



## ANÁLISE DO PROCESSO DA FUSÃO NA PRESENÇA DE CONVECÇÃO NATURAL E MÁXIMO DE DENSIDADE

**Gisele M.R.Vieira**

Departamento de Engenharia Mecânica e de Materiais - IME  
22.290-270 - Rio de Janeiro - RJ - Brasil

**Sérgio L. Braga**

Departamento de Engenharia Mecânica - PUC  
22.453-900 - Rio de Janeiro - RJ - Brasil

**Dominique Gobin**

UMR 7608 - CNRS - Paris VI, Campus Universitaire, Bât.502,  
91405 - Orsay Cedex – France

**Resumo.** *Este trabalho analisa numericamente o processo da fusão de uma camada de gelo em uma cavidade retangular, na presença de convecção natural e máximo de densidade, onde duas paredes verticais opostas são diferentemente aquecidas e mantidas isotérmicas. Os gradientes horizontais de temperatura governam o movimento. Os resultados mostram que a variação não-linear da densidade no termo de força de empuxo da equação de momentum afeta o movimento da interface, a estrutura do escoamento e a transferência de calor por convecção natural.*

**Palavras-chave:** *Fusão, Máximo de densidade, Convecção natural, Mudança de fase*

### 1. INTRODUÇÃO

Nos últimos trinta anos, o estudo da transferência de calor com mudança de fase vem despertando grande interesse. Dentre as diversas aplicações, pode-se citar, por exemplo, instalações de armazenamento de energia por meio de material de mudança de fase e controle térmico de ambientes. Quando se trabalha com fluidos, em que não é válida a hipótese de que a densidade varia de forma linear com a temperatura, o problema se torna bem mais complexo. O trabalho em questão se enquadra na interseção de dois grandes domínios de pesquisa: problemas sujeitos à fronteira móvel e convecção natural com ou sem máximo de densidade. A literatura mostra que estes domínios de pesquisa são bastante estudados quando ocorrem de forma isolada. Entre os diversos estudos numéricos envolvendo mudança de fase e convecção natural com substâncias puras que não apresentam máximo de densidade, pode-se citar numerosos trabalhos depois de Sparrow *et al.* (1977), que se encontram revisados na síntese de um exercício de comparação recente (Bertrand *et al.*, 1999). Com relação a convecção natural térmica envolvendo máximo de densidade, vários trabalhos numéricos e experimentais podem

ser encontrados na literatura (Lin e Nansteel, 1987; Bennacer *et al.*, 1993). Quando se trata de levar em conta a influência destes fenômenos concomitantemente, fica clara a necessidade de investigações específicas. A água, por exemplo, passa por um máximo de densidade próximo à temperatura de 4°C, ou seja, um domínio de temperatura frequentemente encontrado na natureza e em diversas aplicações tecnológicas. Schütz e Beer (1991) apresentaram um trabalho numérico e experimental, onde foi feito um estudo da fusão do gelo em água salgada, envolvendo convecção natural termosolutal. Abe *et al.* (1997) usaram um método de elementos finitos para estudar a fusão de um bloco de gelo. Em se tratando da solidificação de substâncias passando por um máximo de densidade, pode-se citar o trabalho de Braga e Viskanta (1992), que analisaram experimentalmente o efeito da densidade máxima na solidificação da água em uma parede vertical de uma cavidade retangular. Sasaguchi *et al.* (1997) estudaram a solidificação da água em torno de um e dois cilindros no interior de uma cavidade retangular.

O presente trabalho tem como propósito descrever numericamente o comportamento do movimento convectivo da água, próximo à região do máximo de densidade para diferentes gradientes horizontais de temperatura, assim como o avanço e a deformação da interface sólido-líquido.

## 2. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

O processo em estudo ocorre dentro de uma cavidade retangular (altura  $H$ , largura  $L$ , Fig.1) contendo uma substância pura à temperatura de fusão do material,  $T_0 = T_{fus}$ . Inicialmente, metade do volume do material se encontra no estado sólido, enquanto a outra metade está no estado líquido. O sólido é mantido isotérmico à temperatura de fusão enquanto uma das paredes verticais da cavidade é aquecida. Portanto, todo o processo é controlado pela convecção natural na fase líquida. Em  $t^* = 0$ , é fornecida energia ao sistema através da parede vertical do lado líquido, aquecida a  $T_H > T_{fus}$ , (Fig.1). A parede oposta é mantida isotérmica a  $T_0$ . As paredes horizontais são adiabáticas.

