

ESPESSURA DE FILME MÉDIA EM UM ESCOAMENTO HORIZONTAL PADRÃO INTERMITENTE EM GOLFADAS (*SLUGFLOW*)

Mazza, Ricardo A.

DE/FEM/UNICAMP – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
mazza@fem.unicamp.br

Rosa, Eugenio S.

DE/FEM/UNICAMP – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Resumo. Este trabalho apresenta um estudo sobre o comportamento da espessura média do filme de líquido que escoava abaixo de uma bolha alongada, característica de um escoamento gás-líquido no padrão intermitente, ou golfadas, para tubos na horizontal. Para tanto, foram realizadas medidas experimentais da espessura do filme de líquido por meio de uma sonda condutiva de fio duplo em quatro posições ao longo do tubo a jusante do injetor de gás e líquido: 127 e 777 diâmetros. O experimento ocorre com a formação contínua de bolhas e pistões alternadamente porém, cada bolha é identificada individualmente e uma medida média da espessura do filme de líquido é associada a cada bolha. Esta técnica permite obter, num trem de bolhas contínuo, a população das espessuras médias de cada bolha e seu comprimento. *Também é apresentado um modelo para o filme baseado na equação de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicada ao gás e ao líquido. Realizando hipóteses simplificadoras, a equação diferencial resultante é solucionada analiticamente, sendo então comparada com os dados experimentais para a evolução da espessura de filme média em função do comprimento da bolha.*

Palavras chave: escoamento bifásico, golfadas de líquido e gás, espessura de filme, modelo de bolha

1. Introdução

Escoamento com a presença de gás e líquido é caracterizado pelo fato das fases se distribuem espacialmente e temporalmente ao longo da linha. Essa distribuição depende das velocidades das fases, de suas propriedades (densidade e viscosidade do líquido e do gás e tensão superficial), do diâmetro da linha e de sua orientação com relação à aceleração da gravidade. A combinação destes fatores gera diversos padrões de escoamento gás-líquido que foram classificados de acordo com sua distribuição espacial em, basicamente, quatro classes: estratificado, intermitente em golfadas, anular e bolhas dispersas. Estudos desse tipo de escoamento possuem aplicações em diversas áreas como em cavitação de turbinas e bombas hidráulicas, processos de fabricação de papel, no processo de geração de vapor em caldeiras aquatubulares e no transporte de petróleo e seus derivados. Dentre essas, deve-se destacar a produção e exploração de petróleo pelo fato da possibilidade de existir diversos padrões em uma única tubulação.

Dentre os padrões possíveis, o padrão intermitente em golfadas representa um desafio. Esse padrão é caracterizado por possuir pistões de líquido sucedidos por bolhas alongadas de gás, sem apresentar regularidade no tempo e no espaço. Há somente uma distribuição aleatória do tamanho das bolhas e pistões, da frequência e da velocidade dos pistões e das bolhas ao redor das respectivas médias. Modelar de forma adequada esse padrão de escoamento vem sendo um desafio aos pesquisadores, sendo a estimativa do *holdup* de líquido, velocidade relativa das fases e o gradiente de pressão, os parâmetros importantes a serem previstos pelos modelos para o dimensionamento de tubulações onde ocorre esse tipo de escoamento.

Tipicamente, o escoamento intermitente em golfadas é caracterizado por apresentar uma bolha seguida de um pistão de líquido, como mostra a Figura 1 e que foi chamado de célula unitária por Wallis (1969). Desta forma, o escoamento padrão intermitente em golfadas ao longo de um duto é caracterizado por uma sucessão de células unitárias, uma após a outra desde o início até o final do duto. Considerando que a tensão interfacial seja pequena, de tal forma que a interface seja plana, pode-se derivar as seguintes relações geométricas:

$$R_f = \frac{\theta - \sin(\theta)}{2\pi}, \quad (1)$$

e

$$\frac{h_f}{D} = \frac{1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (2)$$

onde D é o diâmetro do duto, R_f é o *holdup* de líquido no filme, h_f é a altura do filme de líquido e θ é o ângulo conforme mostra a Figura 1. Desta forma, o *holdup* de líquido no filme e a altura do filme de líquido estão correlacionados pelo ângulo θ . Outras relações que podem ser obtidas da Figura 1 são as relações geométricas definidas por:

$$S_L = \frac{\theta D}{2}, \quad (3)$$

$$S_G = (2\pi - \theta) \frac{D}{2}, \quad (4)$$

e

$$S_I = D \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (5)$$

Diversos autores (Dukler & Hubbard, 1975; Nicholson et al., 1978; Kokal & Stainslav, 1989; Taitel & Barnea, 1990) apresentam modelos para o perfil de uma bolha isolada em um duto usando o conceito de célula unitária desenvolvido por Wallis (1969) e, portanto são aplicáveis a uma bolha presente no escoamento. A grande diferença entre os modelos são as simplificações impostas por cada autor. Fagundes Netto et al., (1999) apresenta um modelo derivado das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicada ao líquido e ao gás, realizando uma comparação do modelo por ele derivado com dados experimentais para o escoamento padrão golfadas. O modelo apresentado apresenta boa concordância com os dados experimentais, entretanto esse estudo se concentra somente no caso de uma única bolha presente no escoamento. Yoshizawa (2006) fez uma revisão de todos esses modelos, condensando-os em uma única equação diferencial obtida a partir das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicadas ao líquido e ao gás. Nesse trabalho verificou-se que não há grandes diferenças entre os perfis gerados para cada tipo de modelo.

