

TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO ESCOAMENTO
BIFÁSICO DE DOIS COMPONENTES, REGIME
ANULAR, TUBO VERTICAL

Nisio de Carvalho Lobo Brum

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS
DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO
RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OB-
TENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS (M.Sc.).

Aprovada por:

Martin Schmal

Prof. Martin Schmal
(Presidente)

Alcir de Faro Orlando

Prof. Alcir de Faro Orlando

Leopoldo Eurico G. Bastos

Prof. Leopoldo Eurico G. Bastos

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

JULHO DE 1979

BRUM, NISIO DE CARVALHO LOBO

Transferência de Calor no Escoamento Bifásico de
dois Componentes, Regime Anular, Tubo Vertical
[Rio de Janeiro] 1979

VI, 112 pág., 29,7cm (COPPE-UFRJ, M.Sc., Engenharia Mecânica, 1979).

Tese, Univ. Fed. Rio de Janeiro, Centro de Tecnologia

I. Transferência de Calor I. COPPE/UFRJ
II. Título (série)

- À minha avô Branca (in memoriam)
- À Mima, minha esposa
- Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Martin Schmal, pela orientação, confiança depositada e sobretudo amizade.

Ao engenheirando Antonio dos Santos Maciel Neto, pela valiosa colaboração, pelo constante incentivo e interesse, assim como pela amizade.

Ao engenheirando Renato Marques Corrêa da Silva, pela ajuda nos cálculos.

Ao engenheirando Ivo Rischbieter pela confecção dos desenhos.

Ao Programa de Engenharia Mecânica da COPPE/UFRJ, pelo suporte financeiro.

Aos amigos da Oficina Mecânica pela confecção da parte experimental.

Aos diversos amigos da COPPE que pelo incentivo e apoio em muito respondem pelo término deste trabalho.

A Lilian Vicentini pela eficiente datilografia.

RESUMO

No presente trabalho é desenvolvido um modelo analítico para a determinação do coeficiente de transmissão de calor no escoamento ascendente bifásico, (ar e água) tubos verticais, regime anular.

A seguir, é apresentada a discussão relativa ao projeto e construção do equipamento experimental. Utilizou-se um tubo de latão de 6mm de diâmetro interno, com 1500m de comprimento, o qual foi submetido a fluxos de calor no intervalo de 0,225 a 0,704 cal/cm². Os valores da razão vazão de ar/vazão de H₂O foram 8, 8,5 e 17.

Finalmente, são apresentados os resultados experimentais obtidos, assim como os valores do coeficiente de transmissão de calor determinado pelo modelo.

ABSTRACT:

An analytic model for determination of the heat transfer coefficient during the two phase upflow (water + air) in vertical tubes was developed.

The design and construction of the equipment is then discussed. The experiments were carried out in one tube, 6mm Ø int and 1500mm of length, which suffered heat fluxes ranging from 0,225 to 0,704 cal/s cm². The following ratios water mass flow rate air mass flow rate were used; 8, 8.5 and 17.

Finally, the experimental results are presented, as well as the values of the heat transfer coefficient determined according to the model.

ÍNDICE

CAPÍTULOS	PÁGINAS
I	
I.1. Introdução	1
I.2. Objetivo	2
II REVISÃO DA LITERATURA	
II.1. Estabelecimento do Regime Anular	3
II.2. Dinâmica do Filme Líquido	4
II.3. Transferência de Calor Através do Filme	7
II.4. Interface Gas-Líquido no Escoamento Anular	8
II.5. Núcleo Gasoso	9
II.6. Perda de Carga no Escoamento Bifásico	9
II.7. Transferência de Calor no Escoamento Bifásico Vertical Ascendente	10
II.8. Técnicas Experimentais	11
III MODELO ANALÍTICO	
III.1. Dinâmica do Escoamento	12
III.2. Transferência de Calor e Massa	23
III.3. Determinação do Coeficiente Local de Convecção	27
IV EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL	
IV.1. Descrição e Justificativa do Projeto	28
IV.1.1. Tubo	28
IV.1.2. Compressor	32
IV.1.3. Medição de Temperatura do Ar	32

IV.1.4. Medição de Temperatura da Água	35
IV.1.5. Medição de Vazões	36
IV.1.6. Emprego dos Termopares	36
IV.1.7. Imposição de Condição de Fluxo de Calor Constante	37
IV.1.8. Isolamento Elétrico das Resistên- cias	39
IV.1.9. Isolamento Térmico do Conjunto	42
IV.1.10. Medição e Controle da Dissipação nas Resistências	44
IV.2. Sequência de Operação	45

V RESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1. Calibração Unifásica - Água	48
V.2. Calibração Unifásica - Ar	49
V.2.1. Cálculo da Massa Específica do Ar	50
V.2.2. Apresentação das Curvas Temperatura na Parede do Tubo Versus Distância Vertical	51
V.3. Escoamento Bifásico - Apresentação dos Resultados Experimentais e Cálculo do Coeficiente de Transmissão de Calor	66

VI DISCUSSÃO

VI.1. Comparação com Correlações Existentes	83
VI.2. Discussão do modelo	84

	PÁGINAS
VII CONCLUSÕES E SUGESTÕES	86
VII.1. CONCLUSÕES	86
VII.2 SUGESTÕES	87
 VIII APÊNDICE A	 88
APÊNDICE B	89
APÊNDICE C	92
 NOMENCLATURA	 103
 BIBLIOGRAFIA	 107

CAPÍTULO I

I.1. INTRODUÇÃO

O estudo da transferência de calor no escoamento bifásico, regime anular, um componente encontra sua grande aplicação, na Engenharia Mecânica.

O projeto, análise e otimização de evaporadores, caldeiras aquotubulares e componentes de reatores nucleares, depende em grande parte dos conhecimentos disponíveis, para este tipo de escoamento.

Segundo HEWITT²⁵, observa-se que nestes equipamentos, o fluido escoa durante a mudança de fase, predominantemente no regime anular.

Sabe-se também que durante a transição do regime anular para o regime neblina, o coeficiente de transferência de calor, sofre uma pronunciada queda.

Depreende-se então que o conhecimento do coeficiente de transmissão de calor no regime anular assume grande importância.

Todavia, experimentalmente estabelecer o regime anular de um só componente, em mudança de fase é uma operação extremamente complexa e dispendiosa, sendo ainda muito restritas as informações produzidas em tais equipamentos.

Um procedimento usual no presente estado de arte, é estudar o escoamento anular, realizado com dois componentes, nota-

damente, ar e água, e produzir dados, de tal sorte, que possamos qualitativamente inferir alguns valores para o escoamento de um componente.

Ao lado deste fato, podemos ressaltar a importância de tal estudo no campo da psicrometria.

I.2. OBJETIVO

Propomos-nos determinar o coeficiente local de transmissão de calor, no escoamento ascendente de ar e água no regime anular, em tubo vertical, submetido à condição de fluxo de calor constante.

A determinação do coeficiente de transmissão de calor será feita utilizando-se resultados experimentais em um modelo semi-analítico. Estes resultados são obtidos, em um equipamento especialmente projetado para as condições acima estabelecidos.

CAPÍTULO II

REVISÃO DA LITERATURA

São inúmeros os tópicos ligados direta ou indiretamente ao problema de transferência de calor no escoamento bifásico, destes reunimos alguns, os mais importantes para este trabalho.

II.1. ESTABELECIMENTO DO REGIME ANULAR

Segundo HSU e GRAHAM¹, cerca de 50 mapas de regimes são disponíveis na literatura.

Aplicável ao escoamento vertical ascendente, temos relativamente poucos trabalhos, um dos primeiros foi o trabalho de GRIFFITH e WALLIS², que estudando o regime bolsão, determinou a transição deste para o escoamento anular. A seguir GRIFFITH³, apresenta um mapa completo, realizado com ar e água para tubos de 25,4 milímetros.

Usando as mesmas coordenadas de GRIFFITH³ e WALLIS², MOISSIS⁴ estudou também transição do escoamento bolsão para o escoamento anular produzindo um mapa parcial.

Além destes tem-se também o mapa de KOSLOV⁵.

Analizando estes resultados GOLAN, L.P. e STENNING, A. H.⁶ concluíram inicialmente, que os resultados anteriores não eram totalmente coerentes. Experimentalmente então produziram,

um novo mapa e explicaram as pequenas contradições entre os resultados anteriores.

Apresentaram ainda a condição para o estabelecimento do regime anular, que utilizamos em nosso trabalho,

$$\frac{Q_a}{[2g R \rho_\ell / \rho_a]^{1/2}} \geq 1,712 R^2 + 1,23 \frac{Q_\ell}{(2g R)^{1/2}} \quad \text{III.1}$$

II.2. DINÂMICA DO FILME LÍQUIDO

Desde os trabalhos de NUSSELT⁷ e HOPF⁸, foram propostos vários modelos analíticos visando a determinação da espessura do filme líquido para o escoamento bifásico externo ou interno, regimes laminar ou turbulento, e configurações verticais, horizontais ou inclinadas.

A importância da determinação da espessura do filme líquido, se torna evidente no estudo da dinâmica do escoamento bifásico em regime anular, pois o conhecimento deste parâmetro possibilitaria, dentro de algumas restrições, a determinação do perfil de velocidades no filme. Considerando as hipóteses fundamentais de NUSSELT:

- o escoamento do líquido é laminar,
- movimento não ondulatório na superfície do líquido,
- a tensão interfacial é nula,

foi determinada a espessura através de um balanço de forças sendo igual à:

$$m^3 = \frac{3\mu_\ell \dot{m}_\ell}{L \rho_\ell^2 g}$$

II.2

Para baixas vazões e canais quase horizontais a equação II.2 consegue fornecer resultados compatíveis com os trabalhos experimentais de HOPF⁸, CHWANG¹⁹ e SCHOKLITSCH¹⁰.

A seguir FALLAH¹¹ e COOPER et al¹², mantendo as duas primeiras hipóteses de NUSSELT, introduzem a tensão interfacial.

Seguem-se então um grande número de trabalhos experimentais como os de CLAASSEN¹³, WARDEN¹⁴ e NASH et al¹⁵ que determinam o campo de validade de II.2, concluindo que para valores de Reynolds inferiores a 1000 a equação II.2 previa a espessura média do filme, mesmo quando presentes ondas na interface do líquido.

A formação deste tipo de superfície na interface entre o líquido e o gás constitui o grande obstáculo para o tratamento analítico no escoamento bifásico. GRIMLEY¹⁶, verificou que a produção destas ondas não está associada aos regimes turbulentos ou laminares posto que para números de Reynolds pouco maiores do que 25, portanto, escoamento viscoso, teremos o aparecimento destas ondas, as quais subsistem no escoamento turbulento. Dentro as investigações realizadas com o objetivo de determinar a mecânica e a formação destas ondas na interface líquido-gas, ressaltamos três trabalhos de CHANG e DUKLER¹⁷, SILVA TELLES¹⁸ e THWAITES, KULOV e NEDDERMAN¹⁹.

No primeiro trabalho, para filmes em paredes verticais, são discutidas as possíveis interrelações entre a superfície on

dulada da interface e o grande aumento da queda de pressão observada no escoamento bifásico para a fase gasosa. São possíveis três mecanismos:

1. O gas forneceria o trabalho necessário para a formação das ondas.

Neste caso são considerados, o trabalho a ser fornecido para formação de superfície e o termo natural de dissipação viscosa. A análise dos dados experimentais da queda de pressão no escoamento em duas fases mostra que este mecanismo é insuficiente para justificar a formação da superfície.

2. A interface líquida comporta-se como uma parede sólida rugosa para o gas.

A visualização deste mecanismo seria, a "solidificação" da superfície líquida. Transformam -se assim as ondas em superfícies sólidas muito rugosas. As verificações experimentais deste modelo, realizadas por WROBEL, J.B e McMANUS, H.N.²⁰ e LAIRD, D.K.²¹ indicaram uma forte correlação entre a queda de pressão e o arraste provocado por este tipo de superfície. Porém, as tentativas de generalização dos resultados experimentais, que induziram o estabelecimento de uma rugosidade constante equivalente a uma dada superfície de líquido, falharam.

3. As ondas na interface causam flutuações na fase gasosa, normais ao escoamento com modificações na tensão cizalhante.

O tratamento determinístico das ondas não é factível. A

evidência experimental indica uma natureza aleatória das ondas tanto no caso de filmes líquidos em paredes verticais mostrada por TELLES¹⁸ como no escoamento anular bifásico mostrada por THWAITES et al¹⁹.

Na realidade o aumento da queda de pressão, poderá ser explicado através dos três mecanismos simultâneos, porém a grande complexidade envolvida na soma destes três mecanismos, torna impossível esta tentativa.

No campo dos trabalhos analíticos, tem-se ainda o trabalho clássico de DUKLER, A.E.²² que é a base para várias tentativas de tratamento analítico do filme líquido.

Os principais pontos do trabalho de DUKLER são:

- A estratificação, usual em escoamentos internos, em regimes laminar e turbulento é abandonada para o escoamento em filmes. Supõe a presença de ambos regimes superpostos.
- O tratamento do contorno recai dentro da proposição de FALLAH et al¹¹, é proposto um parâmetro que exprima a tensão interfacial de maneira a podermos verificar a influência desta no perfil de velocidades.

II.3. TRANSFERÊNCIA DE CALOR ATRAVÉS DO FILME

A transferência de calor em filmes descendentes sem forças interfaciais, vem sendo tratada por DUKLER²². Mais recentemente aparece o trabalho de BRUMFIELD, L.K. e THEOFANOUS, T.G.²³ que seguindo os resultados de DUKLER e co-autores, encontra con-

cordância com os valores experimentais e teóricos para o coeficiente de transmissão de calor por convecção, neste escoamento.

Para filmes ocupando a região anular do escoamento bifásico temos os trabalhos de HEWITT^{24,25}, que realizam a adaptação do modelo de DUKLER ao escoamento anular ascendente. E o trabalho de PLETCHER²⁶, o qual aplica o perfil de velocidades e temperaturas para tubos, na região do filme.

II.4. INTERFACE GAS-LÍQUIDO NO ESCOAMENTO ANULAR

A interface entre o filme e o núcleo gasoso é enormemente perturbada conforme discutimos no item anterior, apresentando um complexo espectro de ondas. Qualquer descrição do escoamento bifásico deve levar em conta esta superfície, pois esta controla diretamente a perda de carga e a transferência de calor.

Estudos dos movimentos destas ondas no escoamento ascendente anular vertical de ar e água são descritos por HALL-TAYLOR, N. et al²⁷, NEDDERMAN, R.M. e SHEARER, C.J.²⁸, NEDDERMAN e HALL-TAYLOR, N.²⁹ e HEWITT, G.F.³⁰.

Nestes trabalhos são identificados através de diversas técnicas experimentais, dois tipos de ondas; as de alta perturbação, com amplitudes várias vezes a espessura média do filme e percorrendo grandes distâncias nos tubos à altas velocidades, e as de baixa perturbação, com amplitudes e velocidades muitas vezes menores do que as primeiras.

Observa-se também que o núcleo gasoso contém razoável quantidade de líquido em dispersão. Este fato leva SILVESTRI³¹ a questionar a existência de um regime anular, com regiões de fases diversas distintas.

II.5. NÚCLEO GASOSO

Em se tratando de ar e água, encontramos no núcleo gasoso um problema acoplado de transferência de calor, massa e quantidade de movimento.

Esta classe de problemas apresenta enormes dificuldades no tratamento analítico.

Principalmente agora quando entre a parede do tubo e esta região temos o filme de água, com suas particularidades já mencionadas.

Um dos raros métodos de abordagem disponíveis na literatura é o proposto por PLETCHER²⁶, o qual iremos adotar. Uma descrição detalhada do método pode-se encontrar no capítulo III.

II.6. PERDA DE CARGA NO ESCOAMENTO BIFÁSICO

Talvez seja este o tema mais estudado no escoamento bifásico.

Inúmeras correlações são apresentadas. Uma das maiores falhas destas é a forte dependência dos resultados experimentais

em relação ao diâmetro do tubo.

Neste trabalho entretanto, utilizamos a correlação de SCHMAL, M. et al³², a qual foi testada e parcialmente estabelecida, em um tubo, de mesmo diâmetro, comprimento e atravessado com vazões de água e ar, muito próximas das usadas aqui.

II.7. TRANSFERÊNCIA DE CALOR NO ESCOAMENTO BIFÁSICO VERTICAL ASCENDENTE

Os trabalhos existentes nesta área podem ser classificados em duas categorias; os que apresentam correlações empíricas para o cálculo do coeficiente de transmissão de calor e os que estabelecem modelos analíticos para o mesmo fim.

Na primeira classe, encontramos os trabalhos de JOHNSON, H.A.³³, JOHNSON, H.A. e ABOU-SABE, A.H.³⁴, FRIED, L.³⁵, GROOTHUIS, H. e HENDAL, W.P.³⁶ e DAVIS, E.J. e DAVID, M.M.³⁷. Este último apresenta um excelente resumo das correlações existentes até 1964. Mais recentemente nos trabalhos de COLLIER, J.G.³⁸ e GRAHAM, R.W. e HSU, Y.-Y.¹, podemos encontrar alguns novos trabalhos, nesta linha.

Entre os estudos analíticos, ressaltamos as publicações de HEWITT, G.F.²⁴, WHALLEY, P.B. et al³⁹, LEVY, S.⁴⁰, ANDERSON, G. H. e MANTZOURANIS, B.G.⁴¹, e PLETCHER, R.H. e McMANUS, H.N.⁴².

Dois importantes trabalhos devem ainda ser citados: o de HEWITT, G.F. e BOURE, J.A.⁴³ e o de SILVESTRI, M.³¹, neste encontramos um completo resumo dos principais avanços no campo

do estudo do escoamento bifásico.

II.8. TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Quase todos os trabalhos acima mencionados apresentam descrição da parte experimental. Porém, nos trabalhos ~~de~~ de HEWITT, G.F.⁴⁴ e HEWITT, G.F. e HALL TAYLOR, N.S.²⁵ encontramos um completo levantamento de quase todas as técnicas experimentais empregadas.

CAPÍTULO IIIMODELO ANALÍTICO

III.1. DINÂMICA DO ESCOAMENTO

Desejando realizar um histórico de todas as hipóteses assumidas na equação do movimento vertical, para cima, do fluido no escoamento anular, escrevemos inicialmente a equação de Cauchy

$$\rho \frac{D \underline{v}}{D \theta} = \operatorname{div} \underline{\underline{T}} + \underline{F}$$

III.1

Supondo o fluido stokesiano, tem-se

$$\underline{\underline{T}} = \alpha \underline{\underline{I}} + \delta \underline{\underline{D}} + \gamma \underline{\underline{D}}^2 \underline{\underline{I}}$$

onde $\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} \operatorname{grad} \underline{v}$ e α , δ e γ são funções dos invariantes principais de $\underline{\underline{D}}$.

Pode-se ainda definir

$$\alpha \equiv -P + \alpha'$$

onde α' está associado ao conceito da pressão dinâmica, posto que se $\underline{\underline{D}}$ tender à zero o mesmo acontecerá ao escalar α' .

No caso de um fluido incompressível a pressão não sendo uma propriedade termodinâmica, isto permite defini-la como

$$P = -\alpha$$

que permitirá escrever

$$\underline{\underline{T}} = -P \underline{\underline{I}} + \delta \underline{\underline{D}} + \gamma D^2 \underline{\underline{I}}$$

Um fluido Newtoniano, é o fluido viscoso (Stokesiano), para o qual a relação entre $\underline{\underline{T}}$ e $\underline{\underline{D}}$ é linear, logo,

$$\gamma = 0$$

E definindo $\delta \equiv 2\mu$, escreve-se

$$\underline{\underline{T}} = -P \underline{\underline{I}} + 2\mu \underline{\underline{D}}$$

Retornando a III.1 e usando a decomposição do tensor grad $\underline{\underline{V}}$ temos, após alguma manipulação algébrica

$$\rho \frac{D \underline{\underline{V}}}{D \theta} = -\text{grad } P + \mu \text{ div grad } \underline{\underline{V}} + \underline{\underline{F}} \quad \text{III.2}$$

Admitindo que o regime turbulento seja tal que faça sentido prático escrever

$$\underline{\underline{V}} \equiv \underline{\underline{\bar{V}}} + \underline{\underline{V}' \quad \text{III.3}}$$

onde

$$\underline{\underline{\bar{V}}} \equiv \frac{1}{\theta} \int_0^\theta \underline{\underline{V}}(\theta + \xi) d\xi$$

Sendo θ o período de tempo de observação situado entre as pequenas e grandes oscilações motivadas pela turbulência.

Substituindo III.3 em III.2 e tomando a média temporal da maneira usual, tem-se:

$$\rho \frac{D \bar{V}}{D \theta} = - \text{grad } P + \mu \text{ div grad } \bar{V} + \text{div}(-\rho \bar{V}' \otimes \bar{V}') + \bar{F}$$

Usando as seguintes notações

$$\bar{z}_L \equiv \rho \text{ grad } \bar{V} \quad \text{e} \quad \bar{z}_T \equiv -\rho \bar{V}' \otimes \bar{V}'$$

$$\text{e} \quad \bar{z} \equiv \bar{z}_L + \bar{z}_T$$

Chegamos à

$$\rho \frac{D \bar{V}}{D \theta} = - \text{grad } P + \text{div } \bar{z} + \bar{F}$$

Estabeleceremos desnecessário daqui em diante o uso do travessão superior para indicar valores médios temporais.

Consideraremos por agora apenas a região do escoamento anular constituída pelo filme líquido, e supomos ser este, simétrico em relação ao eixo vertical do tubo.

Acrescentaremos ainda a hipótese de que o escoamento do líquido, se dê somente na direção de z, e seja não-acelerado.

Estas restrições são bastante fortes, elas afastam a possibilidade do modelo tratar a interface gas-líquido, na qual observa-se fortes ondulações, já discutidas no capítulo II.

Assim sendo, podemos entender os resultados obtidos pelo modelo como médios. E introduzindo as restrições acima ex-

postas na equação do movimento para este escoamento, será

$$- \text{grad } P + \text{div } \underline{T} + \underline{F} = 0$$

III.4

cuja componente z será

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r T_{rz}) = \frac{dP_f}{dz} + \rho_\ell g$$

ou

$$\int_{(R-y)T_{rz}}^{(R-m)T_i} d(rT_{rz}) = \left[\frac{dP_f}{dz} + \rho_\ell g \right] \int_{R-y}^{R-m} r dr$$

Integrando

$$T_{rz} = \frac{(R-y)}{(R-m)} T_i - \left(- \frac{\Delta P_f}{L} + \rho_\ell g \right) \frac{(R-m)^2 - (R-y)^2}{2(R-m)}$$

Lembrando que $0 < y < m$ e admitindo-se $m \ll R$

$$T_{rz} = T_i - \left(- \frac{\Delta P_f}{L} + \rho_\ell g \right) (m-y)$$

III.5

Realizando um balanço de forças no núcleo gasoso obtemos

$$T_i = \frac{R-m}{2} \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a g \right)$$

III.6

III.6 em III.5

$$T_{rz} = \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a g \right) \frac{(R-m)}{2} - \left(- \frac{\Delta P_f}{L} + \rho_\ell g \right) (m-y)$$

III.7

Este resultado, obtido de forma diversa por CALVERT e WILLIAMS⁴⁵, é uma expressão mais geral do que a obtida por DUKLER²², e escrita para o escoamento ascendente.

A expressão para este problema proposta por este último, a qual iremos adotar, escreve-se

$$T_{rz} = \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a g \right) \frac{R}{2} - \rho_\ell g (m-y)$$

Observamos que os termos m e $\frac{\Delta P_f}{L}$ compreendidos no 29 e 30 parentesis do lado direito da equação III.7 são abandonados. Temos assim que, a tensão de cizalhamento na parede.

$$T_0 = \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a g \right) \frac{R}{2} - \rho_\ell g m \quad III.8$$

ou ainda

$$\frac{T_{rz}}{T_0} = 1 + \frac{y \rho_\ell g}{T_0} \quad III.9$$

Usando as mesmas variáveis adimensionais propostas por DUKLER²²

$$\frac{T_{rz}}{T_0} = 1 + y^+ \sigma^3 / \eta \quad III.10$$

onde

$$\sigma = m/b \quad b^3 = \frac{\eta^2 \mu_\ell^2}{\rho_\ell^2 g} \quad \eta = \frac{m \rho_\ell V_{z\ell}^*}{\mu_\ell}$$

$$e \quad y^+ = \frac{y \rho_\ell V_{z\ell}}{\mu_\ell}$$

Seja

$$F \equiv \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a g \right) / \rho_\ell g$$

substituindo em III.7

$$\frac{F \rho_\ell g R}{2} - m \rho_\ell g = T_0$$

E como

$$T_0 = \frac{\eta^2 \mu_\ell^2}{\rho_\ell m^2}$$

Obtém-se

$$1 = \left(\frac{F R \rho_\ell^{2/3} g^{1/3}}{2 \mu_\ell^{2/3}} \right) \cdot \frac{\sigma^2}{\eta^{2/3}} - \sigma^3 \quad \text{III.11}$$

Definindo

$$\beta \equiv \frac{F R \rho_\ell^{2/3} g^{1/3}}{2 \mu_\ell^{2/3}} \quad \text{III.12}$$

$$\sigma^3 - (\beta/\eta^{2/3}) \sigma^2 + 1 = 0 \quad \text{III.13}$$

Facilmente pode-se mostrar que

$$\sigma^3 = \frac{m \rho_\ell g}{T_i - m \rho_\ell g} \quad \text{III.14}$$

e

$$\beta/\eta^{2/3} = \frac{T_i}{(m \rho_\ell g)^{2/3} (T_i - m \rho_\ell g)^{1/3}} \quad \text{III.15}$$

Definindo, assim como HEWITT²⁴

$$x = \frac{m \rho_{\ell} g}{T_i}$$

III.14 e III.15 escrevem-se

$$\sigma^3 = \frac{x}{1-x} \quad \text{III.16}$$

$$\beta/\eta^{2/3} = \frac{1}{x^{2/3} (1-x)^{1/3}} \quad \text{III.17}$$

Para o escoamento anular ascensional x situa-se entre os limites zero e um.

O zero representa o caso em que a tensão interfacial é infinitamente maior do que o termo $m \rho_{\ell} g$, chamado por HEWITT²⁴ de "força cizalhante gravitacional". É o limite de estabilidade do regime anular, neste caso existiria um equilíbrio instável entre as forças devidas a interface líquido-gas e as de corpo no caso, a gravitacional, atuando sobre o filme líquido.

Para estabelecer o perfil de velocidades, retornamos a equação III.10, substituindo nela a hipótese de Boussinesq

$$\left(1 + \frac{\varepsilon_M}{v}\right) \frac{d V_{z\ell}^+}{dy^+} = 1 + \frac{y^+ \sigma^3}{\eta} \quad \text{III.18}$$

Cumpre neste ponto optar por um dos modelos existentes, para a difusividade turbulhona.

A maior parte do filme líquido situa-se, segundo DUKLER, na região da sub-camada laminar, sendo assim poderíamos optar pelo resultado de VAN DRIEST⁴⁶, o qual foi empregado com bons resultados por PLETCHER²⁶.

Este autor empregou-o entretanto, no caso do escoamento horizontal, caso este em que pode-se observar ser um caso particular da equação III.18, fazendo $\sigma = 0$.