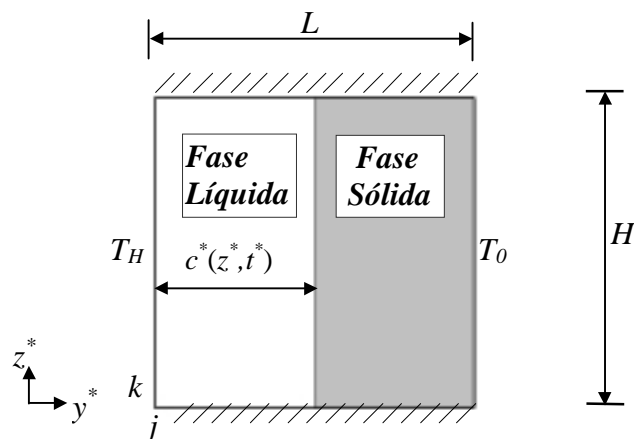


Figura 1 - Problema físico para um tempo  $t^* = 0$

A posição da frente de fusão é definida por uma função do espaço e do tempo,  $c^*(z^*, t^*)$ . Esta função é igual à distância horizontal entre a parede quente e a frente de fusão à altura  $z^*$ . Como as equações de governo serão posteriormente adimensionalizadas, foi usado o índice superior asterisco (\*) para indicar as variáveis dimensionais.

### 2.1 Equações de Governo

As seguintes hipóteses foram assumidas para a formulação das equações que governam o problema:

- (1) O escoamento é laminar e bi-dimensional;
- (2) O fluido de trabalho é newtoniano e incompressível;
- (3) Todas as propriedades físicas do fluido são constantes, com exceção da densidade no termo de força de empuxo da equação da quantidade de movimento;
- (4) A dissipação viscosa é desprezível;
- (5) A modificação da densidade na mudança de fase é desprezível;
- (6) Assume-se que a velocidade de propagação da frente de fusão é várias ordens de grandeza menor do que a velocidade nas camadas limites próximas às paredes verticais. Devido a isto, pode-se dividir o processo em um número de passos quase estáticos e desacoplar os cálculos do movimento da frente de fusão, dos cálculos do escoamento com convecção natural.

Baseando-se nas hipóteses anteriores, as equações de governo utilizadas no domínio líquido podem ser escritas em sua forma adimensional da seguinte maneira:

$$\nabla \cdot \bar{V} = 0 \quad (1)$$

$$(\bar{V} \cdot \nabla) \bar{V} = \nabla^2 \bar{V} - \nabla P + \frac{gH^3}{\nu^2} \frac{\rho(T) - \rho_{ref}}{\rho_{ref}} \bar{k} \quad (2)$$

$$(\bar{V} \cdot \nabla) \theta = \frac{1}{Pr} \nabla^2 \theta \quad (3)$$

As equações anteriores foram colocadas em sua forma adimensional tomando-se como comprimento de referência a altura  $H$  da cavidade e a viscosidade cinemática  $\nu$  para a velocidade e o tempo. Assim sendo, tem-se:  $y = y^*/H$ ,  $z = z^*/H$ ,  $\bar{V} = \bar{V}^*H/\nu$ ,  $t = t^*\nu/H^2$ ,  $P = P^*\nu/H^2$  e  $c(z,t) = c^*(z^*,t^*)/H$ , onde  $\bar{V}$  é o vetor velocidade adimensional;  $P$  é a pressão adimensional;  $\rho_{ref}$  é a densidade de referência (da ordem da densidade média do intervalo imposto pelas temperaturas das paredes) e  $\bar{k}$  é o vetor unitário na direção vertical. A temperatura adimensional,  $\theta = (T - T_{med})/\Delta T$ , sendo a temperatura média dada por  $T_{med} = (T_H + T_{Fus})/2$ ,  $T$  é a temperatura dimensional e  $\Delta T = T_H - T_{Fus}$ . O número de Prandtl,  $Pr = \nu/\alpha$ , sendo  $\alpha$  a difusividade térmica.

Na interface móvel, a equação do balanço da energia é dada por:

$$\nabla \theta \cdot \bar{n} = \frac{\partial c}{\partial \tau} \quad (4)$$

onde  $\frac{\partial c}{\partial \tau}$  representa a velocidade local da posição da frente ao longo do vetor  $\bar{n}$ , normal à interface e  $\tau = Ste \times Fo$ , com o número de Stefan dado por  $Ste = C_p \Delta T / L_F$ , sendo  $C_p$  o calor específico e  $L_F$  o calor latente.

