Referências Bibliográficas

AL SAFRAN, E.; SARICA, C.; ZHANG, H.–Q.; BRILL, J., 2005. Investigation of slug flow characteristics in the valley of a hilly–terrain pipeline. Int. J. Multiphase Flow 31,337–357.

ANDREUSSI, P.; BENDIKSEN, K.; NYDAL, O.J., 1993. Void distribution in slug flow. Int. J. Multiphase Flow 19, 817–828.

ANDRITSOS, N.; HANRATTY, T.J., 1987. Interfacial instabilities for horizontal gas liquid flows in pipelines. Int. J. Multiphase Flow 13, 583–603.

BARNEA, D.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y., 1980. Flow–pattern transition for gas–liquid flow in horizontal and inclined pipes. Int. J. Multiphase Flow 6, 217–225.

BARNEA, D.; BRAUNER, N., 1985. Hold–up of the liquid slug in two–phase intermittent flow. Int. J. Multiphase Flow 11, 43–49.

BARNEA, D., 1986. A uniffied model for predicting flow–pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. Int. J. Multiphase Flow 13, 1–12.

BARNEA, D.; TAITEL, Y., 1993. A model for slug length distribution in gas–liquid slug flow. Int. J. Multiphase Flow 19, 829–838.

BARNEA, D., TAITEL, Y., 1994. Interfacial and structural stability of separated flow. Int. J. Multiphase Flow 20, 387–414.

BANERJEE, S., 2002. Multifield Models, Short Courses Modelling and Computation of Multiphase Flows, Part I, Zurich, Switzerland.

BENDIKSEN, K.H.; ESPEDAL, M., 1992. Onset of slugging in horizontal gas–liquid pipe flow. Int. J. Multiphase Flow 18, 237–247.

BENDIKSEN, K.H.; BRANDT, I.; JACOBSEN, K.A.; PAUCHON, C., 1987. Dynamic simulation of multiphase transportation systems. Multiphase Flow Technology and Conseqences for Field Development Forum, Stavanger, Norway.

BENDIKSEN, K.H.; MALNES, D.; STRAUME, T.; HEDNE, 1990. A non–diffusive numerical model for transient simulation of oil–gas transportation systems. Euro Sim. Multiconf., Nurembergue, 10–13 June.

BENDIKSEN, K.H.; MALNES, D.; MOE, R.; NULAND, S., 1991. The dynamic two–fluid model OLGA: theory and application. SPE Prod. Eng. 6, 171–180.

BENDIKSEN, K.H.; MALNES, D.; NYDAL, O.J., 1996. On the modelling of slug flow. Chem. Eng. Commun. 141–142, 71–102.

BOE, A., 1981. Severe slugging characteristics. Sel. Top Two–Phase Flow, NTH, Trondheim, Norway.

BONIZZI, M., 2003 Transient one–dimensional modelling of multi–phase slug flows. Ph.D. Thesis, Imperial College, University of London.

BONIZZI, M.; ISSA, R.I., 2003. A model for simulating gas bubble entrainment in two–phase horizontal slug flow. Int. J. of Multiphase Flow 29, 1685–1717.

BONIZZI, M.; ISSA, R.I., 2003. On the simulation of three–phase slug flow in nearly horizontal pipes using the multi–fluid model. Int. J. of Multiphase Flow 29, 1719–1747.

COOK, M.; BEHNIA, M., 2000. Slug length prediction in near horizontal gas–liquid intermittent flow. Chem. Eng. Sci. 55, 2009–2018.

COURANT, R.; LAX, P., 1949.Comm. Pure Appl. Math, 2, 255.

CHUN, M. H. & SUNG, C. K., 1996. Onset of slugging criterion based on characteristics and stability analyses of transient one–dimensional two–phase flow equations of the two fluid model. Int. Comm. Heat Mass Transfer 23, 473–484.

DE HENAU, V.; RAITHBY, G.D., 1994. A study of terrain–induced slugging in two–phase flow pipelines. Int. J. Multiphase Flow 21, 365–379.

