

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ANÁLISE TERMO-HIDRÁULICA E NEUTRÔNICA DE REATORES  
À ÁGUA PRESSURIZADA (PWR)

Carlos Henrique Alves

Dissertação apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para obtenção do grau de "Mestre na Área de Concentração em Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear".

Orientador: Dr. Artur J. G. Faya



SÃO PAULO

ANÁLISE TERMOHIDRÁULICA E NEUTRÔNICA DE REATORES NUCLEARES À ÁGUA  
PRESSURIZADA (PWR)

Carlos Henrique Alves

RESUMO

Foi desenvolvido um código computacional, denominado CANAL2, para simular o comportamento do núcleo de reatores à água pressurizada (PWR) em regime estacionário e sob condições transientes. As equações de conservação para os volumes de controle são obtidas fazendo-se médias em área nas equações de conservação do Modelo de Dois Fluidos Separados (Two-fluid Model) e reduzindo-as à formulação do Modelo de Difusão (Drift-flux Model), sendo estas resolvidas numericamente pela técnica de diferenças finitas do tipo Marcha.

O modelo leva em consideração a transferência de massa, quantidade de movimento e energia entre subcanais adjacentes através de componentes transversais de dispersão e turbulência e admite mudança de regime de transferência de calor e padrão de escoamento ao longo do subcanal.

Em transientes, a potência do reator é avaliada por um modelo de cinética pontual com a reatividade determinada para a temperatura média do núcleo, considerando-se a realimentação (feedback) de temperatura do combustível e refrigerante.

A equação de condução de calor na barra de combustível é resolvida numericamente por método implícito (Crank-Nicolson) para assegurar estabilidade, sendo considerado a variação da condutividade térmica da barra (revestimento + combustível) com a temperatura.

Foram realizados vários testes com o código CANAL2 usando dados experimentais e calculados disponíveis na literatura. Os resultados indicam que o código CANAL2 é um bom instrumento de cálculo para análise termo-hidráulica de núcleos de reatores à água pressurizada habilitando-o para projetos mediante alguns refinamentos.

## THERMAL-HYDRAULIC AND NEUTRONICS ANALYSIS OF PRESSURIZED WATER REACTOR CORES

Carlos Henrique Alves

## ABSTRACT

A computational code, named CANAL2, was developed for the simulation of the steady-state and transient behaviour of a Pressurized Water Reactor core. The conservation equations for the control volumes are obtained by area-averaging of the two-fluid model conservation equations and reducing them to the drift-flux model formulation. The resulting equations are approximated by finite differences and solved by a marching-type numerical scheme.

The model takes into account the exchange of mass, momentum and energy between adjacent subchannels of a fuel bundle. Turbulent mixing and diversion crossflow are considered. Correlations are provided for several heat transfer and flow regimes and selected according to the local conditions.

During transients core power can be evaluated by a point-kinetics model. Fuel and coolant temperatures are feedback to the neutronics.

The heat conduction equation is solved in the fuel using the Crank-Nicolson scheme. Temperature-dependent correlations are provided for the fuel and cladding thermal conductivities.

Several runs were made with the code CANAL2 using the available experimental and calculated data in the open literature. Results indicate that CANAL2 is a good calculational tool for the thermal-hydraulics of PWR cores. A few refinements will make the code useful for design.

---

## INDICE

AGRADECIMENTOS.....	1
RESUMO.....	2
ABSTRACT:.....	3
NOMENCLATURA.....	5
1 - INTRODUÇÃO.....	8
1.1 - Generalidades.....	8
1.2 - Objetivos do Trabalho.....	9
2 - MODELOS E MÉTODOS DE SOLUÇÃO.....	13
2.1 - Modelos de Escoamento Fluido.....	13
2.2 - Equações de Conservação para o Fluido Refrigerante.....	15
2.3 - Condução de Calor no Combustível.....	19
2.4 - Equações de Cinética.....	24
3 - RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	30
3.1 - A Secção de Teste Columbia.....	30
3.2 - O Reator de ANGRA I.....	32
3.2.1 - Descrição Geral do Reator de ANGRA I.....	37
3.2.2 - Reprodução do Estacionário.....	37
3.2.3 - Acidente de Reatividade.....	54
4 - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	59
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	61
APÊNDICE A - Equações de Conservação e Equações Constitutivas para o Modelo de Difusão.....	63
APÊNDICE B - Propriedades Térmicas do Combustível.....	92
APÊNDICE C - Correlação para o Fluxo Crítico de Calor.....	94
APÊNDICE D - Descrição do Programa CANAL2.....	97

## NOMENCLATURA

A	área de escoamento	$m^2$
$C_o$	parâmetro de concentração de vazios	-
$c_p$	calor específico	$J/Kg-^{\circ}K$
$D_e$	diâmetro hidráulico	m
$\dot{E}$	fluxo de energia	$W/m^2$
f	fator de fricção	-
F	força de fricção	$Kg/m^2-s^2$
g	aceleração gravitacional	$m/s^2$
G	velocidade de massa (fluxo de massa)	$Kg/m^2-s$
h	entalpia	$J/Kg$
h	coeficiente de transferência de calor	$W/m^2-^{\circ}K$
$h_{fg}$	calor latente de vaporização	$J/Kg$
j	velocidade superficial	m/s
k	condutividade térmica	$W/m-^{\circ}K$
$K_a$	parâmetro empírico aparecendo no modelo de mistura	-
$L_i$	nº de barras de combustível adjacentes ao subcanal i	-
$\dot{M}$	fluxo de quantidade de movimento	$Kg/m-s^2$
$N_i$	nº de subcanais adjacentes ao subcanal i	-
p	pressão	$N/m^2$
$P_F$	perímetro de fricção	m
$P_H$	perímetro aquecido	m
Pr	número de Prandtl	-
Q	termo fonte de energia	$W/m^3$
$q''$	fluxo de calor	$W/m^2$
$q'''$	densidade de potência	$W/m^3$
r	distância radial	m
Re	número de Reynolds	-
$S_{ik}$	espaçamento entre subcanais i e k	m
T	temperatura	$^{\circ}C$

t	tempo	s
$\bar{u}$	componente turbulenta da velocidade transversal	m/s
v	velocidade	m/s
V	volume	m <sup>3</sup>
$V_{vj}$	velocidade relativa entre o vapor e o centro de volume da mistura	m/s
W	taxa de escoamento de massa por unidade de comprimento axial	Kg/s-m
x	qualidade	-
$\Delta y_{ik}$	comprimento de mistura entre subcanais i e k	m
z	coordenada axial	-
$\alpha$	fração de vazios	-
$\beta$	constante de mistura	-
$\Gamma_v$	fonte de vapor	Kg/m <sup>3</sup> -s
$\epsilon$	parâmetro empírico aparecendo no modelo para a região subresfriada	-
$\theta$	multiplicador de mistura bifásico	-
$\mu$	viscosidade	Kg/m-s
$\rho$	densidade	Kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	tensão superficial	Kg/m
$\phi_{lo}$	multiplicador de fricção bifásico	-
$\delta_{ij}$	delta Kronecker = $\begin{cases} 0, & i \neq j \\ 1, & i = j \end{cases}$	

Subscritos

av	média
d	subcanal doador
d	desprendimento de folha
fc	convecção forçada
i	subcanal i
j	nível axial j
k	subcanal adjacente k
l	líquido
m	barra de combustível adjacente m

<b>nb</b>	<b>ebulição nucleada</b>
<b>sp</b>	<b>monofásico</b>
<b>tp</b>	<b>bifásico</b>
<b>v</b>	<b>vapor</b>
<b>w</b>	<b>parede</b>

---

## CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

### 1.1 - Generalidades

A habilidade em prever o comportamento de uma central nuclear, tanto em condições estacionárias como, e principalmente, em transitórios é de fundamental importância na Análise de Segurança, pois o que se visa é diminuir os riscos de acidentes e assim aumentar a confiabilidade da operação das usinas nucleares. É fato conhecido que as condições limitantes para extração da energia em um reator nuclear são de natureza termo-hidráulica, cuja análise representa uma importante etapa do estudo da segurança da central nuclear.

Ao se fazer um projeto termo-hidráulico do núcleo de um reator, várias características são desejáveis : que ele possua uma alta densidade de potência (para minimizar o tamanho do núcleo), uma alta potência específica (para minimizar a quantidade de combustível), uma alta temperatura na saída do refrigerante (para maximizar a eficiência termodinâmica) e uma baixa queda de pressão no refrigerante (para minimizar requisitos de bombeamento). Entretanto, estes objetivos estão sujeitos a várias restrições importantes; por exemplo, precisamos estar seguros que as temperaturas permanecerão abaixo do ponto de fusão dos componentes do núcleo (particularmente para o combustível e encamisamento); frequentemente existem limites sobre a taxa de transferência de calor entre o combustível e o refrigerante (no caso de líquidos) desde que se esta taxa for muito alta poderá ocorrer ebulição pelicular (film boiling) resultando em rápido aumento na temperatura do encamisamento.

Além disso, tais restrições termohidráulicas precisam ser analisadas durante a vida útil do núcleo, pois conforme a distribuição de potência varia devido a queima do combustível, reaquecimento do combustível ou algum tipo de acidente, a distribuição de temperatura também irá variar. Como as seções de choque que governam a neutronics dependem fortemente da densidade e temperatura, haverá um forte acoplamento entre o comportamento neutrônico e termo-hidráulico do reator.

Assim, é de fundamental importância tanto no projeto como durante a operação de reatores nucleares a existência de modelos matemáticos, colocados na forma de códigos computacionais, que representem o núcleo e possam ser usados para determinar limites e assegurar a operação do reator de maneira segura nas mais variadas situações.

Existem diversos códigos computacionais, de complexidade variável, para simulação do comportamento de uma central nuclear tipo PWR. Assim, por exem-

---



plo, o código RELAP-4 /11/ é um programa utilizado na análise de acidentes do tipo LOCA (loss of coolant accident). Trata-se de um código complexo que inter-relaciona os efeitos termohidráulicos do refrigerante, de transferência de calor, de neutrônica e interações entre os componentes dos sistema.

O código TOODEE /10/, por outro lado, é utilizado na análise térmica do combustível com solução numérica bidimensional da equação de condução de calor. O programa leva em consideração a variação da espessura da folga (gap) com o tempo e a reação do Zircaloy com a água.

Assim, de acordo com o tipo de programa, ele pode apresentar maior ou menor dificuldade em sua utilização, bem como um maior ou menor custo computacional devido ao tempo utilizado.

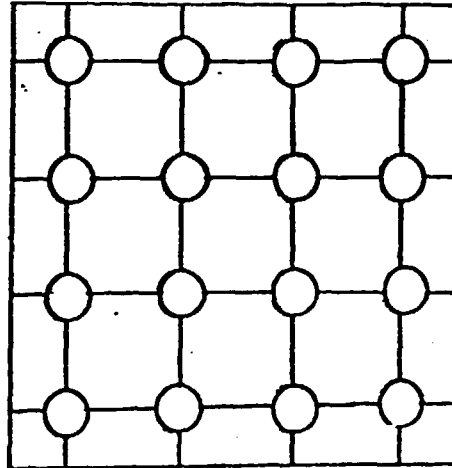
## 1.2 - Objetivo do Trabalho

Na realização de cálculos termo-hidráulicos os modelos matemáticos utilizados geralmente baseiam-se na utilização de subcanais. A análise de subcanais é reconhecida como o método mais completo para se avaliar o desempenho termohidráulico de conjuntos combustíveis de reatores nucleares. A figura 1 é uma representação de um conjunto de barras paralelas, típico de reatores refrigerados por água leve.

O termo subcanal é definido como a passagem do escoamento entre as barras de combustível; o contorno entre subcanais sendo escolhido como a mínima distância entre barras adjacentes ou uma normal à parede a partir da barra adjacente, resultando no esquema de subcanal centrado no refrigerante (figura 1.a); ou com o contorno sendo definido ao redor da barra de combustível, resultando no esquema de subcanal centrado na barra (figura 1.b). Uma das características fundamentais da análise de subcanais é a troca transversal de massa, quantidade de movimento e energia na interface imaginária que define os subcanais. Embora o escoamento seja predominante na direção axial, a quantificação deste fenômeno transversal é essencial para a correta previsão das quantidades envolvidas no escoamento.

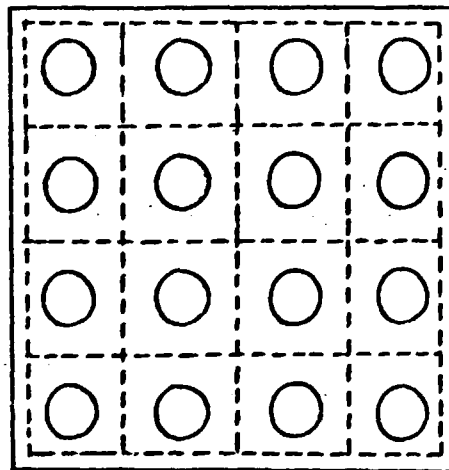
Obviamente, a melhor forma de se fazer um cálculo termohidráulico de um reator nuclear seria aquela utilizando o núcleo inteiro. Entretanto, considerando que um PWR típico (Seção 3.2) possui 121 conjuntos combustíveis cada um com ~ 289 subcanais vemos que, do ponto de vista computacional, tal análise torna-se proibitiva. O que se faz, então, é considerar um conjunto combustível equivalente a um subcanal e levar em consideração a simetria do núcleo, de tal modo que uma análise mais simples possa ser adotada como representativa de todo o núcleo.

---



(a)

subcanal centrado no refrigerante



(b)

subcanal centrado no combustível

Figura 1 - Representação dos Subcanais

Diante destas considerações, o modelo que frequentemente se usa em uma primeira fase de cálculo termohidráulico é aquele utilizando 1/4 ou 1/8 do núcleo dividido em diversos subcanais, onde cada conjunto combustível é representado por um subcanal, com todos os pinos do conjunto combustível agrupados para formar um único pino, tendo como perímetro molhado a soma dos perímetros de todos os pinos e como perímetro aquecido, a soma dos perímetros dos pinos combustíveis do conjunto; o espaçamento entre estes subcanais sendo igual à soma dos espaçamentos entre os pinos da periferia do conjunto combustível.

A figura 2 é uma seção do núcleo de um reator PWR consistindo de 21 subcanais, utilizada para representar 1/8 de núcleo em uma análise termohidráulica.

Numa segunda fase de cálculos, utilizando-se os dados gerados pela primeira, separa-se o subcanal em condições mais drásticas e faz-se nova análise, reduzindo-o, em cálculos sucessivos, a modelos mais detalhados até que o subcanal mais quente possa ser representado explicitamente.

O objetivo deste trabalho foi o de desenvolver uma nova versão do código CANAL / 5/, desenvolvido em 1979 especificamente para análise de subcanais de seção de teste com água em ebulição, que pudesse ser aplicada em análise termohidráulica de núcleos de reatores à água pressurizada (PWR) tendo em vista o modelo hidráulico mais elaborado apresentado pelo CANAL, no que diz respeito à interação entre as fases líquido e vapor do fluido em escoamento bem como aos efeitos trazidos pela mistura entre subcanais.

Para esse fim, várias correlações de propriedades físicas foram aperfeiçoadas para levar em conta a maior faixa de pressões, o modelo computacional foi alterado de modo a poder simular um conjunto combustível como um subcanal e um novo modelo de condução de calor no combustível foi incorporado. Para simular um acidente de reatividade, como por exemplo, uma retirada acidental de barras de controle, foi desenvolvido um módulo neutrônico e acoplado ao da termohidráulica de modo a tornar mais abrangente a análise do núcleo.

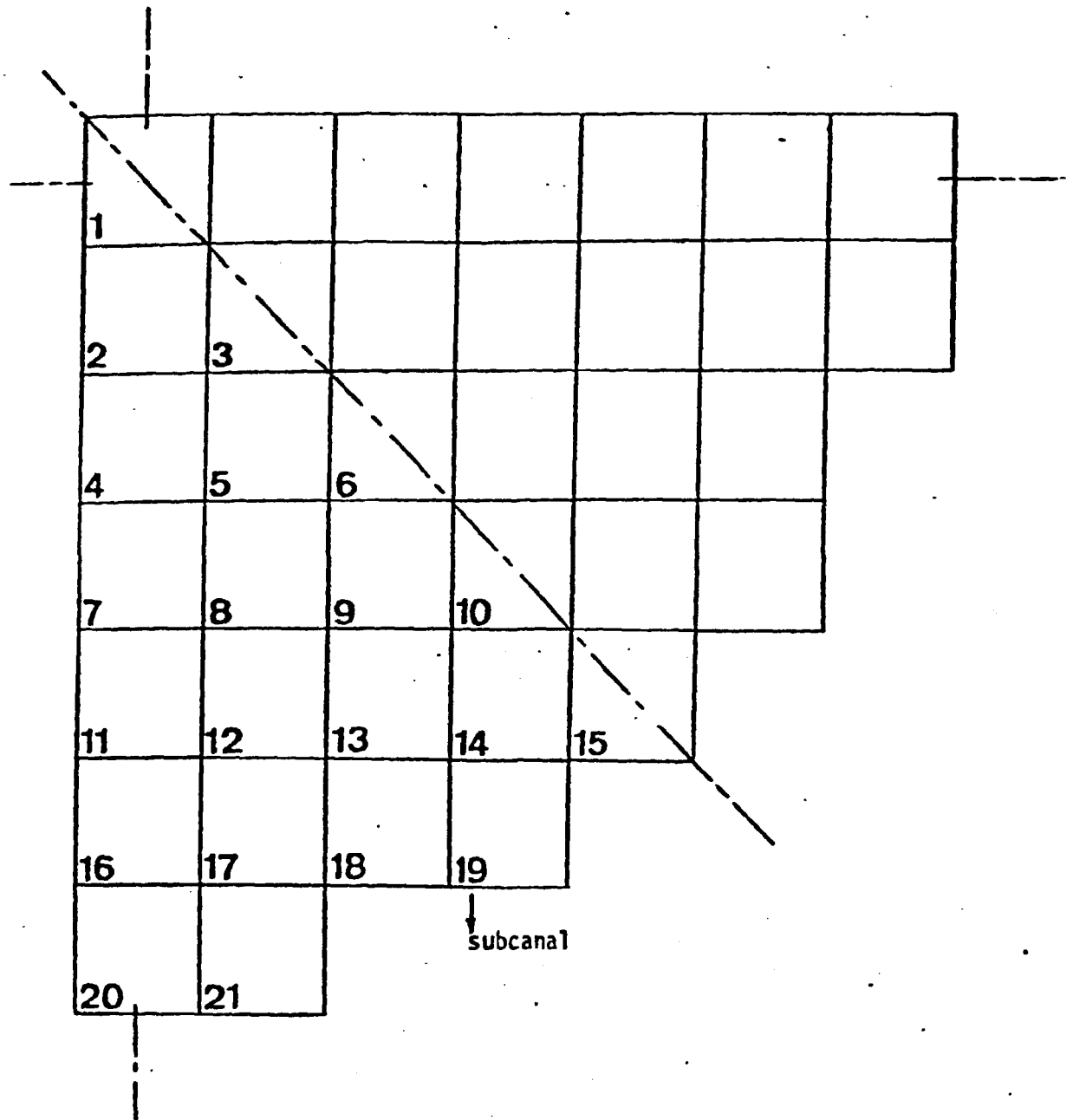


Figura 2 - Modelo 1/8 do Núcleo

## CAPÍTULO 2 - MODELOS E MÉTODOS DE SOLUÇÃO

### 2.1 - Modelos de Escoamento Fluido

Durante a operação normal de um reator tipo PWR, o escoamento do refrigerante no sistema primário ocorre essencialmente na fase líquida devido à sua própria concepção de projeto, sendo permitido a ocorrência de ebulição subresfriada (subcooled boiling) em algumas regiões no núcleo onde o fluxo de calor é muito alto. Estas regiões, geralmente situam-se à meia altura do núcleo e, sendo o líquido subresfriado e o fluxo de calor menor na parte superior, o vapor gerado é condensado e desaparece antes de atingir a saída do núcleo. Entretanto, no caso de acidentes (remoção acidental de barras de controle, por exemplo) poderá haver ocorrência de ebulição saturada (bulk boiling) e, conseqüentemente, escoamento bifásico. A figura 3 mostra esquematicamente o escoamento de um fluido em um tubo aquecido juntamente com os vários tipos de padrões de escoamento. Comparado ao escoamento monofásico, o escoamento bifásico é um fenômeno complicado de ser modelado pois consiste em uma mistura turbulenta de vapor e líquido, tornando praticamente impossível levar-se em conta as interfaces líquido-vapor que aparecem e as interações entre elas. O que se tem feito, então, é aproximar cada fase por um campo contínuo tomando-se médias em volume nas equações de conservação locais que governam o balanço de massa, quantidade de movimento e energia para cada fase. Por este procedimento, são obtidos dois novos conjuntos (um para cada fase) de equações de conservação (ou equações de campo) e novas quantidades são introduzidas a saber, fração fásica volumétrica e termos de interação refletindo o transporte de massa, quantidade de movimento e energia através da interface líquido-vapor.

Basicamente, todos os modelos bifásicos existentes partem deste ponto. Então, são impostas restrições que permitem uma redução no número de equações de campo iniciais. Ao se remover equações de campo elas são substituídas por equações constitutivas. Assim, por exemplo, é possível remover uma das equações de energia assumindo que uma das fases é saturada. Os modelos bifásicos existentes diferem entre si pelo número de equações de campo retidas em suas formulações. Em ordem decrescente de complexidade os modelos mais comumente usados são / 5/ :

#### a) Modelo de Dois Fluidos Separados (Two-fluid Model)

Neste modelo todas as equações de campo são retidas e nenhuma restrição é imposta. Para se levar em conta os três termos de interação interfacial, precisam ser fornecidas equações constitutivas. Isto constitui um dos principais

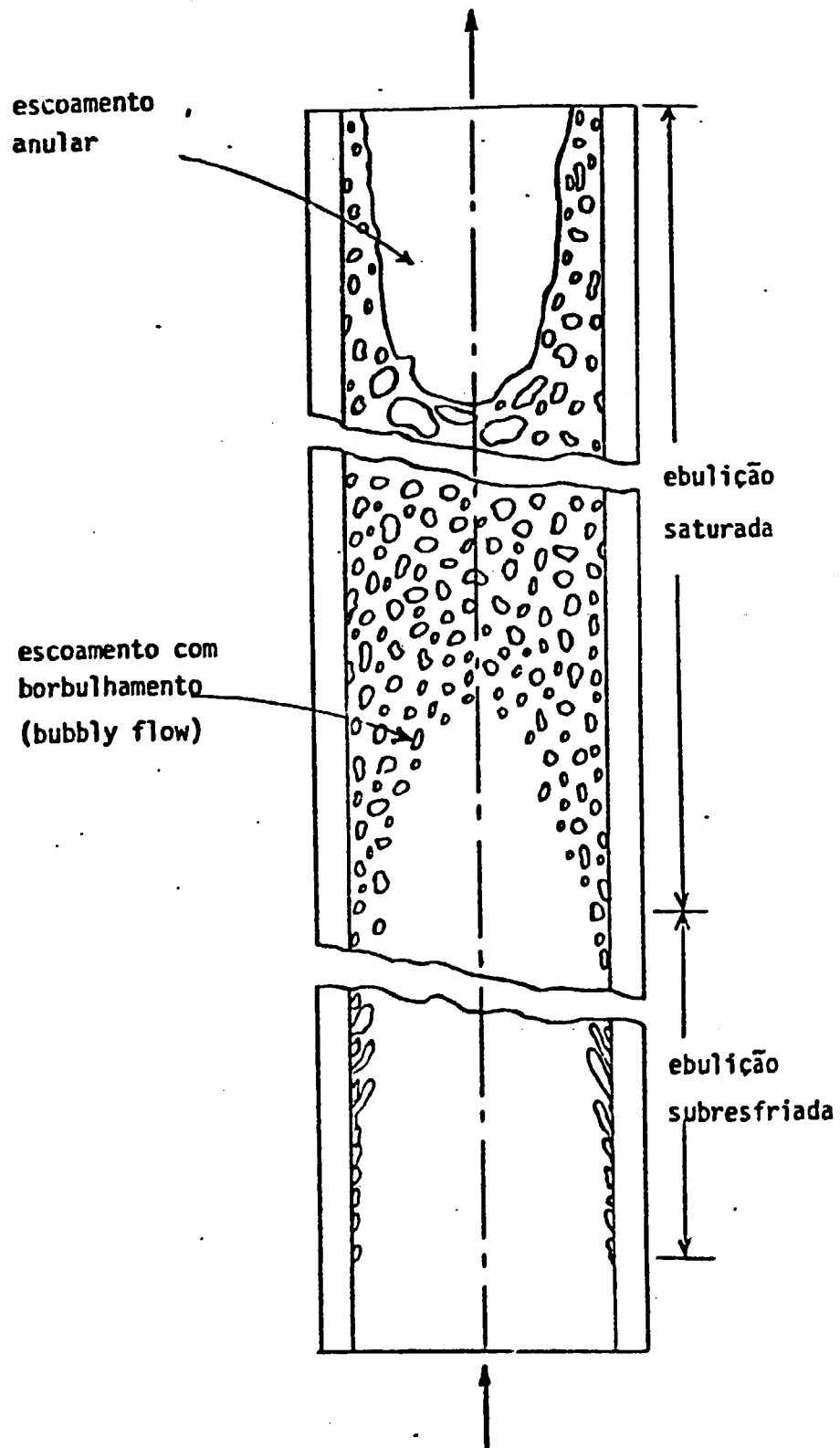


Figura 3 - Padrões de Escoamento em um Canal Vertical Aquecido

problemas que está atualmente sob investigação no desenvolvimento deste modelo.

#### b) Modelo de Difusão (Drift-flux Model)

Neste modelo as equações de campo consistem de uma equação da continuidade para o vapor, uma equação da continuidade para a mistura (ou para o líquido), uma equação da quantidade do movimento para a mistura e uma equação da energia para a mistura. As quatro equações de campo são suplementadas por uma equação constitutiva para a diferença de velocidade entre as fases, uma restrição térmica (geralmente a suposição de que uma das fases é saturada) e uma relação para a taxa de evaporação (ou condensação) que é o termo de interação interfacial.

#### c) Modelo Homogêneo

Neste modelo as equações de campo são três : uma equação da continuidade, uma da quantidade de movimento e uma da energia para a mistura. Estas equações de campo são suplementadas com a suposição de que ambas as fases são saturadas e escoam a mesma velocidade.

A Tabela 1 resume as informações dadas acima e indica os códigos que usam os vários modelos descritos.

O código CANAL utilizou o Modelo de Difusão visto que se constituiu numa escolha apropriada entre simplicidade e complexidade, desde que o modelo seguramente descreve melhor que o Modelo Homogêneo a interação entre a mistura líquido-vapor e o sistema.

## 2.2 - Equações de Conservação para o Fluido Refrigerante

As seguintes suposições formam a base de derivação das equações de conservação usadas no programa :

- a) Equilíbrio termodinâmico na região de ebulição saturada.
- b) O vapor é sempre saturado.
- c) As propriedades físicas do fluido (exceto as densidades) são avaliadas em uma única pressão de referência.
- d) As condições do fluido dentro de um dado volume de controle variam somente na direção do escoamento axial dominante.
- e) Não existe gradiente de pressão transversal em qualquer elevação axial.

Tabela 1

## Modelos para Escoamento e Transferência de Calor

Modelo	Homogêneo	Difusão	Dois Fluidos Separados
Equações Conservação	continuidade da mistura quant. movimento mistura energia da mistura	continuidade da mistura continuidade do vapor quant. movimento mistura energia da mistura	continuidade do vapor continuidade do líquido quant. movimento vapor quant. movimento líquido energia do vapor energia do líquido
Restrições Impostas	$v_l = v_v = v_{CM}$ $h = h_v = h_{sat}$	$v_v = v_{CM} = v_{vj}$ $h_v = h_{sat}$	nenhuma
Termos de Interação Interfacial	nenhum	massa	massa quant. movimento energia
Códigos de Subcanais	COBRA-IIIC COBRA-II TORC COBRA-IV THINC-IV	MATTEO CANAL	SCORE TRAC THERMIT
Códigos de Circuitos	RELAP RETRAN FLASH	THOR	



- f) As circulações de escoamento líquido de massa ao longo de caminhos fechados ao redor de barras de combustíveis individuais são nulas.
- g) O líquido e o vapor escoam com diferentes velocidades.
- h) O transporte transversal de massa entre subcanais vizinhos por mistura turbulenta ocorre baseado no esquema volume a volume.

As equações de conservação para o fluido são obtidas das seis equações de conservação do Modelo de Dois Fluidos Separados reduzindo-as a um conjunto de quatro equações de conservação eliminando uma equação de energia e uma da quantidade de movimento. Como resultado deste processo precisam ser fornecidas duas equações constitutivas para levar em conta a velocidade relativa e a diferença de energia entre as duas fases.

As seguintes equações contituem o conjunto de seis equações de conservação básicas do Método de Dois Fluidos Separados, obtidas fazendo-se um balanço de massa, quantidade de movimento e energia em um elemento de volume diferencial /5/:

#### Conservação de Massa de Vapor

$$\frac{\partial(\alpha\rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha\rho_v \vec{v}_v) = \Gamma_v \quad (1)$$

#### Conservação de Massa do Líquido

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_\ell]}{\partial t} + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_\ell \vec{v}_\ell] = -\Gamma_v \quad (2)$$

#### Conservação da Quantidade de Movimento do Vapor

$$\frac{\partial(\alpha\rho_v \vec{v}_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha\rho_v \vec{v}_v \vec{v}_v) = -\alpha \nabla p - \vec{F}_{wv} - \vec{F}_I - \alpha\rho_v \vec{g} \quad (3)$$

#### Conservação da Quantidade de Movimento do Líquido

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_\ell \vec{v}_\ell]}{\partial t} + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_\ell \vec{v}_\ell \vec{v}_\ell] = -(1-\alpha)\nabla p - \vec{F}_{w\ell} + \vec{F}_I - (1-\alpha)\rho_\ell \vec{g} \quad (4)$$

#### Conservação da Energia do Vapor

$$\frac{\partial(\alpha\rho_v h_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha\rho_v h_v \vec{v}_v) = -\alpha \frac{Dp}{Dt} - p \frac{\partial \alpha}{\partial t} + Q_{wv} + Q_I \quad (5)$$

### Conservação da Energia do Líquido

$$\frac{\partial[(1-\alpha)\rho_L h_L]}{\partial t} + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_L h_L \vec{V}_L] = -(1-\alpha) \frac{Dp}{Dt} - p \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial t} + Q_{wL} - Q_I \quad (6)$$

O primeiro e o segundo termos do lado esquerdo de cada equação, correspondem à taxa de armazenamento e convecção de massa, quantidade de movimento ou energia, respectivamente. O primeiro termo do lado direito das equações da quantidade de movimento representam as forças de pressão atuando para acelerar o fluido. No lado direito das equações de energia, o primeiro termo representa o trabalho feito sobre o fluido devido a efeitos de compressibilidade e o segundo termo representa o trabalho feito sobre uma fase pela expansão da outra fase.  $\Gamma_v$ ,  $\vec{F}_I$  e  $Q_I$  são taxas de troca de massa, quantidade de movimento e energia, respectivamente, na interface entre as duas fases;  $\vec{F}_w$  e  $Q_w$  representam trocas de quantidade de movimento e energia entre as duas fases e a parede. O último termo à direita das equações da quantidade de movimento representam forças de gravidade atuando sobre o fluido.

