

"MODELAGEM DE CIRCUITOS DE REFRIGERAÇÃO
OPERANDO EM CIRCULAÇÃO NATURAL"

WALMIR MAXIMO TORRES
CNEN/SP
DANIEL KAO SUN TING
CNEN/SP

SUMÁRIO

Neste trabalho é desenvolvido um modelo matemático para representar circuitos de refrigeração em transientes de circulação natural. As equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia resultantes da modelagem são resolvidas numericamente através do programa CIRNAT, que utiliza o método das diferenças finitas. Os resultados da integração numérica das equações de conservação são comparados com dados experimentais obtidos de um circuito experimental montado pelo EPRI para estudos de circulação natural.

1. Introdução

Após o acidente de Three Mile Island, o fenômeno de retirada de calor residual de reatores nucleares através de circulação natural passou a ter destacado papel na segurança das usinas. Em função disso, vários trabalhos teóricos e experimentais foram desenvolvidos nesta área. Yoram Zvirin⁽¹⁾ pesquisou sobre o assunto e apresenta nesta referência o estado da arte neste assunto. Vários circuitos experimentais foram construídos para estudos de circulação natural, podendo-se destacar o EPRI (Electrical Power Research Institute)⁽²⁻⁴⁾, que desenvolveu circuitos experimentais para estudos em escoamento monofásico e bifásico, em baixas pressões. Em 1961, estudos em altas pressões e temperaturas⁽⁵⁾ foram realizados no Bettis Atomic Power Institute, para as seguintes condições: sem ebulição, com ebulição local e com ebulição do fluido.

2. Análise Matemática

Consideremos um trecho qualquer de um circuito fechado onde \bar{s} é a distância ao longo do escoamento, g é a aceleração da gravidade e \bar{z} é o vetor unitário no sentido vertical, como mostra a figura 1.

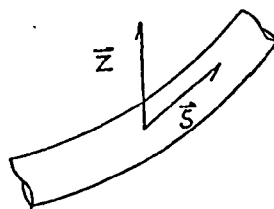


Figura 1: Trecho de um circuito fechado

Assumimos que as variáveis dependentes do sistema (pressão, temperatura e vazão) e propriedades do fluido (viscosidade, calor específico, condutividade) são constantes através de uma seção transversal e igual ao seu valor médio naquela seção, isto é, as equações serão desenvolvidas unidimensionalmente.

2.1. Equação da Conservação da Massa

A equação unidimensional da conservação da massa⁽⁶⁾ pode ser escrita como :

$$\frac{\partial \rho_{\ell} A(s)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} (\rho_{\ell} v_{\ell} A(s)) = 0 \quad (1)$$

onde t é o tempo, v_{ℓ} é a velocidade do fluido na direção do escoamento \vec{s} , ρ_{ℓ} é a densidade do fluido e $A(s)$ é a área transversal de escoamento em um ponto s do circuito.

Admitindo que o escoamento é incompressível, resulta que

$$\rho_{\ell} v_{\ell} A(s) = \text{constante} \quad (2)$$

Usando a hipótese de Boussinesq, ou seja, a densidade é considerada constante em todos os termos das equações diferenciais, com exceção do termo relativo à força gravitacional na equação de conservação do momento, que resultará na força convectiva. Esta hipótese tem sido utilizada nos modelos matemáticos formulados existentes⁽¹⁾ na literatura.

No termo da força convectiva, a variação da densidade do fluido é dada por

$$\rho_{\ell} = \rho_0 \left[1 - \beta (T_{\ell} - T^0) \right] \quad (3)$$

onde ρ_0 é a densidade do fluido na temperatura T^0 de referência (geralmente a temperatura de parede quando há transferência de calor) e β é o coeficiente de expansão térmica do fluido.

Com a hipótese acima, da equação(2), vemos que a vazão volumétrica Q_{ℓ} será constante ao longo do circuito, sendo uma função do tempo apenas.

2.2. Equação de Conservação da Quantidade de Movimento

A equação unidimensional de conservação da quantidade de movimento⁽⁶⁾ pode ser escrita como

$$\rho_0 \left(\frac{\partial v_\ell}{\partial t} + v_\ell \frac{\partial v_\ell}{\partial s} \right) = - \frac{\partial p}{\partial s} - \rho_\ell g(\bar{z}, \bar{s}) - \frac{\partial \tau}{\partial s} \quad (4)$$

onde p é a pressão do fluido e τ é o fluxo de quantidade de movimento na direção de escoamento.

