

MODELO SIMPLIFICADO PARA A TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA NO INTERIOR DE BOLHAS SUPERAQUECIDAS APLICADO À EVAPORAÇÃO POR CONTATO DIRETO

Fábio Pereira de Aguiar Barros

Ricardo Carvalho Rodrigues

Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Programa de Engenharia Química da COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Caixa Postal 68502, 21941-972 Rio de Janeiro, RJ, Brasil. Fax: 55-21-25628300, paulo@peq.coppe.ufrj.br

Usando um modelo desenvolvido e validado recentemente para a transferência simultânea de calor e massa durante a formação e ascensão de bolhas superaquecidas, os perfis de temperatura e fração mássica de água na fase gasosa, a taxa mássica de evaporação e o calor sensível trocado entre a bolha e a fase líquida durante o processo de evaporação por contato direto em um sistema água-ar foram obtidos e utilizados para determinação dos coeficientes de transferência de calor e massa no interior da fase gasosa. Para os casos analisados foi observada uma grande queda nos valores dos coeficientes durante a etapa de formação devido a variação da velocidade média do ar na bolha ao longo do seu crescimento, por outro lado, após o desprendimento da bolha, os valores permaneceram aproximadamente constantes durante toda a etapa de ascensão. A definição e utilização em um modelo a parâmetros concentrados de valores médios para os coeficientes permitiu o cálculo do comportamento transiente da temperatura média e da fração mássica média de água na bolha ao longo das etapas de formação e ascensão. Os resultados, então, foram comparados com os comportamentos obtidos pelo modelo detalhado para transferência simultânea de calor e massa. O uso de coeficientes constantes no modelo simplificado foi adequado para a etapa de ascensão e inadequado para a etapa de formação.

Palavras chave: bolhas, transferência de calor, transferência de massa, coluna de borbulhamento, evaporação

1. Introdução

Nos ECD's para sistemas gás-líquido, o contato entre os fluidos é realizado por meio do borbulhamento ou gotejamento de um dos fluidos, denominado fase dispersa, no interior do outro, o qual é denominado de fase contínua. O ECD mais comum é um equipamento constituído basicamente por uma coluna de líquido na qual borbulha-se um gás superaquecido. Dentre as vantagens dos equipamentos baseados em colunas de borbulhamento pode-se destacar: simples construção, ausência de problemas de selagem devido à ausência de partes móveis, excelentes propriedades de transferência de massa e de calor, fácil controle de temperatura, altas áreas interfaciais e versatilidade operacional.

Evidências experimentais e estudos teóricos (IGUCHI et al. 1992; KOMAROV et al., 1998; GRASSMANN, 1962; HACKENBERG, 1965; TOKUNAGA, 1995, SCHMIDT, 1977a, 1977b) indicam que, tanto para a transferência de calor quanto para a transferência de massa, a maior resistência encontra-se na fase dispersa. Portanto, negligenciar tal resistência pode levar a erros consideráveis. O processo de borbulhamento pode ser dividido em duas etapas: formação e ascensão. Embora a etapa de ascensão represente boa parte do tempo de residência da bolha no ECD, estudos experimentais (GRASSMANN e WYSS, 1962; BHAGADE et al., 1973; SCHMIDT 1977a e 1977b) evidenciam a importância da etapa de formação no processo de evaporação por contato direto.

No presente trabalho, um modelo simplificado a parâmetros concentrados foi proposto para a formação e ascensão de bolhas superaquecidas em uma coluna de líquido subresfriado, o qual utiliza coeficientes médios de transferência de calor e massa para ambas as fases. O uso de coeficientes de transferência de calor (h_b) e massa (k_b) para fase gasosa não é muito comum na literatura embora, conforme citado anteriormente, a fase dispersa represente parte significativa da resistência a estes processos de transporte. Estes coeficientes foram calculados usando o modelo Lagrangeano detalhado de CAMPOS e LAGE (2000), para a transferência simultânea de calor e massa em bolhas superaquecidas, que é válido tanto para a etapa de ascensão quanto para a etapa de formação. A validade do modelo simplificado usando coeficientes médios foi avaliada comparando a evolução temporal da fração mássica média de água na bolha, da temperatura média da bolha e do raio da bolha em ambas as etapas de borbulhamento com as previsões do modelo detalhado. O objetivo principal do trabalho foi validar a possibilidade de uso de coeficientes de transporte médios e constantes durante a etapa de ascensão das bolhas, o que abre há possibilidade de simulação CFD de um equipamento de ECD.

2. Modelagem Matemática

2.1. Modelo simplificado

A formulação matemática do modelo simplificado para a ascensão e formação de uma bolha em um sistema com uma única substância volátil é baseada na conservação de massa e energia na bolha e através de sua superfície. O modelo assume que o gás está saturado na interface. Neste trabalho, o sistema ar-água foi considerado. Fazem parte do modelo os balanços de massa global, de massa do componente volátil (1) e de energia dados, respectivamente, pelas Eqs. (1), (2) e (3).

$$\frac{d}{dt} \left[\overline{\rho}_b(t) V_b(t) \right] = \dot{m}_{vap}(t) + \dot{m}_{inj} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\overline{Y}_{1,b}(t) \overline{\rho}_b(t) V_b(t) \right] = \dot{m}_{vap}(t) + Y_{inj,1} \dot{m}_{inj} \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\overline{\rho}_b(t) V_b(t) C_{p_b}(t) \left(\overline{T}_b(t) - T_r \right) \right] = -Q_b(t) + \dot{m}_{inj} C_{p_{inj}} (T_{inj} - T_r) \quad (3)$$

A este sistema de equações diferenciais, juntam-se duas outras equações: a equação de estado do gás, Eq. (4), para o cálculo da sua densidade no interior da bolha, e a equação para o cálculo da temperatura da superfície, Eq. (5), que é obtida do balanço de energia na interface.

$$\overline{\rho}_b(t) = \frac{\overline{MM}_b(t) P}{R \overline{T}_b(t)} \quad (4)$$

$$T_s(t) = \overline{T}_b(t) - \frac{Q_b(t)}{h_b A_b(t)} \quad (5)$$

onde $\overline{\rho}_b$ (kg m⁻³) é a densidade da mistura gasosa no interior da bolha, V_b (m³) é o volume da bolha, C_{p_b} (J kg⁻¹ K⁻¹) é a capacidade calorífica da mistura gasosa no interior da bolha, $C_{p_{inj}}$ (J kg⁻¹ K⁻¹) é a capacidade calorífica da mistura gasosa injetada, h_b (W m⁻²) é o coeficiente de transferência de calor na fase gasosa, \overline{T}_b (K) é a temperatura da bolha, T_r (K) é a temperatura de referência, T_s (K) é a temperatura na interface, $\overline{Y}_{1,b}$ é fração mássica do volátil (água) na bolha, $Y_{1,inj}$ é fração mássica do volátil (água) na corrente de injeção, \dot{m}_{vap} (kg s⁻¹) é a vazão mássica do volátil (água) vaporizada, \dot{m}_{inj} (kg s⁻¹) é vazão mássica de gás injetado, Q_b (J s⁻¹) é taxa de calor fornecida pelo gás, ΔH_{vap} (J kg⁻¹) é o calor de vaporização do volátil (água), \overline{MM}_b (kg kmol⁻¹) é o massa molecular média da mistura gasosa e R (J kmol⁻¹ K) é a constante dos gases ideais. O índice 1 refere-se ao volátil (água) e o índice 2 refere-se a um segundo componente ou mistura de composição constante (ar).

