

SIMULAÇÃO DO PROCESSO DE FUSÃO DE UM MMF EM GEOMETRIA POLAR NA PRESENÇA DE CONVECÇÃO NATURAL

Sandi Itamar Schäfer de Souza – sandi@urisan.tche.br

Universidade Regional Integrada do Alto Uruguai e das Missões – DECC

Av. Universidade das Missões 393, 98802-470 - Santo Ângelo, RS.

Horácio Antonio Vielmo - vielmoh@mecanica.ufrgs.br

Universidade Federal do Rio Grande do Sul - Depto de Engenharia Mecânica – GESTE

R. Sarmiento Leite 425, 3º andar, 90050-170 - Porto Alegre, RS.

Resumo. *Na solução de problemas de armazenamento de energia em forma latente, ocorre a necessidade da solução de problemas envolvendo fusão e solidificação de um material de mudança de fase (MMF). São usualmente adotadas hipóteses simplificativas para amenizar o grau de complexidade da descrição matemática do problema. Este trabalho descreve esforços no sentido de aproximar estas soluções cada vez mais da realidade física do problema. Uma destas hipóteses, não adotada aqui, constitui-se em desconsiderar o processo convectivo de transferência de calor no MMF, em sua fase líquida. São apresentadas simulações para a mudança de fase da água pura em geometria polar cilíndrica, em forma transiente, utilizando o método de volumes finitos para solução das equações governantes. As soluções apresentadas, otimizadas quanto às malhas espacial e temporal, envolvem condições de contorno de primeira e terceira espécies. Como resultado é apresentado o Nusselt local ao longo da parede do cilindro. A evolução geométrica da fronteira de mudança de fase também é avaliada para as duas condições de contorno e diversos números de Rayleigh. As soluções apresentadas são discutidas e comparadas com as existentes na literatura.*

Palavras chaves: *Armazenamento de calor latente, Convecção natural, Simulação numérica.*

1. INTRODUÇÃO

Problemas envolvendo mudança de fase tem sido abordados pela literatura técnica devido a sua importância em muitos campos da engenharia e da ciência, entre as aplicações pode-se citar: processamento de materiais, armazenamento de energia, isolamento térmico dinâmico, etc. No campo da refrigeração e do ar condicionado, tem sido usados bancos de gelo como armazenadores de energia em forma latente, como solução para diminuir a potência elétrica instalada, levando a curva do consumo para uma situação mais favorável. Deve-se observar que no Brasil, a exemplo de outros países, o custo da energia elétrica industrial é maior nos períodos de pico de consumo. Visando a viabilidade econômica tem-se recorrido cada vez mais a estes sistemas, mesmo reconhecendo alguns de seus aspectos indesejáveis, tais como maior irreversibilidade, diminuição do rendimento do ciclo termodinâmico, aumento do espa-

ção físico e incertezas no equacionamento da taxa de transferência de calor entre o MMF e o fluido que serve de veículo térmico.

O conhecimento do mecanismo de troca térmica é importante no desenvolvimento de projetos otimizados de armazenadores de energia em forma latente, e com o objetivo de aprimorar estes conhecimentos durante a fusão e a solidificação de um MMF, que neste caso é água pura, desenvolveu-se este trabalho.

Inúmeros trabalhos publicados nos últimos anos dedicam-se ao estudo da transferência de calor em bancos de gelo. Coexistem duas abordagens clássicas na literatura. Aquelas que analisam o escoamento externo, simulando ou medindo as variações da quantidade de energia associada ao fluxo, utilizando alguma técnica simplificada para atacar a transferência de calor para ou do MMF enclausurado. A segunda classe de trabalhos dedica-se ao mecanismo da mudança de fase, utilizando condições de contorno, geralmente de 1º espécie. Nesta classe de trabalho busca-se identificar, tanto nos numéricos como nos experimentais, a localização da fronteira da mudança de fase e os gradientes de temperatura e velocidade, a fim de quantificar a energia doada ou retirada do MMF. Também é de interesse a identificação do mecanismo dominante da transferência de calor.

Como trabalhos que se inserem na primeira classe temos Nobrega e Braga (1996), que simularam a recuperação da energia latente utilizando um modelo teórico, avaliando a interferência da geometria das cápsulas, onde a energia a ser retirada do MMF foi transformada em um termo fonte no interior das equações. Arnold (1990,1991,1994) desenvolveu trabalhos numéricos e experimentais para avaliar a taxa de transferência de calor durante a solidificação e a fusão do MMF, em armazenadores de calor latente dispostos vertical e horizontalmente. Estes são formados por camadas de cápsulas contendo água, banhadas por uma solução de água e etileno glicol. Através de medições de temperatura na solução e no interior de algumas cápsulas foi possível avaliar a taxa de transferência de calor. Um modelo dinâmico para simular bancos de gelo e analisar o processo físico da fusão e da solidificação foi sugerido. A determinação da taxa de transferência de calor das ou para às cápsulas é feita pela quantificação da fração de líquido ou sólido existente no interior das cápsulas, e o valor da energia latente do MMF. A interferência do subresfriamento na transferência de energia no banco de gelo também é abordada.

