

## SIMULAÇÃO TRANSIENTE DE UM MENISCO BIDIMENSIONAL VIA MÉTODO DE CAPTURA DE INTERFACE

**Humberto Araujo Machado**

Universidade do Vale do Paraíba – UNIVAP, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento – IP&D  
Av. Shishima Hifume, 2911, Urbanova, São José dos Campos, SP – 12.244-000  
[machado@univap.br](mailto:machado@univap.br)

**Resumo.** Em tubos de calor capilares e microtubos de calor, o meio poroso interno é substituído por uma ranhura capilar, produzindo um menisco formado pela deposição da fase líquida. A altura do menisco varia ao longo do comprimento da ranhura, da região do condensador até o evaporador, e a diferença de pressão entre as extremidades é responsável pelo bombeamento do líquido de uma região para a outra. Este tipo de sistema tem sido empregado na refrigeração de componentes eletrônicos, devido às suas pequenas dimensões, e provê excelente controle térmico, além de garantir a uniformidade na distribuição de temperatura. Nos trabalhos anteriores relacionados à simulação de tubos de calor capilares, tem sido usados modelos experimentais ou unidimensionais simplificados, não levando em conta a completa representação do fenômeno. Neste trabalho, são apresentados o modelo físico e a simulação transiente bidimensional de um menisco capilar bidimensional. O problema de mudança de fase num menisco líquido aquecido numa cavidade é simulado via um método de captura de interface de caráter híbrido, Lagrangeano e Euleriano, para simulação de fronteiras móveis. Uma variação do problema de Stefan unidimensional é usada para validação do algoritmo numérico. O método apresentável é facilmente estendível a processos em três dimensões e qualquer geometria de ranhura.

**Palavras chave:** meniscos capilares, captura de interface, mudança de fase, fronteira móvel.

### 1. Introdução

Processos de mudança de fase utilizando ranhuras capilares de pequenas dimensões são comumente incorporados no projeto de equipamentos de transferência de calor, de modo a aumentar a área interfacial efetiva de troca de calor entre as fases líquido-vapor para evaporação e sólido-vapor para condensação. Essas ranhuras permitem ao líquido coalescer e se deslocar da região de condensação para a região de evaporação, promovendo a redução da espessura do filme líquido. Recentemente, a possibilidade do emprego desses sistemas em microescala, para uso em componentes eletrônicos, ganhou um grande interesse, devido à sua grande capacidade de troca e ao excelente controle térmico que possibilitam, aumentando a uniformidade na distribuição de temperatura do circuito, especialmente na forma de microtubos de calor, construídos diretamente na estrutura de chips de circuitos integrados de alto desempenho.

A partir do interesse neste fenômeno, diversos trabalhos têm sido feitos no sentido de modelar fisicamente o processo de troca de calor/mudança de fase, tanto empíricos quanto teóricos. Na maioria dos estudos empíricos há interesse em obter certas informações a respeito do desempenho e/ou acuidade da aproximação teórica usada, como efeitos da termocapilaridade num menisco aquecido (Prat *et al*, 1998) ou da geometria do canal nas características de troca térmica de refrigerantes (Ravigururajan, 1998). Em todos os experimentos foram encontradas dificuldades em reproduzir as condições reais e dimensões previstas para um menisco usado em um microtubo viável (Faghri, 1995). Uma revisão bastante completa desses estudos foi feita por Duncan *et al* (1994), resumindo as conclusões obtidas e as limitações de cada modelo. Ma e Peterson (1998) investigaram o raio de menisco mínimo e o limite de troca de calor em microtubos via equações de conservação da quantidade do movimento e equações de Laplace-Young, deduzindo expressões analíticas para as grandezas investigadas. Ha e Peterson (1998) desenvolveram um modelo simplificado, que resultava numa equação diferencial semelhante à equação de Bernoulli. Uma solução analítica aproximada é apresentada para a variação axial do raio de curvatura do menisco. Peterson e Ma (1999) produziram um modelo ainda mais detalhado de um microtubo, para a estimativa da capacidade de transporte e dos gradientes de temperatura ao longo da coordenada longitudinal, como função do fluxo de calor, através de uma equação diferencial ordinária de 3ª ordem. Todos esses trabalhos, entretanto, são baseados em modelos unidimensionais e geralmente só aplicáveis a processos em regime permanente.

Neste trabalho, é feita a simulação bidimensional transiente de um menisco capilar em uma ranhura retangular plana, através da solução das equações de Navier-Stokes e energia. O processo de mudança de fase é simulado através do método de captura de interface desenvolvido por Unverdi e Trygvason (1992), o qual possui caráter híbrido Euleriano e Lagrangeano e tem sido empregado com sucesso na simulação da fusão/solidificação de cristais e ligas metálicas e na formação de bolhas em processos de ebulição nucleada (Juric, 1996).

## 2. Problema físico e modelo matemático

Seja uma cavidade retangular aberta no lado superior, cheia com um fluido Newtoniano puro, com propriedades constantes e comportamento isotrópico. Assume-se equilíbrio termodinâmico no interior da cavidade, onde convivem as fases vapor e líquido (esta depositada no fundo) à mesma temperatura inicial. As paredes laterais são separadas por uma distância constante  $a$ , e o líquido tende a se acumular na extremidade do condensador, formando um depósito (líquido bloqueado), Fig. (1).