O modelo simplificado faz uso dos coeficientes de transferência de calor e de massa que estão presentes no modelo por meio das equações que definem a taxa de calor transportada no gás até a superfície da bolha, Eq. (5), a taxa de calor transportada no líquido a partir da interface, Eq. (7), e a taxa mássica de volátil evaporada, Eq. (8). Além disso, a taxa de calor transportada na fase gasosa até a superfície pode ser decomposta nas suas partes latente e sensível:

$$Q_b(t) = \dot{m}_{vap}(t) \Delta H_s^{vap}(t) + h_{liq} A_b(t) \left[T_s(t) - T_{liq} \right] \quad (6)$$

$$Q_{liq}(t) = h_{liq} A_b(t) \left[T_s(t) - T_{liq} \right] \quad (7)$$

$$\dot{m}_{vap}(t) = \overline{k}_b A_b(t) \left[\rho_s(t) Y_{liq}^{sat}(t) - \overline{\rho}_b(t) \overline{Y}_{1,b}(t) \right] \quad (8)$$

nestas equações, A_b (m²) é a área superficial da bolha, \overline{k}_b (m s⁻¹) é o coeficiente de transferência de massa na bolha, ρ_s (kg m⁻³) é densidade da mistura gasosa calculada na temperatura da superfície, Y_{liq}^{sat} é fração mássica de volátil (água) no gás saturado na temperatura da superfície, Q_{liq} (J s⁻¹) é a taxa de calor sensível que deixa a bolha e é utilizada para o aquecimento da fase líquida, h_{liq} (W m⁻² K⁻¹) é o coeficiente de transferência de calor na fase líquida estimado a partir

da correlação de CALDERBANK e MOO-YOUNG (1961) e ΔH_s^{vap} (J kg⁻¹) é o calor de vaporização do volátil (água) calculado na temperatura da interface.

2.2. Coeficiente de transferência de calor e massa na fase gasosa

O modelo detalhado para a transferência simultânea de calor e massa em bolhas, válido para as etapas de formação e ascensão e desenvolvido por CAMPOS e LAGE (2000), foi adotado para a determinação dos valores dos coeficientes de transferência de calor (h_b) e massa (k_b) na fase gasosa. De acordo com este modelo, a bolha é considerada esférica durante todo o tempo de residência na fase líquida e os fluxos mássicos difusivos são apropriadamente descritos pela lei de Fick. Na etapa de formação, a injeção de gás é modelada como uma fonte pontual localizada no centro da bolha que emite gás nas condições de entrada. Variações nas propriedades físicas bem como no raio da bolha são levadas em conta. O modelo consiste das seguintes equações de conservação de massa e energia na bolha:

$$\frac{\partial \rho_G}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_G \nu) = \rho_I Q_I \delta(r) \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_G Y_i) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \rho_G \left(Y_i \nu - D_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) \right] = \rho_I Q_I Y_{i,I} \delta(r), \quad i = 1, 2 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_G C_{pG} T) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_G \nu C_{pG} T) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_G \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \left(C_{p1}^0 - C_{p2}^0 \right) \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 T \rho_G D_1 \frac{\partial Y_1}{\partial r} \right) = \\ \rho_I Q_I \delta(r) \sum_{i=1}^2 Y_{i,I} \langle C_{p_i}^0 \rangle T_I \end{aligned} \quad (11)$$

onde ν (m s⁻¹) é a velocidade na direção radial; Q_I (m³ s⁻¹) é a vazão volumétrica de injeção no orifício, Y_i e D_i (m² s⁻¹) são a fração mássica e o coeficiente de difusão do componente i na mistura, respectivamente, T (K) é a temperatura; δ é a função delta de Dirac, λ_G (W m⁻¹ K⁻¹) é a condutividade térmica da mistura gasosa e ρ_G (kg m⁻³) é a densidade da mistura gasosa. Os símbolos C_{pG} e $C_{p_i}^0$ referem-se, respectivamente, às capacidades caloríficas (J kg⁻¹ K⁻¹) da mistura gasosa e do componente i puro. O índice I refere-se às condições de injeção, ao passo que o índice i refere-se, respectivamente, aos componentes (1) água e (2) ar. As equações (9) a (11) são válidas para a etapa de formação e ascensão conforme citado anteriormente. Para a etapa de ascensão basta fazer $Q_I=0$.

As condições de contorno para as equações (9) a (11) são dadas pelas equações de balanço de massa e de energia na superfície, os quais são obtidos integrando-se as equações de conservação para um volume de controle situado na superfície e tomando o limite das expressões obtidas quando a altura desse volume tende a zero. As equações de contorno são representadas nas expressões abaixo.

$$\frac{-\dot{m}_{ev}}{4\pi R^2} = \rho_G \left(\nu_s - \frac{dR}{dt} \right) \text{ em } r = R(t) \quad (13)$$

$$\rho_G D_{1s} \frac{\partial Y_1}{\partial r} \Big|_{r=R(t)} = \frac{\dot{m}_{ev}}{4\pi R^2} (1 - Y_s) \text{ em } r = R(t) \quad (14)$$

$$-\lambda_G \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R(t)} = \frac{\dot{m}_{ev}}{4\pi R^2} \Delta H_{vap}(T_s) + h_{liq}(T_s - T_L) \text{ em } r = R(t) \quad (15)$$

onde o subscrito s indica a superfície da bolha, R (m) é o raio da bolha para um dado instante de tempo, \dot{m}_{ev} (kg s⁻¹) é a taxa de vaporização, D_{1s} (m² s⁻¹) é coeficiente de difusão do componente 1 nas condições da superfície, ΔH_{vap} (J kg⁻¹) é o calor latente de vaporização e h_{liq} (W m⁻²) é o coeficiente convectivo de transmissão de calor da superfície da bolha para o líquido estimado a partir da correlação de CALDERBANK e MOO-YOUNG (1961).

De forma a prever o desprendimento da bolha do orifício e a sua ascensão, as Eqs. (9) a (11) tem que ser resolvidas juntamente com um modelo dinâmico da bolha. Conforme detalhado por RIBEIRO Jr. et al. (2004b), para a etapa de formação, foi utilizado uma modificação do modelo de DAVIDSON e SCHULER (1960), enquanto que para a etapa de ascensão, um balanço de forças mais detalhado foi realizado, levando em consideração os efeitos inerciais, de massa virtual, empuxo e arrasto. O cálculo da fração mássica da água e da temperatura na superfície da bolha pode ser efetuado com a hipótese de equilíbrio interfacial.

A solução simultânea das Eqs. (9) a (11) permitiu obter os perfis de temperatura e fração de água dentro da bolha, a taxa mássica de evaporação, o raio da bolha e o calor sensível cedido pela bolha para a fase líquida durante o processo de evaporação por contato direto em um sistema água-ar.

Tendo os perfis de temperatura e fração de água na bolha em mãos foi possível obter os valores médios volumétricos da concentração de água ($c_{1,b}$) e da temperatura (\bar{T}_b) no interior da bolha ao longo do tempo, a saber:

$$c_{1,b}(t) = \bar{\rho}_b(t) \bar{Y}_{1,b}(t), \quad \text{onde} \quad \bar{\rho}_b(t) = 3 [r_b(t)]^{-3} \int_0^{r_b(t)} \rho_b(r,t) r^2 dr \quad \text{e} \quad \bar{Y}_{1,b}(t) = 3 [r_b(t)]^{-3} \int_0^{r_b(t)} Y_{1,b}(r,t) r^2 dr \quad (16)$$

$$\bar{T}_b(t) = 3 [r_b(t)]^{-3} \int_0^{r_b(t)} T_b(r,t) r^2 dr \quad (17)$$

Com $c_{1,b}$ e \bar{T}_b e a partir da definição dos coeficientes de transferência de calor e massa, é possível calculá-los utilizando as seguintes equações:

$$h_b(t) = \frac{Q_b(t)}{A_b [\bar{T}_b(t) - T_s(t)]} \quad (18)$$

$$k_b(t) = \frac{\dot{m}_{vap}(t)}{A_b [c_{1,s}(t) - c_{1,b}(t)]} \quad (19)$$

onde $c_{1,s}$ (kg m^{-3}) é a concentração de água na superfície e Q_b (J s^{-1}) é a soma do calor sensível mais calor latente que a bolha cede para a fase líquida. As outras variáveis presentes nas Eqs. (18) e (19) já foram definidas anteriormente.

