

2 Revisão bibliográfica

Neste capítulo é apresentada uma visão geral de vários trabalhos científicos que contribuíram para o entendimento de diversas das características particulares e intrigantes de alguns fenômenos particulares do escoamento intermitente. Sempre que possível, os trabalhos são sucintamente descritos e quando necessário, uma descrição mais profunda é apresentada neste ou em capítulos subseqüentes.

2.1. Conceitos e fundamentos básicos

No escoamento intermitente, a velocidade média u de cada fase é parâmetro importante. Uma simples relação desta a partir da vazão da respectiva fase é dada por:

$$u_L = \frac{Q_L}{A_L} \text{ e } u_G = \frac{Q_G}{A_G} \quad (2.1) \quad (2.2)$$

onde Q denota a vazão volumétrica, A a área da seção transversal da tubulação e os subscritos L e G referem-se as fases líquida e gasosa, respectivamente. A razão entre a área ocupada por cada fase e a área total é chamada de fração volumétrica α , definida como

$$\alpha_L \equiv \frac{A_L}{A} \text{ e } \alpha_G \equiv \frac{A_G}{A} \quad (2.3) \quad (2.4)$$

sendo α_L mais conhecido na literatura como *holdup* de líquido, ou simplesmente *holdup*, e α_G como *fração de vazios* (*void fraction*). Com estas equações definidas, a seguinte relação é satisfeita:

$$\alpha_L + \alpha_G = 1 \quad (2.5)$$

O conhecimento do *holdup* de líquido ou da fração de vazios é importante na caracterização do escoamento intermitente, no entendimento da transição deste padrão e também como uma equação auxiliar em modelos numéricos simplificados, no entanto, sua medição experimental é uma tarefa complicada e diversas técnicas experimentais têm sido propostas ao longo dos anos (*Andreussi e Bendiksen, 1993; Reinecke et al. 1998; Ghajar e Tang, 2009*).

Outra simples definição que é amplamente utilizada é o conceito de velocidade superficial de cada fase (também denominada de fluxo volumétrico e denotada por j), definida como a velocidade média que a fase teria caso escoasse sozinha na tubulação:

$$j_L \equiv \frac{Q_L}{A} \text{ e } j_G \equiv \frac{Q_G}{A} \quad (2.6) \quad (2.7)$$

As velocidades superficiais são alguns dos parâmetros conhecidos que definem várias características do escoamento gás-líquido, entre elas a ocorrência de um ou outro padrão de escoamento. Sendo de medição simples em laboratório, seu conhecimento torna-se conveniente em mapas de padrões de fases como o de *Mandhane et al. (1974)*. Uma vez que as fases escoam juntas na tubulação, é conveniente a definição de uma velocidade de mistura (j_m) na forma:

$$j_m \equiv \frac{Q}{A} = \frac{Q_L + Q_G}{A} = j_L + j_G \quad (2.8)$$

A velocidade de mistura também pode ser escrita em função da velocidade média de cada fase e do quanto cada fase ocupa da seção transversal da tubulação. Para isso, basta isolar Q_L e Q_G nas Eqs. (2.1) e (2.2) e combinar com as definições de *holdup* de líquido e de fração de vazios nas Eqs. (2.3) e (2.4) respectivamente:

$$j_m = u_L \alpha_L + u_G \alpha_G \quad (2.9)$$

Neste momento, um importante conceito do escoamento intermitente é definido: a *célula unitária*. Região que abrange por definição um pistão de líquido seguido por uma bolha alongada (Wallis, 1969). Trata-se de uma idealização física fundamental, onde o escoamento intermitente é assumido como uma sucessão de células unitárias que se repetem ordenada e periodicamente no tempo e no espaço. Quando um referencial se move juntamente com a célula unitária, nada muda no tempo, de modo que o escoamento é considerado em regime permanente. Esse é o estado da arte na modelagem do escoamento intermitente e deve-se à clássica publicação de Dukler e Hubbard em 1975 (ver figura 2.1 a seguir).

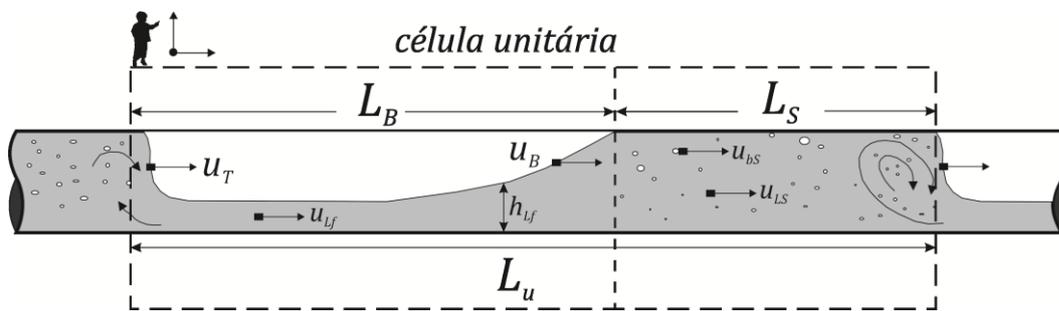


Figura 2.1 – Esboço de uma célula unitária (baseado em Dukler e Hubbard, 1975).

A velocidade média da frente e da traseira do pistão de líquido é representada na figura 2.1 por u_T e u_B , respectivamente. Note que u_B é a velocidade média de translação do nariz da bolha alongada. A velocidade média do líquido na região do pistão de líquido é denotada por u_{LS} e a velocidade média das bolhas dispersas de gás, nesta mesma região, por u_{bs} . Já a velocidade média do líquido na região do filme é denotada por u_{Lf} . Por definição, o comprimento da célula unitária L_u é soma do comprimento do pistão de líquido L_S e da bolha alongada L_B :

$$L_u \equiv L_S + L_B \quad (2.10)$$

Assumindo a hipótese de que a massa específica de ambas as fases permanece constante ao longo da célula unitária, a conservação de massa de ambas as fases leva à (Nydal *et al.*, 1992; Woods *et al.*, 2006):

$$Q_G + Q_L = A \left(\frac{Q_G}{A} + \frac{Q_L}{A} \right) = A(j_G + j_L) = \text{constante} \quad (2.11)$$

Dividindo a Eq. (2.11) por A , conclui-se que a velocidade de mistura j_m também é constante ao longo da célula unitária:

$$j_G + j_L = j_m = \text{constante} \quad (2.12)$$

Logo, a Eq. (2.12) deve ser satisfeita tanto na região do pistão de líquido quanto na região do filme de líquido. Usando essa conclusão, a Eq. (2.9) pode ser escrita em cada uma destas regiões como:

$$j_m = u_{LS} \alpha_{LS} + u_{GS} \alpha_{GS} = u_{GS} \alpha_{GS} + (1 - \alpha_{GS}) u_{LS} \quad (2.13)$$

$$j_m = u_{Lf} \alpha_{Lf} + u_{Gf} \alpha_{Gf} = u_{Gf} \alpha_{Gf} + (1 - \alpha_{Gf}) u_{Lf} \quad (2.14)$$

O escorregamento S (*slip*) entre as fases líquida e gasosa na região do pistão de líquido é definido como a razão entre as velocidades médias de cada fase nesta região (Woods e Hanratty, 1996):

$$S \equiv \frac{u_{GS}}{u_{LS}} \quad (2.15)$$

Combinando as Eqs. (2.13) e (2.15), conclui-se que a velocidade média da fase líquida na região do pistão, u_{LS} , é uma função da velocidade de mistura na forma:

$$u_{LS} = \frac{j_m}{1 + (S - 1) \alpha_{GS}} \quad (2.16)$$

Dois casos particulares podem ser observados em (2.16): quando a fração de vazios na região do pistão de líquido é nula ($\alpha_{GS} = 0$) ou quando não há escorregamento entre as fases ($S = 1$), a velocidade média da fase líquida na região do pistão se iguala à velocidade de mistura. Woods e Hanratty (1996) utilizando uma seção de 95,3 mm de diâmetro e 26,5 m de comprimento para água e ar, em configuração horizontal¹, observaram experimentalmente que a baixas velocidades de mistura ($j_m < 4$ m/s), $S \cong 1$, enquanto que a velocidades de mistura mais elevadas o escorregamento é considerável, ficando em torno de $S \cong 1,3 - 1,5$. Como consequência u_{LS} possui maior dependência da velocidade de mistura, como observado por Barnea e Brauner (1985) que sugeriram que nas golfadas suficientemente longas a velocidade do nariz da bolha está relacionada à velocidade máxima do líquido a sua frente, $u_B = (u_{LS})_{max} = 1,2j_m$ (ver figura 2.2). Nydal et al. (1992) sugeriram uma relação ainda maior: $u_B = 1,3j_m$.

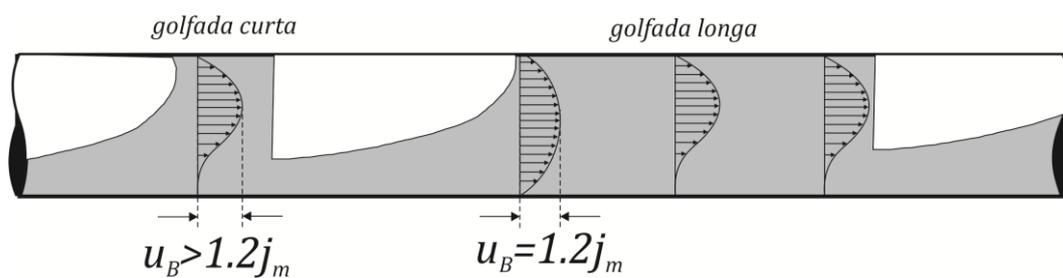


Figura 2.2 – Perfis de velocidade na região da golfada de líquido e sua relação com a velocidade do nariz da bolha (adaptado de Taitel e Barnea, 1990)

2.2.

