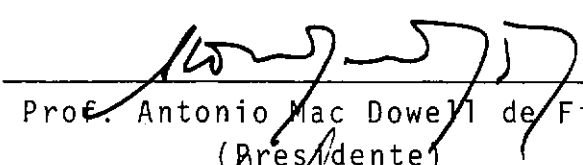


SEPARAÇÃO DE MISTURAS LÍQUIDAS EM ESCOAMENTO
PELICULAR POR MEIO DE RADIAÇÃO TÉRMICA

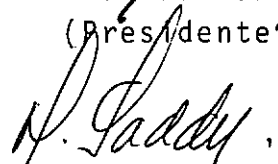
Laurinda Fatima da Fonseca Pereira Guimarães

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

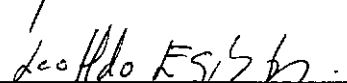
Aprovada por:



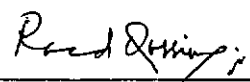
Prof. Antonio Mac Dowell de Figueiredo
(Presidente)



Prof. Maury Saddy



Prof. Leopoldo E. Gonçalves Bastos



Prof. Raad Yahya Qassim

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL
MAIO DE 1985

GUIMARÃES, LAURINDA FATIMA DA FONSECA PEREIRA

Separação de Misturas líquidas em escoamento pelicular por meio de radiação térmica (Rio de Janeiro) 1985.

x , 79 p. 29,7 cm (COPPE/UFRJ, M.Sc., Engenharia Mecânica, 1985).

Tese - Universidade Federal do Rio de Janeiro

1. Fenômenos de Transporte. I. COPPE/UFRJ II. Título (série).

AGRADECIMENTOS

Ao Professor ANTONIO MAC DOWELL DE FIGUEIREDO ,
pelo seu notável interesse e estímulo apresentados na orientação deste trabalho.

Ao Programa de Engenharia Mecânica da COPPE/
UFRJ, seus professores e seus funcionários, pela atenção dedicada. É feito um agradecimento especial ao Prof. Leopoldo Eurico Gonçalves Bastos pelos esclarecimentos adicionais.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq; à Marise Cardoso da Rocha pela datilografia.

Resumo da Tese Apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

SEPARAÇÃO DE MISTURAS LÍQUIDAS EM ESCOAMENTO
PELICULAR POR MEIO DE RADIAÇÃO TÉRMICA

Orientador: Antonio Mac Dowell de Figueiredo
Programa: Engenharia Mecânica

Neste trabalho, é apresentada uma análise simplificada do processo de separação de misturas líquidas bicomponentes por meio de mudança de fase. O sistema consiste de um canal inclinado, de seção retangular constante, sobre cuja superfície inferior escoam uma película de líquido bicomponente. Esta superfície é aquecida por radiação térmica, que atravessa a superfície superior, transparente, do canal. Um dos componentes do líquido vaporiza, vindo a condensar sob a superfície superior.

No modelo, são tratados independentemente: a) o processo de transferência de calor através das películas e a mudança de fase, empregando-se o modelo de película de Nusselt ; b) o processo de trocas térmicas por radiação, onde são considerados os efeitos de re-radiação e as perdas convectivas para o exterior. No equacionamento, o acoplamento entre os dois processos é feito por parâmetros adimensionais, que representam as resistências térmicas e os fluxos de energia e de massa incidentes sobre o sistema. Conhecidos estes parâmetros, as condições externas ao sistema e suas características físicas e geométricas, o modelo permite determinar o fluxo mássico do condensado, a variação da concentração da mistura líquida e as temperaturas das superfícies do canal.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.).

Laurinda Fatima da Fonseca Pereira Guimarães

Chairman: Antonio Mac Dowell de Figueiredo

Department: Mechanical Engineering

A model is proposed for the separation of two-component liquid mixtures by way of change of phase. One of the components vaporizes at the surface of a liquid film that flows over a heated inclined plate. The vapor condenses in contact with a cold plate, parallel to and on top of the first one, forming also a liquid film.

In the model are analysed a) the process of heat transfer through the films and the change of phase, as first proposed by Nusselt; b) the process of radiation heat transfer, considering re-radiation effects and convective losses. The relation between the two process is made by dimensionless groups, which represent thermal resistances and the energy mass influx on the system.

The condensate mass flux, the increase on the mass fraction of the non-volatile solute and temperatures are calculated as function of the groups previously mentioned and the geometry of the system.

ÍNDICE

CAPÍTULO I -	INTRODUÇÃO	01
I.1 -	Considerações Preliminares	01
I.2 -	Aplicação da Energia Solar à Destilação	03
I.3 -	Descrição dos Destiladores	06
CAPÍTULO II -	MODELO DE MUDANÇA DE FASE	16
II.1 -	O Sistema Físico	16
II.2 -	A Mudança de Fase	18
II.2.1 -	Transferência de Massa	19
II.2.2 -	Transferência de Calor	23
II.2.3 -	Adimensionalização	26
II.2.4 -	Valores Médios	29
CAPÍTULO III -	MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR RADIAÇÃO	33
III.1 -	Processo de Múltiplas Reflexões	33
III.1.1 -	Adimensionalização	40
CAPÍTULO IV -	SOLUÇÃO DO MODELO	45
IV.1 -	Observações Gerais	45
IV.2 -	Métodos de Solução	50
IV.3 -	Acoplamento	51
CAPÍTULO V -	ANÁLISE DOS RESULTADOS	54
V.1 -	Análise do Modelo de Mudança de Fase	54
V.2 -	Análise do Modelo de Transferência de Calor por Radiação	62

CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES	72
VI.1 - Sugestões para Continuidade do Estudo .	75
APÊNDICE A	76
APÊNDICE B	77
BIBLIOGRAFIA	78

NOMENCLATURA

1. Coordenadas e Comprimentos:

x	coordenada longitudinal
y	coordenada transversal
δ	espessura da película inferior
δ_c	espessura da película superior
δ_0	espessura da película inferior na entrada do canal
L	comprimento do canal
b	largura do canal
d	distância entre as placas
x^+	coordenada longitudinal adimensional
δ^+	espessura da película inferior adimensional
δ_c^+	espessura da película superior adimensional
$\bar{\delta}^+$	espessura média da película inferior adimensional
$\bar{\delta}_c^+$	espessura média da película superior adimensional

2. Velocidades:

u	velocidade na direção longitudinal
\bar{u}	velocidade média na direção longitudinal

3. Quantidades Físicas e Quantidades Adimensionais:

τ	tensão de cisalhamento
ρ	massa específica da mistura
ρ_0	massa específica da mistura na entrada do canal
ρ_c	massa específica do condensado
η	viscosidade dinâmica da mistura
η_0	viscosidade dinâmica da mistura na entrada do canal
η_c	viscosidade dinâmica do condensado
k	condutividade térmica da mistura
k_c	condutividade térmica do condensado
g	aceleração da gravidade
\dot{M}	fluxo mássico da mistura
\dot{M}_0	fluxo mássico da mistura na entrada do canal
\dot{M}_c	fluxo mássico do condensado
C	fração mássica
C_0	fração mássica na entrada do canal
q	fluxo de calor por unidade de área na direção trans <u>versal</u>
T_s	temperatura de saturação
T_1	temperatura da placa superior
T_2	temperatura da placa inferior
T_∞	temperatura ambiente
Δh_v	entalpia de vaporização
ρ^+	massa específica adimensional
η^+	viscosidade dinâmica adimensional
k^+	condutividade térmica adimensional
\dot{M}^+	fluxo mássico da mistura adimensional
\dot{M}_c^+	fluxo mássico do condensado adimensional

q^+	fluxo de calor adimensional
T_1^+	temperatura da placa superior adimensional
T_2^+	temperatura da placa inferior adimensional
T_s^+	temperatura de saturação adimensional
\bar{M}^+	fluxo mássico médio da mistura adimensional
\bar{M}_c^+	fluxo mássico médio do condensado adimensional
\bar{C}	fração mássica média
\bar{T}_1^+	temperatura média da placa superior adimensional
\bar{T}_2^+	temperatura média da placa inferior adimensional
\bar{q}^+	fluxo de calor médio adimensional
\bar{k}	condutividade térmica média
B	parâmetro da condição de aquecimento
E_0^*	fluxo radiante incidente por unidade de área
ρ_1	refletividade da placa superior
ρ_2	refletividade da placa inferior
α_1	absortividade da placa superior
α_2	absortividade da placa inferior
τ_1	transmissividade da placa superior
τ_2	transmissividade da placa inferior
E_1	densidade de fluxo radiante na face superior da placa superior
E_1^*	densidade de fluxo radiante na face inferior da placa superior
E_2	densidade de fluxo radiante na face superior da placa inferior
E_2^*	densidade de fluxo radiante na face inferior da placa inferior
E_e^*, E_e	densidade de fluxo emitida em cada face da placa
E_c^*, E_c	densidade de fluxo convectivo em cada face da placa

σ	constante de Stefan Boltzmann
h	coeficiente de transferência de calor por convecção
β	densidade de fluxo radiante incidente adimensional
H	coeficiente externo de transferência de calor adimensional
Ψ	coeficiente interno global de transferência de calor adimensional

4. Índices e Subscritos:

n	referente à condição de aquecimento
c	referente ao componente volátil
b	referente ao componente não volátil

CAPÍTULO I

I. INTRODUÇÃO.

I.1. Considerações Preliminares.

O estudo da separação de misturas líquidas encontra inúmeras e frequentes aplicações práticas e grande interesse teórico. Usualmente, processos químicos necessitam uma purificação preliminar das matérias-primas ou separação final dos sub-produtos. Vários processos térmicos envolvem também a separação dos componentes de misturas líquidas.

Uma parte fundamental, neste contexto, é o conhecimento analítico de processos de separação de misturas líquidas por meio da vaporização de um dos componentes. Em termos gerais há dois objetivos possíveis neste processo por mudança de fase: obtenção de uma mistura líquida com menor concentração do componente mais volátil, obtenção do componente mais volátil puro, ou ambos.

Constituem aplicações relevantes deste processo, a separação de misturas cuja característica é uma diferença significativa entre as temperaturas de saturação dos componentes numa dada pressão, além de valores moderados da entalpia de vaporização de um dos componentes, aquele que deve ser retirado como vapor e posteriormente condensado; a separação de componentes que são sensíveis à variações acentuadas de temperatura, simultaneamente à ocorrência de baixa temperatura no processo de mudança

de fase . Estes processos são encontrados, por exemplo, nas indústrias alimentícia e farmacêutica.

Existe, hoje, um redobrado intuito de otimização do consumo de energia devido ao seu elevado custo, e pouca disponibilidade de combustível. Várias alternativas para substituição de combustíveis por outras fontes primárias de energia vem sendo analisadas, como, por exemplo, a energia solar. Já dispõem da possibilidade tecnológica de utilização de fontes de energia não convencionais vários processos que requerem baixa densidade de energia e baixas temperaturas.

O emprego da energia solar, nestas condições pode ser viabilizado em:

- Sistema de refrigeração por absorção: a mistura binária, constituída de um fluido refrigerante dissolvido em um fluido absorvente é aquecida, ocorrendo o desprendimento de vapor do fluido refrigerante, que segue para um condensador , onde é resfriado e liquefeito. As misturas mais utilizadas comercialmente para este objetivo são água-amônia e água-bromo de lítio, visto que estas obedecem a determinadas restrições, entre as quais, estabilidade, não toxidez, não inflamabilidade, absorção rápida e reversível sendo o absorvente muito menos volátil do que o refrigerante [1] .

- Produção de água destilada: os destiladores solares onde o líquido está em repouso apresentam a vantagem de um tempo de residência ilimitado; a desvantagem, porém de maior de-

terioração da superfície de aquecimento devido ao depósito e incrustações. Os destiladores com líquido em movimento contínuo apresentam a vantagem de maior eficiência da superfície de aquecimento, porém menor tempo de residência da mistura. A descrição sumária dos destiladores solares é realizada no próximo item.

O principal objetivo deste trabalho é desenvolver um modelo teórico para descrição do processo de mudança de fase em películas líquidas bicomponentes, escoando ao longo de canais inclinados. Com esta geometria, procura-se evitar algumas das desvantagens dos sistemas onde o líquido permanece em repouso. As idealizações introduzidas na formulação do modelo permitem uma simplificação da análise dos processos de transferência de calor e massa. No que se refere à fonte de energia, a formulação é geral. Prevê-se, particularmente, a utilização da radiação térmica, eventualmente solar.

Com o modelo, pode ser avaliada a viabilidade da geometria escolhida e determinada a influência, sobre o comportamento do sistema, dos diversos parâmetros que condicionam o processo.

1.2. Aplicação da Energia Solar à Destilação.

A utilização da energia solar para destilação de água salgada, em locais onde as fontes naturais de água são escassas, é um recurso frequentemente empregado, sempre que hajam condições ambientais propícias. A redução do teor médio

salino de aproximadamente 35 g/ℓ para 0,5 g/ℓ, é imprescindível para o consumo humano.

A primeira instalação de porte para destilação de água salgada foi montada em Las Salina, no Chile, em 1872, com brindo uma área de 4.600 m² e produzindo cerca de 20 m³ de água destilada por dia, durante o verão. Atualmente várias unidades aprimoradas estão instaladas no mundo. As instalações mais importantes construídas até 1970 [2] estão listadas na tabela I. Verifica-se uma produção de água dessalinizada entre 2 e 4 ℓ/dia m².

No Brasil, as pesquisas em destilação solar começaram com dois pequenos protótipos construídos do Instituto Tecnológico da Aeronáutica. Posteriormente, em 1973, foram iniciadas as atividades do Laboratório de Energia Solar da Universidade da Paraíba, onde experiências com destiladores solares têm sido feitas até hoje. Recentemente, em 1979, um pequeno protótipo foi também construído na Universidade de Brasília [2].

Há vários tipos de destiladores solares, dentre os quais destacam-se:

- tipo bandeja;
- com tecido poroso inclinado,
- vertical,
- em cascata;
- escalonado,
- de múltiplo efeito.

Sua descrição sucinta é apresentada a seguir.

TABELA I. Destiladores de grande porte construídos até 1970.

PAÍS	LOCALIZAÇÃO	DATA CONSTRUÇÃO	TIPO*	ÁREA** (m ²)	PRODUÇÃO*** (ℓ/dia m ²)
AUSTRÁLIA	Muresk	1963	1	370	2,25
	C.Pedy	1966	1	3160	2,02
	Caiguna	1966	1	370	2,1
	H.Pool	1966	1	560	2,17
	Griffity	1967	1	414	2,20
I.VIRGENS	S.Maria	1965	2	743	2,86
CHILE	Salinas	1872	1	4460	3,31
	Guillagna	1968	1	100	4,00
GRÉCIA	Symi	1964	2	2685	2,82
	Aegina	1965	2	1490	2,85
	Salimis	1965	2	390	2,82
	Patmos	1967	1	8640	3,03
	Kimolos	1968	1	2510	3,02
ÍNDIA	Bhavnagar	1965	1	377	2,41
	S.Vicent	1967	2	1710	2,88
	Haiti	1969	1	223	3,40
MÉXICO	Natividad	1969	1	95	4,00
ESPAÑA	Marinas	1966	1	870	2,96
TUNÍSIA	Chakmou	1967	1	440	1,2
	Mahdia	1968	1	1300	3,21

PAÍS	LOCAL	DATA CONSTRUÇÃO	TIPO*	AREA** (m ²)	PRODUÇÃO*** (ℓ/dia m ²)
USA (Flórida)	O.Basin	1959	1	228	2,36
	S.Basin	1961	1	146	1,14
	Lange	1959	2	215	2,82
	Church	1963	2	150	3,73
U.S.S.R.	Turkmenia	1969	1	600	2,72

* Os tipos 1 e 2 referem-se aos destiladores de vidro e plástico respectivamente.

** A área é definida com a área de espelho de água.

*** A produção é uma média diária durante um ano

I.3. Descrição dos Destiladores Solares.

I.3.1. Destilador do Tipo Bandeja.

Consiste de uma superfície negra, sobre a qual, em repouso, se encontra a mistura a ser destilada, e uma cobertura transparente e inclinada de vidro ou de plástico. Figura I.

A energia solar atravessa a superfície transparente sendo, parcialmente absorvida pela mistura, a maior parte, porém, absorvida pelo fundo negro da bandeja. Esta energia é usada para aquecer a mistura e vaporizar o líquido. A mistu

ra ar-vapor na superfície da salmoura está mais aquecida e menos densa do que a mistura imediatamente abaixo da cobertura. Logo correntes convectivas são formadas entre essas duas superfícies, ocasionando a condensação do vapor. Forma-se um filme de condensado que escoar, por gravidade, ao longo da face inferior da cobertura.

A energia que chega ao filme de condensado, oriunda da radiação da superfície líquida, pela convecção interna e liberada na condensação é conduzida através do filme e do material da cobertura, sendo dissipada para o exterior por radiação e convecção. Outras perdas ocorrem no destilador: reflexão pelas partes internas e externas da cobertura, reflexão pela superfície e pelo fundo da mistura, absorção de alguma radiação pela cobertura e condução do fundo da bandeja para o solo. A distribuição dos diversos fluxos energéticos neste destilador é esquematizada na Figura I.

O equacionamento global para descrever os vários mecanismos de transferência de massa e de energia envolvidos num destilador solar do tipo bandeja foi realizado por Löf e outros [3].

É relevante analisar, sucintamente, as variáveis que mais efetivamente influenciam o comportamento do sistema. As conclusões obtidas desta análise servem constantemente de apoio para o desenvolvimento aperfeiçoado de novos modelos.

Segundo estudos realizados por Löf e outros pes-

quisadores [3] , a eficiência dos destiladores solares depende quase que exclusivamente da intensidade da radiação solar associada a uma boa disposição geométrica do sistema, com vistas a máxima captação possível da energia.

Experiências têm comprovado, também, uma maior eficiência das bandejas rasas em relação as de maior profundidade, devido às altas temperaturas atingidas pela mistura, com baixa inércia térmica.

Uma velocidade crescente do vento induz um efeito global negativo. Embora a fração de energia perdida por convecção da cobertura para o ambiente seja maior, propiciando uma superfície mais fria para a condensação, as taxas de transferência de calor por radiação e convecção da mistura para a cobertura aumentam. Isto, no entanto, reduz a temperatura da mistura, decrescendo a taxa de evaporação [4] .