As equações (18) e (19) foram utilizadas para obter os valores médios temporais de k_b e h_b os quais são parâmetros a serem efetivamente utilizados no modelo simplificado proposto. Para o cálculo da média temporal dos coeficientes os valores obtidos pelas Eqs. (18) e (19) foram utilizados na integração trapezoidal ao longo do intervalo de tempo de ambas as etapas, desta forma, foram obtidos valores de \bar{k}_b para a etapa de formação e ascensão bem como foram obtidos valores de \bar{h}_b para as etapas de formação e ascensão, a saber:

$$\bar{h}_b = \frac{1}{(t_f - t_i)} \int_{t_i}^{t_f} h_b(t) dt \quad \text{e} \quad \bar{k}_b = \frac{1}{(t_f - t_i)} \int_{t_i}^{t_f} k_b(t) dt \quad (20)$$

onde t_f e t_i , são respectivamente o tempo final e o tempo inicial da etapa de formação ou da etapa de ascensão.

2.3. Coeficiente de transferência de calor na fase líquida

O coeficiente convectivo de transmissão de calor da superfície da bolha para o líquido foi estimado a partir da correlação de CALDERBANK e MOO-YOUNG (1961):

$$h_{liq} = 0,31 \rho_L C_{pL} \left[\frac{(\rho_L - \rho_G) \mu_L g}{\rho_L^2} \right]^{1/3} \left(\frac{C_{pL} \mu_L}{\lambda_L} \right)^{-2/3} \quad (22)$$

3. Procedimento Numérico

As equações do modelo desenvolvido por CAMPOS e LAGE (2000) para a fase dispersa foram adimensionalizadas e discretizadas no espaço empregando-se o método dos volumes finitos, com fluxos convectivo-difusivos avaliados pelas funções de interpolação apresentadas por PATANKAR (1980). O sistema de equações diferenciais ordinárias resultante foi resolvido usando-se a subrotina DASSL (PETZOLD, 1989) cujas tolerâncias absoluta e relativa foram ajustadas para os valores 10^{-14} e 10^{-12} respectivamente. Maiores detalhes com relação à adimensionalização e à discretização das equações são apresentados por CAMPOS (1997).

Uma vez obtidos os valores médios para os coeficientes de transferência de calor e massa, o sistema de equações algébrico-diferencial, Eqs. (1) a (5), também foi resolvido com o auxílio da subrotina DASSL (PETZOLD, 1989), cujas tolerâncias absoluta e relativa foram ajustadas para o valor de 10^{-10} .

Todas as simulações foram efetuadas utilizando o sistema água-ar. As propriedades físicas das substâncias puras foram retiradas de LAGE (1992) e de HOLMAN (1983). O coeficiente de difusão binário água-ar como função da temperatura foi calculado por meio da relação desenvolvida por LAGE e RANGEL (1992). A lei dos gases ideais foi empregada para calcular a densidade da mistura gasosa e a condutividade térmica foi estimada pela equação de WASSILJEW modificada por MASON e SAXENA (REID et al., 1987). A capacidade calorífica da mistura gasosa foi calculada considerando comportamento de solução ideal. Para cada componente, a capacidade calorífica média foi obtida a partir de sua definição, usando a temperatura do gás e a temperatura do líquido como limites. A massa molecular média da mistura gasosa foi calculada a partir da média ponderada pela fração molar das massas moleculares de cada substância. O equilíbrio interfacial foi calculado utilizando a equação de WAGNER para calcular a pressão de vapor d'água conforme descrito em REID et al. (1987).

4. Resultados

Conforme explicitado anteriormente, o modelo detalhado desenvolvido por CAMPOS e LAGE (2000) foi utilizado para o cálculo dos valores médios dos coeficientes de transferência de calor e massa. Na Tab. 4.1 estão expostas as condições operacionais fixas utilizadas nas simulações. Na Tab. 4.2 estão expostos os casos estudados para verificar o comportamento das variáveis do processo frente a variações na temperatura de injeção de gás e temperatura do líquido na coluna. É importante ressaltar que as condições analisadas garantem regime de borbulhamento homogêneo.

Conforme a bolha ascende na coluna de líquido, um fluxo de calor é gerado devido à diferença de temperatura entre o ar superaquecido e a fase líquida. O calor possui dois destinos, uma parte é utilizada para aquecer o líquido e a outra parte é utilizada na vaporização da água na interface da bolha, portanto, um fluxo de massa é gerado para o interior da bolha. Com o decorrer do tempo a temperatura média na bolha diminui e a fração mássica média de água na bolha aumenta, desta forma, a bolha caminha em direção ao equilíbrio térmico e à condição de saturação de vapor d'água, no qual a fração mássica de água na bolha é igual à fração de saturação na temperatura de equilíbrio e pressão do sistema, que é o maior valor possível para a fração mássica nestas condições de temperatura e pressão.

As Figuras 1 e 2 ilustram, respectivamente, o comportamento transiente da temperatura média e da fração mássica de água frente a variações da temperatura da fase líquida, casos 1 a 3, e frente a variações na temperatura de injeção de gás, casos 4 a 6. Em todas as figuras deste trabalho, quando for pertinente, o comportamento transiente é analisado em relação a τ , que representa o tempo de residência adimensional, $t/t_{residência}$.

Nas Figuras 1 e 2 percebe-se que tanto para a fração mássica, quanto para a temperatura média a variação temporal é inicialmente grande tornando-se suave ao final das etapas de formação e ascensão. A redução da temperatura média na bolha e o aumento da fração mássica de água promovem a diminuição tanto do fluxo de calor quanto do fluxo de massa, desta forma, as taxas de variação da temperatura e da fração mássica de água são reduzidas, explicando a forma dos comportamentos transientes individuais, tanto para a etapa de formação, quanto para a etapa de ascensão.

No que tange ao comportamento da temperatura média na bolha e da fração mássica de água frente a variações na temperatura da fase líquida é possível observar, nas Fig. 1(a) e 2(a) (casos 1 a 3), que quanto maior a temperatura do líquido mais próximo a bolha estará do equilíbrio térmico e mais distante estará da condição de saturação de água ao final de sua formação. Quanto maior a diferença entre a temperatura de injeção de gás e temperatura do líquido, maior será a taxa de calor cedido pela bolha, desta forma, com a maior cessão de calor, a tendência é que a temperatura da bolha ao final da formação seja tão próxima da temperatura do líquido quanto maior for a diferença. A condição de saturação aumenta de forma não linear com o aumento da temperatura da fase líquida o que acarreta que, ao final da formação, exista um maior distanciamento da condição de saturação com o aumento da temperatura da fase líquida, ainda que a taxa mássica de vaporização cresça com o aumento da temperatura do líquido.

