



SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA SOLIDIFICAÇÃO DENDRÍTICA DE UM SISTEMA BINÁRIO DE MUDANÇA DE FASE SÓLIDO-LÍQUIDO EM CAVIDADE ANULAR VERTICAL

Cleyton Senior Stampa

Universidade Federal Fluminense, Departamento de Engenharia Mecânica
CEP: 24210-240 – Niterói, RJ, Brasil

Sergio Leal Braga

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica
CEP: 22453-900 – Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Resumo: *No presente trabalho é investigada numericamente a solidificação transiente de uma solução salina com concentração mássica inicial hipoeutética. O processo ocorre numa cavidade anular vertical e impermeável. O problema foi resolvido bidimensionalmente, utilizando-se o método de volumes finitos e, analiticamente, foi aplicada às equações de conservação a técnica de obtenção de valores médios em volume. Os resultados apresentam o comportamento no tempo das linhas de corrente, isotermas, linhas de isocomposição de líquido e progressão das frentes de solidificação. Adicionalmente é avaliada a transferência de calor na parede fria da cavidade.*

Palavras-chave: *Convecção termo-solutal, Mudança de fase, Solidificação, Cavidade anular.*

1. INTRODUÇÃO

O processo de solidificação tem sido explorado intensivamente por técnicas de modelagem numérico-matemáticas. Esses métodos são projetados para modelar um ou mais fenômenos de transporte envolvidos, tanto no nível atômico(microscópico) quanto no fenomenológico(macrosópico)(Clyne, 1984). Nos processos de solidificação de substâncias puras, as fases se separam por interfaces de contornos suaves e bem delimitadas. No caso das substâncias compostas, esta separação é complexa, dando origem ao surgimento de uma matriz de sólido cristalino, permeável, contendo fluido saturado. A estrutura e extensão desta região bifásica, conhecida como região de “mushy”, depende de muitos fatores, tais como composição inicial do líquido e taxa de resfriamento, entre outros.

Escoamentos de fluido são, muitas vezes, dirigidos ou modificados por diferenças de densidade causadas pela ocorrência simultânea de gradientes de temperatura e de concentração, denominados convecção natural termo-solutal. Aplicações industriais neste campo, referem-se a processos de revestimento e purificação de materiais (Kurz & Fisher, 1989), crescimento de cristais puros para a indústria de microeletrônica (Ostrach, 1983), e dispositivos de armazenamento de energia térmica via calor latente de fusão (Lane, 1983) e (Fleury, 1996). O presente trabalho visa fornecer mais informações para esta última aplicação.

A otimização de dispositivos requer o conhecimento da solidificação de substâncias que possam ser utilizadas como materiais de mudança de fase(MMF). Dentre esses materiais destacam-se os hidratos de sal. Neste estudo considera-se a solidificação de soluções salinas ($\text{NH}_4\text{CL}-\text{H}_2\text{O}$) em uma cavidade vertical anular.

NOMENCLATURA			
<i>A</i>	razão de aspecto	<i>x</i>	coordenada vertical
<i>c</i>	calor específico	<i>y</i>	coordenada horizontal
<i>C</i>	concentração	<i>Z</i>	altura da cavidade
<i>D</i>	difusividade de massa		
<i>Da</i>	número de Darcy, $k_0/(W-w)^2$		
<i>f</i>	coeficiente de inércia		Símbolos gregos
ϵ_T	fração total de sólido	α	difusividade térmica, $k/(\rho c)$
<i>g</i>	aceleração da gravidade	β_S	coeficiente de expansão solutal
<i>H</i>	calor latente de fusão	β_T	coeficiente de expansão térmica
<i>k</i>	condutividade térmica	ϵ	fração de volume
<i>k</i>	coeficiente de segregação	Φ	concentração adimensional, C/C_{EUT}
<i>K</i>	permeabilidade	η	coordenada vertical adimensional, x/Z
<i>k₀</i>	constante de permeabilidade	κ	coeficiente de segregação, $C_s(T)/C_\ell(T)$
<i>m</i>	massa ou inclinação da linha liquidus	μ	viscosidade absoluta
<i>p</i>	pressão	θ	temperatura adimens., $(T-T_c)/(T_{\text{in}}-T_c)$
<i>Pr</i>	número de Prandtl, ν_ℓ/α_ℓ	ρ	massa específica
<i>q</i>	fluxo de calor local	ρ^*	razão de massa específica, $\bar{\rho}/\rho_\ell$
\bar{q}	fluxo de calor médio, $\int_0^Z (qA)dy / Z$	$(\rho c)^*$	razão de capacitância térmica, $\bar{\rho c}/(\rho_\ell c_\ell)$
q^*	fluxo de calor adimensional local, $qA(W-w)/[k_\ell(T_{\text{in}}-T_{\text{EUT}})]$	τ	tempo adimensional, $t\alpha_\ell/(W-w)^2$
\bar{q}^*	fluxo de calor adimensional médio, $\bar{q}A(W-w)/[k_\ell(T_{\text{in}}-T_{\text{EUT}})]$	ξ	coordenada horizontal adimensional, $y/(W-w)$
<i>Ra</i>	número de Rayleigh, $g\beta_T(T_{\text{in}}-T_c)Z^3/(\alpha_\ell\nu_\ell)$		Subscritos
<i>Rs</i>	número de estabilidade, $\beta_S C_{\text{EUT}}/\beta_T(T_{\text{in}}-T_c)$	<i>c</i>	parede fria
<i>Ste</i>	número de Stefan, $c_\ell(T_{\text{in}}-T_c)/H$	<i>EUT</i>	eutético
<i>t</i>	tempo	<i>i</i>	interface
<i>T</i>	temperatura	<i>in</i>	inicial
<i>U</i>	velocidade (m/s)	<i>K</i>	fase
<i>u</i>	velocidade adimensional, $U(W-w)/\alpha_\ell$	ℓ	líquido
<i>V</i>	volume	<i>m</i>	microscópica
<i>w</i>	diâmetro menor da cavidade	NH_4CL	cloreto de amônia
<i>W</i>	diâmetro maior da cavidade	<i>REF</i>	valor de referência
		<i>S</i>	sólido
			Sobrescritos
		–	quantidade média
		α	constituente α

