



COPPE/UFRJ

ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS ESTRATIFICADOS USANDO
TÉCNICAS ULTRA-SÔNICAS

José Luiz Horacio Faccini

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientadores: Su Jian

Paulo Augusto Berquó de Sampaio

Rio de Janeiro
Dezembro de 2008

ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS ESTRATIFICADOS USANDO
TÉCNICAS ULTRA-SÔNICAS

José Luiz Horacio Faccini

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
CIÊNCIAS EM ENGENHARIA NUCLEAR.

Aprovada por:

Prof. Su Jian, D.Sc.

Prof. Paulo Augusto Berquó de Sampaio, Ph.D.

Prof. Eduardo Gomes Dutra do Carmo, D.Sc.

Prof. Antonio Carlos Marques Alvim, Ph.D.

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

Prof. Jader Riso Barbosa Junior, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

DEZEMBRO DE 2008

Faccini, José Luiz Horacio

Estudo de Escoamentos Bifásicos Estratificados Usando Técnicas Ultra-Sônicas/ José Luiz Horacio Faccini. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2008.

XVII, 177 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Su Jian

Paulo Augusto Berquó de Sampaio

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2008.

Referencias Bibliográficas: p. 169-177.

1. Técnicas ultra-sônicas. 2. Escoamentos bifásicos. 3. Simulação numérica. I. Su, Jian et al. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

Agradecimentos

Aos professores Su Jian e Paulo Augusto Berquó de Sampaio, orientadores desta tese, por todo esforço e dedicação para que o melhor sempre fosse alcançado. A eles devo a finalização deste trabalho. Ambos são possuidores de grande capacidade de trabalho e conhecimento científico-acadêmico, dos quais tive o privilégio de compartilhar. Agradeço, também, pela abnegação de seus preciosos tempos de estudo e pesquisa, pelos incontáveis comentários, sugestões, revisões e palavras de incentivo e amizade ao longo desta jornada.

Ao Prof. Jen-Shih Chang da McMaster University, Canadá, e ao Dr. Glenn D. Harvel da University of Ontario Institute of Technology, Canadá, pelos inestimáveis ensinamentos e orientações. A grande experiência de ambos na área de medição de escoamentos bifásicos impressiona a todos que os conhecem. Agradeço também ao Prof. Chang pelo empréstimo de um equipamento ultra-sônico, que foi fundamental para o início desta tese.

Ao Instituto de Engenharia Nuclear - IEN/CNEN, Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia - COPPE/UFRJ, Agência Internacional de Energia Atômica – AIEA, FAPERJ e CNPq. Aos professores, colegas de doutorado e funcionários do Programa de Engenharia Nuclear e do LASME da COPPE/UFRJ, pela contribuição à minha formação, pela amizade e dedicação.

Aos Drs. Celso Marcelo Franklin Lapa e David Adjuto Botelho (*in memoriam*), e colegas e funcionários do SETER/IEN. Aos colegas de trabalho do Laboratório de Termo-Hidráulica Experimental do SETER: Edson, Jorge, Sergio e Silvia, a minha sincera gratidão pela amizade e esforços empenhados para que o trabalho experimental tivesse sucesso. Ao pessoal de instrumentação eletrônica, especialmente o Eng. Marcos Santana, e do Laboratório de Ultra-Som do IEN/CNEN. Aos funcionários da oficina mecânica do IEN/CNEN pela fabricação dos componentes e peças do equipamento experimental.

A todos os demais colegas que, de uma forma ou de outra, contribuíram para o sucesso deste trabalho.

MUITO OBRIGADO.

E depois de tantos anos...
Dizem que sou burguês
Muito privilegiado
Mas burgueses são vocês
Eu não passo de um pobre coitado
E quem quiser ser como eu
Vai ter que penar um bocado...

O Pequeno Burguês
Martinho da Vila

À minha família, Claudia e Vitor,
pelo amor e carinho, especialmente nas horas mais difíceis.

Aos meus pais (*in memoriam*).

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

ESTUDO DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS ESTRATIFICADOS USANDO
TÉCNICAS ULTRA-SÔNICAS

José Luiz Horacio Faccini

Dezembro/2008

Orientadores: Su Jian

Paulo Augusto Berquó de Sampaio

Programa: Engenharia Nuclear

O objetivo deste trabalho foi realizar um estudo de escoamentos bifásicos estratificados empregando técnicas ultra-sônicas. Um modelo teórico-numérico foi desenvolvido para simulação de um medidor ultra-sônico de vazão, que combina as técnicas de pulso-eco e de transmissão, para aplicação em escoamentos gás-líquido estratificados em dutos circulares horizontais. O modelo foi baseado nas equações de Navier-Stokes médias de Reynolds, junto com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$. Foi obtido numericamente o coeficiente hidráulico, que resulta de uma relação entre a velocidade média de líquido na seção do duto e a velocidade média de líquido ao longo da trajetória do feixe ultra-sônico. Experimentalmente, os escoamentos foram gerados em uma seção de testes horizontal constituída de um duto circular em aço inoxidável e de um trecho transparente em acrílico para permitir a visualização dos escoamentos. A técnica de pulso-eco foi usada para medição das alturas de líquido, junto com uma técnica de visualização de alta velocidade para filmagem dos escoamentos.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

STUDY OF TWO-PHASE STRATIFIED FLOWS USING ULTRASONIC TECHNIQUES

José Luiz Horacio Faccini

December/2008

Advisors: Su Jian

Paulo Augusto Berquó de Sampaio

Department: Nuclear Engineering

The aim of this work was to carry out a study on two-phase stratified flow applying ultrasonic techniques. A theoretical-numerical model was developed for the simulation of an ultrasonic flowmeter, combining the pulse-echo technique with the contrapropagating transmission technique, for application in stratified gas-liquid horizontal flow at circular ducts. The model is based on the Reynolds averaged Navier-Stokes equations, with the κ - ω closure turbulence model. The hydraulic coefficient, which expresses the ratio between the mean flow velocity in the liquid phase cross section and the mean velocity in the liquid phase along the ultrasonic path was obtained numerically. Experimentally, the flow regimes were generated in a horizontal test section formed by a stainless steel pipe with a circular cross section and by an acrylic transparent section in order to allow the flow visualization. The pulse-echo technique was used for measuring the liquid height, combined with a high-speed visualization technique to take pictures of the flow.

Sumário

Resumo	vi
Abstract	vii
Índice	viii
Índice de Figuras	x
Lista de Símbolos	xiv
1 INTRODUÇÃO	1
2 FUNDAMENTOS DE ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS E RE- VISÃO BIBLIOGRÁFICA	6
2.1 Fundamentos de escoamentos Multifásicos	6
2.1.1 Mapas de escoamentos Bifásicos	12
2.1.2 Modelos Físicos Unidimensionais	15
2.2 Revisão Bibliográfica	17
2.2.1 Técnicas de Medição para escoamentos Multifásicos	17
2.2.2 Técnicas Ultra-Sônicas para escoamentos Multifásicos	18
2.2.3 Modelos Teóricos	43
3 EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	60
3.1 Descrição Geral da Montagem Experimental	60
3.2 Seção de Testes	63
3.3 Circuitos de Água e de Ar Comprimido	65

3.4	Equipamento de Filmagem e Iluminação	68
3.5	Sistema de Controle e Aquisição de Dados	69
3.6	Procedimento Experimental	73
3.6.1	Operação da Seção de Testes	73
3.6.2	Execução de Experimentos com Escoamentos Estratificados	73
3.6.3	Medidas Ultra-Sônicas - Altura de líquido	74
3.6.4	Análise das Filmagens	77
4	MODELO TEÓRICO- NUMÉRICO PARA UM MEDIDOR ULTRA-SÔNICO DE VAZÃO	78
4.1	Teoria dos Medidores Ultra-sônicos de Vazão por Tempo de Trânsito	79
4.2	Modelo de Escoamento Gás-Líquido Estratificado	91
4.2.1	Métodos Numéricos de Solução	99
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	103
5.1	Resultados Experimentais do Sistema Ultra-Sônico	103
5.2	Resultados Experimentais do Sistema de Visualização	109
5.3	Resultados Numéricos	111
5.3.1	Casos Testes	111
5.3.2	Resultados Bifásicos	116
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS	138
6.1	Conclusões	138
6.2	Sugestões de Trabalhos Futuros	142
	Apêndices	144
	Referências Bibliográficas	169

Lista de Figuras

2.1	Escoamentos bifásicos horizontais.	12
2.2	Mapa dos escoamentos bifásicos horizontais de Mandhane et al. (1974), em unidades métricas.	14
2.3	Esquema de um medidor por efeito Doppler proposto por Takeda (1995).	28
2.4	Configurações de montagem de transdutores pulso-eco.	28
2.5	Medição de vazão - técnica de transmissão	30
2.6	Montagem para simulação de escoamentos bifásicos horizontais, (Mo- rala e Chang, 1986).	34
2.7	Influência da inclinação da interface na técnica ultra-sônica de pulso- eco, segundo Serizawa et al. (1994)	37
2.8	Coluna de borbulhamento em acrílico, (Chang et al., 1984).	41
2.9	Sistema de coordenadas cartesianas de um modelo bidimensional no plano $x - y$	44
2.10	Sistema de coordenadas cartesianas de um modelo bidimensional no plano $y - z$	45
2.11	Escoamento estratificado em equilíbrio segundo Taitel e Dukler (1976). 46	
2.12	Modelo de um escoamento estratificado segundo Shoham e Taitel (1984). 51	
2.13	Sistema de coordenadas bipolares do modelo de Shoham e Taitel (1984). 52	
3.1	Vista geral da seção de testes.	61
3.2	Sistemas componentes da montagem experimental.	62
3.3	Vista geral do misturador água-ar.	63
3.4	Detalhe em corte do misturador água-ar.	64

3.5	Trecho em acrílico da seção de testes.	65
3.6	Planta do circuito de água.	66
3.7	Trecho do circuito de ar comprimido na entrada da seção de testes.	67
3.8	Trecho de acrílico e filmadora.	70
3.9	Sistema de controle e aquisição de dados - rack e equipamento Fieldbus.	72
3.10	Sistema de controle e aquisição de dados - equipamento ultra-sônico.	72
3.11	Sinais ultra-sônicos típicos refletidos pela interface de um escoamento estratificado suave.	75
3.12	Áreas transversais de gás e de líquido - escoamentos estratificados.	76
4.1	Esquema simplificado de um medidor ultra-sônico de vazão.	80
4.2	Área real A_L e área do ponto de vista do medidor ultra-sônico A_{Lus}	86
4.3	Esquema para medição de vazão de líquido em um escoamento bifásico.	87
4.4	Esquema de um medidor ultra-sônico de vazão para escoamentos gás-líquido estratificados, segundo Letton (2003).	89
4.5	Variação percentual da velocidade do som em função da variação percentual da altura de líquido, segundo Letton (2003).	90
4.6	Visualização de um escoamento gás-líquido estratificado.	91
4.7	Representação do modelo de um escoamento gás-líquido estratificado.	92
4.8	Ilustração do processo iterativo de solução do modelo matemático.	102
5.1	Abrangência dos experimentos segundo o mapa de Mandhane et al. (1974).	104
5.2	Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 1,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).	105
5.3	Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 2,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).	106
5.4	Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).	106
5.5	Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 8,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).	107

5.6	Sequência de quadros obtidos com a filmagem - escoamentos estratificados com $Q_G = 1,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$	109
5.7	Sequência de quadros obtidos com a filmagem - escoamentos estratificados com $Q_G = 8,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$	110
5.8	Fator de atrito calculado em função do número de Reynolds - comparação com os valores teóricos para escoamento laminar e com a correlação de Colebrook.	112
5.9	Coefficiente hidráulico monofásico calculado em função do número de Reynolds - comparação com o valor teórico para escoamento laminar e com a equação (4.16).	115
5.10	Distribuição espacial da malha de elementos finitos para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	116
5.11	Distribuição espacial das velocidades do escoamento para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	117
5.12	Distribuição espacial da energia cinética turbulenta para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	118
5.13	Distribuição espacial das velocidades do escoamento no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	119
5.14	Distribuição espacial das viscosidades turbulentas no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	120
5.15	Distribuição espacial da energia cinética turbulenta no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	121
5.16	Distribuição espacial da taxa de dissipação específica no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	122
5.17	Altura de líquido - comparação com os resultados deste trabalho e de Taitel e Dukler (1976).	124
5.18	Altura de líquido - comparação com os resultados de Masala (2004) e de Taitel e Dukler (1976).	124
5.19	Distribuição da tensão cisalhante na parede para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	126

5.20	Distribuição da tensão cisalhante na parede para $Q_G = 12,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,8 \text{ m}^3/h$	127
5.21	Comparação da distribuição da tensão cisalhante na parede, entre os resultados do presente modelo e os de Newton e Behnia (1996) e Newton e Behnia (2001), para $u_{Gs} = 3,5 \text{ m/s}$ e $u_{Ls} = 0,07 \text{ m/s}$	128
5.22	Distribuição da tensão cisalhante interfacial para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$	129
5.23	Distribuição da tensão cisalhante interfacial para $Q_G = 12,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,8 \text{ m}^3/h$	130
5.24	Etapas do cálculo iterativo do coeficiente hidráulico K_h	132
5.25	Coefficiente hidráulico bifásico calculado em função da posição da interface.	133
5.26	Coefficiente hidráulico bifásico calculado em função do número de Reynolds do líquido.	134
1	Relação entre o movimento harmônico simples e o movimento circular uniforme.	145
2	Movimento harmônico simples.	146
3	Montagem para calibração do sistema ultra-sônico.	153
4	Suportes do tubo de acrílico e do transdutor.	154
5	Calibração estática do sistema ultra-sônico em tubo de acrílico.	156
6	Calibração estática do sistema ultra-sônico em tubo de aço inoxidável.	157