Tabela 4.1-Condições fixas de simulação da formação e ascensão de uma bolha em uma coluna de líquido

Diâmetro do orifício do distribuidor, d_0 (mm)	0,50
Vazão mássica de ar injetado no orifício, M_1 (kg/s)	$0,9870 \times 10^{-4}$
Pressão, P(kPa)	102,75
Massa inicial de água no evaporador (kg)	1,06
Altura de borbulhamento (cm)	28,025
Fração mássica de água no ar injetado, $(Y_{1,ini})$	0,003761

Tabela 4.2- Valores das temperaturas da fase líquida na coluna e de injeção de gás

Casos	T_{inj} (K)	T_{liq} (K)
1	500	310
2	500	330
3	500	360
4	360	340
5	600	340
6	840	340

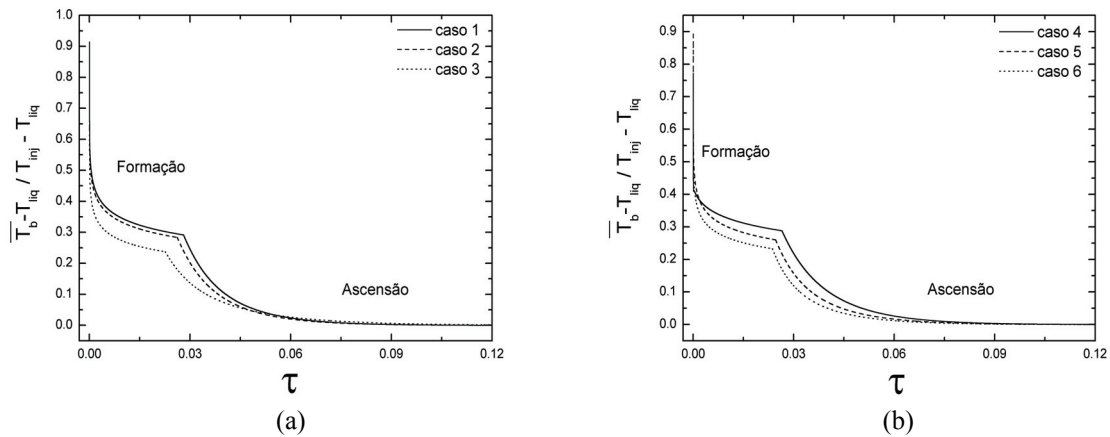


Figura 1. Evolução temporal de \overline{T}_b para os casos 1 a 3 (a) e 4 a 6 (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000).

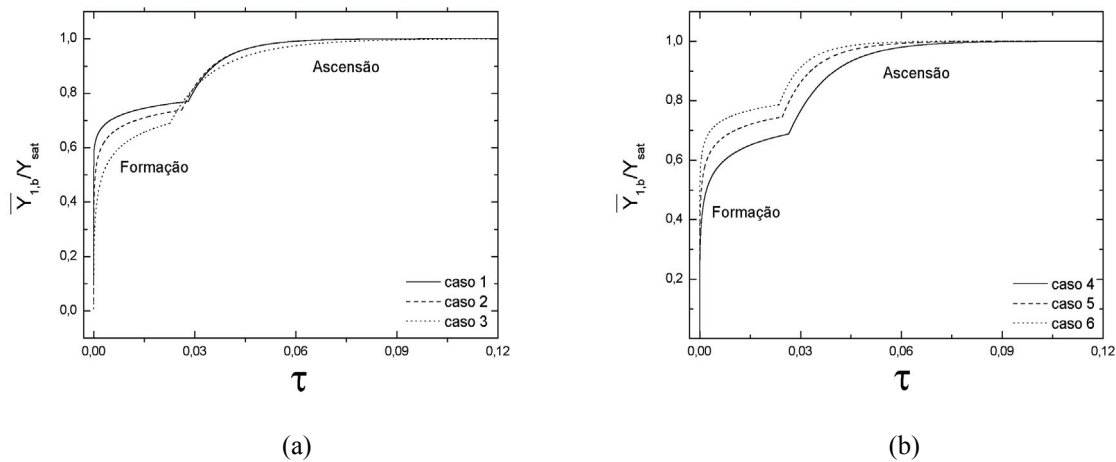


Figura 2. Evolução temporal de $\overline{Y}_{1,b}$ para os casos 1 a 3 (a) e 4 a 6 (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000).

O comportamento da temperatura média na bolha e da fração mássica de água no interior da bolha frente a variações na temperatura de injeção de gás pode ser observado nas Figs. 1(b) e 2(b) (casos 4 a 6), respectivamente. À medida que a temperatura de injeção aumenta, a bolha se aproxima mais do equilíbrio térmico e da condição de saturação ao final da etapa de formação. O comportamento térmico, semelhantemente aos casos 1 a 3, é diretamente influenciado pela diferença entre a temperatura de injeção e a temperatura da fase líquida, estando a bolha ao final da sua formação mais perto da temperatura de equilíbrio quanto maior for esta diferença. No que diz respeito ao comportamento da fração mássica, como a temperatura da fase líquida não varia, a condição de saturação permanece a mesma e, desta forma, a diferença apresentada entre os valores das frações mássicas de água ao final da etapa de formação, casos 4 a 6, se deve a diferença entre a temperatura de injeção e a temperatura da fase líquida, pois, quanto maior for a diferença entre as temperaturas maior será a taxa de calor disponibilizada para a vaporização, acarretando, portanto, em uma maior taxa mássica para o interior da bolha, desta forma, como o caso 6 possui a maior diferença de temperatura a vaporização de água é mais intensa, acarretando em teor mais alto de água no interior da bolha, em relação aos outros casos, fazendo com que a bolha, desta forma, esteja mais próxima da condição de saturação de água.

Os "bicos" que aparecem nos perfis apresentados nas Fig. 1 e 2 para a temperatura e fração mássica média podem ser explicados pela interrupção da injeção de ar, o que gera uma variação abrupta no perfil radial de velocidade. Durante a etapa de formação, a injeção de ar quente compensa parcialmente a perda de calor da bolha para a fase líquida e promove a diluição da massa de água evaporada. Com o desprendimento, estes efeitos cessam, promovendo uma mudança nas taxas de variação da temperatura e da fração mássica, explicando, assim, o surgimento dos bicos nos respectivos perfis.

A Figuras 3 e 4 ilustram, respectivamente, o comportamento transiente dos coeficientes de transferência de calor e massa frente a variações nas temperaturas da fase líquida e de injeção. Fica clara uma queda acentuada no início da etapa de formação para todos os casos analisados que se suaviza ao longo do tempo. Na etapa de formação, os valores dos coeficientes de transferência de calor variaram em média cerca de 2 ordens de grandeza enquanto que os coeficientes de transferência de massa variaram em média cerca de 4 ordens de grandeza, a magnitude dos valores máximos e mínimos de h_b e de k_b estão apresentados nas Tab. 4.3 e 4.4 respectivamente. Por outro lado, para a etapa de

ascensão, a variação de ambos os coeficientes em todos os casos estudados é bem menos intensa quando comparadas com as variações obtidas ao longo da formação.