2. MODELO MATEMÁTICO

Para o estudo adaptou-se o modelo de Beckermann e Viskanta (Beckermann & Viskanta, 1988), na modelagem da solidificação de soluções salinas em cavidades anulares,

onde a parede interna é resfriada e as demais são adiabáticas. Os resultados são apresentados sob a forma de linhas de corrente, isotermas, linhas de isocomposição de líquido e progressão das interfaces liquidus e solidus, para valores específicos de tempo. Foi avaliada ainda, a transferência de calor para a parede fria da cavidade.

2.1 Equações governantes

A modelagem da solidificação dendrítica, adotada no presente trabalho, utiliza a técnica de obtenção de valores médios em volume, na obtenção de equações diferenciais de conservação associadas com cada ponto do domínio de ocupação da mistura, representado por um elemento de volume infinitesimal, dV . Este pode conter as fases sólida e/ou líquida. Considera-se zona de “mushy” a região constituída simultaneamente pelas duas fases.

O sistema físico considerado é mostrado na Fig.1. Inicialmente, todo o sistema está a uma temperatura uniforme T_{in} , acima da temperatura da linha liquidus (início de solidificação), correspondente à concentração inicial (fração mássica) C_{in} . A parede vertical associada ao menor diâmetro é então resfriada, a uma temperatura uniforme T_c , de valor inferior à temperatura da linha solidus. As demais paredes são adiabáticas.

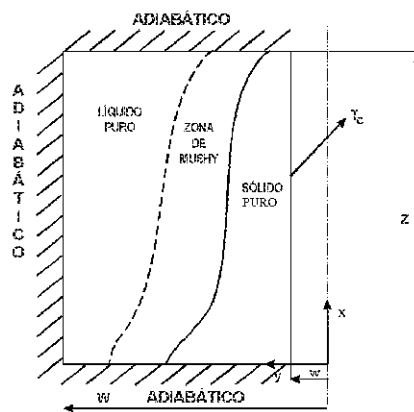


Figura 1- Modelo físico para a simulação do processo de solidificação.

Dentro do elemento de volume genérico dV , designa-se por dV_l a parte ocupada pelo líquido, e por dA e dA_l , as áreas de superfície associadas à estes volumes. As variáveis ε_l e ε_s , correspondem às frações de dV ocupadas por cada uma das fases, com \vec{u}_k correspondendo à velocidade da fase. Portanto, para um instante t , tem-se:

$$\varepsilon_l + \varepsilon_s = 1 \quad (3)$$

$$dV_l(t) + dV_s(t) = dV(t) \quad (4)$$

$$dA_l(t) + dA_s(t) = dA(t) \quad (5)$$

$$|\vec{u}_l| = |\vec{u}_s| = \vec{u}_i \quad (6)$$

Na obtenção das equações para a modelagem do fenômeno de solidificação dendrítica, as seguintes hipóteses de simplificação são assumidas :

1. As respectivas massas específicas microscópicas das fases líquida e sólida são uniformes dentro de dV .

2. Os valores das quantidades microscópicas, tornadas médias em termos de massa, são uniformes dentro de dV .
3. Os processos de transporte são bidimensionais e ocorrem em regime laminar.
4. As propriedades das fases líquida e sólida são consideradas constantes, homogêneas e isotrópicas, mas podem ter valores diferentes em cada fase.
5. As fases na zona de “mushy” estão em equilíbrio termodinâmico local.
6. A fase sólida é assumida como estacionária e rígida, ou seja, $\vec{u}_s = 0$.
7. A aproximação de Oberbeck-Boussinesq poder ser usada.
8. Os fluxos de dispersão devido a flutuações de velocidade, são considerados demasiadamente pequenos, e por isso são desprezados.

