



XXVIII CREAM

Congresso Nacional de Estudantes
de Engenharia Mecânica
Santa Maria - RS



XXVIII Congresso Nacional de Estudantes de Engenharia Mecânica
09 a 13 de maio de 2022, Santa Maria, Rio Grande do Sul, Brasil

ANÁLISE NUMÉRICA DA FREQUÊNCIA DA CÉLULA UNITÁRIA EM ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO INTERMITENTES

Lucas Vinícius Borges da Silva, ✉ bslucas1996@gmail.com¹

Alysson Henrique Rublesperger de Almeida, ✉ alysson.2018@alunos.utfpr.edu.br¹

Victor Vaurek Dimbarre, ✉ victordimbarre@alunos.utfpr.edu.br¹

Luiz Eduardo Melo Lima, ✉ lelima@utfpr.edu.br¹

¹Departamento Acadêmico de Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná — Campus Ponta Grossa, R. Doutor Washington Subtil Chueire, 330, Jardim Carvalho, 84017-220, Ponta Grossa, PR, Brasil

Resumo. *Escoamentos gás-líquido intermitentes são caracterizados por uma sucessão de pistões de líquido (aerados ou não aerados) e bolhas alongadas de gás escoando em paralelo com um filme de líquido. O objetivo deste trabalho é analisar numericamente a influência da frequência da célula unitária no fechamento de um modelo de filme de líquido em escoamentos intermitentes. Este modelo foi implementado em um código computacional desenvolvido em linguagem Python, adotando diversas correlações empíricas disponíveis na literatura para a estimativa da frequência da célula unitária. Os resultados obtidos foram comparados com dados experimentais da literatura, para os comprimentos de filme e de pistão de escoamentos intermitentes horizontais, em diversas vazões de gás e de líquido. Deste modo foi possível verificar quais das correlações de frequência da célula unitária apresentam resultados mais satisfatórios no modelo de filme de líquido analisado.*

Palavras chave: *Escoamento multifásico. Célula unitária. Análise numérica.*

Abstract. *Intermittent gas-liquid flows are characterized by a succession of liquid pistons (aerated or non-aerated) and elongated bubbles of gas flowing in parallel with a film of liquid. The objective of this work is to numerically analyze the influence of the unit cell frequency on the closure of a liquid film model in intermittent flows. This model was implemented in a computational code developed in Python language, adopting several empirical correlations founded in the literature to estimate the unit cell frequency. The results obtained were compared with experimental data from the literature, for the film and piston lengths of horizontal intermittent flows, in different gas and liquid flow rates. In this way, it was possible to verify which of the unit cell frequency correlations present the most satisfactory results in the liquid film model analyzed.*

Keywords: *Multiphase flow. Unit cell. Numerical analysis.*

1. INTRODUÇÃO

As pesquisas desenvolvidas na área de escoamentos multifásicos têm procurado cada vez mais aprimorar os modelos existentes, principalmente, se o estudo em questão possui interesse ou aplicação industrial. Isto pode ocorrer tanto por novas considerações adotadas a cada aprimoramento de um modelo, quanto para permitir uma redução de tempo computacional na obtenção de resultados em simuladores, por exemplo. Desde o início dessas pesquisas, têm sido desenvolvidas diversas teorias para permitir a avaliação dos diferentes parâmetros que influenciam o comportamento de escoamentos multifásicos, por suas características. Para isto, tem sido utilizada uma classificação dos escoamentos gás-líquido em três padrões principais (Pauchon *et al.*, 1993; Pauchon & Dhulesia, 1994; Shoham, 2006): disperso, separado e intermitente. O escoamento intermitente é aquele caracterizado como sendo uma sucessão de pistões de líquido (aerados ou não aerados) e bolhas alongadas de gás em contato com um filme de líquido.

Uma das grandes dificuldades tem sido parametrizar o comportamento não periódico do escoamento intermitente. Essa questão foi melhor compreendida quando Wallis (1969) sugeriu que muitas das propriedades de um escoamento intermitente poderiam ser determinadas considerando duas regiões distintas: pistão e bolha alongada. Com isso, foi criado o conceito de célula unitária, considerando o escoamento intermitente como sendo de natureza periódica, tal que o pistão com a bolha alongada foi considerado como um fenômeno em regime permanente. Embora ele tenha proposto este conceito de célula unitária, ele não desenvolveu um modelo matemático para analisar de maneira aprofundada a dinâmica do escoamento intermitente, até mesmo porque, os dados existentes na época eram bastante limitados. Entretanto, o conceito de célula unitária apresentado por ele permitiu a criação de diversos modelos capazes de calcular os parâmetros hidrodinâmicos de um escoamento intermitente.

O primeiro desses modelos de filme foi desenvolvido por Dukler & Hubbard (1975). Este modelo unidimensional considera o escoamento de filme como uma superfície livre, pois a queda de pressão ao longo do corpo da bolha alongada é considerada desprezível, bem como qualquer influência da fase gasosa nos balanços de massa e de *momentum*. Entretanto, devido a estas várias considerações, este modelo apresenta resultados satisfatórios somente para uma faixa de vazões nas quais os valores de número de Reynolds se encontram de 30.000 a 400.000 (Yoshizawa, 2006).