Uma breve discussão sobre a modelagem do escoamento intermitente e o problema de fechamento

Um modelo matemático é um conjunto de equações que é assumido para representar um sistema físico sob certas condições específicas (Bouré e Delhaye, 1982). Desde que tais equações contenham uma forte fundamentação física e sejam corretamente resolvidas, previsões precisas podem ser obtidas para variadas condições. No entanto, “toda a natureza é sempre uma aproximação da verdade

¹ exceto quando dito o contrário, os experimentos citados são para a configuração horizontal utilizando como fluidos de trabalho água e ar

completa, ou a verdade completa medida em que a conhecemos; na verdade, cada coisa que sabemos é apenas algum tipo de aproximação” (*Feynman et al., 1964*).

Há consenso na literatura de que as clássicas equações de *Navier-Stokes* regem com precisão o movimento de fluidos newtonianos, desde que os limites impostos pela mecânica do contínuo não sejam ultrapassados. Assim, o escoamento gás-líquido, incluso o escoamento intermitente, pode ser precisamente descrito a partir das soluções dessas equações. Problemas surgem nesta abordagem: as soluções diretas das equações de *Navier-Stokes* em todas as escalas de tempo e espaço relevantes envolvem um grande esforço computacional, na maioria dos casos, ainda proibitivo para aplicações práticas de engenharia. Grandes avanços têm sido observados nessa área, sobretudo ao notável desenvolvimento dos métodos numéricos, associados à evolução contínua da velocidade e capacidade de processamento dos computadores. Um texto introdutório sobre o assunto pode ser encontrado em *Nieckele (2010)* e uma revisão em *Crowe et al. (1996)*.

Particularizando para o escoamento intermitente, o estado da arte na modelagem tem início com a utilização do conceito de célula unitária definido por *Wallis* em 1969 e utilizado no clássico modelo de *Dukler e Hubbard* em 1975, onde as equações de conservação de massa e quantidade de movimento foram escritas na forma unidimensional para um referencial horizontal que translada à mesma velocidade que a célula unitária. Quando essas hipóteses são assumidas, o escoamento torna-se permanente com o passar do tempo, idealizando a intermitência à periodicidade e introduzindo simplificações nas equações, permitindo a previsão de variados parâmetros como a queda de pressão ao longo da célula, o comprimento do pistão de líquido, etc. *Fernandes et al. (1983)* desenvolveram o modelo de célula unitária para o caso vertical e *Taitel e Barnea (1990)* propuseram um modelo mais geral válido para qualquer inclinação. Esses modelos são conhecidos na literatura como modelos de célula unitária ou estacionários e possuem a vantagem de serem simples e intuitivos, no entanto, pelas restrições assumidas todos têm em comum o fato de dependerem de várias equações auxiliares, oriundas de experimentos, tais como a velocidade da golfada, o comprimento ou a frequência de passagem da golfada, a fração de vazios na golfada, a espessura do filme de líquido etc. Este é o *problema de fechamento*, o principal desafio da modelagem: "toda vez que hipóteses restritivas são assumidas

na teoria, um conhecimento empírico em maior ou em menor grau torna-se necessário" (*Bouré e Delhaye, 1982; Crowe et al., 1996*).

Um notável desenvolvimento tem sido observado em modelos mais robustos que os estacionários, fundamentados na solução detalhada das equações de *Navier-Stokes* – chamados de modelos de “um fluido” – com destaque para o modelo *VOF* (*Volume of Fluid*). O modelo *VOF*, proposto inicialmente por *Hirt e Nichols (1981)*, permite “modelar dois ou mais fluidos imiscíveis resolvendo um conjunto único de equações de conservação de massa e de quantidade de movimento” (*Soria, 2009*). Este modelo se encontra implementado em modernos códigos comerciais de simulação, como o *FLUENTTM*, e permite investigar com detalhes a estrutura tridimensional de uma célula unitária, capturando a interface entre as fases líquida e gasosa e determinando o formato da frente e da traseira da bolha, um mecanismo importante do escoamento intermitente (*Ruder et al., 1989; Ruder e Hanratty, 1990; Fagundes Netto et al., 1999*).

Em aplicações onde as soluções diretas das equações de *Navier-Stokes* tornam-se inconvenientes devido à exigência de um alto esforço computacional, um processo de descrição média torna-se necessário. Dentre os modelos que utilizam essa abordagem, destacam-se os modelos de deslizamento, o modelo homogêneo e o modelo de dois fluidos, sendo este último inicialmente desenvolvido por *Ishi (1975)* para aplicações na indústria nuclear e atualmente muito utilizado em simuladores comerciais de escoamento multifásico para a indústria do petróleo como o *OLGATM* e o *LEDATM*.

2.3. Formação e desenvolvimento do escoamento intermitente

De acordo com *Ujang et al. (2006)*, o escoamento intermitente pode ser classificado em dois grandes grupos a partir de sua formação: o primeiro caso ocorre de forma natural, onde perturbações surgem e crescem na interface gás-líquido do escoamento estratificado, podendo crescer até ocupar todo o diâmetro da tubulação. Neste grupo, o escoamento intermitente é denominado simplesmente de *golfdas ou golfdas hidrodinâmicas (hydrodynamic slugging)*. O segundo grupo ocorre devido a desníveis no terreno onde se encontra a tubulação. A parte inferior da linha pode acumular líquido e impedir a passagem

de gás, este é então comprimido até atingir pressão suficiente para empurrar toda a coluna de líquido, formando o escoamento denominado *golfada severa* (*severe slugging*). Este trabalho concentra atenções no primeiro caso.

Hurlburt e Hanratty (2002) discutem em detalhes as relações teóricas que podem ser usadas na previsão da formação do escoamento intermitente, destacando-se três principais teorias:

- ✓ a clássica teoria não viscosa de *Kelvin-Helmholtz* (*Kelvin-Helmholtz Theory*);
- ✓ a teoria de instabilidade do comprimento de uma grande onda viscosa (*Viscous Long Wavelength Theory*);
- ✓ a teoria da estabilidade dos pistões (*Slug Stability Theory*);

As duas primeiras teorias têm em comum o fato de preverem a formação da golfada a partir de perturbações naturais no escoamento estratificado, enquanto que a última prediz a transição do escoamento intermitente para o estratificado a partir da análise da estabilidade da golfada.

2.3.1. Teoria não viscosa de Kelvin-Helmholtz

Uma perturbação representada por uma onda senoidal unidimensional de pequena amplitude é assumida sobre a camada de líquido na forma (ver *figura 2.3*):

$$h'(x,t) = h + \widehat{h} \exp[i'k'(x - C't)] \quad (2.17)$$

onde h é a altura média do filme de líquido, \widehat{h} é a amplitude da onda, C' é a velocidade de translação da onda, i' é o número imaginário, x e t representam a coordenada axial e o tempo, respectivamente, e k' é o denominado número de onda ($k' \equiv 2\pi/\lambda'$ sendo λ' o comprimento de onda). Com isso, “a interface é elevada, a velocidade local do gás aumenta e a pressão diminui (efeito *Bernoulli*), essa sucção tende a elevar ainda mais a interface, aumentando a amplitude da onda (*figura 2.3*); a força da gravidade se opõe ao crescimento da onda, dando origem a um critério de instabilidade que relaciona os efeitos que favorecem esse crescimento (aumento da velocidade do gás) e os efeitos que se opõem a esse

crescimento; a tensão superficial também se opõe ao crescimento da onda, mas seus efeitos só são importantes em pequenas escalas, contribuindo pouco para a formação da golfada” (Ujang *et al.*, 2006).

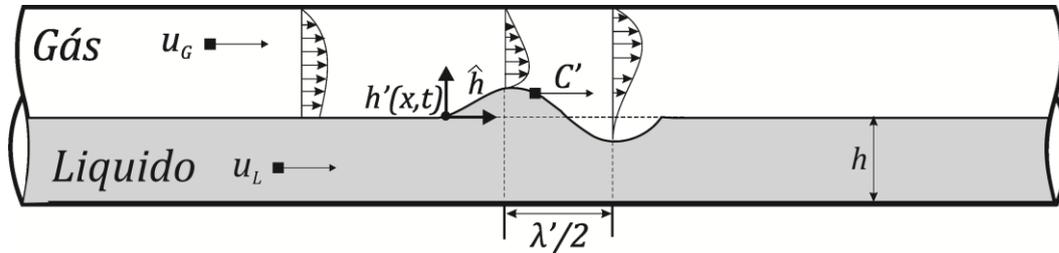


Figura 2.3 – Desenho esquemático da perturbação no escoamento estratificado.

A partir desse critério as condições críticas do comprimento da onda e da velocidade relativa tornam-se (Hurlburt e Hanratty, 2002): $\lambda'_{crit} \cong 17mm$ e $(u_G - u_L)_{crit} \cong 6,6m/s$. Para pressões bem mais elevadas que a atmosférica essa teoria prevê valores menores de velocidades relativas, sendo comumente aceita.

2.3.2. Teoria de Instabilidade do comprimento de uma grande onda viscosa

Similarmente à teoria de *Kelvin-Helmholtz*, ondas são assumidas na interface gás-líquido onde as condições críticas para a iminência da formação da golfada são calculadas. Os efeitos viscosos são incluídos, sendo a teoria capaz de prever com precisão a transição para o escoamento intermitente a velocidades superficiais de gás j_G menores que $3,3 m/s$ (Sanchis *et al.*, 2011) – caso deste trabalho.