Sempre que possível, deve ser empregado isolamento térmico da base e das laterais do destilador, a fim de reduzir as perdas térmicas através destas partes, aumentando consequentemente a temperatura da mistura.

A inclinação da cobertura deve ser a menor possível, compatível com as condições apropriadas de drenagem. Um aumento na inclinação, decresce a temperatura média de operação do destilador resultando numa menor eficiência. A faixa de aplicação varia de 10° a 30° . [5] .

A produção do destilador é também influenciada pela temperatura ambiente. Um valor crescente desta, acarreta um ligeiro acréscimo da temperatura da cobertura e consequentemente da temperatura da mistura. O aumento na produção é de aproximadamente 1% para cada 1°C de incremento.

A formação de incrustação no fundo da bandeja e de cristais flutuantes é comum neste tipo de destilador; as perdas por reflexão da energia incidente são maiores comparadas com um destilador que não apresente este problema. A minimização destas perdas é obtida através do uso de agentes complexivos [6].

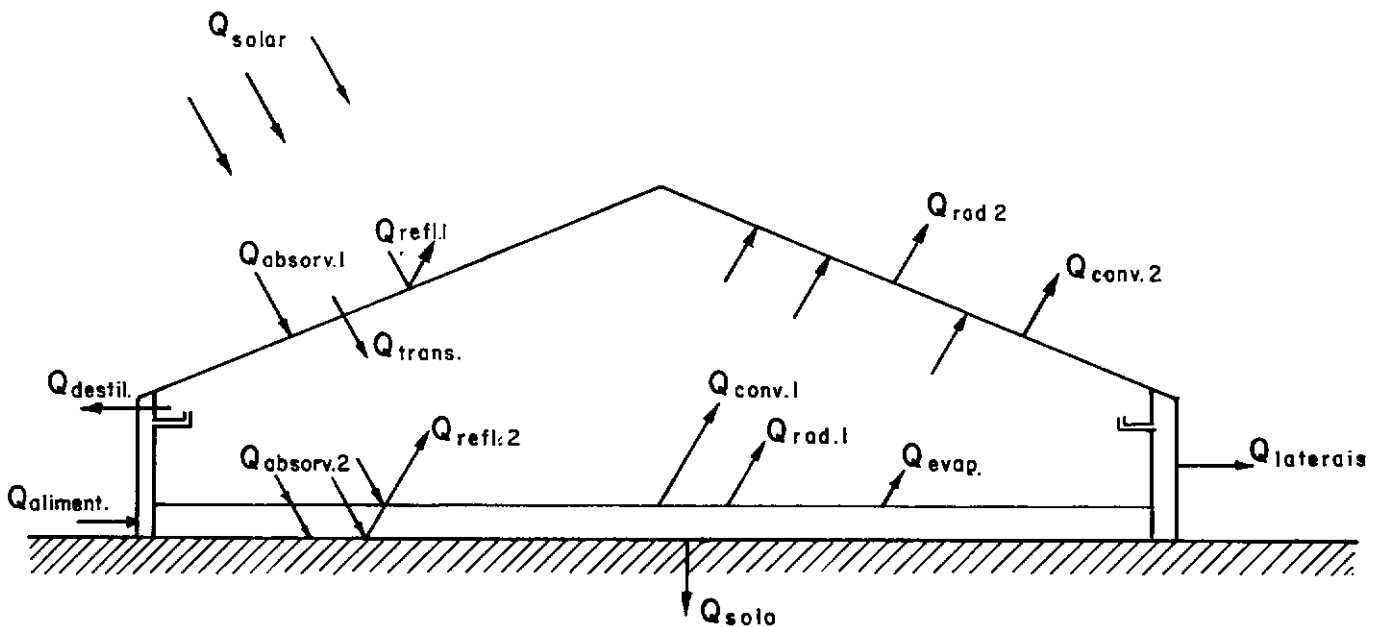


FIGURA I

Destilador Tipo Bandeja

I.3.2. Destilador com Tecido Poroso Inclinado.

Este destilador apresenta uma superfície líquida criada no interior do tecido, que se movimenta, por ação de capilaridade. O tecido adequado deve manter boas características como superfície de evaporação e evitar espaços secos no seu interior. O esquema de um destilador com tecido poroso é apresentado na Figura II.

A maior parte dos destiladores experimentais deste tipo são de pequena escala. A vantagem deste sistema em relação à configuração convencional (bandeja) é a posição mais favorável em relação ao sol e consequentemente maior quantidade de energia interceptada. Mas em contraste, os materiais porosos deterioram rapidamente, a menos que sejam tomadas medidas especiais [7] .

Frick e Sommerfield [8] analisaram a eficiência destes sistemas. Foram obtidos os seguintes resultados para um destilador de $1,2\text{m}^2$, que operou desde 1963 até 1971 com um único tecido; em 1963, a produção de água destilada máxima foi de $4,4 \text{ l/m}^2\text{dia}$; em 1971 com o tecido bastante desgastado, uma produção de $3,8 \text{ l/m}^2\text{dia}$. Sodha e outros [9], em Delhi, realizaram experiências com tecido múltiplo, obtendo resultados de $2,5 \text{ l/m}^2\text{dia}$ num dia frio com sol.

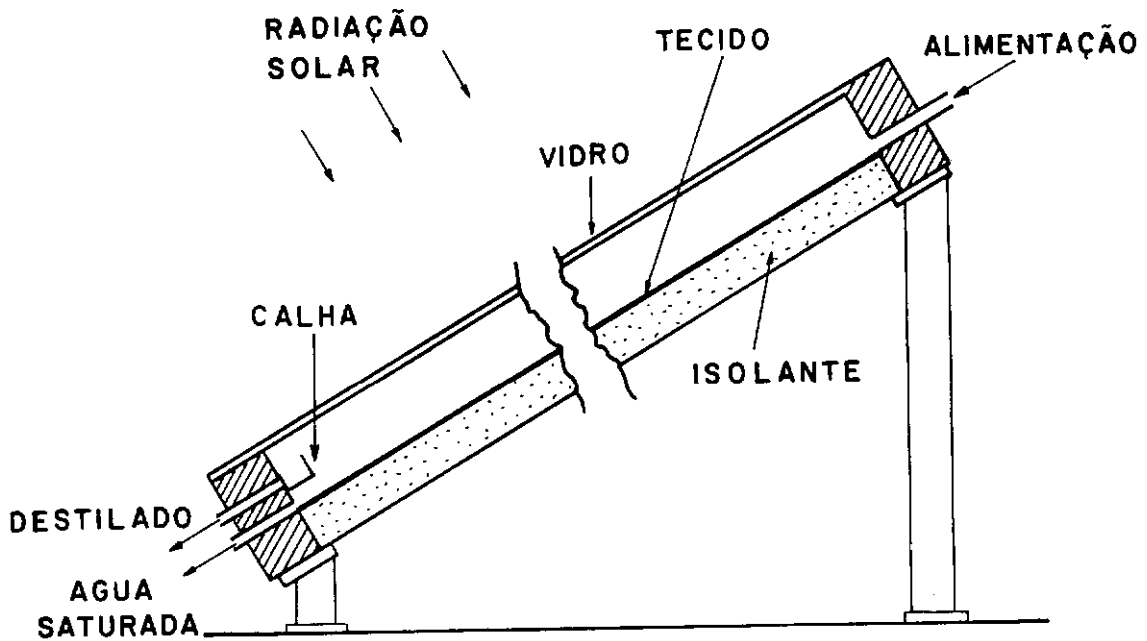


FIGURA II

Destilador com Tecido de Evaporação

I.3.3. Destilador de Múltiplo Efeito.

A diferença básica existente entre este destilador e o convencional, é a presença de bandejas intermediárias. A vaporização em cada uma destas é possibilitada pela condensação do vapor produzida no estágio inferior. O esquema é apresentado na figura III.

Testes tem sido realizados na Universidade Federal da Paraíba por Lobo [10] e revelam bons resultados para pequenas unidades.

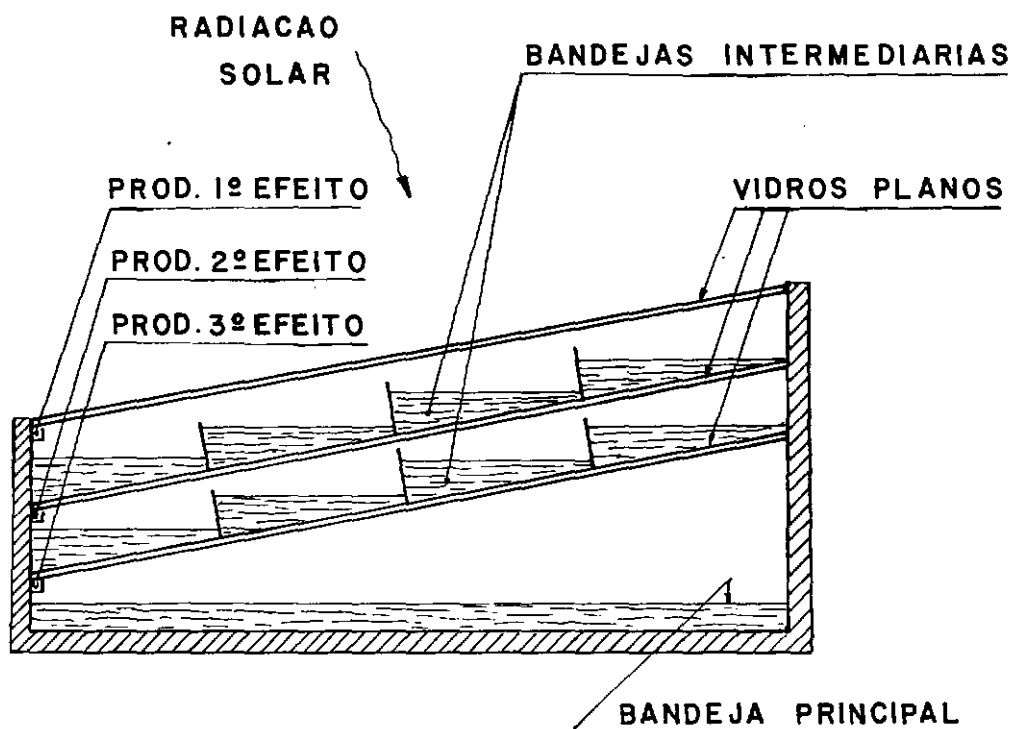


FIGURA III

Destilador de Múltiplo Efeito

I.3.4. Destilador Vertical

Consiste de um tubo evaporador de polietileno microporoso negro envolvido separadamente por um tubo transparente. A mistura é alimentada por forças capilares ou por al-

um mecanismo mecânico na base do tubo. A energia solar que incide no tubo interior vaporiza a água e, subsequentemente, o vapor condensa na superfície interna do tubo transparente, sendo coletado na base, Figura IV.

Coffey e outros [11] testaram variações de projeto neste tipo de unidade, entre as quais a instalação do destilador na terra, aproveitando a água sob a superfície do subsolo e sobre superfícies flutuantes no oceano.

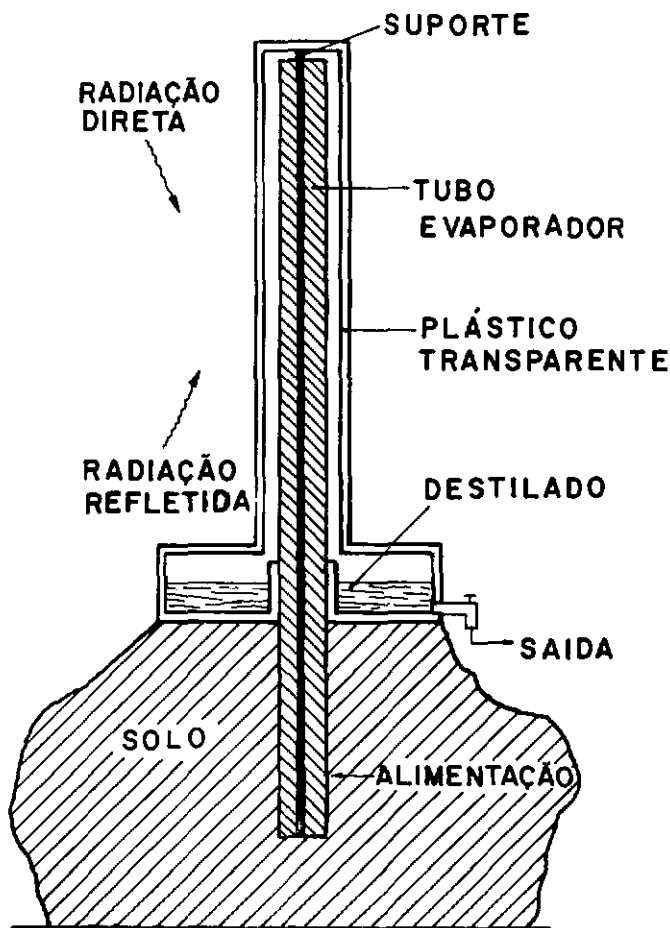


FIGURA IV
Destilador Vertical

1.3.5. Destilador em Cascata e Destilador Escalonado.

Constituem variações do destilador tipo bandeja. Ambos têm sido analisados para pequenas unidades, exigindo construções mais cuidadosas e dispendiosas em relação à disposição convencional, Figuras V e VI, respectivamente.[2].

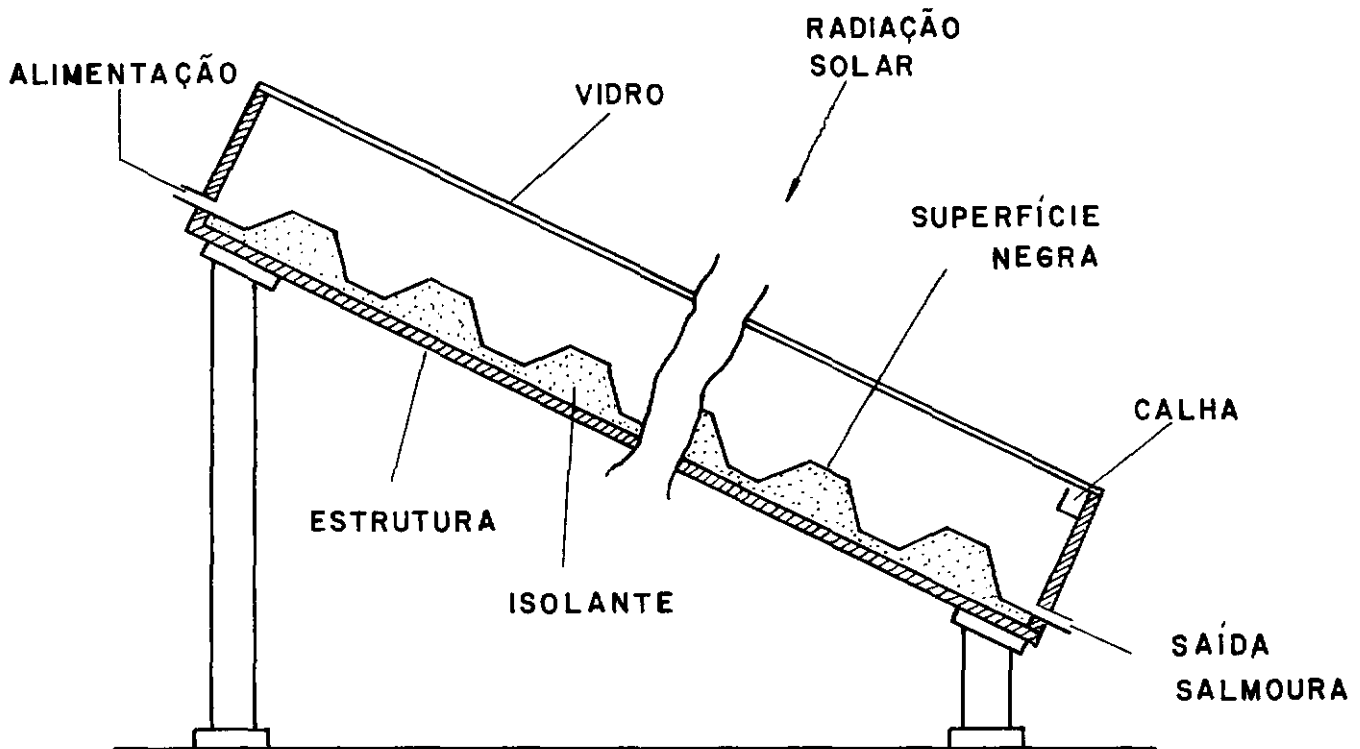


FIGURA V
Destilador em Cascata

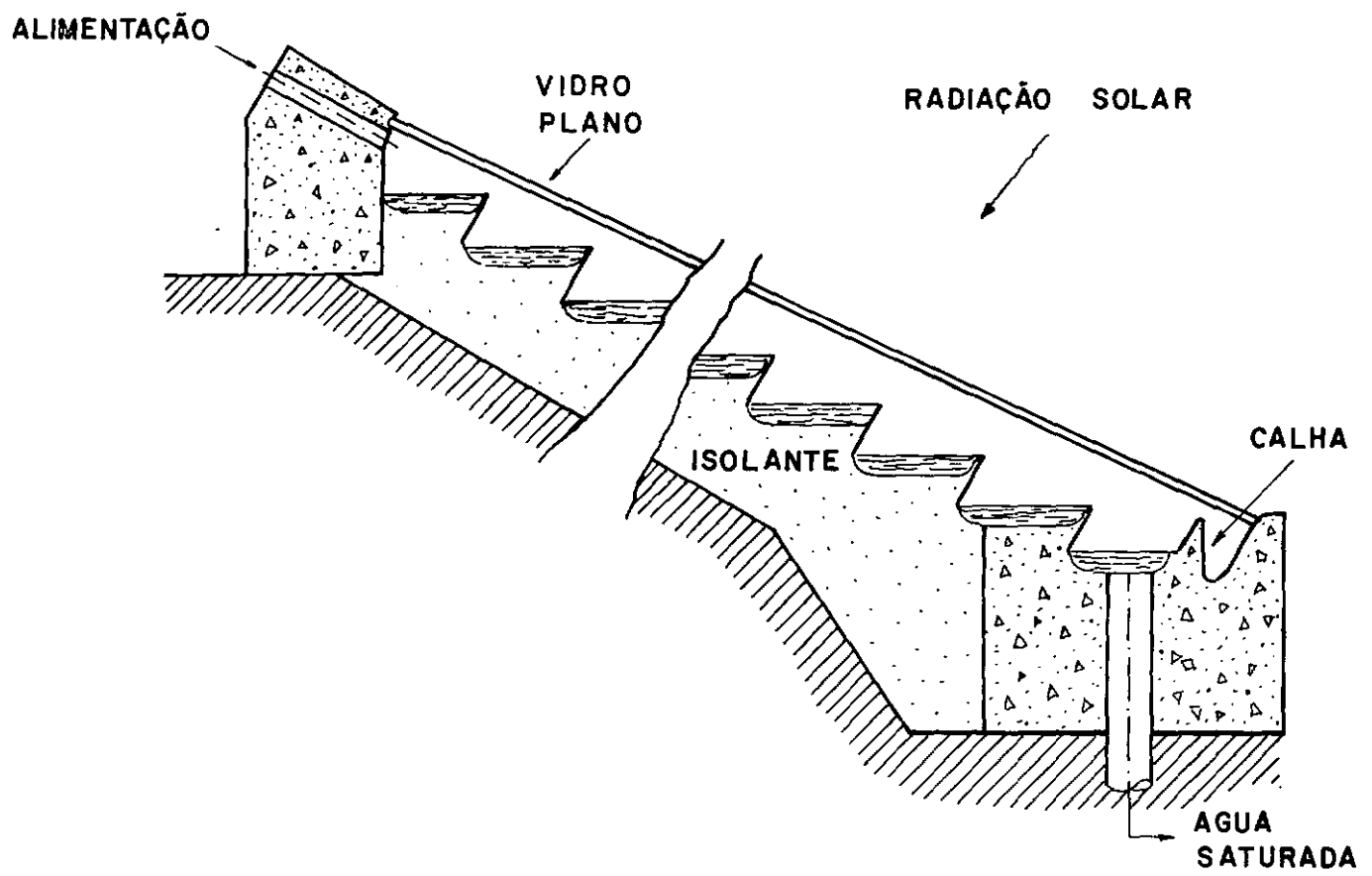


FIGURA VI
Destilador Escalonado

CAPÍTULO II

II. MODELO DE MUDANÇA DE FASE.

II.1. O Sistema Físico.

