

DINÂMICA DE EVAPORADORES
RESFRIADORES DE AR



JOSÉ MARIA SAIZ JABARDO

ORIENTADOR:
PROF. DR. OTÁVIO DE MATTOS SILVARES

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
APRESENTADA À ESCOLA POLITÉCNICA
DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DEZEMBRO
1976

Biblioteca da Escola Politécnica
São Paulo

F-5212

FD 887

À Temis e ao
Paulo José

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar meus agradecimentos ao prof. Dr. Giorgio E.O. Giacaglia, Chefe do Depto. Eng. Mecânica da Escola Politécnica, e em especial ao meu orientador, prof. Dr. Otavio de M. Silvaes pela sua colaboração e orientação. Gostaria, ainda, de estender os meus agradecimentos - aos colegas de Departamento, bem como à Srta. Neide Jesus de Lima pelo seu paciente trabalho de datilografia e Sr. Antonio Ferreira pela trabalho de impressão.

ERRATA

PÁGINA	LINHA (OU LOCALIZAÇÃO)	ONDE SE LE	LEIA-SE (OU ACRESCENTE-SE)
X	2ª	A _L	AL
X			LV-diferença entre o valor da propriedade no estado de vapor saturado seco e líquido saturado
8	11ª	vapor	refrigerante saturado
10	9ª	troca de calor	troca de calor efetiva
11	8ª	D2	D4
11	9ª	D1	D3
12		Fig. 1.1.3	Fig. 1.3.3
14	27ª	Comprimento (c)	Comprimento (C)
19		$K_f = \frac{\Delta X i_{LV}}{C_g}$	$K_f = \frac{\Delta x i_{LV}}{C_g}$
20	4ª	K3	K5
28	8ª	Eq.(2.4.1.14)	Eq.(2.4.1.15)
36	Depois da 6ª linha		onde R _A =constante de gás do ar.
58		Fig. 3.3.2	Fig. 3.2.2
61	5º bloco de cima para baixo		$\left \frac{d(T_T)_{R.P.}}{dz} \right _{z=n\ddagger}$
67	eixo das ordenadas	θ _T	θ _T
74	2ª linha da legenda	veículos	válvulas
98	16ª	dinâmica de trocadores	dinâmica de trocadores
103	14ª	α médio	α médio
107	hipótese (f)	coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante será admitido constante ao longo do tubo será admitido constante ao longo do tubo após a variação exponencial
108	14ª	na interface h _y - deve variar com y com o mais rápido..	na interface. h _y - deve variar com y o mais rápido

PÁGINA	LINHA (OU LOCALIZAÇÃO)	ONDE SE LE	LEIA-SE (OU ACRESCENTE-SE)
108	17 ^a	h_{v_s}	h_{v_s}
109	Eq.(A.2.3.8)	$\frac{1}{\delta_4(1+\delta_2)}(T_V-T_{Ae})$	$-\frac{1}{\delta_4(1+\delta_2)}(T_V-T_{Ae})$
110	Eq.(A.2.3.9)	$-\frac{1}{\dots}$	$-\frac{\delta_1}{\dots}$
110	Eq.(A.2.3.10)	$\frac{\delta_1}{\dots}$	$-\frac{\delta_1}{\dots}$
110	Eq.(A.2.3.11)	$\dots \frac{\delta_5 \delta_1}{\dots}$	$\dots \frac{\delta_5 \delta_1}{\dots}$
110	Após a Eq.(A.2.3.11)	$\delta'_1 = \frac{\pi D_L}{\dots}$	$\delta'_1 = \frac{\pi D_1}{\dots}$
112	Após a Tab.A.3.2	P_T	P_T

RESUMO

Este trabalho trata da determinação de um modelo matemático para o movimento da região de fim de evaporação de um evaporador resfriador de ar, quando ocorre uma perturbação permanente na vazão de refrigerante ou na temperatura do ar. A aplicação dos princípios da Conservação da Massa e 1ª da Termodinâmica a volumes de controle envolvendo o refrigerante em mudança de fase,, os tubos e aletas do evaporador e o ar, resultou na equação diferencial que rege o fenômeno. As hipóteses simplificadas feitas no desenvolvimento do modelo são discutidas em detalhe. Os resultados são comparados com os experimentais obtidos por Stoecker e colaboradores, para perturbação na vazão de refrigerante, apresentando boa concordância. O modelo desenvolvido é uma contribuição para o estudo de um problema mais amplo que é a análise dinâmica do sistema evaporador-válvula de expansão termostática, muito utilizado em instalações frigoríficas.

ABSTRACT

The present work deals with the development of a mathematical model for the motion of the mixture-vapor transition region of an air-cooler evaporator, for a refrigerant flow rate or air temperature disturbance. By applying the Mass Conservation Principle and the First Law of Thermodynamics to control volumes including respectively the boiling refrigerant, the evaporator tubes and fins, and the air, we have obtained the differential equation which governs the motion of the transition region. The simplifying assumptions we have made during the development of the model are discussed in detail. The model prediction for the motion of the transition region is compared to the experimental data obtained by Stoecker et al, for the case of refrigerant flow rate disturbances. The comparison gives a good agreement between the theoretical prediction and the experimental data for that case. The model we have developed in this work is a contribution to a broad problem that is the dynamical analysis of the evaporator-thermostatic expansion valve system, which is a common arrangement in refrigeration plants.



INDICES

(A) INDICE GERAL

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO -----	1
1.1 - Generalidades -----	1
1.2 - Objetivo do trabalho -----	5
1.3 - Revisão bibliográfica -----	7
CAPÍTULO II - DESENVOLVIMENTO DO MODELO -----	13
2.1 - Comentários -----	13
2.2 - Hipóteses -----	14
2.3 - Coeficiente de transmissão de calor em escoamento bifásico -----	17
2.4 - Desenvolvimento do modelo -----	23
2.4.1 - Equação da Continuidade e 1º Princípio da Termodinâmica aplicados ao V.C.1. -----	24
2.4.2 - Equação da Continuidade e 1º Princípio da Termodinâmica aplicados ao V.C.2 -----	29
2.4.3 - Equação da Continuidade e 1º Princípio da Termodinâmica aplicados ao V.C.3 -----	33
2.5 - Casos particulares -----	41
2.5.1 - Diminuição da vazão de refrigerante -----	41
2.5.2 - Aumento da vazão de refrigerante -----	43
2.5.3 - Aumento da temperatura do ar incidente ---	49
2.5.4 - Diminuição da temperatura do ar incidente-	50

CAPÍTULO III - RESULTADOS -----	52
3.1 - Introdução -----	52
3.2 - Diminuição da vazão de refrigerante -----	56
3.3 - Aumento da vazão de refrigerante -----	57
3.4 - Aumento da temperatura do ar incidente -----	60
CAPÍTULO IV - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS -----	68
4.1 - Introdução -----	68
4.2 - Diminuição da vazão de refrigerante -----	69
4.2.1 - Efeito de x_o sobre a resposta do sistema -	69
4.2.2 - Efeito de α_m sobre a resposta do sistema -	70
4.2.3 - Efeito de e_m sobre a resposta do sistema -	71
4.2.4 - Efeito de e_h sobre a resposta do sistema -	71
4.2.5 - Linearização -----	75
4.3 - Aumento da vazão de refrigerante -----	79
4.3.1 - Efeito de x_o sobre a resposta do sistema -	79
4.3.2 - Efeito de α_m sobre a resposta do sistema -	80
4.3.3 - Efeito de e_m e e_h sobre a resposta do -	
sistema -----	80
4.3.4 - Efeito de e_T sobre a resposta do sistema -	82
4.3.5 - Efeito dos perfis de temperatura adotados so	
bre a resposta do sistema -----	83
4.3.6 - Conclusão -----	87
4.4 - Aumento da temperatura do ar incidente -----	88
4.4.1 - Efeito de x_o e α_m sobre a resposta do -	
sistema -----	89
4.4.2 - Efeito de e_h e e_{TA} sobre a resposta do -	
sistema -----	89
4.5 - Diminuição da temperatura do ar incidente -----	92
CAPÍTULO V - RECOMENDAÇÕES -----	95
APÊNDICE A- DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE TRANSFERÊNCIA	
DE CALOR EM REGIME PERMANENTE -----	98
A.1 - Parâmetros de transferência de calor no lado do ar	98
A.2 - Parâmetros de transferência de calor no lado do re	
frigerante e temperaturas do tubo -----	101



A.2.1 - Determinação de h_R , T_{Ti} , T_{Tf} , η_i , η_f -----	101
A.2.2 - Determinação do coeficiente de vazio médio -	103
A.2.3 - Temperatura do tubo na região de vapor superaquecido, regime permanente -----	107
A.3 - Valores numéricos -----	110
A.3.1 - Lado do ar -----	111
A.3.2 - Lado do refrigerante e tubo -----	111
APÊNDICE B - LINEARIZAÇÃO DO MODELO PARA DIMINUIÇÃO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE -----	115

(B) ÍNDICE DE TABELAS

Tab. 4.2.1.1 - Pseudo constante de tempo do sistema em função do título refrigerante na entrada do evaporador $e_m=2$ -----	69
Tab. 4.2.4.1 - Efeito de e_h sobre a resposta do sistema $x_o = 33\%$, $e_m = 2$ -----	75
Tab. 4.2.4.2 - Efeito de e_h sobre a resposta do sistema $x_o = 31\%$, $e_m = 2$ -----	75
Tab. 4.3.1.1 - Variação da pseudo-constante de tempo do sistema, com o título do refrigerante na entrada do evaporador $e_m = 2$. $e_T = 2$ ----	80
Tab. 4.3.3.1 - Pseudo-constante de tempo do sistema em função da constante de tempo da válvula $e_T = 2$; $x_o = 33\%$ -----	82
Tab. 4.4.1.1 - Pseudo-constantes de tempo do sistema - para distintos x_o . $e_{TA} = 2$ -----	89
Tab. 4.4.2.1 - Pseudo-constantes de tempo do sistema - para distintos valores de e_h . $x_o=33\%$, $e_{TA} = 4$ -----	92
Tab. A.3.2 - Parâmetros calculados de acordo com as recomendações do Apêndice A -----	112

(C) ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1.1.1	Esquema de uma instalação frigorífica de compressão a vapor -----	2
Fig. 1.1.2	Representação esquemática do sistema evaporador - V.E.T -----	3
Fig. 1.1.3	Diagrama de blocos do sistema evaporador - V.E.T. -----	4
Fig. 1.2.1	Trocador de calor compacto. Uma fileira de tubos -----	6
Fig. 1.2.2	Regiões 1 e 2 -----	6
Fig. 1.3.1	Curva M.S.E. de um evaporador -----	10
Fig. 1.3.2	Curvas M.S.E. do evaporador e características da V.E.T. -----	11
Fig. 1.3.3	Representação do evaporador em diagrama de bloco -----	12
Fig. 2.2.1	Trocador de calor considerado no modelo -----	15
Fig. 2.3.1	Variação do coeficiente de transmissão de calor do refrigerante com o título -----	18
Fig. 2.3.2	Relação entre a Eq. (2.3.1) e os resultados experimentais de outros pesquisadores -----	20
Fig. 2.3.3	Variação do coeficiente de transmissão de calor -----	21
Fig. 2.3.4	Variação da temperatura do tubo, segundo o modelo adotado no presente trabalho, em regime permanente -----	22
Fig. 2.4.1	Representação esquemática do evaporador, mostrando os volumes de controle 1 e 3 -----	23
Fig. 2.4.1.1	Elemento de volume de escoamento bifásico --	25
Fig. 2.4.2.1	Corte transversal do evaporador -----	29
Fig. 2.4.2.2	Posição da SC 2 em instantes sucessivos ----	33
Fig. 2.4.3.1	Especificações do VC.3 -----	34
Fig. 2.4.3.2	Diagramas de velocidades na região S_1 -----	35
Fig. 2.5.1.1	Variação da temperatura do tubo, na região bifásica, durante o regime transitório -----	41
Fig. 2.5.2.1	Distribuição de temperaturas do tubo no início e no fim do regime transitório -----	43

Fig. 2.5.2.2	Distribuição das temperaturas do tubo em instantes sucessivos -----	44
Fig. 2.5.2.3	Variação de $(T_T)_{z=\eta}$ para valores distintos de p -----	48
Fig. 3.1.1	Evaporador testado por Stoecker -----	53
Fig. 3.2.1	Fluxograma para o caso em que a vazão de refrigerante diminui -----	57
Fig. 3.2.2	Diminuição da vazão de refrigerante. Resposta do modelo em comparação com os resultados experimentais de Stoecker -----	58
Fig. 3.2.3	Diminuição da vazão de refrigerante. Variação com o tempo de $h_R(\theta_h)$ e da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T) em comparação com a resposta do sistema (θ) -----	59
Fig. 3.3.1	Fluxograma para o caso em que a vazão do refrigerante aumenta -----	61
Fig. 3.3.2	Aumento de vazão de refrigerante. Resposta do modelo em comparação com os dados experimentais de Stoecker -----	62
Fig. 3.3.3	Aumento da vazão de refrigerante. Variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$ com o tempo -----	63
Fig. 3.3.4	Aumento da vazão de refrigerante. Distribuição da temperatura do tubo na região bifásica em instantes sucessivos -----	64
Fig. 3.3.5	Aumento da vazão de refrigerante. Variação de h_R com o tempo (θ_h) em comparação com a resposta do sistema (θ) -----	65
Fig. 3.4.1	Aumento da temperatura do ar. Variação de h_R com o tempo (θ_h) em comparação com a resposta do sistema (θ) -----	66
Fig. 3.4.2	Aumento da temperatura do ar. Variação com o tempo da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T) -----	67
Fig. 4.2.2.1	Líquido presente na região entre η_i e η_f , no início -----	72
Fig. 4.2.2.2	Diminuição da vazão de refrigerante. Efeito do coeficiente de vazão médio sobre a resposta do sistema -----	73.

Fig. 4.2.3.1	Diminuição da vazão de refrigerante. Resposta do sistema para válvulas com constantes de tempo distintas -----	74
Fig. 4.2.5.1	Diminuição da vazão de refrigerante. Respostas do modelo e do modelo linearizado	77
Fig. 4.2.5.2	Diminuição da vazão de refrigerante. Variação do fluxo de calor por unidade de comprimento -----	78
Fig. 4.3.2.1	Aumento da vazão de refrigerante. Resposta do sistema para distintos coeficientes de vazão -----	81
Fig. 4.3.5.1	Aumento da vazão de refrigerante. Variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$ com η e com p -----	84
Fig. 4.3.5.2	Distribuição esquemática de θ_T , em um dado instante, para distintos valores de p -	85
Fig. 4.3.5.3	Aumento de vazão de refrigerante. Distribuição de θ_T em instantes sucessivos -----	86
Fig. 4.4.1	Aumento de temperatura do ar. Variação do fluxo de calor por unidade de comprimento - para as condições especificadas no Cap. III	88
Fig. 4.4.1.1	Aumento da temperatura do ar. Resposta do sistema para distintos valores de α_m -----	90
Fig. 4.4.2.1	Aumento da temperatura do ar. Efeito de e_{TA} sobre a resposta do sistema -----	91
Fig. 4.5.1	Representação esquemática da variação da temperatura do tubo na região $0 \leq z \leq \eta_i$ -	93
Fig. 5 5.2	Representação esquemática da variação da temperatura do tubo em z^* , tal que $\eta_i < z^* \leq \eta_f$	93
Fig. A.1.1	Aleta do trocador de calor analisado no trabalho -----	99
Fig. A.2.2.1	Comparação de diversos modelos para a distribuição de α -----	106
Fig. A.2.3.1	Volume elementar de refrigerante -----	108
Fig. A.3.2	Distribuição de temperaturas no tubo em regime permanente -----	114

NOMENCLATURA

- A - área. A_L = área ocupada pelo refrigerante líquido em uma seção da região bifásica; A_V = área ocupada pelo vapor em uma seção da região bifásica; A_t = área da seção transversal interna do tubo; A_{TUBO} = área da seção transversal do tubo (material metálico); A_u = área de transferência de calor, no lado do ar, por unidade de comprimento do evaporador equivalente; A_{AL} = área de transferência de calor da aleta- m^2 ($p\bar{e}^2$)
- C - comprimento de tubo útil do evaporador - m($p\bar{e}$)
- c_p - calor específico à pressão constante - Kcal/kg. $^{\circ}C$ (BTU/lbm $^{\circ}F$)
- D_e - diâmetro externo do tubo - mm(pol.)
- D_i - diâmetro interno do tubo - mm(pol.)
- DH - diâmetro hidráulico - mm(pol.)
- D_T - distância entre tubos do evaporador original mm(pol.)
- E.T.C. - eficiência de transferência de calor
- e_h - inverso da constante de tempo da variação de h_R - 1/seg
- e_m - inverso da constante de tempo da válvula de expansão-1/seg
- e_T - inverso da constante de tempo da variação de $(\theta_T)_{z=0}$
- e_{TA} - inverso da constante de tempo da variação de T_{Ae} - 1/seg.
- Fr - Número de Froude
- f - número de aletas por unidade de comprimento
nº de aletas/cm nº de (aletas/pol)
- g - aceleração da gravidade - m/seg 2 ($p\bar{e}/seg^2$)

- G - vazão específica relacionada à área mínima.
- H - altura do evaporador original - mm(pol.)
- h - coeficiente de transmissão de calor - $\text{Kcal/hr.m}^{20}\text{C}$ ($\text{BTU/hr.pē}^{20}\text{C}$)
- i - entalpia - Kcal/kg (BTU/lbm)
- j - fator de Colburn;
$$j = \frac{h}{G_{cp}} (\text{Pr})^{2/3}$$
- K - condutibilidade térmica - $\text{Kcal/hr.m.}^{\circ}\text{C}$ ($\text{BTU/hr.pē.}^{\circ}\text{F}$)
- K_f - valor da expressão - $\Delta x i_{LV}/g.C$
- L - comprimento do evaporador original - mm(pol.)
- M.S.E. - mínimo sinal estável
- \dot{m} - vazão em massa - Kg/min (lbm/min)
- $(\dot{m}_R)_{z=0}$ - mesmo que \dot{m}_R
- \dot{m}_u - vazão em massa por unidade de comprimento do evaporador equivalente - Kg/m.min (lbm/pē.min)
- N - número de tubos (horizontais) no evaporador original
- n - número de aletas no interior do V.C., em determinado instante.
- \vec{n} - normal à superfície
- P - profundidade do evaporador - mm(pol.)
- Pr - número de Prandtl
- p - expoente no perfil de temperaturas do tubo
- p - pressão - Kgf/cm^2 (lbf/pol^2)
- Pr - pressão reduzida do refrigerante durante a mudança de fase (Pr/p_c).
- \dot{Q}_{VC} - fluxo de calor na SC. - Kcal/hr. (BTU/hr)
- Q - carga térmica (mesmo que fluxo de calor) Kcal/hr. (BTU/hr)
- Re - Número de Reynolds. $Re_L = G_R D_i / \nu_L$ (G_R é a vazão total de refrigerante)
- re - raio externo da aleta circular equivalente a uma aleta retangular - mm(pol.)
- S.C. - superfície de controle.
- S - valor da expressão - $\dot{\alpha}$ - α .
- T - temperatura. $T_A = (T_{Ae} + T_{As})/2$; T_{Ae} = temperatura do ar na entrada do evaporador; T_{As} = temperatura do ar na saída do evaporador; T_R = temperatura de evaporação; T_T = temperatura do tubo; T_V = temperatura do refrigerante no estado de vapor superaquecido; $|T_T(z)|_{R.p.}$ = temperatura do tubo na seção z, em $t=0$ - $^{\circ}\text{C}$ ($^{\circ}\text{F}$)

- t - espessura da aleta - mm(pol.)
 t - tempo - seg.
 u - energia interna - Kcal/kg(BTU/lbm)
 V - volume - $m^3(p\bar{e}^3)$
 \dot{V} - vazão em volume - $m^3/min(p\bar{e}^3/min)$
V.C. - volume de controle
V.E.T. - válvula de expansão termostática
V.P.V. - variações periódicas de vazão
Vu - volume por unidade de comprimento do evaporador equivalente
 $m^3/m(p\bar{e}^3/p\bar{e})$
 v - velocidade (escalar) - m/seg($p\bar{e}/seg$)
 \vec{v} - vetor velocidade absoluta
 \vec{v} - vetor velocidade relativa
 \dot{W}_{VC} - potência - Kcal/hr(BTU/hr)
 x - título do refrigerante (\dot{m}_V/\dot{m}_R); x_0 = título na entrada do evaporador; Δx = variação de título
 α - coeficiente de vazão na seção A_V/A_t
 $\dot{\alpha}$ - coeficiente de vazão referente à vazão - \dot{V}_V/\dot{V}_R
 α_m - coeficiente de vazão médio entre x_0 e 1 (ou $z=0$ e $z=n$)
 ϵ - eficiência total de transferência de calor do tubo aletado
 n - posição instantânea da interface - m($p\bar{e}$)
 η_{AL} - eficiência da aleta
 θ - excesso de temperatura em relação à de evaporação
 $(T - T_R) - ^\circ C(^{\circ}F)$
 θ - no apêndice A: $\theta_V = T_V - T_{Ae} - ^\circ C(^{\circ}F)$
 μ - viscosidade dinâmica - Kg/hr.m(lbm/hr.p \bar{e})
 τ - pseudo-constante de tempo do sistema - seg.
 θ - posição da interface na forma adimensional ($\frac{n - n_i}{n_f - n_i}$).
Denominado, também, no texto de resposta do sistema.
 θ_h - valor de h_R na forma adimensional: $\frac{h_R - h_{Ri}}{h_{Rf} - h_{Ri}}$
 θ_T - valor de T_T (na região bifásica) na forma adimensional:
 $\frac{T_T - T_{Ti}}{T_{Tf} - T_{Ti}}$



INDICES

- A - referente ao ar
- A_L - referente à aleta
- f - fim ($t \rightarrow \infty$)
- i - início ($t = 0$)
- L - referente ao líquido durante a mudança de fase (líquido saturado)
- m - referente a um valor médio
- R - referente ao refrigerante durante a mudança de fase. Quando se trata da vazão refere-se à vazão total (líquido + vapor).
- V - referente ao refrigerante no estado de vapor durante a mudança de fase. Refere-se, também, ao vapor, não necessariamente saturado seco.
- V_s - refere-se ao coeficiente de transmissão de calor, no lado do refrigerante, para a região de vapor superaquecido.



CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 - GENERALIDADES.

As instalações frigoríficas de compressão a vapor são, indubitavelmente, as de uso mais generalizado na atualidade. Nessas instalações o fluido de trabalho, denominado genericamente de REFRIGERANTE, percorre um ciclo termodinâmico. As fases básicas desse ciclo são:

- (a) **EVAPORAÇÃO** - durante a qual o refrigerante se evapora, trocando calor com um reservatório térmico a baixa temperatura.
- (b) **COMPRESSÃO** - quando o refrigerante, no estado de vapor saturado seco (ou superaquecido), é comprimido até a presção de condensação.
- (c) **CONDENSAÇÃO** - durante a qual o refrigerante, saído do compressor no estado de vapor superaquecido, é condensado, trocando calor com um reservatório térmico a alta temperatura.

(d) EXPANSÃO - quando o refrigerante sofre uma diminuição da pressão, desde a de condensação até a de evaporação. Essa perda de carga é feita pelo estrangulamento do refrigerante.

O esquema de um circuito frigorífico de compressão a vapor, mostrando os componentes básicos, é apresentado na Fig. 1.1.1.

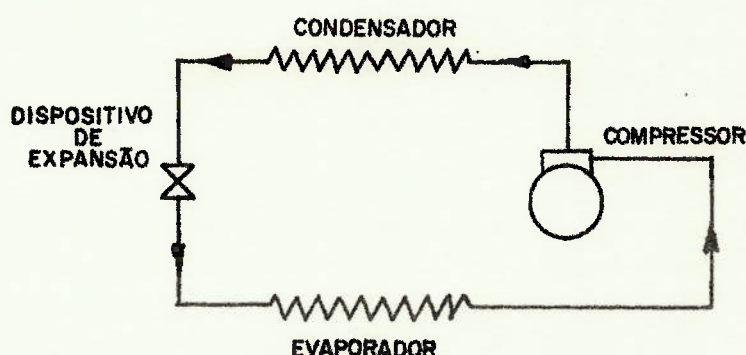


Fig. 1.1.1 - Esquema de uma instalação frigorífica de compressão a vapor.

Diversos dispositivos foram usados para conseguir a expansão do refrigerante, desde a válvula de expansão de acionamento manual e o tubo capilar, de uso atualmente restrito, até a válvula de expansão termostática, que na atualidade integra a maioria das instalações frigoríficas. Esta última apresenta características bastante favoráveis, como a possibilidade de modular a vazão de refrigerante em função do calor trocado no evaporador. Apresenta, porém, problemas inerentes ao seu princípio de funcionamento que podem anular as suas características favoráveis. O principal desses problemas é o fenômeno das variações periódicas de vazão do refrigerante que alimenta o evaporador. Essas variações são acompanhadas de oscilações na pressão e temperatura de evaporação. O fenômeno, conhecido na literatura inglesa pelo nome de "hunting" do conjunto formado pelo evaporador e válvula de expansão termostática (V.E.T.) denominado - neste trabalho de variações periódicas de vazão (V.P.V.), tem como consequências:

(a) Alimentação deficiente do evaporador nos períodos de fechamento da válvula, diminuindo, portanto, a eficiência

de transferência de calor (E.T.C.)*.

(b) Em certos casos, nos períodos de abertura da válvula, o evaporador tem uma alimentação excessiva o que pode resultar na evaporação incompleta do líquido introduzido. Este, por sua vez, se não fôr previsto um meio de separá-lo do vapor nos condutos de sucção, pode atingir o compressor causando-lhe sérios danos.

As hipóteses sobre a origem dessas oscilações bem como os métodos para sua eliminação serão apresentadas na Seção 1.3.

O evaporador e a V.E.T. formam em conjunto um sistema de controle com realimentação. Uma representação esquemática do mesmo é apresentada na Fig. 1.1.2; o seu diagrama de blocos é apresentado na Fig. 1.1.3. As variações periódicas de vazão, a que nos referimos anteriormente, podem ser consideradas como um funcionamento instável do sistema. Isto ocorre em virtude de - uma escolha não adequada dos componentes. Assim, por exemplo, a V.E.T. é, normalmente escolhida pelo projetista usando exclusivamente o critério de capacidade da válvula. Esta, acoplada ao evaporador, pode formar, um sistema instável.

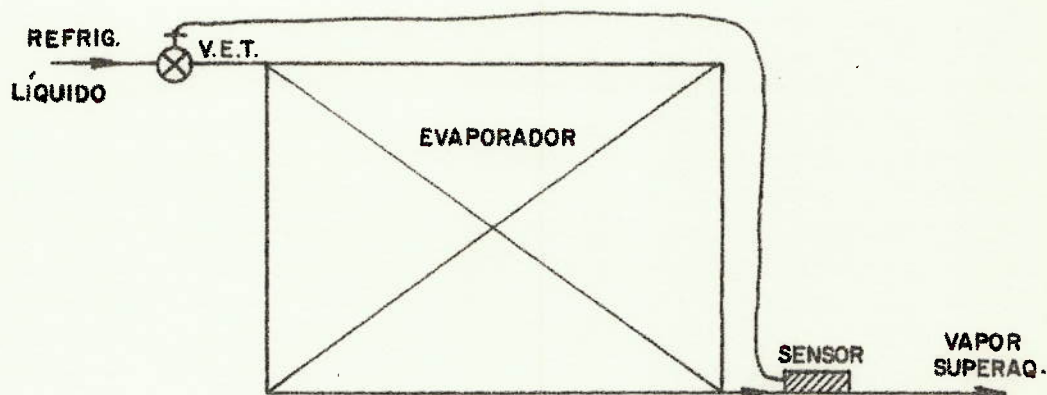


Fig. 1.1.2 - Representação esquemática do sistema evaporador - V.E.T.

*) Consideramos como superfície efetiva de troca de calor de um evaporador aquela em que o refrigerante se encontra no estado saturado (presença das fases líquido e vapor). Mantendo - constantes as condições físicas do meio sendo resfriado, quanto menor a vazão de refrigerante menor a área efetiva de troca de calor e, portanto, teremos menor eficiência.

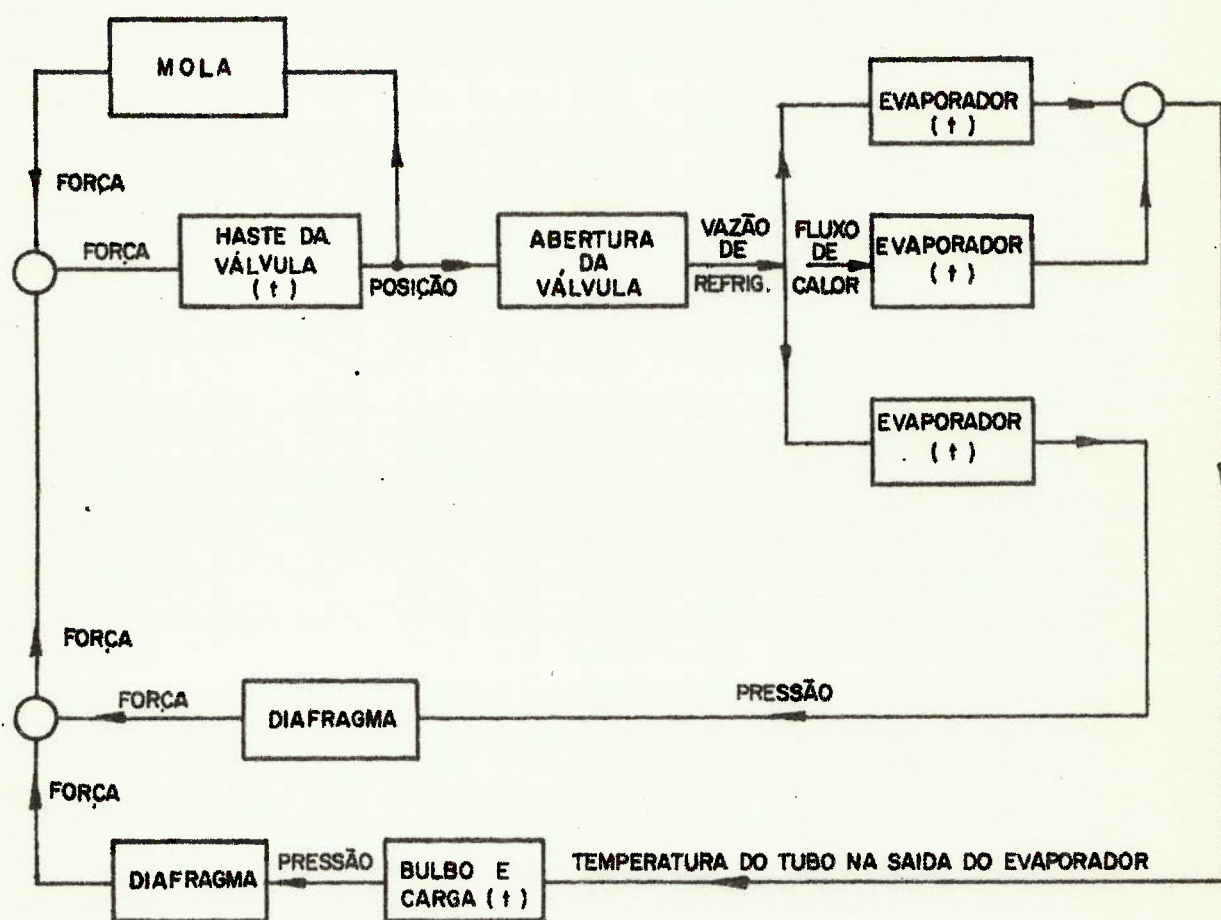


Fig. 1.1.3 - Diagrama de blocos do sistema evaporador - V.E.T. [S8].

Levando em conta a exposição feita acima, e as conclusões de Danig [D1] e Stoecker [S8], cremos que uma solução geral do problema poderia ser obtida desde que se escolhesse - uma V.E.T. para cada evaporador, tendo previamente analisado a estabilidade do sistema, sob o ponto de vista de controle. Essa análise só poderá ser realizada se tivermos disponíveis:

(a) O comportamento dinâmico do evaporador. Como - tal entendemos a variação da temperatura do tubo do evaporador, na região de fixação do sensor da V.E.T., com o tempo, para perturbações na vazão do refrigerante na entrada do evaporador ou na quantidade de calor trocada por este com o meio sendo resfri

ado (ver Fig. 1.1.3).

(b) O comportamento dinâmico da V.E.T.. Este representa a variação da vazão através da válvula, para perturbações da temperatura do tubo do evaporador no local de fixação do sensor (ver Fig. 1.1.3).

Assim, se dispuséssemos das características dinâmicas do evaporador e de uma série de V.E.T. de capacidade conveniente, poderíamos escolher qual das válvulas se acoplaria ao evaporador formando um sistema estável. Estaria, portanto, assegurada a eliminação das variações periódicas de vazão (V.P.V.) |S8|.

1.2 - OBJETIVO DO TRABALHO

Como dissemos na Seção precedente, antes de tentar uma análise da estabilidade do sistema que estamos tratando, de vemos ter disponíveis as características dinâmicas de cada elemento. Neste trabalho abordaremos o comportamento dinâmico do evaporador, formulando um modelo matemático que represente esse comportamento.

Ar é geralmente o meio que se pretende resfriar em instalações frigoríficas. Devido ao fato de o coeficiente de transmissão de calor do ar com a superfície metálica do evaporador ter um valor muito baixo (o que, portanto, exige uma superfície grande de transferência de calor), são usados em larga escala trocadores de calor compactos com circulação forçada de ar, com o objetivo de reduzir o tamanho e custos da instalação. A Fig. 1.2.1 representa o trocador de calor compacto utilizado na modelagem proposta.

O escoamento do refrigerante no evaporador com V.E.T. é caracterizado por duas regiões onde o refrigerante apresenta características físicas bastante distintas. A primeira, REGIÃO 1, é aquela onde o refrigerante escoar em estado saturado (presença das fases líquido e vapor). Na segunda, REGIÃO 2, o refrigerante escoar no estado de vapor superaquecido. Ela se estende até o ponto onde é fixado o sensor da V.E.T. (ver Fig. 1.2.2). Na interface entre as duas regiões (térmo que utilizaremos no -

que segue), o refrigerante será considerado no estado de vapor saturado seco.

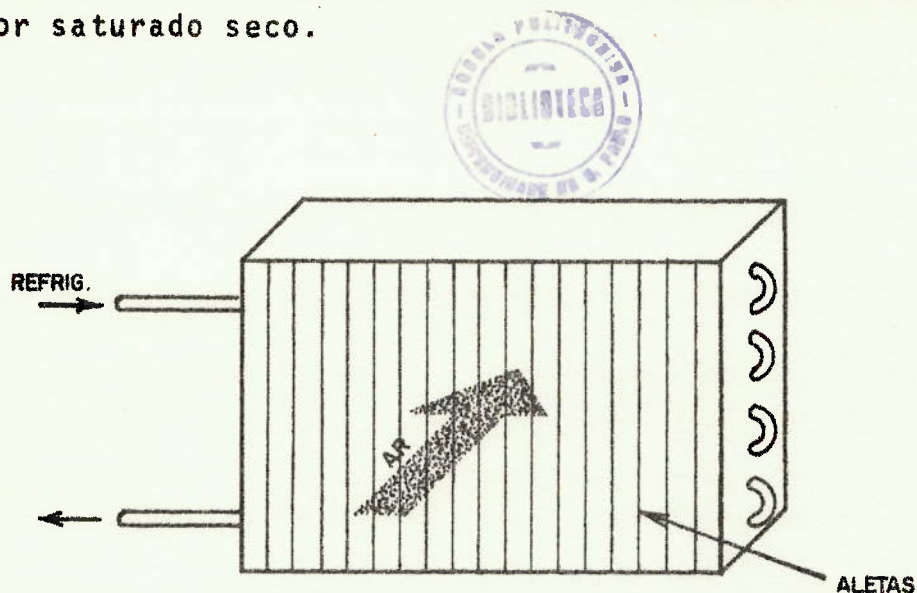


Fig. 1.2.1 - Trocador de calor compacto. Uma fileira de tubos.

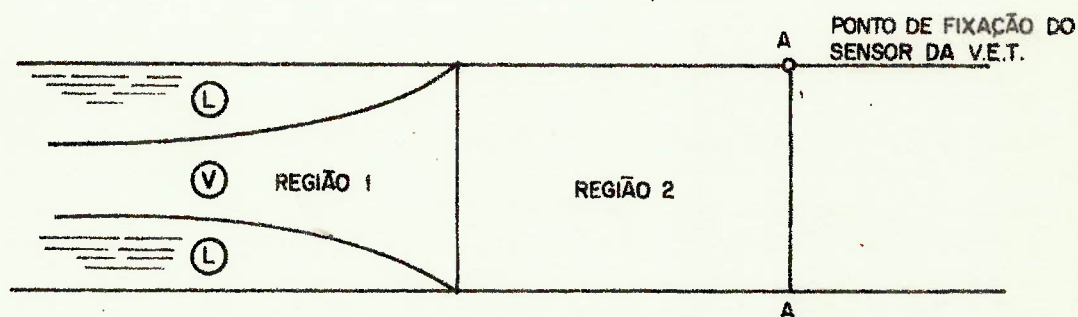


Fig. 1.2.2 - Regiões 1 e 2.

Na Região 1, o coeficiente de transmissão de calor médio entre o refrigerante e a superfície interna do tubo é e levado a temperatura do refrigerante varia muito pouco com a posição no tubo. Esta variação se deve à perda de carga que o fluido experimenta ao circular pelos tubos do evaporador. Na Região 2, ocorre um aumento rápido da temperatura, a medida - que se avança pelo tubo e o coeficiente de transmissão de calor médio

é de uma ordem de grandeza menor que na Região 1. Assim, se a interface sofrer um deslocamento permanente, a temperatura do refrigerante na seção A-A variará e, portanto, a temperatura da superfície externa do tubo, nessa seção, também sofrerá uma mudança. Percebe-se, então, que o movimento da interface exerce uma influência grande na temperatura da superfície externa do tubo na seção A-A.

No estudo do comportamento dinâmico de um evaporador estamos interessados, em última análise, na temperatura da superfície externa do tubo na seção A-A. Como o valor dessa temperatura é influenciado pela posição da interface, o conhecimento do deslocamento desta para perturbações, seja na vazão de refrigerante, seja no calor trocado com o meio sendo resfriado, é muito importante no estudo da dinâmica do evaporador.

O presente trabalho trata da determinação de um modelo matemático para o movimento da interface quando ocorrem perturbações do tipo mencionado no parágrafo anterior. Esse modelo é conseguido pela aplicação do 1º Princípio da Termodinâmica e da Equação da Continuidade a volumes de controle envolvendo o refrigerante, o material metálico do evaporador e o ar que escoia transversalmente. Esses volumes de controle se estendem desde a seção de entrada do refrigerante no evaporador até a seção onde ocorre a interface.

1.3 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.

