

5 Resultados

No presente trabalho, a formulação uni-dimensional do Modelo de Dois Fluidos, apresentada no Capítulo 3, foi aplicada para prever o escoamento intermitente. Inicialmente, analisou-se um escoamento ao longo de uma tubulação horizontal, e verificou-se a influência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento no escoamento. Os resultados obtidos foram comparados com os dados numéricos de Montini (2011), visando validar a formulação. A seguir, investigou-se o escoamento ao longo de tubulações verticais. Duas configurações foram selecionadas para serem investigadas, correspondendo aos casos analisados experimentalmente por van Hout *et al.* (2001) e Rodrigues (2009).

5.1 Tubulação Horizontal

Como discutido no Capítulo 3, a inclusão do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento pode contribuir para ampliar a região em que o sistema de equações de conservação do Modelo de Dois Fluidos 1D é bem posto. Montini (2011) investigou a influência deste parâmetro no estudo do escoamento ao longo de uma tubulação horizontal. Dessa forma, tendo por objetivo validar a inclusão deste parâmetro na modelagem, o primeiro teste realizado consistiu na mesma configuração horizontal utilizada por Montini e Issa (2010) e Montini (2011).

Os fluidos de trabalho selecionados foram água e ar, sendo as propriedades apresentadas na Tabela 5.1, onde a massa específica de referência do ar foi determinada baseada na pressão atmosférica (101,325 kPa) e temperatura ambiente de 25°C. A constante de gás do ar é 283 N m/(kg K). Considerou-se uma tubulação com diâmetro $D = 0,078$ m, sendo o comprimento igual a $L = 36$ m.

Tabela 5.1 – Propriedades dos fluidos (Caso H)

Fluidos	ρ (kg/m ³)	μ (Pa s)
Ar	1,253	$1,77 \times 10^{-5}$
Água	998,2	$1,22 \times 10^{-3}$

Como discutido no Capítulo 3, para o caso de escoamento horizontal, a presença do termo hidrostático de pressão resulta em uma região do mapa de padrões de escoamento em termos das velocidades superficiais U_{SL} e U_{SG} onde o sistema de equações é bem posto, mesmo sem a inclusão do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, i.e., $C_L=1$, $C_G=1$. Esta região corresponde à área embaixo da curva definida pela Eq. (3.64), ilustrada na Figura 5.1. Nesta mesma figura, foram incluídas as curvas que delimitam a região onde o sistema de equações é bem/mal posto, para diversos valores de C_L , porém mantendo $C_G=1$. De forma análoga à apresentada por Montini e Issa (2010) e Montini (2011), observa-se que um aumento do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do líquido, amplia de forma considerável a região de bom condicionamento do sistema de equações (Fig. 5.1a). No entanto, um aumento do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do gás C_G , mantendo $C_L=1$, diminui a região do espaço de velocidades superficiais na qual o sistema de equações é bem posto (Fig. 5.1b).

Para o presente teste, selecionou-se um dos casos analisados por Montini (2011), o qual corresponde ao par de velocidades superficiais na entrada igual a $U_{SL} = 0,532$ m/s e $U_{SG} = 6,532$ m/s. A pressão na saída foi mantida constante e igual a pressão atmosférica (101,325 kPa). O valor da fração de líquido na entrada foi definido como $\alpha_G=0.394$. Porém, este valor não influencia os resultados estatisticamente estáveis do escoamento, conforme discutido por Issa e Kempf (2003) e Carneiro (2006). Este caso de escoamento horizontal será referenciado como caso H.

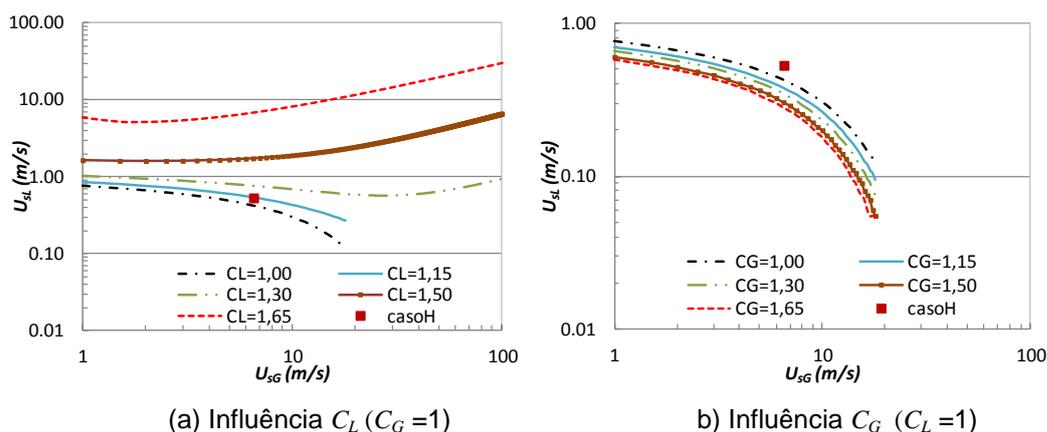


Figura 5.1 – Limite entre bem/mal posto para valores diferente do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento (C_L e C_G), para escoamento horizontal.

A Figura 5.1a mostra que para $C_L=1$ e $C_G=1$, o caso H encontra-se fora da região onde o sistema de equações do Modelo de Dois Fluidos 1D é bem posto.

Observa-se ainda que, ao aumentar C_L acima de 1,15, o caso em estudo passa a ser bem posto. Por outro lado, conforme ilustrado na Fig.5.1b, como o aumento de C_G diminui a região em que o sistema é bem posto, o aumento deste parâmetro, mantendo $C_L=1$ não torna o caso H bem posto. Dessa forma, neste trabalho investigou-se somente a influência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento para a fase líquida, C_L , uma vez que este parâmetro tem um efeito estabilizante no sistema de equações.

Conforme discutido por Montini e Issa (2010) e Montini (2011), uma das consequências de um sistema de equações mal posto consiste na falta de convergência da solução para uma resposta única, quando a malha é refinada. Se o sistema é mal posto, ao refinar a malha, a presença de pequenos comprimentos de onda proporcionais ao espaçamento da malha induzem perturbações no escoamento, as quais podem se propagar levando a uma nova solução.

Visando validar o modelo implementado neste trabalho, realizou-se um teste de malha, para o mesmo escoamento horizontal analisado por Montini (2011), sem utilizar os parâmetros de fluxo de quantidade de movimento ($C_L=1$, $C_G=1$). A seguir, repetiu-se a análise, utilizando $C_L=1,2$.

Para todos os casos testados, as simulações foram realizadas até a obtenção de um regime estatisticamente estável. O transiente inicial foi descartado e médias temporais das grandezas características das golfadas foram determinadas. Os resultados obtidos para as grandezas médias no domínio, como fração volumétrica de líquido (*holdup*) α_L , frequência de golfadas ν_s , comprimento da unidade da golfada ($L_u = L_S + L_B$), e velocidade de translação da frente da golfada U_s , são comparados com os resultados numéricos de Montini (2011) nas Figs. 5.2 e 5.3

Analisando a Fig. 5.2a observa-se que o *holdup de líquido* cai continuamente com o refinamento da malha quando $C_L=1$, pois este caso encontra-se na região em que o sistema de equações é mal posto. No entanto, o *holdup de líquido* tende ao valor $\alpha_L=0,35$ para $C_L=1,2$, pois como ilustrado na Fig. 5.1, com este parâmetro, o sistema já encontra-se na região em que o sistema é bem posto. Apesar de no presente trabalho só ter sido utilizado um refinamento de malha até $\Delta x/D=0,4$, pode-se observar que o mesmo comportamento foi obtido, com uma boa concordância entre os resultados do presente trabalho e os dados numéricos de Montini (2011) (ou Montini e Issa, 2010). A influência do refinamento da malha no comportamento da frequência do regime intermitente, para os dois valores de C_L , correspondendo às situações

em que o sistema é bem ou mal posto, pode ser analisada na Fig. 5.2b. Pode-se observar que assim como Montini, o presente modelo, mostra que a frequência cresce com o refinamento da malha, quando $C_L=1$, mas estabiliza para $C_L=1,2$. Neste caso, nota-se que a frequência obtida com o modelo de Montini (2011) é muito mais sensível ao refinamento da malha para $C_L=1$, do que o presente modelo. No entanto, malhas com maior refinamento ($\Delta x/D < 0,4$) não foram testadas para o presente caso.

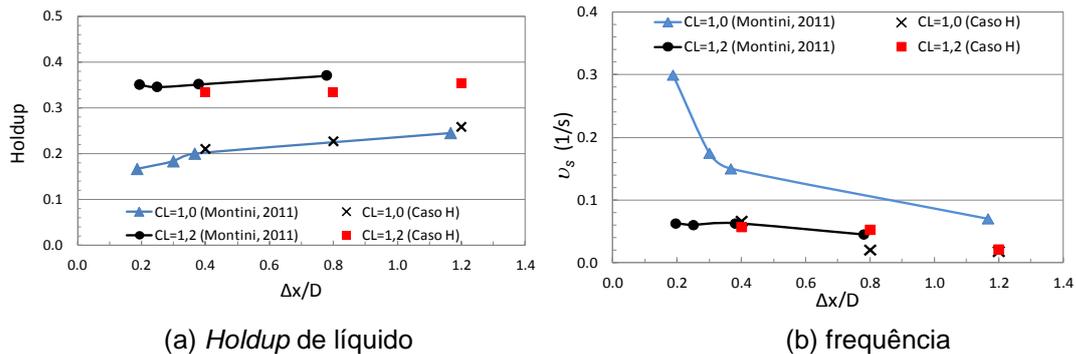


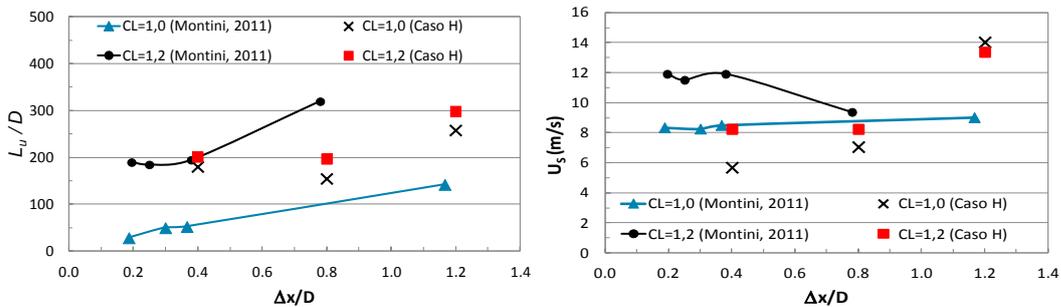
Figura 5.2 – Influência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento C_L , em função do espaçamento da malha. (a) *holdup* de líquido. (b) frequência de translação da golfada

As Figuras 5.3a e 5.3b apresentam a influência do refinamento de malha, juntamente com o parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento do líquido, no comprimento da unidade da golfada L_u e na velocidade de translação do pistão de líquido U_s . O Modelo de Montini (2011) apresentou um comprimento L_u decrescente com o refinamento de malha no caso mal posto ($C_L=1,0$) e o mesmo se estabilizou para $L_u/D \approx 200$, para o caso bem posto ($C_L=1,2$). Novamente, o presente modelo apresentou menor sensibilidade ao refinamento de malha para $C_L=1,0$ (mal posto) do que o modelo de Montini (2011), mas ambos os modelos apresentaram convergência para o mesmo valor de comprimento da unidade da golfada.

Analisando a Fig. 5.3b observa-se que a velocidade de translação da golfada U_s obtida por Montini (2011) apresentou pequena influência com o refinamento de malha para $C_L=1,0$. Já para $C_L=1,2$, inicialmente a velocidade cresceu e apesar de oscilar, nota-se claramente que com o refinamento da malha para $C_L=1,2$, a mesma tende a ≈ 12 m/s. Mais uma vez, observa-se que no presente trabalho, a influência de C_L na solução é menor, sendo que a velocidade de translação U_s cai com o refinamento da malha para $C_L=1,0$. Para

$C_L=1,2$, U_s também tende a um valor constante ≈ 8 m/s, porém menor do que o obtido por Montini (2011).

Como conclusão do presente teste, pode-se afirmar que o parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento do líquido ajudou a estabilizar o sistema de equações e os resultados obtidos apresentaram boa concordância com os resultados numérico de Montini (2011).



(a) comprimento da unidade de golfada

(b) velocidade de translação da golfada

Figura 5.3 – Influência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento C_L , em função do espaçamento da malha. (a) comprimento da unidade de golfada (b) velocidade de translação da golfada

5.2 Tubulações Verticais

O escoamento intermitente ao longo de tubulações verticais foi analisado para duas configurações para as quais dados experimentais encontram-se disponíveis (Rodrigues, 2009 e van Hout *et al.*, 2001). Em ambas as configurações, a seção de teste foi definida deslocada da entrada, i.e, utilizou-se uma seção de entrada igual a L_{in} , conforme ilustrado na Fig. 5.4. Na mesma figura, as dimensões correspondentes aos diâmetros e comprimentos da seção de teste e de entrada das duas configurações são apresentadas.

Em ambas as configurações, ar e água foram utilizadas como fases gasosa e líquida. As seguintes propriedades foram consideradas para a água: massa específica (ρ_L) igual a 1000 kg/m^3 e viscosidade molecular (μ_L) $8,550 \times 10^{-4} \text{ Pa s}$. O ar foi considerado como gás ideal, com constante de gás igual a $R= 287 \text{ Nm/(kg K)}$, sendo a temperatura constante e igual a 25°C . A viscosidade do gás (μ_G) foi definida como igual a $1,81 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$.

Um total de sete casos foram analisados, correspondendo a quatro pares de velocidades superficiais para a Configuração 1 (Rodrigues, 2009, Rodrigues et al, 2010) e três pares de velocidades superficiais para a Configuração 2 (van

Hout *et al.*, 2001). Dos casos analisados para a Configuração 1, o Caso #1 foi analisado por Rodrigues *et al.* (2010) e os outros 3 por Rodrigues (2009). A Tabela 5.2 apresenta as velocidades superficiais e pressão de saída correspondente a cada caso. Como mencionado anteriormente, a fração de gás é necessária como condição de contorno na entrada do domínio, mas o seu valor não influencia o regime estatisticamente estabelecido. Em todos os casos analisados, utilizou $\alpha_G=67$.