2.3.3. Teoria de estabilidade dos pistões

Primeiramente sugerida nas observações visuais de *Dukler e Hubbard* em 1975 e discutida em detalhes por *Woods e Hanratty* (1996), esta teoria é “capaz de prever a transição do padrão intermitente para o estratificado no escoamento com gases de elevada densidade” (Hurlburt e Hanratty, 2002), sendo fundamentada no balanço da quantidade de líquido que entra e sai da golfada. A frente da golfada

translada em relação a um observador no solo com velocidade u_t maior que a velocidade local do líquido a sua frente u_1 que ocupa uma área A_{L1} da seção transversal da tubulação (figura 2.4). Em relação a um observador que acompanha a translação da golfada, a vazão Q_{ent} que alimenta a golfada é dada por:

$$Q_{ent} = (u_t - u_1)A_{L1} \quad (2.18)$$

Dentro da golfada, o líquido se move com uma velocidade média u_3 , menor que a velocidade u_B da frente da bolha. Para velocidades de mistura suficientemente altas, bolhas dispersas ocupam a seção transversal com uma fração de vazios α . A vazão de líquido que sai da golfada é dada por

$$Q_{sai} = (u_B - u_3)A_{L3} = (u_B - u_3)(1 - \alpha)A \quad (2.19)$$

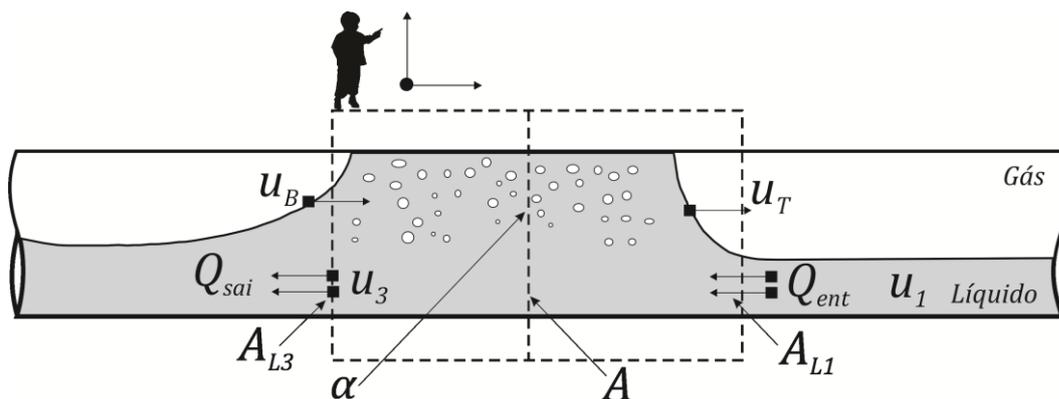


Figura 2.4 – desenho esquemático da golfada de líquido (baseado em Woods e Hanratty, 1996).

Dependendo dos valores de Q_{ent} e Q_{sai} a golfada pode estar crescendo ($Q_{ent} > Q_{sai}$), decaindo ($Q_{ent} < Q_{sai}$) ou estabilizada ($Q_{ent} = Q_{sai}$). Quando a golfada está estável, condição crítica teórica entre crescer e decair, a velocidade da frente e da traseira da golfada tornam-se iguais ($u_t = u_B$), gerando um critério: se a área ocupada pelo líquido A_{L1} é maior que um valor mínimo a golfada se forma (Eq. 2.20, Woods e Hanratty, 1996)

$$\left(\frac{A_{L1}}{A} \right)_{crit} = \frac{(u_B - u_3)(1 - \alpha)}{(u_B - u_1)} \quad (2.20)$$

2.3.4. Desenvolvimento

Uma vez formadas, as golfadas adquirem altas velocidades sendo alimentadas pelo filme de líquido. Entretanto, como visto na seção anterior, é possível que não atinjam velocidade suficiente para sustentar o seu crescimento contínuo. Desde que a tubulação tenha comprimento suficiente essas golfadas naturalmente decairão. Golfadas com essa característica são denominadas de golfadas não desenvolvidas.

Muitos pesquisadores sugerem a existência de um comprimento mínimo, abaixo do qual as golfadas são instáveis, embora existam divergências quanto a esse valor: *Nydal et al. (1992)* encontraram $(L_s/D)_{min} = 8$; *Grenier et al. (1997)*, $(L_s/D)_{min} = 9$; *Cook e Behnia (2000)*, $(L_s/D)_{min} = 10$; *Woods et al. (2006)*, $(L_s/D)_{min} = 5$. Diferentes diâmetros foram usados e nenhuma discussão sobre a influência desse fato foi reportada, de modo que o tema exige maior esclarecimento.

O desenvolvimento do escoamento intermitente ainda é um assunto não elucidado (*Woods et al, 2006; Wang et al, 2006*) e poucas discussões a respeito de suas características são encontrados. *Nydal et al. (1992)*, utilizando uma seção relativamente curta de comprimento de 17 m , diâmetros de 53 e 90 mm e larga faixa de velocidades superficiais ($j_L = 0,6 - 3,5\text{ m/s}$ e $j_G = 0,5 - 20\text{ m/s}$) observaram a existência de golfadas não desenvolvidas em seus experimentos, propondo que sua existência é caracterizada por um segundo pico na distribuição estatística da fração de vazios. Segundo os autores, esse segundo pico ocorre quando a velocidade superficial do gás é elevada ou quando a estação de medição localiza-se próximo à entrada – região com intensa formação das golfadas. Algumas características importantes das golfadas em desenvolvimento foram observadas:

- ✓ são mais aeradas e curtas que as desenvolvidas: a *figura 2.6* ilustra os comprimentos médios obtidos pelos autores;

✓ tendem a evoluir para desenvolvidas: quanto maior as velocidades superficiais de líquido e principalmente a de gás, mais comprimento é necessário para que ocorra esta evolução.

Esta última observação pode ser claramente vista na *figura 2.5* para $j_L = 0,6 \text{ m/s}$ e $j_G = 6 \text{ m/s}$: a presença das golfadas em desenvolvimento (símbolos fechados) desaparece quando o comprimento da seção é dobrado de 300 para 600 diâmetros.

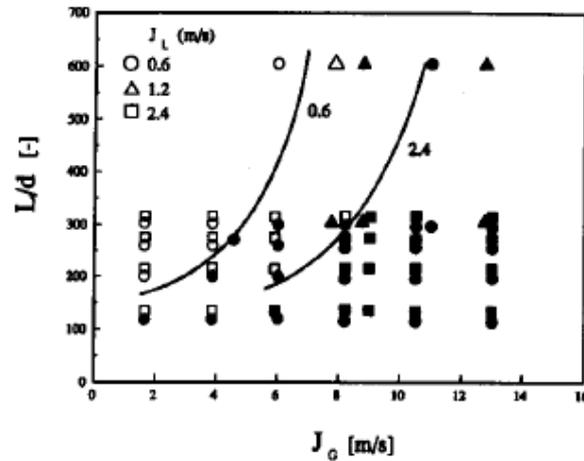


Figura 2.5 – Comprimento da tubulação (em diâmetros) onde a distribuição estatística da fração de vazios apresenta um único pico – golfadas desenvolvidas (símbolo aberto) (retirado de *Nydal et al., 1992*).

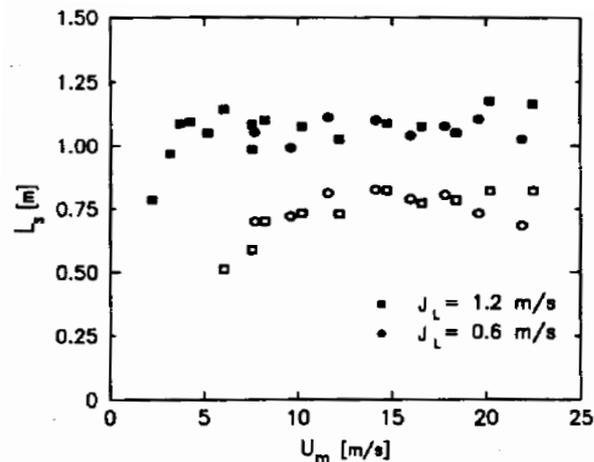


Figura 2.6 – Comprimento médio das golfadas desenvolvidas (símbolos fechados) e em desenvolvimento (símbolos abertos) (retirado de *Nydal et al., 1992*)

Como nesta dissertação trabalhou-se com velocidades superficiais de líquido ($j_L = 0,2 - 0,5 \text{ m/s}$) e principalmente de gás ($j_G = 0,7 - 1,9 \text{ m/s}$) bem

abaixo das utilizadas por *Nydal et al. (1992)*, um comprimento para a seção de testes de cerca de $400D$ foi utilizado.

2.4. Velocidade média de translação da bolha alongada

Um sólido fundamento teórico e experimental que esclareça o comportamento da velocidade média de translação das bolhas alongadas no escoamento intermitente, onde ambas as fases se movimentam de maneira complexa, ainda é uma fronteira em expansão. Dos estudos realizados, a grande maioria dos dados e teorias provém da consideração de bolhas únicas propagando-se num líquido em movimento (*single elongated bubble flow*), destacando-se os estudos de *Nicklin et al. (1962)*, que utilizando uma configuração vertical propuseram que a velocidade média de translação das bolhas alongadas u_B é uma função da velocidade do líquido a sua frente u_L como:

$$u_B = Cu_L + u_d \quad (2.21)$$

onde u_d é a velocidade de ascensão da bolha alongada num *fluido estagnado*, também chamada de velocidade de deslizamento (*drift velocity*), e C é um parâmetro baseado na suposição de que a velocidade da bolha alongada segue a máxima velocidade local do líquido u_{max} à frente da ponta da bolha, cujo valor é de aproximadamente 1,2 para escoamento turbulento completamente desenvolvido e 2 para escoamento laminar (*Hout et al., 2002*).