Posteriormente, outro modelo de filme foi proposto por Nicholson *et al.* (1978), partindo das mesmas hipóteses de Dukler & Hubbard (1975). Entretanto, foi reconhecido que no primeiro modelo faltava um termo de deslizamento para a velocidade da bolha alongada, que causa uma grande influência, principalmente, em escoamentos onde os tubos são largos e levemente inclinados. Eles também foram um pouco além, estabelecendo uma relação entre a velocidade do nariz da bolha alongada e a velocidade superficial da mistura. Dessa maneira, foi possível ampliar a faixa de vazões para as quais o modelo anterior era limitado.

Apesar de serem aplicáveis em determinadas situações operacionais, tanto o modelo de Dukler & Hubbard (1975) quanto o modelo de Nicholson *et al.* (1978) podem apresentar resultados insatisfatórios devido à desconsideração da queda de pressão ao longo do filme, principalmente, para bolhas mais longas. Muitas vezes, esta simplificação é aplicada com a consideração de uma condição de equilíbrio na espessura de filme, para evitar a integração numérica. Entretanto, há autores que consideram isto válido somente para bolhas mais curtas (Taitel & Barnea, 1990).

O primeiro modelo que apresentou a influência da interface entre gás e líquido, foi proposto por Kokal & Stanislav (1989). Isso se deve ao fato de que eles consideraram a tensão de cisalhamento interfacial com o gás, que pode ser relevante para maiores valores de vazão do mesmo, além de considerar as relações de velocidade propostas por Nicholson *et al.* (1978). Entretanto, o modelo proposto por eles ainda não consideraram os efeitos resultantes da fase gasosa além da interface gás-líquido.

Os efeitos da fase gasosa foram considerados pela primeira vez no modelo proposto por Taitel & Barnea (1990), que pode ser considerado como um dos modelos de filme de líquido mais completo. Eles não só consideraram os efeitos da fase gasosa, mas também as demais condições propostas anteriormente pelos outros autores, incluindo o efeito da presença de pistões aerados e não aerados, bem como os efeitos da tensão de cisalhamento gerada entre o gás e a parede da tubulação. Este modelo tem sido bastante empregados em diversos simuladores.

Após a introdução dos efeitos da fase gasosa no modelo de filme de líquido proposto por Taitel & Barnea (1990), outras modificações continuaram sendo propostas por outros autores, na tentativa de aprimorar cada vez mais o estudo em questão. Andreussi *et al.* (1993) procuraram aprofundar seu modelo para escoamentos que possuem baixas tensões superficiais e altas velocidades, pois neste caso há uma maior formação de bolhas dispersas no filme, devido à turbulência. Isso foi feito por meio da consideração de duas correntes gasosas distintas, sendo a primeira a bolha alongada e a outra dispersa no filme formado embaixo da mesma.

De maneira bastante similar ao estudo realizado por Taitel & Barnea (1990), Cook & Behnia (1997) propuseram um modelo que desconsidera a influência da força gravitacional sob a fase gasosa e trata o gradiente de pressão de maneira separada em cada fase. A consequência disto, é que os termos de empuxo na equação do modelo de filme de líquido ficam em função não somente da massa específica do líquido, mas também da massa específica do gás.

Fagundes Netto *et al.* (1999) também propuseram um modelo que abrange a influência tanto da fase líquida quanto da fase gasosa no escoamento. Entretanto, a grande diferença de seu modelo se deu na formulação, ao dividir a região da bolha alongada em quatro partes ao invés de três, incluindo uma região de ressalto hidráulico entre o corpo e a cauda, sendo uma variação na espessura de filme que causa diferença de pressão estática. A solução deste modelo também foi um diferencial, pois utilizando manipulações geométricas e considerações para as tensões de cisalhamento, eles conseguiram chegar a uma solução analítica para a fração de gás presente na seção transversal do tubo.

Modelos de filme de líquido são frequentemente utilizados em simuladores para determinar a queda de pressão, a transferência de massa, ou até mesmo a transferência de calor em escoamentos intermitentes, pois, a espessura de filme é uma das variáveis que influenciam as estimativas destes parâmetros. Portanto, o presente estudo visa realizar uma análise numérica do modelo de filme de líquido proposto por Taitel & Barnea (1990), aplicado em casos de escoamentos gás-líquido intermitentes em tubos horizontais. De modo a verificar a influência da estimativa da frequência da célula unitária no fechamento deste modelo, considerado o mais completo. Para isso, foi desenvolvido um código computacional escrito em linguagem Python™ (Python Software Foundation, 2021), no ambiente de programação científica Spyder , por ser uma linguagem de alto nível e de grande versatilidade na engenharia.

2. MODELO

Conforme ilustra a Fig. 1, em escoamentos gás-líquido horizontais e quase horizontais no padrão intermitente, a região do filme, seguindo a região de pistão na célula unitária, resulta de uma estratificação das fases gasosa e líquida, sendo então dividida em duas partes: a bolha alongada, que se localiza na porção superior do tubo, e o filme, logo abaixo desta bolha. Na vertical, o filme em contato com a parede, formado na região da bolha alongada, se apresenta em um forma concêntrica. A estrutura hidrodinâmica então formada nesta categoria de escoamento possui uma natureza relativamente complexa de ser modelada e analisada.