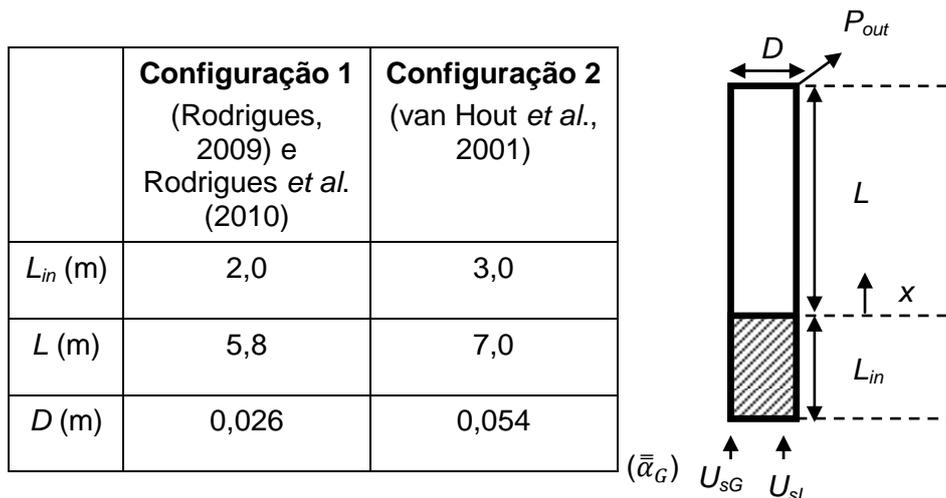


Figura 5.4. Esquema indicando as configurações utilizadas.

Tabela 5.2 – Condições de contorno para escoamento vertical bifásico

	Configuração 1 (Rodrigues, 2009)				Configuração 2 (van Hout <i>et al.</i> , 2001)		
	Caso#1	Caso#2	Caso#3	Caso#4	Caso#5	Caso#6	Caso#7
U_{sL} (m/s)	0,88	0,33	0,61	0,88	0,01	0,10	0,25
U_{sG} (m/s)	0,82	0,46	0,83	0,60	0,41	0,63	0,41
P_{out} (kPa)	105	101	105	105	100		

O mapa de padrão de escoamento correspondente a cada configuração é apresentado na Fig. 5.5, onde os casos analisados encontram-se indicados. O Apêndice A1 indica o critério utilizado para gerar as curvas que delimitam a região de bolha e escoamento intermitente, assim com a região de escoamento intermitente e anular.

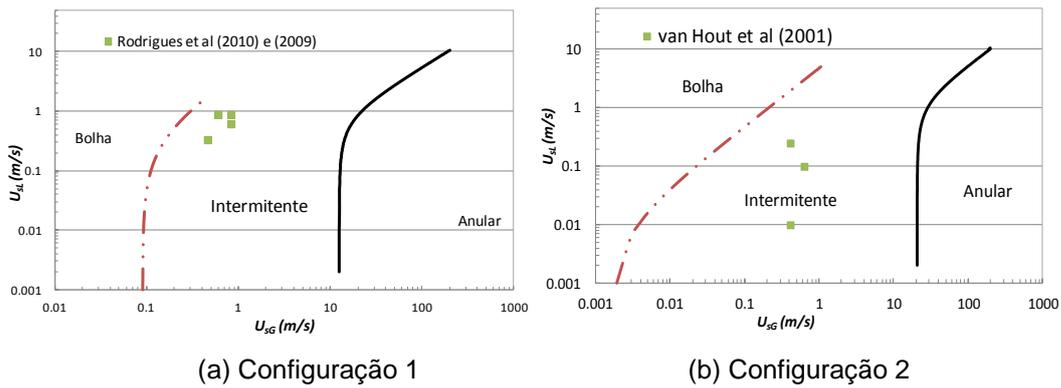


Figura 5.5 Mapa de padrões de escoamento para as duas configurações e os casos analisados.

Pode-se observar na Fig. 5.5a que todos os casos testados por Rodrigues (2009) e Rodrigues *et al.* (2010) encontram-se dentro da região correspondente ao regime intermitente, assim como os casos testados por van Hout *et al.* (2001) (Fig. 5.5b).

Uma vez que o sistema de equações correspondente ao Modelo de Dois Fluidos 1D para escoamento vertical é sempre mal posto, a utilização de relações de fechamento para melhorar o condicionamento do sistema de equações é fundamental. Dessa forma, como etapa inicial no estudo do escoamento vertical, investigou-se a influência de relações de fechamento na definição da região em que o sistema de equações é bem posto. A seguir, o Caso #1 é avaliado com diferentes combinações dos parâmetros de fechamento, juntamente com um teste de malha. Finalmente, as duas configurações de escoamento vertical são analisadas e os resultados comparados com os dados experimentais disponíveis.

5.2.1 Análise do bom/mal condicionamento para escoamentos verticais

A influência dos parâmetros de fechamento na curva que delimita as regiões de bom/mal condicionamento do sistema foi investigada utilizando a Configuração 1 (Rodrigues, 2009). Investigou-se cada parâmetro separadamente.

As Figuras 5.6 a 5.9 apresentam o mapa de padrões de escoamento correspondente à Configuração 1, onde os casos analisados encontram-se indicados. Nestas figuras, a curva que delimita a região de bom/mal condicionamento do sistema de equações também foi incluída. A região à direita

da linha corresponde às condições em que o modelo é bem posto, enquanto que a região à esquerda corresponde às condições em que o modelo é mal posto.

A Figura 5.6 apresenta a influência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do líquido C_L , mantendo $C_G=1$, e desprezando o salto de pressão, i.e., considerando a tensão superficial σ nula. Observa-se que um aumento no parâmetro C_L é positivo, pois desloca as curvas para a esquerda, ampliando portanto a região em que o sistema é bem posto. No entanto, todos os casos selecionados para serem investigados estão distante da região de bem posto para o Modelo de Dois Fluidos 1D.

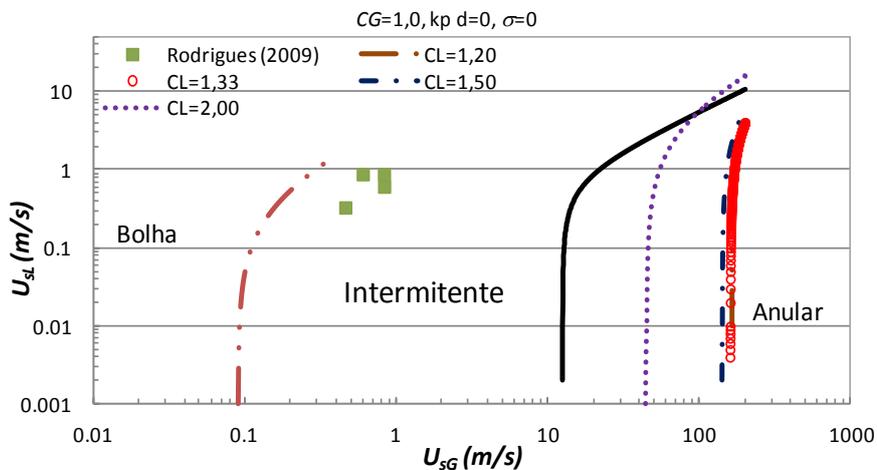


Figura 5.6 influência do valor de C_L nos limites de bom/mal condicionamento do modelo para escoamento vertical.

Assim como no caso horizontal, o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do gás C_G não contribui em aumentar a região de bem/mal posto, conforme ilustrado na Fig. 5.7. Esta análise foi realizada mantendo o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do líquido igual a 1,33, o qual foi sugerido por Montini (2011). No entanto, este valor é arbitrário, pois se baseia em uma análise para escoamento laminar horizontal. Novamente, desprezou-se o salto de pressão interfacial.

A influência do salto de pressão no bom condicionamento do sistema de equações é analisado nas Fig. 5.8 e 5.9. Inicialmente, considerou-se somente a influência da curvatura na seção transversal ao especificar o parâmetro k_p associado ao comprimento de onda na direção do escoamento como nulo ($k_p = 0$). A Figura 5.8 apresenta as curvas delimitando as regiões em que o sistema é bem/mal posto para três valores diferentes de C_L , com e sem o termo de curvatura na seção transversal. Para desprezar o salto de pressão,

especificou-se como no caso anterior a tensão superficial como nula ($\sigma = 0$). A presença do salto de pressão foi obtida utilizando a tensão superficial ar/água ($\sigma = 0,0727$ N/m). A curvatura axial foi desprezada, ao arbitrar $k_p=0$. Observa-se que como esperado, a presença deste parâmetro é negativa, pois diminui a região em que o sistema é bem posto. Nota-se ainda que, a medida em que C_L cresce, a influência deste parâmetro é mais acentuada.

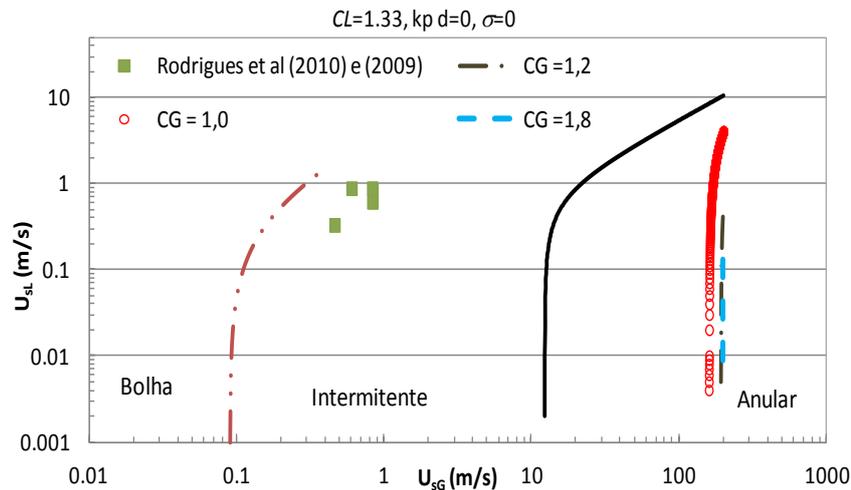


Figura 5.7 influência do valor de C_G nos limites de bom/mal condicionamento do modelo para escoamento vertical.

A influência do salto de pressão considerando os dois raios de curvatura é ilustrada na Fig. 5.9. Neste caso, considerou-se $C_G=1$, $C_L=1,33$, e variou-se o parâmetro k_p/D , o qual é inversamente proporcional ao comprimento de onda axial. Isto significa que esse parâmetro pode ser desprezível para comprimentos de onda elevados. Analisando-se a Fig. 5.9, percebe-se que a curvatura axial apresenta uma contribuição positiva, com relação ao aumento da região em que o sistema de equações é bem posto.

Os resultados obtidos com esta análise indicaram que a presença dos termos de fechamento pode auxiliar a ampliar a região onde o sistema de equações é bem posto, permitindo a obtenção de solução única. No entanto, vale ressaltar que esta é somente uma análise preliminar, pois a mesma é realizada assumindo propriedades constantes e considerando que a fração de gás (e líquido) corresponde a condição de equilíbrio do escoamento desenvolvido e permanente para uma geometria anular. Além disso, a análise foi feita no sistema de equações diferenciais, o qual ainda é discretizado em termos de equações algébricas para a sua solução através do método descrito anteriormente. Acredita-se que outros efeitos como por exemplo a difusão numérica influenciam no bom condicionamento do modelo.

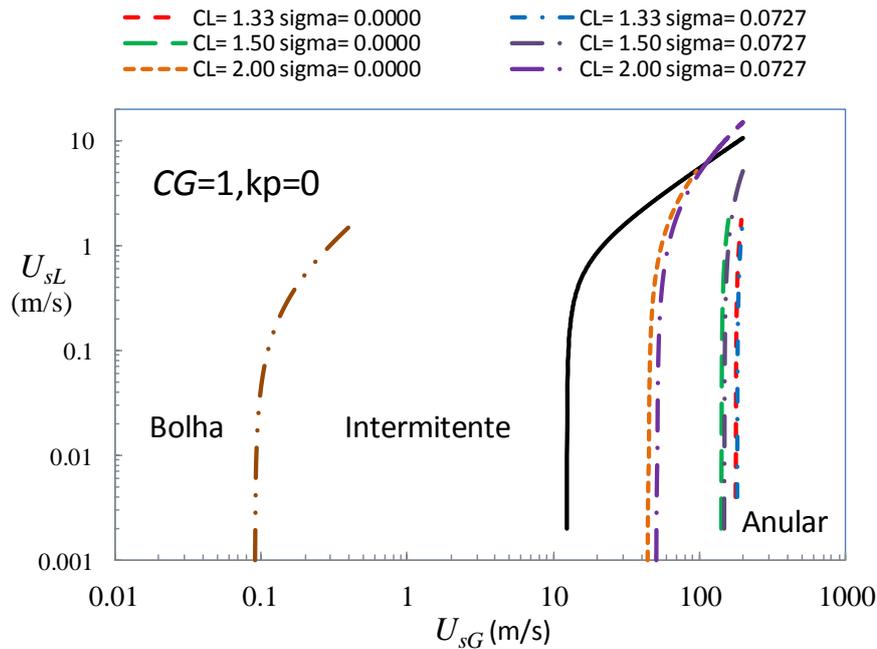


Figura 5.8 influência da curvatura transversal no salto de pressão nos limites de bom/mal condicionamento do modelo para escoamento vertical.