No caso do escoamento intermitente, onde *várias* bolhas alongadas movem-se contínua e solidariamente à fase líquida (*continuous slug flow*), é comum aproximar a velocidade média de propagação das bolhas alongadas como uma função da velocidade de mistura j_m de forma análoga à Eq. (2.21) como (*Nicklin et al., 1962*):

$$u_B = Cj_m + u_d \quad (2.22)$$

Embora a Eq. (2.22) sugira uma relação linear entre u_B e j_m , *Fabre e Liné (1992)* destacam que isto não é necessariamente verdadeiro, pois experimentos

evidenciam que o coeficiente C é função de j_m , do diâmetro D , das propriedades dos fluidos e da inclinação θ' da tubulação. Expressando essa dependência na forma adimensional, C é função do número de *Reynolds* (Re_m) e *Froude* (Fr_m) baseados na velocidade de mistura e do número de *Eötvos* (Eo) definidos como:

$$Re_m \equiv \frac{\rho_L j_m D}{\mu_L} \quad (2.23)$$

$$Fr_m \equiv \frac{j_m}{\sqrt{g' D}} \quad (2.24)$$

$$Eo \equiv \frac{\rho_L g' D^2}{\sigma} \quad (2.25)$$

onde g' é a aceleração da gravidade ligeiramente modificada, definida por conveniência como (*Fabre e Liné, 1992*):

$$g' \equiv g \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right) \cong g \quad (2.26)$$

Analisando em particular a velocidade de deslizamento u_d , dados experimentais indicam que esta é dependente do diâmetro D , da viscosidade μ_L , da diferença entre as massas específicas dos fluidos ($\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$) e da tensão superficial σ (*Fabre e Liné, 1992*). *Zukoski (1966)* foi o primeiro a reportar essa dependência na forma *adimensional* obtendo:

$$u_d = C_\infty (N_f, Eo, \theta') \sqrt{g' D} \quad (2.27)$$

onde C_∞ é outro parâmetro adimensional dependente da inclinação, do número de *Eötvos* e do denominado número de viscosidade inverso, definido como:

$$\Gamma \equiv \frac{D^{3/2} g'^{1/2} \rho_L}{\mu_L} \quad (2.28)$$

Isolando-se C_∞ na Eq. (2.27), este parâmetro pode ser interpretado fisicamente como a velocidade de deslizamento adimensional na forma:

$$C_\infty = \frac{u_d}{\sqrt{g'D}} \quad (2.29)$$

Tendo definido esses diversos parâmetros, pode-se reescrever a eq. (2.22) como:

$$u_B = Cj_m + C_\infty \sqrt{g'D} \quad (2.30)$$

Taitel e Barnea (1990) reportaram que a velocidade média de translação das bolhas alongadas u_B no escoamento intermitente geralmente é tratada separadamente para o caso *vertical*, *horizontal* e *inclinado*. O primeiro caso é onde se tem obtido mais sucesso no desenvolvimento de soluções teóricas e na sua concordância com os dados experimentais, enquanto que o último é o mais complicado. *Dumitresco (1943) apud Fabre e Liné (1992)* aplicou a teoria do escoamento potencial na configuração *vertical* obtendo o seguinte resultado *analítico* para a velocidade de deslizamento adimensional:

Vertical/analítico

$$C_\infty = \frac{u_d}{\sqrt{g'D}} = 0,351 \quad (2.31)$$

Nicklin et al. (1962) ajustaram o coeficiente C da Eq. (2.21) em seus experimentos na configuração *vertical* para um *fluido estagnado* obtendo o valor de 1,2. *Fréchou (1986) apud Silva (2007)* investigou o escoamento intermitente vertical ascendente turbulento, encontrando valores para C entre 1,1 – 1,2, e de 0,35 para C_∞ . Logo, um modelo adequado à previsão da velocidade média de ascensão das bolhas no escoamento vertical é dado por:

Vertical

$$u_B = 1,2j_m + 0,351\sqrt{g'D} \quad (2.32)$$

Para a configuração horizontal a situação ainda é pouco clara, mesmo para escoamentos mais simples como o de longas bolhas cuidadosamente injetadas numa fase líquida em movimento. Um dos mais citados trabalhos nesta área deve-se a *Bendiksen (1984)*, que investigou o movimento das bolhas alongadas numa seção de 10 m construída em *acrílico* para $-30^\circ \leq \theta' \leq 45^\circ$, e 7 m para $\theta' \geq 60^\circ$ com diâmetro interno de 24,2 mm. Testes adicionais foram realizados com $D = 19,2$ mm e $D = 50$ mm para $\theta' \leq 0^\circ$ com $L = 4$ m. Para o escoamento vertical ascendente, excelentes resultados utilizando $C = 1,2$ foram obtidos. Para o escoamento horizontal não há um valor unificado para o coeficiente C disponível na literatura: *Gregory e Scott (1969)* reportaram $C = 1,35$; *Mattar e Gregory (1974)*, $C = 1,32$; *Dukler e Hubbard (1975)* propuseram uma equação para C em função do número de *Reynolds* baseado na velocidade de líquido, obtendo $C = 1,25 - 1,28$ e mais recentemente, *Hout et al. (2002)* recomendaram $C = 1,2$, enquanto *Wang et al. (2007)*, $C = 1,028 - 1,726$. Diferentes diâmetros e comprimentos são utilizados nesses trabalhos de modo que uma explicação minuciosa de seus efeitos sobre o coeficiente C não são reportados. *Bendiksen (1984)* discutiu uma dependência de C com o número de *Reynolds* e *Froude* baseados na velocidade de líquido (Re_{uL} e Fr_{uL}), do ângulo θ' e do parâmetro de tensão superficial Σ definido como:

$$\Sigma \equiv \frac{4\sigma}{g\rho_L D^2} \approx \frac{4}{Eo} \quad (2.33)$$

Para $\theta' \geq 0^\circ$ e $Fr_{uL} \leq 3,5$, C varia de 1,00 a 1,20. Para elevados números de *Froude*, $Fr_{uL} > 3,5$, C varia de 1,19 – 1,20 (figura 2.7, a).

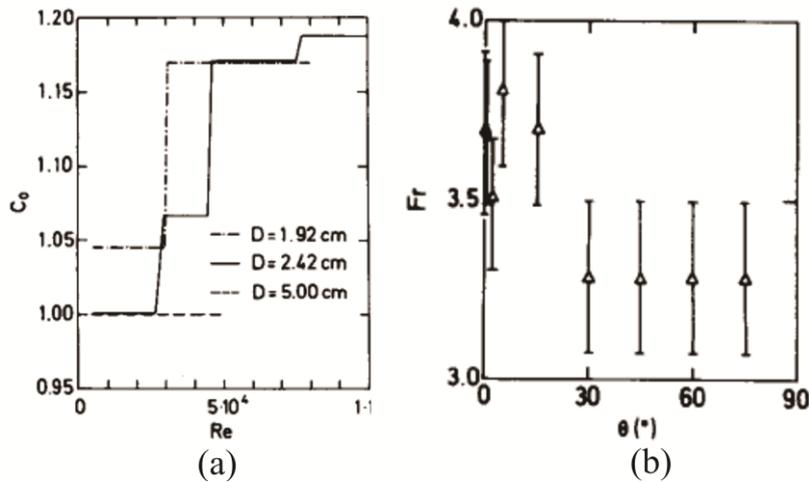


Figura 2.7 – (a) Variação do coeficiente C em função do número de Reynolds para três diâmetros distintos ($\theta' = 0^\circ$); (b) número de Froude onde a transição no valor de C ocorre *versus* ângulo de inclinação (retirado de *Bendiksen, 1984*)

Fisicamente a mudança no coeficiente C está relacionada à competição entre as forças de inércia e de gravidade no escoamento que governam a localização do nariz e do formato da bolha, quantificadas pelo número de *Froude*. Baseado em evidências fotográficas, *Bendiksen (1984)* descreveu que um “formato estabilizado para as bolhas não foi observado e a única mudança notável foi a leve oscilação radial da localização do nariz da bolha (...)”; “a transição para valores mais elevados de C é claramente relacionada à mudança da posição radial do nariz da bolha para números de *Froude* em torno de 3,5”. Para a menor velocidade de líquido, os efeitos de gravidade superam os de inércia de modo que esta posição ficou em torno de $0,75D$; já para as mais elevadas, as forças de inércia predominam, centralizando a localização da bolha. Mudanças na contribuição da velocidade de deslizamento u_d também foram observadas. Para a configuração horizontal e números de *Froude* menores que 3,5, u_d tem papel significativo, concordando razoavelmente com a teoria potencial de *Benjamim (1968)*:

Horizontal/analítico

$$C_\infty = \frac{u_d}{\sqrt{g'D}} = 0,542 \quad (2.34)$$

Para números de *Froude* maiores que 3,5, C tende para 1,2, enquanto que u_d tende para zero. Com essas discussões, as observações de *Bendiksen (1984)* geralmente são utilizadas para prever a velocidade média de translação das bolhas alongadas no escoamento intermitente através da seguinte correlação:

$$u_B = \begin{cases} 1,05 j_m + 0,542\sqrt{gD}; Fr_m < 3,5 \\ 1,20 j_m; Fr_m > 3,5 \end{cases} \quad (2.35)$$