O sistema proposto para o estudo do processo de separação de misturas é composto por duas placas planas paralelas, formando um ângulo θ com a horizontal. As placas são impermeáveis, de comprimento L e separadas por uma distância d . A placa superior é transparente à radiação, enquanto a inferior, isolada, é construída de modo a ser um absorvedor quase perfeito; seu comportamento aproxima-se ao de um corpo negro, Figura VII.

Sobre a placa inferior escoam, por ação gravitacional, um filme líquido bicomponente, miscível em todas as proporções. A energia radiante incidente é absorvida pela placa inferior, aquecendo-a. A superfície inferior desta placa e as paredes laterais são consideradas adiabáticas. O calor é transferido da placa para o filme, sendo utilizado para a vaporização do componente volátil.

Em contato com a superfície inferior da placa superior, mais fria, o vapor do componente volátil condensa, havendo a formação de um filme, unicomponente, que escorre também sob a ação da gravidade. A energia liberada no processo de con

densação é dissipada para o exterior por convecção e radiação.

No espaço situado entre as superfícies dos filmes, há apenas vapor saturado do componente volátil. As aberturas nas extremidades direita e esquerda do canal permitem apenas, respectivamente, a entrada do filme bicomponente e a saída do condensado e do filme bicomponente enriquecido do componente menos volátil.

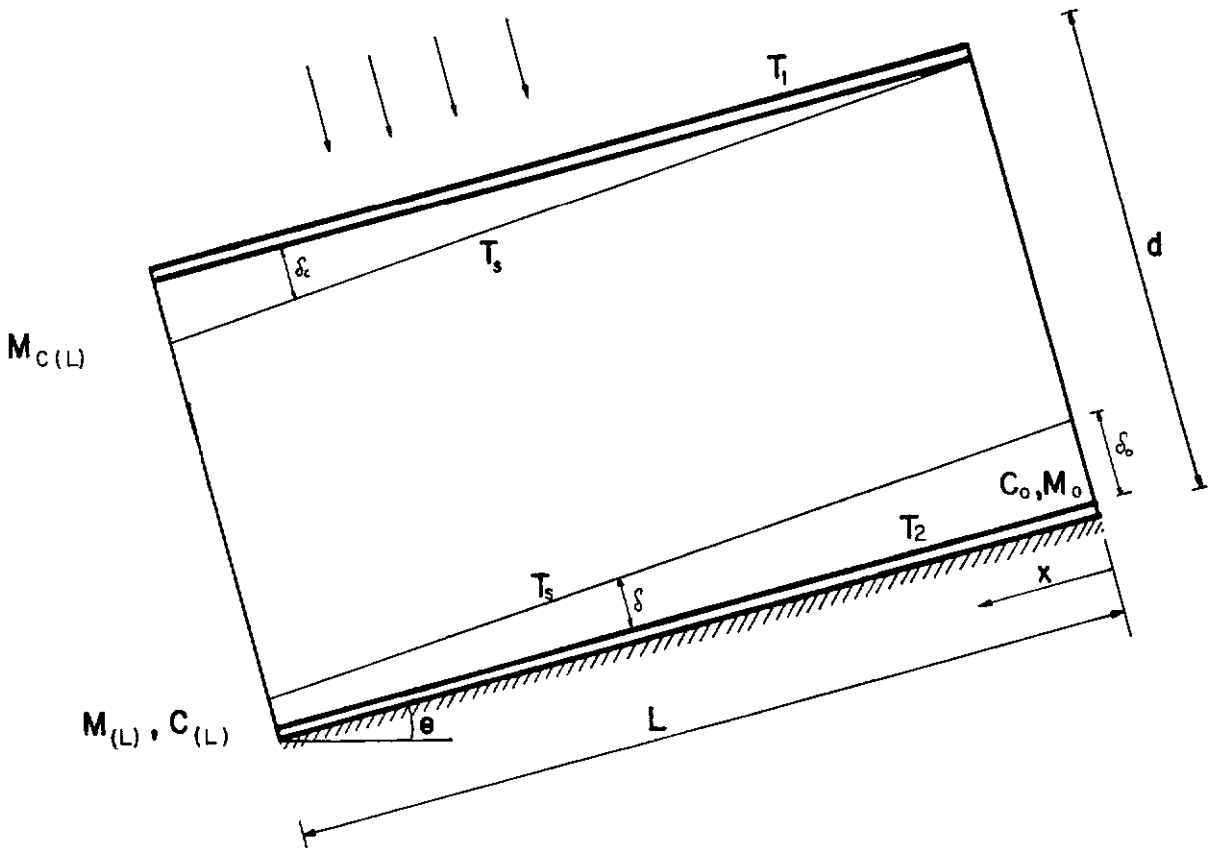


FIGURA VII
Esquema Representativo do Sistema Físico

II.2. A Mudança de Fase.

Para formulação do modelo analítico do sistema são introduzidos as seguintes hipóteses:

- a) O escoamento em ambas as películas é laminar, em regime permanente. Os efeitos de entrada e saída e de canto são desprezados.
- b) Devido à baixa velocidade e à pequena espessura das películas, supõe-se serem desprezíveis as forças inerciais comparadas com as ações gravitacional e viscosa. Não são consideradas variações de pressão no interior do sistema. É suposto, também, que a transferência de energia na direção longitudinal é pequena comparada com aquela na direção transversal.
- c) A temperatura nas interfaces entre o líquido e o vapor é considerada constante e igual a temperatura de saturação do componente volátil na pressão de operação do sistema. As propriedades físicas do condensado e de cada um dos componentes da mistura são supostas constantes; os fluidos são considerados incompressíveis.
- d) A tensão de cisalhamento nas interfaces líquido-vapor e a influência da tensão superficial são desprezadas.
- e) A variação de temperatura através das placas é desprezível.

II.2.1. Transferência de Massa.

A condensação em película de vapor saturado puro, sobre uma placa plana vertical isotérmica foi analisado por Nusselt, em 1916 [12] . Aplicando o modelo de Nusselt ao sistema definido no ítem anterior, a equação da conservação da quantidade de movimento para a película inferior, reduz-se a

$$\frac{d\tau}{dy} + \rho g \sin\theta = 0 \quad , \quad (2.1)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento, dada pela relação

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \quad . \quad (2.2)$$

Denotam:

θ o ângulo do canal com a horizontal,

ρ a massa específica,

g a aceleração da gravidade,

η a viscosidade dinâmica,

u a velocidade na direção longitudinal,

y a variável transversal.

As condições de contorno para o sistema formado pelas equações (2.1) e (2.2) são:

$$y = 0 \quad ; \quad u = 0 \quad , \quad (2.3)$$

$$y = \delta_{(x)} : \tau = 0 , \quad (2.4)$$

onde δ é a espessura da película. Da solução do sistema de equações, obtém-se para o perfil de velocidade

$$u_{(x)} = \frac{\rho g \delta^2 \text{sen}\theta}{\eta} \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right] . \quad (2.5)$$

A velocidade média numa seção qualquer do filme de espessura δ a uma distância x é dada por:

$$\bar{u}_{(x)} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u \, dy = \frac{1}{3} \frac{\rho \delta^2 g \text{sen}\theta}{\eta} \quad (2.6)$$

e o fluxo mássico por:

$$\dot{M}_{(x)} = \rho \bar{u} \delta b = \frac{1}{3} \frac{\rho^2 \delta^3 b g \text{sen}\theta}{\eta} . \quad (2.7)$$

Aqui b representa a largura do canal e as propriedades físicas ρ e η referem-se a valores para a mistura, supostas constantes em cada seção transversal da película.

Aplicado ao filme superior, o modelo permite calcular o fluxo mássico de condensado,

$$\dot{M}_{c(x)} = \rho_c \bar{u}_c \delta_c b = \frac{1}{3} \frac{\rho_c^2 \delta_c^3 b g \sin \theta}{\eta_c} . \quad (2.8)$$

Efetuada um balanço de massa entre a entrada do canal e uma seção transversal qualquer do mesmo, resulta

$$\dot{M}_0 = \dot{M} + \dot{M}_c , \quad (2.9)$$

onde \dot{M}_0 representa o influxo de massa no sistema. Da equação (2.7) tem-se, portanto,

$$\dot{M}_0 = \frac{1}{3} \frac{\rho_0^2 \delta_0^3 b g \sin \theta}{\eta_0} . \quad (2.10)$$

Das equações (2.7) e (2.10), resulta

$$\frac{\dot{M}}{\dot{M}_0} = 1 - \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_0} = \frac{\eta_0}{\eta} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right)^3 \quad (2.11)$$

e, das equações (2.8) e (2.10),

$$\frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_0} = \frac{\eta_0}{\eta_c} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^2 \left(\frac{\delta_c}{\delta_0} \right)^3 . \quad (2.12)$$

A mistura líquida do filme inferior é composta por um componente C, volátil, que, após vaporizar, é condensado formando o filme superior, e um componente B, não volátil, cujo fluxo mássico, \dot{M}_B , permanece constante no filme inferior. Desta forma, um balanço de massa do componente B fornece

$$C_0 \dot{M}_0 = C \dot{M} = \dot{M}_B , \quad (2.13)$$

onde C representa a fração mássica do componente não volátil, entendida como o valor médio na seção transversal da película.

Considerando, ainda, que o volume total ocupado pela mistura líquida é a soma dos volumes ocupados por seus componentes, tem-se, para a massa específica da mistura,

$$\frac{1}{\rho} = \frac{C}{\rho_b} + \frac{1-C}{\rho_c} , \quad (2.14)$$

onde as massas específicas ρ_b e ρ_c são consideradas constantes. De forma análoga, introduz-se a relação

$$\frac{1}{\eta} = \frac{C}{\eta_b} + \frac{1 - C}{\eta_c} \quad (2.15)$$

para viscosidade dinâmica da mistura, onde η_b e η_c representam os valores da viscosidade dinâmica dos componentes, também supostas constantes. Esta última relação é escolhida apenas por conveniência, dentre as diversas equações sugeridas na literatura, [13], [14].

II.2.2. Transferência de Calor.

Baseado no modelo de Nusselt, adota-se processo de transferência de calor no filme apenas condutivo, ou seja, a equação de conservação de energia reduz-se a

$$\frac{d}{dy} q = 0 \quad , \quad (2.16)$$

onde q é o fluxo de calor por unidade de área na direção transversal, sendo dado por

$$q = -k \frac{dT}{dy} \quad , \quad (2.17)$$

em que k denota a condutividade térmica do líquido. A solução das equações (2.16) e (2.17) para o filme superior é

$$q = \frac{k_c}{\delta_c} (T_s - T_1) \quad (2.18)$$

onde T_s é a temperatura de superfície da película de condensação e T_1 a temperatura da placa superior. A temperatura T_s é, por hipótese, a mesma do vapor e da superfície do filme inferior. Logo, como para o filme inferior são válidas também as mesmas hipóteses e como a camada de vapor é suposta isotérmica, conclui-se que a quantidade de energia liberada pelo vapor na condensação é a mesma que este absorve no processo de evaporação. Esta é, também, a quantidade de energia entregue à mistura, por condução, na placa inferior. Logo,

$$q = \frac{k}{\delta} (T_2 - T_s) \quad , \quad (2.19)$$

onde, por analogia com as equações (2.14) e (2.15) para a massa específica e a viscosidade dinâmica, a condutividade térmica da mistura, k , é dada por

$$\frac{1}{k} = \frac{C}{k_b} + \frac{1 - C}{k_c} \quad . \quad (2.20)$$

Aqui, denotam k_b e k_c , respectivamente, a condutividade térmica do componente não-volátil e do componente volátil. Das equações (2.18) e (2.19), resulta, ainda

$$q = \frac{1}{\frac{\delta}{k} + \frac{\delta_c}{k_c}} (T_2 - T_1) \quad . \quad (2.21)$$

Para que a camada de vapor possa ser considerada isotérmica, supõe-se serem desprezíveis os efeitos de convecção natural e condução através dela. Esta suposição será tanto mais válida, quanto menor for a espessura da camada de vapor, o que impõe uma restrição à altura d do canal.

O fluxo de calor por condução, por unidade de área, através do filme superior, corresponde à energia liberada na condensação. Assim

$$q = \Delta h_v \frac{1}{b} \frac{d\dot{M}_c}{dx}, \quad (2.22)$$

sendo Δh_v a entalpia de vaporização.

Introduzindo a equação (2.8) na equação (2.22), chega-se a

$$q = \frac{\rho_c^2}{\eta_c} \Delta h_v g \sin\theta \delta_c^2 \frac{d\delta_c}{dx} \quad (2.23)$$

com a condição de contorno

$$\delta_c = 0 \quad \text{para} \quad x = 0 \quad (2.24)$$

Na solução da equação (2.23) são consideradas duas situações:

1º Caso: a densidade de fluxo de calor \bar{q} é constante na direção x . Então,

$$\delta_c^3 = \frac{3 \eta_c \bar{q}}{\rho_c^2 \Delta h_v g \sin \theta} x \quad ; \quad (2.25)$$

2º Caso: a diferença de temperatura $\Delta T = T_s - T_l$, é constante ao longo de x . Com auxílio da equação (2.18) chega-se a

$$\delta_c^4 = \frac{4 \eta_c k_c (T_s - T_l)}{\rho_c^2 \Delta h_v g \sin \theta} x \quad (2.26)$$

II.2.3. Adimensionalização.

Para generalização da formulação são introduzidos os parâmetros e variáveis adimensionais abaixo definidos.

- Variável longitudinal e espessura das películas -

$$x^+ = \frac{x}{L} \quad , \quad \delta^+ = \frac{\delta}{\delta_o} \quad , \quad \delta_c^+ = \frac{\delta_c}{\delta_o} \quad ; \quad (2.27.a)$$

- Propriedade físicas -

$$\rho^+ = \frac{\rho_c}{\rho_b}, \quad \eta^+ = \frac{\eta_c}{\eta_b}, \quad k^+ = \frac{k_c}{k_b}; \quad (2.27.b)$$

- Temperatura -

$$T^+ = \frac{T}{T_\infty}, \quad (2.27.c)$$

onde T_∞ é a temperatura do ambiente externo ao sistema;

- Fluxo de calor -

$$q^+ = \frac{q \delta_o}{k_c T_\infty}, \quad (2.27.d)$$

$$B = \frac{\eta_c L}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^3} q = \frac{\eta_c k_c L T_\infty}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^4} q^+, \quad \text{para } n = 0 \quad (2.27.e)$$

$$B = \frac{\eta_c L}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^3} \frac{k_c}{\delta_o} (T_s - T_l) = \frac{\eta_c k_c L T_\infty}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^4} (T_s^+ - T_l^+),$$

$$\text{para } n = 1 \quad (2.27.f)$$

- Fluxo Mássico -

$$\dot{M}_c^+ = \frac{\dot{M}_c}{\dot{M}_o}, \quad \dot{M}^+ = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_o} \quad (2.27.g)$$

Das equações (2.25) e (2.26): resulta, então,

$$\delta_c^+ = \left[(3 + n) \frac{B}{\text{sen}\theta} x^+ \right] \frac{1}{3 + n} \quad (2.28)$$

Das equações (2.12), (2.14) e (2.15), vem

$$\dot{M}_c^+ = \frac{[1 + C_0(\rho^+ - 1)]^2}{1 + C_0(\eta^+ - 1)} \delta_c^{+3}, \quad (2.29)$$

Da equação (2.11), resulta,

$$\delta^+ = \left\{ (1 - \dot{M}_c^+) \frac{1 + C_0(\eta^+ - 1)}{1 + C_0(\rho^+ - 1)} \left[\frac{1 + C_0(\rho^+ - 1)}{1 + C_0(\eta^+ - 1)} \right]^2 \right\}^{1/3}, \quad (2.30)$$

onde, em vista da equação (2.13),

$$C = \frac{C_0}{1 - \dot{M}_c^+}. \quad (2.31)$$

Finalmente, obtem-se, da equação (2.18), (2.19) e (2.21),

$$q^+ = \frac{T_s^+ - T_l^+}{\delta_c^+} \quad (2.32)$$

$$q^+ = \frac{1}{1 + C (k^+ - 1)} \cdot \frac{T_2^+ - T_s^+}{\delta^+} \quad (2.33)$$

e

$$q^+ = \frac{1}{\delta_c^+ + \delta^+ [1 + C (k^+ - 1)]} (T_2^+ - T_1^+) \quad (2.34)$$

Obtem-se, portanto, uma formulação adimensionalizada com a qual é possível calcular as espessuras dos filmes, o fluxo mássico de condensado e a concentração do filme inferior para qualquer seção transversal distante x^+ da entrada do sistema, em função da inclinação do canal θ , da fração mássica, C_0 , do componente não volátil na entrada do sistema, e do fluxo de calor disponível, B .