As equações diferenciais, tornadas médias em volume, que governam a conservação de massa, momentum, energia e espécies químicas, para um sistema binário sujeito à uma mudança de fase líquido-sólido, são expressas a seguir na ordem em que foram citadas.

$$\nabla \cdot \vec{U}_\ell = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\rho_{m\ell}}{\varepsilon_\ell} \right) \frac{\partial \vec{U}_\ell}{\partial t} + \left(\frac{\rho_{m\ell}}{\varepsilon_\ell^2} \right) \vec{U}_\ell \cdot \nabla \vec{U}_\ell = -\nabla P_\ell - \\ - \rho_{m\ell} \bar{g} [\beta_T (T_\ell - T_{ref}) + \beta_s (C_\ell - C_{ref})] + \left(\frac{\mu_\ell}{\varepsilon_\ell} \right) \nabla^2 (\vec{U}_\ell) - \\ - \left[\frac{\mu_\ell}{K^{(2)}} \cdot \vec{U}_\ell + \frac{\rho_{m\ell} f}{(K^{(2)})^{3/2}} : (\vec{U}_\ell)(\vec{U}_\ell) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

$$\bar{\rho} c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_\ell c_{p\ell} \vec{U}_\ell \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\bar{k} \nabla T) - \rho_{m\ell} H \frac{\partial \varepsilon_\ell}{\partial t} \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} C_\alpha) + \rho_{m\ell} \vec{U}_\ell \cdot \nabla C_{\alpha\ell}^t = \rho_{m\ell} \nabla \cdot (D_{\alpha\ell} \varepsilon_\ell \nabla C_{\alpha\ell}^t) \quad (10)$$

Devido a variação da massa específica do líquido com a temperatura e concentração de soluto, uma forma adaptada da aproximação de Boussinesq (aproximação de Oberbeck-Boussinesq) foi aplicada ao termo de força de corpo na Eq. (8), para expressar as forças de empuxo em termos de coeficientes de expansão térmica, β_T , e solutal, β_s . Enquanto a permeabilidade da zona de “mushy” é geralmente anisotrópica, certas características são desconhecidas. Portanto, assume-se que $K^{(2)}$ possua apenas duas componentes e, que sejam iguais. Assim, a permeabilidade é obtida da equação de Blake-Kozeny, dada por:

$$K = k_o \frac{\varepsilon_\ell^3}{(1 - \varepsilon_\ell)^2} \quad (11)$$

no qual as constantes de permeabilidade, k_o , são baseadas num espaçamento representativo de braços de dendrita, ou seja, dependem da morfologia específica da região multifásica. Ainda na Eq. (8), f é o coeficiente de inércia, calculado pela seguinte expressão (Beavers & Sparrow, 1969) e (Ergun, 1952):

$$f = 0,13 \varepsilon_\ell^{-3/2} \quad (12)$$

Com referência as Eqs. (9) e (10), tem-se que a capacitância térmica, $\overline{\rho c}$, e a condutividade térmica média, \overline{k} , são definidas como:

$$\overline{\rho c} = \varepsilon_\ell \rho_{m_\ell} c_{\ell} + (1 - \varepsilon_\ell) \rho_{m_s} c_s \quad (13)$$

$$\overline{k} = \varepsilon_\ell k_\ell + (1 - \varepsilon_\ell) k_s \quad (14)$$

Similarmente, a massa específica média, $\overline{\rho}$, e a fração mássica média, C_α , que aparecem na Eq. (10), são definidas como :

$$\overline{\rho} = \varepsilon_\ell \rho_{m_\ell} + (1 - \varepsilon_\ell) \rho_{m_s} \quad (15)$$

$$C_\alpha = [\rho_{m_\ell} \varepsilon_\ell C_{\alpha_\ell}^l + (1 - \varepsilon_\ell) \rho_{m_s} C_{\alpha_s}^s] / \overline{\rho} \quad (16)$$