Lista de Símbolos

a	aceleração
A	área
A_i	coeficiente
B_i	coeficiente
c	velocidade do som
C_i	coeficiente
d, D	diâmetro, diâmetro hidráulico
\mathbf{e}, \mathbf{n}	vetor normal unitário
E	energia, erro máximo
f	fator de atrito, frequência
F	fôrça, função
Fr	número de Froude
F_β	parâmetro do modelo $\kappa - \omega$
G	função
h_L	altura de líquido
H^1	domínio
I	fluxo de massa

k, k'	grupo adimensional
K_h	coeficiente (fator) hidráulico
L	comprimento
M	massa
N	função de forma de elementos finitos
p	pressão
P	ponto material
q	fluxo de energia
Q	vazão volumétrica
r	coordenada radial, raio
R	coeficiente de reflexão
Re	número de Reynolds
$R_\beta, R_\kappa, R_\omega$	parâmetros do modelo $\kappa - \omega$
S_i	termo fonte
t	tempo
T	coeficiente de transmissão, período, temperatura
u	componente longitudinal da velocidade, velocidade
u_{area}	velocidade média na área
u_{linha}	velocidade média na linha
V	espaço de funções, volume
x	coordenada espacial transversal
X_κ, X_ω	parâmetros do modelo $\kappa - \omega$

y	coordenada espacial vertical
z	coordenada longitudinal
α	ângulo, fração de vazio
$\alpha_o, \alpha_1, \alpha_2$	parâmetros do modelo $\kappa - \omega$
β	fração volumétrica de gás
β_o	constante, parâmetro do modelo $\kappa - \omega$
β_1, β_2	parâmetros do modelo $\kappa - \omega$
δ	intervalo
ϵ	taxa de dissipação turbulenta
ϕ	função
Φ	fator de correção
φ	função
γ, θ	ângulo
Γ	contorno
κ	energia cinética turbulenta
λ	comprimento de onda
μ	viscosidade
ρ	densidade
σ_1, σ_2	parâmetros do modelo $\kappa - \omega$
τ	tensão cisalhante
v	energia interna específica
ω	taxa de dissipação específica, velocidade angular
Ω	domínio

Subscrito

b	bolha
c, w	parede
e	efetiva
G	gás
i	índice (gás ou líquido), interface, interno
int	interface
L	líquido
o	referência
p, q	nós de elemento triangular
r	reflexão
s	simetria vertical, superficial
t	transmissão, turbulento
T	turbulento
u	transdutor
us	ultra-sônico
x, y	coordenadas
0, 1, 2	índice

Sobrescrito

n	ordem de uma solução
*	adimensional

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Os escoamentos bifásicos gás-líquido ocorrem em diversas aplicações industriais de engenharia tais como: elementos combustíveis, geradores de vapor, condensadores e tubulações de centrais nucleares; tubulações de transporte de gás e petróleo bruto; coletores solares, reatores químicos e muitas outras. O conhecimento da fenomenologia destes escoamentos é extremamente importante na otimização e projeto de equipamentos mais econômicos, seguros e confiáveis a fim de assegurar excelentes condições operacionais ao longo de suas vidas úteis. Alguns exemplos de fenômenos relacionados aos escoamentos bifásicos que têm importantes aplicações industriais são, Ghajar (2005):

- os regimes de escoamentos intermitentes “plug” e “slug” - entre os mais comuns que podem ser encontrados em aplicações envolvendo escoamentos bifásicos gás-líquido - causam, geralmente, oscilações nas temperaturas de tubulações condutoras de líquido e vapor ocasionando o início do fenômeno da evaporação total do líquido em contato com as paredes (do inglês “dryout”), uma condição extremamente perigosa para a integridade das varetas combustíveis de reatores nucleares e que pode levar ao derretimento do núcleo do reator.

- na área de produção de petróleo, os oleodutos e gasodutos, submarinos e terrestres, podem transportar, ao mesmo tempo, óleo e gás que interagem entre si ocasionando, sob condições de fluxo de calor mais severas, o depósito de substâncias químicas nas

paredes podendo chegar à uma condição de total bloqueio da tubulação. Neste caso, o conhecimento dos fenômenos envolvidos no transporte bifásico é importante para a prevenção desta condição, evitando-se um aumento de custos com reparos e trocas ou o aumento do consumo de energia devido ao bombeamento.

O projeto de equipamentos sujeitos a escoamentos multifásicos ainda depende, em grande parte, de correlações empíricas deduzidas a partir de resultados de medições experimentais realizadas em condições, as mais próximas possíveis, das operacionais. O cálculo de projeto de parâmetros tais como a perda de pressão e a fração de vazio, ainda é dependente de correlações experimentais embora, modernamente, o uso de ferramentas computacionais como a fluido-dinâmica computacional venha crescendo nos últimos anos e ganhando cada vez mais espaço entre projetistas e engenheiros. Mas, os modelos físicos usados nestes códigos ainda requerem informações acerca das características locais e transientes dos escoamentos, sendo o cálculo de parâmetros nas condições desejadas ainda uma tarefa quase impossível. Portanto, técnicas de medição com grande confiabilidade continuam sendo necessárias, tanto na pesquisa quanto na indústria, a fim de se ter um projeto de engenharia racional e seguro.

A necessidade premente de desenvolvimento de instrumentos para medição de escoamentos multifásicos com alto grau de desempenho e segurança, tem estimulado a pesquisa de novos métodos e técnicas. Um grande esforço, de natureza experimental, tem sido feito no sentido de serem definidas condições sob as quais uma determinada técnica ou método ajudaria no entendimento dos fundamentos fenomenológicos dos escoamentos multifásicos, pré-requisito para o projeto de sistemas e equipamentos mais eficientes e seguros, importantes em muitos processos industriais. Dependendo dos objetivos, diferentes tipos de técnicas e medições podem ser necessários e, desta forma, é importante manter uma adequação em termos de resolução espacial e temporal da técnica a ser utilizada tendo em vista os propósitos das medições.

Inúmeras técnicas de medição para aplicação em escoamentos multifásicos têm sido desenvolvidas ao longo das últimas décadas. Em particular, as técnicas ultrassônicas vêm demonstrando possuir um grande potencial de utilização, devido às suas

características adequadas para aplicações em dutos metálicos sob altas pressões e temperaturas. Uma quantidade significativa de trabalhos tem sido publicada na literatura, principalmente a partir da década de 1980, enfatizando o potencial das técnicas ultra-sônicas, embora a maioria esteja ainda em estágio de desenvolvimento. Suas aplicações estendem-se às áreas de: energia nuclear, petróleo e gás natural, química e processos, indústria naval, redes de abastecimento de água limpa e indústria alimentícia. Na área de energia nuclear por exemplo, os reatores de quarta geração refrigerados por metais líquidos são clientes potenciais das técnicas ultra-sônicas. Estas técnicas são, geralmente, classificadas em três tipos segundo Chang et al. (1982) e Chang e Morala (1990): técnica Doppler, técnica de pulso-eco e técnica de transmissão. Cada uma delas pode ser utilizada de forma independente, fornecendo resultados que se complementam ajudando a melhorar a compreensão dos fenômenos complexos que caracterizam os escoamentos multifásicos. É de se esperar que o emprego simultâneo de duas ou mais destas técnicas em uma aplicação de engenharia, amplifique a capacidade de um sistema de medição em relação a cada uma das técnicas quando utilizadas separadamente. Tal sistema é denominado sistema híbrido e o seu potencial não tem sido muito explorado, havendo uma real necessidade de sua avaliação e desenvolvimento.

O presente trabalho apresenta um estudo dos escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados, em duto circular horizontal, usando técnicas ultra-sônicas combinadas. É proposta, por intermédio de um modelo teórico-numérico, uma técnica ultra-sônica híbrida para medição de altura e velocidade de líquido nos escoamentos. Desta forma, o objetivo principal deste trabalho é a proposição de uma técnica ultra-sônica que combina as técnicas de pulso-eco e transmissão, através de um modelo teórico-numérico, para medição de altura e velocidade de líquido em escoamentos gás-líquido estratificados horizontais. A metodologia proposta é baseada na teoria de propagação de ondas acústicas em meios fluidos dinâmicos, na forma de um feixe de raios paralelos, combinada com os princípios de conservação de massa e quantidade de movimento, aplicados aos escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados em dutos cilíndricos horizontais.

Para atingir estes objetivos o presente trabalho foi planejado segundo as se-

guintes etapas:

1. Desenvolver uma metodologia teórica-numérica, utilizando uma base computacional já existente e disponível, para simular a propagação de sinais ultra-sônicos em escoamentos multifásicos. A primeira fase desta atividade consiste na modelagem de escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados; a segunda é a modelagem de medidores ultra-sônicos de vazão bifásica e a terceira e última fase é a extensão desta modelagem à proposição de um medidor de vazão, combinando as técnicas ultra-sônicas de pulso-eco e transmissão.
2. Empregar um equipamento experimental para geração de escoamentos bifásicos estratificados, e utilizar técnicas ultra-sônicas para caracterizar os regimes de escoamentos identificando e medindo alguns dos seus parâmetros mais relevantes.

A etapa 1 é desenvolvida no Capítulo 4 e a etapa 2 é descrita no Capítulo 3.

O Capítulo 2 apresenta os conceitos e definições fundamentais para o entendimento dos escoamentos multifásicos, junto com uma descrição dos regimes de escoamentos horizontais, complementada por uma apresentação dos principais mapas de escoamentos e uma discussão sobre os modelos físicos. Em seguida, são apresentadas as técnicas ultra-sônicas para medição de escoamentos multifásicos, começando com uma visão geral sobre as técnicas de medição não ultra-sônicas e sua aplicação em dutos fechados. A seguir são explicados os conceitos físicos por trás das técnicas ultra-sônicas, em especial as técnicas Doppler, pulso-eco e transmissão. É apresentada ainda uma revisão dos modelos teórico-numéricos de escoamentos multifásicos em dutos horizontais.

A montagem e os procedimentos experimentais são descritos no Capítulo 3. Os circuitos de água, ar comprimido e uma seção de testes bifásicos são apresentados detalhadamente, junto com o sistema de aquisição de dados e o sistema de visualização. Na apresentação é dada uma ênfase maior ao equipamento ultra-sônico, que constitui-se na parte experimental principal deste trabalho. Também são descritos os procedimentos operacionais para os circuitos de água e de ar comprimido, que possibilitam as gerações dos regimes estratificados na seção de testes.

No Capítulo 4 são apresentados a teoria e um modelo físico de medidores de vazão ultra-sônicos pela técnica de transmissão por tempo de trânsito. Em seguida, é desenvolvido um modelo teórico-numérico para os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados horizontais, cuja base teórica são as equações de Navier-Stokes médias de Reynolds, complementadas com o modelo de turbulência $\kappa-\omega$, solucionadas pelo método dos elementos finitos. Um roteiro para a solução numérica é apresentado com destaque para a solução iterativa pelo método de Newton-Raphson. A partir do modelo físico de medidores de vazão ultra-sônicos e do modelo teórico-numérico para escoamentos gás-líquido estratificados, é proposto um modelo de medidor ultra-sônico bifásico.

Os resultados experimentais e do modelo teórico-numérico são apresentados no Capítulo 5. Os resultados experimentais obtidos com o equipamento ultra-sônico e o sistema de visualização são mostrados em termos das medições de altura de líquido, realizadas empregando a técnica de pulso-eco. Os resultados do sistema de visualização podem ser vistos na forma de sequências quadro a quadro das filmagens. Por fim, são apresentados os resultados do modelo teórico-numérico, compreendendo os testes feitos em condições de escoamentos monofásicos e bifásicos, nos regimes laminar e turbulento. Discussões pertinentes acompanham cada um dos resultados apresentados.

O Capítulo 6 apresenta as principais conclusões relativas aos resultados experimentais e numéricos, destacando-se a relevância de cada um deles para o cumprimento dos objetivos deste trabalho, e as propostas de trabalhos futuros.

Nos apêndices são apresentadas: uma revisão de noções básicas da física de ondas ultra-sônicas, a calibração por comparação do sistema ultra-sônico, uma estimativa das incertezas envolvidas nas medições ultra-sônicas, parâmetros do modelo de turbulência $\kappa-\omega$ e uma lista dos trabalhos publicados em congressos e periódicos.

Capítulo 2

FUNDAMENTOS DE ESCOAMENTOS MULTIFÁSICOS E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Fundamentos de escoamentos Multifásicos

Conceitos e Definições

A termodinâmica clássica define *fase* de uma substância pura como “um estado macroscópico da matéria, com estrutura física e composição química homogêneas”. Assim, por exemplo, um gás, líquido ou sólido são fases de uma substância.