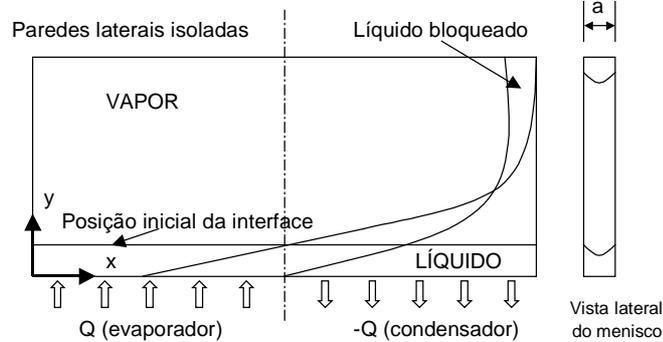


Figura 1. Representação esquemática do problema físico.

O conjunto de equações na forma adimensional, usado para representar o problema físico é escrito de acordo com o método de captura de interface, como proposto por Juric (1996). Os termos em **negrito** são quantidades vetoriais:

Equação da continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{w} = 0 \quad (1)$$

melhor representada por:

$$\nabla \cdot \mathbf{w} = M \quad (2)$$

$$M = \int_A m \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) dA \quad (3)$$

$$m = \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \quad (4)$$

onde  $\mathbf{w} = \rho \mathbf{u}$  (fluxo de massa),  $\mathbf{V}$  é a velocidade da interface,  $\mathbf{n}$  é o vetor normal à interface,  $m$  é o fluxo de massa através da interface por unidade de área e  $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f)$  é uma função delta 3-D, não nula somente na interface. Os subscritos  $l$  e  $v$  referem-se às fases líquido e vapor, respectivamente. Os efeitos tangenciais na interface são negligenciados, e as propriedades do fluido são assumidas constantes e uniformes em cada fase. Assim sendo, supõe-se que a velocidade da interface não possua componente tangencial. Essas hipóteses são em geral aceitas na maioria dos modelos físicos, mas devem ser verificadas cuidadosamente no caso de modelos mais acurados ou para menores escalas, no limite do meio contínuo.

Conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial (\mathbf{w})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{w} \mathbf{u}) = -\nabla P + \frac{\rho \mathbf{g}}{Fr} + \frac{1}{Re} \nabla \cdot \mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) + \mathbf{F} + \mathbf{F}_b \quad (5)$$

onde  $P$  é a pressão,  $\mathbf{g}$  é o vetor gravidade adimensional (com a componente horizontal nula e a vertical igual a  $-1$ ), as propriedades  $\rho$  (massa específica) e  $\mu$  (viscosidade) são adimensionalizadas de acordo com os valores de referência ( $\rho_l$  e  $\mu_l$ ) e  $\mathbf{F}$  é um termo fonte que leva em conta as forças de superfície interfaciais:

$$\mathbf{F} = \int_A \mathbf{f} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) dA \quad (6)$$

sendo  $\mathbf{x}_f$  o vetor posição da interface,  $\mathbf{f}$  o salto de pressão na interface devido à tensão superficial:  $\mathbf{f} = \kappa \mathbf{n}/We$ , e  $\kappa$  é duas vezes a curvatura média da interface.  $\mathbf{F}_b$  é o termo fonte devido às tensões de cisalhamento paralelas ao plano  $xy$ . Uma vez que se trata de um menisco de pequenas dimensões, todo o escoamento é aproximado para o regime de Poisselle (Peterson, 1994). Assim:

$$\mathbf{F}_b = -\frac{3\mu}{Re.a^2} \cdot \mathbf{u} \quad (7)$$

Conservação da energia:

$$\frac{\partial(\rho c T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{w} c T) = \frac{1}{Pe} \nabla \cdot \mathbf{K} \nabla T + Q \quad (8)$$

onde  $c$  é o calor específico à pressão constante,  $\mathbf{K}$  é a condutividade térmica (ambas as propriedades adimensionalizadas em relação aos valores de referência,  $c_1$  e  $K_1$ ) e  $Q$  é um termo fonte que contabiliza a absorção ou liberação de calor latente durante a mudança de fase:

$$Q = \int_A q \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) dA \quad (9)$$

onde  $q$  é o termo fonte de energia por unidade de superfície na interface:

$$q = \frac{\rho_l L}{\rho_v L_0} (\rho \mathbf{V} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} \quad (10)$$

$L_0$  é o calor latente de mudança de fase e  $L$  é sua forma corrigida, levando em conta a diferença de calores específicos para cada fase:

$$L = L_0 + (c_1 - c_v) T_v \quad (11)$$

O conjunto de equações apresentado juntamente com os termos fonte satisfaz automaticamente as condições de salto na interface, supondo que esta tenha espessura zero.

A interface é suposta estar em equilíbrio térmico, isto é, sem salto de temperatura, mas não em equilíbrio termodinâmico (o qual acarretaria um salto de temperatura na interface). Combinando esta hipótese com a relação de Clausius-Clapeyron aplicada à uma interface curva obtém-se a condição da temperatura na interface:

$$T_f - \sigma \kappa + We \left( 1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) P_v + \frac{\rho_v}{\rho_l} \left( \frac{c_v}{c_1} - 1 \right) T_f^2 + \vartheta (\rho \mathbf{V} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (12)$$

onde  $T_f$  é a temperatura local da interface,  $P_v$  é a pressão no lado do vapor e  $\sigma = c_1 T_v \gamma / \rho_v L_0^2 y_0$ .  $T_v$  é a temperatura de vaporização,  $y_0$  é o comprimento de referência e  $\gamma$  a tensão superficial. O último termo inclui os efeitos de não equilíbrio na cinética molecular:  $\vartheta = \rho_l c_1 U_0 / \rho_v L_0 \phi$ , onde  $\phi$  é o coeficiente cinético molecular. Valores pequenos de  $\phi$  tende a inibir a formação de protuberâncias na interface.