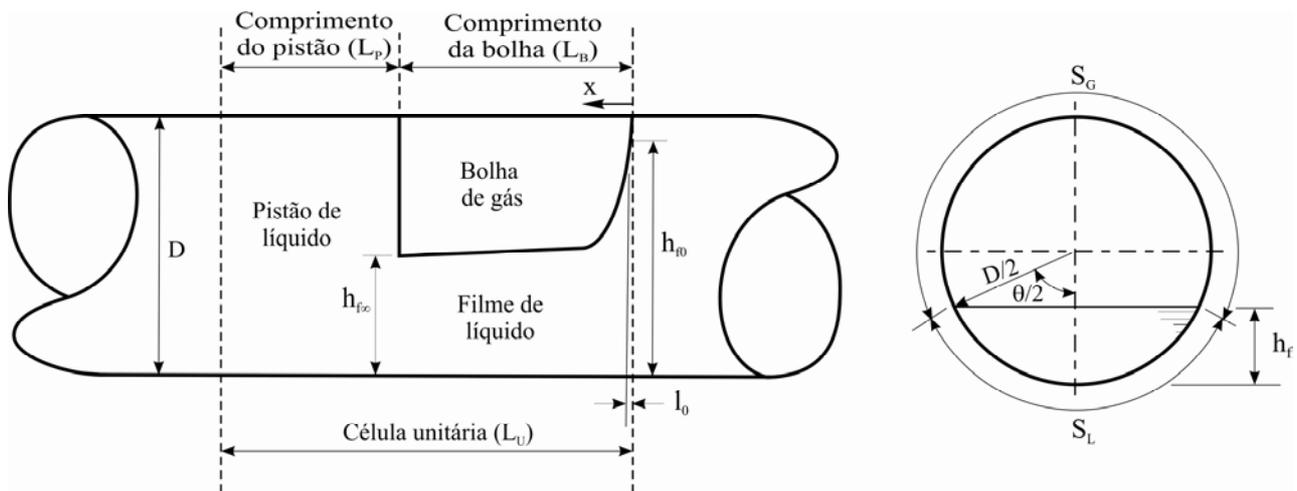


Figura 1 – Diagrama esquemático de uma célula unitária (bolha e pistão de líquido) no interior da tubulação

O *holdup* de líquido no filme é um dos parâmetros mais importante no escoamento bifásico padrão intermitente em golfadas, entretanto não são conhecidos estudos que mostrem o comportamento desse parâmetro para um escoamento em uma sucessão de bolhas. Todos os estudos encontrados na literatura reportam a apenas uma única bolha presente no escoamento, situação pouco usual em aplicações de engenharia. Desta forma, verificar o comportamento do *holdup* de líquido no filme em escoamento padrão intermitente em golfadas com uma sucessão de bolhas constitui o objetivo deste trabalho. Para tanto, em uma instalação experimental foram obtidos dados referentes à espessura de filme média em função do comprimento da bolha e que são comparados com resultados numéricos. Os resultados numéricos foram obtidos a partir de um modelo para o *holdup* de líquido no filme, sendo escolhido o modelo proposto por Fagundes Netto, (1999). Essa escolha deve-se a simplicidade de implementação do modelo e ao seu baixo custo computacional, uma vez que a maioria dos modelos propostos na literatura apresenta resultados similares (Yoshizawa, 2006).

2. Metodologia

Medidas de espessura de filme e do comprimento de bolha em um escoamento padrão golfadas com a tubulação na horizontal e com duas combinações de velocidades de pistões diferentes são realizadas visando analisar seu comportamento. Os fluidos utilizados nesse estudo foram o ar ($\mu_G = 10^{-5}$ Pa.s e $\rho_G = 1,18$ kg/m³) para o gás e a água ($\mu_L = 9,5 \times 10^{-4}$ Pa.s e $\rho_L = 998$ kg/m³) para o líquido. Dados sobre a espessura de filme foram obtidos com o emprego de uma sonda condutiva de fio duplo em quatro estações de medidas diferentes. Os resultados experimentais foram confrontados com o modelo proposto por Fagundes Netto et. al. (1999) em duas das estações experimentais, sendo escolhidas a primeira e a última estação para a comparação. A seguir será realizada uma apresentação do aparato experimental e do modelo utilizado.

2.1. Aparato Experimental

A Figura 2 apresenta um diagrama esquemático do aparato experimental, incluindo a tubulação horizontal, reservatórios de armazenamento e de recirculação de água, válvulas de controle, bombas, compressores e instrumentação. O diâmetro (D) interno da tubulação é de 26 mm e seu comprimento é de 23,4 m (900D), sendo constituído de acrílico transparente. Compressores e bombas centrífugas fornecem um fluxo de ar e água a um injetor, que é formado por dois tubos concêntricos. O tubo interno gera bolhas por meio de um meio poroso com pequenos orifícios enquanto o líquido escoava pelo espaço anular gerando o escoamento padrão bolhas. O injetor é posicionado no início da tubulação, sendo que a outra extremidade descarrega livremente o escoamento no interior de um tanque aberto para a atmosfera, fazendo a separação do líquido-gás. O líquido desse tanque é então bombeado para o reservatório principal para ser novamente inserido no circuito.

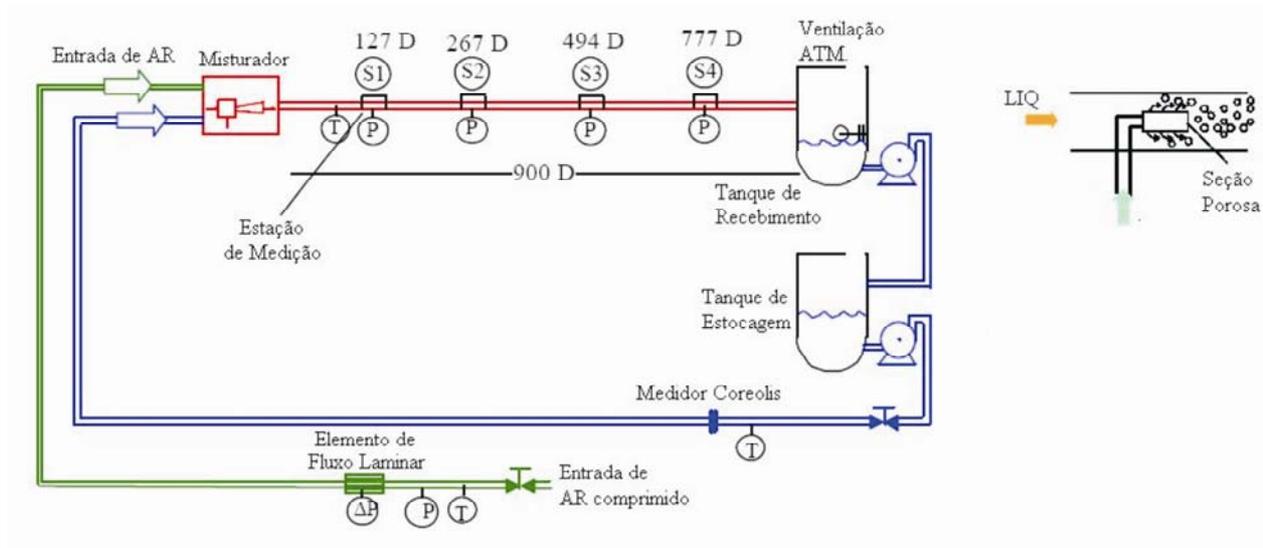


Figura 2 – Diagrama esquemático do aparato experimental.

