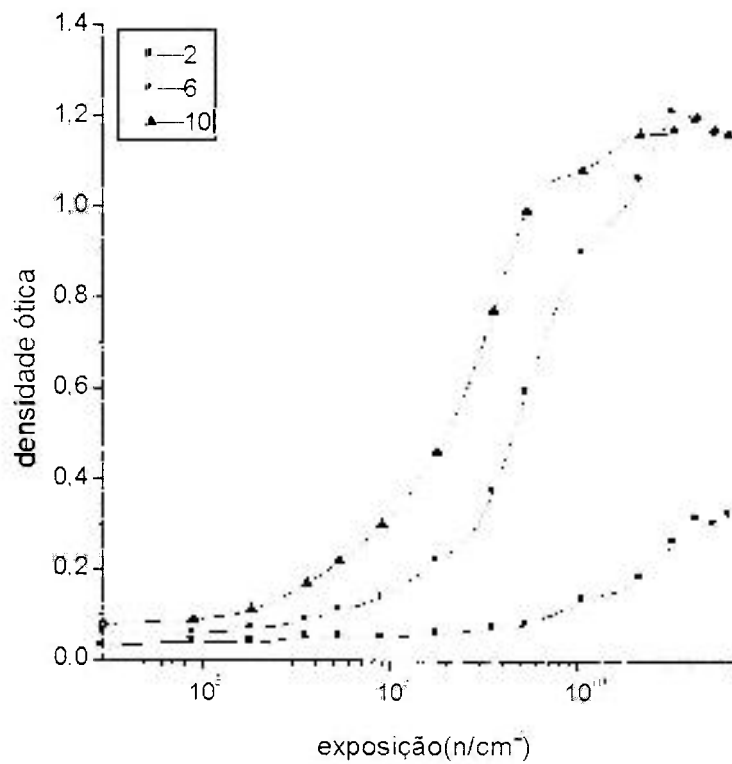


Figura 4.8- Curva característica de densidade ótica para o Mk-DE

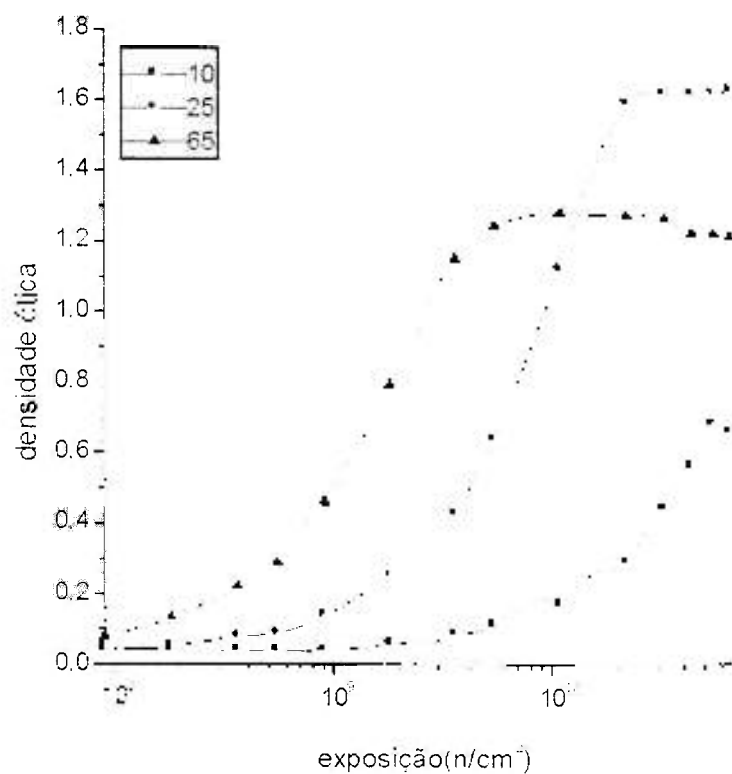


Figura 4.9- Curva característica de densidade ótica para o CR-39

De acordo com a teoria da formação da imagem proposta por Ilic'[16], o comportamento da curva característica, por exemplo para o CR-39 no tempo de revelação de 25 minutos, pode ser explicado da seguinte forma:

- para exposições de até $9 \times 10^8 \text{ n/cm}^2$ a densidade de traços é relativamente pequena para produzir apreciável densidade ótica acima do fundo ótico ($D_{op} \sim 0,04$) do detector

- para exposições entre $1,8 \times 10^9$ e $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$, a competição entre a produção de traços individuais (responsáveis pelo aumento da densidade ótica) e a sobreposição de traços (responsável pelo seu decréscimo) conduz a um aumento da densidade ótica

- para exposições acima de $2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$, a sobreposição de traços torna-se predominante e a densidade ótica apresenta um comportamento aproximadamente constante para decrescer em seguida.

Ainda de acordo com esta teoria, em uma boa parte das curvas características a densidade ótica deve ser maior para os traços maiores. Entretanto com o aumento da exposição, a sobreposição dos traços maiores ocorre primeiro e este efeito reduz a taxa de crescimento da densidade ótica, bem como o seu valor máximo no detector. Este efeito é claramente visível nas curvas características para o detector CR-39.

O contraste ótico da imagem é definido por $G = dD_{op}/d(\log E)$. Seu valor varia para cada ponto da curva característica, e depende inclusive do tempo de revelação do detector. Nas figuras 4.10 e 4.11 são apresentados os comportamentos dos contrastes óticos em função de $\log E$ e dos tempos de revelação para os detectores Mk-DE e CR-39 respectivamente.

Para o CR-39 o valor máximo do contraste 1,6 foi obtido para $\log(E) = 10$ ($E \sim 10^{10} \text{ n/cm}^2$) e para o tempo de revelação de 25 minutos. Para 65 minutos o diâmetro do traço é cerca de 2,3 vezes maior e o contraste diminui, como uma consequência do aumento da taxa de sua sobreposição. Em termos práticos, é comum se trabalhar com o valor médio de G . Para esta finalidade o procedimento é se ajustar uma função linear à região mais íngreme da curva característica cujo coeficiente angular fornece o valor procurado. Neste caso o valor obtido para 25 minutos foi $G = (1,41 \pm 0,01)$, no intervalo $3 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2$.

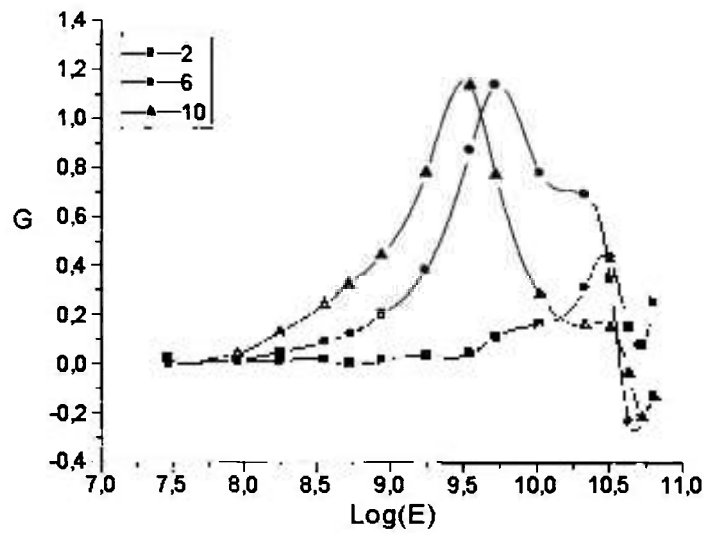


Figura 4.10- Comportamento do contraste óptico em função do logaritmo da posição e do tempo de revelação, para o MK-DE

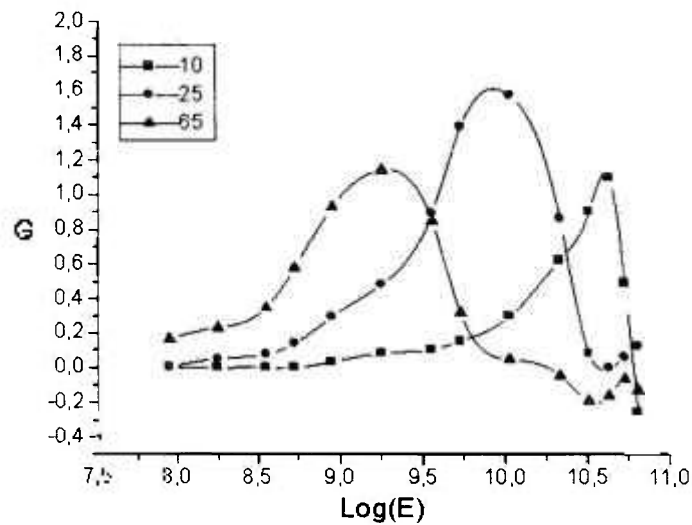


Figura 4.11- Comportamento do contraste óptico em função do logaritmo da exposição e do tempo de revelação, para o CR-39

Para o Mk-DE o valor máximo de 1,2 foi obtido para $\log(E) = 9,5 (E \sim 3.10^9 \text{ n/cm}^2)$ e $\log(E) = 9,7 (E \sim 5.10^9 \text{ n/cm}^2)$, revelado em 6 e 10 minutos respectivamente. Neste caso a constância do contraste para 6 e 10 minutos de revelação pode ser explicada considerando que o diâmetro do traço de 6 para 10 minutos cresce menos do que no caso anterior, ou seja de um fator 1,8. Neste caso é comum selecionar o menor tempo de revelação para o qual se obtém o maior valor do contraste. Como anteriormente deve-se trabalhar com o valor médio de G. Neste caso o coeficiente angular obtido foi $G = (1,10 \pm 0,01)$ para o tempo de revelação de 6 minutos, no intervalo de exposição $2.10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2.10^{10} \text{ n/cm}^2$.

Paralelamente à estes estudos foram também verificadas as contribuições do fundo ótico dos detectores oriundas do processo de revelação e a dos nêutrons epitérmicos, presentes no feixe extraído. Não é incomum, um SSNTD polido e transparente, exibir um aspecto leitoso, após um processo de revelação. Ambas as contribuições tem como consequência uma perda de contraste e de resolução da imagem radiográfica.