A seguir são dadas as equações de conservação na formulação do Modelo de Difusão, na forma de diferenças finitas, derivadas no apêndice A :

### Equação de Conservação de Massa do Vapor

$$-\frac{1}{\Delta t} (\bar{\rho}_{vi} \bar{\alpha}_i)_j + \left[ \rho_{vi} \left( \frac{\alpha_i}{\Delta t} + \frac{j_{vi}}{\Delta z} \right) \right]_j - \frac{(\rho_{vi} j_{vi})_{j-1}}{\Delta z} = \Gamma_{vi,j} - \frac{1}{A_i} \sum_k W_{vi,k} \quad (7)$$

### Equação de Conservação de Massa da Mistura

$$\begin{aligned} & \frac{\Delta z}{\Delta t} \left[ 1 - \frac{\bar{\rho}_{li}}{\rho_{li}} + \bar{\alpha}_i \frac{\bar{\rho}_{li}}{\rho_{li}} - \frac{\bar{\rho}_{vi}}{\rho_{vi}} \right]_j + j_{i,j} - \frac{(\rho_{li} j_{li})_{j-1}}{\rho_{li,j}} - \frac{(\rho_{vi} j_{vi})_{j-1}}{\rho_{vi,j}} \\ & = \Delta z \left( \frac{1}{\rho_{vi}} - \frac{1}{\rho_{li}} \right)_j \Gamma_{vi,j} - \frac{\Delta z}{A_i} \sum_k \left[ \frac{W_{lik}}{\rho_{li}} + \frac{W_{vik}}{\rho_{vi}} \right]_j \end{aligned} \quad (8)$$

### Equação de Conservação da Quantidade de Movimento da Mistura

$$\begin{aligned} (P_j - P_{j-1}) & = \frac{\Delta z}{\Delta t} \left[ (\rho_{vi} j_{vi} + \rho_{li} j_{li}) - (\bar{\rho}_{vi} \bar{j}_{vi} + \bar{\rho}_{li} \bar{j}_{li}) \right]_j + \\ & + \left\{ \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_j - \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_{j-1} \right\} + \\ & + \frac{\Delta z}{A_i} \Gamma_{wi,j} \rho_{fi} + \left[ \rho_{vi} \alpha_i + \rho_{li} (1-\alpha_i) \right]_j g_z \Delta z + \frac{\Delta z}{A_i} \sum_k^N \left[ \dot{H}_{vik} + \dot{H}_{lik} \right]_j S_{ik} \quad (9) \end{aligned}$$

Equação de Conservação da Energia para o Líquido na Região Subresfriada

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} \left[ (1-\alpha_i) \rho_{li} h_{li} - (1-\bar{\alpha}_i) \bar{\rho}_{li} \bar{h}_{li} \right]_j + \frac{1}{\Delta z} \left[ (\rho_{vi}^j v_i h_g)_j - (\rho_{vi}^{j-1} v_i h_g)_{j-1} + \right. \\ & \left. (\rho_{li}^j v_i h_{li})_j - (\rho_{li}^{j-1} v_i h_{li})_{j-1} \right] - \frac{1}{A_i} \sum_m \left[ \dot{q}_{mi} - (\dot{q}_{mi})_{evap} \right]_j P_{Hmi} - \\ & \frac{1}{A_i} \sum_k \left[ \dot{E}_{vik} + \dot{E}_{lik} \right]_j S_{ik} \end{aligned} \quad (10)$$

onde  $j$  se refere ao  $\bar{n}$  axial, as quantidades sem barra se referem a um dado tempo e as barradas denotam um tempo anterior;  $i$  representa o subcanal em consideração. O segundo, terceiro e quarto termos à direita da equação (9) são comumente identificados como quedas de pressão por aceleração, fricção e gravidade, respectivamente. O primeiro termo representa a taxa de armazenamento de quantidade de movimento enquanto o quinto representa a quantidade de movimento trocada entre subcanais.

2.3 - Condução de Calor no Combustível

O procedimento geral para se achar a distribuição de temperatura é resolver a equação de condução de calor clássica

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot k \nabla T + q''' \quad (11)$$

Uma técnica é escrever esta equação diferencial parcial parabólica em forma de diferença finita e resolvê-la numericamente com condições iniciais e de contorno apropriadas. A secção transversal de uma barra de combustível típica de um PWR é mostrada na figura 4.

Para resolver a equação (11) e estabelecer as condições de contorno apropriadas as seguintes suposições são feitas :

- densidade de potência ( $q'''$ ) radialmente uniforme na região do combustível enquanto nenhuma geração de calor é considerada nas regiões da folga (gap) e encamisamento (cladding).
- somente condução de calor radial é considerada.
- um coeficiente de transferência de calor efetivo simula o transporte de energia na região da folga.
- as propriedades físicas do combustível e encamisamento ( $\rho c_p$ ,  $k$ ) são isotrópicas e dependentes da temperatura.

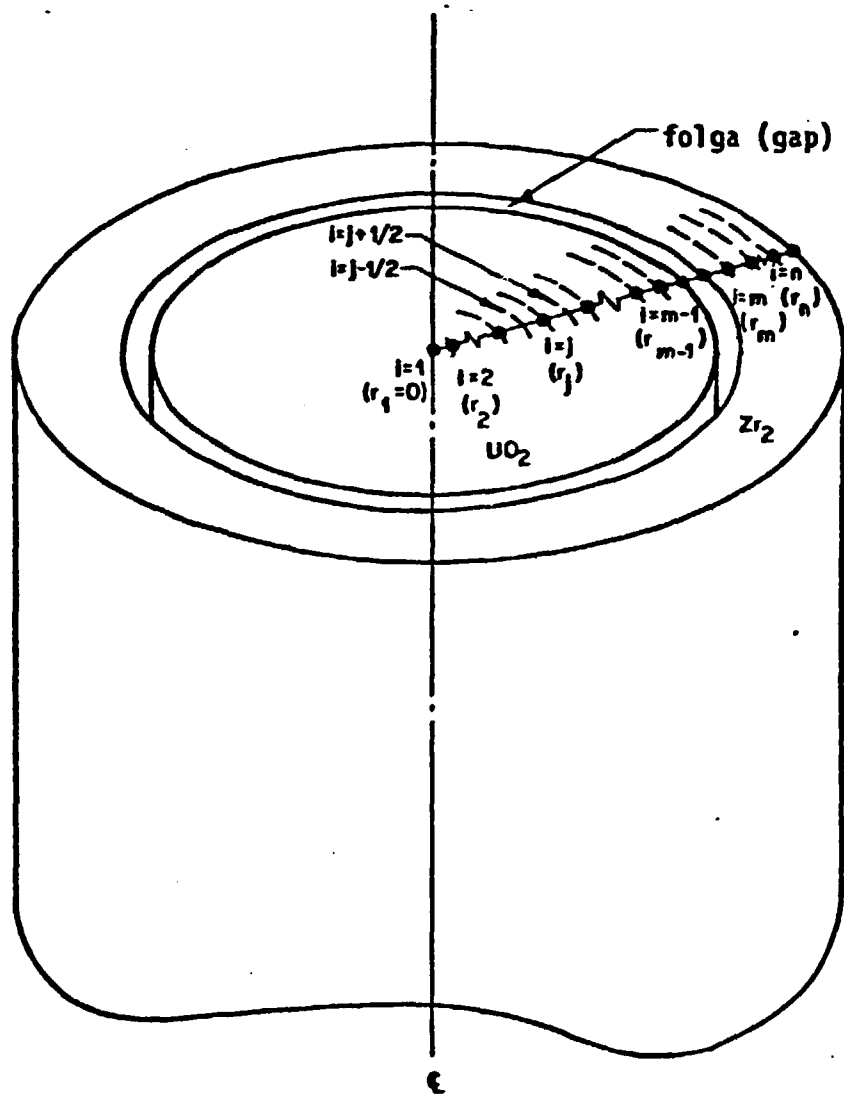


Figura 4 - Secção Transversal de uma Barra de Combustível

e) a superfície externa do encamisamento é resfriada por convecção por escoamento monofásico ou bifásico com um coeficiente de transferência de calor determinado pela correlação de Chen.

Levando em conta as suposições (a) e (b) a equação (11) pode ser escrita como

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q''' \quad (12)$$

Para resolver a equação (12) numericamente as seguintes condições de contorno precisam ser satisfeitas

$$-k_c \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_n} = q''(r_n, t) = h_{fc} [T_n(t) - T_B(t)] + h_{nb} [T_n(t) - T_{sat}] \quad (13)$$

$$-k_c \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_m} = q''(r_m, t) = h_g [T_{m-1}(t) - T_m(t)] \quad (14)$$

$$-k_f \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{m-1}} = q''(r_{m-1}, t) = \left( \frac{r_m}{r_{m-1}} \right) q''(r_m, t) \quad (15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_1=0} = 0 \quad (16)$$

onde  $T_B$  é a temperatura do líquido;  $T_{sat}$  é a temperatura de saturação;  $h_{fc}$  e  $h_{nb}$  são os coeficientes de transferência de calor para convecção forçada e ebulição nucleada respectivamente;  $h_g$  é o coeficiente de transferência de calor efetivo na região da folga.

Para estabelecer um esquema de solução, a derivada espacial na equação (12) precisa ser colocada em forma de diferença finita. Há três casos que precisam ser considerados: os nós interiores, os nós de contorno e o nó no centro da pastilha de combustível.

#### Pontos Internos

Usando técnica de diferença central padrão, a expressão em diferença finita apropriada para a derivada espacial da equação (12) para todos os pontos internos no tempo  $t$  é dada por /9/:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r_i} = A_i T_{i-1} + B_i T_i + C_i T_{i+1} \quad (17)$$

onde :

$$A_i = \left(1 + \frac{r_{i-1}}{r_i}\right) \frac{k_{i-1/2}}{(r_{i+1} - r_{i-1})(r_i - r_{i-1})} \quad (18)$$

$$C_i = \left(1 + \frac{r_{i+1}}{r_i}\right) \frac{k_{i+1/2}}{(r_{i+1} - r_{i-1})(r_{i+1} - r_i)} \quad (19)$$

$$B_i = -(A_i + C_i) \quad (20)$$

### Centro do Combustível (i=1)

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right|_{r_1=0} = B_1 T_1 + C_1 T_2 \quad (21)$$

$$\text{onde : } C_1 = 4 \frac{k_1}{r_2^2} \quad (22)$$

$$B_1 = -C_1 \quad (23)$$

### Superfície do Combustível (i=m-1)

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right|_{r_{m-1}} = A_{m-1} T_{m-2} + B_{m-1} T_{m-1} + C_{m-1} T_m \quad (24)$$

$$\text{onde : } A_{m-1} = \left(1 + \frac{r_{m-2}}{r_{m-1}}\right) \frac{k_{m-3/2}}{(r_{m-1} - r_{m-2})^2} \quad (25)$$

$$C_{m-1} = \left(\frac{r_m}{r_{m-1}}\right) \frac{2h_g}{(r_{m-1} - r_{m-2})} \quad (26)$$

$$B_{m-1} = - (A_{m-1} + C_{m-1}) \quad (27)$$

### Superfície Interna do Encamisamento (i=m)

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right|_{r_m} = A_m T_{m-1} + B_m T_m + C_m T_{m+1} \quad (28)$$

onde

$$A_m = \frac{2hg}{(r_{m+1} - r_m)} \quad (29)$$

$$C_m = \left(1 + \frac{r_{m+1}}{r_m}\right) \frac{k_{m+1/2}}{(r_{m+1} - r_m)^2} \quad (30)$$

$$B_m = - (A_m + C_m) \quad (31)$$

### Superfície Externa do Encamamento (i=n)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rk \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r_n} = A_n T_{n-1} + B_n T_n + D_n T_B \quad (32)$$

onde

$$A_n = \left(1 + \frac{r_{n-1}}{r_n}\right) \frac{k_{n-1/2}}{(r_n - r_{n-1})^2} \quad (33)$$

$$D_n = 2 \frac{(h_{fc} T_B + h_{nb} T_{sat})}{(r_n - r_{n-1})} \quad (34)$$

$$B_n = -A_n - 2 \frac{(h_{fc} + h_{nb})}{(r_n - r_{n-1})} \quad (35)$$

O termo temporal na equação (12) pode ser aproximado por

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T_i^{k+1} - T_i^k}{\Delta t} \quad (36)$$

onde

$$T_i^k = T(r_i, t)$$

$$T_i^{k+1} = T(r_i, t+\Delta t)$$

Assim, as equações (36), (17), (21), (24), (28) e (32), representam a formulação de diferença finita explícita da equação de condução de calor. Entretanto, a estabilidade dos esquemas numéricos explícitos limitam o tamanho do incremento temporal,  $\Delta t$ , em relação ao incremento espacial,  $\Delta r$ . Crank e Nicolson apresentam uma substituição matemática que elimina os problemas de estabilidade experimentado nos esquemas explícitos além de melhorar o erro de truncamento. A base deste método é substituir as temperaturas da forma  $T_i^k$  nas equações (17), (21), (24), (28) e (32) pela média aritmética da temperatura no tempo presente e futuro,  $(T_i^k + T_i^{k+1})/2$ . As derivadas espaciais resultantes podem ser combina-

das com a derivada temporal, dada pela equação (36) e a equação de condução (12), para fornecer uma formulação de diferença finita implícita. Aproximando a condutividade, capacidade de calor e coeficientes de transferência de calor no instante  $t+\Delta t$  por seus valores no instante  $t$ , este sistema de equações pode ser escrito em forma matricial como,

$$C^k(T' - T) = L^k(T' + T) + Q^k \quad (37)$$

onde

$$T = [T_1^k, T_2^k, \dots, T_n^k]^T, \text{ um vetor}$$

$$T' = [T_1^{k+1}, T_2^{k+1}, \dots, T_n^{k+1}]^T, \text{ um vetor}$$

$$C^k = [(pc_p)_i^k \delta_{ij}], \text{ uma matriz diagonal } |1 \leq i, j \leq n$$

$$Q^k = \frac{\Delta t}{2} [q_1^{\dots, k} + q_1^{\dots, k+1}, \dots, q_{n-1}^{\dots, k} + q_{n-1}^{\dots, k+1},$$

$$\frac{2(h_{fc} T_B + h_{nb} T_{sat})^k}{(r_n - r_{n-1})} + \frac{2(h_{fc} T_B + h_{nb} T_{sat})^{k+1}}{(r_n - r_{n-1})} + q_n^{\dots, k} +$$

$$q_n^{\dots, k+1}]^T, \text{ um vetor}$$

$$L^k = \xi_{i,k}^{(D-1)} \delta_{ij+1} + \xi_{ij}^{(D)} \delta_{ij} + \xi_{ik}^{(D+1)} \delta_{ij-1}, \text{ uma matriz tri-} \\ \text{diagonal; } |1 \leq i, j \leq n$$

Os elementos  $\xi_{ik}$ , da matriz tridiagonal,  $L$ , são dados na Tabela 2.

A equação (37) pode ser reescrita como

$$(C-L)^k T' = (C+L)^k T + Q^k \quad (38)$$

Deste modo, podemos facilmente resolver para  $T'$ , o vetor temperatura no tempo  $t+\Delta t$ , usando alguma técnica de inversão de matriz. Assim, a solução requerida é

$$T' = (C-L)_k^{-1} (C+L)_k T + (C-L)_k^{-1} Q_k \quad (39)$$

## 2.4 - Equações de Cinética

O modelo de neutrônica emprega as equações de cinética pontual, termo este derivado em assumir que a forma espacial do fluxo de nêutrons (ou potência) é independente do tempo. Estas equações são comumente aplicadas para a análise dos transientes de curta duração que afetam o comportamento



Tabela 2

Os Elementos da Matriz L

$$\text{A.. N\u00f3s Interiores } \left\{ \begin{array}{l} (2 \leq i \leq m-2), UO_2 \\ (m+1 \leq i \leq n-1), Zr_2 \end{array} \right.$$

$$x_{i,k}^{(D-1)} = \frac{\Delta t}{2} \left( 1 + \frac{r_{i-1}}{r_i} \right) \frac{k_{i-1/2}}{(r_{i+1}-r_{i-1})(r_i-r_{i-1})}$$

$$x_{i,k}^{(D+1)} = \frac{\Delta t}{2} \left( 1 + \frac{r_{i+1}}{r_i} \right) \frac{k_{i+1/2}}{(r_{i+1}-r_{i-1})(r_{i+1}-r_i)}$$

$$x_{i,k}^{(D)} = -(x_{i,k}^{(D-1)} + x_{i,k}^{(D+1)})$$

B. N\u00f3 do Centro do Combust\u00edvel,  $i=1$ 

$$x_{1,k}^{(D)} = -\frac{2\Delta t k_1}{(r_2)^2}$$

$$x_{1,k}^{(D+1)} = -x_{1,k}^{(D)}$$

C. N\u00f3 na Superf\u00edcie do Combust\u00edvel,  $i=m-1$ 

$$x_{m-1,k}^{(D-1)} = \frac{\Delta t}{2} \left( 1 + \frac{r_{m-2}}{r_{m-1}} \right) \frac{k_{m-3/2}}{(r_{m-1}-r_{m-2})^2}$$

$$x_{m-1,k}^{(D+1)} = \frac{\Delta t}{2} \left( \frac{r_m}{r_{m-1}} \right) \frac{2h_q}{(r_{m-1}-r_{m-2})}$$

$$x_{m-1,k}^{(D)} = (x_{m-1,k}^{(D-1)} + x_{m-1,k}^{(D+1)})$$

D. N\u00f3 na Superf\u00edcie Interna do Encamisamento,  $i=m$ 

$$x_{m,k}^{(D-1)} = \frac{\Delta t h_q}{(r_{m+1}-r_m)}$$

$$x_{m,k}^{(D+1)} = \frac{\Delta t}{2} \left[ \left( 1 + \frac{r_{m+1}}{r_m} \right) \frac{k_{m+1/2}}{(r_{m+1}-r_m)^2} \right]$$

$$x_{m,k}^{(D)} = -(x_{m,k}^{(D-1)} + x_{m,k}^{(D+1)})$$

E. N\u00f3 na Superf\u00edcie Externa do Encamisamento,  $i=n$ 

$$x_{n,k}^{(D-1)} = \frac{\Delta t}{2} \left( 1 + \frac{r_{n-1}}{r_n} \right) \frac{k_{n-1/2}}{(r_n-r_{n-1})^2}$$

$$x_{n,k}^{(D)} = - \left[ x_{n,k}^{(D-1)} + \Delta t \frac{(h_{fc} + h_{nb})}{(r_n-r_{n-1})} \right]$$

to de um reator nuclear. A popularidade do modelo de cinética pontual não é devida necessariamente à sua validade (que é limitada) mas devido ao fato que métodos alternativos que também tratam a dependência espacial do fluxo de nêutrons são geralmente proibitivos pelo tempo computacional que consomem. As equações de cinética pontual são dadas por /4/:

$$\frac{dP(t)}{dt} = \left[ \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} \right] P(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i Q_i(t) \quad (40)$$

$$\frac{dQ_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} P(t) - \lambda_i Q_i(t) \quad ; \quad i=1,2,\dots,6 \quad (41)$$

onde

$P(t)$  : potência total do reator no instante  $t$  (Mw).

$Q_i(t)$  : potência relacionada ao  $i$ -ésimo grupo de nêutrons retardados

$\rho(t) = \frac{k(t) - 1}{k(t)}$ , reatividade total do reator, definida como o desvio do fator de multiplicação do núcleo de seu valor crítico  $k=1$ .

$\beta_i$  : fração de nêutrons retardados do  $i$ -ésimo grupo.

$\lambda_i$  : constante de decaimento do  $i$ -ésimo grupo precursor ( $\text{seg}^{-1}$ ).

$\Lambda$  : tempo médio de geração dos nêutrons (seg).

Neste trabalho consideraremos os nêutrons retardados representados por um grupo efetivo de nêutrons retardados caracterizados por uma fração,

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i \quad (42)$$

e uma constante de decaimento média

$$\lambda = \left[ \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right]^{-1} \quad (43)$$

As equações de cinética pontual para este caso simplificado tornam-se

$$\frac{dP(t)}{dt} = \left[ \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} \right] P(t) + \lambda Q(t) \quad (44)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P(t) - \lambda Q(t) \quad (45)$$

A reatividade total  $\rho(t)$ , é obtida /4/ como uma função conhecida do tempo e implícitamente através dos processos de realimentação (feedback) do núcleo. O termo realimentação é usado, de um modo geral, para descrever o comportamento de qualquer sistema controlado quando o sistema responde a uma mu

dança (ou erro) de tal maneira que aumenta (realimentação positiva) ou contra balança (realimentação negativa) o erro.

A reatividade total  $\bar{\rho}$ , portanto, a soma de uma reatividade inserida externamente,  $\rho_{ext}(t)$ , e uma reatividade de realimentação englobando as variações inerentes de reatividade que ocorrem no núcleo, em consequência de variações na temperatura do combustível (efeito Doppler), temperatura do moderador, fração de vazios e densidade do fluido refrigerante; desprezando os efeitos de vazios e densidade /12/ temos :

$$\rho(t) = \rho_{ext}(t) + \alpha_F(\bar{T}_F) (\bar{T}_F - T^*) + \alpha_B(\bar{T}_B) (\bar{T}_B - T^*) \quad (46)$$

onde  $\bar{T}_F$  é a temperatura média do combustível,  $\bar{T}_B$  é a temperatura média do refrigerante e  $T^*$  é a temperatura de referência, escolhida como a temperatura do refrigerante na entrada do núcleo do reator. O efeito da temperatura sobre a reatividade /4/ é dado em termos de um coeficiente de temperatura de reatividade,  $\alpha$ , definido como,

$$\alpha = \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (47)$$

Um modelo simples como esse, do efeito da temperatura sobre a reatividade, ilustra claramente o efeito da realimentação de temperatura sobre a estabilidade do reator. Assim, se um reator possuísse um  $\alpha$  positivo, então, um aumento na temperatura ( $\partial T > 0$ ) produziria um aumento em  $\rho$  ( $\partial \rho > 0$ ) e a potência do reator aumentaria, causando um posterior aumento na temperatura e assim por diante. Neste caso, o reator seria instável em relação às variações de potência ou temperatura. Deste modo, a situação desejável é aquela na qual  $\alpha$  é negativo, desde que um aumento na temperatura causaria um decréscimo em  $\rho$  e a potência diminuiria, diminuindo a temperatura, tendendo a estabilizar o nível de potência. Logo, um reator para ser inerentemente estável precisa possuir coeficientes de temperaturas negativos caracterizados principalmente pelo coeficiente do combustível  $\alpha_F$  e moderador  $\alpha_B$ .

A figura 5 ilustra por meio de um diagrama de blocos o acoplamento termohidráulico e neutrônico.

O sistema constituído pelas duas equações de cinética pontual, equações (44) e (45), é colocado em forma de matriz,

$$\frac{d}{dt} \phi(t) = A(t) \cdot \phi(t) \quad (48)$$

onde

$$\phi(t) = [P(t), Q(t)]^T \quad (49)$$

$$A(t) = \begin{bmatrix} \frac{p(t)-\beta}{\Lambda} & \lambda \\ \frac{\beta}{\Lambda} & \lambda \end{bmatrix} \quad (50)$$

e resolvido pelo Método de Euler,

$$\phi(t+\Delta t) = \phi(t) + \Delta t \cdot \phi'(t) \quad (51)$$

Devemos observar que os fenômenos de cinética ocorrem em uma escala de tempo muito menor que a dos fenômenos termo-hidráulicos, de modo que, em geral, é necessário que se execute muitos passos ( $\Delta t_{\text{cinética}}$ ) no esquema numérico de cinética de reatores antes que se complete um passo ( $\Delta t_{\text{hidráulica}}$ ) no esquema numérico de termo-hidráulica. Optou-se por um  $\Delta t_{\text{cinética}}$  variável impondo-se um limite (por exemplo 0,01%) na variação de potência entre dois passos de tempo consecutivos. O modelo de cinética foi testado isoladamente contra resultados analíticos conhecidos como por exemplo, inserção de reatividade em degrau (positiva e negativa) com e sem realimentação de temperatura; inserção de reatividade em rampa, tendo apresentado uma boa precisão.

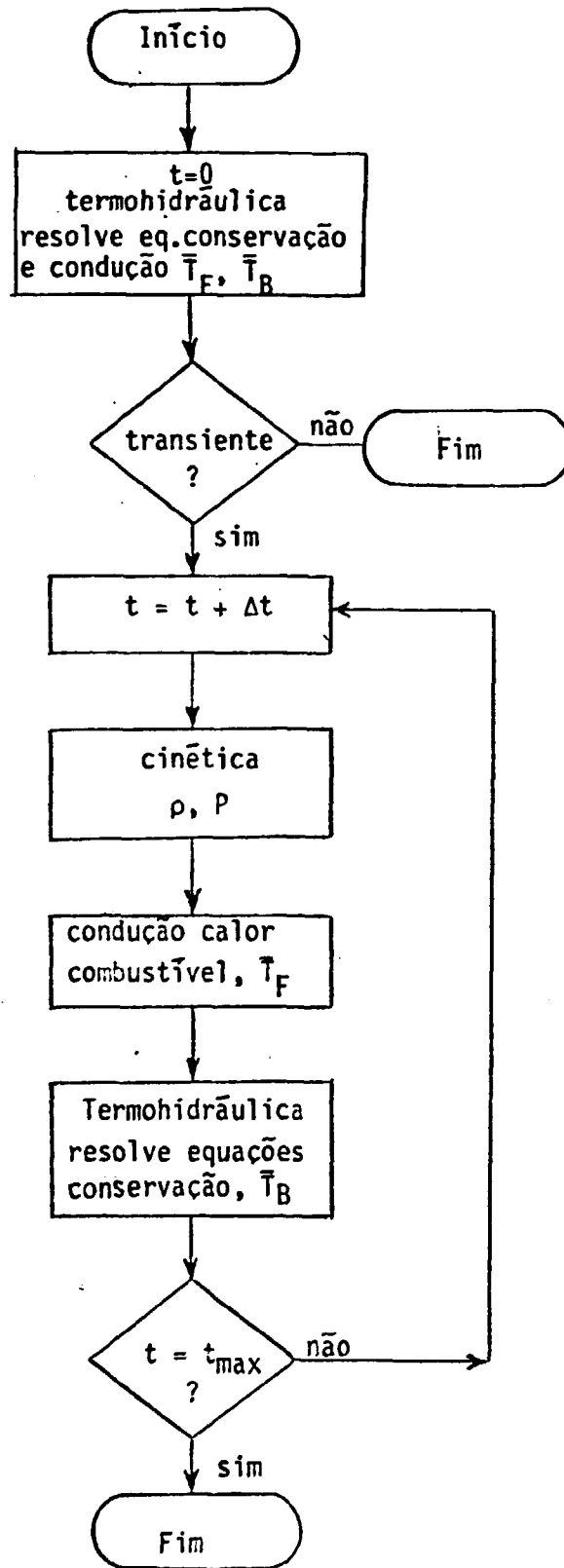


Figura 5 - Acoplamento Termohidráulico e Neutrônico

## CAPÍTULO 3 - RESULTADOS E DISCUSSÃO

Para testar o desempenho do programa e verificar a validade dos modelos físicos apresentados no capítulo anterior é de fundamental importância uma comparação entre os resultados do código e resultados experimentais disponíveis na literatura. Para isso, realizou-se inicialmente uma comparação de resultados experimentais com os obtidos pelo programa para as mesmas condições de operação da secção de teste Columbia / 2 / em regime estacionário. Dada a boa concordância obtida nesta comparação, vários testes foram em seguida realizados para simular o comportamento do núcleo de reatores a água pressurizada em regimes estacionário e transiente utilizando dados de operação do reator de ANGRA I.

3.1 - A Secção de Teste Columbia

A secção de teste Columbia consistindo em 16 barras eletricamente aquecidas é mostrada na figura 6; devido à simetria apresentada pelo elemento, somente 1/2 do mesmo foi utilizado em nossa análise.

Várias experiências foram realizadas com a secção de teste com a finalidade de se medir a entalpia e velocidade de massa na saída dos subcanais para condições subresfriadas e saturadas. Os dados geométricos e de operação utilizados pelo programa são indicados na tabela 3.

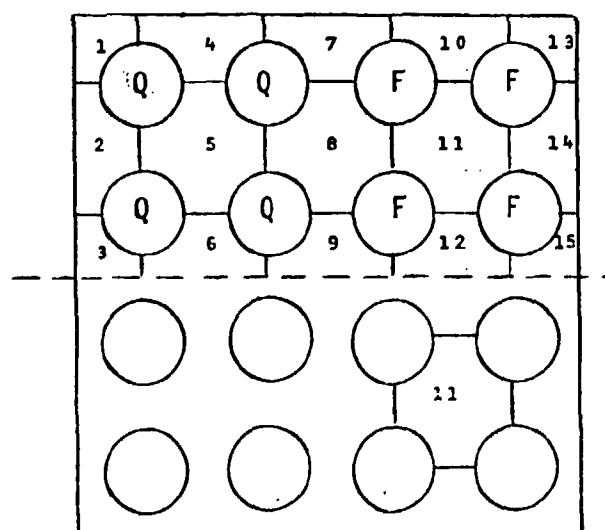


Figura 6 - Secção de Teste Columbia

Tabela 3

Dados Geométricos e de Operação da Seção de Teste Columbia

---

largura do elemento	:	2,38 in
diâmetro da barra	:	0,42 in
espaço parede-barra	:	0,15 in
espaço barra-barra	:	0,13 in
comprimento aquecido	:	60,00 in
área total escoamento	:	3,46 in <sup>2</sup>
grades espaçadoras	:	6
pressão	:	1200 psia
velocidade massa média	:	2 Mlb/hr.ft <sup>2</sup>
potência	:	1,45-1,50 Mw
fator de pico potência radial		
barra quente	:	1,08
barra fria	:	0,92

---

Na tabela 4 e figuras 7 a 12 encontram-se os resultados experimentais e calculados pelo programa CANAL2 para a entalpia e fluxo de massa na saída dos subcanais 5 e 11 em várias condições de operação. As figuras 7,8,10 e 11 apresentam as distribuições de fluxo de massa e entalpia, como desvios fracionais da condição média, em função da qualidade média na saída dos subcanais. As figuras 7 e 8 mostram que, experimentalmente, ocorre uma significativa redistribuição de escoamento na presença de ebulição tanto subresfriada quanto saturada e que o início da ebulição saturada é acompanhado por um decréscimo relativamente brusco na vazão dos subcanais 5 e 11. Isto é resultado de uma maior fração de vazios e queda de pressão locais. Como mostrado nestas figuras, o programa CANAL2 prevê corretamente estas tendências experimentais com desvios que podem ser avaliados na figura 9, que mostra os resultados calculados versus resultados experimentais para o fluxo de massa incluindo a banda de erro admissível de 10%. Observa-se na figura 9 que as maiores discrepâncias ocorrem no subcanal mais quente 11 para as experiências 89 e 90 com desvios de 22% e 19%, respectivamente.

As figuras 10 e 11 mostram que a troca térmica que ocorre entre os subcanais da secção de teste é prevista muito bem pelo CANAL2 com desvios que podem ser avaliados na figura 12, que apresenta os resultados calculados versus resultados experimentais para a entalpia incluindo a banda de erro admissível de 10%. Observa-se nesta figura que o maior desvio, da ordem 8%, ocorre para o subcanal 11 para as experiências 89 e 90 na região de saturação.

Embora os resultados calculados mostrem boa concordância com os resultados experimentais, devemos notar que os maiores desvios resultam em se utilizar os parâmetros de mistura  $K_a$ ,  $\theta_M$  e  $C_0$  (Apêndice A) como constantes em todo o comprimento da secção de teste, independente do regime de escoamento, o que é apenas uma aproximação.