DE HENAU, V.; RAITHBY, G.D., 1995a. A transient two–fluid model for the simulation of slug flow in pipelines: I. Theory. Int. J. Multiphase Flow 21, 335–349.

DE HENAU, V.; RAITHBY, G.D., 1995b. A transient two–fluid model for the simulation of slug flow in pipelines: II.Validation. Int. J. Multiphase Flow 21, 351–363.

DELHAYE, J.M., 1974. Jump conditions and entropy sources in two–phase systems. Local instant formulation. Int. J. Multiphase Flow 1, 395–409.

DREW, D.A.; 1983. Mathematical modeling of two–phase flow. Ann. Rev. Fluid. Mech. 15, 261–291.

DUKLER, A.E.; FABRE, J., 1992. Gas–liquid slug flow–knots and loose ends. 3rd International Workshop Two–Phase Flow Fundamentals, Imperial College.

DUKLER, A.E.; HUBBARD, M.G., 1975. A model for gas–liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes. Ind. Eng. Chem. Fund. 14, 337–345.

ESPEDAL, M.; BENDIKSEN, K.H., 1989. Onset of instabilities and slugging in horizontal and near–horizontal gas–liquid flow. European Two–Phase Flow Group Meeting, Paris, May 9–June 1, paper G4, pp. 1–30.

FAN, Z.; LUSSEYRAN, F.; HANRATTY, T.J., 1993a. Initiation of slugs in horizontal gas–liquid flows. AIChE Journal 39, 1741–1753.

FAN, Z.; RUDER, Z.; HANRATTY, T.J.; 1993b. Pressure profiles for slugs in horizontal pipes. Int. J. Multiphase Flow 19, 421–437.

FABRE, J.; LINÉ, A., 1992. Modeling of two–phase slug flow. Ann. Rev. Fluid Mech. 24, 21–46

FABRE, J.; FERSCHNEIDER, G.; MASBERNAT, L., 1983. Intermittent gas liquid flow modelling in horizontal or weakly inclined pipes. International Conference on Physical Modelling for Multiphase Flow, Coventry, pp. 233–254.

FAGUNDES NETTO, J.R.; FABRE, J.; PÉRESSON, L., 2001. Bubble–bubble interaction in horizontal two–phase flow. J. Braz. Soc. Mech. Sci. Vol. 23, No.4, pp. 463–470.

FAILLE, I.; HEINTZÉ, E., 1999. A rough finite volume scheme for modelling two–phase flow in a pipeline. Computers & Fluids 28, 213–241.

FERSCHNEIDER, G., 1983. Ecoulements gaz–liquide à poches et à bouchons en conduite. Rev. Inst. Fr. Pét. 38, 153–182.

FJELDE, K.K. ; KARLSEN, K.H., 2002. High–resolution hybrid primitive–conservative upwind schemes for the drift–flux model. Computers & Fluids 31, 335–367.

GOMEZ, L.E.; SHOHAM, O.; SCHMIDT, Z.; CHOKSHI, R.N.; BROWN, A.; NORTHUG, T., 1999. A unified mechanistic model for steady–state two–phase flow in wellbores and pipelines. SPE Annual Technological Conference Exhibition, Houston, Texas, USA, SPE 56520, pp. 307–320.

GREGORY, G.A.; SCOTT, D.S., 1969. Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal cocurrent gas–liquid slug flow. AIChE Journal 15, 933 – 935.

GRESKOVICH, E.J.; SCHRIER, A.L., 1972. Slug frequency in horizontal gas–liquid slug–flow. Eng. Chem. Process Des. Dev. 11, 317 – 318.

HAND, N.P., 1991. Gas–liquid co–current flow in a horizontal pipe. Ph.D. Thesis, Queen`s University Belfast.

HAND, N.P.; SPEDDING, P.L., 1991. Horizontal gas–liquid flow at close to atmospheric conditions. Chemical Eng. Science 48, 2283–2305.

HENRIOT, V.; PAUCHON, C.; DUCHET–SUCHAUX, P. LEIBOVIC, C.F., 1997. TACITE: contribution of fluid composition tracking on transient multiphase flow. Proceedings of the 1997 Offshore Technology Conference. Houston, Texas.