Os números adimensionais resultantes do modelo matemático são: número de Reynolds,  $Re = \rho_l U_0 y_0 / \mu_l$ , número de Peclet,  $Pe = Re.Pr$ , número de Weber,  $We = \rho_l U_0^2 y_0 / \gamma$  e número de Froude,  $Fr = U_0^2 / G.y_0$  ( $G$  é a aceleração local da gravidade).

### 3. Método de solução

O problema de fronteira móvel foi resolvido pelo método de captura de interface, introduzido por Unverdi & Trygvason (1992), e empregado por Juric (1996) na solução de problemas de mudança de fase. Neste método, uma malha uniforme fixa a um referencial Euleriano é gerada, onde são aplicadas as equações de balanço para todo o domínio. A interface atua como um referencial Lagrangeano, sobre o qual é aplicada uma malha móvel e variável. Através da introdução da *Função Indicadora*, é feita a localização da interface a cada instante, e a malha móvel é reconstruída, tornando possível a variação das propriedades físicas.

Para a implementação, a interface é representada como uma curva parametrizada  $\mathbf{R}(u)$ , de onde se extraem os vetores normal e tangente e a curvatura, e é discretizada via interpolação por um polinômio de Lagrange, que permite a reconstrução (remalhagem) da interface, mantendo a distância entre os pontos Lagrangeanos dentro dos limites,  $0,9 < d/h < 1,1$ , onde  $h$  é a distância entre os pontos da malha fixa, Fig. (2).

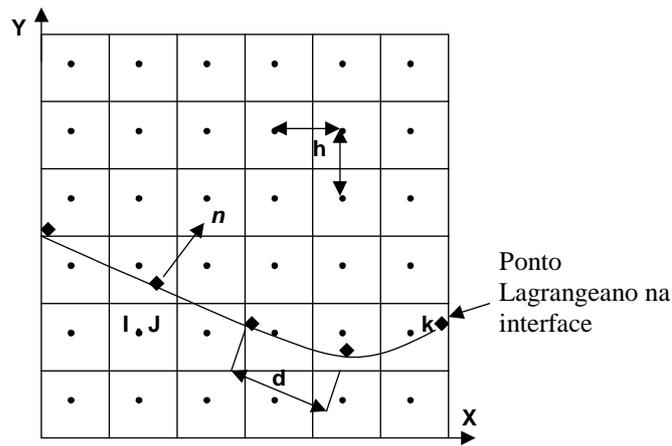


Figura 2. Malhas Euleriana e Lagrangeana.

A função indicadora  $I(x,t)$  é construída numericamente e varia de 1 (vapor) a 0 (líquido), usando a curva definida pela interface para o cálculo dos termos fonte. O salto na função através da interface é distribuído pelos pontos da malha fixa, gerando um campo gradiente na malha:

$$\mathbf{G}(\mathbf{x}) = \nabla I = \int_A \mathbf{n} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_f) dA \quad (13)$$

que deve ser zero, exceto próximo à interface, como representado pela função delta de Dirac. Porém, tal representação não é conveniente para um número discreto de pontos. Assim, a representação do salto na interface é feita através da função Distribuição, a qual é similar a uma curva Gaussiana, como mostrado na Fig.(3), e seu valor depende da distância  $|\mathbf{x}_{ij} - \mathbf{x}_k|$  entre os pontos Lagrangeanos e Eulerianos:

$$D_{ij}(\mathbf{x}_k) = \frac{f[(x_k - x_i)/h].f[(y_k - y_j)/h]}{h^2} \quad (14)$$

onde  $D_{ij}$  é a função Distribuição para um ponto  $k$  na malha Lagrangiana em relação à um ponto Euleriano  $(i,j)$ . Note-se que, ao aumentar  $h$ , a interface se torna mais espessa.

A função  $f$  é a distribuição de probabilidades, relacionada à distância  $h$  por:

$$f(x) = \begin{cases} f_1(x) & \text{se } |x| \leq 1 \\ 1/2 - f_1(2 - |x|) & \text{se } 1 < |x| < 2 \\ 0 & \text{se } |x| \geq 2 \end{cases} \quad (15.a)$$

$$f_1(x) = \frac{3 - 2|x| + \sqrt{1 + 4|x| - 4x^2}}{8} \quad (15.b)$$

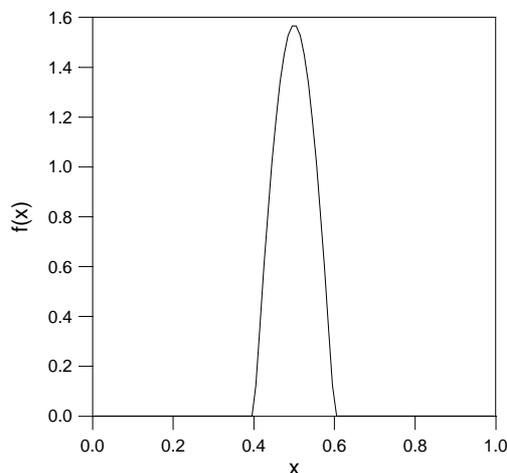


Figura 3. Perfil da distribuição probabilística -  $f(x)$ .