As condições de contorno são especificadas em  $y$  e  $z$ . Ao longo de  $z=0$ , tem-se:

$$\partial \theta(y,0) / \partial z = 0; \quad w(y,0) = 0; \quad v(y,0) = 0 \quad (5)$$

sendo  $w$  e  $v$  as componentes (vertical e horizontal) do vetor velocidade adimensional  $\bar{V}$ .

Ao longo da parede horizontal superior, onde  $z=1$ , tem-se:

$$\partial\theta(y,I)/\partial z = 0; \quad w(y,I) = 0; \quad v(y,I) = 0 \quad (6)$$

Ao longo da parede vertical esquerda, ou seja, a parede aquecida, onde  $y=0$ , tem-se :

$$\theta(0,z) = 0,5; \quad w(0,z) = 0; \quad v(0,z) = 0 \quad (7)$$

Ao longo da frente de fusão, onde  $y=c(z,t)$ , tem-se:

$$\theta(c(z,t),z) = -0,5; \quad w(c(z,t),z) = 0; \quad v(c(z,t),z) = 0 \quad (8)$$

**Aproximação proposta para a densidade no termo de força de corpo.** Para uma faixa de temperatura inferior a  $10\text{ }^\circ\text{C}$ , a aproximação proposta por Gebhart e Mollendorf (1977) fornece resultados muito bons. Trata-se da seguinte equação:

$$\rho(T) = \rho_{ref} \cdot \left( 1 - \gamma \cdot |T - T_{ref}|^q \right) \quad (9)$$

onde  $\gamma$  é o coeficiente fenomenológico; para a água:  $\gamma = 8 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-2}$  e  $q=2$ ;  $\rho_{ref}$  é igual a densidade máxima do fluido, também denominada  $\rho_M$  e  $T_{ref}$  é igual a temperatura do máximo de densidade, também denominada  $T_M$ , para a água  $T_M=3,98\text{ }^\circ\text{C}$ . Neste caso, aparece um número de Grashof modificado construído baseado na altura da cavidade e no intervalo máximo de temperatura, dado por:

$$Gr_{mod} = \frac{g \cdot H^3 \cdot \gamma \cdot (\Delta T_{max})^2}{\nu^2} \quad (10)$$

e um número de Rayleigh modificado:

$$Ra_{mod} = \frac{g \cdot H^3 \cdot \gamma \cdot (\Delta T_{max})^2}{\nu \cdot \alpha} \quad (11)$$

Para que se possa entender o significado do intervalo máximo de temperatura, dado por  $\Delta T_{max}$ , deve-se considerar que o efeito da variação de  $\rho$  é aproximadamente simétrico com relação ao máximo de densidade. A formulação que leva em conta o máximo de densidade prediz um escoamento bicelular, ao contrário da aproximação linear que prediz um escoamento unicelular. Assim, como a variação da densidade é aproximadamente simétrica com relação a  $T_M$ , em geral, a célula maior aparecerá do lado onde o intervalo de temperatura relativo a  $T_M$  for mais importante. Conseqüentemente, a célula menor se situará próxima à parede com temperatura mais perto de  $T_M$ . Logo, a variação relativa da densidade, que induz o escoamento em cada uma das células, está ligada diretamente aos intervalos entre  $T_M$  e às temperaturas das paredes, dados por:

$$\Delta T_1 = T_H - T_M \quad (12)$$

$$\Delta T_2 = T_M - T_0 \quad (13)$$

Como a troca de calor na célula maior é a que domina a transferência de energia na cavidade, definiu-se os números de Grashof e Rayleigh modificados baseados em  $\Delta T_{max}$ , dado por:

$$\Delta T_{max} = \text{Max}(\Delta T_1, \Delta T_2) \quad (14)$$

## 2.2 Transformação de Coordenadas

As coordenadas foram transformadas, com o objetivo de mapear o espaço irregular ocupado pelo líquido em um espaço computacional retangular. O presente trabalho utiliza a mesma transformação de coordenadas de Manseur (1988), porém adaptada ao problema de mudança de fase. O sistema de coordenadas curvilíneas adotado está relacionado com o sistema cartesiano da seguinte maneira:

$$Z=z \quad \text{e} \quad Y = y/C(Z) \quad (15)$$

Onde  $C(Z) = c^*(z^*)/L$ , sendo  $L$  a largura máxima da cavidade líquida. Para maior esclarecimento, deve-se ressaltar que  $y^*$  e  $z^*$  são as coordenadas dimensionais;  $y$  e  $z$  as coordenadas físicas adimensionais e  $Z$  e  $Y$  as coordenadas computacionais adimensionais.