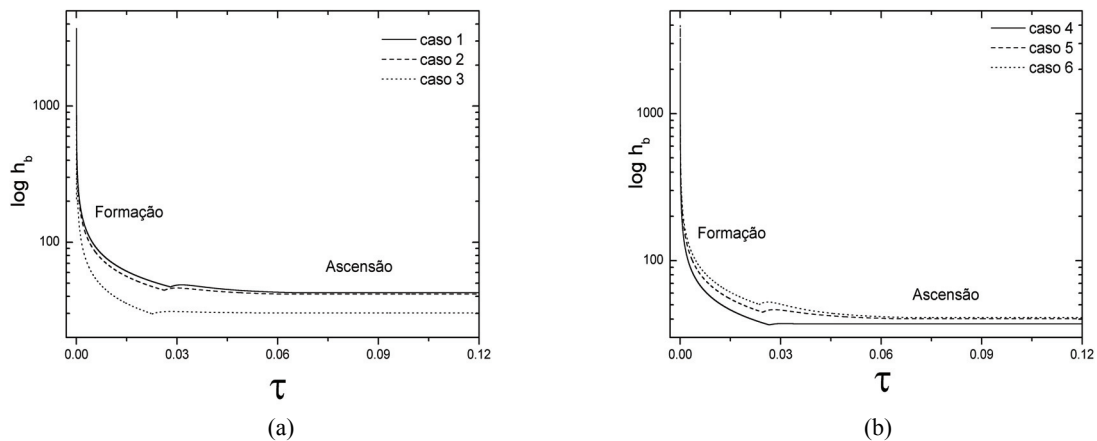


Figura 3. Evolução temporal de h_b para os casos 1 a 3 (a) e 4 a 6 (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000).

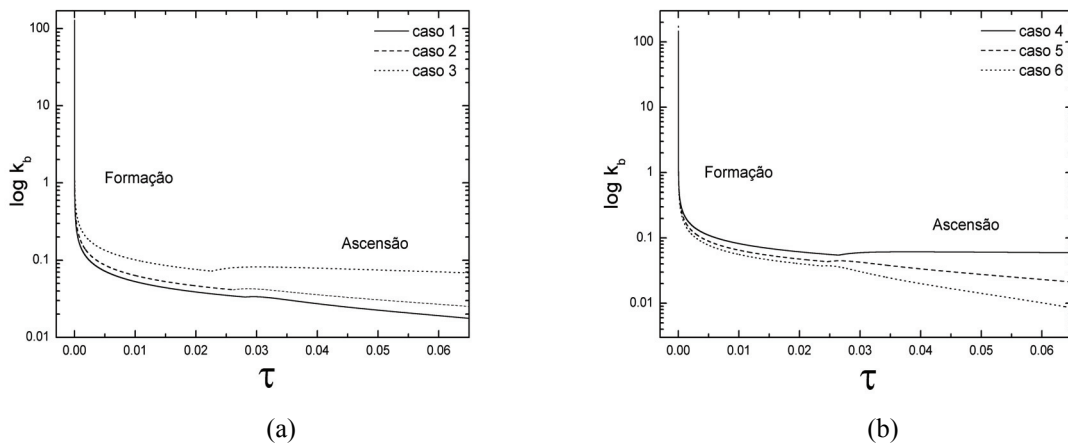


Figura 4. Evolução temporal de k_b para os casos 1 a 3 (a) e 4 a 6 (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000)

O modelo desenvolvido por CAMPOS e LAGE (2000) leva em consideração tanto a contribuição do fluxo difusivo quanto a contribuição do fluxo convectivo na direção radial da bolha, conforme pode ser constatado nas Eqs. (10) e (11). A forte variação dos coeficientes ao longo da etapa de formação da bolha está relacionada primordialmente à importância da contribuição convectiva, a qual pode ser analisada por meio da evolução do perfil radial de velocidade com o tempo, que é mostrado, para o caso 2, na Fig. 5.

No início da etapa de formação da bolha, o gás é injetado em uma bolha de pequeno volume, garantindo altas velocidades radiais e altos fluxos convectivos. Isto pode ser observado na Fig. 5, no qual o perfil de velocidade nos instantes iniciais apresenta altos valores. Com o aumento do volume da bolha e para uma vazão constante de injeção, a velocidade radial do gás é reduzida. Desta forma, a velocidade diminui muito à medida que o tempo passa, sendo, ao final da formação ($\tau_{\text{form}} = 0,02618$), praticamente igual a zero. Este comportamento reduz a contribuição convectiva no transporte de calor e massa ao longo do tempo, assim, tanto o coeficiente de transferência de calor quanto o coeficiente de transferência de massa tendem a diminuir. Quanto menor a bolha, maior é este efeito, levando a uma grande queda dos coeficientes durante a formação.

Após o desprendimento, a velocidade radial varia somente devido a variações do volume da bolha, ocasionada por variações de sua temperatura ou massa. A Figura 6 mostra a evolução temporal dos raios da bolha para os casos 1 a 6. Nos casos 1 a 3, a temperatura de injeção permanece constante e a temperatura de líquido varia. Observa-se que nos casos 1 e 2 houve uma contração da bolha nos instantes iniciais da etapa de ascensão e que para o caso 3, ao invés da contração, houve uma leve expansão no volume da bolha.

A contração do volume ocorre nos casos 1 e 2 devido a um aumento da densidade pela queda da temperatura média na bolha, o qual não é mais contrabalanceada pela injeção de ar, nestes casos a entrada de massa devido à vaporização não compensa o efeito da redução da temperatura. Curiosamente para o caso 3, ao invés da contração da bolha é observada uma leve expansão, isso se deve ao alto valor da temperatura da fase líquida, que além de promover uma menor contração promove também uma alta taxa de vaporização, que compensa a queda de temperatura da bolha aumentando o tamanho da mesma. É importante observar que o aumento da temperatura da fase líquida causa o

aumento do raio ao final da etapa de formação, isto se deve ao fato de que a bolha se contrai menos em processos que ocorram em temperaturas de líquido maiores, devido às menores densidades resultantes.

Tabela 4.3- Valores para os coeficientes de transferência de calor

Casos	Máximo h_b ($W m^{-2} K^{-1}$)		Mínimo h_b ($W m^{-2} K^{-1}$)		Média h_b ($W m^{-2} K^{-1}$)		Desvio Padrão		Coef. Var.	
	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form
1	48.76	3720	42.72	47.10	44.93	81.31	2.32	816.7	0.0517	10.04
2	46.26	3530	41.74	44.50	43.39	76.62	1.74	781.2	0.0400	10.20
3	31.08	3237	29.87	29.88	30.51	53.47	0.30	720.8	0.0098	13.48
4	37.34	2027	36.60	36.62	37.21	61.94	0.11	508.5	0.0030	8.208
5	46.44	3731	40.36	44.62	42.58	76.86	2.41	814.2	0.0565	10.59
6	52.34	3997	41.04	50.41	44.86	86.52	4.49	864.9	0.1001	10.00

Tabela 4.4-Valores para os coeficientes de transferência de massa

Casos	Máximo k_b ($m s^{-1}$)		Mínimo k_b ($m s^{-1}$)		Média k_b ($m s^{-1}$)		Desvio Padrão		Coef. Var.	
	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form
1	0.0338	116.44	0.0160	0.0335	0.0238	0.0605	0.0069	3.468	0.290	57.35
2	0.0429	128.07	0.0241	0.0415	0.0329	0.0749	0.0071	3.768	0.216	50.30
3	0.0823	148.74	0.0640	0.0726	0.0743	0.1225	0.0062	4.233	0.083	34.54
4	0.0616	133.41	0.0549	0.0549	0.0606	0.0951	0.0021	3.431	0.034	36.08
5	0.0449	146.06	0.0198	0.0436	0.0309	0.0796	0.0104	4.362	0.337	54.79
6	0.0378	174.77	0.0070	0.0376	0.0182	0.0707	0.0141	5.297	0.771	74.89

Para os casos 4 a 6, nos quais a temperatura do líquido permanece constante, observa-se que quanto maior a temperatura de injeção de gás maior será o volume da bolha ao final da formação. Isto se deve, obviamente, a maior quantidade de ar injetado para o interior da bolha, pois as simulações foram feitas a vazão mássica constante no orifício. Observa-se ainda que, para os casos 5 e 6, houve contração do raio ao longo da ascensão e que para o caso 4 ocorreu uma leve expansão. A contração ocorre devido a um aumento na densidade ocasionada pela redução considerável na temperatura da bolha, caso 5, de 600 K para 340 K e caso 6, de 840 K para 340 K. No caso 4, a temperatura de injeção não está muito acima da temperatura da fase líquida o que faz com que a redução da temperatura não seja tão acentuada quanto nos casos 5 e 6. Assim, a contração que deveria ocorrer devido ao aumento da densidade é compensada pela entrada de água na bolha devido à vaporização, acarretando em uma leve expansão da mesma.