Em 1963, Danig [D1] publicou o primeiro trabalho abordando a estabilidade do sistema evaporador - V.E.T.. No artigo, Danig propõe, inicialmente, uma representação em diagrama de blocos do sistema, definindo um bom funcionamento do mesmo - como aquele em que não ocorrem as V.P.V., bem como o superaquecimento do refrigerante, no ponto de fixação do sensor da V.E.T., se mantêm dentro de determinados limites, em qualquer regime de trabalho. Com esta última recomendação o autor garante uma eficiência de transferência de calor do evaporador em condições de trabalho diversas. Depois de fazer uma análise dos parâmetros da V.E.T. que são mais importantes na análise do problema sob o

ponto de vista de controle, Danig analisa um exemplo real utilizando um computador analógico. O trabalho, embora seja uma a bordagem correta do problema, simplifica-o sobremaneira quando admite o evaporador como um elemento linear de primeira ordem, por falta, segundo o autor, de maiores informações a respeito do seu comportamento.

Posteriormente, em 1966, Wedekind e Stoecker [W1], trataram da dinâmica do evaporador. Trabalhando com um tubo transparente reto, aquecido por um resistor elétrico enrolado na superfície externa e usando os efeitos de dispersão de luz do vapor, conseguiram quantificar o movimento de interface em condições de regime permanente e transitório. Neste trabalho, os autores corroboraram as observações feitas anteriormente - por Zahn [Z1], a respeito do caráter instável da interface. Verificaram que, mesmo mantendo constante a vazão de refrigerante, sua pressão, temperatura e fluxo de calor, o fim de evaporação não se dava em uma seção fixa, mas oscilava em torno de uma posição média de maneira aleatória. Verificaram, também, que, variando a vazão de refrigerante, o fim de evaporação se deslocava, mantendo o caráter aleatório, para uma nova posição média. No mesmo trabalho, os autores propuseram um modelo para o movimento da posição média da interface quando ocorrem perturbações na vazão de refrigerante. Verificou-se, então, que o modelo proposto representava muito bem o movimento da posição média da interface, determinado experimentalmente.

Em um trabalho complementar ao citado no parágrafo anterior, Stoecker [S8] procura analisar a estabilidade do sistema evaporador - V.E.T., utilizando modelos simplificados dos componentes. Usando o critério de estabilidade de Bode, Stoecker construiu uma tabela, onde apareciam as combinações dos parâmetros (constantes de tempo) do evaporador e da V.E.T. que proporcionavam funcionamento estável do sistema. Com isso Stoecker apresentou um procedimento para a escolha adequada de uma válvula de expansão termostática.

Posteriormente, no Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Madrid, 1967, foram publicados três trabalhos referentes ao problema que estamos analisando. No primeiro, Duminil [D3], trata da dinâmica da V.E.T., analisando as respostas de alguns tipos construtivos comerciais, para

variações na temperatura do refrigerante no ponto de fixação do sensor. O segundo trabalho, de Nagaoka [N1], é uma investigação a respeito da influência, sobre a estabilidade do sistema evaporador - V.E.T., do tamanho do evaporador, sua posição, localização do sensor da V.E.T., a quantidade de calor trocada e alimentação de refrigerante feita por cima ou por baixo*. O trabalho é, basicamente, uma constatação experimental sem, contudo, lançar alguma hipótese sobre a origem da instabilidade do sistema ou um método para sua eliminação. No terceiro trabalho, Huelle [H1] e [H2] apresenta uma tentativa de solução para o problema das V.P.V. do sistema. Inicialmente, Huelle estudou o efeito da quantidade de calor trocado (denominado na literatura de CARGA TÉRMICA; neste trabalho os dois termos serão usados indistintamente) sobre o comportamento do evaporador, e verificou que, fixando a temperatura de evaporação e a carga térmica, existe uma vazão máxima para a qual a temperatura da superfície externa do tubo, no local de fixação do sensor, apresenta um valor constante, livre de flutuações. Como essa temperatura é o sinal mandado para a V.E.T., o autor denominou-o de MÍNIMO SINAL ESTÁVEL (M.S.E.). Verificou, também, que aumentando a vazão de refrigerante além do valor máximo acima, o sinal se tornava instável e a eficiência de transferência de calor do evaporador não aumentava**. A instabilidade era, provavelmente, decorrência de gotas de líquido atingirem, aleatoriamente, a superfície do tubo no local de fixação do sensor. Essas gotas resfriavam temporariamente o tubo, que posteriormente tinha sua temperatura aumentada até que nova gota atingisse a superfície. Huelle associou essa instabilidade ao caráter oscilatório da região de transição, anteriormente observado por Zahn, Wedekind e Stoecker. Concluiu, também, que devido à capacidade

*) Existe uma controvérsia muito grande sobre o efeito da alimentação de refrigerante feita por cima, isto é, com o refrigerante se deslocando no sentido da gravidade, ou por baixo, na transferência de calor do evaporador. Uma conclusão definitiva ainda não foi obtida.

***) Nas suas experiências, Huelle utilizou um trocador de calor compacto, em que os fluidos eram ar e R-12. A eficiência de transferência de calor do trocador era avaliada pela diferença de temperaturas do ar na entrada e na saída.

térmica do tubo e das aletas, a temperatura na superfície do tubo, em locais fora da região de oscilação da interface, permanecia constante. Variações de vazão de refrigerante deslocavam a região de oscilação da interface, como tinham observado Wedekind e Stoecker [W1], [W2]. Assim, quando a vazão de refrigerante diminua, em relação ao valor máximo de que tratamos anteriormente, o sinal se torna estável, com um valor maior que o M.S.E., porém a eficiência do evaporador diminui. Essa diminuição se deve ao fato de a área de troca de calor ter um valor menor. Aumentando a carga térmica, Huelle observou que o M.S.E. aumenta e, portanto, para cada evaporador pode ser traçada uma curva da carga térmica em função do M.S.E., como se mostra na Fig. 1.3.1. A V.E.T. poderia, então, ser escolhida,

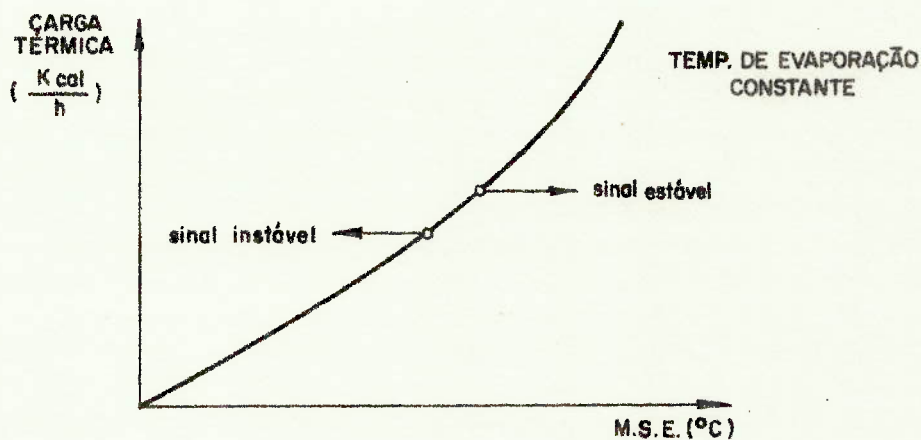


Fig. 1.3.1 - Curva M.S.E. de um evaporador.

de modo que, para um sinal igual ao M.S.E., fornecesse exatamente a vazão de refrigerante necessária para que o evaporador proporcionasse o mesmo sinal, M.S.E.. Se colocarmos em um diagrama a curva característica da V.E.T. e a curva M.S.E. do evaporador, o ponto de interseção corresponderá à condição acima, ponto A da Fig. 1.3.2*. Portanto, o critério de estabilidade estabelecido por Huelle pode ser enunciado como: "O sistema será estável se o sinal mandado à V.E.T. for maior ou igual ao M.S.E. do evaporador". Esse critério, porém, admite condições de regime permanente. Isto quer dizer que, se regularmos o sistema para fun-

*) Na curva característica da V.E.T. não foi considerado o efeito da histerese, pelo qual a válvula fornece vazões diferentes na abertura e no fechamento, para um mesmo sinal.

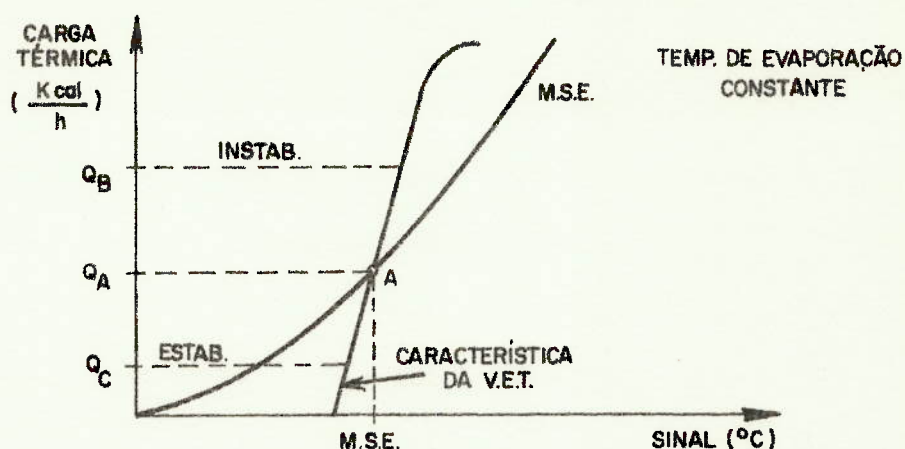


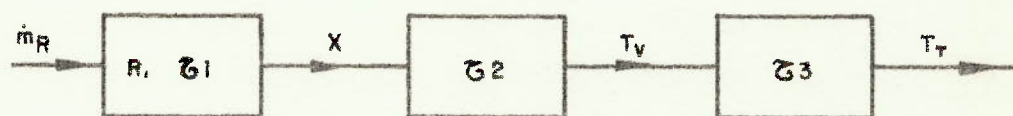
Fig. 1.3.2 - Curvas M.S.E. do evaporador e característica da V.E.T.

cionamento no ponto A da Fig. 1.3.2, para qualquer alteração - nas condições de operação teremos, ou instabilidade (por exemplo, para Q_B , Fig. 1.3.2) ou diminuição da eficiência do evaporador (por exemplo, Q_C , Fig. 1.3.2).

No Congresso do Instituto Internacional do Frio , realizado em Washington, 1971, foram publicados mais três trabalhos tratando do problema que nos propomos a abordar. O primeiro, de Duminil |D2|, é uma continuação do trabalho anterior |D1|, tratando da dinâmica da V.E.T.. O segundo, de Huelle - |H3|, é, também, uma continuação dos seus trabalhos anteriores |H1| , |H2|. Neste, trata-se da determinação do ponto A (Fig. 1.3.2), utilizando um computador digital. As curvas M.S.E. e característica da V.E.T. são dadas por funções monotônicas, sendo suas constantes determinadas experimentalmente. O terceiro trabalho, de autoria de Najork |N2|, aborda o problema da estabilidade do sistema evaporador - V.E.T. de maneira semelhante aquela recomendada por Stoecker |S8|. Após um tratamento rápido sobre a dinâmica da V.E.T., detem-se no comportamento dinâmico do evaporador, apresentando curvas da resposta do evaporador analisado. Najork estima algumas características do evaporador que proporcionariam funcionamento estável do sistema.

O último trabalho de que temos conhecimento, tratando da dinâmica do evaporador alimentado por V.E.T., foi de Stoecker e colaboradores, publicado em 1971, |S9|. Este trabalho, continuação do publicao em 1966, |W1|, |S8|, trata do com

portamento dinâmico de um evaporador real, com tubos de cobre e aletas de alumínio, sendo que o refrigerante, R-12, resfria ar, sem, contudo, haver condensação do vapor d'água deste sobre a superfície metálica do evaporador. Partindo de constatações experimentais, Stoecker propôs representar o evaporador, sob o ponto de vista de controle, por um retardamento e três elementos lineares de 1ª ordem, como se mostra na Fig.1.3.3. Verificou, ainda, que o efeito da alimentação por cima ou por baixo sobre a dinâmica do evaporador era desprezível.



\dot{m}_R = vazão em massa de refrigerante,

R = retardamento,

X = posição média da interface,

T_v = temperatura do refrigerante na região de fixação do sensor da V.E.T.,

T_T = temperatura da superfície externa no tubo na mesma região.

Fig.1.1.3 - Representação do evaporador em diagrama de bloco |S9|.

CAPÍTULO II

DESENVOLVIMENTO DO MODELO

2.1 - COMENTÁRIOS.

Creemos importante fazer algumas observações que vi rão elucidar, ã priori, o procedimento adotado para atingirmos o modelo matemático da dinâmica do evaporador. Essas observações são:

(a) O movimento da interface, em regime transitório, objetivo deste trabalho, é de difícil análise se levarmos em con ta o caráter aleatório de sua posição ao longo do evaporador, mes mo em condições de regime permanente $|W1|$, $|W2|$, $|Z1|$. O problema torna-se mais simples quando se trata de determinar o movimento da posição média da interface $|W2|$. Este será o procedimento ado tado neste trabalho. Assim, no que segue, nos referiremos ã in terface como sendo a posição média do fim de evaporação.

(b) A análise diferencial de um problema requer o conhecimento das leis de variação das grandezas físicas envolvi- das. Na Região 1, onde o escoamento é bifásico, ocorrem diversos regimes, tais, como ondulado, pistonado, anular, névoa, etc. Ca- da um deles apresentando características de transferência de ca- lor e de quantidade de movimento muito diferente dos demais. As- sim, uma análise diferencial exigiria:

- (1) conhecimento do regime de escoamento em cada se ção,
- (2) o conhecimento de onde e como se processa a

transição, de um para outro regime.

Infelizmente, conhece-se pouco sobre o assunto no momento |Z1|. Optamos, assim, pelo método integral para a obtenção da solução do problema. Esta, embora seja uma solução aproximada, fornece resultados satisfatórios, utilizando-se de uma análise - mais simples |A4|, |S2|.

(c) Wedekind e Stoecker |W1|, |W2| impuseram, no seu trabalho, as condições:

- (1) Fluxo de calor uniforme ao longo do evaporador.
- (2) Fluxo de calor constante durante o regime transitório.

Essas Condições não se verificam no caso de um evaporador real (ver discussão das referências |G5| e |W1|). Assim, elas são relaxadas neste trabalho no sentido de obter um modelo mais - próximo do caso real, como veremos na Seção 2.4.

2.2 - HIPÓTESES.

Nesta Seção apresentamos algumas hipóteses gerais, sobre as quais se fundamenta o nosso modelo. Hipóteses adicionais que, eventualmente, se façam necessárias serão apresentadas em ocasiões oportunas.

Essas hipóteses são:

(a) Admitiremos o evaporador como um trocador de calor compacto, com uma sã fileira de tubos na direção do escoamento do ar (ver Fig. 2.2.1a).

(b) Consideraremos o evaporador da hipótese (a) equivalente a um tubo reto aletado, como se mostra na Fig.2.2.1b. O comprimento (c) desse tubo será igual ao comprimento útil de tubo* do evaporador original. As aletas terão sua dimensão normal ao escoamento do ar igual à distância entre centros de tubos do evaporador original.

*) Denominamos de comprimento útil do evaporador ao comprimento de tubo aletado e, portanto, nos referimos à porção de tubo em contato com o ar que se deseja resfriar.

L = Comprim.do evaporador
 H = Altura do evaporador
 P = Profundidade

D_T = Distâncias entre centros
 de tubos
 N = Números de tubos
 $C = L \times N$

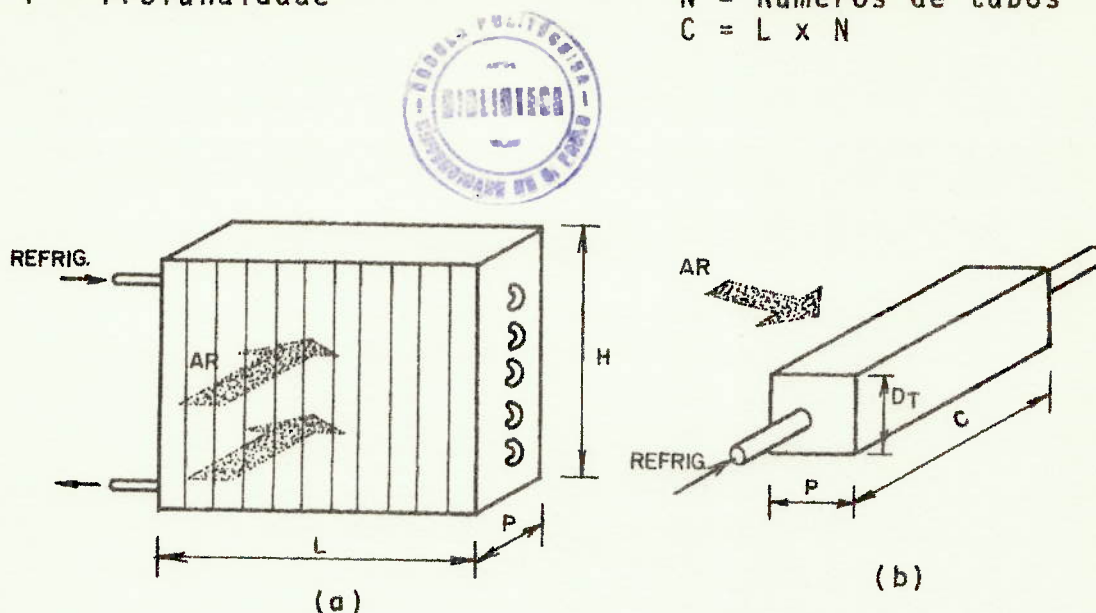


Fig. 2.2.1 - Trocador de calor considerado no modelo
 (a) Trocador de calor real a ser analisado.
 (b) Trocador de calor equivalente.

(c) O efeito das curvas e do trecho de tubo reto - não aletado será levado em consideração somente na capacidade - térmica do sistema. Além disso admitiremos que a troca de calor nessas regiões seja desprezível.

(d) Embora na Fig. 2.2.1a indiquemos a alimentação do refrigerante sendo feita por cima, isto não implica que esta seja uma condição imposta. No presente trabalho admitiremos desprezíveis os efeitos gravitacionais.

(e) No evaporador original, a presença das curvas faz com que, no início de cada trecho horizontal, não tenhamos um regime plenamente estabelecido. Trabalhando com evaporadores de material transparente, Zahn [Z1], [Z2] observou que o efeito das curvas, no trecho reto que se segue, era pronunciado até um título do refrigerante na seção de aproximadamente 70%. Zahn observou, ainda, que o comprimento de entrada em cada trecho horizontal, nas condições do seu ensaio, era, na maioria dos casos, menor que 10 diâmetros. Neste trabalho admitiremos desprezíveis tais efeitos.

(f) No escoamento bifásico de um fluido em um tubo, para títulos maiores que 20%, a temperatura média de mistura em uma seção é levemente maior que a temperatura de saturação correspondente à pressão reinante naquela seção. A diferença entre

essas temperaturas é tanto menor quanto maior for o título - $|G3|$. Em evaporadores frigoríficos os títulos são, normalmente, maiores que 20% e, portanto, se justifica admitir desprezível a diferença entre a temperatura média de mistura e a de saturação em cada seção.

(g) No escoamento bifásico de um fluido, a pressão diminui no sentido do escoamento devido às forças de atrito, à variação da quantidade de movimento do fluido e, eventualmente, devido ao aumento de sua energia potencial (caso o tubo não seja horizontal). Essa diminuição de pressão ocasiona uma diminuição na temperatura de saturação (desde que se admita equilíbrio termodinâmico). No presente trabalho, admitiremos a perda de carga desprezível, ficando, então, a pressão uniforme em todo o evaporador. Logo, a temperatura de saturação será uniforme em toda a região onde ocorre escoamento bifásico. Além disso, essa temperatura permanecerá constante durante o regime transitório.

(h) O título do refrigerante na entrada do evaporador será mantido constante, inclusive nos períodos de regime transitório.

(i) O coeficiente de transmissão de calor entre o refrigerante e a superfície interna do tubo será considerado uniforme ao longo de todo o evaporador, durante o regime permanente. Quando houver alguma perturbação e o sistema (evaporador) assumir uma nova condição de regime permanente, o coeficiente de transmissão de calor variará, mantendo-se uniforme na região bifásica, até o valor correspondente à nova condição de regime permanente.

(j) O coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante variará exponencialmente entre a condição de regime permanente inicial e a final, que se estabelece após o regime transitório. A constante de tempo da variação do coeficiente de transmissão de calor será igual à constante de tempo do sistema.

(k) O ar, ao passar pelo evaporador, o faz com pressões próximas à atmosférica. Nessas condições o ar se comporta como um gás perfeito.

(l) O ar incide sobre o evaporador com uma temperatura uniforme. Se houver um aumento na temperatura do ar que entra no evaporador, esse aumento ocorrerá de maneira uniforme.

(m) Os calores específicos, a pressão e volume constante do ar, bem como sua viscosidade dinâmica e condutibilidade térmica serão admitidos constantes.

(n) A vazão em massa do ar será admitida constante.

(o) As propriedades físicas do material do tubo e das aletas serão admitidas constantes.

(p) Admitiremos que a temperatura do tubo não varia na direção radial, bem como na circunferência.

(q) O fluxo de calor nas extremidade das aletas será considerado desprezível.

2.3 - COEFICIENTE DE TRANSMISSÃO DE CALOR EM ESCOAMENTO BIFÁSICO.

A hipótese (j), da Seção 2.2, trata do comportamento do coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante. Uma vez que o assunto apresenta razoável complexidade, além de ser importante no desenvolvimento do modelo, e, no intuito de melhor situar a hipótese feita em relação ao problema real, cremos importante fazer alguns comentários, neste ponto, sobre o coeficiente de transmissão de calor em um escoamento bifásico.

A hipótese (j) foi estabelecida no intuito de simplificar um problema de razoável complexidade, como é o da determinação do coeficiente de transmissão de calor para o escoamento bifásico de um fluido em dutos. Na realidade, para as condições reinantes na maioria dos evaporadores frigoríficos (títulos do refrigerante na entrada do evaporador da ordem de 20%, pequenas diferenças entre a temperatura da superfície interna do tubo e do refrigerante e escoamento horizontal), o coeficiente de transmissão de calor varia com o título do refrigerante de acordo com as curvas mostradas na Figura 2.3.1. Essas curvas corroboram o trabalho publicado por

Wørsoe-Schmidt [W4], [W5]. Verifica-se que, para vazões específicas baixas (menores que 10^5 lbm/hr ft² ($4,88 \times 10^5$ kg/hr m²)), o coeficiente de transmissão de calor é praticamente uniforme ao longo do evaporador. Para essas vazões a fase líquida tende a se acumular no fundo do tubo. Os regimes ondulado e estratificado predominam. Eventualmente pode ocorrer o regime pistonado. Nas regiões finais do evaporador ocorre o escoamento em forma de névoa, onde o vapor, a alta velocidade, carrega gotículas de líquido dispersas e ocorre uma queda no coeficiente de transmissão de calor. Para vazões específicas maiores, o escoamento é ondulado ou estratificado nas regiões iniciais do evaporador e posteriormente ocorre a transição para o escoamento anular. Neste, o líquido molha toda a superfície do tubo e o vapor escoava com alta velocidade no centro. No regime anular, o vapor tende a acelerar a camada de líquido, au

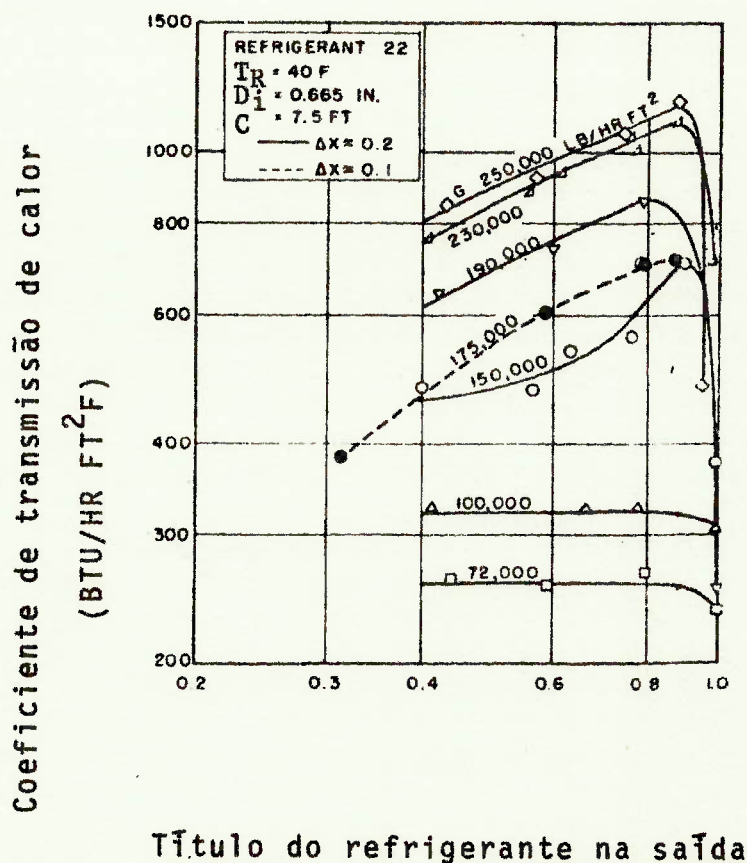


Fig. 2.3.1 - Variação do coeficiente de transmissão de calor do refrigerante com o título [A2].

mentando a turbulência nesta. Daí, o aumento do coeficiente de transmissão de calor observado na Fig. 2.3.1, bem como o aumento na taxa de evaporação. Para as condições especificadas anteriormente é de se esperar pequena influência da ebulição nucleada |A2|, |Z1|, |W4|. A queda brusca do coeficiente de transmissão de calor observada, para títulos superiores a 90%, se deve, provavelmente, à transição do escoamento anular para o escoamento em forma de névoa.

No nosso problema não tentaremos a determinação do coeficiente de transmissão de calor local, mas será determinado um valor médio, estendido a todo o evaporador. Fórmulas empíricas para a determinação do coeficiente de transmissão de calor local, aplicáveis a situações físicas bem definidas, podem ser encontradas na literatura |T1| (uma discussão dos trabalhos de diversos autores pode ser encontrada em |G3|, |G4| e |G5|). Porém, raros são os trabalhos que tratam do coeficiente de transmissão de calor médio, pela complexidade que tal tratamento apresenta. Em 1955, Bo Pierre publicou os resultados de sua pesquisa, relacionada com a transferência de calor na mudança de fase de alguns refrigerantes comuns (R-12 e R-22). Esses resultados foram analisados por Altman e colaboradores |A1| (ver também referência |D2|) e podem ser resumidos em duas fórmulas empíricas que dão o coeficiente de transmissão de calor médio para um escoamento bifásico. Essas fórmulas são as seguintes:

(1) Para título na saída menor que 0,9:

$$\frac{h_m D_i}{K_L} = 0,0009 [(Re_L)^2 \cdot K_f]^{0,5} \quad (2.3.1)$$

(2) Para vapor superaquecido na saída (6°C de superaquecimento):

$$\frac{h_m D_i}{K_L} = 0,0082 [(Re_L)^2 K_f]^{0,4} \quad (2.3.2)$$

onde:

$$K_f = \frac{\Delta X \cdot i_{LV}}{C \cdot g}$$

Ambas as fórmulas são válidas para $10^9 < (Re_L)^2 \cdot K_f < 0,6 \times 10^{12}$ e para títulos na entrada maiores que 15%. Uma discussão mais detalhada das condições para as quais são aplicáveis as fórmulas de Bo Pierre pode ser encontrada na referência [A1] e [K3].

Embora a Eq. 2.3.1 seja aplicável para títulos na saída menores que 90%, Altman e colaboradores [A1] verificaram que a Eq. (2.3.1) correlaciona razoavelmente bem os resultados experimentais até a evaporação total (título 100% na saída) como mostra a Fig. 2.3.2. Johnston e Chaddock [J1] fizeram levantamento semelhante e concluíram que a Eq. (2.3.1) poderia ser aplicada para evaporação completa com precisão de $\pm 30\%$. Armstrong [A3] recomenda essa mesma equação para evaporação completa, mudando levemente o valor do coeficiente numérico para 0,00085 (diferença de 5,56% do valor da Eq. (2.3.1)).

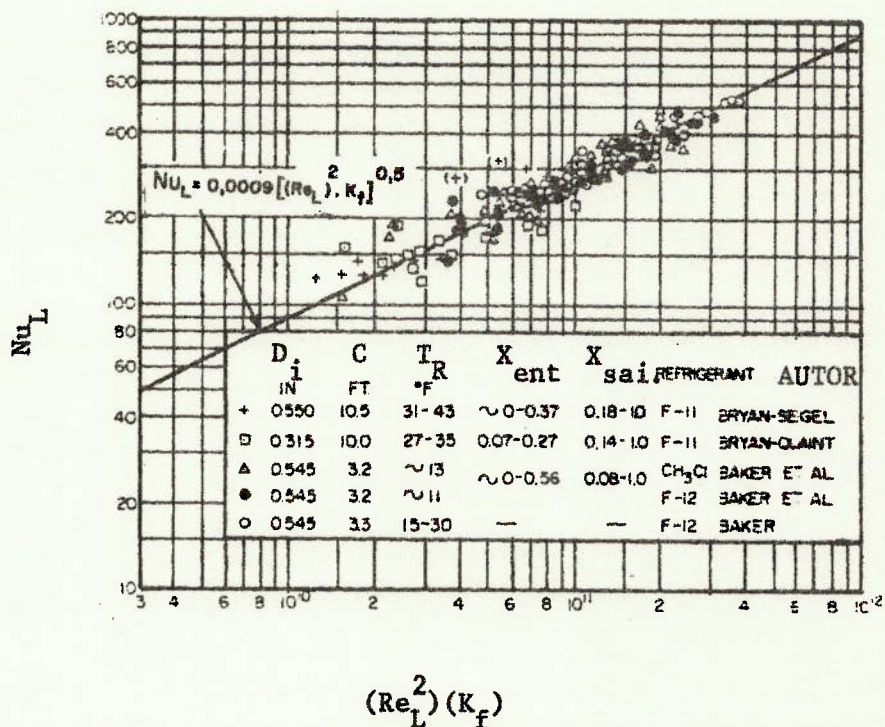


Fig. 2.3.2 - Relação entre a Eq. (2.3.1) e os resultados experimentais de outros pesquisadores [A1].

A última observação a respeito das fórmulas de Bo Pierre é que elas prevêm o coeficiente de transmissão de calor médio (extendido a todo o evaporador, onde teríamos títulos de 20% a 100%) com razoável precisão [A2]. Todavia, elas dariam - maus resultados se aplicadas ao caso em que o título do escoamento

mento sofre uma variação de, por exemplo, 20% (quando teríamos um coeficiente de transmissão de calor semi-local). Neste caso dariam o mesmo resultado, quer a variação fosse de um título - de 40% até um de 60%, quer fosse de 60% até 80%. Isso pode não corresponder à realidade, como se verifica na Fig. 2.3.1, para vazões específicas elevadas.

No nosso trabalho, o coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante, admitido uniforme na região bifásica (hipótese (j)), será calculado pela Eq. (2.3.1) de Bo Pierre, que nos dá o coeficiente médio, em regime permanente. Este é maior (uma ordem de grandeza) que o coeficiente de transmissão de calor do vapor superaquecido. Nessas condições, teríamos uma descontinuidade no valor do coeficiente de transmissão de calor ao longo do evaporador, como mostra a Figura - 2.3.3a. Para eliminar essa descontinuidade admitiremos que o coeficiente de transmissão de calor varie exponencialmente desde o valor da região bifásica até o do vapor superaquecido (ver

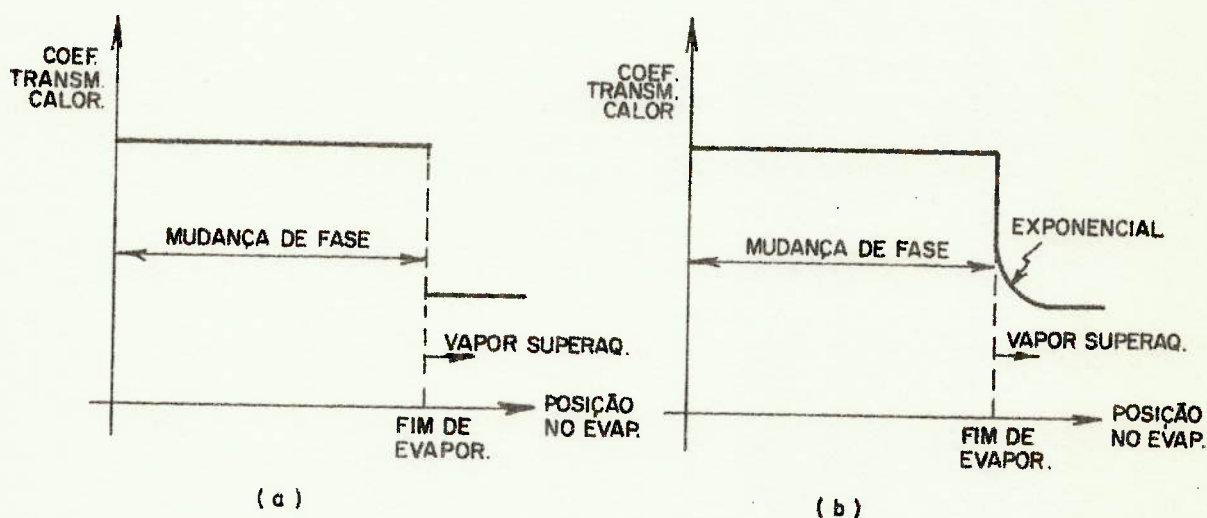


Fig. 2.3.3 - Variação do coeficiente de transmissão de calor.
 (a) Descontinuidade
 (b) Variação exponencial entre h_R e h_{VS} .

Fig. 2.3.3b). O coeficiente de transmissão de calor do vapor - superaquecido pode ser calculado, com boa precisão, pela fórmula $|A|$:

$$\frac{h_{VS} D_i}{K_V} = 0,021 [Re_V]^{0,8} [Pr_V]^{0,4} \quad (2.3.3)$$

Na equação acima, as propriedades físicas do vapor são aquelas do vapor saturado seco.

Um último comentário, relacionado com o fato de termos admitido o coeficiente de transmissão de calor do refrigerante uniforme na região bifásica, diz respeito à temperatura do tubo. Como a temperatura do ar incidente é uniforme e o coeficiente de transmissão de calor no lado do ar muito menor que no lado do refrigerante, a temperatura do tubo dependerá do coeficiente de transmissão de calor do refrigerante e de sua temperatura, que, neste modelo, permanecem uniformes na região de mudança de fase. Nessas condições a temperatura do tubo será uniforme nessa região, como se mostra na Fig. 2.3.4, em regime permanente.

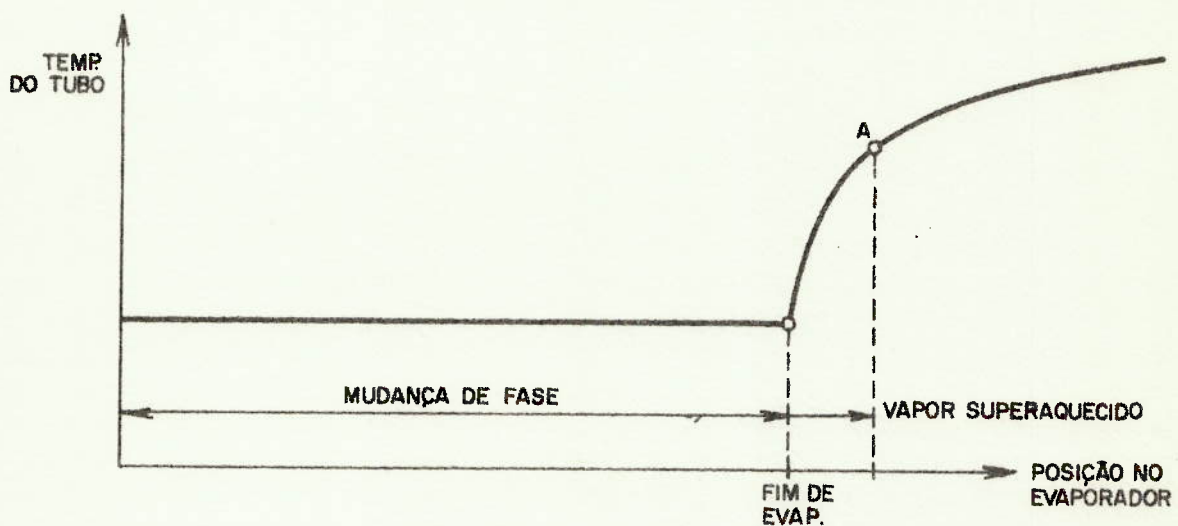


Fig. 2.3.4 - Variação da temperatura do tubo, segundo o modelo adotado no presente trabalho, em regime permanente.

O ponto A da Fig. 2.3.4 corresponde à posição onde o coeficiente de transmissão de calor assume o valor daquele do vapor superaquecido (determinado a partir da variação do coeficiente de transmissão de calor, admitida exponencial).

2.4 - DESENVOLVIMENTO DO MODELO.

Consideremos que o evaporador, especificado nas hipóteses (a) e (b), sofra uma perturbação:

- (1) na vazão de refrigerante, ou
- (2) na temperatura do ar incidente.

Em consequência, a interface sofrerá um deslocamento, até atingir a nova posição de regime permanente. Para determinar a lei de variação da posição da interface, deveremos considerar os seguintes volumes de controle:

V.C.1 - volume de controle envolvendo o refrigerante, desde a entrada do evaporador até a interface (ver figura 2.4.1).

V.C.2 - volume de controle envolvendo o tubo e as aletas, excluindo o refrigerante e o ar, com os mesmos limites do V.C.1 (na direção z).

V.C.3 - volume de controle envolvendo o ar, desde a seção de entrada no evaporador até a seção de saída, sendo limitado, na direção do escoamento do refrigerante, como os volumes de controle anteriores (ver Fig. 2.4.1).

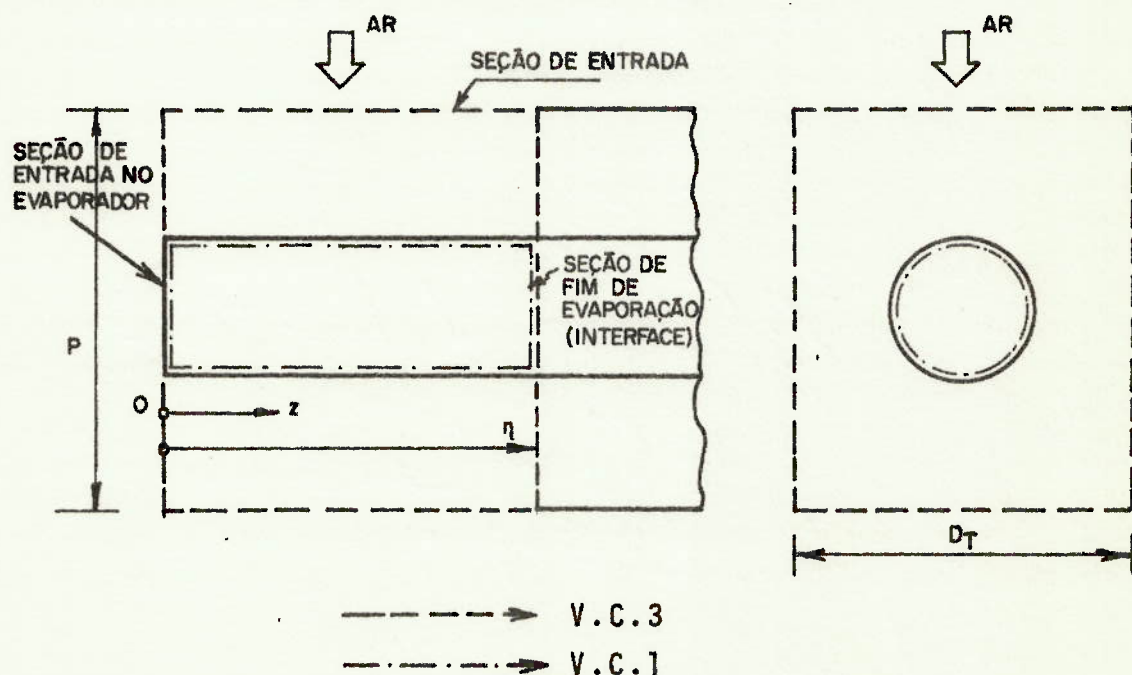


Fig. 2.4.1 - Representação esquemática do evaporador, mostrando os volumes de controle 1 e 3.