## 3. PROCEDIMENTO DE SOLUÇÃO

O método numérico usado no presente trabalho foi comparado com resultados de outros pesquisadores para o caso de materiais que não apresentam um máximo de densidade através de um *benchmark* proposto por Gobin e Le Quére (Bertrand *et al.*, 1999). Os resultados referentes à água foram comparados com resultados experimentais no trabalho de Vieira (1998), obtendo-se uma boa concordância. O procedimento de solução é baseado na hipótese de que o processo de fusão é uma sucessão de estados quase-estacionários. Assim, fixa-se a posição da frente e resolve-se separadamente o problema do escoamento do fluido e o movimento da frente de fusão. Utiliza-se uma transformação algébrica de coordenadas, já mencionada anteriormente, para resolver o sistema de equações não-lineares, Eq.(1,2 e 3), que governa a convecção natural na cavidade líquida irregular. As equações transformadas são discretizadas num domínio computacional quadrado, através do esquema híbrido (Patankar, 1980). O algoritmo SIMPLE é utilizado para resolver o acoplamento pressão-velocidade. A solução das equações discretizadas é obtida com o procedimento ADI. A malha definida no domínio computacional é espaçada de forma irregular para se obter uma melhor resolução do gradiente de temperatura e velocidade nas paredes sólidas. Dentre os tipos de malha testados, escolheu-se a malha 42 x 42 para a apresentação dos resultados, baseando-se no compromisso entre precisão dos resultados e tempo computacional. A distribuição de nós adotada é regular segundo a direção vertical e geométrica segundo a direção horizontal. A Tabela 1 descreve os testes realizados.

Tabela 1. Testes numéricos

<b>TESTES</b> ↓	$T_H$ (°C)	$\Delta T$ (°C)	$\Delta T_1$ (°C) (Eq.12)	$\Delta T_{max}$ (°C) (Eq.14)	<i>Ste</i>	<i>Pr</i>	$Gr_{mod}$ (Eq.10)
<i>I</i>	4	4	0	4	0,05	11,43	$3,27 \times 10^6$
<i>II</i>	8	8	4	4	0,1	10,71	$3,72 \times 10^6$
<i>III</i>	12	12	8	8	0,15	10,71	$1,49 \times 10^7$

Os valores das propriedades físicas usados estão descritos na Tabela 2. Estes valores foram obtidos, a partir da obra de Gebhart *et al.* (1988) e tomando como base a temperatura média de cada intervalo de temperatura considerado.

Tabela 2. Propriedades termofísicas

<b>PROPRIEDADES</b> ↓	$T_H=4^\circ\text{C}$ $T_0=0^\circ\text{C}$ $\Rightarrow T_{med}=2^\circ\text{C}$	$T_H=8^\circ\text{C}$ $T_0=0^\circ\text{C}$ $\Rightarrow T_{med}=4^\circ\text{C}$	$T_H=12^\circ\text{C}$ $T_0=0^\circ\text{C}$ $\Rightarrow T_{med}=6^\circ\text{C}$
Condutividade térmica: $k$ (W/m <sup>2</sup> K)	0,6	0,6	0,6
Calor específico: $c_p$ (J/Kg <sup>o</sup> K)	4206	4203	4200
Viscosidade cinemática: $\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	$1,6 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-6}$
Densidade: $\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )	999,89	999,92	999,90
Calor latente: $L_F$ (J/Kg)	$3,3 \times 10^5$	$3,3 \times 10^5$	$3,3 \times 10^5$
Difusividade térmica $\alpha$ (m <sup>2</sup> /s)	$1,4 \times 10^{-7}$	$1,4 \times 10^{-7}$	$1,4 \times 10^{-7}$
$\Delta T$ (°C)	4	8	12

A cavidade considerada nos testes possui  $H=L=0,187$  m. Utilizou-se para a aceleração da gravidade  $g$ , um valor de  $10,0$  m/s<sup>2</sup>.