A verificação da variação da transparência dos detectores foi feita mediante o acompanhamento das leituras das transmissões de luz através de detectores não irradiados, em função do tempo de revelação. De acordo com os dados obtidos, mostrados nas figuras 4.12 e 4.13, não foram observadas quaisquer variações significativas, até os tempos de 6 minutos para o Mk-DE e de 65 minutos para o CR-39.

Em geral os feixes de nêutrons térmicos oriundos de canais de irradiação de reatores nucleares, são acompanhados por feixes de nêutrons epitérmicos e a sua contribuição na perda de qualidade da imagem radiográfica, provém de seu maior poder de penetração nos materiais. A verificação desta contribuição foi feita através das curvas características para os nêutrons desta energia, as quais foram obtidas segundo os mesmos procedimentos de revelação e leitura, porém a irradiação é feita sem a utilização da tela conversora. Neste caso os traços são produzidos mediante prótons de recuo. Os resultados obtidos para ambos os detectores estão apresentados nas figuras 4.14 e 4.15, e mostram que os valores da densidade ótica são pequenos perante aqueles obtidos nas curvas

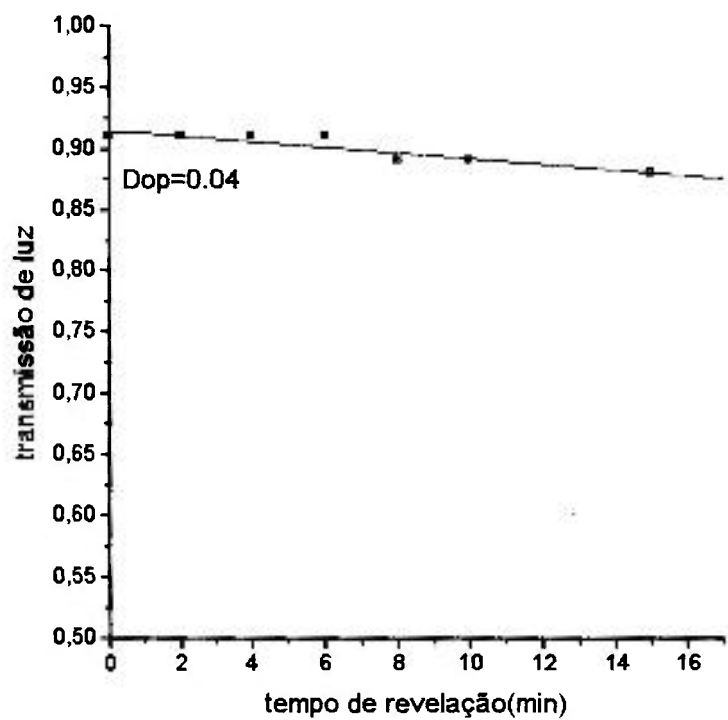


Figura 4.12- Comportamento da transparência ótica no Mk-DE em função do tempo de revelação

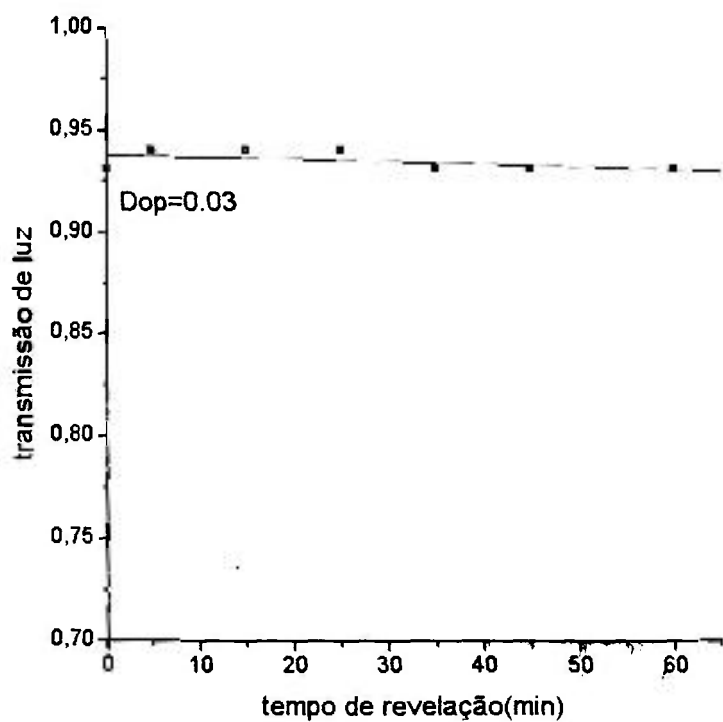


Figura 4.13- Comportamento da transparência ótica no CR-39 em função do tempo de revelação

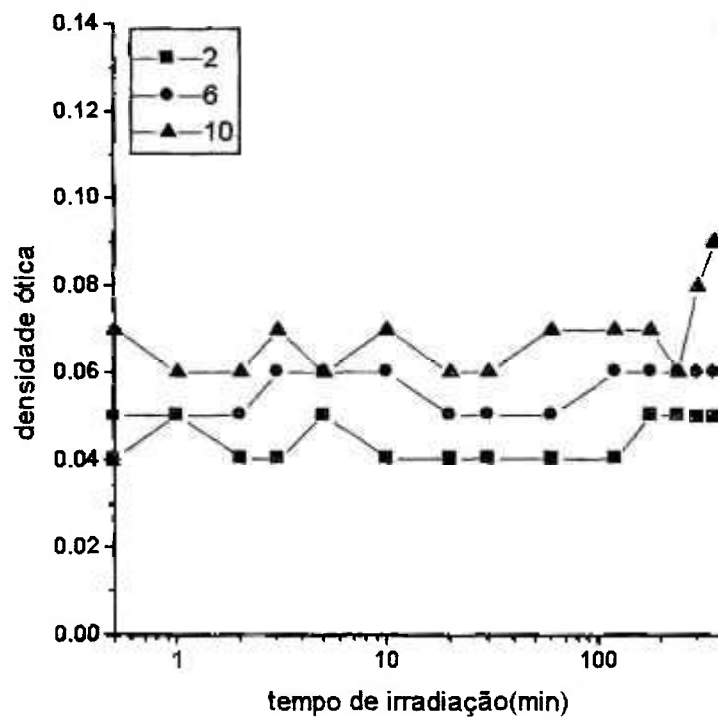


Figura 4.14- Curva característica de densidade ótica, para nêutrons epitérmicos, no Mk-DE

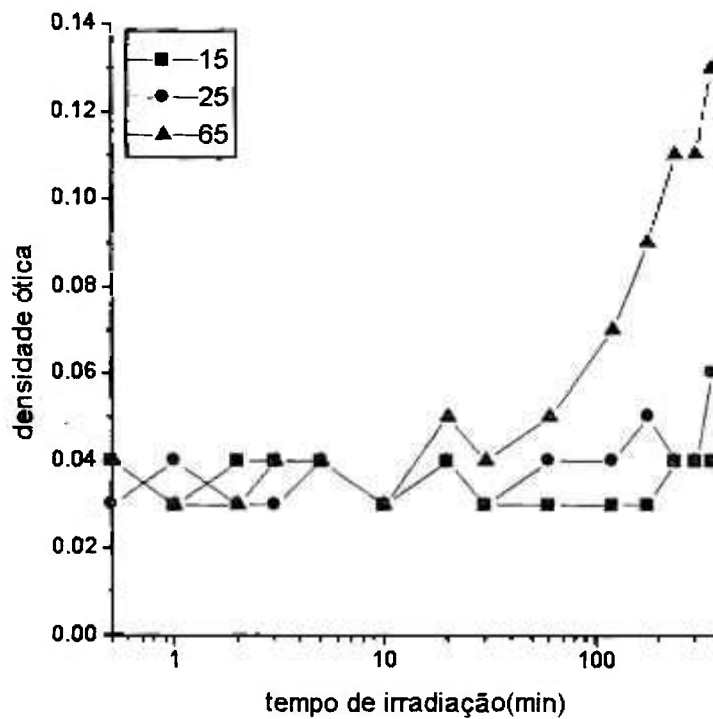


Figura 4.15- Curva característica de densidade ótica, para nêutrons epitérmicos, no CR-39

características, mostradas nas figuras 4.8 e 4.9 e portanto a sua contribuição é desprezível, nos intervalos de interesse, tanto de exposição quanto de revelação.

4.1.4-Resolução

Em radiografia a resolução é definida como a menor distância de separação entre dois pontos, de forma que estes possam ser distinguidos um do outro[18].

A resolução total(U_t) de um sistema radiográfico para uma imagem estática é resultante do efeito combinado da resolução intrínseca(U_i) do sistema de imageamento, e da resolução geométrica(U_g) devido a divergência angular do feixe de nêutrons, e estão relacionadas pela equação empírica(2.13):

$$(U_t)^n = (U_i)^n + (U_g)^n$$

sendo n um expoente determinado experimentalmente e $1 < n < 3$.

No presente trabalho a resolução total foi obtida a partir da distribuição de densidade ótica existente na interface entre duas regiões de uma mesma imagem radiográfica: a primeira correspondente a um material opaco a nêutrons(lâmina de Gd com espessura de 0,127 mm, $\sigma_{abs} \sim 66847$ barn para o presente espectro de nêutrons), irradiado em firme contato e junto ao detector, e a segunda à exposição ao feixe direto. À esta distribuição é ajustada a Edge Spread Function-ESF cuja diferencial é a Line Spread Function-LSF e cuja largura total à meia-altura(FWHM) fornece o valor da resolução total do sistema[36].

Para tal finalidade, foram cortados 8 detectores Mk-DE e 8 CR-39. Cada conjunto de 2 detectores(um Mk-DE e um CR-39) foi irradiado simultaneamente e cada conjunto de 8, revelado simultaneamente. Os detectores Mk-DE foram irradiados no intervalo de exposição entre $1 \times 10^9 < E < 5 \times 10^{10}$ n/cm² e revelados em 6, e 10 minutos. Os detectores CR-39 foram irradiados no mesmo intervalo de exposição e revelados em 25, e 65 minutos. Os tempos de revelação de 2 minutos para o Mk-DE e de 10 minutos para o CR-39 foram desconsiderados por

causa do baixo contraste ótico obtido na imagem, nos intervalos de exposições estudados.