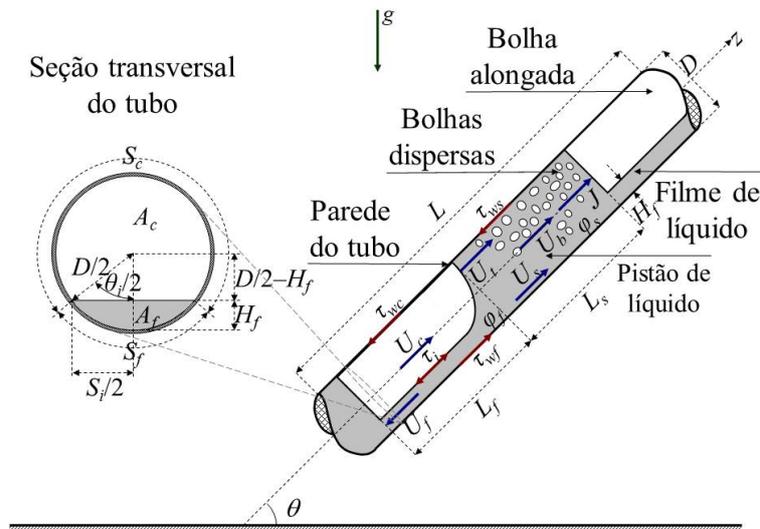


Figura 1. Escoamento intermitente e suas variáveis; adaptada de Lima (2011)

Entretanto, a solução proposta por Taitel & Barnea (1990) parte da consideração da ocorrência de uma velocidade superficial de mistura J , que corresponde à soma das velocidades superficiais de cada fase, J_g para o gás e J_l para o líquido. Estas velocidades superficiais correspondem a velocidade que cada fase teria caso escoassem sozinhas na tubulação. Sendo definidas pela razão entre a vazão volumétrica de cada fase, Q_g para o gás e Q_l para o líquido, e a área de seção transversal A . Isto em um tubo de diâmetro D , perímetro S , comprimento L , rugosidade absoluta ε e inclinação θ .

Outras considerações de grande relevância também são adotadas para a célula unitária, para o escoamento intermitente, tanto na região do filme, quanto na região do pistão. No modelo em questão, considera-se que o pistão consegue barrar a entrada de gás proveniente da região ao redor, pois caso contrário, este seria o começo da transição de regime intermitente para estratificado ou anular. Ainda na região do pistão, a fração de líquido ϕ_s resultante, devido à presença de pequenas bolhas dispersas, é um fator muito importante. ϕ_s pode ser utilizado como um valor inicial no processo de integração numérica do modelo de filme de líquido, com a finalidade de fornecer uma primeira estimativa para espessura de filme em uma posição ao longo da seção transversal do tubo onde começa a surgir a bolha alongada. Isto deve ser feito para evitar que o processo de integração ocorra na região acima do nariz da bolha alongada, que pode causar indeterminações devido à existência de uma grande variação de curvatura em um espaço muito pequeno.

Assim como na região acima do nariz, a cauda da bolha alongada também é seguida por uma dinâmica complexa, sendo este um problema tridimensional e em regime turbulento. Entretanto, segundo Mazza *et al.* (2010) tanto o nariz quanto a cauda normalmente alcançam comprimentos de 1 a 3 vezes o diâmetro do tubo; portanto, as manipulações feitas para evitar a complexidade de solução destas regiões não trazem grandes perdas para o modelo.

Além da velocidade superficial de mistura J , outras velocidades que governam o comportamento do escoamento são: a do líquido no pistão U_s , a das bolhas dispersas no pistão U_b , a de translação da bolha alongada U_t , a do filme U_f e a do gás na bolha alongada U_c . Estas velocidades podem ser observadas na Fig. 1. Na região do pistão, as velocidades do gás e do líquido não são necessariamente iguais, entretanto, para escoamentos horizontais ambas assumem valores muito próximos. Por outro lado, na região do filme, as velocidades de cada fase variam ao longo do tubo, devido à variação da espessura de filme no sentido axial, logo abaixo da bolha alongada.

Para obtenção do perfil do filme, existem duas abordagens principais. Uma delas analisa a variação da fração de área do líquido na região do filme, ao passo que a outra analisa a variação da espessura de filme. Partindo dos balanços de *momentum* para as fases na região do filme, Taitel & Barnea (1990) chegaram em uma equação diferencial que relaciona a variação da espessura H_f com relação à variação de comprimento z_f de filme, conforme mostrado na Eq. (1). Nesse modelo, eles eliminaram o termo do gradiente de pressão e usaram relações provenientes dos balanços mássicos para determinar as velocidades relativas do gás e do líquido.

$$\frac{dH_f}{dz_f} = \frac{\tau_{wf}S_f}{A_f} - \frac{\tau_{wc}S_c}{A_c} - \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_f} + \frac{1}{A_c} \right) + \Delta\rho g \sin \theta}{\Delta\rho g \cos \theta - \left[\rho_f \frac{(U_f - U_t)^2}{\phi_f^2} + \rho_c \frac{(U_c - U_t)^2}{\phi_c^2} \right] \frac{S_i}{A}} \quad (1)$$