Nos casos 1 a 6 a contração ou expansão do raio ocorre até que os fenômenos de transferência de calor e massa cessem, quando, então, o raio permanece constante, já que o modelo despreza a variação da pressão hidrostática.

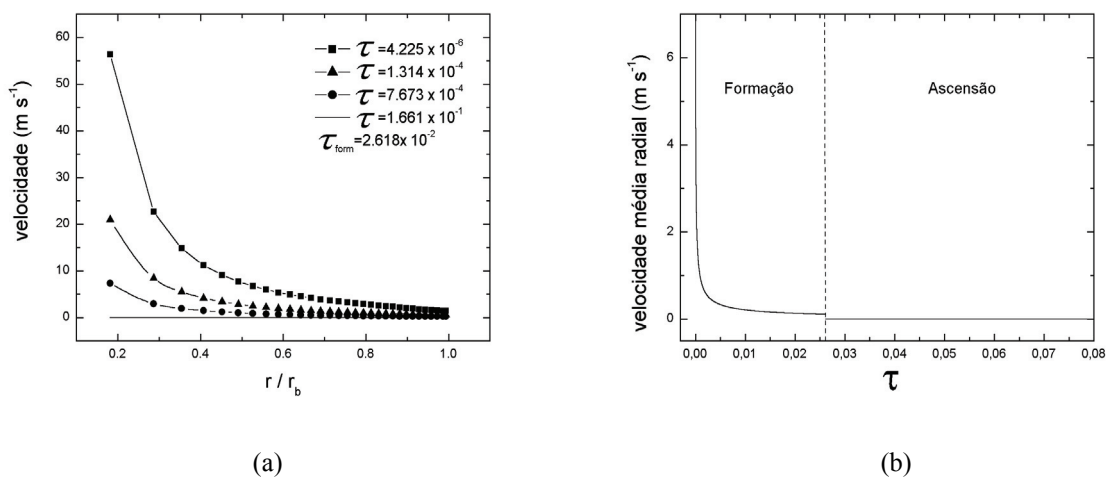


Figura 5. Perfil radial de velocidade para o caso 2 (a) e evolução temporal da velocidade média radial (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000).

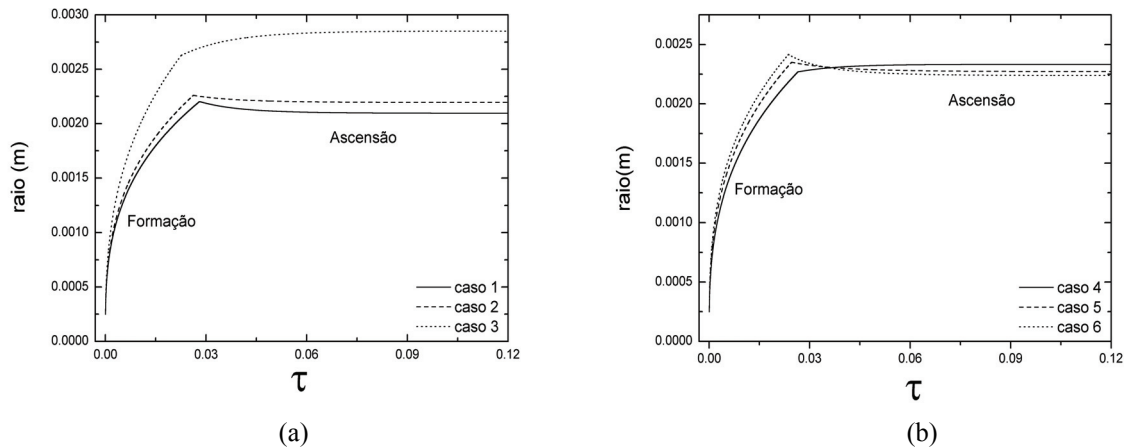


Figura 6. Evolução temporal de r_b para os casos de 1 a 3 (a) e de 4 a 6 (b) para o modelo de CAMPOS e LAGE (2000).

Para os casos estudados observa-se que os coeficientes de transferência de calor praticamente não variaram na etapa de ascensão, conforme pode ser observado nos valores dos coeficientes de variação na Tab. 4.3. O coeficiente de variação é uma maneira de se expressar a variabilidade dos dados tirando a influência da ordem de grandeza dos mesmos, sendo definido como o desvio padrão dividido pela média. Em todos os casos, observa-se que a dispersão dos valores dos coeficientes de transferência de calor em torno da média na ascensão não ultrapassou 11%. Em contrapartida, conforme pode ser observado na Tab. 4.4, o coeficiente de transferência de massa apresentou variações perceptíveis ao longo da etapa de ascensão, o coeficiente de variação indicou uma dispersão em torno da média de cerca de 77% para o caso 6. As variações dos coeficientes ao longo da ascensão estão, essencialmente, relacionadas com a intensidade da contribuição convectiva ao longo desta etapa. A contribuição convectiva tem relação direta com a velocidade radial dentro da bolha que é determinada de acordo com a intensidade da vaporização e do grau de contração ou expansão da bolha durante a ascensão. Para os casos 1 a 6, existem diferentes valores para as velocidades médias radiais, que embora sejam bem menores quando comparadas, caso a caso, com as velocidades radiais médias na etapa de formação, a sua variação na etapa de ascensão explica as diferentes taxas de variação dos coeficientes ao longo desta etapa.

Para os casos analisados neste trabalho, a contração e a expansão durante a etapa de ascensão podem ser consideradas pequenas quando comparadas com os efeitos de variação do volume ao longo da etapa de formação. Como os valores de velocidades estão muito próximos a zero, como ilustrado para o caso 2 na Fig. 5(b) no qual a velocidade média radial foi calculada por meio da integral no volume da velocidade radial dividida pelo volume da bolha, pode-se concluir que o transporte na etapa de ascensão é predominantemente difusivo para todos os casos e, como o raio quase não varia, o comprimento característico da difusão também não. Além disso, as variações das propriedades físicas pelas variações de temperatura e concentração são menores nesta etapa. A conjunção destes fatores leva, no presente caso, a valores dos coeficientes de transferência de calor praticamente constantes na etapa de ascensão e a variações bem menos intensas nos coeficientes de transferência de massa.

Na Tabela 4.5 estão apresentados os valores dos erros máximo e médio, obtido quando comparados os valores do modelo simplificado com os valores obtidos com o modelo detalhado, para todos os casos, e para as etapas de formação e ascensão. No caso da fração mássica de água na bolha os erros foram avaliados por meio do grau de saturação ($\overline{Y_{1,b}} / Y_{sat}$) e no caso da temperatura média por meio da seguinte temperatura adimensional: $(\overline{T_b} - T_{liq}) / (T_{inj} - T_{liq})$. O erro máximo foi obtido por meio da identificação do maior desvio absoluto e o erro médio foi obtido pela média aritmética dos desvios absolutos.