Podemos expressar o termo que representa a variação da quantidade de movimento devido ao atrito nas paredes do circuito $\frac{\partial \tau}{\partial s}$ usando a definição de coeficiente de Fanning, assumindo que o escoamento já está plenamente desenvolvido.

$$f = \frac{d}{4} \left(\frac{1}{2} \rho_0 v_\ell^2 \right)^{-1} \frac{\partial \tau}{\partial s} \quad (5)$$

onde d é o diâmetro hidráulico da seção de escoamento e onde o coeficiente de atrito f , pode ser representado, pelo menos para convecção forçada, não sabendo se é válido para convecção natural por

$$f = a \text{Re}^b \quad (6)$$

onde a e b são constantes que dependem do número de Reynolds (Re).

Por se tratar de um circuito fechado, a equação unidimensional de conservação da quantidade de movimento pode ser linearizada, integrando-a ao longo do circuito, resultando em

$$\rho_0 \gamma \frac{dQ_\ell}{dt} = \rho_0 g \beta \oint T_\ell dz - \frac{1}{2} \rho_0 Q_\ell^2 R, \quad (7)$$

onde o fator de forma γ é dado por,

$$\gamma = \oint \frac{ds}{A}, \quad (8)$$

o coeficiente global de perda de pressão é dado por

$$R = \oint \frac{4f}{A^2 d} ds + \sum_{J=1}^M k(J) \quad (9)$$

Notamos que os fenômenos físicos que podem influir no comportamento do sistema estão representados por $\rho_0 g \beta \oint T_\ell dz$, que é o efeito da variação de densidade com a temperatura ao longo do

circuito causando a força convectiva e por $\frac{1}{2} \rho_0 Q_\ell^2 R$, que é o efeito das forças de atrito.

O adimensional que dá a relação entre estas forças é

$$\Omega = \frac{\rho_0 g \beta \int T_\ell dz}{\frac{1}{2} \rho_0 Q_\ell^2 R} \quad (10)$$

Observando a equação (7), nota-se que para todo $t > 0$ temos que se $\Omega > 1$, Q_ℓ é crescente, se $\Omega = 1$, Q_ℓ é constante e se $\Omega < 1$, Q_ℓ é decrescente.

Realizando a integração de $\int T_\ell dz$ na equação (10), utilizando a definição de média de uma função em um trecho e substituindo em (10) temos

$$\Omega = \frac{\rho_0 g \beta \Delta T \Delta z}{\frac{1}{2} \rho_0 R Q^2} \quad (11)$$

Em escoamento por convecção natural, dois adimensionais são predominantes⁽⁶⁾: O número de Reynolds (Re), e o número de Grashof (Gr).

A análise da equação (11) sugere que um possível grupo adimensional que represente circuitos de circulação natural fechado, tenha a seguinte forma

$$\Omega = \frac{Gr}{Re^2} \quad (12)$$

Comparando as equações (11) e (12), podemos definir uma forma modificada para o número de Grashof, dado por

$$Gr_m = \frac{2 \rho_0^2 g \beta \Delta T \Delta z d^2}{\mu^2 \Lambda^2 R} \quad (13)$$

e o número de Reynolds é definido normalmente,

$$Re^2 = \left(\frac{\rho_0 Q d}{\mu \Lambda} \right)^2 \quad (14)$$

A solução da equação de conservação da quantidade de movimento (equação (7)) em regime estacionário é dada por $dQ/dt = 0$, ou seja,

$$\frac{1}{2} \rho_0 R Q_\ell^2 = \beta g \rho_0 \Delta T_\ell \Delta z \quad (15)$$

mas, sabe-se também que em regime estacionário

$$P = \rho_0 Q_\ell c_{p_\ell} \Delta T_\ell \quad (16)$$

onde P é a potência na seção aquecida.

Substituindo ΔT_ℓ em (15) e isolando Q_ℓ temos

$$Q_\ell = \left(\frac{2\beta g \Delta z P}{\rho_0 c_{p_\ell} R} \right)^{1/3} \quad (17)$$

ou ainda, isolando Q_ℓ em (16) e substituindo em (15) temos

$$\Delta T_\ell = \left(\frac{P}{\rho_0 c_{p_\ell}} \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{R}{2\beta g \Delta z} \right)^{1/3} \quad (18)$$

As equações (17) e (18) permitem analisar o comportamento do circuito em regime estacionário.

2.3. Equação de Energia para o Fluido

A equação unidimensional da energia para o fluido em um volume de controle pode ser escrita como

$$V \rho_0 c_{p_\ell} \left(\frac{\partial T_\ell}{\partial t} + v_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial s} \right) = V k \frac{\partial^2 T}{\partial s^2} - hA(T_\ell - T_p) + \frac{V}{A} \int \phi \, dA \quad (19)$$

onde T_ℓ é a temperatura do fluido, T_p é a temperatura da parede, h é o coeficiente de transferência de calor entre o fluido e a parede,

V_ℓ é a velocidade do fluido, V é o volume do fluido no volume de controle.