Sendo $\Delta\rho = \rho_f - \rho_c$ a diferença entre as massas específicas das fases líquida e gasosa. A Equação (1) deve ser resolvida numericamente, até o fechamento do balanço mássico, retornando então a espessura de filme na região de equilíbrio e o comprimento da bolha alongada. Entre os modelos disponíveis, há diferenças entre algumas correlações de

cálculo utilizadas, principalmente, para os fatores de atrito. Sendo posteriormente utilizados para calcular as tensões de cisalhamento entre o gás e a parede do tubo, τ_{wc} , o líquido e a parede do tubo, τ_{wf} , e na interface gás-líquido τ_i . Entre estes fatores de atrito, aquele que apresenta maior complexidade de análise é o interfacial, τ_i , pelo fato de que a interface pode assumir uma geometria ondulada dependendo das condições do escoamento, dificultando a realização de um cálculo com maior precisão para o mesmo.

Neste contexto, algumas correlações são desenvolvidas de maneira a estimar um fator de atrito médio existente na interface gás-líquido. Entretanto, Taitel & Barnea (1990) se basearam no estudo realizado por Cohen & Hanratty (1968), que sugerem a utilização de um fator de atrito constante, $C_{fi} = 0,014$, para escoamentos horizontais e inclinados, com interface (quase) plana. Para escoamentos verticais, é comum adotar a correlação de Wallis (1969), $C_{fi} = 0,005(1 + 300\delta_f)$, sendo $\delta_f = H_f/D$ a espessura de filme adimensional.

Os fatores de atrito de Fanning para o gás C_{fc} e para o líquido C_{ff} , considerando que a rugosidade do tubo é desprezível, $\varepsilon \approx 0$, podem ser determinados a partir de várias correlações, como a de Blasius, Eq. (2), utilizando os números de Reynolds das fases, Re_c e Re_f :

$$C_{fk} = mRe_k^n \quad (2)$$

Sendo que: $k = c$ ou f ; $m = 0,046$ e $n = -0,2$ para escoamento turbulento. O número de Reynolds da fase k é dado por $Re_k = U_k D_k / \nu_k$, sendo U_k a velocidade absoluta, D_k o diâmetro hidráulico e ν_k a viscosidade cinemática. Então, conhecendo-se os valores dos fatores de atrito, C_{fk} , é possível calcular as tensões de cisalhamento na parede das fases, τ_{wk} , por meio da Eq. (3):

$$\tau_{wk} = \frac{1}{2} C_{fk} \rho_k U_k |U_k| \quad (3)$$

A tensão de cisalhamento interfacial τ_i é dada pela Eq. (4) em termos da velocidade relativa entre as fases gasosa e líquida:

$$\tau_i = \frac{1}{2} C_{fi} \rho_c (U_c - U_f) |U_c - U_f| \quad (4)$$

A velocidade de translação da bolha alongada U_t , utilizada no modelo em questão, foi proposta por Nicklin (1962) em uma relação cinemática definida conforme a Eq. (5):

$$U_t = C_{0t} J + V_{\infty t} \quad (5)$$

O primeiro termo da Eq. (5) refere-se à componente da velocidade devido ao transporte da mistura, sendo que o parâmetro de distribuição C_{0t} é uma razão entre as velocidades máxima e média do líquido à frente da bolha alongada. Para regime turbulento, C_{0t} é dado segundo o número de Froude, Fr , podendo ser definido como uma função da inclinação do tubo, θ . O segundo termo da Eq. (5) corresponde à velocidade de deslizamento local da bolha alongada, $V_{\infty t} = C_{\infty t} (gD\Delta\rho/\rho_l)^{1/2}$, causada pela força de empuxo. $C_{\infty t}$ corresponde à velocidade de deslizamento local adimensional da bolha alongada, que depende do número de Eötvös, EO , e da inclinação do tubo, θ , conforme o valor do número de Froude, Fr . Os números de Eötvös e de Froude são definidos por $EO = gD^2\Delta\rho/\sigma$ e $Fr = J/(gD)^{1/2}$, respectivamente, sendo σ a tensão superficial do líquido. Os valores de C_{0t} e $C_{\infty t}$ são obtidos segundo a Tab. 1, para escoamento turbulento (Lima, 2011).

Tabela 1. Definições para C_{0t} e $C_{\infty t}$ considerando escoamento turbulento (Lima, 2011)

C_{0t}	$C_{\infty t}$	Fr
$1,0 + 0,2 \text{sen}^2 \theta$	$C_{\infty,0} \cos \theta + C_{\infty,90} \text{sen} \theta$	$< 3,5$
$1,2$	$C_{\infty,90} \text{sen} \theta$	$\geq 3,5$

Sendo: $C_{\infty,0} = 0,542 - 1,76EO^{0,56}$;
 $C_{\infty,90} = 0,345/(1 + 3805EO^{-3,06})^{0,58}$

A velocidade das bolhas dispersas no pistão U_b também é calculada por meio da relação cinemática proposta por Nicklin (1962), definida pela Eq. (6):

$$U_b = C_{0b} J + V_{\infty b} \quad (6)$$

Sendo $V_{\infty b} = C_{\infty b} (gD\Delta\rho/\rho_l)^{1/2}$ a velocidade deslizamento local das bolhas dispersas no pistão. Semelhante à U_t , definida na Eq. (5), o cálculo de U_b , definida na Eq. (6), também depende de um termo referente à velocidade superficial da mistura e um termo relacionado ao deslizamento das bolhas dispersas. O parâmetro de distribuição C_{0b} e a velocidade de deslizamento local adimensional $C_{\infty b}$ das bolhas dispersas são dados segundo a Tab. 2.