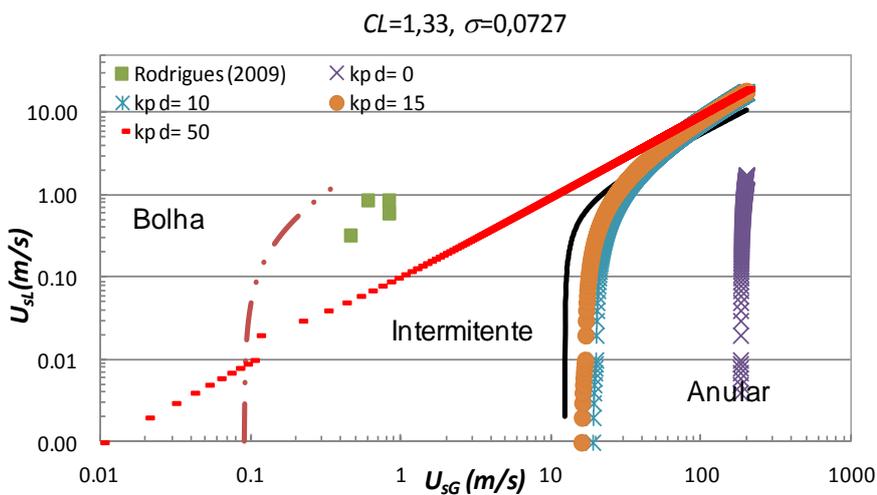


Figura 5.9 - influência do comprimento de onda nos limites de bom/mal condicionamento do modelo para escoamento vertical.

A partir da análise realizada, observa-se que para todas as combinações de termos de fechamento, os casos estudados neste trabalho encontram-se na região em que o sistema de equações é mal posto. Vale ressaltar, no entanto, que a análise realizada é aproximada. Não só porque considera o gás como incompressível, mas principalmente por utilizar o holdup de líquido em condições de equilíbrio para o escoamento anular. Adicionalmente, as equações diferenciais parciais são discretizadas para a solução numérica do sistema, o

que introduz uma difusão artificial, podendo auxiliar na estabilização do sistema de equações.

Na seção seguinte, a influência dos termos de fechamento na previsão numérica do escoamento é analisada.

5.2.2 Influência dos parâmetros de fechamento

Para investigar a influência dos parâmetros de fechamento no escoamento intermitente vertical, selecionou-se o Caso #1, o qual é baseado na configuração utilizada por Rodrigues et al. (2010). Visando otimizar o tempo de processamento, optou-se por utilizar um domínio computacional menor, com comprimento igual ao da seção de teste, isto é, considerou-se a seção de entrada nula, $L_{in}=0$. Dessa forma, para uma determinada malha $\Delta x/D$, o número de pontos nodais é menor, assim como o tempo de processamento.

Dois parâmetros de fechamento foram considerados: o parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento do líquido C_L , e o salto de pressão na interface. Realizou-se um teste de convergência de malha, considerando-se um parâmetro de cada vez. Três conjuntos de simulações foram realizados: (i) sem termos de fechamento ($C_L=1$, $\sigma = 0$), (ii) $C_L=1,33$, sem salto de pressão ($\sigma = 0$), (iii) com salto de pressão (utilizando o valor real da tensão superficial ar/água, $\sigma = 0,0727$ N/m) e sem parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento ($C_L=1$). Cinco espaçamentos de malhas foram utilizados, variando o espaçamento de $\Delta x/D=1,0$ a $\Delta x/D=0,2$.

O valor do parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento foi definido como $C_L = 1,33$, por já ter sido utilizado por Montini (2011), além de ser o valor exato para escoamento laminar desenvolvido monofásico.

Assim como nos testes anteriores, as grandezas médias características das golfadas só foram determinadas após a obtenção do regime estatisticamente permanente. Assim, os dados do transiente inicial são descartados e as propriedades médias somente são determinadas após a estabilização do escoamento.

A Figura 5.10 apresenta a influência dos parâmetros de fechamento nas grandezas características das golfadas, médias no domínio. Observa-se que na ausência dos parâmetros de fechamento ($C_L=1$, $\sigma=0$), tanto o comprimento da bolha (Fig. 5.10a) como da golfada (Fig. 5.10b) diminuem continuamente com o refinamento da malha. O efeito é mais acentuado com relação ao comprimento

da bolha. Nota-se que com a introdução de $C_L=1,33$ (sem salto de pressão, $\sigma = 0$) o comprimento da golfada estabilizou para malhas menores do que $\Delta x/D=0,6$. Já o comprimento da bolha não apresentou independência com a malha, apesar de ter apresentado uma queda bem mais suave. Observa-se que a velocidade de translação da golfada (Fig. 5.10c) apresenta pequena dependência com o refinamento da malha, mas a introdução de $C_L=1,33$ aumenta o seu valor. A frequência das golfadas cresce significativamente na ausência do parâmetro de fluxo de quantidade de movimento, e apresenta valor constante com o refinamento da malha quando $C_L=1,33$. A introdução do salto de pressão (sem considerar o parâmetro de distribuição de quantidade de movimento do líquido) não introduziu nenhuma alteração no comportamento de todas as grandezas características das golfadas, com relação ao caso sem nenhum termo de fechamento. Este comportamento é devido ao fato de que este termo só é relevante na presença de pequenos comprimentos de onda, como discutido na seção anterior.

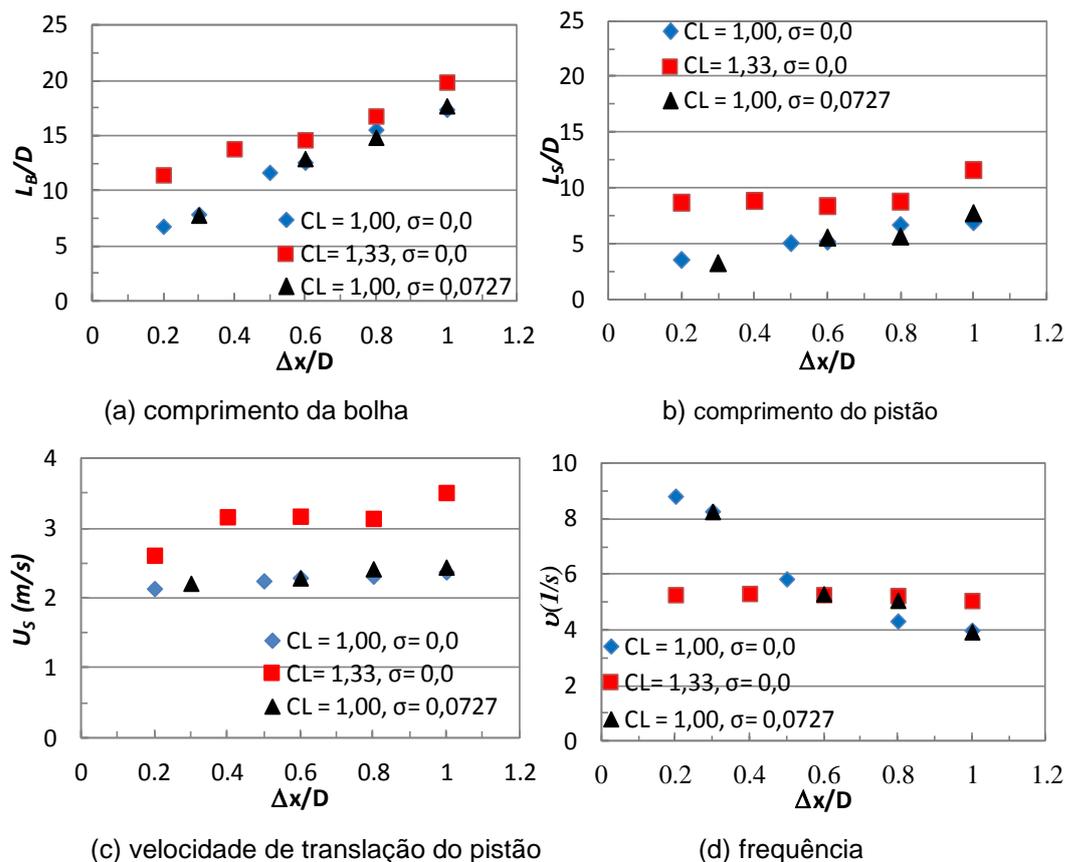


Figura 5.10 – Influência dos termos de fechamento, juntamente com teste de malha para o duto curto no: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação do pistão (d) frequência.

O mesmo teste foi repetido utilizando o comprimento real da tubulação ($L+L_{in}$) correspondente ao Caso # 1. Como era de se esperar, o comportamento obtido para o duto curto foi reproduzido para o duto mais longo, como pode ser observado na Fig. 5.11 que apresenta a influência do refinamento da malha no comprimento da golfada e frequência da mesma, com as diferentes combinações dos termos de fechamento.

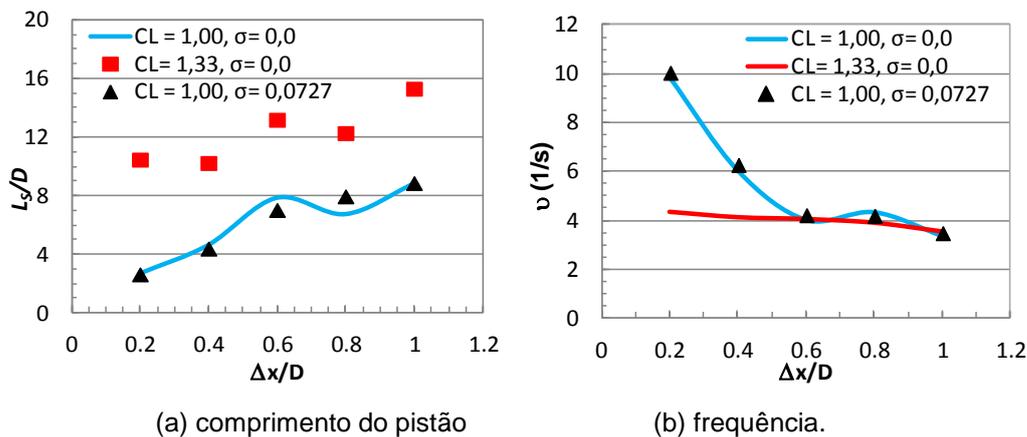


Figura 5.11 – Influência dos termos de fechamento, juntamente com teste de malha para o duto real no: (a) comprimento da bolha (b) frequência.

A Figura 5.12 ilustra a influência dos parâmetros de fechamento na evolução espacial das grandezas características das golfadas para o Caso # 1 (duto real), utilizando a malha $\Delta x/D=0,4$. Além das três combinações dos termos de fechamento utilizados nas análises anteriores (sem parâmetros de fechamento, $C_L=1$ e $\sigma=0$; somente parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do líquido, $C_L=1,33$ e $\sigma=0$; somente salto de pressão, $C_L=1$ e $\sigma=0,0727$), inclui-se mais um teste, onde a presença do salto de pressão foi investigada juntamente com o parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento ($C_L=1,33$ e $\sigma=0,0727$).

Como já observado na Fig. 5.11, a presença do parâmetro de distribuição de quantidade de movimento do líquido ($C_L=1,33$) induz a um aumento do comprimento da golfada em relação ao caso com $C_L=1$. Observa-se na Fig. 5.12a que, enquanto para $C_L=1,0$ o comprimento da golfada é aproximadamente constante ao longo do duto, uma variação significativa é observada para $C_L=1,33$. A presença de $C_L \neq 1$ também aumenta o comprimento da bolha, Fig. 5.11b, porém a taxa de crescimento ao longo do duto é similar ao caso $C_L=1,0$. Comportamento semelhante é observado com relação à velocidade de translação da golfada, Fig. 5.12c e velocidade de translação da bolha, Fig. 5.12d. Já o efeito

de C_L na frequência das golfadas é inverso, isto é, para $C_L=1,33$ frequências mais baixas são obtidas do que para $C_L=1,0$, e a mesma diminui ao longo do duto, porém com a mesma tendência em ambos os casos. Observa-se ainda na Fig. 5.12 que a presença do salto de pressão não influencia as grandezas características das golfadas, as quais apresentam a mesma evolução espacial que o caso sem salto de pressão, seja com $C_L=1,0$ ou $C_L=1,33$.

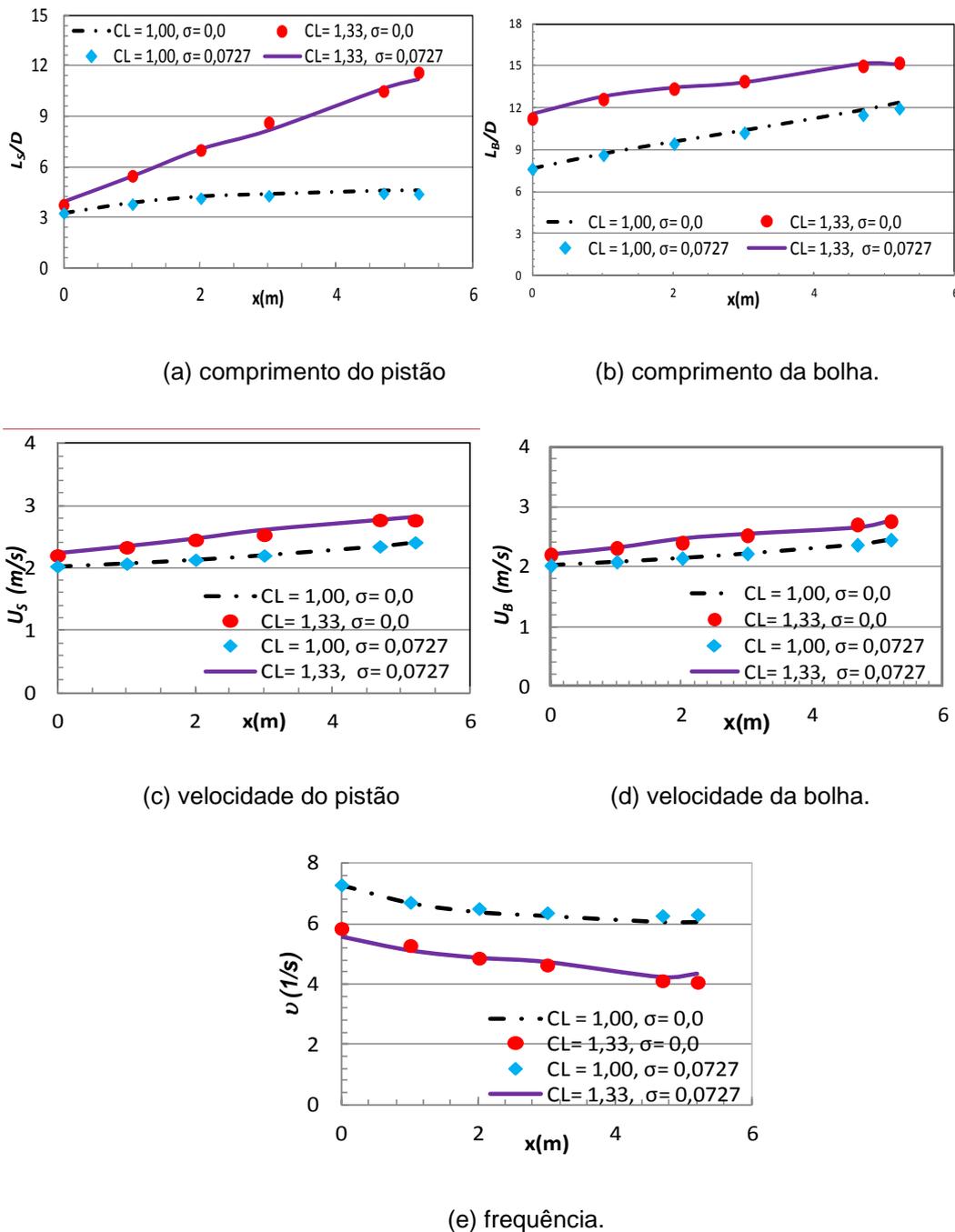


Figura 5.12–Influência dos termos de fechamento na evolução espacial para Caso #1: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação do pistão (d) velocidade da bolha (e) frequência.