O divergente do campo gradiente é encontrado pela derivação numérica da equação de Poisson:

$$\nabla^2 I = \nabla \cdot \mathbf{G} \quad (16)$$

Apesar de serem consideradas constantes em cada fase, as propriedades no interior do domínio devem ser tratadas como variáveis na formulação. Uma propriedade genérica  $\phi$  ( $\rho$ ,  $\mu$ ,  $c$  ou  $K$ ) é expressa como:

$$\phi(\mathbf{x}) = \phi_l + (\phi_v - \phi_l) I(\mathbf{x}, t) \quad (17)$$

O acoplamento entre a malha móvel e a fixa é feito em cada passo de tempo através da função Distribuição, que representa os termos fonte nas equações de balanço e interpola os campos com descontinuidades infinitesimais numa região de espessura finita ao redor da interface. A equação do momentum na interface se torna:

$$\frac{\partial I}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla I \quad (18)$$

Para obter a solução, a forma inicial da interface é especificada e a função indicadora construída. Os campos de propriedades e temperatura são então determinados. Os passos a serem seguidos são:

1. Com o valor atual de  $\mathbf{V}$ , a interface é advectada para uma nova posição, calculada explicitamente por  $\mathbf{V}^n = (d\mathbf{x}_f/dt) \cdot \mathbf{n}$ .
2. A densidade e o calor específico são calculados para a nova posição da interface.
3. O termo fonte  $\mathbf{f}$  é calculado e distribuído na malha fixa.
4.  $\mathbf{V}^{n+1}$  é estimada via iterações de Newton, através de relaxação numérica, e usada para calcular o fluxo  $m$  através da interface e o valor obtido é distribuído na malha fixa.
5. A partir das condições de contorno,  $\mathbf{w}$ ,  $\mathbf{u}$  e  $P$  são obtidos através das Eqs. (2) e (5).
6. A densidade encontrada no passo 2 e o fluxo  $\mathbf{w}$  são interpolados pela função distribuição para encontrar o fluxo mássico  $\mathbf{w}_f$  e a densidade  $\rho_f$  na interface.
7. O fluxo de calor  $q$  é calculado através da Eq. (10) e distribuído na malha fixa.
8. Utilizando as condições de contorno, a equação da energia, Eq. (7), é resolvida para obter-se a temperatura no tempo  $n+1$ .
9. A temperatura e a pressão são interpoladas para encontrar  $T_f$  e  $P_f$  na interface.
10. Se a condição de equilíbrio for satisfeita, os campos de viscosidade e condutividade são atualizados para a nova posição, e avança-se um passo no tempo. Do contrário, uma nova estimativa para  $\mathbf{V}^{n+1}$  é calculada e retorna-se ao passo 4.

O critério usado no passo 10 é o resíduo da Eq. (12). Uma vez que este tenha se reduzido à tolerância desejada, a convergência para o passo de tempo é assumida. Caso contrário, a velocidade é corrigida no passo 4 através de Iterações de Newton, dadas por:

$$\mathbf{V}^{n+1} = \mathbf{V}^n - \omega \cdot \mathbf{R}(T) \quad (19)$$

onde  $\omega$  é um coeficiente de relaxação e  $\mathbf{R}(T)$  o resíduo da condição de salto da temperatura na interface. As iterações são repetidas até que  $\mathbf{R}(T)$  em cada ponto seja menor que a tolerância. O valor ótimo de  $\omega$  é encontrado por tentativas no início do cálculo.

#### 4. Resultados

O programa computacional foi construído em linguagem FORTRAN. As equações de transporte foram resolvidas via Volumes Finitos, através do algoritmo PRIME aplicado a uma malha deslocada. A discretização foi feita usando o esquema FTCS, explicitamente em relação ao tempo.

Os resultados numéricos foram validados através da comparação com uma variante do problema de Stefan unidimensional, no domínio  $0 < x < 1$ , onde um fluxo de calor constante é imposto em  $x = 0$ , enquanto a temperatura é mantida constante em  $x = 1$ . A posição inicial da interface é  $x_f = 0,5$ , com a fase líquida antes dessa posição e a fase vapor depois. Ambas as fases estão à temperatura de saturação no tempo inicial. Os valores usados foram  $K_v/K_l = 0,33$ ,  $\rho_v/\rho_l = 0,5$ ,  $c_v/c_l = 0,5$ ,  $q = 0,1$ ,  $T_{sat} = 1$ ,  $Pe = 0,04$ ,  $Re = 0,08$ ,  $We = 0$ ,  $Fr = 0$ ,  $\sigma = 0$  e  $\vartheta = 0$ .

Os resultados para a velocidade da interface são comparados com aqueles obtidos via Técnica da Transformada Integral Generalizada – GITT (*Generalized Integral Transform Technique* - Cotta et al, 1998). Na Fig.(4), observa-se uma excelente concordância entre os dois métodos, que melhora com o aumento do número de pontos na malha Lagrangeana ( $n_i$ ), especialmente nos tempos iniciais e quando se atinge regime permanente.