Em 1996, *Woods e Hanratty* publicaram um estudo focado na previsão do início da formação do escoamento intermitente a velocidades superficiais de gás elevadas, onde a medida da velocidade de translação da bolha era importante. Utilizando uma tubulação grande ($D = 95,3 \text{ mm}$) com comprimento de 26,5 m e sondas condutivas, os autores observaram que no caso *limite* de velocidade superficial de gás próxima de zero, a velocidade de translação da bolha tendia para a velocidade de deslizamento u_d prevista pela teoria de *Benjamim (1968)*. Para velocidades de mistura $j_m < 3 \text{ m/s}$, a contribuição de u_d continuava importante e o coeficiente C assumia o valor de 1,1, indicando que “a baixas velocidades de mistura a bolha não viajava próximo à linha de centro do líquido a sua frente, onde $C = 1,2$ ”. Para velocidades de mistura mais elevadas, $j_m > 3 \text{ m/s}$, os dados foram correlacionados com $C = 1,2$ e $u_d = 0$, em acordo com as observações de *Bendiksen (1984)*. Baseado nesses experimentos, *Hurlburt e Hanratty (2002)* reportaram a existência de três regimes: para baixas velocidades de mistura ($j_m < 2\sqrt{gD}$) os efeitos gravitacionais predominam e $C = 1,0$; para velocidades de mistura moderadas ($2\sqrt{gD} < j_m < 3,5\sqrt{gD}$) os efeitos de inércia e gravidade são importantes, resultando em $C = 1,1$; para velocidades de mistura elevadas ($j_m > 3,5\sqrt{gD}$) os efeitos de inércia dominam por completo, resultando em $C = 1,2$, e $u_d = 0$. A seguinte correlação proposta pelos autores resumem essas observações:

$$u_B = \begin{cases} 1,0j_m + 0,542\sqrt{gD}; Fr_m < 2 \\ 1,1j_m + 0,542\sqrt{gD}; 2 < Fr_m < 3,5 \\ 1,20j_m; Fr_m > 3,5 \end{cases} \quad (2.36)$$

A contribuição da velocidade de deslizamento u_d ainda não é um consenso na literatura. Autores como *Cook e Behnia (1997)* e *Hout et al. (2002)* não sugerem sua utilização, propondo que u_B e j_m se relacionam simplesmente como: $u_B = 1,2j_m$. Estas discussões ainda são um fato de debate na literatura e maiores estudos são necessários para o esclarecimento do comportamento da velocidade média de translação das bolhas, parâmetro de suma importância para o desenvolvimento de modelos precisos (*Woods e Hanratty, 1996; Mazza et al., 2010*).

2.5.

A importância do estudo do formato da frente e da traseira da bolha alongada

A influência das observações qualitativas de *Bendixsen (1984)* a respeito da relação entre a localização do nariz e a velocidade da bolha é sentida em praticamente todos os trabalhos posteriores a sua publicação (*Mazza et al., 2010*). No entanto, uma investigação mais rigorosa desses fatos continua escassa até os dias de hoje, sobretudo devido à complexidade presente nesta região. O formato do nariz da bolha geralmente exibe uma grande curvatura, onde os efeitos de inércia e viscosidade tornam-se importantes, dificultando quaisquer abordagens. Além disso, quando o nariz da bolha se move em direção ao centro da tubulação, a velocidade do líquido em torno do nariz torna-se inerentemente tridimensional, exigindo uma abordagem experimental mais sofisticada para a sua compreensão (*Fagundes Netto et al., 1999*). *Benjamin*, em 1968, publicou um importante trabalho teórico abordando o caso de uma cavidade horizontal circular preenchida com líquido e aberta em uma das extremidades. Quando a cavidade é esvaziada, a frente de uma bolha se propaga em direção à extremidade fechada, como mostrado na figura:

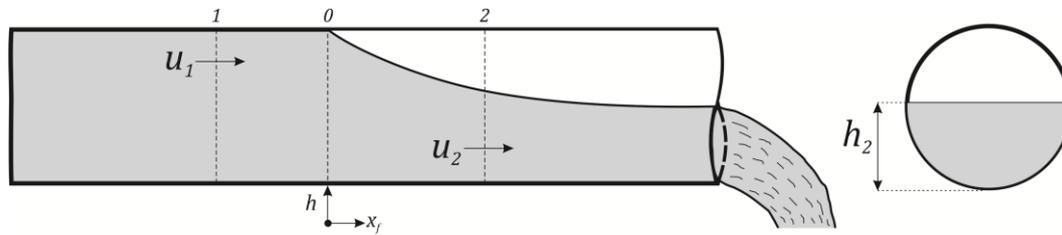


Figura 2.8 – Propagação de uma bolha de gás numa tubulação horizontal sendo esvaziada (adaptado de *Taitel e Barnea, 1990*)

Benjamin (1968) desprezou os efeitos de compressibilidade, tensão superficial e viscosidade, aplicando a equação da continuidade e o teorema de *Bernoulli* entre os pontos 1 e 2 e determinando as coordenadas que compõem o perfil da bolha como:

$$\frac{x_f}{D} = \frac{1}{4\pi(a^2 - 2ab + 4b^2)} \left\{ 3a(2-a) \ln \left(\frac{a^2 + 2abR' + 4b^2R'^2}{a^2} \right) \right. \quad (2.37)$$

$$+ 3(2b^2 - ab + a) \ln(1 - R' + R'^2) + 2(2a^2 - ab + 2b^2 - 3a) \ln(1 + R'^3)$$

$$\left. + 2\sqrt{3}(2b^2 + ab + a - 4b) \left[\sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}/2}{\sqrt{1 - R' + R'^2}} \right) - \frac{\pi}{3} \right] \right\}$$

$$\frac{h}{D} = 1 + \frac{1}{4\pi(a^2 - 2ab + 4b^2)} \left\{ 6a(2-a) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}bR'}{a + bR'} \right) \right. \quad (2.38)$$

$$+ 6(2b^2 - ab + a) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{3}R'}{R' - 2} \right)$$

$$\left. + \sqrt{3}(2b^2 + ab + a - 4b) \ln \left(\frac{(1 + R')^2}{1 - R' + R'^2} \right) \right\}$$

onde $a = 1,49$, $b = 0,85$ e R' é positivo. A velocidade do líquido em 1 e a altura do filme de líquido em 2, distante aproximadamente um diâmetro do nariz, são então determinados como:

$$u_1 \cong 0,54\sqrt{gD} \quad h_2 / D \cong 0,56 \quad (2.39)$$

Uma característica notável da solução invíscida de *Benjamin (1968)* é que o nariz da bolha toca a parte superior da tubulação.

Ruder et al. (1989) investigaram as condições necessárias para o desenvolvimento de golfadas estáveis numa tubulação com $95,3\text{ mm}$ de diâmetro a baixas velocidades superficiais de líquido e gás, propondo através de fotografias e medidas do filme de líquido com sondas condutivas, que a traseira do pistão de líquido poderia ser aproximada pelo formato da bolha invíscida de *Benjamin*. A figura a seguir ilustra uma de suas fotografias.



Figura 2.9 – Fotografia típica da traseira do pistão de líquido correspondente ao modelo de *Benjamin (1968)*, $j_G = 1,45\text{ m/s}$, $j_L = 0,3\text{ m/s}$ (retirado de *Ruder et al., 1989*, escoamento da direita para a esquerda).

Da figura 2.9 fica claro que a consideração de *Ruder et al. (1989)* é uma aproximação, já que as bolhas observadas *não* tocam o nariz na parte superior da tubulação e o valor da altura do filme de líquido é menor que $0,56D$. Os autores observaram que a quantidade de bolhas de ar dispersas no líquido aumenta com a velocidade superficial de gás e com a frequência de passagem das golfadas, sendo a “bolha distorcida pelo ar liberado do topo da traseira do pistão de líquido”. Como consequência a localização do nariz da bolha é cada vez mais distante do topo, com o formato divergindo cada vez mais da idealização de *Benjamin (1968)*.

Em 1990, *Ruder e Hanratty* estenderam o trabalho de *Ruder et al. (1989)*, com o objetivo de definir as características do padrão “bolha alongada” (*plug flow*) e entender como este padrão *transita* para o padrão “golfada” (*slug flow*) com a diminuição da velocidade superficial de gás. Baseando-se em fotografias, *Ruder e Hanratty (1990)* sugeriram dois critérios para a transição baseados no formato da frente da golfada: o primeiro é o aparecimento de um salto hidráulico com aparência semelhante a uma escada (*staircase hydraulic jump*, figura 2.10-a); e o segundo, é o aparecimento de um bolsão de ar simétrico, com frente e traseira semelhantes a uma bolha (figura 2.10-b).

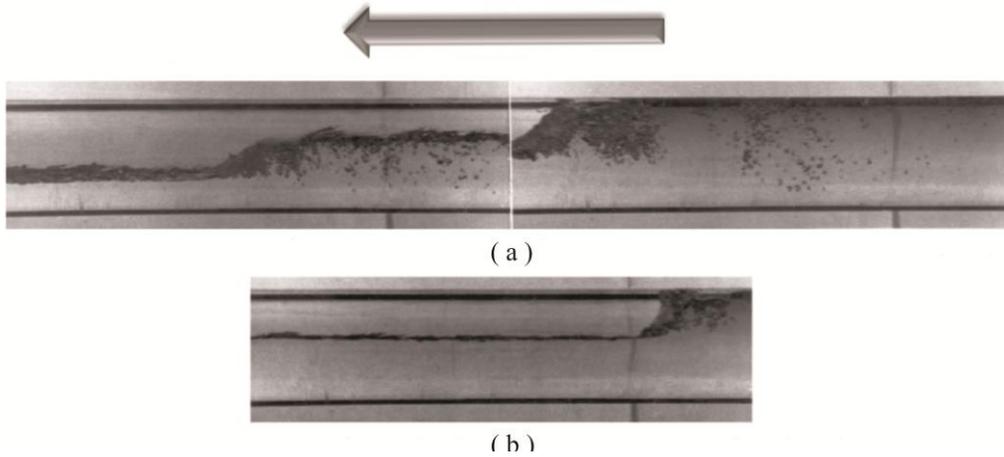


Figura 2.10 - Formatos típicos do salto hidráulico observados por *Ruder e Hanratty (1990)*: (a) $j_L = 0,95 \text{ m/s}$, $j_G = 0,6 \text{ m/s}$; (b) $j_L = 0,95 \text{ m/s}$, $j_G = 1,45 \text{ m/s}$.