Desprezando a condução de calor na direção do escoamento $V k \frac{\partial^2 T}{\partial S^2}$ e a dissipação viscosa de calor $\frac{V}{A} \int \phi \, dA$, temos

$$V \rho_0 c_{p_\ell} \frac{\partial T_\ell}{\partial t} + V \rho_0 c_{p_\ell} V_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial S} = - h A (T_\ell - T_p) \quad (20)$$

O coeficiente de transferência de calor em circulação natural é dado por⁽⁷⁾ $Nu = C(Gr.Pr)^m$ onde:

Gr	C	m
$< 10^9$	0,59	0,25
$10^9 < Gr < 10^{13}$	0,021	0,4
$> 10^{13}$	0,10	0,333

2.4. Equação da Energia para os Componentes e Tubulações

A temperatura da parede do sistema T_p depende da capacidade térmica dos vasos, das tubulações e do regime de transferência de calor para o secundário, gerador de vapor e vaso do reator, bem como das trocas de calor com o ambiente. De uma forma geral, a equação de energia para as paredes dos equipamentos e tubulações pode ser escrita como

$$V_m \rho_m c_{p_m} \frac{\partial T_p}{\partial t} = q_m''' V_m + A_{int} h_{int} (T_\ell - T_p) - A_{ext} h_{ext} (T_p - T_{ext}) \quad (21)$$

Na equação (25) ρ_m é a densidade do metal da parede, c_{p_m} é o calor específico, q_m''' é densidade volumétrica de calor na parede, V_m é o volume do material, A_{int} e A_{ext} são as áreas de troca de calor interna e externa respectivamente, h_{int} e h_{ext} são os coeficientes de troca de calor interna e externa entre a parede e os fluidos interno e externo, e T_{ext} é a temperatura externa do fluido. A equação transiente para o fluido externo fica,

$$V_{\text{ext}} \rho c_p \frac{dT_{\text{ext}}}{dt} = \rho Q_{\text{ext}} c_p \Delta T_{\text{ext}} + h_{\text{ext}} A_{\text{ext}} (T_p - T_{\text{ext}}) \quad (22)$$

2.5. Equação da Energia para a Seção Aquecida

Foram formuladas equações de energia para 2 tipos de seção aquecida, ou sejam:

- seção aquecida do tipo vareta combustível nuclear cilíndrico.
- seção aquecida do tipo elemento cilíndrico aquecido eletricamente.

O motivo da formulação de equações para 2 tipos de seção aquecida, é que muitos dos resultados encontrados em estudos de circulação natural são para seções aquecidas eletricamente.

2.5.1. Seção Aquecida tipo Vareta Combustível Nuclear Cilíndrica

A equação da energia para o combustível⁽³⁾ fica,

$$\frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{\alpha_f}{r} \frac{\partial T_f}{\partial r} + \alpha_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial r^2} + \frac{\alpha_f q_f'''}{k_f} \quad (23)$$

onde T_f é a temperatura do combustível, k_f é a condutividade térmica do combustível, r é a distância radial no combustível, q_f''' é a densidade volumétrica de potência no combustível e α_f é a difusividade térmica, definida como $\alpha_f = k_f / \rho_f c_p$ onde ρ_f é a densidade do combustível e o calor específico do combustível, é c_p .

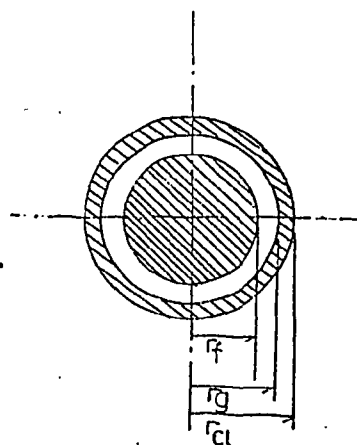


Figura 2 - Área Transversal de uma Vareta Combustível Cilíndrica

As condições de contorno para a equação (23) são:

$$\left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (24)$$

e

$$-k_f \left. \frac{\partial T_f}{\partial r} \right|_{r=r_f} = h_{\text{gap}} [T_f(r=r_f) - T_c(r=r_{ci})] \quad (25)$$

onde $T_c(r=r_{ci})$ é a temperatura interna do cladding e h_{gap} é o coeficiente de transferência de calor entre o gap e o combustível.

Não serão considerados os efeitos transientes no "gap", já que a capacidade térmica nesta região é desprezível, resultando portanto na equação (25).