A Fig. 2.4.1 mostra o V.C.1, o V.C.3 e o sistema - de coordenadas adotado. Como a interface se desloca até uma nova posição, os volumes de controle considerados deformar-se-ão com o tempo acompanhando a interface. No instante considerado na Fig. 2.4.1, a interface encontra-se a uma distância η da seção de entrada do evaporador.

A Equação da Continuidade, aplicada a um volume de controle, pode ser escrita como:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho dV + \int_{SC} \rho \vec{v}_r \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.4.1)$$

O 1º Princípio da Termodinâmica, por sua vez, escreve-se como:

$$\dot{Q}_{VC} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho \left(u + \frac{v^2}{2} + g^* \right) dV + \int_{SC} \rho \left(i + \frac{v^2}{2} + g^* \right) \vec{v}_r \cdot \vec{n} dS + \dot{W}_{VC} \quad (2.4.2)$$

onde g^* é a energia potencial por unidade de massa (termo da potência das forças de campo). Pela hipótese (d), o termo de energia potencial é nulo. Além disso, admitiremos que a parcela de vido ã energia cinética é desprezível em face do valor de energia interna e da entalpia. Nessas condições, a Eq.(2.4.2) ficará:

$$\dot{Q}_{VC} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho u dV + \int_{SC} \rho i \vec{v}_r \cdot \vec{n} dS + \dot{W}_{VC} \quad (2.4.3)$$

A seguir aplicaremos a Eq. (2.4.1) e Eq. (2.4.3) - aos volumes de controle definidos anteriormente.

2.4.1 - EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE E 1º PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA APLICADOS AO V.C.1

(a) Analisaremos cada um dos termos da Eq. (2.4.1), baseados nas Figs. 2.4.1 e Fig. 2.4.1:1:

$$\begin{aligned}
 \text{i)} \quad \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho dV &= \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L A_L + \rho_V A_V) dz = \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} [\rho_L (1-\alpha) + \rho_V \alpha] A_t dz = \\
 &= \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L + \rho_{LV} \alpha) A_t dz \quad (2.4.1.1)
 \end{aligned}$$

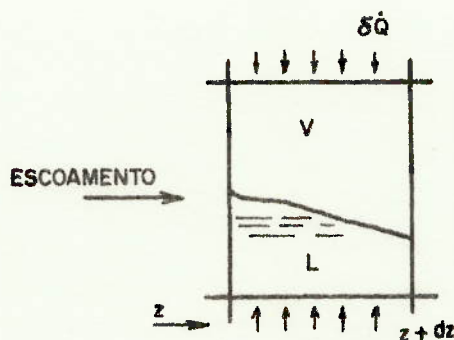


Fig. 2.4.1.1 - Elemento de volume do escoamento bifásico.

$$\text{ii)} \quad \int_{SC} \rho \vec{v}_r \times \vec{n} dS = \int_{SC} \rho v_r dS = (\dot{m}_R)_{z=n} - (\dot{m}_R)_{z=0} \quad (2.4.1.2)$$

Substituindo as Eqs. (2.4.1.1) e (2.4.1.2) na Eq. (2.4.1), teremos:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L + \alpha \rho_{LV}) A_t dz = \dot{m}_R(t) - (\dot{m}_R)_{z=0} \quad (2.4.1.3)$$

b) Analisando cada um dos termos da Eq.(2.4.3), teremos:

$$\text{i)} \quad \dot{Q}_{VC} = \int_0^{n(t)} \pi D_i h_R (T_T - T_R) dz$$

Das hipóteses (i) e (j) resulta:

$$\dot{Q}_{VC} = \pi D_i h_R(t) \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz \quad (2.4.1.4)$$

$$\begin{aligned}
 \text{ii)} \quad \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho u dV &= \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L A_L u_L + \rho_V A_V u_V) dz = \\
 &= \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} [(\rho_L i_L - p_R + (\rho_V i_V - \rho_L i_L) \alpha)] A_t dz
 \end{aligned}
 \tag{2.4.1.5}$$

$$\text{iii)} \quad \int_{SC} \rho i \vec{v}_r \times \vec{n} dS = (\dot{m}_R)_{z=n} i_V - (i_L + x_0 i_{LV}) \dot{m}_R(t)
 \tag{2.4.1.6}$$

Substituindo a Eq. (2.4.1.3) na Eq. (2.4.1.6):

$$\int_{SC} \rho i \vec{v}_r \times \vec{n} dS = \dot{m}_R(t) i_{LV} (1 - x_0) - \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L i_V + i_V \alpha \rho_{LV}) A_t dz
 \tag{2.4.1.7}$$

$$\dot{W}_{VC} = p \frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} p_R A_t dz
 \tag{2.4.1.8}$$

Substituindo as equações (2.4.1.4), (2.4.1.5), (2.4.1.7) e (2.4.1.8) na Eq. (2.4.3), teremos:

$$\begin{aligned}
 \Pi D_i h_R(t) \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz &= \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} [\rho_L i_L - p_R + (\rho_V i_V - \rho_L i_L) \alpha] A_t dz + \\
 &+ \dot{m}_R(t) i_{LV} (1 - x_0) - \\
 &- \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (\rho_L i_V + i_V \alpha \rho_{LV}) A_t dz + \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} p_R A_t dz \dots
 \end{aligned}$$

$$\Pi D_i h_R(t) \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz + \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} \rho_L i_{LV} A_t (1 - \alpha) dz = \dot{m}_R(t) i_{LV} (1 - x_0)$$

Como a temperatura de evaporação permanece constante e o tubo tem seção constante, resulta:

$$\pi D_i h_R(t) \int_0^{\eta(t)} (T_T - T_R) dz + \rho_L i_{LV} A_t \frac{d}{dt} \int_0^{\eta(t)} (1-\alpha) dz = \dot{m}_R(t) i_{LV} (1 - x_0), \quad (2.4.1.9)$$

onde $\alpha = \alpha(z, t)$

As pesquisas relacionadas com o coeficiente de vazio (ver Apêndice A) são feitas admitindo condições de regime permanente. Estas, porém, são para situações físicas bem definidas. Assim, levando em conta o fato de as informações disponíveis sobre o coeficiente de vazio serem muito restritas, introduziremos uma hipótese complementar, visando simplificar a análise. Assim, admitiremos que os perfis de α apresentam similaridade, de modo que podemos definir uma função ξ :

$$\xi = \frac{z}{\eta(t)}, \quad (2.4.1.10)$$

tal que $\alpha = \alpha(\xi)$. Wedekind e Stoecker [W2] admitiram a similaridade dos perfis do coeficiente de vazio no seu modelo e chegaram a resultados aceitáveis, mesmo para perturbações na vazão de refrigerante da ordem de 20 %. Nessas condições teremos:

$$\int_0^{\eta(t)} \alpha dz = \eta(t) \int_0^1 \alpha(\xi) d\xi \quad (2.4.1.11)$$

A integral do 2º membro da Eq.(2.4.1.11) tem os seus extremos de integração definidos e portanto independe do tempo. Se definirmos o coeficiente de vazio médio no evaporador como:

$$\alpha_m = \frac{1}{\eta(t)} \int_0^{\eta(t)} \alpha(z, t) dz \quad (2.4.1.12)$$

Admitindo válida a hipótese de similaridade, teremos:

$$\alpha_m = \int_0^1 \alpha(\xi) d\xi = \text{CONSTANTE.} \quad (2.4.1.13)$$

Substituindo a Eq. (2.4.1.12) na Eq. (2.4.1.11), resulta:

$$\int_0^{n(t)} \alpha dz = \alpha_m n(t) \quad (2.4.1.14)$$

Logo, o 2º termo do 1º membro da Eq. (2.4.1.9) pode ser escrito como:

$$\rho_L i_{LV} A_t \frac{d}{dt} [n(t) - n(t)\alpha_m] = \rho_L i_{LV} A_t (1 - \alpha_m) \frac{dn(t)}{dt}$$

Substituindo-se esta expressão na Eq. (2.4.1.9),

$$\pi D_i h_R(t) \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz + \rho_L i_{LV} A_t (1 - \alpha_m) \frac{dn(t)}{dt} = \dot{m}_R(t) i_{LV} (1 - x_0) \quad (2.4.1.15)$$

Dividindo a Eq. (2.4.1.14) por $\pi D_i h_R(t)$, e chamando de:

$$C_1(t) = \frac{\rho_L i_{LV} A_t (1 - \alpha_m)}{\pi D_i h_R(t)}$$

$$C_2(t) = \frac{i_{LV} (1 - x_0)}{\pi D_i h_R(t)},$$

resulta:

$$\int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz + C_1 \frac{dn(t)}{dt} = C_2 \dot{m}_R(t) \quad (2.4.1.16)$$

Observe-se que C_1 e C_2 são relações entre capacidades térmicas (expressas pela quantidade de líquido a evaporar) e o calor trocado na superfície, por unidade de comprimento de tubo.

2.4.2 - EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE E 1º PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA APLICADOS AO V.C.2.

O V.C.2 envolve o tubo e as aletas até a seção de fim de evaporação, excluindo-se o ar e o refrigerante. Um corte transversal do evaporador (que coincide com o corte do V.C.2), mostrando dimensões e direção do escoamento do ar é apresentado na Fig. 2.4.2.1.

Consideremos a Eq.(2.4.3) e analisemos cada um de seus termos aplicado ao V.C.2.

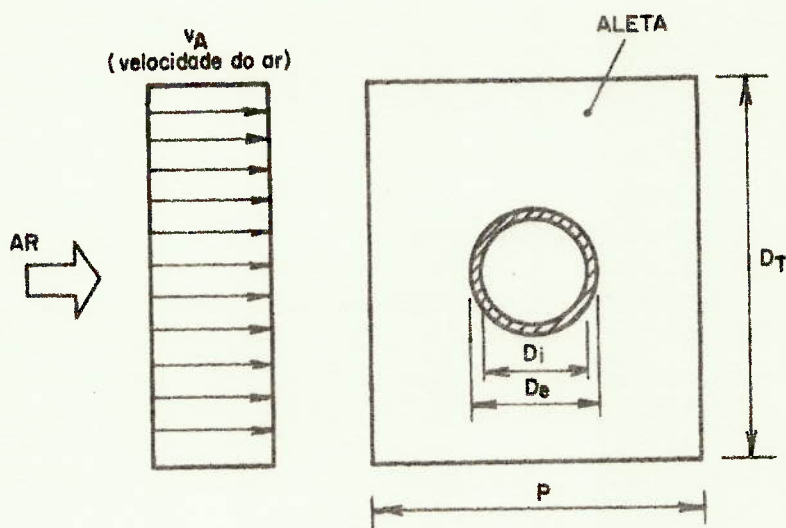


Fig. 2.4.2.1 - Corte transversal do evaporador.

$$1) \quad \dot{Q}_{VC} = \int_0^{\eta} Au\epsilon h_A (T_A - T_T) dz - \int_0^{\eta} \pi D_i h_R (T_T - T_R) dz, \quad (2.4.2.1)$$

$$\text{onde } T_A = \frac{T_{As} + T_{Ae}}{2}$$

o coeficiente de transmissão de calor no lado do ar é uniforme, em cada instante, ao longo de todo o evaporador. Em princípio admitiremos que seja função do tempo, deixando uma discussão mais detalhada para as seções seguintes. Nessas condições a Eq. (2.4.2.1), ficará:

$$\dot{Q}_{VC} = Au\epsilon h_A \int_0^{\eta} (T_A - T_T) dz - \pi D_i h_R \int_0^{\eta} (T_T - T_R) dz \quad (2.4.2.2)$$

ii) Consideremos, agora, a integral do 1º termo do 2º membro da Eq. 2.4.3:

$$\begin{aligned} \int_{VC} \rho u dV &= \int_{VC} \rho_T u_T dV + \int_{VC} \rho_{AL} u_{AL} dV = \int_{VC} \rho_T c_T (T_T - T_R) dV + \\ &+ \int_{VC} \rho_{AL} c_{AL} (T_{AL} - T_R) dV = \rho_T c_T \int_{VC} (T_T - T_R) dV + \\ &+ \rho_{AL} c_{AL} \sum_{K=1}^n V_{AL} (T_{AL} - T_R)_K \end{aligned} \quad (2.4.2.3)$$

Onde: $T_{AL} = \frac{1}{V_{AL}} \int_{V_{AL}} (T_{AL} - T_R) dV =$ temperatura média da

aleta.

$n = n^\circ$ de aletas abrangido pelo V.C.2.

Devemos observar que a energia interna do material do tubo e das aletas foi calculada admitindo temperatura de referência (aquela em que a energia interna é admitida - nula) igual à temperatura de evaporação do refrigerante (admitida constante).

A fim de simplificar a Eq. (2.4.2.3), vamos adotar o procedimento seguinte:

$$\int_{VC} \rho u dV = \int_{VC} \rho c (T_T - T_R) dV = \int_0^{n(t)} \rho c \cdot V_u (T_T - T_R) dz, \quad (2.4.2.4)$$

onde: $V_u =$ volume (tubo + aleta) por unidade de comprimento. O que fizemos na Eq. (2.4.2.4) é admitir um tubo liso, com volume por unidade de comprimento igual ao volume por unidade de comprimento do tubo do evaporador a crescido do das aletas, cujo volume é admitido uniforme mente distribuído pelo tubo do evaporador. Vejamos agora, qual deve ser o valor do produto $\rho c V_u$, que faremos igual a C_u . Igualando as equações (2.4.2.3) e (2.4.2.4), teremos:

$$Cu \int_0^n (T_T - T_R) dz = \rho_T c_T \int_0^n Vu_T (T_T - T_R) dz + \rho_{AL} c_{AL} \sum_{K=1}^n V_{AL} (T_{AL} - T_R)_K$$

$$\therefore Cu = \rho_T c_T Vu_T + \frac{\rho_{AL} c_{AL} \sum_{K=1}^n V_{AL} (\bar{T}_{AL} - T_R)_K}{\int_0^n (T_T - T_R) dz} \quad (2.4.2.5)$$

Transformando a Eq. (2.4.2.5), resulta:

$$Cu = \rho_T c_T Vu_T + \rho_{AL} c_{AL} Vu_{AL} \cdot \frac{(\bar{T}_{AL} - T_R)_{\text{m\u00e9dio}}}{(T_T - T_R)_{\text{m\u00e9dio}}} \quad (2.4.2.6)$$

onde:

$$(\bar{T}_{AL} - T_R)_{\text{m\u00e9dio}} = \frac{\sum_{K=1}^n (\bar{T}_{AL} - T_R)_K}{n} = f_1(t)$$

$$(T_T - T_R)_{\text{m\u00e9dio}} = \frac{1}{n(t)} \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz = f_2(t)$$

A express\u00e3o de Cu , Eq. (2.4.2.6), \u00e9 de dif\u00edcil avalia\u00e7\u00e3o em cada instante, uma vez que, para isso, dever\u00edamos conhecer o comportamento din\u00e2mico das aletas, o que introduziria uma complexidade consider\u00e1vel ao problema. Uma primeira aproxima\u00e7\u00e3o, razo\u00e1vel, se levarmos em conta o fato de que as aletas s\u00e3o de material bom condutor e que o coeficiente de transmiss\u00e3o de calor no lado do ar \u00e9 pequeno, seria fazer $f_1(t)/f_2(t) = 1$. Essa hip\u00f3tese equivaleria a admitir que a temperatura das aletas \u00e9 igual \u00e0 do tubo, em cada instante, para fins de avalia\u00e7\u00e3o de Cu . Admitindo v\u00e1lida essa hip\u00f3tese, teremos:

$$Cu = \rho_T c_T Vu_T + \rho_{AL} c_{AL} Vu_{AL} = \text{CONSTANTE} \quad (2.4.2.7)$$

Desse modo o 1\u00b0 termo do 2\u00b0 membro da Eq. (2.4.3) ficar\u00e1:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho u dV = C_u \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz \quad (2.4.2.8)$$

iii) Como estamos tratando de um sólido que tem estado de tensão nulo (por hipótese), o termo devido à potência das forças externas de equação do 1º Princípio da Termodinâmica, (Eq. (2.4.3)), é nulo, bem como:

$$\int_{SC} \rho i \vec{v}_r \times \vec{n} dS = \int_{SC} \rho u \vec{v}_r \times \vec{n} dS \quad (2.4.2.9)$$

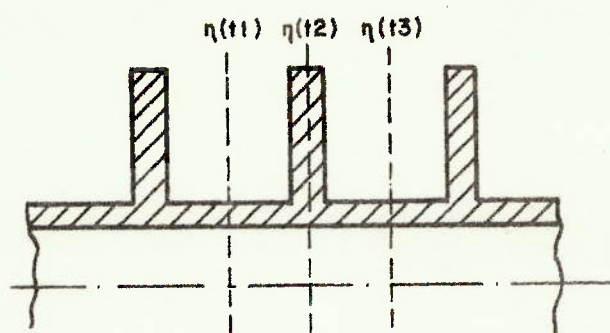
A velocidade relativa, no presente caso, é dada pelo movimento da interface, uma vez que o tubo é fixo em relação a um referencial inercial e a SC. se move acompanhando a interface. Nessas condições, teremos:

$$\vec{v}_r = - \frac{dn(t)}{dt} \vec{n} \quad (2.4.2.10)$$

Logo,

$$\int_{SC} \rho u \vec{v}_r \times \vec{n} dS = - \int_{SC} \rho c (T_T - T_R) \frac{dn}{dt} ds \quad (2.4.2.11)$$

Na seção do V.C.2, correspondendo à interface, até onde se estende a integral acima, ora teremos somente tubo, ora tubo + aleta, como mostramos na Fig. 2.4.2.2. Admitiremos, como fizemos anteriormente, que o volume das aletas se distribue uniformemente pelo tubo. Isso equivaleria a termos um tubo liso de volume por unidade de comprimento, V_u , tal que:



$n(t_1)$, $n(t_2)$ e $n(t_3)$ são as posições da interface (e, portanto, da SC. 2) em instantes sucessivos.

Fig. 2.4.2.2 - Posição da SC 2 em instantes sucessivos

$$Vu = Vu_T + Vu_{AL} \quad (2.4.2.12)$$

Nessas condições a (2.4.2.11) ficará:

$$\int_{SC} \rho u v_r \times dS = - Cu(T_T - T_R) \frac{dn(t)}{dt}, \quad (2.4.2.13)$$

onde Cu é definido na Eq. (2.4.2.7). Neste caso admitimos que a temperatura da aleta, em $z = n$, era igual à do tubo.

Levando as equações (2.4.2.2), (2.4.2.8) e (2.4.2.13) na Eq. (2.4.3), teremos:

$$\frac{Au \epsilon h_A}{Cu} \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz - \frac{\pi D_i h_R}{Cu} \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz = \frac{d}{dt} \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz - (T_T - T_R) \frac{dn(t)}{dt} \quad (2.4.2.14)$$

2.4.3 - EQUAÇÃO DA CONTINUIDADE E 1º PRINCÍPIO DA TERMODINÂMICA APLICADOS AO V.C.3.

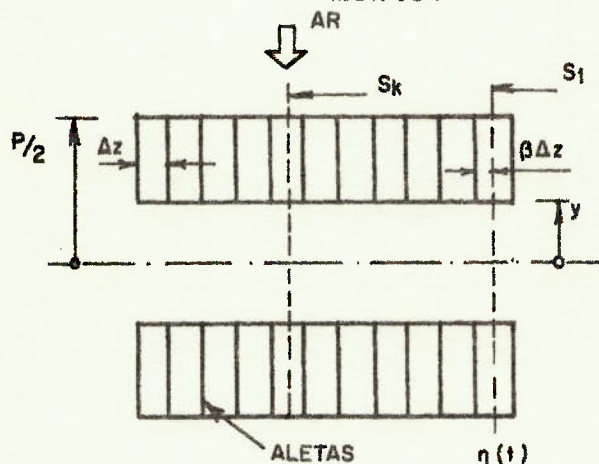
Como fizemos nos casos anteriores, vamos desenvolver cada um dos termos da Eq. (2.4.3).

$$i) \quad \dot{Q}_{VC} = - Au \epsilon h_A \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz \quad (2.4.3.1)$$

Os termos da Eq. (2.4.3.1) já foram comentados anteriormente.

Neste ponto cremos importantes alguns comentários, que simplificarão a análise que faremos a seguir:

- (1) Nos espaços entre as aletas a temperatura do ar variará somente na direção de escoamento do ar e com o tempo.
- (2) A pressão do ar não variará com o tempo.
- (3) A pressão do ar só variará na direção do escoamento.



$$0 < \beta < 1$$

Δz = espaço entre as aletas

S_1 = região da SC.3 paralela à direção de escoamento do ar, em $z = \eta$.

Fig. 2.4.3.1 - Especificações do VC. 3

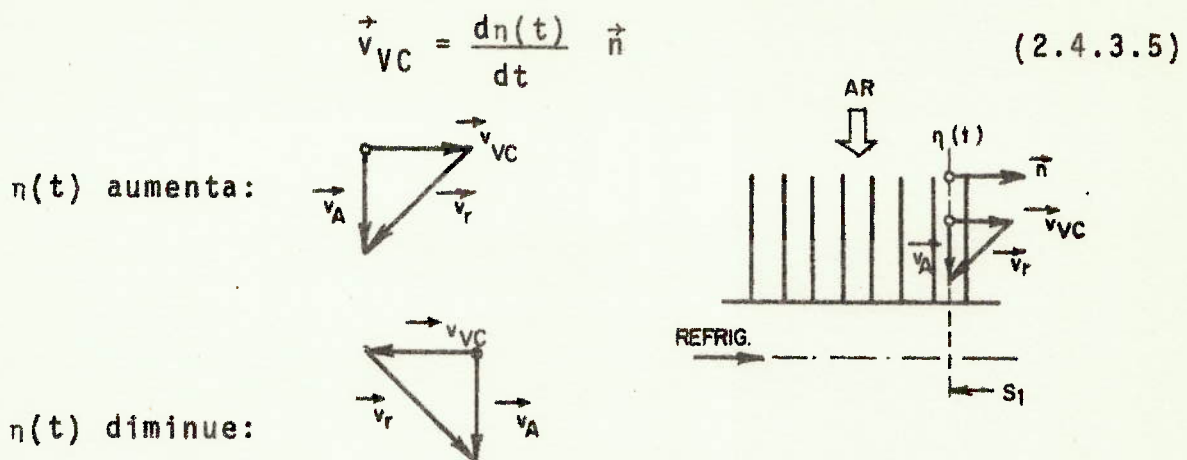
Levando em conta os comentários acima, voltemos aos termos da Equação do 1º Princípio da Termodinâmica, Eq.(2.4.3).

$$ii) \quad \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho u dV = \frac{d}{dt} \int_{VC} (\rho i - p) dV \quad (2.4.3.2)$$

$$iii) \quad \int_{SC} \rho i \vec{v}_r \cdot \vec{n} dS = - \dot{m} u_A \cdot c_{pA} \int_0^{\eta(t)} (T_{Ae} - T_{As}) dz + M \quad (2.4.3.3)$$

A parcela M da Eq. 2.4.3.3 aparece pelo fato do V.C.3 se deslocar acompanhando a interface (ver Fig.2.4.3.2). Assim, na seção S_1 , teremos:

$$\vec{v}_r = \vec{v}_A - \vec{v}_{VC} \quad (2.4.3.4)$$

Fig. 2.4.3.2 - Diagramas de velocidade na região S_1

$$\vec{v}_r \times \vec{n} = [\vec{v}_A - \frac{dn(t)}{dt} \vec{n}] \times \vec{n} = - \frac{dn(t)}{dt} \quad (2.4.3.6)$$

Logo,

$$M = - \int_{S_1} \rho i \frac{dn(t)}{dt} dS = - \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} \rho_n i_n dS \quad (2.4.3.7)$$

Como S_1 é a seção paralela ao escoamento do ar da SC 3 em $z=n$, representamos ρ e i , nessa seção, por ρ_n e i_n .

Neste caso, o trabalho trocado pelo VC está associado à sua mudança de volume (como ocorreu no caso do VC 1). Nessas condições, podemos escrever:

$$\dot{W}_{VC} = \int_{S_1} p \frac{dn(t)}{dt} \cdot dS \quad (2.4.3.8)$$

Substituindo as equações (2.4.3.1), (2.4.3.2), (2.4.3.3) e (2.4.3.8) na Eq. (2.4.3), resulta:

$$\begin{aligned} - Au \epsilon h_A \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz + \dot{m}_A c_{pA} \int_0^{n(t)} (T_{Ae} - T_{As}) dz &= \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho i dV - \\ &- \frac{d}{dt} \int_{VC} p dV - \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} \rho_n i_n dS + \int_{S_1} p \frac{dn(t)}{dt} dS \end{aligned} \quad (2.4.3.9)$$

Vamos desenvolver o 2º membro da Eq. (2.4.3.9), que passaremos a representar por E.

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^n \left[\int_{S_k} i_k \rho_k dS \Delta z \right] + \frac{d}{dt} \int_{S_1} \rho_n i_n dS \cdot \beta \Delta z - \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^n \int_{S_k} p dS \Delta z - \\
 & - \frac{d}{dt} \int_{S_1} p dS \beta \Delta z - \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} \rho_n i_n dS + \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} p dS
 \end{aligned}
 \tag{2.4.3.10}$$

Como o ar é considerado um gás perfeito:

$$\rho_k i_k = \rho_k c_{pA} T_k = \frac{p}{R_A} \cdot c_{pA}
 \tag{2.4.3.11}$$

$$\text{Analogamente } \rho_n i_n = \frac{p}{R_A} c_{pA}
 \tag{2.4.3.12}$$

Substituindo as equações (2.4.3.11) e (2.4.3.12) na Equação (2.4.3.10) e lembrando que Δz é constante:

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{c_{pA} \Delta z}{R_A} \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^n \int_{S_k} p dS + \frac{c_{pA} \Delta z}{R_A} \frac{d}{dt} \int_{S_1} \beta p dS - \Delta z \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^n \int_{S_k} p dS - \\
 & - \Delta z \frac{d}{dt} \int_{S_1} p \beta dS - \frac{c_{pA}}{R_A} \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} p dS + \\
 & + \frac{dn(t)}{dt} \int_{S_1} p dS
 \end{aligned}
 \tag{2.4.3.13}$$

Se lembrarmos que a $\int_{S_k} p dS$ não varia com o tempo e que $\frac{d}{dt}(\beta \Delta z) =$

$= \frac{dn(t)}{dt}$, a expressão 2.4.3.13 se anulará. Portanto, a Equação -

(2.4.3.9) ficará:

$$- Au \epsilon h_A \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz + \dot{m} u_A c_{pA} \int_0^{n(t)} (T_{Ae} - T_{As}) dz = 0 \quad (2.4.3.14)$$

Pela Eq. (2.4.3.14) concluímos que o calor trocado pelo ar com o tubo serve simplesmente para resfriá-lo. O aumento de energia interna devido ao deslocamento do VC com a interface, anulado - pelo trabalho devido à variação de volume e à entrada de ar pela S_1 (pelo fato da E ser nula).

Vamos, a seguir, combiná-la com as equações resultantes dos V.C.1 e V.C.2. A temperatura T_A foi definida no parágrafo 2.4.3 como sendo:

$$T_A = \frac{T_{Ae} + T_{As}}{2}$$

Logo,

$$T_{As} = 2T_A - T_{Ae} \quad (2.4.3.15)$$

Devemos lembrar que T_{Ae} , no caso geral é função do tempo, uma vez que é a variação dessa temperatura uma das perturbações a que está sujeito o nosso evaporador. Substituindo a Equação (2.4.3.15) na Eq. (2.4.3.14), resulta

$$- Au \epsilon h_A \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz + 2\dot{m} u_A c_{pA} \int_0^{n(t)} (T_{Ae} - T_A) dz = 0 \quad (2.4.3.16)$$

Se substituirmos a identidade: $T_{Ae} - T_A = (T_{Ae} - T_R) + (T_R - T_T) + (T_T - T_A)$ na Eq. (2.4.3.16), utilizando a hipótese (x), resultará:

$$\left(\frac{Au \epsilon h_A}{2\dot{m} u_A c_{pA}} + 1 \right) \int_0^{n(t)} (T_A - T_T) dz = (T_{Ae} - T_R) n(t) - \int_0^{n(t)} (T_T - T_R) dz \quad (2.4.3.16)$$

2.4.4 - COMBINAÇÃO DAS EQUAÇÕES RESULTANTES.

As equações (2.4.1.16), (2.4.2.14) e (2.4.3.16) formam um sistema integro-diferencial de equações. A fim de facilitar o tratamento das equações, vamos definir alguns parâmetros e normalizar as variáveis, do seguinte modo:

$$C_3 = \frac{Au \varepsilon h_A}{Cu} \qquad C_5 = \frac{Au \varepsilon h_A}{2 \dot{m} u_A c_{pA}} + 1$$

$$C_4 = \frac{\pi D_i h_R}{Cu} \qquad \theta_{Ae} = T_{Ae} - T_R$$

$$\theta_T = T_T - T_R$$

Nessas condições o sistema de equações ficará:

$$\int_0^n \theta_T dz + C_1 \frac{dn(t)}{dt} = C_2 \dot{m}_R(t) \qquad (2.4.4.1)$$

$$C_3 \int_0^n (T_A - T_T) dz - C_4 \int_0^n \theta_T dz = \frac{d}{dt} \int_0^n \theta_T dz - (\theta_T)_{z=n} \frac{dn(t)}{dt} \qquad (2.4.4.2)$$

$$C_5 \int_0^n (T_A - T_T) dz = \theta_{Ae} n(t) - \int_0^n \theta_T dz \qquad (2.4.4.3)$$

Tirando o valor da $\int_0^n (T_A - T_T) dz$ da Eq. (2.4.4.3) e substituindo na Eq. (2.4.4.2), resulta:

$$\frac{C_3}{C_5} \theta_{Ae} n(t) - C_6 \int_0^n \theta_T dz = \frac{d}{dt} \int_0^n \theta_T dz - (\theta_T)_{z=n} \frac{dn(t)}{dt}, \qquad (2.4.4.4)$$

onde $C_6 = \frac{C_3}{C_5} + C_4.$

Tirando, agora, o valor da $\int_0^{n(t)} \theta_T dz$ da Eq. (2.4.4.1) e substituindo na Eq. (2.4.4.4), resulta finalmente:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \eta(t)}{dt^2} = & - \left[C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} + \frac{(\theta_T)_{z=\eta}}{C_1} \right] \frac{d\eta(t)}{dt} - \frac{C_3}{C_1 C_5} \theta_{Ae} \eta(t) + \\ & + \frac{C_2}{C_1} \left(C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} \right) \dot{m}_R(t) + \frac{C_2}{C_1} \frac{d}{dt} [\dot{m}_R(t)] \quad (2.4.4.5) \end{aligned}$$

A Eq. (2.4.4.5), de 2ª ordem e não linear (no caso geral), nos dá o movimento da interface para perturbações, quer na vazão de refrigerante ($\dot{m}_R(t)$), quer na temperatura do ar incidente (θ_{Ae}). Algumas observações se fazem necessárias:

(1) Na Eq. (2.4.4.5) o valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$ não está determinado. Sua determinação será feita quando analisarmos os casos particulares.

(2) Condições iniciais para a Eq. (2.4.4.5):

$$\begin{aligned} t = 0 \quad \eta = \eta_i \\ \frac{d\eta(t)}{dt} = 0 \end{aligned}$$

A segunda condição pode ser justificada, se lembrarmos que, na Eq. (2.4.4.1), no instante inicial:

$$\left[\int_0^{\eta(t)} \theta_T dz = C_2 \dot{m}_R(t) \right]_{t=0}$$

As condições finais se verificam desde que os parâmetros da Eq. (2.4.4.5), função do tempo, evoluam para o valor correspondente à condição final de regime permanente.

As condições finais devem ser as seguintes:

$$t \rightarrow \infty \quad \eta = \eta_f$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{d^2n(t)}{dt^2} = 0$$

(3) Na Seção 2.4.2 chamamos a atenção para o fato do coeficiente de transmissão de calor no lado do ar ser função do tempo. Isto em virtude das variações da temperatura média do ar no regime transitório. Admitiremos, no entanto, que as variações de temperatura do ar sejam de tal ordem que não afetem sensivelmente o valor do coeficiente de transmissão de calor, que, portanto, será considerado constante em qualquer situação.

(4) Na hipótese (c) nos referimos ao efeito das curvas e do trecho de tubo reto não útil que, porventura, possa existir. Como nessas regiões admitimos que a troca de calor é desprezível, elas entram no problema como uma capacidade térmica do sistema. Assim, o volume em excesso de tubo é distribuído, uniformemente, pela região útil, ou seja:

$$V_{uT} = \frac{A_{TUBO} \times (C + \Delta C)}{C}, \quad (2.4.4.6)$$

onde ΔC é a soma do comprimento das curvas e do trecho de tubo reto não útil. O refrigerante contido nessas regiões é, também, distribuído uniformemente pelo trecho útil. Isto equivale a, na Eq. (2.4.1.15), o valor de A_t ser dado por:

$$A_t = \frac{\pi D_i^2}{4} \cdot \frac{(C + \Delta C)}{C} \quad (2.4.4.7)$$

Assim, a massa de refrigerante líquido a evaporar ($\rho_L A_t (1 - \alpha_m)$) é corrigida para levar em conta o efeito das curvas e do trecho de tubo reto não útil.

(5) Na hipótese (j) admitimos que o coeficiente de transmissão de calor, no lado do refrigerante, variava exponencialmente, mantendo-se uniforme na região de mudança de fase, desde o valor inicial até o correspondente à condição de regime permanente estabelecida no final. Nessas condições:

$$h_R = h_{Rf} - (h_{Rf} - h_{Ri}) e^{-e_h t} \quad (2.4.4.8)$$

onde e_h é o inverso da constante de tempo do sistema (hipótese (j)). Naturalmente isto nos leva a um processo iterativo para a solução do problema. Felizmente, como veremos em capítulos posteriores, o efeito de pequenas variações de e_h sobre a resposta do sistema é desprezível, o que facilita a solução do problema.

2.5 - CASOS PARTICULARES.

2.5.1 - DIMINUIÇÃO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

Neste caso θ_{Ae} ficará constante. Como vimos anteriormente, a temperatura do tubo em regime permanente, na região bifásica, é uniforme. Quando a vazão de refrigerante diminui, a interface tende a se deslocar no sentido da entrada do evaporador, isto é, ela se desloca entrando em contato com uma região do tubo que, no instante inicial, apresentava temperatura uniforme. Admitiremos, então, que a temperatura do tubo, na região onde o refrigerante muda de fase, se mantém uniforme durante o regime transitório, embora varie desde o valor inicial até o final, como mostramos na Fig. 2.5.1.1. Como a temperatura do tubo é uniforme,

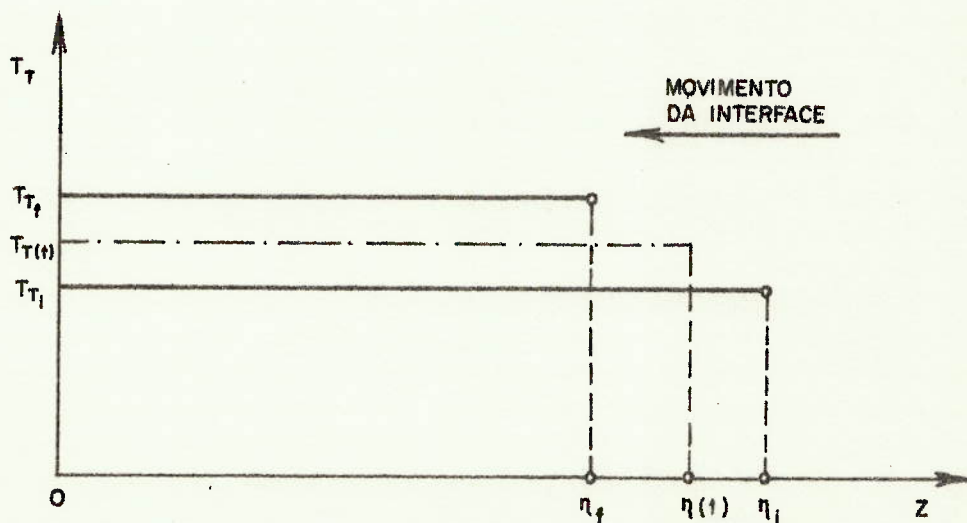


Fig. 2.5.1.1 - Variação da temperatura do tubo, na região bifásica, durante o regime transitório.

em cada instante, na região por nós analisada, teremos:

$$(\theta_T)_{z=n} = (T_T - T_R)_z = \theta_T \quad (2.5.1.1)$$

Assim, poderemos determinar o valor de $(\theta_T)_{z=n}$ da Eq. (2.4.4.1):

$$\int_0^{n(t)} \theta_T dz = C_2 \dot{m}_R(t) - C_1 \frac{dn(t)}{dt} \quad \dots$$

$$\theta_T = (\theta_T)_{z=n} = \frac{C_1}{n(t)} \left[\frac{C_2}{C_1} \dot{m}_R(t) - \frac{dn(t)}{dt} \right] \quad (2.5.1.2)$$

O termo $(\theta_T)_{z=n}/C_1$, na Eq. (2.4.4.5), se levarmos em conta a Eq. (2.5.1.2), ficará:

$$\frac{(\theta_T)_{z=n}}{C_1} = \frac{1}{n(t)} \left[\frac{C_2}{C_1} \dot{m}_R(t) - \frac{dn(t)}{dt} \right] = \gamma(t) \quad (2.5.1.3)$$

A Eq. (2.4.4.5) tomará a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n(t)}{dt^2} = & - \left[C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} + \gamma(t) \right] \frac{dn(t)}{dt} - \frac{C_3}{C_1 C_5} \theta_{Ae} n(t) + \frac{C_2}{C_1} (C_6 + \\ & + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt}) \dot{m}_R(t) + \frac{C_2}{C_1} \frac{d}{dt} [\dot{m}_R(t)] \end{aligned} \quad (2.5.1.4)$$

Resta, agora, definir a variação de $\dot{m}_R(t)$. Admitiremos que essa variação seja exponencial, que corresponde à resposta de uma válvula quando ocorre uma abertura ou fechamento rápido. Nessas condições:

$$\dot{m}_R(t) = \dot{m}_{Rf} - (\dot{m}_{Rf} - \dot{m}_{Ri}) e^{-e_m t} \quad (2.5.1.5)$$

onde e_m é o inverso da constante de tempo da resposta da válvula. Observa-se que, se $e_m \rightarrow \infty$, teremos uma variação instantânea da vazão ("step").