O fechamento do sistema de equações de conservação requer relações suplementares. Assim, com a hipótese de equilíbrio local de fase, as frações mássicas médias nas fases sólida e líquida ($C_{\alpha_s}^s$ e $C_{\alpha_\ell}^l$, respectivamente) nos elementos de volume dentro da zona de “mushy” ($0 < \varepsilon_\ell < 1$) estão relacionados com a temperatura ($T = T_\ell^l = T_s^s$) através do diagrama de equilíbrio de fase, conforme Fig. 2. Para a solução considerada no presente estudo, as curvas das linhas solidus e liquidus são bem aproximadas pelas seguintes relações lineares :

$$C_{\alpha_\ell}^l = (T - T_P) / m \quad \text{para } 0 < \varepsilon_\ell < 1 \quad (17)$$

$$C_{\alpha_s}^s = \kappa C_{\alpha_\ell}^l \quad \text{para } 0 < \varepsilon_\ell < 1 \quad (18)$$

no qual T_P e m representam a temperatura de fusão da substância pura ($C_\alpha = 0$) e a inclinação da curva de liquidus, respectivamente, para um coeficiente de segregação constante κ

Com o conhecimento de T e C_α da solução das Eqs. (9) e (10), e também das Eqs. (7) e (8), a fração de volume local da fase líquida, ε_ℓ , pode ser calculada a partir das relações para o diagrama de fase e da definição de C_α . Combinado-se as equações (16), (17) e (18), e resolvendo para ε_ℓ , obtém-se a expressão

$$\varepsilon_\ell(T, C_\alpha) = \frac{\overline{\rho} C_\alpha - \rho_{m_s} \kappa (T - T_P) / m}{(\rho_{m_\ell} - \rho_{m_s} \kappa) (T - T_P) / m} \quad (19)$$

A Eq. (19) é a forma modificada da regra da alavanca. Caso o ponto (T, C_α) no diagrama de fase caia acima (abaixo) da curva liquidus (solidus), a fração de líquido ε_ℓ será igual a 1 (0). Além disso, se a temperatura for abaixo da temperatura eutética, T_{EUT} , a fração de líquido será igual a zero (sólido puro).

2.2 Parâmetros adimensionais

Uma análise dimensional mostra que o problema é governado pelos seguintes parâmetros adimensionais: R_a , Pr , Rs , Ste , Le , A , θ_P , m^* e κ . As razões de propriedades $(\rho c)^*$, k^* , e ρ^* , além dos parâmetros estruturais Da e f , são funções da fração de líquido ε_ℓ

e portanto, dependem do processo de mudança de fase. O significado físico dos parâmetros adimensionais resultantes deve ser interpretado cuidadosamente, e não deve ser confundido com os parâmetros clássicos referentes à um sistema com uma só fase. Cita-se como exemplo, o espaçamento anular radial entre as paredes interna e externa da cavidade, que é inadequado para caracterizar a convecção natural termo-solutal na região de líquido puro. Além disso, este é claramente impróprio como comprimento de escala para escoamentos dirigidos por empuxo na região bifásica. Outro exemplo, diz respeito à geometria irregular e dependente do tempo das regiões de líquido, sólido e “mushy”, e a dependência das temperaturas das linhas liquidus e solidus com a concentração. Isto prevê o estabelecimento de escalas verdadeiras de comprimento, temperatura e concentração. No entanto, é instrutivo determinar-se o número de possíveis variações de parâmetros pelas Eqs. (7) a (10) na forma adimensional.

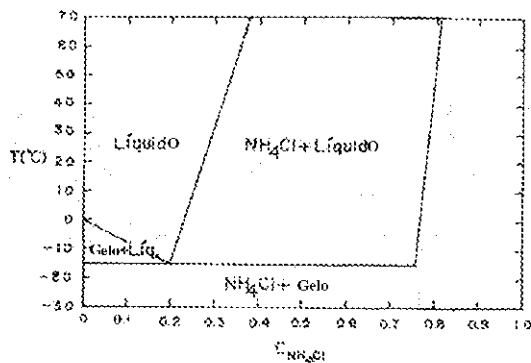


Figura 2- Diagrama de equilíbrio de fase do sistema $\text{NH}_4\text{Cl}-\text{H}_2\text{O}$.

2.3 Solução numérica das equações de conservação

Para a solução do conjunto de equações acopladas (7) a (10), adotou-se a técnica de volumes finitos (Patanka, 1980). Para a avaliação dos fluxos convectivos e difusivos que cruzam as faces de cada um dos volumes de controle, utilizou-se o esquema “Power-Law”. Adotou-se ainda, a formulação de média harmônica para os coeficientes de difusão, a qual assegura resultados fisicamente realistas para mudanças abruptas nestes coeficientes, como por exemplo na zona de “mushy”, sem exigir uma malha computacional excessivamente refinada. A formulação adotada foi a totalmente implícita e o método de solução dos sistemas de equações algébricas lineares utilizado foi o TDMA linha por linha. Para o acoplamento pressão-velocidade usou-se o algoritmo SIMPLE.