Os escoamentos bifásicos estão entre as classes mais simples (ou menos complexas) dos escoamentos multifásicos, apresentando duas fases de uma ou duas substâncias em movimento. Na literatura (Todreas e Kazimi, 1990), alguns autores usam o termo “multi-componente” para designar os escoamentos onde as fases possuem substâncias diferentes. Desse modo, uma mistura água-vapor em movimento é um escoamento bifásico de um componente, enquanto que uma mistura água-ar é um escoamento bifásico de dois componentes. A corrente sanguínea, formada pelos glóbulos, plaquetas e plasma constitui-se em um escoamento bifásico sólido-líquido de três componentes; e o escoamento bifásico água-óleo de dois componentes que, sob determinadas condições, pode ser tratado como um escoamento monofásico de dois

componentes imiscíveis. Existem muitos outros exemplos de escoamentos bifásicos no cotidiano: uma chuva de granizo, uma cafeteira em funcionamento, a condensação de vapor nas paredes de uma residência, um copo contendo cerveja gelada, etc.

Os escoamentos monofásicos são classificados de acordo com a geometria do duto que contém o fluido (por exemplo, uma tubulação com seção quadrada ou circular), e com o seu caráter laminar ou turbulento. Em contraste, além dessas categorias, os escoamentos bifásicos são classificados de acordo com os padrões ou regimes apresentados pela mistura bifásica, que constituem-se de geometrias ou estruturas internas diferentes dependentes do tamanho e da orientação do duto, das vazões e das propriedades de ambas as fases. Além disso, a existência de interfaces entre as fases, introduzindo as chamadas condições de salto (que descrevem as trocas de massa, quantidade de movimento e energia entre as fases) e descontinuidades nas propriedades locais, é outra característica peculiar destes escoamentos.

Parâmetros Multifásicos

Os modelos físicos requerem quase sempre a determinação de médias espaciais e temporais das propriedades físicas das fases. Um modelo físico depara-se com dificuldades inerentes à sua concepção em essência, ligadas ao aspecto físico do fenômeno bem como à utilização de *operadores de média* para a avaliação destas propriedades. A presença aleatória de interfaces nos escoamentos multifásicos induz à utilização de operadores de média espaciais e temporais. Estes operadores têm a finalidade de transformar uma variável aleatória em uma variável cuja taxa de variação seja representativa do fenômeno que está sendo estudado. Assim, por exemplo, sejam as variáveis de um fenômeno representadas por sinais, espaciais e temporais, de baixa frequência sobre os quais superpõem-se ruídos de alta frequência; nestas condições um operador de média terá a função de um filtro, espacial e temporal, cujo papel será o de reter os sinais de baixa frequência e eliminar os ruídos de alta frequência. Quando operadores de médias são aplicados nas propriedades físicas dos escoamentos, eles devem reter o significado físico intrínscico destas propriedades (Delhaye, 1984). Os parâmetros dos escoamentos multifásicos são medidos experi-

mentalmente através de uma conveniente utilização de operadores de médias, em intervalos de espaço e tempo escolhidos de modo adequado, de forma a permitir a eliminação de flutuações indesejáveis nas medições e, ao mesmo tempo, reter as informações essenciais características dos escoamentos. Para a correta medição de um determinado parâmetro multifásico e a interpretação dos resultados, é necessário estar familiarizado com a sua definição.

Em um escoamento multifásico no interior de um duto, uma parte da área da seção do duto está sempre ocupada por uma das fases do escoamento. A *fração de vazio* é a fração da área total da seção do duto ocupada pela fase gasosa. O seu valor pode ser expresso em percentagem entre 0% e 100%, ou como um valor situado entre 0 e 1. A soma das frações de todas as fases presentes no escoamento é igual a 100% ou 1. Assim, em um escoamento bifásico gás-líquido define-se a fração de vazio como sendo

$$\alpha = \frac{A_G}{A_T} \quad (2.1)$$

onde $A_T = A_G + A_L$. E para o líquido segue então que

$$1 - \alpha = \frac{A_L}{A_T} \quad (2.2)$$

Daí, podemos escrever que

$$\frac{A_G}{A_T} + \frac{A_L}{A_T} = 1$$

As vazões volumétricas de entrada são relacionadas à área transversal total do duto. Desta forma, definem-se duas *velocidades superficiais*, respectivamente para o gás e o líquido, como se cada fase escoasse sozinha no duto.

$$u_{Gs} = \frac{Q_G}{A_T} \quad (2.3)$$

$$u_{Ls} = \frac{Q_L}{A_T} \quad (2.4)$$

A partir das Eqs. (2.3) e (2.4), e da definição de fração de vazio, obtém-se as *velocidades das fases*, do gás e do líquido, como sendo

$$u_G = \frac{u_{Gs}}{\alpha} \quad (2.5)$$

$$u_L = \frac{u_{Ls}}{1 - \alpha} \quad (2.6)$$

Em termos de vazão volumétrica define-se também uma *fração volumétrica de gás* como

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_T} \quad (2.7)$$

sendo $Q_T = Q_G + Q_L$. E da mesma forma, a *fração volumétrica de líquido* é dada por

$$1 - \beta = \frac{Q_L}{Q_T} \quad (2.8)$$

Regimes de escoamentos Bifásicos

Um grande número de regimes de escoamentos multifásicos tem sido relatado na literatura. Rouhani e Sohal (1983), por exemplo, realizaram um trabalho onde foram listadas 84 classificações. Os autores atribuíram à natureza subjetiva das definições e à quantidade de rótulos diferentes para regimes que essencialmente eram

os mesmos, como sendo as causas da extensa lista apresentada. Concluíram, então, que existem poucos regimes e muitas transições entre eles.

A troca de massa, quantidade de movimento e energia entre as fases de uma mistura bifásica e as suas fronteiras externas, são dependentes da geometria interna e das áreas interfaciais ou, em última análise, do regime de escoamento. Desta forma, espera-se que correlações para o cálculo da perda de pressão ou da transferência de calor, por exemplo, em um regime onde bolhas de gás estejam dispersas em um líquido, sejam diferentes daquelas a serem empregadas em um regime onde a fase gasosa esteja bem separada da fase líquida. Assim, por exemplo, os modelos físicos unidimensionais de ambos serão diferentes e dependentes dos respectivos regimes e suas transições. Pode-se então inferir que a modelagem unidimensional de um regime de escoamento em particular pressupõe a determinação prévia de sua existência; e o conjunto de equações matemáticas resultante do modelo deverá representar bem o regime em si, para alcançar sucesso na previsão e cálculo dos seus parâmetros característicos. Do ponto de vista da engenharia de projeto, as questões principais aqui são: como identificar um determinado regime a partir de condições operacionais estabelecidas e determinar os seus parâmetros característicos que permitam prever a transição para outro regime. Desta forma, um projeto seguro e confiável de sistemas e componentes contendo misturas bifásicas, como por exemplo tubulações, evaporadores e condensadores, exige um amplo conhecimento prévio pelo projetista dos regimes de escoamentos que neles poderão existir. Na literatura, não há ainda uma nomenclatura consolidada para os regimes de escoamentos bifásicos e suas fronteiras. A identificação de um determinado regime depende da distribuição da fração de vazio, pressão, vazão, geometria do duto e da orientação do escoamento em relação à direção da aceleração da gravidade. Na engenharia de reatores nucleares há interesse em estudar-se os escoamentos bifásicos concorrentes verticais, típicos em ocorrência nos elementos combustíveis de reatores do tipo BWR ; e os escoamentos horizontais com ocorrência nas tubulações de reatores do tipo PWR em situações de acidentes. Muitas vezes autores diferentes de trabalhos similares acabam por discordar apenas em alguns aspectos, mas que são suficientes para comprometer a clareza na identificação de um tipo de regime. Há também o aspecto da língua nativa às

vezes não dispor de termos adequados para nomear o regime bifásico, preferindo-se a utilização de uma terminologia inglesa. De um modo geral, as descrições e nomenclaturas usadas na literatura para escoamentos horizontais concordam entre si com relação aos tipos de regimes bifásicos que são descritos neste trabalho (Wallis (1969), Collier (1981), Chisholm (1983), Todreas e Kazimi (1990), Whalley (1996)).

Escoamentos Bifásicos Horizontais

- Escoamento de Bolhas Dispersas : este tipo de escoamento apresenta pequenas bolhas de gás fluindo de forma dispersa na fase líquida, concentradas na metade superior do duto, Figura 2.1a. A velocidade superficial do líquido é muito alta, se comparada à velocidade superficial do gás.

- Escoamento “Plug”: aumentando-se a velocidade superficial do gás, as bolhas tendem a coalescer (mesclar-se) formando bolhas maiores e alongadas, ainda concentradas na metade superior do duto, Figura 2.1b. A fase líquida apresenta-se partida em “plugs” que podem conter minúsculas bolhas dispersas.

- Escoamento Estratificado : a interface gás-líquido divide de forma clara e visível as duas fases. Dependendo das velocidades superficiais, do gás e do líquido, a interface pode ser bem definida e plana, e neste caso o escoamento é chamado de estratificado com interface plana ou suave (do inglês “stratified smooth”), Figura 2.1c; ou a interface pode apresentar ondulações, e neste caso o escoamento é estratificado ondulado (do inglês “stratified wavy”), Figura 2.1d.

- Escoamento “Slug”: com as velocidades superficiais do gás e do líquido tendo a mesma ordem de grandeza, surgem ondulações na superfície do líquido que tocam a parede superior do duto, molhando-a. São então formados “slugs” de líquido contendo uma grande quantidade de pequenas bolhas concentradas na metade superior do duto, Figura 2.1e. A mistura gás-líquido desloca-se de forma violenta no interior do duto, causando fortes vibrações em sua estrutura de suporte.

- Escoamento Anular : com a velocidade superficial do gás muito mais alta do que a velocidade superficial do líquido, o gás passa a se concentrar na parte central do duto. O líquido, por sua vez, percorre o duto como um filme em contato com as paredes. Este filme líquido é mais espesso na parte inferior do duto, Figura 2.1f. Podem existir gotículas de líquido dispersas no gás e, neste caso, o escoamento é chamado de anular “mist”; no caso de existirem penetrações de gás no filme líquido, o escoamento é denominado anular “wispy”.

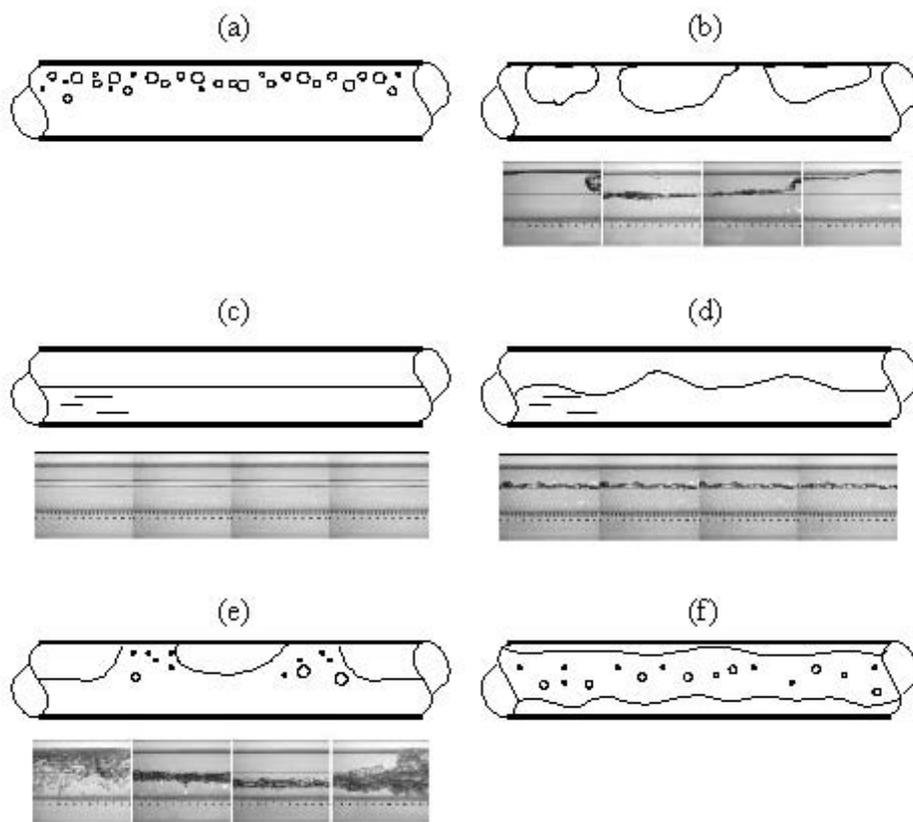


Figura 2.1: Escoamentos bifásicos horizontais.