A equação de energia para o "cladding" fica

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\alpha_c}{r} \frac{\partial T_c}{\partial r} + \alpha_c \frac{\partial^2 T_c}{\partial r^2} \quad (26)$$

onde T_c é a temperatura no "cladding", r é a distância radial e α_c é a difusividade térmica do "cladding", dada por $\alpha_c = \frac{k_c}{\rho_c c_{p_c}}$, onde

k_c é a densidade e c_{p_c} o calor específico do "cladding".

Para a equação (26) temos as seguintes condições de contorno⁽⁸⁾

$$-k_c \left. \frac{\partial T_c}{\partial r} \right|_{r=r_g} = h_{\text{gap}} [T_f(r=r_f) - T_{ci}(r=r_{ci})] \frac{r_f}{r_g} \quad (27)$$

$$-k_c \left. \frac{\partial T_c}{\partial r} \right|_{r=r_{cl}} = h [T_c(r=r_{cl}) - T_l] \quad (28)$$

onde h é o coeficiente de transferência de calor na superfície externa do cladding e $T_c(r=r_{cl})$ é a temperatura externa do cladding.

2.5.2 Seção Aquecida tipo Elemento Cilíndrico Aquecido Elétricamente

A equação da energia para este tipo de elemento é da forma

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\alpha_e}{r} \frac{\partial T_e}{\partial r} + \alpha_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + \frac{\alpha_e q_e'''}{k_e} \quad (29)$$

onde T_e é a temperatura no elemento, q_e''' é a densidade volumétrica de potência, k_e é a condutividade térmica e α_e é difusividade térmica do elemento, dada por $\alpha_e = \frac{k_e}{\rho_e c_{p_e}}$, onde ρ_e é a densidade e c_{p_e} é o calor específico do elemento.

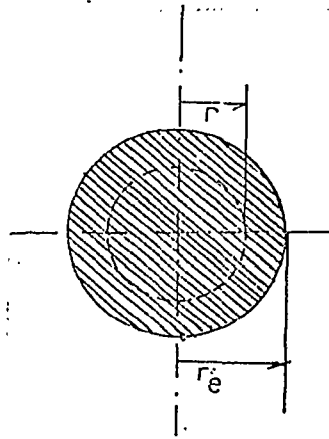


Figura 3: Elemento cilíndrico aquecido eletricamente.

As condições de contorno para a equação (29) são semelhantes às da equação (23), ou sejam

$$\left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (30)$$

e

$$-\left. \frac{\partial T_e}{\partial r} \right|_{r=r_e} = h_{\text{ext}} [T_e(r=r_e) - T_\ell] \quad (31)$$

onde h_{ext} é o coeficiente de transferência de calor na superfície externa do elemento.

O sistema de equações diferenciais acopladas, formado pelas

equações anteriores, foi nodalizado nas variáveis temperatura e vazão volumétrica, e colocado na forma explícita. Utilizou-se o método das diferenças finitas na nodalização.

O programa CIRNAT realiza a integração numérica das equações diferenciais, e tem como condições para a convergência, que o intervalo de integração Δt seja

$$\Delta t < \frac{\Delta s}{|v|}, \quad e \quad (32)$$

$$F_0 = \frac{\alpha \Delta t}{\Delta r^2} < \frac{1}{2} \quad \text{Nº de Fourier} \quad (33)$$

onde v é a velocidade de escoamento, Δs é o intervalo de espaço, $\alpha = \frac{K}{\rho c p}$ é a difusividade térmica da seção aquecida e Δr é o intervalo de espaço radial.

3. Modelagem do Circuito Experimental

Para validar o modelo matemático proposto no capítulo anterior, foi calculado através do programa CIRNAT, o transiente apresentada na referência ⁽²⁾ para o circuito experimental desenvolvido pelo EPRI.

A figura (4) mostra o circuito experimental e o circuito modelado em 27 volumes de controle, para a utilização nos cálculos computacionais.

Como pode ser visto, foi modelado apenas 1 "LOOP" do circuito experimental. Os dados e condições iniciais devem ser fornecidos para cada volume de controle. O intervalo de tempo para a integração numérica das equações de conservação deve obedecer aos critérios anteriormente mencionados.

Algumas dificuldades foram encontradas para modelar o circuito experimental. A maior dificuldade encontrada foi a ausência de dados sobre o material da seção aquecida. Adotou-se para os cálculos, as propriedades do aço inoxidável para a condutividade, calor específico e densidade.

Foram desprezadas as perdas localizadas decorrentes das curvas, expansões e contrações do circuito.