HENRIOT, V.; DURET, E.; HEINTZÉ, E. COURBOT, A., 2002. Multiphase production control: application to slug flow. Oil & Gas Science and Technology – Revue de l´Institut Français du Pétrole, Vol. 57, 1, p. 87–98.

HERVIEU, E.; SELEGHIM Jr., P., 1999. Direct imaging of two–phase flows by electric impedance measurements. 1st World Congress on Industrial Tomography, Buxton, Greater Manchester.

HETSRONI, G., 2002. Flow Regimes, Pressure Drop and Void Fraction. Short Courses: Modelling and Computation of Multiphase Flows, Part I, Zurich, Switzerland.

ISHII, M., 1975. Thermo–Fluid Dynamic Theory of Two–Phase Flow. Eyrolles, Paris.

ISHII, M.; MISHIMA, K., 1984. Two–fluid model and hydrodynamic constitutive relations. Nucl. Eng. Des., 107–126.

ISSA, R.I., 1986. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator–splitting. J. Comp. Phys., Vol. 62, pp. 40–65

ISSA, R.I.; WOODBURN, P., 1998. Numerical prediction of instabilities and slug formation in horizontal two–phase flows. 3rd International Conference on Multiphase Flow, ICMF98, Lyon, France.

ISSA, R.I.; KEMPF, M.H.W., 2003. Simulation of slug flow in horizontal and nearly horizontal pipes with the two–fluid model. Int. J. of Multiphase Flow 29, 69–95.

ISSA, R.I., 2005. Comunicação pessoal.

JANSEN, F.E.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y., 1996. The elimination of severe slugging. Int. J. Multiphase Flow 22, 1055–1072.

JEPSON, W.P.; 1989. Modelling the transition to slug flow in a horizontal conduit. Can. J. Chem. Eng. 67, 731–740.

JONES, V.; PROSPERETTI, A., 1985. On the suitability of first–order differential models for two–phase flow prediction. Int. J. Multiphase Flow 11, 133–148.

KORDYBAN, E.S.; RANOV, T., 1970. Mechanism of slug formation in horizontal tubes. J. Basic Eng. TASME, 857–864.

KURU, W.C.; SANGALLI, M.;UPHOLD, D.D.; McCREADY, M.J., 1995. Linear stability of stratified channel flow. Int. J. Multiphase Flow 21, 733–753.

LIN, P.Y.; HANRATTY, T.J., 1986. Prediction of the initiation of slugs with linear stability theory. Int. J. Multiphase Flow 12, 79–98.

LINÉ, A., 1983. Ecoulement intermittent de gaz et de liquide en conduite verticale. Thèse Institute Nationale Polytechnique, Toulouse.

LUNDE, O.; ASHEIM, H., 1989. An experimental study of slug stability in horizontal flow. 4th International Multiphase Flow Conference, Nice, France, 19–21 June, pp. 419–430.

LYCZKOWSKI, R.W.; GIDASPOW, D.; SOLBRIG, C.W.; HUGHES, E.D., 1978.Characteristics and stability analyses of transient one–dimensional two–phase flow equations and their finite difference approximations. Nucl. Sci. Eng., 66, 378–396.

MALISKA, C.R., 1981. A solution method for three–dimensional parabolic fluid flow problems in nonorthogonal coordinates, Ph.D. Thesis, University of Waterloo.

MISHIMA, K.; ISHII, M., 1986. Theoretical prediction of onset of horizontal slug flow. J. Fluids Eng. 102, 441–444.

MOISSIS, R.; GRIFFITH, P., 1962. Entrance effects in two–phase slug flow. J. Heat Transfer 84, 29–39.

NO, H.C.; KAZIMI, M.S., 1985. Effects of virtual mass on the mahematical characteristics and numerical stability of the two–fluid model. Nucl. Sci. Eng., 89, 197–206.

NYDAL, O.J.; BANERJEE, S., 1996. Dynamic slug tracking simulations for gas–liquid flow in pipelines. Chem. Eng. Commun. 141–142, 13–39.