II.2.4. Valores Médios.

Como espessura média da película do condensado, define-se

$$\bar{\delta}_c^+ = \int_0^1 \delta_c^+ dx^+ \quad (2.35)$$

Da equação (2.28) segue, então,

$$\bar{\delta}_c^+ = \frac{3+n}{4+n} \left[(3+n) - \frac{B}{\text{sen}\theta} \right]^{1/(3+n)} \quad (2.36)$$

Em decorrência, tem-se, da equação (2.29)

$$\bar{M}_c^+ = \frac{[1 + c_0(\rho^+ - 1)]^2}{[1 + c_0(\eta^+ - 1)]} \bar{\delta}_c^{+3} \quad (2.37)$$

Consequentemente, tendo em vista a equação (2.31) a fração mássica média do componente não volátil é expressa por

$$\bar{c} = \frac{c_0}{1 - \bar{M}_c^+} \quad (2.38)$$

Definindo, de forma análoga à equação (2.35), uma espessura média para a película inferior:

$$\bar{\delta}^+ = \int_0^1 \delta^+ dx^+ \quad , \quad (2.39)$$

chega-se, das equações (2.28) a (2.31), ao resultado

$$\bar{\delta}^+ = \left[(1 + n) \frac{B}{\sin \Theta} \right]^{1/(3+n)} \int_0^1 \frac{(D - x^{+3/(3+n)})^{2/3}}{(E - x^{+3/(3+n)})^{1/3}} dx^+ \quad (2.40)$$

onde

$$D = \frac{1}{\left[(3+n) \frac{B}{\sin \theta} \right]^{3/(3+n)}} \frac{1 + C_0 (n^+ - 1)}{1 + C_0 (\rho^+ - 1)}, \quad (2.41)$$

e

$$E = D \frac{1 + C_0 (n^+ - 1)}{1 + C_0 (\rho^+ - 1)}, \quad (2.42)$$

A temperatura T_s^+ do vapor é suposta constante .
Definindo uma temperatura média para cada placa como

$$\bar{T} = \int_0^1 T^+ dx^+, \quad (2.43)$$

Vem, da equação (2.32) para temperatura média, \bar{T}_1^+ , da placa superior,

$$T_s^+ - \bar{T}_1^+ = \int_0^1 q^+ \delta_c^+ dx^+. \quad (2.44)$$

Adotando-se um fluxo de calor médio dado por

$$\bar{q}^+ = \frac{\int_0^1 q^+ \delta_c^+ dx^+}{\int_0^1 \delta_c^+ dx^+} = \frac{1}{\bar{\delta}_c^+} \int_0^1 q^+ \delta_c^+ dx^+, \quad (2.45)$$

Resulta

$$\bar{q}^+ = \frac{1}{\bar{\delta}_c^+} (\bar{T}_s^+ - \bar{T}_1^+) \quad . \quad (2.46)$$

Introduzindo-se na equação (2.34) os valores médios, já calculados, \bar{q}^+ , \bar{T}_1^+ , $\bar{\delta}_c^+$, $\bar{\delta}^+$ e \bar{C} , chega-se ao valor médio \bar{T}_2^+ da temperatura da placa inferior, de modo que

$$\bar{q}^+ = \frac{1}{\bar{\delta}_c^+ + \bar{\delta}^+ [1 + \bar{C} (k^+ - 1)]} (\bar{T}_2^+ - \bar{T}_1^+) \quad . \quad (2.47)$$

Na equação (2.47), o valor médio \bar{q}^+ confunde-se com o próprio valor local quando $n = 0$, e, quando $n = 1$, o mesmo ocorre com \bar{T}_1^+ .

CAPÍTULO III

III. **MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR RADIAÇÃO**

O máximo aproveitamento da radiação incidente no sistema é fundamental, pois a eficiência da mudança de fase depende primordialmente da energia disponível. A transferência de calor por radiação do exterior para o sistema e, neste, entre as placas, é considerado através do método das múltiplas reflexões, o qual permite, também, a avaliação das temperaturas das placas.

III.1. **Processo de Múltiplas Reflexões.**

O processo de re-reflexão ou de múltiplas reflexões, pode ser descrito da seguinte forma. Da energia radiante incidente sobre a placa superior, a maior parte a atravessa, parte, porém, é refletida para o exterior e parte é absorvida pelo material da mesma, sendo, em regime permanente, re-emitida em ambas as superfícies onde, também, ocorrem perdas por convecção. Da energia transmitida e re-emitida e que incide sobre a placa inferior, parte torna a ser refletida, reincidindo sobre a placa superior, onde o processo torna a se repetir. O mesmo ocorre com a fração de energia absorvida pela placa inferior, onde, uma outra fração é entregue ao filme líquido por mecanismo condutivo. Este processo causa uma diminuição das perdas, para o exterior, da energia transferida por radiação.

Para análise do mecanismo de re-reflexão no sistema estudado, consideram-se as hipóteses:

- a) os líquidos e o vapor comportam-se como meios não participantes;
- b) a superfície inferior da placa inferior é adiabática;
- c) as placas são isotérmicas, ou seja, as temperaturas \bar{T}_1 da placa superior e \bar{T}_2 da placa inferior são constantes em toda sua extensão;
- d) a temperatura do ambiente exterior, T_∞ , é suposta constante;
- e) a emissividade do material de cada placa é igual a sua absorptividade, consideração válida em situação de regime permanente.

O mecanismo de re-reflexão pode ser descrito analiticamente pelo modelo proposto por Figueiredo [15] para um conjunto de placas paralelas, onde também são considerados os efeitos convectivos de transferência de calor na superfície das placas. Este modelo apresenta uma descrição analítica do processo de otimização de radiação térmica através de um sistema de placas paralelas. O material de uma placa genérica i tem uma absorptividade α_i , uma refletividade ρ_i e uma transmissividade τ_i . Sobre o sistema incide um fluxo radiante, E_0^* , por unidade de área. A visualização dos diversos fluxos radiativos nas duas placas é esquematizada na figura VIII.

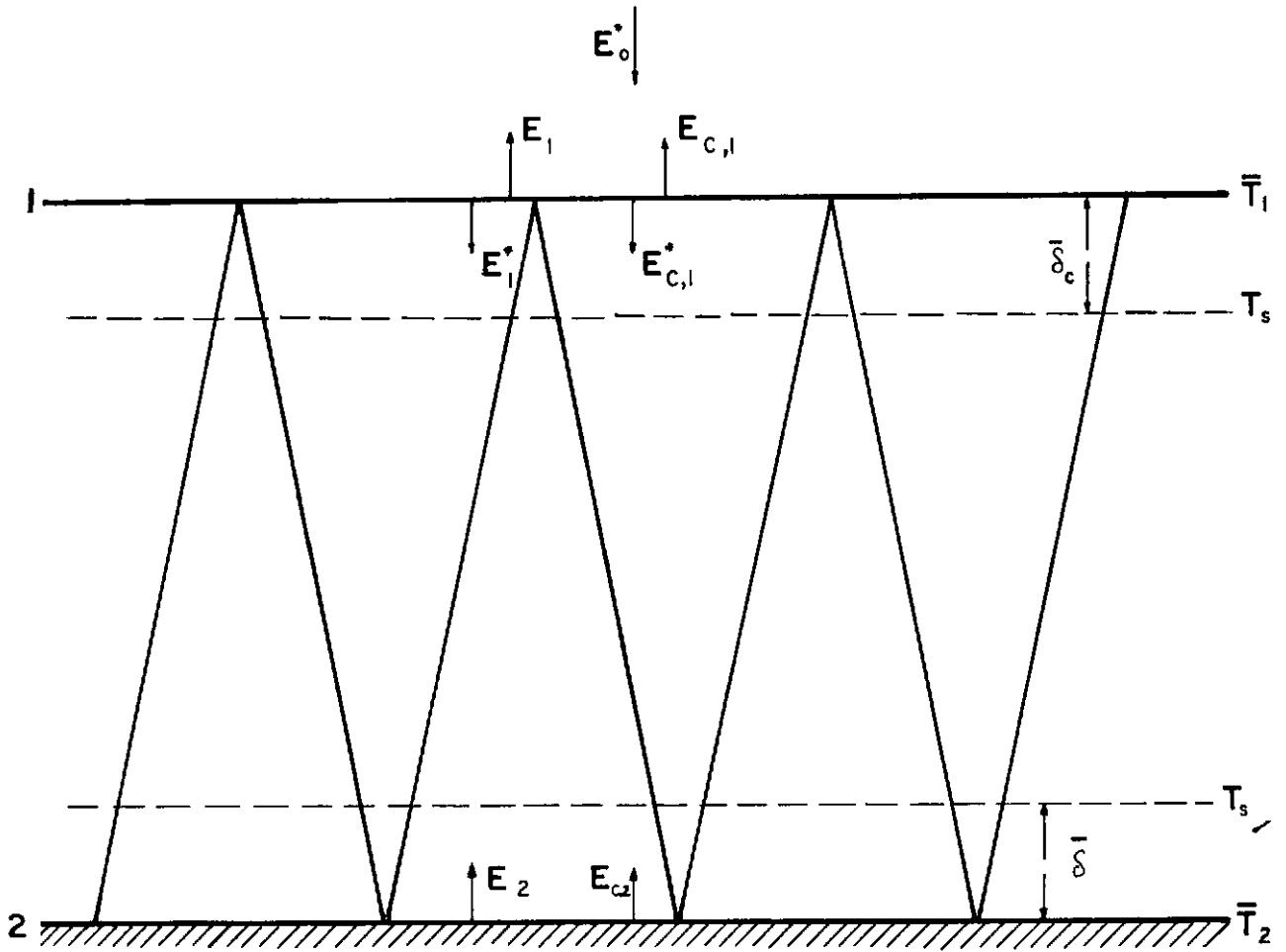


FIGURA VIII

Esquema Representativo do Modelo de Radiação

Analisando o processo de re-reflexão entre as placas i e $i + 1$ pode-se construir as tabelas II e III. Na tabela II estão representadas as frações de fluxo radiante, E_i^* que incidem na placa $i + 1$. Na tabela III, a análise é repetida para o fluxo E_{i+1} incidente sobre a placa superior, na direção oposta.

As fórmulas de recorrência desenvolvidas em [15] e que são utilizadas neste estudo, são resumidas e analisadas a seguir. A densidade de fluxo E_{i+1}^* na face inferior da placa $i+1$, é constituída por uma contribuição referente a emissão pelo material da placa, acrescida pela fração do fluxo E_i^* que atravessa a placa $i+1$ por transmissão e pela fração do fluxo E_{i+1} que atravessa a placa $i+1$, depois de refletida na placa i . Logo,

$$E_{i+1}^* = E_{e,i+1}^* + \frac{\tau_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}} [E_i^* + \rho_i E_{i+1}]. \quad (3.1)$$

De forma análoga, a densidade de fluxo E_i na face superior da placa i , compõe-se de uma parcela relativa à emissão pelo material desta, de uma parcela referente à fração de E_i^* que a atravessa por transmissão depois de refletida na placa $i+1$ e a parcela correspondente à fração de E_{i+1} , ou seja,

$$E_i = E_{e,i} + \frac{\tau_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}} [E_{i+1} + \rho_{i+1} E_i^*]. \quad (3.2)$$

A densidade líquida de fluxo de energia radiante, entre as placas i e $i+1$, considerando a dissipação convectiva é descrita por:

$$\begin{aligned}
 E_0^* (1 - \rho_1) - E_1 = \frac{1 - \rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}} E_i^* - \frac{1 - \rho_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}} E_{i+1} + \\
 + \sum_{j=1}^i (E_{c,j} + E_{c,j}^*) , \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

onde $E_{c,j}$ é a densidade de fluxo convectivo em cada face da placa.

Para aplicação das fórmulas de recorrência, eqs. (3.1 - 3) são introduzidas duas placas virtuais $i = 0$ e $i = 3$, de modo que as condições do sistema aplicadas ao modelo de Figueiredo [15], impõem que:

Pela condição de isolamento da superfície inferior da placa inferior;

$$E_2^* = E_{c,2}^* = E_{e,2}^* = 0 , \quad (3.4)$$

$$\tau_2 = 0 \quad (3.5)$$

As placas virtuais não participam do processo de radiação.

$$\alpha_0 = \alpha_3 = \rho_0 = \rho_3 = 0 , \quad (3.6)$$

$$E_3^* = E_3 = 0 , \quad (3.7)$$

Pela hipótese da camada de vapor ser isotérmica,

$$- E_{c,1}^* = E_{c,2} \quad (3.8)$$

Deste modo, para a equação (3.1) tem-se:

$$i = 0;$$

$$E_1^* = E_{e,1}^* + \tau_1 E_0^* \quad (3.9)$$

e para a equação (3.2) com $i = 1$ e $i = 2$, obtem-se;

$$E_1 = E_{e,1} + \frac{\tau_1}{1 - \rho_1 \rho_2} \left[E_2 + \rho_2 (E_{e,1}^* + \tau_1 E_0^*) \right] \quad (3.10)$$

$$E_2 = E_{e,2} \quad (3.11)$$

Analogamente para a equação (3.3) resulta:

$$i = 1:$$

$$\begin{aligned} E_0^* (1 - \rho_1) - E_1 &= \frac{1 - \rho_2}{1 - \rho_1 \rho_2} E_1^* - \frac{1 - \rho_1}{1 - \rho_1 \rho_2} E_2 + \\ &+ E_{c,1} + E_{c,1}^* \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$i = 2: \quad E_0^* (1 - \rho_1) - E_1 = E_{c,1} \quad (3.13)$$

Substituindo (3.13), (3.9) e (3.11) em (3.12) chega-se à expressão para $E_{c,1}^*$. Mas $E_{c,1}^* = -E_{c,2}$, logo,

$$E_{c,2} = \frac{1 - \rho_2}{1 - \rho_1 \rho_2} \left[E_{e,1} + \tau_1 E_o^* \right] - \frac{1 - \rho_1}{1 - \rho_1 \rho_2} E_{e,2} \quad (3.14)$$

Para o cálculo de $E_{c,1}$, é necessário apenas substituir a equação (3.10) na equação (3.13).

$$E_{c,1} = \left[1 - \rho_1 - \frac{\rho_2 \tau_1}{1 - \rho_1 \rho_2} \right] E_o^* - E_{e,1} - \frac{\tau_1}{1 - \rho_1 \rho_2} (E_{e,2} + \rho_2 E_{e,1}^*) \quad (3.15)$$

sendo,

$$E_{e,1}^* = E_{e,1} = \alpha_1 \sigma \bar{T}_1^4 \quad (3.16)$$

e

$$E_{e,2} = \alpha_2 \sigma \bar{T}_2^4, \quad (3.17)$$

as densidades do fluxo de energia emitido por cada face das placas 1 e 2; o parâmetro σ representa a constante de Stefan-Boltzmann. Ainda,

$$E_{c,1} = h (\bar{T}_1 - T_{\infty}) \quad (3.18)$$

representa a densidade de fluxo convectivo de energia dissipada pela placa para o ambiente; h é coeficiente de transferência de calor, que é dependente da velocidade do vento, como sugerido por [5] .

A transferência de calor por convecção para o interior do sistema ocorre através das películas líquidas, como já analisado no item (II.2.2), equação (2.21). Tem-se, portanto,

$$E_{c,2} = -E_{c,1}^* = \bar{q} = \frac{1}{\frac{\bar{\delta}}{k} + \frac{\bar{\delta}_c}{k_c}} (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) \quad (3.19)$$

III.1.1.1. Adimensionalização.

Além das variáveis e parâmetros adimensionais já introduzidos no item (II.2.3), são definidos, agora:

- densidade de fluxo radiante incidente

$$\beta = \frac{E_o^*}{\sigma T_{\infty}^4} \quad , \quad (3.20)$$

- coeficiente externo de transferência de calor

$$H = \frac{h}{\sigma T_{\infty}^3} \quad , \quad (3.21)$$

• coeficiente interno global de transferência de calor

$$\Psi = \frac{1}{\sigma T_{\infty}^3 \left(\frac{\bar{\delta}}{k} + \frac{\bar{\delta}_c}{k_c} \right)} \quad (3.22)$$

Substituindo as equações (3.16-19) em (3.14) e (3.15) e introduzindo as expressões (3.20-22), resulta o sistema de equações adimensionalizado:

$$\begin{aligned} & \alpha_1 \left[1 + \frac{\rho_2 \tau_1}{1 - \rho_1 \rho_2} \right] T_1^{+4} + \frac{\alpha_2 \tau_1}{1 - \rho_1 \rho_2} T_2^{+4} + \\ & + H T_1^+ - \left[H + \beta \frac{(1 - \rho_1)(1 - \rho_1 \rho_2) - \rho_2 \tau_1^2}{1 - \rho_1 \rho_2} \right] = 0 \quad (3.23) \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_1 (1 - \rho_2)}{1 - \rho_1 \rho_2} T_1^{+4} - \frac{\alpha_2 (1 - \rho_1)}{1 - \rho_1 \rho_2} T_2^{+4} + \Psi T_1^+ - \Psi T_2^+ + \\ & \beta \frac{\tau_1 (1 - \rho_2)}{1 - \rho_1 \rho_2} = 0 \quad (3.24) \end{aligned}$$

onde as seguintes relações são obedecidas

$$\alpha_1 + \rho_1 + \tau_1 = 1 \quad (3.25)$$

e

$$\alpha_2 + \rho_2 = 1 \quad (3.26)$$

Chega-se, portanto, a uma formulação adimensional para análise do processo de re-reflexão, que permite calcular as temperaturas das placas e as perdas por radiação, em função das propriedades espectrais dos materiais das placas e de três grupos adimensionais β , Ψ e H que representam respectivamente, o fluxo de energia, por radiação, incidente sobre o sistema, um coeficiente global de transferência de calor relativo ao interior do sistema e um coeficiente de transferência de calor para o exterior.