Na classe de trabalhos que estudam o mecanismo de transferência de calor interno a tubos, Kuen e Goldstein (1976, 1978), apresentam soluções experimental e numérica para o problema da transferência de calor convectivo entre cilindros concêntricos, para Rayleigh (Ra) desde $2,11 \times 10^4$ até $9,76 \times 10^5$. Dados experimentais são mostrados para cilindros dispostos excêntrica, com Ra desde $2,2 \times 10^2$ até $7,7 \times 10^7$. Apresentam uma discussão com referência ao surgimento da convecção turbulenta e equações de correlação para Nusselt e K_{eq} . Vasseur, Robillard e Shekar (1983) simularam a transferência de energia entre cilindros concêntricos para a água, com Ra desde 2×10^3 até $7,6 \times 10^4$. O efeito da inversão na densidade foi considerada, sendo a sua variação ajustada através de polinômios. Sparrow, Pantakar e Ramadhyani (1978) apresentam uma solução numérica para o problema da fusão de MMF, na presença da convecção natural, em torno de um cilindro vertical. Saitoh e Hirose (1982) apresentam soluções numéricas para o armazenamento de energia térmica em cilindros, dispostos horizontalmente, com elevados números de Rayleigh. Em outro trabalho Rieger, Projahn, Bareiss e Beer (1983) investigaram o processo de fusão no interior de tubos horizontais experimental e numericamente, para Ra de 10^5 a 10^6 . O sólido foi mantido fixo. Comparações entre os resultados da fronteira de mudança de fase e o Nusselt são apresentados. Bareiss e Beer (1984) apresentam uma solução analítica para o mesmo problema com o sólido livre. Através da observação da evolução da fronteira de mudança de fase por fotografias, foram propostas expressões para a duração do processo e para o Nusselt. No trabalho de Ho e Viskanta (1984), resultados foram obtidos para parafina, MMF que possui uma temperatura de fusão próxima a

do ambiente. São apresentadas correlações para fração do volume líquido como função do número adimensional de $SteFoRa^{0,2}$, e o comportamento de $Nu/Ra^{0,25}$ para as posições do cilindro em função do tempo, bem como isothermas e funções de correntes, obtidas experimental e numericamente. A mesma classe de problemas é tratada por Rieger e Beer (1986), que realizaram estudos experimentais e numéricos para a fusão do gelo no interior de tubos. A fronteira de mudança de fase e seu comportamento para diversas temperaturas de parede pode ser observado. A inversão da densidade foi considerada. O comportamento da fração de massa fundida e do número de Nusselt são apresentados. Webb, Moallemi e Viskanta (1987) realizaram estudos experimentais sobre a fusão do gelo em geometria cilíndrica com o sólido livre, sendo a evolução da fronteira de mudança de fase visualizada através de fotografias. Fomin e Saitoh (1999) trabalharam a mesma classe de problema para geometria esférica utilizando a formulação proposta por Bareiss e Beer (1984).

No presente trabalho utilizou-se condições de contorno de 1º e 3º espécie para simular a fusão de gelo em geometria polar cilíndrica. A inversão de densidade é considerada e a sua influência no mecanismo de convecção natural é discutida, bem como as alterações nos valores da transferência de calor entre o MMF na fase sólida (fixo no centro do volume), sua parcela líquida, e as paredes que o confinam. O comportamento do Nusselt local e a fração do volume fundido em função do adimensional $SteFoRa^{0,2}$ são apresentados. As isothermas e linhas de corrente são comparadas com valores existentes na literatura. Todos os valores apresentados são para $Ra < 10^7$.

2. EQUAÇÕES GOVERNANTES

Os gradientes de temperatura presentes na fase líquida causam gradientes de densidade, que sob um campo gravitacional causam correntes convectivas. Estas correntes convectivas, por sua vez, interferem no mecanismo de transferência de calor, e desta forma tem-se um acoplamento entre os problemas térmico e hidrodinâmico.

2.1. Equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho v)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho u)}{\partial \theta} = 0, \quad (1)$$

onde ρ representa a densidade, t o tempo, r e θ as coordenadas radial e angular, v e u as velocidades radial e angular, respectivamente.

2.2. Equações da quantidade de movimento nas direções r e θ

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{v^2}{r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] + \rho g_r, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right] + \rho g_\theta, \quad (3)$$

sendo p a pressão, μ a viscosidade dinâmica e g_r e g_θ as componentes radial e angular da aceleração gravitacional. É adotada a aproximação de Boussinesq. Fazendo uso da definição do coeficiente de expansão volumétrica β , tem-se para os termos de empuxo das "Eq. (2) e (3)":

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g_r = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g(-\cos\theta) = -\frac{\partial p_H}{\partial r} + \rho g \beta \cos\theta (T - T^*), \quad (4)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g(\sin\theta) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p_H}{\partial \theta} - \rho g \beta \sin\theta (T - T^*), \quad (5)$$

onde p_H é a componente hidrostática da pressão, T^* é temperatura de fusão. Para o tratamento da densidade “anormal” da água nas equações governantes, utiliza-se o polinômio apresentado por Vasseur, Robillard e Shekar (1983). Com valores da densidade obtém-se uma expressão para o coeficiente de expansão volumétrica em função da temperatura (°C), aplicando-os nas "Eq. (4) e (5)". As equações de quantidade de movimento tornam-se:

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{v^2}{r} \right) = -\frac{\partial p_H}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] + \rho g \beta \cos\theta (T - T^*), \quad (6)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p_H}{\partial \theta} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right] - \rho g \beta \sin\theta (T - T^*). \quad (7)$$

2.3. Equação da energia

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right) = k \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] + G, \quad (8)$$

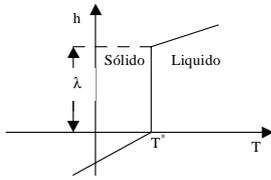


Figura 1 Diagrama $h \times T$ para uma substância pura

onde h é a entalpia, k a condutividade térmica e G o termo fonte. Segundo o modelo de Cao, Faghri e Chang (1989), onde foi utilizado o conceito de temperatura de Kirchoff T_k , descrito e aplicado em Vielmo (1993). Para uma substância pura tem-se:

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right) = k \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_k}{\partial r} \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_k}{\partial \theta^2} \right] + G, \quad (9)$$

e utilizando a temperatura de Kirchoff como uma função, tem-se:

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + v \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Gamma(h)h}{\partial r} \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Gamma(h)h}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S}{\partial r} \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 S}{\partial \theta^2} + G. \quad (10)$$

onde $\Gamma(h)$, S e G assumem valores específicos quando a equação refere-se à fase sólida, interface, ou fase líquida.

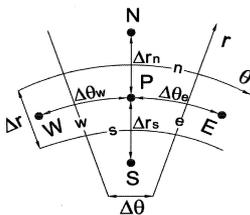


Figura 2 Volume elementar e seus vizinhos para situação bidimensional

3. ESQUEMA NUMÉRICO

Para a discretização das equações governantes em geometria polar cilíndrica, empregou-se a aproximação por volumes finitos descrita em Patankar (1980) e Maliska (1995). No tratamento das equações da quantidade de movimento a variável genérica ϕ e o coeficiente difusivo Γ tornam-se, $\phi=u$ para a coordenada θ , $\phi=v$ para a coordenada r e $\Gamma=\mu$. Os termos fontes destas equações são:

$$G_r^\phi = \frac{\rho u^2}{r} - \frac{2\mu}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{\partial p_H}{\partial r} + \rho g \beta \cos \theta (T - T^*) - \frac{\mu v}{r^2}, \quad (11)$$

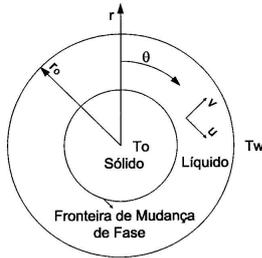
$$G_\theta^\phi = \frac{2\mu}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial p_H}{\partial \theta} - \rho g \beta \sin \theta (T - T^*) - \left(\frac{\rho v}{r} + \frac{\mu}{r^2} \right) u. \quad (12)$$

Na equação da energia a variável genérica fica $\phi=h$, e o coeficiente de difusão depende do enfoque estar sobre o líquido, interface ou o sólido. Para a solução desta equação o algoritmo de Patankar foi modificado, levando em conta as características do modelo de Cao, Faghri e Chang (1989).

O sistema de equações algébricas resultantes da integração das equações diferenciais é resolvido pelo TDMA, com correção em bloco. A função de interpolação usada é a Power-Law, e o acoplamento pressão-velocidade é o SIMPLEC.

4. MODELO FÍSICO

O problema prático aqui focado é um modulo armazenador de calor em forma latente. Trata-se de um feixe de tubos com um MMF no seu interior, submetido a um escoamento cruzado. Nesta primeira abordagem somente um tubo é considerado. As simulações foram desenvolvidas para dois casos, em ambos considerando-se a simetria do problema, além do fato destes tubos usualmente terem um comprimento muito maior do que o seu diâmetro, o que possibilita uma aproximação bidimensional conforme, mostrado nas “fig. 3 e 4”. Somente o processo de fusão do MMF é aqui abordado.



4.1. Caso A

Neste caso utilizou-se a condição temperatura prescrita na parede do tubo (fig. 3), ou seja,

$$T(r_0, \theta) = T_w \quad \rightarrow \quad t \geq 0. \quad (13)$$

As simulações desenvolveram-se para as situações especificadas na tabela 1.