As leituras de transmissão de luz foram feitas no mesmo microfotômetro óptico, com as mesmas calibrações para as transmissões de 0% e de 100%.

Com a finalidade de se obter uma varredura precisa na interface, a largura empregada para a fenda de luz, deve ser a menor possível. Como já mencionado anteriormente no item 4.1.3, esta largura foi de $3\mu\text{m}$. Para cada distribuição foram feitas aproximadamente 150 leituras, em passos de $5\mu\text{m}$.

De acordo com o descrito no item 2.3, às distribuições resultantes foram ajustadas, por mínimos quadrados, funções-ESF do tipo:

$$\text{ESF} = p_1 + p_2 \cdot \arctan(p_3(X - p_4)) \quad (4.1)$$

sendo X a coordenada de varredura e p_1 , p_2 , p_3 e p_4 , parâmetros livres.

Nestes ajustes são dados valores iniciais a estes parâmetros e a sua convergência ocorre em aproximadamente 10 iterações. Nas figuras 4.16a e 4.17a, são mostrados dois ajustes típicos. A resolução total do sistema é dada por $U_t = 2/(p_3)$ que é a largura total à meia altura da diferencial da função "arctan", que é uma distribuição Lorentziana, também mostradas nas figuras 4.16b e 4.17b. Os valores obtidos para U_t , em função da exposição e do tempo de revelação, estão apresentados nas tabelas 4.1a(Mk-DE) e 4.1b(CR-39) e os seus erros foram calculados por propagação, a partir dos erros no parâmetro p_3 .

A contribuição da resolução geométrica na resolução total pode ser calculada pela expressão (2.11). Para a presente geometria de irradiação a distância " x " entre o material opaco aos nêutrons e a tela conversora vem dada pela soma da sua espessura com aquela referente a cada detector, e a razão de colimação de acordo com a tabela 3.12 vale $L/D \sim 70$. Portanto:

$$x = (127 + 500) = 627\mu\text{m} \rightarrow U_g \sim 9\mu\text{m} \text{ para o Mk-DE}$$

$$x = (127 + 600) = 727\mu\text{m} \rightarrow U_g \sim 10\mu\text{m} \text{ para o CR-39}$$

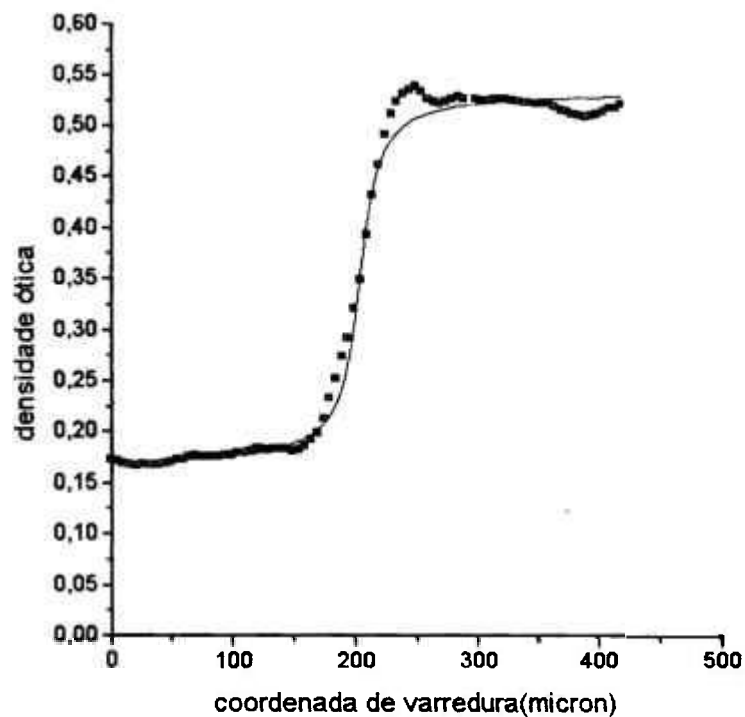


Figura 4.16a- Distribuição de densidade ótica no Mk-DE, para um material opaco a nêutrons e o ajuste da função ESF.

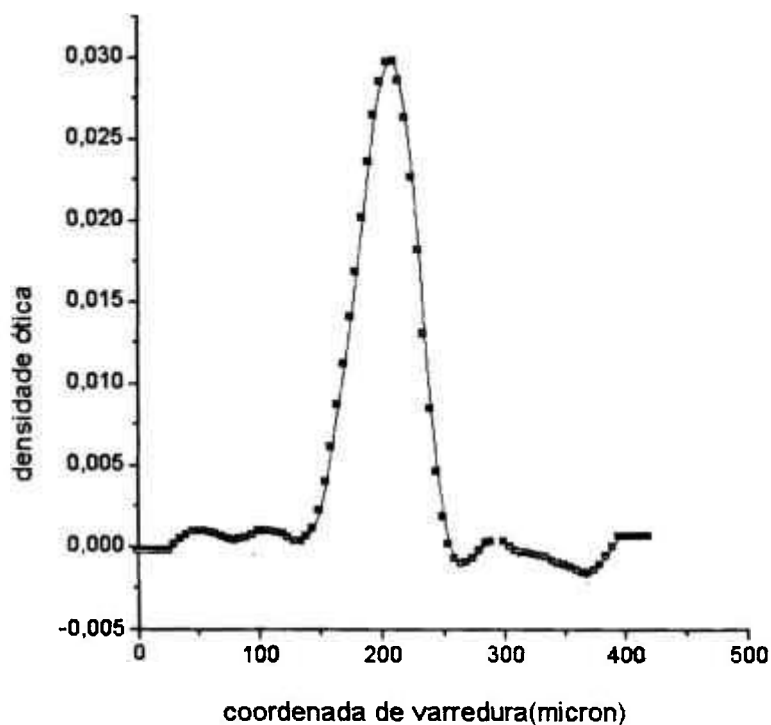


Figura 4.16b- Distribuição de densidade ótica para a LSF, obtida por diferenciação da ESF.

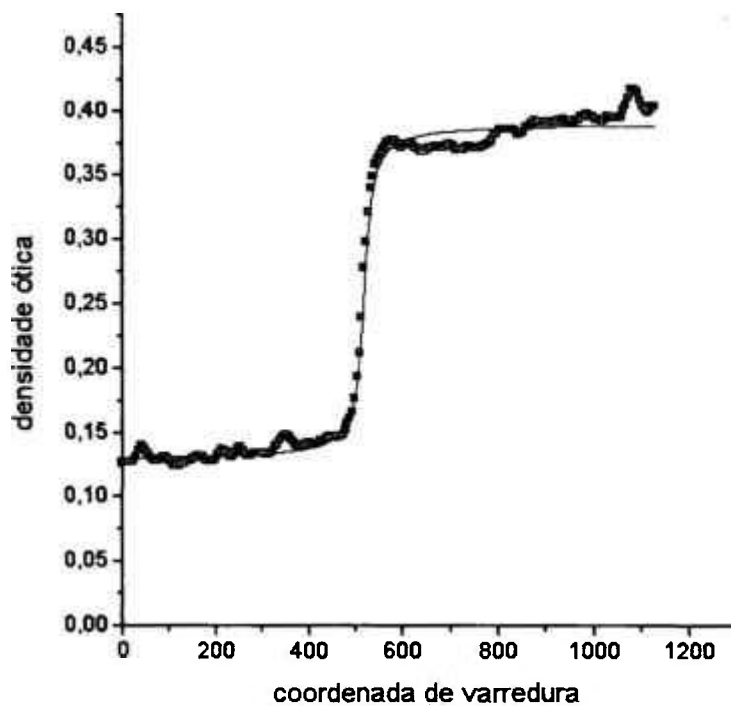


Figura 4.17a- Distribuição de densidade ótica no CR-39, para um material opaco a nêutrons e o ajuste da função ESF.

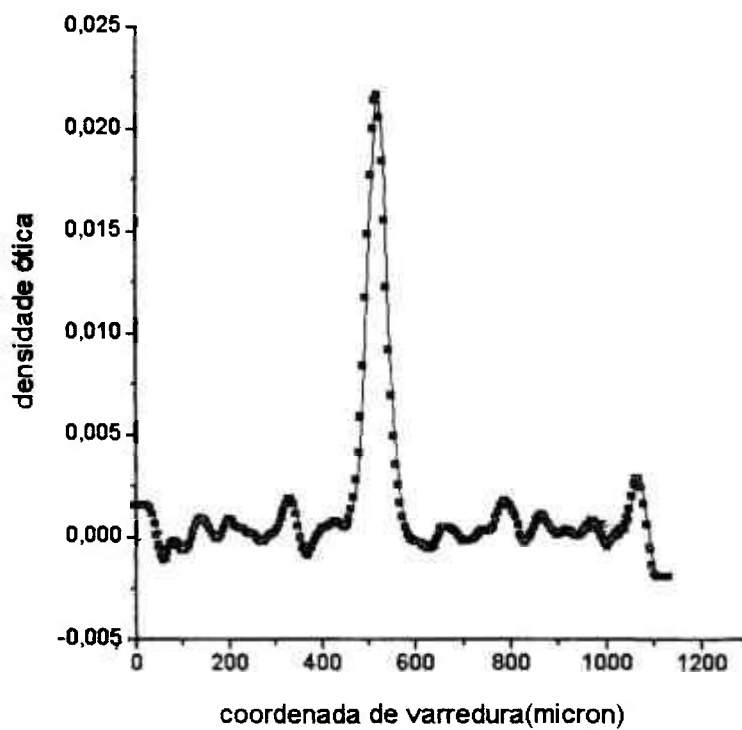


Figura 4.17b- Distribuição de densidade ótica para a LSF, obtida por diferenciação da ESF

Mk-DE		
Exposição (n/s.cm ²)	Tempo de revelação (minutos)	Ut
1,8x10 ⁹	6	21±2
5,4x10 ⁹	6	23±2
1,08x10 ¹⁰	6	22±2
3,24x10 ¹⁰	6	33±2
1,8x10 ⁹	10	24±2
5,4x10 ⁹	10	19±1
1,08x10 ¹⁰	10	21±1
3,24x10 ¹⁰	10	43±3

Tabela 4.1a – Valores obtidos para a resolução total Ut em função do tempo de revelação e exposição

CR-39		
Exposição (n/s.cm ²)	Tempo de revelação (minutos)	Ut
1,8x10 ⁹	25	47±1
5,4x10 ⁹	25	35±1
1,08x10 ¹⁰	25	20±1
3,24x10 ¹⁰	25	18±1
1,8x10 ⁹	65	17±1
5,4x10 ⁹	65	29±1
1,08x10 ¹⁰	65	29±1
3,24x10 ¹⁰	65	44±4

Tabela 4.1b– Valores obtidos para a resolução total Ut em função do tempo de revelação e exposição

Os valores para a resolução intrínseca- U_i foram calculados a partir de U_g e de U_t utilizando a equação(2.13) com $n = 1,5$ [31] e os seus erros pela teoria da propagação aplicada à esta mesma equação. Os resultados obtidos para os detectores Mk-DE e CR-39 estão apresentados nas figuras 4.18 e 4.19 e são muito similares aos determinados para outros polímeros[14].