### 3.2 - O Reator de ANGRA I

Esta secção trata dos resultados do programa CANAL2 obtidos na simulação do comportamento do núcleo de um reator à água pressurizada em regime estacionário e quando submetido a transiente de inserção de reatividade com o objetivo voltado mais para a verificação do funcionamento dos modelos físicos incorporados ao código do que com os resultados absolutos. Os testes de simulação foram realizados com os dados do reator de ANGRA I constando na secção 3.2.1. Como observado na secção 1.2, o modelo emprega neste trabalho o conjunto combustível como um subcanal com o objetivo de analisar o comportamento do núcleo como um todo.



Tabela 4

Resultados para a Sección de Teste Columbia

nº da experiência	resultados experimentais						resultados calculados						$X_{av}$
	$H_5$	$H_{11}$	$H_{av}$	$G_5$	$G_{11}$	$G_{av}$	$H_5$	$H_1$	$H_{av}$	$G_5$	$G_{11}$	$G_{av}$	
36	438	425	410	1,94	2,01	1,98	431	415	409	2,06	2,06	1,98	-0.264
37	468	454	441	1,96	2,02	2,00	461	446	440	2,08	2,08	2,00	-0.214
38	500	485	474	1,92	2,02	2,01	495	479	473	2,09	2,09	2,01	-0.160
39	532	516	505	1,91	2,04	2,02	526	511	506	2,10	2,10	2,02	-0.109
40	544	526	518	1,87	2,05	2,02	539	524	517	2,08	2,11	2,02	-0.088
41	557	540	531	1,82	2,04	2,00	552	536	530	1,99	2,11	2,00	-0.067
42	562	559	541	1,80	2,05	2,02	562	546	539	1,96	2,14	2,02	-0.051
88	587	592	552	1,71	1,91	2,01	575	558	551	1,88	2,10	2,01	-0.032
89	626	632	576	1,48	1,66	1,96	600	582	566	1,65	2,03	1,96	0.006
90	638	650	589	1,50	1,64	2,01	614	596	579	1,67	1,96	2,01	0.028

- $H_5$  - entalpia na saída do subcanal 5 (Btu/lb)  
 $H_{11}$  - entalpia na saída do subcanal 11 (Btu/lb)  
 $H_{av}$  - entalpia média da saída (Btu/lb)  
 $G_5$  - fluxo de massa na saída do subcanal 5 (Mlb/hr-ft<sup>2</sup>)  
 $G_{11}$  - fluxo de massa na saída do subcanal 11 (Mlb/hr-ft<sup>2</sup>)  
 $G_{av}$  - fluxo de massa média na saída (Mlb/hr-ft<sup>2</sup>)  
 $X_{av}$  - qualidade média na saída

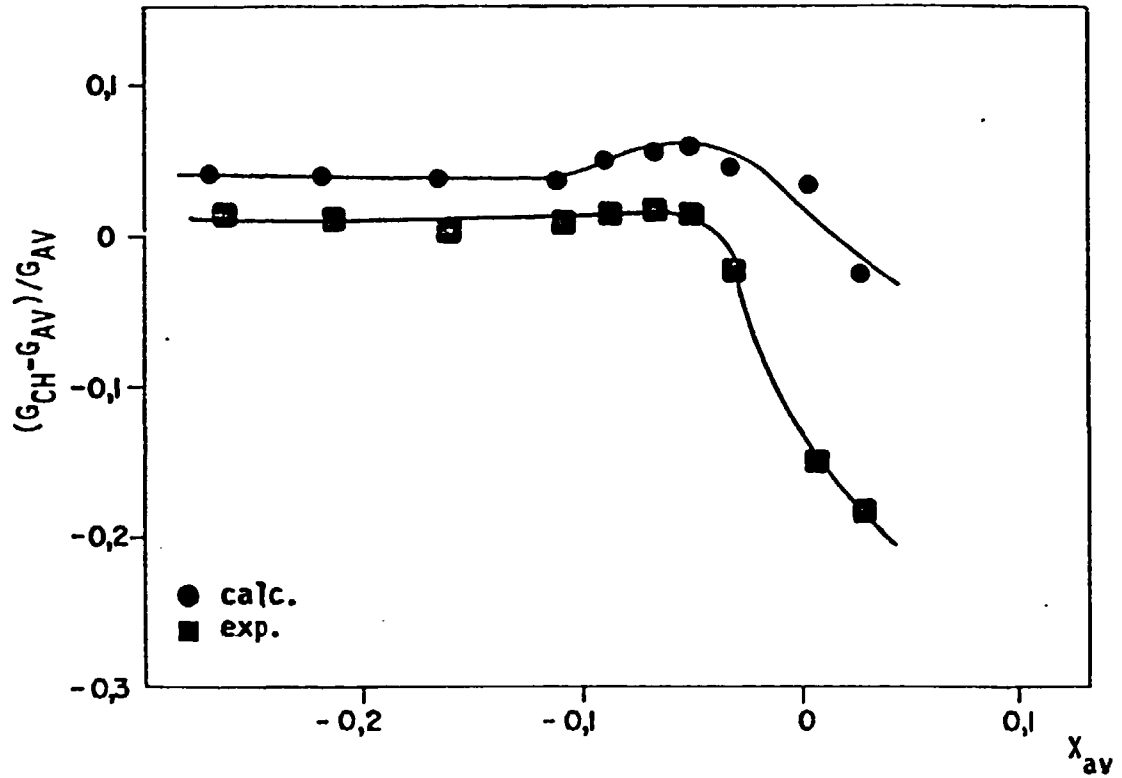


Figura 7 - Escoamento na Saída do Subcanal 11 como Função da Qualidade Média

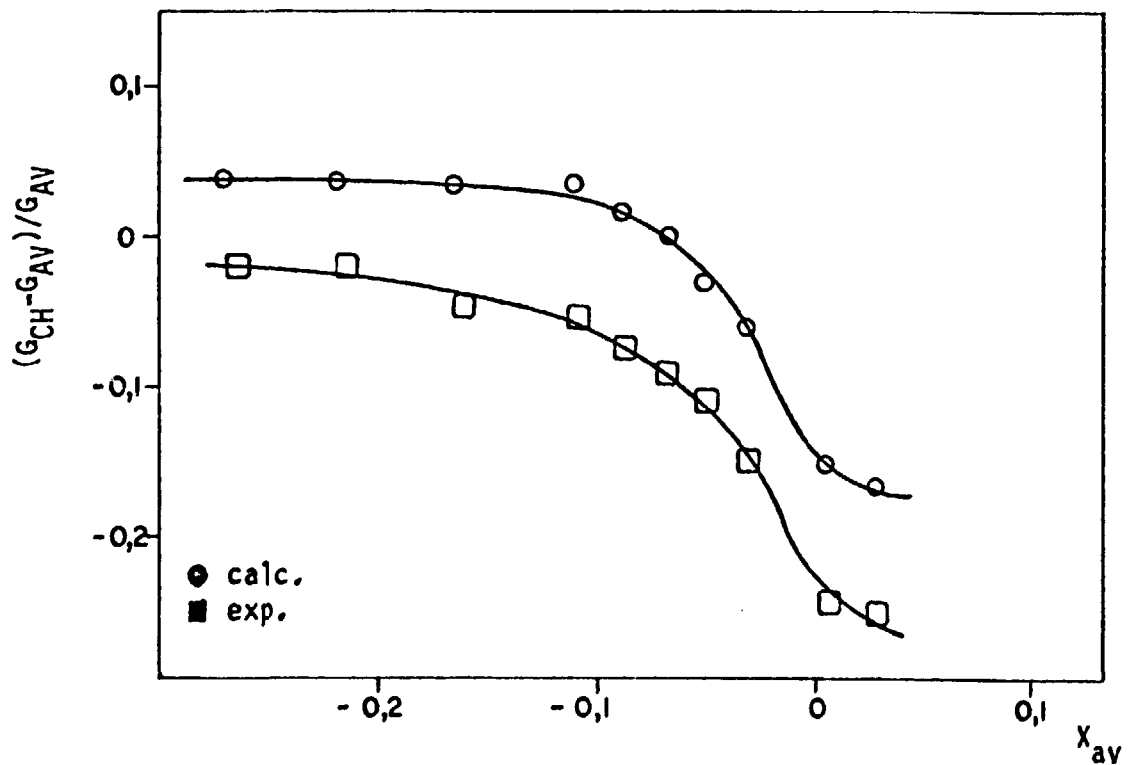


Figura 8 - Escoamento na Saída do Subcanal 5 como Função da Qualidade Média

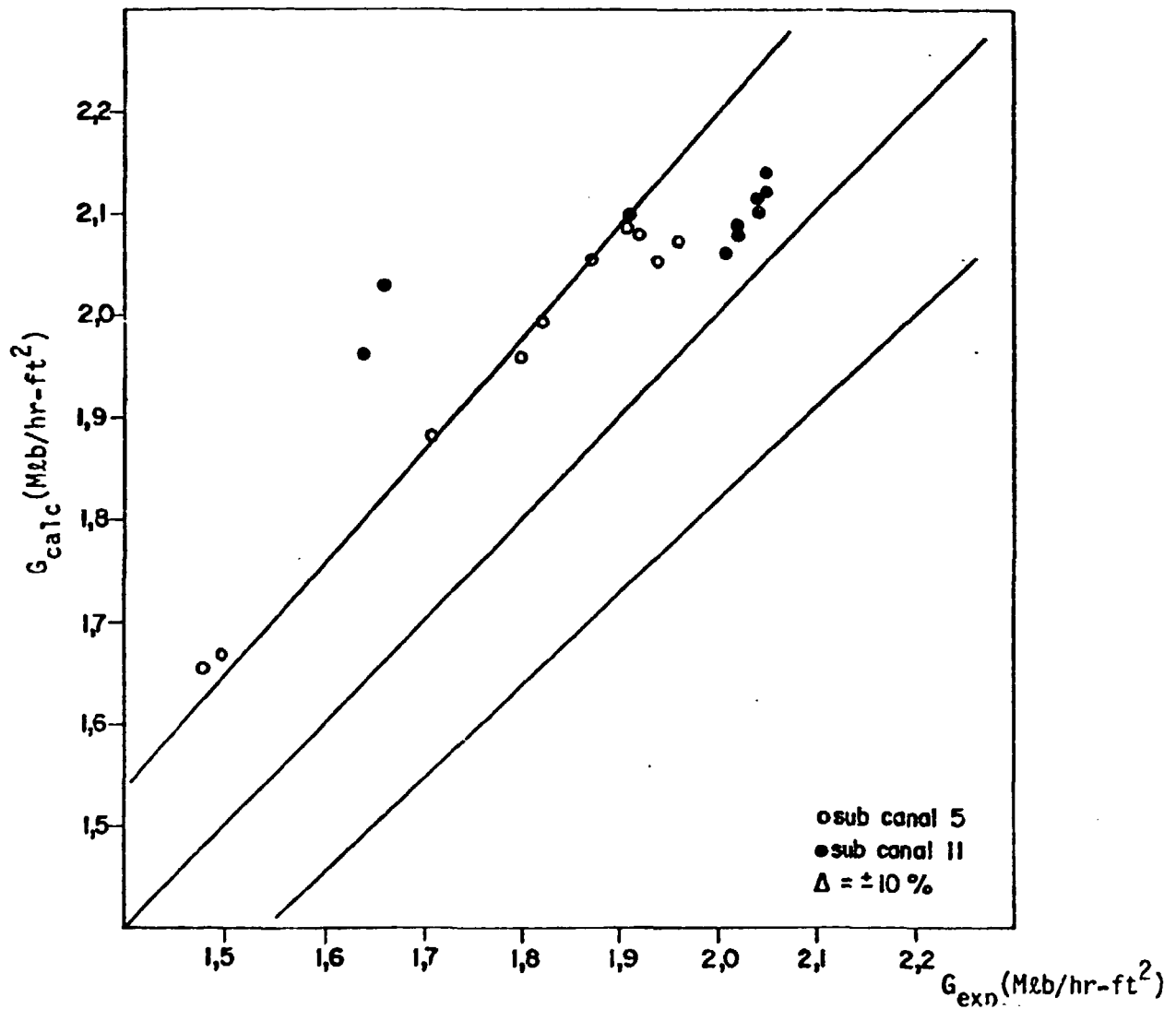


Figura 9 - Fluxo de Massa na Saída dos Subcanais 5 e 11 Calculada versus Experimental

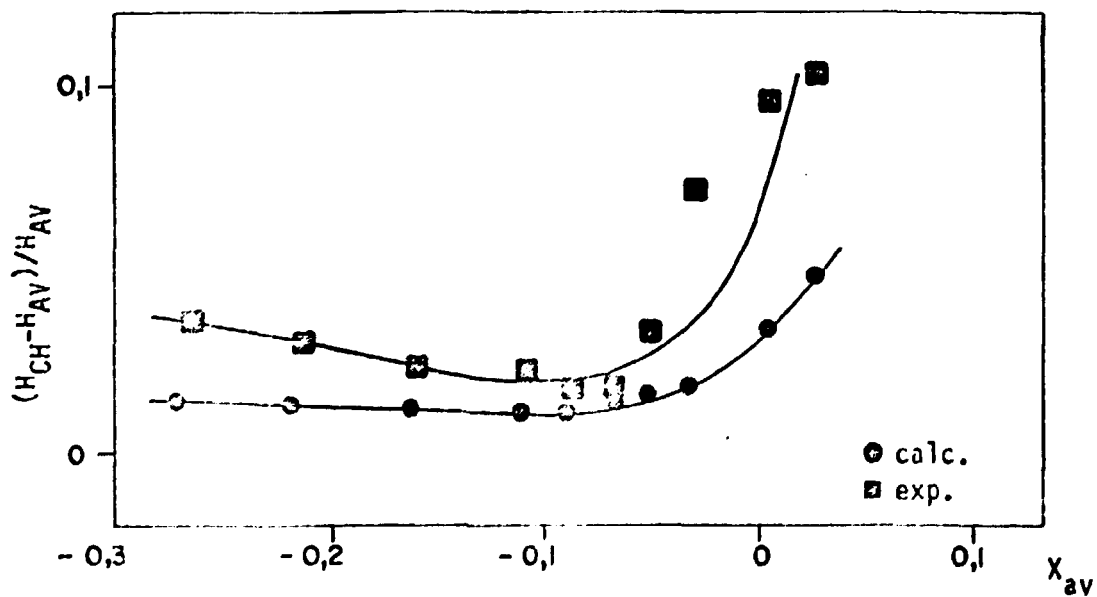


Figura 10 - Entalpia na Saída do Subcanal 11 como Função da Qualidade Média

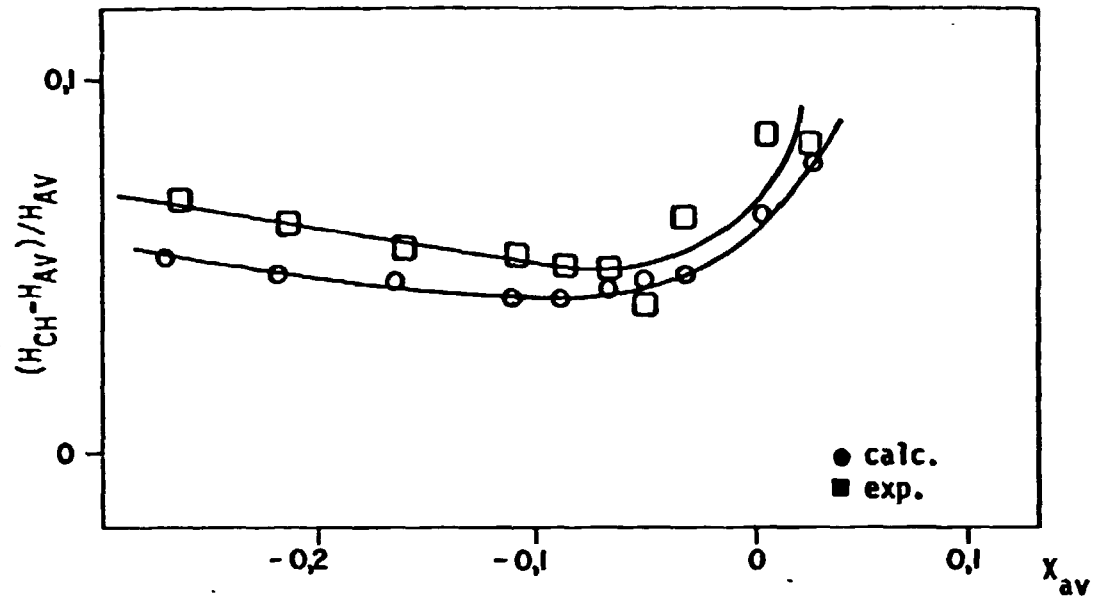


Figura 11 - Entalpia na Saída do Subcanal 5 como Função da Qualidade Média

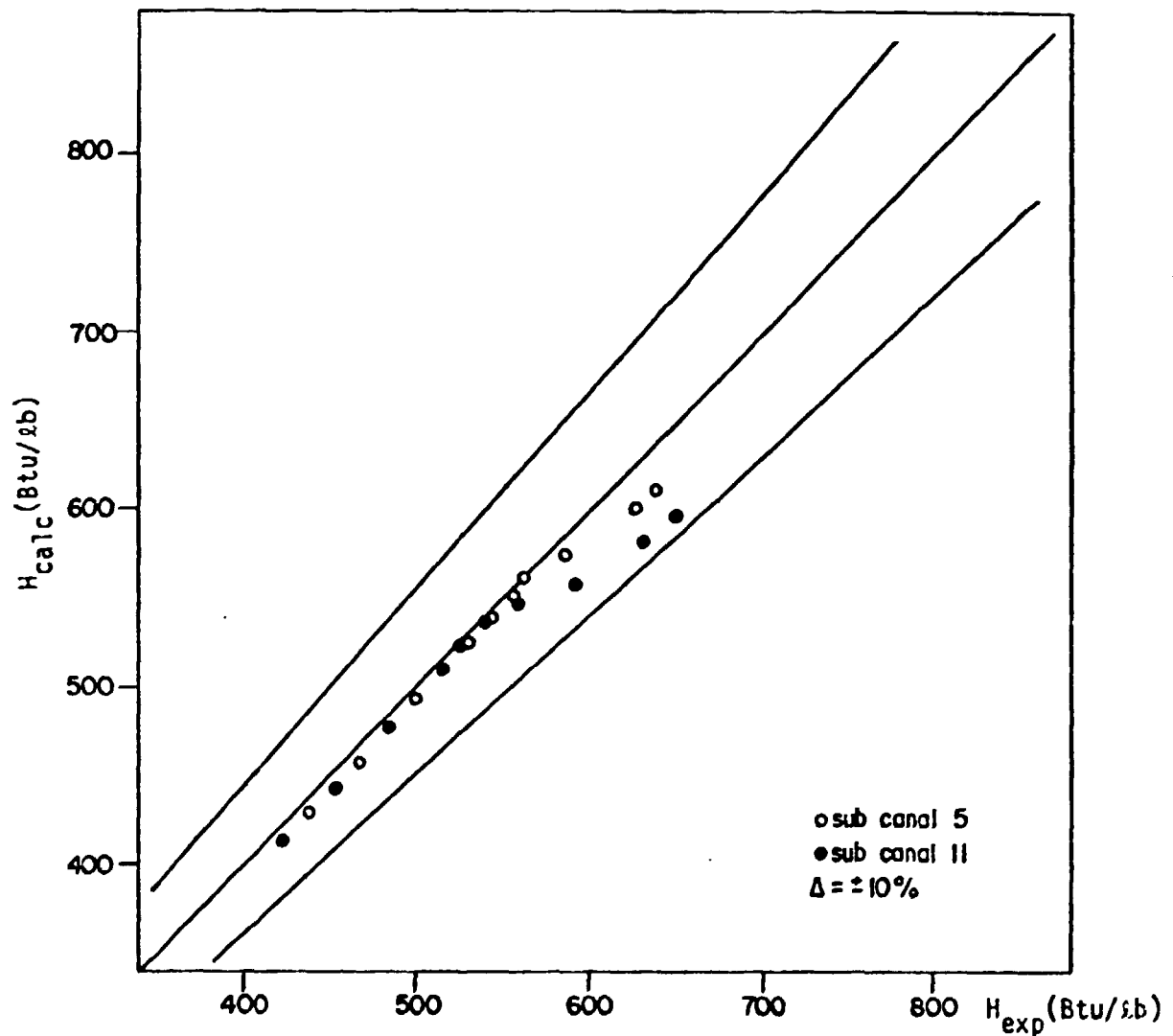


Figura 12 - Entalpia na Saída dos Subcanais 5 e 11 Calculada versus Experimental

### 3.2.1 - Descrição Geral do Núcleo do Reator de ANGRA I

A figura 13 ilustra esquematicamente um reator nuclear a água pressurizada utilizado em ANGRA I. O reator propriamente dito consiste em um núcleo contendo o combustível, canais de refrigerante, componentes estruturais, elementos de controle e sistemas de instrumentação, sendo envolvido por um vaso de pressão, projetado para resistir à alta pressão do refrigerante, bem como isolar o núcleo do restante do sistema.

O núcleo do reator consiste em longos conjuntos (assemblies) combustíveis. Cada conjunto combustível é constituído de um grande número de barras ou elementos combustíveis que são tubos metálicos contendo o combustível nuclear na forma de pastilhas cerâmicas. A figura 14 mostra um corte transversal do núcleo do reator, que contém 121 conjuntos combustíveis. Cada conjunto (figura 15) consiste em um arranjo quadrado 16 x 16, sendo 235 barras combustíveis e 21 tubos guia que podem acomodar barras de controle, barras de veneno queimável, fontes ou instrumentação.

As barras combustíveis e os tubos guia são mantidos na posição utilizando 8 grades espaçadoras ao longo do comprimento do conjunto. A barra combustível (figura 15) é constituída de um tubo cilíndrico ou encamisamento (cladding) de Zircaloy-4 contendo as pastilhas sinterizadas de dióxido de urânio ( $UO_2$ ) ligeiramente enriquecidas em U-235. A folga (gap) deixada entre as pastilhas e o encamisamento é preenchida com gás hélio pressurizado.

O carregamento do reator é do tipo de "fora para dentro" isto é, os conjuntos combustíveis novos são carregados na parte mais externa do núcleo e são transferidos, progressivamente, em direção ao centro. O carregamento inicial para o primeiro ciclo de operação contém 3 regiões de 41, 40 e 40 conjuntos combustíveis, cada uma com um diferente enriquecimento em U-235 como mostra a figura 16.

Para elaboração dos dados de entrada do programa CANAL2, foram utilizadas as distribuições de potência radial no núcleo obtidas do FSAR/7/ (figuras 17 e 18); uma distribuição axial de potência obtida da referência /6/ (figura 19) e as informações dadas na tabela 5.

### 3.2.2 - Reprodução do Estacionário

Como primeiro teste para verificação do modelo do núcleo do reator em condições estacionárias analisou-se a sensibilidade dos resultados da entalpia e fluxo de massa na saída dos conjuntos combustíveis em função do número de intervalos axiais, cujos resultados estão apresentados nas figuras 20 e 21. A

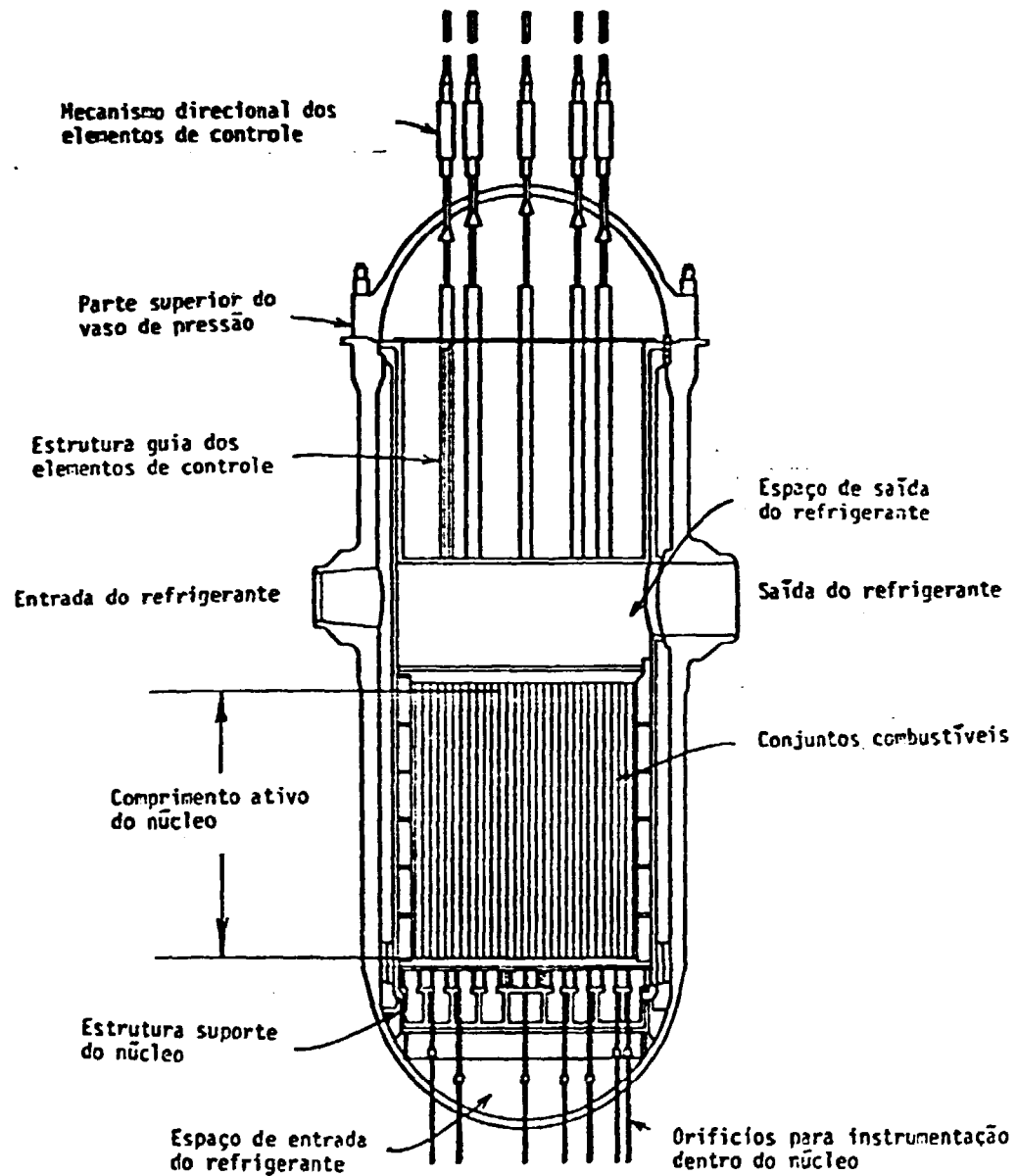


Figura 13 - Esquema de um Reator à Água Pressurizada (PWR)

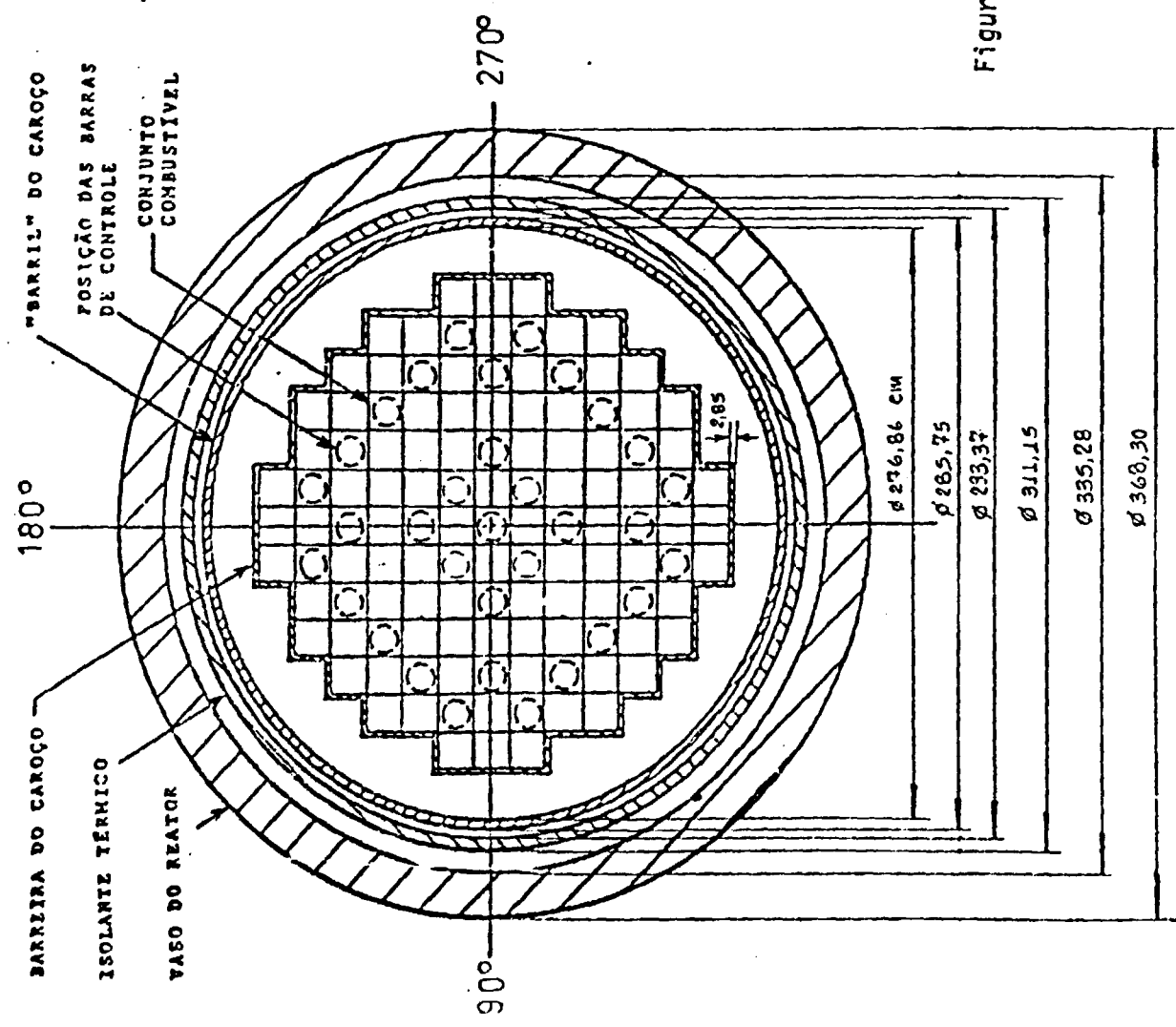
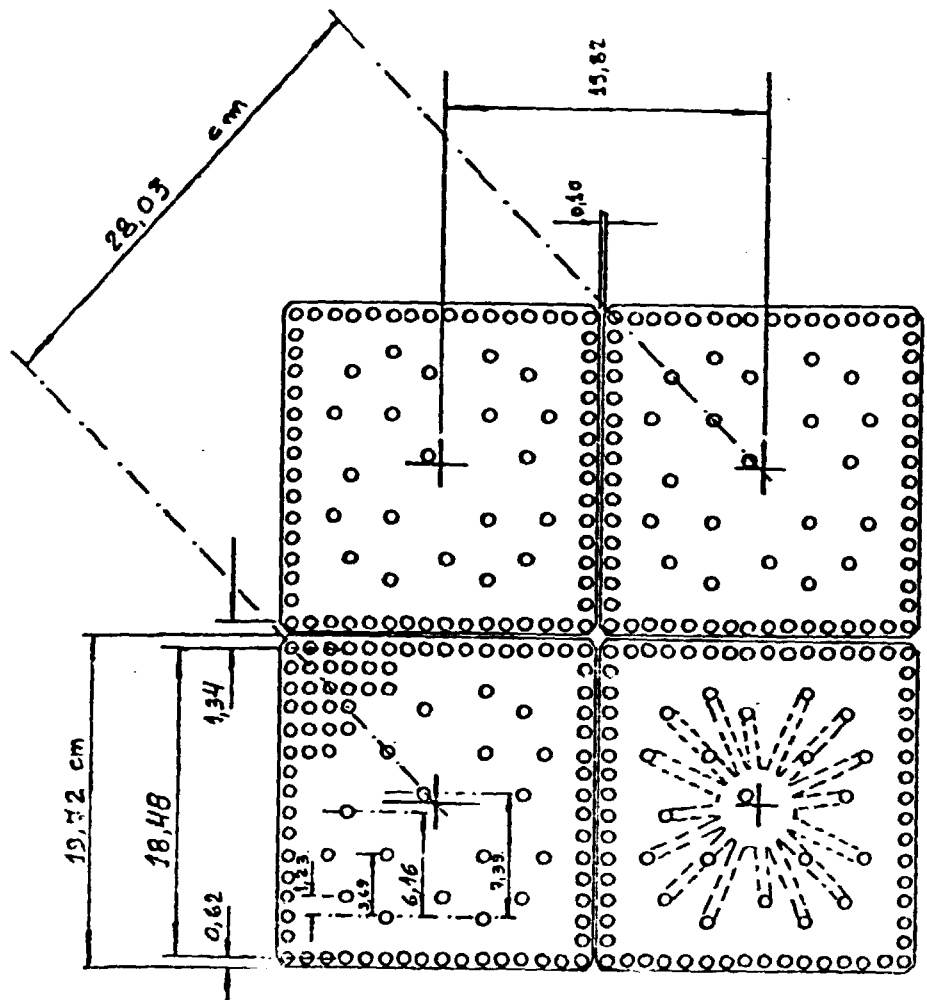