Tabela 2. Definições para C_{0b} e $C_{\infty b}$ considerando escoamento turbulento (Taitel & Barnea, 1990)

C_{0b}	$C_{\infty b}$
$1,0 + 0,2 \sin^2 \theta$	$1,54 \text{Eo}^{-1/4} \phi_s^{7/4} \sin \theta$

A velocidade média do líquido no pistão U_s é obtida a partir do balanço mássico e dada conforme a Eq. (7):

$$U_s = \frac{J - U_b \phi_b}{\phi_s} \quad (7)$$

A determinação da fração de líquido no pistão ϕ_s é uma etapa importante que antecede o processo iterativo de solução. Entretanto, o fenômeno de aeração na região do pistão é um processo que envolve uma abordagem bastante complexa, tanto que a existência de um modelo preciso ainda não foi definida. Todavia, estudos baseados em resultados experimentais fornecem aproximações. Lima (2011) recomenda a utilização da correlação de Malnes (1982), Eq. (8), por esta ser dimensionalmente consistente, incluir o efeito das propriedades dos fluidos e apresentar resultados satisfatórios quando testada com dados experimentais em condições comuns:

$$\phi_s = 1 - \left[1 + \frac{83}{\text{Eo}^{1/4} \text{Fr}} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_l} \right)^{1/4} \right]^{-1} \quad (8)$$

Sendo que, a fração de gás no pistão ϕ_b é dada pela condição de saturação, ou seja, $\phi_b = 1 - \phi_s$.

A etapa que sucede os cálculos preliminares envolve os parâmetros que variam ao longo da integração numérica, isto é, aqueles que serão atualizados a cada passo do processo iterativo para resolver o perfil da bolha alongada (ou do filme) até que o comprimento final seja determinado pelo fechamento de um balanço mássico. Estes parâmetros são as frações de gás ϕ_c e de líquido ϕ_f na região do filme, os perímetros molhados pelo gás S_c e pelo líquido S_f , o perímetro interfacial S_i , as áreas ocupadas pelo gás A_c e pelo líquido A_f , os diâmetros hidráulicos do gás D_c e do líquido D_f , as velocidades do gás U_c e do líquido U_f na região do filme e suas respectivas velocidades relativas, assim como as tensões de cisalhamento na parede τ_{wc} e τ_{wf} . Estas grandezas são mostradas na Fig. 1. Nesta etapa, torna-se necessário a escolha de um passo de cálculo que seja refinado o suficiente de maneira a permitir a obtenção de resultados satisfatórios. Segundo Yoshizawa (2006) e Mazza *et al.* (2010), os resultados fornecidos pelos modelos de filme de líquido tornam-se independentes a partir de um passo $\Delta H_f = 10^{-2} D$. Entretanto, os mesmos autores recomendam a utilização de um passo mais refinado, $\Delta H_f = 10^{-4} D$, principalmente, para evitar problemas de instabilidade numérica.

Para escoamentos horizontais e inclinados, o cálculo das demais variáveis do modelo de filme de líquido (Taitel & Barnea, 1990), envolve a determinação do ângulo da interface plana, definido por $\theta_i = 2 \arccos(1 - 2\delta_f)$, que se forma entre o centro do tubo e a extremidade ocupada pela fase líquida (filme). Deste modo, é possível determinar as propriedades geométricas das fases, cujas definições são dadas de acordo com a Tab. 3.

Tabela 3. Propriedades geométricas das interfaces

Propriedade geométrica	Interface	
	Plana	Concêntrica
S_c	$D (\pi - \theta_i/2)$	0
S_f	$D \theta_i/2$	πD
S_i	$D \sin (\theta_i/2)$	$\pi D (1 - 2\delta_f)$
A_c	$D^2 (2\pi - \theta_i + \sin \theta_i) / 8$	$\pi D^2 (1 - 2\delta_f)^2 / 4$
A_f	$D^2 (\theta_i - \sin \theta_i) / 8$	$\pi D^2 \delta_f (1 - \delta_f)$
D_c	$D \left[1 + \frac{\sin(\theta_i/2) - \sin \theta_i/2}{2(2\pi - \theta_i + \sin \theta_i)} \right]^{-1}$	$D (1 - 2\delta_f)$
D_f	$D (1 - \sin \theta_i / \theta_i)$	$D [4\delta_f (1 - \delta_f)]$
ϕ_c	$1 - \phi_f$	$1 - \phi_f$
ϕ_f	$(\theta_i - \sin \theta_i) / (2\pi)$	$4\delta_f (1 - \delta_f)$