Desde que U_g é independente do tempo de revelação e da exposição, as condições de melhor resolução na imagem radiográfica, são determinadas através do estudo do comportamento de U_i .

A teoria da formação da imagem afirma que U_i é independente da exposição e permanece constante no valor mínimo $U_i \sim 0,8xR$ (R é o alcance da partícula- α no conversor) para as condições em que os diâmetros dos traços sejam tais que $\phi \ll R$, e para uma sobreposição de traços desprezível. Desde que para o presente conversor $R \sim 9\mu m$ [14], teoricamente o valor mínimo para a resolução intrínseca para este conversor deve ser $U_i = 7\mu m$. Aumentando a exposição a sobreposição de traços aumenta e U_i cresce com $\log(E)$ [19].

Conforme a figura 4.1, para os tempos de revelação seleccionados, 6 e 10 minutos, os diâmetros dos traços para o Mk-DE valem 2,3 e 4,2 μm , respectivamente, e portanto $\phi < R$. A partir das curvas características, da figura 4.8, é possível se estabelecer, que para estes tempos de revelação, os valores das exposições para as condições de sobreposição de traços não predominante são, $E < 2 \times 10^{10} n/cm^2$ e $E < 8 \times 10^9 n/cm^2$ respectivamente.

De acordo com a figura 4.18 o comportamento da resolução intrínseca, é muito similar ao previsto teoricamente ou seja: para ambos os tempos de revelação permanece aproximadamente constante até a exposição de $\sim 10^{10} n/cm^2$ para então crescer com o $\log(E)$. Desde que acima desta exposição os valores para 10 minutos de revelação, crescem mais rapidamente por causa da maior sobreposição dos traços, a condição para ótima resolução na imagem radiográfica é aquela para tempo de revelação de 6 minutos e exposição $E < 2 \times 10^{10} n/cm^2$.

Para esta condição, um valor mínimo de $(17 \pm 3)\mu m$ foi calculado a partir da média aritmética dos valores de U_i para $E < 2 \times 10^{10} n/cm^2$. A discrepância deste

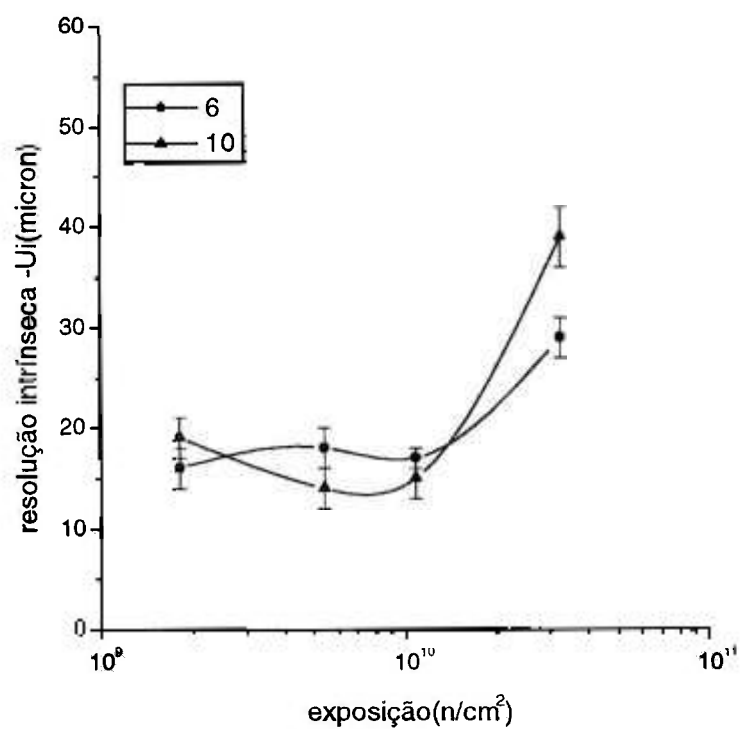


Figura 4.18- Comportamento da resolução intrínseca em função da exposição e do tempo de revelação para o Mk-DE

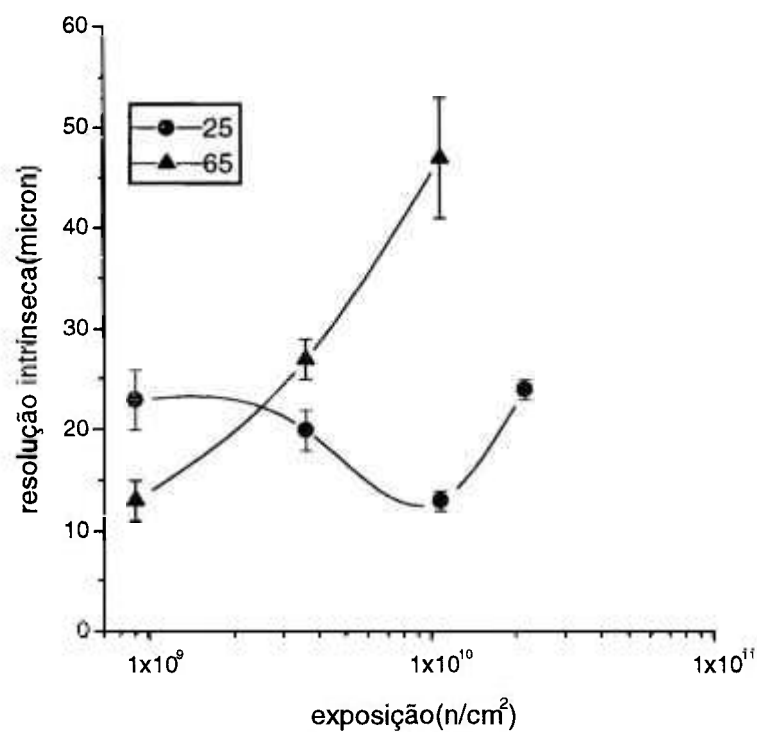


Figura 4.19- Comportamento da resolução intrínseca em função da exposição e do tempo de revelação para o CR-39

valor com o teórico, pode ser atribuída às irregularidades de contato na interface detector/conversor, bem como às inhomogeneidades presentes no feixe de nêutrons e no depósito de boro do conversor. O primeiro conduz à um espalhamento das partículas- α na camada de ar remanescente nesta interface. O segundo conduz à presença de pequenos aglomerados de traços os quais foram observados no microscópio, mesmo para a condição de pouca sobreposição de traços.

Para o detector CR-39, e conforme as figuras 4.2 e 4.9, os diâmetros dos traços também obedecem à condição $\phi < R$, para os tempos de revelação de 25 e 65 minutos pois $\phi \sim 1,8$ e $4,1 \mu\text{m}$, e os valores das exposições para as condições de sobreposição de traços não predominante são $E < 2 \times 10^{10} \text{n/cm}^2$ e $E < 4 \times 10^9 \text{n/cm}^2$ respectivamente. Neste caso, a figura 4.19 mostra que a condição para ótima resolução é para 25 minutos com $E < 2 \times 10^{10} \text{n/cm}^2$. Para 65 minutos o comportamento de U_i nem sequer é similar ao previsto pela teoria, para o intervalo de exposição estudado. Neste caso o valor mínimo encontrado foi de $(20 \pm 4) \mu\text{m}$ e as causas da discrepância deste valor com o teórico, são as mesmas do que no caso do Mk-DE.

4.1.5-Sensibilidade

No presente trabalho a sensibilidade foi considerada como sendo a mínima espessura de material que o método radiográfico pode discernir.