O teste seguinte consiste em avaliar a influência de diferentes valores de C_L no escoamento. Analisa-se nas Figs. 5.13 e 5.14, a influência de C_L no comportamento do *holdup* de líquido, em uma coordenada próxima à saída da seção de teste, para o Caso #1, utilizando o comprimento do duto real, com $\Delta x/D=0,4$. A Figura 5.13a apresenta a evolução do *holdup* de líquido médio no tempo (α_L), enquanto que a Fig. 5.13b ilustra a evolução do desvio padrão de α_L . O sinal instantâneo do *holdup* de líquido é apresentado na Fig. 5.14.

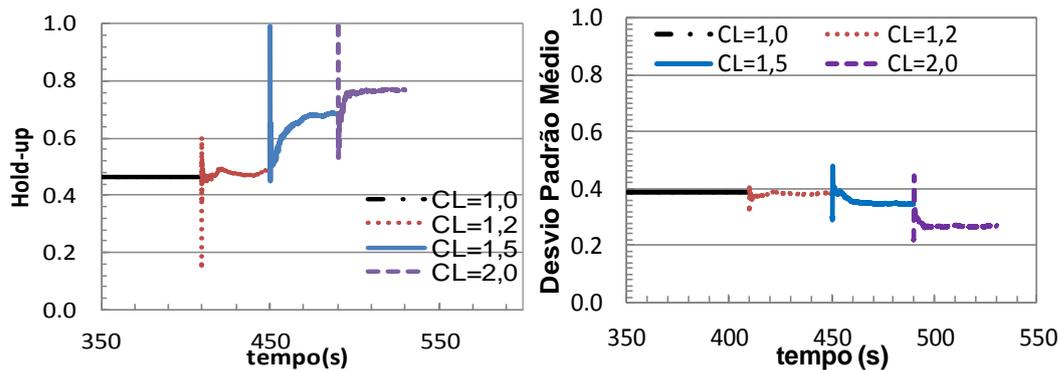
(a) *holdup* médio de líquido(b) desvio padrão do *holdup* de líquido..

Figura 5.13 Evolução temporal do *holdup* médio de líquido α_L e o desvio padrão de α_L para vários valores dos parâmetros de fluxo de quantidade de movimento do líquido.

Inicialmente, simulou-se o caso sem nenhum termo de fechamento ($C_L=1,0$). Após aproximadamente 200 segundos, observou-se que o regime estatisticamente estabelecido havia sido atingido, sendo o *holdup* de líquido médio igual a $\alpha_L=0,47$, com um alto desvio padrão (0,4). Após ≈ 400 s, a cada 40 segundos de simulação, aumentou-se o valor de C_L para 1,2; 1,5 e finalmente 2,0. Observa-se que a medida que C_L cresce, um novo patamar mais alto de *holdup* de líquido médio foi obtido, e o desvio padrão foi se reduzindo, pois o aumento de C_L amortece as flutuações do escoamento. A influência do parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento pode ser melhor apreciada na Fig. 5.14, que ilustra a evolução do *holdup* de líquido instantâneo.

Nota-se na Fig. 5.14, para o caso sem parâmetro de fechamento ($C_L=1,0$), que a frequência das golfadas é alta e estas possuem pequeno comprimento. Observa-se claramente que C_L possui um efeito estabilizante, pois a medida que C_L cresce, nota-se um amortecimento das oscilações, com diminuição da frequência e um aumento do comprimento das golfadas. Se o parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento for alto demais, o caráter intermitente do escoamento poderá ser eliminado.

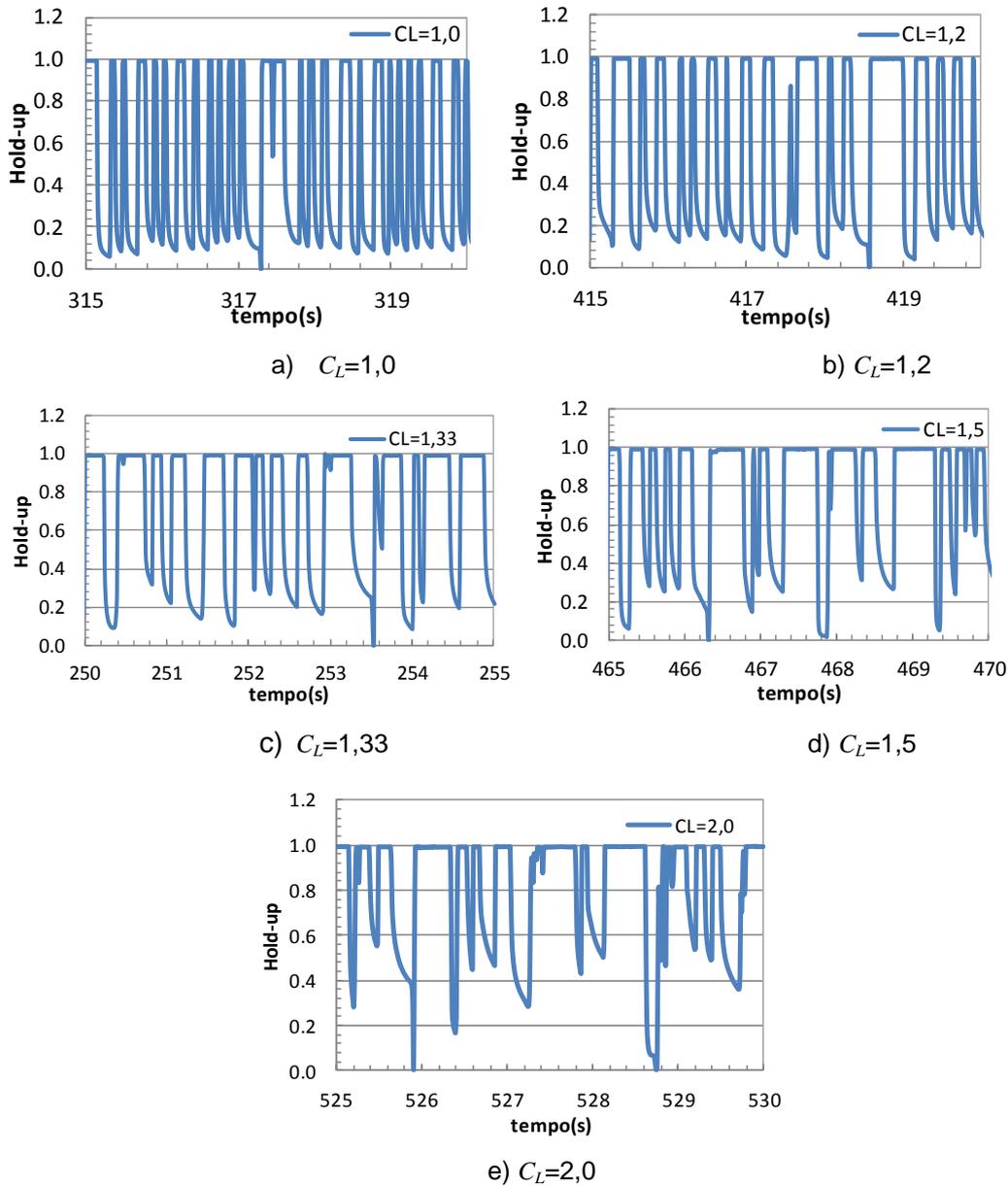


Figura 5.14 – Influência do parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento de líquido na evolução temporal do holdup de líquido instantâneo.

O efeito do aumento de C_L na distribuição espacial das grandezas características das golfadas pode ser avaliado na Fig. 5.15. Novamente, observa-se na Fig. 5.15, que um aumento de C_L induz a um aumento nos comprimentos das golfadas e bolhas, especialmente nos comprimentos das golfadas no final do duto. Observa-se também um aumento das velocidades de translação das golfadas e bolhas ao longo do domínio. A presença de $C_L \neq 1$ aumenta as velocidades de translação da golfada e bolha e reduz a frequência das golfadas, mas o aumento de C_L não induz grandes variações na frequência, que cai ao longo do domínio. O aumento de C_L de 1,0 para 1,2 praticamente não afeta nenhuma das grandezas da golfada, porém o valor $C_L=2,0$ induz grandes

variações, introduzindo alto nível de amortecimento no escoamento, o qual pode não ser realista.

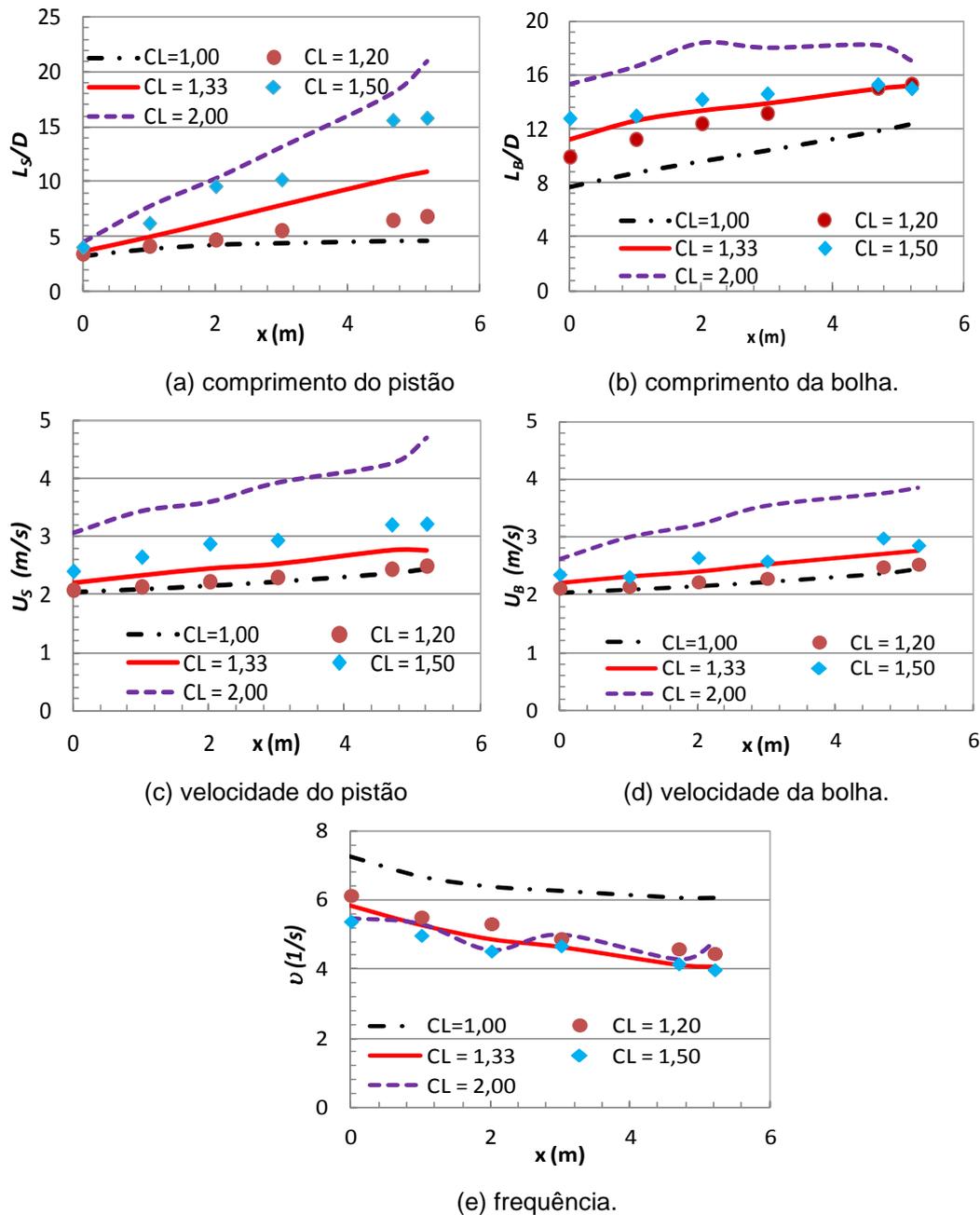


Figura 5.15– Influência do parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento de líquido na evolução espacial para Caso #1: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação do pistão (d) velocidade da bolha (e) frequência.

Para melhor visualizar a influência de C_L nas grandezas características das golfadas, apresenta-se na Fig. 5.16, as variações dos comprimentos das golfadas e bolhas, assim como das velocidades de translação das golfadas e bolhas e frequência numa coordenada próxima à saída do canal em função de C_L .