A N T E P A R O	R E F L E T E	A B S O R V E	T R A N S M I T E
$i + 1$	ρ_{i+1}	α_{i+1}	τ_{i+1}
i	$\rho_i \rho_{i+1}$	$\alpha_i \rho_{i+1}$	$\tau_i \rho_{i+1}$
$i + 1$	$\rho_i (\rho_{i+1})^2$	$\alpha_{i+1} \rho_i \rho_{i+1}$	$\tau_{i+1} \rho_i \rho_{i+1}$
i	$(\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^2$	$\alpha_i \rho_i (\rho_{i+1})^2$	$\tau_i \rho_i (\rho_{i+1})^2$
$i + 1$	$(\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^3$	$\alpha_{i+1} (\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^2$	$\tau_{i+1} (\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^2$
i	$(\rho_i)^3 (\rho_{i+1})^3$	$\alpha_i (\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^3$	$\tau_i (\rho_i)^2 (\rho_{i+1})^3$
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots
GENERALIZANDO: $i + 1$	$\frac{\rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\alpha_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\tau_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$
i	$\frac{\rho_i \rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\alpha_i \rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\tau_i \rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$

TABELA II - Frações do fluxo radiante E_i^*

A N T E P A R O	R E F L E T E	A B S O R V E	T R A N S M I T E
i	ρ_i	α_i	τ_i
i + 1	$\rho_{i+1} \rho_i$	$\alpha_{i+1} \rho_i$	$\tau_{i+1} \rho_i$
i	$\rho_{i+1} (\rho_i)^2$	$\alpha_i \rho_{i+1} \rho_i$	$\tau_i \rho_{i+1} \rho_i$
i + 1	$(\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^2$	$\alpha_{i+1} \rho_{i+1} (\rho_i)^2$	$\tau_{i+1} \rho_{i+1} (\rho_i)^2$
i	$(\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^3$	$\alpha_i (\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^2$	$\tau_i (\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^2$
i + 1	$(\rho_{i+1})^3 (\rho_i)^3$	$\alpha_i (\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^3$	$\tau_{i+1} (\rho_{i+1})^2 (\rho_i)^3$
⋮			
⋮			
GENERALIZANDO			
i	$\frac{\rho_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\alpha_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\tau_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$
i + 1	$\frac{\rho_i \rho_{i+1}}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\alpha_{i+1} \rho_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$	$\frac{\tau_{i+1} \rho_i}{1 - \rho_i \rho_{i+1}}$

TABELA III - Frações do Fluxo radiante E_{i+1}

CAPÍTULO IV

IV. SOLUÇÃO DO MODELO.

Neste capítulo são analisados alguns aspectos da modelagem desenvolvida, que estabelecem condições e tendências gerais obedecidas no processo de mudança de fase, como estudado neste trabalho.

IV.1. Observações Gerais.

Inicialmente são introduzidas algumas restrições, impostas ao modelo por considerações físicas sobre o processo.

1ª restrição: a fração mássica apresenta valores limites correspondentes às situações de vaporização total do componente volátil e de vaporização nula do mesmo. Consequentemente

$$C_0 \leq C \leq 1 \quad ;$$

2ª restrição: em decorrência da 1ª restrição, da equação (2.31)

$$0 \leq \dot{M}_C^+ \leq 1 - C_0$$

A seguir, são analisadas as duas condições de aquecimento consideradas. Uma em que há fluxo de calor constante através das películas, $n = 0$, outra, com $n = 1$, onde é mantida constante a diferença entre a temperatura de saturação do componente volátil, T_s , e a temperatura da placa superior, T_1 . Estas duas condições estão representadas na formulação adimensional pelos parâmetros n e B , sendo, das equações (2.27.e) e (2.27.f):

$$n = 0 : B = \frac{\eta_c L}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^3} q \quad , \quad q_{n=0} = \text{constante}$$

$$n = 1 : B = \frac{\eta_c L}{\rho_c^2 \Delta h_v g \delta_o^3} \frac{k_c}{\delta_o} (T_s - T_1) \quad , \quad \text{onde}$$

$$T_s - T_1 = \text{constante}.$$

Fazendo, agora,

$$q_{n=1} = \frac{k_c}{\delta_c} (T_s - T_1) \quad ,$$

resulta, para um mesmo valor do parâmetro B ,

$$q_{n=0} = \delta_c^+ q_{n=1} \quad .$$

Como, porém, $\delta_c^+ < 1$, sempre, vem $q_{n=0} < q_{n=1}$, sempre.

Por outro lado, da equação (2.22), tem-se

$$q = \frac{\Delta h_v}{b} \frac{d\dot{M}_c}{dx}$$

Conclui-se, portanto, que, na formulação adimensional, um mesmo valor de B corresponde a um maior fluxo de condensado quando $n = 1$.

Uma outra consideração interessante se refere ao valor do parâmetro B que corresponde a ocorrência de vaporização e posterior condensação de todo o componente volátil. Neste caso, tem-se $C = 1$ e $\dot{M}_c^+ = 1 - C_0$. Das equações (2.28) e (2.29), resulta, então:

$$B = \frac{\sin\theta}{x^+(3+n)} \left[(1 - C_0) \frac{1 + C_0(n^+ - 1)}{[1 + C_0(\rho^+ - 1)]^2} \right]^{\frac{(3+n)}{3}} \quad (4.1)$$

Este valor máximo do parâmetro B, para cada valor de x^+ , estabelece um limite de aplicação do modelo desenvolvido. Se $x^+ = 1$, o valor do parâmetro B, assim calculado, corresponde a situação em que todo o componente volátil acaba de vaporizar totalmente exatamente à saída do canal.

E, ainda, de interesse determinar qual o valor da fração mássica C_0 , na entrada do canal, que corresponde a um

valor extremante do fluxo mássico \dot{M}_C^+ para $x^+ = 1$ e para condições dadas B, θ e n .

Da equação (2.29), tem-se que, se

$$\frac{d}{dC_0} \dot{M}_C^+ = 0, \quad (4.2)$$

então

$$C_0 = \frac{2}{1 - \eta^+} - \frac{1}{1 - \rho^+}. \quad (4.3)$$

Para ser fisicamente significativo, esta relação deve ter, para valores dados de ρ^+ e η^+ , $C_0 \leq 1$. Para esta condição, tem-se, ainda

$$\dot{M}_C^+ = 4 \delta_C^{+3} (\rho^+ - \eta^+) \frac{1 - \rho^+}{1 - \eta^+} \quad (4.4)$$

e

$$\frac{d^2}{dC_0^2} \dot{M}_C^+ = 2 \delta_C^{+3} \frac{(1 - \rho^+)^2}{\rho^+ - \eta^+}. \quad (4.5)$$

Como $\dot{M}_C^+ \geq 0$, sempre, resulta os seguinte casos possíveis:

- a) $\rho^+ < 1$ e $\eta^+ < 1$ tem sentido, se $\rho^+ - \eta^+ > 0$, quando, então \dot{M}_C^+ tem um valor mínimo.

b) $\rho^+ > 1$ e $\eta^+ > 1$ tem sentido, se $\rho^+ - \eta^+ > 0$, quando, então, \dot{M}_c^+ tem um valor mínimo.

c) $\rho^+ > 1$ ou $\eta^+ > 1$ tem sentido, se $\rho^+ - \eta^+ < 0$, quando, então, \dot{M}_c^+ tem um valor máximo.

A "eficiência" do processo pode ser verificada pela relação entre a quantidade de energia utilizada para a mudança de fase e a quantidade de total de energia incidente sobre o sistema por radiação. Das equações (2.27.d) e (3.20) : , tem-se

$$\frac{\bar{q}}{E_o^*} = A_2 \frac{\bar{q}^+}{\beta} \quad , \quad (4.6)$$

onde

$$A_2 = \frac{k_c}{\sigma T_\infty^3 \delta_o} \quad (4.7)$$

que pode ainda, com a equação (2.46), ser expresso como

$$\frac{\bar{q}}{E_o^*} = \frac{A_2}{\beta} \frac{T_s^+ - \bar{T}_l^+}{\bar{\delta}_c^+} \quad . \quad (4.8)$$

Observa-se, portanto, que a "eficiência" do processo aumenta à medida que cresce a diferença de temperatura entre a superfície da película de condensado e a superfície da placa superior.

IV.2. Métodos de Solução.

Para realização do estudo paramétrico do modelo de mudança de fase, a solução do sistema constituído pelas equações (2.28), (2.29), (2.30) e (2.31) é realizada por substituição. Os resultados foram obtidos em $x^+ = 1$, saída do canal. Várias combinações dos diversos parâmetros envolvidos (B , C_0 , n^+ , ρ^+ e θ) são consideradas para valores de $n = 0$, e $n = 1$.

Para análise da radiação, como é observado, o sistema formado pelas equações (3.23) e (3.24) é não linear e requer a aplicação de um método numérico conveniente. O programa de cálculo foi executado pelo computador Borroughs B-6700 do NCE/COPPE-UFRJ, usando-se a subrotina ZSYSTEM do IMSL. Através do uso de técnicas iterativas, é possível encontrar as raízes que satisfazem os critérios de convergência, obtendo assim, as temperaturas das placas. Da mesma forma, é estudado o efeito da variação de β , H e Ψ , além das alterações nos valores das absorptividades, refletividades e transmissividades das placas.

A análise dos resultados de ambos os modelos, incluindo o estudo dos efeitos ocasionados pela variação dos grupos adimensionais e parâmetros, é descrita no capítulo seguinte.

A linha de raciocínio utilizada na formulação dos modelos, objetivou tornar o estudo apresentado o mais genérico possível. A facilidade na operacionalização dos dados permite até mesmo a inversão sequencial do problema. Isto significa, que a partir de valores estipulados para os grupos adimensio -

nais, verificar sob quais condições a geometria considerada é satisfatória e, através desses resultados, determinar uma mistura que se adapte a estas mesmas condições, obedecendo as restrições anteriormente descritas.

Os fluxogramas de ambos os modelos são apresentados no apêndice.

IV.3. Acoplamento.

Para compatibilização das formulações que expressam o processo de evaporação e condensação peliculares e o processo de aquecimento por radiação, deve-se agora proceder ao estabelecimento de relações entre os parâmetros adimensionais introduzidos.

Da equação (2.27.e) e (2.27.f), tem-se

$$B = A_1 q^+ \quad , \text{ se } n = 0 \quad , \quad q^+ = \bar{q}^+ \quad , \quad (4.9)$$

$$B = A_1 (T_S^+ - T_1^+) \quad , \text{ se } n = 1 \quad , \quad T_1^+ = \bar{T}_1^+ \quad (4.10)$$

onde

$$A_1 = \frac{\eta_c k_c L T_\infty}{\rho_c^2 \Delta h_v \bar{g} \delta_0^4} \quad (4.11)$$

Da equação (3.22), segue

$$\Psi = A_2 \frac{1}{\bar{\delta}_c^+ + \bar{\delta}^+ [1 + \bar{c} (k^+ - 1)]} . \quad (4.12)$$

Assim, das equações (2.47) e (4.12), chega-se a

$$\bar{q}^+ = \frac{\Psi}{A_2} (\bar{T}_2^+ - \bar{T}_1^+) . \quad (4.13)$$

Pode-se, finalmente, estabelecer uma metodologia de cálculo que determina os valores de todos os parâmetros relevantes do modelo. Numa situação de interesse, são inicialmente conhecidos os parâmetros:

- ρ^+ - equação (2.27.b) ,
- η^+ - equação (2.27.b) ,
- k^+ - equação (2.27,b) ,
- H - equação (3.21) ,
- β - equação (3.20) ,
- A_1 - equação (4.11) ,
- A_2 - equação (4.7) ,
- $C_0, \theta, T_s^+, \alpha_1, \alpha_2, \rho_1, \rho_2$ e n ($n = 0$ ou $n = 1$).

Para um valor suposto de B, calcula-se, em sequência,

$$\begin{aligned}
 \bar{\delta}_c^+ & - \text{equação (2.36)} \quad , \\
 \bar{\delta} & - \text{equação (2.40)} \quad , \\
 \bar{M}_c^+ & - \text{equação (2.37)} \quad , \\
 \bar{C} & - \text{equação (2.38)} \quad , \\
 \psi & - \text{equação (4.12)} \quad , \\
 \bar{T}_1^+ \text{ e } \bar{T}_2^+ & - \text{equações (3.23) e (3.24)} \quad , \\
 \bar{q}^+ & - \text{equação (2.47)} \quad , \\
 B & - \text{equação (4.9)} \quad , \text{ se } n = 0 \quad \text{ou} \\
 B & - \text{equação (4.10)} \quad , \text{ se } n = 1.
 \end{aligned}$$

O valor calculado de B é comparado com o valor inicialmente suposto, procedendo-se a iteração, se necessário.

Concluído este processo, podem ser determinados os valores terminais de alguns parâmetros, ou seja, para $x^+ = 1$. Segue, então,

$$\begin{aligned}
 \delta_c^+ & - \text{equação (2.28)} \quad \text{com } x^+ = 1 \quad , \\
 \dot{M}_c^+ & - \text{equação (2.29)} \quad , \\
 C & - \text{equação (2.30)} \quad , \\
 \delta^+ & - \text{equação (2.31)} \quad .
 \end{aligned}$$

CAPÍTULO V

V. ANÁLISE DOS RESULTADOS.

No capítulo anterior foram descritos os métodos de solução para ambos os modelos. O objetivo, agora, é apresentar resultados que permitam avaliar a influência da variação dos grupos adimensionais e parâmetros mais relevantes.

V.1. Análise do Modelo de Mudança de Fase.

Arbitrariamente, é escolhida como referência uma mistura com as seguintes características: $\rho^+ = \eta^+ = 0,25$.

A figura IX mostra a variação da fração mássica do componente não volátil, C , em $x^+ = 1$, em função da condição de aquecimento, B , calculada para $n = 0$ e $n = 1$, $\theta = 1^0$ e diversos valores de C_0 , isto é, $C_0 = 0,25, 0,5$ e $0,75$. O valor máximo do parâmetro B , correspondente ao caso limite de vaporização total do componente volátil, é calculado pela eq.(4.1). Este valor, para o qual $C = 1$, ocorre no intervalo de 10^{-4} a 10^{-2} para $n = 0$ e $n = 1$. Nota-se um maior enriquecimento da mistura para a condição com diferença constante de temperatura, $n = 1$, em relação aquela com fluxo constante, $n = 0$, em decorrência de (IV.1). Para um valor dado de B , a relação entre a fração mássica para $x^+ = 1$ e C_0 diminui à medida que a fração mássica na entrada aumenta.

A análise é repetida na figura X para valores de $\eta^+ = 0,25$ e $\rho^+ = 0,75$. Observa-se, que para a faixa de valores utilizada para η^+ e ρ^+ , quanto maior for C_0 , menor o valor de B_{\max} , pois menor quantidade do componente volátil está presente. Logo, o menor valor máximo de B é encontrado para $C_0 = 0,75$ e $n = 1$.

A influência da condição de aquecimento e da inclinação do sistema sobre o fluxo mássico de condensado é mostrada na figura XI para $x^+ = 1$, $C_0 = 0,5$ e $\rho^+ = \eta^+ = 0,25$. Para um mesmo valor do parâmetro B , um maior fluxo mássico do condensado ocorre quando $n = 1$. Esta tendência aumenta com uma menor inclinação do sistema, visto, pela eq. (2.29), que \dot{M}_C^+ é inversamente proporcional a θ . Comparando-se os resultados obtidos para \dot{M}_C^+ com $\theta = 1^\circ$, observa-se que é 3 vezes maior do que para $\theta = 30^\circ$ para $n = 0$ e cerca de 2,5 vezes maior para $n = 1$. A diminuição do fluxo de condensado com maiores valores de θ deve ao menor tempo de permanência da mistura no sistema, pois a velocidade do escoamento é maior. A combinação menor θ possível, compatível com as condições de escoamento e drenagem, associado ao caso $n = 1$ ocasiona uma melhor eficiência do sistema e menor valor máximo de B .

A figura XII relaciona o perfil das películas, ou seja, a variação de sua espessura ao longo de x^+ , para $B = 10^{-2}$, $C_0 = 0,25$, $\theta = 30^\circ$ e $\rho^+ = \eta^+ = 0,25$. Corroborando o exposto acima, ocorre um aumento de δ_C^+ e um decréscimo maior de δ^+ para $n = 1$. Embora $C_0 = 0,25$ tenha sido a fração mássica inicial de referência, a tendência do comportamento de δ_C^+ e δ é vā

lida para qualquer outro valor de C_0 . A altura do canal deve ser tal, que, para $x^+ = 1$, não haja contato entre as películas, ou seja, $d \geq \delta_c^+ + \delta^+$. O comportamento de \dot{M}_C^+ e C para diferentes massas específicas adimensionais, ρ^+ , para as condições $\theta \approx 30^\circ$, $C_0 = 0,5$, $\eta^+ = 0,25$, $B = 10^{-3}$, para $n = 0$ e $n = 1$ é mostrado nas tabelas (IV) e (V). O mesmo é realizado para diferentes viscosidades adimensionais, η^+ , como indicado nas tabelas (VI) e (VII). A avaliação dos efeitos de variações dos parâmetros ρ^+ e η^+ indicam uma maior influência de ρ^+ , em relação a η^+ , nos valores de \dot{M}_C^+ e C , para $n = 0$ e $n = 1$. Isto pode ser constatado da eq. (2.29), observando-se que \dot{M}_C^+ varia com a segunda potência de ρ^+ , sendo inversamente proporcional à primeira potência de η^+ . Logo, quanto mais próximos forem os valores das massas específicas e quanto mais afastados os valores das viscosidades dinâmicas referentes a cada componente, maiores valores de \dot{M}_C^+ e C são obtidos.