O fluxo de massa de líquido é obtido por um medidor Micro-Motion® tipo Coriolis com exatidão de 1% do fundo de escala e a vazão de gás é obtida por meio de dois medidores Merian® com incerteza de 1%. A grande de teste é constituída de 7 pontos com velocidades superficiais de líquido (J_L) e de gás (J_G) distintas, conforme mostra a Tabela 1, e dos quais somente quatro pontos (#1, #3, #4 e #6) são utilizados nesse estudo. Os pontos foram escolhidos de tal forma sejam obtidas duas velocidades de mistura ($J = J_L + J_G$) distintas com a combinação das velocidades superficiais, $J = 1$ e 2 m/s.

Tabela 1 – Matriz de velocidades das misturas

Ponto	#1	#3	#4	#6
J_G (m/s)	0,67	1,67	0,50	1,33
J_L (m/s)	0,33	0,33	0,50	0,67
J (m/s)	1,00	2,00	1,00	2,00

Para se medir o comprimento da bolha e a espessura de filme é utilizada uma sonda condutiva de fio duplo, sendo cada fio distanciado de 50 mm um do outro. As medidas foram realizadas simultaneamente em quatro estações

distintas posicionadas em 127D, 267D, 494D e 821D do injetor. Detalhes sobre o sistema de aquisição dos sinais e do processamento são descritos em Rosa et al. (2001) e Rosa (2002) e não serão repetidos aqui. Como resultado do pós-processamento são obtidos dois vetores, um com a espessura média de cada bolha que passou por cada sonda e outro com o comprimento de cada bolha. A espessura média do filme foi determinada pela média aritmética simples da espessura de filme de cada bolha que passa pela sonda, sendo a taxa de aquisição de 3 kHz.

2.2. Modelo de Bolha – Fagundes Netto, et al. (1999)

Segundo Yoshizawa (2006), a partir das equações de conservação da massa e da quantidade de movimento aplicadas ao filme de líquido e à bolha de gás pode-se escrever que a variação do *holdup* de líquido no filme (R_f) ao longo do comprimento da bolha para uma tubulação horizontal se comporta como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{\overbrace{\frac{1}{R_f} \frac{\tau_f S_L}{A}}^{\text{Termo TL}} - \overbrace{\left(\frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_G}\right) \frac{\tau_i S_i}{A}}^{\text{Termo TI}} - \overbrace{\frac{1}{R_G} \frac{\tau_G S_G}{A}}^{\text{Termo TG}}}{\underbrace{-\frac{\rho_L}{R_f} U_f^2}_{\text{Termo IL}} - \underbrace{\frac{\rho_G}{R_G} U_G^2}_{\text{Termo IG}} + \underbrace{\rho_L \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Termo HL}} - \underbrace{\rho_G \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Termo HG}}}, \quad (6)$$

onde os termos TL, TG e TI refere-se a tensão de cisalhamento na parede com o líquido, na parede com o gás e na interface líquido-gás, respectivamente; os termos IL e IG refere-se a inércia do filme de líquido e do gás, respectivamente; os termos HL e HG refere-se a variação de pressão hidrostática devido a variação de espessura do filme de líquido, no próprio filme de líquido e no gás, respectivamente. Fagundes Netto et al. (1999) despreza a contribuição da inércia do gás na variação do *holdup* ao longo de seu comprimento e modela a tensão no gás e na interface como a tensão do filme na região de equilíbrio, o que faz com que a Eq. (6) seja escrita como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{\frac{1}{R_f} \frac{\tau_f S_L}{A} - \frac{1}{R_{f\infty}} \frac{\tau_{f\infty} S_{f\infty}}{A}}{-\frac{\rho_L}{R_f} U_f^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}, \quad (7)$$

onde os subscrito f, L e G refere-se as grandezas relativas ao filme, líquido e gás, respectivamente; o subscrito ∞ refere-se as grandezas na região de equilíbrio; h é a altura do filme; R é a fração de líquido; ρ é a densidade; D é o diâmetro interno da duto; S é o perímetro molhado no filme; A é a área da seção transversal do duto; θ é o ângulo, como mostrado na Figura 1. Yoshizawa (2006) mostra que os termos IL, HL e TL é 10^4 , 10^3 e 10 vezes maior que o maior dos termos restantes, respectivamente, tornando, desta forma, aceitável a suposição. Supondo que não haja gás disperso no pistão de líquido nem no pistão, pode-se, a partir do balanço de massa aplicado ao filme de líquido, pode-se definir uma velocidade de referência como:

$$U_R = V_t - J = R_f (V_t - V_f) = R_{f\infty} (V_t - V_{f\infty}), \quad (8)$$

e

$$U_f = \frac{V_t - J}{R_f} = \frac{U_R}{R_f}, \quad (9)$$

onde V_f é a velocidade do líquido no filme baseado em um referencial inercial e V_t é a velocidade que a bolha trafega no meio líquido e pode ser obtida segundo Nicklin (1962) como:

$$V_t = C_0 J + V_d, \quad (10)$$

com C_0 e V_d sendo constantes que devem ser determinadas de acordo com as características do escoamento. As tensões de cisalhamento no filme na parede e na região de equilíbrio podem ser definidas como:

$$\tau_f = f_f \frac{\rho_L |V_f| V_f}{2}, \quad (11)$$

e

$$\tau_{f_{\infty}} = f_{f_{\infty}} \frac{\rho_L |V_{f_{\infty}}| V_{f_{\infty}}}{2}. \quad (12)$$

Uma vez que não há variação significativa no fator de atrito no filme de líquido ao longo da bolha ($f_f \cong f_{f_{\infty}}$) e substituindo as Eqs. (8), (9), (11) e (12) em (7), pode-se escrever que:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{f_f \frac{\rho_L}{2} \frac{S_L}{A.R_f} \left(V_f^2 - \frac{S_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \frac{R_f}{S_f} V_{f_{\infty}}^2 \right)}{-\frac{\rho_L}{R_f^3} U_R^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}. \quad (13)$$

Segundo Fagundes Netto (1999), aplicando o balanço de massa no filme de líquido pode-se mostrar que:

$$V_f^2 - \frac{S_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \frac{R_f}{S_f} V_{f_{\infty}}^2 \cong \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 \left(\frac{U_R}{R_f} \right)^2. \quad (14)$$

Substituindo a Eq. (14) em (13), obtém-se que:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = \frac{f_f \frac{\rho_L}{2} \frac{S_L}{A.R_f^3} \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 U_R^2}{-\frac{\rho_L}{R_f^3} U_R^2 + (\rho_L - \rho_G) \frac{gD\pi}{4 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}. \quad (15)$$