Sendo as equações governantes válidas em todas as regiões, evita-se rastrear a forma geométrica e a extensão de cada região. Assim, adotou-se uma malha fixa e regular para o domínio físico. A fração de líquido, ϵ_l , e as razões entre propriedades e parâmetros estruturais, são atualizados a cada iteração. Diferentes malhas foram testadas, optando-se pela malha 48x58, levemente compactada radial e axialmente. No início da solidificação, quando as taxas de crescimento são altas, 2 s foi o passo de tempo. Quando as taxas declinaram ($t > 250$ s), este foi dobrado. Simulou-se 840 s, gastando-se cerca de 29000 s de CPU num microcomputador PENTIUM II, 333 MHz.

Um procedimento especial é requerido para a solução da Eq. (10) na zona de “mushy”, por causa da presença simultânea de C_α e $C_{\alpha_t}^l$. Nesta região $C_{\alpha_t}^l$ pode ser calculado diretamente da Eq. (17), através do conhecimento da temperatura. A concentração média C_α , entretanto, é desconhecida e deve ser determinada através da solução da Eq. (10), que pode ser aproximada como :

$$\bar{\rho} C_{\alpha} = \left(\bar{\rho} C_{\alpha} \right)_{ant} - \rho_{m\ell} \left[\nabla \cdot \left(\vec{U}_{\ell} C_{\alpha\ell}^{\ell} - D_{\alpha\ell} \varepsilon_{\ell} \nabla C_{\alpha\ell}^{\ell} \right) \right] \Delta t \quad (20)$$

onde o subscrito “ant” denota nível de tempo anterior. Assim, C_{α} pode ser calculado diretamente a partir do conhecimento das temperaturas nos pontos nodais contidos na zona de “mushy”. Na região de líquido puro ($\varepsilon_{\ell} = 1$), C_{α} e $C_{\alpha\ell}^{\ell}$ são iguais, e na região de sólido puro ($\varepsilon_{\ell} = \vec{U} = 0$) os fluxos convectivo e difusivo tendem a zero. Portanto, a Eq. (10) pode ser resolvida para C_{α} sem qualquer modificação para as regiões de líquido e sólido puros, enquanto que na zona de “mushy” o valor de C_{α} é obtido da Eq. (20).

3. RESULTADOS

Adotou-se condições iniciais $T_{in} = 313$ K e $C_{in} = C_{\alpha\ell}^{\ell} = 0,10$, com T_C fixada em 253 K e NH_4Cl como espécie química α . As propriedades termofísicas e parâmetros adimensionais usados constam da Tabela 1 (Bianchi, 1997), e são baseados nas propriedades do líquido. Na Fig. 3(a) uma forte circulação horária é observada, onde o líquido próximo à parede fria desce margeando a interface liquidus, enquanto é resfriado. A Fig.3(b) ilustra uma forte estratificação térmica na região líquida, e a Fig. 3(c) mostra que os gradientes de concentração estão confinados à região de “mushy”, com o núcleo da região líquida ainda na concentração inicial face ao baixo valor da difusividade de massa. Na Fig.3(d) nota-se uma rápida propagação das interfaces solidus e liquidus. Fica evidente que o escoamento neste instante é promovido basicamente devido às forças de empuxo térmico.

Nas soluções hipoeutéticas, durante a formação da região de “mushy”, a temperatura da fase líquida interdendrítica diminui simultaneamente com aumento da concentração salina. Isto ocorre porque NH_4Cl é rejeitado pelo sólido em formação. Assim, a fase líquida remanescente se torna mais densa que o líquido com concentração inicial, situado fora da região de “mushy”. Como a redução de temperatura também aumenta a densidade desta fase líquida, ambos os efeitos se somam. Sob um campo gravitacional, o líquido interdendrítico desce, fazendo aumentar o gradiente térmico ao longo da zona de “mushy”, e ajudando a desestabilizar termicamente a região de líquido puro. Ao chegar no fundo da cavidade, este atravessa a interface liquidus e reduz ainda mais a temperatura no fundo da cavidade, além de gerar uma estratificação vertical solutal. Enquanto houver um empuxo térmico positivo na parede vertical isolada, haverá somente uma célula convectiva, dirigida termicamente, ocupando toda a região de líquido puro.

Tabela 1. Propriedades termofísicas do $\text{NH}_4\text{Cl-H}_2\text{O}$ consideradas.