A lista a seguir, apresenta os parâmetros e principais dimensões do circuito experimental:

Nº de LOOPS	-----	4
Máxima potência	-----	12000.W
Pressão de operação	-----	1,0 bar
Máxima temperatura de projeto	-----	87,9 °C
Volume do primário	-----	1,0 m ³

Vaso

Material	-----	Alumínio e Vidro Pyrex
Altura	-----	0,94 m
Diâmetro	-----	0,305 m

"Downcomer"

Material	-----	Vidro Pyrex
Comprimento	-----	0,8065 m
Diâmetro Interno	-----	0,229 m
Diâmetro Externo	-----	0,249 m

Aquecedor

Diâmetro	-----	0,127 m
Comprimento	-----	0,5319 m

Pernas

Material	-----	Cobre e Vidro Pyrex
Diâmetro Interno	-----	0,05042 m

Trocadores de Calor

Tipo/nº de tubos	-----	Tubo U/12
Nº de Tubos ativos	-----	6 (6 Bloqueados)

Tubos

Material	-----	Cobre
Diâmetro Interno	-----	0,017 m
Diâmetro Externo	-----	0,019 m
Comprimento	-----	0,91 m
Área de Transferên cia de Calor	-----	1,18 m ²
Máxima Vazão no Secundário	-----	$1,267 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$

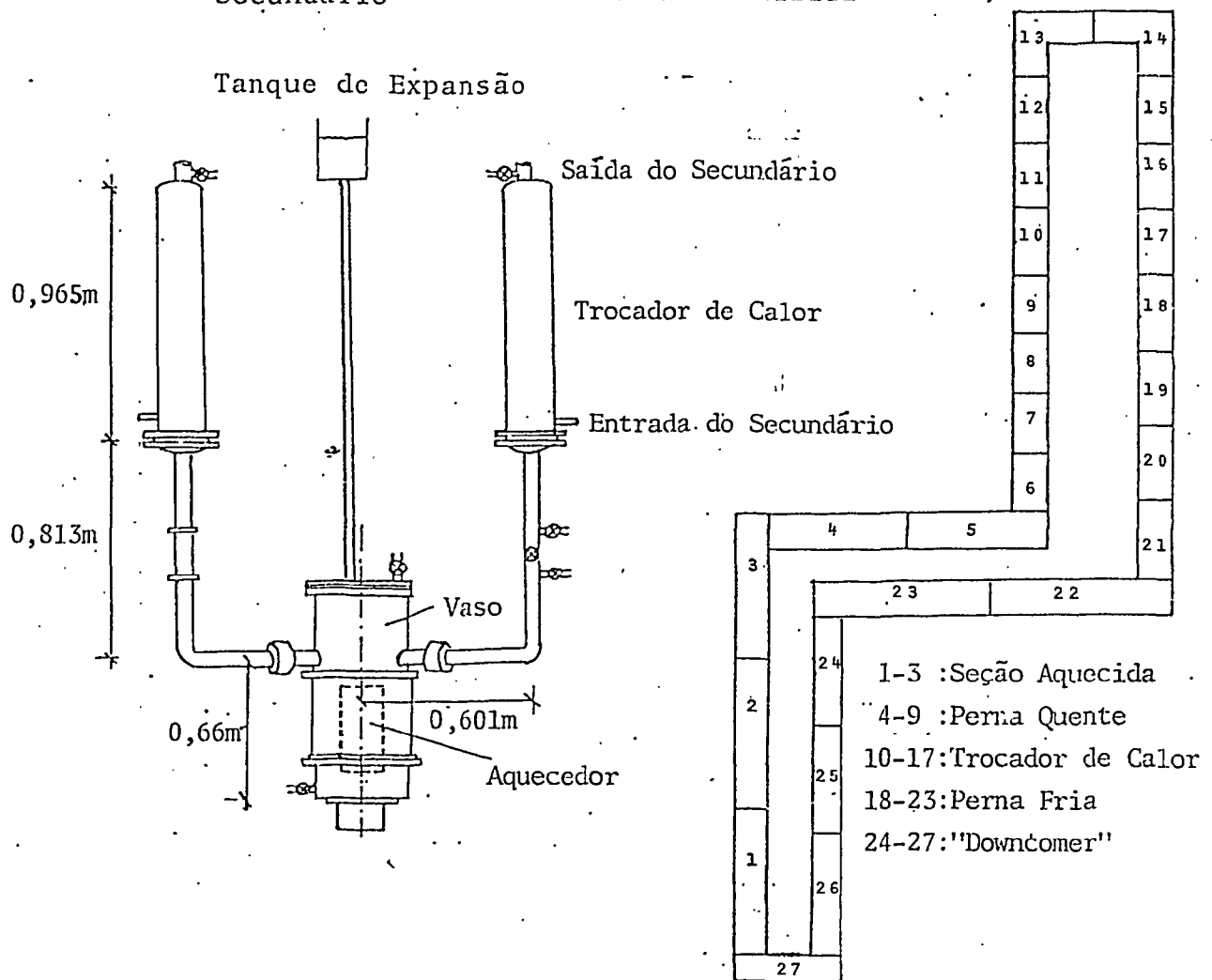


Figura 4 - Circuito Experimental e Circuito Modelado em 27 Volumes de Controle.