Substituindo VAN DRIEST em III.18

$$(1 + 4 k^2 y^{+2} (1 - \exp(-y^+/A))^2) \left| \frac{d V_{z\ell}^+}{d y^+} \right|) \frac{d V_{z\ell}^+}{d y^+} = 1 + \frac{y^+ \sigma^3}{\eta}$$

III.19

onde $k = 0,4$ e $A = 26$

Integrando a equação acima

$$V_{z\ell}^+ = \int_0^{y^+} \frac{2 (1 + y^+ \sigma^3 / \eta) dy^+}{1 + \sqrt{1 + 4 k^2 y^{+2} (1 - \exp(-y^+/A))^2 / (1 + y^+ \sigma^3 / \eta)}}$$

III.20

Ao lado deste resultado, considerando conhecida a vazão de líquido, chegaremos a uma forma de relação triangular, entre T_0 , m e \dot{m}_ℓ^+ . Para isto necessitamos de definir como ANDERSON e MANTZOURANIS⁴¹ fizeram, a vazão adimensional.

$$\dot{m}_\ell^+ = \dot{m}_\ell / 2\pi R \mu_\ell$$

III.21

A qual pode ser calculada por

$$\dot{m}_l^+ = \int_0^n (1 - y^+ / R_e^*) V_{z_l}^+ dy^+ \quad III.22$$

onde $R_e^* = \rho_l V_{z_l}^* R / \mu_l$, é um número que leva em conta a curvatura do tubo.

Combinando as equações III.13, III.20 e III.22 é possível determinar-se $V_{z_l i}$, η e σ .

O modelo apresentado é válido para um filme líquido, fino, ocupando uma região anular em um escoamento ascendente turbulento de gás e líquido. O seu interesse prende-se, principalmente à inserção do parâmetro σ / η^3 na equação III.20, este parametriza o perfil de velocidades em função da tensão cizalhante interfacial e de espessura do filme.

Entretanto analisando os dados obtidos experimentalmente pareceu-nos justificável duas importantes simplificações:

A primeira será considerar $R_e^* \gg y^+$, ou seja $R \gg y$, o que significa, filmes finos.

E a segunda fazer $\sigma \approx 0$, o que representa altos valores de tensão interfacial.

Assim fazendo teremos as seguintes equações, para estabelecermos a espessura média do filme e a velocidade na interface, a partir da vazão de líquido.

$$V_{z_l}^+ = \int_0^{y^+} \frac{2 dy^+}{1 + \sqrt{1 + 4 k^2 y^{+2} (1 - \exp(-y^+ / A))^2}} \quad III.23$$

$$\dot{m}_l^+ = \int_0^n V_{z_l}^+ dy^+ \quad III.24$$

As equações III.23 e III.24 foram integradas sucessivamente.

vamente utilizando-se o método de Simpson com 100 pontos de in
tervalo, em uma calculadora Hewlett-Packard, modelo HP-25 o re
sultado, $m_\lambda^+ \times y^+$ é apresentado no apêndice A.

III.2. TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA

A equação da energia, para substâncias puras, fluidos Newtonianos, incompressíveis, submetidos a baixos gradientes de velocidade, escreve-se

$$\rho c_p \frac{D t}{D \theta} = - \operatorname{div} \underline{\underline{q}}$$

ou

$$\rho c_p \frac{\partial t}{\partial \theta} + \operatorname{div} (\rho c_p t \underline{\underline{V}} + \underline{\underline{q}}') = 0 \quad \text{III.25}$$

Novamente, fazendo $t \equiv \bar{t} + t'$ em III.25, e calculando-se a média temporal

$$\rho c_p \frac{\partial \bar{t}}{\partial \theta} + \rho c_p \operatorname{grad} \bar{t} \cdot \underline{\underline{V}} = - \operatorname{div} (\underline{\underline{q}}' - \underline{\underline{q}}_T')$$

Onde o travessão superior foi novamente abandonado, e $\underline{\underline{q}}_T'$ representa o termo devido à turbulência.

Considerando o filme líquido dentro das mesmas hipóteses já apresentadas, acrescidas das considerações de regime permanente para o campo de temperaturas, e desprezível a condução axial, vem que, substituindo-se a lei de Fourier, na direção z tem-se

$$V_{z\ell} \frac{\partial \bar{t}}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\alpha \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} + \epsilon_H \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} \right) \quad \text{III.26}$$

Para a condição de fluxo de calor constante, podemos escrever:

$$\frac{\partial \bar{t}}{\partial z} = \frac{\partial b_{\ell}}{\partial z} \quad \text{III.27}$$

E substituindo

$$y \equiv R - r$$

$$\frac{1}{R-y} \frac{\partial}{\partial y} \left[(R-y) \left(\varepsilon_H + \alpha \frac{\partial t}{\partial y} \right) \right] = V_{z\ell} \frac{\partial t b_\ell}{\partial z} \quad \text{III.28}$$

Admitindo-se $V_{z\ell} \equiv \langle V_{z\ell} \rangle$, podemos integrar III.28

$$t_0 - t = \frac{q_0'}{\rho_\ell c p_\ell} \frac{1}{\sqrt{T_0/\rho}} \int_0^{y^+} \frac{1 - (y/R)}{(\varepsilon_H/v) + (1/p_{r\ell})} dy^+$$

Novamente lembrando que $R \gg y$ e definindo

$$t^+ \equiv \frac{(t_0 - t) V_{z\ell}^* \rho_\ell c p_\ell}{q_0'} \quad \text{III.29}$$

$$t^+ = \int_0^{y^+} \frac{1}{\frac{\varepsilon_H}{v} + \frac{1}{p_{r\ell}}} dy^+$$

Admitindo-se a analogia entre a transferência de calor e quantidade movimento, e substituindo-se o resultado de VAN DRIEST.

$$t^+ = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{\frac{1}{p_{r\ell}} + 1/2 (B(y^+)-1)} \quad \text{III.30}$$

onde

$$B(y^+) = (1 + 4 k^2 y^{+2}) \left[1 - \exp(-y^+/A) \right]^2)^{1/2}$$

Devido a grande variação do número de Prandtl com a temperatura a equação III.30, foi integrada diversas vezes para vários valores deste número. O método de Simpson foi utilizado em uma calculadora HP-25, com 100 pontos de integração.

As integrações das equações III.23, III.24 e III.30, fornecem os parâmetros relativos ao filme líquido, a espessura do filme, a velocidade e a temperatura na interface.

Analisaremos agora o núcleo gasoso e para tal adotaremos as hipóteses de PLETCHER²⁶, devemos imaginar o núcleo gasoso, escoando através de um "tubo" extremamente rugoso, no qual por sua parede temos difusão de vapor d'água.

Este procedimento pode ser compreendido pelo segundo mecanismo descrito em II.2.

DUKLER, HEWITT e PLETCHER, analisando dados experimentais, concluíram que não se justificava calcular a redução de q' através do filme. Assim sendo, podemos escrever, para o núcleo gasoso.

$$q'_0 = h'_i (t_i - t_{ba}) + h'_i (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{ba}) h_{ev} \quad III.31$$

O primeiro termo à direita da equação acima representa a parcela de convecção do calor absorvido pelo ar, enquanto que a segunda traduz a energia difundida nesta região por força da evaporação da água.

Trataremos a mistura vapor d'água-ar, como sendo uma mistura de gases ideais, o que segundo THRELKELD, J.L.⁴⁶, não a carreta erros maiores do que 0,6% em cálculos das propriedades

termodinâmicas para temperaturas variando entre -50°C e +50°C.

Neste caso,

$$q'_0 = h_i(t_i - t_{ba}) + \frac{h_i - h_{lv}}{R_a T_m} (P_i - P_{ba}) \quad \text{III.32}$$

onde

$$T_m = \frac{t_i + t_{ba}}{2}$$

é uma temperatura absoluta de referência em Kelvin. E P_i e P_{ba} pressões parciais nas condições, da interface e de mistura do ar.

Consideraremos que a pressão parcial na interface P_i será a pressão de saturação à temperatura t_i . E a entalpia de vaporização será igualmente calculada nesta condição.

Para o cálculo de t_{ba} é necessário calcularmos P_{ba} , para isso consideraremos, devido as condições extremamente favoráveis, que a corrente de ar está saturada em toda a extensão do tubo. A justificativa para este hipótese baseia-se nos seguintes argumentos.

Até atingir-se a região de teste, a mistura ar-água percorre um comprimento igual à 184D, o que achamos suficiente para admitir-se saturado o ar na entrada. Além disso devido ao aumento de temperatura, estaremos supondo que a decorrente diminuição da unidade relativa, será compensada pela maior difusão de vapor igualmente motivada pelo aumento de temperatura.

Agora, a única incógnita na equação III.32 será a temperatura t_{ba} . Esta pode ser calculada através de um processo de tentativas da interface e mistura do núcleo de ar, respectivamente.

Para o cálculo do coeficiente de transmissão de calor, h_i , utilizamos o resultado de NUNNER⁴⁷, acoplado com o de HOFMAN⁴⁸, tal procedimento foi preconizado e utilizado por PLETCHER²⁶.

$$Nu = \frac{h_i 2R}{K} = \frac{f/8 \quad Re_a \quad Pr_a}{1 + 1,5 \quad Re_a^{-1/8} \quad Pr_a^{-1/6} \quad (f/f_0 \quad Pr_a - 1)} \quad III.33$$

onde aqui usamos

$$f = \frac{\Delta P_f}{L} \frac{4 \quad R' \quad g}{\rho_a \langle V_{za}^2 \rangle} \quad \text{e} \quad Re_a = \frac{\rho_a \langle V_{za} \rangle \cdot 2R'}{\mu_a} \quad III.34$$

e segundo a lei de Prandtl, para tubos lisos

$$f_0 = \frac{1}{(0,8686 \ln Re_a - 0,4343 \ln f_0 - 0,8)^2} \quad III.35$$

A coerência do modelo proposto exige que

$$\langle V_{za} \rangle = \frac{Q_a}{\pi \cdot R'^2} - V_{zli}^+ V_{zl}^* \quad III.36$$

$$R' = R - m$$

Supondo válida a analogia entre calor e massa, temos

que

$$\frac{h_i' 2R}{\lambda} = \frac{f/8 \quad Re_a \quad Sch_a}{1 + 1,5 \quad Re_a^{-1/8} \quad Pr_a^{-1/6} \quad (f/f_0 \quad Sch_a - 1)} \quad III.37$$

onde λ - é a difusividade molecular e o número de Schmidt é definido $\frac{\mu_a}{\rho_a \lambda}$

III.3. DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE LOCAL DE CONVEÇÃO

Partindo da definição usual

$$h = q'_0 / (t'_0 - t_b)$$

III.38

consideraremos conhecidos q'_0 e t'_0 . Neste caso devemos determinar apenas a temperatura de mistura adiabática para o escoamento bifásico.

Idealizando a condição de mistura adiabática para este escoamento, temos, aplicando o balanço integral de energia

$$\int_{SC} (i + \frac{v^2}{2}) \rho \cdot v \cdot ds = 0$$

III.39

ou

$$\int_{SC_1} (i + \frac{v^2}{2}) \rho \cdot v \cdot ds = \int_{SC_2} i \rho v \cdot ds$$

Desprezando a energia cinética podemos deduzir a partir de III.39

$$t_b = \frac{(\omega_1 + cp_a) t_{b,a} + (\frac{m_l}{m_a} + \omega_2 - \omega_1) cp_\ell t_{b,\ell} + (\omega_1 - \omega_2) h_{\ell v}}{cp_a + (\omega_2 + \frac{m_l}{m_a}) cp_\ell}$$

III.40

Lembrando que $\omega_2 = f(t_b)$ podemos por um processo de tentativas calcular t_b , com este resultado em III.38 temos determinado o coeficiente local de transferência de calor, no escoamento bifásico regime anular.

CAPÍTULO IV

EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

IV.1. DESCRIÇÃO E JUSTIFICATIVAS DE PROJETO

IV.1.1. TUBO

Utilizamos um tubo de latão, medindo 320 centímetros de comprimento com diâmetro interno de 6mm, e externo de 12mm.

O diâmetro interno foi medido em diversos pontos, sendo possível afirmar que o valor acima varia entre 6,0 e 6,1mm.

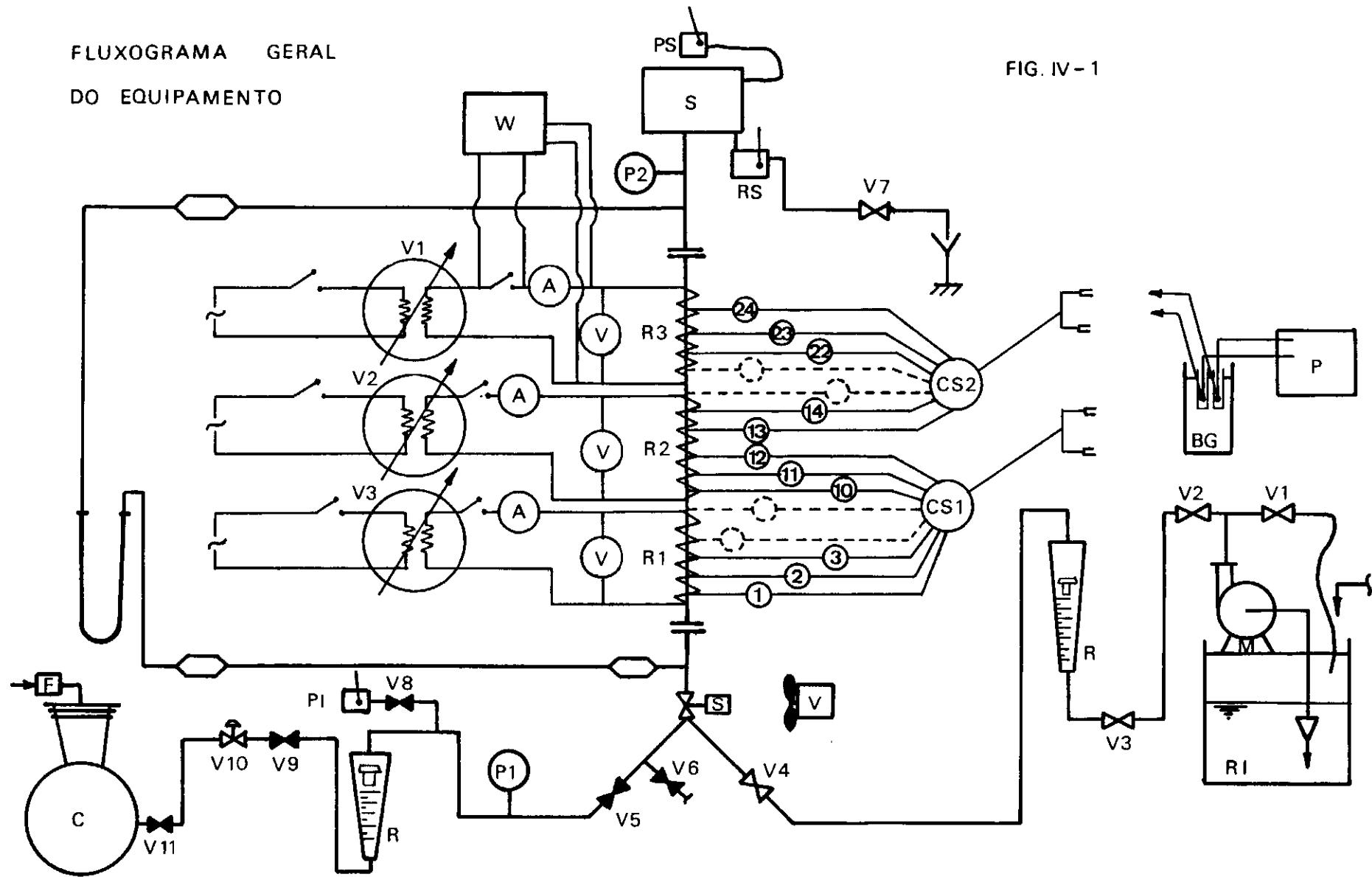
A escolha do material do tubo, deveu-se a necessidade de reduzir a resistência térmica da parede do mesmo.

Na parte inferior do tubo como podemos acompanhar através da figura IV.1, temos uma junção em "Y", confeccionada com o mesmo material do tubo, a qual está ligada às tubulações de ar e água.

A seção de teste medindo 150 centímetros, foi isolada termicamente do restante do tubo, através de dois flanjes cujas juntas, foram dois anéis, realizados em Teflon e Celeronde, dois materiais plásticos, portanto de baixa condutividade térmica, e usináveis. A combinação destes materiais foi necessária devido às temperaturas máximas suportadas pelo celeronde, da ordem de 160°C , e do teflon 260°C , e também pela pouca rigidez apresentada pelo teflon.

FLUXOGRAMA GERAL
DO EQUIPAMENTO

FIG. IV-1



SIMBOLOGIA

VALVULA GLOBO



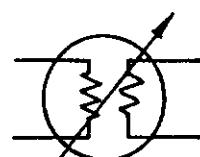
VALVULA GAVETA



VALVULA REGULADORA DE PRESSÃO



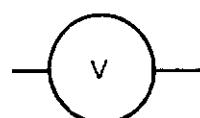
VALVULA SOLENOÍDE



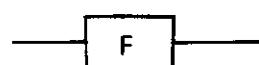
VARIADOR DE VOLTAGEM



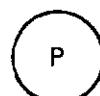
VENTILADOR



VOLTMETRO



FILTRO



MANOMETRO

P

POTENCIOMETRO

BG

BANHO DE GELO

S SEPARADOR

PI PSICROMETRO INFERIOR

PS PSICROMETRO SUPERIOR

RI RESERVATÓRIO INFERIOR

RS RESERVATÓRIO SUPERIOR

R ROTÂMETRO

W WATÍMETRO

C COMPRESSOR

CS CHAVE SELETORA

IV.1.2. COMPRESSOR

Utilizamos um compressor alternativo (C) marca Gilbarco do Brasil S.A., modelo GCC15 de 3 HP, controlado por um pressostato regulado para a faixa de pressões (8 atm - 10 atm), seu ciclo de funcionamento, é tal que em operação permanece em média 6 minutos desligado, funcionando 2 minutos.

Equipado com um filtro na admissão, e disposto afastado do sistema (cerca de 3m), fornece ar em condições estáveis. Testes de operação de até 6 horas de duração foram realizados e não observamos variações sensíveis, na temperatura e na umidade relativa.

IV.1.3. MEDIÇÃO DA TEMPERATURA DO AR

As temperaturas do bulbo úmido e bulbo seco do ar, são medidas em duas estações, antes da seção de teste, no psicrómetro inferior (PI), e após o separador, no psicrómetro superior (PS).

Os psicrómetros são baseados no modelo de ARNOLD⁵⁰.

Esta teoria, em resumo, pressupõe que ao redor do bulbo do termômetro as espessuras das camadas limite de quantidade de movimento, temperatura e difusão de massa sejam idênticas.

Realizando um balanço de energia e massa ao redor do termômetro coberto com gase, continuamente molhada, tem-se

$$\omega = \omega_s(t_{bu}) - K(t_{bs} - t_{bu})$$

IV.1

Sendo

$$K = \frac{Le \ c_{pa}}{h_{lv}(t_{bu})} \left[1 + \frac{h_R(t_{\infty} - t_{bu})}{h(t_{bs} - t_{bu})} \right]$$

IV.2

onde $Le = h/h'$ c_{pa} é o número de Lewis e h_R a condutância térmica por radiação.

O desenho dos psicrômetros realizados segundo à figura IV.2 visou atender a condição de $t_{bs} \geq t_{\infty}$, assim sendo

$$K = \frac{Le \ c_{pa}}{h_{lv}(t_{bu})} \left[1 + \frac{h_R(t_{bs})}{h} \right]$$

O número de Lewis na expressão acima é calculado pelo modelo de ARNOLD⁵⁰, apresentado por THREKELD⁴⁷, e $h_R(t_{bs})/h$, utilizando-se as seguintes expressões, recomendadas por McADAMS, W.⁵²,

$$h_R = \epsilon_{bu} \sigma \frac{(T_{bs}^4 - T_{bu}^4)}{t_{bs} - t_{bu}}$$

$$\frac{h \ d_{bu}}{K_a} = 0,615 \left(\frac{d_{bu} V_a \rho_a}{\mu_a} \right)^{0,466}$$

para $40 < Re_a < 4000$

$$\frac{h \ d_{bu}}{K_a} = 0,174 \left(\frac{d_{bu} V_a \rho_a}{\mu_a} \right)^{0,618}$$

para $4000 < Re_a < 40000$

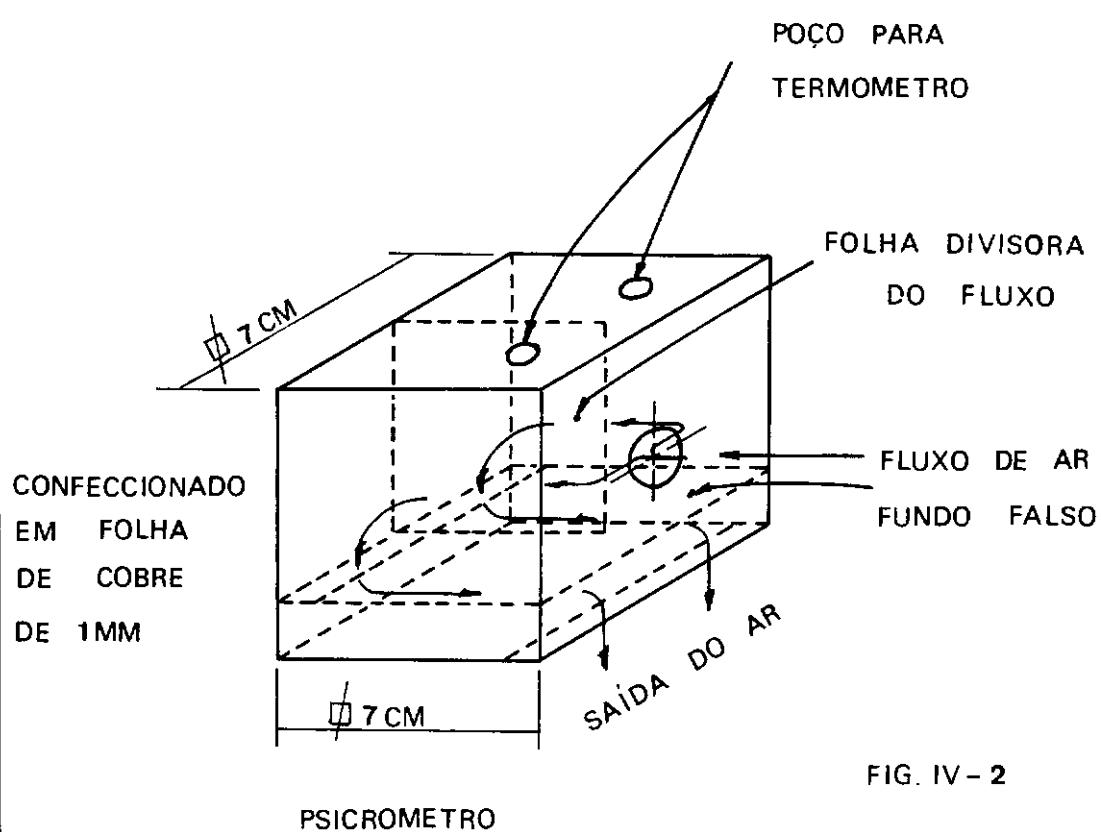


FIG. IV - 2

PSICROMETRO

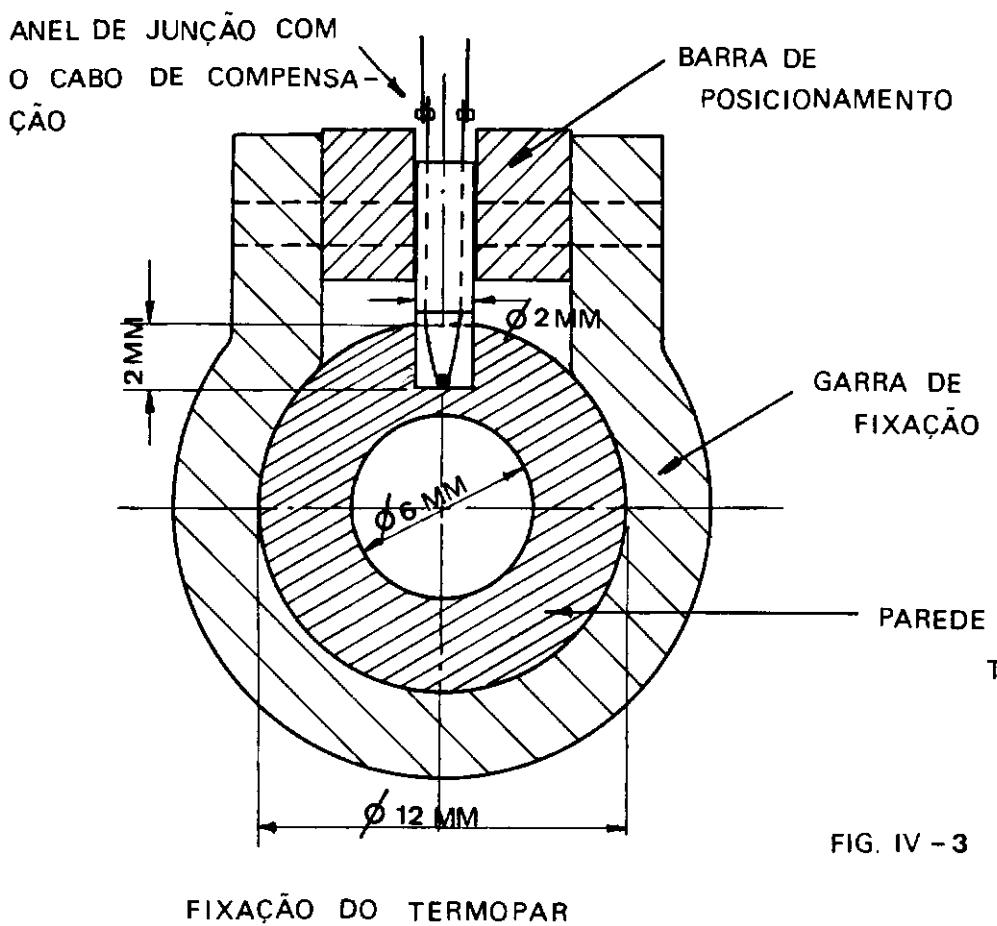


FIG. IV - 3

FIXAÇÃO DO TERMOPAR

Combinando as expressões IV.1 e as do trabalho de ARNOLD⁵⁰, THREKELD⁴⁷, apresenta gráficos para desvio das temperaturas de bulbo úmido em relação às temperaturas termodinâmicas de saturação adiabática.

Para utilizarmos estas curvas, adquirimos termômetros com o mesmo diâmetro dos que foram utilizados no estabelecimento destes gráficos.

Para as velocidades utilizadas nos dois psicrômetros, os desvios situaram-se, muito abaixo de 1%.

Assim sendo, o valor de $\omega_s(t_{bu})$ na equação IV.1, pode ser obtido de uma tabela de propriedades de ar úmido.

A estabilidade do valor de umidade relativa do ar, fornecida pelo compressor e citada no item anterior, foi verificada através da leitura no psicrômetro inferior.

IV.1.4. MEDAÇÃO DE TEMPERATURA DA ÁGUA

No reservatório inferior (RI) a temperatura da água era medida através de um termômetro. A temperatura é mantida uniforme através da válvula V_1 , a qual promove um reciclo de água no tanque. O valor da temperatura neste reservatório é mantido constante, controlando-se a adição de água e retirada através da mangueira flexível vista na figura IV.1.