2.1.1 Mapas de Escoamentos Bifásicos

A prática comum para a representação gráfica dos padrões de escoamentos bifásicos tem sido a de classificá-los, utilizando-se de técnicas experimentais de visualização, segundo um mapa ou diagrama bidimensional que é construído em termos de parâmetros característicos, julgados adequados para assim representá-los. Se-

gundo Chisholm (1983) e Corradini (1998), Bergelin e Gazley (1949) juntos com Kosterin (1949) são considerados os autores dos primeiros mapas de regimes de escoamentos. Após estes, seguiram-se muitos outros trabalhos sobre este tema, onde a principal discussão era a escolha apropriada de parâmetros para representar os limites de transição entre os diferentes regimes. Uma série de mapas experimentais foram propostos, todos construídos a partir da definição de parâmetros geralmente baseados nas velocidades superficiais das fases líquida e gasosa. Destacaram-se os trabalhos de Baker (1954) e de Hewitt e Roberts (1969) que propuseram, respectivamente, mapas empíricos para escoamentos horizontais e verticais, construídos a partir de experimentos realizados em tubulações de diâmetros considerados pequenos em termos de aplicação industrial. De um modo geral, a idéia básica por trás destes trabalhos foi a tentativa de relacionar à um único par de parâmetros adimensionais um ponto característico do regime de escoamento ou de sua transição, de maneira que o mapa assim gerado pudesse ser estendido para outras condições diferentes daquelas do experimento original, tais como diâmetros das tubulações, fluidos de trabalho, propriedades físicas, etc. O mapa de Mandhane et al. (1974) para os escoamentos bifásicos gás-líquido horizontais foi construído usando mais de 5000 dados experimentais, abrangendo uma larga faixa de valores dos parâmetros diâmetro do duto, massa específica, viscosidade, tensão superficial e velocidade superficial. Atualmente é um dos mapas mais usados em pesquisa pela sua simplicidade de utilização, apresentando-se com um par de eixos coordenados onde estão representadas as velocidades superficiais do gás e do líquido, Figura 2.2.

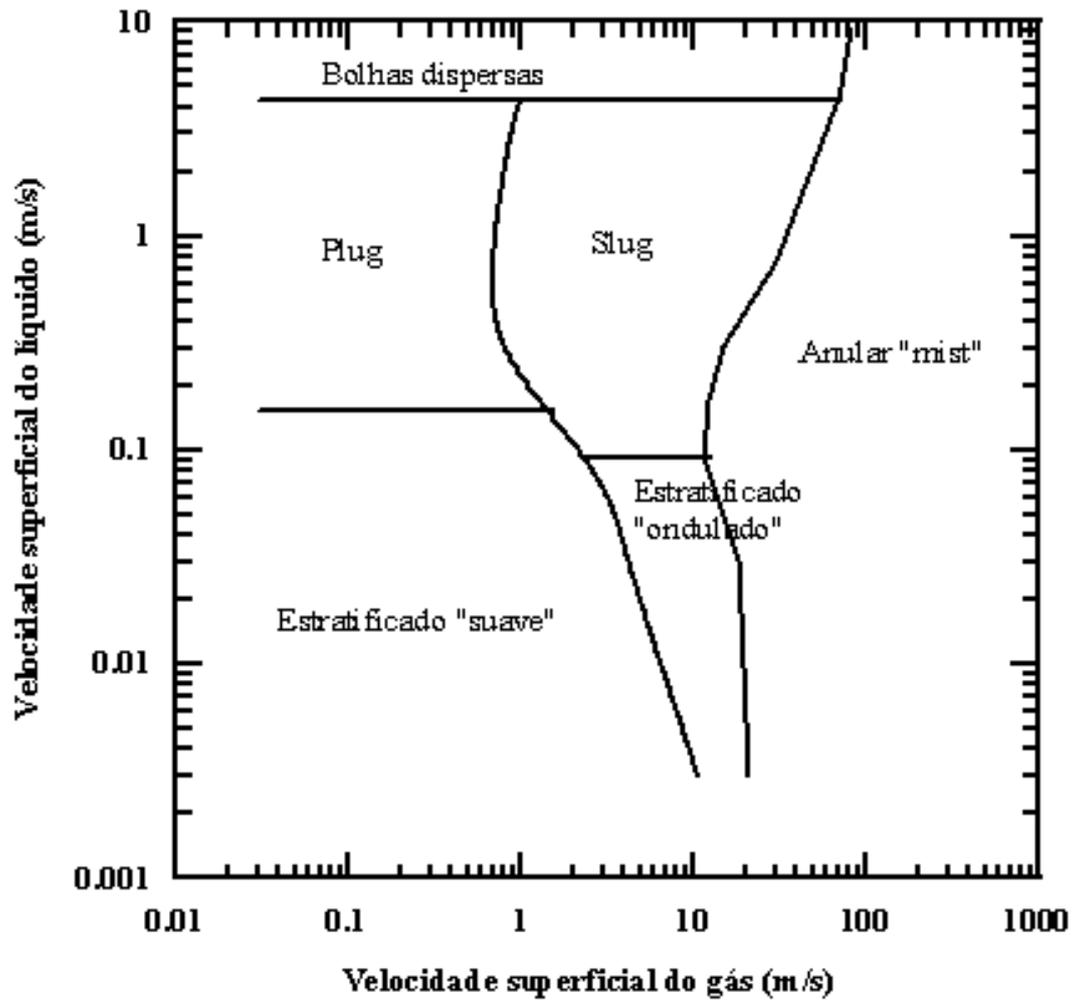


Figura 2.2: Mapa dos escoamentos bifásicos horizontais de Mandhane et al. (1974), em unidades métricas.

Atualmente, segundo Corradini (1998), o principal objetivo na proposição de um mapa de regimes de escoamentos é o agrupamento das estruturas características dos regimes básicos, limitando-os em quantidade, de modo que estruturas e regimes possam ser classificados de acordo com a distribuição das interfaces de transição entre si. Assim, por exemplo Chu (1986) (Corradini, 1998), considerou apenas dois regimes, de bolhas e de gotas (do inglês “droplet”), na aplicação de modelos multifásicos para tubulações de grandes diâmetros. A tendência da literatura é classificar os regimes de escoamentos bifásicos em escoamentos dispersos e estratificados, tratando outros regimes como transições entre estes dois.

2.1.2 Modelos Físicos Unidimensionais

O modelo físico unidimensional de um escoamento bifásico é formado por um sistema de equações matemáticas dependente das condições do escoamento. Além do sistema de equações são necessárias relações constitutivas para descrever as trocas de massa, quantidade de movimento e energia entre as fases e com os contornos (paredes); as relações constitutivas sendo também dependentes das condições do escoamento. Para o fechamento do modelo são necessárias também equações de estado, condições iniciais e de contorno.

Os modelos mais sofisticados são mais dispendiosos para serem solucionados, requerendo maiores tempos de processamento numérico-computacional. Os modelos mais simples contém hipóteses, *a priori*, admitidas como verdadeiras sob certas condições, mas que não são exatamente corretas embora possam ser solucionados rapidamente. Segundo Todreas e Kazimi (1990), três questões colocam-se diante de um modelo bifásico:

i) Qual é o número de dimensões que é necessário representar, levando-se em conta que geralmente há pouca informação a respeito dos efeitos multi-dimensionais sobre a dinâmica do escoamento?

ii) Qual é o grau de equilíbrio hidrodinâmico entre as fases, sabendo-se que a velocidade de uma fase em relação a outra é uma função complexa das condições do escoamento e da geometria?

iii) Que grau de equilíbrio térmico deve ser incluído, levando-se em conta as

condições de estacionalidade ou de transitoriedade do escoamento?

As respostas destas questões determinarão a escolha do modelo mais adequado para representar um escoamento real.

Em um modelo bifásico o transporte de massa, quantidade de movimento e energia pode ser formulado a partir de balanços em volumes de controle, ou integrando as equações matemáticas resultantes em cada ponto da região de interesse. Pode-se tomar médias das equações pontuais, facilitando a obtenção de soluções. A partir destas equações pontuais (locais e instantâneas) pode-se obter balanços médios no espaço e no tempo. Um modelo pode ser construído de uma forma homogênea, simples ou de formas multi-fluido, complexas. Assim, por exemplo, são necessárias 3 equações de balanço em um modelo homogêneo de 1 componente, enquanto que em um modelo multi-fluido de filme líquido, gotas líquidas e vapor, são necessárias 9 equações de balanço. O modelo homogêneo em equilíbrio (da sigla HEM em inglês) é o mais simples dos modelos bifásicos unidimensionais: apenas 3 equações de balanço são suficientes para descrever o sistema, assumindo-se que não há diferença de velocidade entre as fases, havendo equilíbrio termodinâmico entre elas; segundo Todreas e Kazimi (1990) e Whalley (1996), este modelo é indicado para aplicações em condições de pressão > 120 bar e vazão mássica total > 2000 kg/m²s. O modelo de Drift-Flux apresenta-se em duas versões: Drift-Flux de 3 equações, que é uma extensão do modelo homogêneo, onde é suposto existir uma diferença de velocidade entre as fases mantendo-se o equilíbrio termodinâmico entre elas, o que requer uma equação constitutiva para a diferença de velocidade; este modelo é indicado para aplicações com condições de pressão e/ou vazões baixas, em regime estacionário ou quase estacionário, (Todreas e Kazimi, 1990). Na versão Drift-Flux de 4 equações as fases não estão em equilíbrio térmico, podendo-se melhorar a estimativa das entalpias usando 2 equações de balanço de massa para cada fase, além das duas equações de quantidade de movimento e energia para a mistura, mais a equação constitutiva para a diferença de velocidade entre as fases; este modelo é indicado para aplicações com condições idênticas ao Drift-Flux de 3 equações.

Por fim, o modelo bifásico de 2 fluidos com 6 equações, apresenta-se com 2

equações de balanço de massa, quantidade de movimento e energia para cada fase separadamente. Embora este modelo permita uma descrição mais geral do escoamento, ele requer um número maior de relações constitutivas do que o modelo de Drift-Flux para descrever as trocas através das interfaces gás-líquido e com o contorno (paredes); este modelo é indicado para aplicações com condições de transientes de pressão rápidos, devido à expectativa de desvios maiores das condições de equilíbrio mecânico e termodinâmico. Uma discussão mais detalhada sobre os modelos bifásicos pode ser apreciada na literatura em Collier (1981), Todreas e Kazimi (1990), Whalley (1996) e Kolev (2005).

2.2 Revisão Bibliográfica

2.2.1 Técnicas de Medição para Escoamentos Multifásicos

Segundo Jones Jr. e Delhaye (1976) o sucesso de uma técnica de medição aplicada a um escoamento multifásico, depende da habilidade da técnica em lidar com os problemas inerentes à medição de parâmetros que são extremamente influenciados pelas deformações das interfaces multifásicas, flutuações temporais intensas das propriedades físicas e pelas complexidades geométricas dos sistemas e processos envolvidos. Ao longo das últimas décadas, vários autores propuseram classificações diferentes para técnicas de medição de escoamentos multifásicos (Rouhani e Sohal (1983), Harvel e Chang (1995), Masala (2004)).

A classificação de Rouhani e Sohal (1983) estabeleceu dois grupos distintos: técnicas de observação direta e indireta. As de observação direta incluem as de visualização, raios-X, raios- γ , sensores elétricos e óticos. As de observação indireta compreendem a análise de sinais provenientes de sensores de pressão estática, detetores de raios-X, detetores de nêutrons térmicos e transdutores de ultra-som.

Harvel e Chang (1995) examinaram as técnicas que se utilizam das propriedades eletrostáticas das fases de um escoamento multifásico. Os autores classificaram-nas em técnicas capacitivas, técnicas condutivas, técnicas resistivas, descarga de corona, ultra-som e radiação. Outras técnicas e aparatos eletrostáticos foram analisados pelos autores, havendo uma extensa lista de referências bibliográficas.

Masala (2004) apresentou uma tabela de classificação de técnicas experimentais para escoamentos bifásicos, onde estão listadas as técnicas e as suas respectivas características em termos de aplicação e parâmetros bifásicos mensuráveis. A tabela classifica as técnicas pelo tipo: condutivas, capacitivas, óticas, raios- γ , raios-X, neutrongrafia e ultra-sônicas.

2.2.2 Técnicas Ultra-Sônicas para Escoamentos Multifásicos

Revisão Histórica

Esta seção apresenta uma breve revisão histórica das descobertas e aplicações do ultra-som. Os fatos e acontecimentos históricos nela citados apóiam-se, principalmente, no trabalho de Lindsay (1966) relacionado à história da ciência da acústica, dos primórdios até a 1^a metade do século 20; na introdução histórica de Lindsay, (Rayleigh, 1945), uma importante referência que situa o estado da arte da acústica na época de Lord Rayleigh. E nos trabalhos de Lynnworth (1979) e Lynnworth e Mágori (1999), onde as aplicações históricas do ultra-som na medição de escoamentos podem ser melhor apreciadas.

Pode-se considerar que a aplicação de técnicas ultra-sônicas às medições de escoamentos teve início a partir da invenção do SONAR (do inglês “Sound Navigation and Ranging”): um dispositivo emissor / receptor de ondas sonoras sob a água que permitia a medição da distância de um corpo material submerso, em relação ao ponto onde estava localizado o dispositivo. O Sonar foi desenvolvido tendo como motivação o naufrágio do Titanic em 1912 e para auxiliar a navegação de uma nova arma de guerra, o submarino, empregada pela primeira vez durante a I Guerra Mundial. Em 1912 na Áustria, Alexander Belm apresentou a primeira descrição de um dispositivo semelhante ao Sonar e na Inglaterra Lewis Richardson registrou, um mês após o desastre do Titanic, a primeira patente de um Sonar no Escritório Britânico de Patentes (do inglês “British Patent Office”). O primeiro Sonar foi projetado e construído por Reginald Fessenden em 1914 nos Estados Unidos: o Sonar de Fessenden era constituído por um oscilador eletromagnético gerador/emissor de ondas sonoras de baixas frequências, que quando refletidas por um corpo submerso

eram captadas por um receptor; tal aparelho era capaz de detectar um “iceberg” situado a cerca de 2 milhas de distância do ponto de medição (aproximadamente 4 km).