#### 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

As Figs.2 a 5 mostram de que forma é afetado o processo de fusão do gelo com convecção na água à medida que se aumenta a temperatura da parede quente, enquanto a parede fria é mantida a  $0^\circ\text{C}$ . Segundo Lin e Nansteel (1987), o fato da água passar por um máximo de densidade é significativo, principalmente, dentro da seguinte gama de temperaturas:  $0 \leq T_C < T_H \leq 20^\circ\text{C}$ . Portanto, procurou-se permanecer neste intervalo. É interessante observar, o quanto o tamanho e a orientação das células convectivas estão ligados à relação entre as temperaturas das paredes e a temperatura do máximo de densidade,  $T_M$ . Em geral, quando o escoamento presente é bicelular, a célula mais larga aparece do lado onde o intervalo de temperatura em relação a  $T_M$  for mais importante. A temperatura correspondente ao máximo de densidade está localizada sobre a isoterma que separa as duas células. O formato da interface está diretamente ligado ao sentido da célula dominante. A velocidade da frente de fusão é maior na parte inferior da cavidade, quando os valores das isotermas da célula dominante são menores do que  $T_M$ . O contrário acontece quando os valores das isotermas da célula dominante são maiores do que  $T_M$ . Ou seja, neste caso, a frente de fusão avança mais rapidamente na parte superior da cavidade.

**Parede quente a  $4^\circ\text{C}$ .** O escoamento parece ser bastante estável. Basicamente uma única célula ocupa a cavidade líquida com movimento no sentido anti-horário. Ou seja, a célula tem movimento ascendente ao longo da interface sólido-líquido, onde a densidade é menor e descendente ao longo da parede quente, onde acontece o contrário. O fato da densidade máxima estar localizada perto da parede quente, faz com que haja uma inversão do escoamento padrão. Quanto à interface, pode-se notar que, com o passar do tempo, a camada de gelo fica menos espessa na parte inferior da cavidade. Isto acontece porque é nesta região que a camada de fluido junto à interface tem sua maior temperatura e pela forma como o mesmo atinge a superfície do sólido.

**Parede quente a 8 °C.** Neste caso, a influência do máximo de densidade é muito mais evidente. Como era esperado, a célula de sentido anti-horário localiza-se perto da parede fria e a de sentido horário, perto da parede quente. A evolução da interface é similar ao caso anterior. Ou seja, com o passar do tempo, a camada de gelo vai ficando menos espessa na parte inferior da cavidade.

**Parede quente a 12 °C.** A célula principal é localizada próxima a parede quente e tem sentido horário. Uma célula de intensidade menor e sentido anti-horário é encontrada na parte inferior da cavidade, junto à interface sólido-líquido. Isto já era previsto, pois como pode ser visto através da Tabela 1, para este caso  $\Delta T_{max} = \Delta T_1 = 8 \text{ °C}$ . Logo,  $\Delta T_2 = 4 \text{ °C}$ . Isto significa que a célula maior aparece junto à parede quente, onde o intervalo de temperatura relativo a  $T_M$  é mais importante. Em se tratando da interface, observa-se um comportamento contrário aos dois casos citados anteriormente. Desta vez, a camada de fluido próxima à interface atinge sua maior temperatura na parte superior da cavidade. A incidência deste fluido mais quente, normal à interface, é responsável pela fusão acelerada do gelo neste ponto.

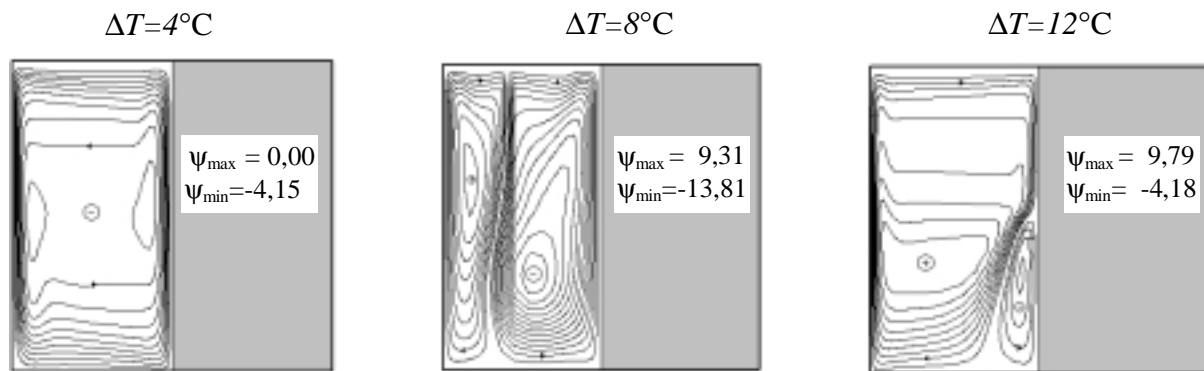


Figura 2 - Distribuição das linhas de corrente dos Testes I, II e III para  $\tau = 0$ .