2.5.2 - AUMENTO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

Neste caso, como no anterior, teremos:

- (a) θ_{Ae} constante
- (b) Variação exponencial de $\dot{m}_R(t)$, Eq. (2.5.1.5).

Agora, porém, a interface tende a se deslocar no sentido da saída do evaporador, o que significa que a interface se deslocará através de uma região onde, para $t=0$, as temperaturas do tubo são elevadas (ver Fig. 2.3.4). Assim, toda a energia em excesso do tubo, representada pela sua temperatura, deverá ser retirada durante o regime transitório (área hachureada - da Fig. 2.5.2.1), do que decorre que a interface se deslocará - mais lentamente do que no caso anterior.

Neste caso $(\theta_T)_{z=\eta}$ não está definida e, portanto, também não estará a solução da Eq. (2.4.4.5). Nos deteremos, neste ponto, a uma discussão sobre a determinação do valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$.

A solução do problema será obtida, para este caso, dividindo o trecho, por onde se desloca a interface, durante o regime transitório, em duas regiões:

1ª Região: $\eta_1 \leq z \leq \eta_1^*$

A distribuição de temperaturas no tubo, no início, tem o aspecto mostrado na Fig. 2.3.4 e na Fig. 2.5.2.1 (linha cheia). A variação da temperatura entre I e A ocorre concomitantemente

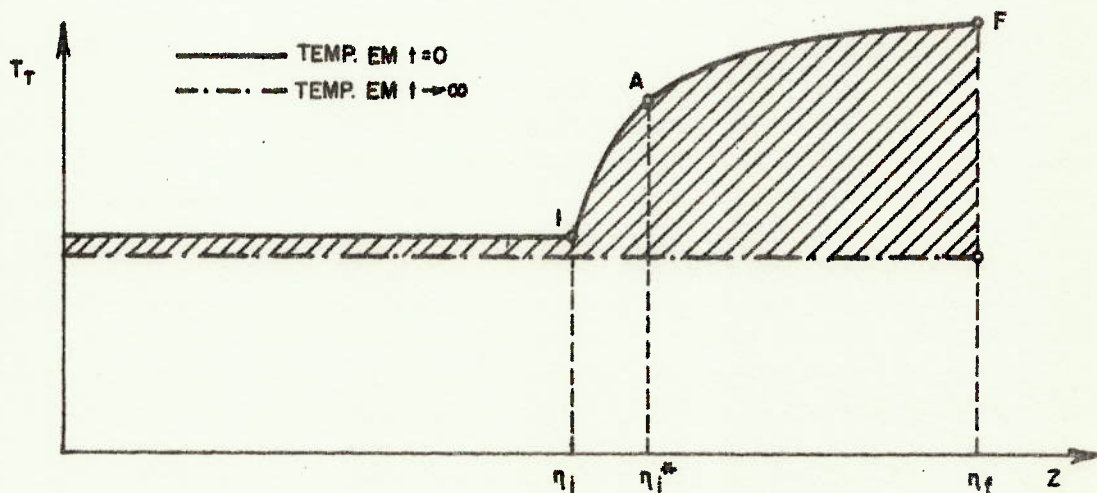


Fig. 2.5.2.1 - Distribuição de temperaturas do tubo no início e no fim do regime transitório.

com a variação do coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante, desde o valor na região bifásica até o valor na região onde o refrigerante se encontra no estado de vapor - superaquecido. Essa variação foi adotada como sendo exponencial, como dissemos anteriormente, a fim de evitar uma descontinuidade no valor do coeficiente de transmissão de calor. Assim, admitiremos que, durante seu movimento, a interface encontrará temperaturas do tubo iguais aos valores de regime permanente no início, ou seja:

$$(\theta_T)_{z=\eta} = [T_T(z)]_{R.P.} - T_R \quad \eta_i \leq z \leq \eta_i^* \quad (2.5.2.1)$$

onde $[T_T(z)]_{R.P.}$ é a temperatura do tubo em z , no instante $t=0.0$ valor de $[T_T(z)]_{R.P.}$ é determinado no Apêndice A. Nessas condições a Eq. (2.4.4.5) pode ser resolvida no intervalo $\eta_i \leq z \leq \eta_i^*$

$$\underline{2^a \text{ Região}} \quad \eta_i^* \leq z \leq \eta_f$$

Nesta região não temos informações sobre a variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$, a não ser aquela fornecida pela intuição física: $(\theta_T)_{z=\eta}$ deverá aumentar no início para depois diminuir até o valor final, que é o valor da temperatura na região bifásica em $t \rightarrow \infty$. Por outro lado, admitiremos que, durante o regime transitório, a temperatura do tubo na região $0 \leq z \leq \eta_i$ variará com o tempo mas, em cada instante, manter-se-á uniforme. Com essas informações podemos prever uma variação da distribuição de temperaturas do tubo com o tempo, como se mostra na Fig. 2.5.2.2.

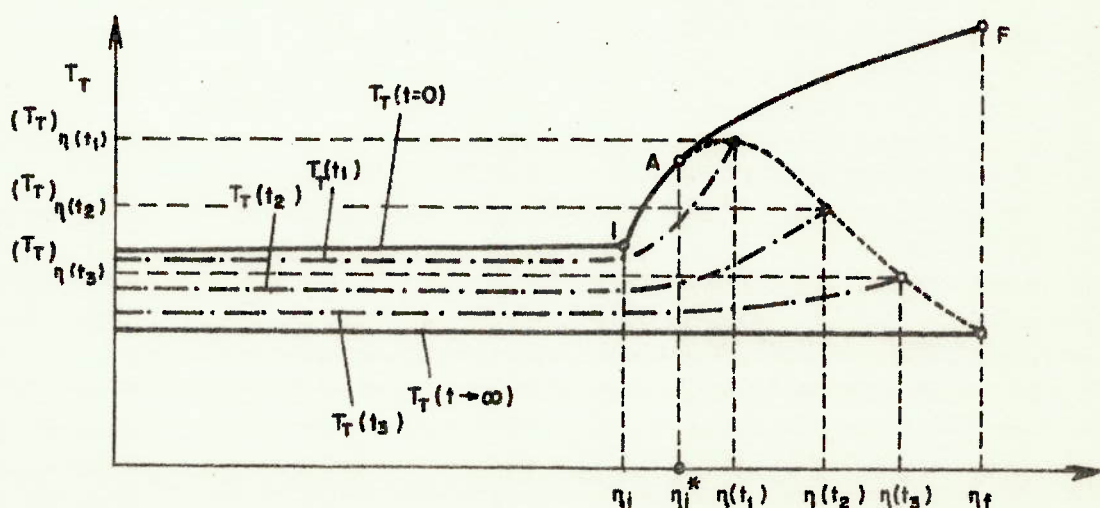


Fig. 2.5.2.2 - Distribuição das temperaturas do tubo em instantes sucessivos.

Assim, adotaremos uma solução aproximada, baseada na escolha de um perfil de Kantorovitch para as temperaturas do tubo. Esse perfil deve ser da forma:

$$\theta_T = F(z,t) \cdot \psi(t) \quad (2.5.2.2)$$

onde a $F(z,t)$ deve obedecer as condições de contorno em cada instante (variam de instante a instante), bem como dar a solução de regime permanente no final (no caso, $\theta_T = \text{cte}$ em $t \rightarrow \infty$) e

$$\psi(t) = \frac{1}{n(t)} \quad (2.5.2.3)$$

Levando em conta as considerações acima, a função $F(z,t)$ foi escolhida do tipo:

$$F(z,t) = a + bz^n + m(z - \eta)e^{-pt} \quad (2.5.2.4)$$

Portanto, θ_T ficará:

$$\theta_T = (a + bz^n + m(z - \eta)e^{-pt}) \frac{1}{n} \quad (2.5.2.5)$$

Condições de contorno em cada instante:

$$z = 0 \quad \theta_T = (\theta_T)_{z=0} \quad (2.5.2.6)$$

$$z = \eta \quad \theta_T = (\theta_T)_{z=\eta} \quad (2.5.2.7)$$

Nessas condições, resulta:

$$\theta_T = (\theta_T)_{z=0} + [(\theta_T)_{z=\eta} - (\theta_T)_{z=0} - me^{-pt}] \left(\frac{z}{\eta}\right)^n + me^{-pt} \frac{z}{\eta}, \quad (2.5.2.8)$$

Na equação acima $(\theta_T)_{z=0}$ e $(\theta_T)_{z=\eta}$ são variáveis com o tempo e devem ser determinados (posteriormente discutiremos o valor de $(\theta_T)_{z=0}$). m , n e p são constantes que devem ser determinadas. Observe-se que para $t \rightarrow \infty$, $e^{-pt} \rightarrow 0$ ($p > 0$) e $(\theta_T)_{z=0} = (\theta_T)_{z=\eta}$ (uma vez

que a temperatura na região bifásica será uniforme). Com isso, a Eq. (2.5.2.8) se reduz a:

$$(\theta_T)_{t \rightarrow \infty} = [(\theta_T)_{z=0}]_{t \rightarrow \infty} = \text{CONSTANTE} \quad (2.5.2.9)$$

A Eq. (2.5.2.9) expressa a condição que deve se verificar no final do regime transitório (ver Fig. 2.5.2.2).

Vamos, a seguir, determinar o valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$, m e n, admitindo a variação de $(\theta_T)_{z=0}$ conhecida, bem como o valor de p. Para isso, vamos substituir a Eq. (2.5.2.8) na Eq. (2.4.4.1), do que resulta.

$$(\theta_T)_{z=\eta} = \frac{1}{\delta} [G - (1-\delta)(\theta_T)_{z=0} - (0,5 - \delta)me^{-pt}] \quad (2.5.2.10)$$

onde:

$$\delta = \frac{1}{n+1} \quad (2.5.2.11)$$

$$G = \frac{C_1}{n} \left[\frac{C_2}{C_1} \dot{m}_R(t) - \frac{d\eta}{dt} \right] \quad (2.5.2.12)$$

Assim, desde que conhecidos m e n, $(\theta_T)_{z=\eta}$ poderá ser determinado a partir da resposta do sistema ($\eta = \eta(t)$), a qual se determina substituindo a Eq. (2.5.2.10) na Eq. (2.4.4.5) e resolvendo a equação diferencial resultante. Os valores de m e n serão determinados se conhecermos o valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$ e sua derivada em um dado instante. No instante $t=t_i^*$ (que corresponde ao instante em que a interface chega à seção $\eta=\eta_i^*$), o valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$ e o de sua derivada são conhecidos (basta se reportar à 1ª Região), ou seja:

$$(\theta_T)_{z=\eta} = (\theta_T)_{z=\eta_i^*} = \text{conhecido} \quad (2.5.2.13)$$

$$\frac{d(\theta_T)_{z=\eta}}{d\eta} = \left\{ \frac{d[T_T(z)]_{R.P.}}{dz} \right\}_{z=\eta_i^*} = \text{conhecido} \quad (2.5.2.14)$$

A condição (2.5.2.14) equivale a admitir que a variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$ com η , na seção η_i^* , é igual a variação da temperatu-

ra do tubo, no início, com z , na mesma seção. Esta hipótese é razoável se levarmos em conta que o resfriamento do tubo não ocorre instantaneamente. Logo, como dispomos de duas equações e duas incógnitas (m e n), estas podem ser determinadas. O seu valor é dado por:

$$m = \frac{e^{p \cdot t_1^*}}{\alpha_1 + \alpha_2 \cdot p} \quad , \quad (2.5.2.15)$$

$$n = \frac{\beta_1 - m \cdot e^{-p t_1^*}}{\beta_2 - m \cdot e^{-p \cdot t_1^* / 2}} - 1 \quad , \quad (2.5.2.16)$$

onde:

$$t_1^* - \text{instante para o qual } n = n_1^*$$

$$\alpha_1 = (\beta_3 - 2\beta_4) / \alpha_3$$

$$\alpha_2 = (\beta_1 - 2\beta_2) / \alpha_3$$

$$\alpha_3 = 2(\beta_2\beta_3 - \beta_1\beta_4)$$

$$\beta_1 = (\theta_T)_{z=\eta_1^*} - [(\theta_T)_{z=0}]_{t=t_1^*}$$

$$\beta_2 = [G - (\theta_T)_{z=0}]_{t=t_1^*}$$

$$\beta_3 = \left\{ \frac{d\eta}{dt} \cdot \frac{d(\theta_T)_{z=\eta}}{d\eta} - \frac{d(\theta_T)_{z=0}}{dt} \right\}_{t=t_1^*}$$

$$\beta_4 = \left\{ \frac{dG}{dt} - \frac{d(\theta_T)_{z=0}}{dt} \right\}_{t=t_1^*}$$

Todos os valores acima são conhecidos a partir da solução obtida para a 1ª Região. Assim, desde que m e n são conhecidos, $(\theta_T)_{z=\eta}$ está determinado, pela Eq. (2.5.2.10) e portanto a solução do problema estará definida pela solução da Eq. (2.4.4.5). Cabe, agora, fazer alguns comentários sobre $(\theta_T)_{z=0}$ e p , que deixamos em aberto anteriormente:

(1) Nada sabemos sobre a variação de $(\theta_T)_{z=0}$ (que é também a variação da temperatura na região de $0 \leq z \leq \eta_1$). Admitiremos, então, que a variação se processe juntamente com a variação da vazão de refrigerante, isto é:

$$(\theta_T)_{z=0} = [(\theta_T)_{z=0}]_{t \rightarrow \infty} + \{ [(\theta_T)_{z=0}]_{t \rightarrow \infty} - [(\theta_T)_{z=0}]_{t=0} \} e^{-e_T \cdot t},$$

(2.5.2.17)

onde $e_T = e_m$

É de se esperar que o efeito da variação de $(\theta_T)_{z=0}$ sobre a resposta do sistema seja pequeno, pois $(\theta_T)_{z=0}$ varia entre valores muito próximos.

(2) Variando o valor de p ($p > 0$), m e n assumirão, cada um, valores distintos. Portanto, $(\theta_T)_{z=\eta}$ variará e o mesmo ocorrerá com a solução do problema. Assim, a cada valor de p corresponde uma solução do problema. Verificamos (ver capítulo seguinte) que, variando p , obtemos curvas $(T_T)_{z=\eta}$ em função de η (e portanto em função do tempo) como se mostra na Fig. 2.5.2.3. Nessa figura, os pontos de cada curva correspondem ao valor de $(T_T)_{z=\eta}$ quando a interface atinge a seção $z=\eta$ (isto é, em instantes sucessivos). Na mesma figura superpusemos a distribuição de temperaturas do tubo no início (linha tracejada). De um simples exame da Fig. 2.5.2.3 pode se concluir que:

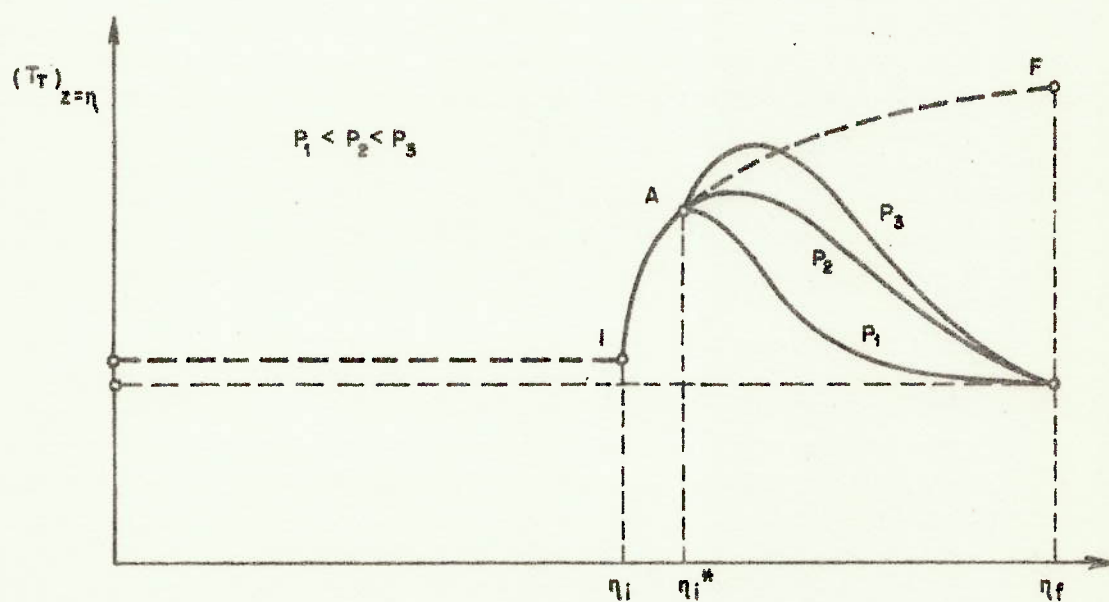


Fig. 2.5.2.3 - Variação de $(T_T)_{z=\eta}$ para valores distintos de p .

(a) acima de um certo valor de p , ocorrem seções onde o valor de $(T_T)_{z=\eta}$ assume valores maiores que $|T_T(z)|_{R.P.}$ na mesma seção, o que é fisicamente impossível (vêr curva p_3 da Fig. 2.5.2.3),

(b) para valores de p menores do que o valor a que nos referimos em (a), a temperatura $(T_T)_{z=\eta}$ diminui rapidamente de seção para seção (vêr curva p_1 da Fig. 2.5.2.3), o que equivale a um resfriamento rápido do tubo no início à jusante da interface. Fisicamente é de se esperar, no entanto, que inicialmente $(T_T)_{z=\eta}$ aumente de seção para seção para, posteriormente, diminuir. Assim, o critério para a determinação do valor de p será: "o valor de p ótimo é o maior valor para o qual a resposta do sistema é tal que, $(T_T)_{z=\eta}$ não excede o valor de $|T_T(z)|_{R.P.}$, na mesma seção." Naturalmente, esse valor de p deve ser determinado por um processo de tentativas. Devemos observar, porém, que variações pequenas de p (da ordem de 10%) não afetam, sensivelmente, a resposta do sistema.

2.5.3 - AUMENTO DA TEMPERATURA DO AR INCIDENTE.

Neste caso teremos:

(a) $m_R = \text{constante}$

$$(b) \theta_{Ae} = \theta_{Ae_f} + (\theta_{Ae_f} - \theta_{Ae_i}) e^{-e_{TA} \cdot t} \quad (2.5.3.1)$$

Agora, como no caso em que a vazão de refrigerante - diminuía a interface retrocede, isto é, desloca-se no sentido da entrada do evaporador, por regiões onde a temperatura do tubo era uniforme no início. Desse modo assumiremos a mesma hipótese que no parágrafo (2.5.1), isto é, a temperatura do tubo na região bifásica variará desde o seu valor no início até seu valor final, mantendo-se uniforme em cada instante (ver Figura - 2.5.1.1). Nessas condições teremos

$$(\theta_T)_{z=\eta} = (T_T - T_R)_z = \theta_T(t) \quad (2.5.3.2)$$

Por procedimento análogo ao que adotamos na Seção 2.5.1, concluímos que:

$$\frac{(\theta_T)_{z=n}}{C_1} = \frac{1}{n(t)} \left[\frac{C_2}{C_1} \dot{m}_R - \frac{dn(t)}{dt} \right] = \gamma(t) \quad (2.5.3.3)$$

Substituindo a Eq. (2.5.3.3) na Eq. (2.4.4.5) e lembrando que \dot{m}_R é constante, resulta:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n(t)}{dt^2} = & - \left[C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} + \gamma(t) \right] \frac{dn(t)}{dt} - \frac{C_3}{C_1 C_5} \theta_{Ae}(t) \cdot n(t) + \\ & + \frac{C_2}{C_1} \left(C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} \right) \dot{m}_R \end{aligned} \quad (2.5.3.4)$$

Como já dissemos anteriormente, as propriedades do ar serão admitidas constantes, em que pese o fato de termos variações de sua temperatura. Para que esta hipótese tenha validade, no entanto, as variações na temperatura do ar não devem ser grandes.

2.5.4 - DIMINUIÇÃO DA TEMPERATURA DO AR INCIDENTE.

Neste caso, como no anterior, serão válidas as seguintes condições:

- (a) $m_R = \text{constante}$
- (b) $\theta_{Ae} = \theta_{Aef} - (\theta_{Aef} - \theta_{Aei}) e^{-e_{TA} \cdot t}$

Agora, porém, em virtude da temperatura do ar incidente diminuir, a interface se deslocará no sentido da saída do evaporador, passando por regiões do tubo que no início se encontravam a temperaturas elevadas. Adotaremos, então, o mesmo procedimento que na Seção 2.5.2, para aumento de vazão de refrigerante. Teremos assim:

1ª Região: $\eta_i \leq z \leq \eta_i^*$, onde:

$$(\theta_T)_{z=\eta} = [T_T(z)]_{R.P.} - T_R$$

Portanto, a Eq. (2.4.4.5) está definida e se reduz a

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \eta(t)}{dt^2} = & - \left[C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} + \frac{(\theta_T)_{z=\eta}}{C_1} \right] \frac{d\eta(t)}{dt} - \frac{C_3}{C_1 C_5} \theta_{Ae}(t) \eta(t) + \\ & + \frac{C_2}{C_1} \left(C_6 + \frac{1}{C_1} \frac{dC_1}{dt} \right) \dot{m}_R \end{aligned} \quad (2.5.4.1)$$

2ª Região: $\eta_i^* \leq z \leq \eta_f$

Novamente admitiremos para a distribuição de temperaturas um perfil como o das equações (2.5.2.2), (2.5.2.4) e (2.5.2.8). Adotando procedimento semelhante àquele da Seção 2.5.2 chegaremos à Eq. (2.5.2.10), onde \dot{m}_R , agora, é constante. Os valores de m e n serão determinados adotando o mesmo procedimento que naquela seção. O mesmo critério para a determinação de p é válido neste caso, em que $(\theta_T)_{z=0}$ terá uma variação igual àquela da Eq. (2.5.2.17), onde $e_T = e_{TA}$. Nessas condições o valor de $(\theta_T)_{z=\eta}$ está determinado. Com isso, a Eq. (2.4.4.5), que se reduz à Eq. (2.5.4.1), está determinada nesta 2ª Região.

CAPÍTULO III

RESULTADOS

3.1 - INTRODUÇÃO.

No Cap. II apresentamos o desenvolvimento do modelo matemático do movimento da interface, para perturbações (permanentes) na vazão de refrigerante ou na temperatura do ar. Como exemplo de aplicação do modelo, será utilizado o evaporador ensaiado por Stoecker e colaboradores [S9]. Os resultados obtidos no presente trabalho serão comparados, neste Capítulo, com os obtidos por Stoecker [S9], experimentalmente.

Dados do evaporador:

(a) Dados gerais.

- Tubos de cobre, tipo K (segundo especificação - ASTM).
- Aletas de alumínio.
- Uma fileira de tubos no sentido do escoamento do ar.

(b) Dados geométricos.

- L = 18" (457,20 mm)
- H = 16" (406,40 mm)
- P = 3/4" (19,05 mm)

- $D_e = 3/8"$ (9,53 mm)
- $D_i = 0,305"$ (7,75 mm)
- Comprimento total do circuito (excluindo as curvas): 25 pés (7620 mm).

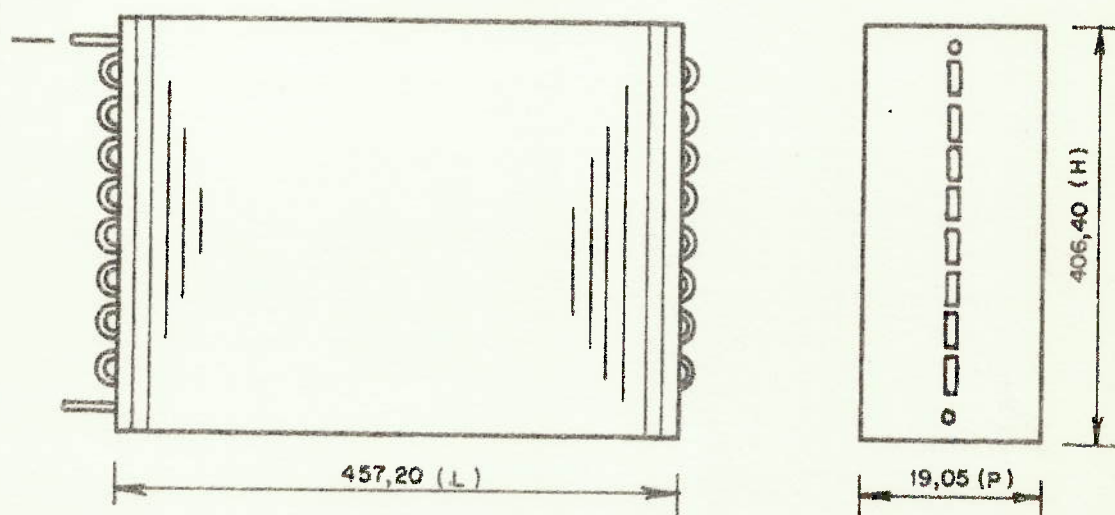


Fig. 3.1.1 - Evaporador testado por Stoecker [S9].

- $f = 6$ aletas/pol. (2,36 aletas/cm).
- $t = 0,010"$ (0,254 mm)
- $D_T = 1"$ (25,4 mm)

(c) Dados físicos:

- Velocidade média do ar incidente: 480 pés/min. (2,44 m/s).
- Temperatura do ar incidente: 89°F ($31,67^{\circ}\text{C}$).
- Pressão de evaporação: 56 p.s.i.a. ($3,81 \text{ kgf/cm}^2_{\text{abs}}$)
- Aumento de vazão: de 1,41 lbm/min (0,640 kg/min) até 1,79 lbm/min (0,813 kg/min).
- Diminuição de vazão: de 1,79 lbm/min (0,813 kg/min) até 1,41 lbm/min (0,640 kg/min)

Algumas observações devem ser feitas a respeito dos dados fornecidos por Stoecker [S9]:

(a) Stoecker pretendeu dar variações instantâneas - de vazão, ("steps"). Todavia, sabemos que nenhuma válvula disponível teria características obedecendo a essa condição. Baseados em trabalho anterior [W1], admitiremos que a variação de vazão da válvula de expansão, para uma abertura rápida, seja exponencial. Em [W1], Wedekind e Stoecker utilizaram uma válvula a

qual, para variações de vazão menores que 20%, apresentava constante de tempo inferior a 0,25 segundos. Não é conhecida, porém, a constante de tempo da válvula de expansão utilizada por Stoecker no trabalho que estamos tomando como referência, |S9|.

(b) Não são fornecidas a pressão e a temperatura do refrigerante líquido antes de entrar na válvula de expansão, mantidas ambas constantes no ensaio de Stoecker.

(c) Não é fornecido o título do refrigerante na entrada do evaporador.

Para a aplicação das equações diferenciais que definem o nosso modelo é necessário conhecer a constante de tempo da válvula de expansão, que nos dá a variação de \dot{m}_R , e o título do refrigerante na entrada do evaporador (ou a pressão e temperatura do refrigerante líquido antes da válvula). Baseados nas informações disponíveis em |W1| e |S9|, admitiremos que:

(a) o título do refrigerante na entrada do evaporador seja igual a 33 %,

(b) a constante de tempo da válvula de expansão seja igual a 0,5 segundo. Em |W1|, Wedekind e Stoecker sugerem que a constante de tempo da válvula de expansão aumenta com a variação da vazão. Ora, como em |S9| as variações de vazão são maiores que 20 %, concluímos, baseados nas informações de |W1|, que a constante de tempo da válvula será maior que 0,25 segundos. Daí o valor 0,5 segundo, adotado arbitrariamente.

No Apêndice A apresentamos o roteiro de cálculo dos parâmetros (tais como, coeficientes de transmissão de calor, temperaturas do tubo, coeficiente de vazão médio e posição da interface) em regime permanente. São apresentados, também, os valores desses parâmetros para o evaporador analisado. De posse de todos os coeficientes, a equação diferencial que representa cada caso pode ser resolvida. Essa equação é, no caso geral, ordinária de 2^a ordem, não linear, o que sugere uma solução numérica. No presente trabalho adotamos o método de Runge-Kutta de 4^a ordem com passo fixo, implantado na Biblioteca Científica do Computador B 6700 do Centro de Computação Eletrônica da USP. O programa tem o nome de DISIS.

Apresentamos, a seguir, os resultados dos diversos casos analisados no Cap. II. Para perturbações na vazão de re-

frigerante, os resultados são comparados aos resultados experimentais de Stoecker [S9]. No caso de perturbações na temperatura do ar, não se dispõe de resultados experimentais para efeito de comparação. Nesse caso analisaremos o mesmo evaporador, para uma vazão de refrigerante igual a 1,41 lbm/min (0,640 kg/min) (admitida constante), nas seguintes condições:

(a) Aumento da temperatura do ar: 89°F (31,67°C) a 100°F (37,78°C).

(b) Diminuição da temperatura do ar: 100°F (37,78°C) a 89°F (31,67°C).

No sentido de melhor esclarecer o procedimento adotado na procura da solução, forneceremos, em cada caso analisado, um fluxograma de operação. Alguns resultados serão apresentados na forma adimensional:

$$\theta = \frac{\eta - \eta_i}{\eta_f - \eta_i}, \quad (3.1.1)$$

que é a resposta do sistema na forma adimensional.

$$\theta_h = \frac{h_R - h_{Ri}}{h_{Rf} - h_{Ri}}, \quad (3.1.2)$$

que é a variação de h_R , com o tempo, na forma adimensional*.

$$\theta_T = \frac{T_T - T_{Ti}}{T_{Tf} - T_{Ti}} \quad (3.1.3)$$

onde T_T é a temperatura do tubo na região bifásica. θ_T é a variação da temperatura do tubo com o tempo, na forma adimensional, na região bifásica.

*) No Cap. II apresentamos a variação de h_R , que reproduziremos, novamente aqui:

$$h_R = h_{Rf} - (h_{Rf} - h_{Ri})e^{-e_h t},$$

onde e_h é o inverso da constante de tempo do sistema.

3.2 - DIMINUIÇÃO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

O fluxograma de operação é mostrado na Fig. 3.2.1.0 procedimento é aplicado para um dado valor de e_h . Como, pela hipótese j (ver Cap. II), h_R deve variar com o sistema, o processo de procura do e_h ideal é iterativo. Todavia, variações de 20 a 30 % no seu valor não modificam sensivelmente a resposta do sistema. Consideraremos dados do problema, todas as informações gerais, físicas e geométricas a respeito do evaporador, como mostramos na Seq. 3.1. Dadas as vazões de refrigerante no início e no fim, os parâmetros que lhe correspondem podem ser determinados (ver Apêndice A). Com esses parâmetros, a equação diferencial que define o modelo está determinada e pode ser resolvida.

Na Fig. 3.2.2 apresentamos a resposta do modelo para as condições explicitadas na Seq. 3.1, e a comparamos aos resultados experimentais de Stoecker [S9]. A solução de Stoecker é apresentada em tres curvas. As curvas tracejadas são resultados limites, obtidos em experiências sucessivas, ao passo que a linha cheia é um resultado médio. Como o sistema, em princípio, não é linear, define-se uma pseudo-constante de tempo, do mesmo modo que para um sistema linear. Assim, as pseudo-constantes de tempo correspondentes às curvas da Fig. 3.2.2, são:

- (1) modelo: 5,5 seg.,
- (2) resultado médio de Stoecker: 7,8 seg.,
- (3) resultados extremos de Stoecker: 4,8 e 10,8seg.,

Na Fig. 3.2.3 apresentamos as variações da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T) e do coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante, (θ_h), com o tempo, comparando-as com a resposta do sistema (θ).



Fig. 3.2.1 - Fluxograma para o caso em que a vazão de refrigerante diminua.

3.3 - AUMENTO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

O fluxograma para este caso é apresentado na Fig. - 3.3.1. Novamente aqui, o fluxograma aplica-se a um dado valor de e_h . Os resultados são apresentados nas seguintes figuras:

- Fig. 3.3.2 - Resposta do modelo comparada com os resultados experimentais do Stoecker (valem as mesmas convenções que no caso anterior). As pseudo-constantes de tempo valem:

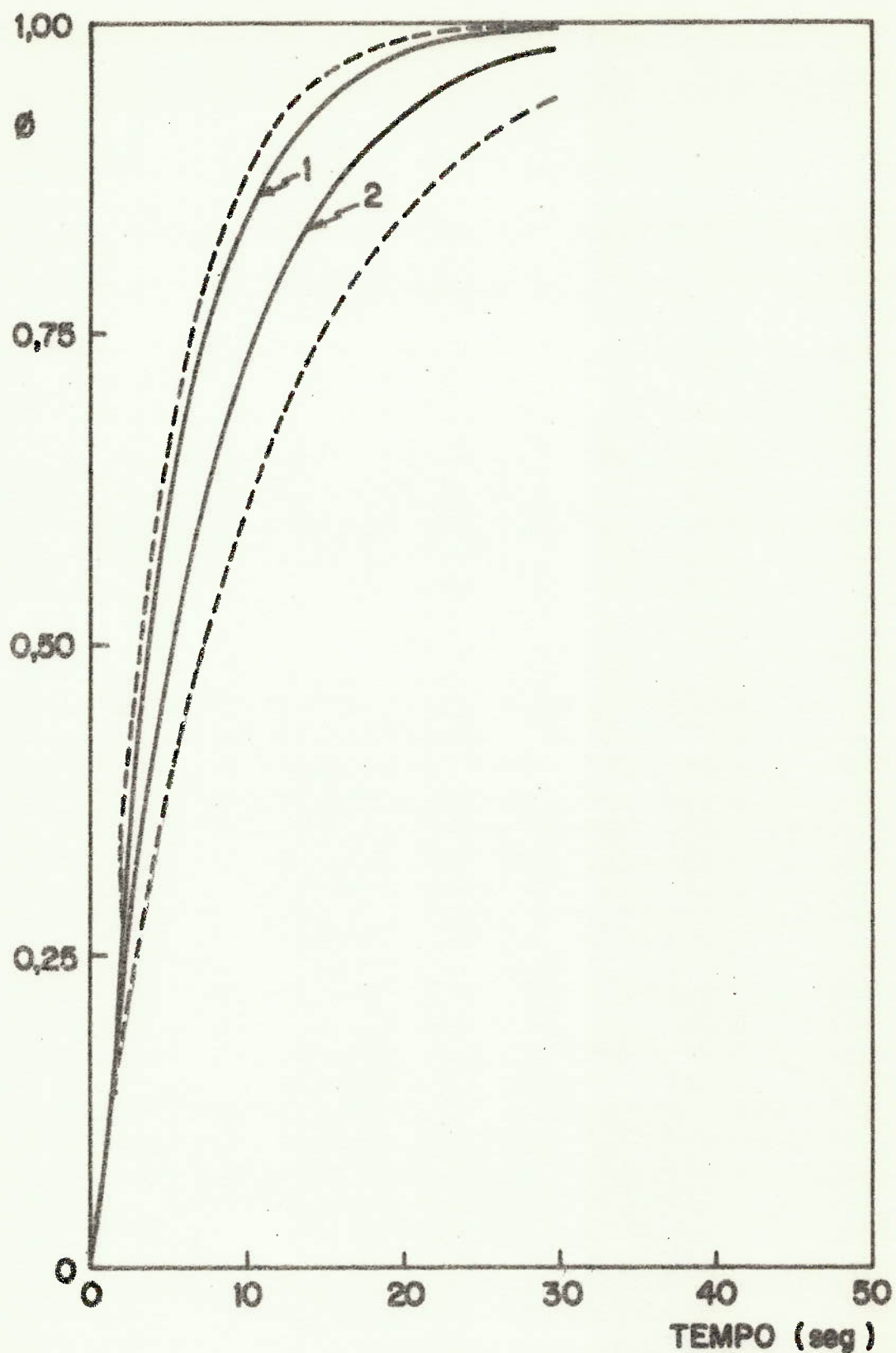


Fig.3.3.2 - Diminuição da vazão de refrigerante. Resposta do modelo em comparação com os resultados experimentais de Stoecker [S9].
 (1) Resposta do modelo.
 (2) Resultado experimental médio de Stoecker
 ---- Resultados experimentais limites de Stoecker.

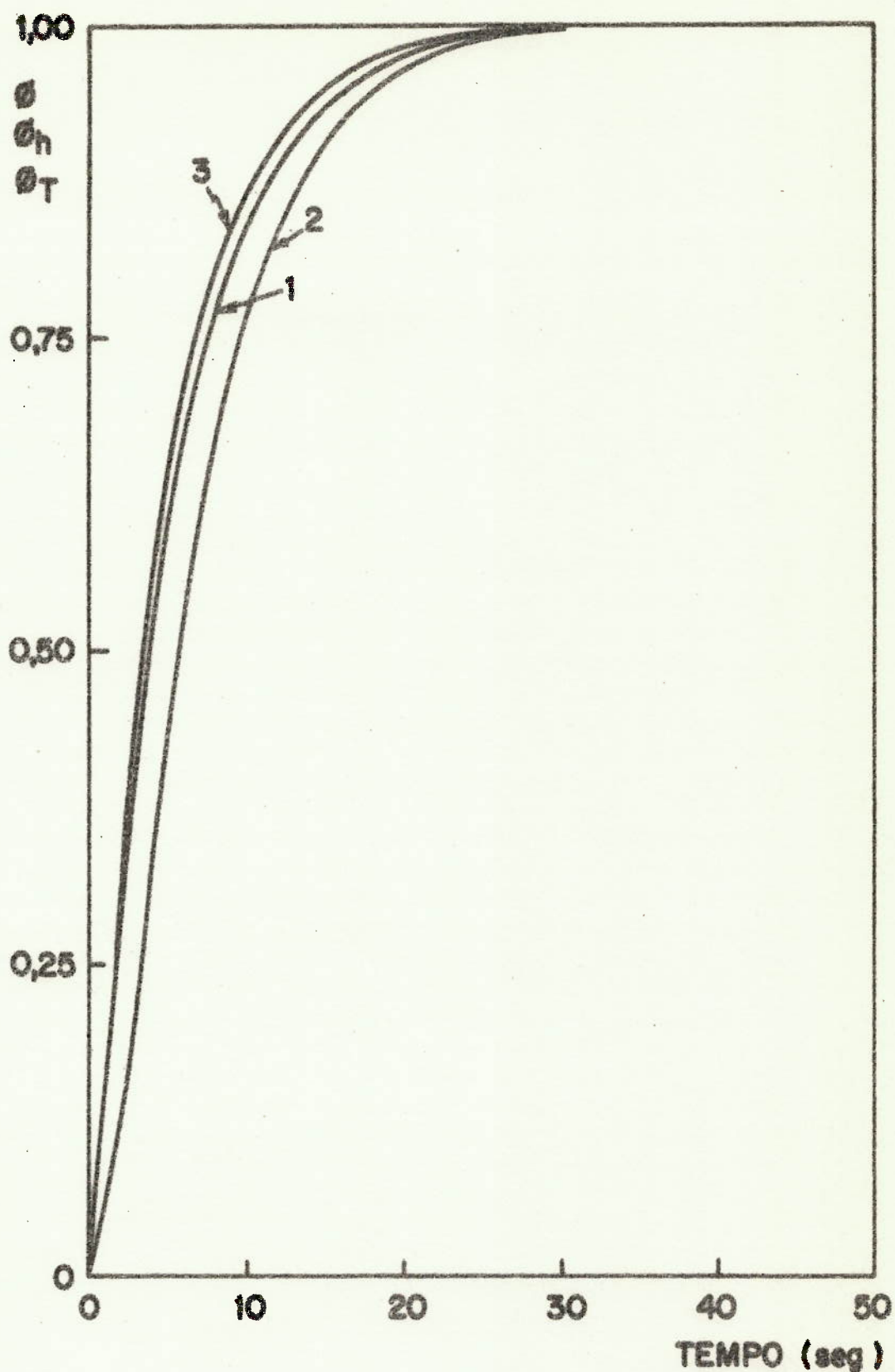


Fig. 3.2.3 - Diminuição da vazão de refrigerante. Variação com o tempo de h_R (θ_h) e da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T) em comparação com a resposta do sistema (θ).