Figura 14 - Esquema do Núcleo de ANGRA I

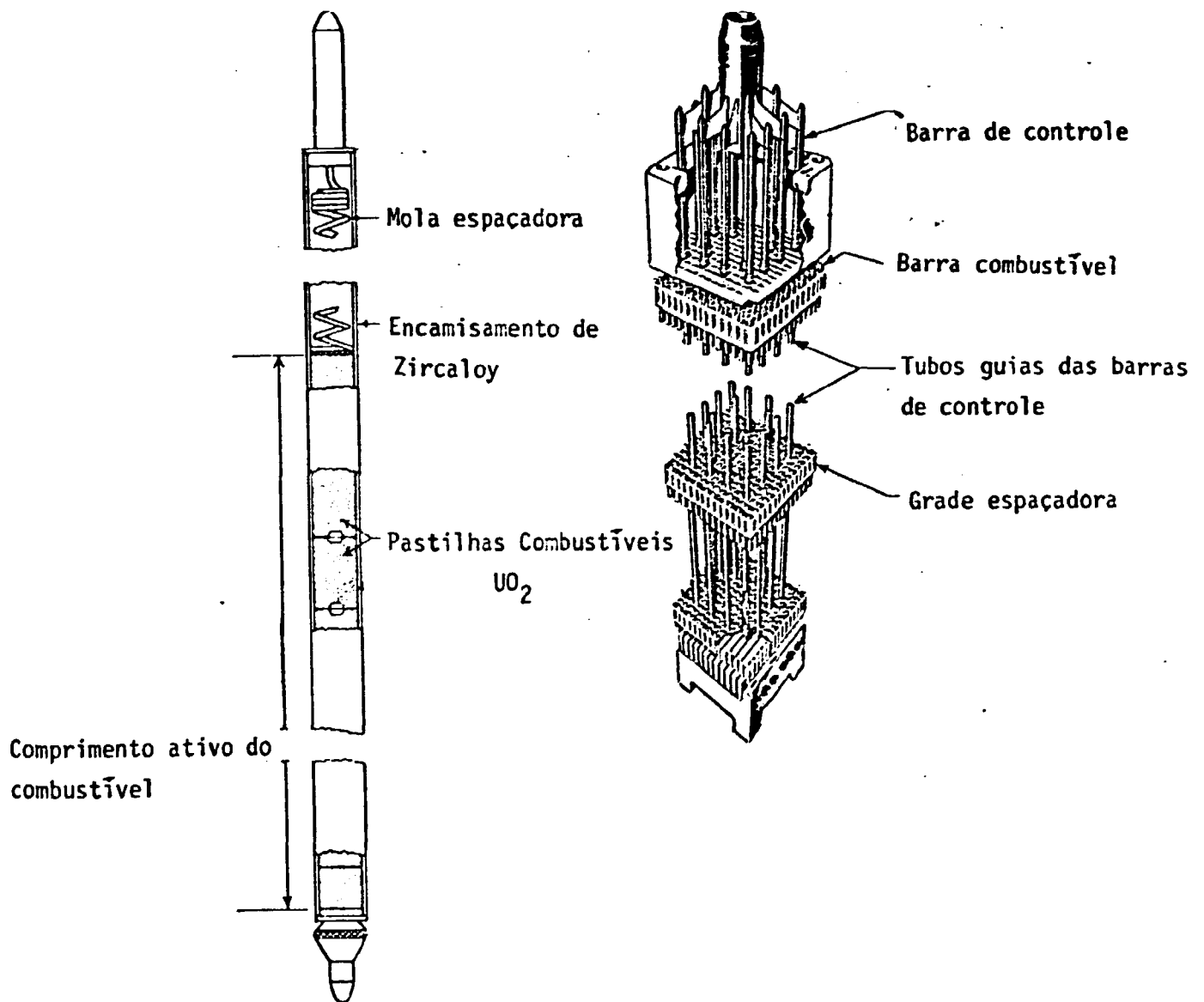


Figura 15 - Barra Combustível ; Conjunto Combustível



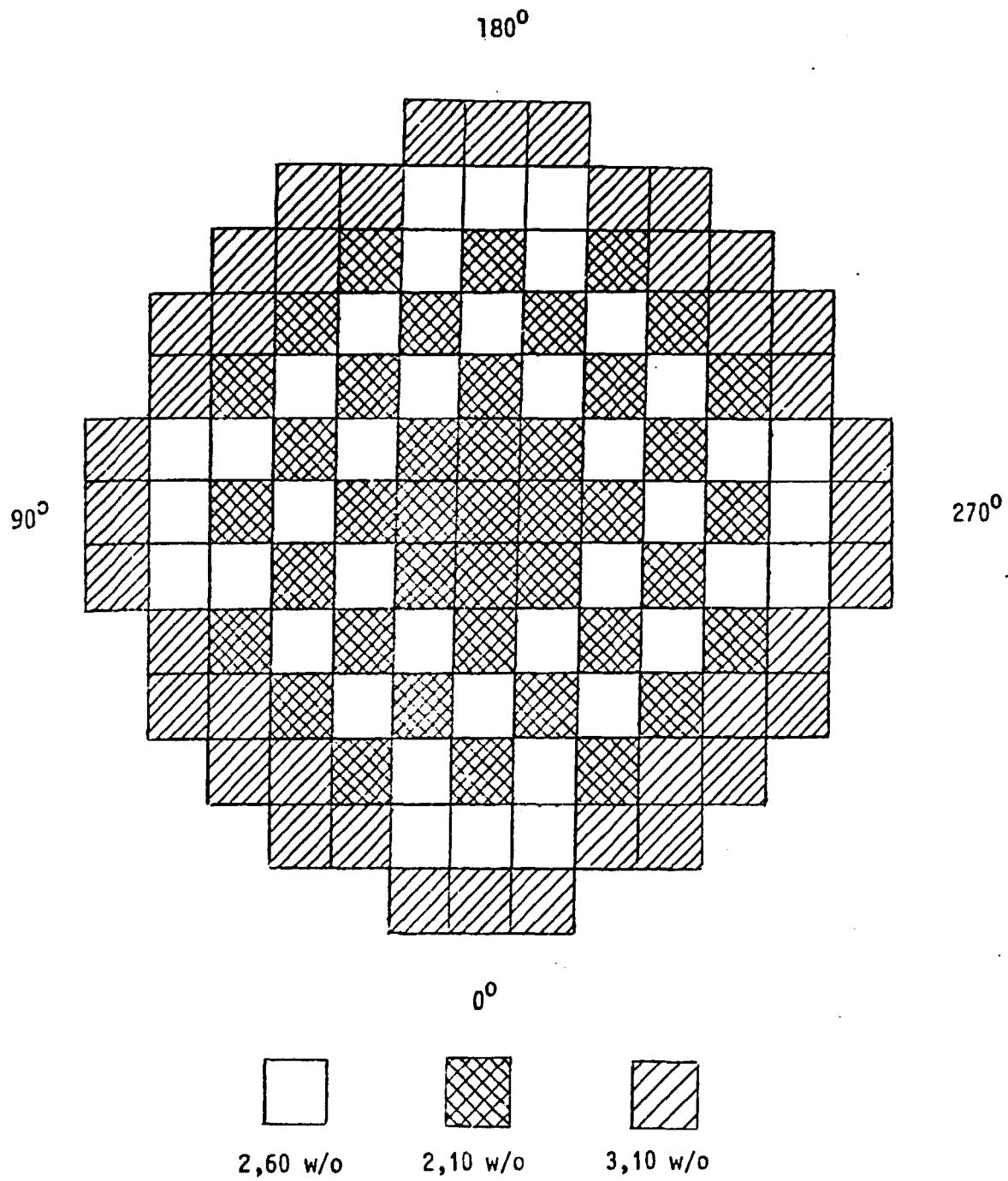


Figura 16 - Arranjo do Combustível no Núcleo

1.101 1	1.022	1.100	1.070	1.133	1.072	0.764
1.022 2	1.098 3	1.059	1.130	1.117	1.092	0.622
1.100 4	1.059 5	1.130 6	1.133	1.092	0.961	
1.070 7	1.130 8	1.133 9	1.107 10	1.055	0.631	
1.133 11	1.117 12	1.092 13	1.055 14	0.695 15		
1.072 16	1.092 17	0.961 18	0.631 19			
0.764 20	0.622 21					

próximo ao início da vida  
sem barras de controle  
plena potência  
sem Xenônio

Figura 17 - Distribuição de Potência Radial Normalizada

1.144 1	1.058	1.125	1.077	1.133	1.059	0.753
1.058 2	1.131 3	1.075	1.140	1.111	1.077	0.616
1.125 4	1.075 5	1.144 6	1.133	1.087	0.946	
1.077 7	1.140 8	1.133 9	1.103 10	1.038	0.624	
1.133 11	1.111 12	1.087 13	1.038 14	0.686 15		
1.059 16	1.077 17	0.946 18	0.624 19			
0.753 20	0.616 21					

próximo ao início da vida  
sem barras de controle  
plena potência  
Xenônio em equilíbrio

Figura 18 - Distribuição de Potência Radial Normalizada

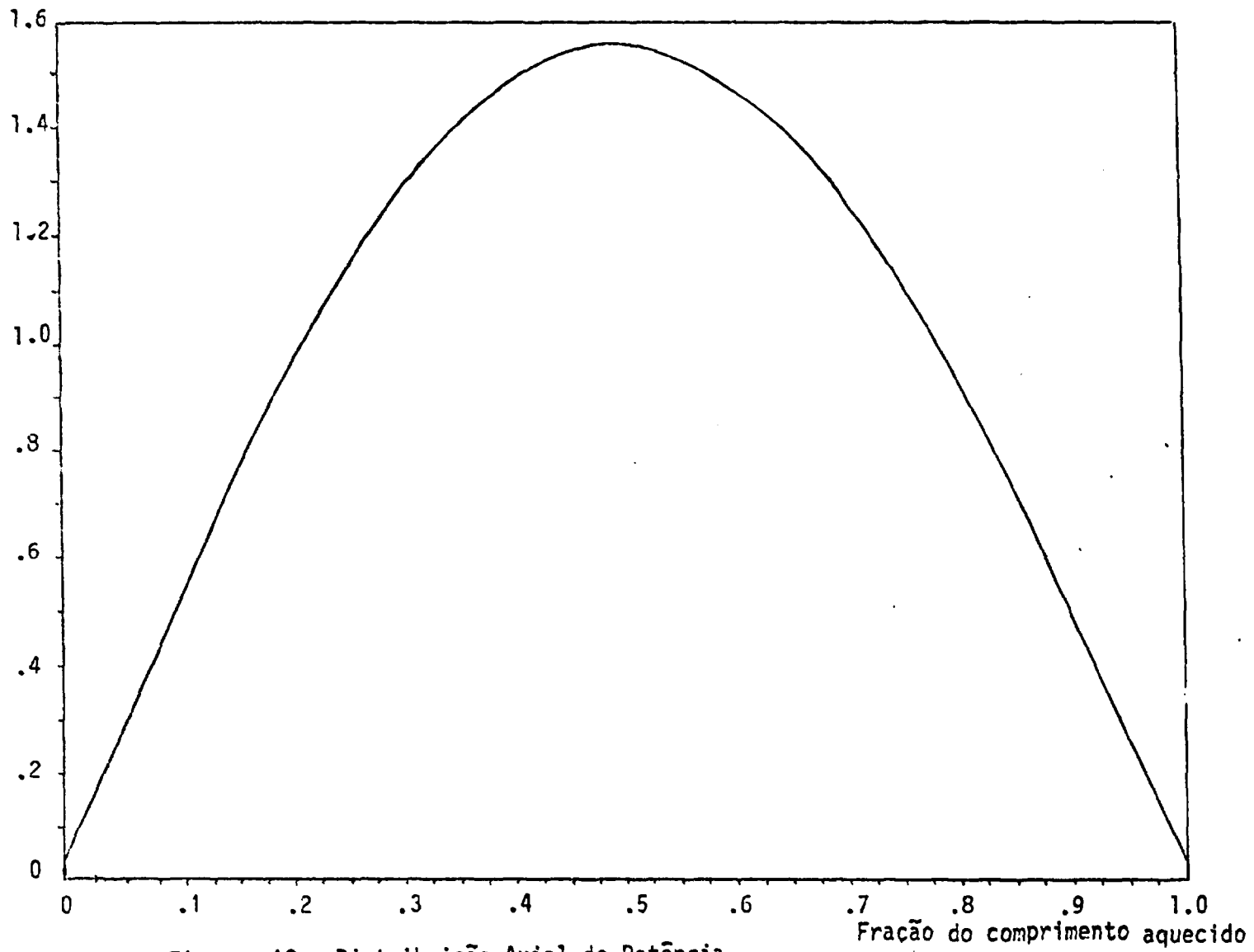


Figura 19 - Distribuição Axial de Potência

Tabela 5

## Informações Gerais do Reator ANGRA I

## Parâmetros Termo-hidráulicos do Projeto

Produção de calor no núcleo	1876 MWt (6,403.10 <sup>6</sup> Btu/hr)
Pressão nominal do sistema	1,562 Mkgf/m <sup>2</sup> (2250 psia)
Vazão total do refrigerante	32,3 Mkg/h (71,1 Mlb/hr)
Área de vazão do núcleo	2,45 m <sup>2</sup> (26,4 ft <sup>2</sup> )
Fluxo médio do refrigerante	12,6 Mkg/h-m <sup>2</sup> (2,57 Mlb/hr-ft <sup>2</sup> )
Temperatura nominal entrada	287,5°C (549,5°F)
Temperatura média no núcleo	307,8°C (586°F)
Entalpia na entrada	1,276 MJ/kg (548,72 Btu/lb)
Área efetiva de transferência de calor	3,09.10 <sup>3</sup> m <sup>2</sup> (3,33.10 <sup>4</sup> ft <sup>2</sup> )
Fluxo médio de calor	1,406 MW/m <sup>2</sup> (1,871.10 <sup>5</sup> .Btu/hr-ft <sup>2</sup> )
Temperatura máxima combustível em condições nominais	1800°C (3275°F)
Fração de calor gerada no combustível	97,4%
DNBR mínimo permissível	1,3

## Parâmetros Mecânicos do Projeto

Número de conjuntos combustíveis	121
Número de barras combustíveis por conjunto combustível	235
Número de tubos guia por conjunto combustível	21
Número total barras combustível no núcleo	28435

Distância entre os centros de duas barras	$1,232 \cdot 10^{-2}$ m (0,485 in)
Dimensão do contorno externo do conjunto combustível	$19,718 \cdot 10^{-2}$ m (7,763 in)
Número de grades espaçadoras por conjunto combustível	8 tipo R
Diâmetro externo barra combustível	$0,9499 \cdot 10^{-2}$ m (0,374 in)
Diâmetro pastilha UO <sub>2</sub>	$0,8192 \cdot 10^{-2}$ m (0,3225 in)
Densidade (% da teórica)	95
Diâmetro externo do tubo guia superior	$1,1963 \cdot 10^{-2}$ m (0,471 in)
Diâmetro externo do tubo guia inferior	$1,0643 \cdot 10^{-2}$ m (0,419 in)
Diâmetro tubo instrumentação	$1,1963 \cdot 10^{-2}$ m (0,471 in)
Altura do núcleo	3,85 (151,6 in)
Altura ativa do núcleo	3,657 (144 in)

---

#### Parâmetros Nucleares do Projeto

---

Coefficiente de realimentação de temperatura do combustível	$-5,22 \cdot 10^{-5}$ °C <sup>-1</sup> ( $-2,9 \cdot 10^{-5}$ °F <sup>-1</sup> )
Coefficiente de realimentação de temperatura do moderador	$-3,6 \cdot 10^{-4}$ °C <sup>-1</sup> ( $-2,0 \cdot 10^{-4}$ °F <sup>-1</sup> )
Tempo de geração dos neutrons	$1,74 \cdot 10^{-5}$ (s)
Fração dos nêutrons reatardados	0,0065
Constante de decaimento média dos produtos de fissão	0,08252 (s <sup>-1</sup> )

---

figura 20 mostra a distribuição radial de entalpia na saída em condições de operação utilizando uma distribuição de potência dada na figura 17. Desta figura vemos que o maior fator de pico de potência corresponde ao subcanal 6 resultando numa maior entalpia e portanto no subcanal mais quente. A figura 21 mostra a distribuição radial do fluxo de massa na saída dos subcanais, resultado este compatível fisicamente com a distribuição de entalpia (ou com a distribuição de potência), pois ao subcanal mais quente corresponde uma maior expansão do fluido e um menor fluxo de massa em virtude da maior troca lateral.

Observa-se que o tempo de processamento aumenta bastante ao aumentar o número de intervalos axiais em virtude do método iterativo existente no esquema numérico que resolve as equações de conservação.

Ao se utilizar 11 níveis axiais, considerando que o número máximo aceito pelo programa é 30, os maiores erros ocorrem no subcanal 21 com  $\sim 0,2\%$  no fluxo de massa e  $\sim 0,02\%$  na entalpia e também é menor tempo de processamento. Assim, optou-se por utilizar 11 níveis em toda análise posterior.

Alguns resultados da análise termohidráulica estacionária calculados pelo código CANAL2 são mostrados na tabela 6 juntamente com os resultados do FSAR (que utiliza o código THINC-IV) e de alguns códigos da linha COBRA, amplamente utilizados em análise termohidráulica de subcanais. As figuras 22 e 23 mostram as distribuições radiais de fluxo de massa e entalpia na saída dos subcanais para os códigos CANAL2, COBRA-3P(MIT) e FSAR, utilizando a distribuição de potência dada na figura 18.

Uma comparação dos resultados do código CANAL2 com os resultados do COBRA-3P(MIT) e do THINC-IV indica que estes resultados são consistentes pois seus modelos simulam as mesmas tendências no que diz respeito à troca térmica e de massa laterais entre subcanais pelo menos em condições subresfriadas.

Para verificação do modelo de combustível, a figura 24 apresenta a distribuição radial de temperatura na posição correspondente ao ponto mais quente de uma barra característica do subcanal quente 6 enquanto a figura 25 mostra o comportamento das distribuições axiais de temperatura na superfície externa e interna do revestimento, superfície externa e central do combustível para a mesma barra.

Observa-se que o ponto de máxima temperatura do revestimento ocorre acima do ponto médio da barra; de acordo com os fundamentos teóricos, isto é o esperado desde que o refrigerante, vindo da base em baixa temperatura, ajuda a manter a metade inferior da barra combustível mais fria que a metade superior.

		Níveis axiais	Tempo de CPU		
651.85		- 11	22,51 s		
651.87		- 21	37,62 s		
1	651.87	- 30	50,19 s		
645.29		653.48			
645.30		653.50			
2	645.30	3	653.51		
652.70		649.26	656.67		
652.73		649.27	656.71		
4	652.74	5	649.28	6	656.72
649.92		656.20	656.51	654.42	
649.93		656.23	656.54	654.44	
7	949.94	8	656.24	9	656.55
655.95		654.94	652.49	648.81	614.69
655.98		654.97	652.50	648.78	614.61
11	655.99	12	654.97	13	652.50
				14	648.77
				15	614.59
650.07		652.42	639.73	608.40	
650.04		652.41	639.70	608.31	
16	650.04	17	652.40	18	639.69
				19	608.28
620.75		607.56			
620.67		607.46			
20	620.64	21	607.43		

H em Btu/lb  
sem grades espaçadoras  
início da vida  
sem Xenônio

Figura 20 - Entalpia na Saída dos Subcanaís em função do número de intervalos axiais.

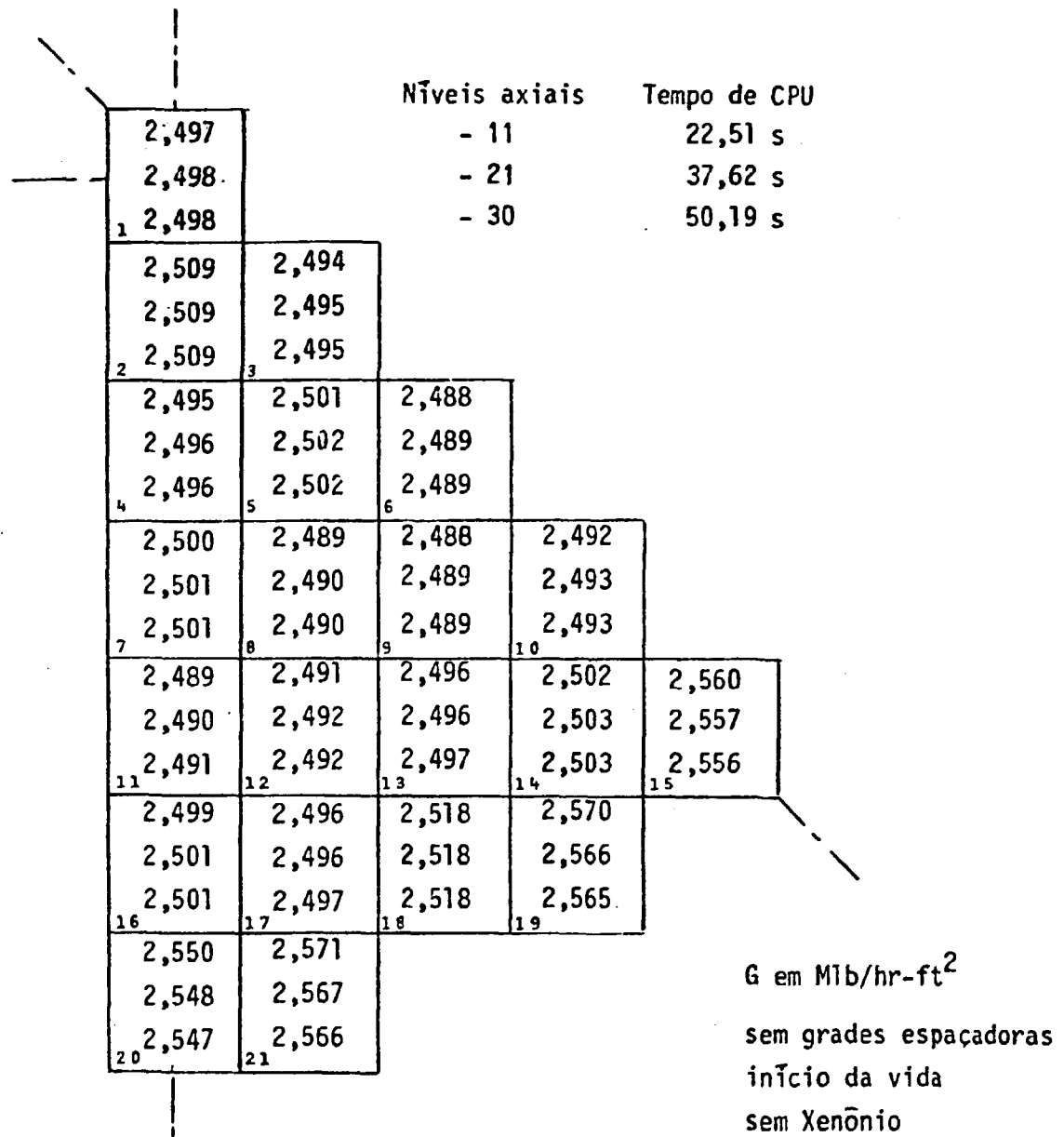


Figura 21 - Fluxo de Massa na Saída dos Subcanaís em Função do Nº de Intervalos Axiais.



Tabela 6

Resultados do Caso Estacionário de ANGRA I

	COBRA-3C/14/	COBRA-3P(MIT)/14/	COBRA-3F/6/	CANAL2	FSAR
queda de pressão (psia)	18,93	18,93	29,40	26,47	28,2 <sup>±</sup> 5,6
aumento de entalpia (Btu/lb)	94,31	94,29	95,24	94,93	93,3
temperatura centro combustível máxima (°F)			3273	3192	3275
temperatura externa revestimento máxima (°F)			662	664	660
número de níveis axiais	30	30	-	11	-
Condições de operação :					
próximo início da vida					
Xenônio em equilíbrio					
plena potência					
com grandes espaçadoras					

1.130	CANAL2			
1.134	COBRA 3P(MIT)			
1.147	FSAR			
1.054	1.138			
1.058	1.131			
1.057	1.133			
1.121	1.076	1.151		
1.121	1.076	1.145		
1.127	1.075	1.147		
1.074	1.142	1.135	1.109	
1.077	1.139	1.133	1.103	
1.077	1.142	1.136	1.103	
1.129	1.113	1.087	1.037	0.687
1.130	1.112	1.085	1.028	0.700
1.135	1.113	1.087	1.035	0.684
1.055	1.076	0.943	0.623	
1.054	1.070	0.948	0.638	
1.057	1.075	0.942	0.625	
0.749	0.615			
0.755	0.628			
0.749	0.618			

subcanal quente : 6  
 Xenônio em equilíbrio  
 próximo início da vida  
 plena potência  
 com grandes espaçadoras

Figura 22 - Distribuição Radial de Entalpia ( $\Delta H/\Delta \bar{H}$ ) na Saída dos Subcanais

0.992	CANAL2			
0.993	COBRA 3P(MIT)			
<sub>1</sub> 0.991	FSAR			
0.997	0.991			
0.998	0.995			
<sub>2</sub> 0.997	<sub>3</sub> 0.992			
0.992	0.995	0.990		
0.994	0.998	0.995		
<sub>4</sub> 0.993	<sub>5</sub> 0.996	<sub>6</sub> 0.992		
0.995	0.991	0.991	0.993	
0.997	0.995	0.995	0.998	
<sub>7</sub> 0.996	<sub>8</sub> 0.992	<sub>9</sub> 0.992	<sub>10</sub> 0.994	
0.992	0.993	0.995	0.998	1.020
0.995	0.996	0.998	1.003	1.007
<sub>11</sub> 0.992	<sub>12</sub> 0.994	<sub>13</sub> 0.995	<sub>14</sub> 0.998	<sub>15</sub> 1.017
0.997	0.995	1.004	1.023	
1.000	1.000	1.000	1.009	
<sub>16</sub> 0.997	<sub>17</sub> 0.996	<sub>18</sub> 1.003	<sub>19</sub> 1.021	
1.016	1.024			
1.009	1.010			
<sub>20</sub> 1.014	1.021			

subcanal quente : 6  
 Xenônio em equilíbrio  
 próximo início da vida  
 plena potência  
 com grandes espaçadoras

Figura 23 - Distribuição Radial de Fluxo de Massa ( $G/\bar{G}$ )  
 na Saída dos Subcanais

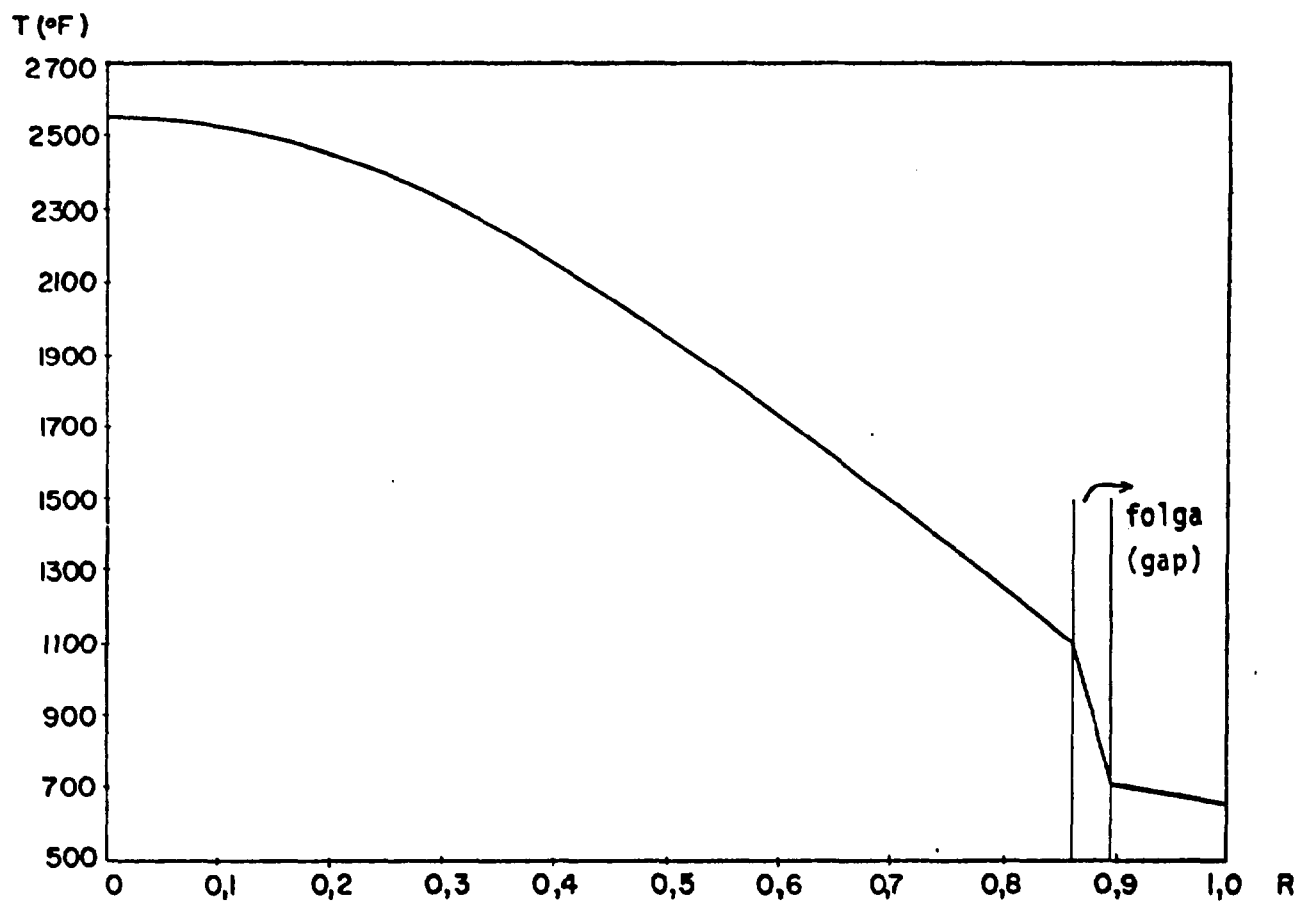


Figura 24 - Distribuição Radial de Temperatura na Barra de Combustível

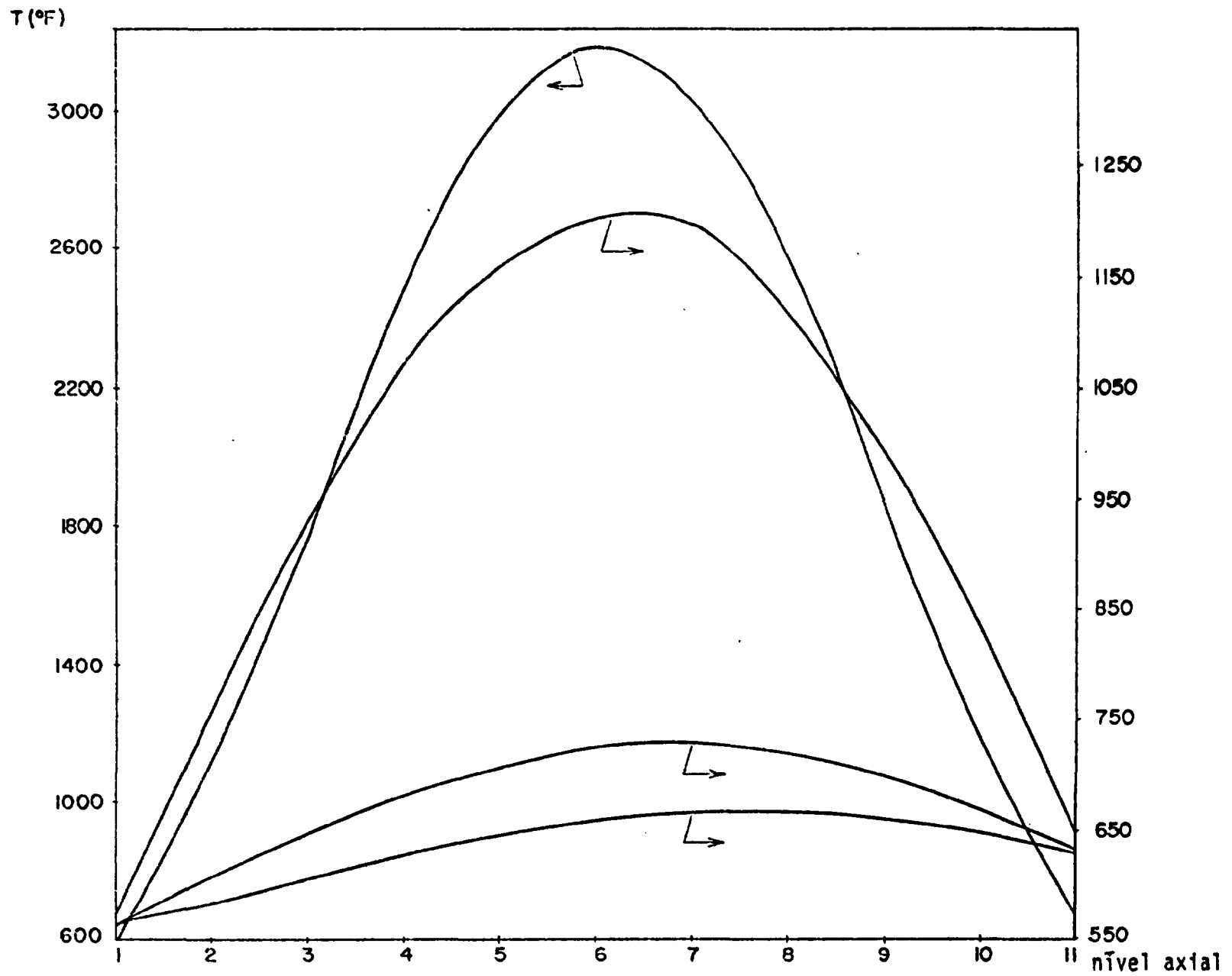


Figura 25 - Distribuições Axiais de Temperatura na Barra de Combustível

A máxima temperatura atingida no combustível foi de  $3192^{\circ}\text{F}$  ( $1756^{\circ}\text{C}$ ) enquanto que a superfície externa do revestimento atingiu uma temperatura de  $664^{\circ}\text{F}$  ( $351^{\circ}\text{C}$ ) valor este um pouco mais conservativo relativamente aos valores obtidos pelos outros códigos constando na tabela 6.