Fazendo com que:

$$k = \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right) \frac{A}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{g}{U_R^2}, \quad (16)$$

e sabendo, segundo Fagundes Netto et al. (1999), que quando $0,2 < R_f < 0,8 \Rightarrow S_L/S \cong 0,5(R_f + 0,5)$, pode-se escrever a Eq. (15) como:

$$\frac{\partial R_f}{\partial x} = -\frac{f_L (R_f + 0,5) (R_f - R_{f_{\infty}})^2}{R_{f_{\infty}}^2 (1 - kR_f^3) D} \quad (17)$$

Como o fator de atrito foi considerado constante ao longo da bolha, a integração da Eq. (17) possui uma solução analítica, Benjamin (1968):

$$f_L \left(\frac{R_{f_{\infty}} + 0,5}{R_{f_{\infty}}} \right)^2 \frac{x - l_0}{D} = - \left(1 + \frac{k}{8} \right) \ln \left(\frac{2R_f + 1}{2R_{f0} + 1} \right) + \left(1 + kR_{f_{\infty}}^2 (1,5 + 2R_{f_{\infty}}) \right) \ln \left(\frac{R_f - R_{f_{\infty}}}{R_{f0} - R_{f_{\infty}}} \right) - \left(R_{f_{\infty}} + 0,5 \right)^2 \left\{ \frac{(1 - kR_{f_{\infty}}^3)}{(R_{f_{\infty}} + 0,5)(R_{L0} - R_{f_{\infty}})(R_f - R_{f_{\infty}})} - k \right\} (R_f - R_{f0}) \quad (18)$$

onde os subscritos 0 e ∞ referem-se aos valores no início do corpo da bolha e na região de equilíbrio, que devem ser conhecidos a priori e l_0 é o comprimento correspondente ao nariz da bolha, veja representação na Fig. 1.. Outro parâmetro que dever ser determinado a priori na Eq. (18) é o fator de atrito para o filme de líquido, que neste trabalho foi calculado pela correlação de Colebrook e utilizando o chute proposto por Miller, definidos respectivamente por:

$$\frac{1}{f_L^{0,5}} = -2,0 \log \left(\frac{10^{-5}}{3,7} + \frac{2,51}{Re.f_L^{0,5}} \right), \quad (19)$$

e

$$f_L = 0,25 \left[\log \left(\frac{10^{-5}}{3,7} + \frac{5,74}{\text{Re}^{0,5}} \right) \right]^{-2}, \quad (20)$$

onde Re é o número de Reynolds para líquido e é baseado na velocidade da mistura (J), no diâmetro do duto (D), calculado como:

$$\text{Re} = \frac{\rho_L \cdot J \cdot D}{\mu_L} \quad (21)$$

sendo μ_L a viscosidade do líquido. A altura do filme foi determinada a partir dos valores determinados para o *holdup* de líquido no filme – Eq. (18) – e resolvendo-se simultaneamente as Eqs. (2) e (1), sendo a altura de filme média determinada pela média aritmética simples.

Ainda para se resolver a Eq. (18) se faz necessário determinar o ponto onde se começa o corpo da bolha (l_0), o *holdup* no início da bolha (R_{f0}) e também na região de equilíbrio ($R_{f\infty}$). Conforme Taitel & Barnea (1990), na região de equilíbrio pode-se escrever que:

$$\frac{1}{R_{f\infty}} \frac{\tau_{f\infty} S_{L\infty}}{A} - \left(\frac{1}{R_{f\infty}} + \frac{1}{R_{G\infty}} \right) \frac{\tau_{l\infty} S_{l\infty}}{A} - \frac{1}{R_{G\infty}} \frac{\tau_{G\infty} S_{G\infty}}{A} = 0. \quad (22)$$

A tensão no filme de líquido (τ_f) pode ser determinada pela Eq. (11) e a tensão na interface (τ_i) e no gás (τ_G) pode ser calculada como:

$$\tau_i = f_1 \frac{\rho_G |V_t - V_f| (V_t - V_f)}{2} \cong f_1 \frac{\rho_G V_t^2}{2}, \quad (23)$$

e

$$\tau_G = f_G \frac{\rho_G V_t^2}{2}. \quad (24)$$

O fator de atrito nas Eqs. (11), (23) e (24) pode ser determinado por qualquer procedimento estabelecido para escoamento monofásico. Analisando-se a Eq. (22) e considerando que $f_1 = f_G$, pode-se escrever que a única forma dessa ser verdadeira é fazendo com que:

$$V_{f\infty} = \left(\frac{\rho_G f_G}{\rho_L f_L} \right)^{1/2} \left(\frac{S_{l\infty} + S_{G\infty} R_{f\infty}}{S_{L\infty} (1 - R_{f\infty})} \right) V_{t\infty}. \quad (25)$$

Da Eq. (8) pode-se escrever também que:

$$V_{f\infty} = \frac{1}{R_{f\infty}} [V_{t\infty} (1 - R_{f\infty}) - J]. \quad (26)$$

Para se determinar $R_{f\infty}$ é necessário se resolver as Eqs. (26) e (25) simultaneamente, mas para tanto é necessário se determinar o fator de atrito para o líquido e para o gás. Fagundes Netto et al. (1999) utiliza o fator de atrito calculado conforme a proposição estabelecida por Blasius como:

$$f_{L\infty} = C \cdot \text{Re}_{L\infty}^{-1/4}, \quad \text{Re}_{L\infty} = \frac{\rho_L J D}{\mu_L} \left(\frac{R_{f\infty}}{S_{L\infty}} \right), \quad (27)$$

e

$$f_{l\infty} \cong f_{G\infty} = C \cdot Re_{G\infty}^{-1/4}, \quad Re_{G\infty} = \frac{\rho_L V_{t\infty} \cdot D}{\mu_L} \left(\frac{R_{G\infty}}{S_{L\infty} + S_{G\infty}} \right), \quad (28)$$

obtendo dessa forma que a Eq. (25) pode ser escrita como:

$$V_{f\infty} = \beta \Phi V_{t\infty}, \quad (29)$$

onde β é uma função das propriedades do fluido definida como:

$$\beta = \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^3 \right)^{1/7} \quad (30)$$

e Φ é uma função da geometria definida como:

$$\Phi = \left(\frac{\left(R_{f\infty} S_{G\infty} + S_{L\infty} \right)^4 R_{f\infty} \left(S_{G\infty} + S_{L\infty} \right)}{\left((1 - R_{f\infty}) S_{L\infty} \right)^5} \right)^{1/7} \quad (31)$$