NYDAL, O.J.; ANDREUSSI, P., 1991. Gas entrainment in a long liquid slug advancing in a near horizontal pipe. Int. J. Multiphase Flow 17, 179–189.

OLIVERA, P.J.; ISSA, R.I., 2003. Numerical aspects of an algorithm for the Eulerian simulation of two–phase flow, Int. J. Num. Meth. Fluids 43:1177–1198.

ORTEGA MALCA, Arturo Jesús, 2004. Análise do Padrão Slug em Tubulações Horizontais Utilizando o Modelo de Dois Fluidos, Dissertação de Mestrado, Dept. Engenharia Mecânica, PUC–RJ.

PATANKAR, 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation.

PRESS, W.H. et al., 1992. Numerical recipes in Fortran. The art of scientific computing. Cambridge University Press. Second edition.

RAMSHAW, J.D.; TRAPP, J.A., 1978. Characeristics, stability and short–wavelength phenomena in two–phase flow equation systems. Nuclear Science and Engineering, 66, 93 – 102.

RICHTMYER, R.D.; MORTON, K.W., 1967. Difference Methods for Initial–Value Problems, 2nd Ed., pp. 351 – 360 Wiley–Interscience, Inc., New York.

RUDER, Z.; HANRATTY, P.J.; HANRATTY, T.J., 1989. Necessary conditions for the existence of stable slugs. Int. J. Multiphase Flow 15, 209–226.

SCHMIDT, Z.; DOTY, D.R.; DUTTA–ROY, K., 1985. Severe slugging in offshore pipeline riser–pipe systems. Soc. Pet. Eng. J., 27–38.

SHEMER, L., 2003. Hydrodynamic and statistical parameters of slug flow. Int. J. Heat and Fluid Flow 24, 334–344.

SPEDDING, P.L.; HAND, N.P., 1997. Prediction in stratified gas–liquid co–current flow in horizontal pipelines. Int. J. Heat Mass Transfer 40, 1923–1935.

STEWART, H.B., 1979. Statblity of two–phase flow calculations using two–fluid models. J. Comp. Phys., 33, 259 – 270.

STEWART, H.B.; WENDROFF, B., 1984.Two–phase Flows: models and methods. J. Comp. Phys., 56, 363 – 409.

STRAUME, T.; NORDSVEEN, M.; BENDIKSEN, K., 1992. Numerical simulation of slugging in pipelines. Multiphase Flow Wells Pipelines, 144.

STUHMILLER, J.H., 1977.The influence of interfacial pressure forces on the character of two–phase flow equations. Int. J. Multiphase Flow 3, 551 – 560.

TAITEL, Y.; DUKLER, A.E., 1976. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas–liquid flow. AIChE Journal. 22, 47–55.

TAITEL, Y.; DUKLER, A.E., 1977.A model for slug frequency during gas–liquid flow in horizontal and near horizontal pipes. Int. J. Multiphase Flow 3, 585 – 596.

TAITEL, Y.; BARNEA, D., 1990. Two–phase slug flow. Adv. Heat Transfer 20, 83–132.

TAITEL, Y., 1995. Advances in two–phase flow mechanistic modelling. Society of Petroleum Engineers, 22959.

TAITEL, Y.; SARICA, C.; BRILL, J.P., 2000. Slug flow modelling for downward inclined pipe flow: theoretical considerations. Int. J. Multiphase Flow 26, 833–844.

TRONCONI, E., 1990. Prediction of slug frequency inhorizontal two–phase slug flow. AIChE Journal, 36, 701 – 709.

VERNIER, P.; DELHAYE, J., 1968. General two–phase flow equations applied to the thermodynamics of boiling nuclear reactors. Energ. Primarie 4, 1–43.

WALLIS, G.B., 1969. One–dimensional Two–phase Flow. McGraw–Hill, New York.

WATSON, M., 1989. Wavy stratified flow and the transition to slug flow. 4th International Multiphase Flow Conference, Nice, France, 19–21 June, paper G3.