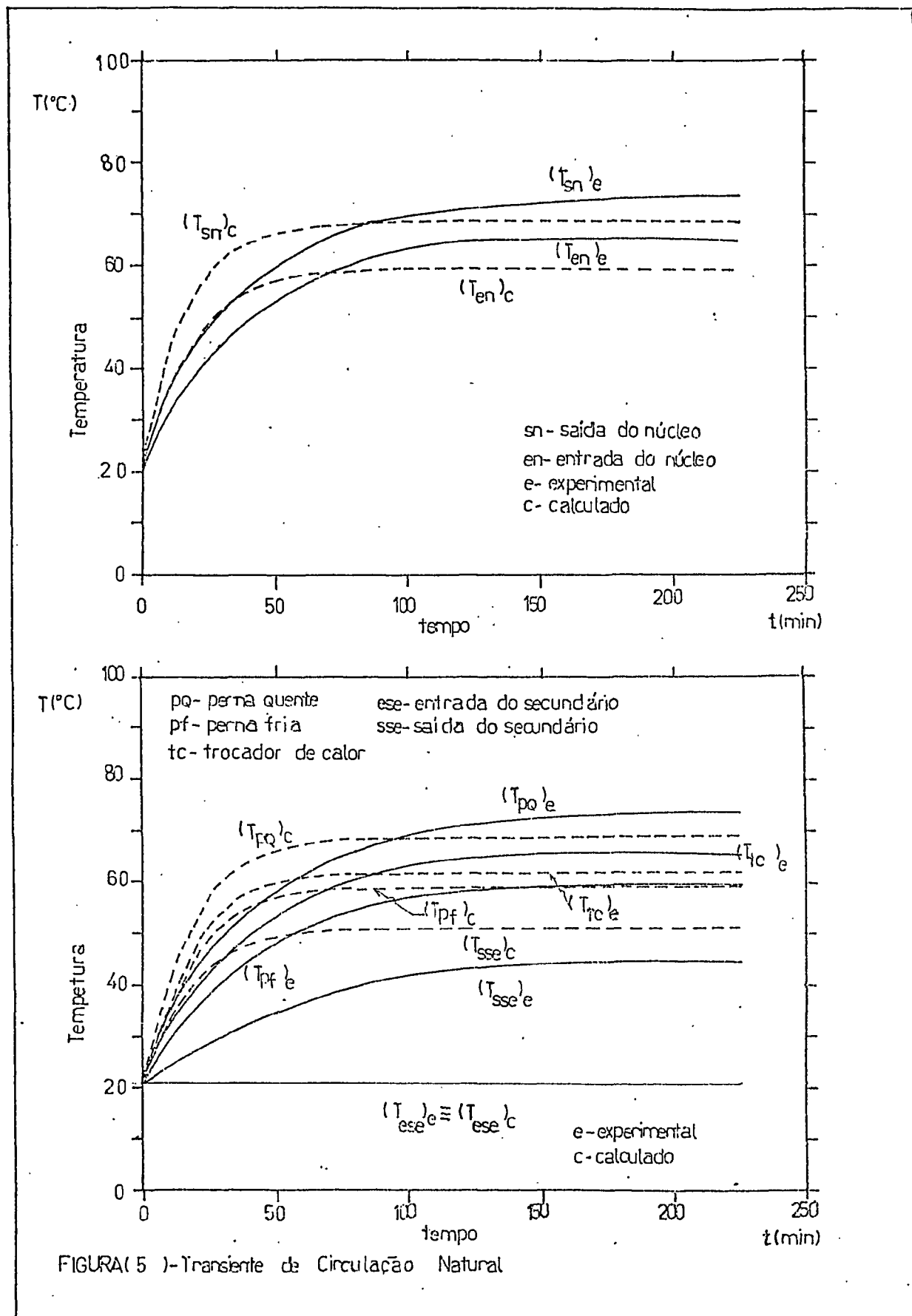
4. Resultados e Conclusões

Simulou-se o seguinte transiente no circuito experimental do EPRI⁽²⁾: inicialmente o sistema está estacionário (vazão $Q=0$) e a temperatura ambiente ($21\text{ }^{\circ}\text{C}$). É ligado simultaneamente as resistências (12100 W) e a água de refrigeração do lado secundário (17°C) com vazão igual a $9,5 \times 10^{-5}\text{ m}^3/\text{s}$ de apenas 1 dos 4 "Loops" do circuito. O comportamento registrado experimentalmente é apresentado na figura (5), notando-se um aumento monotônico das temperaturas, até um tempo de aproximadamente 200 min, quando o sistema atinge o equilíbrio. A vazão no equilíbrio pode ser obtida através de um balanço térmico e é de $2,15 \times 10^{-4}\text{ m}^3/\text{s}$ para uma diferença de temperatura entre perna-quente e perna-fria de $13,5\text{ }^{\circ}\text{C}$.