Como já mencionado anteriormente no item 2.13, teoricamente, a transmissão de nêutrons pela matéria é governada pela lei exponencial(2.8):

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x}$$

Experimentalmente esta lei é verificada se a medida de transmissão for realizada na condição de *boa geometria*-(bg) mediante colimação dos nêutrons, bem como posicionando o sistema de imageamento afastado da amostra em estudo[21]. Como para os sistemas de imageamento empregados no presente trabalho, $\text{Dop} = G \cdot \log(E)$ [14,30], a expressão para a densidade ótica nos detectores, em função da espessura dos materiais, pode ser escrita como:

$$Dop(x) = D_0 - G \cdot \Sigma_T \cdot x \cdot 0.43 \quad (4.2)$$

A espessura mínima discernível para o material em estudo na condição de boa geometria, é calculada tomando o valor absoluto da derivada desta equação, em relação à x , ou seja:

$$\Delta x(bg) = \Delta Dop / (\Sigma(t) \cdot G \cdot 0.43) \quad (4.3)$$

sendo: ΔDop o erro na leitura do valor da densidade ótica

$\Sigma(t) \cdot G \cdot 0.43$ o parâmetro de sensibilidade-S

No caso em que a condição de medida da transmissão seja a de *má geometria*-(mg), ocorrerá também a detecção de uma fração dos nêutrons espalhados- ϕ_s [25,42,43,44] e o fluxo total transmitido será expresso pela equação:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + \phi_s \quad (4.4)$$

Ao se fazer uma radiografia com nêutrons a condição de medida é a de *má geometria* pois, para se minimizar o efeito penumbra na imagem, causado pela divergência angular do feixe de nêutrons (resolução geométrica), a amostra é normalmente posicionada o mais próximo possível do sistema de imageamento. Neste caso a expressão para a densidade ótica fica:

$$Dop(x) = G \cdot \log(E_0 \cdot e^{-\Sigma_T \cdot x} + E(s)) \quad (4.5)$$

sendo $E(s)$ a contribuição devido ao espalhamento

A espessura mínima discernível vem dada pela derivada desta equação. Neste caso esta determinação exige o conhecimento de $E(s)$ o qual envolve complexidade teórica elevada, bastando para isto citar por exemplo os problemas oriundos do efeito referente ao espalhamento múltiplo dos nêutrons. Além disto para a sua determinação experimental é necessário o emprego de um equipamento de leitura de densidade ótica com precisão acima daquelas encontradas nos disponíveis comercialmente ou $<0,02$.

Por estes motivos optamos em experimentar uma outra metodologia, para o cálculo de $\Delta x(\text{mg})$ e que basicamente consiste no seguinte:

1) substituir a expressão:

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_T x} + \phi_s$$

por

$$\phi(x) = \phi_0 \cdot e^{-\Sigma_{\text{efet}} x} \quad (4.6)$$

sendo $\Sigma(\text{efet})$ a secção de choque efetiva total macroscópica do material [43].

Assim a densidade ótica nos detectores vem dada por:

$$Dop(x) = Do - G \cdot \Sigma_{\text{efet}} \cdot x \cdot 0.43 \quad (4.7)$$

2) a espessura mínima discernível pode ser calculada da mesma forma que a anterior e vem dada por:

$$\Delta x(\text{mg}) = \Delta Dop / (\Sigma_{\text{efet}} \cdot G \cdot 0.43) \quad (4.8)$$

sendo $\Delta Dop = 0,02$ o erro de leitura para o presente microfotômetro e G o valor do contraste ótico médio obtido em (4.1.3)

É importante salientar que é esperado que $\Delta x(\text{bg}) \leq \Delta x(\text{mg})$, pois no caso de má geometria os nêutrons espalhados pelo material que se dirigem ao sistema de imageamento, somam-se aos transmitidos o que conduz a uma secção de choque macroscópica aparentemente menor, ou seja $\Sigma(\text{efet}) \leq \Sigma(t)$

3) radiografar diversos materiais, e ajustar a expressão (4.7) aos pontos experimentais de Dop em função de x , e determinar $S = G \cdot \Sigma(\text{efet}) \cdot 0.43$, para cada material.

O teste para a verificação da viabilidade desta metodologia é basicamente a qualidade deste ajuste, aqui avaliada mediante os erros dos parâmetros $\Delta\sigma$ e ΔS .

Para este estudo foram empregados quatro tipos de materiais, ferro, cobre, chumbo e lucite. Estes foram seleccionados principalmente em função dos valores de suas secções de choque para absorção e espalhamento de nêutrons os quais foram calculados teoricamente para o presente espectro de nêutrons, empregando a expressão (2.10). Os valores obtidos são mostrados na tabela 4.2.

	$\Sigma(t)\text{-cm}^{-1}$	$\Sigma(\text{esp})\text{-cm}^{-1}$	$\Sigma(\text{abs})\text{-cm}^{-1}$
Ferro	1,06	0,7	0,36
Cobre	1	0,47	0,53
Chumbo	0,23	0,22	~ 0
Lucite	3,18	3,18	~ 0

Tabela 4.2- Valores das secções de choque calculados teoricamente

As amostras possuem o formato de cunhas com degraus, cujas dimensões estão apresentadas na figura 4.20. As irradiações foram feitas fixando estas cunhas no cassete de alumínio à frente do sistema de imageamento, e posicionando-as de modo a permanecerem lado a lado e separadas por tiras de cádmio. Estas tiras tem a finalidade de evitar que nêutrons espalhados por um material interfiram na imagem do outro.

As condições de exposição e de revelação, mostradas na tabela 4.3, foram seleccionadas com base nas curvas características de cada detector de modo a se trabalhar nas mesmas que os seus contrastes médios foram determinados, ou seja:

Mk-DE	CR-39
$2 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2$	$3 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \cdot 10^{10} \text{ n/cm}^2$
Revelação = 6min	revelação = 25min

Tabela 4.3- Condições de revelação e de exposição para máxima sensibilidade

Os resultados obtidos para as leituras de densidade ótica em função da espessura dos materiais, bem como os ajustes, por mínimos quadrados, da equação (4.7) aos pontos experimentais, estão apresentados nas figuras 4.21, 4.22, 4.23, e 4.24 (Mk-DE) e nas figuras 4.25, 4.26, 4.27, e 4.28 (CR-39). São também apresentadas nestas figuras as curvas teóricas, que seriam obtidas para a condição de boa geometria de irradiação, determinadas por meio da expressão (4.2), empregando os valores dos contrastes médios (4.1.3), e de $\Sigma(t)$ (tabela 4.2).

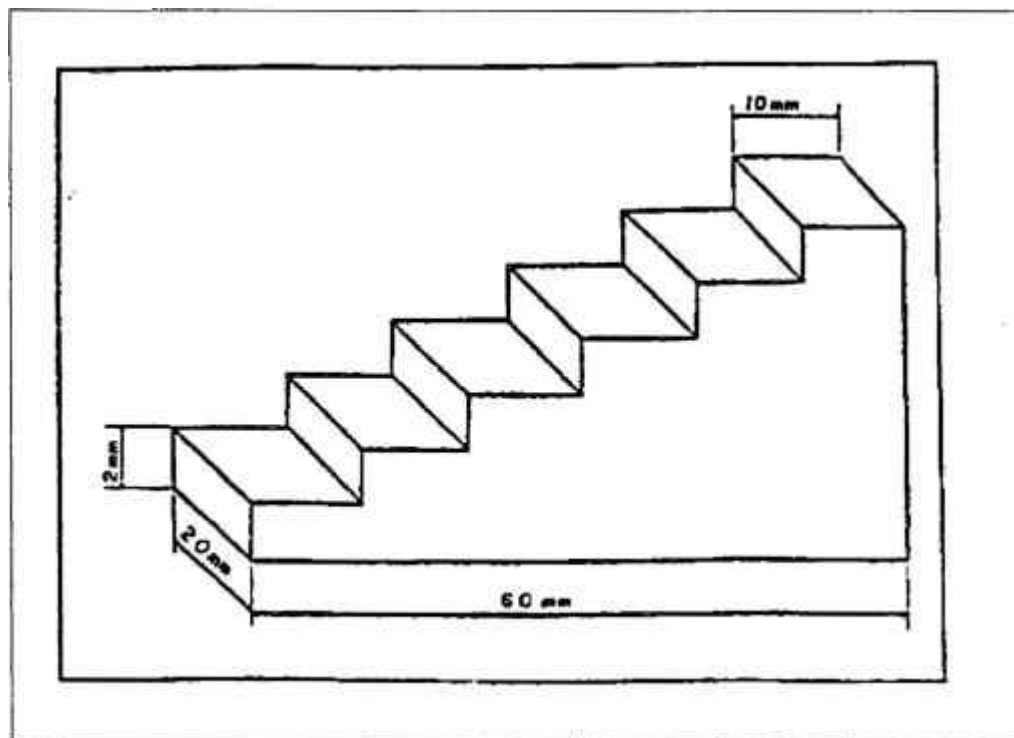
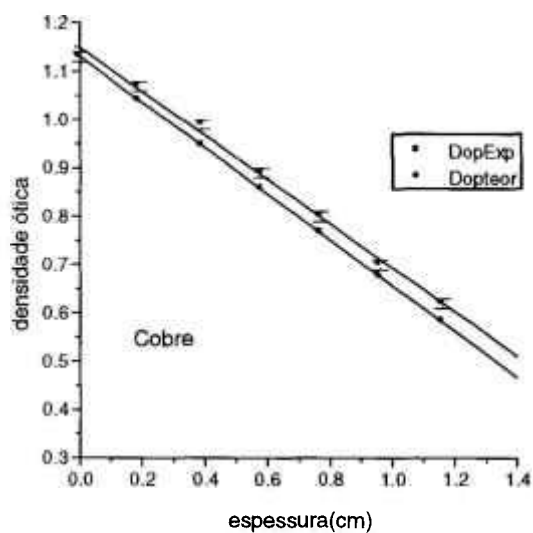
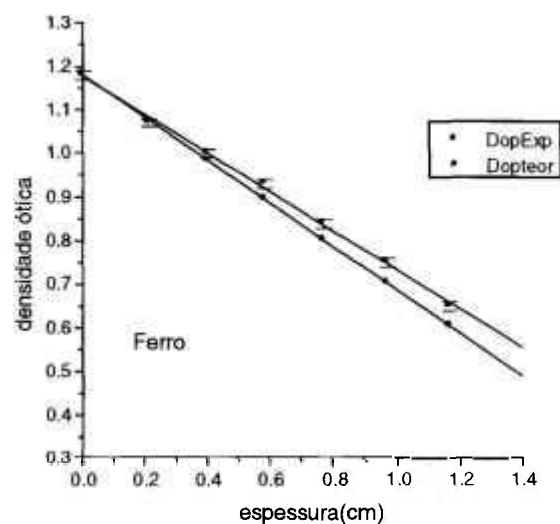