- (1) Resposta do sistema.
- (2) Variação da temperatura do tubo.
- (3) Variação de h_R .

- (1) modelo: 10,9 seg.,
- (2) resultado médio de Stoecker: 14,5 seg.,
- (3) resultados extremos de Stoecker: 11,5 e 17,5seg.,

- Fig. 3.3.3 - Variação da temperatura do tubo, na seção da interface, com o tempo (e , portanto, com n).

- Fig. 3.3.4 - Distribuição de temperaturas do tubo na região bifásica para diversos instantes, de acordo com o perfil de temperaturas adotado no Cap. II (perfil de Kantorovitch) Os valores de m , n e p para este caso são:

- (1) $m = - 2,98$
- (2) $n = 18,83$
- (3) $p = 2,25$

- Fig. 3.3.5 - Variação do coeficiente de transmissão de calor com o tempo (θ_h) comparada com a resposta do sistema.

3.4 - AUMENTO DA TEMPERATURA DO AR INCIDENTE.

O fluxograma para este caso é o mesmo que para o caso de diminuição da vazão do refrigerante (Fig. 3.2.1). Como não dispomos de resultados experimentais, nos limitaremos a apresentar a resposta do modelo, na Fig. 3.4.1, válido para uma constante de tempo da variação da temperatura do ar igual a 0,5 segundo (mesmo valor da constante de tempo da variação da vazão, no caso da perturbação na vazão de refrigerante). Na mesma figura mostramos a variação com o tempo de $h_R(\theta_h)$. Na Fig. 3.4.2 - mostramos a variação da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T).

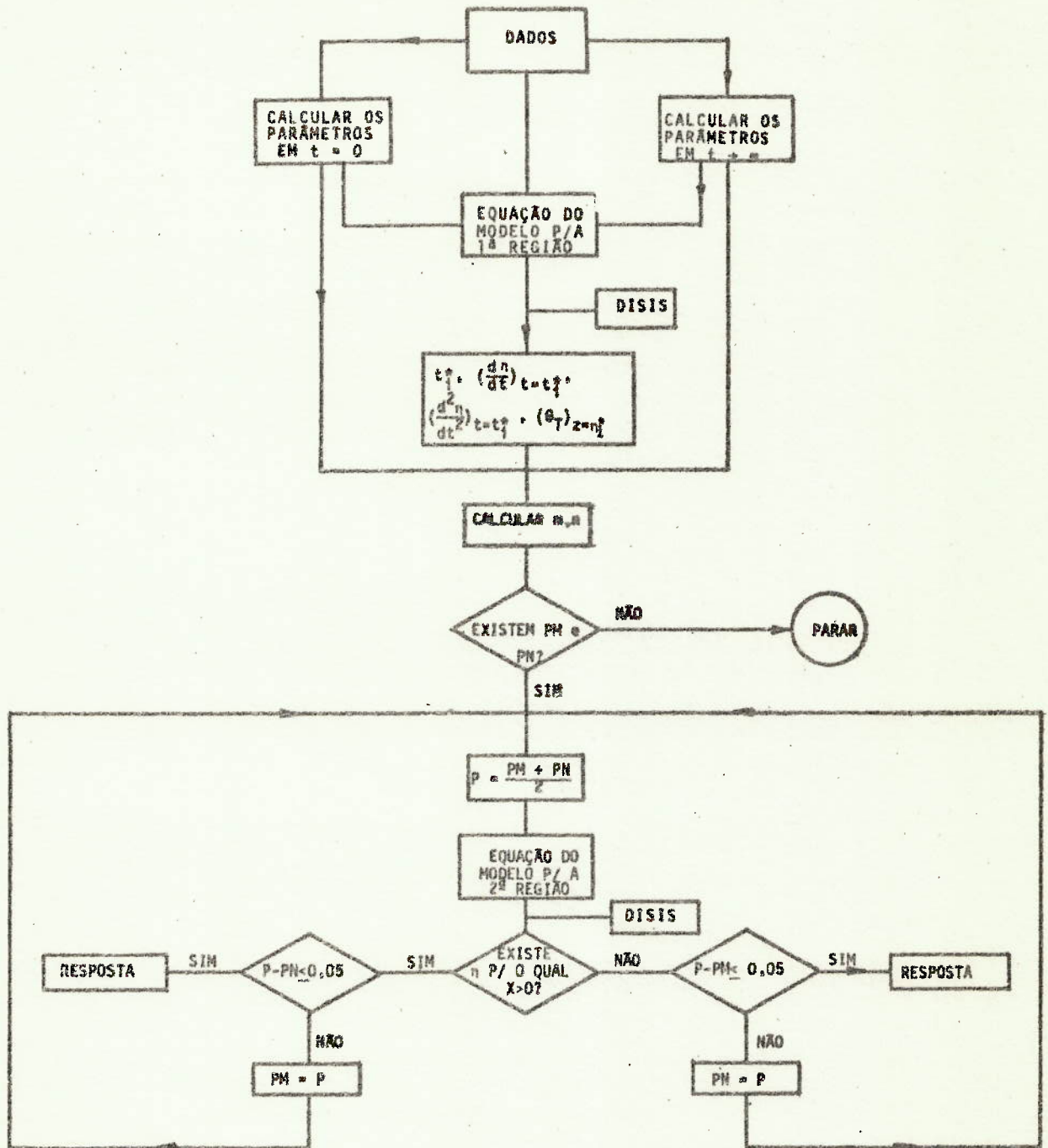


Fig. 3.3.1 - Fluxograma para o caso em que a vazão de refrigerante aumenta.

$$X = (\theta_T)_{z=n} - |(T_T - T_R)_{z=n}| R.P.$$

P_M = qualquer valor de P , para a qual a solução admite um $X > 0$

P_N = qualquer valor de P , para o qual a solução admite um $X < 0$

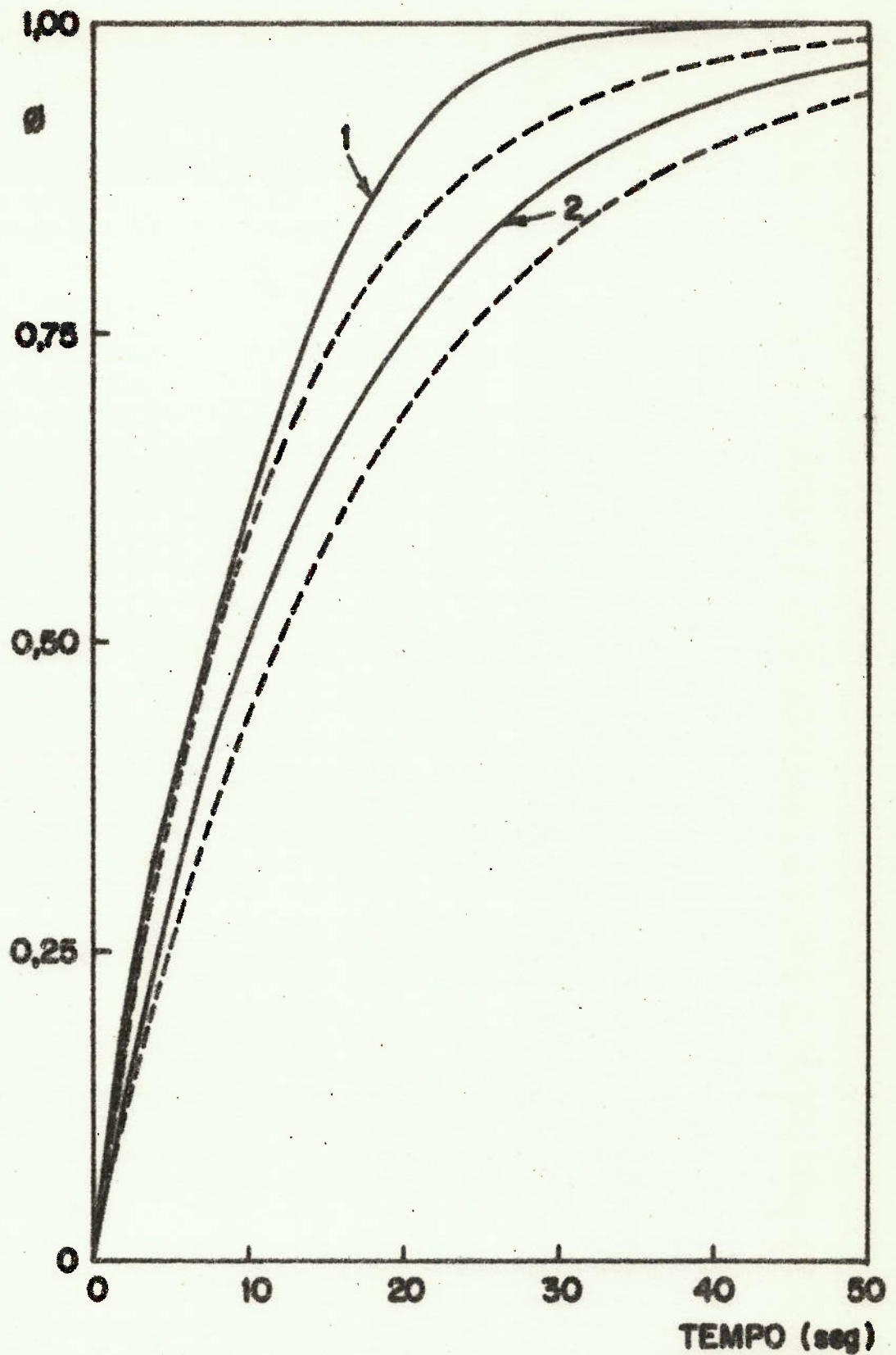


Fig. 3.3.2 - Aumento da vazão de refrigerante. Resposta do modelo em comparação com os resultados experimentais de Stoecker [S9].

- (1) Resposta do modelo.
- (2) Resultado experimental médio de Stoecker.
- Resultados limites de Stoecker.

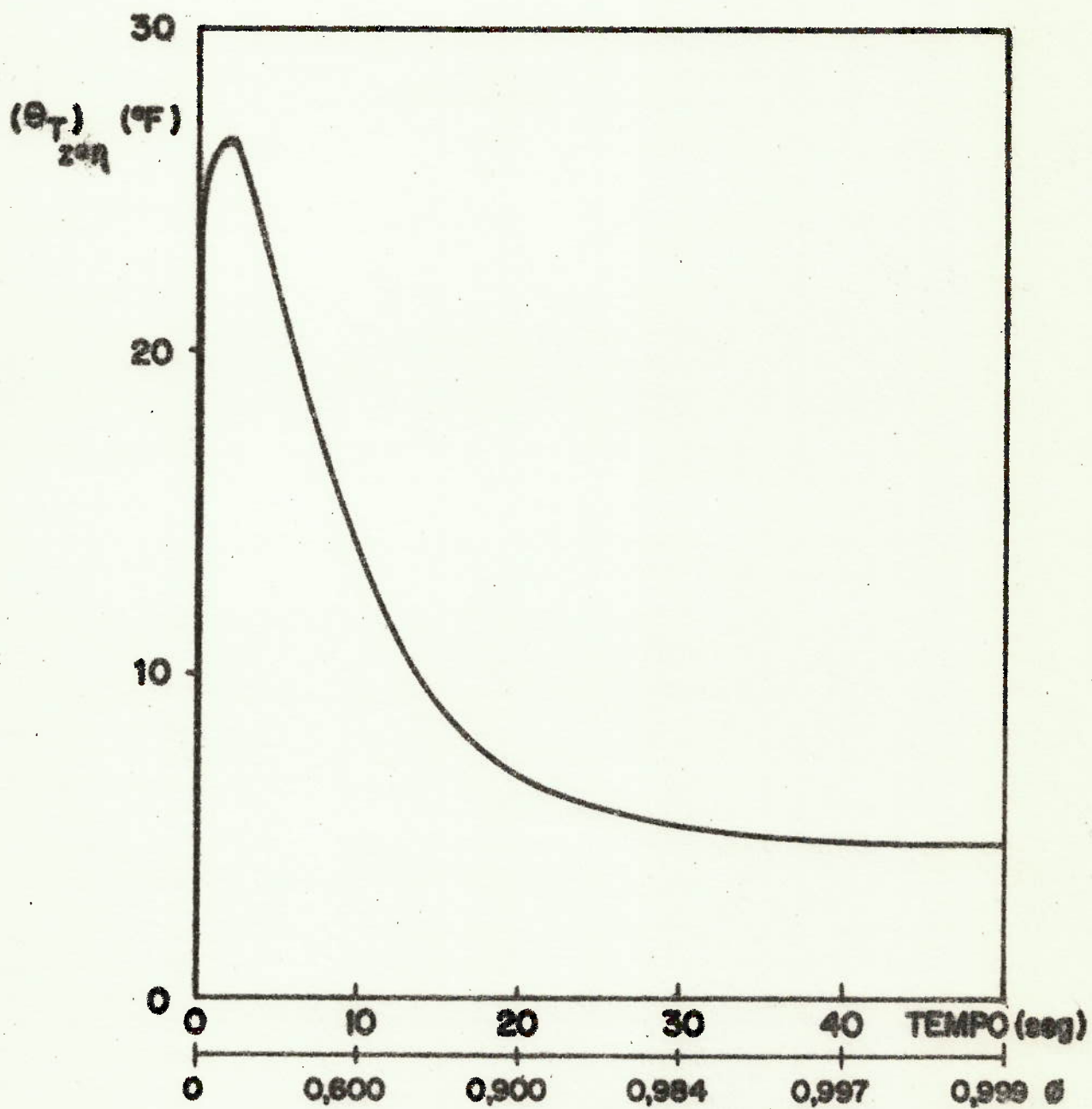


Fig. 3.3.3 - Aumento da vazão de refrigerante. Variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$ com o tempo (e, portanto, com θ).

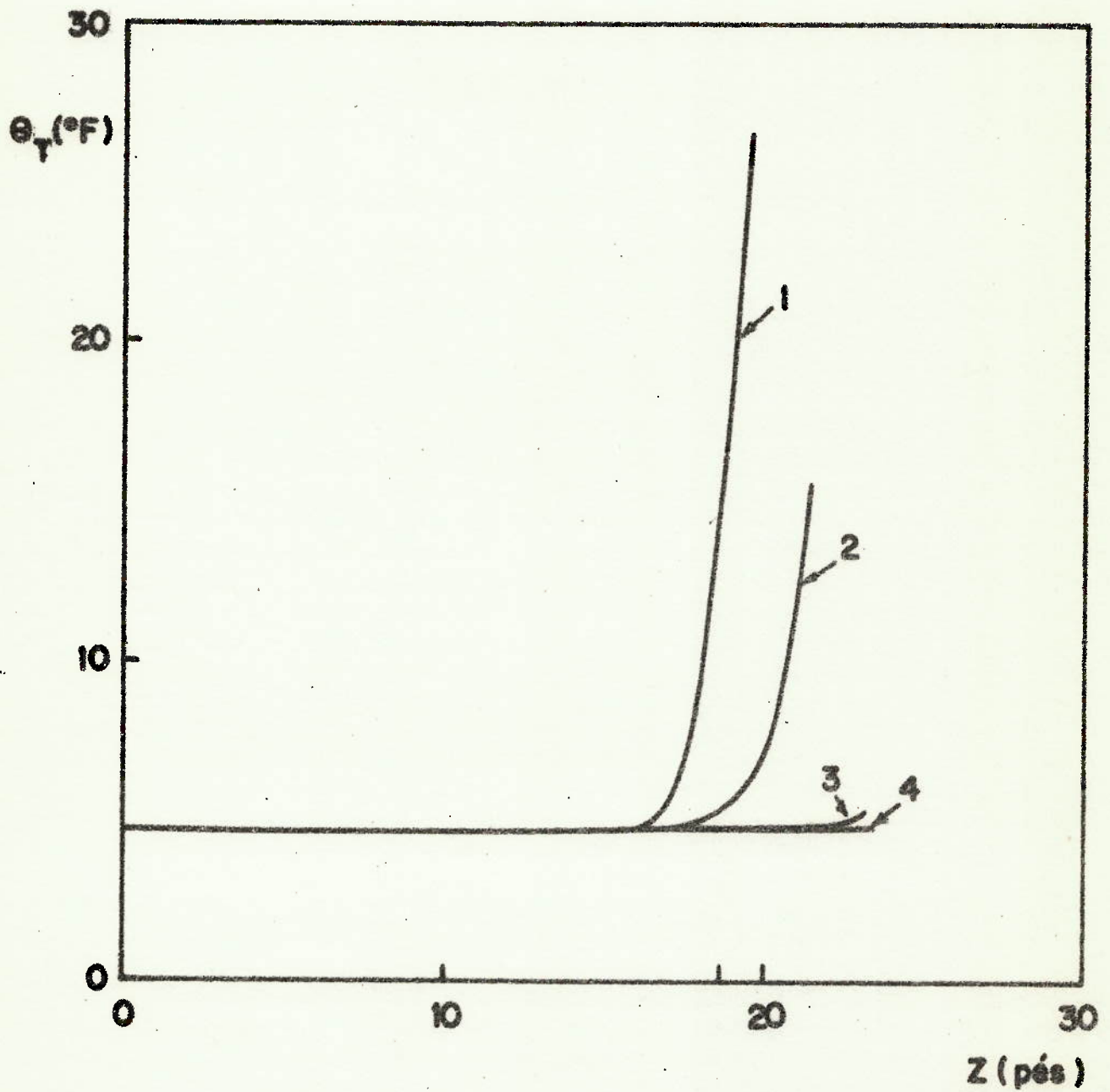


Fig. 3.3.4 - Aumento da vazão de refrigerante. Distribuição da temperatura do tubo na região bifásica em instantes sucessivos.

- I - $t = 2,0$ seg.
- II - $t = 10,0$ seg.
- III - $t = 30,0$ seg.
- IV - $t = 50,0$ seg.

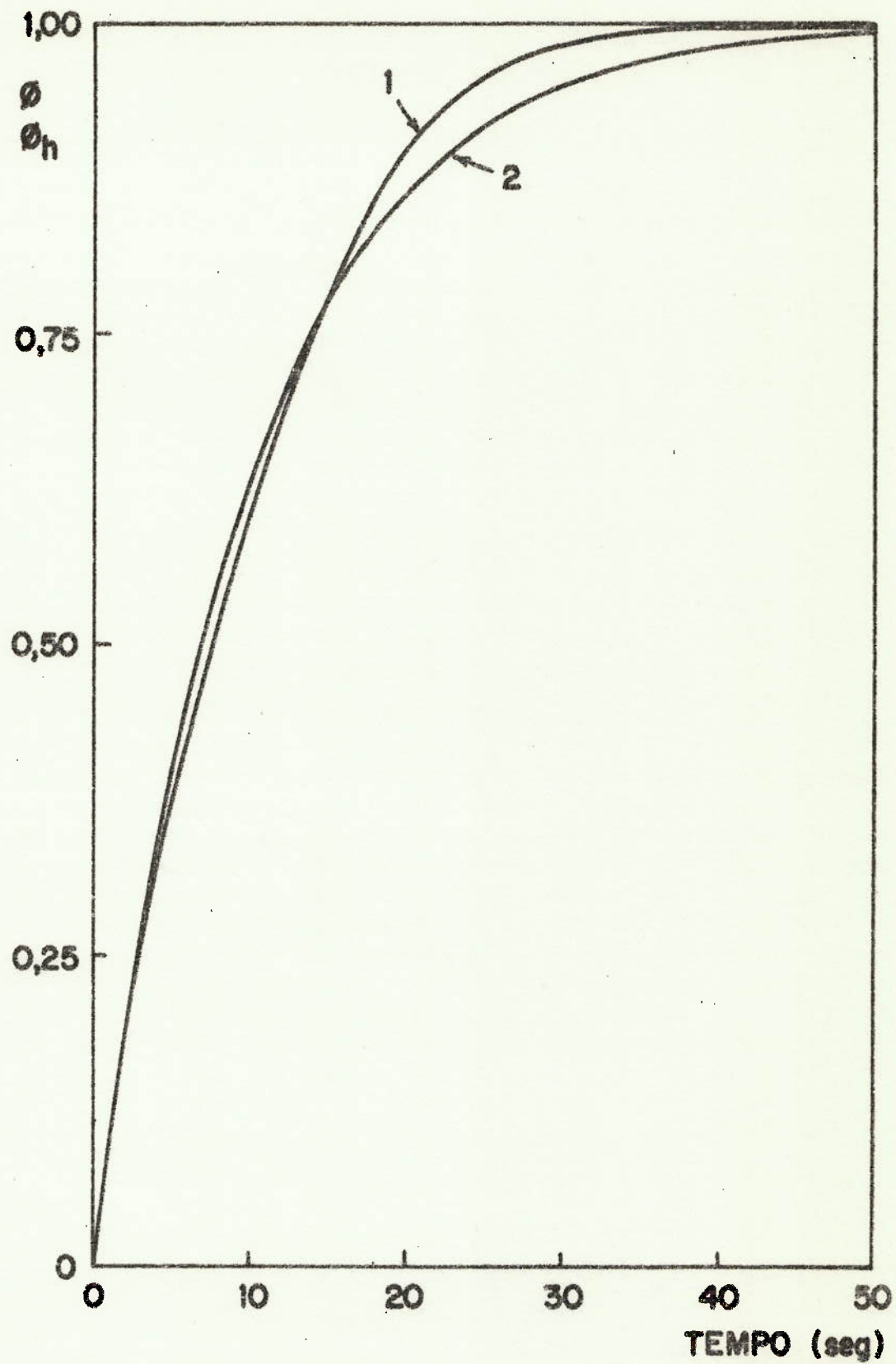


Fig. 3.3.5 - Aumento da vazão de refrigerante. Variação de h_R - com o tempo (ϕ_h) em comparação com a resposta do sistema (ϕ).

- (1) Resposta do sistema.
- (2) Variação de h_R .

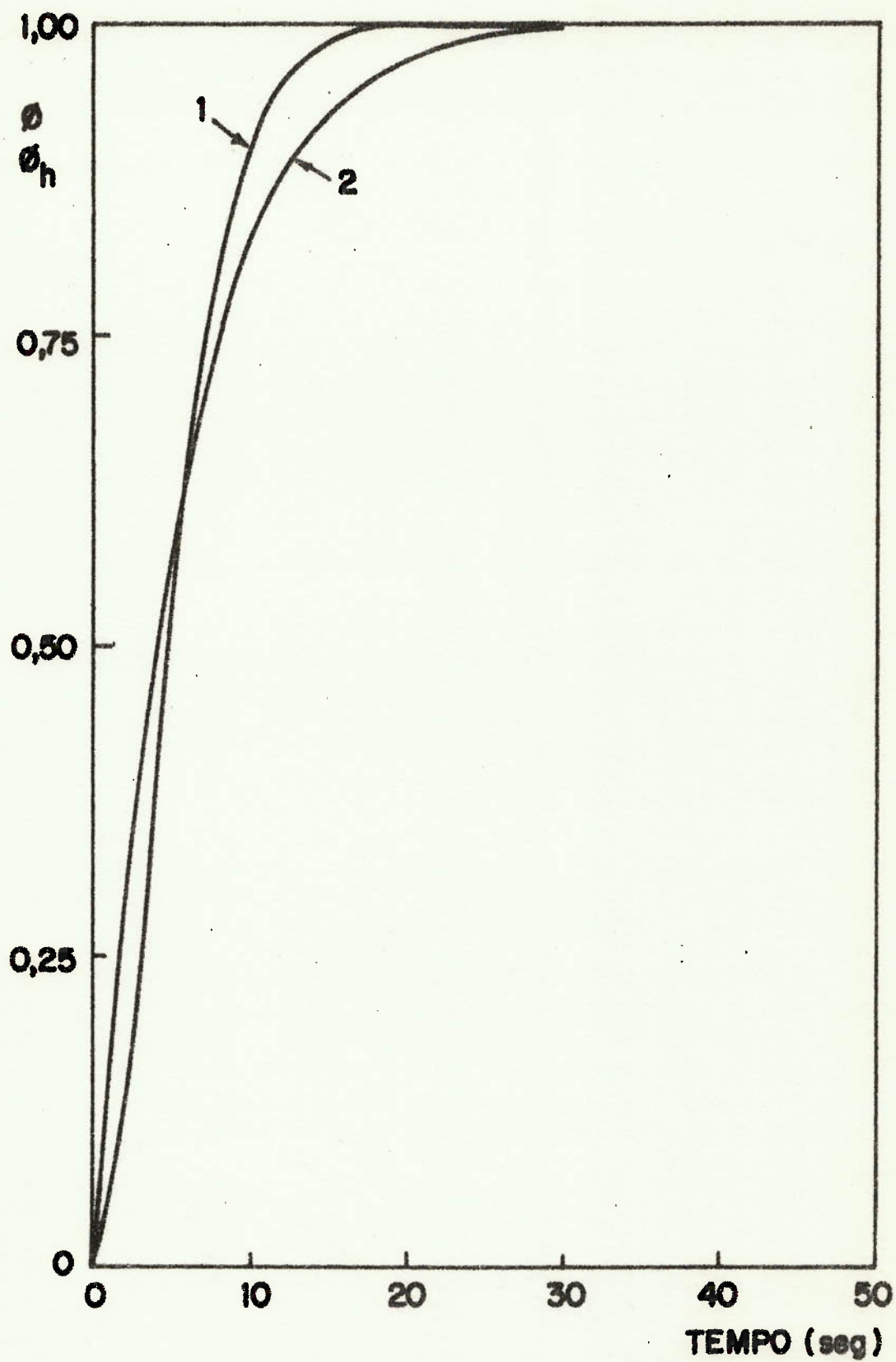


Fig. 3.4.1 - Aumento da temperatura do ar. Variação de h_R com o tempo (θ_h) em comparação com a resposta do sistema (θ).

- (1) Resposta do sistema.
- (2) Variação de h_R .

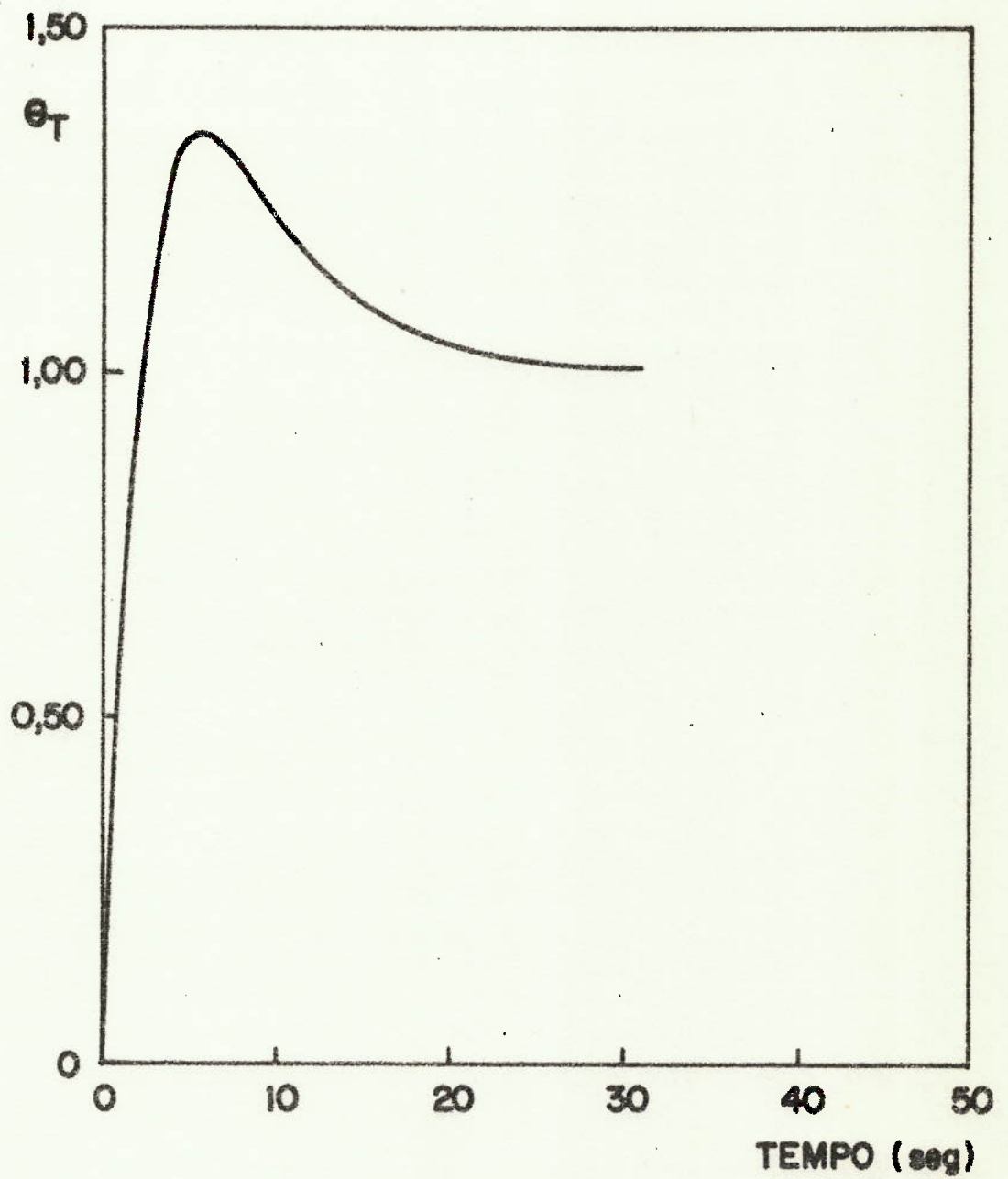


Fig. 3.4.2 - Aumento da temperatura do ar. Variação com o tempo da temperatura do tubo na região bifásica (θ_T).



CAPÍTULO IV

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

4.1 - INTRODUÇÃO.

O modelo do movimento da interface, desenvolvido no Cap. II, forneceu resultados que foram apresentados no Cap. III. Nesse capítulo, comparamos esses resultados com os experimentais obtidos por Stoecker e colaboradores, [S9]. A seguir faremos - uma análise dos resultados obtidos, a partir da comparação com os experimentais, além de discutir o efeito de alguns parâmetros importantes sobre a resposta do sistema. Esses parâmetros são:

- (1) título do refrigerante na entrada do evaporador (x_0),
- (2) coeficiente de vazio médio (α_m),
- (3) e_m - inverso da constante de tempo da válvula,
- (4) e_h - inverso da constante de tempo da variação de h_R ,
- (5) e_{TA} - inverso da constante de tempo da variação de T_{Ae} ,
- (6) e_T - inverso da constante de tempo da variação

de $(\theta_T)_{z=0}$.

Antes de passarmos à análise devemos observar que, no modelo, não foi considerado o tempo de retardamento ("time-lag"), inerente a processos transitórios. Os resultados experimentais de Stoecker, vinham acompanhados de um retardamento, que não foi considerado na comparação que fizemos no capítulo anterior (ver discussão da referência [S9]).

4.2 - DIMINUIÇÃO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

Os resultados fornecidos pelo modelo para este caso se comparam aos experimentais obtidos por Stoecker (ver Figura 3.2.2). Nessa comparação temos a incerteza decorrente, como dissemos no Cap. III, do não conhecimento do título de refrigerante na entrada do evaporador (x_0) e da constante de tempo da válvula de expansão ($1/e_m$). Todavia, como veremos adiante, o efeito desses parâmetros não afeta, sensivelmente, a resposta do modelo, a ponto de afastá-la dos resultados experimentais. Faremos a seguir uma análise dos parâmetros citados na seção anterior.

4.2.1 - EFEITO DE x_0 SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

A Tab. 4.21.1 mostra a variação da pseudo-constante de tempo (definida na Seção 3.2) do sistema com x_0 . Verifica-se -

TABELA 4.2.1.1 - Pseudo-constante de tempo do sistema em função do título do refrigerante na entrada do evaporador. $e_m = 2$.

x_0 (porcentagem)	pseudo-constante de tempo (τ) (segundos)
31	5,6
33	5,5
35	5,3

que, quando x_0 passa de 31 para 35 % (aumento de 12,90 %) a pseudo-constante de tempo diminui de 5,36 %. Essa queda na pseudo-constante de tempo (equivalendo a tornar o sistema mais rápido, na sua resposta) se deve ao fato de a capacidade térmica do sistema diminuir, à medida que se aumenta o título na entrada do evaporador (o comprimento da região bifásica diminui). Além disso, como o valor de x_0 utilizado por Stoecker, nos ensaios do evaporador, não deve se afastar, sensivelmente, dos valores da Tab. 4.2.1.1., concluímos que a resposta fornecida pelo modelo se compara aos resultados experimentais (em que a pseudo-constante de tempo se situa no intervalo 4,8 - 10,8 segundo), como observamos anteriormente.

4.2.2 - EFEITO DE α_m SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA

O coeficiente de vazão médio (α_m), na região bifásica, é um parâmetro que influi sensivelmente na resposta do sistema, como se pode constatar na Fig. 4.2.2.2. Vemos que, uma diminuição de 1,68 % no valor de α_m , em relação ao calculado utilizando o modelo de Kowalczewski para o escorregamento (por nós adotado neste trabalho; ver Apêndice A), provoca um aumento na pseudo-constante de tempo do sistema de 18,88 %, o que indica a extrema sensibilidade do sistema a variações de α_m . Para um dado título do refrigerante na entrada do evaporador, um coeficiente de vazão médio menor equivale a uma quantidade de líquido maior na região bifásica. Durante o regime transitório que se segue à diminuição de vazão do refrigerante, o líquido presente, no início, na região entre η_i e η_f (ver figura 4.2.2.1) deve ser evaporado. Quanto menor for α_m , maior quantidade de líquido deverá ser evaporada nessa região e, portanto, mais lento será o sistema. Assim, podemos associar uma diminuição de α_m a um aumento na capacidade térmica do sistema.

A presente discussão torna-se importante se lembrarmos que a de terminação do coeficiente de vazio médio não é fácil, em virtude da escassez de dados, seja experimentais ou analíticos. Assim, um erro de 2 % no valor de α_m , pequeno, sob o ponto de vista experimental, acarretaria uma alteração sensível na resposta do sistema. O problema torna-se mais crítico se lembrarmos que os perfis $\alpha = \alpha(z,t)$ podem não apresentar a similaridade, que foi admitida no Cap. II. Nessas condições, uma avaliação cuidadosa do coeficiente de vazio médio é necessária para a obtenção de uma resposta correta do sistema.

4.2.3 - EFEITO DE e_m SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

A resposta de uma válvula a um acionamento rápido (instantâneo) depende de suas características construtivas. Na Fig. 4.2.3.1 apresentamos a resposta do sistema para válvulas com diferentes constantes de tempo (admitindo os mesmos limites de vazão). Verifica-se que, passando de uma válvula com constante de tempo 0,5 segundo para uma com constante de tempo 0,25 segundos (uma diminuição de 50 %), a resposta do sistema apresenta uma variação na pseudo-constante de tempo de 5,45 % (as pseudo-constantes de tempo foram extraídas dos resultados numéricos obtidos pela integração da equação diferencial do modelo). Verifica-se, portanto, que a influência da constante de tempo da válvula sobre a resposta do sistema é pequena.

4.2.4 - EFEITO DE e_h SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

No Cap. II fizemos a hipótese de que o coeficiente de transmissão de calor, no lado do refrigerante, deveria variar juntamente com a posição da interface. Nessas condições o valor de e_h não é disponível de imediato, mas deve ser determinado por um processo de tentativas. O seu valor exato é de difícil especificação e determinação, de modo que devemos nos restringir a uma faixa de valores de e_h , próximos do inverso da pseudo-constante do sistema. O efeito da variação de e_h sobre a resposta do sistema é pequeno, como se constata na Tab.4.2.4.1, onde um aumento de 11,11 % no valor de e_h ocasiona um aumento

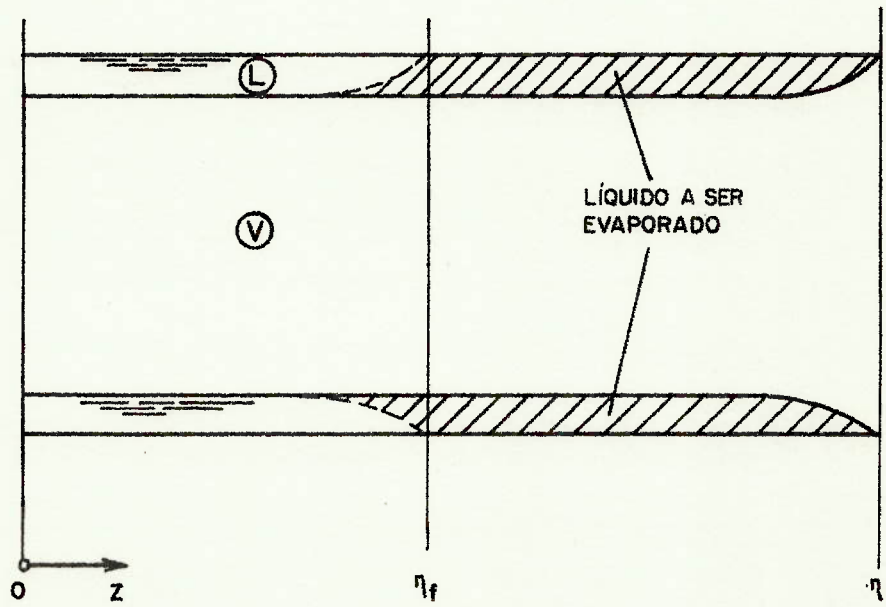


Fig. 4.2.2.1 - Líquido presente na região entre η_i e η_f , no início.