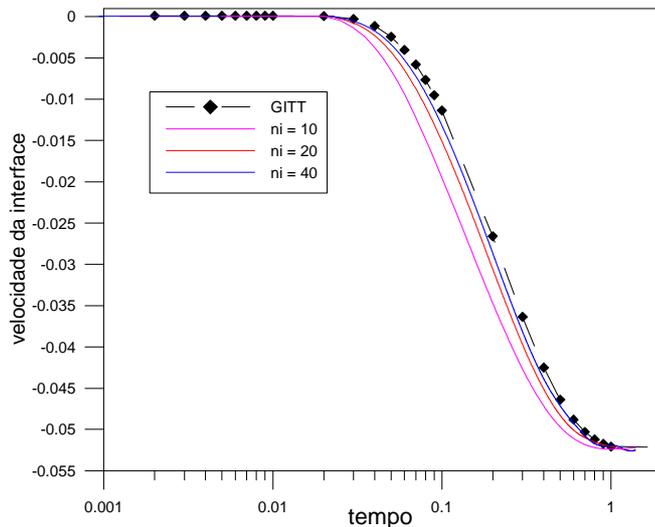
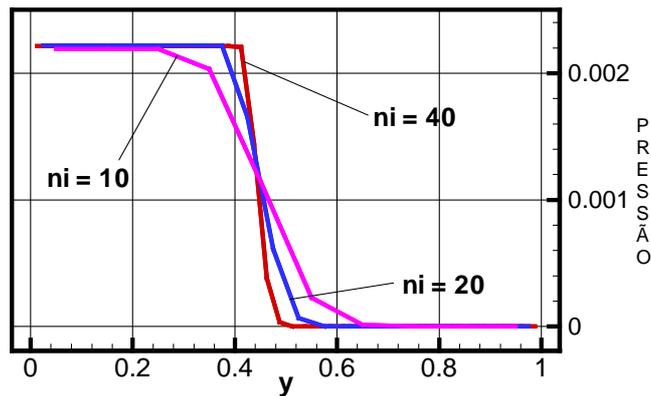
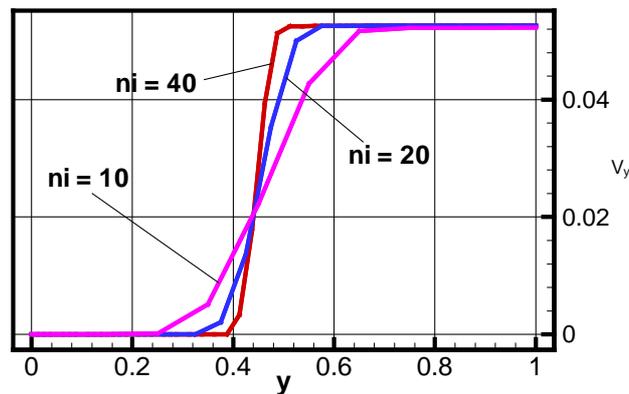


Figura 4. Comparação entre o método de Captura de Interface e a GITT.

Nesse caso, o número de pontos da malha Euleriana também aumenta, devido ao acoplamento entre a duas malhas através da Função Distribuição. Na Fig.(5) o efeito do número de pontos usado sobre a espessura da interface pode ser observado nos perfis da pressão e da componente vertical da velocidade. Com  $ni = 10$ , a interface possui uma espessura considerável em relação ao domínio. A partir de  $ni = 40$ , a descontinuidade na interface é representada com bastante precisão. Note que mesmo para  $ni = 10$ , os resultados fora da interface já são praticamente iguais aos valores exatos, alcançados plenamente quando  $ni = 20$ .



(a) Perfil de pressão



(b) Perfil da componente vertical da velocidade

Figura 5. Comparação entre as soluções para vários números de pontos usados na malha Lagrangeana ( $ni$ ).

Em seguida foram realizados testes para verificar o comportamento qualitativo da solução, de modo a verificar a coerência do modelo físico. Em nenhum deles, porém, foi alcançado regime permanente, pois o lado superior da cavidade (tampa) foi suposto aberto e distante o suficiente para considerar inexistência de variações nesta face.

Essa hipótese impede que se atinja o equilíbrio, pois o vapor pode ser admitido ou rejeitado através da tampa. Se a tampa fosse fechada, o aumento da pressão absoluta provocaria um aumento correspondente na temperatura de saturação e inibiria a evaporação, permitindo que a posição da interface se estabilizasse, o que é uma condição normalmente encontrada em tubos capilares e microtubos de calor.

Para satisfazer numericamente essa condição, seria necessário um processo iterativo para determinação da pressão absoluta no interior da cavidade através da conservação da massa. Esse tópico será deixado para trabalhos posteriores.

No primeiro teste, o método de solução foi testado numa cavidade quadrada em que a interface plana estava inicialmente em  $y = 0.5$ . Os dados usados foram:  $\rho_v/\rho_l = 0,5$ ,  $Re = 1$ ,  $Pe = 1$ ,  $We = 1$ ,  $Fr = 1$ ,  $\sigma = 0,002$ ,  $\vartheta = 0,002$  e  $q_w = 1$ , sendo  $q = q_w$  para  $x < 0,5$  e  $q = -q_w$  para  $x > 0,5$ . Nessa etapa não se empregou um gás real devido ao elevado tempo computacional necessário para se alcançar resultados semelhantes.

O objetivo era, além de verificar a comportamento da malha Lagrangeana e do sistema de remalhagem, verificar o comportamento das variáveis na interface, principalmente a obtenção do salto de pressão na interface devido às forças interfaciais e às condições de salto.

A evolução da interface em intervalos regulares de tempo adimensional até  $t = 6,0$  é mostrada na Fig. (6). O cálculo foi interrompido quando a interface alcançou a base da cavidade. Na Fig. (7), é possível observar que o salto da pressão na interface é bem representado, apesar da malha relativamente grosseira usada ( $20 \times 20$ ).

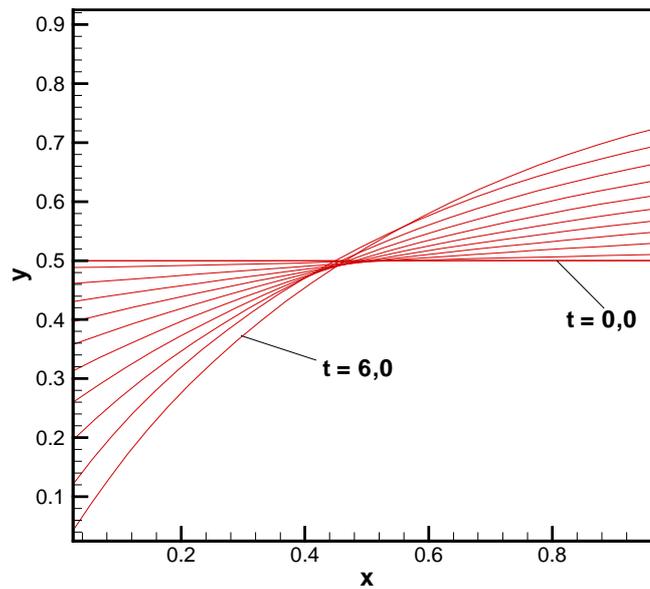


Figura 6. Variação da posição da interface com o tempo.