As velocidades do gás U_c e do líquido U_f na região do filme (ou da bolha alongada) são calculadas pelas Eqs. (9) e (10), respectivamente:

$$U_c = U_t - (U_t - U_b) \frac{\phi_b}{\phi_c} \quad (9)$$

$$U_f = U_t - (U_t - U_s) \frac{\phi_s}{\phi_f} \quad (10)$$

O processo iterativo é então executado até que um critério de parada seja atingido. Neste trabalho, o modelo de filme de líquido é resolvido até o momento em que o comprimento do filme L_f atinja o tamanho necessário para satisfazer o balanço mássico definido conforme a Eq. (11):

$$J_g = \phi_b U_b + (\phi_s - \bar{\phi}_f) L_f f \quad (11)$$

Sendo $\bar{\phi}_f = (1/L_f) \int_0^{L_f} \phi_f dz_f$ o valor médio da fração de filme ao longo do comprimento L_f .

Além disto, o balanço mássico definido pela Eq. (11) depende da frequência da célula unitária f , cujo valor é frequentemente calculado por correlações disponíveis na literatura. Estas correlações são normalmente expressas em função da fração homogênea de líquido, $\lambda_l = J_l/J$, e da velocidade superficial de mistura J , etc., conforme a Tab. 4.

Tabela 4. Correlações de f selecionadas da literatura e aplicadas no presente trabalho

Autor(es)	f / (Hz)
Gregory & Scott (1969)	$0,0226 \left[\lambda_l \left(Fr^2 + \frac{19,75}{gD} \right) \right]^{6/5}$
Heywood & Richardson (1979)	$0,0434 \left[\lambda_l \left(Fr^2 + \frac{2,02}{D} \right) \right]^{1,02}$
Manolis <i>et al.</i> (1995)	$0,0037 \left[\lambda_l \left(Fr^2 + \frac{25}{gD} \right) \right]^{9/5}$
Zabaras (2000)	$0,0226 \eta_1 \left[\lambda_l \left(Fr^2 + \frac{19,75}{gD} \right) \right]^{6/5}$
Fossa <i>et al.</i> (2003)	$\frac{J_g}{D} \left(\frac{0,044 \lambda_l}{1 - 1,71 \lambda_l + 0,7 \lambda_l^2} \right)$

Sendo: $\eta_1 = 0,836 + 2,75 \text{sen}^{1/4} \theta$

As variáveis dependentes de H_f são atualizadas a cada passo de integração no sentido do decréscimo de H_f , até que se chegue em uma espessura de equilíbrio (Taitel & Barnea, 1990). A partir daí, L_f vai sendo aumentado em incrementos até que a condição imposta pela Eq. (11) seja satisfeita. A espessura de equilíbrio é atingida quando o denominador da equação diferencial se iguala a zero (Taitel & Barnea, 1990).

A solução numérica do modelo de filme de líquido foi implementada em um código computacional escrito em linguagem Python™ (Python Software Foundation, 2021). As demais relações auxiliares utilizadas para a resolução da Eq. (1) encontram-se disponíveis na literatura especializada (Taitel & Barnea, 1990; Mazza *et al.*, 2010; Lima, 2011).

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção, são apresentados os casos analisados e a comparação dos resultados.

3.1 Casos analisados

Para avaliar os resultados obtidos com o modelo de filme de líquido (Taitel & Barnea, 1990), foram selecionados 10 casos de escoamento intermitente do estudo experimental realizado por Gómez-Bueno (2010). A Tabela 5 apresenta os intervalos de dados dos 10 casos, obtidos na temperatura ambiente de 20 °C, em uma tubulação de acrílico horizontal de 26 mm de diâmetro interno.

Tabela 5. Intervalos de dados dos 10 casos de escoamento intermitente horizontal (Gómez-Bueno, 2010)

J_g / (m/s)	J_l / (m/s)	P / (mbar)	L_f/D	L_s/D
0,3–1,9	0,3–1,2	982–1058	7,5–140,2	10,9–20,7

3.2 Comparação dos resultados

Os resultados obtidos para os perfis de δ_f e ϕ_f , em um caso com $J_g/J \approx 0,6$ (Gómez-Bueno, 2010), são mostrados nas Figs. 2a e 2b, respectivamente, demonstrando uma satisfatória concordância entre os resultados obtidos neste trabalho e os de Lima (2011).

As Figuras 3a e 3b apresentam os valores dos comprimentos adimensionais de filme, L_f/D , e de pistão, L_s/D , respectivamente, calculados pelo modelo de filme de líquido, para as correlações da Tab. 4, em comparação com os valores medidos por Gómez-Bueno (2010). Os resultados obtidos para L_f/D apresentaram menores desvios do que os resultados obtidos para L_s/D . Em termos da raiz média quadrática (RMS — *Root Mean Square*) dos desvios relativos, os valores da Tab. 6 foram obtidos para os cálculos de L_f/D e L_s/D , utilizando as correlações da Tab. 4. A correlação de Fossa *et al.* (2003) foi a que apresentou resultados mais satisfatórios tanto para L_f/D quanto para L_s/D .