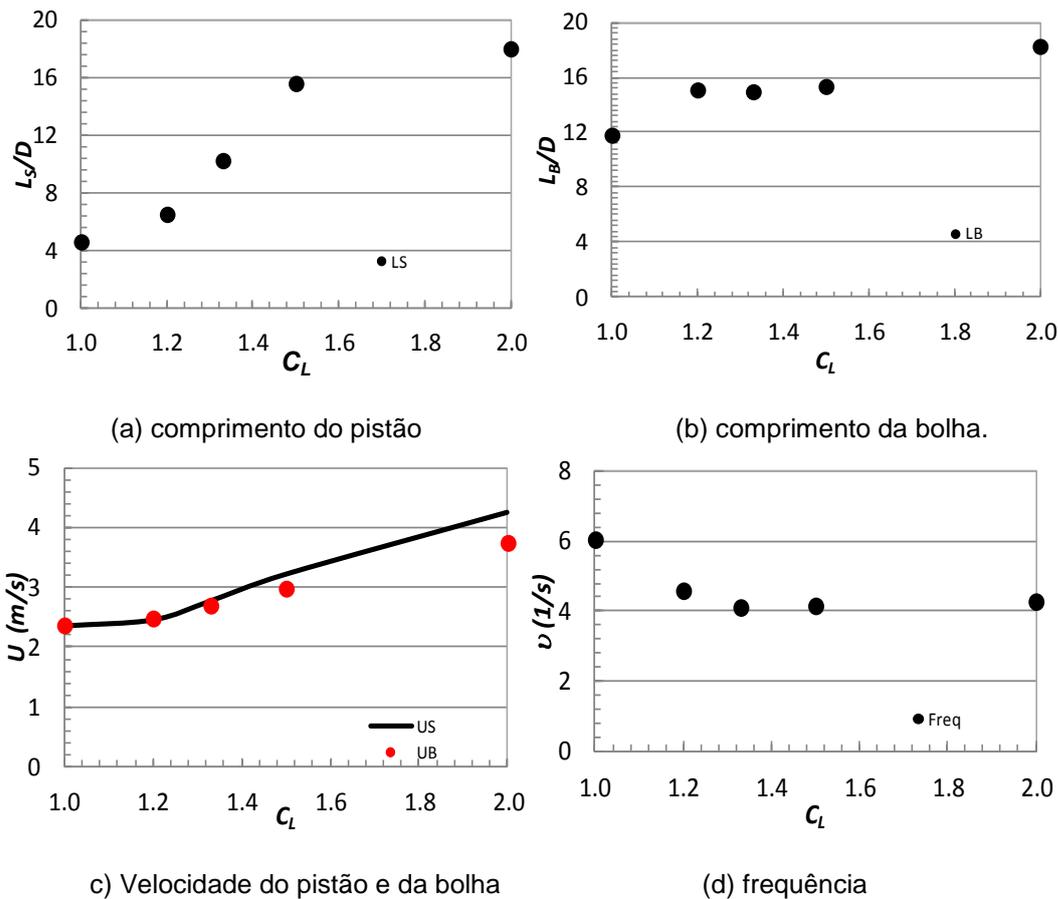


Figura 5.16– Influência do parâmetro de distribuição de fluxo de quantidade de movimento de líquido próximo à saída do duto para Caso #1: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação do pistão e velocidade da bolha (d) frequência.

Os resultados confirmam as observações realizadas com relação a Fig. 5.15, i.e., o parâmetro C_L apresenta forte influência com relação ao tamanho da golfada, mas possui pouca influência no comprimento da bolha. Este parâmetro influencia de forma semelhante as velocidades de translação da golfada e bolha, as quais apresentam valores muito semelhantes próximo à saída do duto. Finalmente, para as condições analisadas, a influência de $C_L \neq 1$ não é tão significativa na frequência. Observa-se uma queda na frequência para $C_L > 1$, a qual no entanto estabiliza para valores de C_L entre 1,33 a 2,0.

Após os testes realizados, variando-se o parâmetro de fluxo de quantidade de movimento do líquido, selecionou-se $C_L=1,33$ para a realização das simulações de comparação com os dados experimentais obtidos com as configurações 1 e 2 (Tabela 5.2). Este valor representa um compromisso entre a obtenção de um sistema de equações bem posto, sem a introdução de amortecimento em demasia. Uma vez que a presença do salto de pressão não

alterou o comportamento do escoamento, optou-se pela não inclusão deste termo. Finalmente, de acordo com os testes de malha realizados, selecionou-se a malha $\Delta x/D=0,4$ para as análises subsequentes, pois este espaçamento de malha se mostrou suficiente para garantir independência da solução.

5.3 Configuração 1

A configuração 1 (Tabela 5.2) foi analisada por Rodrigues (2009) e Rodrigues et al. (2010). Dos casos estudados nestas referências, quatro casos foram selecionados para serem avaliados neste trabalho e comparados com os respectivos dados experimentais disponíveis.

A Figura 5.17 apresenta uma comparação entre a distribuição de pressão média no tempo obtida no presente trabalho e os dados experimentais de Rodrigues *et al.* (2010) correspondente aos resultados obtidos para o Caso #1. Observa-se uma excelente concordância entre os resultados obtidos, com desvio máximo de 3 % na entrada da seção de teste. Na mesma figura, o gradiente hidrostático também foi traçado,

$$P_{hydr} = P_{out} - \rho_m g (L - x), \text{ onde } \rho_m = \rho_L \alpha_L + \rho_G \alpha_G. \quad (5.1)$$

Observa-se que a contribuição gravitacional é dominante, com um pequeno desvio com relação à distribuição de pressão efetivo devido ao escoamento intermitente bifásico

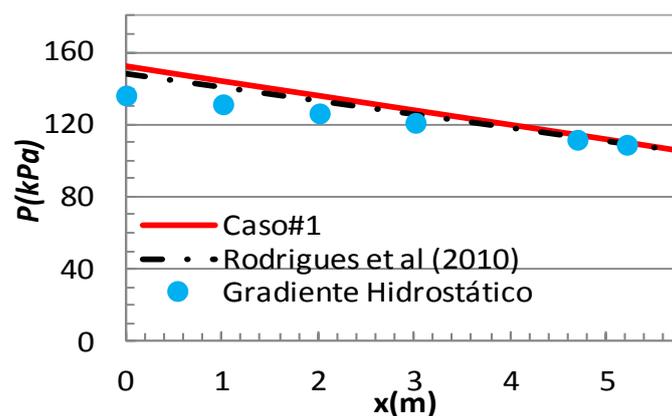


Figura 5.17 – Distribuição de pressão ao longo da seção de teste para o Caso #1.

A Figura 5.18 corresponde aos resultados obtidos para o Caso #1, após a obtenção do escoamento estatisticamente estabelecido. Apresenta-se a evolução espacial ao longo da seção de teste das grandezas médias

características das golfadas. Observa-se nas Figs. 5.18a e 5.18b o crescimento do comprimento das golfadas e bolhas ao longo do domínio, de forma análoga ao medido experimentalmente. Nota-se na Fig. 5.18a que a mesma taxa de crescimento de comprimento da golfada foi obtida, porém, os comprimentos foram subavaliados. A taxa de crescimento das bolhas é menor do que das golfadas, o que foi capturado corretamente pelo modelo numérico. Porém, os comprimentos das bolhas foram superestimados, e apresentaram uma taxa de crescimento um pouco menor que os dados experimentais. Uma possível explicação pode ser atribuída a um retardo da determinação numérica da transição do regime anular para o regime intermitente. A posição inicial do regime intermitente depende do valor fornecido para a fração de líquido na entrada. De acordo com Issa e Kempf (2003) e Carneiro (2005), este valor não influencia o regime totalmente estabelecido em tubulações horizontais, onde as golfadas atingem valores médios aproximadamente constantes. Porém, em escoamentos verticais, a presença do empuxo induz o crescimento da bolha e golfada ao longo do duto. De qualquer forma, pode-se afirmar que próximo a seção de saída da seção de teste, boa concordância foi obtida entre os dados numéricos e experimentais com desvios inferiores a 20%. Uma outra fonte de divergência entre os resultados numéricos e experimentais também pode ser atribuída à não consideração de bolhas dispersas na fase líquida.

A evolução espacial da velocidade de translação da bolha é apresentada na Fig. 5.18c. Nesta figura, além dos dados experimentais de Rodrigues et al. (2010), incluiu-se o valor obtido pela correlação de Bendiksen (1985), a qual para escoamentos verticais é dada por

$$U_B = C_o U_M + U_d \quad , \quad C_o = 1,2 \quad ; \quad U_d = 0,35\sqrt{gD} \quad , \quad U_M = U_{SL} + U_{SG} \quad (5.2)$$

Observa-se que os dados obtidos numericamente apresentaram um pequeno crescimento da velocidade de translação da bolha, de forma análoga ao medido experimentalmente. Os desvios obtidos com relação aos dados experimentais foram inferiores a 15%. Observa-se ainda uma boa concordância com a correlação de Bendiksen (1985). Na Figura 5.18c a distribuição axial da velocidade de translação da golfada U_s também foi incluída. Nota-se que a mesma coincide com a velocidade de translação da bolha.

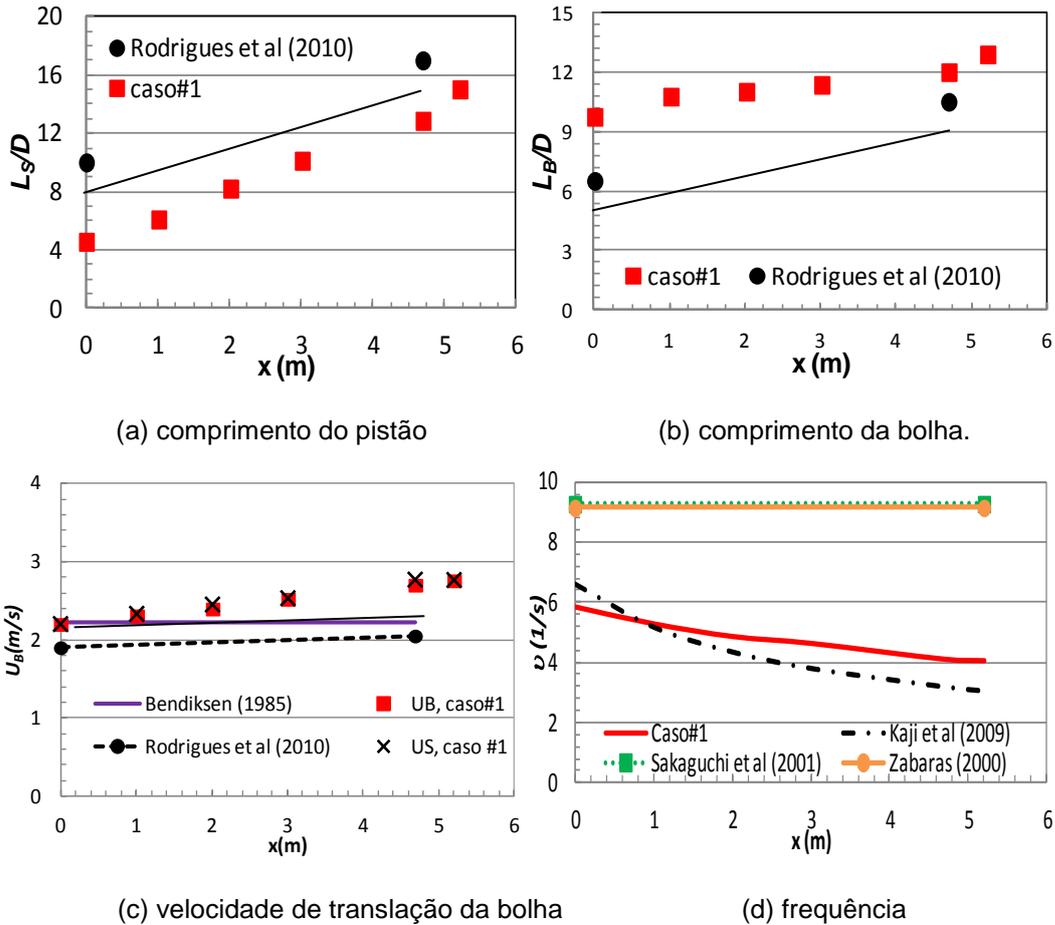


Figura 5.18–Evolução espacial para o Caso #1: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação da bolha (d) frequência

A distribuição axial da frequência média ao longo do domínio é apresentada na Fig. 5.18d. Neste caso, não havia dados experimentais para realizar a comparação. Dessa forma, três correlações foram selecionadas. A correlação de Zabararas (2000)

$$v_s = 0,0226(0,836 + 2,75\text{sen}^{0,25}\theta)\left[\frac{U_{sL}}{gD}\left(\frac{19,75}{U_M} + U_M\right)\right]^{1,2} \quad (5.3)$$

A correlação de Sakaguchi et al. (2001),

$$v_s = [16100\left(\frac{D}{U_M}\right)\left(\frac{U_{sG}}{U_M}\right)^{1,38}\left(\frac{U_{sL}}{U_M}\right)^{-0,166}\left(\frac{U_M}{\sqrt{gD}}\right)^{-0,317}\left(\frac{\rho_L U_M D}{\mu_L}\right)^{1,61}\left(\frac{\rho_L U_M^2 D}{\sigma}\right)^{-0,564}\left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,333}\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{3,04} + 0,087]^{-1} \quad (5.4)$$

A terceira correlação selecionada para comparação com os dados numéricos obtidos neste trabalho é de Kaji et al. (2009), sendo igual a

$$v_s = U_{sG}^{-0,75} (0,74U_{sL} + 0,53) \left(\frac{x}{D}\right)^{-0,6} \left(\frac{U_M}{D}\right) \quad (5.5)$$

As duas correlações apresentadas nas Eqs. (5.3) e (5.4) fornecem um valor médio de frequência no duto para um regime estatisticamente estabelecido. A terceira correlação (Eq. 5.5) é capaz de indicar a variação da frequência ao longo do duto vertical.