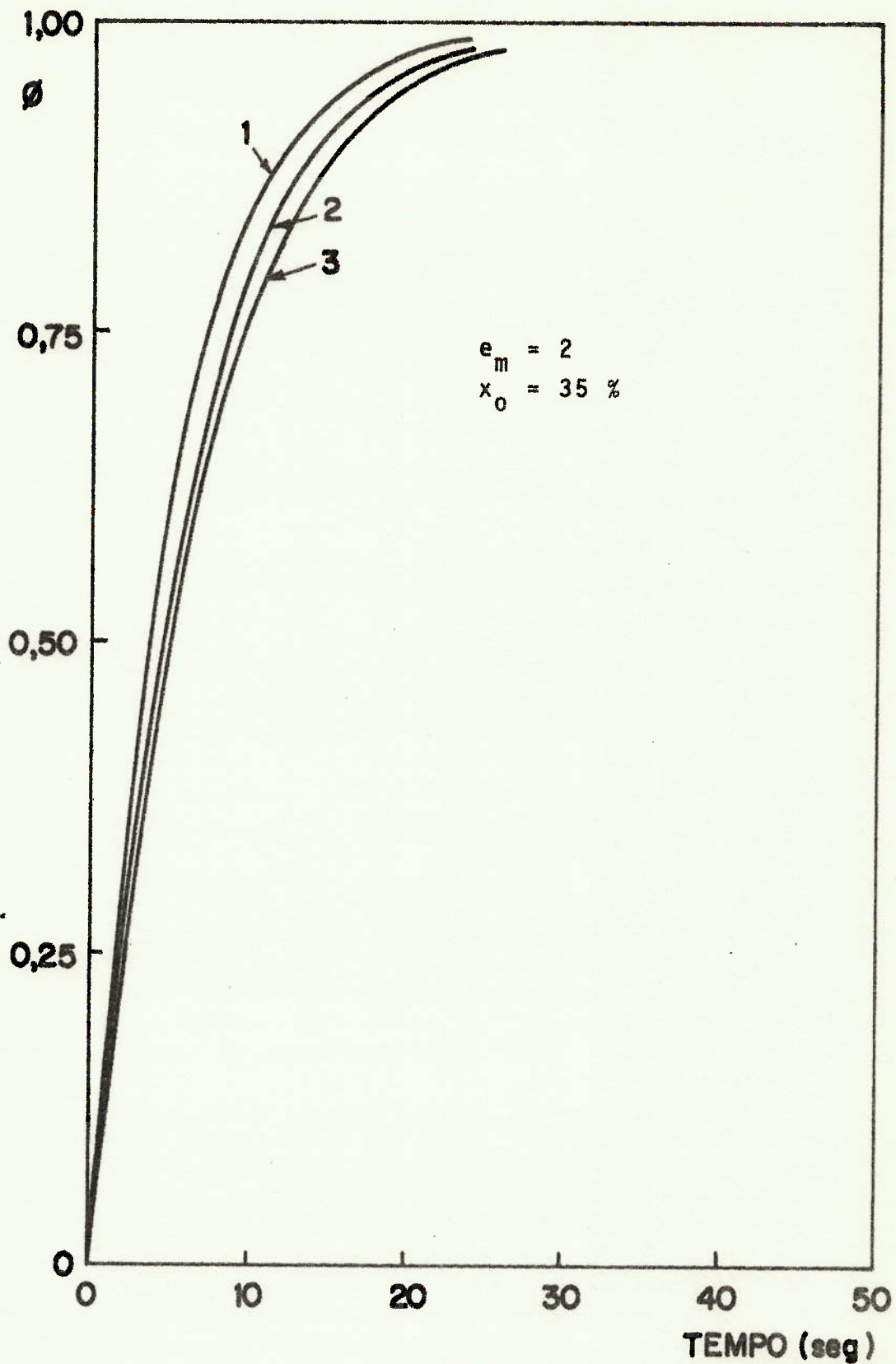


Fig. 4.2.2.2 - Diminuição da vazão de refrigerante. Efeito do coeficiente de vazão médio sobre a resposta do sistema.

- (1) $\alpha_m = 0,9256$ (modelo de Kowalczewski) $\tau = 5,3s$.
- (2) $\alpha_m = 0,9100$. $\tau = 6,3$ seg.
- (3) $\alpha_m = 0,9000$. $\tau = 7,0$ seg.

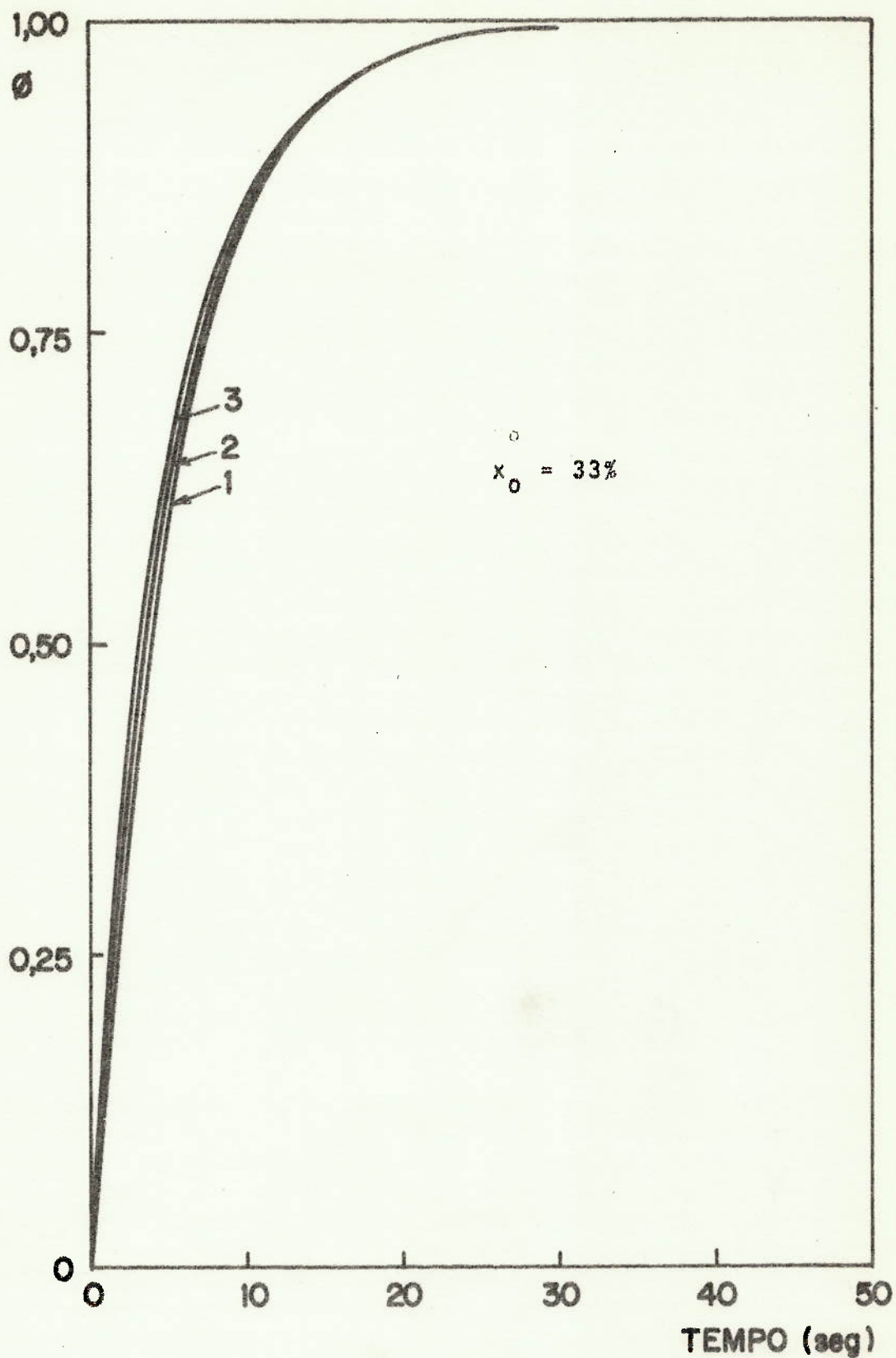


Fig.4.2.3.1 - Diminuição da vazão de refrigerante. Resposta do sistema para veículos com constantes de tempo - distintas.

- (1) $e_m = 2$ (constante de tempo=0,5seg) $\tau = 5,5$ seg.
- (2) $e_m = 4$ (constante de tempo=0,25s.) $\tau = 5,2$ seg.
- (3) $e_m = 100$ (constante de tempo=0,01s.) $\tau = 4,9$ seg.

TABELA 4.2.4.1 - Efeito de e_h sobre a resposta do sistema.
 $X_o = 33\%$, $e_m = 2$.

e_h	Pseudo-constante de tempo (τ) (segundos).
0,2	5,5
0,180	5,4

correspondente de apenas 1,85% na pseudo-constante de tempo de sistema. Tal fato facilitou a determinação do valor de e_h . A Tab. 4.2.4.2 mostra o efeito de e_h sobre a resposta do sistema, para condições distintas daquelas da Tab. 4.2.4.1.

TABELA 4.2.4.2 - Efeito de e_h sobre a resposta do sistema.
 $X_o = 31\%$ $e_m = 2$.

e_h	Pseudo-constante de tempo (τ) (segundos).
0,2	5,6
0,3	6,0

4.2.5 - LINEARIZAÇÃO

No Apêndice B apresentamos a linearização do modelo, que nos deu como resultado a mesma equação proposta por Wedekind e Stoecker, |W1| e |W2|, para modelar seu evaporador tubular, com fluxo de calor uniforme e constante na superfície externa. O resultado da linearização pode ser expresso por:

$$\vartheta(t) = 1 + \frac{e_m}{C - e_m} e^{-Ct} - \frac{C}{C - e_m} e^{-e_m t}, \quad (4.2.5.1)$$

onde

$$C = \frac{\pi D_i h_R (T_T - T_R)}{\rho_L i_{LV} (1 - \alpha_m) A_t}$$

A temperatura do tubo, neste caso, mantém-se constante e uniforme (ver Apêndice B). Se tivermos uma diminuição instantânea de vazão a Eq. (4.2.5.1) ficará:

$$\theta(t) = 1 - e^{-Ct} \quad (4.2.5.2)$$

A comparação do resultado fornecido pela Eq. (4.2.5.1) com o resultado fornecido pelo modelo \bar{e} mostrada na Fig. 4.2.5.1. Observa-se, nessa figura, que a linearização tornou o sistema mais rápido, em virtude de o fluxo de calor na região bifásica manter-se elevado, o que acelera o processo de evaporação do líquido em excesso e, portanto, causando um movimento mais rápido da interface. A Fig. 4.2.5.2 mostra a variação do fluxo de calor, com o tempo, na região bifásica, para o modelo e sua linearização.

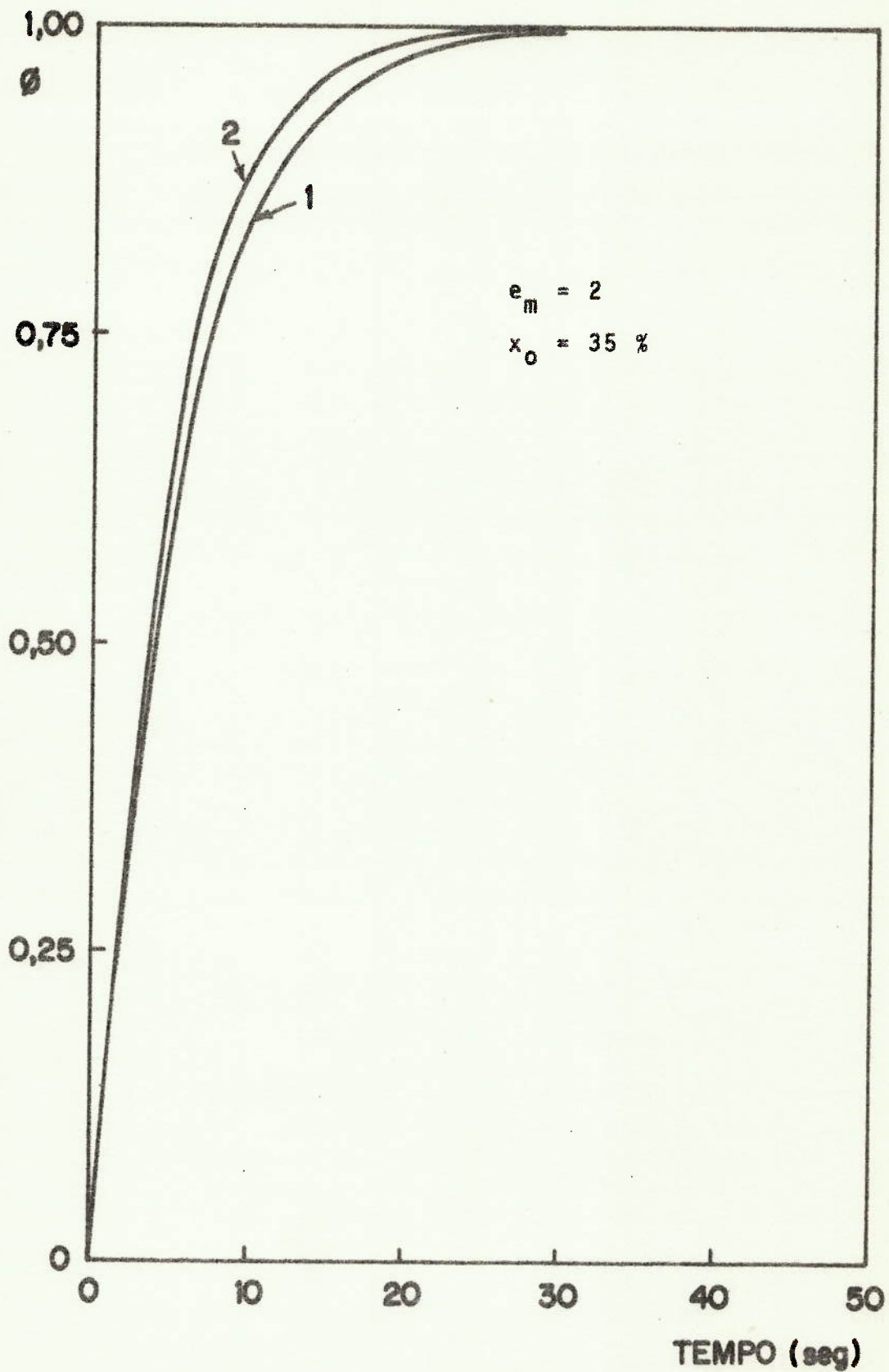


Fig. 4.2.5.1 - Diminuição da vazão de refrigerante. Respostas do modelo e do modelo linearizado.

(1) Resposta do modelo. $\tau = 5,5$ segundos

(2) Resposta do modelo linearizado. $\tau = 4,3$ segundos.

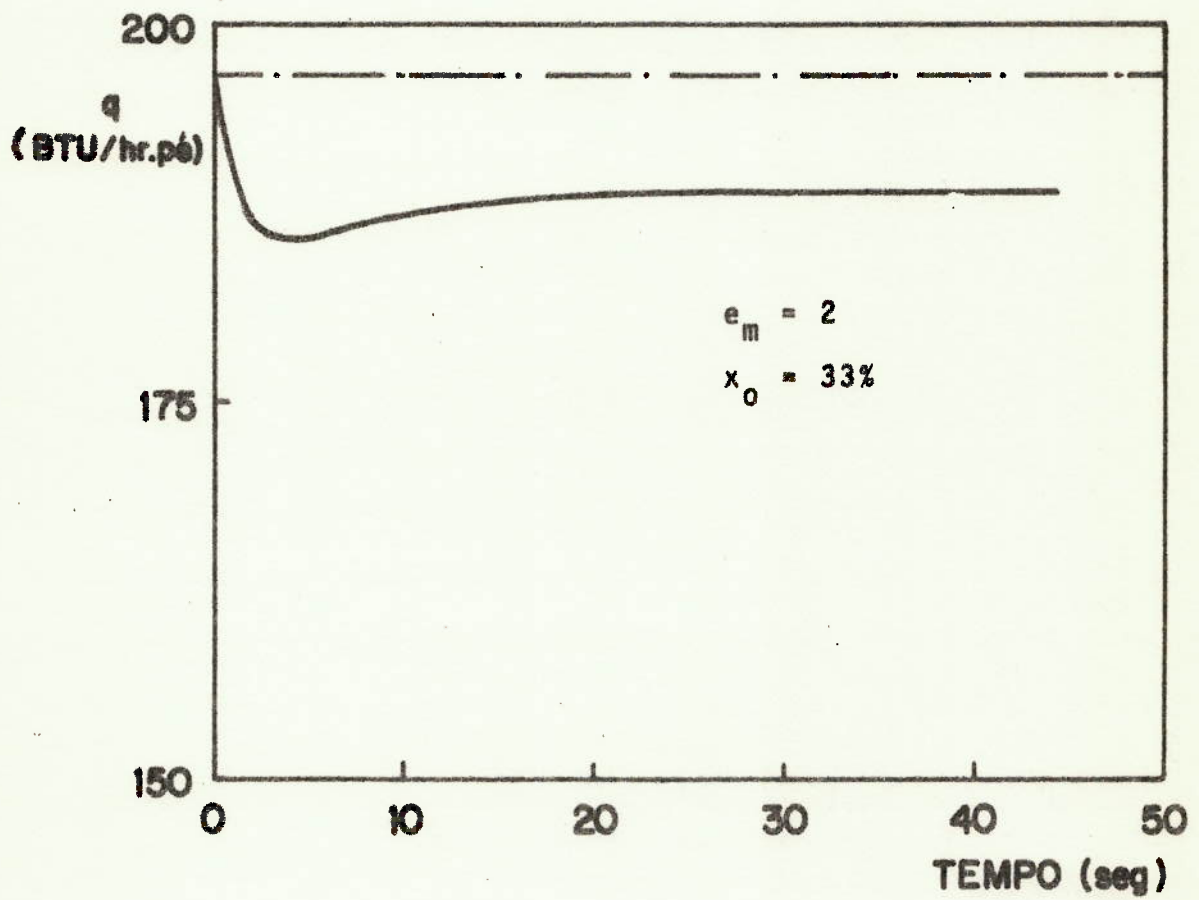


Fig. 4.2.5.2 - Diminuição da vazão de refrigerante. Variação do fluxo de calor por unidade de comprimento.

----- modelo linearizado
———— modelo.



4.3 - AUMENTO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

Este caso é mais complexo que o anterior pelo fato de a interface se deslocar em contato com regiões do tubo onde, no início, ocorriam temperaturas elevadas. A região bifásica, atingindo essas regiões, sofre um aumento na taxa de evaporação (pois o fluxo de calor aumenta), tendo, como consequência, um movimento mais lento da interface. Concomitantemente ao movimento da interface, o tubo vai sendo resfriado. Quando a interface atinge sua posição final ($t \rightarrow \infty$), a temperatura do tubo, na região bifásica, voltará a ser uniforme, de acordo com a hipótese estabelecida no Cap. II. A aplicação do modelo desenvolvido para este caso no Cap. II, produz os resultados mostrados na Fig. 3.3.2, na qual também estão representados os resultados experimentais de Stoecker. Verifica-se que o resultado proporcionado pelo modelo se afasta dos resultados experimentais. Observa-se que, quando do início do movimento da interface, a resposta do modelo coincide, praticamente, com a resposta experimental inferior. Todavia, para tempos maiores, o movimento da interface torna-se mais rápido, afastando-se do resultado experimental. Uma resposta mais rápida do modelo, a partir de um determinado instante, ocorre em virtude da diminuição da temperatura do tubo, como se constata nas Figs. 3.3.3 e 3.3.4. Uma diminuição na temperatura do tubo é acompanhada de um fluxo de calor menor na região bifásica, o que diminui a taxa de evaporação e, portanto, acelera a interface.

4.3.1 - EFEITO DE x_0 SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

Como no caso em que a vazão de refrigerante diminui, um aumento no valor de x_0 diminui o comprimento da região bifásica, diminuindo a capacidade térmica do sistema, o qual torna-se mais rápido. É o que se pode constatar na Tab. 4.3.1.1. Verifica-se que, uma variação de título da ordem de 6%, acarreta uma variação na pseudo-constante de tempo do sistema menor que 1%. Portanto, o efeito, da variação do título do refrigerante na entrada do evaporador sobre a resposta do sistema é pequeno.

Tab.4.3.1.1 Variação da pseudo-constante de tempo do sistema - com o título do refrigerante na entrada do evaporador. $e_m = 2$. $e_T^* = 2$.

X_o (porcentagem)	Pseudo-constante de tempo (τ) (segundo).
31	11,0
33	10,9
35	10,8

4.3.2 - EFEITO DE α_m SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

Como no caso anterior, o sistema é bastante sensível a variações do coeficiente de vazão médio, o que se pode constatar na Fig. 4.3.2.1, na qual mostramos a resposta do sistema para o coeficiente de vazão médio calculado pelo modelo de Kowalczewski e para um coeficiente de vazão médio 1,5 % menor. Verifica-se que a pseudo-constante de tempo do sistema, neste caso, varia de 6,42 %. Um coeficiente de vazão médio menor equivale a uma quantidade de líquido maior, na região bifásica. Nessas condições, para uma dada vazão e um dado título do refrigerante na entrada do evaporador, a quantidade de líquido presente na região entre η_i e η_f , no final, será maior e, portanto, maior será o tempo necessário para preencher essa região de líquido.

4.3.3 - EFEITO DE e_m e e_h SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

O efeito da constante de tempo da válvula sobre a resposta do sistema é análogo ao caso anterior, o mesmo acontecendo com o efeito de e_h . Na Tab. 4.3.3.1 apresentamos as pseudo

*) O valor de e_T , como dissemos no Cap. II, dá a variação de $(\theta_T)_{z=\eta}$ isto é:

$$(\theta_T)_{z=0} = [(\theta_T)_{z=\eta}]_f - \{ [(\theta_T)_{z=0}]_f - [(\theta_T)_{z=0}]_i \} e^{-e_T t}$$

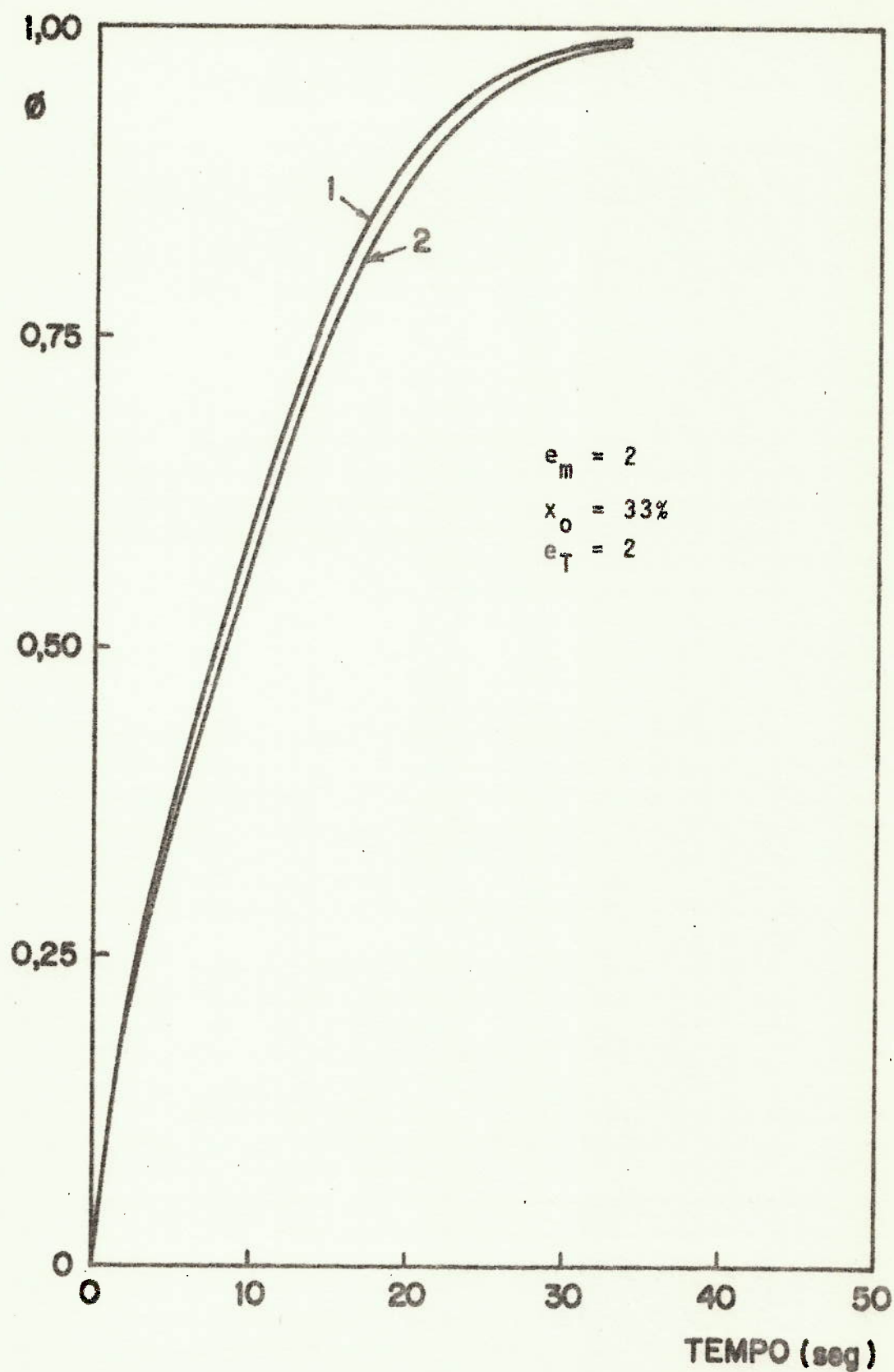


Fig. 4.3.2.1 - Aumento de vazão de refrigerante. Resposta do sistema para distintos coeficientes de vazio.
 (1) $\alpha_m = 0,9236$ (Kowalczewski) $\tau = 10,9$ seg.
 (2) $\alpha_m = 0,9100$ $\tau = 11,6$ seg.

constantes de tempo do sistema para válvulas com constantes de tempo diversas. Observa-se que, variando a constante de tempo

TABELA 4.3.3.1- Pseudo-constante de tempo do sistema em função da constante de tempo da válvula.
 $e_T = 2$; $X_0 = 33\%$.

Constante de tempo da válvula (segundos).	Pseudo constante de tempo do sistema (segundos).
0,50	10,9
0,25	10,5
0,01	9,3

da válvula de 0,25 para 0,5 segundos (100%) a pseudo-constante de tempo do sistema varia de 3,81 %, do que se conclue que o efeito da constante de tempo da válvula sobre a resposta do sistema é pequeno.

4.3.4 - EFEITO DE e_T SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

No Cap. II fizemos a hipótese de que $(\theta_T)_{z=0}$ variava exponencialmente, isto é:

$$(\theta_T)_{z=0} = [(\theta_T)_{z=0}]_f - \{ [(\theta_T)_{z=0}]_f - [(\theta_T)_{z=0}]_i \} e^{-e_T t}$$

onde $e_T = e_m$. A hipótese foi feita em virtude de não conhecermos como era a variação de $(\theta_T)_{z=0}$ com o tempo, durante o regime transitório. A fim de verificarmos o efeito da variação de $(\theta_T)_{z=0}$ sobre a resposta do sistema, fizemos e_T variar, passando de e_m até e_h , quando então $(\theta_T)_{z=0}$ variaria juntamente com a interface, a exemplo de h_R . O resultado foi que a pseudo-constante de tempo do sistema não se alterou. Podemos concluir, então, que o efeito da variação de $(\theta_T)_{z=0}$ sobre a resposta do sistema é desprezível, o que seria de se esperar se lembrarmos que a variação de energia interna do tubo, associada a $(\theta_T)_{z=0}$, é pequena em face da variação de energia interna total do tubo, durante o regime transitório.

4.3.5 - EFEITO DOS PERFIS DE TEMPERATURA ADOTADOS SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

No Cap. II dividimos o deslocamento da interface em duas regiões:

- a primeira, onde a temperatura do tubo, na seção em contato com a interface, era igual à temperatura do tubo na mesma seção em $t = 0$;

- na segunda região, onde não conhecemos o comportamento da temperatura do tubo, admitimos um perfil de Kantorovitch para a temperatura do tubo. O perfil tinha a forma:

$$\theta_T = \left[a + bz^n + m(z-\eta)e^{-pt} \right] \frac{1}{n},$$

com p e n positivos. Os valores de a , b , m e n ficavam determinados pelas condições:

$$\begin{aligned} (1) \quad z = 0 \quad \theta_T &= (\theta_T)_{z=0} && \text{em qualquer instante. Destas} \\ (2) \quad z = \eta \quad (\theta_T) &= (\theta_T)_{z=\eta} && \text{duas condições resultam } a \text{ e } b \end{aligned}$$

$$(3) \quad t = t_i^* \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (\theta_T)_{z=\eta} = [(\theta_T)_{z=\eta}]_{t=t_i^*} \\ \frac{d(\theta_T)_{z=\eta}}{dn} = \left[\frac{d(T_T)_{R.P.}}{dz} \right]_{z=\eta_i^*} \end{array} \right\} \text{Destas duas condições resultam } m \text{ e } n.$$

O valor de p deveria ser escolhido definindo-se um critério. É sobre esse critério que teceremos algumas considerações, a seguir.

A Fig. 4.3.5.1 mostra como varia $(\theta_T)_{z=\eta}$ em função da posição da interface (η). Verifica-se que, para valores de p maiores que um determinado p^* , a temperatura do tubo, na seção onde ocorre instantaneamente a interface, pode atingir valores maiores que a temperatura do tubo nessa seção, no início ($t=0$) (curvas 1 e 2), o que fisicamente é inviável. Por outro lado, para valores de p menores que p^* , a temperatura do tubo na seção onde ocorre a interface é sempre menor, ou no máximo igual à temperatura do tubo nessa seção, em $t = 0$. Nessas condições, os valores $0 < p \leq p^*$ fornecem, em princípio, solu

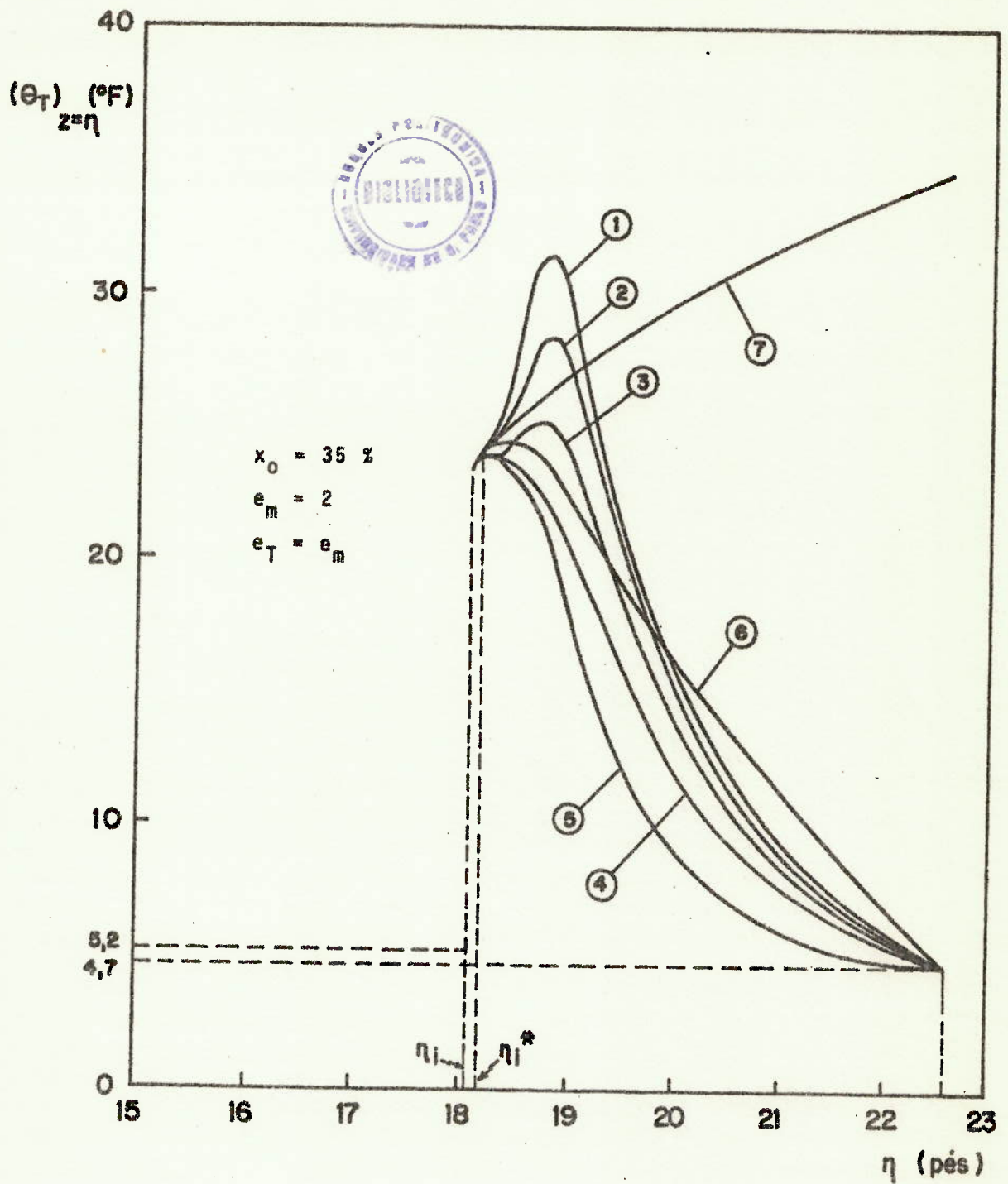


Fig. 4.3.5.1 - Aumento da vazão de refrigerante. Variação de

$(\theta_T)_{z=\eta}$ com η e com p .

curva 1 - $p=5,0$

curva 2 - $p=4,0$

curva 3 - $p=3,0$

curva 4 - $p=2,0$

curva 5 - $p=0,5$

curva 6 - $p=0,1$

curva 7 - Distribuição de temperaturas no tubo em $t=0$.

ções fisicamente viáveis. Verificamos, porém, que, à medida que p diminui, a distribuição de (θ_T) , em um dado instante, assume as formas mostradas na Fig. 4.3.5.2, em que $p_1 < p_2 < p_3$. Logo, à medida que p aumenta, a distribuição de θ_T se torna mais -

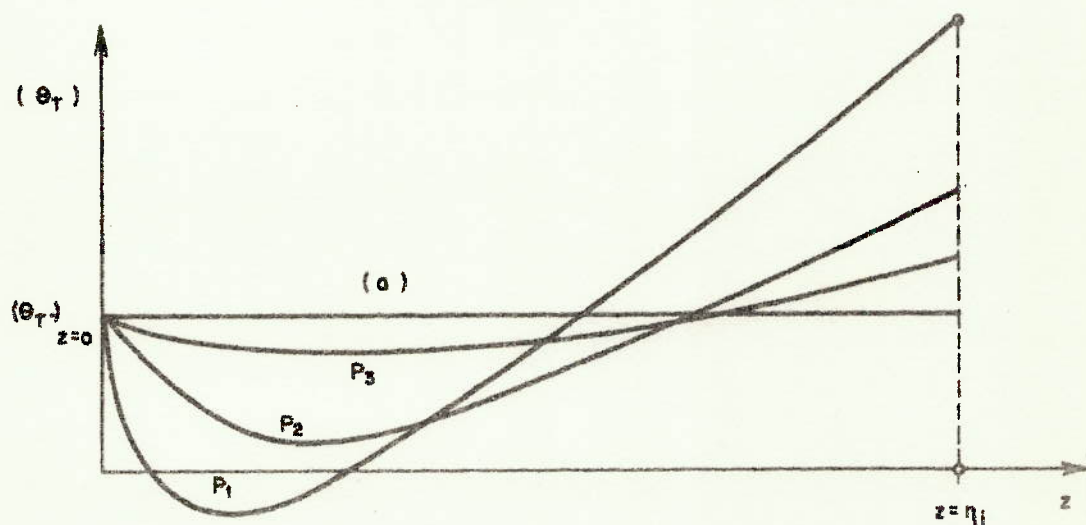


Fig. 4.3.5.2 - Distribuição esquemática de θ_T , em um dado instante, para distintos valores de p .

plana, tendendo à solução desejada*, dada pela curva (a). Assim, podemos justificar o critério de escolha de p , enunciado anteriormente (ver Cap. II) e que repetimos aqui: "O valor de p - ótimo é o maior valor (p^*) para o qual a temperatura do tubo em qualquer seção onde ocorre a interface não é superior à temperatura do tubo nessa seção, no início". De acordo com esse critério, a curva 3 da Fig. 4.3.5.1 (e a P_3 da Fig. 4.3.5.2) se aproximaria da solução desejada. Duas observações devem ser feitas a respeito da solução ótima:

(1) Na Fig. 4.3.5.3 (ver também as Figs. 3.3.4 e 4.3.5.2) mostramos a distribuição de θ_T em instantes sucessivos, em escala conveniente. Nessa figura $p \neq p^*$ (embora próximo), porém, o aspecto da distribuição de θ_T é semelhante ao do caso em que $p = p^*$. Constata-se que, na região $0 \leq z \leq \eta_i$,

*) Admitimos, anteriormente, que a temperatura do tubo na região $0 \leq z \leq \eta_i$, inicialmente em contato com a região bifásica, manter-se-ia uniforme em cada instante, embora pudesse variar de instante a instante.

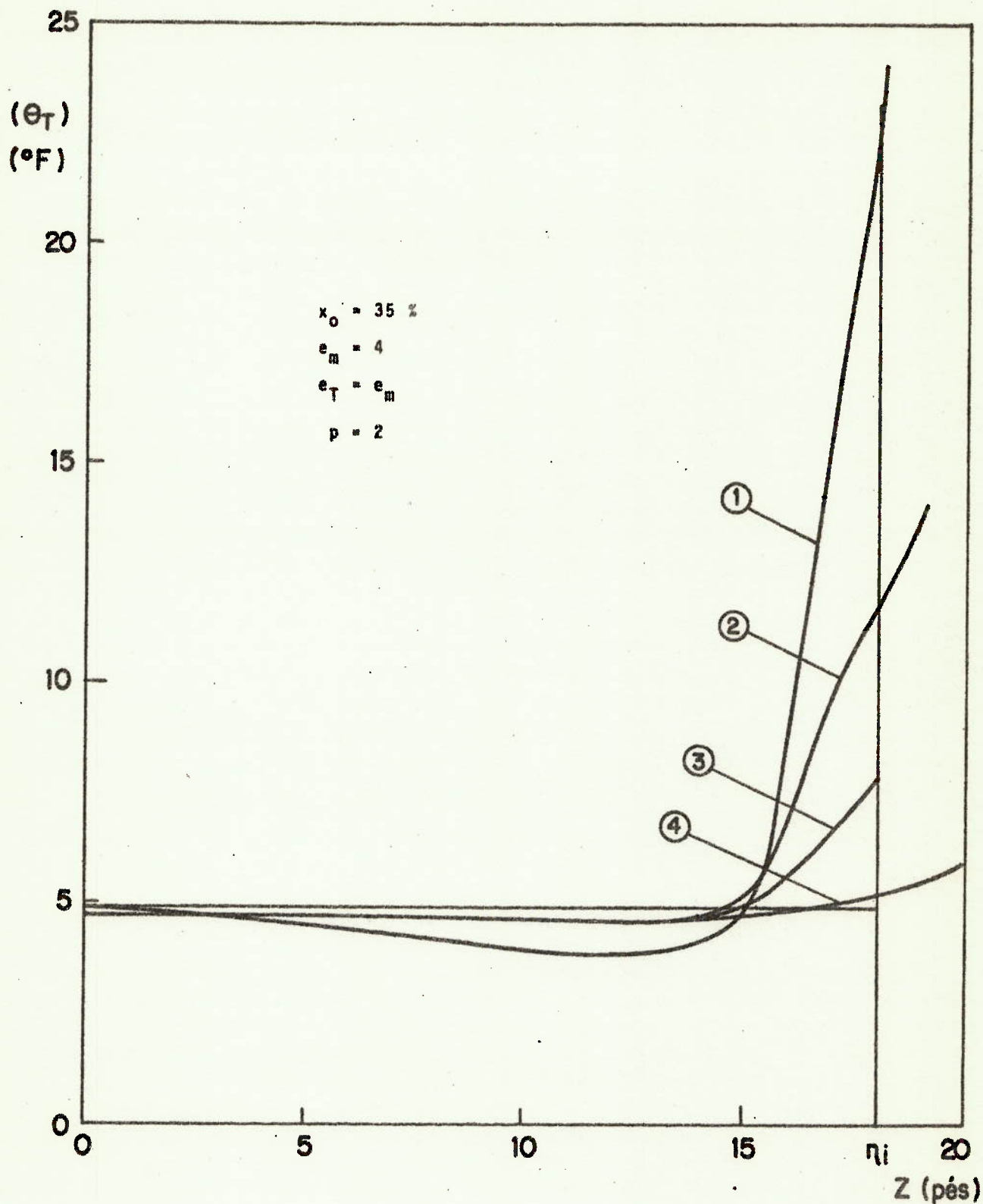


Fig. 4.3.5.3 - Aumento da vazão de refrigerante. Distribuição de θ_T em instantes sucessivos.