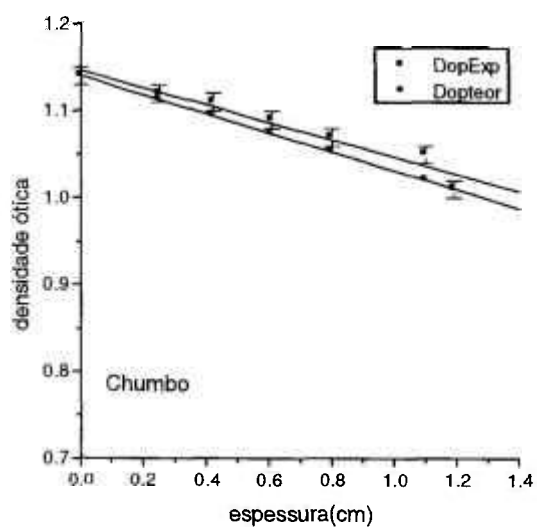
Figura 4.20 – Cunha com degraus e suas dimensões



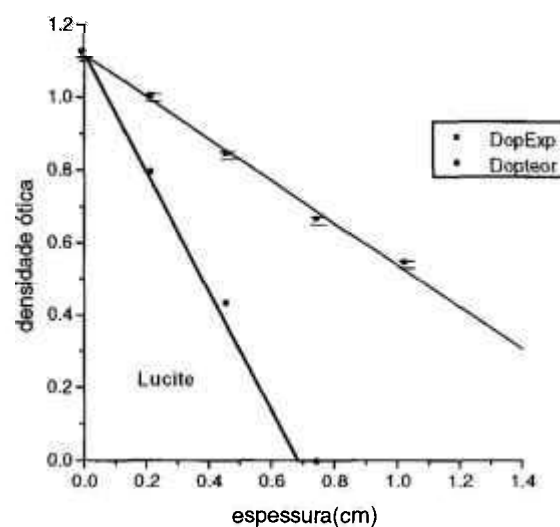
(4.21)



(4.22)



(4.23)



(4.24)

Figura – Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais cobre(4.21), ferro(4.22), chumbo(4.23) e lucite(4.24) no MK-DE

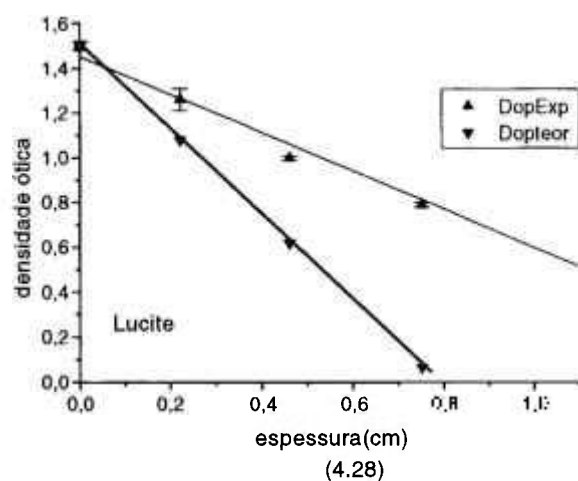
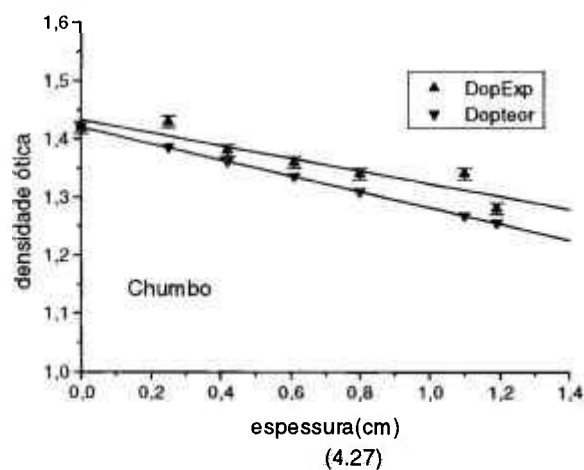
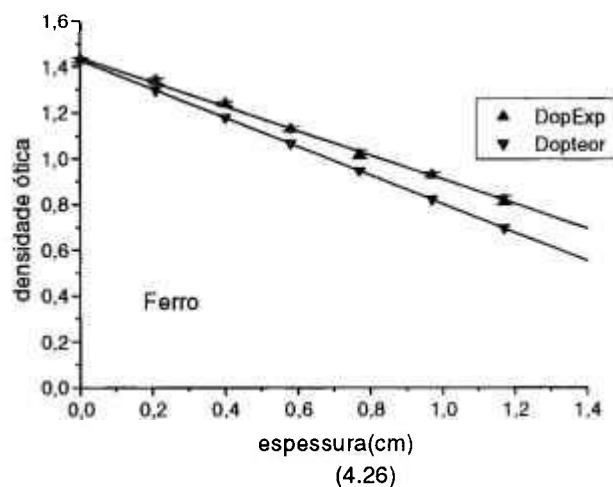
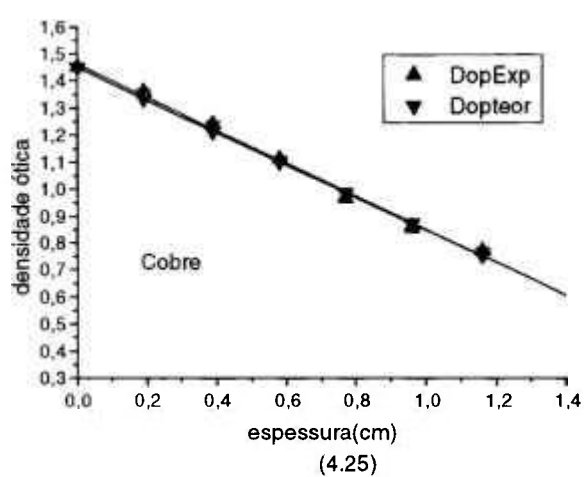


Figura – Comportamento da densidade ótica em função da espessura para os materiais cobre(4.25), ferro(4.26), chumbo(4.27) e lucite(4.28) no CR-39

Nas tabelas 4.3a e 4.3b são apresentados os resultados obtidos para D_0 , S , $\Delta x(bg)$ e $\Delta x(mg)$. São também mostrados os valores de $\Sigma(efet)$ para cada material estudado, calculados a partir do parâmetro de sensibilidade S e dos contrastes médios para cada detector.

A partir dos resultados apresentados pode-se concluir:

- como os erros dos parâmetros D_0 e S são pequenos, a metodologia é viável

- os valores obtidos para $\Delta x(mg)$ são os esperados para este método radiográfico e são muito similares aos citados na literatura[14]. É muito importante frisar que estes valores são aqueles que foram determinados em condições muito especiais de observação, ou seja empregando um microfotômetro ótico que é um instrumento com sensibilidade elevada, e que utiliza feixes de luz colimados com largura de $3\mu m$. Estas mesmas imagens quando observadas diretamente a olho nu, ou com o auxílio de um negatoscópio comum, exibem um contraste ótico muito inferior. Neste caso, são freqüentemente utilizadas técnicas auxiliares, com feixes razantes de luz, luz duplamente polarizada, bem como recursos de processamento digital, para a sua visualização[14,45,46,47].

- para ambos os detectores, $\Delta x(bg) \leq \Delta x(mg)$. Isto significa que para os materiais estudados, $\Sigma(t) \geq \Sigma(efet)$. Como mencionado anteriormente, os nêutrons espalhados contribuem na formação da imagem, de modo a diminuir a sensibilidade da técnica, principalmente no caso do lucite, uma vez que trata-se de um material rico em hidrogênio.

- os valores de $\Delta x(mg)$ para o CR-39 são menores do que para o Mk-DE e isto é uma consequência de seu maior valor para o contraste ótico médio

- o cálculo de $\Sigma(t)$, para o material lucite, deve ser refeito. Seu valor está superestimado pois $Dop(x)$ chega a ser menor do que zero na condição de boa geometria(figuras 4.24 e 4.28). É importante ressaltar que são comuns erros no cálculo de secções de choque para materiais ricos em hidrogênio. Isto, por causa das suas variações em relação à energia do feixe de nêutrons e do efeito das ligações químicas.

	Dop(μ)	S	$\Delta x(\text{bg})$	$\Delta x(\text{mg})$	$\Sigma(\text{efet})$
Ferro	1,18 $\pm$ 0,01	0,44 $\pm$ 0,01	0,040	0,045 $\pm$ 0,001	0,93
Cobre	1,15 $\pm$ 0,01	0,46 $\pm$ 0,01	0,042	0,044 $\pm$ 0,001	0,96
Chumbo	1,14 $\pm$ 0,01	0,09 $\pm$ 0,01	0,185	0,22 $\pm$ 0,02	0,21
Lucite	1,12 $\pm$ 0,01	0,58 $\pm$ 0,02	0,013	0,034 $\pm$ 0,001	1,22

Tabela 4.3a- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do Mk-DE

	Dop(μ)	S	$\Delta x(\text{bg})$	$\Delta x(\text{mg})$	$\Sigma(\text{efet})$
Ferro	1,44 $\pm$ 0,01	0,53 $\pm$ 0,01	0,032	0,038 $\pm$ 0,001	0,88
Cobre	1,46 $\pm$ 0,01	0,61 $\pm$ 0,01	0,033	0,033 $\pm$ 0,001	1,0
Chumbo	1,43 $\pm$ 0,01	0,11 $\pm$ 0,02	0,144	0,183 $\pm$ 0,003	0,18
Lucite	1,45 $\pm$ 0,03	0,85 $\pm$ 0,06	0,010	0,023 $\pm$ 0,002	1,41

Tabela 4.3b- Parâmetros que caracterizam a sensibilidade do CR-39

4.1.6-Radiografias

Nas figuras 4.29, 4.30, e 4.31 estão apresentadas reproduções de alguns exemplos de radiografias que foram obtidas nas condições de exposição e de revelação, mostradas na tabela 4.3. Estas reproduções foram obtidas fixando os detectores em um suporte no qual incide luz razante. Uma câmera de vídeo captura a imagem do detector, a qual é transferida para um dispositivo denominado placa digitalizadora que é instalado em um computador. Esta imagem digital é então quantizada espacialmente e em intensidade. A quantização espacial transforma a imagem em uma matriz de dimensões, por exemplo, 512linhas x512colunas contendo 512x512 elementos de imagem ou pixels. Na quantização em intensidade, as partes claras e escuras da imagem analógica são convertidas em números cada um correspondente à um nível de cinza em uma escala que normalmente varia de 0(preto)à 255(branco).