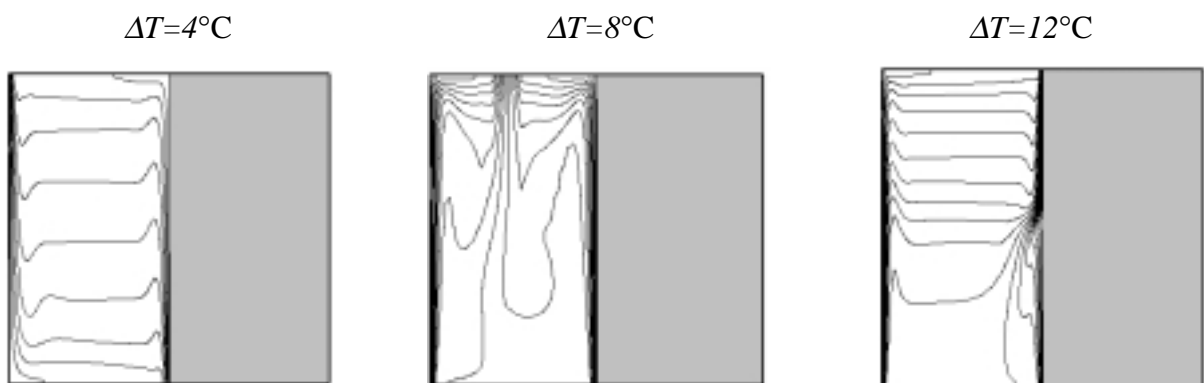


Figura 3 - Distribuição das isothermas dos Testes I, II e III para  $\tau = 0$ .

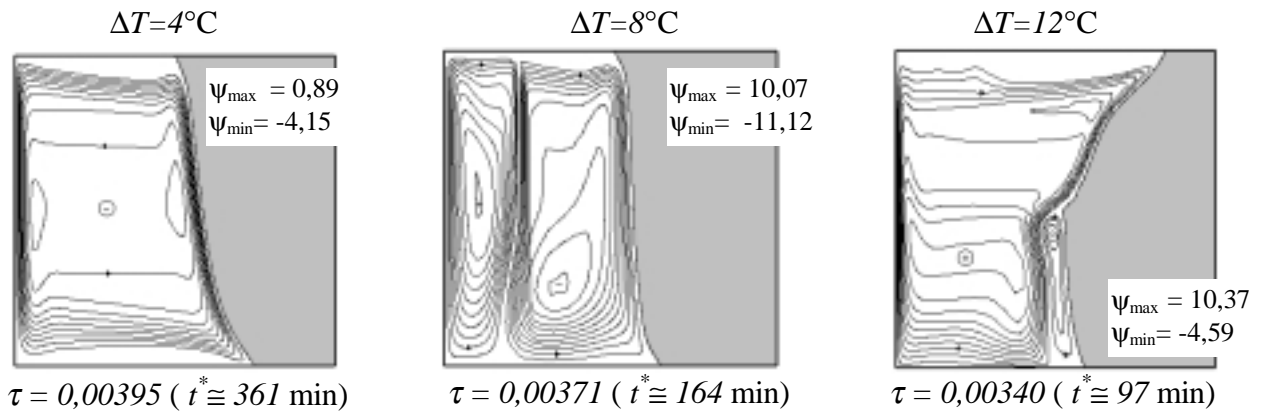


Figura 4 - Distribuição das linhas de corrente dos Testes *I, II e III* para  $\tau > 0$ .