WOODBURN, P.; ISSA, R.I., 1998. Well–posedness of one–dimensional transient, two–fluid models of two–phase flows. International Conference on Multiphase Flow, ICMF98, Lyon, France.

WOODS, B.D.; HURLBURT, E.T.; HANRATTY, T.J., 2000. Mechanism of slug formation in downwardly inclined pipes. Int. J. Multiphase Flow 26, 977–998.

ZHENG, G.; BRILL, J.P.; TAITEL, Y., 1994. Slug flow behavior in a hilly terrain pipeline. Int. J. Multiphase Flow 20, 63–79.

APÊNDICE A

As equações de conservação apresentadas na seção (3.1) para o Modelo de Dois Fluidos são válidas apenas ao longo das fases líquida e gasosa, mas não na interface entre elas. Assim, é preciso escrever equações de conservação também para a região da interface e desenvolver expressões de fechamento que façam possível o acoplamento entre as fases. Como no presente trabalho, não há transferência de massa entre líquido e gás, é necessário apenas o fechamento para a quantidade de movimento.

As equações apresentadas no Capítulo 3 já incluem a hipótese de que não há um salto na tensão cisalhante através da interface, uma vez que o atrito interfacial é considerado o mesmo nas equações de quantidade de movimento para líquido e gás. Por outro lado, pode–se representar o balanço das tensões normais em um volume de controle, com espessura tendendo a zero, envolvendo a interface da seguinte maneira (Delhaye,1974):

$$p_{iG} - p_{iL} = \frac{\sigma}{R} \tag{A.1}$$

onde p é a pressão, σ é a tensão interfacial, R é o raio de curvatura da interface, G e L se referem aos fases gasosa e líquida e i a interface. Esta equação é conhecida como equação de *Laplace*.

A curvatura no ponto P da interface pode ser obtida a partir da taxa de variação do ângulo θ ao longo de s (Figura A.1):

$$\kappa = \frac{d\theta}{ds} \tag{A.2}$$

Uma vez que a curvatura do círculo osculador da interface em P vale $1/R$, tem–se que

$$\kappa = \frac{1}{R} \tag{A.3}$$

Pode–se ainda escrever, para o ponto P:

$$\tan\theta = \frac{\partial h_L}{\partial x} \therefore \frac{d(\tan\theta)}{d\theta}\frac{d\theta}{dx} = \sec^2\theta\frac{d\theta}{dx} = \frac{\partial^2 h_L}{\partial x^2} \qquad \text{(A.4)}$$

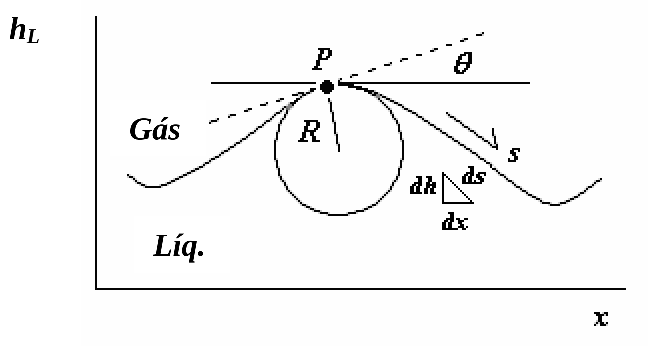

Figura A.1 – Interface gás–líquido e definições geométricas.

Utilizando–se a relação trigonométrica $\sec^2\theta = 1+\tan^2\theta$, obtém–se ainda:

$$(1+\tan^2\theta)\frac{d\theta}{dx} = \frac{\partial^2 h_L}{\partial x^2} \therefore \frac{d\theta}{dx} = \frac{\dfrac{\partial^2 h_L}{\partial x^2}}{1+\tan^2\theta} = \frac{\dfrac{\partial^2 h_L}{\partial x^2}}{1+\left(\dfrac{\partial h_L}{\partial x}\right)^2} \qquad \text{(A.5)}$$