- (1) - $t = 0,28\text{seg.}$ (corresponde ao início da Região 2)
- (2) - $t = 2,0\text{ seg.}$
- (3) - $t = 4,0\text{ seg.}$
- (4) - $t = 8,0\text{ seg.}$

a temperatura do tubo não é uniforme, como seria de desejar, mas diminui no começo para depois aumentar e superar a temperatura desejada (ver, por exemplo, curva P_3 da Fig. 4.3.5.2). Calculando a temperatura média nesse região, para o perfil de θ_T que estamos adotando, verificamos que era superior à desejada (isto é, $(\theta_T)_{z=0}$). Isto equivale a uma energia interna adicional do tubo. Verifica-se, no entanto, que a medida que o tempo aumenta essa energia adicional tende a zero (como se pode constatar na Fig. 4.3.5.3). No instante t_1^* , em que a energia adicional é máxima, esta não passa de 4,5 % do total a ser retirado do tubo (em virtude de sua elevada temperatura na região em contato com vapor superaquecido, no início) durante o regime transitório. Tal fato nos leva a concluir que o efeito da energia residual, que surge em decorrência dos perfis de θ_T adotados, não é importante na resposta do sistema.

(2) Como se pode observar na Fig. 4.3.5.1, a curva 3, que se aproxima da distribuição ótima de $(\theta_T)_{z=\eta}$, apresenta uma "ondulação" logo depois de η_1^* , quando seria de se esperar um crescimento contínuo de $(\theta_T)_{z=\eta}$ até o valor máximo. Tal anomalia se verificou em todos os casos analisados (no caso da Fig. 3.3.3, não aparece devido à escala adotada). Não sendo constatado qualquer problema na integração numérica, concluímos que a solução da equação apresentava essa ondulação para as condições iniciais e de contorno impostas, bem como os perfis de θ_T adotados, sem, contudo, admitir alguma interpretação física.

4.3.6 - CONCLUSÃO

Para finalizar a análise deste caso, devemos observar que uma tentativa de linearização, como fizemos no caso de diminuição da vazão de refrigerante, levaria a uma solução muito afastada da real, uma vez que assumiria a temperatura do tubo constante e uniforme. Ora, vimos, anteriormente, que a temperatura do tubo, neste caso, exercia um papel importante na resposta do sistema, o que torna impraticável assumir desprezível o seu efeito.

4.4 - AUMENTO DA TEMPERATURA DO AR INCIDENTE.

Como já dissemos anteriormente, não dispomos de observações experimentais para este caso. A resposta do sistema, para as condições especificadas no Cap. III, é apresentada na Fig. 3.4.1.

O movimento de interface é comandado pela temperatura do tubo e pelo coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante. Quando ocorre o aumento da temperatura do ar, o fluxo de calor no lado do ar aumentará, ao passo que o fluxo de calor no lado do refrigerante manter-se-á constante. Em consequência, a temperatura do tubo aumentará até um valor que, devido à variação lenta do fluxo de calor no lado do refrigerante, poderá ultrapassar aquele em $t \rightarrow \infty$ (é o que se verifica na Figura 3.4.2). A Fig. 4.4.1 mostra a variação do fluxo de calor por unidade de comprimento no lado do refrigerante (q_R). O aumento inicial de q_R se deve ao aumento da temperatura do tubo

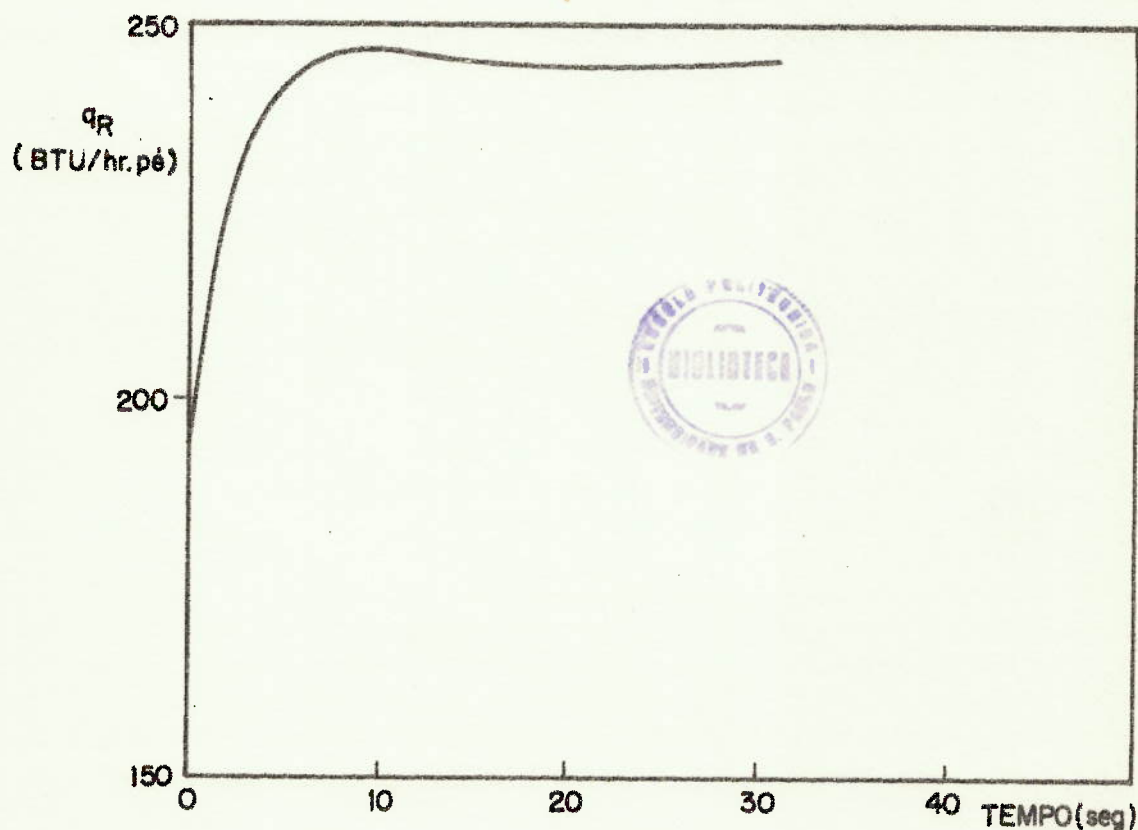


Fig. 4.4.1 - Aumento da temperatura do ar. Variação do fluxo de calor por unidade de comprimento para as condições especificadas no Cap. III.

e tem por consequência um aumento na taxa de evaporação, o que ocasiona o movimento da interface no sentido da entrada do evaporador. Posteriormente, aumentando o coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante, ocorre um resfriamento lento do tubo e uma pequena diminuição de q_R (devido à diminuição de T_T), como se pode observar na Fig. 4.4.1.

4.4.1 - EFEITO DE x_o e α_m SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

Variações no valor de x_o , a exemplo dos casos anteriores, alteram pouco a resposta do sistema, como pode se constatar na Tab. 4.4.1.1.0 efeito da variação de α_m sobre a resposta do sistema pode ser observado na Fig. 4.4.1.1. Como nos casos anteriores, o sistema torna-se mais lento, quanto menores forem x_o e α_m , em razão do aumento da capacidade térmica do sistema.

TABELA 4.4.1.1- Pseudo-constantes de tempo do sistema para distintos x_o . $e_{TA} = 2$.

x_o (porcentagem)	Pseudo-constantes de tempo (τ) segundos.
31	5,8
33	5,7
35	5,6

4.4.2 - EFEITO DE e_h e e_{TA} SOBRE A RESPOSTA DO SISTEMA.

A Tab. 4.4.2.1 apresenta a variação da pseudo-constante de tempo do sistema para distintos valores de e_h . Nessa tabela podem ser observados resultados semelhantes aos casos anteriores, o que facilitou a determinação do valor de e_h . A Figura 4.4.2.1 apresenta a resposta do sistema (θ) para distintos valores

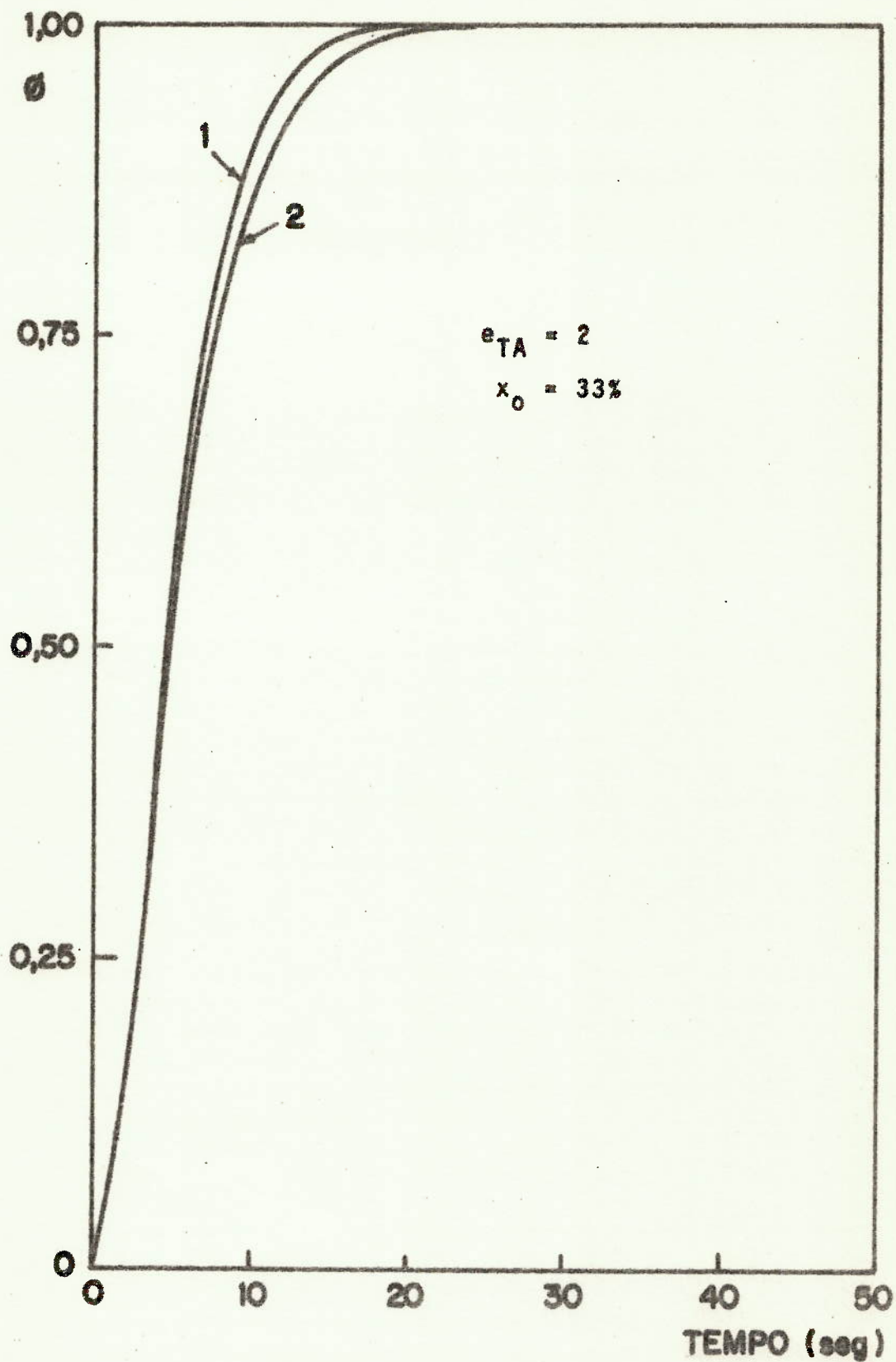


Fig. 4.4.1.1 - Aumento da temperatura do ar. Resposta do sistema para distintos valores de α_m .
 (1) $\alpha_m = 0,9236$ (modelo de Kowalczewski)
 (2) $\alpha_m = 0,9100$

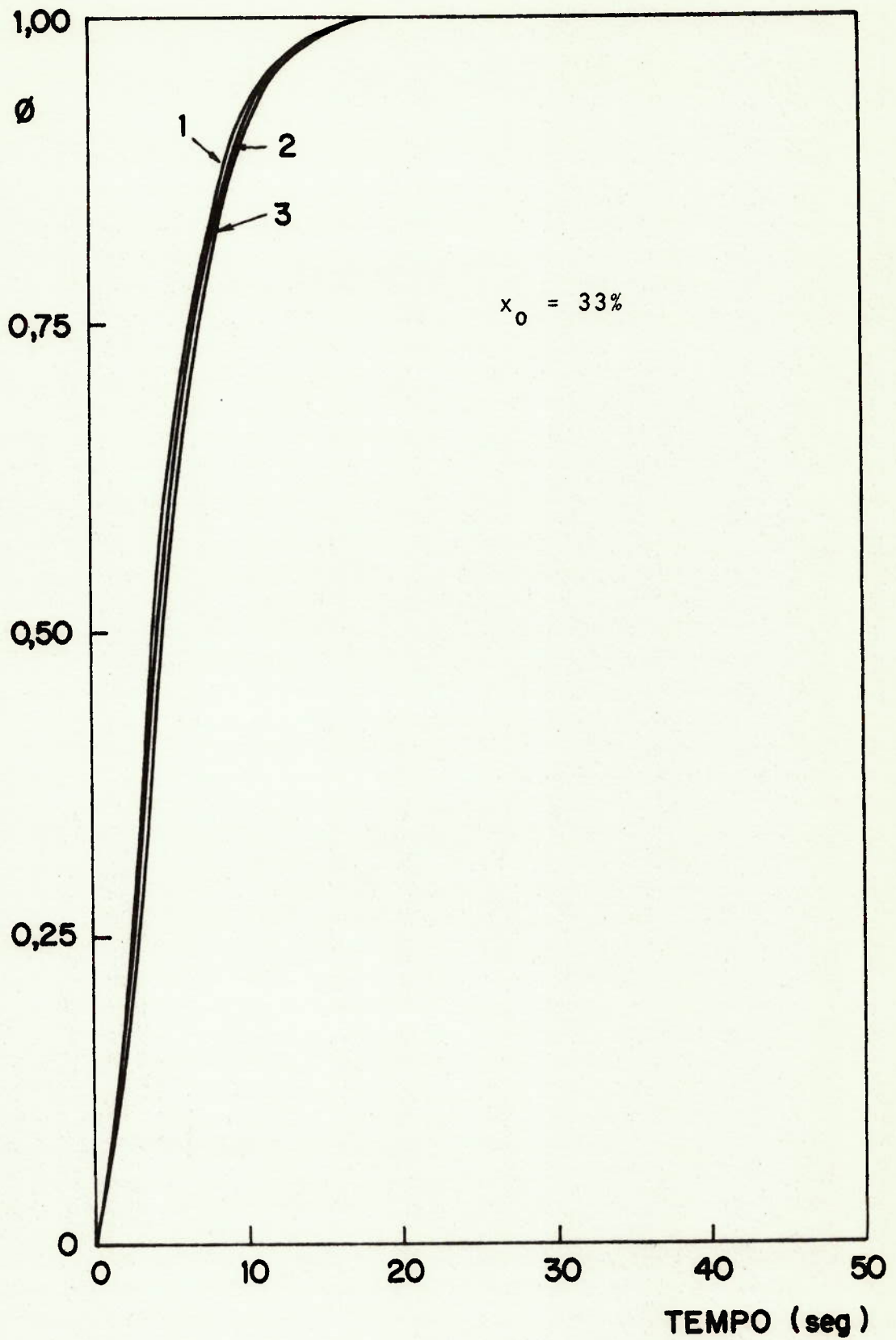


Fig. 4.4.2.1 - Aumento da temperatura do ar. Efeito de e_{TA} sobre a resposta do sistema.

(1) $e_{TA} = 100$	$\tau = 5,25$ segundos.
(2) $e_{TA} = 4$	$\tau = 5,5$ segundos.
(3) $e_{TA} = 2$	$\tau = 5,7$ segundos.

TABELA 4.4.2.1- Pseudo-constantes de tempo do sistema para distintos valores de $e_h \cdot x_o = 33 \%$, $e_{TA} = 4$.

e_h (1/seg.)	pseudo-constante de tempo (τ) (segundos)
0,175	5,55
0,200	5,50
0,400	5,15

de e_{TA}^* . Verifica-se que, quando e_{TA} varia de 100 a 2, a pseudo-constante de tempo do sistema varia de 8,57 %. Assim, a exemplo do que ocorria com a constante de tempo da válvula nos casos anteriores o efeito de e_{TA} sobre a resposta do sistema é pequeno.

4.5 - DIMINUIÇÃO DA TEMPERATURA DO AR INCIDENTE

Se o ar incidente sofrer uma diminuição instantânea de temperatura, o fluxo de calor no lado do ar diminuirá, com posterior queda na temperatura do tubo, uma vez que o fluxo de calor no lado do refrigerante não se altera, no início. Com a queda da temperatura do tubo, diminui o fluxo de calor no lado do refrigerante, onde a taxa de evaporação cairá, em decorrência. Essa diminuição na taxa de evaporação faz com que a interface se desloque no sentido da saída do evaporador. O movimento de interface se faz por uma região onde, no início, a temperatura do tubo era elevada (pelo fato de estar em contato com vapor superaquecido do refrigerante), mas sofre um resfriamento inicial logo após a diminuição da temperatura do ar incidente. A variação da temperatura do tubo, na região $0 \leq z \leq \eta_i$, deverá ser como se mostra na Fig. 4.5.1. Na região $\eta_i < z \leq \eta_f$, a temperatura do

*) Como dissemos no Cap. II, e_{TA} é definido pela expressão:

$$T_{Ae} = T_{Ae_f} - (T_{Ae_f} - T_{Ae_i})e^{-e_{TA}t}$$

tubo é de difícil visualização. No entanto, a variação da temperatura do tubo em uma seção típica é mostrada na Fig. 4.5.2. O ponto M dessa figura equivale ao instante (t_1) em que a interface atinge a seção.

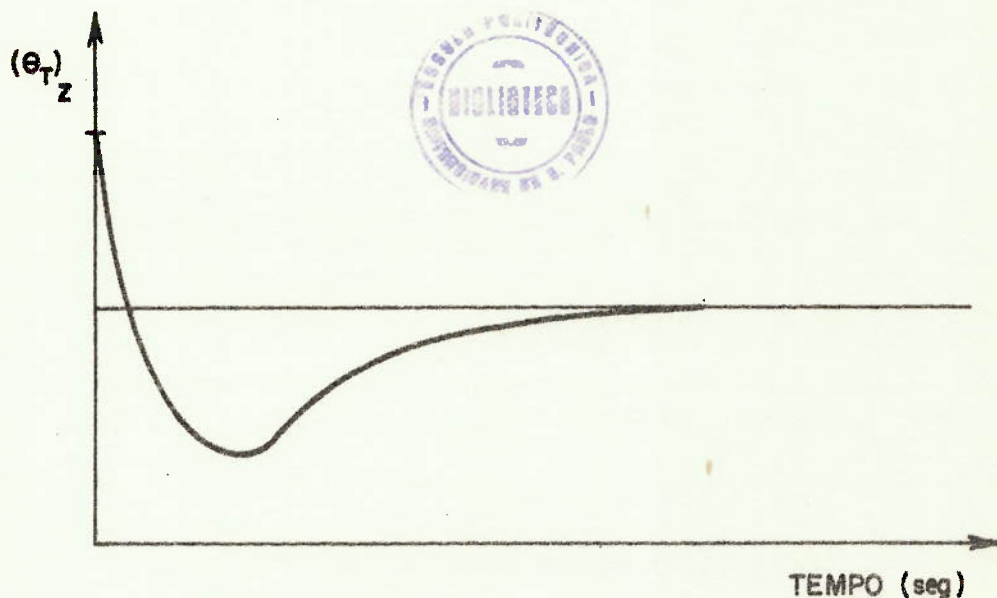


Fig. 4.5.1 - Representação esquemática da variação da temperatura do tubo na região $0 \leq z \leq \eta_1$.

A exemplo do que fizemos no caso em que a vazão de refrigerante aumenta, dividimos o deslocamento da interface em duas regiões:

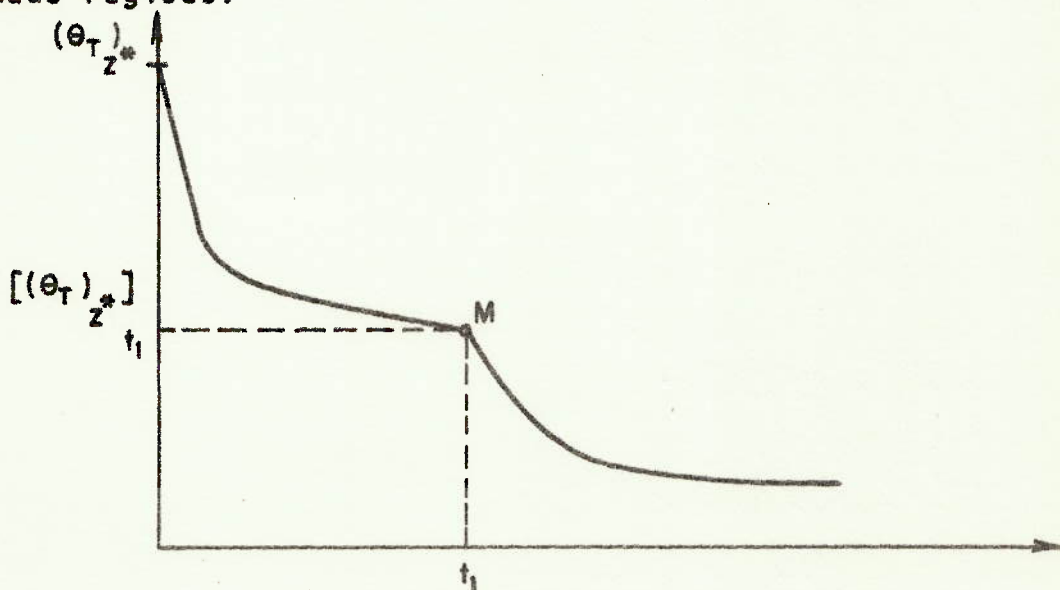


Fig. 4.5.2 - Representação esquemática da variação da temperatura do tubo em z^* , tal que $\eta_1 < z^* \leq \eta_f$.

- (1) Região onde a temperatura do tubo, na seção em que ocorre a interface, é igual àquela na mesma seção, no início.
- (2) Região onde o perfil de temperaturas do tubo na região bifásica era da forma (já vista anteriormente):

$$\theta_T = \left[a + bz^n + m(z - \eta)e^{-pt} \right] \frac{1}{\eta} \quad , \quad (4.5.1)$$

com p e n positivos. Como no caso em que a vazão de refrigerante aumenta, a , b , m e n foram determinados pelas condições de contorno em cada instante e pelas condições no instante t_1^* (instante em que se inicia a Região 2). Foi admitida, também neste caso, uma variação exponencial para $(\theta_T)_{z=0}$. Dadas as condições acima verificou-se que a solução apresentava as seguintes características:

- (1) Existe um valor p' , tal que $p > p' \rightarrow$ solução divergia (isto é, a equação diferencial do modelo não era a esperada).
- (2) $0 < p \leq p' \rightarrow n < 0$

Verifica-se, portanto, que a equação diferencial, representativa do modelo, não tem solução para as condições impostas acima. Duas são as razões:

(a) A variação de $(\theta_T)_{z=0}$ não é exponencial (monotônica) mas deve ter a forma da Fig. 4.5.1.

(b) A hipótese de que a temperatura do tubo, na seção onde ocorre a interface, é igual à temperatura do tubo nessa seção, inicialmente (Região 1), torna-se inviável, neste caso, uma vez que, ocorrendo a queda na temperatura do ar, é de se esperar uma diminuição na temperatura do tubo. O resultado da adoção dessa hipótese é condições em t_1^* das quais resultam valores inaceitáveis de m e n .

Como não temos informação alguma a respeito da variação de $(\theta_T)_{z=0}$, bem como da $(\theta_T)_{z=\eta}$ na Região 1, este caso foi deixado para uma análise posterior, em que se disponha de eventuais informações experimentais.

CAPÍTULO V

RECOMENDAÇÕES

Os problemas matemáticos envolvidos na solução do modelo desenvolvido foram relativamente simples, em virtude de uma série de hipóteses simplificadoras. A seguir apresentamos alguns aspectos do problema abordado neste trabalho, que deverão ser objeto de uma análise cuidadosa em trabalhos futuros. Sugerimos, também, algumas extensões do modelo.

(1) Determinação dos perfis de temperatura do tubo na região $0 \leq z \leq \eta(t)$, durante o regime transitório que se segue a uma diminuição na temperatura do ar incidente. De posse desses perfis, o movimento da interface, para este caso, poderá ser determinado.

(2) Investigação sobre o coeficiente de vazão. O modelo de Kowalczewski, adotado para determinar $\alpha = \alpha(x)$, carece de uma comprovação experimental mais acurada, para escoamento horizontal, embora tenha apresentado boa concordância com o modelo semi-empírico de Fujie e com os resultados experimentais de

Hufschmidt, em condições específicas. Além disso, no desenvolvimento do modelo, fizemos a hipótese de similaridade dos perfis de α , o que veio simplificar, sensivelmente, o problema. Essa hipótese, embora escudada no trabalho de Hedekind e Stoecker [W2], carece de uma confirmação teórica e/ou experimental. Certo é que, os autores, ao admitirem a similaridade dos perfis de α , observaram que os resultados obtidos, utilizando essa hipótese, foram bons. Não se referem, porém, a nenhuma comprovação teórica ou experimental da hipótese. Devemos observar que muitos fenômenos físicos apresentam leis de similaridade, fato que poderia ter levado à adoção da hipótese acima.

(3) Estudo do efeito da temperatura das aletas. Durante o desenvolvimento do modelo fizemos a hipótese de que, para efeito da capacidade térmica, a temperatura das aletas era uniforme e igual à do tubo, em cada instante. Com isso, admitimos que as aletas apresentam um comportamento dinâmico acompanhando o do tubo, o que não corresponde à realidade. Recomenda-se, assim, um estudo do efeito da temperatura das aletas sobre a resposta do sistema.

(4) Comprovação experimental do modelo. Um dos problemas experimentais para essa comprovação, é a determinação da variação da posição da interface em evaporadores com tubos não transparentes. Stoecker [S9] determinou essa variação registrando as medidas de pares termoeletrônicos dispostos na parede externa do tubo, associando a passagem da interface a uma diminuição rápida da temperatura. Esse método pode, no entanto, conduzir a resultados com retardamento, em virtude da inércia do tubo em responder a um resfriamento rápido. Verifica-se além disso, que os resultados experimentais não apresentam boa repetibilidade, o que pode demonstrar as dificuldades do método. Recomenda-se, assim, a pesquisa de métodos mais exatos para o acompanhamento da interface.

(5) Extender o modelo aqui desenvolvido, de modo a se prever o comportamento dinâmico da região onde o refrigerante se encontra no estado de vapor superaquecido, na qual se fixa o sensor da V.E.T..

(6) Desenvolvimento de uma bancada de ensaios para a determinação do comportamento dinâmico de evaporadores, resfriadores de ar. Essa bancada deve ser suficientemente instrumentada para permitir a avaliação das hipóteses feitas neste trabalho, produzindo informações que poderão ser úteis no aperfeiçoamento do modelo aqui desenvolvido.

(7) Extender o modelo aqui apresentado para um evaporador com duas ou mais fileiras de tubos.

(8) Extender o modelo desenvolvido para o caso em que a temperatura da superfície metálica seja menor que a temperatura de orvalho do ar.



APÊNDICE A

DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM REGIME PERMANENTE

A.1 - PARÂMETROS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO LADO DO AR.

Os parâmetros nos quais estamos interessados são:

- (a) Coeficiente de transmissão de calor: h_A .
- (b) Eficiência da aleta: η_{AL}
- (c) Eficiência global de transmissão de calor: ϵ

Para trocadores de calor compactos, Kays e London |K1| dão valores dos coeficientes de transmissão de calor médios, para geometrias diversas. Esses valores foram obtidos - experimentalmente, sem que fosse recomendada uma equação empírica geral para cada geometria. Sheperherd |S4| e Rich |R1| fornecem valores dos coeficientes de transmissão de calor médios, determinados experimentalmente, para situações específicas. Em um trabalho recente sobre dinâmica de trocadores de calor, Pearson e colaboradores |P1|, simulando um trocador de calor compacto, de geometria semelhante a que estamos modelando, recomendam a fórmula empírica:

$$j_A = 0,325(Re_A)^{-0,536} \quad (A.1.1)$$

onde: $j_A = \text{Fator de Colburn} = \frac{h_A}{G_A c_{pA}} (Pr)^{2/3}$

$$Re_A = \text{N}^{\circ} \text{ de Reynolds do ar} = \frac{G_A D_{HA}}{\mu_A}$$

A Eq. (A.1.1) representou muito bem os dados experimentais, em regime permanente, colhidos por Pearson e colaboradores. Nessas condições, adotamos para o cálculo de h_A a Eq. (A.1.1). As propriedades físicas do ar foram determinadas para uma temperatura característica do escoamento, uma vez que foram admitidas constantes. Devemos observar, ainda, que a Eq. (A.1.1) proporciona valores inferiores de h_A , quando comparados com os obtidos por Sheperherd e por Rich.

As aletas do trocador de calor que estamos analisando são planas e retangulares (ver Fig. A.1.1). O cálculo da eficiência para esse tipo de aleta é bastante difícil, devido à sua geometria. Carrier e Anderson no entanto, concluíram que a eficiência de uma aleta plana retangular é, praticamente, igual à eficiência da aleta circular equivalente, definida como tendo a mesma área da aleta retangular.

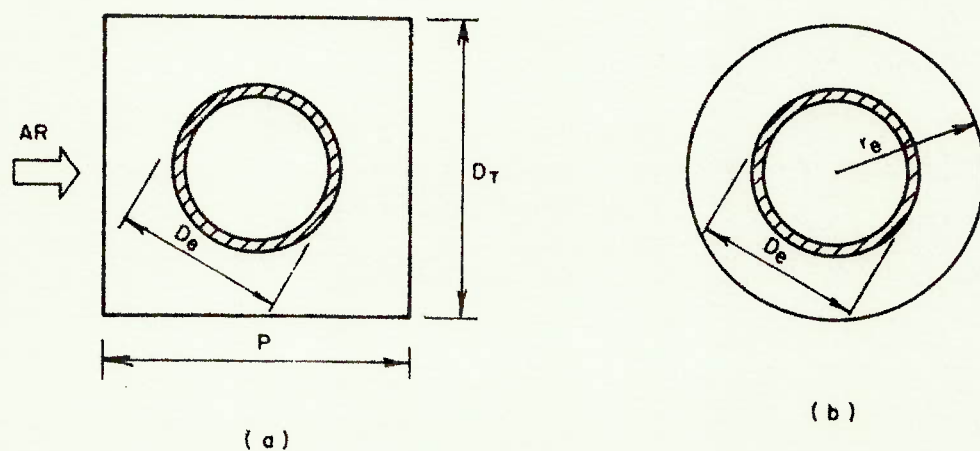


Fig. A.1.1 - Aleta do trocador de calor analisado no trabalho.

(Ver Fig. A.1.1). Logo:

$$r_e = \sqrt{\frac{P \cdot D_T}{\pi}} \quad (\text{A.1.2})$$

A eficiência de uma aleta circular é dada por:

$$\eta_{AL} = \frac{\text{tgh}(m\ell)}{m\ell} \quad (\text{A.1.3})$$

onde

$$m = \sqrt{\frac{2h_A}{K_{AL}t}}$$

$$\ell = r_e - D_e/2.$$

O calor trocado por uma superfície aletada pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \text{calor trocado} &= \text{calor trocado pela superfície base} + \text{calor trocado pelas aletas} \\ & \quad (\text{A.1.4}) \end{aligned}$$

ou

$$A \cdot \epsilon h_A (T_b - T_A) = A_b h_A (T_b - T_A) + h_A \int_{A_{AL}} (T_{AL} - T_A) dA, \quad (\text{A.1.5})$$

onde:

- A = área total de troca de calor
- A_b = área total da superfície base
- A_{AL} = área total das aletas
- T_b = temperatura da superfície base
- $T_A = (T_{Ae} + T_{As})/2$
- T_{AL} = temperatura da aleta.

Logo, utilizando a definição de eficiência de uma aleta, a Eq. (A.1.5) ficará:

$$\epsilon = 1 - \frac{A_{AL}}{A} (1 - \eta_{AL}) \quad (\text{A.1.6})$$

ϵ é a denominada eficiência global de transmissão de calor.

A.2 - PARÂMETROS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO LADO DO REFRIGERANTE E TEMPERATURAS DO TUBO.

Temos interesse em determinar:

- (a) Coeficiente de transmissão de Calor: h_R
- (b) Temperatura do tubo: T_{Ti} e T_{Tf}
- (c) Posição média da interface: η_i e η_f .
- (d) Coeficiente de vazio médio: α_m
- (e) Distribuição de temperaturas na região do tubo em contato com o refrigerante no estado de vapor superaquecido, em $t=0$.

A.2.1 - DETERMINAÇÃO DE h_R , T_{Ti} , T_{Tf} , η_i e η_f .

Em regime permanente, podemos escrever que:

$$\pi D_i h_R (T_T - T_R) \eta = \dot{m}_R (1 - x_0) i_{LV} \quad \text{ou}$$

$$h_R (T_T - T_R) \eta = \frac{\dot{m}_R (L - x_0) i_{LV}}{\pi D_i} = \gamma_1 \quad (\text{A.2.1.1})$$

Por outro lado, vimos no Cap. II que h_R seria calculado pela 1ª Fôrmla de Bo Pierre, isto é:

$$h_R = \frac{0,0009 \times K_L}{D_i} [(Re_L)^2 K_f]^{0,5}$$

que pode ser escrita como:

$$h_R = \frac{\gamma_2}{(\eta)^{0,5}} \quad (\text{A.2.1.2})$$

onde

$$\gamma_2 = \frac{0,0009 K_L}{D_i} [(Re_L)^2 \cdot \frac{i_{LV} \Delta x}{g}]^{0,5}$$

Em regime permanente podemos escrever, também, que:

$$\dot{m}_R(1 - x_0)i_{LV} = \dot{m}_A c_{pA}(T_{Ae} - T_{As})\eta \quad \text{ou}$$

$$T_{As} = T_{Ae} - \frac{\dot{m}_R(1 - x_0)i_{LV}}{\dot{m}_A \eta c_{pA}}, \quad (\text{A.2.1.3})$$

onde \dot{m}_A é a vazão de ar por unidade de comprimento do evaporador. Como utilizamos T_A como sendo $(T_{Ae} + T_{As})/2$, resulta, da Eq. (A.2.1.3) que:

$$T_A = T_{Ae} - \frac{\dot{m}_R(1 - x_0)i_{LV}}{2 \dot{m}_A c_{pA} \eta} \quad (\text{A.2.1.4})$$

Por outro lado, sabemos que:

$$Au \varepsilon h_A(T_A - T_T)\eta = \pi D_i h_R(T_T - T_R)\eta, \quad (\text{A.2.1.5})$$

e, portanto, substituindo a Eq. (A.2.1.4) na Eq. (A.2.1.5), lembrando a Eq. (A.1.1), resulta:

$$T_T = T_{Ae} - \frac{\gamma_3 + \gamma_1 \gamma_4}{\eta} \quad (\text{A.2.1.6})$$

onde

$$\gamma_3 = \frac{\dot{m}_R(1 - x_0)i_{LV}}{2 \dot{m}_A c_{pA}}$$

$$\gamma_4 = \frac{\pi D_i}{Au \varepsilon h_A}$$

Substituindo as Eqs. (A.2.1.2) e (A.2.1.6) na Eq. (A.2.1.1), - resulta:

$$\frac{\gamma_2}{\eta^{0,5}} \left[T_{Ae} - \frac{\gamma_3 + \gamma_1 \gamma_4}{\eta} - T_R \right] = \gamma_1, \quad (\text{A.2.1.7})$$

de onde tiramos:

$$n^2 - \frac{2(\gamma_3 + \gamma_1\gamma_4)(T_{Ae} - T_R) + (\gamma_1/\gamma_2)^2}{(T_{Ae} - T_R)^2} n + \left[\frac{\gamma_3 + \gamma_1\gamma_4}{T_{Ae} - T_R} \right]^2 = 0 \quad (A.2.1.8)$$

A Eq. (A.2.1.8) é uma equação do 2º grau, cujas raízes são $n' > n''$. A partir do valor de n , pela Eq. (A.2.1.2) podemos calcular h_R e pela Eq. (A.2.1.6) calculamos T_T . Verifica-se que T_T , para n'' , apresenta um valor fisicamente inviável para o nosso caso, pois $T_T(n'') < T_R$. Logo, a solução será n' . Assim, admitidos conhecidos todos os outros parâmetros, dado \dot{m}_R (ou T_{Ae}) teremos os valores de n , T_T e h_R correspondentes.

A.2.2 - DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE VAZIO MÉDIO.

O coeficiente de vazio médio foi definido no Cap.II, como:

$$\alpha_m = \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} \alpha(z) dz \quad (A.2.2.1)$$

Se x_0 for o título em $z=0$ e $x=1$ em $z=\eta$, $\bar{\alpha}$ médio poderia ser definido:

$$\alpha_m = \frac{1}{1 - x_0} \int_{x_0}^1 \alpha(x) dx \quad (A.2.2.2)$$

A Eq. (A.2.2.2) é mais conveniente, uma vez que os dados disponíveis para α , são, em geral, relacionados ao título. Uma série extensa de trabalhos tem sido publicadas sobre a distribuição do coeficiente de vazio em um escoamento bifásico. Esses trabalhos, na maioria experimentais, dão fórmulas empíricas da função $\alpha=\alpha(x)$, aplicáveis a situações bem específicas. Alguns trabalhos, no entanto, baseiam-se em argumentações teóricas ou semi-teóricas, como é o caso dos trabalhos de Levy [L4], Fujie [F1], Zivi [Z3] e Bankoff [B1], cada um deles dando soluções gerais, com resultados razoáveis em determinadas regiões do escoamento. Assim é que, o modelo de Levy não dá resultados satisfatórios quando aplicado a escoamentos bifásicos de títulos bai

xos (e também em ebulição incipiente), proporcionando, porém, excelentes resultados para títulos maiores ($x > 30\%$). O inverso ocorre com o modelo de Bankoff. No nosso caso, em que temos títulos maiores que 30%, o modelo de Levy seria mais conveniente (para um resumo de pesquisa nesta área, recomenda-se a referência [T1]).