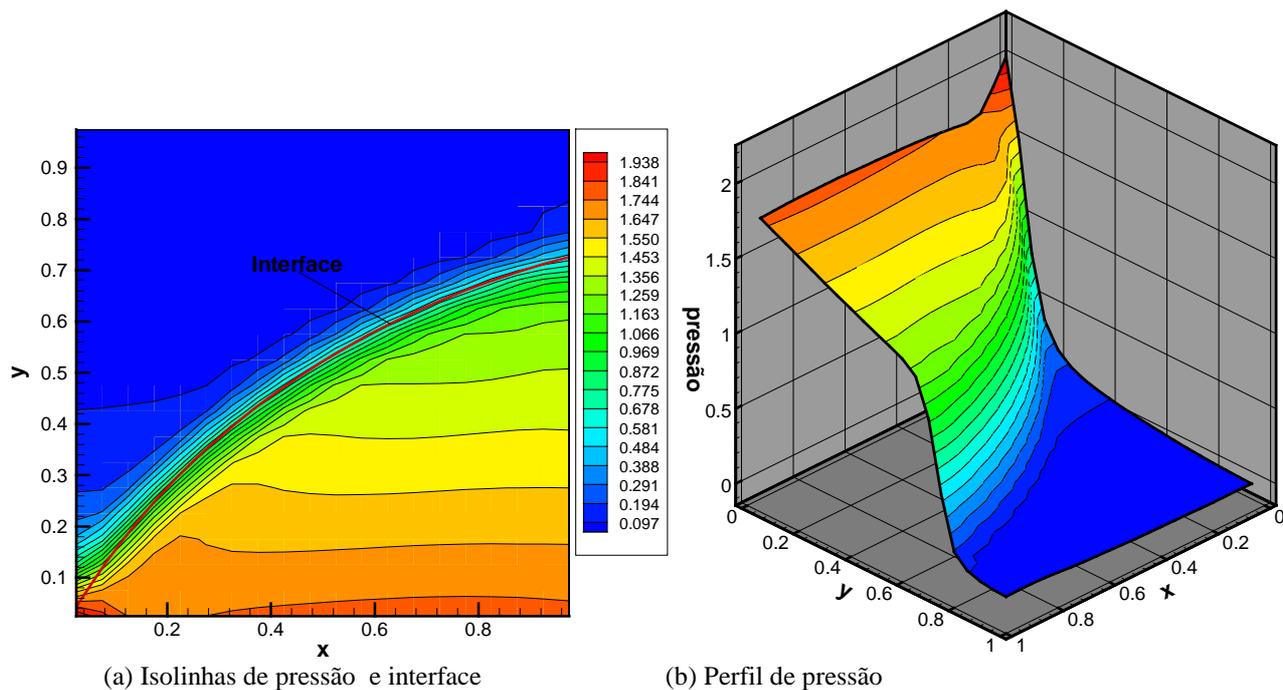


Figura 7. Captura do salto de pressão na interface em  $t = 6,0$ .

A seguir, o programa foi testado para o caso bidimensional de cavidade plana com razão de aspecto 4/1, utilizando o modelo físico completo para água a 200° C, com as propriedades obtidas por Peterson (1994).

Foi simulado um menisco numa cavidade de comprimento 4 mm e altura 1 mm, com espessura 0,1 mm. A altura inicial da interface usada foi 0,3 mm, para um fluxo de calor de 10 kW/m<sup>2</sup>, com uma região adiabática na parede em 1mm < x < 3 mm. Os parâmetros adimensionais resultantes foram  $Re = 100$ ,  $Pe = 89.7$ ,  $We = 0.0104$ ,  $Fr = 1.19$ ,  $\sigma = 1.3 \times 10^{-5}$  e  $\vartheta = 1.27$ .

O programa foi executado com uma malha 80 x 20. A Fig. 8 mostra a evolução do perfil da interface até t = 0,2 s. O comportamento é similar ao caso mostrado anteriormente. Devido à alta condutividade térmica do líquido e à pequena extensão do menisco, toda a interface se move, porém mais no lado do evaporador, já que a distância entre esta e a parede se reduz, intensificando a troca de calor.

O perfil de temperatura, Fig. 9, é influenciado basicamente pela condução no líquido. O vapor é mantido praticamente à temperatura de saturação, o que compatível com a modelagem comumente usada em tubos de calor. O perfil de temperatura na parede está, ainda, bastante distante do obtido em regime permanente.