Podemos escrever, de acordo com o triângulo retângulo apontado na figura, $dh_L^2 + dx^2 = ds^2$. Desenvolvendo, obtém–se: $ds/dx = \sqrt{1+(\partial h_L/\partial x)^2}$. Ainda, fazendo uso da regra da cadeia e recorrendo à definição de curvatura, eq. (A.2), pode–se escrever:

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{ds}{dx}\frac{d\theta}{ds} = \kappa\sqrt{1+\left(\frac{\partial h_L}{\partial x}\right)^2} \qquad \text{(A.6)}$$

Igualando as expressões obtidas para $d\theta/dx$ em (A.5) e (A.6), chega–se à seguinte expressão para a curvatura k da interface em P:

$$\kappa = \frac{\dfrac{\partial^2 h_L}{\partial x^2}}{\left[1 + (\dfrac{\partial h_L}{\partial x})^2\right]^{3/2}} \tag{A.7}$$

Voltando à atenção para o denominador da expressão acima observa–se que, para ângulos θ pequenos (ou $\theta << 1$): $\partial h_L / \partial x = \mathbf{tan}\,\theta \approx \theta \therefore 1 + \theta^2 \approx 1$. Esta aproximação é consistente com a hipótese básica da formulação unidimensional do modelo de dois fluidos, válido apenas para longos comprimentos de onda. Assim, a relação aproximada (3.12) é plenamente justificada para os casos de interesse. Reescrevendo a eq. (A.7), tem–se:

$$\kappa \approx \frac{\partial^2 h_L}{\partial x^2} \tag{A.8}$$

Finalmente, substituindo na eq. (A.1), obtém–se o salto de pressão em função do nível do líquido:

$$p_{iG} - p_{iL} = \sigma \frac{\partial^2 h_L}{\partial x^2} \tag{A.9}$$

APÊNDICE B

O intuito aqui é meramente o de verificar o surgimento do parâmetro adimensional representando a razão entre as forças de empuxo e de tensão superficial (o número de *Eötvös*) nas equações de quantidade de movimento, de modo a demonstrar que o termo devido ao salto de pressão pode ser desprezado diretamente, para as mesmas condições em que é desprezado no critério para decidir se o modelo é bem– ou mal–posto. Isto reitera a argumentação apresentada no Capítulo 5.

Subtraindo a equação (3.5) da equação (3.4) e rearrumando, pode–se obter:

$$\rho_L \frac{DU_L}{Dt} - \rho_G \frac{DU_G}{Dt} - \frac{\partial(p_{iG} - p_{iL})}{\partial x} + (\rho_L - \rho_G) g \frac{\partial h_L}{\partial x} \cos\beta = S_{GL} \tag{B.1}$$

Na equação acima, S_{GL} representa os termos gravitacionais e de interação viscosa das fases líquida e gasosa, irrelevantes para a demonstração pretendida. Além disso, os termos em D/Dt representam as derivadas totais das respectivas grandezas (onde $DU_K/Dt = \partial U_K/\partial t + U_K \, \partial U_K/\partial x$, sendo $K = G,L$). Substituindo a expressão (A.9) do Apêndice A, e de acordo com as eqs. (5.11), (5.12) e (5.31):

$$\rho_L \frac{DU_L}{Dt} - \rho_G \frac{DU_G}{Dt} + \underbrace{\left[\sigma k_p^2 + (\rho_L - \rho_G) g_x\right] \frac{\partial h_L}{\partial x}}_{\left[Eo + (k_p D)^2\right] \frac{\sigma}{D^2} \frac{\partial h_L}{\partial x}} = -S_{GL} \tag{B.2}$$

A expressão em destaque é a mesma encontrada na eq. (5.32). Portanto, como era de se esperar, para as mesmas condições em que o termo de salto de pressão interfacial devido à tensão superficial foi desprezado na desigualdade dada pela eq. (5.28), poderia ter sido desprezado diretamente das equações do modelo, provando que, de fato, o mesmo é irrelevante quando apenas os longos comprimentos de onda são considerados.

APÊNDICE C

Como a metodologia proposta aqui está restrita ao desenvolvimento do regime de golfadas a partir do escoamento estratificado, é preciso definir condições iniciais e de contorno adequadas, correspondendo a estas situações no escoamento real. Isto é feito com o auxílio de mapas de padrões de escoamento, os quais fornecem as fronteiras de transição entre os diversos regimes possíveis.