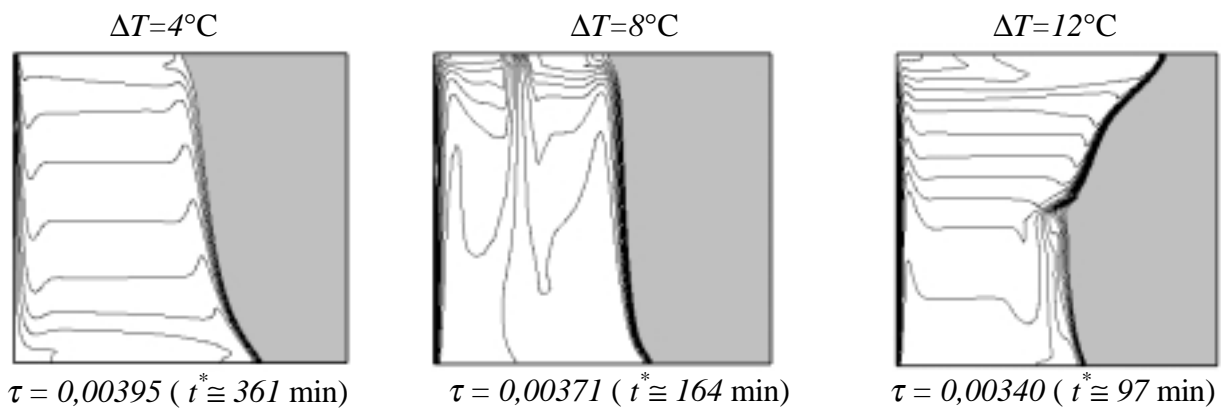


Figura 5 - Distribuição das isothermas dos Testes *I, II e III* para  $\tau > 0$ .

A evolução temporal da fração líquida e do número de Nusselt da interface está representada nas Figs.6-7, respectivamente.  $F_{liq}$  representa a fração do volume do material que se encontra na fase líquida.  $\overline{Nu}$  é o número de Nusselt médio da interface, dado por  $\overline{Nu} = \int_{interface} \nabla \theta \cdot \vec{n} \cdot dz$ .

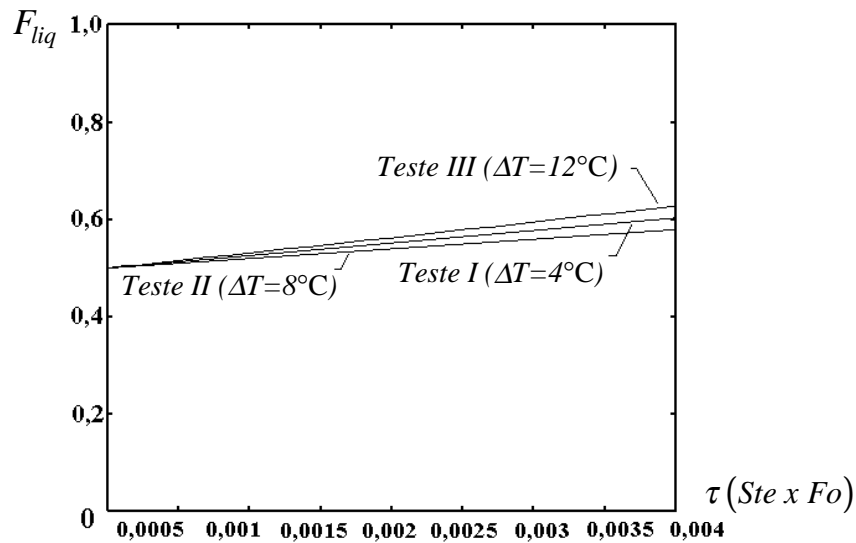


Figura 6 - Fração Líquida



Como pode-se perceber, no instante zero já existe 50% de líquido na cavidade. Observa-se que a variação de  $F_{liq}$  com o tempo, acontece de forma linear. Isto sugere que o gráfico do  $\overline{Nu}$  é constante com o tempo para os mesmos casos citados. Um estudo relativo à influência do intervalo de temperatura sobre a transferência de calor pode ser encontrado no trabalho de Bennacer *et al.* (1993). O gráfico a seguir mostra a evolução do número de Nusselt da interface com o tempo para os casos testes.

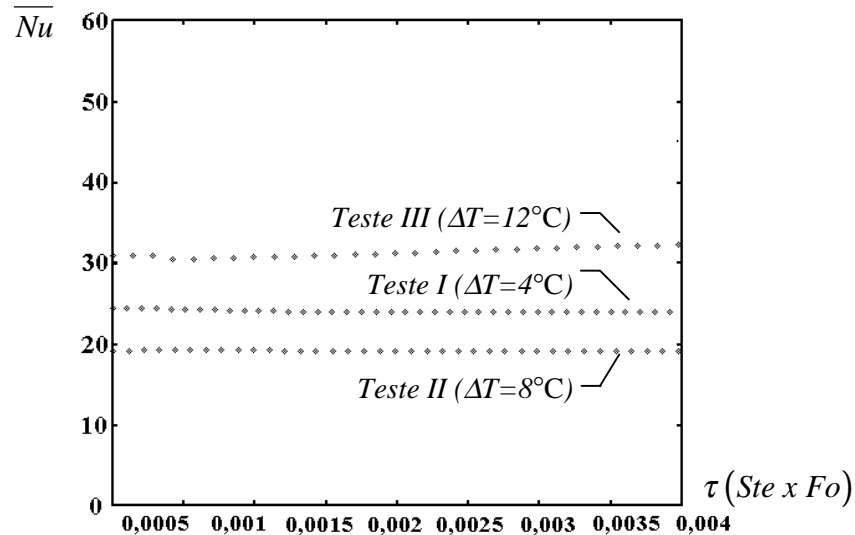


Figura 7 - Transferência de calor na interface

É evidente, através do gráfico da Figura 7, a influência direta do intervalo de temperatura escolhido sobre a transferência de calor na interface.