Analisando a Fig. 5.18d observa-se que as correlação de Zabarás (2000) e Sakaguchi et al. (2001) apresentam valores coincidentes de frequência, bem superiores aos valores determinados numericamente neste trabalho. No entanto, excelente concordância foi obtida com a correlação de Kaji et al. (2009). Não só o nível da frequência foi adequadamente determinado, mas o decaimento ao longo do domínio também foi bem capturado pelo modelo numérico.

Para complementar a análise dos resultados de comprimento das golfadas e bolhas, foram empregadas as Funções Densidade de Probabilidade (PDF) dos tipos log-normal e gamma. A escolha dessas distribuições é relevante pelo fato de representarem uma assimetria (obliquidade) positiva, o que é observado nas distribuições de comprimento da golfada e bolha através do tempo em uma dada coordenada da tubulação. Para a distribuição log-normal, tem-se

$$f_x(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{x \sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad x > 0 \quad (5.6)$$

onde μ é a média e σ é o desvio padrão da amostra analisada.

No caso da distribuição gamma temos que,

$$f_x(x; k, \theta) = \frac{1}{\theta^k} \frac{1}{\Gamma(k)} x^{k-1} e^{-\frac{x}{\theta}}, \quad x \geq 0; \quad k, \theta > 0 \quad (5.7)$$

$$\Gamma(k) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{k-1} dt \quad ; \quad k = \mu^2 / \sigma \quad ; \quad \theta = \sigma / \mu \quad (5.8)$$

onde θ e k são o parâmetro de forma e o parâmetro de escala, e Γ é a função gamma.

A Figura 5.19 apresenta histogramas correspondentes as distribuições de comprimentos de golfadas e bolhas determinadas numericamente, para uma posição próxima ao final da seção de teste. Na mesma figura, as duas PDFs gamma e log-normal foram incluídas.

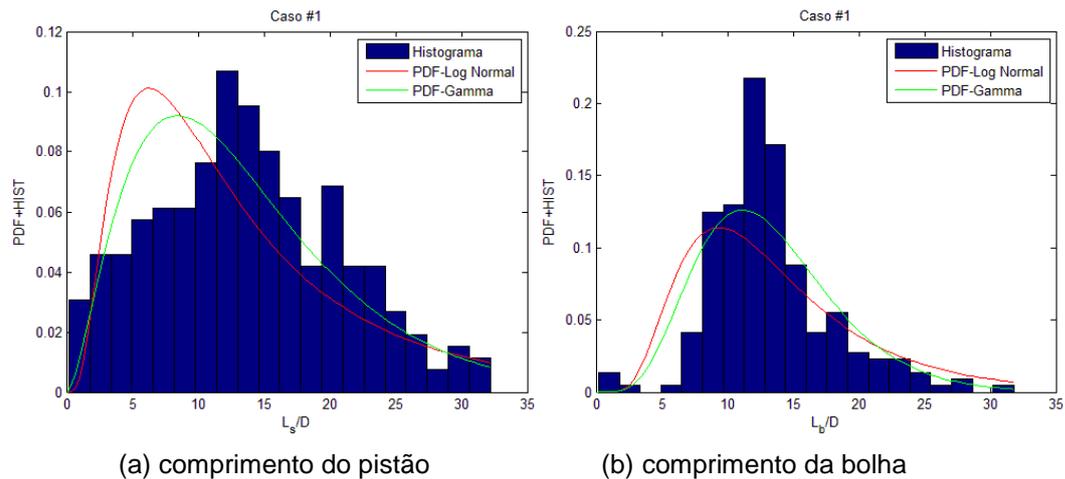


Figura 5.19–Histograma e PDFs para o Caso #1: (a) comprimento do pistão (b) comprimento da bolha

Observa-se na Figura 5.19 uma grande faixa de comprimentos de golfadas e bolhas, comportamento característico de escoamentos intermitentes. Nota-se também, que os comprimentos das bolhas encontram-se mais concentrados em torno de 12 D, enquanto que os comprimentos das golfadas são mais uniformemente distribuídos. As duas PDFs podem ser consideradas equivalentes e representam de forma satisfatória as distribuições de comprimentos.

Uma comparação entre as PDFs obtidas neste trabalho e as PDFs dos dados numéricos e experimentais de Rodrigues et al (2010) correspondentes ao comprimento do pistão e bolha encontra-se na Fig. 5.20. Os dados apresentados correspondem à coordenada $x = 4,682$ m (próxima à saída). Observa-se que tanto a previsão numérica do presente trabalho para o comprimento do pistão da golfada, como o modelo numérico de Rodrigues et al (2010), o qual consiste no modelo de “*slug tracking*” apresentam o pico da PDF deslocado para a esquerda, com relação a PDF dos dados experimentais. Apesar do deslocamento, pode-se afirmar que os resultados são satisfatórios, fornecendo aproximadamente a mesma faixa de comprimentos. Com relação ao comprimento da bolha de Taylor, Fig. 5.20b, observa-se uma melhor concordância entre as PDFs.

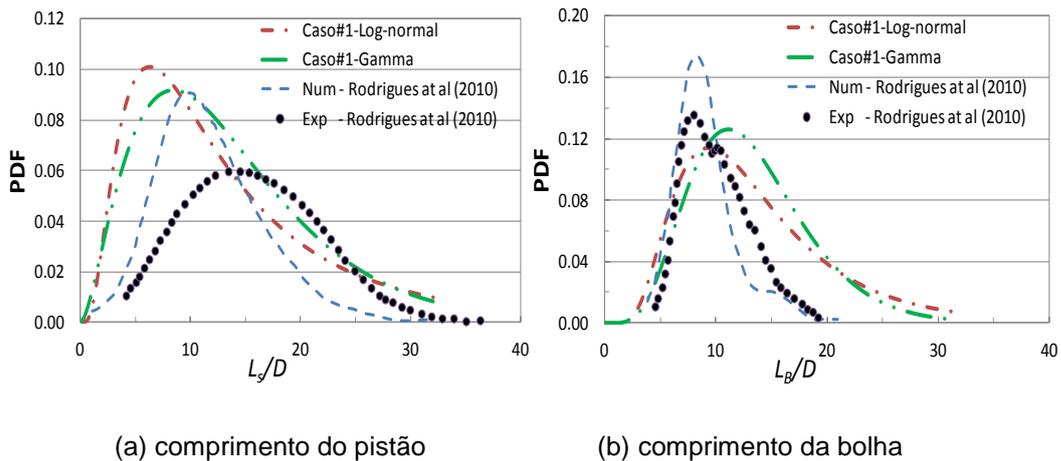
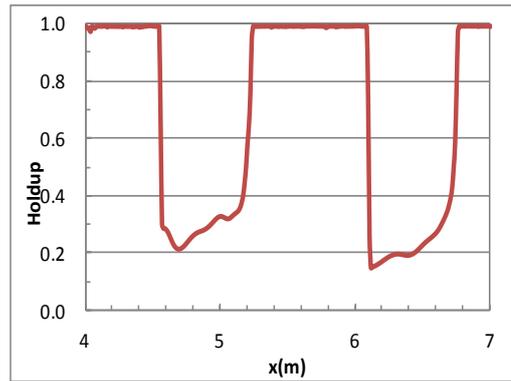


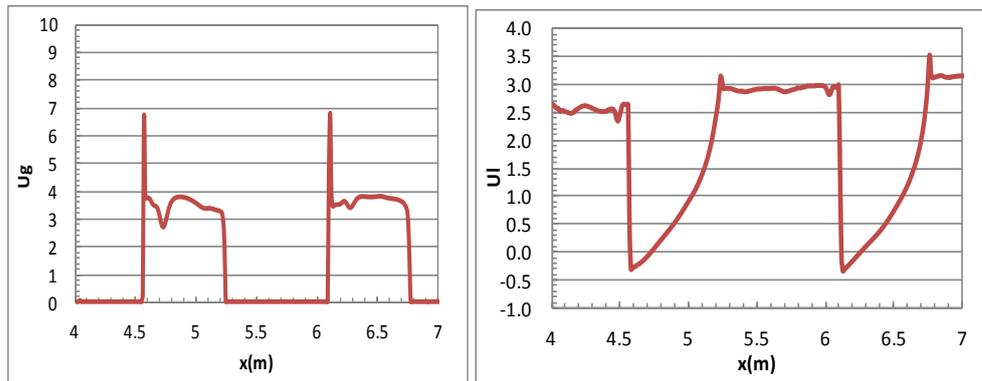
Figura 5.20—Comparação de PDFs de comprimento do pistão para o Caso #1:

A Fig. 5.21 mostra a evolução de algumas variáveis ao longo do duto para um determinado instante de tempo, correspondente ao Caso #1. Na Fig. 5.21a apresenta-se a variação do holdup de líquido ao longo de um trecho do duto, onde observou-se a presença de golfadas de líquido alternadas com bolhas de gás. As Figs. (21b e 21c) apresentam as distribuições instantâneas das velocidades do gás e o líquido, na mesma região. Observa-se, que dentro da golfada líquida, a velocidade do gás é nula, conforme imposto pelo presente modelo. Nota-se ainda que a velocidade do líquido é aproximadamente constante ao longo da golfada líquida. Nota-se um aumento da velocidade do líquido, acompanhando o aumento do holdup de líquido, enquanto que a velocidade do gás é aproximadamente constante. Observa-se que a velocidade do líquido é negativa em alguns trechos, o que corrobora com as observações comumente relatadas na literatura de que o filme de líquido na região da bolha pode ser descendente. Picos irrealistas da velocidade do gás são obtidos no nariz das golfadas. Estes picos podem estar relacionados com a forma simplificada adotada para definir a velocidade do gás nesta região. Um modelo para a previsão das bolhas de gás no interior do *plug* de líquido, possivelmente ajudará a eliminar este artefato numérico.

Os resultados obtidos para o Caso #2 encontram-se nas Figs. 5.22 a 5.23. A distribuição de pressão ao longo do duto do Caso # 2 pode ser analisada na Fig. 5.22. Observa-se que os dados experimentais de Rodrigues (2009) praticamente coincidem com a distribuição hidrostática de pressão. Neste caso, uma maior discrepância foi obtida entre os dados numéricos do presente trabalho e as medidas experimentais. Toda a distribuição de pressão foi superestimada, o desvio máximo do valor da pressão com relação aos dados experimentais ocorreu na região de entrada da seção de teste sendo igual a 26%.



(a) Holdup ao longo do duto



(b) velocidade do gás ao longo do duto (c) velocidade do líquido ao longo do duto

Figura 5.21 – Distribuição ao longo do duto de algumas variáveis do escoamento para o Caso #1.

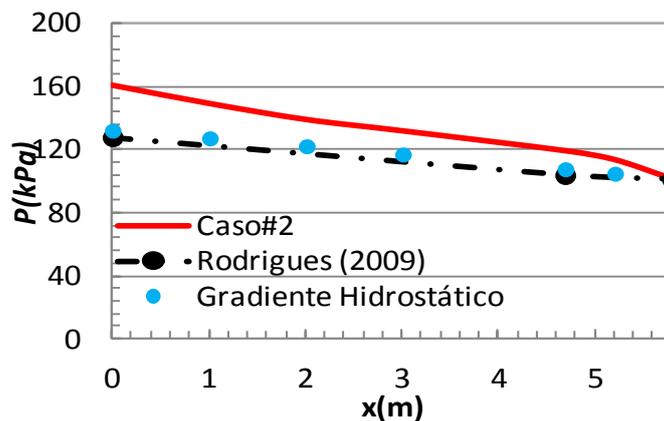


Figura 5.22 – Distribuição de pressão ao longo da seção de teste para o Caso #2.

As distribuições das grandezas características médias das golfadas para o Caso #2 podem ser analisadas na Fig. 5.23. Como no caso anterior, o comprimento da golfada (Fig. 5.23a) é subavaliado na entrada da seção de teste, mas praticamente coincide com os dados experimentais nas coordenadas mais próximas da saída. Neste caso, os resultados numéricos obtidos para o

comprimento das bolhas (Fig. 5.23b) não foi bom. O presente modelo obteve valores subavaliados em relação aos dados experimentais e aproximadamente constante ao longo do duto, em desacordo com as medidas experimentais. Este comportamento pode ser resultado dos níveis mais elevados de pressão que induziram uma compressão das bolhas, reduzindo o seu tamanho.

A velocidade de translação da bolha é comparada com a correlação de Bendiksen (Eq. 5.1) e os dados experimentais de Rodrigues (2009) referentes ao Caso #2 na Fig. 5.23c. Assim como os dados experimentais, a velocidade de translação é aproximadamente constante ao longo do duto, porém os resultados da presente simulação superestimaram o seu valor em 40%.