No escoamento “golfada”, a característica típica é o pistão de líquido aerado, com uma frente com intensa mistura formando um ângulo agudo com o filme de líquido (figura 2.11 - a). “A principal influência do pistão aerado é que a bolha apresenta-se cada vez mais afastada do topo”. Esta última afirmação pode ser vista claramente na fotografia de *Nikolaos Andritsos apud Ruder et al. (1990)* num diâmetro de $25,4 \text{ mm}$ (figura 2.11 - b) - infelizmente as velocidades superficiais não foram informadas.

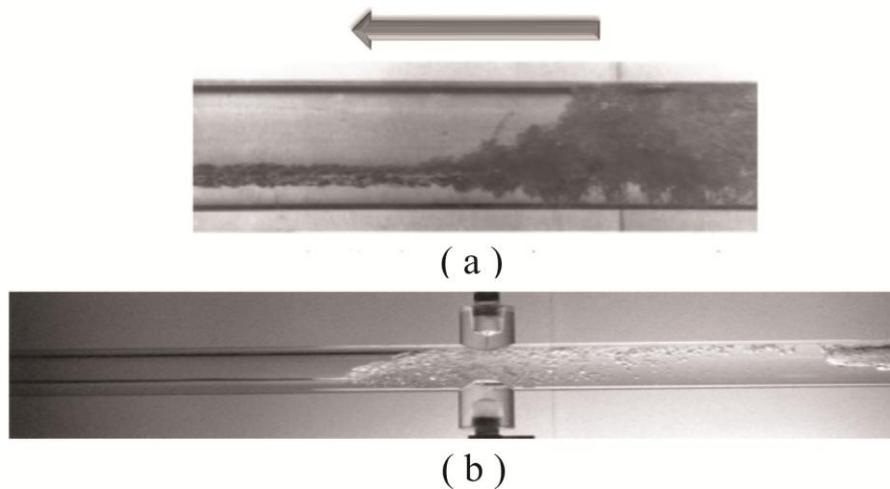


Figura 2.11 – (a) Fotografia típica da frente do pistão de líquido, $D = 95,3 \text{ mm}$, $j_L = 0,95 \text{ m/s}$, $j_G = 1,45 \text{ m/s}$ (retirado de *Ruder e Hanratty, 1989*) (b) frente e traseira típicas do pistão de líquido, $D = 25,4 \text{ mm}$ (retirado de *Ruder et al., 1990*).

Em 1999, *Fagundes Netto et al.*, apresentaram estudos teóricos e experimentais do formato das bolhas alongadas no escoamento intermitente, utilizando uma seção de testes com diâmetro de 53 mm e 90 m de comprimento, onde longas bolhas de ar eram injetadas isoladamente (*single elongated bubbles*) numa fase líquida contínua, sendo as medidas realizadas através de sondas condutivas. Para o modelo proposto, os autores dividiram a região de estudo em quatro: o nariz da bolha (*nose*), modelado pela teoria de *Benjamin (1968)*; o corpo (*body*); o salto hidráulico (*hydraulic jump*); e a traseira (*tail*). Foram observadas mudanças, especialmente no formato da frente e da traseira da bolha, com o aumento da velocidade de líquido. Somente para baixas velocidades de líquido o formato do nariz da bolha era semelhante ao modelo de *Benjamin (1968)*, enquanto que para as mais elevadas, pequenas bolhas dispersas foram observadas ao longo do pistão de líquido, cujo formato do salto hidráulico nem sempre era semelhante ao aspecto de escada observado por *Ruder e Hanratty (1990)*. O comprimento do salto hidráulico observado por *Fagundes Netto et al. (1999)* variou entre $0,7D$ e $1,3D$, sendo assumido no modelo um comprimento igual ao do nariz da bolha de $1D$. A figura a seguir ilustra a evolução do formato da frente e da traseira da bolha observados por *Fagundes Netto et al. (1999)* com o aumento da velocidade de líquido.

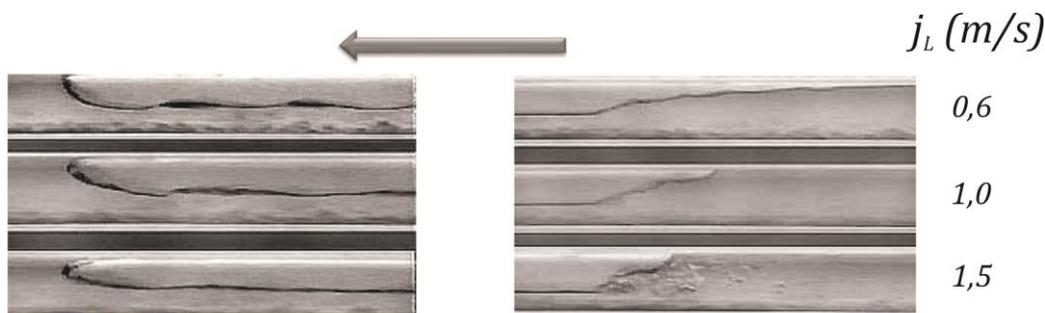


Figura 2.12 – Evolução do formato da frente e da traseira da bolha com o aumento da velocidade de líquido (adaptado de *Fagundes Netto et al., 1999*).

Baseados no modelo e nos dados experimentais, *Fagundes Netto et al. (1999)* observaram que o formato de escada do salto hidráulico na transição do padrão “bolha alongada” para “golfada” só ocorre para números de *Froude* baseados na velocidade de líquido menores que um . Para números de *Froude* entre um e $três$, a existência do formato de escada está associada ao comprimento do corpo da bolha. Com essas observações, os autores propuseram um mapa de

transição, ilustrado na figura 2.13: “quando a velocidade de mistura é menor que o valor dado pela curva (A), o formato de escada é sempre observado; quando é maior que o valor dado pela curva (B), nunca é observado; e entres as curvas (A) e (B), a linha de transição (C) depende do comprimento do corpo da bolha” (Fagundes Netto et al., 1999).

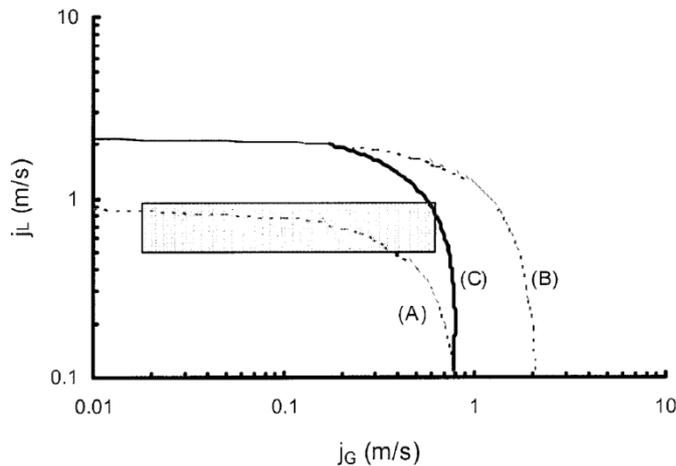


Figura 2.13 – Transição entre os padrões “bolha alongada” e “golfada” para $D = 95,3 \text{ mm}$ e $L_S = 32D$. O retângulo denota os experimentos de Ruder e Hanratty (1990) (retirado de Fagundes Netto et al., 1999).

2.6. Comprimento do pistão de líquido

Uma estimativa do comprimento do pistão de líquido é importante principalmente por três razões: primeiro, modelos estacionários como os de Dukler e Hubbard (1975) requerem uma estimativa desse comprimento como uma equação auxiliar de fechamento; segundo, modelos transientes necessitam de uma validação experimental para os valores previstos; e por último, é informação indispensável no projeto de equipamentos diversos como separadores, trocadores de calor, etc.

É amplamente discutido na literatura que o comprimento do pistão de líquido é uma função da distância axial ao longo da seção: no início quando, recém formados, eles se apresentam curtos, eventualmente decaindo ou evoluindo ao longo da seção de testes (Nydal et al., 1992; Ujang et al., 2006; Zoetweij, 2007; Kadri et al., 2009).

Por constituir um escoamento inerentemente estocástico, o comprimento dos pistões apresenta valores distribuídos ao redor de um valor médio. Como discutido por *Woods et al. (2006)*, são observadas amplas faixas de comprimentos de pistões. Uma medida desse espalhamento é a razão entre o desvio padrão e o valor médio da distribuição de comprimento de pistões, denominado coeficiente de variação, *C.V.*, e formalmente definido na seção 4.3.2. *Woods (1998)* observou um coeficiente de variação em torno de 35 %, *Nydal et al. (1992)* observaram 37 % e *Saether et al. (1990) apud Woods et al. (2006)* observaram 26 %.