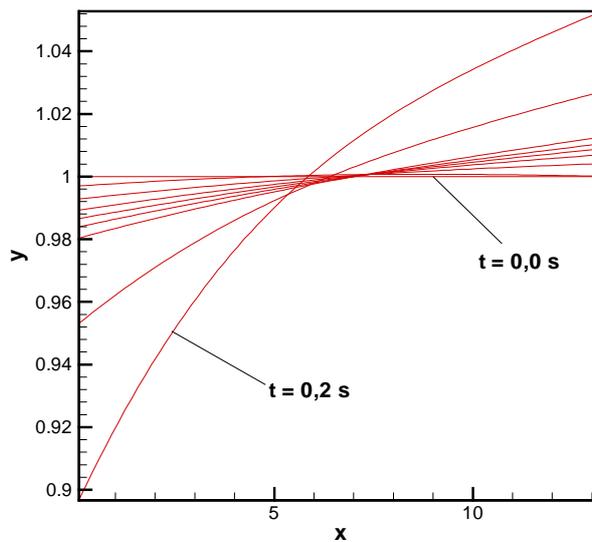


Figura 8. Variação da posição da interface com o tempo para água.

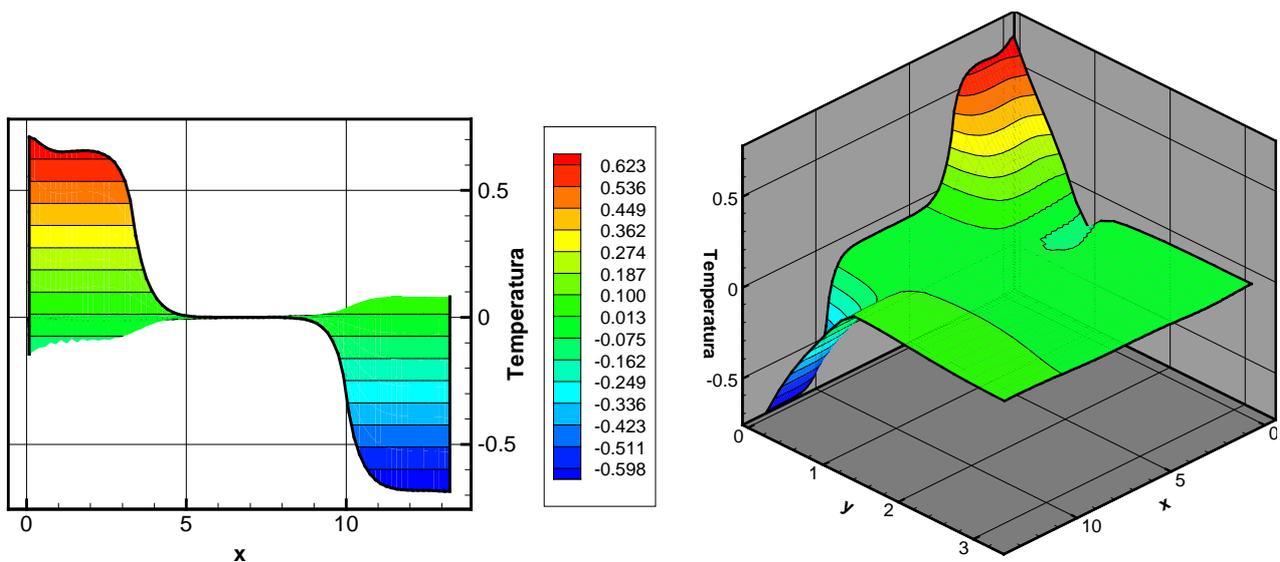


Figura 9. Perfil de temperatura em t = 0,2 s.

O campo de escoamento mostrado na Fig. (10) é compatível com os processo de evaporação e condensação em cada extremidade do microtubo. Como o lado superior (a tampa) foi deixado aberto, é possível atender à conservação da massa, através da entrada e saída de vapor por aquela superfície, permitindo que as duas fases tenham taxas de formação volumétrica diferentes.

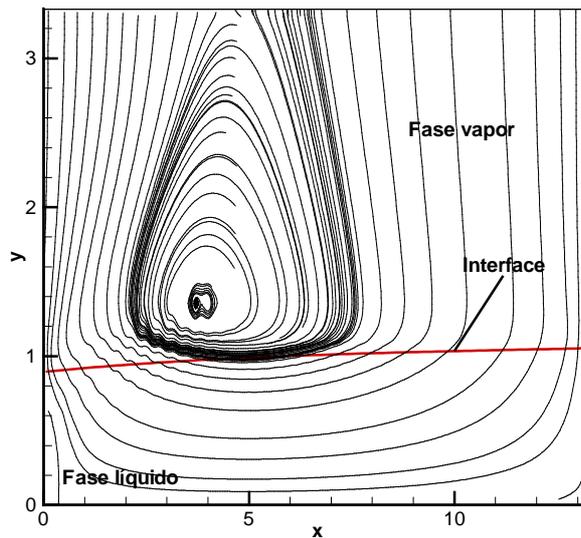


Figura 10. Linhas de corrente e interface em  $t = 0.2$  s.

Finalmente, o perfil de pressão na interface, Fig. (11), mostra que os maiores valores são atingidos na região do evaporador. Se a cavidade fosse fechada, o aumento da pressão do vapor causaria o aumento da temperatura de saturação no local. Uma temperatura de saturação maior dificultaria o processo de evaporação, e permitiria ao sistema entrar em equilíbrio, isto é, qualquer excesso de evaporação em relação à condensação seria compensado pelo aumento da pressão do vapor, o que suprimiria a evaporação. Assim se atingiria regime permanente, com uma interface de concavidade voltada para cima devido a esse efeito, e não o contrário, como é observado. Como não há essa limitação, a tendência da interface é se transformar numa superfície vertical ou próxima, balizando as regiões do evaporador e do condensador.