A temperatura no reservatório superior (RS), situado logo abaixo do separador, era medida com o mesmo termômetro, que media a temperatura no reservatório inferior.

IV.1.5. MEDAÇÃO DE VAZÕES

Foram feitas à partir de dois rotâmetros (R) marca Fischer & Porter, modelo FP-1/2-21 G10/80, com flutuador GSVT. Estes foram calibrados pelo fabricante para ar à 70°F e 14,7psia e líquidos com massa específica igual a 1g/cm^3 . Como utilizamos ar e água podemos fazer uso das curvas de correção do fabricante, e admitir assim como ele o faz que o erro máximo dos rotâmetros será igual à 2% do máximo da escala.

IV.1.6. EMPREGO DOS TERMOPARES

Utilizamos 24 termopares Ferro-Constantan (tipo J), para avaliarmos a temperatura na parede do tubo. Estes termopares foram divididos em dois grupos de 12, sendo cada um ligado a uma chave seletora (C1 e C2) marca Hartmann & Braun. Das chaves, alternadamente, realizamos a ligação com um potenciômetro (P), Leeds & Northrup, conforme a figura IV.1.

A fixação dos termopares na parede do tubo foi realizada conforme a figura IV.3.

O tubo foi furado com uma broca de $\phi 2\text{mm}$, até uma profundidade tal que, ficássemos à 1mm da parede interna do tubo.

Quando ao espaçamento dos furos, obedeceu a seguinte sequência, à partir do ponto onde o fluxo de calor é imposto;

3, 6, 9, 12 cm, seguindo-se 18 espaços de 7cm, e finali

zando espaçamentos de 5 e 3cm.

Esta distribuição possibilitou maiores informações sobre o gradiente nas regiões de entrada e saída da seção de teste.

Realizamos uma comparação dos valores medidos, com os termopares e um termopar padrão, Platina + 10% Rhodium - Platina (tipo S), aferido pela Leeds & Northrup. Diferenças nunca maiores do que 2% foram observadas.

Tendo em vista que as diferenças observadas entre os valores indicados pelos termopares para uma mesma temperatura, foram praticamente desprezíveis, para valores de 47° , $57,8^{\circ}$, $59,8^{\circ}$, $98,8^{\circ}$, 151°C e levando-se em consideração que esta faixa de temperaturas foge um pouco do campo de aplicação do termopar padrão, concluimos que na verdade o erro na medida dos termopares deverá ser inferior aos 2%.

A especificação do termopar Fe - Co, deveu-se a necessidade de obtermos uma alta potência termo-elétrica, devido às relativamente baixas temperaturas, obtidas na parede do tubo. Estes termopares entretanto, apresentam o sério inconveniente de se oxidarem com extrema rapidez, o que obrigou a sucessivos e inoportunos reparos em suas ligações.

IV.1.7. IMPOSIÇÃO DE CONDIÇÃO DE FLUXO DE CALOR CONSTANTE

A reprodução desta condição experimentalmente, é feita através de resistências elétricas, marca Kanthal, modelo fita DS 1/8" (largura) x 0,004" (espessura), enroladas segundo espi-

rais ao longo da superfície externa do tubo, em três seções consecutivas, com as seguintes características:

	Resistência 1 (R1)	Resistência 2 (R2)	Resistência 3 (R3)
Comprimento	3,95m	4,00m	6,12m
Nº de espiras	86	86	123
Passo	≈ 4mm	≈ 4mm	≈ 4mm
Comprimento sobre o tubo	0,44m	0,44m	0,63m
Comprimento de pontas	1cm	1cm	1cm
Resistência Elétrica*	19Ω	19Ω	25Ω

* Os valores da resistência foram medidos com um multímetro Hewlett-Packard, modelo HP-9001.

Segundo o catálogo do fabricante, a resistência à quente, calcula-se pela expressão

$$\Omega_q = L_R \Omega_{20^{\circ}C} c_t$$

onde $\Omega_{20^{\circ}C}$ é a resistência à $20^{\circ}C$ e c_t um coeficiente função de temperatura de resistência. Para os valores extremos de temperatura na resistência que iremos alcançar, este coeficiente irá provocar variações na potência dissipada inferiores a 1,8%. Sendo assim, podemos considerar que o fluxo de calor gerado é constante ao longo de toda a resistência.

IV.1.8. ISOLAMENTO ELÉTRICO DAS RESISTÊNCIAS

Devido ao fato de todo material isolante elétrico ser um mau condutor de calor, chega-se a situações contraditórias de que uma vez procurando-se o isolamento elétrico estaremos ~~res~~ tringindo a passagem do fluxo de calor, obrigando assim que a resistência trabalhe em temperaturas mais elevadas provocando-se perdas de calor maiores e riscos de ruptura do material de resistência.

Várias soluções para este problema foram tentadas, e faremos a seguir um breve resumo comentado das opções consideradas.

CADARÇO ISOLANTE - Este material é encontrado facilmente no mercado, sua composição indicada pelos fornecedores consultados se ria fios de fibra de vidro com amianto. Este cadarço quando envolve a resistência e é prensado entre ela e a superfície ex- terna do tubo, forma uma malha que ao mesmo tempo evita o contato entre o tubo e a resistência e permite a passagem do calor, por radiação entre seus interstícios.

Porém, este procedimento não obteve sucesso, porque a pressão necessária ao ajustamento das resistências fazia com que os fios que separavam a resistência da superfície do tubo se achatassem, permitindo o contato indesejado.

PAPEL DE MICA - Este isolante consistia de uma folha extrema- mente fina de mica prensada, a qual deveria revestir o tubo, ga- rantindo o isolamento elétrico e devido a sua espessura reduzi-

da, não propiciaria grandes resistências térmicas. Infelizmente, para o diâmetro de 12mm o papel encontrado no mercado apresentou-se extremamente quebradiço inviabilizando esta solução. Entretanto, verificamos existir no mercado internacional, um tipo de mica, a qual seria capaz de solucionar este isolamento.

SOLUÇÃO ADOTADA - Diante das dificuldades acima expostas, adotou-se o seguinte procedimento.

Inicialmente revestimos o tubo com uma fita de fibra de vidro de 12mm de largura e 0,5mm de espessura. Esta fita, uma vez enrolada sob tensão, forma uma espécie de tela, permitindo assim alguma irradiação direta na superfície do tubo.

As resistências por sua vez, foram encapadas por dois cadarços, dos descritos acima e, em seguida, enroladas sobre o tubo.

Nessas condições o isolamento entre a resistência e o tubo foi maior do que $100\text{ M}\Omega$ para as três.

Foram utilizados no laboratório as seguintes medições para o circuito descrito na figura IV.4.

ΔV (volt)	$\Delta V'$ (volt)			I (μA)			Potência Perdida (watt $\times 10^3$)		
	R1	R2	R3	R1	R2	R3	R1	R2	R3
30	82	76	87	25	16	30	2,0	1,2	2,6
35	75	74	84	15	15	24	1,1	1,1	2,0
40	74	72	81	14	15	21	1,0	1,1	1,7
45	72	72	79	25	14	20	1,0	1,0	1,6
50	70	70	78	15	14	20	1,0	1,0	1,6

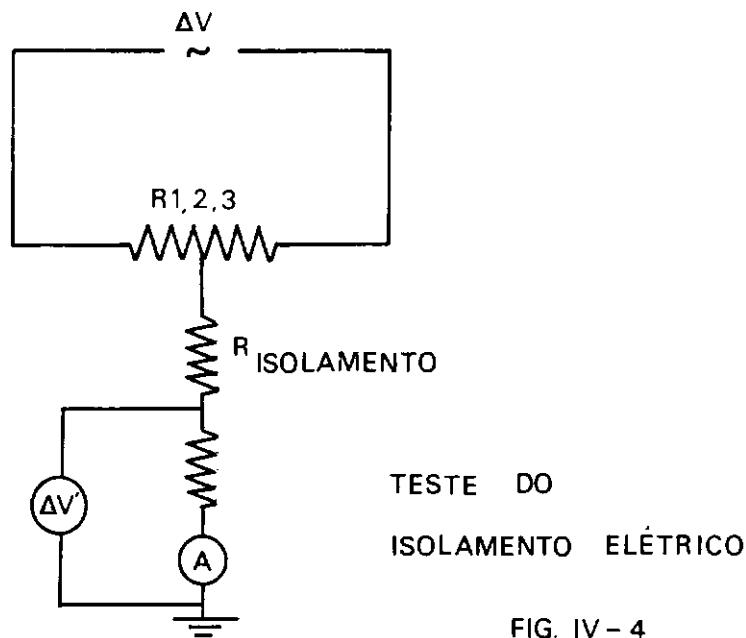
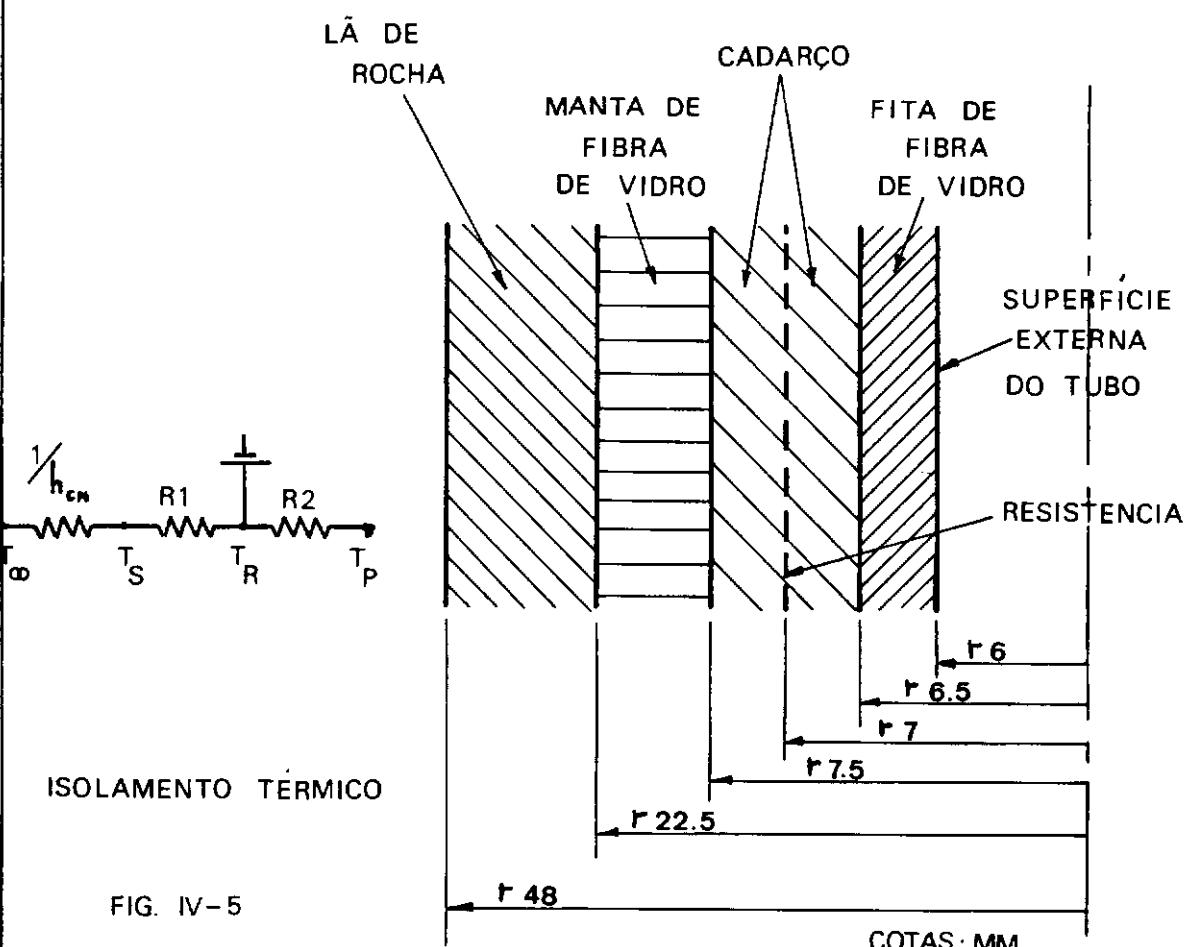


FIG. IV-4



Estes resultados permitiram concluir que a montagem estava satisfatória, pois a potência perdida é irrisória.

IV.1.9. ISOLAMENTO TÉRMICO DO CONJUNTO

Por facilidade de montagem recobrimos o tubo inicialmente com uma manta de fibra de vidro, e em seguida com uma calha de lã de rocha com as dimensões mostradas na figura IV.5.

Nesta mesma figura observamos um circuito elétrico que representa uma aproximação unidimensional do problema de transferência de calor externo ao tubo. A seguir apresentamos as resistências térmicas encontradas.

$$R_{\text{cadarço}} = \frac{\ln(6,8/6,5)}{2\pi K_c L} = 8,16 \times 10^{-2} \text{ h m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C/Kcal}$$

$$R_{\text{fita}} = \frac{\ln(6,5/6)}{2\pi K_f L} = 5,68 \times 10^{-1} \text{ h m}^2 \text{ }^{\circ}\text{C/Kcal}$$

$$K_c = 0,2 \text{ Kcal/m h } ^{\circ}\text{C} \quad (\text{NUNES, N.V.}^{51})$$

$$K_f = 0,051 \text{ Kcal/m h } ^{\circ}\text{C} \quad (\text{NUNES, N.V.}^{51})$$

$$L = 0,44\text{m}$$

$$R_2 = R_{\text{cadarço}} + R_{\text{fita}} = 0,65 \text{ h m } ^{\circ}\text{C/Kcal}$$

$$R_{\text{lã de rocha}} = \frac{\ln(48/22,5)}{2\pi K_{LR} L} = 4,88 \text{ h m } ^{\circ}\text{C/Kcal}$$

$$K_{\text{lã de rocha}} = 0,056 \frac{\text{Kcal}}{\text{hm } ^{\circ}\text{C}} \quad (\text{NUNES. N.V.}^{51})$$

$$R_{\text{manta de fibra de vidro}} = \frac{\ln(22,5/7,5)}{2\pi K_M L} = 6,20 \text{ h m}^0\text{C/Kcal}$$

$$K_{\text{manta}} = 0,064 \frac{\text{Kcal}}{\text{hm}^0\text{C}} \quad (\text{NUNES, N.V.}^{51})$$

$$R_{\text{cadarço}} = \frac{\ln(7,5/7)}{2\pi K_C L} = 0,125 \text{ h m}^0\text{C/Kcal}$$

Para cálculo da resistência térmica por convecção natural, podemos usar uma das expressões disponíveis em MCADAMS, W.⁵², estimando porém, a temperatura da superfície do tubo para cálculo do Grashoff.

Admitindo

$$t_s = 80^0\text{C} \quad \text{e} \quad t_\infty = 25^0\text{C}$$

$$G_{rf} = 4,94 \times 10^6$$

$$P_{rf} = 0,702$$

$$G_{rf} P_{rf} = 3,47 \times 10^6$$

Estamos no regime laminar, e para o ar podemos usar

$$h_{CN} = 1,22 \left(\frac{t_s - t_\infty}{L} \right)^{1/4} = 4,1 \text{ Kcal/h m}^0\text{C}$$

Daí

$$1/h_{CN}^A = 1,75 \text{ h}^0\text{C/Kcal}$$

E como

$$R_1 = R_{\text{lã de rocha}} + R_{\text{manta de fibra}} + R_{\text{cadarço de vidro}} = 11,2 \text{ h}^{\circ}\text{C/Kcal}$$

Estes cálculos, embora aproximados, permitem estimar:

- $R_1/R_2 \approx 17$

- Raio crítico = 0,57 K_{isolante}, logo, com qualquer um dos isolantes utilizados teremos redução na taxa de calor.

- Realizando um balanço de energia

$$t_R = 0,1522 t_p + 0,53 q + 1,19 \quad , \text{ sendo } q - \text{watt e } t - ^{\circ}\text{C}$$

- A taxa de calor que atinge a parede externa do tubo (q_{p_E}) calcular-se-á aproximadamente por

$$q_{p_E} = 0,977q - 0,08 \bar{t}_{p_E} + 1,58 \quad (\text{para } R_1 \text{ e } R_2)$$

$$q_{p_E} = 0,977q - 0,11 \bar{t}_{p_E} + 2,26 \quad (\text{para } R_3)$$

onde \bar{t}_{p_E} é a temperatura média na parede do tubo.

IV.1.10. MEDIÇÃO E CONTROLE DA DISSIPAÇÃO NAS RESISTÊNCIAS

A avaliação de potência consumida nas resistências, é realizada por intermédio de um wattímetro, marca EKM, modelo LEWA 1 - MSZ808.

Este aparelho foi calibrado através de comparação comum

watímetro padrão, fabricado pela Singer Company, Metrics Division este apresenta uma precisão de $\pm 1\%$ do valor máximo de escala, para a faixa de potência utilizada.

A calibração foi feita no laboratório, através de um circuito puramente resistivo e estimamos a precisão do nosso aparelho em $\pm 1,5\%$ do fundo de escala.

Na figura IV.1, o watímetro apresenta-se ligado à resistência 3 só para exemplificar as ligações. Ele foi empregado para ajustar as três resistências no valor de potência desejada, com o auxílio dos variadores de voltagem (V_1 , V_2 e V_3).

Conjuntamente com o watímetro, utilizou-se um conjunto de voltímetros e amperímetros, conforme apresentado na figura IV.1, que serviram para indicar possíveis anormalidades no funcionamento das resistências.

IV.2. SEQUÊNCIA DE OPERAÇÃO (referir-se a figura IV.1)

Supondo todas as válvulas fechadas.

Inicialmente damos partida ao compressor. Uma vez tendo o compressor atingido a pressão máxima selecionada, abrimos as válvulas V_{11} , V_9 e V_8 e regulamos V_{10} .

Introduzimos os termômetros (bulbo seco e úmido), no psicômetro inferior, e durante cerca de 1 hora medimos os valores destas temperaturas.

Uma vez estabelecidas as temperaturas, abrimos V_1 e ligamos a bomba, juntamente com ela abre-se a válvula solenoide

e liga-se o ventilador (V) de arrefecimento da última válvula.

Abre-se então a válvula V_5 e fecha-se V_8 . Escoa agora ar no interior do tubo a vazão pré-fixada e dá-se início à calibração unifásica.

Antes de aquecer, medimos as temperaturas de bulbo seco e úmido no psicrometro superior, realizando então um teste em branco.

Submetemos então esta corrente de ar a um fluxo de calor constante. Esta imposição se faz através dos variadores de voltagem e do watímetro, aguarda-se cerca de 1 hora até que se atinja a condição de regime permanente. Anotamos finalmente as temperaturas na parede do tubo e as temperaturas do bulbo úmido e bulbo seco no psicrometro superior.

A seguir, abrimos as válvulas V_3 , V_7 e V_2 a qual é cuidadosamente precedida da válvula V_4 , estabelecemos assim o escoamento bifásico.

O regime anular é conseguido regulando as vazões de tal modo que estas conduzam a região daquele regime, isto segundo o mapa de STENNING, A.H.⁶. Além desta informação acresce também que como utilizamos um tubo idêntico e vazões bem próximas às usadas por SCHMAL et al³², e este em seu trabalho teve informação visual do escoamento, podemos confirmar a validade do mapa empregado.

Vencida esta etapa, alteramos o fluxo de calor para o desejado e aguardamos o regime. Durante este tempo é mantido sob controle a potência dissipada, as vazões de ar e água, bem

como a temperatura da água no reservatório inferior.

Atingido o regime, geralmente em 2 horas, ~~medem-se~~ as temperaturas na parede, as temperaturas de bulbo seco e úmido no psicrómetro superior, a depressão no tubo em U, o valor da pressão em P2, a temperatura da água no reservatório superior, e a temperatura do ambiente (bulbo seco e bulbo úmido).

Está completada então a corrida experimental.

CAPÍTULO VRESULTADOS EXPERIMENTAIS

V.1. CALIBRAÇÃO UNIFÁSICA - ÁGUA

Desejando observar a parte hidrodinâmica, fizemos escoar diversas vazões de água, e medimos a depressão no tubo em U. Paralelamente avaliamos a mesma depressão através do ábaco de MOODY, L.V.⁵³, obtendo-se o seguinte resultado:

TABELA V.1

R_{el}	2002	3982	4991	5992	6993	7995	9003
Depressão Experimental (cm Hg)	0,4	1,8	2,7	3,7	4,8	5,8	7,1
Depressão Teórica (cm Hg)	0,4	1,9	2,8	3,8	5,0	6,2	7,6
$\epsilon\%$	0%	-5,2%	-3,5%	-2,6%	-4%	-6,4%	-6,5%

Concluimos aceitáveis estes resultados pois estão dentro da precisão do trabalho de MOODY.

As calibrações térmicas realizadas com água mostraram-se inaproveitáveis e inconvenientes. Devido ao alto calor específico da água e as relativamente grandes vazões massicas, torna-se necessário utilizar taxas de calor elevadas, para obter-se variações de temperaturas significativas ao longo do tubo ou nos reservatórios superior e inferior.

A título de exemplo para este problema, relatamos o seguinte resultado experimental

$$\dot{m}_l = 34,0 \text{ g/s} \quad (\text{vazão de água})$$

$$\dot{P} = 400 \text{ watts} \quad (\text{potência dissipada nas resistências})$$

$$t_1 = 31,0 {}^\circ\text{C} \quad (\text{temperatura lida no reservatório inferior})$$

$$t_2 = 34,0 {}^\circ\text{C} \quad (\text{temperatura lida no reservatório superior})$$

$$t_{2t} = 33,8 {}^\circ\text{C} \quad (\text{temperatura teórica no reservatório superior})$$

Erro nas temperaturas : + 0,6%

Erro no balanço térmico: 7%

Concluimos que apesar de quase coincidentes as temperaturas, o pequeno erro nestes valores motivou um erro 10 vezes maior no balanço térmico.

Uma informação aproveitável dos trabalhos com água, é a que ao elevar-se $1 {}^\circ\text{C}$ a temperatura no reservatório inferior, esta flutuação é reproduzida no reservatório superior.

O que indica ser razoavelmente conservada a energia ao longo de toda a instalação.

V.2. CALIBRAÇÃO UNIFÁSICA - AR

Apresentamos 5 corridas unifásicas com o ar, visando a calibração térmica do equipamento.

Os resultados são apresentados nas figuras de números

V.1 à V.5, com valores apresentados no apêndice B.

V.2.1. CÁLCULO DA MASSA ESPECÍFICA DO AR

A massa específica de uma mistura de ar e vapor d'água, considerados como gases ideais escreve-se

$$\rho = \frac{1}{v} (1 + \omega) \quad V.1$$

onde v é o volume da mistura por unidade de massa de ar seco, sendo calculado por

$$v = \frac{R_a T}{p} (1 + 1,608\omega) \quad V.2$$

para $T = t_{bs} + 273$

Reescrevendo a equação IV.1

$$\omega = \omega_s (t_{bu}) - K (t_{bs} - t_{bu}) \quad IV.1$$

Mostrando-se que a temperatura de bulbo úmido não difere da temperatura termodinâmica de saturação adiabática podemos, de posse dos valores lidos nos psicrômetros, calcular ω em IV.1, levar em V.2 e por fim calcular ρ em V.1.

Este cálculo é importante no sentido de estimarmos a precisão de leitura no rotâmetro, calibrado com ar previamente seco.

Em 4 das cinco corridas a vazão do ar tomado como seco, medida no rotâmetro e aplicadas à correção de pressão e temperatura, foi igual à $1289 \text{ cm}^3/\text{s d.l.P.}$, com este valor pode-se cal

cular a velocidade do ar na entrada do psicrômetro inferior por ocasião da medida da temperatura do ar, obtivemos 542 cm/s. Este número foi confirmado com um rotâmetro portátil, de baixa precisão. Com este valor temos por intermédio de THREKELD⁴⁷, que o desvio entre a temperatura de bulbo úmido e a de saturação adiabática neste caso é inferior a $2 \times 10^{-2}^{\circ}\text{C}$.

Assim sendo, calculamos a massa específica do ar úmido para a corrida V.3, obtendo $1,76 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, esta propriedade calculada considerando o ar seco, com a mesma pressão e temperatura é igual à $1,77 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$.

Sendo muito próximos os números das demais corridas podemos concluir que a hipótese do ar seco é plenamente aceitável para cálculo da massa específica.