Propriedades	Sólido	Líquido	Dados suplementares	
c (J Kg ⁻¹ K ⁻¹)	1977	3705	H (J Kg ⁻¹) = 3,336 x 10 ⁵	$C_{\alpha\ell}^{eut} = 0,197$
k (W m ⁻¹ K ⁻¹)	2,2	0,468	k_o (m ²) = 5,56 x 10 ⁻¹¹	T_P (K) = 273
ρ (Kg m ⁻³)	918,7	1046	β_T (K ⁻¹) = 2,046 x 10 ⁻⁴	$\kappa = 0,0$
D (m ² s ⁻¹)	—	0,75 x 10 ⁻⁹	$\beta_S = -0,286$	
μ (Kg m ⁻¹ s ⁻¹)	—	1,3 x 10 ⁻³	T_{EUT} (K) 257,75	
Parâmetros adimensionais				
A = 4 ; Pr = 10,3 ; Le = 161,1 ; Ra = 2,752 x 10 ⁸ ; Rs = 4,6 ; Ste = 0,666 ; Da = 1,787 x 10 ⁻¹¹ $\theta_P = 0,333$; $m^* = 0,261$; $\rho^*(\varepsilon=0) = 0,878$; $k^*(\varepsilon=0) = 4,7$; $(\rho c_p)^*(\varepsilon=0) = 0,469$				

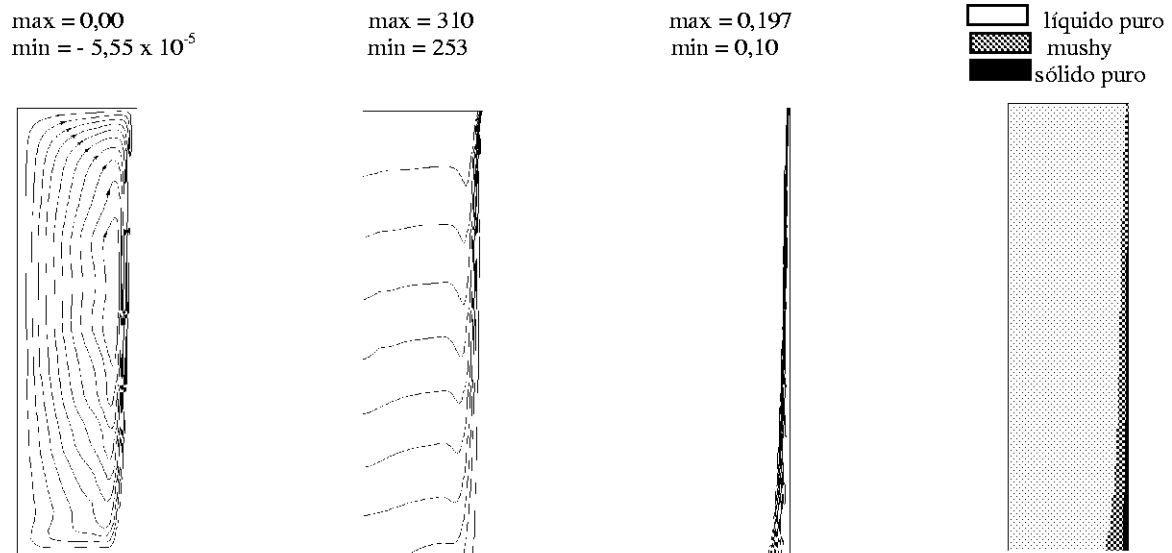


Figura 3- Comportamento da solidificação em t=180 s: (a) linhas de corrente, (b) isothermas, (c) linhas de isoconcentração de líquido e (d) porosidade (ϵ_ℓ).

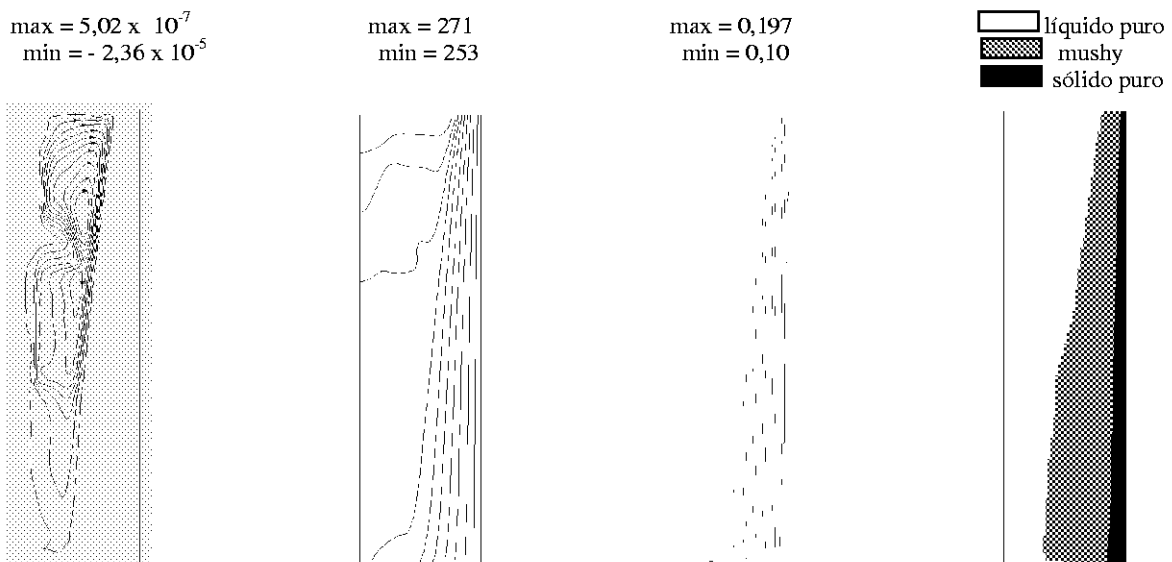


Figura 4- Comportamento da solidificação em t=840 s: (a) linhas de corrente, (b) isothermas, (c) linhas de isoconcentração de líquido e (d) porosidade (ϵ_ℓ).