Um importante fator de informação das condições de segurança do núcleo de um reator é o DNBR, razão entre o fluxo crítico (DNB) e o fluxo de calor local. É o valor mínimo do DNBR que estabelece as condições limitantes de operação do reator e não deverá, de forma alguma, ser inferior ao mínimo DNBR estabelecido pelos órgãos que cuidam da segurança em reatores. Foi incorporado ao código CANAL2 a correlação W-3 da Westinghouse que avalia o fluxo crítico de calor mas não foi utilizada pois estamos simulando um conjunto combustível como um subcanal com resultados médios para as quantidades de escoamento e, segundo Tong /17/, as condições médias do conjunto não podem ser usadas para avaliações de DNB, desde que estas diferem das condições locais.

### 3.2.3 - Acidente de Reatividade

O principal objetivo em incluir o cálculo de cinética pontual ao programa CANAL2 foi o de possibilitar o estudo de transientes onde se impõe uma variação de reatividade devido ao deslocamento de barras de controle. Como primeiro exemplo introduziu-se uma perturbação instantânea na reatividade externa de 30 cents, correspondendo a uma retirada de barras.

A potência gerada, figura 26, responde instantaneamente ao degrau de reatividade, alcançando em 0,1 segundos o valor de 143% da potência nominal, de crescendo rapidamente devido à realimentação (principalmente devido ao efeito Doppler) e em 7 segundos se encontra praticamente estabilizada num valor  $\sim 9\%$  superior ao ponto de partida.

O calor transferido do fluido refrigerante (figura 26) cresce mais lentamente (devido ao maior tempo de resposta do refrigerante) e aproximadamente em 7 segundos alcança o mesmo nível de potência, indicando novo regime estacionário. A figura 27 apresenta a reatividade total (externa + realimentação) em função do tempo mostrando o efeito da realimentação sobre a inserção da reatividade externa.

A figura 28 mostra o comportamento temporal da temperatura central da barra de combustível na secção axial média, subcanal 6, enquanto que a figura 29 mostra o comportamento da densidade na saída do subcanal 6, tendendo a um valor menor que o inicial. Acompanhando esta tendência, o fluxo de massa na saída tem um acréscimo brusco, retornando a um valor estacionário menor que

o valor estacionário inicial, aproximadamente em 2 segundos (Figura 30) mostrando que houve uma transferência lateral de massa com o aumento da temperatura do refrigerante.

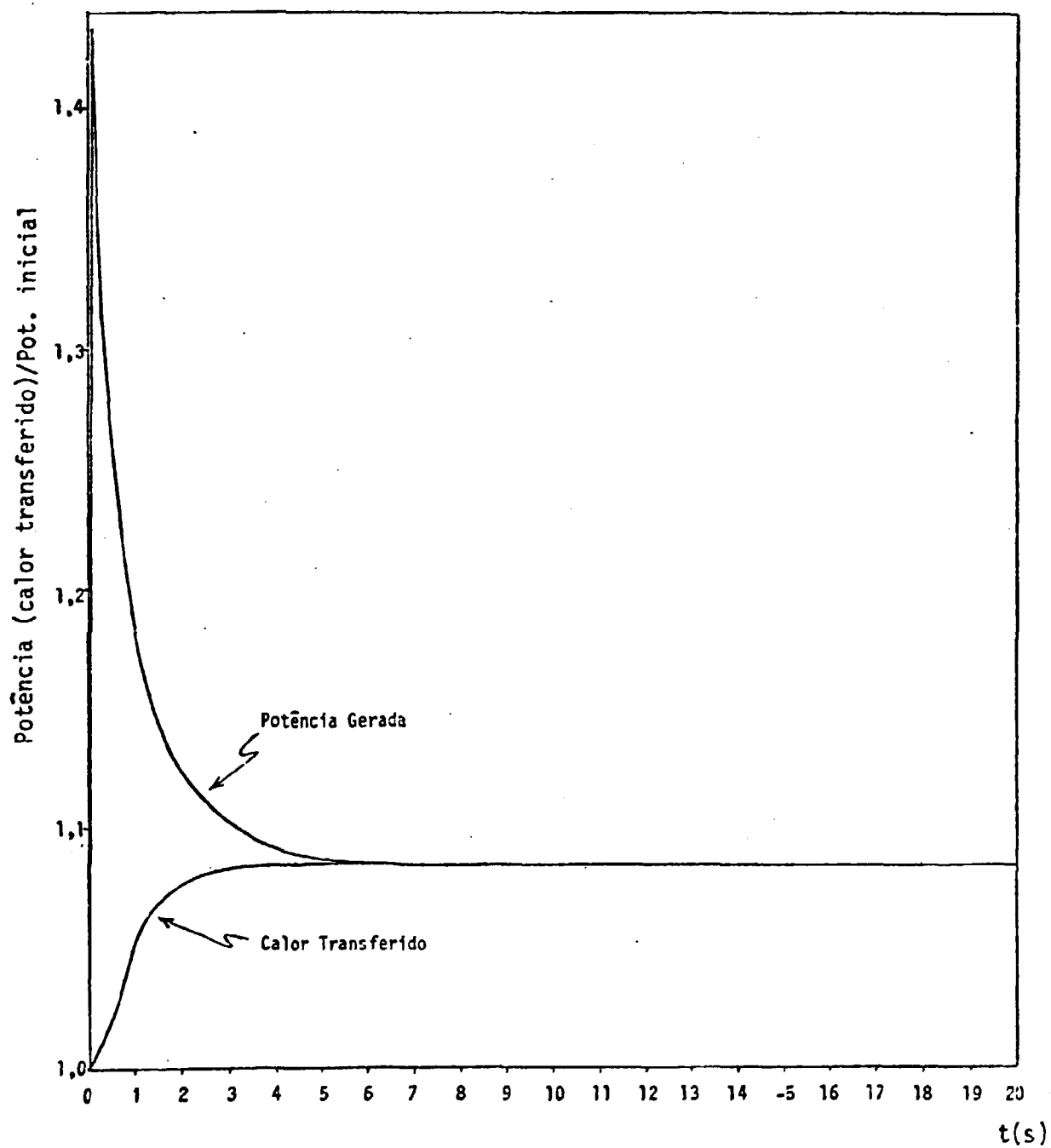


Figura 26 - Comportamento Temporal da Potência Gerada e do Calor Transferido ao Refrigerante



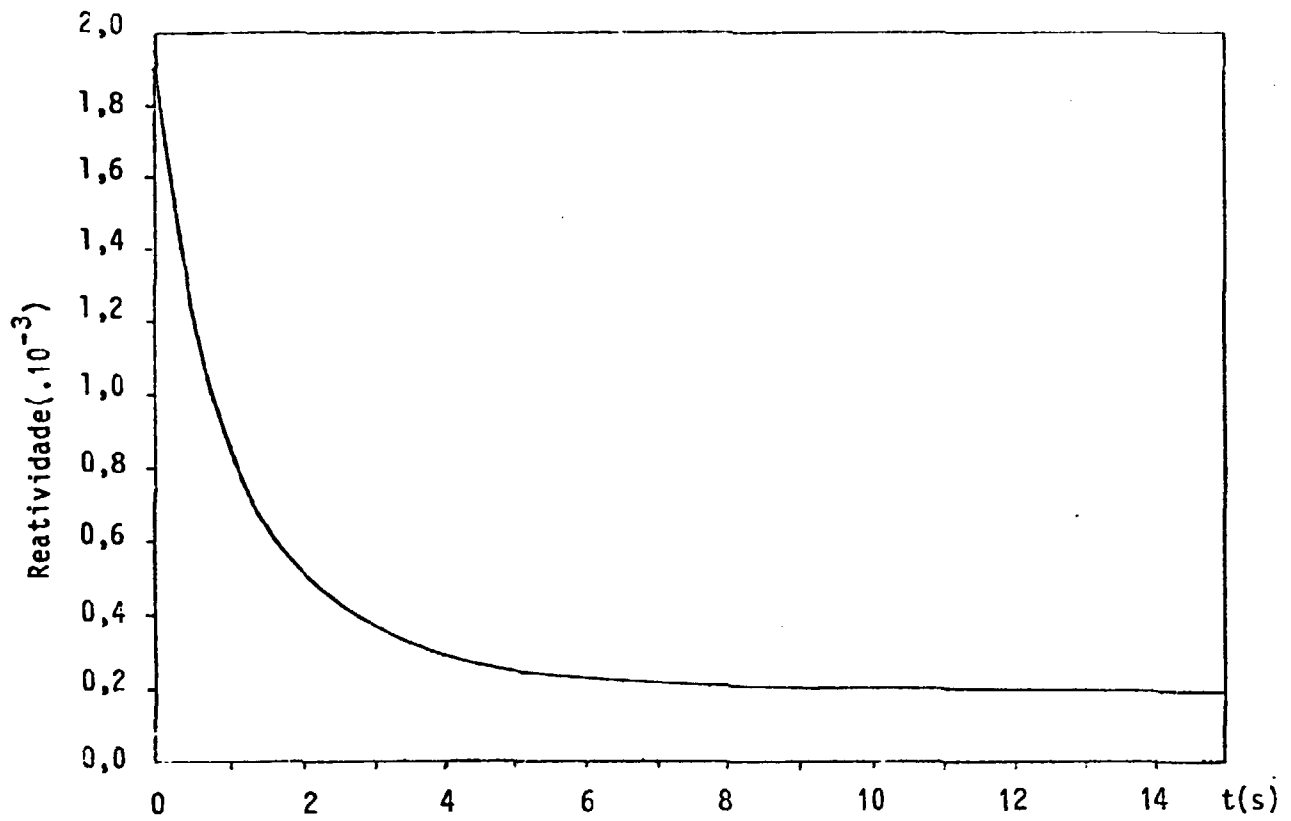


Figura 27 - Comportamento Temporal da Reatividade

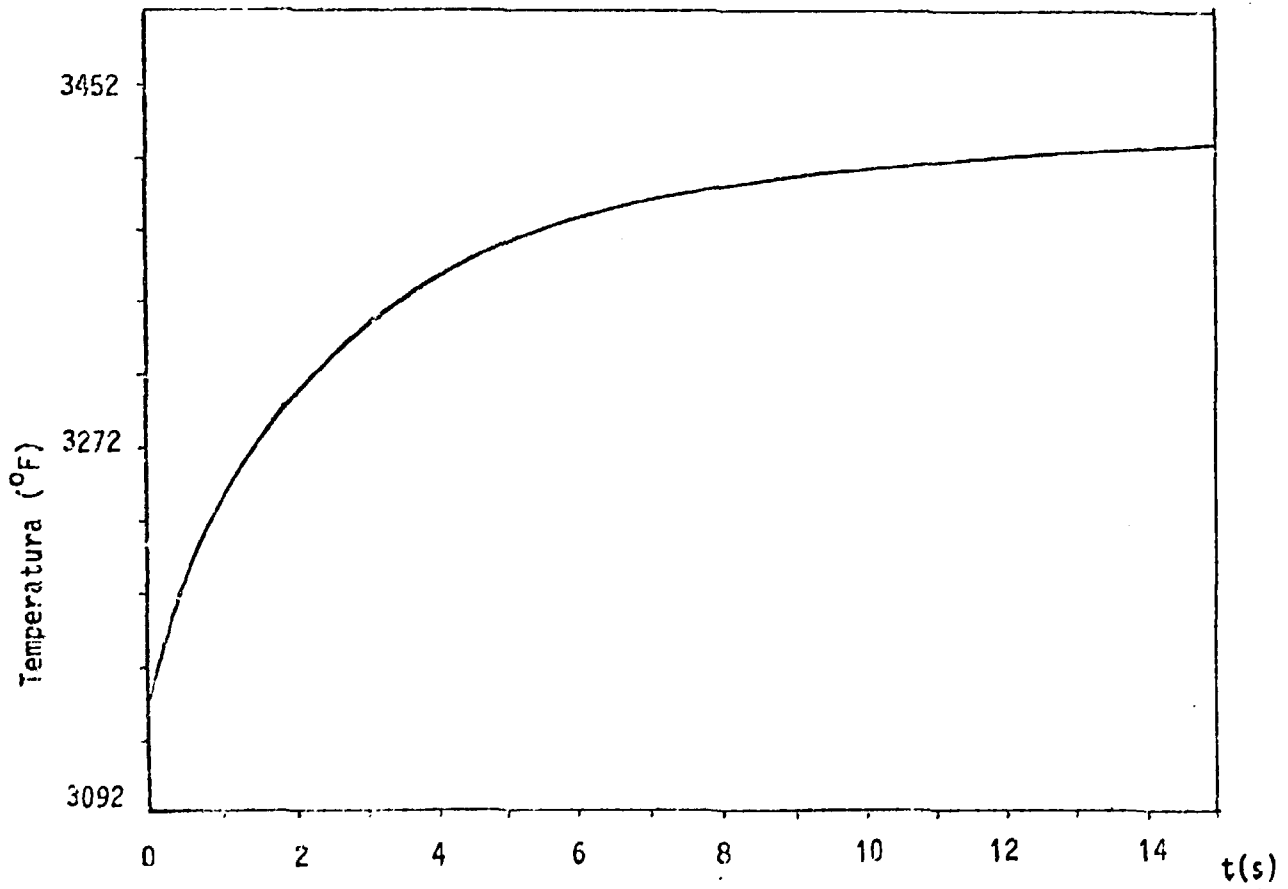


Figura 28 - Comportamento Temporal da Temperatura no Centro do Combustível, Seção Média, Subcanal 6

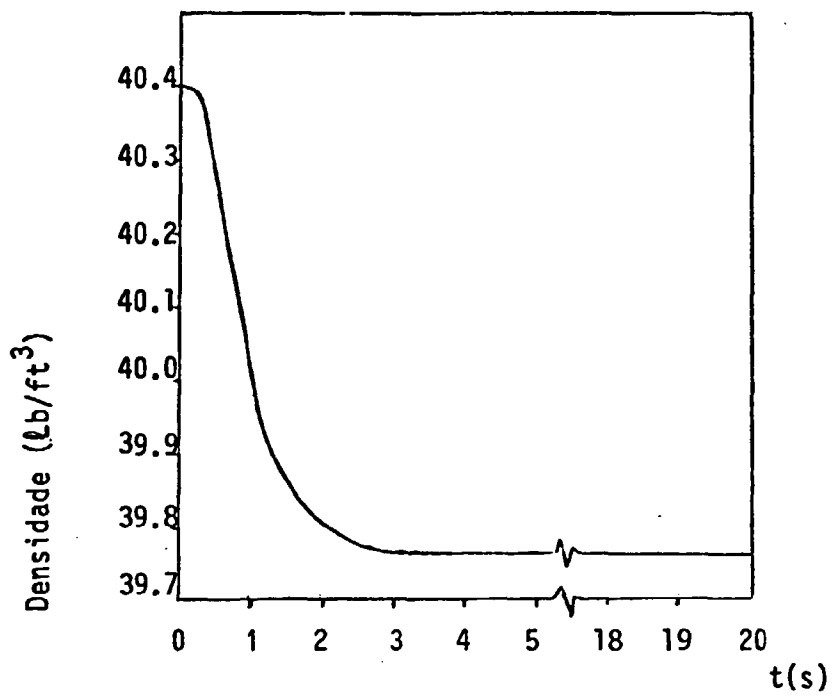


Figura 29 - Comportamento Temporal da Densidade no Refrigerante na Saída do Subcanal 6

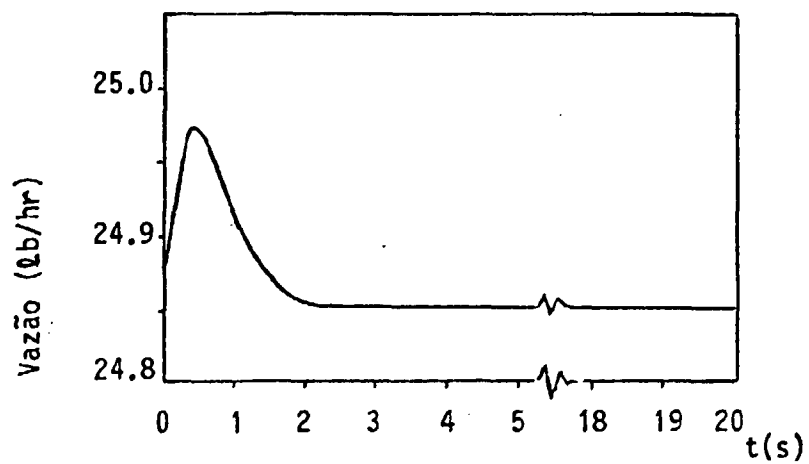


Figura 30 - Comportamento Temporal da Vazão na Saída do Subcanal 6

Este trabalho tratou de estender a capacidade calculacional do programa CANAL à análise de núcleo de reatores refrigerados por água pressurizada. Além disso, incluiu-se um modelo de cinética pontual realimentado pelas condições térmicas do refrigerante e combustível e, foi incorporado um novo modelo de condução de calor no combustível. O novo programa recebeu o nome de CANAL2.

A fim de testar o programa foram selecionados dois casos em condições de regime estacionário e um em transiente.

No regime estacionário simulou-se a seção de teste da Universidade de Columbia que se trata de um modelo em escala reduzida de um arranjo combustível típico de um PWR, consistindo em 16 barras (arranjo 4x4) eletricamente aquecidas. A análise envolveu uma comparação entre resultados calculados e experimentais no que diz respeito a distribuição de vazão e entalpia na saída de dois subcanais centrais em condições termo-hidráulicas distintas. Os resultados de CANAL2 revelaram uma boa concordância com os resultados experimentais tanto em condições de regime subresfriado quanto regime saturado.

Simulou-se também o núcleo de Angra-1 em condições nominais de operação comparando-se os resultados de CANAL2 com os dos programas COBRA 3P e THINC. Os resultados indicam que os três programas mostraram as mesmas tendências no que diz respeito à distribuição de vazão e entalpia com desvios menores que 1,5%.

Finalmente simulou-se um transiente de reatividade com o objetivo primordial de testar o acoplamento entre cinética e termo-hidráulica. Pode-se afirmar apenas que os resultados são corretos qualitativamente pois não existem resultados experimentais com os quais possam ser comparados. Em outras palavras, o comportamento temporal das diversas grandezas é fisicamente compatível com o tipo de perturbação introduzida. Ao mesmo tempo, testou-se o modelo de condução de calor no combustível com resultados satisfatórios.

Várias possibilidades para uso do código e algumas modificações são recomendadas:

- 1) recomenda-se um melhoramento no esquema numérico do programa com o objetivo de se poder analisar um conjunto maior de problemas, desde que a técnica numérica de marcha ainda que forneça uma economia considerável em termos de tempo computacional deixa a desejar quanto à sua generalidade. O esquema numérico a ser investigado deverá ser um que trate de um problema de valor

de contorno real, de modo que acidentes mais severos (um LOCA, por exemplo) possam ser analisados.

- 2) No caso do núcleo de um reator a água pressurizada (PWR) este trabalho restringiu-se em simular um conjunto combustível como um subcanal de maneira a analisar o núcleo como um todo. Recomenda-se modificar o código e alterar a sua capacidade de memória de modo que etapas mais detalhadas de cálculo possam ser efetuadas utilizando-se o conceito de "fronteira lateral aberta". Assim, utilizando o subcanal quente 6 desta nossa análise, este poderia ser dividido em outros subcanais para uma nova análise usando-se as interações laterais do subcanal 6 e os seus vizinhos da análise anterior. Deste modo, chega-se naturalmente ao subcanal mais quente (correspondendo no modelo centrado no refrigerante àquele limitado por quatro barras combustíveis) podendo serem efetuadas análises de DNB com a correlação W-3 já incorporada ao código.
- 3) Considerar mais de um grupo de nêutrons retardados nas equações de cinética.
- 4) Trabalho futuro deverá examinar a dependência dos parâmetros de mistura  $K_a$  e  $\theta_M$  e do parâmetro de concentração de vazios,  $C_0$ , com o regime de escoamento desde que foram considerados constantes em todo o comprimento do subcanal o que, sem dúvida, é uma aproximação.

1. BOWRING, R.W. Physical model based on bubble detachment and calculations of steam voidage in the subcooled region of a heated channel. 1962. (HPR-10) apud FAYA, A.J.G. Development of a method for BWR subchannel analysis. Cambridge, Mass., 1979. (Tese de doutoramento, Massachusetts Institute of Technology).
2. CASTELLANA, F.S. & CASTERLINE, J.E. Subchannel flow and enthalpy distributions at the exit of a typical nuclear fuel core geometry. Nucl.Eng.Des., 22: 3-18, 1972.
3. CHEN, J.C. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flows. New York, N.Y., American Society of Mechanical Engineers, Aug. 1963. (ASME 63-HT-34).
4. DUDERSTADT, J.J. & HAMILTON, L.J. Nuclear reactor analysis. New York, N.Y., John Wiley, 1976.
5. FAYA, A.J.G. Development of a method for BWR subchannel analysis. Cambridge, Mass., 1979. (Tese de doutoramento, Massachusetts Institute of Technology).
6. FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A. Análise termohidráulica do reator ANGRA I com o código COBRA-3F. Nota técnica DEN-0.005.
7. FURNAS CENTRAIS ELÉTRICAS S.A. Final safety analysis report. Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto: Unit. 1. Rio de Janeiro, sem data.
8. ISHII, M.; CHAWLA, T.C.; ZUBER, H. Constitutive equation for vapor drift velocity in two-phase annular flow. AICHE Journal, 22: 283-9, 1976.
9. LAHEY, R.T. & MOODY, F.J. The thermal-hydraulics of a boiling water nuclear reactors. 2ª ed. Hinsdale, Ill., ANS, 1979.
10. LANBEN, G.N. TOODEE-2 : a two-dimensional time dependent fuel element thermal analysis program. Springfield, Virg., Division of Technical Review NRC, May 1975. (NUREG-75/057).

11. MOORE, K.V. & RETTIG, W.H. RELAP-4 : a computer code for transient thermal-hydraulic analysis. Springfield, Virg., Aerojet Nuclear Company, Sept. 1976. (ANCR-NUREG-1335).
12. ONEGA, R.J. & KARCHER, K.E. Nonlinear dynamics of a pressurized water reactor core. Nucl. Sci. Eng., 276-282, 1976.
13. REED, W.H. & STEWART, H.B. THERMIT : a computer program for three-dimensional thermal-hydraulic analysis of light water reactor cores. MIT internal report, 1978.
14. SALAZAR, S. Comunicação pessoal.
15. TONG, L.S. Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution. J. Nucl. Energy, 21: 241-8, 1967.
16. TONG, L.S. & WEISMAN, J. Thermal analysis of pressurized water reactors. 2ª ed. La Grange Park, Ill., ANS, 1979.
17. TONG, L.S. An evaluation of the departure from nuclear boiling in bundles of reactor fuel rods. Nucl. Sci. Eng., 33: 7-16, 1968.

APÊNDICE A - EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO E EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA O MODELO DE DIFUSÃO

A.1 - Derivação das Equações de Conservação do Modelo de Difusão

Este apêndice tem o objetivo de apresentar o desenvolvimento que levou à obtenção das equações de conservação do Modelo de Difusão, equações (7) a (10) na forma final de diferenças finitas, a partir de equações de conservação básicas do modelo de Dois Fluidos Separados, equações (1) a (6). Partindo destas equações, o problema será formulado em termos da velocidade do centro de volume,  $\vec{j}$ , e das velocidades de difusão do líquido e vapor relativas a  $\vec{j}$ . A razão para a escolha desta formulação é que leva a simplificações no algoritmo usado para resolver as equações de diferenças finitas que resultam das equações de campo.

A velocidade do centro de volume é definida por

$$\vec{j} = \vec{j}_v + \vec{j}_l \quad (\text{A.1})$$

onde

$\vec{j}_v = \alpha \vec{v}_v$  é o fluxo volumétrico do vapor ou velocidade superficial do vapor

$\vec{j}_l = (1-\alpha)\vec{v}_l$  é o fluxo volumétrico do líquido ou velocidade superficial do líquido.

A.1.1 - Derivação da Equação de Conservação de Massa do Vapor

Considerando o volume de controle da figura (31), tomado de um subcanal centrado no refrigerante, serão efetuadas médias nas equações de conservação do Modelo de Dois Fluidos Separados sobre a área de secção transversal do subcanal,  $A_i$ . Neste processo perde-se informações relativas às mudanças nas quantidades do escoamento no plano horizontal. Deve-se observar, portanto, que erros consideráveis serão introduzidos se houver grandes variações dentro do volume de controle.

Em termos de velocidades superficiais a equação (1) é reescrita como,

$$\frac{\partial(\alpha\rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_v \vec{j}_v) = \Gamma_v \quad (\text{A.2})$$

A equação (A.2) é integrada sobre a área de secção transversal do subcanal,  $A_i$

$$\int_{A_i} \frac{\partial(\alpha\rho_v)}{\partial t} dA + \int_{A_i} \nabla \cdot (\rho_v \vec{j}_v) dA = \int_{A_i} \Gamma_v dA \quad (\text{A.3})$$

Usando a notação

$$\langle \phi \rangle(z,t) = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \phi(x,y,z,t) dA$$

e aplicando o teorema de Gauss ao termo convectivo à esquerda, equação (A.3) torna-se

$$\frac{\partial}{\partial t} (\langle \alpha \rho_v \rangle)_i + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \rho_v j_{vz} \rangle)_i = \langle \Gamma_v \rangle_i - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{vik} \quad (A.4)$$

onde  $j_{vz}$  é a componente de  $\vec{j}_v$  na direção axial e

$$W_{vik} = \int_{S_{ik}} \rho_v \vec{j}_v \cdot \hat{n}_k dS \quad (A.5)$$

$\hat{n}_k$  é um vetor unitário normal à interface entre subcanais adjacentes  $i$  e  $k$ ;  $S_{ik}$  é um segmento horizontal sobre aquela interface, sendo igual à distância entre duas barras adjacentes;  $dS$  é um elemento de comprimento de  $S_{ik}$  (figura 31). De maneira a interpretar  $W_{vik}$  seja  $(x_I, y_I, z_I)$  um ponto sobre a interface entre  $i$  e  $k$ . A quantidade

$$\rho_v(x_I, y_I, z_I) \vec{j}_v(x_I, y_I, z_I) \cdot \hat{n}_k dS dz$$

representa a taxa de massa do vapor escoando do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$  em  $(x_I, y_I, z_I)$ . Assim, em um dado plano axial  $W_{vik}$  é o valor da taxa líquida total de massa de vapor por unidade de comprimento axial, indo do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$ . O somatório da equação (A.4) é efetuado sobre o número de interfaces,  $N_i$ , que o subcanal  $i$  compartilha com seus vizinhos.

#### A.1.2 - Derivação da Equação de Conservação de Massa do Líquido

Partindo da equação (2) e usando o mesmo procedimento para derivar equação (A.4) a seguinte equação é obtida

$$\frac{\partial}{\partial t} [\langle (1-\alpha) \rho_\ell \rangle]_i + \frac{\partial}{\partial z} (\langle \rho_\ell j_{\ell z} \rangle)_i = -\langle \Gamma_v \rangle_i - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{\ell ik} \quad (A.6)$$

onde,

$$W_{\ell ik} = \int_{S_{ik}} \rho_\ell \vec{j}_\ell \cdot \hat{n}_k dS \quad (A.7)$$

é a taxa líquida total de massa de líquido por unidade de comprimento axial indo do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$ . Observa-se que a equação da continuida-



de para a mistura líquido-vapor  $\bar{e}$  obtida simplesmente adicionando equações (A.4) e (A.6).