ρ^+	\dot{M}_C^+	C
0,25	$3,7 \times 10^{-2}$	0,52
0,5	$5,3 \times 10^{-2}$	0,53
0,75	$7,2 \times 10^{-2}$	0,54

TABELA IV - Influência de ρ^+ variável para $\theta \approx 30^\circ$, $C_0 = 0,5$, $\eta^+ = 0,25$, $B = 10^{-3}$ e $n = 0$ ($\delta_c^+ = 0,39$ e $\delta^+ = 0,98$)

η^+	\dot{M}_C^+	C
0,25	$3,7 \times 10^{-2}$	0,52
0,5	$3,1 \times 10^{-2}$	0,52
0,75	$2,6 \times 10^{-2}$	0,51

TABELA V - Influência de η^+ variável para $\theta \simeq 30^\circ$, $C_0 = 0,5$, $\rho^+ = 0,25$, $B = 10^{-3}$ e $n = 0$ ($\delta_C^+ = 0,39$ e $\delta^+ = 0,98$)

ρ^+	\dot{M}_C^+	C
0,25	$9,2 \times 10^{-2}$	0,55
0,5	$1,3 \times 10^{-1}$	0,58
0,75	$1,8 \times 10^{-1}$	0,61

TABELA VI - Influência de ρ^+ variável para $\theta \simeq 30^\circ$, $C_0 = 0,5$, $\eta^+ = 0,25$, $B = 10^{-3}$ e $n = 1$ ($\delta_C^+ = 0,53$ e $\delta^+ \simeq 0,95$)

η^+	\dot{M}_C^+	C
0,25	$9,2 \times 10^{-2}$	0,55
0,5	$7,7 \times 10^{-2}$	0,54
0,75	$6,6 \times 10^{-2}$	0,54

TABELA VII - Influência de η^+ variável para $\theta \simeq 30^\circ$, $C_0 = 0,5$, $\rho^+ = 0,25$, $B = 10^{-3}$ e $n = 1$ ($\delta_C^+ = 0,53$ e $\delta^+ = 0,95$)

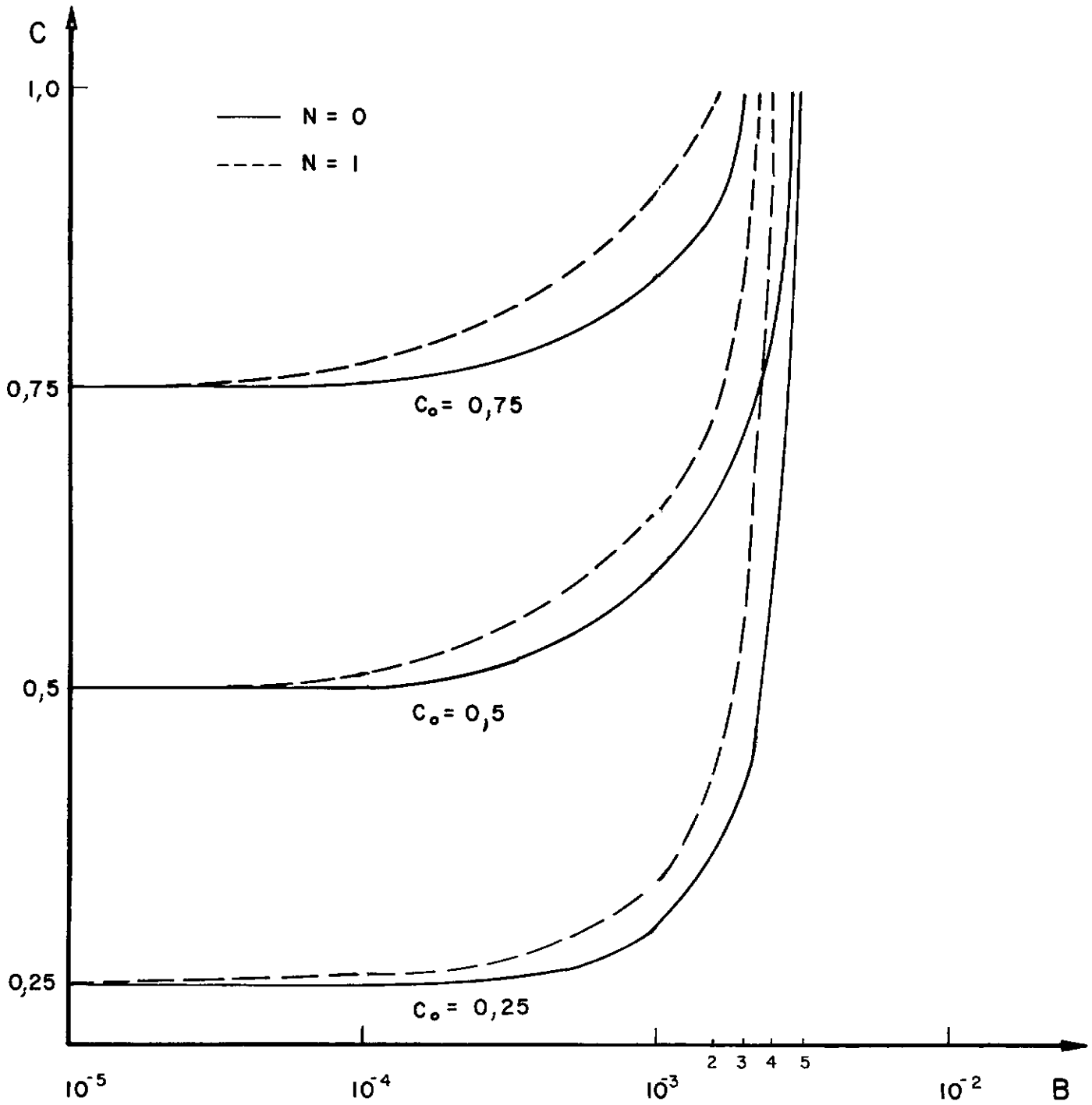


FIGURA IX

Fração Mássica, C , em função da Condição de Aquecimento, B , para diferentes Frações Mássicas Iniciais, C_0

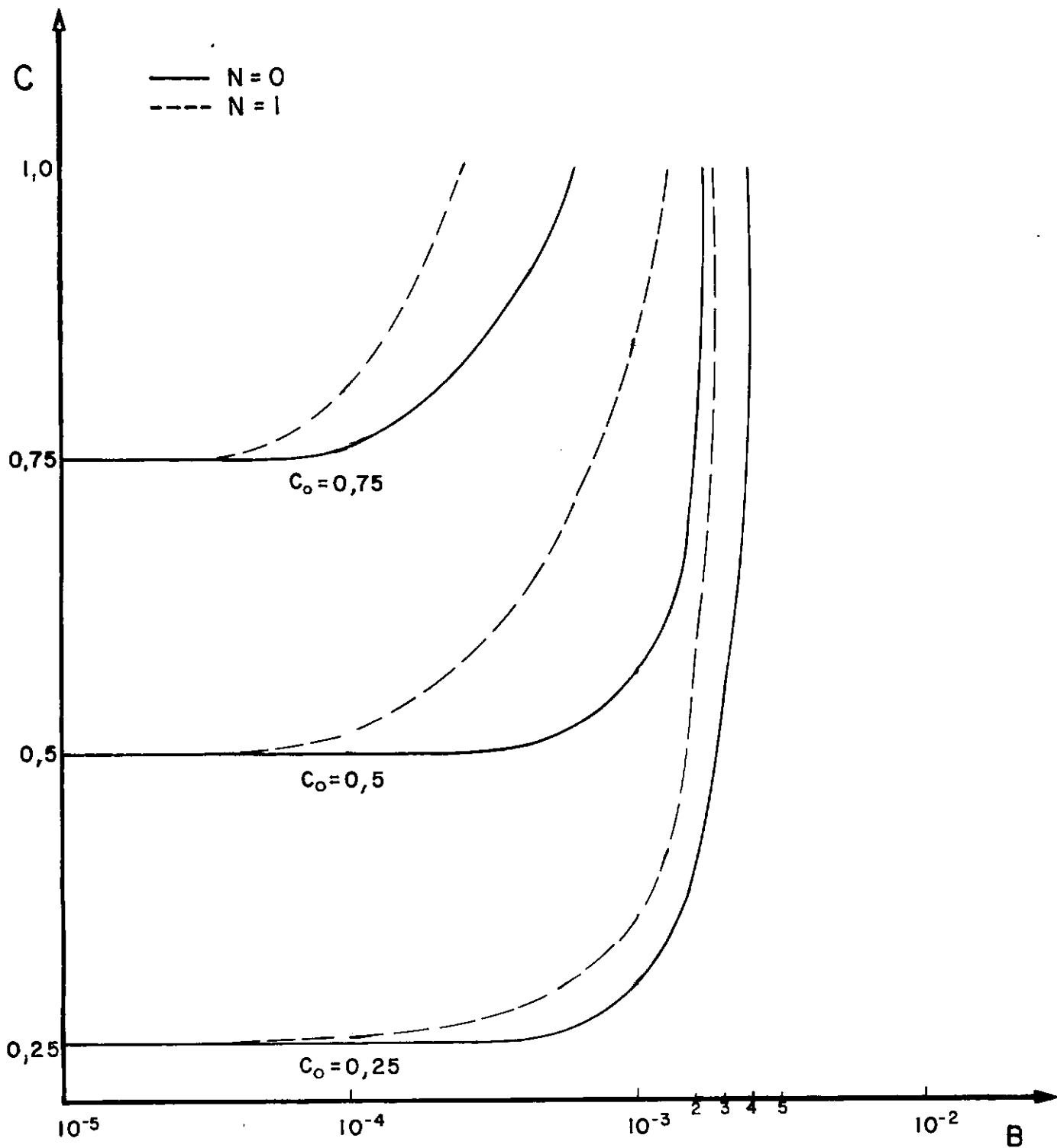


FIGURA X
 Fração Mássica, C , em função da condição de
 Aquecimento, B , para diferentes frações Mássicas Iniciais, C_0

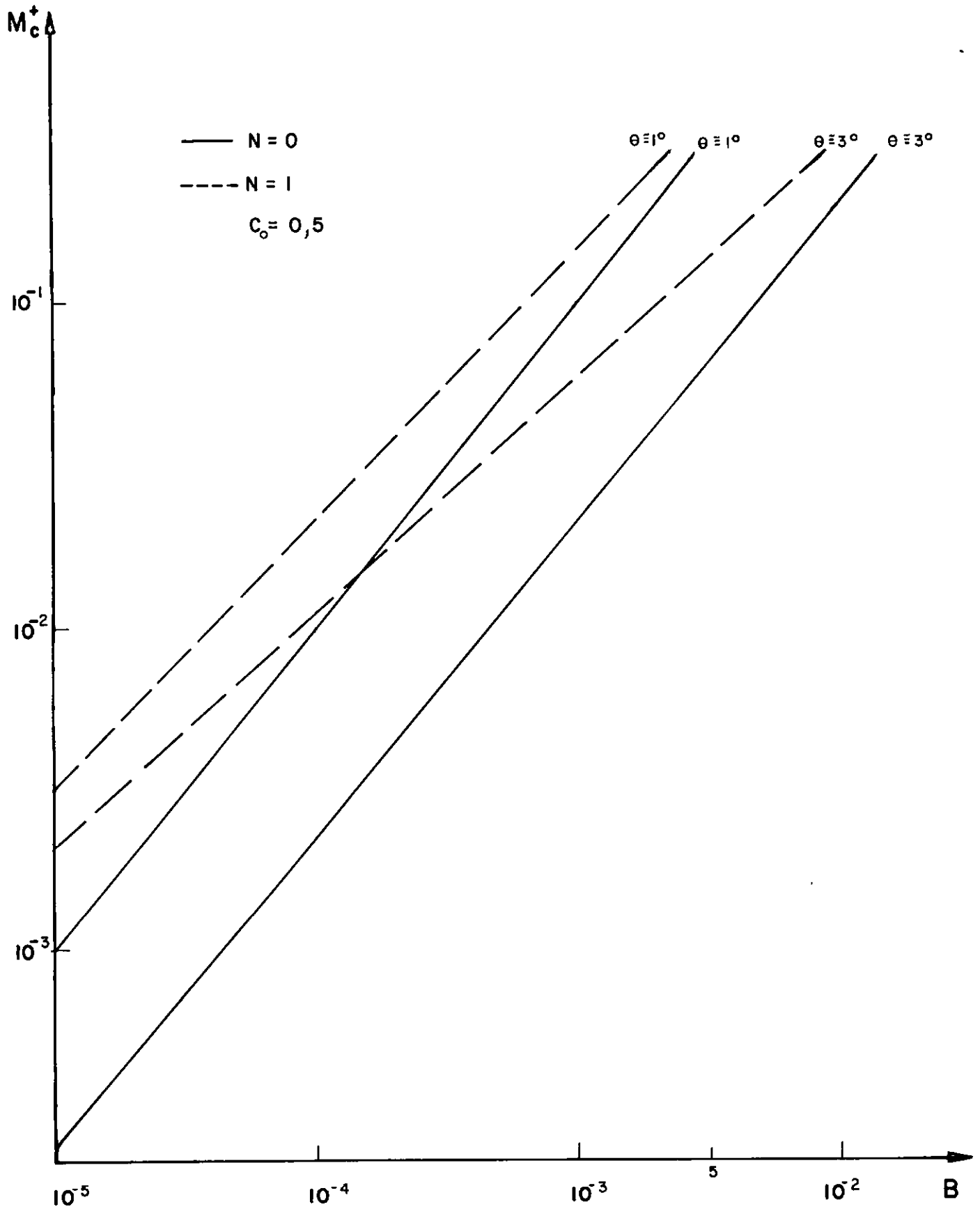


FIGURA XI

Fluxo Mássico de Condensado, \dot{M}_c^+ , em função da Condição de Aquecimento, B , para diferentes Inclinações, θ

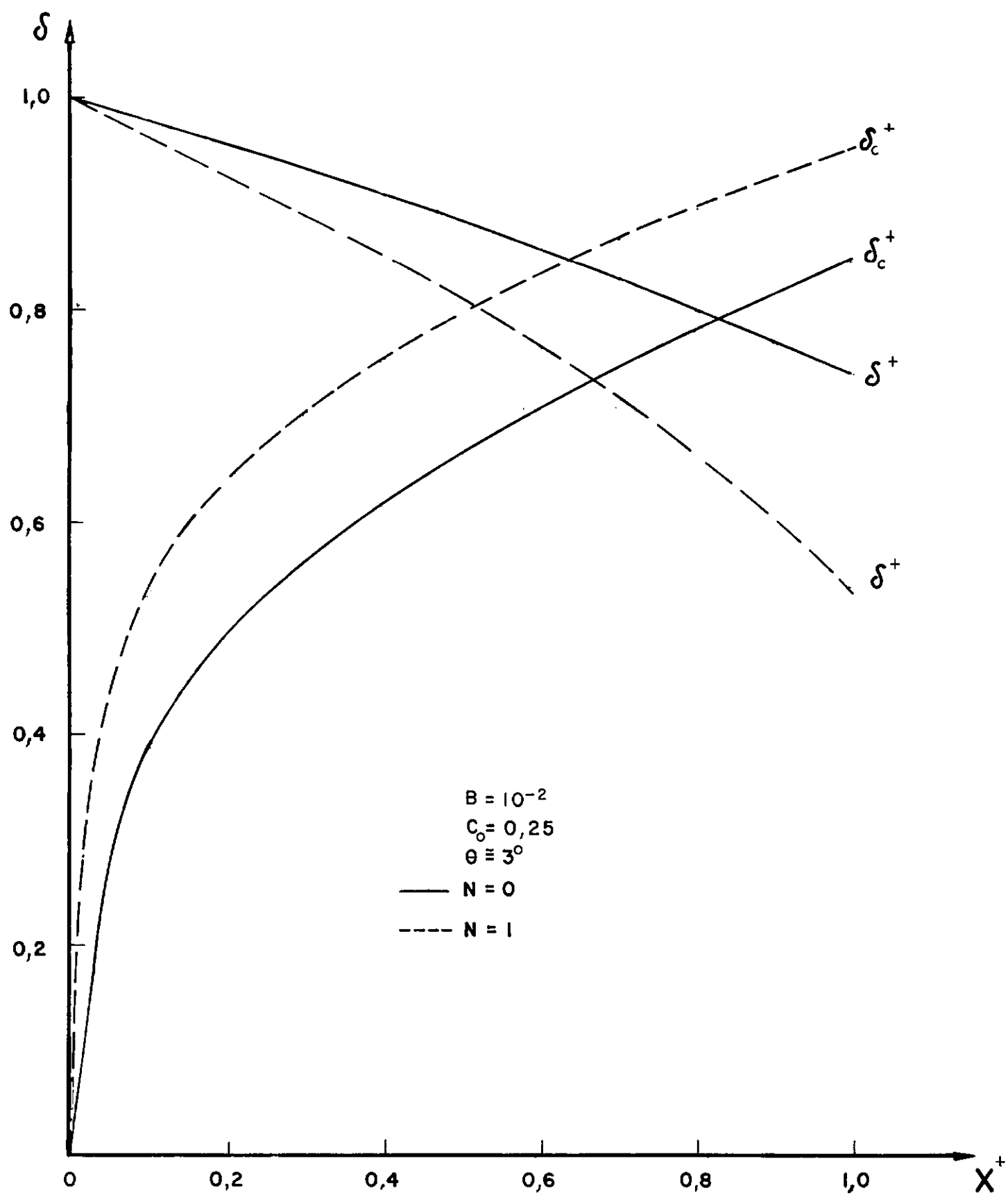


FIGURA XII

Variação das Espessuras das Películas

V.2. Análise do Modelo de Transferência de Calor por Radiação.

Inicialmente, para a análise deste modelo, são atribuídos os seguintes valores para as propriedades espectrais das placas:

$\rho_1 = 0,05$ - 5% da energia que chega ao sistema é refletida pela placa superior.

$\alpha_1 = 0,05$ - esta mesma placa, absorve 5% da energia incidente, que é, depois re-emitida.

$\tau_1 = 0,9$ - 90% da energia incidente atravessa a placa superior.