Tabela 4.5- Erros entre os valores preditos pelo modelo simplificado e o modelo completo para $Y_{1,b}$ e T_b

Casos	Erro $Y_{1,b}$				Erro T_b			
	% Erro Máximo		% Erro Médio		% Erro Máximo		% Erro Médio	
	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form	Asc	Form
1	2.980	73.32	0.6760	59.64	0.7270	69.13	0.1530	54.97
2	2.441	31.00	0.5390	16.47	0.5810	34.38	0.1210	17.22
3	0.779	15.56	0.1500	8.489	0.2750	38.18	0.0540	18.26
4	0.286	20.95	0.0309	11.66	0.0838	45.22	0.0161	23.04
5	3.367	29.91	0.7450	15.60	0.7740	36.19	0.1620	17.11
6	5.731	40.72	1.4140	19.36	1.2160	38.32	0.2460	16.36

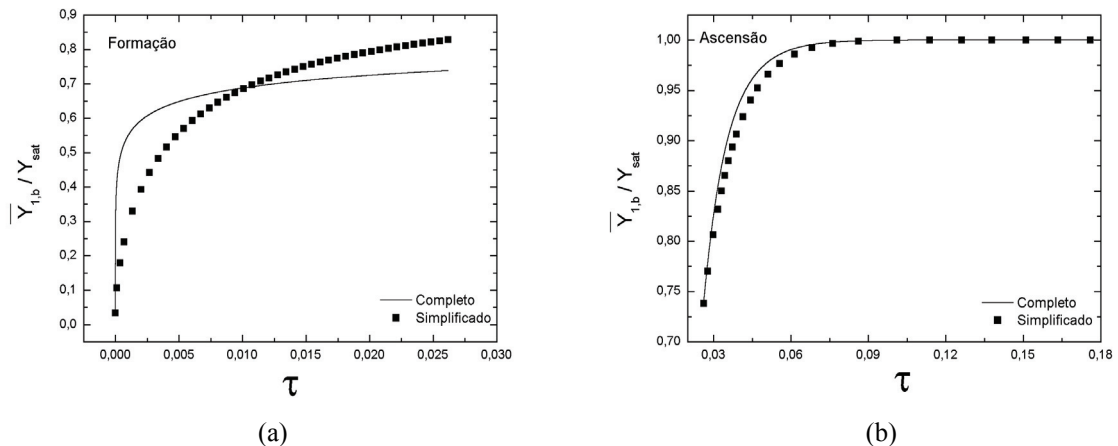


Figura 7. Comparação entre o comportamento de $\overline{Y}_{1,b}$ para o modelo simplificado e o modelo de CAMPOS e LAGE (2000) para as etapas de formação (a) e ascensão (b).

Nas Figuras 7, 8 e 9 estão ilustrados os comportamentos das variáveis do processo, para os modelos detalhado e simplificado, nas etapas de formação e ascensão. Os resultados apresentados nestas figuras foram obtidos para o caso 2.

Para a etapa de formação, com exceção do raio da bolha, a utilização de valores médios constantes para os coeficientes de transferência de calor e massa levou a predição inadequada do comportamento transiente das variáveis quando da utilização do modelo simplificado. O caso 3 foi o que apresentou melhor desempenho na predição do comportamento da fração mássica apresentando erro médio inferior a 9%. Entretanto, para este mesmo caso, o erro de predição da temperatura média da bolha foi maior do que 18%. A melhor predição da temperatura foi obtida com o caso 6, com erro médio da ordem de 16%.

No que tange ao comportamento do raio, é possível observar através da Fig. 9, que o modelo simplificado mostrou boa concordância com os resultados apresentados pelo modelo completo ao longo da etapa de formação, para o caso 2. O mesmo comportamento foi observado para todos os outros casos. Isto se deve ao fato de que a queda de temperatura da bolha e a vaporização de água são efeitos pequenos em relação à injeção de gás durante a etapa de formação das bolhas. Os desvios apresentados, em relação ao modelo completo, para a temperatura média na bolha e para a fração de água na bolha na etapa de formação, podem ser justificados pela grande variação de ambos os coeficientes nesta etapa (k_b e h_b variam em 4 e 2 ordens de grandeza, respectivamente).

Para a etapa de ascensão, a utilização de valores médios para os coeficientes no modelo simplificado apresentou boa concordância com o comportamento predito para as variáveis utilizando o modelo detalhado. Isto se deve ao fato de que os coeficientes variam pouco na etapa de ascensão. Mesmo para o caso 6, em que houve um desvio significativo no valor do coeficiente de transferência de massa, o erro médio para o grau de saturação foi menor do que 2%, enquanto que o erro na temperatura adimensional foi inferior a 1%. Desta forma, conclui-se que, com valores médios adequados para os coeficientes de transporte, é possível prever o comportamento do modelo completo apresentado por CAMPOS e LAGE (2000) utilizando um modelo simplificado a parâmetros concentrados. Deve-se ressaltar que o modelo de CAMPOS e LAGE (2000) já foi devidamente validado contra dados experimentais.

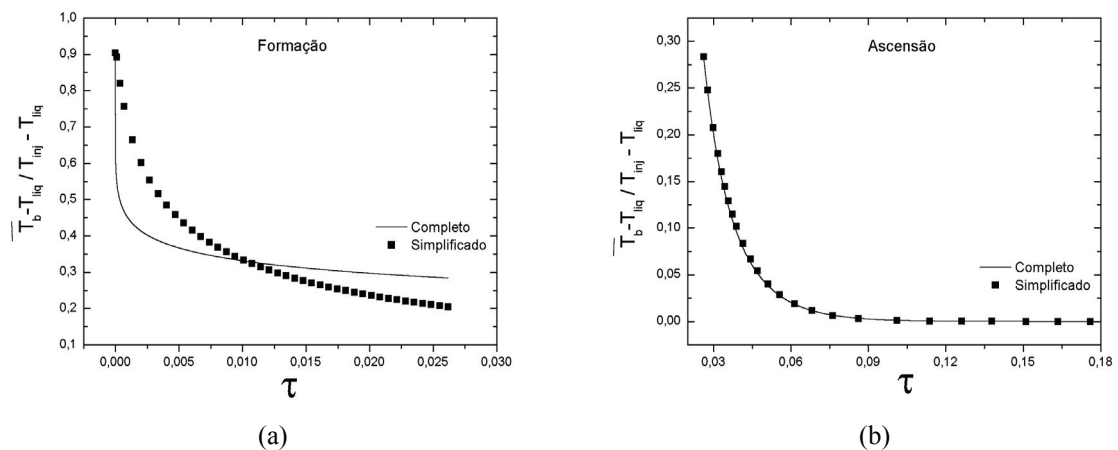


Figura 8. Comparação entre o comportamento de \overline{T}_b para o modelo simplificado e o modelo de CAMPOS e LAGE (2000) para as etapas de formação (a) e ascensão (b).

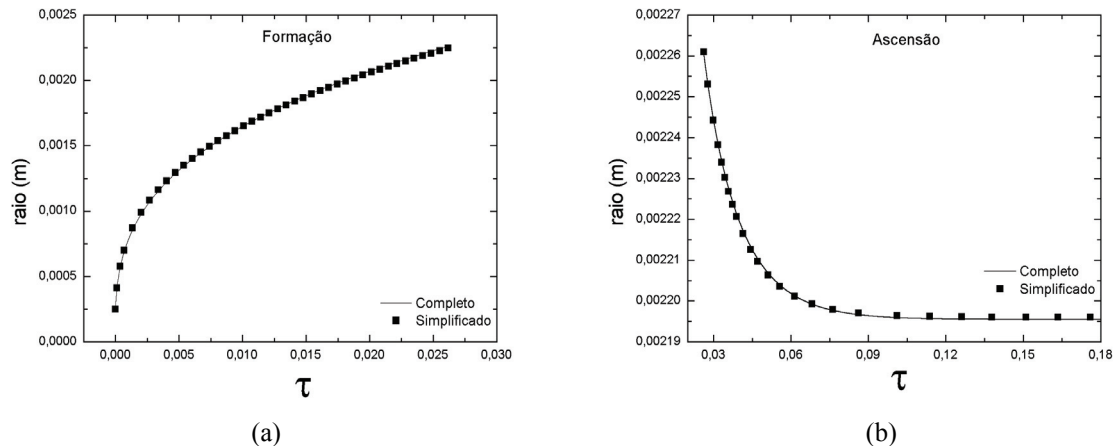


Figura 9. Comparação entre o comportamento de r_b para o modelo simplificado e o modelo de CAMPOS e LAGE (2000) para as etapas de formação (a) e ascensão (b).