A Eq. (29) e (26) é implícita e deve ser resolvida adequadamente. Uma das formas de resolver essa equação é pela técnica de perturbação, sendo que β pode ser assumido como o parâmetro de perturbação. Adotando essa técnica, pode-se mostrar que a solução simultânea das equações é:

$$R_{f\infty} = \frac{V_{t\infty} - J}{V_{t\infty}} \left(1 + \beta \Phi_{\infty} \right). \quad (32)$$

Uma observação importante sobre a Eq. (32) deve ser feita. Caso se despreze na análise os efeitos da tensão de cisalhamento na interface e no gás, o termo $\beta \Phi_{\infty}$ é nulo, fazendo com que a $R_{f\infty} = (C_0 - 1)/C_0$ conforme mostra Nicholson et. al. (1978) e que garante consistência da solução apresentada. Fagundes Netto et al. (1999) avalia o comportamento de Φ e afirmar que para $0,1 < R_{f\infty} < 0,5$ pode-se aproximar a Eq. (31) por:

$$\Phi_{\infty} = 1,7 \left(\frac{V_{t\infty} - J}{V_{t\infty}} + 0,5 \right), \quad (33)$$

além de afirmar que na região de equilíbrio R_f se encontra entre esses limites. As medidas experimentais efetuadas para esse trabalho confirmam essa afirmação. Substituindo as Eqs. (10), (33) e (30) em (32), obtém-se que:

$$R_{f\infty} = \frac{J(C_0 - 1) + V_d}{C_0 J + V_d} \left[1 + 1,7 \left(\frac{J(C_0 - 1) + V_d}{C_0 J + V_d} + 0,5 \right) \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^3 \right)^{1/7} \right]. \quad (34)$$

Com a Eq. (34) é possível se determinar o *holdup* de líquido no filme na região de equilíbrio a partir das propriedades do fluido, das constantes C_0 e V_d e da velocidade da mistura de forma direta.

Para o início da bolha, Fagundes Netto et. al., (1999) definiu seu comprimento como tal que $l_0/D = 1$. Para o *holdup* de líquido foi realizado um ajuste por polinômio de segunda ordem para a solução proposta por Benjamin (1968) para R_f em um filme de líquido em queda livre. Para que se garantisse uma suavidade na transição entre as soluções, foi imposto que as derivadas do *holdup* obtidas pelas duas soluções – Eq. (17) e o polinômio – fossem iguais no início do corpo ($l_0/D = 1$). Desta imposição, pode-se escrever que:

$$\frac{f_L (R_{f0} + 0,5)(R_{f0} - R_{f\infty})^2}{R_{f\infty}^2 (1 - kR_{f0}^3)D} = \sqrt{1,38(R_{f0} - 0,5648)}. \quad (35)$$

Observando-se a Eq. (35) verifica-se que nem sempre sua resolução será possível no domínio real. Desta forma, é necessário se estabelecer procedimentos de obtenção para R_{f0} para esses casos. Da solução apresentada por Benjamin (1968), determina-se que quando $l_0/D = 1 \Rightarrow R_{f0} = 0,57$. Da análise da Eq. (17) pode-se concluir que $1 - kR_f^3 > 0$ em todo o corpo da bolha, portanto $R_{f0} < k^{-1/3}$. Desta forma, como apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) os valor de R_{f0} tem que ser tal que $0,57 < R_{f0} < k^{-1/3}$. Nesse trabalho, toda vez que não havia uma solução real dentro dos limites estabelecidos para a Eq. (35), adotou-se $R_{f0} = 0,57$.

3. Resultados

A população da espessura média de filme de líquido de cada bolha e seu comprimento são obtidas experimentalmente em estações de medidas, uma situada a 127D (estação 1) e outra a 777D (estação 4) da injeção do líquido e do gás. Um dos objetivos destas medidas é avaliar como estas populações evoluem ao longo da linha. Os testados, apresentados na Tabela 1, foram agrupados em dois grupos pela velocidade de mistura, sendo um quando $J = 1\text{ m/s}$ ($J_L = 0,33$ e $J_G = 0,67$ m/s, $J_L = J_G = 0,5$ m/s) e outro quando $J = 2$ m/s ($J_L = 0,33$ e $J_G = 1,67$ m/s e $J_L = 0,67$ e $J_G = 1,33$ m/s). As Figura 3 e 4 apresentam a função densidade de probabilidade, fdp, da espessura média de cada bolha e seu comprimento para os pontos que apresentam velocidade de mistura $J = 1$ m/s e 2 m/s, respectivamente.

Uma análise da fdp da espessura do filme de líquido abaixo da bolha, Figuras 3b e 4b, mostra que sua população aproxima-se de uma população normal para as posições mais afastadas do injetor gás e líquido enquanto que para a posição mais próxima, 127D, a fdp apresenta uma forma ‘distorcida’ sugerindo uma forte influência do processo de formação. As variações entre as populações da espessura de filme observadas para as distâncias de 127D e 777D a jusante do injetor de gás e líquido decorrem das interações entre bolhas consecutivas. Elas apresentam um comportamento geral: as bolhas são formadas com filmes de líquidos mais espessos e, à medida que elas evoluem ao longo do tubo, se acomodam dinamicamente dentro do tubo e atingem uma espessura menor. Este comportamento é mostrado nas fdp das Figuras 3a e 4a onde as populações de bolhas com filmes de grande espessura medidas a 127D praticamente desaparecem nas medidas a 777D.