### A.1.3 - Derivação da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento da Mistura na Direção Axial

Em termos de velocidade superficial, integrando sobre a área de secção transversal  $A_i$  e utilizando o teorema de Gauss para o termo convectivo, a equação (3) torna-se

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \langle \rho_v \vec{j}_v \rangle \right]_i + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\langle \rho_v j_{vz} \vec{j}_v \rangle}{\alpha} \right]_i \\ & = - \langle \alpha \nabla p \rangle_i - \langle \vec{F}_{wv} \rangle_i - \langle \vec{F}_I \rangle_i - \langle \alpha \rho_v \rangle_i g - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{M}_{vik} S_{ik} \end{aligned} \quad (A.8)$$

onde,

$$\dot{M}_{vik} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_v (\vec{j}_v \cdot \vec{n}_k) \frac{j_{vz}}{\alpha} dS \quad (A.9)$$

é o fluxo de quantidade de movimento médio do vapor do subcanal  $i$  para o  $k$  através da interface  $A_{ik}$ . Todos os termos da equação (A.8) são agora projetados na direção axial para fornecer a equação de conservação da quantidade de movimento axial para a fase vapor,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \langle \rho_v j_{vz} \rangle \right]_i + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \langle \rho_v \frac{j_{vz}^2}{\alpha} \rangle \right]_i \\ & = - \langle \alpha \frac{\partial p}{\partial z} \rangle_i - \langle F_{wvz} \rangle_i - \langle F_{Iz} \rangle_i - \langle \alpha \rho_v \rangle_i g_z - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{M}_{vikz} S_{ik} \end{aligned} \quad (A.10)$$

onde,

$$\dot{M}_{vikz} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_v (\vec{j}_v \cdot \vec{n}_k) \frac{j_{vz}}{\alpha} dS \quad (A.11)$$

De maneira análoga, a equação de conservação da quantidade de movimento axial pode ser obtida para a fase líquida

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \langle \rho_l j_{lz} \rangle \right]_i + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\langle \rho_l j_{lz}^2 \rangle}{(1-\alpha)} \right]_i = - \langle (1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial z} \rangle_i - \langle F_{wLz} \rangle_i \\ & + \langle F_{Iz} \rangle_i - \langle (1-\alpha) \rho_l \rangle_i g_z - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{M}_{likz} S_{ik} \end{aligned} \quad (A.12)$$

onde,

$$\dot{M}_{likz} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_l (\vec{j}_l \cdot \vec{n}_k) \frac{j_{lz}}{(1-\alpha)} dS$$

As equações (A.10) e (A.12) são adicionadas para fornecer a equação de conservação da quantidade de movimento axial para a mistura líquido-vapor,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_v j_{vz} \rangle + \langle \rho_l j_{lz} \rangle]_i + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \langle \frac{\rho_v j_{vz}^2}{\alpha} \rangle + \langle \frac{\rho_l j_{lz}^2}{(1-\alpha)} \rangle \right]_i \\ &= - \langle \frac{\partial p}{\partial z} \rangle_i - \langle F_{wvz} + F_{wlz} \rangle_i - [\langle \rho_v \alpha \rangle + \langle \rho_l (1-\alpha) \rangle]_i g_z \\ & - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} [\dot{M}_{vikz} + \dot{M}_{likz}] S_{ik} \end{aligned} \quad (A.13)$$

onde levou-se em conta a suposição de que ambas as fases possuem a mesma pressão, isto é,  $p_v = p_l = p$ . A diferença entre as pressões das duas fases pode ser importante em transientes severos e propagação de distúrbios. Entretanto, para o problema em consideração esta diferença tem efeitos desprezíveis.

#### A.1.4 - Derivação da Equação de Conservação da Energia da Mistura

A equação de conservação de energia do vapor, equação (5), em termos de velocidades superficiais é dada por,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v h_v) + \nabla \cdot (\rho_v \vec{j}_v h_v) = -\alpha \frac{Dp}{Dt} - p \frac{\partial \alpha}{\partial t} + Q_{wv} + Q_I \quad (A.14)$$

Integrando (A.14) sobre a área de secção transversal,  $A_i$ , e aplicando o teorema de Gauss resulta,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\langle \alpha \rho_v h_v \rangle]_i + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_v j_{vz} h_v \rangle]_i = - \langle \alpha \frac{Dp}{Dt} \rangle_i - \langle p \frac{\partial \alpha}{\partial t} \rangle_i \\ & + \langle Q_{wv} \rangle_i + \langle Q_I \rangle_i - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{E}_{vik} S_{ik} \end{aligned} \quad (A.15)$$

onde,

$$\dot{E}_{vik} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_v \vec{j}_v \cdot \vec{n}_k h_v dS \quad (A.16)$$

é o fluxo de energia médio transportado pelo vapor do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$ . Partindo da equação (6) e empregando o mesmo procedimento anterior a equação de conservação da energia do líquido é obtida,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\langle (1-\alpha)\rho_l h_l \rangle]_i + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_l j_{lz} h_l \rangle]_i \\ = -\langle (1-\alpha)\frac{Dp}{Dt} \rangle_i + \langle p\frac{\partial \alpha}{\partial t} \rangle_i + \langle Q_{wl} \rangle_i - \langle Q_l \rangle_i - \frac{1}{A_{ik}} \sum_{S_{ik}}^{N_i} \dot{E}_{lik} S_{ik} \end{aligned} \quad (A.17)$$

onde,

$$\dot{E}_{lik} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_l \vec{j}_l \cdot \vec{n}_k h_l dS \quad (A.18)$$

é o fluxo de energia médio transportado pelo líquido do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$ . O trabalho feito no fluido devido a efeitos de compressibilidade (primeiro termo à direita nas equações (A.15) e (A.17)) é desprezado desde que não são considerados transientes severos. Adicionando equações (A.15) e (A.17) resulta na equação de conservação da energia para a mistura líquido-vapor,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\langle \alpha \rho_v h_v + (1-\alpha)\rho_l h_l \rangle]_i + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_v j_{vz} h_v + \rho_l j_{lz} h_l \rangle]_i \\ = \langle Q_{wv} + Q_{wl} \rangle_i - \frac{1}{A_{ik}} \sum_{S_{ik}}^{N_i} (\dot{E}_{vik} + \dot{E}_{lik}) S_{ik} \end{aligned} \quad (A.19)$$

As equações (A.4), (A.6), (A.13) e (A.19) constituem um conjunto de quatro equações de campo contendo dezessete incógnitas :

$$\rho_v, \rho_l, \alpha, j_{vz}, j_{lz}, p, h_l, h_v, \Gamma_v, (F_{wv} + F_{wl}), (Q_{wv} + Q_{wl}), h_{vik}, W_{lik}, \dot{M}_{vik}, \dot{M}_{lik}, \dot{E}_{vik}, \dot{E}_{lik}$$

As seis últimas incógnitas refletem o transporte de quantidades do escoamento através da interface de subcanais adjacentes. Será mostrado que  $F_{wv}$  e  $F_{wl}$  são modelados como uma única quantidade,  $(F_{wv} + F_{wl})$ , assim como  $Q_{wv}$  e  $Q_{wl}$ ,  $(Q_{wv} + Q_{wl})$ . As treze equações restantes necessárias para tornar o sistema determinado serão assunto das próximas duas seções.

## A.2 - Equações Constitutivas

Neste contexto, equações constitutivas significam as relações adicionais necessárias para tornar determinado o sistema de equações de conservação.

### a) Restrição Térmica

São impostas restrições térmicas ao levarmos em consideração as suposições (a) e (b) da secção 2.2. Dois regimes de ebulição precisam ser considerados: ebulição subresfriada e ebulição saturada. Para condições de ebulição subresfriada o vapor é saturado,

$$h_v = h_g \quad (\text{A.20})$$

Para condições de ebulição saturada ambas as fases são saturadas. Então, a equação (A.20) ainda é válida e, adicionalmente,

$$h_l = h_f \quad (\text{A.21})$$

### b) Correlação para a Velocidade Relativa entre as Fases

Como mencionado na secção 2.2 é necessário uma equação constitutiva para levar em consideração a velocidade relativa entre as duas fases. No modelo de Difusão, a velocidade de difusão da fase vapor em relação à velocidade do centro de volume da mistura,  $j_z$ , é dada por / 8 /

$$v_{vj} = \frac{j_{vz}}{\alpha} - j_z \quad (\text{A.22})$$

com a fração de vazios,  $\langle \alpha \rangle$ , dada por

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle j_{vz} \rangle}{C_0 \langle j_z \rangle + \frac{\langle \alpha v_{vj} \rangle}{\langle \alpha \rangle}} \quad (\text{A.23})$$

e  $C_0$ , o parâmetro de distribuição, definido por,

$$C_0 = \frac{\frac{1}{A_i} \int_{A_i} \alpha j_z dA}{\left[ \frac{1}{A_i} \int_{A_i} j_z dA \right] \left[ \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \alpha dA \right]} = \frac{\langle \alpha j_z \rangle}{\langle j_z \rangle \cdot \langle \alpha \rangle} \quad (\text{A.24})$$

quantifica o efeito das distribuições do perfil da fração de vazios e escoamento radiais não uniformes (secção A.6).

O termo

$$\frac{\langle \alpha v_{vj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \equiv \langle \langle v_{vj} \rangle \rangle$$

é aproximado pelo valor local,  $v_{vj}$ .

c) Equação de Estado para o Líquido e Vapor

Supõe-se que a densidade do líquido é dada como uma relação funcional da pressão e entalpia do líquido,

$$\rho_l = \rho_l(P, h_l) \quad (A.25)$$

Como o vapor é admitido ser sempre saturado a densidade é função somente da pressão,

$$\rho_v = \rho_v(P, h_g) = \rho_v(P) \quad (A.26)$$

d) Fluxo de Calor na Parede

Na equação da energia a quantidade  $\langle Q_{wv} + Q_{wl} \rangle_i$  (densidade de potência) denota mecanismos de troca de energia entre a parede e as duas fases. Estes dois termos são considerados juntos em um único termo usando o conceito de fluxo de calor. Efeitos dissipativos são desprezados. Então,

$$\langle Q_{wv} + Q_{wl} \rangle_i = \frac{1}{V_i} \sum_m^{L_i} q_{mi}'' (P_{Hmi} \Delta z)$$

onde  $q_{mi}''$  é o fluxo de calor na barra  $m$  que tem uma parte de seu perímetro,  $P_{Hmi}$ , em comum com o subcanal  $i$  (ver figura 31).  $V_i$  é um elemento de volume do subcanal  $i$ ,  $V_i = A_i \Delta z$ . Então,

$$\langle Q_{wv} + Q_{wl} \rangle_i = \frac{1}{A_i} \sum_m^{L_i} q_{mi}'' P_{Hmi} \quad (A.27)$$

O somatório é efetuado sobre o número total de barras,  $L_i$ , que tem uma interface em comum com o subcanal  $i$ .

Para problemas estacionários o fluxo de calor é, obviamente, uma quantidade conhecida. Para transientes e transferência de calor por convecção (escoamento monofásico), o fluxo de calor é dado por

$$q_{mi}'' = h_{1\phi} (T_{wmi} - T_{li}) \quad (A.28)$$

onde

$T_{wmi}$  = temperatura na superfície da barra  $m$ , avaliada empregando um modelo de condução de calor na barra de combustível (Seção 2.3).

$T_{li}$  = temperatura do líquido, sendo relacionada à entalpia do líquido por  $c_{p\ell} (T_{sat} - T_{li}) = h_s - h_{li}$  com

- $c_{pl}$  = calor específico do líquido  
 $T_{sat}$  = temperatura de saturação  
 $h_{1\phi}$  = coeficiente de transferência de calor por convecção dado pela correlação de Dittus-Boelter (Secção A.7)

No caso de ebulição subresfriada e saturada o coeficiente de transferência de calor e então o fluxo de calor é calculado pela correlação de Chen (Secção A.7).

$$q''_{mi} = h_{fc} (T_{wmi} - T_{\ell i}) + h_{nb} (T_{wmi} - T_{sat}) \quad (A.29)$$

Para condições de ebulição saturada,  $T_{\ell i} = T_{sat}$  e o fluxo de calor é dado por

$$q''_{mi} = (h_{fc} + h_{nb}) [T_{wmi} - T_{sat}] \quad (A.30)$$

#### e) Fricção na Parede

Na equação de conservação da quantidade de movimento axial (A.13), o termo  $\langle F_{wvz} + F_{w\ell z} \rangle_i$  representa uma força por unidade de volume atuando sobre o fluido devido a fricção contra a parede. Este termo é modelado pelo esquema padrão de considerar uma tensão de cisalhamento na parede,  $\tau_w$ , atuando sobre a mistura líquido-vapor;

$$\langle F_{wvz} + F_{w\ell z} \rangle_i = \frac{1}{V_i} \tau_w (P_{Fi} \Delta Z) = \frac{1}{A_i} \tau_w P_{Fi} \quad (A.31)$$

A tensão de cisalhamento na parede é expressa em termos de um fator de fricção  $f_{tp}$ ,

$$\tau_w = f_{tp} \frac{G_i^2}{2\rho_\ell} \quad (A.32)$$

onde

$$G_i = \langle \rho_v j_v \rangle_i + \langle \rho_\ell j_\ell \rangle_i \quad (A.33)$$

Esta é a clássica aproximação que supõe o escoamento ser todo líquido com uma correção  $f_{tp}$  para efeitos bifásicos. O fator de fricção para escoamento bifásico,  $f_{tp}$ , é o produto de um fator de fricção para escoamento monofásico,  $f_{sp}$ , e um multiplicador bifásico,  $\phi_{\ell 0}^2$ ,

$$f_{tp} = f_{sp} \phi_{\ell 0}^2 \quad (A.34)$$

com  $f_{sp}$  dado por uma correlação do tipo Blasius

$$f_{sp} = 0,32 \cdot Re^{0,25} \quad (A.35)$$

onde  $Re$  é o número de Reynolds, e  $\phi_{\lambda 0}^2$  dado pela correlação de Jones

$$\phi_{\lambda 0}^2 = F(G, P) \left\{ 1,2 \left[ \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} \right) - 1 \right] x^{0,824} \right\} + 1 \quad (A.36)$$

onde  $x$  é a qualidade específica do escoamento dada por

$$x = \frac{\rho_g \cdot j_v}{G}$$

$$e \quad F(G, P) = \begin{cases} 1,43 + \left( \frac{G}{G_0} - 1 \right) (0,07 - 7,35 \times 10^{-8} P) & \text{se } G < G_0 \\ 1,43 + \left( \frac{G_0}{G} - 1 \right) (0,17 - 6,00 \times 10^{-8} P) & \text{se } G \geq G_0 \end{cases} \quad (A.37)$$

com  $G_0 = 950 \text{Kg/m}^2\text{-s}$ .

#### f) Avaliação do Termo Fonte de Vapor

Na equação (A.4)  $\langle \Gamma_v \rangle$  representa a taxa de massa trocada entre as duas fases, isto é,  $\langle \Gamma_v \rangle$  é a massa de vapor sendo produzida por unidade de volume, por unidade de tempo. O termo  $\Gamma_v$  depende, obviamente, do regime de ebulição. Somente condições de ebulição subresfriada e ebulição saturada são consideradas.

#### Região de Escoamento com Ebulição Subresfriada

Para computar o termo de fonte  $\langle \Gamma_v \rangle_i$  a equação da energia (A.19) é dividida em duas equações: uma que governa o aumento de entalpia do líquido e outro que avalia  $\langle \Gamma_v \rangle_i$ . Supõe-se duas igualdades:

$$\langle \Gamma_v \rangle_i h_{fg} = \frac{1}{A_i} \sum_m^{L_i} (q_{mi}'' )_{\text{evap}} P_{Hmi} - \frac{\partial}{\partial t} [\langle \alpha \rho_v h_v \rangle ]_i \quad (A.38)$$

(avalia o termo fonte de vapor), onde  $(q_{mi}'' )_{\text{evap}}$  é a parcela do fluxo de calor da barra  $m$  para o subcanal  $i$  utilizado na formação do vapor, e

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \langle (1-\alpha) \rho_{\ell} h_{\ell} \rangle \right]_i + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \langle \rho_v j_{vz} h_v + \rho_{\ell} h_{\ell} j_{\ell z} \rangle \right]_i \\ & = \frac{1}{A_i} \sum_m^L \left[ q_{mi}'' - (q_{mi}'')_{\text{evap}} \right] P_{Hmi} = \sum_k^{N_i} (\dot{E}_{vik} + \dot{E}_{\ell ik}) \frac{S_{ik}}{A_i} \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

avalia o aumento de entalpia do líquido.

Para calcular  $(q_{mi}'')_{\text{evap}}$ , Bowring / 1/ sugere que na região de baixo sub resfriamento (caso de um PWR) o fluxo de calor na superfície da parede da bar ra de combustível m pode ser dividida em três componentes :

$$q'' = (q_{sp}'')_m + (q_a'')_m + (q_{\text{evap}}'')_m \quad (\text{A.40})$$

onde  $q_{sp}''$  é a componente associada com convecção monofásica para o líquido e  $q_a''$  é devido à agitação de bolhas. Geralmente,  $q_a''$  e  $q_{\text{evap}}''$  são agrupados em um único termo,  $q_b''$ , definido como a fração do fluxo de calor associado com o pro cesso de ebulição

$$q_b'' = q_a'' + q_{\text{evap}}'' \quad (\text{A.41})$$

A componente de convecção monofásica,  $q_{sp}''$ , é assumida depender linearmente da entalpia do líquido

$$\begin{aligned} q_{sp}'' &= q'' \left( \frac{h_f - h_{\ell}}{h_f - h_{\ell d}} \right) & \text{se} & \quad h_{\ell d} \leq h_{\ell} < h_f \\ &= 0. & \text{se} & \quad h_{\ell} > h_f \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Então,

$$\begin{aligned} q_b'' &= 0. & \text{se} & \quad h_{\ell} < h_{\ell d} \\ &= q'' - q_{sp}'' & \text{se} & \quad h_{\ell} \geq h_{\ell d} \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

onde o subíndice m foi omitido para simplificar a notação;  $h_{\ell d}$  é a entalpia do líquido na qual as bolhas comam a se desprender da parede, sendo dada pela correlação de Saha,



$$(h_f - h_{\ell d}) = \begin{cases} 0,0022 \frac{q''_D h^c p \ell}{k_\ell} & \text{se } Pe < 70000 \\ 154 \cdot \frac{q''}{G} & \text{se } Pe \geq 70000 \end{cases} \quad (\text{A.44})$$

onde

$$D_h = \text{diâmetro hidráulico} = 4 \frac{A}{P_m}$$

$$P_m = \text{perímetro molhado}$$

$$k_\ell = \text{condutividade térmica do líquido}$$

$$Pe = \text{nº de Peclet} = \frac{GD_h^c p \ell}{k_\ell}$$

Finalmente, uma relação entre  $q''_{\text{evap}}$  e  $q''_b$  é necessária de modo a calcularmos  $q''_{\text{evap}}$ . Bowring defende o parâmetro  $\epsilon$  como a razão,

$$\epsilon = \frac{q''_a}{q''_{\text{evap}}} = \frac{\rho_f (c_{pf})}{\rho_g (h_{fg})} \cdot \tau \quad (\text{A.45})$$

onde  $\tau$  é o aumento efetivo de temperatura do líquido que é substituído pela bolha dado por  $\tau = T_{\text{sat}} - T_\ell$ . Então,

$$\epsilon = \frac{\rho_f h_f - h_\ell}{\rho_g h_{fg}} \quad (\text{A.46})$$

A expressão para  $q''_{\text{evap}}$  é então dada por

$$q''_{\text{evap}} = \frac{q''_b}{1 + \epsilon} \quad (\text{A.47})$$

#### Região de Escoamento com Ebulição Saturada

Na região de saturação a equação de conservação de energia é redundante, desde que, pela suposição (a) na secção 2.2, o líquido é saturado no regime de ebulição saturado. Assim,  $h_i = h_f$  e a equação da energia (A.19) torna-se

$$\begin{aligned} h_g \left[ \frac{\partial}{\partial t} \langle \alpha \rho_v \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle \rho_v j_v \rangle \right]_i + h_f \left[ \frac{\partial}{\partial t} \langle (1-\alpha) \rho_\ell \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \langle \rho_\ell j_\ell \rangle \right]_i \\ + \left[ \langle \alpha \rho_v \rangle \frac{\partial h_g}{\partial t} + \langle (1-\alpha) \rho_\ell \rangle \frac{\partial h_f}{\partial t} \right]_i = \frac{1}{A_i} \sum_m^L q''_m P_{Hm} - \sum_k^{N_i} (\dot{E}_{vik} + \dot{E}_{\ell ik}) \frac{1}{A_i} S_{ik} \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

Utilizando as equações da continuidade das fases líquido e vapor a equação (A.48) pode ser reescrita como

$$h_g \left[ \langle \Gamma_V \rangle_i - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{vik} \right] + h_f \left[ -\langle \Gamma_V \rangle_i - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{lik} \right] \quad (A.49)$$

$$+ \left[ \langle \alpha \rho_V \rangle \frac{\partial h_g}{\partial t} + \langle (1-\alpha) \rho_L \rangle \frac{\partial h_f}{\partial t} \right] = \frac{1}{A_i} \sum_m^{L_i} q_{mi}'' P_{Hmi} - \frac{1}{A_i} \sum_m^{N_i} (\dot{E}_{vik} + \dot{E}_{lik}) S_{ik}$$

Rearranjando a equação (A.49), a seguinte expressão é encontrada para fonte de vapor,

$$\langle \Gamma_V \rangle_i = \frac{1}{h_{fg}} \left\{ \frac{1}{A_i} \sum_m^{L_i} q_{mi}'' P_{Hmi} - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} (\dot{E}_{vik} + \dot{E}_{lik}) S_{ik} + \frac{h_g}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{vik} + \frac{h_f}{A_i} \sum_k^{N_i} W_{lik} - \left[ \langle \alpha \rho_V \rangle \frac{\partial h_g}{\partial t} + \langle (1-\alpha) \rho_L \rangle \frac{\partial h_f}{\partial t} \right]_i \right\} \quad (A.50)$$

### A.3 - Troca de Massa, Quantidade de Movimento e Energia entre Subcanais Adjacentes

#### A.3.1 - Troca de Massa

A soma de  $W_{vik}$ , equação (A.5), e  $W_{lik}$ , equação (A.7) representa a taxa líquida total de massa por unidade de comprimento axial escoando do subcanal  $i$  para o subcanal  $k$ ,

$$W_{ik} = W_{vik} + W_{lik} \quad (A.51)$$

A taxa total de escoamento de massa para o subcanal  $i$  é definida por

$$W_i = \sum_k^{N_i} W_{ik} \quad (A.52)$$

Baseado em evidência experimental / 9/,  $W_{vik}$  e  $W_{lik}$  são divididas em uma componente de mistura turbulenta e uma componente de dispersão,

$$W_{vik} = (W_{vik})_{turb} + (W_{vik})_{disp} \quad (A.53)$$

e

$$W_{lik} = (W_{lik})_{turb} + (W_{lik})_{disp} \quad (A.54)$$

### Avaliação de $(W_{vik})_{turb}$

De acordo com Faya / 5/,  $(W_{vik})_{turb}$  pode ser aproximada por

$$(W_{vik})_{turb} = \rho_g \tilde{u}_{ik} \left[ (\alpha_i - \alpha_k) - (\alpha_i - \alpha_k)_{PD} \right] S_{ik} \quad (A.55)$$

onde  $(\alpha_i - \alpha_k)_{PD}$  é a diferença na fração de vazios entre subcanais i e k, correspondendo à condição plenamente desenvolvida,

$$(\alpha_i - \alpha_k)_{PD} = K_a \frac{(G_i - G_k)_{PD}}{G_{av}} \quad (A.56)$$

onde  $G_{av} = 0,5(G_i + G_k)$  e  $(G_i - G_k)_{PD}$  denota a distribuição de velocidade de massa plenamente desenvolvida entre canais i e k,  $K_a$  é uma constante de proporcionalidade empírica. A equação simplesmente exprime o fato observado experimentalmente da tendência do vapor se deslocar para regiões de velocidade maiores.  $(G_i - G_k)_{PD}$  foi assumido, em primeira aproximação igual a  $(G_i - G_k)$

$$(G_i - G_k)_{PD} \simeq (G_i - G_k) \quad (A.57)$$

A quantidade  $\tilde{u}_{ik}$  é a componente turbulenta da velocidade de escoamento (admitindo-se que  $\tilde{u}_{ik}^{vapor} = \tilde{u}_{ik}^{líquido}$ ) na direção transversal, sendo dada por

$$\tilde{u}_{ik} = (\beta_{ik})_{sp} \cdot j_{av} \quad (A.58)$$

onde  $j_{av} = 0,5(j_i + j_k)$  e  $(\beta_{ik})_{sp}$ , a constante de mistura monofásica, sendo dada pela seguinte correlação

$$(\beta_{ik})_{sp} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{D_{ek}}{D_{ei}} \right)^{1,5} \right] Re^{-0,1} \lambda_{ik} \quad (A.59)$$

onde  $D_e$  é o diâmetro equivalente,  $Re$  é o nº de Reynolds e  $\lambda_{ik}$  é um parâmetro de mistura adimensional

$$\lambda_{ik} = 0,0058 \left( \frac{S_{ik}}{D_{FS}} \right)^{-1,46} \quad (A.60)$$

### Avaliação de $(W_{lik})_{turb}$

Baseado na suposição (h) da Secção (2.2), de que a troca de massa por mistura turbulenta ocorre em um esquema volume a volume, a taxa líquida de massa de líquido escoando do subcanal i para o subcanal k devido à mistura turbulenta precisa satisfazer a equação,

$$\frac{(W_{lik})_{turb}}{\bar{\rho}_l} = - \frac{(W_{vik})_{turb}}{\rho_g}$$

onde  $\bar{\rho}_l$  é a densidade do líquido da interface aproximada por  $\bar{\rho}_l = 0.5 (\rho_{li} + \rho_{lk})$  e

$$(W_{lik})_{turb} = - \frac{\bar{\rho}_l}{\rho_g} (W_{vik})_{turb} \quad (A.61)$$

### Avaliação de $(W_{vik})_{disp}$ e $(W_{lik})_{disp}$

A taxa líquida total de massa escoando do subcanal i para o k devido à dispersão é definida por

$$(W_{ik})_{disp} = (W_{vik})_{disp} + (W_{lik})_{disp} \quad (A.62)$$

ou

$$(W_{ik})_{disp} = W_{ik} - (W_{vik})_{turb} - (W_{lik})_{turb}$$

$(W_{vik})_{disp}$  é simplesmente o produto da densidade do vapor e o volume de vapor trocado,

$$(W_{vik})_{disp} = \rho_g \alpha_d \left[ (W_{ik})_{disp} / (\rho_g \alpha_d + \rho_{ld} (1 - \alpha_d)) \right] \quad (A.63)$$

onde  $\alpha_d$  é a fração de vazios do subcanal doador.

Finalmente,

$$(W_{lik})_{disp} = (W_{ik})_{disp} - (W_{vik})_{disp} \quad (A.64)$$

### Redução da Abordagem Geral para os Casos de Escoamentos Monofásico e Bifásico

#### Região de Escoamento Monofásico

Para situações monofásicas a formulação anterior se reduz a

$$W_{vik} = 0$$

e

$$W_{lik} = (W_{lik})_{disp} = W_{ik}$$

Isto é, o líquido é trocado somente por escoamento transversal de dispersão; a mistura turbulenta afeta a troca de quantidade de movimento e energia mas não a troca de massa.

### Região de Escoamento Bifásico

Vários experimentos tem indicado que a mistura turbulenta é aumentada quando duas fases estão presentes e depende fortemente do regime de escoamento. A figura 32 mostra os resultados experimentais e ilustra o comportamento de um parâmetro de mistura como uma função da qualidade. A partir do regime de escoamento com borbulhamento (bubble flow) a mistura é muito maior que a mistura monofásica; atinge um pico ao redor da transição de escoamento slug-anular e, após o pico diminui para um valor ligeiramente abaixo daquele da mistura monofásica. Esta dependência da turbulência com o regime de escoamento pode ser simulada por um "multiplicador de mistura bifásico",  $\theta$ , definido por

$$(\beta_{ik})_{tp} = \theta(\beta_{ik})_{sp} \quad (A.65)$$

podendo ser modelado em função da qualidade por

$$\theta = 1 + \frac{\theta_M - 1}{x_M} \cdot x \quad \text{se } x < x_M \quad (\text{função linear})$$

$$\theta = 1 + (\theta_M - 1) \frac{\left(1 - \frac{x_0}{x_M}\right)}{\left(\frac{x}{x_M} - \frac{x_0}{x_M}\right)} \quad \text{se } x \geq x_M \quad (\text{função hiperbólica})$$

(A.66)

onde

$$\frac{x_0}{x_M} = 0,57 \cdot Re^{0,0417} \quad (A.67)$$

onde  $x_M$  é a qualidade onde ocorre a transição de escoamento slug-anular e  $\theta_M$  o máximo valor do multiplicador para esta qualidade.

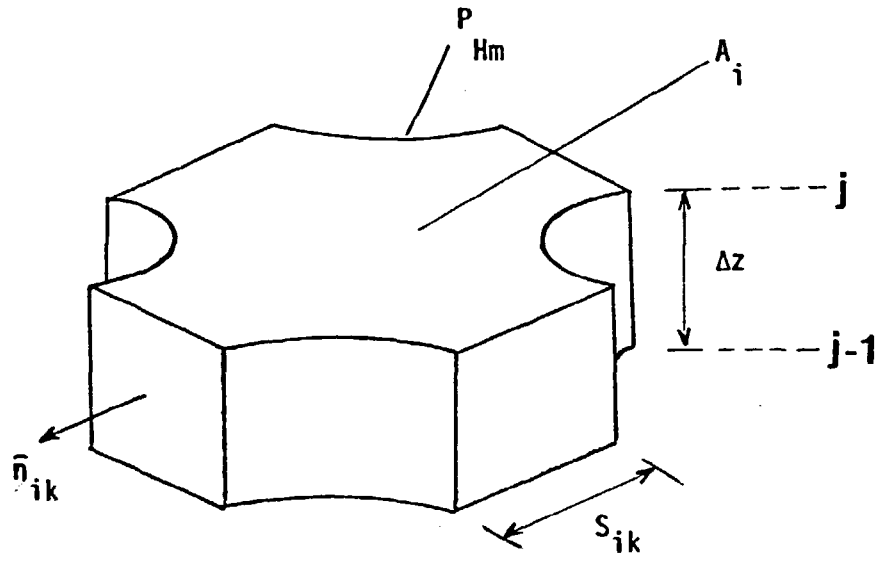


Figura 31 - Volume de Controle em um Subcanal

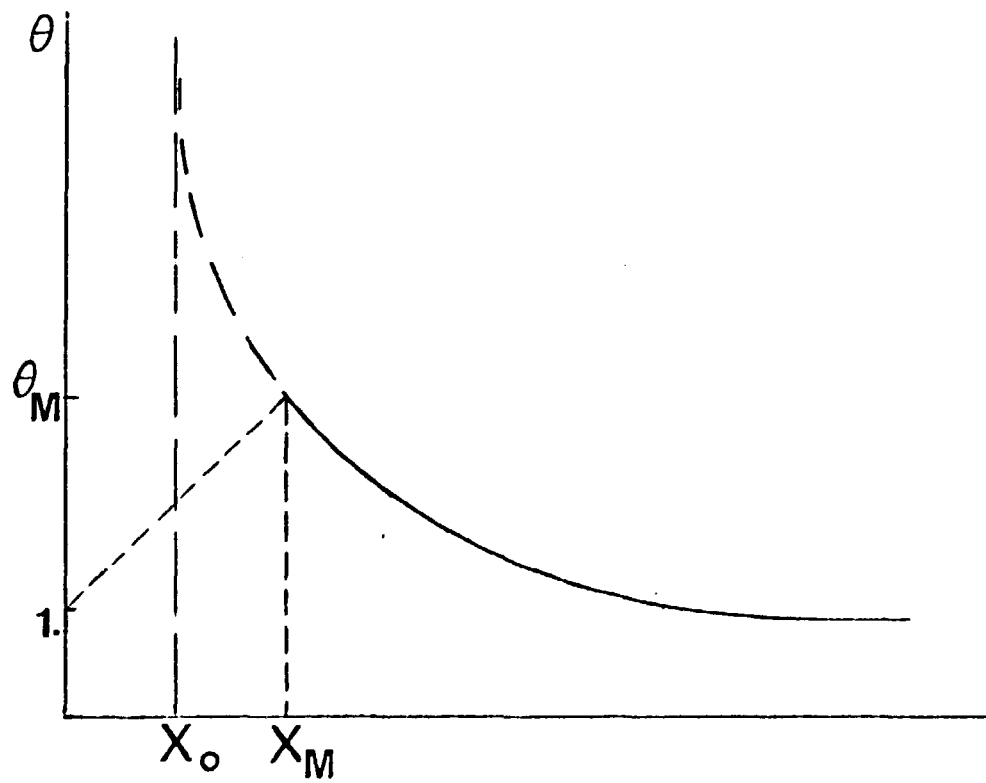


Figura 32 - Variação do Parâmetro de Mistura Bifásico com a Qualidade

De maneira a encontrar  $x_M$  é necessário encontrar sob que condições ocorre esta transição. A correlação de Wallis estabelece que a transição ocorre em

$$j_v^* = 0,4 + 0,6j_l^* \quad (\text{A.68})$$

que, resolvida, fornece

$$x_M = \frac{\rho_v j_v}{G} = \frac{0,4 \sqrt{\rho_l g D_e (\rho_l - \rho_v)} + 0,6G}{G \sqrt{\rho_l / \rho_g} + 0,6} \quad (\text{A.69})$$

O valor de pico,  $\theta_M$ , deve ser uma função da pressão, fluxo de massa e configuração geométrica mas devido à falta de evidência experimental é difícil estabelecer esta dependência funcional. Como primeira aproximação,  $\theta_M$  é tomado como independente do fluxo de massa, sendo satisfatório se  $G$  não mudar substancialmente através dos subcanais.