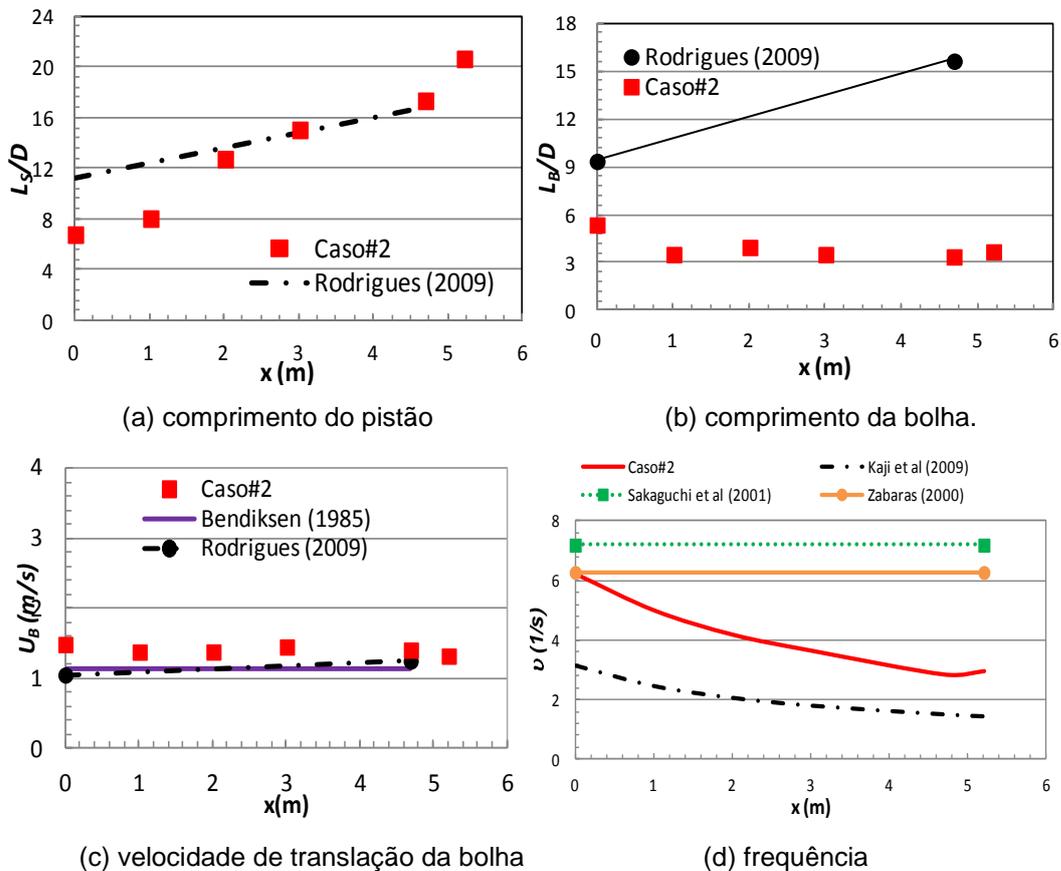


Figura 5.23–Evolução espacial para o Caso #2: (a) comprimento da bolha (b) comprimento do pistão (c) velocidade de translação da bolha (d) frequência

De forma análoga ao realizado com o Caso #1, a frequência das golfadas foi comparada com as três correlações definidas pelas Eqs. 5.3 a 5.5. Observa-se que a correlação de Sakaguchi *et al.* (2001) fornece um valor mais elevado do que a correlação de Zabarás (2000), cujo valor coincide com o valor obtido no presente trabalho no início da seção de teste. A frequência cai ao longo do duto, de forma análoga a correlação de Kaji *et al.* (2009), mas toda a curva é

deslocada para cima, i.e., maiores valores de frequência foram determinados ao longo do duto, com o modelo de Dois Fluidos

A Figura 5.24 apresenta uma comparação das PDFs de comprimentos de golfadas obtidas por Rodrigues (2009), a partir dos dados experimentais medidos e do modelo de *slug tracking* (Fig. 5.24a), com a PDF obtida neste trabalho com o Modelo de Dois Fluidos (Fig. 5.24b). Na Fig. 5.24b foram traçadas as PDF Gamma e log-normal. Nota-se um comportamento bem semelhante entre as duas distribuições de PDF. Observa-se que ambos os modelos numéricos apresentam o pico da PDF, com um pequeno deslocamento para a esquerda, correspondendo a menores comprimentos de golfadas, porém o Modelo de Dois Fluidos conseguiu prever uma distribuição de comprimentos bem semelhante a verificada experimentalmente.

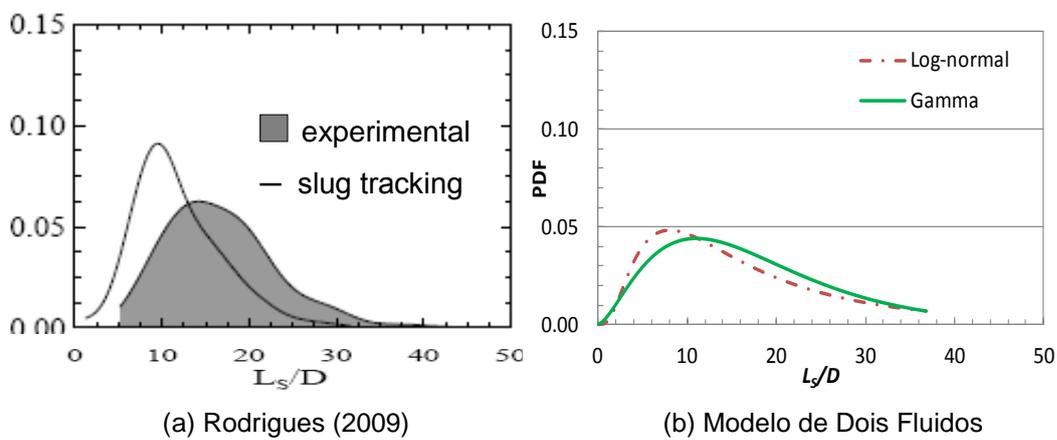


Figura 5.24—PDFs do comprimento da golfada para o Caso #2, em $x=4,68$ m.
(a) Rodrigues (2009) (b) Modelo de Dois Fluidos

As Figuras 5.25 e 5.26 apresentam os resultados de pressão e grandezas características das golfadas, após a obtenção do regime estatisticamente estável, correspondentes aos Casos #3 e #4.

Analisando a Fig. 5.25 observa-se para os Casos #3 e #4, que assim como observado nos outros casos, o gradiente de pressão hidrostático é dominante, sendo muito próximo dos dados experimentais. Os níveis de pressão para ambos os casos são satisfatórios, mas o presente modelo forneceu um gradiente de pressão um pouco mais acentuado. Os desvios máximos de pressão em relação aos dados experimentais, para os Casos #3 e #4, foram iguais a 14% e 8%, respectivamente.

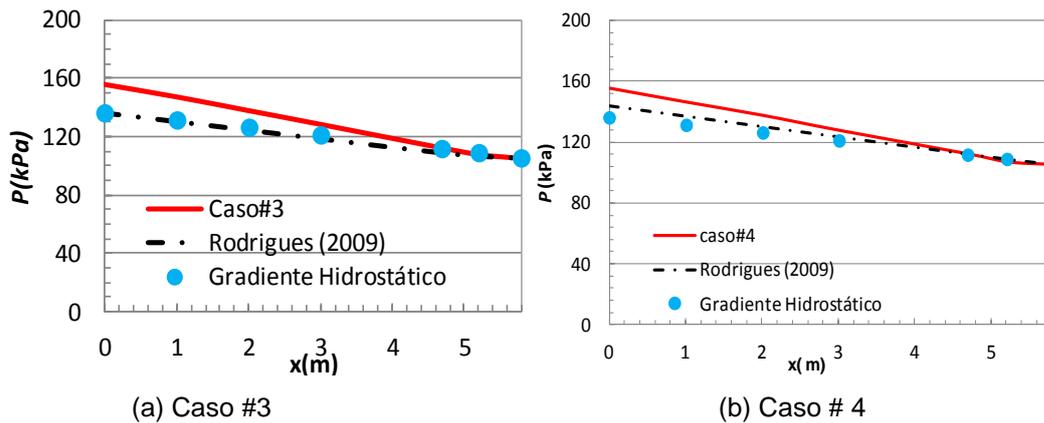


Figura 5.25 – Distribuição de pressão ao longo da seção de teste para o Caso #3 e Caso # 4.

As grandezas características das golfadas encontram-se na Fig. 5.26, sendo o lado esquerdo correspondente ao Caso #3 e o lado direito correspondente ao Caso #4. Observa-se que o Caso #3 apresenta um desvio grande com relação ao comprimento da golfada na seção de entrada da seção de teste, porém ótima concordância é obtida na região de saída, assim como o Caso #2. Observa-se também que, de forma análoga ao Caso #2, o comprimento da bolha para o Caso #3 é aproximadamente constante ao longo do duto, e bem inferior aos dados experimentais. O Caso #4 apresenta excelente resultado com relação ao comprimento da golfada e da bolha ao longo do duto, com um comportamento semelhante ao Caso #1. A semelhança entre os resultados obtidos para os Casos #1 e #4 e Casos #2 e #3 pode ser atribuída aos valores de velocidades superficiais de cada caso (Tabela 5.2). Verifica-se uma maior discrepância entre os resultados quando a velocidade superficial do líquido é mais baixa (Casos #2 e #3). É interessante observar que os Casos #3 e #4 apresentam distribuições semelhantes com relação ao comprimento da golfada ao longo do duto, porém, o Caso # 3, que possui maior velocidade superficial do gás, apresenta bolhas mais curtas que o Caso #4.

As comparações das velocidades de translação da bolha com os dados experimentais de Rodrigues (2009) e com a correlação de Bendiksen (1985) são muito bons, com desvios máximos iguais a 14% e 18% para os casos #3 e #4, respectivamente.

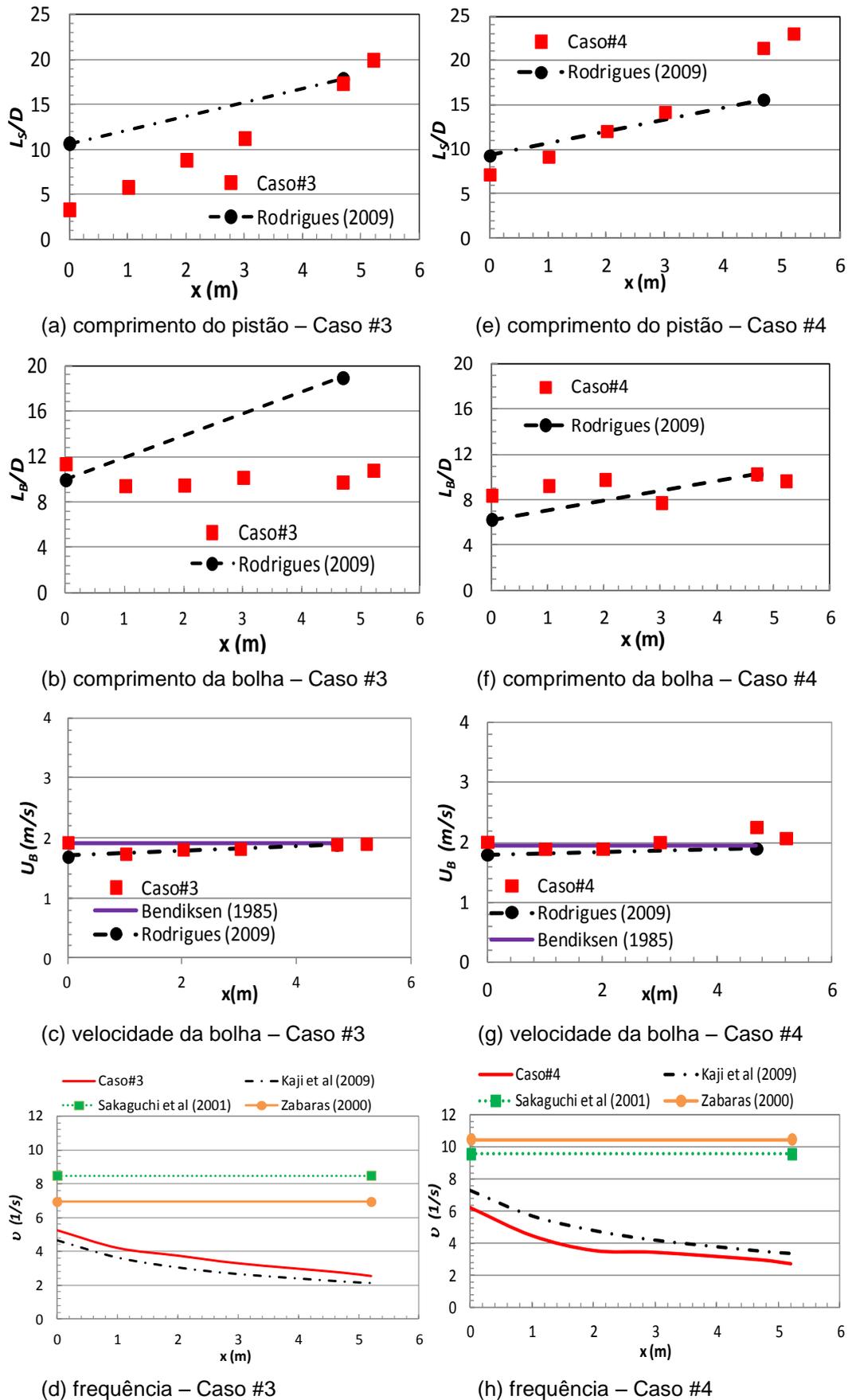


Figura 5.26–Evolução espacial para o Caso #3 e Caso #4: comprimento da bolha, comprimento do pistão; velocidade de translação da bolha e frequência

Finalmente, nas Figs 5.26d e 5.26h, apresenta-se uma comparação da frequência da golfada obtida com as três correlações apresentadas nas Eqs. (5.3 a 5.5). Observa-se que quando a velocidade superficial do líquido é mais baixa, a frequência fornecida pela correlação de Sakaguchi et al (2001) é mais elevada do que a da correlação de Zabarás (2000) (Casos # 2 e #3). Estas duas correlações sempre estimaram um valor da frequência média no domínio bem mais alto do que o determinado numericamente, para todos os casos. Já a correlação de Kaji et al. (2009) apresenta distribuição análoga à determinada numericamente, com o mesmo tipo de queda ao longo do domínio. Os desvios máximos entre a correlação de Kaji et al. (2009) e os dados numéricos são de 23% e 25% para os Casos #3 e #4.