Alguns séculos antes Sir Isaac Newton já havia postulado o caráter ondulatório do som no tratado “Principia” de 1687. Em 1794 Lazzaro Spallanzani descobriu o mecanismo de orientação dos morcegos: a detecção dos ecos refletidos pelos objetos em altas frequências inaudíveis ao ouvido humano, o ultra-som. Em 1826, Jean-Daniel Colladon foi bem sucedido ao determinar a velocidade do som nas águas do lago Genebra. Mas foi só depois da descoberta do efeito da magnetostricção por James Joule, em 1842, que o estudo da acústica ganhou um impulso definitivo. Francis Galton inventou, em 1876, um “apito” capaz de produzir ondas ultra-sônicas. Um ano após a invenção de Galton foi publicado o tratado “A Teoria do Som” (do inglês “The Theory of Sound”) de Lord Rayleigh, um marco definitivo em acústica, estabelecendo os fundamentos físicos da transmissão, propagação e refração das ondas sonoras através de equações matemáticas rigorosamente formuladas. O trabalho de Rayleigh consolidou a base para o desenvolvimento posterior da moderna acústica teórica e é, segundo Lindsay, um dos poucos trabalhos daquela época que continua atual e ainda servindo como fonte de consulta nos dias de hoje.

Um avanço extraordinário das técnicas ultra-sônicas estava para ocorrer após a descoberta do efeito piezoelétrico pelos irmãos Jacques e Pierre Curie em 1880: quando um esforço mecânico era aplicado sobre determinados cristais de quartzo, um potencial elétrico era produzido; o comportamento inverso, isto é, a produção de uma vibração mecânica devido à aplicação de uma tensão elétrica sobre o cristal, foi logo deduzido por Gabriel Lippman em 1881, a partir de princípios termodinâmicos e relações matemáticas, e verificado experimentalmente pelos irmãos Curie naquele mesmo ano. Tais descobertas possibilitaram a geração e recepção de ondas ultra-sônicas com frequências da ordem de megahertz, que logo viriam a ser empregadas em dispositivos como o Sonar.

Seguindo a invenção do Sonar um outro dispositivo foi desenvolvido por Paul Langévin e Constantin Chilowsky, chamado por seus inventores de hidrofone (do inglês “hydrophone”). O hidrofone consistia de um grande número de pequenos cris-

tais de quartzo colocados entre duas placas de aço, conectadas à circuitos eletrônicos com grande capacidade de amplificação graças às recentes invenções, naquela época, do diodo e do triodo. Entre 1915 e 1918 o hidrofone foi empregado em larga escala nos navios e submarinos da marinha alemã durante a I Guerra, havendo inúmeras patentes registradas em vários países de dispositivos similares. O hidrofone é considerado o invento básico para o emprego da técnica ultra-sônica de pulso-eco em equipamentos como os sonares de alta frequência e os detectores de trincas em metais, que passaram a ser utilizados em grande número pelas indústrias naval e militar nas décadas subsequentes.

O princípio da detecção de trincas em metais através de ondas ultra-sônicas foi demonstrado por Sergei Sokolov em 1928. Inicialmente, Sokolov empregou a técnica de transmissão da energia ultra-sônica através de um corpo metálico, medindo as variações desta energia na presença de trincas; os resultados, apesar de promissores, apresentaram uma resolução espacial pobre o que dificultou a avaliação do tamanho e localização das trincas. Mais tarde, Sokolov sugeriu a técnica de pulso-eco como uma alternativa melhor para solucionar o problema. O equipamento sugerido por Sokolov devia gerar pulsos ultra-sônicos em intervalos de tempo regulares, de modo a permitir a medição dos tempos de trânsito dos ecos provenientes de uma trinca entre um pulso e o pulso subsequente. Tal equipamento só pôde ser construído na década de 1940, destacando-se aqueles construídos por Floyd Firestone nos Estados Unidos e Donald Sproule na Inglaterra em 1942. Logo, outros equipamentos similares surgiram: o M1 de Kelvin e Hughes na Inglaterra, o de Josef e Herbert Krautkrämer e o de Karl Deutsch, ambos na Alemanha, em 1949. A estes seguiram-se versões fabricadas por Siemens na Alemanha, Kretz Technik AG na Áustria, Ultrasonique na França e Mitsubishi no Japão.

A primeira patente de um medidor ultra-sônico de vazão para utilização em tubulações comerciais, é atribuída à Rütten em 1928 na Alemanha. Mas foi somente na década de 1970 que foram produzidos os primeiros medidores industriais. Kalmus (1954) publicou um dos primeiros trabalhos sobre a medição de vazão em dutos com transdutores de ultra-som externos, isto é, sem contato direto com o escoamento. A medição foi realizada em dutos de plástico, com as velocidades variando entre 1 e 100

cm/s e linearidade de 2%, embora o autor não tenha fornecido dados sobre a calibração do medidor. Nos anos que se seguiram ao do trabalho de Kalmus, surgiram na literatura diversas propostas de métodos e técnicas ultra-sônicas dos mais variados tipos para: medição de vazão com compensação pelos perfis de velocidade, cálculo da vazão mássica e medição de vazão usando múltiplos pares de transdutores. Yamamoto em 1964 no Japão, realizou a primeira bem-sucedida medição ultra-sônica de vazão de água, em escala industrial, utilizando transdutores externos.

No final da década de 1960 foram comercializados os primeiros medidores de vazão por efeito Doppler. O início dos anos 70 foi marcado pela publicação dos primeiros trabalhos sobre técnicas de correlação cruzada aplicadas aos medidores ultra-sônicos, a invenção do *medidor ultra-sônico de vórtices* (do inglês “vortex shedding flowmeter”) e a entrada no mercado de uma série de medidores ultra-sônicos de nível.

O desenvolvimento dos medidores ultra-sônicos de vazão, desde a patente de Rütten, avançou mais rapidamente a partir das descobertas e invenções relacionadas à acústica do ultra-som e à eletrônica, sendo que o espaço de tempo transcorrido entre uma invenção e/ou um aperfeiçoamento foi influenciado mais fortemente pela eletrônica. Uma prova desta influência foi o aparecimento de um grande número de sistemas ultra-sônicos de medição, ao final da década de 1970, coincidindo com o forte desenvolvimento da eletrônica em sistemas de chaveamento, microprocessadores, multiplexadores, sistemas de frequências duplas AM/FM e filtros anti-ruídos.

Medição Ultra-sônica de Vazão

As medições de vazão volumétrica e vazão mássica, junto com as medições de temperatura e pressão, são as mais importantes atividades metrológicas na engenharia de processos em redes de dutos fechados. Isto pode ser comprovado através de uma rápida análise do mercado de medidores de vazão na atualidade, em termos da multiplicidade de ofertas de técnicas de medição que podem ser empregadas nas áreas de instrumentação e controle de processos industriais. A tendência atual na medição de escoamentos é a de privilegiar os medidores não mecânicos sem partes móveis, que ocupam um espaço físico mínimo no processo, sem obstruções ou perdas

de pressão e com baixo custo de instalação e manutenção. Além disso, os medidores devem ter a mesma dimensão interna e serem fabricados do mesmo material do duto onde eles serão instalados, com a instalação devendo ser executada de modo a permitir a utilização dos medidores nas proximidades de válvulas, conexões e acessórios comuns em um processo industrial. Dentre as técnicas de medição de vazão convencionais, capazes de satisfazer estas exigências, destacam-se: efeito Coriolis, indução eletro-magnética e anemometria térmica.

Aplicações de engenharia requerem uma exatidão elevada na prática da medição de vazão. Entretanto, exatidão e repetibilidade moderadas satisfazem a maior parte da demanda por medidores de vazão industriais. Também a demanda por medidores volumétricos é maior do que a demanda por medidores mássicos (entendendo-se que se um determinado fluido, objeto de medição, é bem conhecido então a sua temperatura pode ser medida através de sensores convencionais e de baixo custo, e assim a vazão mássica do fluido pode ser bem determinada medindo-se a sua vazão volumétrica). Algumas aplicações atípicas contrariam, no entanto, a regra geral. É o caso, por exemplo, dos escoamentos em oleodutos: em algumas situações onde existem múltiplos líquidos escoando simultaneamente no mesmo duto, é difícil determinar a massa específica de cada um desses líquidos. Sob determinadas circunstâncias, a medição simultânea da temperatura, da vazão volumétrica e da velocidade do som pode resolver o problema da determinação da vazão mássica da mistura multifásica, Lynnworth (1979). Outra aplicação atípica é a medição da vazão de vapor d'água: nesta situação a medição da vazão mássica é a mais recomendada, pois a medição da vazão volumétrica requer correções devidas aos efeitos da pressão e da temperatura sobre os volumes molares do hidrogênio e do oxigênio. Se o vapor for saturado, são necessárias as medições da massa específica e da fração mássica.

Os medidores ultra-sônicos de vazão têm seu funcionamento baseado na determinação da influência de um fluido em movimento interagindo com um feixe ultra-sônico. Assim, foram desenvolvidas várias técnicas diferentes para determinação desta influência. Segundo Lynnworth (1975) e Lynnworth (1979), estas técnicas podem ser classificadas em quatro grandes grupos assim denominados: derivação

(do inglês “beam drift”), correlação (do inglês “tag” ou “correlation”), Doppler e tempo de trânsito. De uma forma mais simples pode-se dizer que a medição ultra-sônica apóia-se na análise de duas variáveis, amplitude e tempo de propagação (ou frequência).

Del Grosso e Spurlock (1957) realizaram um estudo pioneiro de medidores ultra-sônicos de vazão com transdutores externos para aplicação em dutos metálicos.

A medição ultra-sônica de vazão com transdutores externos logrou êxito com o sucesso da medição em larga escala, realizada pela primeira vez por Yamamoto no Japão em 1964, em tubulações com grandes diâmetros transportando água potável, Lynnworth e Mágori (1999).

As ondas ultra-sônicas possuem uma alta sensibilidade às propriedades físico-químicas de um escoamento. As propriedades são identificadas por meio de códigos, que são transportados pelo feixe ultra-sônico (como marcadores) e decodificados por um sistema eletrônico projetado para esta finalidade. Desta forma, os medidores ultra-sônicos podem ser considerados inteligentes, pois eles interrogam o escoamento, codificam as respostas recebidas e, posteriormente, decodificam-nas em um formato legível para um sistema de engenharia que os associa às propriedades físico-químicas mais relevantes do escoamento. Os medidores ultra-sônicos de vazão, quando comparados com os medidores convencionais são mais vantajosos com relação aos seguintes quesitos, Lynnworth e Mágori (1999):

- não-invasivos - como não há necessidade de contato direto entre o sensor e o fluido de trabalho, eliminam-se as modificações nas linhas de dutos por onde o fluido é transportado, geralmente requeridas por outras técnicas similares.
- exatidão e reprodutibilidade em diversas vazões.
- linearidade - comparável ou superior às técnicas convencionais, independente da direção do escoamento.
- resolução e tempo de resposta excelentes. O tempo de resposta pode variar, dependendo da aplicação, entre milisegundos até horas.

- espaço de montagem pequeno, considerando o tamanho do medidor e do trecho de medição.
- perda de pressão - é nula em aplicações onde o medidor não tem contato direto com o escoamento.
- estabilidade da medição ótima.
- abrasão - muito pequena e pouco ou nenhum efeito causado por sujeira.
- medição em condições adversas - boa capacidade de medição de escoamentos em desenvolvimento, na proximidade de tês, curvas, conexões, válvulas e outros acessórios inerentes.
- fluido de trabalho - aplicação à uma vasta gama de fluidos, incluindo os não-condutores elétricos.
- vazão e velocidade - faixa de medição entre velocidades baixas, alguns m/s típicos de líquidos e $\geq Mach$ 1 com gases, em dutos abertos e fechados com diâmetro $\leq 0,01$ m até $\geq 1,0$ m.
- temperaturas em níveis criogênicos às típicas dos metais líquidos.
- pressão de trabalho - situa-se entre o vácuo quase que absoluto e algumas centenas de atmosferas, principalmente quando não há contato direto dos transdutores de ultra-som com o fluido de trabalho.

Modernamente, os medidores ultra-sônicos de vazão têm sido empregados em grande número nas redes de abastecimento de água limpa e em áreas como gás e petróleo, indústria alimentícia e química, semi-condutores, aquecimento e ar condicionado, Sanderson e Yeung (2002). Em instalações onde os dutos não podem ser abertos por razões de segurança, higiene ou contaminação; o processo não pode sofrer interrupções e em dutos de grandes dimensões, as técnicas ultra-sônicas apresentam uma relação custo/benefício melhor do que as técnicas convencionais. Nos últimos anos, o rápido desenvolvimento da eletrônica microprocessada tem possibilitado o emprego de técnicas ultra-sônicas em áreas onde antes só era viável a utilização de outras tecnologias.