$\alpha_2 = 0,95$ - a placa inferior absorve 95% da energia que a ela chega

$\rho_2 = 0,05$ - a placa inferior reflete 5% da energia que a ela chega

Com estes dados como referência, é possível estudar os efeitos da variação dos grupos adimensionais B , H e Ψ nas temperaturas das placas.

A figura XIII relaciona a densidade de fluxo radiante incidente, β , com as temperaturas médias das placas, \bar{T}_1^+ e \bar{T}_2^+ , para duas situações: presença de convecção externa com $H = 10$ e ausência desta, $H = 0$, ambas em $\Psi = 20$. Observa-se uma forte dependência entre ambas temperaturas e o fluxo incidente

para as duas situações; a tendência de crescimento de cada temperatura será tanto maior quanto menor for o efeito convectivo externo, observando-se, também, uma menor diferença entre as temperaturas das placas. Considerando que as temperaturas das placas devem ser tais que $\bar{T}_1^+ < T_s^+ < \bar{T}_2^+$, pode-se verificar da figura XIII qual a faixa de valores do fluxo incidente, β , para a qual é possível ter-se a evaporação e posterior condensação de um componente com T_s^+ determinado e nas condições ambientais correspondentes a um certo valor de H . Por exemplo, para $T_s^+ = 1,2$ e $H = 10$ deve-se ter $3,5 \leq \beta \leq 5$.

O comportamento das temperaturas \bar{T}_1^+ e \bar{T}_2^+ como função do coeficiente global interno de transferência de calor, Ψ , é mostrado na figura XIV para $H = 0$, $H = 10$ e $\beta = 3$. À medida que Ψ cresce, devido às menores espessuras das películas, diminui a diferença de temperatura entre as placas. A placa superior é relativamente insensível ao efeito condutivo interno, devido ao maior significado do efeito convectivo externo. Considerando que Ψ é uma medida indireta das espessuras dos filmes e, consequentemente, dos fluxos mássicos nas mesmas, pode-se verificar, para um dado T_s^+ qual a faixa de valores de Ψ que atende à condição de temperatura acima assinalada.

O efeito da dissipação convectiva externa provoca um decréscimo dos valores de \bar{T}_1^+ e \bar{T}_2^+ . A figura XV apresenta \bar{T}_1^+ e \bar{T}_2^+ como função de H para $\Psi = 20$ e $\Psi = 40$. Como é notado, um efeito convectivo maior associado com um valor também maior do coeficiente global, Ψ , acarreta os menores valores de \bar{T}_2^+ . Para \bar{T}_1^+ , este efeito conjunto é superado a partir de $H = 30$, on-

de a convecção externa predomina totalmente, de modo que a diferença entre a temperatura da placa superior e a temperatura ambiente passa a ser praticamente constante. A figura XV permite verificar, também, a faixa de valores do coeficiente convectivo externo H , viáveis para o funcionamento do sistema, para determinados valores de T_s^+ , β ($=3$, no caso) e Ψ .

Em resumo, para um valor conhecido de T_s^+ , função da pressão do sistema e do componente volátil, podem ser avaliadas as faixas de variação do fluxo radiante incidente por unidade de área, β , o coeficiente global interno de transferência de calor, Ψ , e do coeficiente externo de transferência de calor, H , que tornam possível a utilização do sistema como conjunto evaporador-condensador.

Determinado este conjunto de valores, pode ser verificado da figura XVI qual o valor do fluxo de calor por unidade de área, $A_2 q^+$, responsável pelo processo de mudança de fase. Assim, para $3,5 \leq \beta \leq 5$, $H = 10$ e $\Psi = 30$, tem-se $1,3 \leq A_2 q^+ \leq 2,1$. Para o mesmo valor de T_s^+ e valores maiores de H , a faixa viável de valores de β estaria deslocada para a direita, além do representado na figura, tendo-se, porém, maiores valores da densidade de fluxo $A_2 q^+$. Finalmente, na figura XVII, representa-se a relação $A_2 q^+/\beta$ em função de β . Esta relação pode ser interpretada como uma eficiência do sistema, já que assinala a fração da energia incidente utilizada diretamente no processo de mudança de fase. Para o exemplo indicado, a eficiência do sistema estaria entre 37% e 40%.

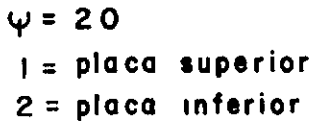


FIGURA XIII

Relação Fluxo Incidente, β - Temperaturas das Placas

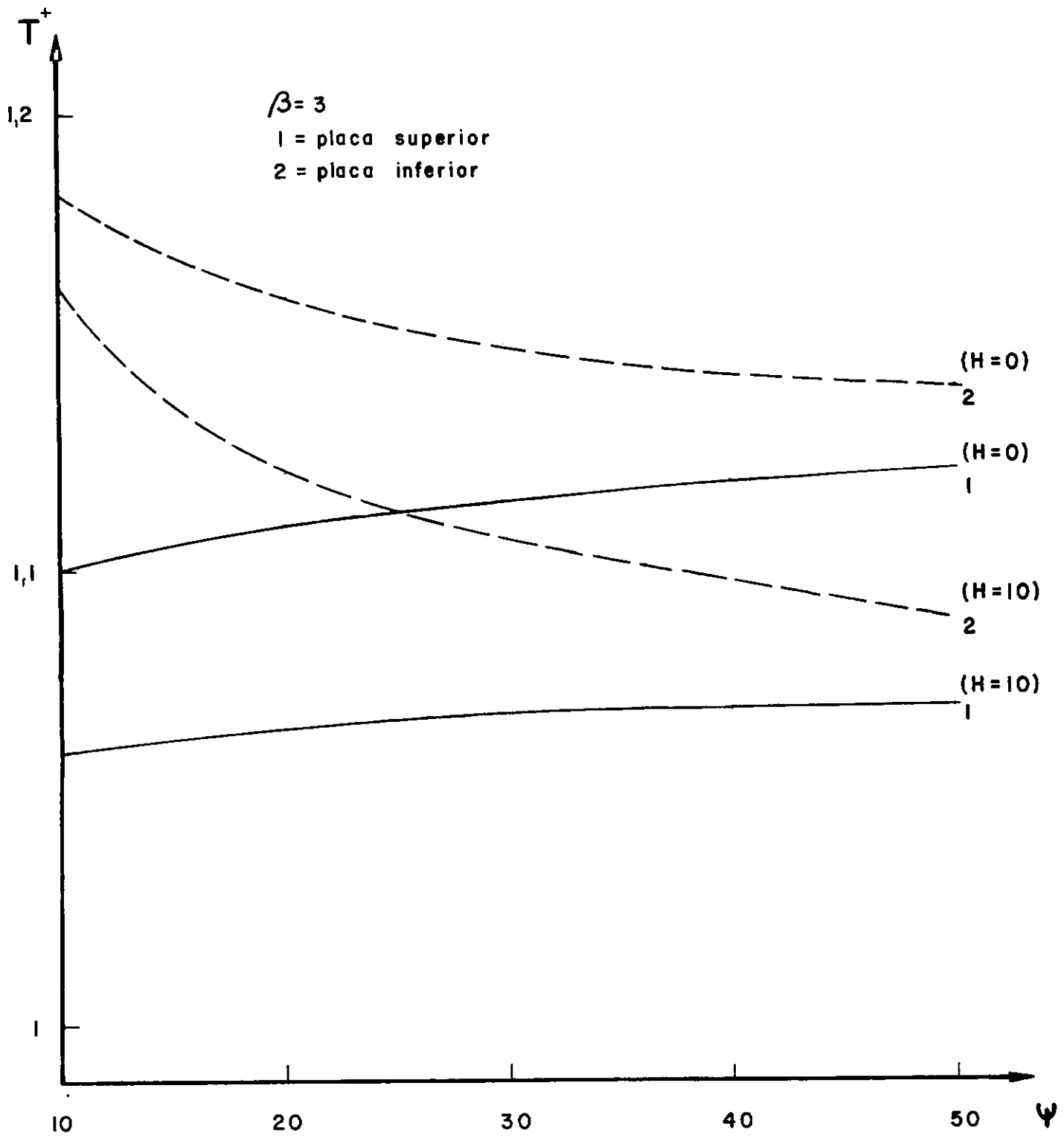


FIGURA XIV

Relação Coeficiente Global Interno, Ψ - Temperaturas das Placas

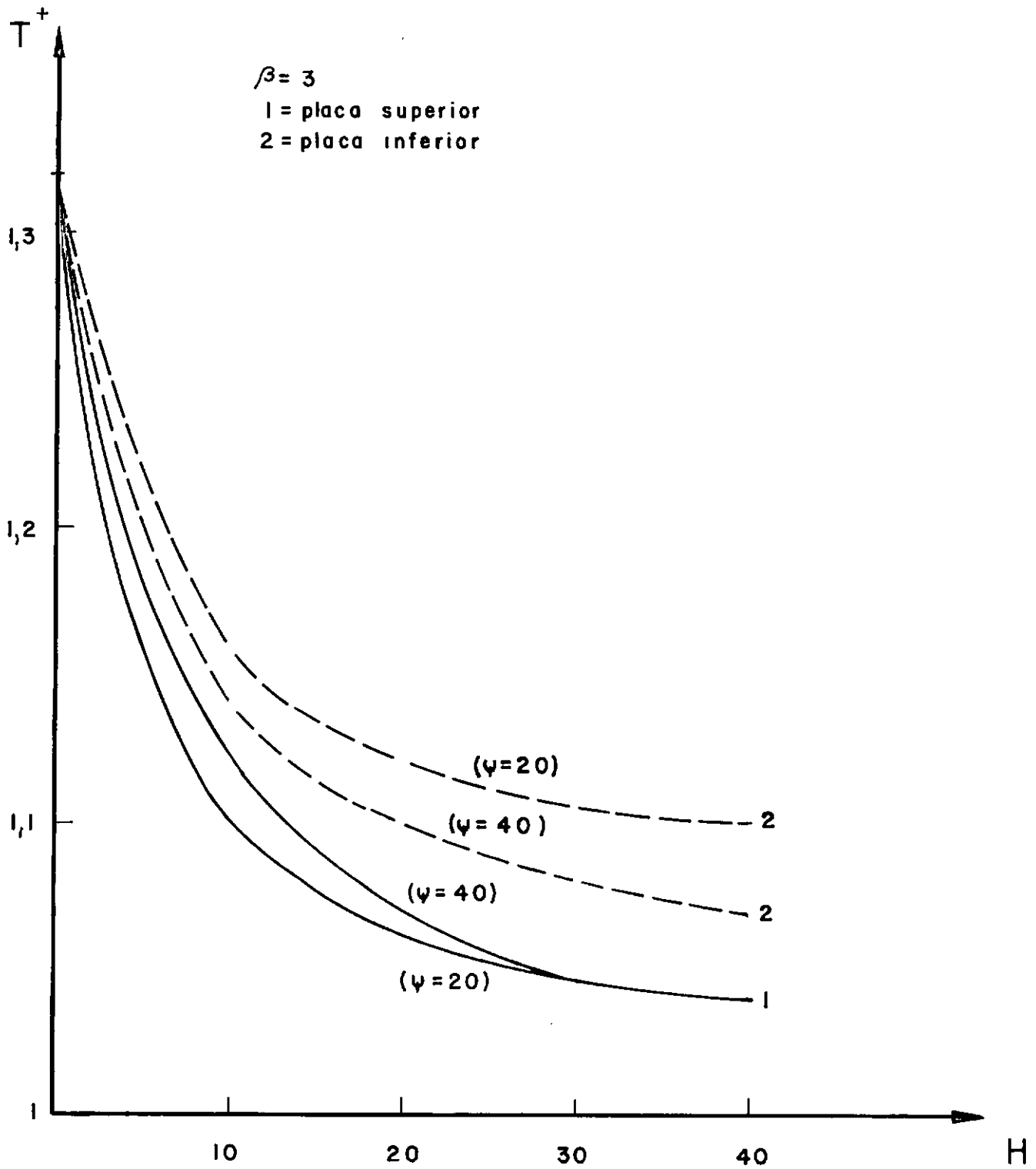


FIGURA XV

Relação Efeito Convectivo Externo - Temperaturas das Placas

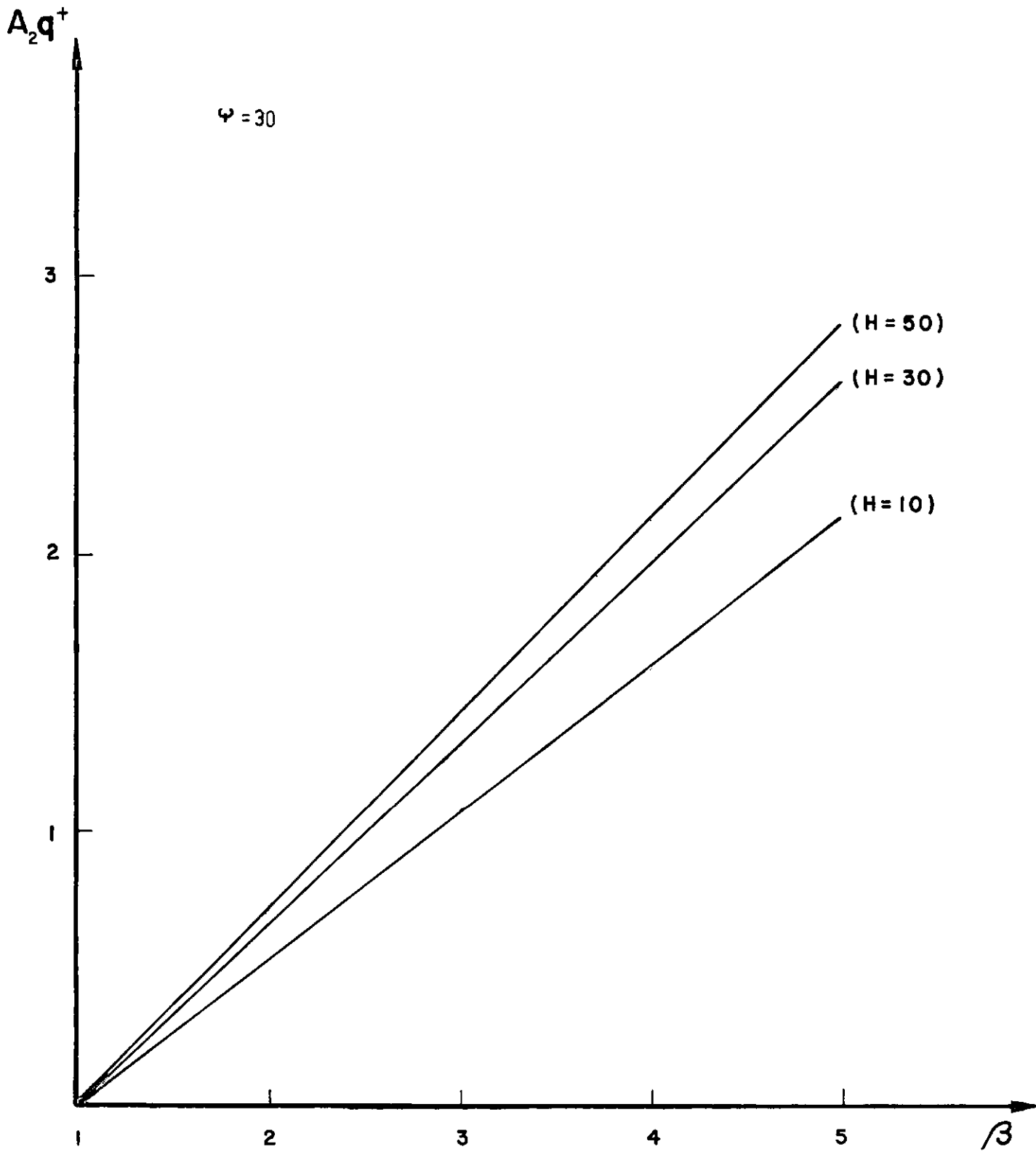


FIGURA XVI
Relação Fluxo de Calor, $A_2 q^+$ - Fluxo Incidente, β

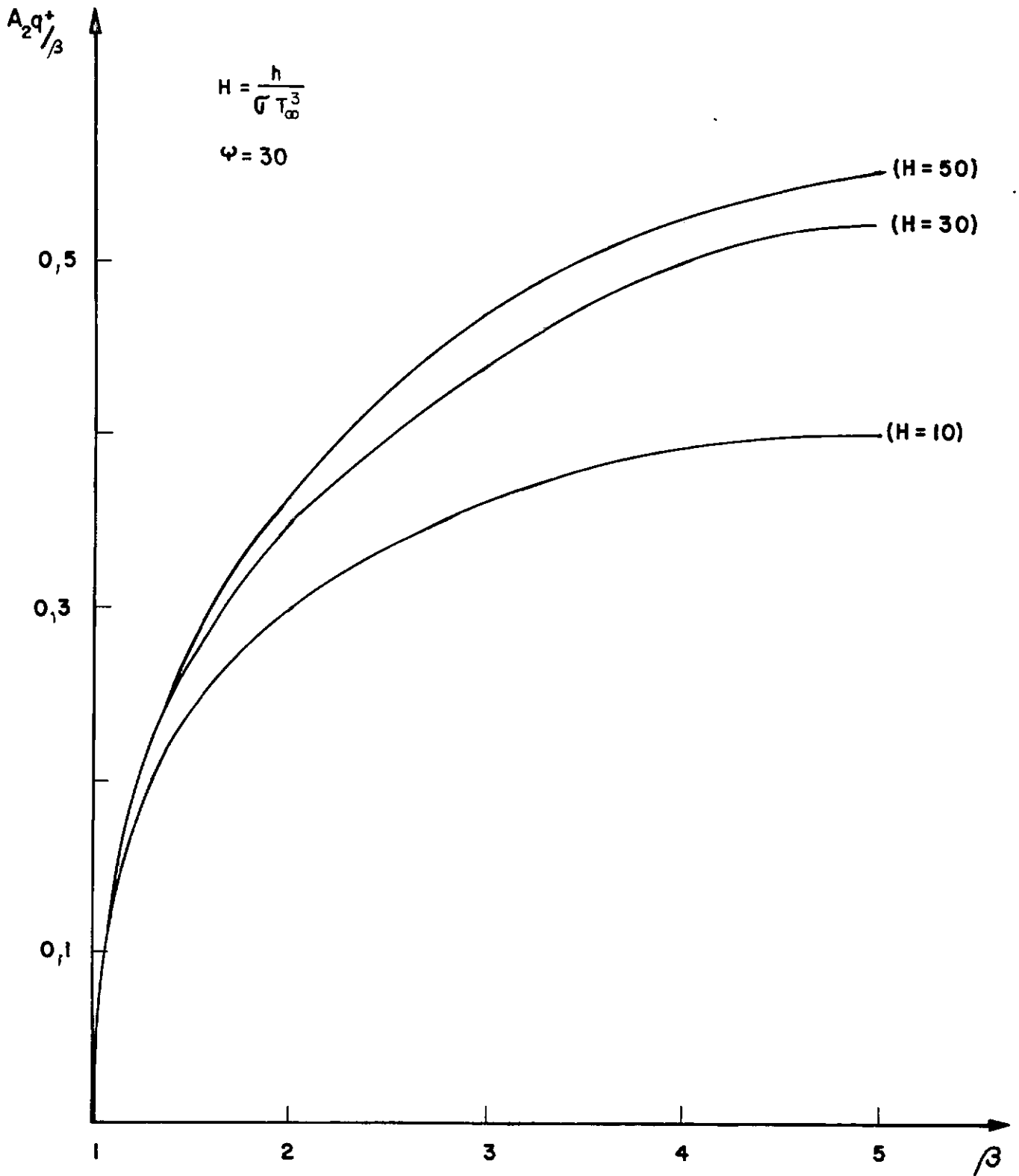


FIGURA XVII

Relação Fração de Energia, $A_2 q^+ / \beta$ - Fluxo Incidente, β

A influência de valores diferentes das propriedades espectrais das placas na obtenção das temperaturas, é analisada através dos seguintes casos:

$$\begin{array}{lll} \text{1º caso)} & \alpha_1 = 0,05 & \alpha_2 = 0,95 \\ & \rho_1 = 0,05 & \rho_2 = 0,05 \\ & \tau_1 = 0,9 & \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} \text{2º caso)} & \alpha_1 = 0,05 & \alpha_2 = 0,9 \\ & \rho_1 = 0,05 & \rho_2 = 0,1 \\ & \tau_1 = 0,9 & \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} \text{3º caso)} & \alpha_1 = 0,05 & \alpha_2 = 0,85 \\ & \rho_1 = 0,05 & \rho_2 = 0,15 \\ & \tau_1 = 0,9 & \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} \text{4º caso)} & \alpha_1 = 0,05 & \alpha_2 = 0,95 \\ & \rho_1 = 0,1 & \rho_2 = 0,05 \\ & \tau_1 = 0,85 & \end{array}$$

A tabela VIII apresenta valores de \bar{T}_1^+ e \bar{T}_2^+ para os quatro casos acima considerados, para diferentes níveis de radiação, isto é, $\beta = 1, 2, 3, 4$ e 5 . O decréscimo de \bar{T}_2^+ e \bar{T}_1^+ para um dado valor de β , é maior quanto menor for o coeficiente de absorção, α_2 .

	1º CASO	2º CASO	3º CASO	4º CASO	β
T_1^+	0,999	1,0	0,997	0,999	1
T_2^+	1,0	1,0	0,998	1,0	
T_1^+	1,188	1,189	1,186	1,189	2
T_2^+	1,189	1,189	1,186	1,189	
T_1^+	1,306	1,316	1,312	1,316	3
T_2^+	1,316	1,316	1,313	1,316	
T_1^+	1,413	1,414	1,409	1,414	4
T_2^+	1,414	1,414	1,411	1,414	
T_1^+	1,494	1,495	1,490	1,495	5
T_2^+	1,495	1,495	1,492	1,495	

TABELA VIII- Valores de T_1^+ e T_2^+ para diferentes propriedades espectrais das placas.

Obs.: Para $\Psi = 20$

H = 0

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES

A motivação inicial do trabalho foi baseada na possibilidade de aplicação do sistema estudado no processo de dessalinização, utilizando a energia solar. Foi observado, porém, que o estudo poderia ser ampliado para qualquer mistura binária que atendesse às hipóteses pré-estabelecidas no modelo. A fonte de energia por radiação térmica empregada na mudança de fase não é especificada prevendo-se, entretanto, a utilização particular da energia solar.

Analizando os resultados obtidos, constata-se que para o caso da dessalinização da água salgada ou para qualquer outra situação, onde o componente volátil seja a água, é necessário fornecer uma quantidade de energia não compatível com a disponível pela fonte solar. A comparação entre o sistema proposto e outros tipos já existentes, como o destilador bandeja [3] e o destilador com tecido poroso inclinado [16], mostra que estes últimos necessitam de menor fluxo de calor por unidade de área para promover uma separação substancial dos componentes.

Nos gráficos apresentados no capítulo anterior, observa-se que a faixa de valores significantes do fluxo de condensado, corresponde a valores de B situados entre 10^{-4} a 10^{-1} . São obtidos resultados superiores para o grau de enriquecimento da mistura na condição de diferença constante de temperatura $n=1$,

em relação àquela com fluxo de calor constante, $n = 0$. Este fator é também observado através de um maior decréscimo na espessura do filme inferior e maior crescimento da espessura do filme superior ao longo do canal. A fração mássica inicial do componente não volátil, C_0 , a medida que aumenta, limita a quantidade de condensado e reduz o fluxo de energia necessário a vaporização total.

Os resultados mostram-se bastante sensíveis à inclinação do canal, θ . Para maiores taxas de evaporação, o sistema físico deve possuir a menor inclinação possível, possibilitando um maior tempo de permanência, acentuando a hipótese citada na seção II.2 com referência ao escoamento laminar, condição válida para faixa do número de Reynolds até 400.

Dentro, ainda, do modelo de mudança de fase, verificou-se a importância da variação dos parâmetros adimensionais ρ^+ e η^+ , visto que estes influenciam, diretamente o cálculo da taxa de evaporação. É apropriado que o par de componentes possua valores individuais das massas específicas bem próximos ($\rho^+ \rightarrow 1$) e valores bem afastados das viscosidades dinâmicas ($\eta^+ \neq 1$).

Com referência aos gráficos apresentados no modelo de transferência de calor por radiação, nota-se que maiores quantidades de energia, para diversos valores do coeficiente convectivo externo, H , acarretam maiores valores das temperaturas das placas. O comportamento variável de H serviu para demonstrar que elevadas velocidades de vento retiram mais calor do sistema, diminuindo ambas as temperaturas. É importante ressaltar

que a placa superior é mais sensível a este efeito, podendo atingir, para determinados valores de H , uma temperatura praticamente igual à temperatura ambiente. Também é observado, que a diminuição da temperatura da placa inferior é ocasionada por um aumento do coeficiente global interno de transferência de calor, ψ , que é função das espessuras das películas. Este parâmetro tem pouca relevância para a placa superior, principalmente para valores crescentes do coeficiente convectivo externo, H .

Em resumo, para verificar se uma dada mistura é adequada à geometria, dentro dos valores analisados, é necessário conhecer previamente os parâmetros η^+ , ρ^+ , C_0 e θ . Através do grupo adimensional B , do comprimento L , da espessura na entrada do canal δ_0 e das propriedades físicas do condensado, chega-se ao valor de q utilizado na mudança de fase. Ressaltando que, da equação (2.27.e),

$$B = \frac{\eta_c}{g \rho_c^2 \Delta h_v} \cdot \frac{Lq}{\delta_0^3},$$

nota-se que para uma mistura necessitar de menor quantidade de energia possível para a separação, em termos de propriedades físicas, o componente volátil deve ser pouco denso, bastante viscoso e principalmente requerer baixa entalpia de vaporização. A razão Lq/δ_0^3 , indica que, para um dado valor de B , a diminuição de q ocorrerá com o decréscimo da espessura inicial e o aumento do comprimento do canal. Desta forma, para o dimensionamento deste sistema, é vital que seja conhecido, a priori, a disponibilidade energética para o mesmo.

Somado à estes parâmetros, o modelo permite avaliar qual a faixa de valores que os três grupos dimensionais θ , H e Ψ devem estar enquadrados para que ocorra vaporização e condensação do componente volátil à uma determinada temperatura de saturação T_s .

Conclui-se, portanto, que o modelo desenvolvido pode ser utilizado na estimativa da viabilidade de aplicação do sistema evaporador-condensador descrito, para a separação de misturas líquidas bicomponentes que obedeçam as exigências estabelecidas.

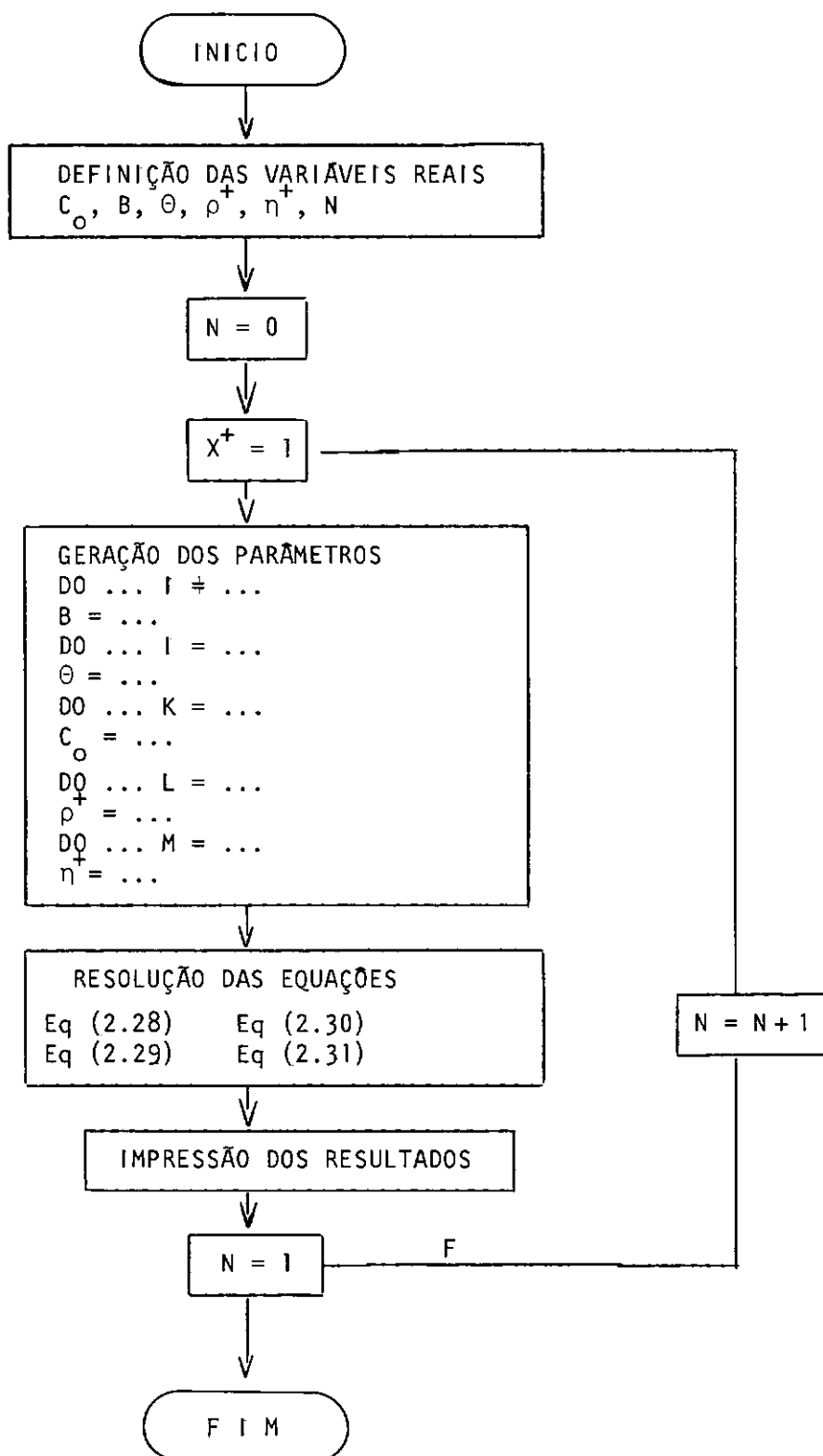
VI.1. Sugestões para Continuidade do Estudo.

Para que um estudo teórico e simplificado possa ser realmente avaliado, é indispensável colocar em prática sua comprovação experimental. Esta é a aplicação e contribuição mais relevante do trabalho. Como continuação teórica do estudo que objetiva um conhecimento mais amplo dos fenômenos relacionadados ao processo de evaporação-condensação, sugere-se que sejam analisados os seguintes problemas:

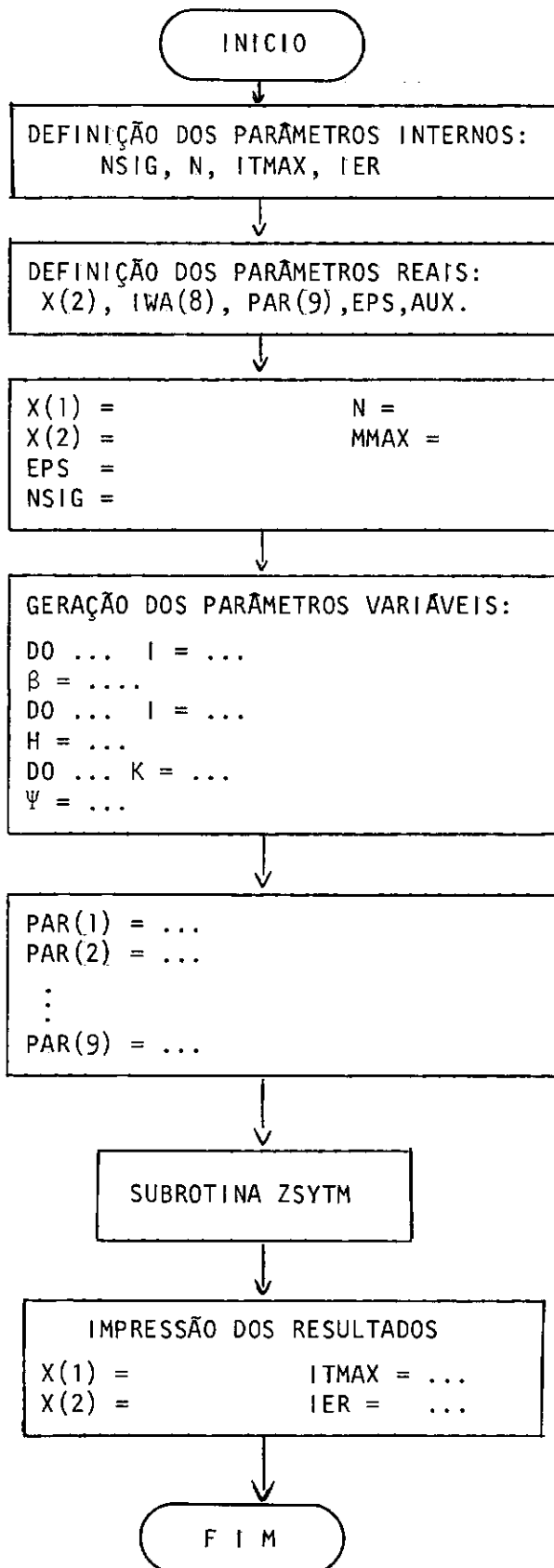
- cálculo dos efeitos ocasionados pela presença de uma camada de vapor não isotérmica e bicomponente;
- extensão do modelo para uma mistura multicomponente, o que, certamente, implicará numa maior complexidade de formulação.

APÊNDICE A

FLUXOGRAMA I



APÊNDICE B
FLUXOGRAMA 11



BIBLIOGRAFIA.

- [1] ANDERSON, P., "Design Considerations for Absorption Cooling Units using Solar Energy".
- [2] CAVALCANTE, E., "Destilação de Água", Trabalho sobre Energia Solar, COPPE/UFRJ, 1981
- [3] LÖF, G.O.G.; J.A. EIBLING; I.W. BLOEMER.; "Energy Balance in Solar Destillers", AIChE J., 1961, 7, 4, 641 - 648.
- [4] EIBLING, J.A.; S.G., TALBERT.; G.O.G. LÖF., "Review Article-Solar Stills for Community Use-Digest of Technology", Solar Energy, 1971, 13, 263-276.
- [5] MUSTACCHI, C.; V.CENA., "Solar Desalination-Design, performances, Economics", SOGESTA, 1981, 7-28.
- [6] SERAFIM, J.; PRATA, A.S., "Destilação Solar", Colóquio sobre Utilização de Energia Solar, Lisboa, 1963, 25-33.
- [7] SPIEGLER, K.S., "Principles of Desalination", Academic Press New York and London, 1966.
- [8] FRICK, G.; J. SOMMERFELD., "Solar Stilless of Inclined Evaporating Cloth", Solar Energy, 1973, 14, 427-431.
- [9] SODHA, M.S.; A. KUMAR.; G.N. TIWARI.; R.C. TYAGI., "Simple Multiple Wick Solar Still: Analysis and performance", Solar Energy, 1981, 26, 127-131.

- [10] LOBO, C. Pio.; ARAUJO, S.R., "A Simple Multi-Effect Basin Type Solar Still", Centro de Tecnologia, Universidade Federal da Paraíba.
- [11] COFFLEY, P. SAMES., "Vertical Solar Distillation", Solar Energy, 1975, 17, 375-378.
- [12] NUSSELT, W., "Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes", VDI - Zeitschrift, 1916, 60, 541-546.
- [13] SMITH, J.M.; VAN NESS, H.C., "Introduction to Chemical Engineering Thermodynamics, Mc Graw Kogakusha
- [14] BUTTERWORTH, D. and G.F. HEWITT - "Two-phase flow and heat Transfer".
- [15] FIGUEIREDO, A.M.D., "Escudos de Radiação com Anteparos Perfurados", Anais VII COBEM, vol. A., 417-430, 1983.
- [16] TANAKA, K.; A. YAMASHITA.; K. WATANABE., "Experimental and Analytical Study of the Tilted Wick Type Solar Still",