5. Conclusões

O comportamento transiente dos coeficientes de transferência de calor e massa no interior de bolhas superaquecidas foi determinado para o sistema água-ar através de um modelo detalhado para a transferência simultânea de calor e massa, válido para as etapas de formação e ascensão de bolhas. Os coeficientes apresentaram variações de 2-4 ordens de grandeza na etapa de formação, o que foi explicado através da acentuada variação da contribuição convectiva nos fluxos de calor e massa durante a injeção de gás na bolha.

Um modelo simplificado foi proposto, baseado na hipótese de que os fluxos mássico e de calor pudessem ser calculados usando coeficientes médios constantes de transferência de calor e massa, que precisam ser avaliados simultaneamente e caso a caso, visto que os fenômenos ocorrem de forma acoplada. A partir dos resultados do modelo detalhado, valores médios para os coeficientes de transporte para as etapas de formação e ascensão da bolha foram calculados.

A comparação dos resultados dos modelos detalhado e simplificado mostrou que o comportamento do raio da bolha, da temperatura média e da fração mássica de água no interior da bolha, pode ser predito com o uso do modelo simplificado com coeficientes de transporte constantes apenas na etapa de ascensão da bolha, visto que, nesta etapa os resultados do modelo simplificado apresentaram boa concordância com os resultados do modelo completo. Para a etapa de formação da bolha, as grandes variações dos coeficientes associada à variação das contribuições convectivas não permitem o emprego de coeficientes de transporte constantes.

6. Agradecimentos

Os autores gostariam de agradecer ao CNPq (processo nº 301548/2005-6) pelo suporte financeiro necessário para realização desse trabalho.

7. Referências

- BHAGADE, S.S., Giradkar, J.R., Mene, P.S., (1973). "Studies on heat transfer during bubble formation". Indian Journal of Technology, vol. 11, pp. 281–283.
- CALDERBANK, P.H., Moo-Young, M.B., (1961). "The continuous phase heat and mass-transfer properties of dispersions". Chemical Engineering Science, vol. 16, pp. 39–54.
- CAMPOS, F.B., 1997. "Problema de contorno livre na transferência simultânea de calor e massa durante a formação e ascensão de bolhas superaquecidas". Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, 166p. (Dissertação, Mestrado em Engenharia Química).
- CAMPOS, F.B., Lage, P.L.C., (2000). "Heat and mass transfer modelling during the formation and ascension of superheated bubbles". International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 43, pp. 2883–2894.
- CAMPOS, F.B., Lage, P.L.C., (2001). "Modeling and simulation of direct contact evaporators". Brazilian Journal of Chemical Engineering, vol. 18, pp. 277–286.
- DAVIDSON, J.F., Schüler, B.O.G., (1960). "Bubble formation at an ori.ce in a viscous liquid". Transactions of the Institution of Chemical Engineers, vol. 38, pp. 144–154.
- GRASSMAN, P. e Wyss, E. (1962). "Bestimmung von Wärme – und Stoffübergangszahlen zwische Dampfblase und Flüssigkeit". Chemie Ingenieur Technik, vol. 34, pp. 755-759.

- HACKENBERG, C. M. (1965). "Transferência de calor em bolhas", Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, 104p. (Dissertação, Mestrado em Engenharia Química).
- IGUCHI, M., Morita, Z., Tokunaga, H., Tatemichi, H. (1992). "Heat transfer between bubbles and liquid during cold gas injection". *ISI International*, vol. 37, pp. 865-872.
- KOMAROV, S. V. e Sano, M. (1998). "Bubble behaviour and heat transfer in preheated gas injection into liquid bath". *ISIJ International*, vol. 38, pp. 1045-1052.
- LAGE, P. L. C. (1992). "Vaporização de gotas multicomponentes em campos convectivos e radiantes". Rio de Janeiro, COPPE/UFRJ, 232p. (Tese, Doutorado em Engenharia Química)
- LAGE, P.L.C., Rangel, R.H., (1992). "On the role of internal radiation absorption in single droplet vaporisation". Paper Numer AIAA-95-0106, AIAA.
- PATANKAR, S.V., (1980). "Numerical heat transfer and fluid flow". McGraw-Hill, New York, pp. 90-92.
- PETZOLD, L.R., (1989). "DASSL code, version 1989, L316". Computing and Mathematics Research Division, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore.
- REID, R.C., Praunsnitz, J.M., Poling, B.E., (1987). "The Properties of Gases and Liquids", fourth ed. McGraw-Hill, New York, pp. 530-532, 587-588.
- RIBEIRO Jr., C.P., Lage, P.L.C., Borges, C.P.,(2004a). A combined gasstripping vapour permeation process for aroma recovery. *Journal of Membrane Science*, vol 238, pp. 9-19.
- RIBEIRO Jr., C.P., Lage, P.L.C., (2004b). "Modeling of direct contact evaporation using a simultaneous heat and multicomponent transfer model for superheated bubbles". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 3825-3840.
- SCHMIT, H., (1977a). "Bubble formation and heat transfer during dispersion of superheated steam in saturated water— II: bubble size and bubble detachment at single orifices". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 20, pp. 647-654.
- SCHMIT, H., (1977b). "Bubble formation and heat transfer during dispersion of superheated steam in saturated water— II: heat transfer from superheated steam bubbles to saturated water during bubble formation". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 20, pp. 635-646.
- TOKUNAGA, H., Iguchi, Tatemichi, H. (1995). "Heat transfer between bubbles and molten wood's metal". *ISI International*, vol. 35, pp. 21-25.

A SIMPLIFIED MODEL FOR SIMULTANEOUS MASS AND HEAT TRANSFER INSIDE SUPERHEATED BUBBLES APPLIED TO DIRECT-CONTACT EVAPORATION

Fábio Pereira de Aguiar Barros

Ricardo Carvalho Rodrigues

Paulo Laranjeira da Cunha Lage

Programa de Engenharia Química da COPPE, Universidade Federal do Rio de Janeiro P.O. Box 68502, 21941-972 Rio de Janeiro, RJ, Brasil. Fax: 55-21-25628300, paulo@peq.coppe.ufrj.br

Abstract

An existing model for simultaneous heat and mass transfer during the formation and ascension of superheated bubbles was used to calculate the transient behavior of the mass fraction and temperature profiles inside a bubble for the air-water system. These profiles enabled the computation of the instantaneous mass and heat transfer coefficients in the gas phase along the bubble lifetime. The cases analyzed showed that, during the bubble formation stage, there large reductions in the values of the mass and heat transfer coefficients, whereas, in the ascension stage, their values vary very little. Mean values of both coefficients in each bubble stage were used in a simplified model for the simultaneous heat and mass transfer inside the bubble. For the analyzed cases, the use of time-averaged values for the mass and heat transfer coefficients could well predict the bubble thermal and vaporization behavior only for the ascension stage. For the bubble formation stage, this procedure was shown to be inadequate.

Keywords: bubble, heat transfer, mass transfer, bubble column, evaporation.