Quanto ao formato da distribuição, *Ujang et al. (2006)* utilizaram testes estatísticos rigorosos para a determinação da distribuição que melhor descreve o comportamento aleatório deste parâmetro, identificando a distribuição *lognormal* como a mais adequada para a ampla maioria dos casos, especialmente quando o escoamento intermitente encontra-se desenvolvido. Este resultado é praticamente uma unanimidade reportada na literatura. Já quanto ao valor médio dos comprimentos de pistões observados ainda não há um total consenso. Um dos trabalhos mais citados nesta área deve-se a *Nydal et al. (1992)*, que através de uma ampla investigação estatística do escoamento intermitente, utilizando uma seção de testes com comprimento de 17 m e diâmetros internos de 53 mm e 90 mm, observaram um comprimento médio praticamente insensível as variações das velocidades superficiais das fases, encontrando-se na faixa de 15D-20D para $D = 53 \text{ mm}$ e de 12D-16D para $D = 90 \text{ mm}$. Mais recentemente, *Kadri et al. (2009)*, utilizando uma seção de testes com comprimento de 137 m e diâmetro interno de 52 mm, propuseram um modelo para a previsão do crescimento dos pistões. Baseado em dados experimentais, os autores identificaram que a baixas velocidades superficiais de líquido e principalmente de gás existe um sub-regime no escoamento intermitente caracterizado pela existência de longos pistões (*long slugs*), geralmente maiores que 40D e a velocidades mais elevadas, os pistões são mais curtos, apresentando valores menores que 40D (*hydrodynamic slugs*). A figura ilustra o mapa de regimes identificados por *Kadri et al. (2009)*.

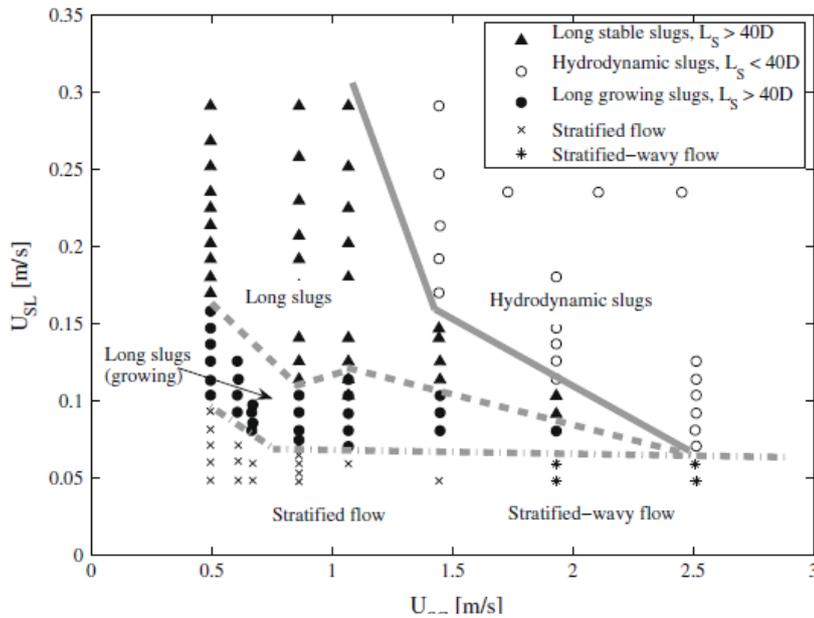


Figura 2.14 - Mapa de regimes identificados por Kadri *et al.* (2009) para escoamento água-ar, $D = 52 \text{ mm}$. (retirado de Kadri *et al.*, 2009)

A figura 2.15 a seguir, apresenta alguns dos resultados previstos pelo modelo de crescimento proposto por Kadri *et al.* (2009) comparados com resultados experimentais do comprimento médio dos pistões em função da variação da velocidade superficial de gás.

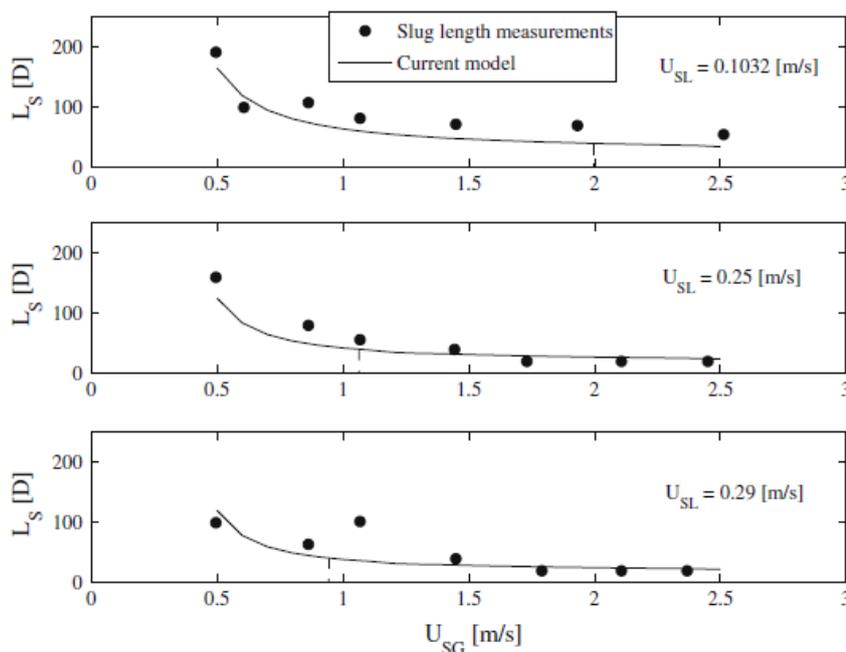


Figura 2.15 - Resultados previstos e medidas do comprimento médio dos pistões de líquido obtidas por Kadri *et al.* (2009) (retirado de Kadri *et al.*, 2009)

2.7.

Frequência de passagem dos pistões de líquido

Para o dimensionamento de equipamentos é importante estimar não somente o comprimento médio dos pistões de líquido, mas também o número de pistões que passam na tubulação por unidade de tempo, cujo inverso é, por definição, a frequência de passagem. Não obstante, o conhecimento da frequência também pode ser utilizado como equação auxiliar de fechamento em modelos estacionários (*Dukler e Hubbard, 1975, Taitel e Barnea, 1990*).

Segundo *Ujang et al. (2006)*, a formação dos pistões de líquido é um fenômeno dependente da distância axial a partir da entrada, onde pistões curtos e de alta frequência são formados com maior intensidade. Suficientemente longe da entrada, um comprimento estabilizado pode ser atingido, resultando numa frequência média com valor praticamente independente da localização da medição. Novamente por constituir um fenômeno de natureza estocástica, a frequência apresenta uma distribuição de valores ao redor de uma média, sendo o formato da distribuição geralmente bem descrita por uma *lognormal* (*Ujang et al., 2006*).

É amplamente confirmado na literatura que a frequência média de passagem dos pistões é uma função da velocidade superficial de líquido, enquanto que a dependência com a velocidade superficial de gás ainda é um motivo de debate. *Woods et al. (2006)*, utilizando uma seção com 20 m de comprimento e diâmetros internos de 95 mm e 76,3 mm observaram um aumento da frequência com o incremento da velocidade superficial de líquido e também com o incremento da velocidade superficial de gás para $j_G < 4$ m/s. Para velocidades superficiais de gás acima deste valor, foi observado uma diminuição da frequência com o aumento da velocidade superficial de gás, apresentando um mínimo ao redor de $j_G = 4$ m/s. *Wang et al. (2007)*, utilizando uma seção de testes com 133 m de comprimento e diâmetro interno de 50 mm, observaram uma dependência fraca da frequência com a variação da velocidade superficial de gás, não sendo observada uma frequência mínima em torno de $j_G = 4$ m/s. A dependência predominante da frequência em relação à velocidade superficial de líquido foi confirmada pelos autores. A *figura 2.16* ilustra o comportamento da frequência com a variação das velocidades superficiais de cada fase obtidas por *Woods et al. (2006)* e *Wang et al. (2007)*.

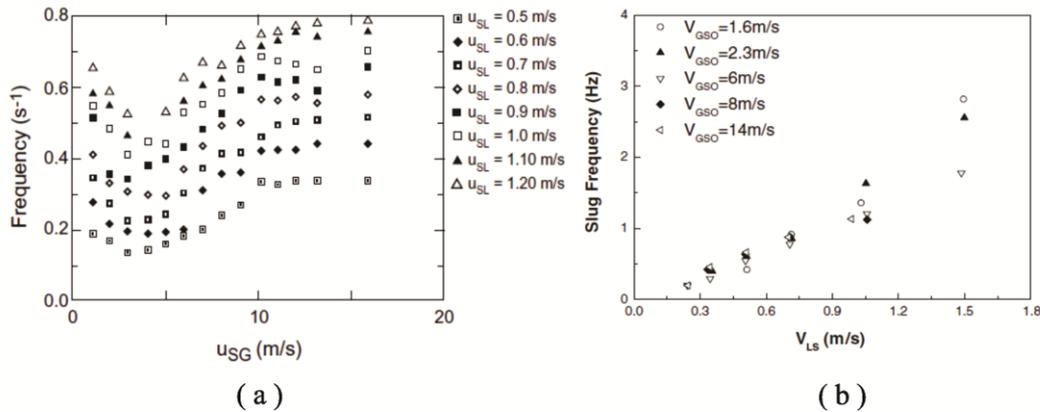


Figura 2.16 - Comportamento da frequência média com a variação da velocidade superficial de líquido e de gás. Experimentos de (a) *Woods et al. (2006)* e (b) *Wang et al. (2007)*.