### A.3.2 - Troca de Quantidade de Movimento

De maneira análoga à secção anterior,  $\dot{M}_{vik}$  e  $\dot{M}_{lik}$  são divididas em componentes turbulenta e dispersão,

$$\dot{M}_{vik} = (\dot{M}_{vik})_{\text{turb}} + (\dot{M}_{vik})_{\text{disp}} \quad (\text{A.70})$$

e

$$\dot{M}_{lik} = (\dot{M}_{lik})_{\text{turb}} + (\dot{M}_{lik})_{\text{disp}} \quad (\text{A.71})$$

### Componentes Turbulenta da Mistura

A componente turbulenta de  $\dot{M}_{vik}$  é dada por

$$(\dot{M}_{vik})_{\text{turb}} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_v (\vec{j}_v \cdot \vec{n}_k)_{\text{turb}} \frac{j_{vzk}}{\alpha} dS \quad (\text{A.72})$$

De maneira a aproximar a integral os valores médios de  $(j_{vzk}/\alpha)$  nos subcanais adjacentes  $i$  e  $k$  são usados desde que a variação de  $(j_{vzk}/\alpha)$  ao longo de  $S_{ik}$  não é conhecida. Assim, a equação (A.72) torna-se

$$\begin{aligned} (\dot{M}_{vik})_{\text{turb}} &\approx \rho_g \tilde{u}_{ik} \left[ \alpha_i \left( \frac{j_{vzi}}{\alpha_i} \right) - \alpha_k \left( \frac{j_{vzk}}{\alpha_k} \right) \right] \\ &= \rho_g \tilde{u}_{ik} (j_{vzi} - j_{vzk}) \end{aligned} \quad (\text{A.73})$$

Analogamente para o líquido

$$(\dot{M}_{lik})_{turb} \approx \tilde{u}_{ik} (\rho_{li} j_{lzi} - \rho_{lk} j_{lzk}) \quad (A.74)$$

Definindo  $(\dot{M}_{ik})_{turb}$  como

$$(\dot{M}_{ik})_{turb} = (\dot{M}_{vik})_{turb} + (\dot{M}_{lik})_{turb} \quad (A.75)$$

verifica-se facilmente que

$$(\dot{M}_{ik})_{turb} = \tilde{u}_{ik} (G_i - G_k) \quad (A.76)$$

### Componentes de Dispersão da Mistura

A componente de dispersão de  $\dot{M}_{vik}$  é dada por

$$(\dot{M}_{vik})_{disp} = \frac{1}{S_{ik}} \int_{S_{ik}} \rho_v (\vec{j}_v \cdot \vec{n}_k)_{disp} \frac{j_{vz}}{\alpha} dS \quad (A.77)$$

e é aproximado usando a formulação de "célula-doadora", isto é,

$$(\dot{M}_{vik})_{disp} \approx \frac{1}{S_{ik}} (W_{vik})_{disp} \left( \frac{j_{vz}}{\alpha} \right)_d \quad (A.78)$$

onde d indica o subcanal doador. Analogamente, para o líquido,

$$(\dot{M}_{lik})_{disp} \approx \frac{1}{S_{ik}} (W_{lik})_{disp} \left( \frac{j_{lz}}{1-\alpha} \right)_d \quad (A.79)$$

### A.3.3 - Troca de Energia

Como foi feito com os fluxos de quantidade de movimento,  $\dot{E}_{vik}$  e  $\dot{E}_{lik}$  são divididas em componentes turbulenta e dispersão

$$\dot{E}_{vik} = (\dot{E}_{vik})_{turb} + (\dot{E}_{vik})_{disp} \quad (A.80)$$

$$\dot{E}_{lik} = (\dot{E}_{lik})_{turb} + (\dot{E}_{lik})_{disp} \quad (A.81)$$

com

$$(\dot{E}_{vik})_{turb} = \rho_g \tilde{u}_{ik} h_g (\alpha_i - \alpha_k) \quad (A.82)$$



$$(\dot{E}_{lik})_{turb} = \tilde{u}_{ik} [\rho_{li} h_{li} (1-\alpha_i) - \rho_{lk} h_{lk} (1-\alpha_k)] \quad (A.83)$$

$$(\dot{E}_{vik})_{disp} = \frac{1}{S_{ik}} (W_{vik})_{disp} h_g \quad (A.84)$$

$$(\dot{E}_{lik})_{disp} = \frac{1}{S_{ik}} (W_{lik})_{disp} h_{ld} \quad (A.85)$$

#### A.4 - Sumário

Por conveniência, são mencionadas aqui as equações de campo e equações constitutivas necessárias para "fechar" o sistema nas regiões, subresfriada e saturada, de interesse.

##### Região de Ebulição Subresfriada

###### Equações de Campo

A. 4  
A. 6  
A.13  
A.39

###### Equações Constitutivas

A.20	A.53
A.22	A.54
A.25	A.70
A.26	A.71
A.27	A.80
A.31	A.81
A.38	
A.40	} divisão do fluxo de calor
A.42	
A.47	

##### Região de Ebulição Saturada

###### Equações de campo

A. 4  
A. 6  
A.13

###### Equações Constitutivas

A.20	A.50
A.21	A.53
A.22	A.54
A.25	A.70
A.26	A.71
A.27	A.80
A.31	A.81

### A.5 - Forma em Diferenças Finitas das Equações de Conservação

Para estabelecer a forma em diferenças finitas das equações de conservação, cada subcanal  $\bar{e}$  é dividido ao longo de seu comprimento onde obtêm-se uma malha espacial com o  $\bar{n}$  axial 1 na entrada e o  $\bar{n}$  axial J na saída.

Nas equações de diferenças finitas que seguem todas as incógnitas são escritas em um novo tempo para assegurar implicidade. O subscrito j se refere ao  $\bar{n}$  axial enquanto que a barra (-) denota um tempo anterior,

#### Conservação de Massa do Vapor

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} (\alpha_i \rho_{vi} - \bar{\alpha}_i \bar{\rho}_{vi})_j + \frac{1}{\Delta z} [(\rho_{vi} j_{vi})_j - (\rho_{vi} j_{vi})_{j-1}] \\ & = \Gamma_{vi,j} - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{W}_{vik,j} \end{aligned} \quad (A.86)$$

#### Conservação de Massa do Líquido

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} [(1-\alpha_i) \rho_{li} - (1-\bar{\alpha}_i) \bar{\rho}_{li}]_j + \frac{1}{\Delta z} [(\rho_{li} j_{li})_j - (\rho_{li} j_{li})_{j-1}] \\ & = -\Gamma_{vi,j} - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \dot{W}_{lik,j} \end{aligned} \quad (A.87)$$

#### Conservação da Quantidade de Movimento Axial para a Mistura

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta t} [(\rho_{vi} j_{vi} + \rho_{li} j_{li}) - (\bar{\rho}_{vi} \bar{j}_{vi} + \bar{\rho}_{li} \bar{j}_{li})]_j \\ & + \left\{ \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_j - \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_{j-1} \right\} \\ & = \frac{1}{\Delta z} (P_{j-1} - P_j) - \frac{1}{A_i} (\tau_{wi,j}) P_{Fi} - [\rho_{vi} \alpha_i + \rho_{li} (1-\alpha_i)]_j g_z \\ & - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} [\dot{M}_{vik} + \dot{M}_{lik}] S_{ik} \end{aligned} \quad (A.88)$$

Conservação da Energia do Líquido na Região Subresfriada

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\Delta t} \left[ (1-\alpha_i) \rho_{\ell i} h_{\ell i} - (1-\bar{\alpha}_i) \bar{\rho}_{\ell i} \bar{h}_{\ell i} \right]_j \\
 & + \frac{1}{\Delta z} \left[ (\rho_{vi} j_{vi} h_g)_j - (\rho_{vi} j_{vi} h_g)_{j-1} + (\rho_{\ell i} j_{\ell i} h_{\ell i})_j - (\rho_{\ell i} j_{\ell i} h_{\ell i})_{j-1} \right] \\
 & = \frac{1}{A_i} \sum_m^{L_i} \left[ q_{mi}'' - (q_{mi}'')_{\text{evap}} \right]_j P_{Hmi} - \frac{1}{A_i} \sum_k^{N_i} \left[ \dot{E}_{vik} + \dot{E}_{\ell ik} \right]_j \cdot S_{ik} \quad (\text{A.89})
 \end{aligned}$$

Um método de resolver este conjunto de equações de diferenças finitas algébricas é a técnica de substituição sucessiva. Neste método as equações são resolvidas simultaneamente em todos os intervalos axiais. Entretanto, devido ao esquema implícito do sistema de equações, este método implicaria em custo computacional mais elevado e aumentaria a complexidade do código. De maneira a manter o custo computacional baixo é empregada uma técnica de marcha, isto é, partindo de valores conhecidos no nó de entrada, as equações são resolvidas iterativamente para cada subcanal (de maneira a dar a mesma queda de pressão) para dar os valores das quantidades de escoamento no nó seguinte (para todos os subcanais) e assim, sucessivamente, de nó a nó, até a saída. Relativamente ao esquema de substituição sucessiva a principal desvantagem é que os métodos de marcha são baseados na suposição de que o escoamento é sempre da entrada para a saída. Entretanto, somente transientes operacionais serão simulados e situações com inversão de escoamento não serão consideradas.

A estratégia, agora, é multiplicar a equação (A.86) por  $1/(\rho_{vij})$ , equação (A.87) por  $1/(\rho_{\ell ij})$  e somadas para dar

$$\begin{aligned}
 & \frac{\Delta z}{\Delta t} \left[ 1 - \frac{\bar{\rho}_{\ell i}}{\rho_{\ell i}} + \bar{\alpha}_i \left( \frac{\bar{\rho}_{\ell i}}{\rho_{\ell i}} - \frac{\bar{\rho}_{vi}}{\rho_{vi}} \right) \right]_j + j_{i,j} - \frac{(\rho_{\ell i} j_{\ell i})_{j-1}}{\rho_{\ell i,j}} - \frac{(\rho_{vi} j_{vi})_{j-1}}{\rho_{vi,j}} \\
 & = \Delta z \left( \frac{1}{\rho_{vi}} - \frac{1}{\rho_{\ell i}} \right) \Gamma_{vi,j} - \frac{\Delta z}{A_i} \sum_k \left[ \frac{W_{\ell ik}}{\rho_{\ell i}} + \frac{W_{vik}}{\rho_{vi}} \right]_j \quad (\text{A.90})
 \end{aligned}$$

Na equação de diferenças finitas para a massa do vapor, equação (A.86),  $\alpha_{i,j}$  é substituído por seu valor dado pela equação (A.23), isto é,

$$\alpha_{i,j} = \left[ \frac{j_{vi}}{C_{0j_i} + v_{vj}} \right]_j \quad (\text{A.91})$$

Substituindo (A.91) em (A.86) resulta

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{\Delta t} (\bar{\rho}_{vi} \bar{\alpha}_i)_j + \left[ \rho_{vi} \left( \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{C_{0j_i} + v_{vj}} + \frac{1}{\Delta z} \right) j_{vi} \right]_j - \frac{(\rho_{vi} j_{vi})_{j-1}}{\Delta z} \\ & = \Gamma_{vi,j} - \frac{1}{A_i} \sum_k W_{vik,j} \end{aligned} \quad (\text{A.92})$$

Equação (A.88) é rearranjada para dar a queda de pressão entre dois n̄s axiais consecutivos,

$$\begin{aligned} (p_{j-1} - p_j) &= \frac{\Delta z}{\Delta t} \left[ (\rho_{vi} j_{vi} + \rho_{li} j_{li}) - (\bar{\rho}_{vi} \bar{j}_{vi} + \bar{\rho}_{li} \bar{j}_{li}) \right]_j \\ &+ \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_j - \left[ \frac{\rho_{vi} (j_{vi})^2}{\alpha_i} + \frac{\rho_{li} (j_{li})^2}{(1-\alpha_i)} \right]_{j-1} \\ &+ \frac{\Delta z}{A_i} \tau_{wi,j} P_{Fi} + \left[ \rho_{vi} \alpha_i + \rho_{li} (1-\alpha_i) \right]_j g_z \Delta z \\ &+ \frac{\Delta z}{A_i} \sum_k^{N_i} \left[ \dot{M}_{vik} + \dot{M}_{lik} \right] S_{ik} \end{aligned} \quad (\text{A.93})$$

O sistema a ser resolvido consiste das quatro equações algébricas (A.90), (A.92), (A.93) e (A.89) e cinco incógnitas:  $j_{vi,j}$ ,  $j_{li,j}$ ,  $p_j$ ,  $h_{li,j}$  e  $W_i$  ( $W_{vik}$ ,  $W_{lik}$ ,  $\dot{M}_{vik}$ ,  $\dot{M}_{lik}$ ,  $\dot{E}_{vik}$  e  $\dot{E}_{lik}$  são dependentes destas cinco variáveis). A quinta equação é dada pela condição de gradiente de pressão transversal nulo. Isto significa que em um dado plano axial  $j$ , a taxa total transversal de massa para cada subcanal  $W_{i,j}$  é dependente da queda de pressão,

$$W_{i,j} = \sum_k^{N_i} W_{ik,j} = f(p_{j-1} - p_j) \quad (\text{A.94})$$

onde  $W_{ik,j} = W_{vik,j} + W_{lik,j}$

A taxa de escoamento transversal de massa  $W_{i,j}$  é encontrada iterativamente requerendo que todos os subcanais atinjam a mesma pressão planar. Para resolver completamente o problema é necessário encontrar as taxas de escoamento transversais entre subcanais,  $W_{ik}$ . Em um conjunto combustível contendo  $N$  subcanais há  $N$  equações do tipo

$$W_{i,j} = \sum_k^{N_i} W_{ik,j} \quad (\text{A.95})$$

Pode ser verificado facilmente que a equação para o  $N$ -ésimo subcanal é uma combinação linear das  $(N-1)$  equações restantes. Então, somente  $(N-1)$  equações representadas por (A.95) são linearmente independentes. Verifica-se também que em um conjunto combustível com  $N$  subcanais, o número de interfaces entre subcanais adjacentes, isto é, o número das  $W_{ik}$  incógnitas, é dada por  $(N+L-1)$  onde  $L$  é o número de circuitos (loops) independentes na configuração dos subcanais. Para visualizar o conceito de circuito utilizamos a figura 33 que mostra um conjunto com 4 barras com simetria de  $180^\circ$ , juntamente com todas as possíveis configurações de circuitos. Podemos ver facilmente que somente dois dos três circuitos são independentes; por exemplo, o circuito (c) é uma combinação de (a) e (b).

Para cada circuito independente é assumido que o escoamento ao longo do circuito é zero, isto é,

$$\sum_{\substack{n^\circ \\ \text{circuitos}}} W_{ik,j} = 0 \quad (\text{A.96})$$

Equação (A.96) fornece as  $L$  relações adicionais requeridas para resolver  $W_{ik}$ .

## A.6 - Parâmetros de Difusão

### A.6.1 - Velocidade de Difusão, $V_{vj}$

Para regimes de escoamento com vapor disperso, Ishii / 8 / recomenda a seguinte correlação

$$V_{vj} = 2 \left[ g \frac{\sigma (\rho_f - \rho_g)}{\rho_f} \right]^{0,25} \quad (\text{A.97})$$

### A.6.2 - Parâmetro de Concentração, $C_0$

Correlações para  $C_0$  são também disponíveis para vários regimes de escoamento (figura 34). Tentativas para incorporar correlações para os vários

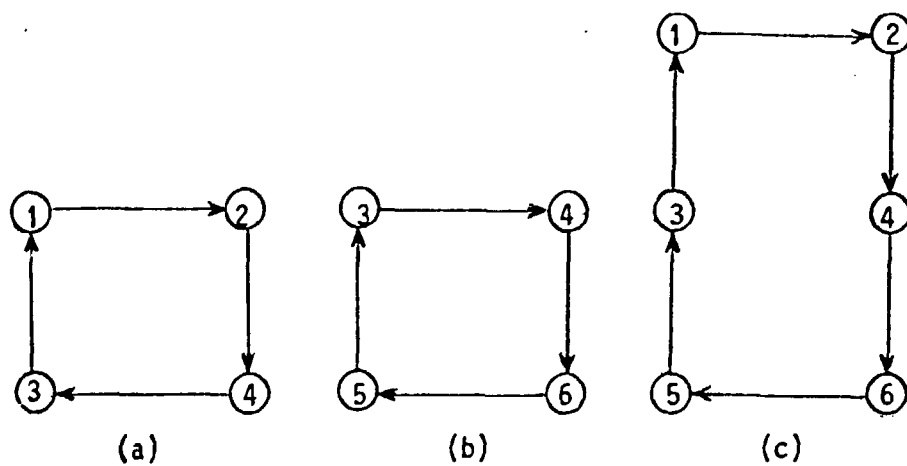
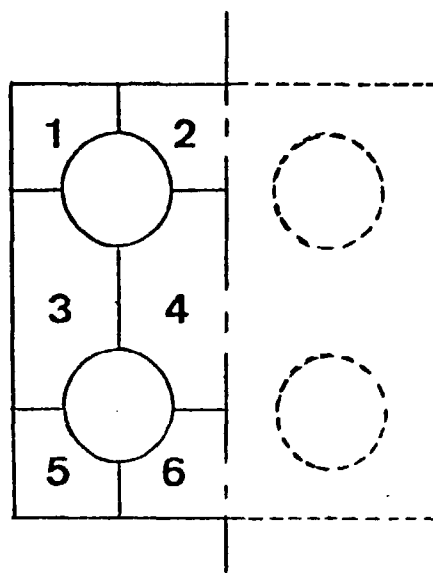


Figura 33 - Circuitos (loops) de Escoamento em um Conjunto Simétrico com 4 Barras

regimes falharam / 5/ porque não se conseguiu fornecer uma suave transição de uma correlação para outra de modo que as várias discontinuidades em  $C_0$  apresentaram instabilidades numéricas no esquema de solução desde que elas também implicam discontinuidades na fração de vazios  $\langle \alpha \rangle$  que é relacionada a  $C_0$  através da equação (A.23).

Assim, decidiu-se aproximar  $C_0$  como uma constante; no caso de um reator PWR, onde pode ocorrer alguma ebulição subresfriada,  $C_0 = 0,6$ . No caso da secção de teste Columbia usou-se  $C_0 = 0,6$  na região subresfriada e  $C_0 = 1,2$  na região de saturação.

#### A.6.3 - Os Parâmetros Empíricos $K_a$ e $\theta_M$ do Modelo de Mistura

Através de experimentos numéricos encontrou-se que os resultados calculados tinham pouca sensibilidade em relação a  $K_a$  com este parâmetro na faixa de 1,2 a 1,6. Neste trabalho um valor  $K_a = 1,4$  foi arbitrariamente escolhido.

No caso do parâmetro de mistura  $\theta_M$  decidiu-se tomá-lo também como uma constante. Desde que a quantidade de vapor formado no núcleo de um reator PWR é praticamente nula e na secção de teste Columbia foi baixa usou-se  $\theta_M = 1,0$  tanto na região subresfriada quanto na região com ebulição saturada pois  $\theta_M > 1,0$  implica a existência dos regimes de escoamentos tipo slug e anular, o que não ocorre em nossos testes.

Deve-se observar, entretanto, que o programa aceita como dados de entrada os parâmetros  $C_0$ ,  $K_a$  e  $\theta_M$  de modo que o usuário pode escolher os valores de acordo com as experiências a serem simuladas.

### A.7 - Coefficientes de Transferência de Calor

#### A.7.1 - Transferência de Calor no Escoamento Monofásico

A correlação de Dittus-Boelter é aplicada para a transferência de calor com escoamento monofásico,

$$h_{1\phi} = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \left( \frac{k_\ell}{De} \right) \quad (A.98)$$

onde

$$Re = \frac{GDe}{\mu_\ell}, \quad \text{nº de Reynolds}$$

$$Pr = \frac{\rho_\ell \mu_\ell}{k_\ell}, \quad \text{nº de Prandtl}$$

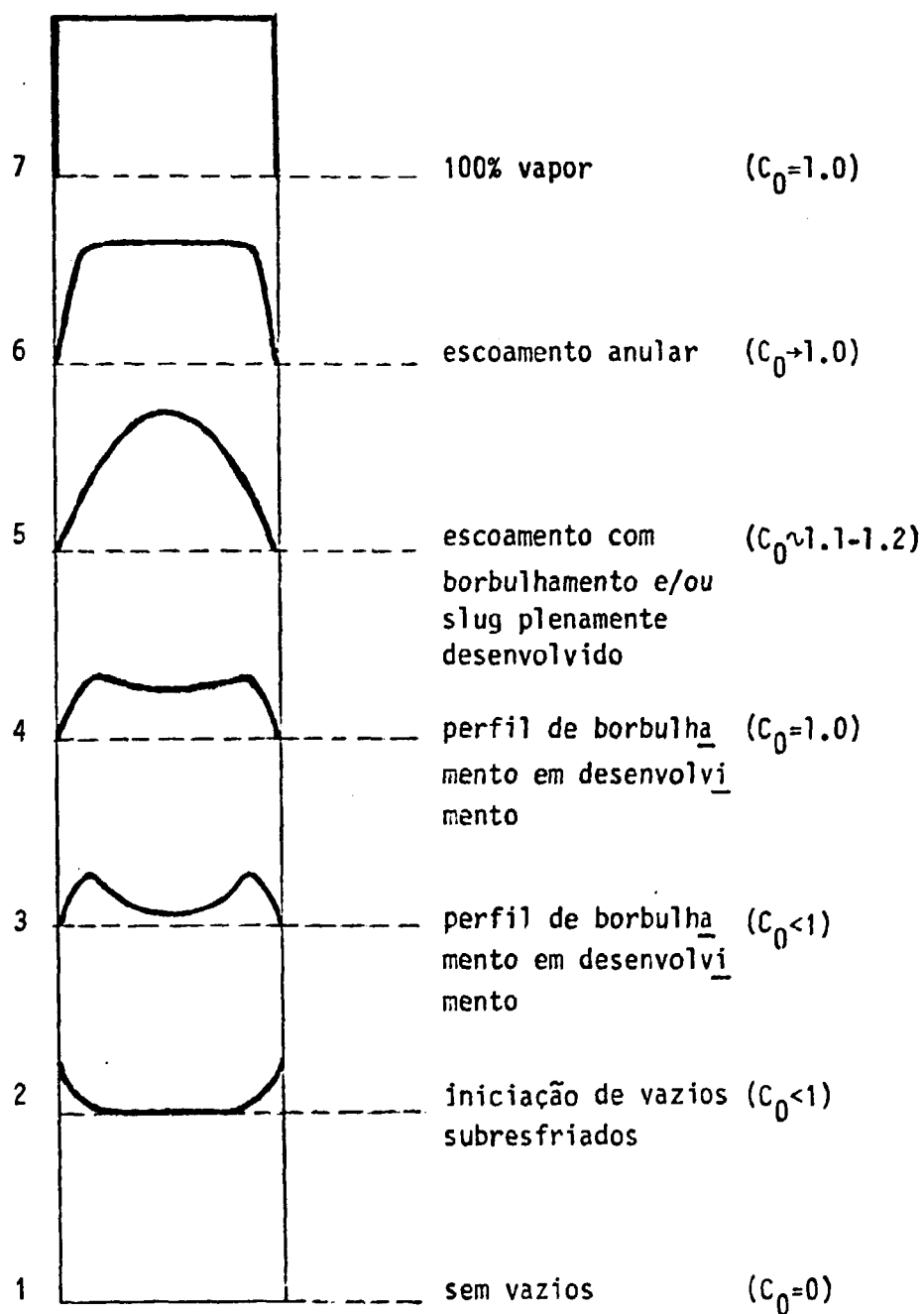


Figura 34 - Perfis de Concentração de Vazios e Regimes de Escoamento



### A.7.2 - Transferência de Calor no Escoamento Bifásico

A correlação de Chen /3/ é usada para condições de ebulição subresfriada e saturada; o fluxo de calor é dividido em duas componentes: convecção forçada e ebulição nucleada,

$$q''_{\text{Chen}} = h_{fc}(T_w - T_l) + h_{nb}(T_w - T_{\text{sat}}) \quad (\text{A.99})$$

O coeficiente de transferência de calor para convecção forçada é calculado por

$$h_{fc} = 0,023 \cdot Re_{2\phi}^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \left( \frac{k_l}{D_e} \right)$$

onde

$$Re_{2\phi} = Re_{1\phi} \cdot F^{1,25}$$

com

$$Re_{1\phi} = \frac{G(1-x)D_e}{\mu_l}$$

O fator do nº de Re, F, é plotado como uma função do parâmetro de Martinielli,  $X_{tt}$ , na figura 35. Para propósitos de cálculo o parâmetro F pode ser calculado pelas correlações

$$\begin{cases} 0,5 \left( \frac{1}{X_{tt}} \right)^2 + 0,95 \left( \frac{1}{X_{tt}} \right) + 1. & ; \text{ se } \frac{1}{X_{tt}} < 0,5 \\ 1,6 \left( \frac{2}{X_{tt}} \right)^{0,738} & ; \text{ se } \frac{1}{X_{tt}} \geq 0,5 \end{cases} \quad (\text{A.100})$$

onde

$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0,1}$$

Para condições subresfriadas o valor F é colocado igual a 1.

Para o coeficiente de transferência de calor com ebulição nucleada, Chen usou a correlação de Forster-Zuber vezes um fator de supressão de nucleação, S,

$$h_{nb} = 0,00122 \left[ \frac{k_l^{0,79} c_p^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{fg}^{0,24} \rho_g^{0,24}} \right] \left( \frac{h_{fg}}{v_{fg} T_{\text{sat}}} \right)^{0,75} (\Delta T_{\text{sat}})^{0,99} \cdot S \quad (\text{A.101})$$

onde  $\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}}$ . S é mostrado na figura 36 como função de  $Re_{2\phi}$  e para propósitos de cálculo S pode ser calculado pela correlação

$$\left\{ \begin{array}{ll} 0,17 - 0,232 \ln \left( \frac{Re_{2\phi}}{3.10^5} \right) & ; \text{ se } 2.10^4 \leq Re_{2\phi} \leq 3.10^5 \\ 0,17 - 0,0617 \ln \left( \frac{Re_{2\phi}}{3.10^5} \right) & ; \text{ se } 3.10^5 < Re_{2\phi} \leq 1,10^6 \end{array} \right. \quad (\text{A.102})$$

#### A.8 - Coefficiente de Perda de Pressão nas Grades Espaçadoras

Foram considerados dois tipos de grades espaçadoras para o núcleo do reator de ANGRA-I : sem aletas misturadas e com aletas misturadas com os seguintes valores obtidos da referência / 6 /,

$$K_S = 1,1 \text{ para grades sem aletas}$$

$$K_C = 2,3 \text{ para grades com aletas}$$

No caso da secção de teste Colúmbia usou-se um coeficiente igual a zero pois não foi possível obter qualquer valor da referência / 2 /. Com este valor os resultados para a secção de teste foram razoáveis (Secção 3.1) mas poderiam ser melhorados com outro valor para o coeficiente de perda de pressão.

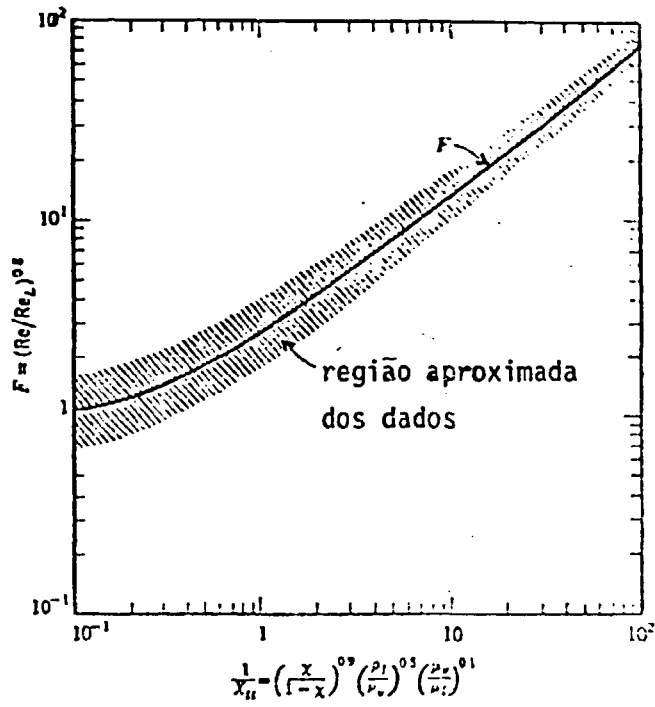


Figura 35 - Fator do Nº de Reynolds

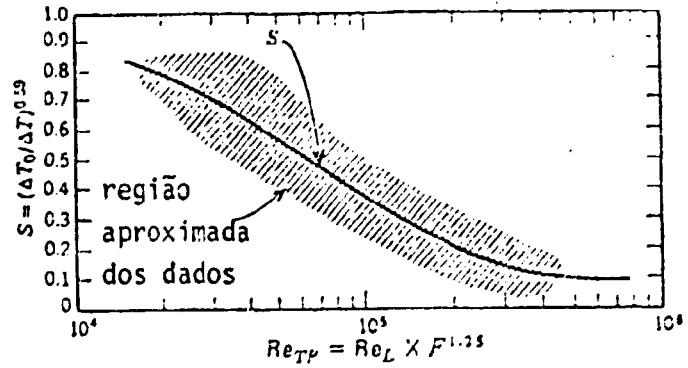


Figura 36 - Fator de Supressão

## APÊNDICE B - PROPRIEDADES TÉRMICAS DO COMBUSTÍVEL

A figura 4 mostra uma secção de uma barra de combustível composta por pastilhas cilíndricas do combustível  $UO_2$  com densidade  $\sim 95\%$  da densidade teórica colocadas em tubos de Zircaloy-2, que servem, além de suporte estrutural, para conter os produtos de fissão radioativos e proteger as pastilhas do ambiente do refrigerante.