Nas figuras 4.32, 4.33 e 4.34, estão apresentadas estas mesmas imagens nas quais foi utilizada a técnica auxiliar do processamento digital. Nestes casos foram empregadas operações matemáticas para o realce de

bordas e de contraste bem como para a redução de ruído. Como pode ser observado houve significativa melhoria na sua qualidade, em relação às originais.

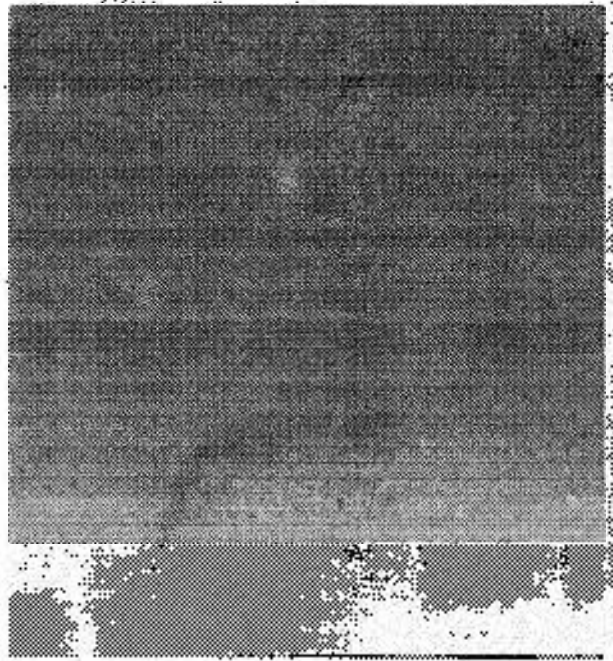


Figura 4.29 – Reprodução de radiografia original de uma carga ôca, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.

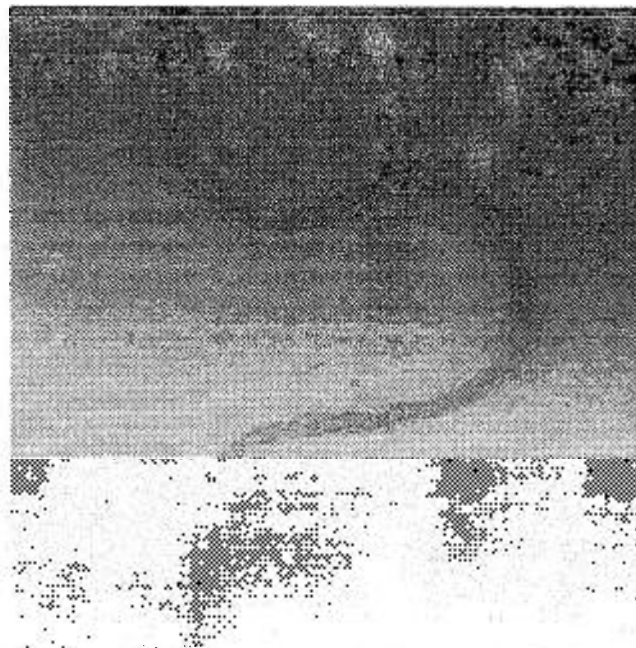


Figura 4.32 – Imagem Digital processada de uma carga ôca.

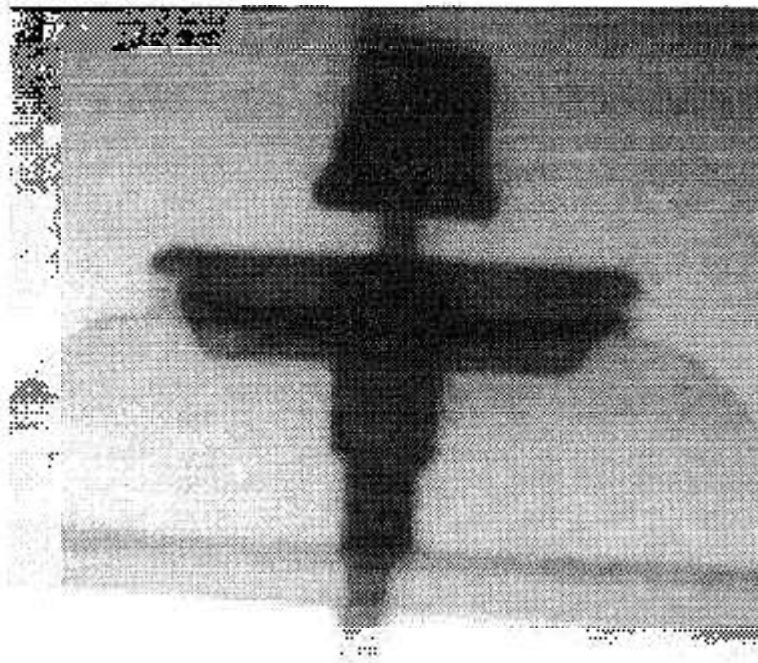


Figura 4.30 – Reprodução de radiografia original de um recipiente pressurizado, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.

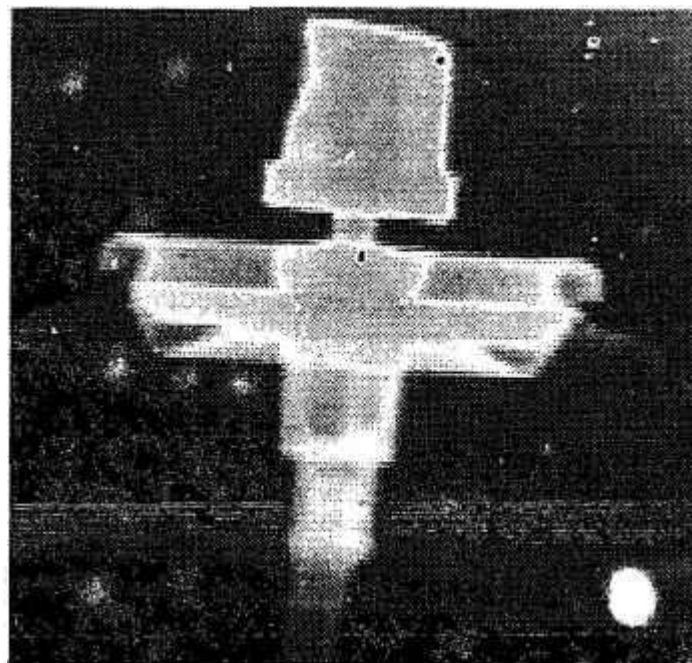


Figura 4.33 – Imagem Digital processada de um recipiente pressurizado.



Figura 4.31 – Reprodução de radiografia original de um isqueiro, obtida por luz razante no detector e capturada por uma câmera de vídeo.



Figura 4.34 – Imagem Digital processada de um isqueiro.

Capítulo-5

Conclusão

O presente trabalho teve por objetivo a caracterização de dois detectores de traços nucleares de estado sólido, Mk-DE e CR-39, para fins radiográficos.

Esta caracterização contou com diversos estudos referentes ao tamanho dos traços, sua taxa de produção, curvas características de densidade ótica, resolução e sensibilidade da técnica em função do tempo de revelação e da exposição ao feixe de nêutrons. A partir dos resultados obtidos, pode se estabelecer as condições ótimas para as quais se obtém simultaneamente o melhor contraste ótico e a melhor resolução na imagem radiográfica. Estas condições estão sumarizadas na tabela 5.1:

Detector	Tempo de revelação (min)	Exposição
Mk-DE	6	$2 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$
CR-39	25	$3 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 < E < 2 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$

Tabela 5.1 – Condições ótimas de contraste e resolução na imagem radiográfica.

Estes resultados estão em estreita concordância com aqueles previstos pela teoria da formação da imagem em SSNTD e que de uma forma sintetizada afirma que os melhores resultados radiográficos são os obtidos na condição de se ter uma imagem formada por muitos traços pequenos do que por poucos traços grandes. Isto porque a forma cônica dos primeiros permite um maior espalhamento da luz do que a esférica dos maiores. Além disto, os traços maiores se sobrepõe primeiro. Ambos os motivos conduzem à uma queda do contraste ótico e logicamente a uma perda de resolução.

A principal desvantagem deste método é o baixo contraste ótico obtido na imagem radiográfica, quando comparado com os filmes de emulsão de prata, chegando a ser 3 vezes menor[38]. Entretanto o desenvolvimento de técnicas, já operacionais, que utilizam luz razante incidente no detector, luz polarizada, bem como recursos de processamento de imagens digitais, tem superado esta

desvantagem, propiciando em alguns casos, radiografias com contraste similar ao obtido com filmes convencionais para raios-X.

Este método radiográfico apresenta como principais características a sua resolução intrínseca elevada e a sua quase total insensibilidade à radiação- γ . Isto permite a sua utilização na inspeção de materiais altamente radioativos e o emprego de feixes de nêutrons com quase nenhum filtro contra radiação- γ . Isto pode conduzir a equipamentos com feixes de nêutrons mais intensos e portanto mais refinados em termos de resolução geométrica. Nesta condição o seu concorrente mais próximo é o método indireto com conversor de disprósio, cuja resolução máxima é da ordem de 400 μ m[38].

Atualmente o custo de um SSNTD como o CR-39 ou o Mk-DE é relativamente elevado (~100 vezes maior), quando comparado com os filmes de emulsão, e portanto no presente, a sua utilização em rotina deve ser limitada a casos onde o convencional não se aplica adequadamente.

Na tabela 5.2, são apresentados dados comparativos, referentes à algumas das características de diversos sistemas de imageamento, para radiografia com nêutrons.

Conversor	Filme	Método D-direto I-indireto	T.exposição médio-min	sensibilidade ferro-mm	resolução Ui- μ m
Gd	Kodak-AA	D	5	0,29	70
Dy	Kodak-AA	I	10	-	400
B	CN-85	D	120	0,33	12
B	Mk-DE	D	120	0,45	17
B	CR-39	D	120	0,38	20

Tabela 5.2- Dados comparativos entre diversos sistemas de imageamento para radiografia com nêutrons

Comparando os resultados do presente trabalho com os disponíveis na literatura, pode se concluir que a contribuição principal desta dissertação foi

adicionar novos resultados à uma técnica com poucos dados quantitativos, principalmente aqueles referentes à sua sensibilidade.