Fossa et al. (2003) e *Woods et al. (2006)* discutiram que o comportamento da frequência torna-se praticamente independente do diâmetro quando adimensionais apropriados são utilizados. *Fossa et al. (2003)* desenvolveram uma correlação baseada no denominado número de *Strouhal* St e na *fração de volume de líquido*, ou *holdup* de líquido, λ_L , na seguinte forma:

$$St \equiv \frac{f_s D}{j_G} = \frac{a_1 \lambda_L}{1 + a_2 \lambda_L + a_3 \lambda_L^2} \quad (2.40)$$

$$\lambda_L \equiv \frac{j_L}{j_L + j_G} = \frac{j_L}{j_m} \quad (2.41)$$

onde $a_1 = 0,044$, $a_2 = -1,71$ e $a_3 = 0,70$. *Wang et al. (2007)* confirmaram experimentalmente a boa concordância da correlação de *Fossa et al. (2003)* numa seção longa, com comprimento de 133 m e diâmetro interno de 50 mm . A figura 2.17 ilustram os resultados obtidos por *Fossa et al. (2003)*.

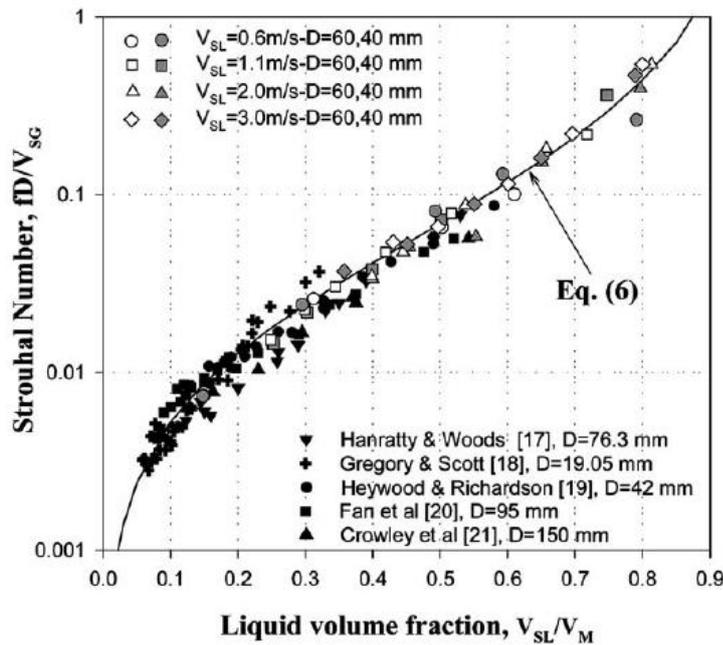


Figura 2.17 - Comportamento da frequência adimensional com resultados de vários autores para diversos diâmetros. (retirado de *Fossa et al., 2003*)

Woods et al. (2006) observaram que os efeitos da variação da velocidade superficial de líquido e da variação do diâmetro podem ser grosseiramente previstos adimensionalizando a frequência como $f_s D / j_L$ (análogo ao número de *Strouhal*) e variando a fração de volume de líquido λ_L . Um valor de $f_s D / j_L \approx 0,05$ aproximou grosseiramente a maioria dos dados numa variedade de diâmetros.

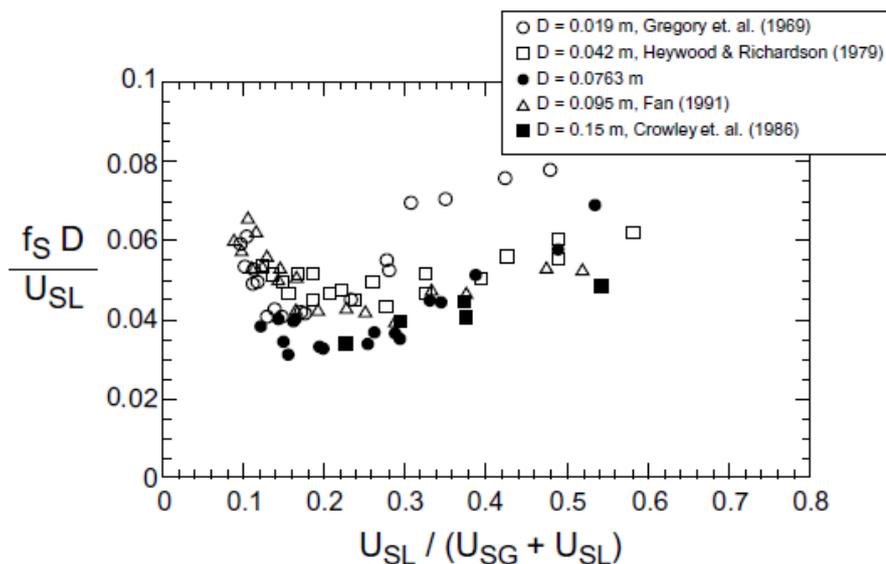


Figura 2.18 - Medida da frequência adimensional para vários diâmetros (retirado de *Woods et al., 2006*).

2.8. Comprimento da bolha alongada

Discussões profundas a respeito dos mecanismos físicos que governam o comportamento do comprimento da bolha alongada ainda são escassas na literatura. Uma das raras exceções deve-se ao trabalho de *Fagundes Netto et al. (1999)*, que como discutido na *seção 2.5*, desenvolveram um amplo estudo numéricos e experimental a respeito do formato das bolhas alongadas e sua relevância na transição do escoamento intermitente. Uma das principais colaborações deste trabalho foi o desenvolvimento de um modelo analítico capaz de prever a espessura do filme de líquido ao longo do comprimento da bolha e a posição precisa da localização do salto hidráulico. Quanto à distribuição estocástica do comprimento da bolha alongada, segundo *Grenier (1997) apud Fagundes Netto et al. (1999)*, a distribuição apresenta uma simetria, indicando que o uma distribuição *normal* geralmente é adequada para descrever o comportamento aleatório deste parâmetro. Quanto ao comportamento do valor médio do comprimento da bolha alongada, *Wang et al. (2007)* observaram que este parâmetro é dependente, predominantemente, da velocidade superficial de gás, apresentando um comportamento crescente com o incremento desta velocidade. A *figura 2.19* ilustra os resultados obtidos por *Wang et al. (2007)*.

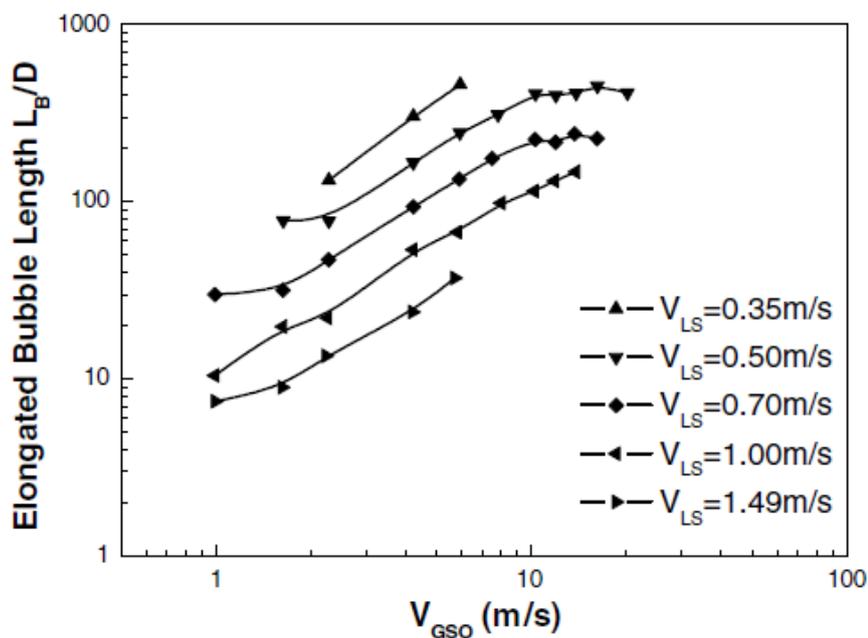


Figura 2.19 - Comportamento do comprimento médio da bolha alongada com a variação da velocidade superficial de gás para várias velocidades superficiais de líquido (retirado de *Wang et al., 2007*)

Como pode ser observado na *figura 2.19*, o comprimento médio da bolha alongada pode atingir valores consideráveis, próximos a $500D$, sobretudo para baixas velocidades superficiais de líquido. Por este motivo, geralmente este parâmetro é estudado em seções longas. *Wang et al. (2007)* utilizaram uma seção de testes com 133 m de comprimento e diâmetro interno de 50 mm , enquanto que *Fagundes Netto et al. (1999)* utilizaram uma seção com 90 m de comprimento e diâmetro interno de 53 mm . Por utilizar uma seção curta com comprimento de aproximadamente 20 m e baixas velocidades superficiais de líquido ($j_L = 0,2 - 0,5\text{ m/s}$), um estudo detalhado deste parâmetro não foi o foco deste trabalho. Entretanto, quando este parâmetro apresentava valores considerados adequados para o comprimento da seção de testes utilizada, eles foram apresentados, possibilitando futuras comparações com modelos numéricos ou outros experimentos em seções mais longas.

O presente trabalho tem como objetivo a investigação do comportamento de diversos parâmetros estatísticos do escoamento intermitente na região de transição entre os padrões de "bolha alongada" e "golfada", sendo os resultados obtidos comparados com os dados provenientes da revisão bibliográfica realizada. Em sequência, as mudanças no formato da frente e da traseira são analisados de forma quantitativa, através do desenvolvimento de procedimentos de processamento das imagens provenientes do escoamento através de uma técnica óptica. Uma importante lacuna como a captura da mudança da localização do nariz da bolha alongada em função da competição entre as forças de gravidade e inércia é abordada.