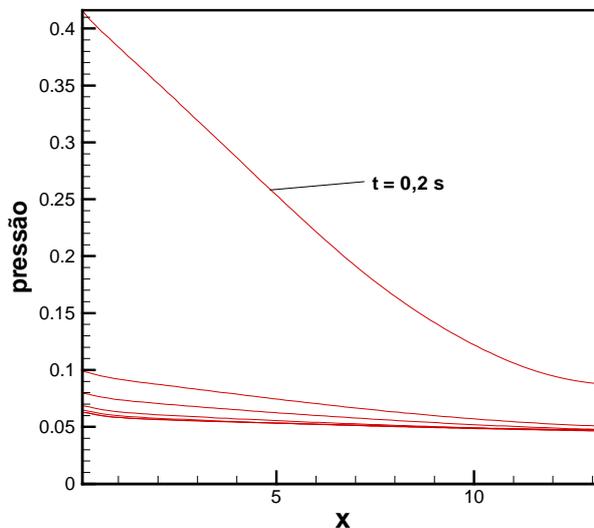


Figura 11. Perfil de pressão na interface a intervalos regulares.

## 5. Conclusão

Neste trabalho, um método de captura de interface foi empregado para simular a transferência de calor bidimensional transiente em um menisco no interior de uma cavidade retangular plana. O código foi validado através da comparação com a solução exata de um problema unidimensional, demonstrando que a representação da descontinuidade na interface melhora à medida que mais pontos são adicionados à malha móvel, devido à característica híbrida Euleriana-Lagrangeana do método. O modelo físico completo foi testado, mostrando a capacidade do método de capturar o salto de pressão na interface. Foi simulada a troca de calor e mudança de fase de um fluido real. Os resultados obtidos são fisicamente coerentes e qualitativamente se aproximam daqueles esperados. No entanto, essa é uma validação parcial do modelo físico. Testes completos em geometrias tridimensionais irregulares, até ser atingido o regime permanente, e sua comparação com os modelos disponíveis na literatura são necessários para confirmar a precisão do modelo físico. A metodologia descrita neste trabalho pode ser facilmente estendida para aplicação em problemas envolvendo as três dimensões e geometrias irregulares.

## 6. Agradecimentos

O autor gostaria de agradecer à FAPESP pelo suporte financeiro durante a realização deste trabalho.

## 7. Referências

- Cotta, R. M., 1998, "The Integral Transform Method in Thermal and Fluids Science and Engineering", Begell House, New York.
- Duncan, A. B., Peterson, G. P., 1994, "Review of Micro scale Heat Transfer, Applied Mechanics Review", Vol. 47, No. 9, pp. 397-428.
- Faghri, A., 1995, "Heat Pipe Science and Technology", Taylor&Francis, NY.
- Juric, D., 1996, Computations of Phase Change, PhD. Thesis, University of Michigan.
- Juric, D. and Tryggvason, G., 1998, "Computations of Boiling flows", Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 24, No. 3, pp 387-410.
- Ma, H. B., Peterson, G. P., 1998, "The Minimum Meniscus Radius and Capillary Heat Transport Limit in Micro Heat Pipes", Journal Heat Transfer, Vol. 120, pp. 227-233.
- Peterson, G. P., 1994, "An Introduction to Heat Pipes – Modeling, Testing and Applications", John Wiley & Sons, New York.
- Peterson, G. P., Ha, J. M., 1998, "Capillary Performance of Evaporating Flow in Micro Grooves: An Approximate analytical Approach and Experimental Investigation", Journal Heat Transfer, Vol. 120, pp. 743-751.
- Peterson, G. P., Ma, H. B., 1999, "Temperature Response of Heat Transport in a Micro Heat Pipe", Journal Heat Transfer, Vol. 121, pp. 438-445.
- Prat, D. M., Brown, J. R., Hallinan, K. P., 1998, "Thermo capillary Effects on the Stability of a Heated, Curved Meniscus", Journal Heat Transfer, Vol. 120, pp. 220-226.
- Ravigururajan, T. S., 1998, "Impact of Channel Geometry on Two-Phase Flow Heat Transfer Characteristics of Refrigerants in Micro Channel Heat Exchangers", Journal Heat Transfer, Vol. 120, pp. 485-491.
- Unverdi, S. O., Tryggvason, G., 1992, "A Front-Tracking Method for Viscous, Incompressible, Multi-fluid Flows", Journal of Computational Physics, Vol. 100, pp. 25-37.

## TRANSIENT SIMULATION OF A TWO-DIMENSIONAL CAPILLARY MENISCUS VIA AN INTERFACE TRACKING METHOD

### Humberto Araujo Machado

Universidade do Vale do Paraíba – UNIVAP, Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento – IP&D  
 Av. Shishima Hifume, 2911, Urbanova, São José dos Campos, SP – 12.244-000  
[machado@univap.br](mailto:machado@univap.br)

**Abstract.** *In capillary and micro heat pipes the internal porous media is replaced by a capillary groove, yielding a meniscus formed by the liquid phase. The meniscus height varies along the groove length, from the condenser section to the evaporator section, and the difference between the pressures in each extremity is responsible for pumping the liquid. Such devices have been employed in electronic cooling, due its small dimensions. This system provides excellent thermal control, assuring uniform temperature distribution. In previous works related to capillary heat pipe simulation, empirical or simple 1-D models have been used, but not taking into account the complete unsteady phenomena. In this work, the physical model and the 2-D unsteady simulation of a flat capillary two-dimensional meniscus is presented. The phase change problem of a heated liquid meniscus in a groove is simulated via an interface tracking method, which is an hybrid Lagrangean-Eulerian method for moving boundary simulation. A variation of the one-dimensional Stephan problem is used to validate the numerical code. The presented method may be extended easily to 3-D processes for any groove geometry.*

**Keywords.** *Capillary meniscus, Interface tracking, Phase change, Moving boundary .*