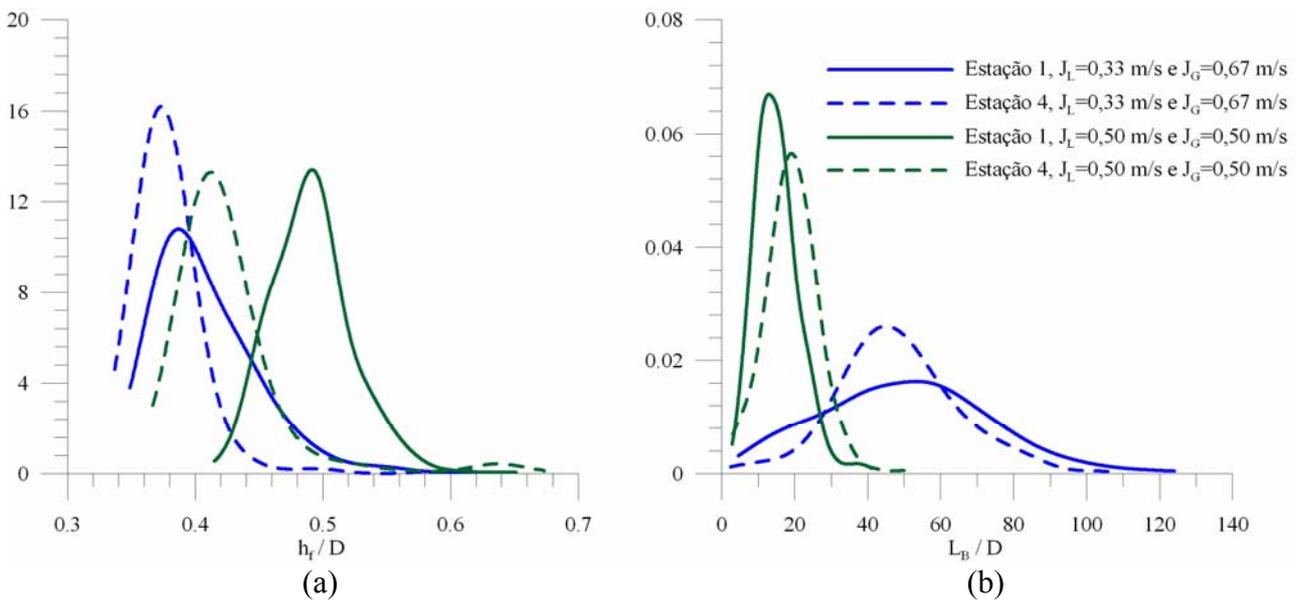


Figura 3. Histograma da distribuição (a) da altura de filme média e (b) do comprimento das bolhas para $J = 1$ m/s.

Comportamento semelhante ao da espessura de filme média também é observado para o comprimento da bolha, como mostra Figuras 3b e 4b. Para regiões mais afastadas do injetor de gás e líquido, a população aproxima-se de uma distribuição normal e para a região mais próxima (127D), a fdp apresenta uma forma ‘distorcida’, o que sugere uma forte influência do processo de formação. O valor mais provável de LB/D é dependente da razão gás líquido, i.e., J_G/J_L . Considerando-se os valores para a estação 4, constata-se que para J_G/J_L variando de 1, 2 e 5 o comprimento mais provável correspondente foi de 20D, 40D e 120D, respectivamente conforme mostrado nas Figuras 3b e 4b. As variações entre as populações de comprimentos de bolhas observadas para as distâncias de 127D e 777D a jusante do injetor de gás e líquido decorrem das interações entre bolhas consecutivas. Elas apresentam um comportamento geral: à

medida que as bolhas evoluem ao longo da linha a população de bolhas pequenas e bolhas grandes diminuem e conseqüentemente a variância desta população também diminui. O fato da população de bolhas menores diminuírem pode ser explicado pelo fenômeno de coalescência. Ele pode ocorrer entre duas bolhas consecutivas que se fundem numa única bolha que apresentará um comprimento maior. Por outro lado, a extinção da população das bolhas de maior comprimento não pode ser explicada por este fenômeno. Além disto, não se tem conhecimento de mecanismos físicos de quebra de bolha que poderiam justificar este comportamento. A explicação deste fenômeno está no processo de formação das bolhas. O injetor de correntes concêntricas, utilizado para misturar o gás e o líquido, forma bolhas longas, porém com filmes de líquidos espessos. À medida que estas bolhas evoluem ao longo do tubo há um acomodamento dinâmico da interface, a espessura de filme diminui e, para manter a mesma massa de gás, seu comprimento diminui também. Isto pode ser observado nas fdp da espessura de filme de líquido mostrado nas Figuras 3a e 4a.

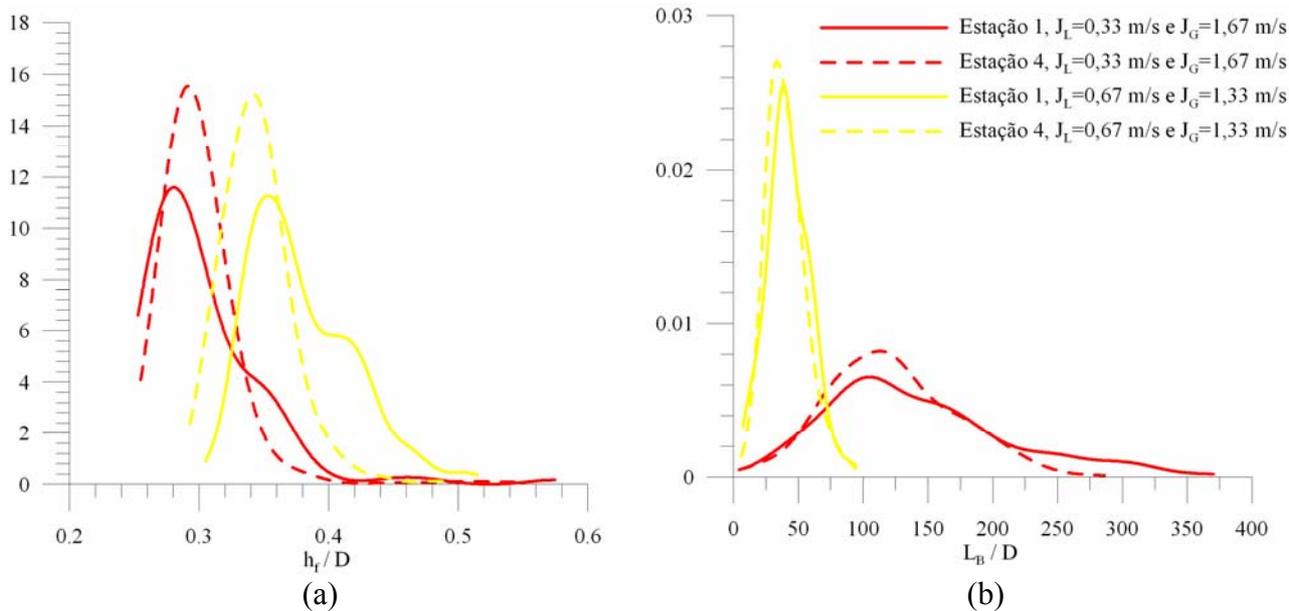


Figura 4. Histograma da distribuição para (a) altura de filme média e (b) comprimento das bolhas para $J = 2$ m/s.