Como sugestão para futuros trabalhos pode se destacar:

-estudar o comportamento da transmissão de luz por um único traço mediante a utilização de imagens digitais, em substituição ao método descrito na referencia[16] que emprega microdensitômetro ótico. Isto nos permitirá ter acesso a este tipo de dado, propiciando o desenvolvimento de novos estudos e em condições adversas daquelas citadas nestes trabalhos. A viabilidade desta nova metodologia está sendo comprovada pelo grupo de trabalho de radiografia com nêutrons, da divisão de física nuclear-TFF do IPEN-CNEN/SP.

-verificar a viabilidade de se estudar o comportamento da contribuição dos nêutrons espalhados na sensibilidade da técnica, a partir de dados de secções de choque obtidos nas condições de boa e de má geometria de irradiação, com um sistema padrão de medida de transmissão de nêutrons, que utiliza detectores a gás.

Referencias Bibliográficas

1-BERGER H. **Neutron Radiography, Methods, Capabilities and Applications.** New York, Elsevier, 1965

2-PUGLIESI, R.; MENEZES, M.O; ASSUNÇÃO, M.P.M. **Detection of Aluminum Corrosion Products by Neutron Radiography.** Int. J. Radiat. Appl Instrum. Part A, 43(5):663-665, 1992

3-R.PUGLIESI; L.P.GERALDO; M.O.DE MENEZES; M.L.G.ANDRADE; M.S.MAIZATO. **Inspection of an Artificial Heart by the Neutron Radiography Technique.** 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

4-G.BAYON. **Applications of Neutron Radiography in France.** 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

5-L.G.BENNET. **Development of Techniques for the Neutron Radiography of CF188 Flight Control Surfaces.** 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

6-J.P.BARTON; J.W.BADER; J.S.BRENIZER; B.HOSTICKA. **Feasibility of Neutron Radiography for Space Shuttle Inspection.** Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 123-132. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

7-J.P.BARTON; J.W.BADER; J.A. STOKES. **Experience with Aircraft Inspections in the MNRS, Using Film and Electronic Imaging.** Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 133-142. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

8-K.N.CHANDRASEKHARAN; B.P. PATIL; J.K.GOSH. **Quantitative Evaluation of Structural Features from Nuclear Fuel Pin Neutron Radiography.** Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 249-256. San Francisco, California, USA May 10-16, 1992.Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.

9-LFERDE M., LFERDE Z., MONNIN M. et al (1984). **Neutron Radiography with Track Detectors.** Nucl. Tracks Radiat. Meas. 8(1-4); 497-499

10-MATSUMOTO G., MURATA N., SUZUKI S., MATSUMOTO M., OHKUBO K. AND IKEDA Y. (1986). **Track-Etch Neutron Radiography with a new Boron Carbide Converter.** Nuclear Technology, 72, 201-211

11-ASSUNÇÃO M.P.M; PUGLIESI R; MENEZES M.O. DE (1992). **Characteristics of the Solid State Nuclear Track Detector CN-85 for Neutron Radiography**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography. San Francisco, California, USA May 10-16

12-ASSUNÇÃO M.P.M; PUGLIESI R; MENEZES M.O. **Study of the Neutron Radiography Characteristics for the Solid State Nuclear Track Detector Makrofol-E**. International Journal of Applied Radiations and Instrumentation vol45 n8 pp851-855, 1994

13-ILIC' R., RANT J., HUMAR M., SOMOGYI G., HUNYADI I (1986). **Neutron Radiographic Characteristics of MA-ND Type(Allyl-Diglycol-Carbonate) Nuclear Track Detectors**. Nuclear Tracks vol.12, n° 1-6, pp 933-936

14-M.P.M.ASSUNÇÃO. **Desenvolvimento da Técnica da Radioografia com nêutrons pelo Método do Registro de Traços Nucleares**(1992). Dissertação de Mestrado. Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

15-DURRANI S.A.; BULL R.K (1987). **Solid State Nuclear Track Detection. Principles , Methods and Applications**. International Series in Natural Philosophy vol-111. Pergamon Press

16-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990a). **Image Formation in Track-Etch Detector-I. The Large Area Signal Transfer Function**. Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 453-460

17-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990b). **Image Formation in Track-Etch Detector-II. The Space-Dependent Transfer Function in Thin Detectors**. Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 461-468

18-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990c). **Image Formation in Track-Etch Detector-III. The Space-Dependent Transfer Function in Thick Detectors**. Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 469-473

19-ILIC' R. AND NAJZER M. (1990d). **Image Formation in Track-Etch Detector-IV. Image Quality**. Nucl. Track Radiat. Meas. 17, 475-481

20-HUGHES D.J; HARVEY J.A. **Neutron Cross Sections**, New York, N.Y. McGRAW- Hill, 1955(BNL-325)

21-CURTISS L.F. **Introduction to Neutron Physics**. D. van Nostrand Co.; Inc., Princenton, New Jersey, 1959

22-BONILLA C.F..**Nuclear Engineering**. Mc Graw Hill, Book Company, Inc. New York , 1957

23-BLATT J.N.; WEISSKOPF V.F.. **Theoretical Nuclear Physics**. Dover Publication, Inc. New Graw Hill, Book Company, Inc. New York , 1957

- 24-MURRAY R.L.. **Nuclear Reactor Physics**. Prentice Hall, Inc. N.J., 1957
- 25-KOBAYASHY H; WAKAO H; IKEDA Y; OHOKUBO K; TSURUNO A. **Macroscopic Cross Section Measurements and Defect Detection in Materials Using Neutron Radiography Technique**. Journal of Nuclear Science and Technology, 29(11), pp 1045-1053(1992)
- 26-C.O.FISHER. **The History of the First Radiographs in Berlim**. Proceedings of the Fourth World Conference on Neutron Radiography, pp 3-10. San Francisco, California, USA, May 10-16, 1992. Edit by John P. Barton. Gordon and Breach Science Publishers.
- 27-HAWKESWORTH, M. R (1977). **Neutron radiography: Equipaments and Methods**. Atom. Energy Rev., 152: 169-220
- 28-BRYANT, L.E; MCENTIRE, P. 2nd ed. **Radiography and Radiation Testing, American Society for Nondestructive Testing**, 1985 (Nondestructive Testing Handbook)
- 29-HUGHES, D.J.; HARVEY, J.A. **Neutron Cross Sections**, New York, Mc Graw Hill, 1955, BNL325
- 30-HARDT P. VON DER; ROETTGER H. **Neutron Radiography Handbook: Nuclear Science and Technology**, Dordrecht, D. Reidl, 1981
- 31-HARMS A.A.; ZELLINGER A. (1977). **A New Formulation of Total Unsharpness in Radiography**. Phys. Med. Biol., vol 22, n°1, 70-80
- 32-HARMS, A.A.; BLAKE, T.G.; MARTON, J.P. **Neutron Imaging Thin Gadolinium Converters**. Nuc Inst, and Meth. 109: 253-55, 1973
- 33-FLEISCHER R. L., PRICE P.B. AND WALKER R.M. (1975). **Nuclear Tracks in Solids - Principle and Applications**. University of California, Berkeley, California-U.S.A.
- 34-KNOLL G.F; GENN F.. **Radiation Detection and Measurements**. John Willey & Sons, New York, 1989
- 35-FEYNMAM, R.P. **The Feynmam Lectures on Physics**. Addison-Wesley Publishing Company, 1963
- 36-WROBEL, M & GREIM, L. (1988) **Resolution functions and unsharpness in neutron radiography**. Geesthacht, German, GKSS, (GKSS 88/e/12)
- 37-APPLICATION TECHNOLOGY INFORMATION. **The Makrolon 3200 series of grades**. Bayer AG, 1997

38-MENEZES M.O DE (1994). **Desenvolvimento e Aplicação da Técnica da Radiografia com Nêutrons pelos Métodos Direto e Indireto**. Dissertação de Mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear, IPEN-CNEN/SP.

39-VILELA E. C.(1990). **Deteção de nêutrons rápidos utilizando detectores sólidos de traços nucleares**. Dissertação de mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear IPEN-CNEN/SP

40-ANTANASIJEVIC R; TODOROVIC Z; STAMATOVIC A; MIOCINOVIC D (1977). **Factors Affecting the Sensitivity of Plastic Detectors to Ionizing α -Particle Registration**. Nuclear Instruments and Methods 147, pp 139-140

41- TERENCE, MAURO C. (1997). **Efeito da radiação gama no policarbonato nacional Durodon FN-2200**. Dissertação de mestrado. Comissão Nacional de Energia Nuclear IPEN-CNEN/SP.

42-BARTON J.P. **Contrast Sensitivity in Neutron Radiography**. Applied Materials Research pp 90-96(1965)

43-M.O. DE MENEZES; R.PUGLIESI; M.L.G.ANDRADE; M.A.S.PEREIRA. **Effect of the Scattered Neutrons in Radiography Sensitivity**. V World Conference on Neutron Radiography. Berlin Alemanha Ocidental 06/1996. Trabalho a ser publicado nos anais que está em fase de editoração.

44-KOBAYASHI H. **A correlated Study between effective total macroscopic cross section and effective energies for continuos neutron beams**. 3rd International Topical Meeting on NR. Lucerne, Switzerland, March 16-19, 1998.

45-GONZALEZ R. C; WOODS R.E. **Digital Image Processing**. Addison-Wesley Publishing Company Inc, 1993

46-R.PUGLIESI; M.L.G.ANDRADE. **Study of Cracking in Concrete by Neutron Radiography**. International Journal of Applied Radiation and Isotopes.vol 48, No 3,pp 339-344, 1997.

47-K.R.CASTLEMAN. **Digital Image Processing**. Prentice Hall Upper Saddle River, New Jersey 07458, 1996.