4.2. Caso B

Figura 3 Modelo Físico Para o caso A

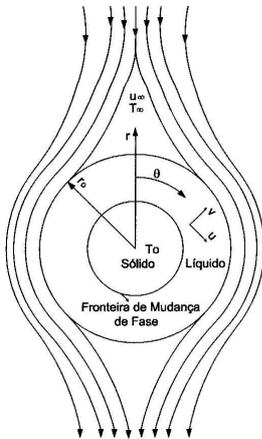


Figura 4 Modelo Físico Para o caso B

Tabela 1 - Valores utilizados para o caso A

r_0 (mm)	T_w (°C)	Tempo total real decorrido(s)	Ra	Ste	Fo
	6	5900	$1,9368 \times 10^5$	0,0757	0,782
		8900			1,179
32	8	4500	$4,191 \times 10^5$	0,101	0,596
		9500			1,259
	10	3000	$2,220 \times 10^5$	0,1263	0,397
		5000			0,663

Neste caso utilizou-se a condição de contorno de terceira espécie para modelar as condições de um cilindro exposto a um escoamento externo de água, como mostrado na “fig. 4”. Assim, desprezando a resistência térmica por condução no duto,

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_0} = h [T_\infty - T(r_0, \theta)] \rightarrow t \geq 0. \quad (14)$$

Neste caso as especificações são as descritas na tabela 2.

Tabela 2 - Valores utilizados para o caso B

T_∞ (°C)	Tempo total real decorrido(s)	U_∞ (m/s)	r_0 (mm)	\overline{Nu}_{ext}	h_{ext} (w/m²K)	Re_D
10	3300	0,03	32	60	500	$1,7 \times 10^3$
	7000					
15	2000	0,03	32	60	500	$1,7 \times 10^3$
	2800					

Como condição inicial assumiu-se que todo o domínio esteja na fase sólida, isotérmico a T^* (problema de Stefan). Para o problema hidrodinâmico tem-se então todas as componentes de velocidade nulas neste instante. Os parâmetros adimensionais, número Stefan (Ste), Fourier (Fo) e Rayleigh (Ra) são definidos:

$$Ste = \frac{c_l (T_w - T^*)}{\lambda} \quad Fo = \frac{\alpha t}{r_0^2} \quad Ra = \frac{g \beta r_0^3 (T_w - T^*)}{\nu \alpha}. \quad (15)$$

No caso b, o número de Nusselt médio externo é dado pela correlação,

$$\overline{Nu}_{ext} = 0,3 + \frac{0,62 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}}{\left[1 + (0,4/Pr)^{2/3}\right]^{1/4}} \left[1 + \left(\frac{Re_D}{282.000}\right)^{5/8}\right]^{4/5}, \quad (16)$$

onde c_l é o calor específico da água líquida, λ o calor latente do MMF, α a difusividade térmica, ν a viscosidade cinemática, Re_D o número de Reynolds e Pr o número de Prandtl.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Inicialmente, nas “figs. de 5 a 14”, apresentam-se as soluções obtidas para o caso A. Nas “figs. 5 e 6” observa-se 4 vórtices, configuração esta que indica que nesta situação o mecanismo de troca de calor da parede para o interior do tubo já é convectivo dominante. No lado direito das figuras tem-se uma linha tracejada indicando a região onde ocorre a densidade máxima da água na fase líquida, próxima aos 4°C. Na mesma posição onde ocorre a densidade máxima ocorre a inversão do fluxo, o que pode ser observado nas linhas de corrente onde as positivas tem sentido horário e as negativas antiorário. Isto deve-se ao fato das temperaturas reinantes no líquido, nestas simulações, serem próximas ao ponto de máxima densidade da água. Portanto, não deve-se esperar que isto ocorra para faixas de temperatura mais altas. As estimativas do fluxo de calor na parede do tubo (q) e do número de Nusselt, realizam-se da seguinte forma:

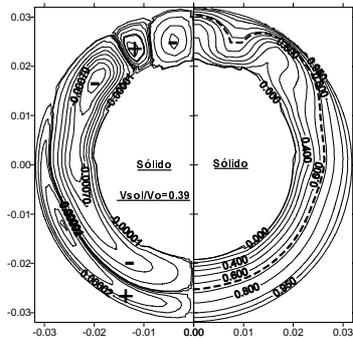


Figura 5 - Caso A- Linhas de corrente e isotermas $T_w=6^\circ\text{C}$, $SteFo=0,059$

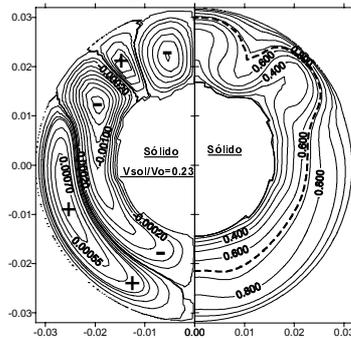


Figura 6 - Caso A- Linhas de corrente e isotermas $T_w=6^\circ\text{C}$, $SteFo=0,09$

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} \quad e \quad Nu_\theta = \frac{qL / (T_w - T^*)}{k_l}, \quad (17)$$

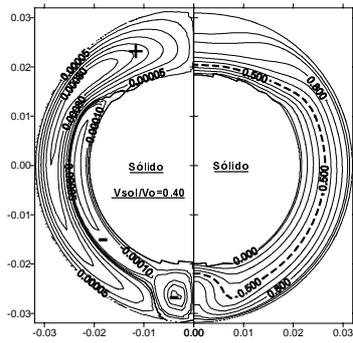


Figura 7 – Caso A-Linhas de corrente e isothermas $T_w=8^\circ\text{C}$, $SteFo=0,059$