Uma comparação entre os resultados experimentais e do modelo para a espessura média de filme em função do comprimento de cada bolha que passou pelo sensor é realizado nas Figuras 5 e 6 para $J = 1$ e 2 m/s, respectivamente. Os símbolos representam os dados experimentais enquanto que as linhas os resultados do modelo. O modelo emprega o valor da constante C_0 determinado experimentalmente, $C_0 = 1,12$, e para fins de análise de sensibilidade do modelo ele também emprega um valor 10% superior ao experimental, $C_0 = 1,23$.

Os dados experimentais das Figuras 5 e 6 mostram que a espessura média do filme de líquido é bem representada pelo comprimento da bolha de tal modo que quanto maior o comprimento menor é a espessura do filme. Isto é válido tanto para as medidas realizadas a $127D$ do injetor como para aquelas tomadas a $777D$. Além disto, esta relação entre h_f/D e L_B/D é uma função da velocidade de mistura. Observa-se que os pontos experimentais com diferentes J_G e J_L fundem-se em uma única curva desde que sua velocidade de mistura ($J = J_G + J_L$) seja constante. Por exemplo, na Figura 5a para $J = 1$ m/s e bolhas com $L_B/D = 20$ a espessura do filme será $h_f/D = 0,45$ tanto para os pares com $J_G = 0,33$ e $J_L = 0,67$ m/s ou para $J_G = J_L = 0,5$ m/s.

Na Figura 5 pode-se observar que para $J = 1$ m/s e em ambas as estações de medida, os valores do modelo não expressam os dados experimentais para bolhas de pequeno comprimento, tipicamente $L_B/D < 40$. Entretanto, os valores de espessura de filme de líquido para as bolhas de comprimento maior são bem reproduzidos pelo modelo. Outra constatação importante é a influência do valor de C_0 , uma vez que em se aumentando em 10% seu valor, os valores médios obtidos pelo modelo aumentam significativamente. Para bolhas com $L_B/D > 40$, pode-se observar que há um aumento de cerca de 16% na espessura de filme prevista pelo modelo fazendo com que seus resultados se aproximem bem das medidas experimentais. Pelo fato do modelo capturar melhor a espessura de filme experimental para grandes bolhas faz com que suas previsões para o par $J_L = J_G = 0,50$ m/s seja pior daquelas para o par $J_L = 0,33$ e $J_G = 0,67$ m/s uma vez que esse último apresenta bolhas com um comprimento maior.

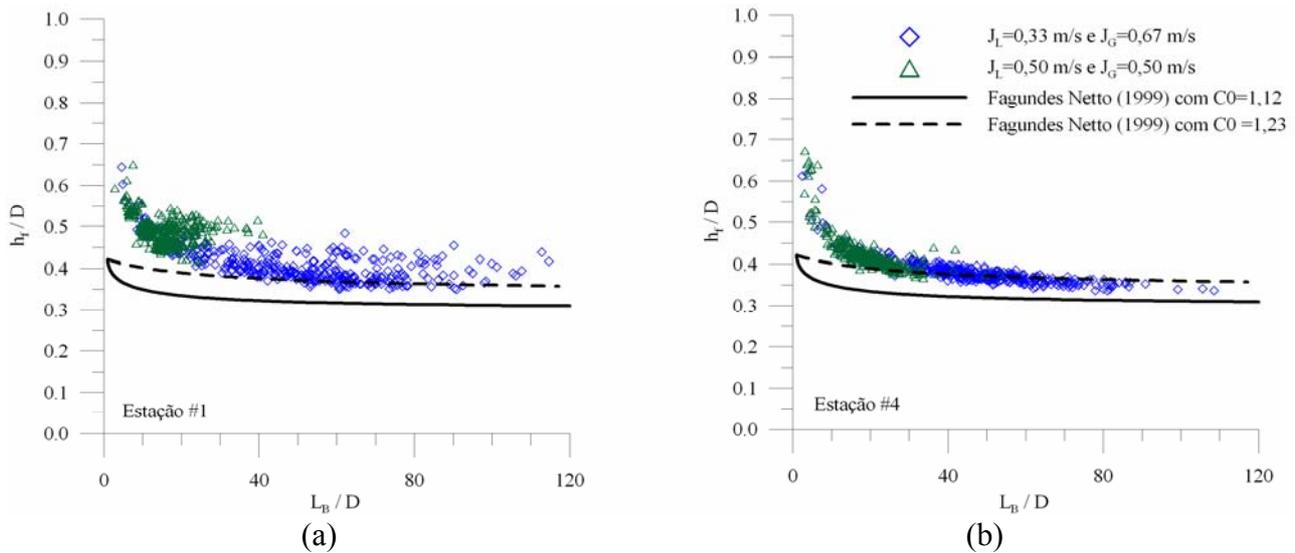


Figura 5 – Comparação entre a espessura de filme média obtida pelo modelo apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) e o experimental para (a) primeira e (b) quarta estação de medida quando $J = 1$ m/s.

Para $J = 2$ m/s o comportamento do modelo é contrário daquele observado para $J = 1$ m/s. Ele apresenta uma boa capacidade de previsão para bolhas pequenas ($L_B/D < 50$) e superestimando a espessura de filme média para as bolhas maiores ($L_B > 50$), conforme mostra a Figura 6. Uma razão para esse comportamento pode estar relacionada com o fato de que a Eq. (34) não reproduz adequadamente a região de equilíbrio, superestimando os valores da espessura. A tendência de o modelo calcular um filme mais espesso quando se aumenta o valor de C_0 continua presente nesse caso, sendo que o aumento da espessura média para bolhas grandes é de cerca de 20% quando se aumenta C_0 em 10% (C_0 indo de 1,12 para 1,23). Outro fato que se pode observar é que na primeira estação de medida há um espalhamento acentuado no comportamento da espessura do filme e na quarta estação não. Provavelmente as estruturas ao chegar à quarta estação já interagiram de tal forma que há um escoamento periódico. Esse fato também pode ser concluído dos histogramas apresentados na Figura 4.a que apresenta uma distribuição ‘distorcida’ na estação 1 e normal na 4.