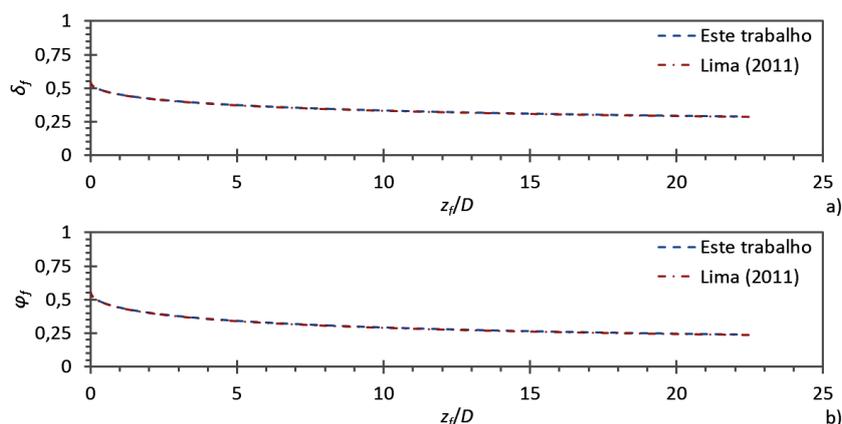


Figura 2. Comparação entre resultados numéricos para um caso com $J_g/J \approx 0,6$ (Gómez-Bueno, 2010): a) δ_f ; b) ϕ_f

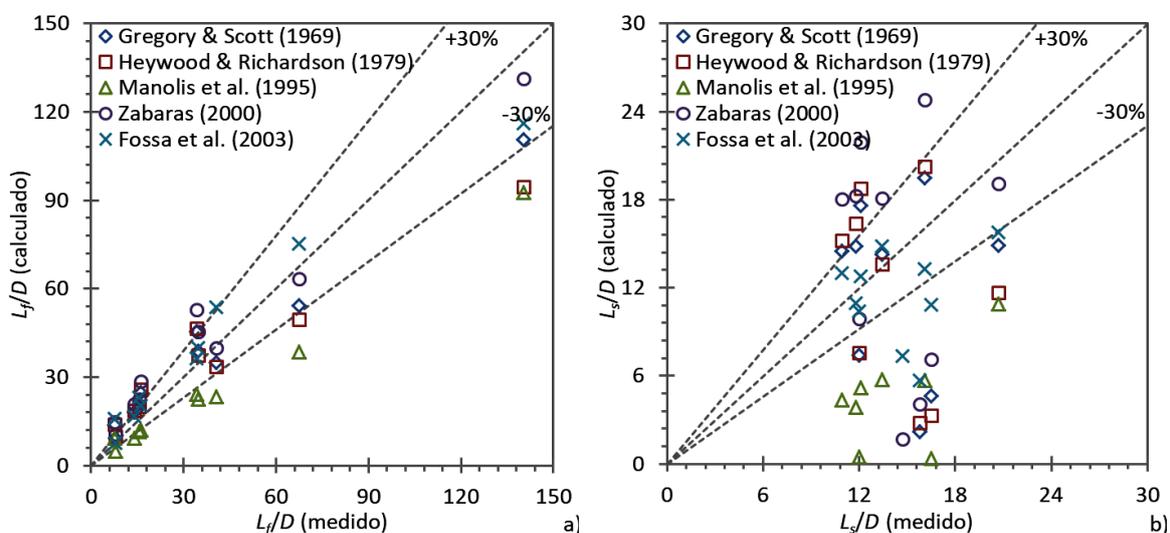


Figura 3. Comparação entre valores medidos e calculados para: a) L_f/D ; b) L_s/D

Tabela 6. RMS dos desvios relativos para L_f/D e L_s/D em função das correlações de f

Correlação de f	RMS / (%)	
	L_f/D	L_s/D
Autor(es)		
Gregory & Scott (1969)	37,14	54,23
Heywood & Richardson (1979)	41,70	58,51
Manolis <i>et al.</i> (1995)	33,84	84,39
Zabarar (2000)	50,65	59,12
Fossa <i>et al.</i> (2003)	41,90	59,12

4. CONCLUSÕES

No presente trabalho, realizou-se uma análise para verificar a influência da frequência da célula unitária na solução do modelo de filme de líquido, para escoamento intermitente gás-líquido. Observou-se que a depender da correlação de frequência escolhida, podem ser obtidos desvios relativos mais significativos para os comprimentos de filme e de pistão. Além disso, a fração de líquido no pistão influencia o processo de integração do modelo de filme de líquido, tal que a escolha de uma correlação mais apropriada pode fornecer resultados mais satisfatórios no modelo de filme de líquido.

5. AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi realizado com apoio da Fundação Araucária — Brasil (Edital UTFPR/PROPPG 03-2017 — PIBIC-Af). Os autores agradecem à Universidade Tecnológica Federal do Paraná, pelo apoio para o desenvolvimento deste trabalho e a participação neste evento.