O afinamento da zona de “mushy” na parte superior da cavidade se deve à refusão de sólido formado, causada pela incidência do escoamento de fluido quente desta célula, que reduz as taxas de crescimento locais.

As Figs.4 e 5 mostram que com o passar do tempo decresce a temperatura média da região líquida, decrescendo, por consequência, o vigor da convecção térmica. Assim, aumenta a estratificação solutal e surgem, por ação de forças viscosas e da inércia, células secundárias anti-horárias no fundo da cavidade. Nota-se ainda, que o abaixamento global de temperatura na região de líquido puro propicia um crescimento acentuado da fração de sólido, e diminuição da declividade da interface liquidus.

Na Fig. 6 observa-se, no início do processo, um rápido decaimento na taxa de extração de calor, provocado pelo aparecimento do sólido que dificulta o processo de troca térmica. Com o passar do tempo este decaimento é bem mais suave. Verifica-se também, que os fluxos de calor ao longo da parede fria são mais intensos na parte superior da cavidade, onde são menores as espessuras de sólido. Nos estágios finais da simulação, as distribuições de fluxo na parede são aproximadamente uniformes, indicando que o transporte de energia é unidirecional e dominado por condução.

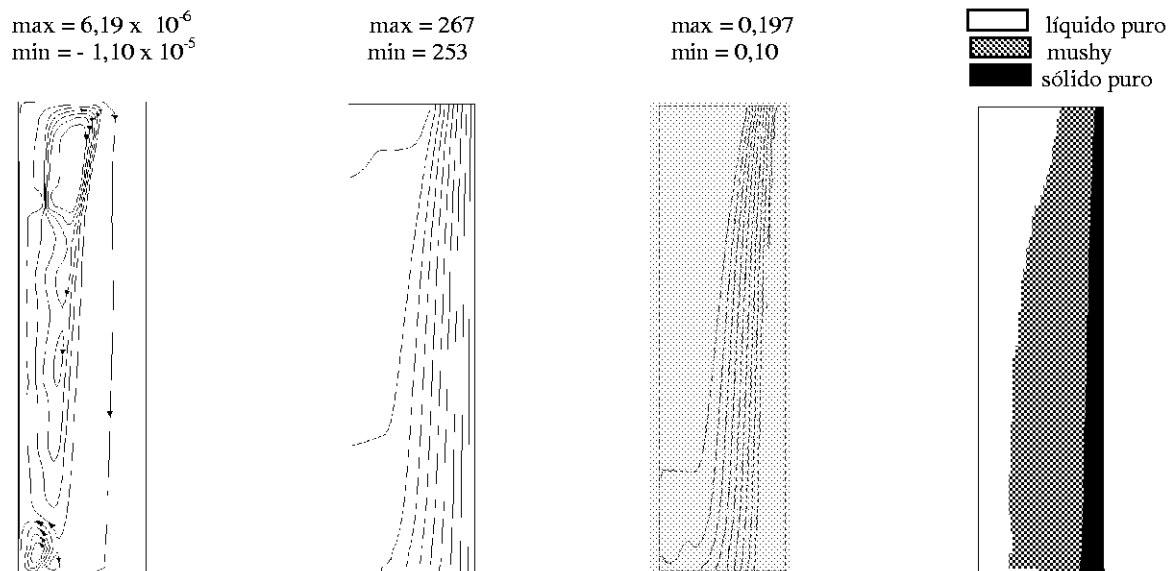


Figura 5- Comportamento da solidificação em $t=1080$ s: (a) linhas de corrente, (b) isothermas, (c) linhas de isoconcentração de líquido e (d) porosidade (ϵ_ℓ).