Kowalczewski, [K2] e [K3], a partir de dados experimentais, em escoamento vertical, recomenda a fórmula empírica (para R-12):

$$S = 0,8 \cdot \dot{\alpha} (1 - \dot{\alpha})^{0,5} \cdot (Fr_L)^{-0,045} \cdot (1 - Pr) \quad , \quad (A.2.2.3)$$

onde: $S = \dot{\alpha} - \alpha$

$$\dot{\alpha} = \frac{\dot{V}_V}{\dot{V}} = \frac{\text{vazão em volume do vapor}}{\text{vazão em volume total.}}$$

$$Fr_L = \text{nº de Froude referente ao líquido} = \frac{G_R^2}{g \cdot Di \rho_L^2}$$

$$p_r = \text{pressão reduzida do refrigerante} = \frac{p}{p_c}$$

p_c = pressão crítica do refrigerante.

Embora Kowalczewski não tenha feito nenhum ensaio com escoamento horizontal, verificamos que a Eq. (A.2.2.3) fornecia resultados comparáveis aos de Levy (cujo modelo independe da orientação do escoamento) Fujie, em escoamento horizontal, para pressões de evaporação próximas àquela por nós adotada neste trabalho (56 psia ou 3,81 kgf/cm²). Algumas observações devem ser feitas a respeito da fórmula de Kowalczewski:

(1) Existem, na literatura, diversas expressões para relacionar a velocidade do vapor e do líquido. Uma expressão muito usada é a relação entre as velocidades do vapor e do líquido (v_V/v_L). Esta, apresenta o inconveniente de se tornar indefi-

nida quando $\alpha \rightarrow 1$ (isto é, não está presente a fase líquida). Para contornar esse problema, Kowalczewski, adotou a relação $\dot{\alpha} - \alpha$, que será nula em $\alpha=0$ ($\dot{\alpha}=0$) e $\alpha=1$ ($\dot{\alpha}=1$). Devemos observar que S leva em conta a diferença de velocidades entre as fases (denominada na literatura de escorregamento). Como, em geral, a velocidade do vapor é maior que a do líquido $\alpha < \dot{\alpha}$, em uma dada seção e, portanto, $S > 0$.

(2) No nosso caso estamos interessados em conhecer a função $\alpha = \alpha(x)$. A partir da Eq. (A.2.2.3) podemos obter essa função se lembrarmos que:

$$\dot{\alpha} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{x} - 1\right) \frac{\rho_V}{\rho_L}}, \quad (\text{A.2.2.4})$$

e substituímos na Eq. (A.2.2.3)

(3) Na Eq. (A.2.2.3) verificamos que S e, conseqüentemente, α dependem de Fr_L . Assim, para uma dado diâmetro de tubo e uma dada pressão de evaporação, α dependerá da vazão de refrigerante e, portanto, a hipótese feita anteriormente de que os perfis de α eram semelhantes, para vazões distintas, teoricamente não se verifica. Todavia, o valor de $(Fr_L)^{-0,045}$, da Eq. (A.2.2.3), para as vazões utilizadas, varia de 1,025 ($\dot{m}_R = 1,79$ lbm/min) a 1,050 ($\dot{m}_R = 1,41$ lbm/min), o que corresponde a uma variação de 2,43%. Admitimos, então, que essa variação era desprezível, bem como o efeito de $(Fr_L)^{-0,045}$ no valor de S . (Admitindo $Fr_L = 1,037$ e $x_0 = 30\%$, obtivemos $\alpha_m = 0,9173$, ao passo que fazendo $Fr_L = 1,000$, $\alpha_m = 0,9198$, dando uma diferença percentual de 0,27 %).

A Fig. A.2.2.1 mostra uma comparação da variação de α com x para os diversos modelos citados acima. Constatamos que o modelo de Kowalczewski apresenta resultados próximos aos do modelo de Fujie, bem como dos experimentais de Hufschmidt. Os resultados dos modelos de Levy, Fujie, e Bankoff, bem como os experimentais de Hufschmidt, foram extraídos do apêndice da referência [W2].

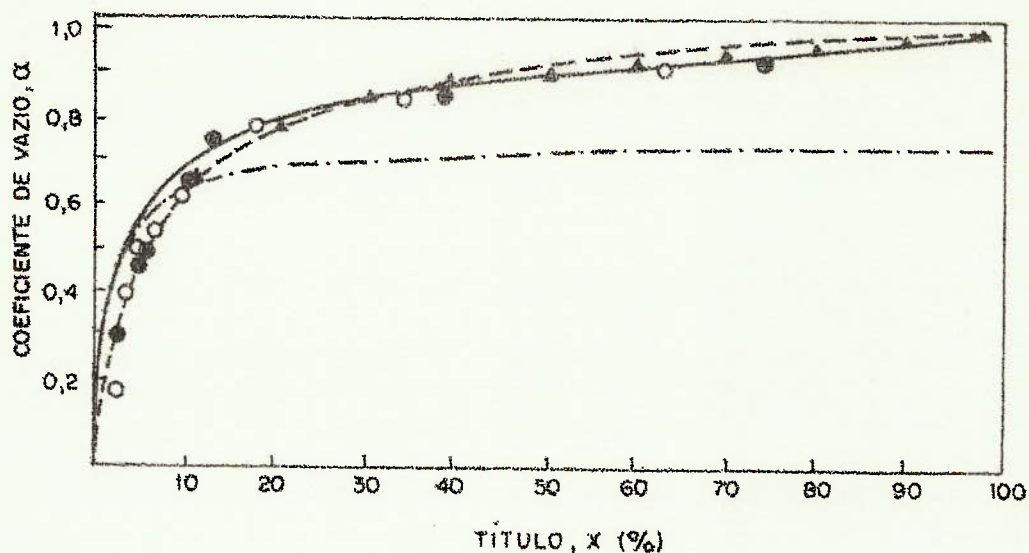


Fig. A.2.2.1 - Comparação de diversos modelos para a distribuição de α . Refrigerante R-12, $P_R = 52,5$ psia

- Modelo de Fujie
- - - Modelo de Levy
- · - · Modelo de Bankoff
- Resultado Experimental de Hufschmidt ($\dot{m}_R = 4,25$ lbm/min)
- Resultado Experimental de Hufschmidt ($\dot{m}_R = 1,7$ lbm/min)
- ▲ Eq. (A.2.2.3) desprezando o efeito de Fr_L

Observações finais:

(1) Wedekind e Stoecker, [W1] e [W2], utilizaram o modelo de Fujie para a determinação do coeficiente de vazão médio. No nosso trabalho, utilizamos o modelo de Kowalczewski, que apresenta, para títulos maiores que 30%, boa concordância com o de Fujie.

(2) Pelos dados experimentais de Hufschmidt verifica-se que a influência da vazão de refrigerante (e, portanto, do Número de Froude) sobre o coeficiente de vazão é desprezível. Além disso, o modelo de Kowalczewski apresenta boa concordância

com os resultados de Hufschmidt.

A.2.3 - TEMPERATURA DO TUBO NA REGIÃO DE VAPOR SUPERAQUECIDO, REGIME PERMANENTE.

No Cap. II e seguintes ressaltamos a necessidade - de se conhecer a distribuição de temperaturas do tubo, na região onde o refrigerante se encontra no estado de vapor superaquecido. Para a determinação dessa distribuição de temperaturas faremos a algumas hipóteses que simplificarão o tratamento matemático do problema. Essas hipóteses são:

- a) Escoamento unidimensional.
- b) Perda de carga desprezível
- c) Refrigerante, no estado de vapor superaquecido, será admitido como incompressível
- d) Propriedades físicas do refrigerante constantes e iguais àquelas do estado de vapor saturado seco.
- e) Condução axial no refrigerante e no tubo admitidas desprezíveis.
- f) Coeficiente de transmissão de calor no lado do refrigerante será admitido constante ao longo do tubo.
- g) Para o lado do ar valem as mesmas condições a que já nos referimos anteriormente (ver capítulos II e III e a seção A.3).

A Fig. A.2.3.1 mostra o volume elementar no lado do refrigerante, ao qual aplicaremos o 1º Princípio da Termodinâmica (Equação da Energia):

$$* \pi D_i h_V (T_T - T_V) dz = \rho_V c_{pV} (T_V)_{y+dy} v \cdot A_t - \rho_V c_{pV} (T_V)_y v A_t \quad (A.2.3.1)$$

*) Anteriormente, representamos a temperatura do tubo, em regime permanente, por $(T_T)_{R.P.}$.

Expandindo $(T_V)_{y+dy}$ em série de Taylor e desprezando os infinitésimos de ordem superior.

$$(T_V)_{y+dy} = (T_V)_y + \frac{dT_V}{dy} dy \quad (\text{A.2.3.2})$$

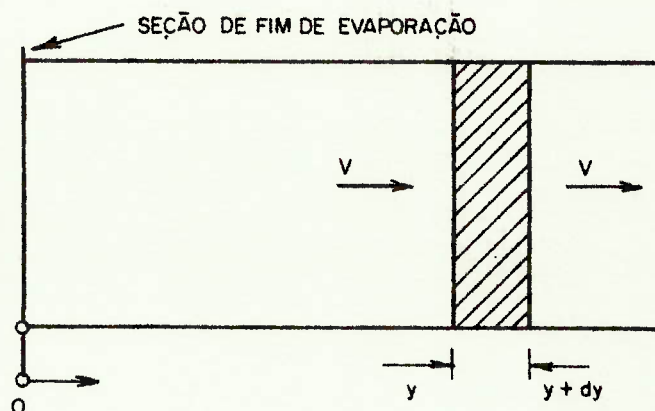


Fig. A.2.3.1 - Volume elementar de refrigerante.

Substituindo a Eq. (A.2.3.2) na Eq. (A.2.3.1), resulta:

$$\frac{dT_V}{dy} = \delta_1 (T_T - T_V) \quad , \quad (\text{A.2.3.3})$$

onde

$$\delta_1 = \frac{D_i h_V}{\dot{m}_R c_{pV}} = \delta_1(y)$$

Como dissemos anteriormente (ver Cap. II) h_V deve variar exponencialmente desde o valor na região bifásica até o valor na região de vapor superaquecido. Essa variação foi feita para evitar uma descontinuidade no coeficiente de transmissão de calor na interface h_V deve variar com y com o mais rápido possível. Assim, admitimos para h_V a seguinte expressão:

$$h_V = h_{Vs} - (h_{Vs} - h_R) e^{-100y}$$

O valor de h_{Vs} será calculado segundo recomendação de Altman e colaboradores [A1]:

$$h_{Vs} = \frac{0,021 K_V}{D_i} [Re_V]^{0,8} [Pr_V]^{0,4} \quad (\text{A.2.3.4})$$

A Eq. (A.2.3.4) apresenta uma pequena diferença, na constante numérica, em relação à relação proposta por Dittus-Boelter, para escoamento turbulento em tubos longos (a constante numérica, neste caso vale 0,023). Aplicando o 1º Princípio da Termodinâmica a um volume elementar no lado do ar, resulta:

$$-Au \varepsilon h_A (T_A - T_T) = \dot{m} u_A c_{pA} (T_{As} - T_{Ae}), \quad (\text{A.2.3.5})$$

onde, como fizemos anteriormente: $T_A = \frac{T_{As} + T_{Ae}}{2}$

Transformando a Eq. (A.2.3.5), resulta:

$$(T_A - T_T) = - \frac{1}{\delta_2 + 1} [(T_T - T_V) + (T_V - T_{Ae})], \quad (\text{A.2.3.6})$$

onde

$$\delta_2 = \frac{Au \varepsilon h_A}{2 \dot{m} u_A c_{pA}}$$

Por outro lado sabemos que, em regime permanente:

$$Au \varepsilon h_A (T_A - T_T) = \pi D_i h_V (T_T - T_V) \quad \text{ou}$$

$$(T_A - T_T) = \delta_3 (T_T - T_V), \quad (\text{A.2.3.7})$$

onde: $\delta_3 = \frac{\pi D_i h_V}{Au \varepsilon h_A} = \delta_3(y)$

Substituindo a Eq. (A.2.3.7) na Eq. A.2.3.6), resulta:

$$T_T - T_V = \frac{1}{\delta_4 (1 + \delta_2)} (T_V - T_{Ae}), \quad (\text{A.2.3.8})$$

onde: $\delta_4 = \delta_3 + \frac{1}{1 + \delta_2} = \delta_4(y)$

Levando a Eq. (A.2.3.8) na Eq. (A.2.3.3), resulta:

$$\frac{dT_V}{dy} = - \frac{1}{\delta_4(1 + \delta_2)} (T_V - T_{Ae}) \quad (\text{A.2.3.9})$$

Fazendo a mudança de variável: $\theta_V = T_V - T_{Ae}$, ficamos com:

$$\frac{d\theta_V}{dy} = \frac{\delta_1}{\delta_4(1 + \delta_2)} \theta_V \quad (\text{A.2.3.10})$$

A Eq. (A.2.3.10) admite a seguinte solução.

$$\theta_V = (\theta_V)_{y=0} \cdot \exp \left\{ \frac{\delta_5 \delta_1}{100} \cdot \ln \left[\frac{(\delta_7 - 1) e^{-100y}}{\delta_7 - e^{-100y}} \right]^{\frac{\delta_6}{\delta_7} - 1} e^{-100y} \right\}, \quad (\text{A.2.3.11})$$

onde:

$$\delta_1' = \frac{\pi D_L}{\dot{m}_R c p_V} \quad \delta_6 = \frac{h_{Vs}}{h_{Vs} - h_R}$$

$$\delta_5 = \frac{1}{\delta_3'(1 + \delta_2)} \quad \delta_7 = \frac{\delta_5 + h_{Vs}}{h_{Vs} - h_R}$$

$$\delta_3' = \frac{\pi D_i}{A u \epsilon h_A} \quad (\theta_V)_{y=0} = (T_V - T_{Ae})_{y=0} = T_R - T_{Ae}$$

Substituindo o valor de θ_V da Eq. (A.2.3.11) na Eq. (A.2.3.8), resulta a distribuição de temperatura do tubo, isto é:

$$T_T = T_{Ae} + \left[1 - \frac{1}{\delta_4(1 + \delta_2)} \right] \theta_V \quad (\text{A.2.3.12})$$

A.3 - VALORES NUMÉRICOS.

Como complemento às seções anteriores apresentaremos os valores numéricos dos parâmetros mencionados, para o e vaporador esquematizado no Cap. III.

A.3.1 - LADO DO AR.

As propriedades físicas foram determinadas à temperatura de 80°F ($26,67^{\circ}\text{C}$), extraídas da referência [E1], são - elas:

$$\begin{aligned}\rho_A &= 0,0724 \text{ lbm/pē}^3 \\ c_{pA} &= 0,240 \text{ BTU/lbm}^{\circ}\text{F} \\ \mu_A &= 0,00001241 \text{ lbm/seg.pē} \\ K_A &= 0,01516 \text{ BTU/hr.pē}^{\circ}\text{F} \\ Pr_A &= 0,708\end{aligned}$$

Dada a geometria, as condições físicas do ar e suas propriedades, os seguintes valores foram determinados:

$$\begin{aligned}h_A &= 7,3885 \text{ BTU/hr.pē}^2.^{\circ}\text{F} \\ \epsilon &= 0,9734 \\ \eta_{AL} &= 0,9696\end{aligned}$$

A.3.2 - LADO DO REFRIGERANTE E TUBO.

As propriedades físicas do refrigerante (R-12) no estado de líquido saturado e de vapor saturado seco foram extraídas da referência [A5], para a pressão de evaporação de -56 lbf/pol^2 ($3,81 \text{ kgf/cm}^2$) (correspondendo a uma temperatura de evaporação de $44,61^{\circ}\text{F}$ ($7,00^{\circ}\text{C}$)).

$$\begin{aligned}\rho_L &= 85,765 \text{ lbm/pē}^3 \\ \rho_V &= 1,396 \text{ lbm/pē}^3 \\ \mu_L &= 0,600 \text{ lbm/hr.pē} \\ \mu_V &= 0,0289 \text{ lbm/hr.pē} \\ K_L &= 0,0438 \text{ BTU/hr.pē}^{\circ}\text{F} \\ K_V &= 0,0051 \text{ BTU/hr.pē}^{\circ}\text{F} \\ c_{pL} &= 0,225 \text{ BTU/lbm}^{\circ}\text{F} \\ c_{pV} &= 0,159 \text{ BTU/lbm}^{\circ}\text{F}\end{aligned}$$

As propriedades termodinâmicas foram extraídas do Boletim T-12 da E.I. Du Pont de Nemeurs & Company (Inc.), (Copyright 1956).

$$P_C = 596,9 \text{ lbf/pol}^2$$

$$T_R = 44,61^\circ\text{F}$$

$$i_{LV} = 63,597 \text{ BTU/lbm}$$

As propriedades do material do tubo (cobre) e das aletas (alumínio), extraídas da referência |E1|, foram determi

TABELA. A.3.2 - Parâmetros calculados de acordo com as recomendações do Apêndice A.

x_o (%)	$T_{Ae} = 89^\circ\text{F}$			$T_{Ae} = 89^\circ\text{F}$			$T_{Ae} = 100^\circ\text{F}$			u_m
	$\dot{m}_R = 1,41 \text{ lbm/min}$			$\dot{m}_R = 1,79 \text{ lbm/min}$			$\dot{m}_R = 1,41 \text{ lbm/min}$			
	η (pē)	h_R (BTU/hr.pē ² °F)	T_T (°F)	η (pē)	h_R (BTU/hr.pē ² °F)	T_T (°F)	η (pē)	h_R (BTU/hr.pē ² °F)	T_T (°F)	
30	19,4338	462,7562	49,8574	24,3250	525,0955	49,3003				0,9158
31	19,1561	462,7562	49,8574	23,9775	525,0955	49,3003	15,1511	520,3370	50,5104	0,9211
32	18,8785	462,7562	49,8574	23,6300	525,0955	49,3003	14,9315	520,3370	50,5104	0,9223
33	18,6009	462,7562	49,8574	23,2825	525,0955	49,3003	14,7119	520,3370	50,5104	0,9236
34	18,3233	462,7562	49,8574	22,9350	525,0955	49,3003	14,4923	520,3370	50,5104	0,9248
35	18,0456	462,7562	49,8574	22,5875	525,0955	49,3003	14,2727	520,3370	50,5104	0,9259

nadas a temperatura média de $68^\circ\text{F}(20^\circ)$.

$$P_T = 559 \text{ lbm/pē}^3$$

$$c_{pT} = 0,0915 \text{ BTU/lbm}^\circ\text{F}$$

$$K_T = 223 \text{ BTU/hr.pē}^\circ\text{F}$$

$$\rho_{AL} = 169 \text{ lbm/pē}^3$$

$$c_{pAL} = 0,214 \text{ BTU/lbm}^\circ\text{F}$$

$$K_{AL} = 118 \text{ BTU/hr.pē}^\circ\text{F}$$

Nessas condições foram obtidos os parâmetros apresentados na Tab. A.3.2. O valor de α_m foi obtido mediante a adoção do modelo de Kowalczewski. O valor T_T da Tab. A.3.2 refere-se à região bifásica. A distribuição de temperaturas do tubo, na região onde o refrigerante se encontra no estado de vapor superaquecido, é apresentada na Fig. A.3.2, para uma vazão de refrigerante de 1,41 lbm/min e temperatura do ar incidente de 89°F e 100°F, respectivamente.

Algumas observações se fazem necessárias antes de concluir esta seção:

(1) Os valores de expressão $Re_L^2 \cdot K_f$ (adimensional) para os casos analisados são:

$$(a) \dot{m}_R = 1,41 \text{ lbm/min}, T_{Ae} = 89^\circ\text{F}, x_o = 33\% \Rightarrow Re_L^2 K_f = 8,90 \times 10^{10},$$

$$(b) \dot{m}_R = 1,79 \text{ lbm/min}, T_{Ae} = 89^\circ\text{F}, x_o = 33\% \Rightarrow Re_L^2 K_f = 1,15 \times 10^{11},$$

$$(c) \dot{m}_R = 1,41 \text{ lbm/min}, T_{Ae} = 100^\circ\text{F}, x_o = 33\% \Rightarrow Re_L^2 K_f = 1,12 \times 10^{11},$$

os quais estão dentro da faixa de validade das fórmulas de Bo Pierre (ver Cap. II).

(2) Na Fig. A.3.2, nota-se que o gradiente de temperaturas em $z=\eta_1$ é elevado. Porém, o fluxo de calor no sentido axial, nessa seção, é pequeno, comparado com o radial, uma vez que a área de transferência de calor apresenta um valor reduzido.

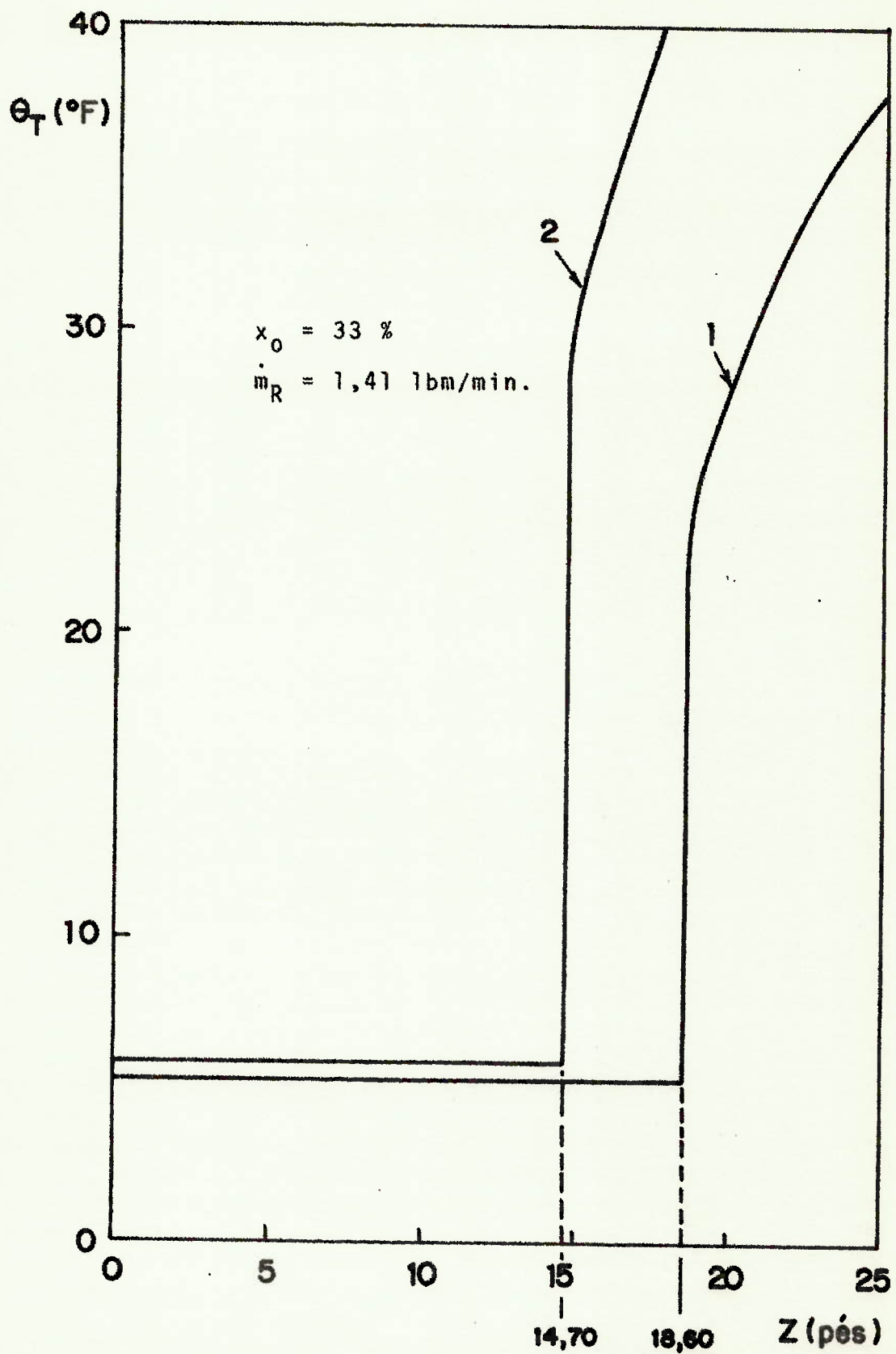


Fig. A.3.2 - Distribuição de temperaturas no tubo ($\theta_T = T_T - T_R$) em regime permanente.

(1) $T_{Ae} = 89^{\circ}\text{F}$

(2) $T_{Ae} = 100^{\circ}\text{F}$



APÊNDICE B

LINEARIZAÇÃO DO MODELO PARA DIMINUIÇÃO DA VAZÃO DE REFRIGERANTE.

A Eq. (2.5.14) pode ser linearizado se admitirmos - que a variação de temperatura do tubo, na região bifásica, é desprezível. Se a variação do coeficiente de transmissão de calor - no lado do refrigerante é, também, desprezível, os fluxos de calor por unidade de comprimento, no lado do ar e no lado do refrigerante, serão iguais e constantes. Nessas condições, a Equação (2.4.4.1) se reduzirá a:

$$q \cdot \eta + \rho_L i_{LV} (1 - \alpha_m) A_t \frac{d\eta}{dt} = \dot{m}_R (1 - x_0) i_{LV} \quad , \quad (B.1)$$

onde $q = \pi D_i h_R (T_T - T_R) = Au \epsilon h_A (T_T - T_R)$

Introduzindo os adimensionais:

$$\emptyset = \frac{\eta - \eta_i}{\eta_f - \eta_i} \quad e \quad (B.2)$$

$$\emptyset_{m_R} = \frac{\dot{m}_R - \dot{m}_{Ri}}{\dot{m}_{Rf} - \dot{m}_{Ri}} \quad (B.3)$$

a Eq. (B.1) ficará:

$$C \vartheta + \frac{d\vartheta}{dt} = C \vartheta_{mR}, \quad (B.4)$$

onde

$$C = \frac{q}{\rho_L i_{LV} (1 - \alpha_m) A_t}$$

A condição inicial será: $\vartheta(0) = 0$

Se a variação da vazão de refrigerante for dada por:

$$\vartheta_{mR} = 1 - e^{-e_m t} \quad (B.5)$$

a solução da Eq. (B.4) será obtida facilmente pelo método das Transformadas de Laplace. A solução será:

$$\vartheta(t) = 1 + \frac{e_m}{C - e_m} e^{-Ct} - \frac{C}{C - e_m} e^{-e_m t} \quad (B.6)$$

No caso de termos uma variação instantânea de \dot{m}_R (um "step") a Eq. (B.6) ficará:

$$\vartheta(t) = 1 - e^{-Ct} \quad (B.7)$$

Como neste caso estamos admitindo um fluxo de calor constante e uniforme ao longo do evaporador, tratamos do mesmo problema que Wedekind e Stoecker, [W1] e [W2], abordaram. As equações (B.6) e (B.7) são semelhantes às equações a que chegaram Wedekind e Stoecker, modelando um evaporador transparente e com fluxo de calor uniforme fornecido por um resistor elétrico.



REFERÊNCIAS

- A1. Altman, M., Norris, R.H., Staub, F.W. - "Local and average heat transfer and pressure drop for refrigerants evaporating in horizontal tubes" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME*, vol. 82, nº 3, pgs. 189 a 198, agosto de 1960.
- A2. Anderson, S.W.; Rich, D.G.; Geary, D.F. - "Evaporation of Refrigerant 22 in horizontal 3/4 in. O.D. tube" - Transactions da ASHRAE**, vol. 72, parte I, artigo nº 1961, pag. 28 a 42, 1966.
- A3. Armstrong, R.J. - "Heat transfer correlations for FREON compounds" - Boletim técnico nº B-44, Du Pont, 1967.
- A4. Arpaci, V.S. - "Conduction heat transfer" - Addison Wesley Publishing Company, 1966.
- A5. ASHRAE - HANDBOOK OF FUNDAMENTALS - 1972
- B1. Bankoff, S.G. - "A variable density single fluid model for two phase flow with particular reference to steam-water flow" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 82, nº 4, pgs. 265 a 272, novembro de 1960.
- C1. Chaddock, J.B.; Noerager, J.A. - "Evaporation of Refrigerant 12 in^a horizontal tube with constant wall heat flux" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 1966, pgs. 90 a 103, 1966.

* American Society of Mechanical Engineers

** American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers.

- C2. Chawla, J.M. - "Local heat transfer and pressure drop for refrigerants evaporating in horizontal tubes" - Anexos do Instituto Internacional do Frio, Comissão 2, Noruega, pgs. 283 a 290, 1966.
- C3. Crommelin, R.D. - "The dynamics of heat exchangers and coolers for air-conditioning installation" - ASHRAE Journal, pgs. 65 a 72, vol. 16, nº 1, janeiro 1974.
- D1. Danig, P. - "Liquid feed regulation by thermostatic expansion valves" - Journal of Refrigeration, pgs. 52 a 55, maio/junho 1963.
- D2. Danilova, G.N. - "Heat transfer to boiling refrigerants" - Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, Pergamon-Press, pg. 107, Oxford, 1969.
- D3. Duminil, M. - "Temps de réponse des trains thermostatiques de détenteurs frigorifiques" - Anais do 12º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Madrid, pgs. 1025 a 1041, vol. 2, 1967.
- D4. Duminil, M - "Étude de la réponse thermique indicative des trains thermostatiques de détenteurs au moyen d'un appareillage simple utilisant un tube à détente turbillonnair de Ranque" - Anais do Congresso do Insituto Internacional do Frio, realizado em Washington, pgs. 741 a 749, vol. 2 , 1971.
- E1. Eckert, E.R.G.; Drake, R.M. - "Heat and mass transfer" - McGraw Hill Book Company e Kogakusha Company LTD, 2ª edição N.York e Tokyo, 1959.
- F1. Fujie, H. - "A relation between steam quality and void fraction in two-phase flow" - A.I.Ch. E*. Journal, vol. 10, nº 2, pgs. 227 a 232, março 1964

*) American Insitute of Chemical Engineers.

- G1. Gartner, J.R.; Harrison, H.L. - "Dynamic characteristics of water to air cross-flow heat exchangers" - Transactions da ASHRAE, vol. 71, parte I, artigo nº 1932, pgs. 212 a 224, 1965.
- G2. Gartner, J.R. - "Simplified dynamic response relations - for finned-coil heat exchangers" - Transactions da ASHRAE, vol. 78, parte II, artigo nº 2250, pgs. 163 a 169, 1972.
- G3. Gouse, S.W.; Coumou, K.G. - "Heat transfer and fluid flow inside horizontal tube evaporator, phase I" - TRANSACTIONS da ASHRAE, vol 71, parte II, artigo nº 1957, pgs. 152a161, 1965.
- G4. Gouse, S.W.; Dickson, A.J. - "Heat transfer and fluid flow inside a horizontal tube evaporator, phase II" - TRANSACTIONS da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 1967, pgs. 104 a 114, 1966.
- G5. Gouse, S.W.; Dickson, A.J. - "Heat transfer and fluid flow inside a horizontal tube evaporator, phase III" - TRANSACTIONS da ASHRAE, vol. 73, parte II, artigo nº 2053, pgs. IV.2.1 a IV.2.16, 1967.
- H1. Huelle, Z.R. - "Heat load influences upon evaporation parameters" - Anais do 12º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Madrid, pgs. 985 e seguintes, vol. 2, 1967.
- H2. Huelle, Z.R. - "Thermal balance of evaporator fed through thermostatic expansion valves" - Anais do 12º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Madrid, pgs. 1001 e seguintes, vol. 2, 1967.
- H3. Huelle, Z.R. - "Matching of the evaporator and thermostatic expansion valve characteristics, in order to achieve system operation without hunting by using a digital computer" - Anais do 13º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Washington, pgs 751 a 758, vol. 2, 1971.

- J1. Johnston Jr., R.C.; Chaddock, J.B. - "Heat transfer and - pressure drop of refrigerants evaporating in horizontal - tubes" - Transactions da ASHRAE, vol. 70, parte I, artigo nº 1875, pgs. 163 a 173, 1964.
- K1. Kays, W.M.; London, A.L. - "Compact heat exchangers" - McGraw Hill Book Company, N.York, 1964.
- K2. Kowalczewski, J.J. - "Two-phase flow in an unheated and - heated tube - "Tese de doutoramento apresentada ao Institu to Federal de Tecnologia, Zurich, Suíça, 1964.
- K3. Kowalczewski, J.J. - "Vapor slip in two-phase fluid flow" Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 1968, pgs. 115 a 129, 1966.
- K4. Kowalczewski, J.J. - "Heat transport to boiling refrige- rants and pressure drop in evaporators" - Australian Refrigeration, Air Conditioning and Heating, vol. 19, nº1, pgs. 14 a 25, janeiro 1968.
- K5. Kowalczewski, J.J. - "Heat transfer to boiling fluid in tube flow" - Australian Refrigeration, Air Conditioning and Heating, vol. 19, nº 9, pgs. 12 a 19, setembro 1968.
- L1. Lall, P.S.; Shoenhals, R.J. - "Dynamics analysis and ex- perimental measurements for a single fluid heat exchanger" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 88, nº 1, pgs. 137 a 139, fevereiro 1966.
- L2. Lavin, G.J.; Young, E.H. - "Heat transfer to evaporating refrigerants in two-phase flow" - A.I.Ch.E. Journal, vol. 11 nº 6, pgs. 1124 a 1132, novembro 1965.
- L3. Lee, F. - "Investigations into the internal film coefficient of heat transfer for Refrigerant-22 boiling inside horizon- tal tubes of a fin and tube evaporator coil" - Transactions da ASHRAE, vol. 69, parte I, artigo nº 1830, pgs. 237a244 , 1963.

- L4. Levy, S. - "Steam slip - theoretical prediction from momentum model" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 82, nº 2, pgs. 113 a 124, maio 1960.
- M1. Mc Namara, R.T.; Harrison, H.L. - "A lumped parameter approach to cross flow heat exchanger dynamics" - Transactions da ASHRAE, vol. 73; parte II, artigo nº 2052, pgs. IV.1.1 a IV.1.9, 1967.
- M2. Myers, G.E.; Mitchell, J.W.; Nagaoka, R. - "A method of estimating cross-flow heat exchangers transients" - Transactions da ASHRAE, vol. 71, parte I, artigo nº 1933, pgs. 225 a 230, 1965.
- M3. Myers, G.E.; Mitchell, J.W.; Norman, R.F. - "The transient response of cross flow heat exchangers, evaporators and condensers" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 89, nº 1, pgs. 75 a 80, fevereiro 1967.
- M4. Myers, G.E.; Mitchell, J.W.; Lindeman Jr., C.F. - "The Transient response of heat exchangers having an infinite capacitance rate fluid" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol 92, nº 2, pgs. 269 a 275, maio 1970.
- N1. Nagaoka, J. - "Experiments on the stability of thermostatic expansion valves" - Anais do 12º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Madrid, pgs. 1017 e seguintes, vol. 2, 1967.
- N2. Najork, H. - "Investigations on the dynamical behavior of evaporators with thermostatic expansion valve" - Anais do 13º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Washington, pgs. 759 a 767, vol. 2, 1971.
- N3. Nussbaum, O.J. - "Determination of heat transfer coefficients for boiling halocarbons inside horizontal tubes" - ASHRAE Journal, vol. 9, nº 7, pgs. 59 e 60, julho 1967.

- P1. Pearson, J.T.; Leonard, R.G.; McCutchan, R.D. "Gain and time constant for finned serpentine crossflow heat exchangers" - Transactions da ASHRAE, vol. 80, parte II, artigo nº 2321 - pgs. 255 a 267, 1974.
- P2. "Propriedades termodinâmicas do Freon-12" - Publicação T-12 da Du Pont.
- R1. Rich, D.G. - "The effect of the number of tube rows on the heat transfer performance of smooth plate-fin-and tube heat exchangers" - Transactions da ASHRAE, vol. 81, parte I, artigo nº 2345, pgs. 307 a 319, 1975.
- R2. Rohsenow, W.M. - "Heat transfer with boiling" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 7, pgs. 7 a 27, 1966.
- S1. Sachs, P.; Long, R.A.K. - "A correlation for heat transfer in stratified two-phase flow with vaporization" - Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 2, pgs. 222 a 230, 1961.
- S2. Schlichting, H. - "Boundary layer theory" - McGraw Hill Book Company, 6ª Edição, N. York, 1968.
- S3. Schrock, V.E.; Grossman, L.M. - "Forced convection boiling in tubes" Nuclear Science and Engineering, vol. 12, pgs. 474 a 481, 1962.
- S4. Sheperherd, D.G. - "Performance of one row tube coils with thin-plate fins, low velocity forced convection" - Heating, Piping and Air Conditioning, vol. 28, nº 4, pgs. 137 a 144, abril 1956.
- S5. Soumerai, H. - "Pressure drop of refrigerant boiling in horizontal internally finned annulus" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 1962, pgs. 43 a 61, 1966.

- S6. Staley, C.F.; Baker, M. - "Heat transfer rates between heated tubes and a boiling refrigerant - ASHRAE Journal, vol. 1, nº 4, pgs. 83 a 112, abril 1959.
- S7. Staub, F.W.; Zuber, N. - "Void fraction profiles, flow mechanisms and heat transfer coefficients for Refrigerant-22 evaporating in a vertical tube" - Transactions da ASHRAE, Vol. 72, parte I, artigo nº 1969, pgs. 130 a 146, 1966.
- S8. Stoecker, W.F. - "Stability of an evaporator-expansion valve control loop" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte II, artigo nº 2007, pgs. IV.3.1 a IV.3.8, 1966.
- S9. Stoecker, W.F.; Shahan, J.E.; Mumma, S.A. - "Dynamic response of a finned-coil refrigerant evaporator to step changes in refrigerant flow rate" - Transactions da ASHRAE, vol. 77, parte II, artigo nº 2199, pgs. 80 a 87, 1971.
- T1. Tong, L.S. - "Boiling heat transfer and two-phase flow" - John Wiley & Sons, N. York, 1965.
- W1. Wedekind, G.L.; Stoecker, W.F. - "Transient response of the mixture-vapor transition point in horizontal evaporating flow" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte II, artigo nº 2006, pag. IV.2.1 a IV.2.6, 1966.
- W2. Wedekind, G.L.; Stoecker, W.F. - "Theoretical model for predicting the transient response of the mixture-vapor transition point in horizontal evaporating flow" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 90, nº 1, pgs. 165 a 174, fevereiro 1968.
- W3. Wedekind, G.L. - "An experimental investigation into the oscillatory motion of the mixture-vapor transition point in horizontal evaporating flow" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 93, nº 1, pag. 47 a 54, fevereiro - 1971.

- W4. Wørsoe-Schmidt, P. - "Some characteristics of flow pattern and heat transfer of Freon-12 evaporating in horizontal tubes" - Ingeniøren - International Edition, vol. 3, nº 3, pag. 98 a 104, 1959.
- W5. Wørsoe-Schmidt, P. - "On the heat transfer and flow pattern for Freon-12 evaporating in horizontal tubes" - Anais do - 10º Congresso do Instituto Internacional do Frio, realizado em Copenhagen, pag. 368 a 373, vol. 2, 1959.
- Z1. Zahn, W.R. - "A visual study of two-phase flow while evaporating in horizontal tubes" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 86, nº 3, pag. 417 a 429, agosto 1964.
- Z2. Zahn, W.R. - "Flow conditions when evaporating Refrigerant 22 in air-conditioning coils" - Transactions da ASHRAE, vol. 72, parte I, artigo nº 1965, pag. 82 a 89, 1966.
- Z3. Zivi, S.M. - "Stimulation of steady-state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production" - Journal of Heat Transfer, série C da ASME, vol. 86, nº 2, pag. 247 a 252, maio 1964.