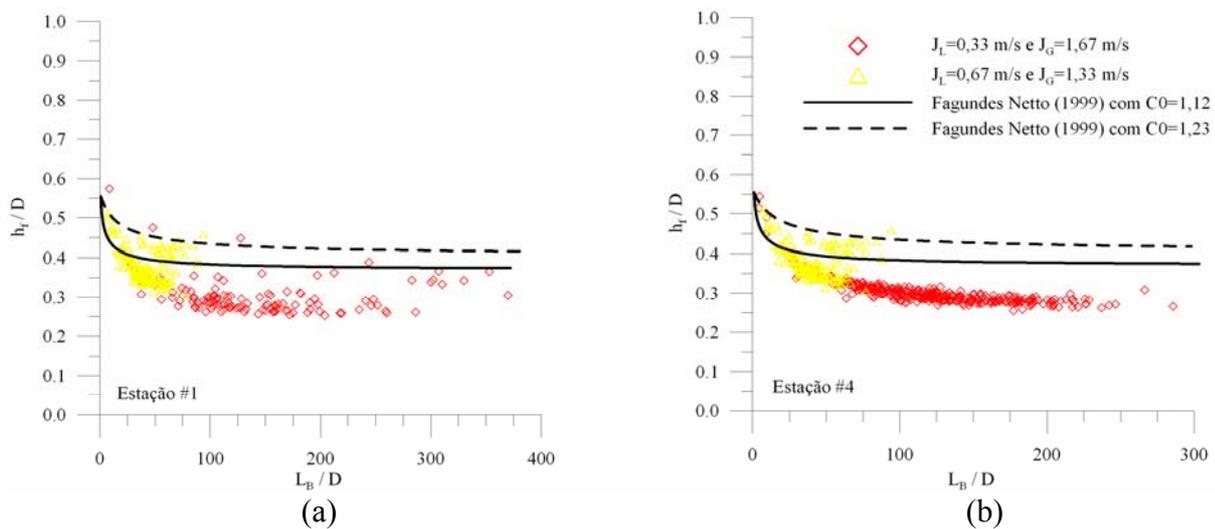


Figura 6 – Comparação entre a espessura de filme média obtida pelo modelo apresentado por Fagundes Netto et. al. (1999) e o experimental para (a) primeira e (b) quarta estação de medida quando $J = 2$ m/s.

4. Conclusão

Medidas experimentais para o comportamento da espessura média do filme na região da bolha e de seu comprimento em um escoamento padrão intermitente com duas velocidades superficiais distintas são apresentadas. Também é realizada uma análise comparativa entre os resultados experimentais com os gerados a partir do modelo de espessura de filme de líquido proposto por Fagundes Netto et. al. (1999). Os dados experimentais da espessura de filme mostram que quanto maior for a velocidade de mistura ou o comprimento da bolha, menor será a espessura média do

filme. O modelo foi capaz de capturar a diminuição da espessura do filme com o comprimento da bolha mas não em função do aumento da velocidade de mistura. Uma possível causa deste comportamento está associado à forma com que é determinada a espessura no inicial do filme, dado de entrada do modelo. Entretanto, para se chegar a um resultado conclusivo, é necessário uma melhor investigação nos modelos para o nariz da bolha.

A capacidade de previsão do modelo para a espessura média quando $J = 1$ m/s foi determinada com um erro na ordem de 10% quando $L_B/D > 40$. Para valores de $L_B/D < 40$ o erro entre o modelo e os dados experimentais é muito elevado. Para $J = 2$ m/s o comportamento foi oposto. Ele apresentou uma boa capacidade de previsão para bolhas consideradas pequenas ($L_B/D < 50$), com erros na ordem de 5% mas, para bolhas grandes ($L_B/D > 100$) o erro foi acentuado, chegando à ordem de 60%.

5. Referências

- Benjamin, T. B., 1968, "Gravity Currents and Related Phenomena", J. Fluid Mech., Vol. 32, pp. 209-248.
- Dukler, A. E and Hubbard, M.G., 1975, "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes", Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 14, No. 4, pp. 337-347.
- Fagundes Netto, J. R., 1999, "Dynamique de Poches de Gaz Isolees en Ecoulement Permanent et Non Permanent Horizontal", Tese de Doutorado, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Fagundes Netto, J. R.; Fabre, J.; Paresson, L., 1999, "Shape of long bubbles in horizontal slug flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 25, pp. 1129-1160.
- Kokal, S.L and Stanislav, J.F., 1989, "An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes - II: liquid holdup and pressure drop", Chem. Eng. Sci., Vol. 44, No. 3, pp. 681-693.
- Nicholson, M.K.; Aziz, K.; Gregory, G.A., 1978, "Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models", The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 56, pp. 653-663.
- Nicklin, D.J.; Wilkes, J.O.; Davidson, J. F., 1962, "Two Phase Flow in Vertical Tubes", Trans. Inst. Chem. Engineers, Vol. 40, pp. 61-68.
- Rosa, E.S., 2002, "The Structure in the Horizontal Slug Flow", 9º Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences.
- Rosa, E. S., Morales, R. E. M., Melo, A. I., Freire, R. and França, F. A., 2001, "The Evolution of Slug Flow", Cobem.
- Taitel, Y. and Barnea, D., 1990, "Two-phase slug flow", Advances in Heat Transfer, Vol. 20, pp. 43-132.
- Wallis, G.B., 1969, "One dimensional Two-Phase Flow", McGraw-Hill, New York.
- Yoshizawa, C. J., 2006, "Estudos de Modelos para a Forma das Bolhas em um Escoamento Intermitente Ppadrão Golfadas", Dissertação de Mestrado, PPGERHA, Universidade Federal do Paraná.

TITLE: AVERAGE THICKNESS OF FILM IN A SLUG FLOW PATTERN WITH HORIZONTAL TUBES

Ricardo Augusto Mazza
UNICAMP/FEM/DE – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
mazza@fem.unicamp.br

Eugênio Spanó Rosa
UNICAMP/FEM/DE – Caixa Postal 6122 – 13.083-970 – Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Abstract An experimental and modeling analysis of the liquid film thickness flowing below an elongated gas bubble, characteristic of gas-liquid slug flow pattern in horizontal tube, is presented. The experimental apparatus consists of a horizontal tube with 900 free diameters long with a gas liquid injector at the inlet. A succession of liquid pistons and elongated gas bubbles are formed at the inlet, evolve along the tube and are freely discharged at the tube outlet to a tank at atmospheric conditions. Measurements of the averaged liquid film thickness and bubble length are performed with twin parallel wire conductive probes for each individual bubble passing by the sensors. The population of film thickness and bubble length is recorded at two positions downstream the gas-liquid injector: 127D and 777D. This work also employs a film thickness model based on the mass and momentum balance applied to the gas and liquid phases. A comparison between the analytical expression for the model against the experimental data on film thickness and bubble length is drawn.

Keywords: two-phase flow; slug flow; film thickness, bubble model