É de interesse compararmos os parâmetros de equilíbrio do circuito com a solução analítica das equações para o estado estacionário (equações (17) e (18)) resultam numa vazão de $2,5 \times 10^{-4}\text{ m}^3/\text{s}$ e um $\Delta t = 11,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Esta comparação resulta em um desvio de aproximadamente 18%, que pode ser considerado bom.

O comportamento das temperaturas calculadas pelo programa CIRNAT nos vários pontos de interesse do circuito durante o transiente é mostrado na figura (5) pelas curvas tracejadas. Podemos notar que os valores calculados atingem o equilíbrio num tempo inferior ao obtido experimentalmente. Este comportamento pode ser explicado pelo fato de termos usado, na ausência de correlações mais precisas, o Nu dado pela tabela anterior, que é aplicável para um corpo imerso em um fluido. O nosso problema trata de circulação natural em um circuito fechado, onde o escoamento em cada componente (seção aquecida, trocador de calor) pode ser considerado em regime de circulação forçada, sendo portanto, mais aplicáveis as correlações de Nu correspondentes. O Nu calculado através da tabela anterior apresenta um valor da ordem de 130, que representa um valor para escoamentos altamente turbulentos. Entretanto o Re calculado indica que o escoamento é laminar na seção aquecida. A utilização de correlações para escoamento laminar resultam em Nu de aproximadamente 35.

As temperaturas de equilíbrio da perna-quente e perna-fria apresentaram uma diferença da ordem de $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ quando comparados com os valores experimentais. Esta diferença também pode ser devida a



utilização de correlações para Nu adequados, nas trocas de calor.

A figura(6) mostra o comportamento transiente dos adimensionais do sistema. A tabela a seguir apresenta uma comparação entre os valores dos adimensionais obtidos experimentalmente e calculado pelas equações (13) e (14)

Posição	GR _m		Re	
	Exper.	Calc.	Exper.	Calc.
Seção aquecida	$8,02 \times 10^5$	$8,83 \times 10^5$	698	940
Trocador de calor	$9,78 \times 10^6$	$1,08 \times 10^7$	2438	3280
Perna quente ou fria	3.45×10^7	$3,79 \times 10^7$	4575	6160