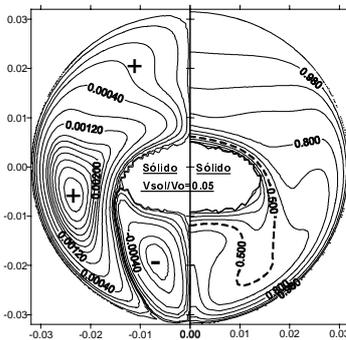


Figura 8 - Caso A- Linhas de corrente e isothermas $T_w=8^\circ\text{C}$, $SteFo=0,125$

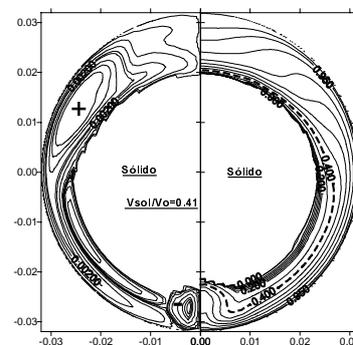


Figura 9 - Caso A- Linhas de corrente e isothermas $T_w=10^\circ\text{C}$, $SteFo=0,05$

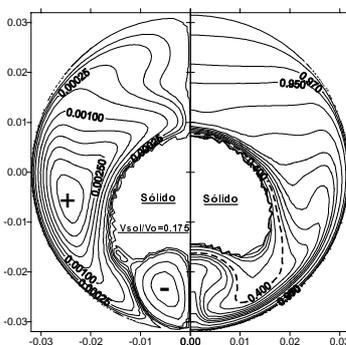


Figura 10 - Caso A - Linhas de corrente e isothermas $T_w=10^\circ\text{C}$, $SteFo=0,083$

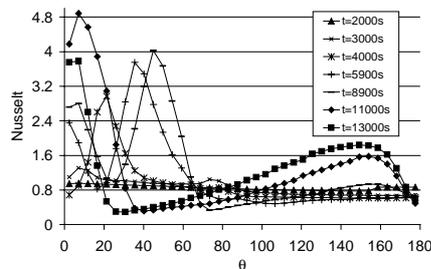


Figura 11 Caso A Nusselt local para $T_w=6^\circ\text{C}$

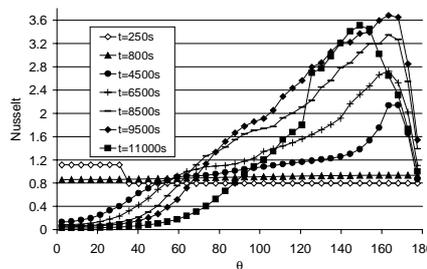


Figura 12 Caso A Nusselt local para $T_w=8^\circ\text{C}$

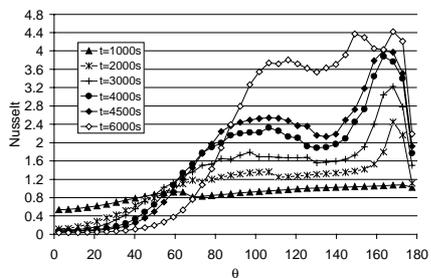


Figura 13 Caso A Nusselt local para $T_w=10^\circ\text{C}$

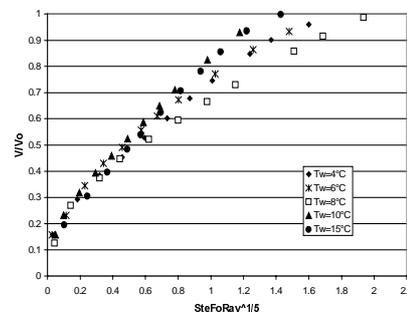


Figura 14 Caso A Fração do volume na fase líquida $(V/V_o) \times SteFoRa^{1/5}$

onde L é distância da fronteira de mudança de fase até a parede do tubo e k_l é a condutividade térmica da água líquida.

Nas “figs. 11, 12 e 13” dispõem-se os valores para Nusselt local em função da posição angular na parede do tubo, e sua evolução temporal. Nota-se que, em todas as situações, para os primeiros instantes a condução é predominante. A medida que o tempo avança surgem picos, nos valores de Nusselt, em posições específicas. Pode-se observar, recorrendo às “figs. 9, 10 e 13”, que as regiões de maior Nusselt são as mesmas onde estão presentes os maiores gradientes de temperatura junto a parede, conforme o esperado.

Deve-se ainda observar que o líquido junto ao sólido possui densidade inferior ao seu pico, que ocorre a 4°C , da mesma forma que

o líquido junto a parede, ficando uma região intermediária com a densidade mais alta (linhas pontilhadas nas isothermas), ocorrendo nesta posição a inversão de fluxo e promovendo a existência dos vórtices.

Para a situação onde $T_w=6^\circ\text{C}$ os picos de Nusselt acontecem na parte superior do tubo, na posição onde o fluido de baixa temperatura se dirige para a parede, regiões de interface dos vórtices. Com a evolução temporal o Nusselt na parte inferior aumenta (Fig. 11), devido a alteração da configuração nos vórtices.

vido a alteração da configuração nos vórtices.