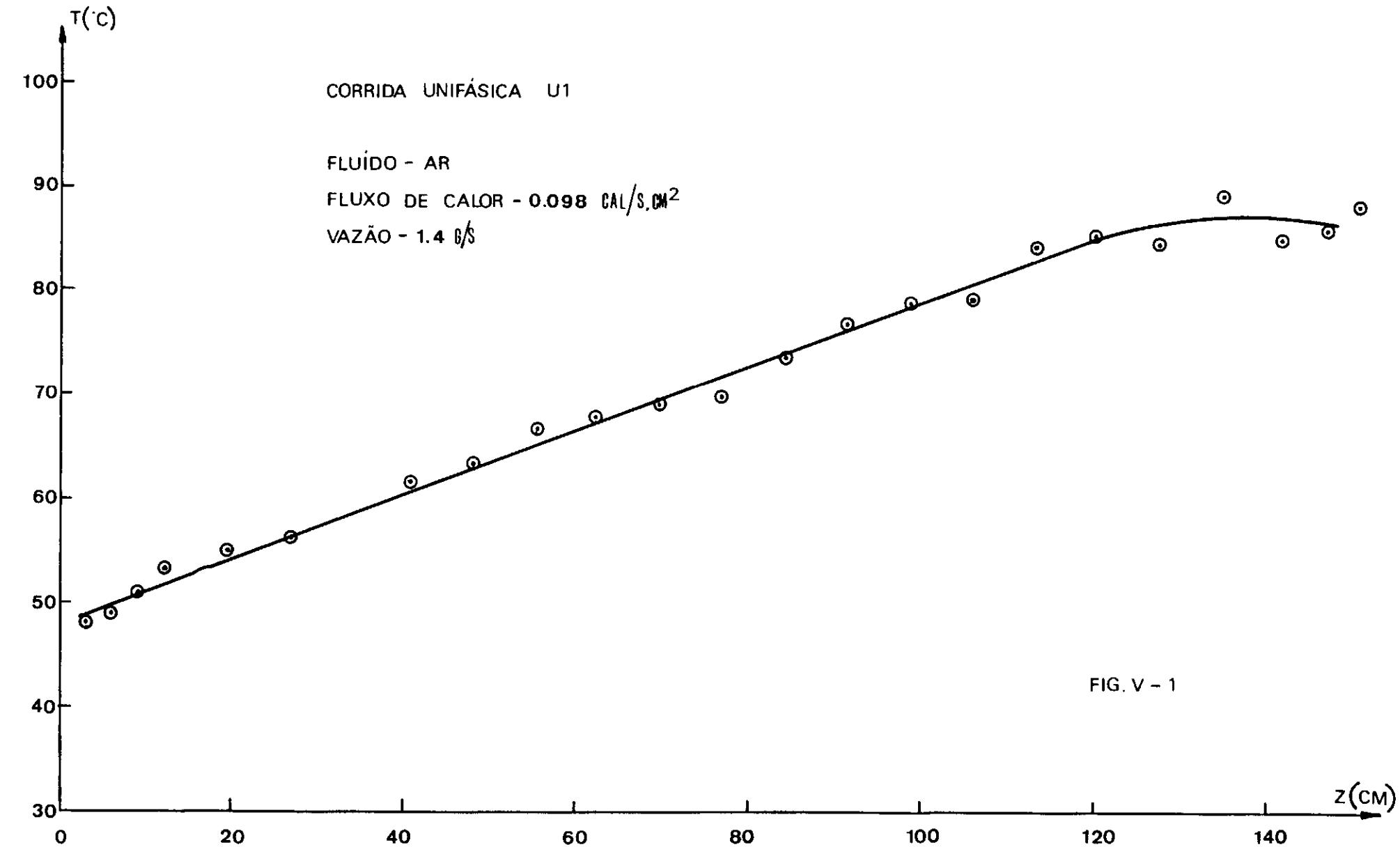
Esta será então calculada pela expressão

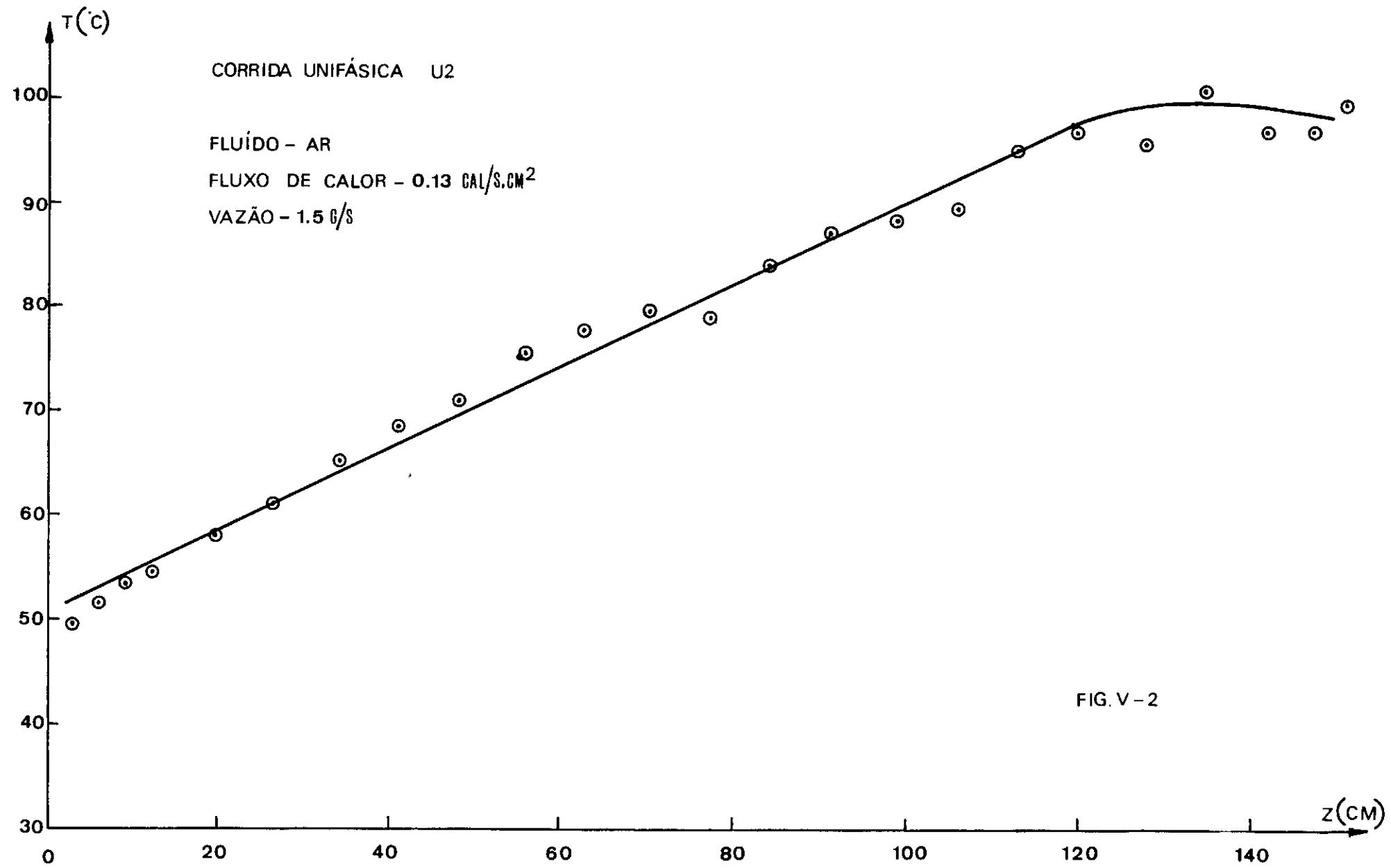
$$\rho_a = \frac{P}{R_a T} \quad \text{V.3}$$

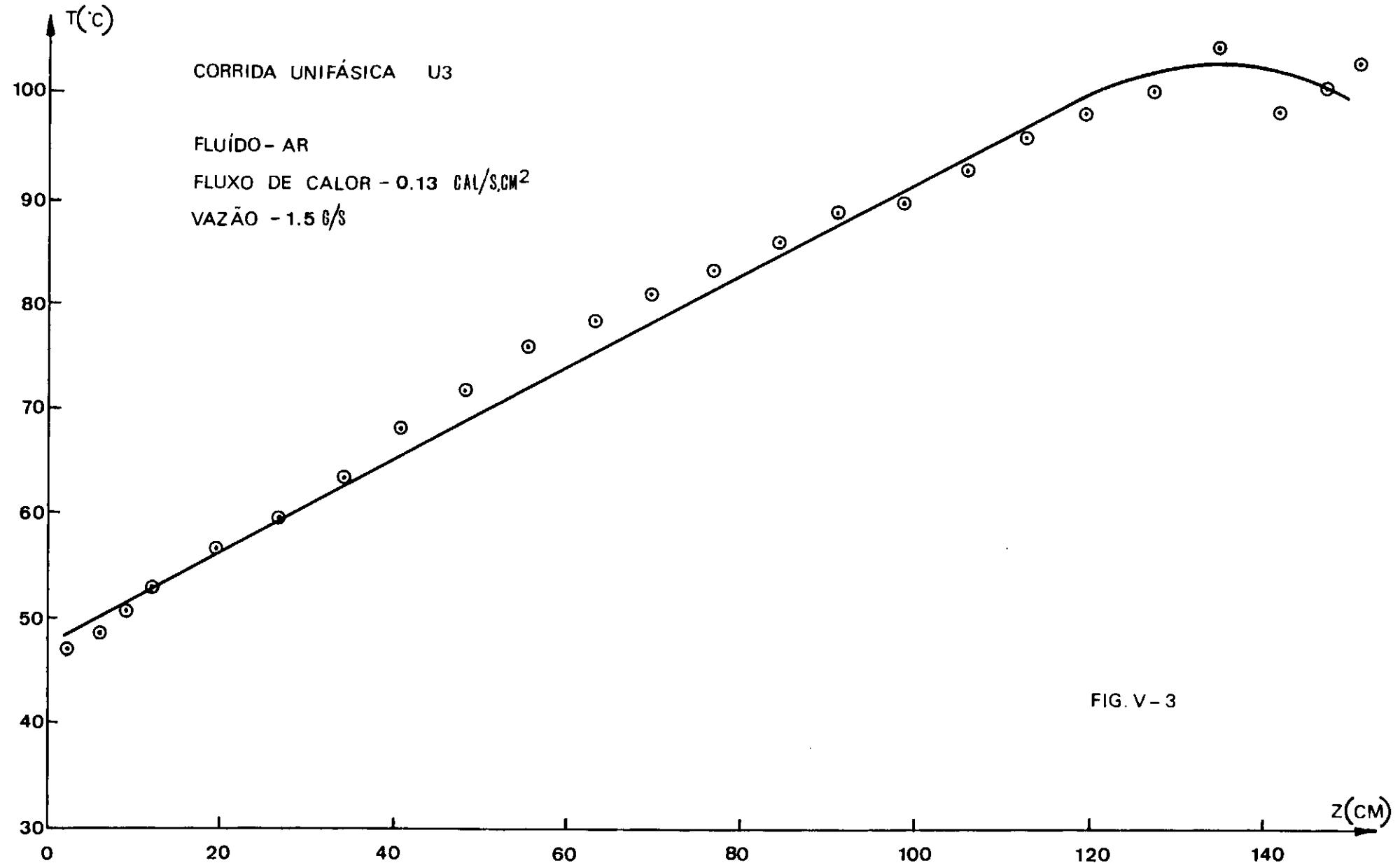
V.2.2. APRESENTAÇÃO DAS CURVAS TEMPERATURA NA PAREDE DO TUBO VERSUS DISTÂNCIA VERTICAL

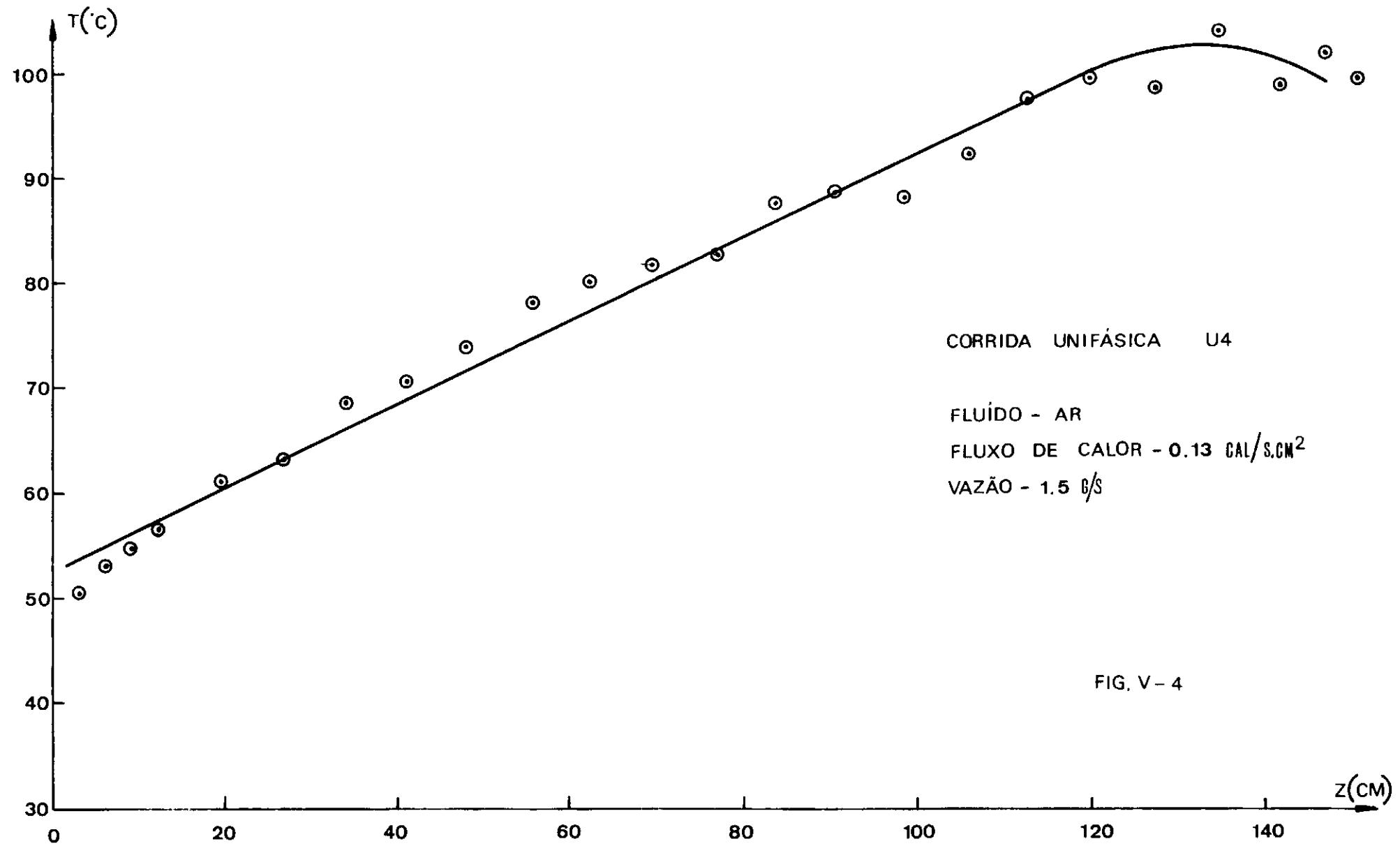
Observando-se as curvas, verificamos um excepcional linearidade até a distância de 117cm, a contar do início de seção de teste, a partir deste ponto, o efeito da extremidade da seção de teste faz-se sentir.

Tomando-se então os pontos até o termopar 19 e aplicando nesses a regressão linear, obtemos as seguintes equações das retas com os respectivos coeficientes de correlação.









CORRIDA UNIFÁSICA U4

FLUIDO - AR

FLUXO DE CALOR - 0.13 CAL/S.CM²

VAZÃO - 1.5 G/S

FIG. V - 4

U4

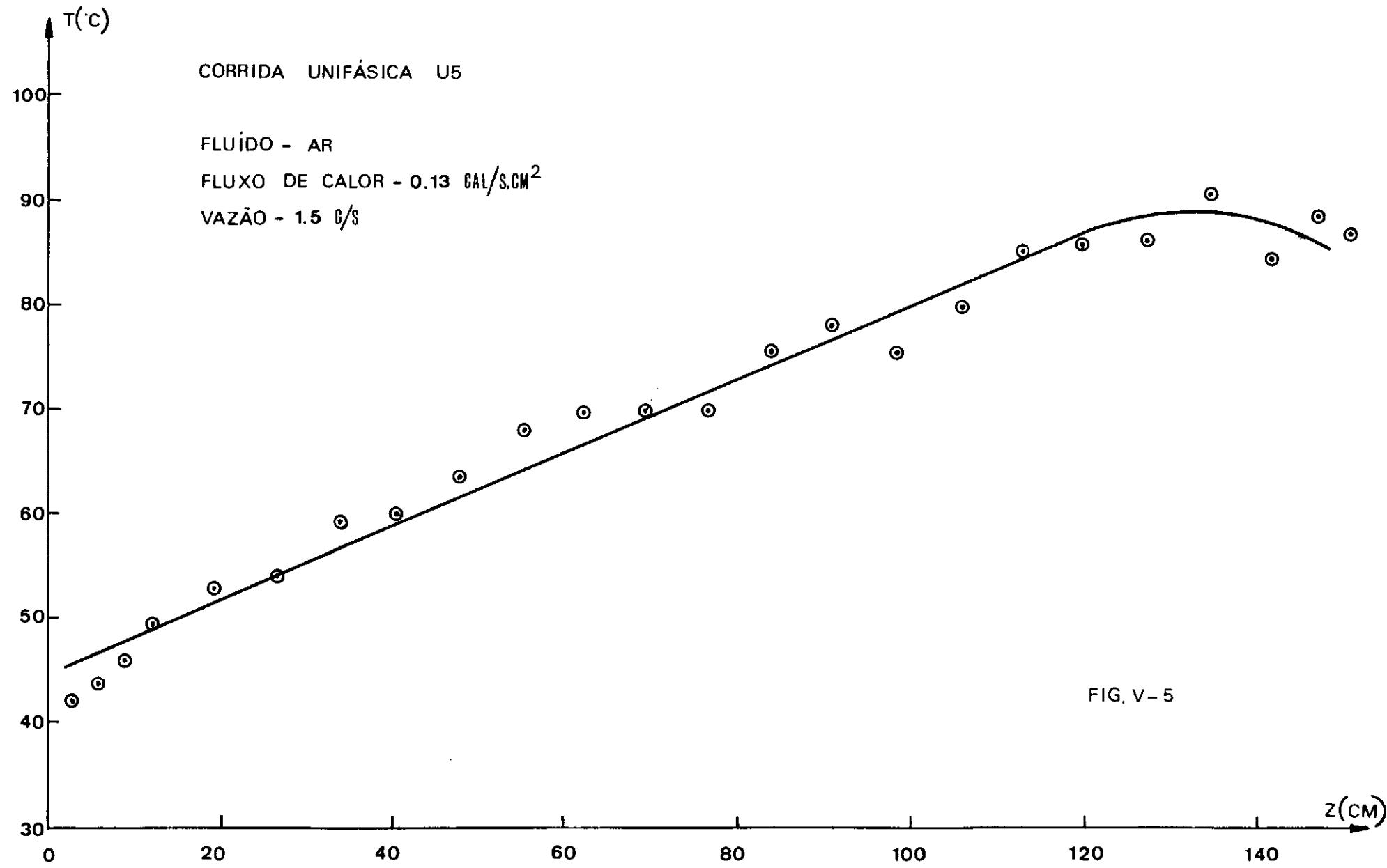


TABELA V.2

Corrida	Equação de Reta	Coeficiente de Correlação Linear r^2
U1 *	$t_0 = 0,31z + 48,2$	0,992
U2	$t_0 = 0,40z + 50,9$	0,988
U3	$t_0 = 0,45z + 48,3$	0,988
U4	$t_0 = 0,41z + 52,7$	0,981
U5	$t_0 = 0,36z + 44$	0,973

* esta corrida foi realizada com $8,64 \times 10^{-2}$ cal/s cm², enquanto que as demais com $1,34 \times 10^{-1}$ cal/s cm²

Por um balanço de energia pode-se mostrar que

$$\frac{dt_{bau}}{dz} = \frac{q'_0 \cdot 2\pi R}{\dot{m}_a \cdot c_{pa}} = \frac{q'_0 \cdot 2\pi R}{\rho_a \cdot Q_a \cdot c_{pa}} \quad V.4$$

Nesta expressão, os valores experimentais são q'_0 e Q_a , o primeiro calculado pela indicação no wattímetro e as dimensões do tubo e o segundo lido no rotâmetro. E a determinação da massa específica foi objeto do item anterior.

Introduzindo o erro do wattímetro e do rotâmetro, obtemos

$$\frac{dt_{bau}}{dz} = \frac{q'_0 \cdot 2\pi R}{\rho_a \cdot Q_a \cdot c_{pa}} \quad (\pm 7\%) \quad V.5$$

Ao se atingir uma condição de invariância em z , no que tange a temperaturas, pode-se escrever

$$\frac{\frac{t_0 - t}{t_0 - t_{bau}}}{f(r)} = 1 \quad V.6$$

A expressão da variação em z do perfil adimensional de temperaturas escrita acima será

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{dt_0}{dz} - \frac{t_0 - t}{t_0 - t_{bau}} \frac{dt_0}{dz} + \frac{t_0 - t}{t_0 - t_{bau}} \quad V.7$$

Por outro lado à partir de V.7 podemos escrever

$$\frac{-\frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r=R}}{q'_0 / h} = \frac{d}{dr} \left| f(r) \right|_{r=R} = \text{const.}$$

ou

$$\frac{h}{K_a} = \text{const.}$$

Concluimos que dizer ser estabelecido o perfil em V.7, significa afirmar que o valor h é constante, isto levando-se em conta a desprezível variação observada para a condutividade térmica do ar.

Acrescendo-se o fato de ser o fluxo de calor, constante vem que como

$$q'_0 = h(t_0 - t_{bau}) \quad V.8$$

tem-se

$$\frac{dt_o}{dz} = \frac{dt_{bau}}{dz} \quad V.9$$

Este resultado em V.7 implica em

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{dt_o}{dz} = \frac{dt_{bau}}{dz} \quad V.10$$

De V.5 e V.10 conclui-se que se q'_o e h forem constantes, $\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{dt_o}{dz} = \frac{dt_{bau}}{dz} = \text{const.}$, e o perfil de temperaturas $\frac{t_o - t}{t_o - t_{bau}}$ é estabelecido.

Pode-se ainda mostrar, segundo HASEGAWA, S. e FUJITA, Y.⁵⁴ que esta última condição só é atingida quando

$$q'_o = C_1 \exp(C_2 z / 2R), \quad C_1 \text{ e } C_2 \text{ constantes}$$

No nosso caso $C_2 = 0$.

A partir da tabela V.2 podemos com o auxílio de V.5 escrever a seguinte tabela.

TABELA V.3

Corrida	$dt_o/dz (^{\circ}\text{C}/\text{cm})$	$dt_{bau}/dz (^{\circ}\text{C}/\text{cm})$	$(\frac{dt_{bau}}{dz} - \frac{dt_o}{dz}) / \frac{dt_o}{dz} \times 100$
U1	0,31	0,465	48,4
U2	0,40	0,594	44,8
U3	0,45	0,594	32,1
U4	0,41	0,594	45,2
U5	0,36	0,594	64

A última coluna da tabela acima, mostra uma diferença média de + 46,9% nos valores de

$$\frac{dt_b}{dz} \text{ au} \quad \text{e} \quad \frac{dt_o}{dz} .$$

Inicialmente afirmaremos que, qualitativamente este resultado não deveria ser explicável pela variação do coeficiente de transmissão de calor por convecção ao longo do tubo. É conhecido, ver por exemplo KNUDSEN & KATZ⁵⁵, que a variação do h é decrescente com z . Esta variação, analisando-se a expressão V.9, produziria $\frac{dt_o}{dz} > \frac{dt_b}{dz}$, o que está em contradição com os resultados experimentais.

Mesmo assim achamos justificável avaliarmos quantitativamente o efeito da variação de h . Observamos que o único elemento de comparação que temos é a curva $t_o \times z$. Estas temperaturas são as medidas através de termopares situados, conforme já mencionado, em uma coordenada radial igual a 0,4cm.

O problema de determinar a influência da variação de h na curva $t_o \times z$, é um problema de condução, bidimensional em regime permanente. Ele pode ser melhor entendido segundo a figura V.6.

Matematicamente este problema traduz-se

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0 \quad V.11$$

$$CC1 \quad \frac{\partial t}{\partial r} = g(z) \quad \text{em} \quad r = r_I \quad V.12$$

$$CC2 \quad \frac{\partial t}{\partial r} = - q'_{PE} / K_{Latão} = A \quad \text{em } r = r_E \quad V.13$$

$$CC3 \quad \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad V.14$$

$$CC4 \quad \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=L} = 0 \quad V.15$$

Desta forma a solução do problema será

$$t = t(r, z) + \text{constante.}$$

Esta constante poderá ser determinada fazendo-se $t(0,0) = t_{bs}$ (medido no psicrômetro inferior).

Resta-nos estabelecer $g(z)$, a qual escreve-se

$$g(z) = \left. \frac{\partial t}{\partial r} \right|_{r=r_I} = \left(- \frac{h(z)}{K_{Latão}} (t(r_I, z) - t_{ba}(z)) \right) \quad V.16$$

Realizando um balanço de energia

$$\int_0^L K_{Latão} g(z) (2\pi r_I) dz = q_{PE} \quad V.17$$

E caso $g(z)$ seja invariante com z tem-se

$$g(z) = \bar{g} = (r_E/r_I) \cdot q_{PE} \cdot 1/K_{Latão} \quad V.18$$

Achamos conveniente para os nossos propósitos, de analisar, fazer

$$g(z) = az + b \quad \text{onde } a < 0 \quad V.19$$

E definir

$$b = PD \cdot \bar{g} \quad V.20$$

onde PD seria a porcentagem de distorção estabelecida para a análise do problema. Observando a figura V.7 pode-se entender melhor a rotina de análise proposta. E levando-se em conta V.12 temos que à partir da definição, V.20.

$$a = (2 \bar{g} / L) \cdot (1 - PD)$$

Assim fazendo, poderemos integrar a equação V.11 variando somente o valor de PD. A solução deste problema obtida pelo método de separação de variáveis é

$$t(r, z) = t(0, 0) + Ar_E \ln \frac{r}{r_I} + \frac{2aL^2}{\pi^3} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(\cos(m\pi) - 1)}{m^3 \left[\frac{K_1(\lambda r_E)}{I_1(\lambda r_E)} I_1(\lambda r_I) - K_1(\lambda r_I) \right]}$$

$$x \left[\left(\frac{K_1(\lambda r_E)}{I_1(\lambda r_E)} I_0(\lambda r) + K_0(\lambda r) \right) \cos \lambda z - \left(\frac{K_1(\lambda r_E)}{I_1(\lambda r_I)} I_0(\lambda r_E) + K_0(\lambda r_I) \right) \right]$$

V.21

Onde I_0 , K_0 , I_1 e K_1 são as funções de Bessel modificadas, de ordem zero e um. E λ igual à $m\pi/L$.

Para calcular $t(r, z)$, $\frac{\partial t}{\partial r}$ e $\frac{\partial t}{\partial z}$ escrevemos um programa de computador, cuja listagem se encontra no apêndice C.

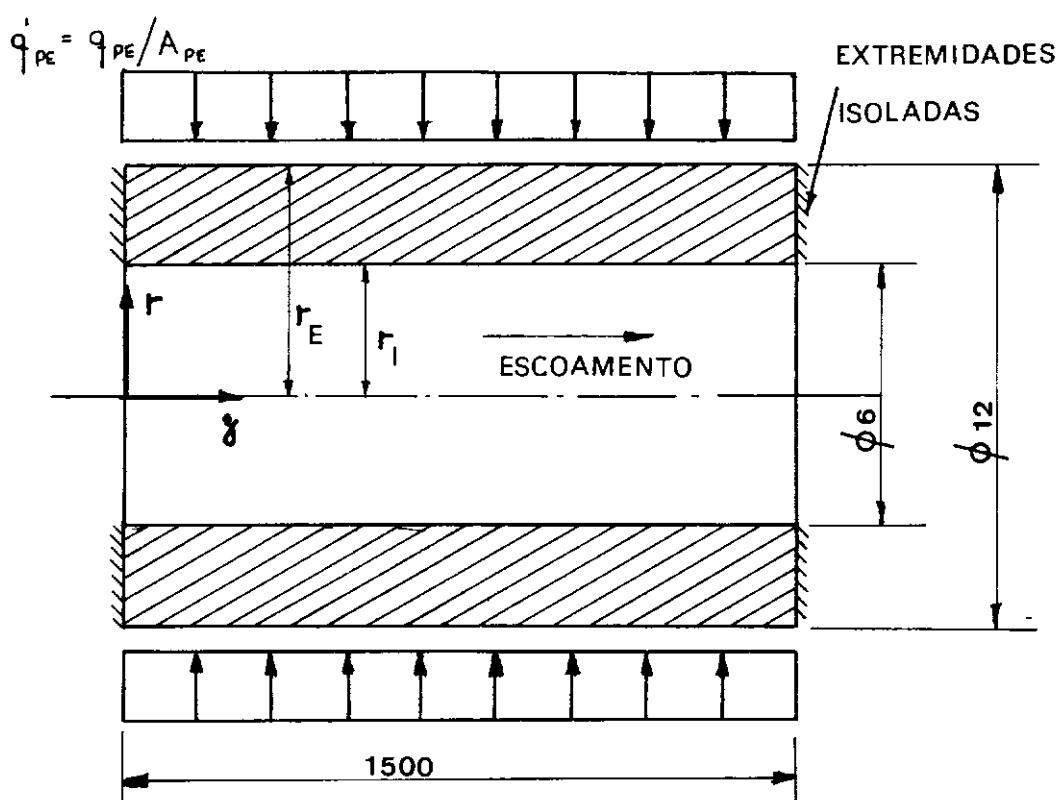


FIG. V - 6

COTAS: MM

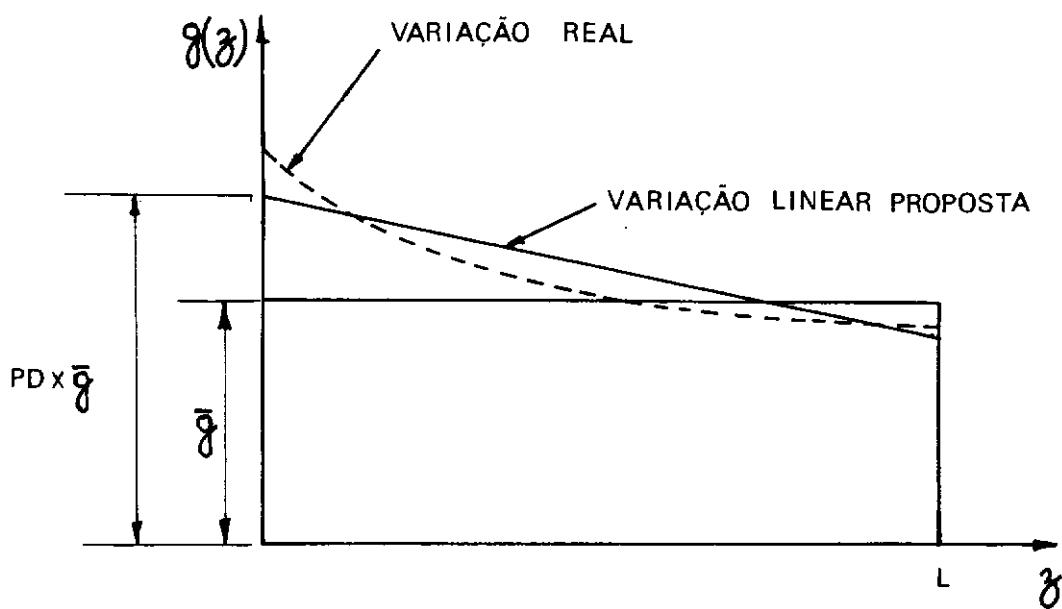


FIG. V - 7

Cabe ainda acentuar que a convergência de V.21 foi conseguida no 3º termo para a tolerância de 10^{-2} .