As propriedades e características físicas do  $UO_2$  e Zircaloy são bem conhecidas e as correlações dadas a seguir são aquelas usadas no código THERMIT /13/.

### B.1 - Propriedades Térmicas do $UO_2$

#### a) Condutividade Térmica

$$k(\text{W/m}^{\circ}\text{K}) = [1 - \beta(1 - \theta_d)] [b_0 + b_1T + b_2T^2] ; \quad 400^{\circ}\text{K} \leq T \leq 2500^{\circ}\text{K} \quad (\text{B.1})$$

onde:

$$\beta = 2,74 - 5,8 \cdot 10^{-4} \cdot T$$

$$\theta_d = \text{fração da densidade teórica máxima}$$

$$b_0 = 10,8$$

$$b_1 = -8,84 \cdot 10^{-3}$$

$$b_2 = 2,25 \cdot 10^{-6}$$

$$\text{erro} = 10\%$$

#### b) Capacidade Térmica Volumétrica

$$\rho c_p (\text{J/m}^3 \cdot ^{\circ}\text{K}) = \theta_d [a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3] ; \quad 300^{\circ}\text{K} \leq T \leq 3000^{\circ}\text{K} \quad (\text{B.2})$$

onde:

$$a_0 = 1,78 \cdot 10^6$$

$$a_1 = 3,62 \cdot 10^3$$

$$a_2 = -2,61$$

$$a_3 = 6,59 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{erro} = 2\%$$

## B.2 - Propriedades Térmicas do Zircaloy-2

### a) Condutividade Térmica

$$k(\text{W/m} \cdot ^\circ\text{K}) = C_0 + C_1 T + C_2 T^2 + C_3 T^3 \quad ; \quad 300^\circ\text{K} \leq T \leq 1800^\circ\text{K} \quad (\text{B.3})$$

onde:

$$C_0 = 7,51$$

$$C_1 = 2,1 \cdot 10^{-2}$$

$$C_2 = -45 \cdot 10^{-5}$$

$$C_3 = 7,67 \cdot 10^{-9}$$

erro  $\sim 20\%$

### b) Capacidade Térmica Volumétrica

$$\rho c_p (\text{J/m}^3 \cdot ^\circ\text{K}) = \begin{cases} 1,673 \cdot 10^6 + 721,6 T & ; \quad 300^\circ\text{K} \leq T \leq 1090^\circ\text{K} \\ 5,346 \cdot 10^6 - 3,608 \cdot 10^4 |T - 1170| & ; \quad 1090^\circ\text{K} \leq T \leq 1254^\circ\text{K} \\ 2,316 \cdot 10^6 & ; \quad T > 1254^\circ\text{K} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

erro = 5% para  $T \leq 1090^\circ\text{K}$ .

APÊNDICE C - CORRELAÇÃO PARA O FLUXO CRÍTICO DE CALOR

A possibilidade de ocorrência de crise de ebulição (boiling crisis) em escoamento subresfriado ou DNB (departure from nucleate boiling) é de fundamental importância no projeto de reatores refrigerados por água pressurizada. O fluxo de calor característico dessa situação é geralmente denominado fluxo crítico de calor e se acha associado a uma sensível deterioração local na habilidade de transferência de calor, via coeficiente de transferência de calor,  $h$ . É um processo complexo que depende das condições de escoamento de modo que o fluxo crítico de calor é calculado por correlações empíricas. O presente trabalho utiliza a correlação W-3 da Westinghouse desenvolvida por Tong /15/,

$$\frac{q''_{DNB,U}}{10^6} = \left\{ (2,022 - 0,0004302 \cdot P) + (0,1722 - 0,0000984P) \right. \\ \left. * \exp \left[ (18,177 - 0,004129 \cdot P)x \right] \right\} \\ * \left[ (0,1484 - 1,596x + 0,1729x|x| \frac{G}{10^6} + 1,037) \right] \\ * (1,157 - 0,869x) * \left[ 0,2664 + 0,8357 \exp(-3,151D_e) \right] \\ * \left[ 0,8258 + 0,000794(h_{sat} - h_{in}) \right] F_S \quad (C.1)$$

onde:

$F_S$  = fator de grade espaçadora

$P$  = 1000 a 2300 psia

$G$  =  $1,0 \cdot 10^6$  a  $5,0 \cdot 10^6$  lb/(hrft<sup>2</sup>)

$D_e$  = 0,2 a 0,7 in

$x_{local} \leq 0,15$

$h_{in} \geq 400$  Btu/lb

$L$  = comprimento aquecido = 10 a 144 in

Perímetro aquecido/perímetro molhado = 0,88 a 1,00

$q''_{DNB,U}$  = fluxo crítico de calor para aquecimento uniforme, Btu/(hrft<sup>2</sup>)

O fator de grade,  $F_S$ , leva em consideração os efeitos introduzidos pela presença de grades espaçadoras, como por exemplo, a possibilidade de desenvolver pontos quentes (hot spots) /16/,

$$F_S = 1,0 + 0,03 \left( \frac{G}{10^6} \right) \left( \frac{\alpha}{0,019} \right)^{0,35} \quad (C.2)$$

onde:

$$\alpha = \text{coeficiente de difusão térmica} = Pe \cdot \frac{b}{D_e}$$

Pe = n $\phi$  de Peclet

b = espaçamento entre duas barras combustíveis

O efeito de fluxo de calor não-uniforme é levado em conta usando um fator  $F_c$ , tal que

$$q''_{\text{DNB},N} = \frac{q''_{\text{DNB},U}}{F_c} \quad (\text{C.3})$$

onde:

$q''_{\text{DNB},N}$  = fluxo crítico de calor para aquecimento não-uniforme

$$F_c = \frac{C}{q''_{\text{loc}} (1 - e^{-C \ell_c^*})} \int_0^{\ell_c} q''(z) e^{-C(\ell_c - z)} dz \quad (\text{C.4})$$

$$C = 0,44 \frac{(1-x_c)^{7,9}}{(G/10^6)^{1,72}} \text{ in}^{-1} \quad (\text{C.5})$$

$\ell_c$  = posição axial na qual ocorre DNB para fluxo de calor uniforme, in

$\ell_c^*$  = posição axial na qual ocorre DNB para fluxo de calor não-uniforme, in

$q''_{\text{loc}}$  = fluxo de calor local, Btu/(hrft<sup>2</sup>)

$x_c$  = qualidade na posição de DNB

Verificou-se que o fluxo crítico de calor em um canal com uma parede não-aquecida é menor que aquele em um canal com todas as paredes aquecidas, para um mesmo acréscimo de entalpia. Atribui-se esta redução ao filme de líquido na parede "fria" que não é efetivo em refrigerar a superfície aquecida reduzindo a capacidade de refrigeração em torno das barras com combustível.

Tong /16/ modificou sua correlação, através de um fator  $F_{cw}$ , para levar em consideração uma parede não-aquecida (por exemplo, um tubo guia) de modo que

$$q''_{\text{DNB}} = (q''_{\text{DNB},U,Dh}) \cdot \frac{F_{cw}}{F_c} \quad (\text{C.6})$$

onde  $(q''_{DNB,U,Dh})$  é o fluxo crítico de calor dado pela equação (C.1) com  $D_h$  substituindo  $D_e$ .

$$D_h = \text{diâmetro equivalente baseado no perímetro aquecido, in}$$

$$F_{cw} = 1 - R_a \left[ 13,76 - 1,372 \exp(1,78x) - 4,732 (G/10^6)^{-0,0535} - 0,0619(P/10^3)^{0,14} - 8,509D_h^{0,107} \right] \quad (C.7)$$

$$R_a = 1 - \frac{D_e}{D_h}$$

com a correlação (C.7) aplicada para as seguintes faixas de valores

$$x_c \leq 0,1$$

$$1,0 \cdot 10^6 \leq G \leq 5 \cdot 10^6 \quad \text{lb/(hrft}^2\text{)}$$

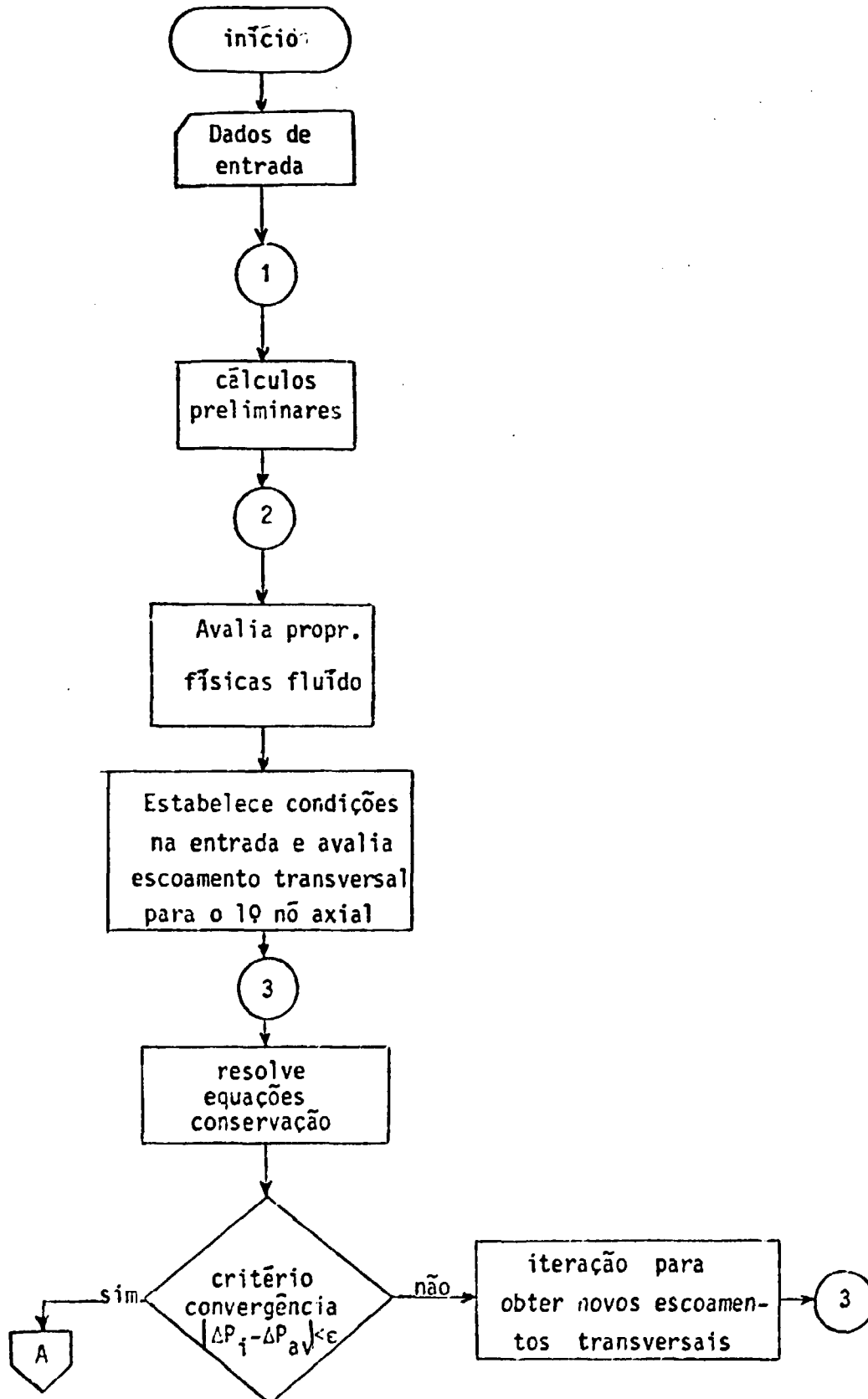
$$1000 \leq P \leq 2300 \quad \text{psia}$$

$$L \geq 10 \quad \text{in}$$

espaçamento entre barras  $\geq 0,1$  in



## APÊNDICE D - DESCRIÇÃO DO PROGRAMA CANAL2

D.1 - Diagrama de Blocos

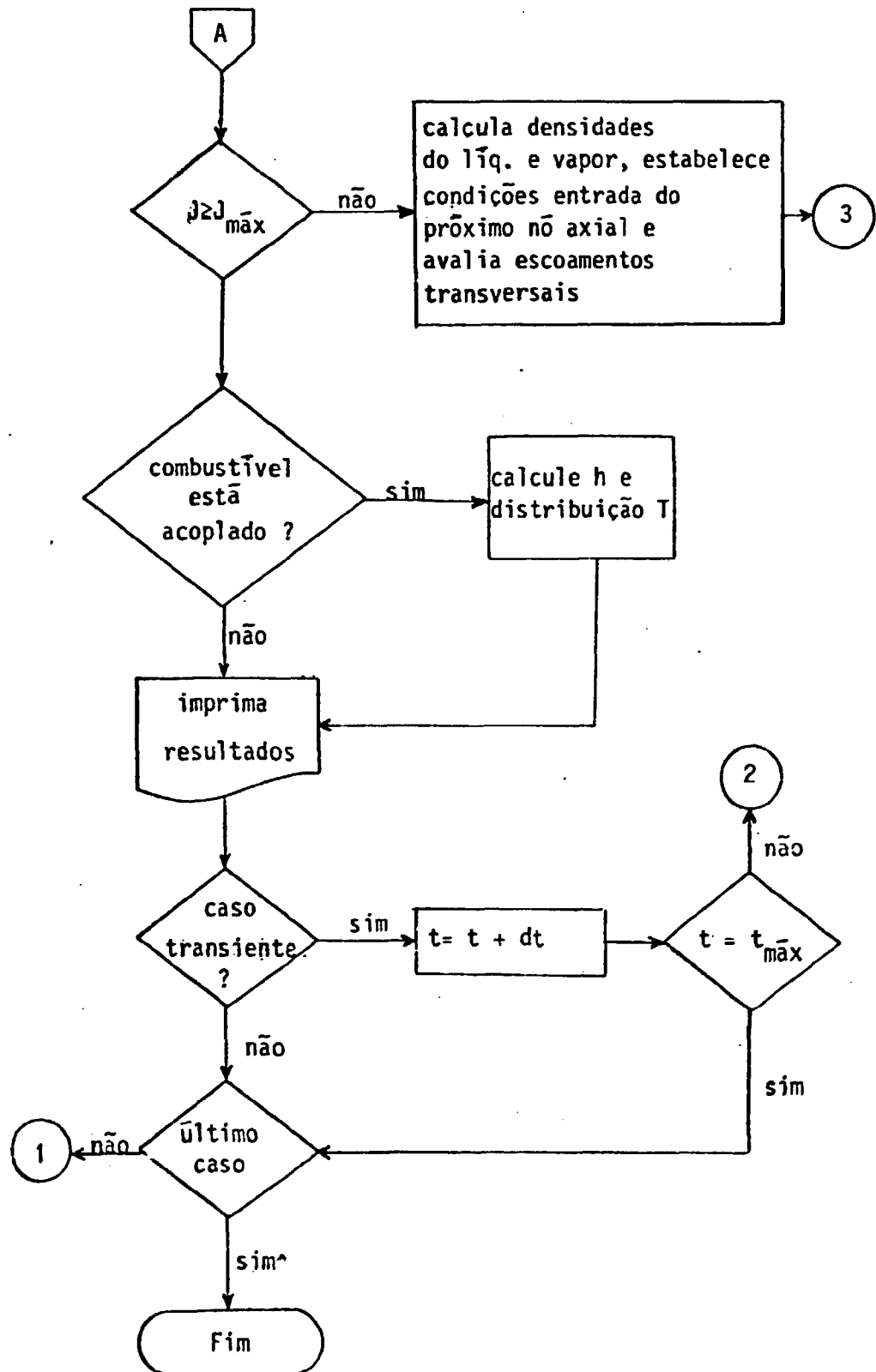


Figura 37 - Fluxograma Simplificado do Programa CANAL2

## D.2 - Descrição das Subrotinas

### CAPCAL

Calcula a capacidade térmica do combustível  $UO_2$  e Zircaloy-2 através de correlações dadas pelas equações (B.2) e (B.4).

### CHEN

Calcula o coeficiente de transferência de calor do fluido refrigerante para escoamento monofásico, utilizando a correlação de Dittus-Boelter, ou escoamento bifásico (ebulição subresfriada ou saturada), utilizando a correlação de Chen (Apêndice A).

### CHF

Calcula o fluxo crítico de calor utilizando correlação W-3 da Westinghouse dada no Apêndice C.

### CINET

Resolve o sistema constituído pelas equações de cinética pontual utilizando o método de Euler.

### CIRCUL

Calcula o número de circuitos de circulação necessário para se calcular as taxas de escoamentos transversais de massa entre subcanais,  $W_{ik}$  (Secção A.5).

### COND

Calcula a condutividade térmica do combustível  $UO_2$  e Zircaloy-2 através de correlações dadas pelas equações (B.1) e (B.3).

### CONLIQ

Calcula a condutividade térmica da água comprimida através da correlação

$$k(\text{W/m}^{\circ}\text{C}) = 0,686 - 5,87 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 + 7,3 \cdot 10^{-10} \cdot P$$

com P em  $\text{N/m}^2$  e T em  $^{\circ}\text{C}$ .

CONNECT

Estabelece a matriz de conexão intercanais A de tal modo que  $AX=B$  com  $X= W_{ik}$  e  $B= W_j$  dando como saída a matriz inversa de A.

CPLIQ

Calcula o calor específico da água através da correlação

$$C(\text{J/Kg} \cdot ^\circ\text{C}) = 4,64 \cdot 10^3 + 1,4 \cdot 10^{-4} \cdot P + 4 \cdot 10^{-12} P^2$$

com P em  $\text{N/m}^2$ .

CONSV

Resolve equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia em cada subcanal e em cada nível axial.

DTEMPS

Calcula os coeficientes da matriz tridiagonal da condução de calor no combustível no caso estacionário.

FFACT

Calcula o fator de fricção monofásico dado pela correlação de Blasius, equação (A.35).

FIL02

Calcula o multiplicador de fricção bifásico usando a correlação de Jones, equação (A.36).

FIL02L

Calcula o multiplicador bifásico local usando a formulação da brusca contração (no caso de haver grades espaçadoras) dada pela equação

$$\phi_{20}^2 = 1 + \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \cdot x$$

onde x é a qualidade específica do escoamento.

FREG

Seleciona o regime de escoamento de acordo com a correlação de Wallis que estabelece que a transição do escoamento de "slug" para anular ocorre com

uma qualidade  $x_M$  dada pela equação (A.69) e calcula o multiplicador de mistura bifásico,  $\theta$ , dado pela equação (A.66).

### FUEL

Calcula os coeficientes da matriz tridiagonal do modelo de condução de calor no caso transiente bem como a distribuição de temperatura na barra de combustível nos casos estacionário e transiente.

### HEVAP

Calcula o calor latente de evaporação como função da pressão através da correlação

$$h_{fg} \text{ (KJ/kg)} = 856,9 - \frac{7,494411(P-170)}{1-2,371844 \cdot 10^{-3}(P-170)}$$

com P em bar,  $130 \leq P \leq 170$ b ( $1885 \leq P \leq 2465$  psia)

### HLIQS

Calcula a entalpia da água saturada como função da pressão através da correlação

$$h_f \text{ (KJ/kg)} = 1690,3 + \frac{4,010203(P-170)}{1-2,531646 \cdot 10^{-4}(P-170)}$$

Com P em bar ;  $130 \leq P \leq 170$ b.

### INIT

Subrotina de inicialização; zera os vetores e matrizes de trabalho.

### INTERP

Realiza interpolação de dados tabelados

### MARCH

Subrotina responsável pelo processo numérico de marcha; utiliza as funções HLIQS, HEVAP, TTSAT, CONLIQ, CPLIQ, VISLIQ, SURTEN para avaliar as propriedades físicas do fluido refrigerante; utiliza ROV e ROL para computar as densidades do vapor e líquido; a subrotina PARAM para calcular  $V_{vj}$ ,  $h_{nb}$ . Estabelece as quantidades do escoamento de entrada para o primeiro nó axial e usa

a subrotina TURB para calcular a velocidade transversal turbulenta para todos os subcanais. Utiliza a subrotina CONSV e testa a convergência da pressão (assumindo que, a menos de determinada precisão, não há gradiente de pressão transversal em cada nível axial). Se não houve convergência o processo se repete, com novas quantidades transversais calculadas por XMASS, XOMT e XENGY até a convergência ou até atingir-se o número máximo de iterações. Tudo isso sendo realizado para todos os níveis axiais.

### MEQT2G, MUDATG, MUELMG, MUREFG

Subrotinas que calculam a solução de uma equação matricial linear do tipo  $AX=B$ , cujos dados de entrada são a matriz A e o vetor B

### MULTI

Subrotina que multiplica uma matriz quadrada por um vetor.

### POLY

Avalia um polinômio de orden n.

### PARAM

Subrotina que calcula parâmetros usados em correlações empíricas e que dependem de propriedades físicas.

### READ1

Subrotina que lê dados geométricos do núcleo (arranjo dos subcanais e barras); parâmetros hidráulicos (área de escoamento, diâmetro equivalente, comprimento das interfaces comuns aos subcanais, comprimento ativo do núcleo, diâmetro externo da barra de combustível); parâmetros do combustível (fator de pico de potência radial e axial, raio da pastilha de combustível, espessura do encamisamento, condutividade térmica inicial do combustível e encamisamento); parâmetros de cálculo (número de níveis axiais, número máximo de iterações e precisão numérica utilizado em MARCH, incremento de tempo, tempo máximo de transiente); características operacionais do reator (pressão, potência, velocidade de massa, entalpia de entrada); especificações transientes (valores tabelados de pressão, velocidade de massa ou potência; parâmetros de cinética: fração de nêutrons retardados, constante de decaimento, tempo de geração, coeficientes de reatividades, número de rampas de reatividade externa, tempo de início, inclinação e descontinuidade de cada rampa); coeficientes das grades espaçadoras com respectivas posições. Efetua conversão de unidades do sis-

tema inglês para o internacional quando necessário.

#### RITE1

Subrotina que imprime os dados de entrada obtidos pela subrotina READ1.

#### RITE2

Subrotina que imprime os resultados de cálculo de forma resumida: condições operacionais na entrada e saída do reator; velocidade de massa, qualidade, fração de vazios, densidade, entalpia do líquido na saída de cada subcanal, reatividade total e razão de potências (potência no instante t/potência inicial) no caso de transitórios e acidente de reatividade; sendo estes resultados impressos em cada intervalo de tempo (se houver transiente) ou apenas uma única vez.

#### RITE3

Subrotina que imprime as quantidades locais do resultado de cálculo, isto é, resultados das quantidades de escoamento para cada nível axial de cada subcanal; e para cada nível axial imprime: o fluxo de calor, temperatura no centro e superfície da barra de combustível e a distribuição radial de temperatura da barra, quando houver acoplamento do combustível.

#### RITE4

Subrotina que imprime informações de fluxo crítico de calor para cada nível axial utilizando a correlação dada no Apêndice C.

#### REATE

Determina a reatividade externa para qualquer função dependente do tempo por um conjunto de rampas sucessivas com diferentes declividades e considerando descontinuidades, conforme mostrado na figura (38).

#### REATT

Calcula a reatividade média do reator considerando inserção de reatividade externa e efeito de realimentação de temperatura (combustível e moderador).

#### ROL

Calcula a densidade da água como função da pressão e entalpia; utiliza as funções POLY e S.

$$\rho_l \text{ (Kg/m}^3\text{)} = (b_3 \cdot h^2 + b_2 h + b_1) b_0 \quad \text{se } h \leq 277,2 \text{ Btu/lb}$$

onde

$$b_3 = 2,32 \cdot 10^{-10} - 6,2 \cdot 10^{-15} \cdot P$$

$$b_2 = 8,73 \cdot 10^{-5} + 1,438 \cdot 10^{-9} \cdot P$$

$$b_1 = 62,4 + 2,14 \cdot 10^{-4} \cdot P$$

$$b_0 = 16,018463$$

com P em psia.

$$\rho_l \text{ (kg/m}^3\text{)} = S(h^*) [(b_3 h^2 + b_2 h + b_1) b_0] + [1 - S(h^*)] \left[ \frac{d_1 + d_2}{h - d_3} b_0 \right]$$

$$277,2 \leq h < 282,8 \text{ Btu/lb}$$

onde

$$S(h^*) = (-3h^{*5} + 10h^{*3} - 15h^* + 8) / 16 \quad ; \quad h^* = (h - 280) / 2,8$$

$$d_1 = 92,924 + 5,761 \cdot 10^{-4} \cdot P$$

$$d_2 = 39440,2 + 1,6386 \cdot P$$

$$d_3 = 1377,35 + 0,035704 \cdot P$$

$$\rho_l \text{ (Kg/m}^3\text{)} = \left( \frac{d_1 + d_2}{h - d_3} \right) b_0 \quad ; \quad h \geq 282,8 \text{ Btu/lb}$$

ROV

Calcula a densidade do vapor como função da pressão e entalpia

$$\rho_v \text{ (Kg/m}^3\text{)} = 1/v$$

onde

$$v = a_1 + a_2 P + a_3 / P + h(b_1 + b_2 + b_3 / P)$$

$$a_1 = -5,10260236 \cdot 10^{-5}$$

$$a_2 = +1,12080143 \cdot 10^{-10}$$

$$a_3 = -4,45055976 \cdot 10^5$$

$$b_1 = -1,68930384 \cdot 10^{-10}$$

$$b_2 = -3,3980178 \cdot 10^{-17}$$

$$b_3 = 2,3057607 \cdot 10^{-1}$$



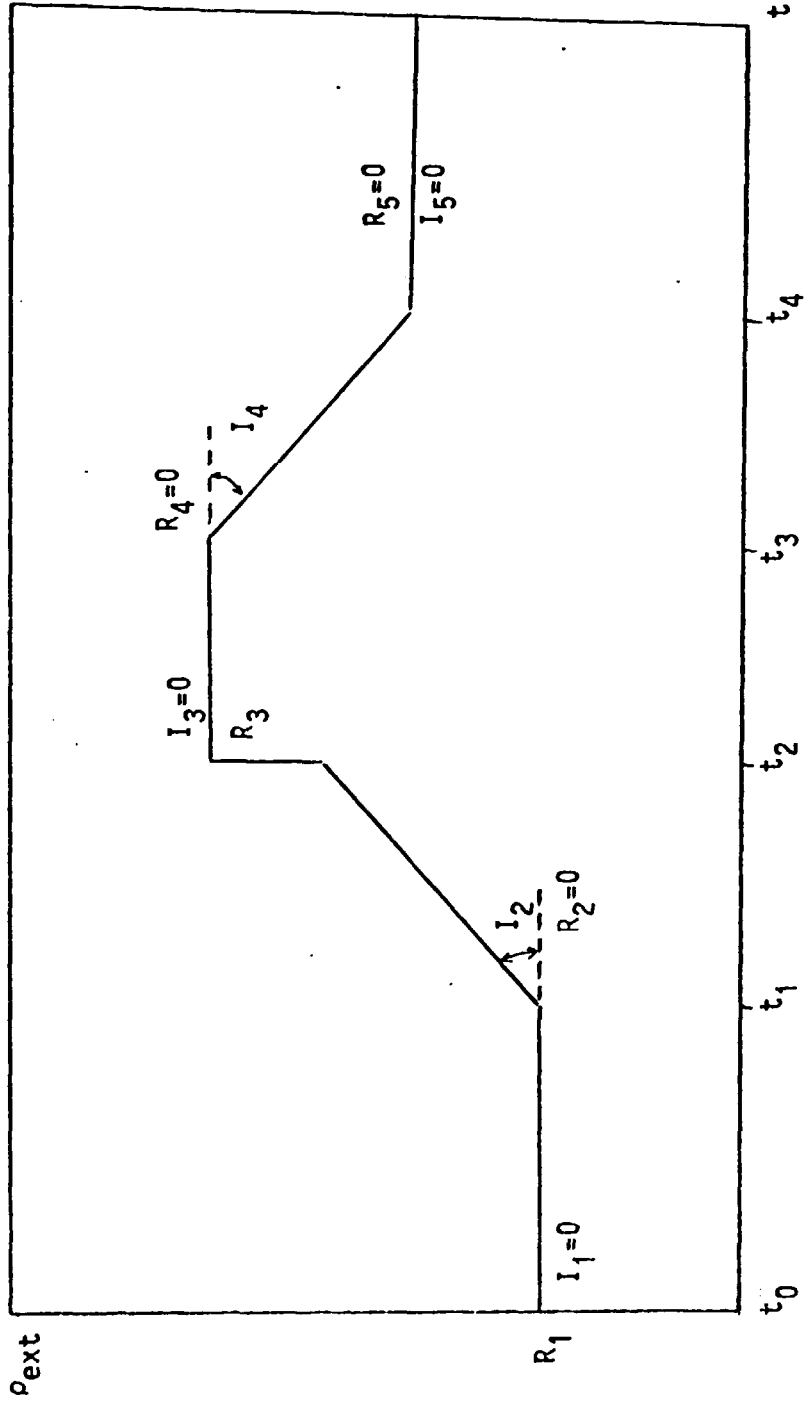


Figura 38 - Função Externa de Reatividade

S

A função  $S(x)$  calcula o valor absoluto de  $x$  resultando em um valor menor ou igual a 1.

SURTEN

Calcula a tensão superficial da água pela correlação

$$\sigma(\text{N/m}) = \begin{cases} 0.1001 \cdot \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{374.15}\right)^{1.2} & ; T_{\text{sat}} < 374.15^{\circ}\text{C} \\ 0. & ; T_{\text{sat}} \geq 374.15^{\circ}\text{C} \end{cases}$$

TSTEP

Subrotina que controla os intervalos de tempo; utiliza subrotinas INTERP, REATE, CINET, MARCH, CHEN, FUEL, REATT, RITE2, CHF, RITE4, RITE3; calcula as temperaturas média do combustível e moderador.

TRIDAG

Subrotina que inverte uma matriz triangular.

TTSAT

Calcula a temperatura de saturação da água comprimida através da correlação

$$T_{\text{sat}}(^{\circ}\text{C}) = 352,37 + \frac{4,800778 \cdot 10^{-1}(P-170)}{1+2,608311 \cdot 10^{-3}(P-170)} ; 130 \leq P \leq 170 \text{ b}$$

TURB

Calcula a velocidade transversal turbulenta,  $\tilde{u}_{ik}$ , dada pela equação (A.58)

VAPSC

Avalia o termo fonte de vapor,  $\Gamma_v$ , dado pelas equações (A.38) e (A.50).

VISLIQ

Calcula a viscosidade da água comprimida em função da temperatura de saturação através da correlação

$$\mu(\text{NS/m}^2) = \frac{25,3}{T_{\text{sat}}^2 + 91T_{\text{sat}} - 8,58 \cdot 10^4} ; T_{\text{sat}} \text{ em } ^{\circ}\text{K.}$$

XENGY

Calcula a troca de energia,  $\dot{E}_{ik}$ , entre canais adjacentes.

XMASS

Calcula a troca de massa,  $W_{ik}$ , entre canais adjacentes.

XMONT

Calcula a troca de quantidade de movimento entre canais adjacentes.

---