Na década de 1990 foram comercializados os primeiros medidores ultra-sônicos portáteis, tendo como principais características um consumo de energia baixo (≤ 2 W), tecnologia digital e multi-modais (transmissão, reflexão, correlação cruzada e detecção de ruído com um ou vários pares de transdutores). Aplicações bem-sucedidas de medidores portáteis têm sido relatadas na literatura, em sistemas de água superaquecida e de derivados de petróleo na presença de temperaturas altas (entre 260 °C e 300 °C), em dutos com diâmetros variando de 3” a 16”. A principal limitação dos medidores portáteis, em termos de aplicação, parece ser ainda a temperatura do duto onde a medição é realizada. Embora os transdutores de ultra-som possam ser isolados termicamente através de dispositivos apropriados, o contato destes com as paredes em altas temperaturas causa o aparecimento de gradientes de velocidades do som. As variações de temperatura, se muito altas, induzem modificações nos ângulos de refração (ou na velocidade do som) das ondas ultra-sônicas propagando-se no fluido; a viscosidade e os coeficientes de atenuação do fluido experimentam também variações significativas e o acoplamento transdutores-paredes é bastante prejudicado devido às intensas dilatações térmicas do material do duto.

Inúmeras vantagens à parte, as técnicas ultra-sônicas (principalmente para medição de vazão) ainda são vistas com certa desconfiança por usuários finais que as acusam de não-confiáveis e de possuírem uma exatidão ruim. A principal razão para estas atitudes parece ser o desconhecimento no momento de se especificar a melhor técnica para uma determinada aplicação, face às inúmeras opções que se apresentam e que acabam levando a uma escolha errada. Por exemplo, ao se especificar a técnica Doppler para medição de vazão deve-se levar em conta que esta técnica realiza uma medição da velocidade local sobre o perfil de velocidades do escoamento e, portanto, serão necessárias medições em posições diferentes, ao redor e ao longo do duto, para que a vazão possa ser determinada corretamente. Lynnworth e Mágori (1999) mencionaram as dificuldades encontradas pelos usuários no uso da técnica Doppler como uma das razões para esta desconfiança, pois elas são extrapoladas erroneamente para as outras técnicas ultra-sônicas. Surpreendentemente, o desconhecimento dos fundamentos físicos das técnicas ultra-sônicas também de parte dos fabricantes de medidores ultra-sônicos de vazão e, conseqüentemente, os seus efeitos sobre a cons-

trução e montagem dos dispositivos auxiliares da medição, causam a introdução de erros com grandes magnitudes que irão impactar negativamente nos resultados finais das medições. Outro exemplo típico é a propagação de sinais parasitas entre os transdutores de um medidor ultra-sônico de vazão através das paredes do duto de escoamento (do inglês “crosstalk”), tendo como consequência uma superimposição de sinais ultra-sônicos que irão confundir o sistema eletrônico de medição dos tempos de trânsito, que resultará - caso o fabricante não tenha preparado o sistema eletrônico para vencer este obstáculo - em resultados de vazão com erros bastante significativos, (Roosnek (2000), Ao et al. (2004)).

As técnicas ultra-sônicas para a medição de escoamentos multifásicos baseiam-se no emprego de transdutores piezoelétricos, os quais quando submetidos à uma excitação elétrica, vibram a sua estrutura cristalina em resposta ao estímulo. Desta forma há uma conversão de energia elétrica em energia mecânica e vice-versa. Assim aplicando-se um pulso de corrente alternada a um transdutor de ultra-som colocado em contato com um duto contendo um escoamento multifásico, ele irá vibrar gerando ondas ultra-sônicas que interagirão de forma diferente com cada uma das fases do escoamento. As interfaces entre as fases refletem as ondas de volta para o transdutor (devido às suas impedâncias acústicas serem diferentes) que por sua vez produz um pulso elétrico em consequência da excitação.

Segundo Chang et al. (1982) e Chang e Morala (1990), pode-se classificar as técnicas ultra-sônicas para a medição de escoamentos multifásicos em: Doppler, pulso-eco (do inglês “pulse-echo”) e técnicas de transmissão (do inglês “contrapropagating transmission”). As técnicas Doppler e de transmissão dizem respeito às situações em que há necessidade de medição das velocidades das fases, enquanto que a técnica de pulso-eco refere-se às situações em que há necessidade de medição da posição das interfaces. Para uma determinada aplicação também poderia ser utilizada uma combinação destas três técnicas, denominada técnica híbrida. Estas técnicas podem ser usadas em escoamentos multifásicos horizontais e verticais; no caso dos escoamentos horizontais, inúmeros trabalhos experimentais têm sido feitos com o objetivo de estabelecer as bases para a utilização destas técnicas na caracterização e medição de parâmetros dos seus diferentes regimes. Estes trabalhos

compreendem: a medição local da fração de vazio, distribuição das fases espacial e temporal, velocidades locais das fases, posição e áreas das interfaces.

Embora o efeito Doppler seja conhecido desde 1842 quando foi observado por Christian Johann Doppler, as primeiras aplicações e patentes relacionadas à medição de escoamentos surgiram somente a partir do final da década de 1950. A Figura 2.3 mostra o esquema básico de um medidor por efeito Doppler, proposto por Takeda (1995), para a medição de escoamentos de líquidos com micropartículas em suspensão em dutos horizontais. Lynnworth (1979) apresentou uma série de esquemas de aplicações da técnica Doppler em medicina (cardiologia, mastologia), engenharia naval (radar, velocidade de embarcações e objetos flutuantes/subaquáticos), engenharia de tráfego (controle de velocidade) etc.. Medidores ultra-sônicos Doppler utilizam o princípio onde a frequência de ondas ultra-sônicas refletidas por espalhadores (ou refletores) misturados a um fluido em movimento, são modificadas proporcionalmente à velocidade dos espalhadores. Em aplicações industriais utilizam-se espalhadores como bolhas, material orgânico e contaminantes. As frequências de trabalho são consideradas baixas, não ultrapassando 20 MHz. Geralmente supõe-se que os espalhadores movem-se com a velocidade local do fluido e, de um modo geral, a relação percentual é igual a taxa de variação do tempo de trânsito da onda ultra-sônica, entre a fonte e o observador, (Aritomi et al. (1996), Nakamura et al. (1998), Taishi et al. (2002)).

A técnica de pulso-eco utiliza-se do mesmo princípio físico do sonar: um sinal (pulso) ultra-sônico percorrendo um escoamento bifásico ao encontrar-se com uma interface gás-líquido é refletido quase que totalmente no sentido oposto. Medindo-se o tempo de trânsito do sinal, a posição da interface pode ser determinada. Em um duto horizontal contendo uma mistura bifásica utiliza-se, geralmente, um transdutor de ultra-som posicionado no lado externo e inferior da parede do duto, Figura 2.4a. O mesmo transdutor é responsável pela geração e recepção dos sinais enviados e refletidos nas interfaces. Os tempos de trânsito destes sinais são proporcionais às distâncias percorridas no líquido e na parede do duto. O tempo de trânsito na parede (do inglês “time-delay”) é subtraído do tempo total para poder-se calcular a distância percorrida no líquido, desde que as velocidades de propagação do som,

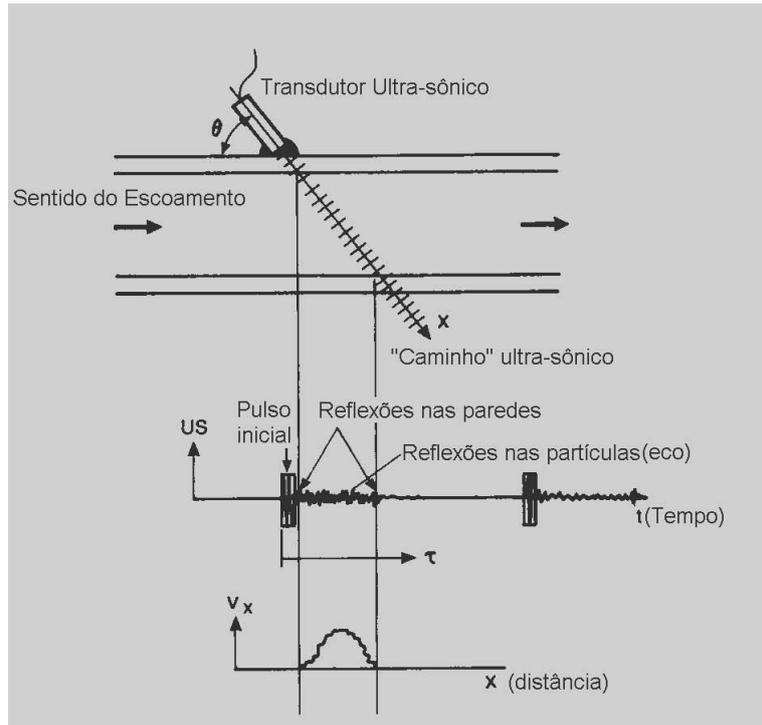


Figura 2.3: Esquema de um medidor por efeito Doppler proposto por Takeda (1995).

na parede e no líquido, sejam bem conhecidas. A velocidade do som é fortemente influenciada pela temperatura e, desse modo, são necessárias correções quando o duto e o escoamento experimentam variações de temperatura, ainda que pequenas, a fim de assegurar a exatidão das medições. Outras possibilidades de configurações de montagem do transdutor incluem: a montagem no lado superior, Figura 2.4b, e a montagem lateral em dutos horizontais e verticais, Figura 2.4c. E a utilização de pares de transdutores em esquemas como aqueles sugeridos por Lynnworth (1979), Chang et al. (1982) e Morala e Chang (1986).

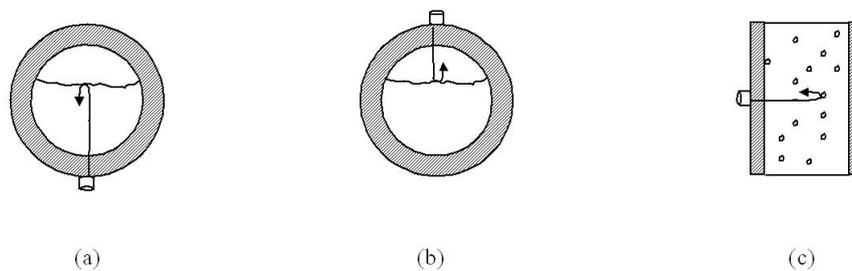


Figura 2.4: Configurações de montagem de transdutores pulso-eco.

A técnica ultra-sônica de transmissão compreende a propagação de ondas ultra-sônicas através do escoamento, geradas à partir de um transdutor de ultra-som emissor convenientemente posicionado na parede do duto, podendo estar em contato (do inglês “wetted transducer”) ou não (do inglês “clamp-on transducer”) com o escoamento, captadas por um segundo transdutor receptor em oposição ao primeiro, podendo este ter contato direto ou não com o escoamento. Dependendo dos objetivos e das exatidões requeridas pelas medições os transdutores podem ser posicionados nas paredes do duto em diversas configurações. As informações que se pode extrair do escoamento são obtidas à partir da determinação dos tempos de trânsito das ondas ultra-sônicas, desde o transdutor emissor até o receptor, ou analisando as suas atenuações de amplitude ao atravessar o escoamento. Os tempos de trânsito são dependentes da velocidade de propagação do som nos componentes do escoamento e nas paredes do duto. Em algumas aplicações é mais conveniente utilizar-se as frequências (do inglês “sing-around”) ou as fases (do inglês “phase shift” ou “pulse repetition”) dos sinais dos transdutores, que são proporcionais aos tempos de trânsito. Também nas aplicações onde a velocidade do escoamento é a principal grandeza a ser medida, utiliza-se a técnica de transmissão em ambas as direções, simultaneamente, através da excitação alternada do par de transdutores (um mesmo transdutor é emissor e receptor de forma repetitiva), eliminando-se da medição a dependência da velocidade do som. As ondas ultra-sônicas cruzam o escoamento seguindo uma trajetória inclinada de um determinado ângulo em relação à direção axial, à *montante* (do inglês “upstream”) e à *jusante* (do inglês “downstream”), Figura 2.5.

Técnica de Pulso-Eco

Os primeiros estudos experimentais realizados utilizando a técnica de pulso-eco para a medição de escoamentos multifásicos, foram publicados no final da década de 1960 e início de 1970.