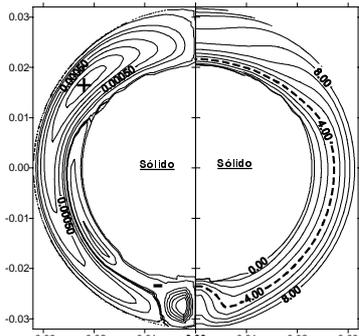


Figura 15 Caso B - Linhas de corrente e isotermas $T_{\infty}=10^{\circ}\text{C}$, $t=3300\text{s}$, $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

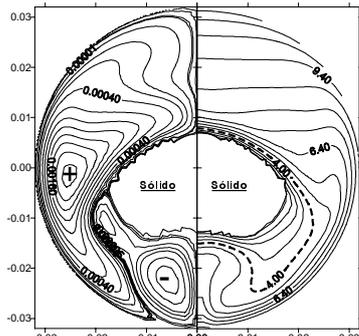


Figura 16 Caso B - Linhas de corrente e isotermas $T_{\infty}=10^{\circ}\text{C}$, $t=7000\text{s}$, $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

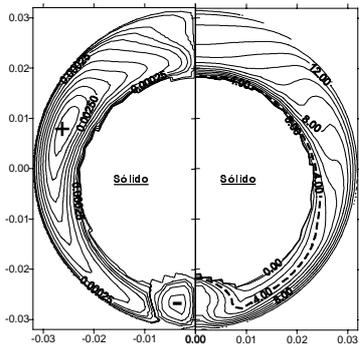


Figura 17 Caso B - Linhas de corrente e isotermas $T_{\infty}=15^{\circ}\text{C}$, $t=2000\text{s}$, $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

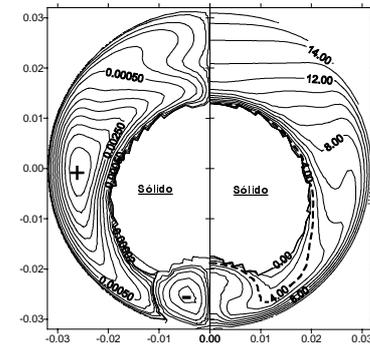


Figura 18 Caso B - Linhas de corrente e isotermas $T_{\infty}=15^{\circ}\text{C}$, $t=2800\text{s}$, $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

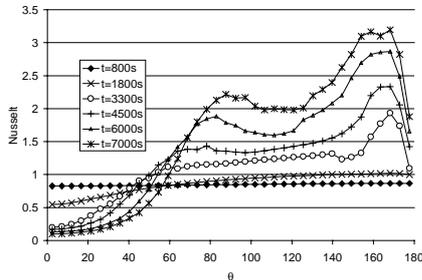


Figura 19 Caso B Nusselt local para $T_{\infty}=10^{\circ}\text{C}$ e $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

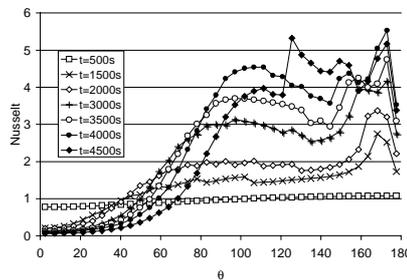


Figura 20 Caso B Nusselt local para $T_{\infty}=15^{\circ}\text{C}$ e $h_{\text{ext}}=500\text{ W/m}^2\text{K}$

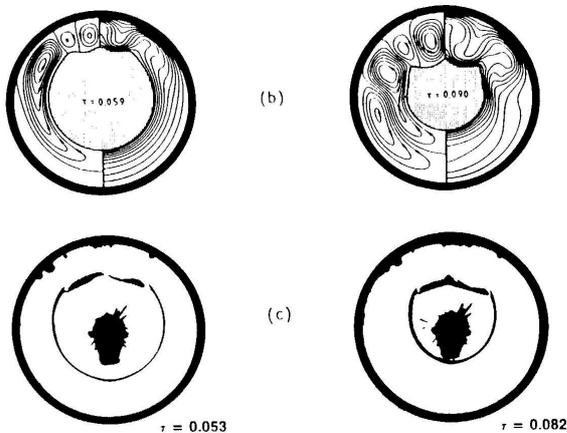


Figura 21 Resultados obtidos por Rieger e Beer (1986). Em b solução numérica para $T_w=6^{\circ}\text{C}$, $r_o=32\text{ mm}$, $StFo=0,059$ e $0,09$. Em c solução experimental $T_w=6^{\circ}\text{C}$, $r_o=30\text{mm}$, $StFo=0,053$ e $0,082$

Com as mudanças das condições de contorno, para $T_w=8^{\circ}\text{C}$ e 10°C , este comportamento se mantém, mas o local onde irão acontecer os picos e o posicionamento dos vórtices passa a ser a parte inferior do tubo (figs. 7, 8, 9 e 10). Esta inversão esta associada ao equilíbrio de forças de empuxo entre as parcelas de fluido com temperatura acima e abaixo da temperatura correspondente a máxima densidade. Para $T_w=6^{\circ}\text{C}$ a maior parte da massa estará com temperatura inferior a 4°C , o que pode ser comprovado por um exame visual das “fig.5 e 6”, e sabe-se que os valores da densidade a 0°C são menores que para 6°C . Assim o fluido, com menor temperatura, concentra-se na parte superior do tubo.