Analizando os resultados do programa para diversas porcentagens de distorção, procuramos aquela que fornecesse uma curva $t_0 \times z$, mais compatível com os dados obtidos na calibração térmica.

Usando a corrida U4, verificamos analisando o resultado do programa para $PD = 1,00, 1,01, 1,03, 1,06, 1,1$ e $1,15$, que:

- A distribuição de temperaturas é extremamente sensível a distorções no contorno interno.
- A representação linear, isto é, perturbações em todo o comprimento, leva a temperaturas na extremidade da ordem de 500°C , em $z = 150\text{cm}$, isto representaria uma vazão de ar quase sete vezes menor do que a utilizada, portanto, a representação linear não é a mais adequada, como seria de se esperar.
- Observando-se os resultados do programa, para a região de entrada, verificamos que a porcentagem de distorção mais coerente com o gráfico V.4 é a situada entre 1,03 e 1,05. Estimamos que a variação de $g(z)$ seja da mesma ordem de grandeza.

A conclusão deste estudo ao nosso ver é que a diferença encontrada para $\frac{dt_0}{dz}$ e $\frac{dt_b}{dz}$ deve ser explicada para um valor de q' incorreto.

Diante da precisão do wattímetro, e da imprecisão dos cálculos apresentados do capítulo IV à título de justificativa para o arranjo dos isolantes térmicos e elétricos, concluimos que estes deverão estar provocando a redução no fluxo de calor na parede atestada pelos gráficos $t_0 \times z$.

Numericamente esta afirmação também pode ser confirmada pois, por exemplo, pequenas variações na temperatura da parede ou no raio considerado implicam em variações sensíveis no fluxo de calor. Acrescemos ainda a imprecisão, própria dos valores da condutividade térmica dos isolantes.

Apresentados estes argumentos, achamos justificável reduzir o valor de q'_{PE} de tal sorte que o mesmo seja coerente com a média dos desvios mostrados na tabela V.3, este valor seria calculado como se segue.

Média dos desvios 46,9%

$$\frac{dt_{b\ au}}{dz} = (0,469 + 1) \frac{dt_0}{dz}$$

$$\frac{dt_0}{dz} = 0,68 \frac{dt_{b\ au}}{dz}$$

V.3. ESCOAMENTO BIFÁSICO - APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E CÁLCULO DO COEFICIENTE DE TRANSMISSÃO DE CALOR

Estamos apresentando ao todo 9 corridas bifásicas. O critério de apresentação foi o de sublinhar as várias conclusões obtidas da parte experimental. Os gráficos das temperaturas na parede contra distância vertical estão nas figuras numeradas de V.8 a V.16, os gráficos para o coeficiente de transmissão do calor nas figuras V.17 e V.18.

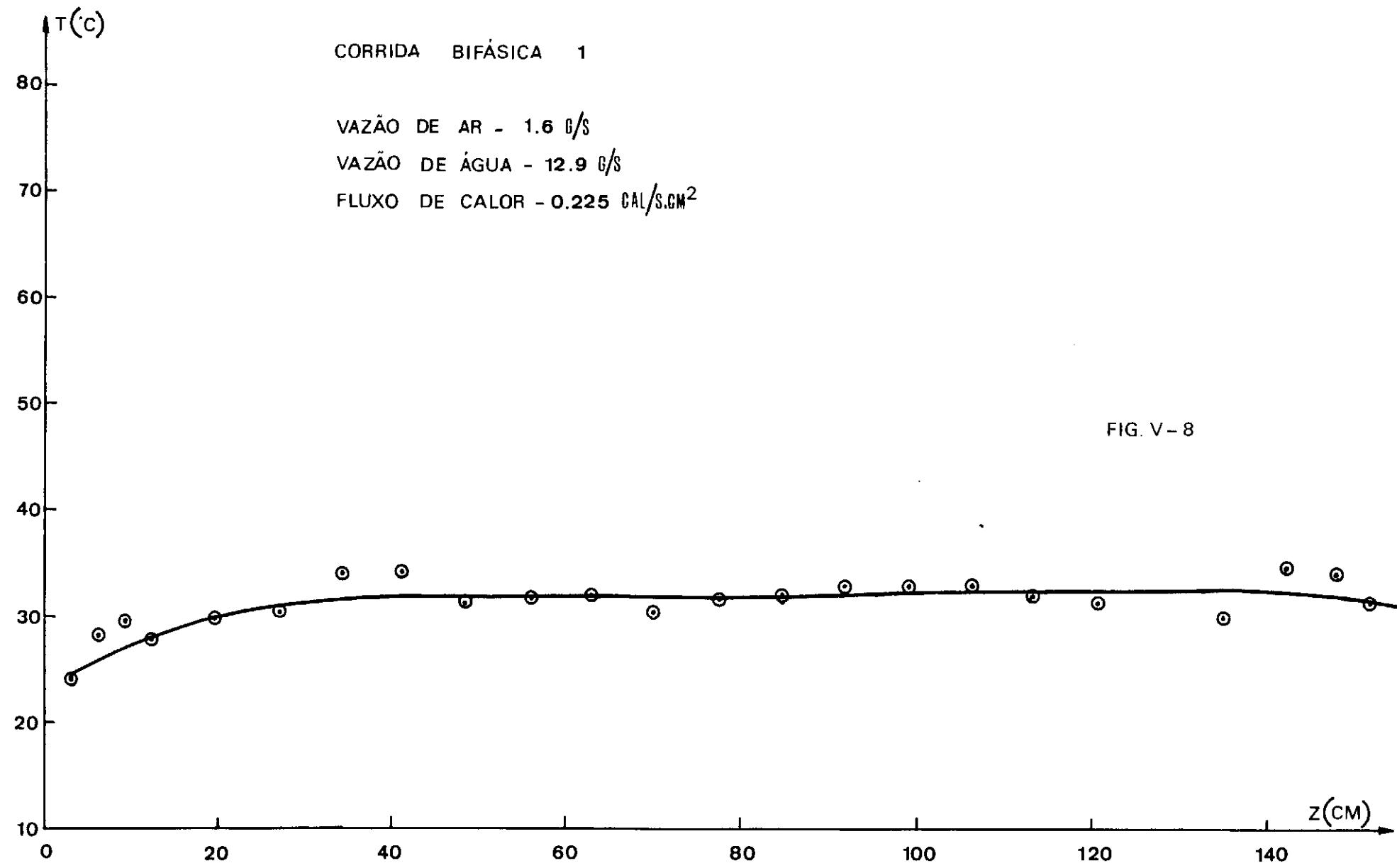
O quadro abaixo reúne os principais dados identificadores das corridas realizadas.

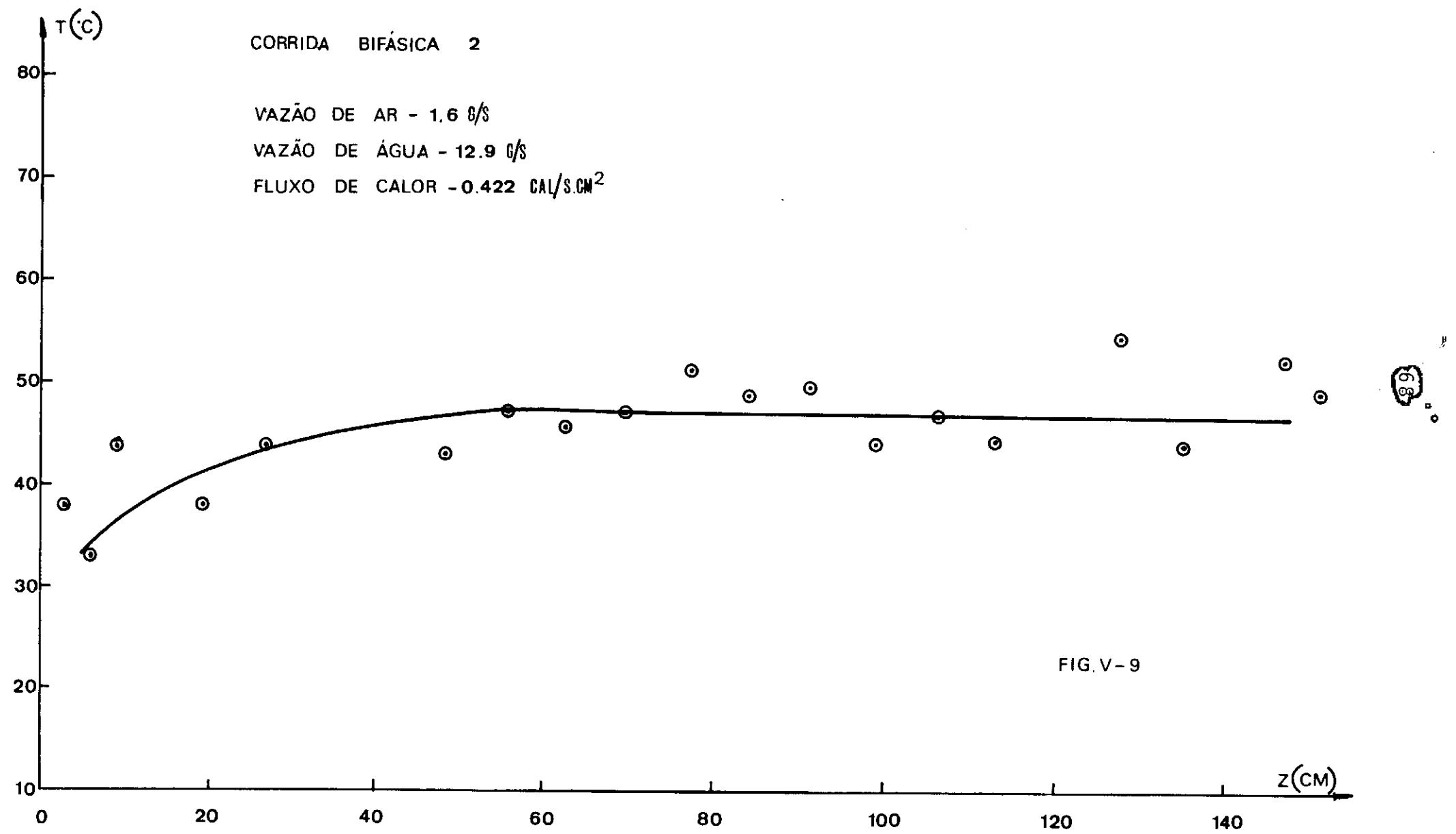
Corrida Bifásica	Vazão de ar \dot{m}_a (g/s)	Vazão de água \dot{m}_l (g/s)	Potência na resistência 1 (watt)
1	1,6	12,9	80
2	1,6	12,9	150
3	1,6	12,9	150
4	1,6	12,0	150
5	1,6	12,1	250
6	0,8	13,7	150
7	0,8	13,7	250
8	1,1	9,4	150
9	1,1	9,4	250

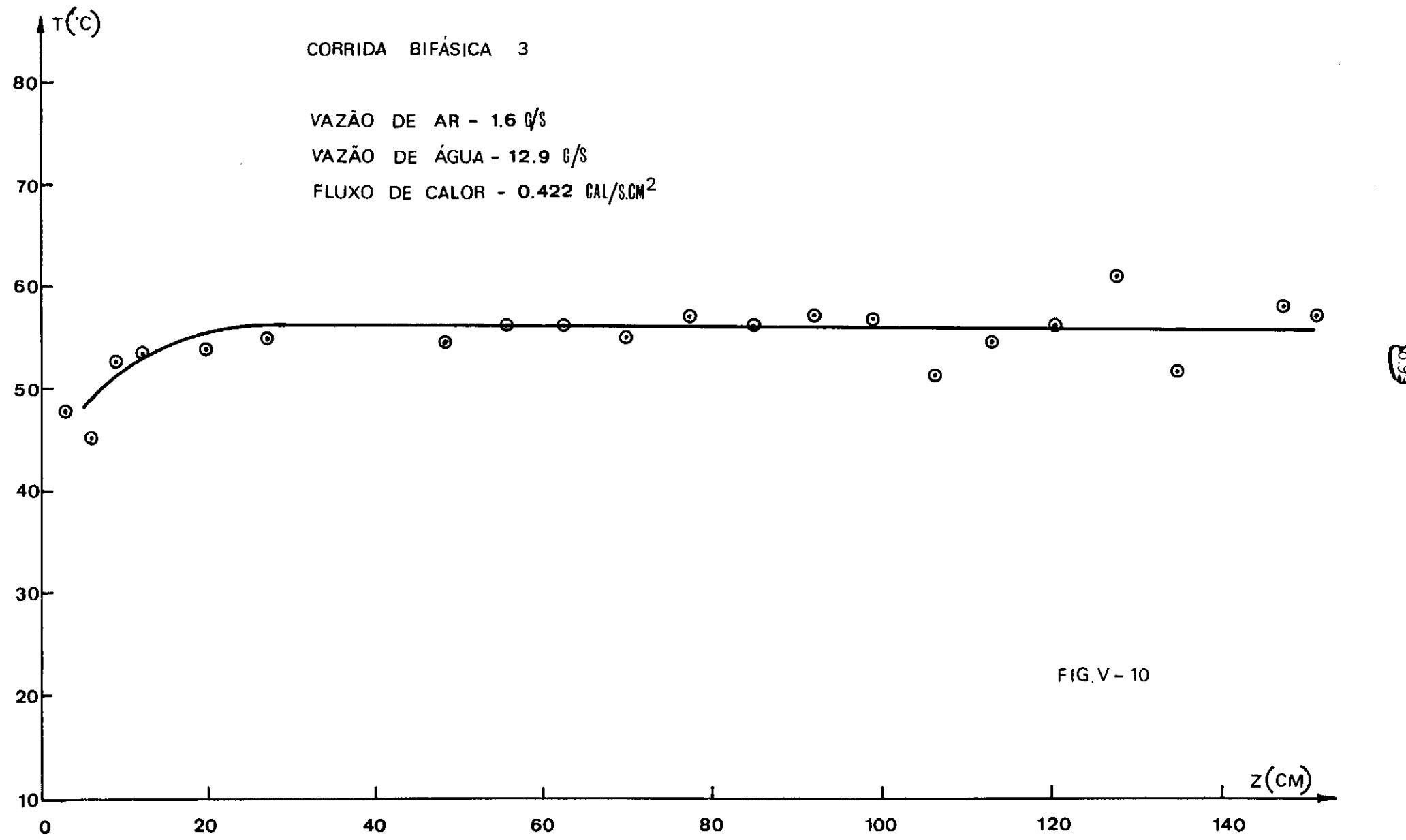
A corrida 1 estabeleceu o limite mínimo para o fluxo de calor imposto ao escoamento.

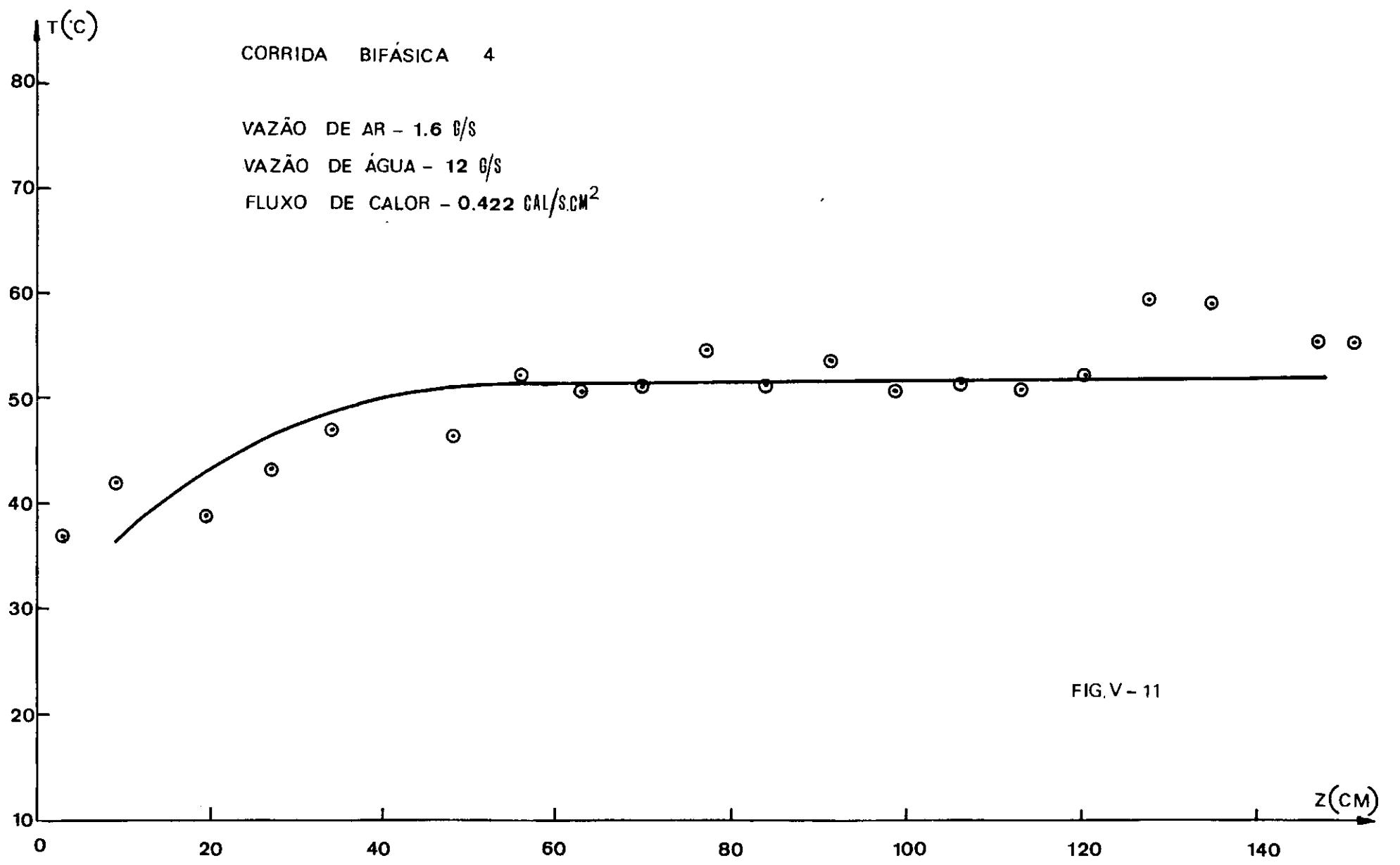
Os valores das diferenças de temperatura foram muito reduzidos. Isto implicaria como mostraremos a seguir em grande im precisão no cálculo do coeficiente de transmissão do calor.

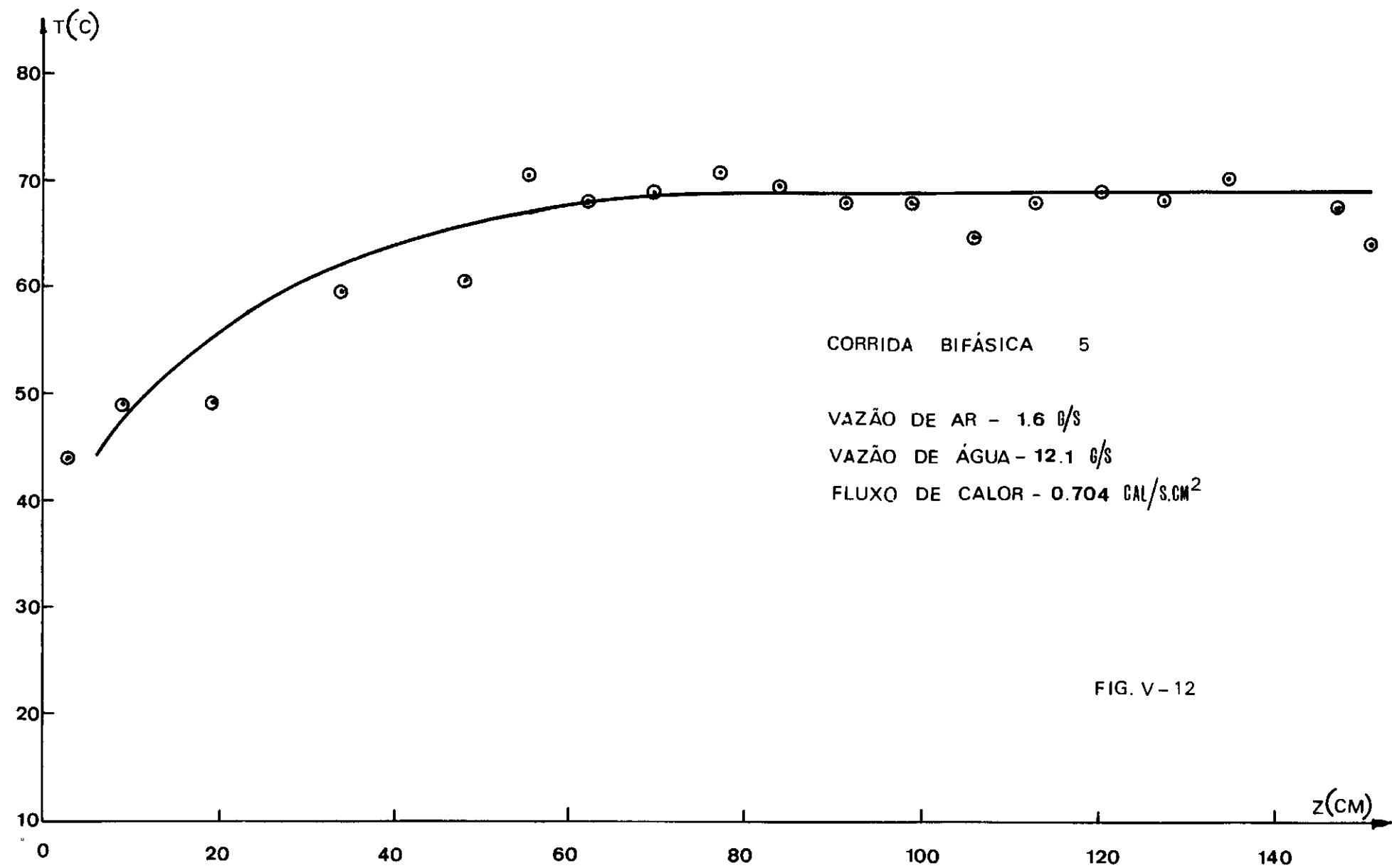
As corridas 2, 3 e 4 serviram para estabelecer o índice