6. REFERÊNCIAS

- Andreussi, P., Bendiksen, K.H. & Nydal, O.J., 1993. “Void distribution in slug flow”. *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 19, No. 5, pp. 817–828. DOI 10.1016/0301-9322(93)90045-v.
- Cohen, L.S. & Hanratty, T.J., 1968. “Effect of waves at a gas–liquid interface on a turbulent air flow”. *J. Fluid Mech.*, Vol. 31, No. 3, pp. 467–479. DOI 10.1017/s0022112068000285.
- Cook, M. & Behnia, M., 1997. “Film profiles behind liquid slugs in gas-liquid pipe flow”. *AIChE J.*, Vol. 43, No. 9, pp. 2180–2186. DOI 10.1002/aic.690430904.
- Dukler, A.E. & 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. DOI 10.1021/i160056a011.
- Fagundes Netto, J.R., Fabre, J. & Peresson, L., 1999. “Shape of long bubbles in horizontal slug flow”. *Int. J. Multiph. Flow*, Vol. 25, No. 6-7, pp. 1129–1160. DOI 10.1016/s0301-9322(99)00041-5.
- Fossa, M., Guglielmini, G. & Marchitto, A., 2003. “Intermittent flow parameters from void fraction analysis”. *Flow Meas. Instrum.*, Vol. 14, No. 4-5, pp. 161–168. DOI 10.1016/s0955-5986(03)00021-9.
- Gregory, G.A. & Scott, D.S., 1969. “Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas-liquid slug flow”. *AIChE J.*, Vol. 15, No. 6, pp. 933–935. DOI 10.1002/aic.690150623.
- Gómez-Bueno, L.G., 2010. *Estudo experimental de escoamentos líquido-gás intermitentes em tubulações inclinadas*. Master’s thesis, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, Brazil. DOI 10.47749/T/UNICAMP.2010.771387. URL <https://hdl.handle.net/20.500.12733/1612461>.
- Heywood, N.I. & Richardson, J.F., 1979. “Slug flow of air–water mixtures in a horizontal pipe: determination of liquid holdup by γ -ray absorption”. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 34, No. 1, pp. 17–30. DOI 10.1016/0009-2509(79)85174-x.
- Kokal, S.L. & 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. DOI 10.1016/0009-2509(89)85043-2.
- Lima, L.E.M., 2011. *Análise do modelo de mistura aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido*. Ph.D. thesis, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, Brazil. DOI 10.47749/T/UNICAMP.2011.804225. URL <https://hdl.handle.net/20.500.12733/1615845>.
- Malnes, D., 1982. “Slug flow in vertical, horizontal and inclined pipes”. Technical report, Institute for Energy Technology (IFE), Kjeller, Norway. Report IFE/KR/E-83/002.
- Manolis, I.G., Mendes-Tatsis, M.A. & Hewitt, G.F., 1995. “The effect of pressure on slug frequency on two-phase horizontal flow”. In *Proceedings of the 2nd Conference on Multiphase Flow*. Kyoto, Japan.
- Mazza, R.A., Rosa, E.S. & Yoshizawa, C.J., 2010. “Analyses of liquid film models applied to horizontal and near horizontal gas–liquid slug flows”. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 65, No. 12, pp. 3876–3892. DOI 10.1016/j.ces.2010.03.035.
- Nicholson, M.K., Aziz, K. & Gregory, G.A., 1978. “Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models”. *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 56, No. 6, pp. 653–663. DOI 10.1002/cjce.5450560601.
- Nicklin, D.J., 1962. “Two-phase bubble flow”. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 17, No. 9, pp. 693–702. DOI 10.1016/0009-2509(62)85027-1.
- Pauchon, C. & Dhulesia, H., 1994. “TACITE: A transient tool for multiphase pipeline and well simulation”. In *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers (SPE), New Orleans, Society of Petroleum Engineers (SPE), Richardson, TX, USA, p. 16. DOI 10.2523/28545-ms. Paper number: 28545-MS.
- Pauchon, C., Dhulesia, H., Lopez, D. & Fabre, J., 1993. “TACITE: A comprehensive mechanistic model for two-phase flow”. In A. Wilson, ed., *6th International Conference on Multi Phase Production*. BHR Group, Cannes, Mechanical Engineering Publications, London, UK, number 4 in BHR Group Conference Series, pp. 29–50.
- Python Software Foundation, 2021. “Welcome to python.org”. Python.org Homepage. URL <https://www.python.org>.
- Shoham, O., 2006. *Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes*. Society of Petroleum Engineers (SPE), Richardson, TX, USA, 1st edition. ISBN 9781555631079.
- Taitel, Y. & Barnea, D., 1990. “Two-phase slug flow”. In J.P. Hartnett & T.F. Irvine Jr., eds., *Advances in Heat Transfer*, Elsevier, Vol. 20, pp. 83–132. DOI 10.1016/s0065-2717(08)70026-1.
- Wallis, G.B., 1969. *One-dimensional two-phase flow*. McGraw-Hill, New York, NY, USA, 1st edition. ISBN 9780070679429.
- Yoshizawa, C.J., 2006. *Estudos de modelos para a forma das bolhas em um escoamento intermitente padrao golfadas*. Master’s thesis, Universidade Federal do Paraná, Curitiba, PR, Brazil. URL <https://hdl.handle.net/1884/5961>.
- Zabaras, G., 2000. “Prediction of slug frequency for gas/liquid flows”. *SPE J.*, Vol. 5, No. 3, pp. 252–258. DOI 10.2118/65093-pa.

7. RESPONSABILIDADE PELAS INFORMAÇÕES

Os autores são os únicos responsáveis pelas informações incluídas neste trabalho.