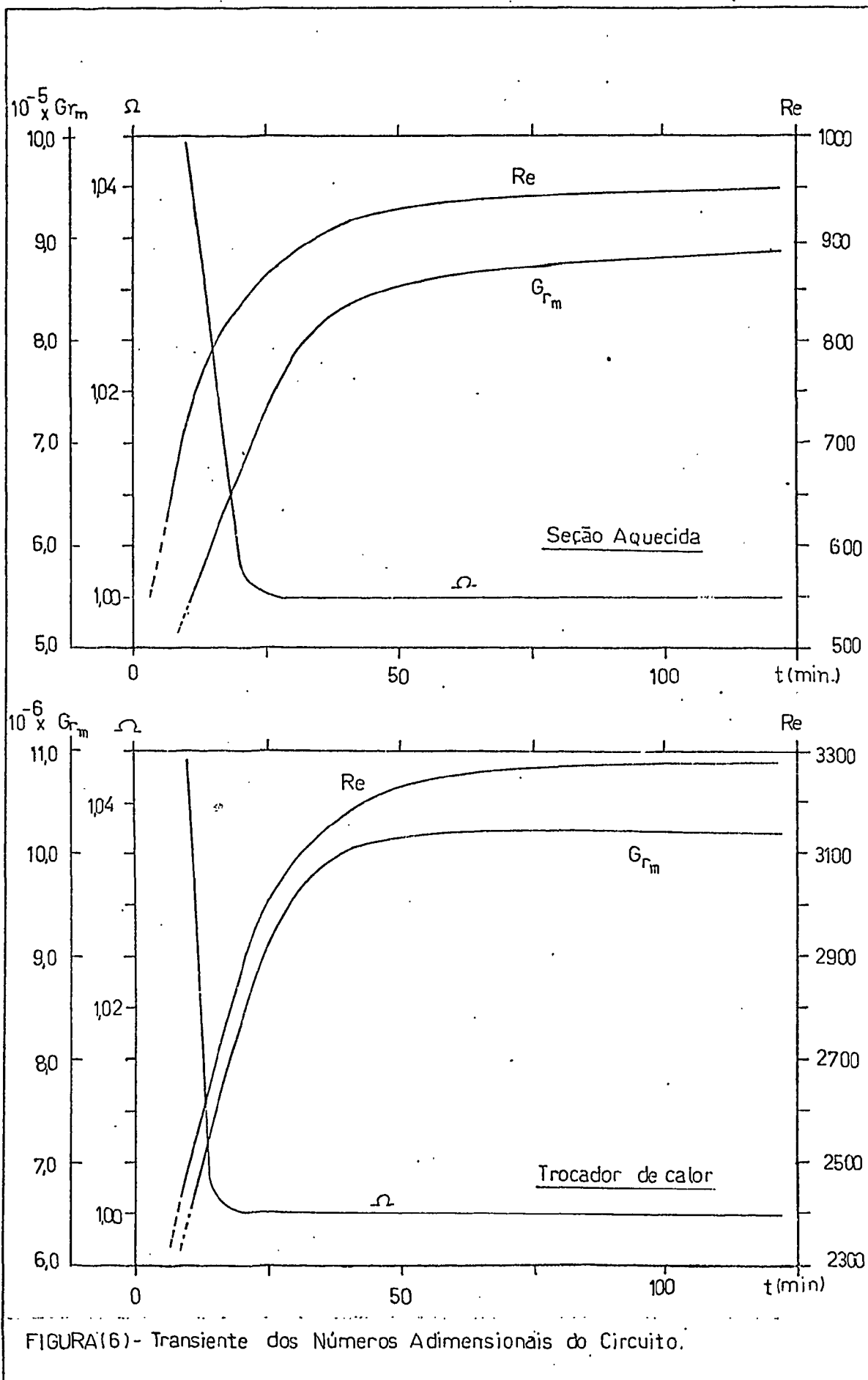
Para validarmos a metodologia empregada pelo CIRNAT na solução das equações que governam o sistema, foram comparadas as vazões volumétricas e as diferenças de temperatura no equilíbrio, obtidos pelas soluções analíticas e os valores experimentais

	Q(m ³ /s)	Δt °C
Solução Analítica Eq.(17) e (18)	$2,54 \times 10^{-4}$	11,4
CIRNAT	$2,95 \times 10^{-4}$	9,2
Experimental	$2,15 \times 10^{-4}$	13,5

Os resultados indicam que o programa CIRNAT tem a capacidade de modelar circuitos fechados em circulação natural.

Para capacitar o programa CIRNAT para análise de problemas mais gerais, os seguintes implementos estão sendo considerados:

- tornar possível a modelagem de sistemas com mais de 1 "Loop".
- modelo para cálculo de geração de potência nuclear com cinética pontual.
- estender as equações para escoamentos bifásicos.



FIGURA(6)- Transiente dos Números Adimensionais do Circuito.

BIBLIOGRAFIA

- (1) ZVIRIN, Y. "A Review of Natural Circulation Loops in Pressurized Water Reactors and other Systems". Nuclear Engineering and Design, vol. 67, pg. 203-225 (1981).
- (2) JEUCK III, P., LENNERT, L. and KIANG, R.L. "Single-Phase Natural Circulation Experiments on Small-Break Accident Heat Removal". EPRI-REPORT NP-2006 (1981).
- (3) ZVIRIN, Y., JEUCK III, P.R., SULLIVAN, C.W. and DUFFEY, R.B. "Experimental and Analytical Investigation of a Natural Circulation System with Parallel Loops". Journal of Heat Transfer, vol. 103, pg. 645-652 (1981).
- (4) KIANG, R.L. and MARKS, J.S. "Two-Phase Natural Circulation Experiments on Small-Break Accident Heat Removal". EPRI-REPORT NP-2007 (1981).
- (5) MENDLER, O.J., RATHBUN, A.S., VAN HUFF, N.E. and WEISS, A. "Natural Circulation Tests with Water at 800 to 2000 psia under Nonboiling, Local Boiling, and Bulk Boiling Conditions". Journal of Heat Transfer, pg. 261-273 (Agosto-1961).
- (6) BIRD, R.B., STEWART, W.E. and LIGHTFOOT, E.N. "Transport Phenomena". John Wiley and Sons, Inc., New York (1960).
- (7) HOLMAN, J.P. "Transferência de Calor". McGraw-Hill (1983).
- (8) LAHEY, R.T. and MODDY, F.J. "The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor". American Nuclear Society (1975).