No Capítulo 3, foi descrito o procedimento para determinar a curva de transição entre os regimes estratificado e golfadas, dada pela eq. (3.26), segundo Barnea e Taitel (1994). Para determinar as outras fronteiras de transição, utiliza–se como base a metodologia proposta por Taitel e Dukler (1976).

A eq. (3.26) determina as condições para as quais pequenas perturbações que aparecem na interface aumentam de amplitude, determinando a instabilidade do escoamento estratificado. Neste caso, dois eventos podem ocorrer: uma golfada estável pode se formar, desde que o fornecimento de líquido for suficiente para mantê–la; ou, se o nível de líquido for inadequado, uma transição para o escoamento anular é esperada. Os autores sugerem que, para uma altura de líquido em equilíbrio (determinada pela eq. 3.29) tal que h_L / D > 0,5, o regime de golfadas deve ocorrer. Caso contrário, o regime anular se forma.

O escoamento estratificado pode ser subdividido em duas regiões: uma em que a interface pode ser considerada aproximadamente plana (regime estratificado), e outra em que pequenas ondas se desenvolvem na interface (regime estratificado ondulado). Taitel e Dukler (1976) sugerem que a geração de ondas na interface (pelo efeito do escoamento do gás sobre ela) se dá quando a seguinte condição é satisfeita:

$$\frac{U_{sG}}{\alpha_G} \geq \left[\frac{4 \nu_L (\rho_L - \rho_G) g \cos \beta}{s \rho_G (U_{sL} / \alpha_L)} \right]^{1/2} \tag{C.1}$$

onde ν_L representa a viscosidade cinemática do líquido e s é um coeficiente de correção, definido igual a 0,01 (como utilizado no referido trabalho). Os valores do *hold–up* do líquido (α_L) e do gás (α_G) são os valores de equilíbrio, dados por (3.29) e (3.7).

Para altas velocidades superficiais do líquido, a altura de líquido em equilíbrio se aproxima do topo seção transversal da tubulação, e as correntes de líquido e gás tendem a se misturar, formando o regime de bolhas dispersas. Este padrão de escoamento será mantido, desde que as forças devido às flutuações turbulentas prevaleçam em relação às forças de empuxo, as quais tentam manter o gás escoando no topo da tubulação. Assim, a dispersão do gás é esperada quando:

$$\frac{U_{sL}}{\alpha_L} \geq \left[\frac{4A_G}{S_i} \frac{g \cos\beta}{f_L} \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{1/2} \tag{C.2}$$

onde α_L é o *hold–up* de equilíbrio e S_i e A_G são perímetro da interface e área da seção transversal ocupada pelo gás, dados pelas eqs. (3.9) e (3.10), respectivamente e f_L é o fator de atrito do líquido com a parede, calculado segundo a Tabela 3.1.

O procedimento para determinar as curvas de transição é o mesmo descrito no Capítulo 3, i.e., o espectro do mapa de velocidades superficiais é varrido, verificando os pontos para os quais o critério para a estabilidade é violado, quando deve haver uma mudança no padrão de escoamento.

APÊNDICE D

Na Tabela D.1 abaixo encontram–se discriminados os valores das velocidades superficiais de líquido e gás, assim como os espaçamentos da malha utilizados em cada um dos casos apresentados.

Tabela D.1 – Conjunto de velocidades superficiais de líquido e gás e espaçamento da malha utilizados.

U_{sL} (m/s)	U_{sG} (m/s)	$\Delta x /D$
0,55	1,15	0,33
0,55	1,65	0,33
0,55	2	0,33
0,55	2,18	0,33
0,55	3	0,66
0,625	0,97	0,33
0,625	1,15	0,33
0,625	1,5	0,66
0,625	2	0,33
0,625	3,1	0,66
1	1	0,33
1	1,5	0,66
1	2	0,66
1	2,5	0,66
1	3	0,66
1	3,5	0,66