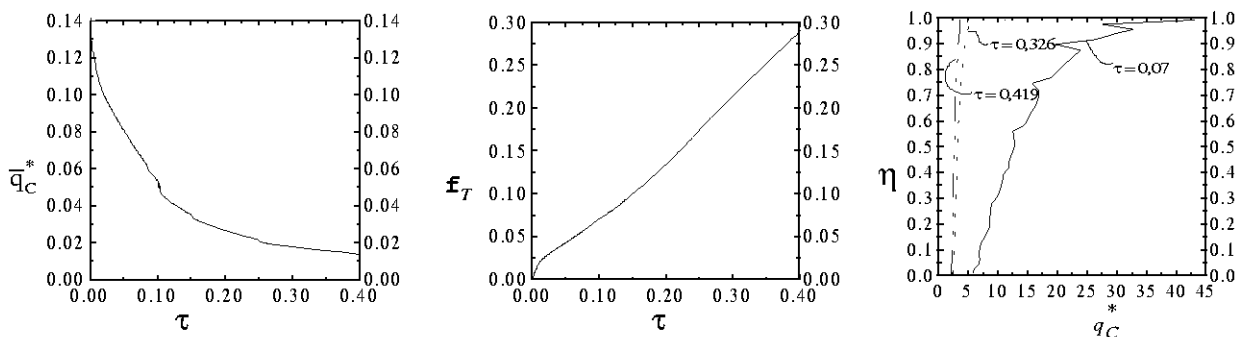


Figura 6- Comportamento do fluxo de calor na parede fria e da fração total mássica de sólido.

4. CONCLUSÃO

Os fenômenos básicos inerentes à solidificação dendrítica de misturas binárias hipoeutéticas puderam ser observados, mediante um estudo de comportamento no tempo dos campos de escoamento, temperatura e concentração. Ao mesmo tempo, a progressão temporal da forma e do crescimento das regiões de “mushy” e sólido puro, revelaram que a extração deste calor pode ser regulada pelo controle do crescimento da camada de sólido puro. Isto sugere que o modelo preveja uma velocidade finita para a fase sólida. A hipótese de fase estacionária se justifica pelas dificuldades que ainda existem em se prever uma relação entre velocidades próximas da realidade. As condições iniciais e de contorno aplicam-se à dispositivos de termo-acumulação. Superaquecimento e nível de resfriamento da solução são

decisivos na mudança de fase de sistemas binários, devido às complexas interações entre forças de empuxo térmico e solutal, que influem na redistribuição de espécies, e ao vigor que é imposto ao escoamento na célula horária, dirigida termicamente, que afeta as taxas de crescimento locais da interface sólido-líquido. Além disso, o processo depende das propriedades termofísicas das fases e de características microscópicas entre elas. Portanto, outras soluções devem ser testadas a fim de se estudar características macroscópicas inerentes ao fenômeno em questão, que puderam ser previstas com o presente modelo.

Agradecimentos

O autor Cleyton Senior Stampa agradece à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro-FAPERJ pelo suporte financeiro concedido através de uma bolsa de fixação de pesquisador, que viabiliza a sua participação em pesquisas como a do presente trabalho.

REFERÊNCIAS

- Beavers, G. S. & Sparrow, E. M., 1969, Non-Darcy flow through fibrous porous media, J. Applied Mechanics, Vol. 36, pp. 711-714.
- Beckermann, C. & Viskanta, R., 1988, Double-diffusive convection during dendritic solidification of a binary mixture”, Physics Chemistry Hydrology, Vol. 10, pp. 195-213.
- Bianchi, M. V. A., 1997, Crystal morphology and gas evolution during solidification processes”, Ph. D. Thesis, Purdue University, West Lafayette, IN.
- Clyne, T. W., 1984, Modelling of heat flowing solidification, Materials Science of Engineering, Vol.65, pp.111-124.
- Ergun, S., 1952, Fluid flow through packed columns, Chem. Eng. Progress. , Vol. 48, pp. 89-94.
- Fleury, A. F., 1996, Phase change materials, Heat Transfer Engineering, Vol. 17, No. 2, Apr-Jun, pp. 72-74.
- Kurz, W. & Fisher, D. J., 1989, Fundamentals of solidification, Trans. Tech., Aedermannsdorf, Switzerland.
- LANE, G. A., 1983, Solar heat storage latent heat material, CRC Press, Boca Raton, Vol. 1.
- Ostrach, S., 1983, Fluid mechanics in crystal growth- The 1982 Freeman Scholar Lecture, J. Fluids Engineering, Vol. 105, pp. 5-20.
- Patankar, S. V., 1980, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publishing, New York.

Title

NUMERICAL SIMULATION OF DENDRITIC SOLIDIFICATION OF A BINARY SOLID-LIQUID PHASE CHANGE SYSTEM IN A VERTICAL ANNULAR CAVITY

Abstract: *In the present study it is numerically investigated the transient solidification of a salt solution of hypoeutectic initial composition. The process occurs in a impermeable vertical annular cavity. The problem was solved bi-dimensionally, utilizing the finite volume method and, analytically, it was applied the volume averaged technique to the conservation equations. The results show, for specific times, the behavior of streamlines, isotherms, liquid isocomposition distributions and progressing of solidification fronts. Besides, it is evaluated the heat transfer at the cold wall of the cavity.*

Key words: Thermo-solutal convection, Phase change, Solidification, Annular cavity