Para as situações de $T_w=8^{\circ}\text{C}$ e 10°C a situação inversa acontece. Agora uma maior quantidade de massa mantém-se com temperatura superior a 4°C , e as densidades menores estão associadas a esta parcela de líquido o que fará com que o mesmo concentre-se nas partes superiores do

tubo. Nesta nova situação os vórtices próximos à parede dominam o mecanismo de transferência de calor, retirando-o da parede desde a parte inferior e entregando-o para o sólido na região superior do cilindro. Quanto maior T_w mais intenso dá-se o transporte de energia, caracterizando uma fusão mais rápida do sólido da metade superior do cilindro.

Na parte inferior o vórtice secundário tem uma pequena área de contato com a parede, ficando confinado entre o vórtice primário e a linha de simetria fazendo com que a fusão nesta posição tenha menor intensidade. A variação do Nusselt na face do MMF faz com que a taxa de fusão do material não seja uniforme

ao longo do ângulo. Desta maneira a sua forma afasta-se da de um cilindro ao longo do tempo, e seu centro de massa também desloca-se em relação ao centro do cilindro.

O comportamento observado nos resultados do caso A repetem-se para o caso B, onde a condição de contorno é de terceira espécie, como pode-se observar nas “figs. de 15 a 20”.

6. VALIDAÇÃO DA PRESENTE SOLUÇÃO

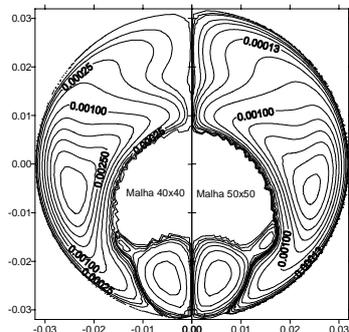


Figura 22–Caso A–linhas de corrente– $T_w=10^\circ\text{C}$, $SteFo=0,083$

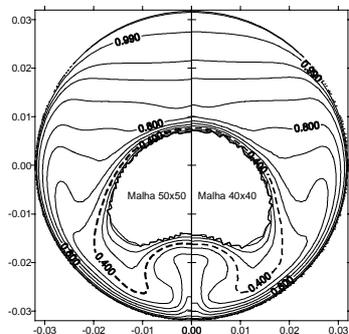


Figura 23 – Caso A – Isotermas – $T_w=10^\circ\text{C}$, $SteFo=0,083$

Comparando-se as soluções mostradas nas “figs. 5 e 6” com as descritas na “fig. 21”, obtidas por Rieger e Beer (1986), pode-se notar a excelente concordância dos resultados. Cabe salientar que os resultados apresentados neste trabalho foram obtidos com uma malha espacial de 40x40 volumes. Nas “figs. 22 e 23” compara-se os resultados obtidos com uma malha de 40x40 com os obtidos com uma malha de 50x50, de onde pode-se afirmar que a malha de 40x40 é suficiente para esta análise.

Adotou-se passos de tempo variáveis ao longo da solução. Este “escalonamento” faz-se necessário devido ao problema de convergência que surge na fronteira de mudança de fase. Nesta fronteira ocorre a situação crítica quando os volumes neste ponto estão prestes a mudar de fase, exigindo passos de tempo bastante reduzidos. As divergências ocorrem somente na transição de fase. Adotou-se passos de tempo que causam evoluções da ordem de 100 J na entalpia do líquido e da fronteira da mudança de fase. Quando os volumes da fronteira aproximam-se da entalpia de líquido o passo de tempo é reduzido, mantendo-se evoluções menores na entalpia. Após a passagem pela situação “crítica” retorna-se ao passo de tempo maior.

7. CONCLUSÃO

Como esperado, o mecanismo predominante de transferência de calor para o interior do tubo varia com o tempo e com as condições de contorno. Em todos os problemas simulados o processo é inicialmente difusivo, e a partir de um determinado período de tempo, variável com a taxa de calor transferido, surgem vórtices que interferem de forma drástica na mudança do mecanismo de troca térmica, e também na posição por onde será doada a maior quantidade de energia.

O grau de complexidade do fenômeno de transferência de calor dos problemas mostrados, esta associado ao comportamento “anormal” da densidade da água. Este comportamento é responsável pelas variações das estruturas de vórtices e formato das isotermas no interior do tubo. Estas estruturas “recolhem” a energia ao longo da parede entregando-a ao sólido, intensificando o mecanismo de troca e, em posições específicas, promovendo picos de transferência de calor. As estruturas de vórtice tem influência sobre a fronteira de mudança de fase. No início do processo, enquanto que o processo difusivo predomina, o sólido conserva um formato geométrico cilíndrico, e a medida que a estrutura de vórtices se intensifica a geometria da fronteira de mudança de fase sofre “deformações” geométricas.