## 5. CONCLUSÃO

Os resultados mostram que a variação não-linear da densidade no termo de força de empuxo afeta a transferência de calor por convecção natural, o movimento da interface e a estrutura do escoamento. Tal fenômeno cria uma estrutura complexa de duas células com sentidos opostos de rotação e deve ser levado em conta na previsão do movimento da interface sólido-líquido. Um trabalho complementar está sendo desenvolvido para comparar as simulações com resultados experimentais. A etapa seguinte consiste em considerar a simulação numérica da fusão de gelo numa solução salina, ou seja, a influência da convecção termosolutal sobre o processo de fusão.

### *Agradecimentos*

A primeira autora agradece à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro, FAPERJ, pelo apoio econômico através do processo E-26/151.276/98.

## REFERÊNCIAS

Abe, T.; Bertin, H.; Ozoe, H., 1997, Finite Element computation for natural convection of water heated from one vertical wall and cooled from an opposing melting ice block, International Symposium on Manufacturing and Materials Processing, Dubrovnik, Vol.1, pp.293-304.

- Bennacer, R.; Sun, L.Y.; Toguyeni, Y.; Gobin, D.; Bénard, C., 1993, Structure d'écoulement et transfert de chaleur par convection naturelle au voisinage du maximum de densité, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.36, No.13, pp.3329-3342.
- Bertrand, O.; Binet, B.; Combeau, H.; Couturier, S.; Delannoy, Y.; Gobin, D.; Lacroix, M.; Le Quéré, P.; Médale, M.; Mencinger, J.; Sadat, H.; Vieira, G., 1999, Melting driven by natural convection. A comparison exercise: first results, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.38, pp.5-26.
- Braga, S.L. & Viskanta, R., 1992, Transient natural convection of water near its density extremum in a rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No.4, pp.861-875.
- Gebhart, B.; Jaluria, Y.; Mahajan, R.L.; Sammakia, B., 1988, Buoyancy-induced flows and transport, Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- Gebhart, B. & Mollendorf, J., 1977, A new density relation for pure and saline water, *Deep Sea Res.*, Vol.24, 831-848.
- Lin, D.S. & Nansteel, M.W., 1987, Natural convection heat transfer in a square enclosure containing water near its density maximum, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.30, pp.2319-2329.
- Manseur, A., 1988, Etude numérique de la convection naturelle dans des domaines irréguliers confinés, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Paris, France.
- Patankar, S.V., 1980, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere, McGraw-Hill, New York.
- Sasaguchi, K.; Kusano, K.; Viskanta, R., 1997, A numerical analysis of solid-liquid phase change heat transfer around a single and two horizontal, vertically spaced cylinders in a rectangular cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.40, No.6, pp.1343-1354.
- Schutz, W. & Beer, H., 1991, Heat Transfer in melting of ice influenced by laminar, double diffusive convection with density inversion of water, *Proceedings of the Seventh International Conference, Stanford*, Vol. VII, Part 1, pp.144-154.
- Sparrow, E.M.; Patankar, S.V.; Ramadhyani, S., 1977, Analysis of melting in the presence of natural convection in the melt region, *J. Heat Transfer*, Vol.99, pp.520-526.
- Vieira, G.R.V., 1998, Análise numérico-experimental do processo de fusão de substâncias apresentando um máximo de densidade, Tese de Doutorado, Pontifícia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasil.

## ANALYSIS OF THE MELTING PROCESS IN PRESENCE OF NATURAL CONVECTION AND DENSITY MAXIMUM

**Abstract.** *This work presents a numerical analysis of the melting process, in presence of natural convection and density maximum, of a vertical ice layer inside a rectangular cavity whose two opposing vertical walls are differentially heated and kept isothermal. The horizontal temperature gradients drive the fluid motion. The results show that the non-linear density variation in the buoyancy term of the momentum conservation equation affects the interface motion, the flow structure and the heat transfer by natural convection.*

**Key-words:** *Melting, Density maximum, Natural convection, Phase-change*