Duffey e Hall (1969) desenvolveram um sistema ultra-sônico para detecção da interface líquido-vapor em bolhas geradas em uma superfície aquecida e imersa em água estagnada, à partir da medição do tempo de trânsito dos sinais ultra-sônicos

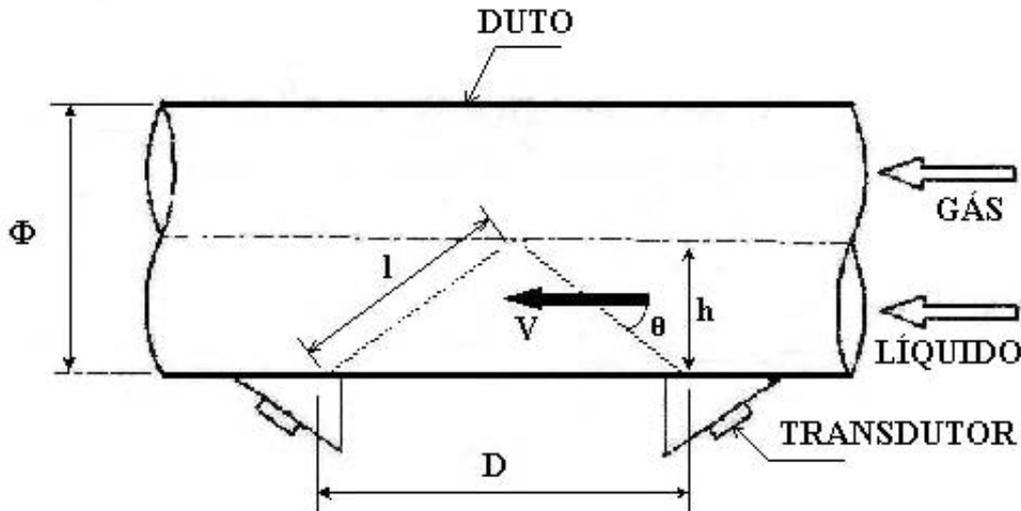


Figura 2.5: Medição de vazão - técnica de transmissão

que percorriam o líquido e eram refletidos de volta pela interface. Este sistema foi testado por comparação com a filmagem em alta velocidade do crescimento das bolhas e, segundo os autores, os resultados foram excelentes. O sistema ultra-sônico utilizado por Duffey e Hall (1969) foi capaz de detectar as interfaces líquido-vapor para velocidades de crescimento das bolhas de até 100 m/s.

Poole (1970) introduziu aperfeiçoamentos no sistema desenvolvido por Duffey e Hall (1969), utilizando um gerador de pulsos ultra-sônicos de frequência variável, com uma melhor relação sinal-ruído e operando com dois canais controlados pelo gerador. Com este sistema, Poole (1970) estendeu a capacidade de detecção do sistema de Duffey e Hall (1969) para velocidades de crescimento das bolhas de até 4×10^4 cm/s.

Para a análise experimental de escoamentos bifásicos horizontais gás-líquido por intermédio da técnica ultra-sônica de pulso-eco, a prática usual utilizada consiste em posicionar um transdutor de ultra-som do tipo mono cristal, de ondas longitudinais com incidência normal e contato direto, na superfície externa inferior do duto que contém o escoamento. O transdutor é ligado a um gerador de pulsos ultra-sônicos (do inglês “pulser-receiver generator”) responsável por excitar o transdutor e receber os ecos dos sinais refletidos nas interfaces gás-líquido do escoamento, que por sua vez está ligado a um osciloscópio onde os sinais emitidos e recebidos pelo

gerador são convertidos na forma de ondas no domínio do tempo e gravados em algum dispositivo apropriado para posterior análise. Diversos autores têm procurado desenvolver a técnica de pulso-eco, principalmente Chang et al. (1982), Matikainen et al. (1986), Chang e Morala (1990), Serizawa et al. (1994) e Fiedler et al. (2003).

Chang et al. (1982) realizaram um estudo experimental fundamental para demonstrar as potencialidades das técnicas ultra-sônicas na medição de altura de líquido e na caracterização dos regimes de escoamentos bifásicos, gás-líquido e gás-metal líquido, horizontais. Em primeiro lugar, os autores realizaram uma investigação experimental para a medição da altura de líquido em condições estáticas, utilizando tubos cilíndricos com diâmetros internos de 19,1, 25,4, 38,1 e 50,8 mm, em acrílico, apoiados em suportes nivelados horizontalmente. Os autores usaram neste experimento um transdutor de ultra-som com frequência de 2,25 MHz e diâmetro de 6 mm, posicionado na superfície externa inferior dos tubos, ligado a um gerador de pulsos ultra-sônicos que, por sua vez, ficava conectado a um osciloscópio digital e a um sistema de armazenamento dos sinais ultra-sônicos de alta velocidade. Os tubos, fechados nas suas extremidades eram cheios, gradativamente, com volumes conhecidos de dois tipos de líquido, água e mercúrio. A temperatura do líquido foi medida por um microtermopar inserido no interior dos tubos, que podia mover-se na direção radial. A velocidade do som, em função da temperatura, foi obtida das tabelas termodinâmicas de vapor. Os dados armazenados eram enviados para um computador e para um registrador gráfico ou para uma impressora, para posterior análise. Os valores das alturas de líquido foram obtidos para várias temperaturas da água e do mercúrio, por intermédio das medidas dos tempos de trânsito dos sinais ultra-sônicos refletidos na interface gás-líquido. Os autores investigaram os efeitos dos diâmetros dos tubos, das medidas dos tempos de trânsito realizadas entre reflexões sucessivas na interface e das temperaturas, sobre as medições das alturas de líquido. Assim, Chang et al. (1982) utilizaram as medições dos tempos de trânsito correspondentes às 1^a, 2^a e 3^a reflexões dos sinais na interface gás-líquido, para cada um dos tubos testados, e observaram uma boa concordância entre a altura de líquido calculada a partir das medições dos tempos de trânsito dos sinais ultra-sônicos, e a altura de líquido calculada em função do volume de líquido introduzido nos tubos.

O efeito da temperatura do líquido sobre as medições foi verificado com água desde 20 °C a 78 °C, e foi considerado pelos autores de influência insignificante.

Na segunda parte do estudo experimental, Chang et al. (1982) procuraram caracterizar qualitativamente os regimes de escoamentos horizontais água-ar e ar-mercúrio. Os escoamentos água-ar foram simulados em um tubo horizontal de acrílico medindo 1,80 m, com diâmetro interno de 19,0 mm e espessura de parede igual a 3,2 mm. A seção de medição situava-se a 1,50 m do ponto de entrada da mistura bifásica no tubo, com a mistura sendo formada em um misturador água-ar. Por sua vez, os escoamentos ar-mercúrio foram gerados em um tubo horizontal de acrílico com 0,48 m de comprimento, diâmetro interno de 24 mm e espessura de parede de 6,4 mm, havendo escoamento somente de ar sobre uma camada de mercúrio estagnada na parte inferior do tubo. Os escoamentos água-ar simulados foram classificados visualmente como sendo monofásicos de água, estratificados (suaves e ondulados), “slug” e bolhas dispersas; enquanto que os escoamentos ar-mercúrio foram monofásicos de mercúrio (estagnado), estratificados (suaves e ondulados) e “slug”. Todas as medições foram realizadas utilizando o sistema ultra-sônico empregado nos testes estáticos e os resultados foram apresentados em forma de ondas características de cada um dos regimes. Os autores concluíram que o sistema ultra-sônico empregado foi capaz de identificar, de forma clara, cada um dos regimes simulados.

Matikainen et al. (1986) desenvolveram um sistema ultra-sônico computadorizado, capaz de realizar aquisições de sinais em tempo real com duração de até 4,096 ms e resolução de 1 μ s. O sistema foi constituído por um transdutor de ultra-som e um gerador de pulsos ultra-sônicos comerciais; e uma unidade eletrônica digital, controladora-condicionadora-contadora de sinais ultra-sônicos, que foi projetada e construída pelos autores. O sistema tinha uma capacidade de armazenamento na memória de até 1024 registros por aquisição (cerca de 100 aquisições por segundo) que podiam ser vistos em um osciloscópio ou em um registrador gráfico, ou então descarregados em um computador para posterior análise. Matikainen et al. (1986) calibraram o sistema medindo o tempo de trânsito de sinais ultra-sônicos refletidos por esferas de aço imersas em água, Matikainen et al. (1985), e medindo as frequências de borbulhamento de bolhas geradas pela injeção de ar e de gás hélio através

de bocais submersos em água e mercúrio. Os resultados obtidos empregando o sistema ultra-sônico foram comparados com os resultados dados por um estroboscópio e apresentaram uma boa concordância. Os autores testaram o sistema em uma seção de escoamentos bifásicos água-ar horizontais, onde foram gerados os regimes estratificados (suaves e ondulados) e intermitentes (“plug” e “slug”), os quais puderam ser caracterizados de forma clara, associando-se os sinais ultra-sônicos registrados pelo sistema às observações visuais dos regimes.

Morala e Chang (1986) implementaram melhorias no sistema computadorizado desenvolvido por Matikainen et al. (1986) tornando-o capaz de medir as alturas de líquido em tempo real e as frações de vazio médias no tempo, de escoamentos bifásicos horizontais gás-líquido, gerados pelos autores na pressão atmosférica em um tubo horizontal de alumínio com diâmetro externo de 25,3 mm, interno de 22 mm e comprimento de 3,3 m. Uma parte do tubo foi construída em vidro transparente a fim de permitir a visualização dos escoamentos, Figura 2.6. As vazões de água e de ar utilizadas nos experimentos foram, respectivamente, 7 a 50 ml/s e 0 a 835 ml/s. Os transdutores de ultra-som utilizados nos experimentos foram com frequências de 2,25 MHz e 5 MHz, respectivamente, e diâmetros de 6 mm (1/4") e 13 mm (1/2"), tendo sido posicionados a uma distância aproximada de 180 diâmetros da entrada do tubo, sobre a superfície externa inferior do tubo de alumínio. Com exceção do gerador de pulsos ultra-sônicos e do osciloscópio, o sistema de aquisição de dados foi projetado e desenvolvido pelos autores para operar com frequência de 100 Hz (ou 100 aquisições por segundo) e resolução de até 0,1 μ s (equivalente a \approx 0,2 mm de altura de líquido).

Morala e Chang (1986) procuraram estabelecer uma relação entre as alturas de líquido medidas pelo sistema ultra-sônico com os tipos de escoamentos que foram simulados, através de histogramas típicos dos escoamentos estratificados (suaves e ondulados) e intermitentes (“plug” e “slug”). Os autores verificaram que, para um tempo de aquisição dos sinais ultra-sônicos igual a 10 s, foi possível distinguir os diferentes tipos de regimes pela análise das frequências relativas dos seus respectivos histogramas e, desta forma, intuíram que através da implementação de um algoritmo no sistema de aquisição de dados que fosse capaz de interpretar estes resultados (e

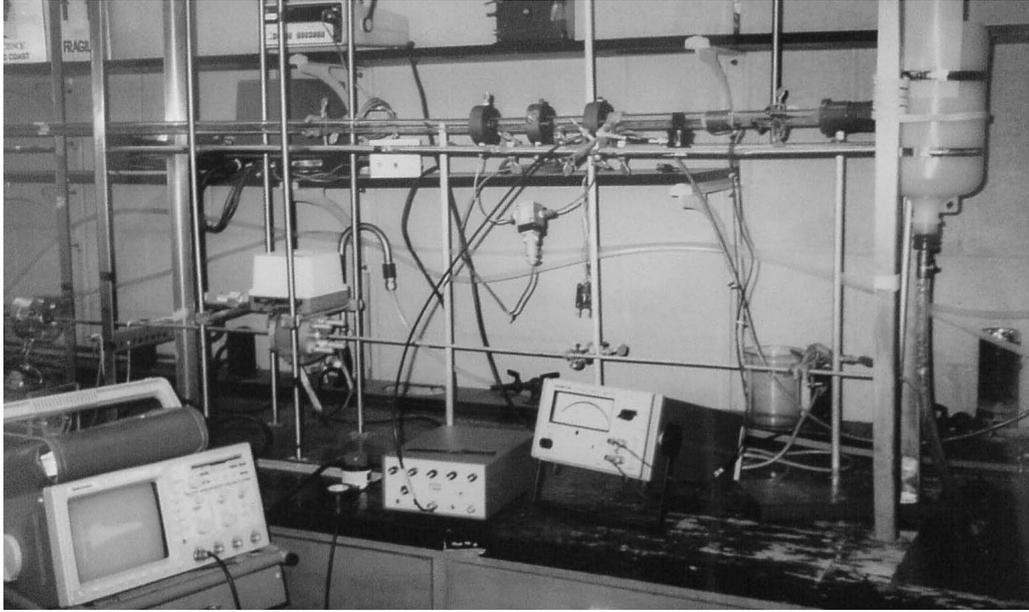


Figura 2.6: Montagem para simulação de escoamentos bifásicos horizontais, (Morala e Chang, 1986).