O formato geométrico cilíndrico mantém-se para problemas resolvidos com difusão pura, demonstrando o afastamento entre o modelamento e a realidade física do problema quando adotam-se hipóteses simplificadoras, desconsiderando a convecção interna e o comportamento “anormal” da densidade da água.

Utilizando-se condições de contorno de terceira espécie, que poderão ser variáveis ao longo do ângulo e do tempo, e a inserção do comportamento variável da densidade, obtém-se uma melhor aproximação entre o modelamento e a realidade física de bancos de gelo.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Arnold, D., 1990 Dynamic simulation of encapsulated ice stores–Part 1 :The Model, Ashrae Transactions.
- Arnold, D., 1991, Laboratory performance of an encapsuted-ice store, Ashrae Transactions.
- Arnold, D., 1994, Dynamic simulation of encapsulated ice stores-Part 2 : Model Development and validation, Ashrae Transactions.
- Bareiss, M., Beer, h., 1984, An analytical solution of the heat transfer process during melting of an unfixed solid phase change material inside a horizontal tube, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 27, n. 5, pp. 739-746.
- Cao, Y., Faghri, A., & Chang, W. S., 1989, A numerical analysis of Stefan problems for generalized multi-dimensional phase-change structures using the enthalpy transforming model, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 32, n. 5, pp. 1289-1298.
- Fomin, S. A., & Saitoh, T. S., 1999, Melting of unfixed material in spherical capsule with non-isothermal wall, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 42, pp. 4197-4205.
- Ho, C. J., & Viskanta, R., 1984, Heat transfer during inward melting in a horizontal tube, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 27, n. 5, pp. 705-716.
- Kuehn, T. H., & Goldstein, R. J., 1976, An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between horizontal concentric cylinders, Journal of Fluid Mechanics, vol. 74, pp. 695-719.
- Kuehn, T. H., & Goldstein, R. J., 1978, “An experimental study of natural convection heat transfer in concentric and eccentric horizontal cylindrical annuli, Journal of Heat transfer, vol. 100, pp. 635-640.
- Maliska, C. R., 1995, Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional, Livros Técnicos e Científicos Editora SA, Rio de Janeiro, RJ.
- Nóbrega, C., & Braga, S., 1996, Simulação da recuperação da energia armazenada em um termoacumulador com mudança de fase, VI ENCIT / VI LATCYM, Fpolis, SC.
- Patankar, S. V., 1980, Numerical heat transfer and fluid flow, McGraw-Hill, New York
- Rieger, H., & Beer, H., 1986, The melting process of ice inside a horizontal cylinder: Effects of density anomaly, Transactions of the ASME, vol. 108, pp. 166-173.
- Rieger, H., Projahn, U., Bareiss, M., & Beer, H., 1983, Heat transfer during melting inside a horizontal tube, Transactions of the ASME, vol. 105, pp. 226-234.
- Saitoh, T., & Hirose, K., 1982, High Rayleigh number solutions to problems of latent heat thermal energy storage in horizontal cylinder capsule, Journal of heat transfer, Vol. 104, pp. 545-553.
- Sparrow, E. M., Patankar, S. V., & Ramadhyani, S., 1977, Analysis of melting in the Presence of natural convection in the melt region, Transactions of the ASME, vol. 99, pp. 520-526.
- Vasseur, P., Robillard L., & Shekar, B. C., 1983, Natural convection heat transfer of water within a horizontal cylindrical annulus with density inversion effects, Journal of Heat Transfer, vol. 105, pp. 117-123.
- Vielmo, H. A., 1993, Simulação numérica da transferência de calor e massa na solidificação de ligas binárias, tese de doutorado, UFSC, Florianópolis, SC.
- Webb, B. W., Moallemi, M. k., & Viskanta, R., 1987, Experiments on melting of unfixed ice in a horizontal cylindrical capsule, Transactions of the ASME, vol. 109, pp. 454-459.

SIMULATION OF THE PROCESS OF MELTING OF A MMF IN POLAR GEOMETRY IN THE PRESENCE OF NATURAL CONVECTION

Summary. *In the solution of problems involving storage of energy in latent form, it is necessary to solve problems involving melting and solidification of a Phase Change Material (PCM). Usually it is adopted simplifying hypotheses, in order to brighten up the degree of complexity of the mathematical description of the problem. This work describes efforts in the direction to approach these solutions more and more in the direction of the physical reality of the problem. One of these hypotheses, not adopted here, consists of disrespecting the convective process in the liquid. Simulations for the phase change of the pure water in cylindrical polar geometry are presented, in transient form, using the Finite Volume method for the solution of the governing equations. The solutions presented, including grid optimization, involves boundary conditions of first and third kind. As result it is presented the local Nusselt number along the inner wall of the cylinder. The geometric evolution of the solid-liquid interface is also evaluated for the two boundary conditions, and many Rayleigh numbers. The presented solutions are discussed and compared with the existing ones in literature.*

Keywords: Latent heat storage, Natural convection, Numerical simulation.