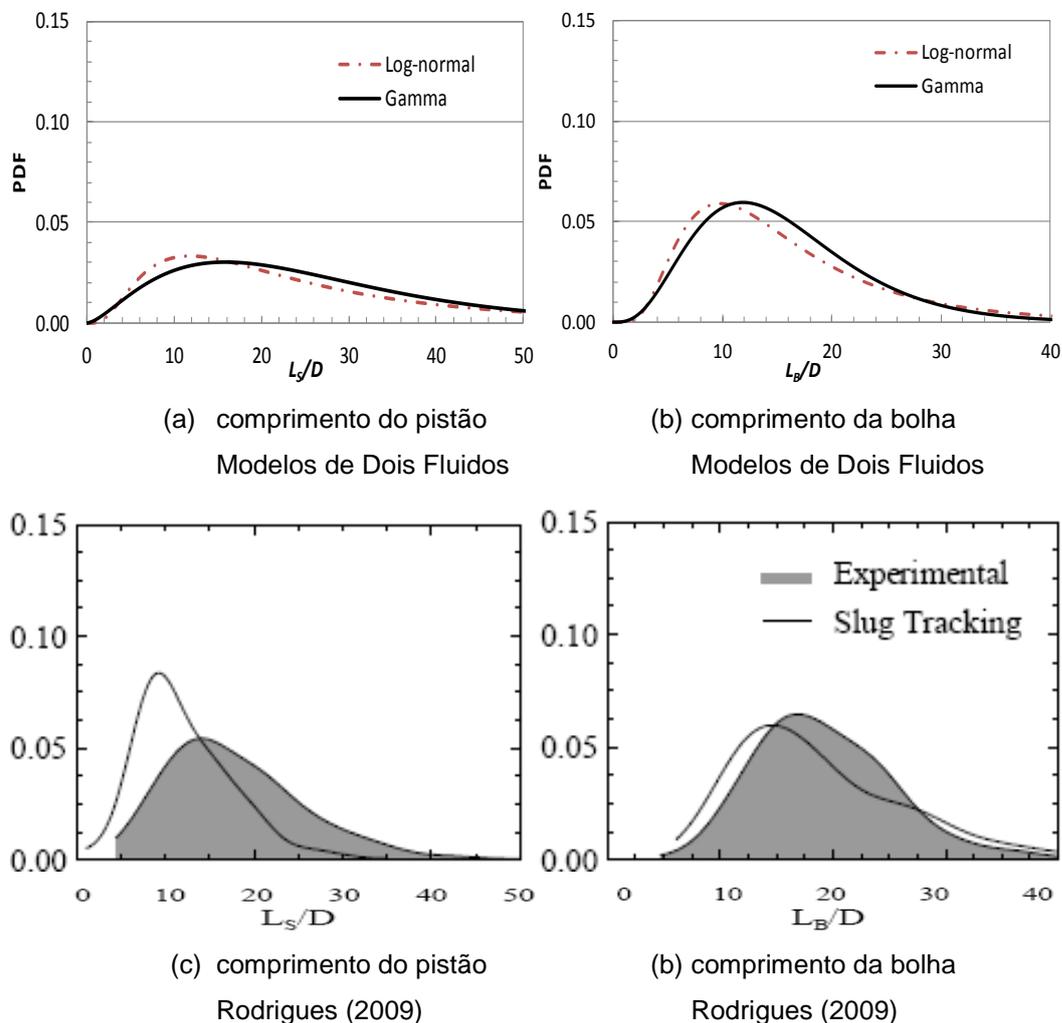


Figura 5.27—PDFs do comprimento da golfada e da bolha para o Caso #3, em $x=4,68$ m. Comparação entre Rodrigues (2009) e Modelo de Dois Fluidos.

Uma comparação entre as PDFs obtidas por Rodrigues (2009) a partir dos dados experimentais e utilizando o modelo de *slug tracking* com o Modelo de

Dois Fluidos utilizado neste trabalho é realizada nas Figs. 5.27 e 5.28, correspondendo aos Casos #3 e #4. A distribuição do comprimento da golfada obtida com o Modelo de Dois Fluidos, utilizando a PDF Gamma e log-normal para o Caso #3 (Fig. 5.27) apresenta boa concordância com os dados experimentais de Rodrigues (2009). Note que apesar do valor médio do comprimento da bolha ser inferior aos dados experimentais para o Caso #3, uma excelente concordância com relação à distribuição da PDF do comprimento da bolha foi obtida, tanto com relação aos dados experimentais como com os dados do modelo de *slug tracking*.

Analisando o mesmo tipo de resultado referente à distribuição de comprimentos das golfadas e das bolhas, para o Caso #4, observa-se que o Modelo de Dois Fluidos obteve uma distribuição mais uniforme de comprimentos de golfadas, se aproximando um pouco mais dos dados experimentais do que o modelo de *slug tracking* de Rodrigues (2009). Por outro lado, o modelo de *slug tracking* de Rodrigues apresentou uma concordância com os dados experimentais relativos ao comprimento da bolha superior aos resultados obtidos com o Modelo de Dois Fluidos.

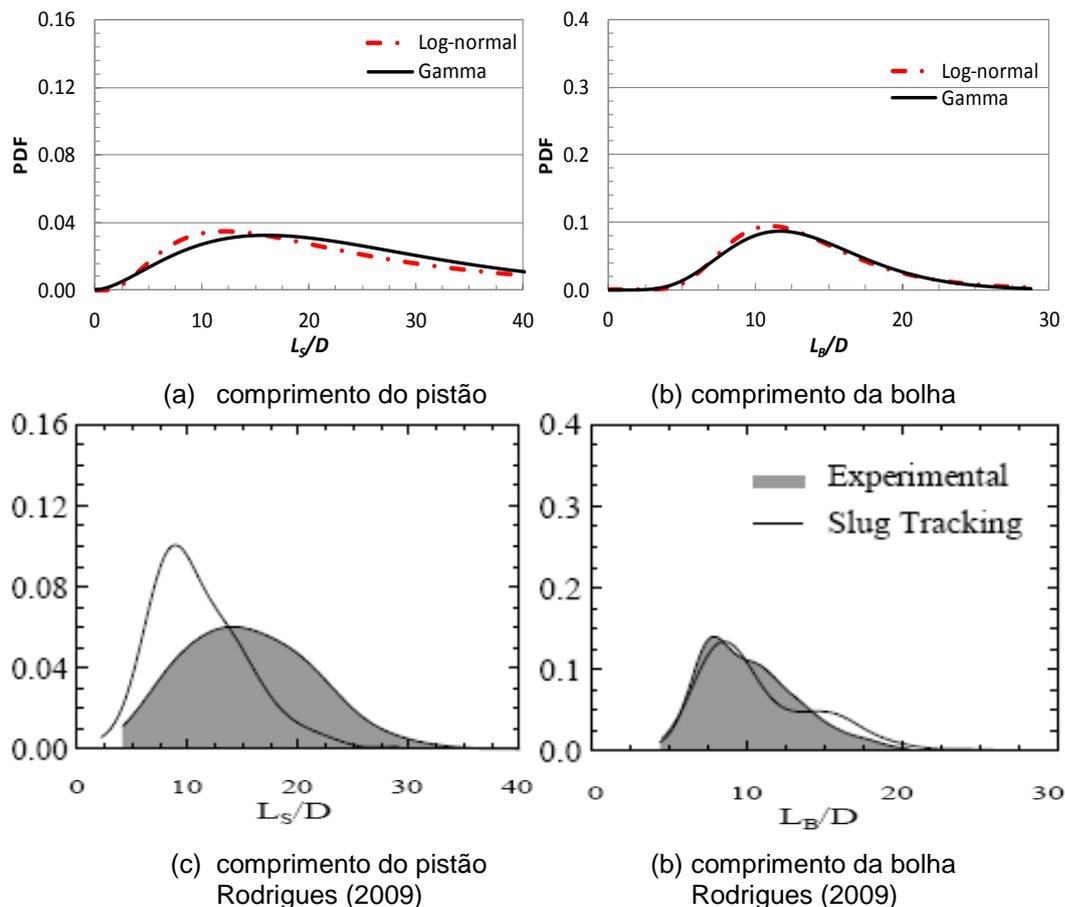


Figura 5.28—PDFs do comprimento da golfada e da bolha para o Caso #4, em $x=4,68$ m. Comparação entre Rodrigues (2009) e Modelo de Dois Fluidos.

5.4 Configuração 2

A segunda configuração analisada foi investigada experimentalmente por van Hout *et al* (2001) (Fig. 5.4). Os casos selecionados para serem testados encontram-se na Tabela 5.2. Esta configuração possui um diâmetro aproximadamente igual ao dobro do diâmetro da configuração anterior, e as velocidades superficiais do líquido são mais baixas que as velocidades superficiais do líquido dos casos anteriores.

Para os casos discutidos nesta seção, o comprimento do pistão e a velocidade de translação da golfada, para os quais dados experimentais encontram-se disponíveis em van Hout *et al* (2001), são analisados nas Figs. 5.29 a 5.31.

Observa-se que os casos # 5 e #7, baseados na mesma velocidade superficial do gás, apresentaram uma boa concordância para o comprimento da golfada entre os resultados numéricos obtidos com o Modelo de Dois Fluidos e os dados experimentais. Os maiores desvios para os casos #5 e # 7 foram iguais a 21% e 39%, respectivamente. Já o caso #6, o qual possui velocidade superficial do gás mais baixa, forneceu golfadas de menor comprimento, com grande discrepância em relação aos dados experimentais (57%). Observa-se ainda nas Figs. 5.29 a 5.31, que o comprimento das golfadas cresce ao longo da seção de teste e que a taxa de crescimento foi adequadamente prevista pelo Modelo de Dois Fluidos para os três casos.

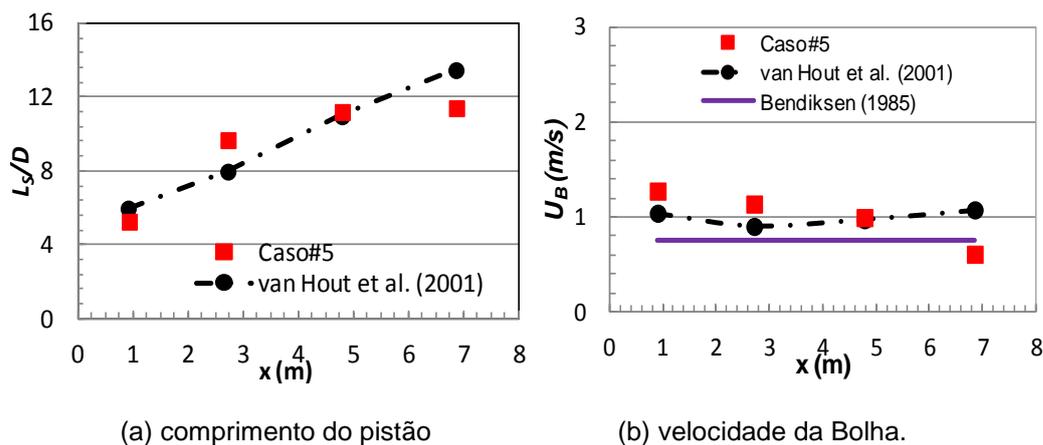


Figura 5.29—Evolução espacial para o Caso #5: (a) comprimento do pistão; (b) velocidade de translação da bolha

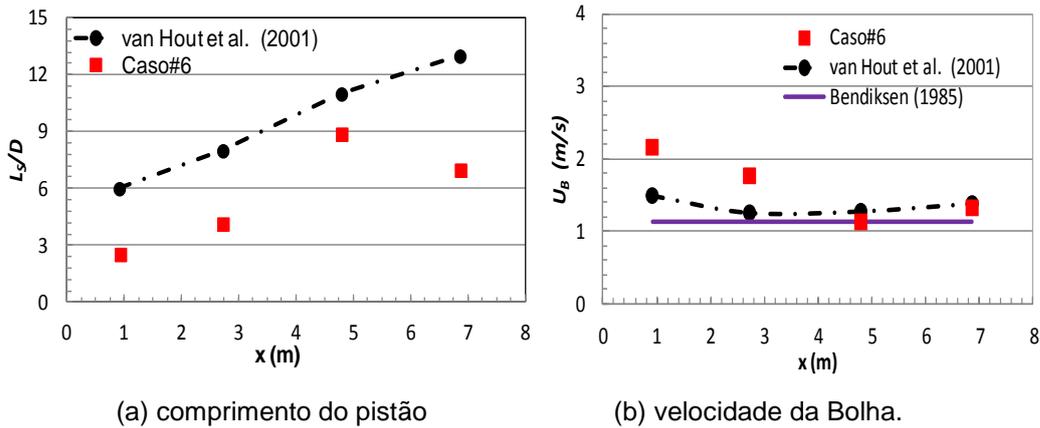


Figura 5.30–Evolução espacial para o Caso #6: (a) comprimento do pistão; (b) velocidade de translação da bolha

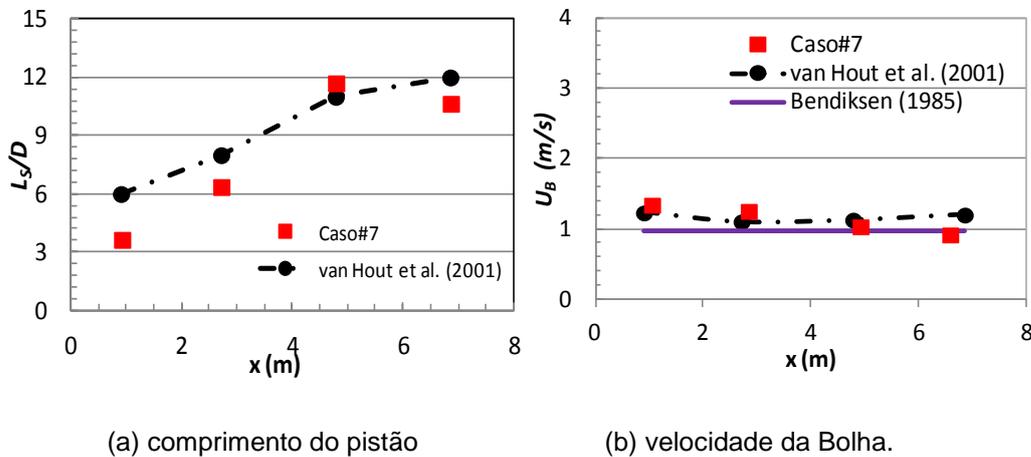


Figura 5.31–Evolução espacial para o Caso #7: (a) comprimento do pistão; (b) velocidade de translação da bolha

Analisando as Figs. 5.29 a 5.31, observa-se que a velocidade de translação da bolha diminui ao longo da seção de teste, de forma análoga aos dados experimentais. Os maiores desvios entre os dados numéricos e experimentais para aos casos #5, #6 e #7 foram 43%, 44% e 23%, respectivamente. Boa concordância também foi obtida com relação à correlação de Bendiksen (1985). De uma maneira geral, pode-se afirmar que, para os três casos, o Modelo de Dois Fluidos apresentou resultados razoáveis. As deficiências da modelagem e possibilidades de melhorias foram discutidas na seção anterior (Configuração 1) e também se aplicam aqui.