CORRIDA BIFÁSICA 5

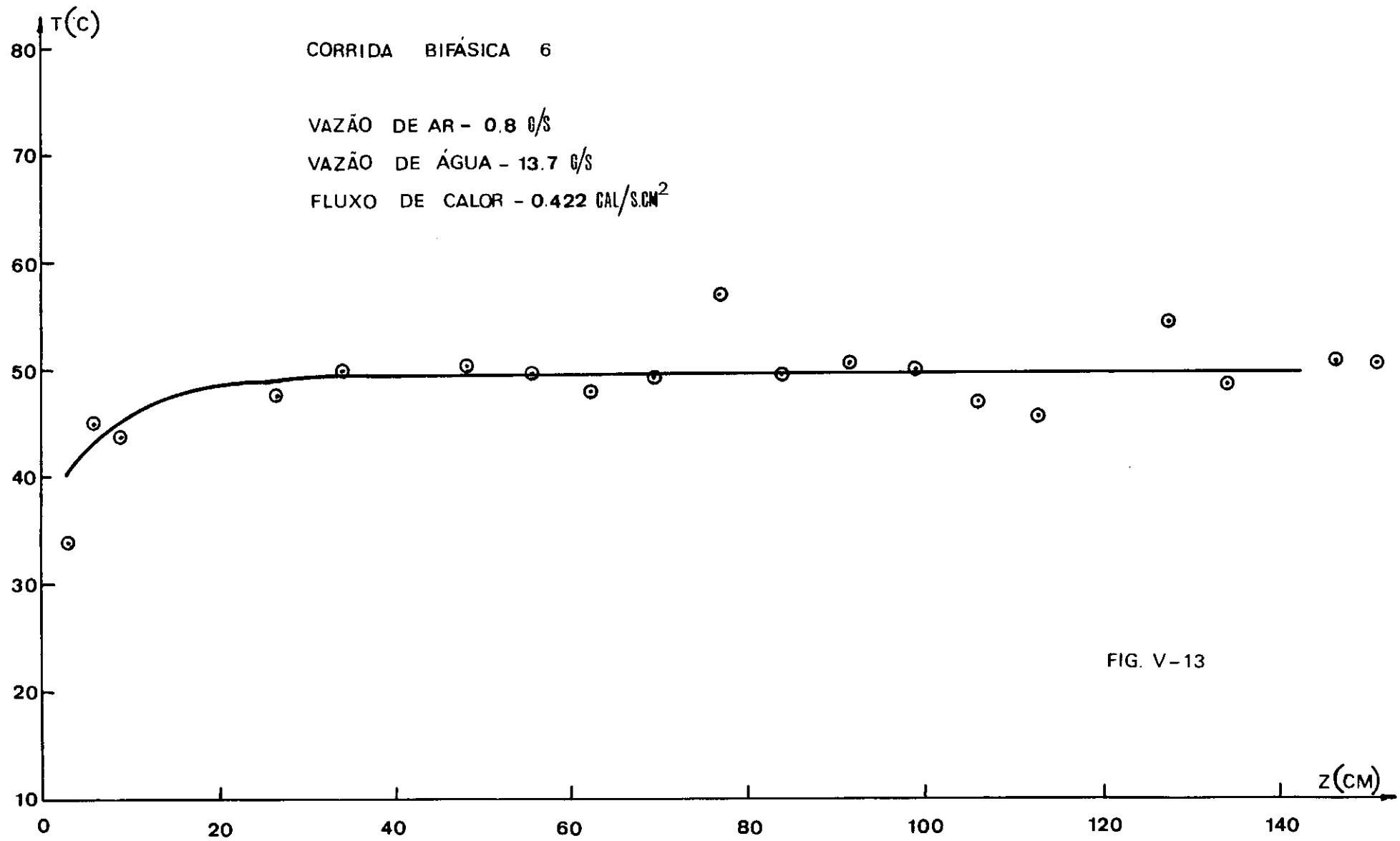
VAZÃO DE AR - 1.6 g/s

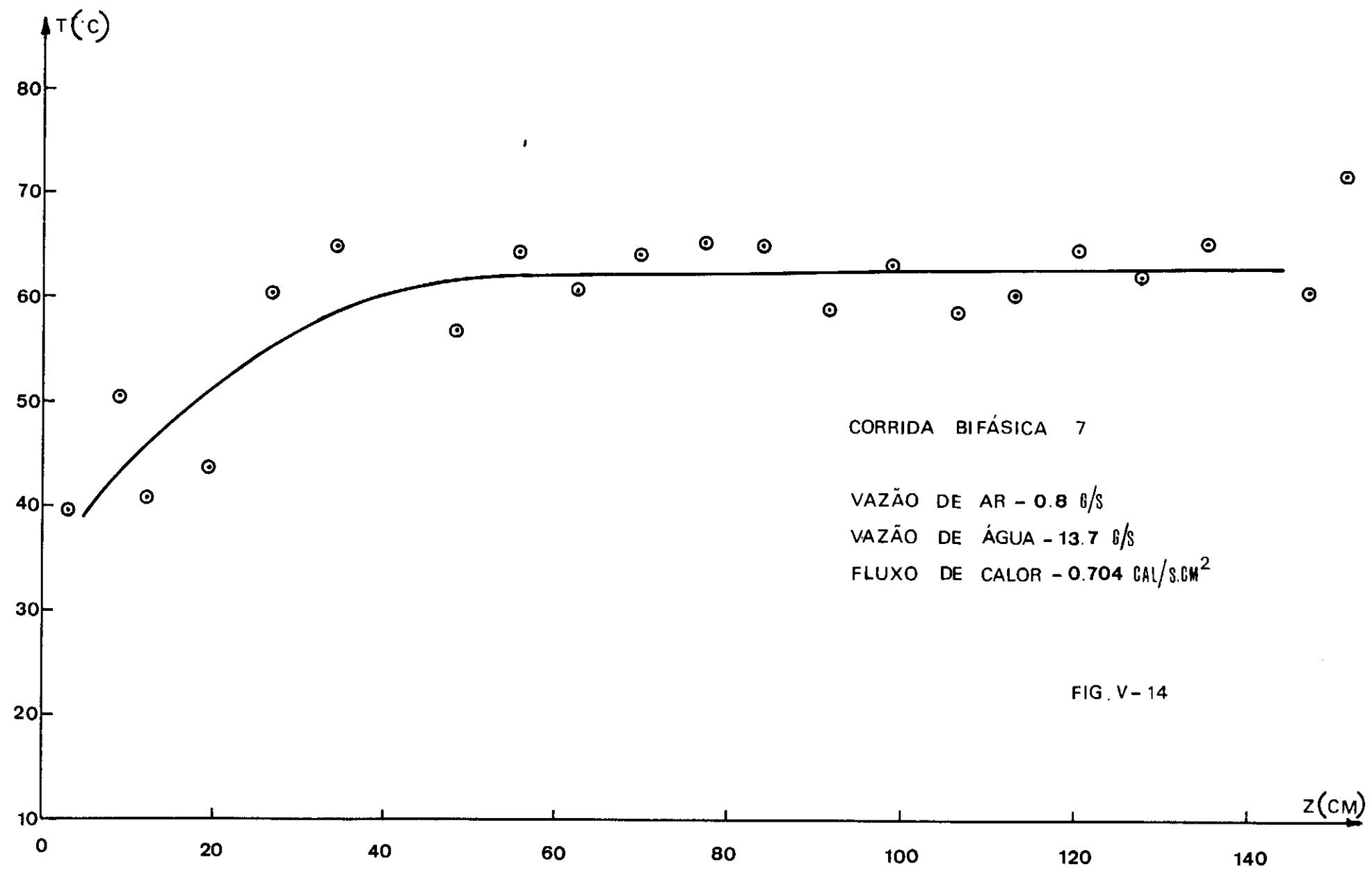
VAZÃO DE ÁGUA - 12.1 g/s

FLUXO DE CALOR - 0.704 cal/s.cm²

FIG. V-12

71





CORRIDA BIFÁSICA 7

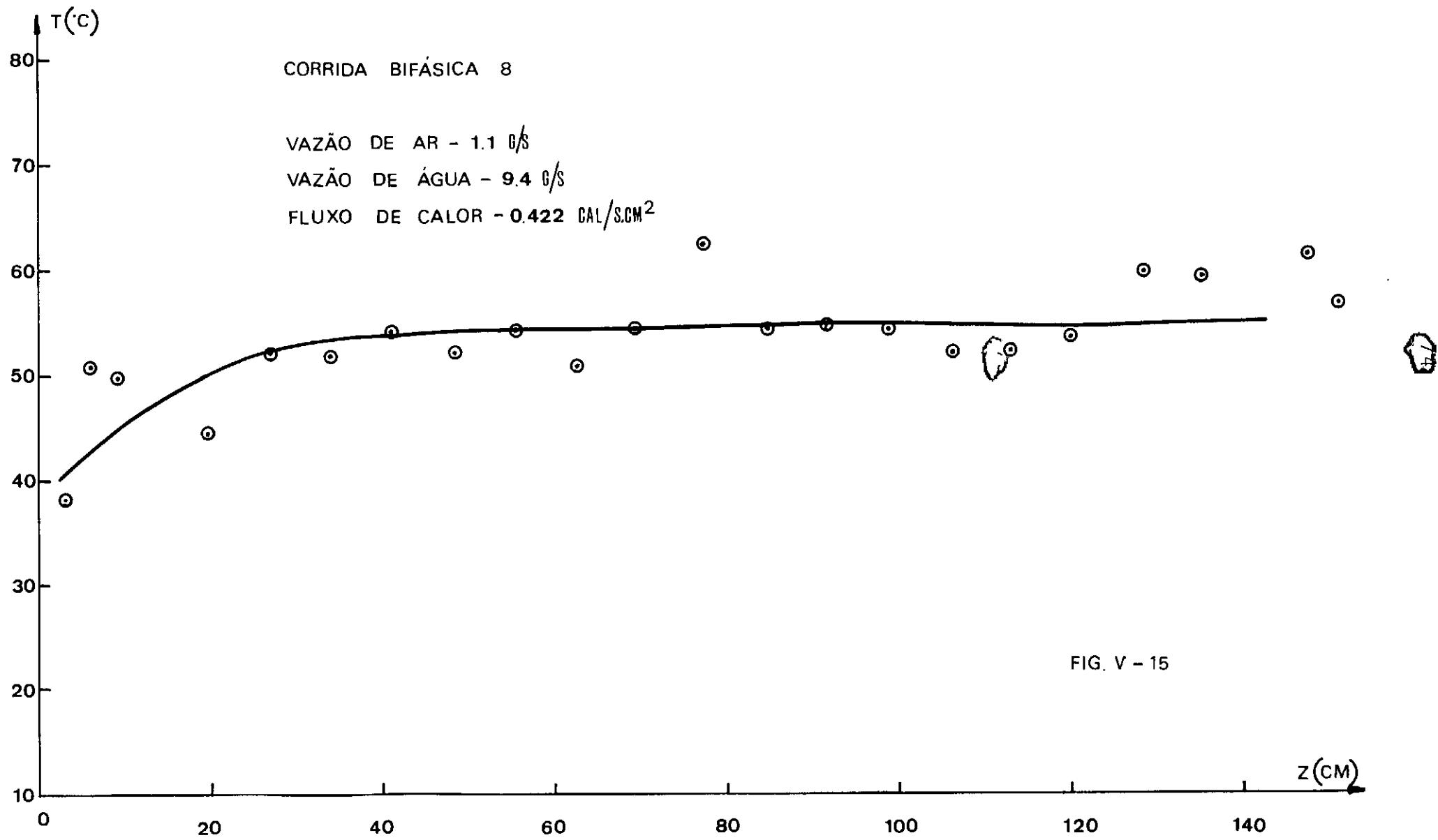
VAZÃO DE AR - 0.8 g/s

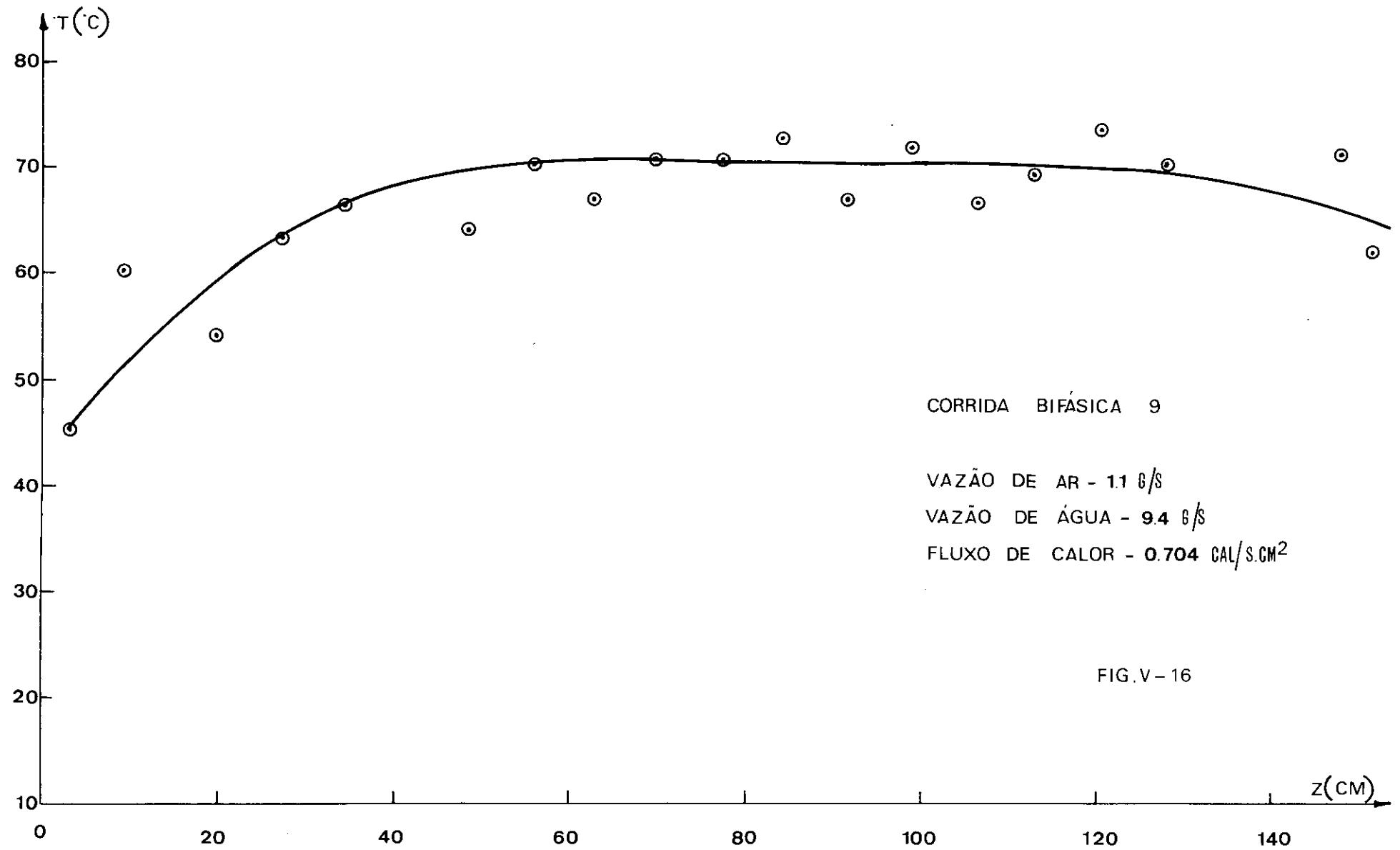
VAZÃO DE ÁGUA - 13.7 g/s

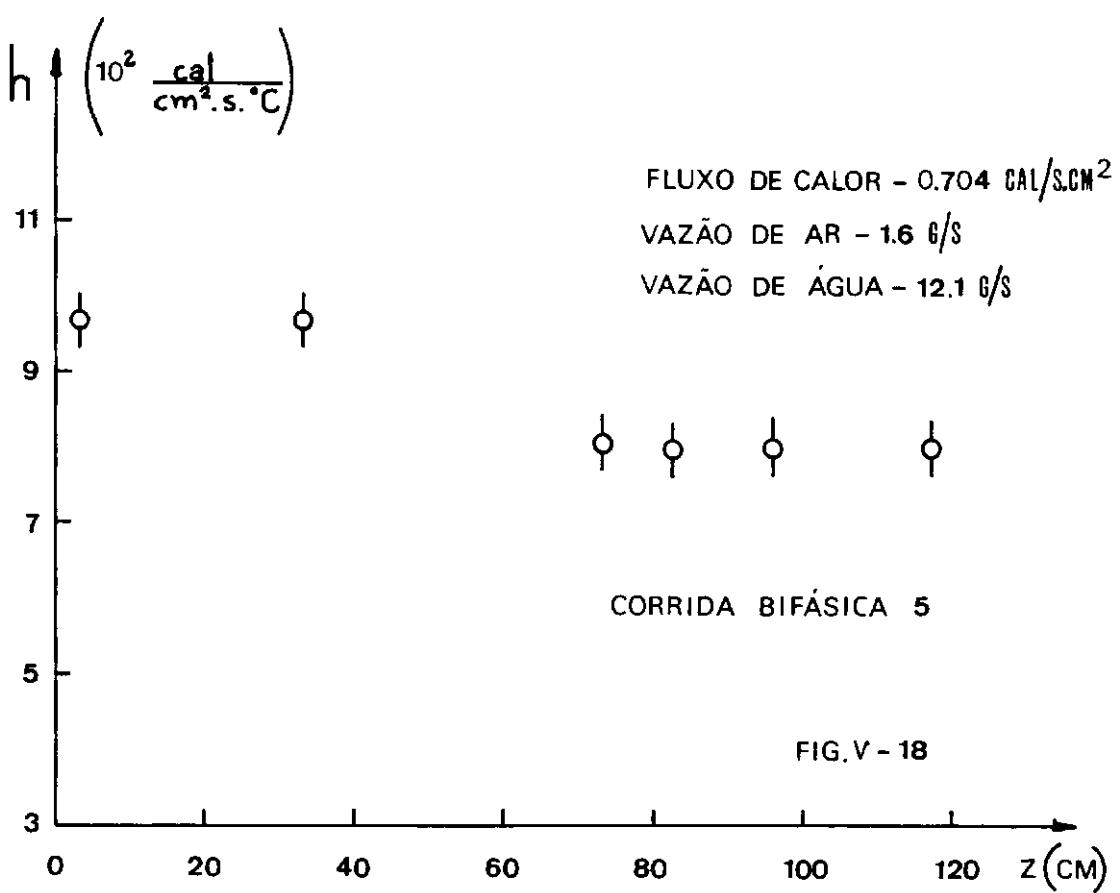
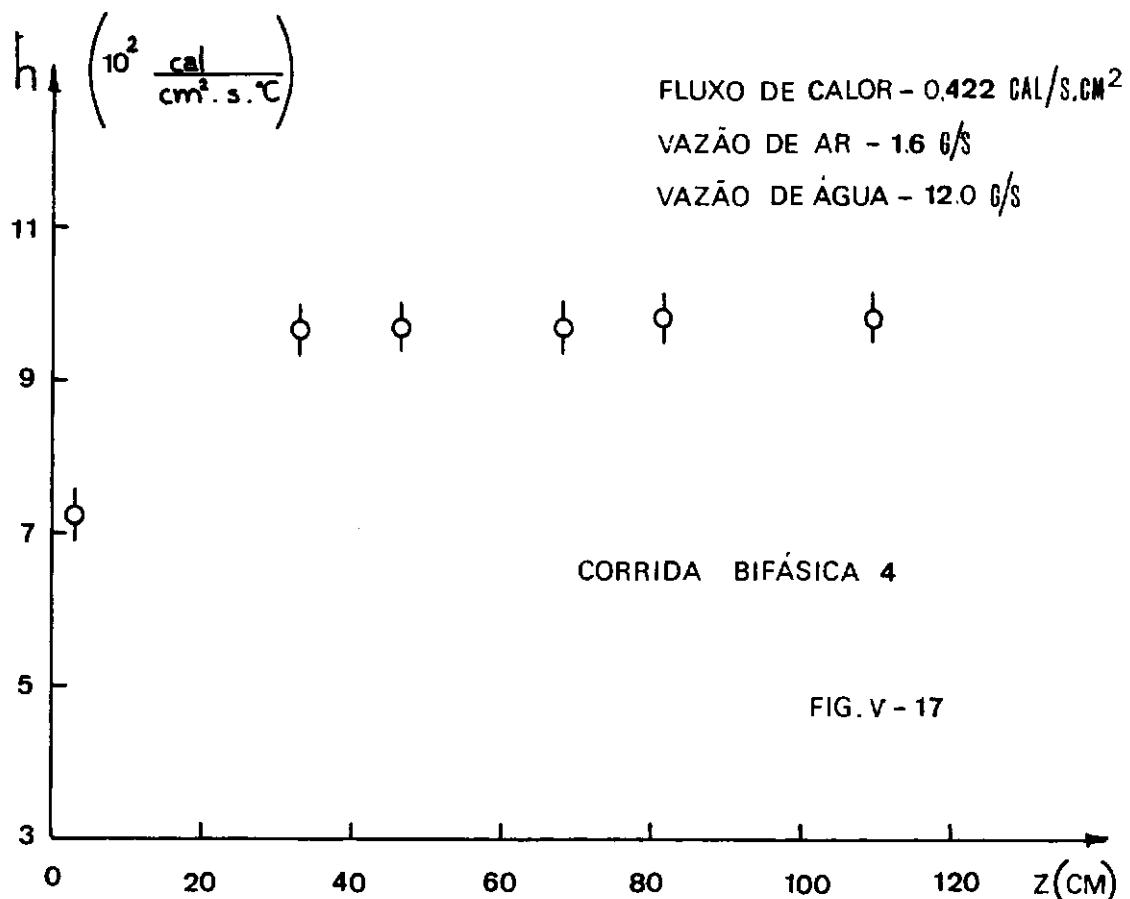
FLUXO DE CALOR - 0.704 cal/s.cm^2

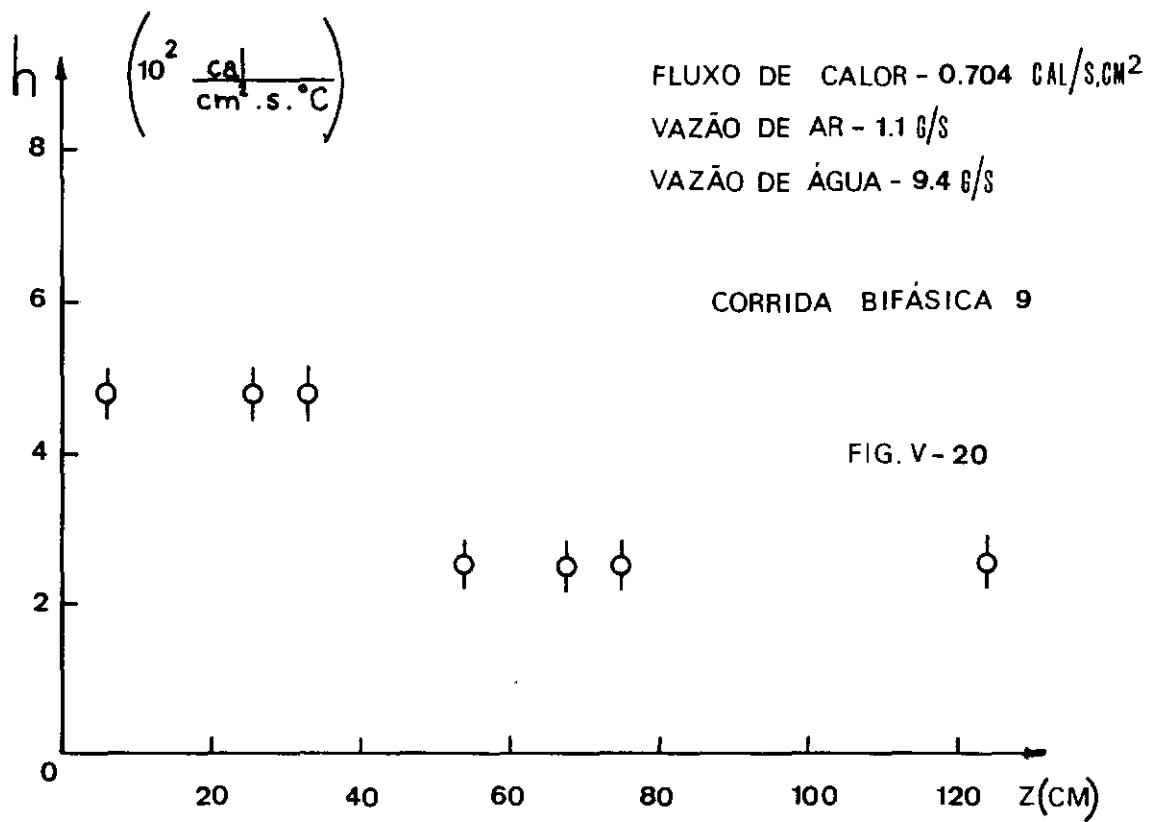
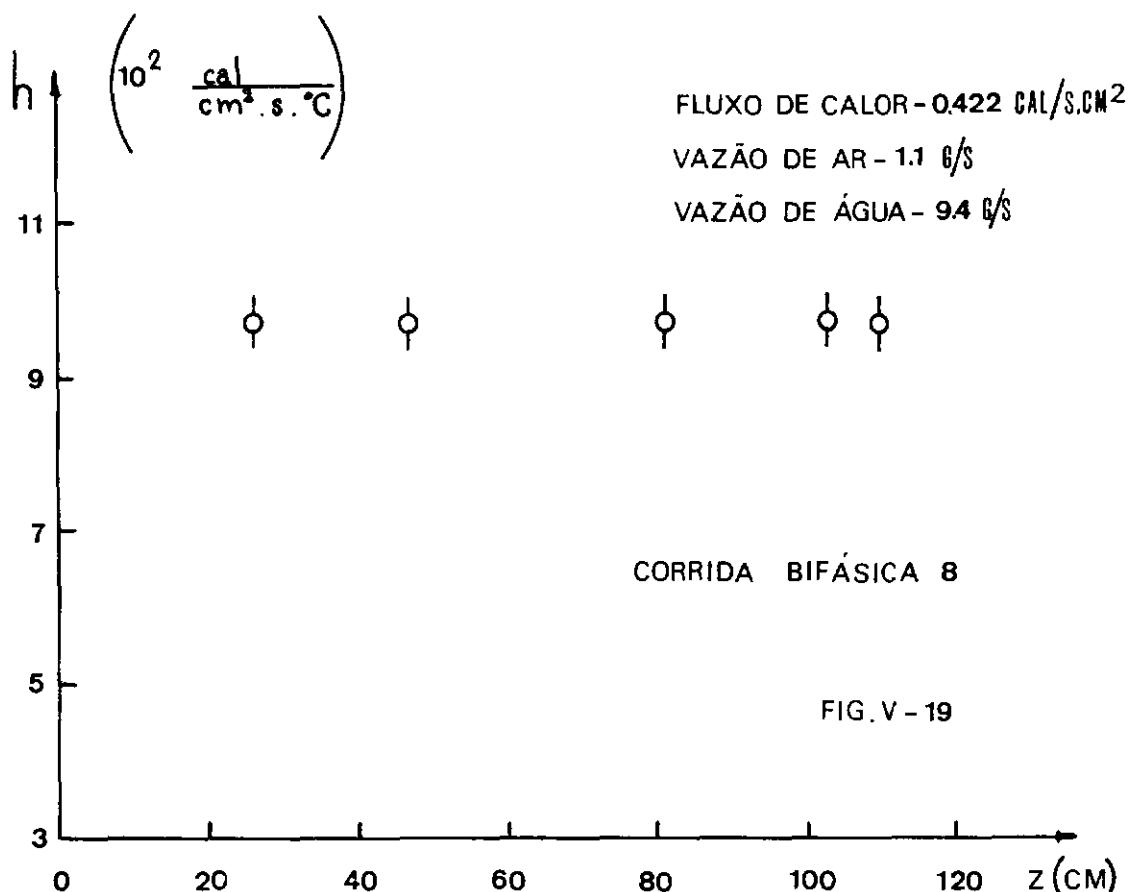
FIG. V-14

z (cm)









de repetibilidade das experiências com a transferência de calor no escoamento bifásico.

As temperaturas de entrada da água e do ar foram idênticas e o citado índice foi de aproximadamente 8%. Valor ~~de~~ este, dentro do que é obtido na literatura.

A seguir, vamos apresentar a rotina de cálculo obedecida para o cálculo do coeficiente de transmissão de calor por convecção. Para tornar mais objetiva a exposição, vamos numerar os passos necessários.

1. Levantamento dos dados experimentais:

- Vazões volumétricas do ar e água lidas no rotâmetro.
- Densidade da água.
- Potências dissipadas nas resistências elétricas, leitura do watímetro.
- 24 pontos da curva temperatura da parede versus distância vertical.
- Valores das temperaturas nos psicrómetros e reservatórios superiores e inferiores.
- Leitura da depressão do tubo em U.
- Pressão nos manômetros P_1 e P_2 .

2. Correção da vazão volumétrica do ar:

Por serem diferentes as condições de operação, das de calibração do rotâmetros, torna-se necessário corrigi-las, e para tanto utilizamos as curvas de correção do fabricante.

3. Determinação das propriedades dos fluidos (segundo GEIRINGER, L.P.⁵⁶):

As propriedades do ar foram calculadas à média aritmética das temperaturas lidas nos psicrómetros inferior e superior. Justificamos este procedimento em virtude da pouco importante variação destas.

Já para as propriedades da água, fizemos um levantamento ponto à ponto, calculando as propriedades à média aritmética entre a temperatura no ponto e a média aritmética das temperaturas nos reservatórios inferior e superior.

4. Com estes dados podemos calcular a perda de carga por atrito, através da expressão de SCHMAL, M. et.al.³²

$$\frac{\Delta P_f}{L} = 1,083 \times 10^7 \times \mu_\ell^2 \times \left(\frac{\mu_a}{\mu_\ell}\right)^{1,1} \times Re^{0,89} \times \left(\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_\ell}\right)^{500} \left(\frac{\mu_a}{\mu_\ell}\right)^{0,659} \cdot Re^{-0,001}$$

Sendo

$$Re = \frac{\dot{m}_\ell}{\mu_\ell}$$

Esta expressão, assim escrita, já contabiliza o diâmetro do tubo, e fornece resultados em dyna/cm³.

Assim temos que a tensão cizalhante na parede calcular-se-á

$$T_o = \frac{R}{4} \frac{\Delta P_f}{L}$$

A título de confirmação, calculamos o valor da perda de carga através da leitura no tubo em "U" e da fração volumétrica,

estimada através do trabalho de ANDERSON, G.H. e MANTZOURANIS, H.G.. Neste cálculo emprega-se as seguintes expressões

$$\frac{\Delta P_f}{L} = \rho_\ell g \frac{(L-D)}{L} + \rho_{Hg} g \frac{D}{L} - \rho_m g$$

onde

$$\rho_m = R_\ell \rho_\ell + (1-R_\ell) \rho_a$$

os resultados estiveram dentro da precisão da correlação, $\pm 15\%$.

5. Com o valor de \dot{m}_ℓ , calculamos \dot{m}_ℓ^+ e determinamos o valor de η , através do resultados da integração sucessiva de III.23 e III.24, o resultado da integração apresentamos no apêndice A. Com η , temos a espessura do filme líquido, m .

6. A seguir, ainda com o valor de η , e reduzindo o valor de q'_0 em 32%, como justificado na calibração unifásica, temos o valor de t_i . Calculamos também o valor de $v_{z\ell i}^+$.

7. Cálculo da velocidade média do ar III.36.

8. Cálculo do fator de atrito III.34.

9. Cálculo de f_0 III.35.

Nestes três itens, depreendemos ser importante para os valores a correção no raio devido ao filme.

10. Calculados os valores de Sch_a , P_{ra} e L , pode-se obter h_i e h_i' segundo III.33 e III.37.

11. Calcula-se por tentativas, o valor de t_{ba} em III.32.

Neste ponto é interessante registrar que o processo de convergência da temperatura t_{ba} é extremamente sensível a uma série de fatores.

As corridas 6 e 7 apresentaram leituras nos rotâmetros, manômetros e tubo em U estáveis, o que de certo modo indicaria estarmos no regime anular, tendo em vista a periodicidade dos regimes vizinhos, elas porém não satisfaziam a condição estabelecida pelo mapa de STENNING, A.H.⁶. Mesmo assim, realizamos os cálculos até o item 11, onde não obtivemos convergência para valores de t_{ba} possíveis, isto é, maiores do que a temperatura medida no psicrômetro inferior.

Foi igualmente neste ponto que confirmamos a importância de se reestudar o valor do fluxo de calor. Para o fluxo não corrigido a equação III.32 não apresentou solução.

Variamos a perda de carga dentro dos limites da correlação de SCHMAL, $\pm 15\%$, e refizemos os cálculos, as alterações foram não-significativas.

Fizemos ainda testes corrigindo e não-corrigindo o diâmetro interno do tubo com a espessura do filme. Este teste apesar das espessuras calculadas serem da ordem de 30 vezes menor do que o diâmetro (0,02cm), mostrou ser relevante tal correção.

12. Passamos então ao cálculo da temperatura média da mistura para toda a seção, segundo a equação III.40. Este processo de tentativas apresentou rápida convergência.

13. Por último, o cálculo do coeficiente global de transmissão de calor segundo a equação III.38.

CAPÍTULO VIDISCUSSÃO

VI.1. COMPARAÇÃO COM CORRELAÇÕES EXISTENTES

São relativamente poucas as correlações para o coeficiente de transferência de calor no escoamento anular de duas fases, água e ar, na configuração vertical.

Dentre elas, apresentamos a de GROOTHUIS, H. e HENDAL, 36 W.P.

$$\frac{h}{K_a} = 0,029 \left(\frac{\rho_\ell \langle V_{z\ell} \rangle D}{\mu_a} + \frac{\rho_a D_a \langle V_{za} \rangle}{\mu_a} \right)^{0,87} \times \left(\frac{c_{pl} \mu_\ell}{K_\ell} \right)^{0,33} \times \left(\frac{\mu_{bl}}{\mu_{l0}} \right)^{0,14} \quad VI.1$$

onde

$$V_{z\ell} = Q_\ell / \pi R^2 \quad \text{e} \quad V_{za} = Q_a / \pi R^2$$

Esta correlação foi determinada para a condição de temperatura constante na parede, conseguida através de vapor condensado na superfície externa à 65°C. O diâmetro interno do tubo foi de 1,4cm e o comprimento da seção de teste 20cm.

Escolhemos resultados da corrida 9, os quais apresentam à vazão Q_a/Q_ℓ e $\rho_\ell \langle V_{z\ell} \rangle$, dentro da faixa utilizada por GROOTHUIS.

Os resultados indicaram que os coeficientes calculados por VI.1 são cerca de 5 vezes superiores aos calculados pelo

modelo aqui apresentado. A grande diferença pode ser explicada devido ao diâmetro interno, e a mudança na condição de contorno para temperatura constante.

Comparando com o resultado de VERSCHOOR e STERMERDING⁵⁷, temos para os mesmos resultados um valor 2,5 vezes maior do que os aqui calculados.

Dante destes resultados e de seus próprios graus de correlação, julgamos não ser interessante prosseguir nestas comparações.

VI.2. DISCUSSÃO DO MODELO

O modelo proposto já havia sido anteriormente utilizado por PLETCHER, R.²⁶, em um tubo horizontal de 2,54cm de diâmetro interno. Neste caso a excentricidade do filme, produziu efeitos sensíveis, que não poderiam ser previstos pelo modelo.

Experimentamos o modelo num tubo vertical, evitando assim o efeito da excentricidade.

O reduzido diâmetro interno, 0,6cm, foi sem dúvida, um teste severo para o modelo, as diferenças de área provocadas pela presença do líquido, geralmente ignoradas, foram relevantes, nos cálculos da condutância térmica. Nestas condições notamos a ordem de grandeza do fluxo de calor foi relevante.

Os cálculos mostraram que para fluxo de calor igual a $0,29 \text{ cal/cm}^2 \text{ s}$ e vazões de ar e água 1,6 g/s e 12 g/s respectivamente, os erros por truncamento tem grande influência. Já para $0,48 \text{ cal/cm}^2 \text{ s}$, a situação melhora devido ao aumento da di

ferença ($t_o - t_b$).

Realizando os cálculos para as corridas 4,5,6,8 e 9, observamos as seguintes tendências:

- Para valores de fluxo de calor igual a 0,29 cal / $cm^2 s$ (corridas 6 e 8) a curva $h = h(z)$, mostrou-se praticamente constante. Para fluxos iguais à 0,48 cal/ cm^2 (corridas 7 e 9), observamos uma região de entrada térmica.
- Para as corridas 5,6,8 e 9, mantivemos praticamente constante a \dot{m}_a/\dot{m}_ℓ , e reduzindo numericamente a vazão de ar e água. Neste caso a perda de carga decresceu, a espessura aumentou ligeiramente, e a temperatura de mistura do ar aumentou.

Constata-se com respeito à cálculo, que demanda cerca de 2 horas, que não achamos conveniente para os nossos valores de potência dissipada, sua automatização através de um programa para computador digital.

O modelo no seu conjunto é sensível ao valor das propriedades da água. Ao transportarmos para o computador as curvas de variação destas propriedades os erros na aproximação polinomial destas curvas interfirirão no resultado final.

CAPÍTULO VII

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

VII.1. CONCLUSÕES

O modelo analítico aqui apresentado para o escoamento turbulento ascendente de ar e água no regime anular, pode ser classificado dentro dos modelos que assumem como lisa a interface gás-líquido.

Dentro deste contexto o modelo é um dos mais abrangentes. Entretanto para as condições experimentais nas quais foi empregado, justificou-se, desconsiderar as forças devido à gravidade em razão das elevadas forças interfaciais. Por este motivo o modelo inicial, no que tange ao filme líquido, recaiu no modelo clássico para a região de sub-camada laminar, em escoamentos internos à tubos.

Analiticamente o comportamento do modelo foi satisfatório, para as condições experimentais utilizadas.

Quantitativamente, os valores dos coeficientes de transmissão de calor obtidos por este trabalho, poderiam ser analisados através do confronto dos nossos valores com os produzidos por outros modelos, teóricos ou empíricos. Entretanto para condições, mesmo próximas, das daqui empregadas não conseguimos na literatura, nenhum modelo que por suas hipóteses, pudesse ser empregado.

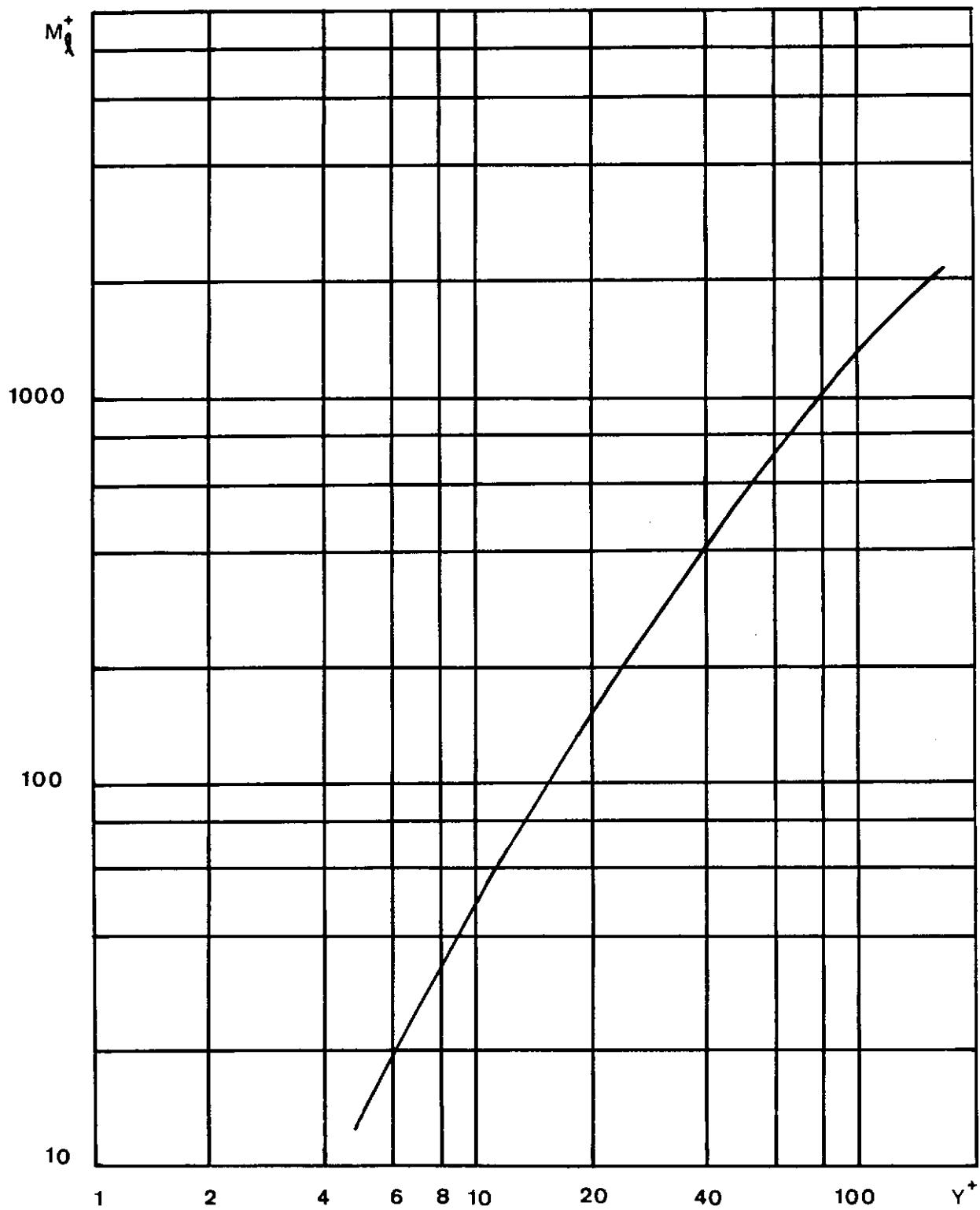
Com relação aos resultados experimentais pode-se observar uma forte dependência em relação ao valor absoluto do

fluxo de calor, como poderia se prever tendo em vista o diâmetro reduzido utilizado, mesmo assim de uma maneira geral concluimos que para um sistema ar e água em tubos verticais o emprego do modelo analítico, aos nossos dados experimentais foi satisfatório.

VII.2. SUGESTÕES

- Utilizar valores de fluxo de calor mais elevados, e concomitantemente estudar outras razões vazão de água/vazão de ar, incluindo outros regimes.
- Vizualizar o escoamento sob estas condições.
- Estudar o escoamento bifásico de um só componente, extendendo o modelo para este tipo de escoamento.
- Verificar a possível aplicação do escoamento de ar e água, em regime anular no condicionamento de ar.

APÉNDICE A

CURVA $M_1^+ \times Y^+$

APÊNDICE B - DADOS UNIFÁSICOS

TABELA 1

Corrida	t_{bs} PI	t_{bu} PI	t_{bs} PS	t_{bu} PS	q' cal/s cm ²	1*	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
U1	31,5	19	43	23	0,048	48	48,6	51	53,3	55	56,3	-	61,2	63,2	66,5	67,6
U2	24	16	55	25	0,13	49,8	51,8	53,5	54,8	58,4	61,2	65,4	68,7	71,3	75,8	77,7
U3	22	14,5	53	22	0,13	47,2	48,6	50,7	53	56,7	59,6	63,5	68,3	71,7	76	78,1
U4	20,5	13	51	22	0,13	50,3	54,8	56,8	56,8	61,2	63,2	68,7	70,6	74,0	78,4	80,4
U5	21	15	42	26	0,13	42,3	43,8	46,2	49,8	53,3	53,7	59,8	60,0	63,8	68,0	69,0
	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24			
U1	68,9	69,6	73,6	76,6	78,4	78,8	84	85	84,3	89	84,5	85,8	88			
U2	79,7	79	84,3	87,3	88,4	89,5	95,4	96,6	95,8	101	97	97	92,2			
U3	81	83,2	86	88,8	89,7	92,8	96	98,4	100,2	104,7	98	100,6	102,8			
U4	81,6	82,7	87,8	88,0	92,5	97,7	98,4	104,5	98,4	104,5	98,4	102,2	99,8			
U5	69,8	69,8	75,6	78,0	75,8	79,8	85,2	85,6	85,8	90,8	84,3	88,6	86,6			

Todas as corridas $\dot{m}_a = 1,5 \text{ g/s}$, à excessão de corrida U1 onde usamos $\dot{m}_a = 1,4 \text{ g/s}$.

* Valores de Temperaturas

TABELA 2 - DADOS BIFÁSICOS

CONDIÇÕES GERAIS

Corridas	\dot{m}_a g/s	\dot{m}_l g/s	D cm. Hg	P_1 g*/cm ² x 10 ⁻³	P_2 g*/cm ² x 10 ⁻³	t_{RI} °C	t_{RS} °C	t_{bs} PI	t_{bu} PS	t_{bs} PS	t_{bu} PS	q' cal/s cm ²
1	1,6	12,9	69	2,72	0,3	24,5	29	22	14,5	27	27	0,225
2	1,6	12,9	70,5	2,72	0,35	21,0	30,3	17,9	12,5	29	29	0,422
3	1,6	12,9	70,5	2,72	0,35	21,0	30,5	18,0	12,0	28	28	0,422
4	1,6	12,0	74,0	2,72	0,35	21,0	32,5	21	14,5	31	31	0,422
5	1,6	12,1	74,0	2,72	0,35	21	36,5	21	14,5	36,5	36,5	0,704
6	0,8	13,7	55	2,37	0,25	25	31	21	15	29,5	29,5	0,422
7	0,8	13,7	54	2,37	0,25	21,6	33	21	15	32	32	0,704
8	1,1	9,4	43	2,16	0,20	22	37	20	14,0	33,5	33,5	0,422
9	1,1	9,4	43,5	2,23	0,20	22	41,5	20,0	14,0	38,2	38,2	0,704

TABELA 3 - TEMPERATURAS

CORRIDAS BIFÁSICAS

Termopares Corridas \	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	24,7	28,2	29,3	27,8	29,7	30,4	34,3	34,3	31,2	31,6	32,0	30,4	31,8	32,4	32,8
2	37,6	33,0	43,6	31,4	38,6	43,8	55,2	59,2	43,0	47,2	45,6	47,0	51,2	49,6	48,6
3	48,0	45,2	53,2	53,7	54,0	55,0	63,5	68,3	54,8	56,2	56,2	55,0	57,2	56,2	57,4
4	37,0	46,8	42,3	-	38,6	43,4	47,2	-	46,2	52,2	50,7	51,0	54,8	51,4	53,5
5	44,2	60,5	49,2	-	49,2	-	59,8	-	60,7	71,0	68,0	69,0	71,0	69,8	68,0
6	34,0	45,0	43,8	36,4	36,2	47,7	50,0	58,6	50,3	49,8	48,0	49,0	57,2	49,2	50,7
7	39,8	38,2	30,5	40,8	43,8	60,8	65,0	-	57,0	64,8	61,0	64,4	65,4	65,2	58,8
8	38,8	51,0	49,8	-	47,6	52,2	52,0	65,4	52,2	54,4	51,0	54,8	62,6	54,2	54,8
9	45,2	64,0	60,2	42,7	54,2	63,2	66,5	68,2	64,2	70,4	67,4	70,6	70,6	72,6	67,0
Termopares Corridas \	16	17	18	19	20	21	22	23	24						
1	32,8	32,8	32,0	31,4	40,4	30,0	34,7	34,0	31,2						
2	49,6	44,0	46,8	44,2	54,6	43,8	59,2	52,2	48,6						
3	57,8	51,8	54,8	56,5	61,2	51,6	67,2	58,0	57,4						
4	50,7	51,4	50,7	52,2	58,6	59,0	64,0	55,2	55,2						
5	68,0	64,6	68,0	69,4	68,3	70,6	-	67,6	64,2						
6	50,0	47,0	45,8	48,9	54,8	48,0	59,8	51,0	50,3						
7	63,3	58,6	59,8	64,8	62,4	65,8	84,0	61,8	72,2						
8	54,4	52,2	52,2	53,7	61,6	59,4	66,2	62,0	56,9						
9	72,0	66,7	69,0	73,6	70,4	75,0	-	71,7	62,4						

APÉNDICE C

```

FILE S=IMPRESS,UNIT=SPRINTER
FILE B=CARTOES,UNIT=READER
SUBROUTINE BESI(X,N,BI,IER)
  IER=0.
  BI=1.0
  IF(N)150,15,10
10  IF(X)160,20,20
15  IF(X)160,17,20
17  RETURN
20  TOL=1.E-6
     IF(X=12)40,40,30
30  IF(X=FLOAT(N))40,40,110
40  XX=XX/2.
50  TERM=1.0
     IF(N)70,70,55
55  DO 60 I=1,N
     FI=I
     IF(ABS(TERM)=1.E-45)56,60,60
56  IER=3
     BI=0.0
     RETURN
60  TERM=TERM*XX/FI
70  BI=TERM
     XX=XX*XX
     DO 90 K=1,1000
     IF(ABS(TERM)=ABS(BI*TOL))100,100,80
80  FK=K*(N+K)
     TERM=TERM*(XX/FK)
90  BI=BI+TERM
100 RETURN
110 FN=4*N*N
     IF(X=170.0)115,111,111
111 IER=4
     RETURN
115 XX=1. / (8.*X)
     TERM=1.
     BI=1.
     DO 130 K=1,30
     IF(ABS(TERM)=ABS(TOL*BI))140,140,120
120  FK=(2*K-1)**2
     TERM=TERM*XX*(FK-FN)/FLOAT(K)
130  BI=BI+TERM
     GO TO 40
140 PI=3.141592653
     BI=BI*EXP(X)/SQRT(2.*PI*X)
     GO TO 100
150 IER=1
     GO TO 100
160 IER=2
     GO TO 100
END
SUBROUTINE BESK(X,N,BK,IER)
DIMENSION T(12)
BK=,0

```

```

1 IF(N)10,11,11
10 IER=1
    RETURN
11 IF(X)12,12,20
12 IER=2
    RETURN
20 IF(X=170.0)22,22,21
21 IER=3
    RETURN
22 IER=0
    IF(X=1.)36,36,25
25 A=EXP(-X)
    B=1./X
    C=SQRT(B)
    T(1)=B
    DO 26 L=2,12
26 T(L)=T(L-1)*B
    IF(N=1)27,29,27
27 G0=A*(1.25331414-.15666418*T(1)+.088111278*T(2)-.091390954*T(3)+.1
    C3445962*T(4)-.22998503*T(5)+.37924097*T(6)-.52472773*T(7)
    C+.55753684*T(8)-.42626329*T(9)+.21845181*T(10)-.066809767*T(11)
    C+.009189383*T(12))*C
    IF(N)29,28,29
28 BK=G0
    RETURN
29 G1=A*(1.2533141+.4699927*C*T(1)-.14685830*T(2)+.12804266*T(3)
    C=.17364316*T(4)+.28476181*T(5)-.45943421*T(6)+.62833807*T(7)
    C=.66322954*T(8)+.50502386*T(9)-.25813038*T(10)+.078800012*T(11)
    C=.010824177*T(12))*C
    IF(N=1)29,30,31
30 BK=G1
    RETURN
31 DO 35 J=2,N
    GJ=2.*FLOAT(J)-1.2*G1/X+G0
    IF(GJ=1.0E60)33,33,32
32 IER=4
    GO TO 34
33 G0=G1
34 G1=GJ
35 BK=GJ
    RETURN
36 B=X/2.
    A=.57721566+ ALOG(B)
    C=B*B
    DO 40 J=1,6
    RJ=1./FLOAT(J)
    IF(N=1)37,43,37
37 G0=-A
    X2J=1.

```

```

FACT=1.
HJ=.0
X2J=X2J+C
FACT=FACT*RJ*RJ
HJ=HJ+RJ
40 G0=G0+X2J*FACT*(HJ=A)
IF(N)43,42,43
42 BK=G0
RETURN
43 X2J=B
FACT=1.
HJ=1.
G1=1./X+X2J*(.5+A-HJ)
DO 50 J=2,8
X2J=X2J+C
RJ=1./FLOAT(J)
FACT=FACT*RJ*RJ
HJ=HJ+RJ
50 G1=G1+X2J*FACT*(.5+(A-HJ)*FLOAT(J))
IF(N=1)51,52,51
52 BK=G1
RETURN
END
DIMENSION R(60),Z(60),ST(60),SFR(60),SFZ(60),IEC(60)
DIMENSION TB(60),FCR(60),FCZ(60),TU(60),T(12),AC(200)
READ(8,101) FCP,CT,EL,PO,RE,RI,N1,N2
READ(8,511)TINF
READ(8,102)(R(I),Z(I),I=1,N1)
DO 25 I=1,N1
R(I)=R(I)/10.
R(I)=R(I)=0.001
TB(I)=0.0
25 CONTINUE
DO 333 KL=1,6
RKL=KL
PO=PO+(RKL=1.)/100.
PI=3.1416
A=((2.*RE*FCP)/(EL*CT*RI))*(1.=PO)
B=(PO*RE*FCP)/(CT*RI)
AA=FCP/CT
C1=(2.*A*(EL**2.))/(PI**3.)
DO 1 I=1,N1
RR=R(I)
ZZ=Z(I)
CST=0.
CFZ=0.
CFR=0.
DO 2 J=1,N2
AV=J*PI/EL
AVRE=AV*RE
AVRI=AV*RI
AVRR=AV*RR
AVZZ=AV*ZZ
CALL BESI(AVRE,1,BI,IER)

```

```

BIRE=BI
AL=1.
IF(IER)31,31,35
31 CALL BESI(AVRI,1,BI,IER)
BIRI=BI
AL=2.
IF(IER)32,32,35
32 CALL BESK(AVRE,1, BK,IER)
BKRE=BK
AL=3.
IF(IER)33,33,35
33 CALL BESK(AVRI,1,BK,IER)
BKRI=BK
AL=4.
IF(IER)34,34,35
34 CALL BESI(AVRR,0,BI,IER)
BIOI=BI
AL=5.
IF(IER)36,36,35
36 CALL BESK(AVRR,0,BK,IER)
BK0R=BK
AL=6.
IF(IER)37,37,35
37 CALL BESI(AVRR,1,BI,IER)
BI1R=BI
AL=7.
IF(IER)38,38,35
38 CALL BESK(AVRR,1,BK,IER)
BK1R=BK
AL=8.
IF(IER)39,39,35
39 CALL BESI(AVRI,0,BI,IER)
BIOI=BI
AL=9.
IF(IER) 40,40,35
40 CALL BESK(AVRI,0,BK,IER)
BK0I=BK
AL=10.
IF(IER)41,41,35
41 FR=(BKRE/BIRE)*BIOI+BK0R
TRZ=COS(AV*ZZ)*FR
TID0=((BKRE/BIRE)*BIOI+BK0I)
T1=TRZ-TID0
TID2=((BKRE/BIRE)*BIRI+BKRI)
TID3=((COS(J*PI)=1.)/(J**3.))
CST=CST+(TID3/TID2)*T1
AC(J)=TB(I)
TB(I)=T1NF+AA*RE* ALOG(RR/RI)+C1*CST
DIFE=ABS(AC(J)-TB(I))
TOL=DIFE=0.01
IEC(I)=J
IF(TOL)111,111,71
71 CFR=CFR+AV*((TID3/TID2)*((BKRE/BIRE)*BI1R=BK1R)*COS(AV*ZZ))
ARG=AV*ZZ

```

```

CFZ=CFZ=(TID3/TID2)*AV*PR*SIN(ARG)
2 CONTINUE
111 FCR(I)=-CT*((AA*(RE/RR))+C1*CFR)
FCZ(I)=-CT*C1*CFZ
1 CONTINUE
N3=N1/2
DO 5 K=1,N3
AR=RE/R(2*K)
C9=FCP*RE/CT
TU(2*K-1)=0.
TU(2*K)=TB(2*K-1)+C9*ALOG(AR)
5 CONTINUE
WRITE(5,201)FCP,CT,EL,RE,RI,PO
WRITE(5,512) TINF
201 FORMAT(1H1,40X,0DADOS0//9X,0FLUXO DE CALOR=0,F9.2,0KCAL/HR
M20,3X,
C0CONDUTIVIDADE TERMICA=0,F8.2,0KCAL/HRMC0,//9X,0COMPRIMENTO
=0,F5.2
C,0M.0,3X,0RAIO EXTERNO=0,F6.3,0M.0,3X,0RAIO INTERNO=0,F6.3,
0M.0,/
C,9X,0PORCENTAGEM DE DISTORCAO=0,F6.3,/)
WRITE(5,202)
202 FORMAT(16X0R0.5X,0Z0.2X,0TEMP. B100.3X,0TEMP. UNIF0.3X,0FLU
X0=R0.3
CX,0FLUXO=20.5X,0ITER. DE CONV.0,/)
DO 50 I=1,N1
WRITE(5,203) R(I),Z(I),TB(I),TU(I),FCR(I),FCZ(I),IEC(I)
203 FORMAT(12XF6.3,1X,F5.2,2X,F8.2,3X,F8.2,3X,F9.2,1X,E13.3,6X,
I3)
50 CONTINUE
101 FORMAT(6F10.2,2I5)
102 FORMAT(8F10.4)
GO TO 333
35 WRITE(5,305) AL,IER
305 FORMAT(2X,0AL=0,F5.2,0IER=0,I3)
511 FORMAT(F15.3)
512 FORMAT(2X,0TEMPERATURA NA ENTRADA=0,F10.3,0 C0,///)
333 CONTINUE
CALL EXIT
END

```

FLUXO DE CALOR= 1870.30KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TÉRMICA= 39.28KCAL/HRM2
 COMPRIMENTO= 1.50M. RAIO EXTERNO= 0.006M. RAIO INTERNO= 0.003M.
 PORCENTAGEM DE DISFORCAO= 1.000

TEMPERATURA NA ENTRADA= 20.000 C

R	Z	TEMP. BID	TEMP. UNIF	FLUXO=R	FLUXO=Z	ITER. DE CONV.
0.005	0.00	20.06	0.00	2244.36	0.00	
0.003	0.00	20.00	20.15	2740.60	0.00	
0.003	0.03	20.06	0.00	2440.35	0.00	
0.003	0.03	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.06	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.06	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.09	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.12	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.15	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.19	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.22	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.25	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.30	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.34	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.40	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.47	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.54	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.61	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.68	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.75	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.82	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	0.90	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	0.97	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	1.04	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	1.11	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	1.17	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	1.24	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	1.31	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	1.38	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	1.43	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	1.47	20.05	0.00	2440.36	0.00	
0.003	1.50	20.00	20.15	2440.60	0.00	
0.003	1.50	20.00	20.15	2440.60	0.00	

FLUXO DE CALOR= 1870,30KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TÉRMICA= 89,26KCAL/HRM2
 COMPRIMENTO= 1,50M. RAIO EXTERNO= 0,006M. RAIO INTERNO= 0,003M.
 PORCENTAGEM DE DISTORÇÃO= 1,010

TEMPERATURA NA ENTRADA= 20,000 C

R	Z	TEMP.	BID	TEMP. UNIF	FLUXO=R	FLUXO=Z	ITER. DE CONV.
0,005	0,00	20,00		0,00	22440,36	0,0	1
0,003	0,00	20,00		20,15	3740,60	0,0	1
0,005	0,03	20,10		0,00	2251,76	0,0	1
0,003	0,03	20,00		20,19	2251,86	0,0	1
0,005	0,06	20,20		0,00	2251,71	0,0	1
0,003	0,06	20,14		20,29	2251,68	0,0	1
0,003	0,09	20,00		0,00	2251,53	0,0	1
0,003	0,09	20,30		20,46	2251,48	0,0	1
0,003	0,12	20,00		0,00	2251,43	0,0	1
0,003	0,12	20,12		20,59	2251,39	0,0	1
0,003	0,19	20,00		0,00	2251,33	0,0	1
0,003	0,26	20,00		21,50	2251,29	0,0	1
0,003	0,33	21,41		0,00	2251,25	0,0	1
0,003	0,33	21,55		22,64	2251,20	0,0	1
0,003	0,40	22,49		0,00	2251,16	0,0	1
0,003	0,40	22,55		24,10	2251,12	0,0	1
0,003	0,47	22,50		0,00	2251,08	0,0	1
0,003	0,47	22,57		25,84	2251,04	0,0	1
0,003	0,54	22,77		0,00	2251,00	0,0	1
0,003	0,54	22,99		30,03	2250,96	0,0	1
0,003	0,61	22,99		0,00	2250,92	0,0	1
0,003	0,66	22,99		32,38	2250,88	0,0	1
0,003	0,66	22,99		0,00	2250,84	0,0	1
0,003	0,66	22,99		34,00	2250,80	0,0	1
0,003	0,66	22,99		37,36	2250,76	0,0	1
0,003	0,66	22,99		0,00	2250,72	0,0	1
0,003	0,66	22,99		39,00	2250,68	0,0	1
0,003	0,66	22,99		42,00	2250,64	0,0	1
0,003	0,66	22,99		44,00	2250,60	0,0	1
0,003	0,66	22,99		46,00	2250,56	0,0	1
0,003	0,66	22,99		48,00	2250,52	0,0	1
0,003	0,66	22,99		50,61	2250,48	0,0	1
0,003	0,66	22,99		52,07	2250,44	0,0	1
0,003	0,66	22,99		53,00	2250,40	0,0	1
0,003	0,66	22,99		54,02	2250,36	0,0	1
0,003	0,66	22,99		54,08	2250,32	0,0	1
0,003	0,66	22,99		54,00	2250,28	0,0	1
0,003	0,66	22,99		54,53	2250,24	0,0	1
0,003	0,66	22,99		54,56	2250,20	0,0	1

FLUXO DE CALOR = 1870.30 KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TERMICA = 89.28 KCAL/HRM2
COMPRIMENTO = 1.50M. RAIO EXTERNO = 0.006M. RAIO INTERNO = 0.003M.
PORCENTAGEM DE DISFORCAO = 1.030

TEMPERATURA NA ENTRADA = 20,000 °C

FLUXO DE CALOR= 1670,30KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TERMICA= 89,28KCAL/HRM2
 COMPRIMENTO= 1,50M. RAIO EXTERNO= 0,006M. RAIO INTERNO= 0,003M.
 PORCENTAGEM DE DISTORCAO= 1,060

TEMPERATURA NA ENTRADA* 20,000 °C

FLUXO DE CALOR= 1870.630KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TÉRMICA= 89.628KCAL/HRM2
 COMPRIMENTO= 1.50M. RAIO EXTERNO= 0.006M. RAIO INTERNO= 0.003M.
 PORCENTAGEM DE DISTORÇÃO= 1.100

TEMPERATURA NA ENTRADA= 20.000 °C

R	Z	TEMP _o	BID	TEMP _o	UNIF	FLUXO _{BIDR}	FLUXO _{BZ}	ITER. DE CONV.
0.005	0.00	20.07		0.00		2244.36	0.	1
0.003	0.00	20.00		20.15		22740.60	0.	1
0.003	0.03	0.00		0.00		22318.33	+0.4	1
0.003	0.03	0.00		20.49		22404.33	+0.4	1
0.003	0.06	0.00		0.00		22431.71	+0.4	1
0.003	0.06	0.00		21.51		22431.71	+0.4	1
0.003	0.09	0.00		23.20		22431.71	+0.4	1
0.003	0.12	0.00		25.56		22431.71	+0.4	1
0.003	0.12	0.00		33.60		22431.71	+0.4	1
0.003	0.15	0.00		45.04		22431.71	+0.4	1
0.003	0.18	0.00		59.64		22431.71	+0.4	1
0.003	0.21	0.00		77.08		22431.71	+0.4	1
0.003	0.24	0.00		96.99		22431.71	+0.4	1
0.003	0.27	0.00		118.95		22431.71	+0.4	1
0.003	0.30	0.00		142.47		22431.71	+0.4	1
0.003	0.33	0.00		167.07		22431.71	+0.4	1
0.003	0.36	0.00		192.00		22431.71	+0.4	1
0.003	0.39	0.00		217.03		22431.71	+0.4	1
0.003	0.42	0.00		241.00		22431.71	+0.4	1
0.003	0.45	0.00		265.40		22431.71	+0.4	1
0.003	0.48	0.00		287.41		22431.71	+0.4	1
0.003	0.51	0.00		307.00		22431.71	+0.4	1
0.003	0.54	0.00		324.76		22431.71	+0.4	1
0.003	0.57	0.00		339.38		22431.71	+0.4	1
0.003	0.60	0.00		350.00		22431.71	+0.4	1
0.003	0.63	0.00		358.84		22431.71	+0.4	1
0.003	0.66	0.00		362.40		22431.71	+0.4	1
0.003	0.69	0.00		363.91		22431.71	+0.4	1
0.003	0.72	0.00		364.25		22431.71	+0.4	1

FLUXO DE CALOR= 1870.30KCAL/HRM2 CONDUTIVIDADE TERMICA= 89.28KCAL/HRM2

COMPRIMENTO= 1.50M. RAID EXTERNO= 0.006M. RAID INTERNO= 0.003M.

PORCENTAGEM DE DISTORCAO= 1.150

TEMPERATURA NA ENTRADA= 20.000 C

R	Z	TEMP.	BIG	TEMP. UNIF	FLUXO=R	FLUXO=Z	ITER. DE CONV.
0.005	0.00	20.00	0.00	20.16	2244.36	0.	1
0.003	0.00	20.00	0.00	20.16	23740.60	0.	2
0.003	0.03	20.58	0.00	20.67	23550.31	0.	3
0.003	0.03	20.51	0.00	20.67	24194.50	0.	4
0.003	0.06	22.11	0.00	22.19	23554.66	0.	5
0.003	0.06	22.03	0.00	22.19	24191.81	0.	6
0.003	0.09	22.44	0.00	24.73	23553.56	0.	7
0.003	0.09	22.44	0.00	24.73	23554.34	0.	8
0.003	0.12	22.80	0.00	26.26	23552.04	0.	9
0.003	0.12	22.80	0.00	26.26	24181.11	0.	10
0.003	0.15	22.80	0.00	26.26	23552.69	0.	11
0.003	0.15	22.80	0.00	26.26	24181.59	0.	12
0.003	0.18	22.80	0.00	26.26	23553.39	0.	13
0.003	0.18	22.80	0.00	26.26	23554.29	0.	14
0.003	0.21	22.80	0.00	26.26	23555.00	0.	15
0.003	0.21	22.80	0.00	26.26	24181.89	0.	16
0.003	0.24	22.80	0.00	26.26	23555.90	0.	17
0.003	0.24	22.80	0.00	26.26	24182.70	0.	18
0.003	0.27	22.80	0.00	26.26	23556.70	0.	19
0.003	0.27	22.80	0.00	26.26	24183.50	0.	20
0.003	0.30	22.80	0.00	26.26	23557.50	0.	21
0.003	0.30	22.80	0.00	26.26	24184.30	0.	22
0.003	0.33	22.80	0.00	26.26	23558.30	0.	23
0.003	0.33	22.80	0.00	26.26	24185.10	0.	24
0.003	0.36	22.80	0.00	26.26	23559.00	0.	25
0.003	0.36	22.80	0.00	26.26	24186.80	0.	26
0.003	0.39	22.80	0.00	26.26	23560.70	0.	27
0.003	0.39	22.80	0.00	26.26	24187.50	0.	28
0.003	0.42	22.80	0.00	26.26	23564.60	0.	29
0.003	0.42	22.80	0.00	26.26	24188.40	0.	30
0.003	0.45	22.80	0.00	26.26	23567.40	0.	31
0.003	0.45	22.80	0.00	26.26	24191.20	0.	32
0.003	0.48	22.80	0.00	26.26	23570.00	0.	33
0.003	0.48	22.80	0.00	26.26	24195.80	0.	34
0.003	0.51	22.80	0.00	26.26	23577.60	0.	35
0.003	0.51	22.80	0.00	26.26	24201.40	0.	36
0.003	0.54	22.80	0.00	26.26	23581.20	0.	37
0.003	0.54	22.80	0.00	26.26	24205.00	0.	38
0.003	0.57	22.80	0.00	26.26	23585.80	0.	39
0.003	0.57	22.80	0.00	26.26	24208.60	0.	40
0.003	0.60	22.80	0.00	26.26	23591.60	0.	41
0.003	0.60	22.80	0.00	26.26	24212.40	0.	42
0.003	0.63	22.80	0.00	26.26	23594.40	0.	43
0.003	0.63	22.80	0.00	26.26	24216.20	0.	44
0.003	0.66	22.80	0.00	26.26	23597.20	0.	45
0.003	0.66	22.80	0.00	26.26	24218.00	0.	46
0.003	0.69	22.80	0.00	26.26	23600.20	0.	47
0.003	0.69	22.80	0.00	26.26	24220.00	0.	48
0.003	0.72	22.80	0.00	26.26	23603.20	0.	49
0.003	0.72	22.80	0.00	26.26	24221.80	0.	50
0.003	0.75	22.80	0.00	26.26	23606.40	0.	51
0.003	0.75	22.80	0.00	26.26	24224.00	0.	52
0.003	0.78	22.80	0.00	26.26	23609.20	0.	53
0.003	0.78	22.80	0.00	26.26	24226.80	0.	54
0.003	0.81	22.80	0.00	26.26	23612.40	0.	55
0.003	0.81	22.80	0.00	26.26	24229.20	0.	56
0.003	0.84	22.80	0.00	26.26	23615.20	0.	57
0.003	0.84	22.80	0.00	26.26	24231.00	0.	58
0.003	0.87	22.80	0.00	26.26	23618.80	0.	59
0.003	0.87	22.80	0.00	26.26	24236.60	0.	60
0.003	0.90	22.80	0.00	26.26	23622.40	0.	61
0.003	0.90	22.80	0.00	26.26	24241.20	0.	62
0.003	0.93	22.80	0.00	26.26	23629.00	0.	63
0.003	0.93	22.80	0.00	26.26	24249.80	0.	64
0.003	0.96	22.80	0.00	26.26	23637.60	0.	65
0.003	0.96	22.80	0.00	26.26	24259.40	0.	66
0.003	0.99	22.80	0.00	26.26	23645.40	0.	67
0.003	0.99	22.80	0.00	26.26	24271.20	0.	68
0.003	1.02	22.80	0.00	26.26	23651.20	0.	69
0.003	1.02	22.80	0.00	26.26	24291.00	0.	70
0.003	1.05	22.80	0.00	26.26	23656.80	0.	71
0.003	1.05	22.80	0.00	26.26	24321.60	0.	72
0.003	1.08	22.80	0.00	26.26	23663.60	0.	73
0.003	1.08	22.80	0.00	26.26	24381.40	0.	74
0.003	1.11	22.80	0.00	26.26	23694.40	0.	75
0.003	1.11	22.80	0.00	26.26	24409.20	0.	76
0.003	1.14	22.80	0.00	26.26	23717.60	0.	77
0.003	1.14	22.80	0.00	26.26	24427.40	0.	78
0.003	1.17	22.80	0.00	26.26	23727.20	0.	79
0.003	1.17	22.80	0.00	26.26	24437.00	0.	80
0.003	1.20	22.80	0.00	26.26	23737.80	0.	81
0.003	1.20	22.80	0.00	26.26	24446.80	0.	82
0.003	1.23	22.80	0.00	26.26	23747.60	0.	83
0.003	1.23	22.80	0.00	26.26	24455.60	0.	84
0.003	1.26	22.80	0.00	26.26	23754.40	0.	85
0.003	1.26	22.80	0.00	26.26	24463.40	0.	86
0.003	1.29	22.80	0.00	26.26	23763.20	0.	87
0.003	1.29	22.80	0.00	26.26	24472.00	0.	88
0.003	1.32	22.80	0.00	26.26	23773.00	0.	89
0.003	1.32	22.80	0.00	26.26	24481.80	0.	90
0.003	1.35	22.80	0.00	26.26	23783.60	0.	91
0.003	1.35	22.80	0.00	26.26	24489.60	0.	92
0.003	1.38	22.80	0.00	26.26	23794.40	0.	93
0.003	1.38	22.80	0.00	26.26	24497.40	0.	94
0.003	1.41	22.80	0.00	26.26	23801.20	0.	95
0.003	1.41	22.80	0.00	26.26	24500.00	0.	96
0.003	1.44	22.80	0.00	26.26	23805.80	0.	97
0.003	1.44	22.80	0.00	26.26	24509.60	0.	98
0.003	1.47	22.80	0.00	26.26	23811.60	0.	99
0.003	1.47	22.80	0.00	26.26	24513.40	0.	100

NOMENCLATURA

- a - coeficiente angular de $g(z)$ ($^{\circ}\text{C}/\text{cm}^2$)
 b - coeficiente linear de $g(z)$ ($^{\circ}\text{C}/\text{cm}$)
 b - parâmetro de DUKLER (cm)
 D - depressão no tubo em U (cm Hg)
 d_{bu} - diâmetro do termômetro de bulbo úmido
 E - vetor força de corpo (dyna/cm^3)
 $F = \left(\frac{\Delta P_f}{L} - \rho_a z \right) / \rho_g g$
 f - fator de atrito para o núcleo gasoso
 f_0 - fator de atrito para tubos lisos
 g - função de aproximação ($=az+b$) ($^{\circ}\text{C}/\text{cm}$)
 \bar{g} - valor médio g
 g - aceleração gravitacional 980 cm/s^2
 h - coeficiente de transmissão de calor por convecção forçada ($\text{cal}/^{\circ}\text{C cm}^2 \text{s}$)
 h_R - coeficiente de transmissão de calor por radiação térmica ($\text{cal}/^{\circ}\text{C cm}^2 \text{s}$)
 h' - coeficiente de difusão de massa (cm/s)
 h_{CN} - coeficiente de transmissão de calor por convecção natural ($\text{cal}/^{\circ}\text{C cm}^2 \text{s}$)
 h_{lv} - entalpia de vaporização (cal/g)
 i - entalpia (cal/g)
 \mathbb{I} - tensor identidade
 K - condutividade térmica ($\text{cal}/^{\circ}\text{C cm s}$)
 L - comprimento do tubo (cm)
 L_R - comprimento da resistência (cm)
 m - espessura do filme (cm)

\dot{m}	- vazão māssica (cm/s)
\dot{P}	- potênciā dissipada (watt)
P	- pressão (dina/cm ²)
PD	- porcentagem de distorção
P_r	- Número de Prandtl
P_i	- pressão parcial do vapor d'água nas condições da interface líquido gas (dina/cm ²)
P_b	- pressão parcial do vapor nas condições de mistura
Q	- vazão volumétrica (d.l.p. cm ³ /s)
\underline{q}'	- vetor fluxo de calor (cal/s cm ²)
q	- taxa de calor (cal/s)
R	- raio do tubo (cm)
Re^*	- número indicador da curvatura do tubo
Re	- número de Reynolds
R_a	- constante do ar (= 2930 g* cm/g K)
r_E	- raio externo do tubo (cm)
r_I	- raio interno do tubo (cm)
\underline{T}	- tensor tensão viscosa
t	- temperatura (°C)
t_{bu}	- temperatura bulbo úmido (°C)
t_{bs}	- temperatura bulbo seco (°C)
t^+	$= (t_o - t) V_{z\ell}^+ \rho_\ell \, c_{p\ell} / q'_o$
t'	- flutuação na temperatura (°C)
\underline{v}	- vetor velocidade (cm/s)
\underline{v}'	- vetor flutuação de velocidade (cm/s)
$\langle V \rangle$	- velocidade māssica no espaço (cm/s)
\overline{V}	- velocidade māssica no tempo (cm/s)
v^*	- velocidade de arraste (cm/s)
v	- volume específico (cm ³ /g)

- x - parâmetro adimensional de análise
 y - $R - r$ (cm)

Letras Gregas

- ρ - massa específica (g/cm^3)
 θ - tempo (s)
 α, δ, γ - invariantes principais de $T \approx$
 α - difusividade térmica (cm^2/s)
 ω - unidade absoluta (g de vapor / g de ar)
 μ - viscosidade dinâmica (poise) (cm^2/s)
 ν - viscosidade cinemática
 σ - parâmetro de DUKLER
 σ - constante de Stephan Boltzman ($1,354 \times 10^{-12} \text{ cal/s cm}^2 \text{ }^\circ\text{K}^4$)
 θ - período (s)
 ϵ_{bu} - emissividade do bulbo úmido
 β - parâmetro de DUKLER
 ΔV - variação de potencial (volts)
 Ω - resistência (ohms)
 λ - difusividade molecular (cm^2/s)

Subscritos

- l - água
 a - ar
 1 - seção no tubo
 2 - condições de mistura
 PE - parede externa do tubo
 s - saturado
 z - direção vertical

- r - direção radial
- T - turbilhonar
- L - laminar
- au - ar unifásico
- o - parede interna
- m - referência
- ∞ - ambiente
- s - superfície do tubo
- I - interno
- E - externo
- Hg - mercúrio
- R - resistência
- i - interface

BIBLIOGRAFIA

1. HSU, Yih-Yun e GRAHAN, Robert W. - Transport Processes in Boiling and Two-Phase Systems, Mc Graw-Hill Book Company, 1976, 541p.
2. GRIFFITH, P. e WALLIS, G. - Two-phase slug flow ; Transaction of American Society of Mechanical Engineers, Journal Heat Transfer, 1961, 83.
3. GRIFFITH, P. - Two-phase flow in pipes, Developments in Heat Transfer, M.I.T. Press, 1964.
4. MOISSIS, R. - The transition from slug to homogeneous two phase flow, Trans. Am. Soc. mech. Engrs., J. Heat Transfer, 1963, 85.
5. KOSLOV, B.K. - Forms of flow of gas-liquid mixtures and their stability boundaries in vertical tubes, Z. tech. Fiz, 1954 24 n° 4.
6. GOLAN, L.P. e STENNING, A.H. - Two-phase vertical flow maps, Proc. Instn. Mech. Engrs., 1969-70.
7. NUSSELT, W.Z. - Ver Dent. Ing. 60, 541, 569, 1916.
8. HOPF, L. - Ann. Physik, 32, 777 - 1910.
9. CHWANG, R. - M.Sc. Thesis, MIT - 1926.
10. SCHOKLITSCH, A. - Akad. Wiss Wien Math Nature Abt. IIa 129 1920.
11. FALLAH, R., HUNTER, T.G., NASH, A.N. - J. Soc. Chem. Ind.

London, Vol.50 369T - 1934.

12. COOPER, C.M., DREW, T.B., McADAMS, W.H. - Ind. Eng. Chem., Vol.26, pp.428, 1934.
13. CLAASSEN, H. - Zentr. Zuckerind, 26, 497, 1918.
14. WARDEN, C.P. - MS Thesis MIT, 1960.
15. NASH, A.W. et al. - J. Soc. Chem. Ind. London, Vol.50, 369T, 1934.
16. GRIMLEY, S.S. - Transactions Inst. Chemical Eng., London, Vol.23, pp.228, 1948.
17. CHANG, F.W. e DUCKLER, A.E. - The influence of a wavy moving interface on pressure drop for flow in conduits, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.7, pp.1395-1404, 1964.
18. SILVA TELLES, A.C. - Liquid Film Characteristic in Vertical Two-Phase Flow, Ph.D.Thesis, Houston University, 1968.
19. THWAITES, G.R., KULOV, N.N. e NEDDERMAN, R.M. - Liquid Film Properties in Two-Phase Annular Flow, Chemical Engineering Science, Vol. 31, pp.481-486, 1976.
20. McMANUS, H.N. e WROBEL, J.R. - Develop. Mech. 1, 578-1961.
21. LAIRD, A.O.K. - Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs. 76 1005, 1954.
22. DUKLER, A.E. - Fluid Mechanics and Heat Transfer in Vertical Falling-Film Systems, Chemical Engineering Progress Symposium Series nº 30, Vol.56, 1960.

23. BRUMFIELD, L.K. e THEOFANOUS, T.G. - On the Prediction of Heat Transfer across Turbulent Liquid Films, Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer, 1979, p.496.
24. HEWITT, G.F. - Analysis of annular two-phase flow: application of the Dukler analysis to vertical upward in a tube, AERE - Report, 1961.
25. HEWITT, G.F. e HALLTAYLOR, N.S. - Annular two-phase flow, Pergamon Press, 1970, 309p.
26. PLETCHER, R.H., - An experimental and analytical study of heat transfer and pressure drop in horizontal annular two-phase, two-component flow, Ph.D. Thesis, Cornell University, NY, 1965, 165p.
27. HALL-TAYLOR, N., HEWITT, G.F. e LACEY, P.M.C. - The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air - water mixtures, Chemical Eng. Science, 1963, 18, 537.
28. NEDDERMAN, R.M. e SHEARER, C.J. - The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures, Chemical Eng. Science, 1963, 18, 661.
29. HALL-TAYLOR, N. e NEDDERMAN, R.M. - The coalescence of disturbance waves in annular two-phase flow, Chemical Eng. Science, 1968, 23, 551.

30. HEWITT, G.F. - Disturbance waves in annular two-phase flow, Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol.184, 1969.
31. SILVESTRI, M. - Fluid Mechanics and Heat Transfer of Two-Phase Annular - Dispersed Flow, Advances of Heat Transfer.
32. SCHMAL, M., ARAUJO, R.N.V., CABRAL, J.A. - Verificação da Influência do Diâmetro do Tubo Sobre a Perda de Carga no Escoamento Anular Ar-Líquido em Tubos Verticais, Revista Brasileira de Tecnologia, Vol.6, 1975.
33. JOHNSON, H.A. - Heat Transfer and Pressure Drop for Viscous-Turbulent Flow of Oil-Air Mixtures in a Horizontal Pipe, Transactions of the ASME, Nov. 1955.
34. JOHNSON, H.A. e ABOU-SABE, A.H. - Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe, Trasactions of the ASME, Aug.1952.
35. FRIED, LAWRENCE, - Pressure Drop and Heat Transfer for Two-Phase Two-Component Flow, Chemical Engineering Progress Symposium Series, Vol.50, 1954.
36. GROOTHUIS, H. e HENDAL, W.P. - Heat transfer in two-phase flow, Chemical Engineering Science, Vol.11, 1959.
37. DAVIS, E.J. e DAVID, M.M. - Two-phase gas-liquid convection heat transfer, I & EC Fundamentals, Vol.3, nº2, 1964.
38. COLLIER, J.G., Convective Boiling and Condensation, McGraw-Hill, 1972.

39. WHALLEY, P.B., HEWITT, G.F. e HUTCHINSON, P. - Experimental wave and entrainment measurements in vertical annular two-phase flow, Trabalho apresentado na 5^a Conferência Internacional de Transferência de Calor, 1974, Tokyo.
40. LEVY, S. - Prediction of two-phase annular flow with liquid entrainment, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.9, pp.171-188, 1966.
41. ANDERSON, G.H. e MANTZOURANIS, B.G. - Two-phase (gas-liquid) flow phenomena - I Pressure drop and hold-up for two-phase flow in vertical tubes, Chemical Engineering Science, 1960, Vol.2.
42. PLETCHER, R.H. e McMANUS, H.N. - A Theory for Heat Transfer to Annular Two-Phase, Two-Component Flow, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol.15, 1972.
43. HEWITT, G.F. e BOURÉ, J.A. - Some Recent Results and Development in Gas-Liquid Flow: A Review, Int. J. Multiphase Flow, Vol.1, 1973.
44. HEWITT, G.F. - Role of experiments in two-phase systems with particular reference to measurement techniques, J. Br. Nuclear Energy Soc., Abril 1973.
45. CALVERT, S. e WILLIAMS, B. - A.I. Ch. E. INL, 1, 1958.
46. VAN DRIEST, E.R., On Turbulent Flow Near a Wall, Proceedings of the 1955 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, 1955.

47. THERLKELD, J.L. - Thermal Environmental Engineering, Prentice-Hall Inc.
48. HOFMANN, E. - Der Wärmeübergang bei der Strömung im Rohr, Z. Ges. Kälte - Ind., Vol.44, 1937.
49. NUNNER, W. - Wärmeübergang und Druckabfall in rauher Rohrwe, VDI Forschungsheft 455, 1956.
50. WEXLER, ARNOLD, e BROMBACHER, W.B. - Methods of Measuring Humidity and testing Hygrometers, US Department of Commerce, National Bureau of Standards Circular 512, 1951.
51. NUNES, NEY V. - Isolantes Térmicos, CENPES, PETROBRAS.
52. McADAMS, W. - Heat Transmission, 3^a ed. McGraw-Hill, 1954.
53. MOODY, L.F. - Friction Factor for Pipe Flow, Trans. ASME Vol.66, 1944.
54. HASEGAWA, SHU e FUJITA YASUNOBI - Turbulent Heat Transfer in a Tube with Prescribed Heat Flux, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.11, 1968.
55. KNUDSEN & KATZ - Fluid Dynamics and Heat Transfer, McGraw-Hill, 1958.
56. GEIRINGER, PAUL L. - Handbook of Heat Transfer Media, Reinhold Publishing Corporation, 1962.
57. VERSCHOOR, H. e STEMERDING, S. - Proceedings of the General Discussion on Heat Transfer, Inst. of Mech. Eng., ASME, 1951.