‘reconhecer’ os regimes) seria possível obter outros parâmetros de interesse para um determinado regime, utilizando-se correlações apropriadas. A média da área ocupada pelo líquido foi calculada através da relação

$$A_L = r^2 \left[\frac{\pi}{2} - \arcsen \left(1 - \frac{h_L}{r} \right) \right] - (r - h_L) (2rh_L - h_L^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

onde h_L é a altura de líquido medida. A fração de vazio foi obtida por

$$\alpha = \frac{1}{1024} \sum_1^{1024} \left(1 - \frac{A_L}{A_T} \right) \quad (2.10)$$

tendo sido comparada com a correlação de Armand, (Morala e Chang, 1986), em termos da fração volumétrica de gás

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_L + Q_G} \quad (2.11)$$

onde Q_L é a vazão de líquido e Q_G é a vazão de gás. Os autores obtiveram uma concordância razoável dos seus resultados com a correlação de Armand mas, somente para os escoamentos estratificados; para os escoamentos intermitentes a concordância foi ruim. Os resultados experimentais foram ajustados pelos autores através do polinômio

$$\alpha = 0,236 - 0,429\beta + 0,883\beta^2 \quad (2.12)$$

com uma variância de 0,063. Da mesma forma, os autores compararam as frações de vazio medidas pelo sistema ultra-sônico proposto com as frações de vazio medidas por um sistema capacitivo desenvolvido por Lightstone e Chang (1983), usando a mesma montagem experimental. Os autores observaram pequenas discrepâncias entre as duas técnicas e atribuíram o fato ao efeito da penetração (do inglês “*entrainment*”) de bolhas de gás no líquido, e ao contrário, de gotas de líquido no gás (sendo mais acentuado nos regimes intermitentes) o qual não foi detectado pelo sistema ultra-sônico, ao contrário do sistema capacitivo que foi capaz de medi-lo. Morala e Chang (1986) também testaram os seus resultados experimentais comparando-os com os do modelo numérico-empírico de Russel, que foi desenvolvido para o cálculo da fração de vazio e da perda de pressão em escoamentos bifásicos estratificados horizontais bidimensionais. A comparação foi realizada em termos da vazão volumétrica de líquido em função da altura de líquido, adimensionalizadas por

$$Q_L^* = \frac{Q_L}{8kr^4} \quad (2.13)$$

$$h_L^* = \frac{h_L}{d} \quad (2.14)$$

onde

$$k = \frac{2f_G u_G^2 \rho_g}{\mu_L D_G}, \quad (2.15)$$

sendo d o diâmetro e r o raio interno do duto. Na equação (2.15) os índices G e L referem-se, respectivamente, ao gás e ao líquido; f é o fator de atrito, u é a velocidade, ρ é a massa específica, D é o diâmetro hidráulico e μ é a viscosidade dinâmica. Os seguintes resultados foram extraídos da comparação com o modelo de Russel:

1. a concordância entre o modelo e os resultados experimentais de Chang e Morala foi considerada boa para valores de $h_L^* < 0,4$.
2. para $h_L^* > 0,4$ o modelo mostrou-se inconsistente com os resultados experimentais pois, nestas condições, os escoamentos estratificados já estavam ondulados.

Serizawa et al. (1994) realizaram um estudo experimental sobre os fundamentos da medição da altura de líquido em escoamentos estratificados sobre superfícies planas, horizontais e inclinadas, através da aplicação da técnica ultra-sônica de pulso-eco. Os resultados das medições por ultra-som foram comparados com os resultados fornecidos por duas técnicas diferentes: medição à laser e impedância. Dentre outros resultados Serizawa et al. (1994) intuíram que existe uma relação entre o ângulo θ , o diâmetro do transdutor de ultra-som d e a altura de líquido h_L , que possibilita a medição, Figura 2.7.

Fiedler et al. (2003) aplicaram a técnica de pulso-eco para medição da altura de líquido em sub-canais de condensadores compactos. Os autores determinaram também a condição limite para o escoamento ocorrer em contra-corrente (do inglês “flooding”), utilizando a mesma técnica. Os experimentos foram realizados em um aparato que consistiu de um tubo de alumínio com diâmetro interno de 7 mm e 500 mm de comprimento, que podia ser inclinado em relação à direção horizontal em ângulos de 30° , 60° e 90° . Os fluidos de trabalho foram água e vapor saturado. O sistema ultra-sônico foi calibrado por comparação com uma técnica resistiva que

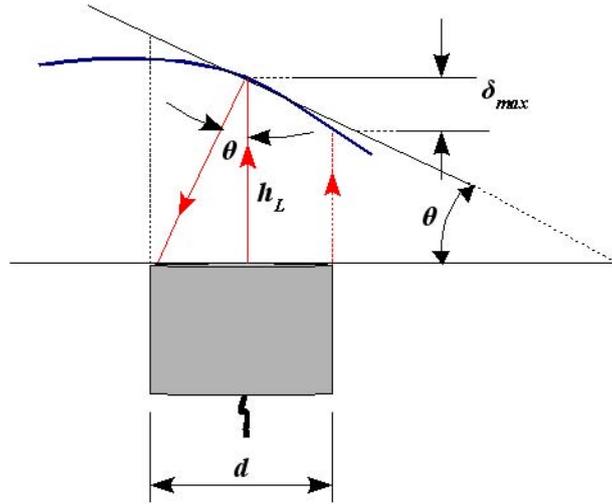


Figura 2.7: Influência da inclinação da interface na técnica ultra-sônica de pulso-eco, segundo Serizawa et al. (1994)

permitia a medição da altura de líquido em um escoamento estratificado inclinado, em condições atmosféricas.

Técnica de Transmissão

A técnica de transmissão para a medição de escoamentos multifásicos foi desenvolvida, principalmente, por Lynnworth et al. (1976), Morala et al. (1984) e Chang et al. (1984).

Lynnworth et al. (1976) realizaram um dos primeiros estudos experimentais empregando a técnica ultra-sônica de transmissão para a medição da velocidade de um escoamento bifásico gás-líquido, com bolhas de vapor dispersas em polietileno líquido. Os autores conseguiram medir a velocidade do escoamento sob condições de temperatura de até 300 °C, fração de vazio máxima de 10% em regime laminar, com exatidão $\leq 3\%$ e tempo de resposta mínimo igual a 10 s. Os experimentos foram realizados em um aparato constituído por um duto cilíndrico de aço inoxidável com seção circular de diâmetro interno igual a 1,9 cm, onde dois transdutores de ultra-som com frequências de 1 MHz foram posicionados na superfície externa e em geratrizes opostas, distanciados entre si 15 cm medidos ao longo do eixo axial; e no interior do duto dois refletores com 45° de inclinação, também foram posicionados

em lados opostos aos transdutores, havendo contato direto com o escoamento, de modo que o sinal ultra-sônico emitido por um dos transdutores atravessava o duto na direção radial, refletia-se no refletor do lado oposto e era transmitido ao longo da direção axial do escoamento até encontrar o segundo refletor, sendo então refletido para o transdutor receptor. Foi observado pelos autores que as taxas de variação da velocidade do som e da atenuação dos sinais ultra-sônicos em função da temperatura do escoamento, eram altas o suficiente para requerer um sistema eletrônico que fosse capaz de gerar sinais ultra-sônicos de forma alternada nos dois transdutores (ora um transdutor sendo emissor e o outro receptor e vice-versa) com intervalos de duração de ± 100 nanosegundos, e capacidade de medição dos tempos de trânsito dos sinais com exatidão ≤ 5 nanosegundos. Desta forma, o trabalho de Lynnworth et al. (1976) produziu também como resultado um protótipo de gerador de sinais ultra-sônicos o qual, além de gerar os sinais, media os tempos de trânsito levando à determinação direta da velocidade do escoamento sem a influência da temperatura sobre a velocidade do som e a atenuação dos sinais ultra-sônicos.

Morala et al. (1984) estudaram a aplicação das técnicas de transmissão e pulsoeco em colunas de borbulhamento verticais. Os autores procuraram estudar a interação dos sinais ultra-sônicos com:

1. bolhas isoladas geradas em um tanque cilíndrico vertical com 10 cm de diâmetro e 20 cm de altura, contendo óleo de silicone. As bolhas eram formadas através da injeção de um volume conhecido de ar, por meio de uma seringa; seus diâmetros variaram de 1,2 mm a 8 mm.
2. coluna de bolhas geradas em um duto vertical de seção transversal retangular com largura igual a 10 cm, contendo água estagnada. As bolhas foram geradas pela passagem de ar comprimido através de uma placa perfurada com furos de mesmo diâmetro situada na base do duto, de tal modo que todas as bolhas formadas tinham o mesmo tamanho e distribuição espacial uniforme.

Três pares de transdutores de ultra-som foram usados, com as seguintes características:

1. 1 par com diâmetro de 6 mm (1/4") e frequência de 2,25 MHz

2. 1 par com diâmetro de 13 mm (1/2") e frequência de 5 MHz
3. 1 par com diâmetro de 25 mm (1") e frequência de 0,5 MHz

As bolhas eram interceptadas pelo feixe ultra-sônico - que foi considerado como sendo um cilindro com raio igual ao raio do par de transdutores e altura igual ao diâmetro interno ou à largura, respectivamente, do tanque e do duto - gerado na direção transversal às suas trajetórias. A interação entre as bolhas e o feixe foi registrada na forma de ondas, cujas amplitudes dependiam da posição das bolhas em relação ao feixe. Para bolhas isoladas os autores estabeleceram uma relação para a atenuação dos sinais ultra-sônicos emitidos em função do tempo, do tamanho dos transdutores e das bolhas, da posição e velocidade das bolhas em relação aos transdutores, dada por

$$\frac{A}{A_o} = \left[r_u^2 \left[\pi - \arccos \left(\frac{r_u^2 - r_b^2 + d^2}{2r_u d} \right) \right] - r_b^2 \arccos \left[\frac{r_b^2 - r_u^2 + d^2}{2r_u d} \right] \right. \\ \left. + r_u d \left[1 - \left(\frac{r_u^2 - r_b^2 + d^2}{2r_u d} \right)^2 \right]^{1/2} \right] / \pi r_u^2 \quad (2.16)$$

onde $A_o = \pi r_u^2$ é a área transversal do feixe ultra-sônico na ausência da bolha, r_b é o raio da bolha, r_u é o raio do transdutor de ultra-som, $d = (e^2 + c^2)^{1/2}$ e $e = u_b t$ onde u_b é a velocidade da bolha e t é o tempo de duração da interação da bolha com o feixe ultra-sônico. Por este modelo os autores foram capazes de estimar o tamanho, a posição e a velocidade das bolhas em função do tempo de trânsito. Os mesmos parâmetros foram medidos através de fotografias dos experimentos e os resultados comparados. Os autores julgaram haver uma boa concordância entre os resultados. Para uma coluna de bolhas com a vazão de ar baixa, os autores consideraram que a atenuação podia ser calculada por

$$\begin{aligned} \frac{A}{A_o} = & \left[r_u^2 \left[\pi - \sum_{i=1}^n \arccos \left(\frac{r_u^2 - r_{bi}^2 + d_i^2}{2r_u d_i} \right) \right] - \sum_{i=1}^n r_{bi}^2 \arccos \left[\frac{r_{bi}^2 - r_u^2 + d_i^2}{2r_u d_i} \right] \right. \\ & \left. + r_u \sum_{i=1}^n d_i \left[1 - \left(\frac{r_u^2 - r_{bi}^2 + d_i^2}{2r_u d_i} \right)^2 \right]^{1/2} \right] / \pi r_u^2 \end{aligned} \quad (2.17)$$

se $[(y_i - y_j)^2 + (x_i - x_j)^2]^{1/2} \geq r_{bi} + r_{bj}$, onde (x_i, y_i) e (x_j, y_j) são as coordenadas dos centros de duas bolhas interagindo simultaneamente com o feixe ultra-sônico e n é o número de bolhas presentes na região delimitada pelo feixe. A equação (2.17) foi integrada no tempo. Pela análise destes resultados, os autores estabeleceram que a equação (2.17) é válida quando $[(y_i - y_j)^2 + (x_i - x_j)^2]^{1/2} \geq r_{bi} + r_{bj}$.

Nos experimentos realizados com a coluna de borbulhamento, os autores empregaram a técnica de pulso-eco para investigar a influência da fração de vazio sobre a velocidade de propagação dos sinais ultra-sônicos. Pelos resultados obtidos, foi possível verificar que o valor da velocidade medido de 1340 m/s não foi influenciado pela fração de vazio média, que foi variada de 0 a 25%. Já a técnica de transmissão foi empregada para a obtenção do tamanho e da velocidade das bolhas, através das medições das atenuações dos sinais ultra-sônicos durante intervalos de tempo de 1,5 s. Comparando os resultados da equação (2.17) com os resultados experimentais, os autores observaram uma variação de até 50% para todas as condições de fração de vazio testadas, enquanto que a concordância para frações de vazio $< 25\%$ foi considerada excelente. As principais conclusões do trabalho de Morala et al. (1984) podem ser resumidas assim:

1. para bolhas isoladas a equação (2.16) pode ser usada para estimar o tamanho e a velocidade das bolhas com boa exatidão, combinada com os resultados dados pela técnica de transmissão empregada.
2. para colunas de borbulhamento foi demonstrado que a velocidade de propagação dos sinais ultra-sônicos não é influenciada significativamente pela fração de vazio, nas condições experimentais testadas, e que a equação (2.17) pode

ser usada para estimar o tamanho e a velocidade das bolhas quando a fração de vazio situar-se entre 0 e 25%.

Chang et al. (1984) desenvolveram a técnica de transmissão para a medição da fração de vazio em colunas de borbulhamento gás-líquido verticais. As colunas consistiram de um tubo cilíndrico de acrílico com diâmetro interno de 0,0445 m, que pode ser apreciada na Figura 2.8, e um tubo cilíndrico de alumínio com diâmetro interno de 0,0635 m contendo em seu interior água estagnada. Em ambas as colunas existia um gerador de bolhas de ar comprimido, capaz de formar bolhas com aproximadamente o mesmo diâmetro. Um par de transdutores de ultra-som com diâmetro de 6 mm (1/4") e frequência de 2,25 MHz foi posicionado nas colunas em geratrizes diametralmente opostas, de modo que um transdutor era emissor e o outro receptor dos sinais ultra-sônicos. Um termopar foi inserido nas colunas, próximo dos transdutores, para medir a temperatura da água.

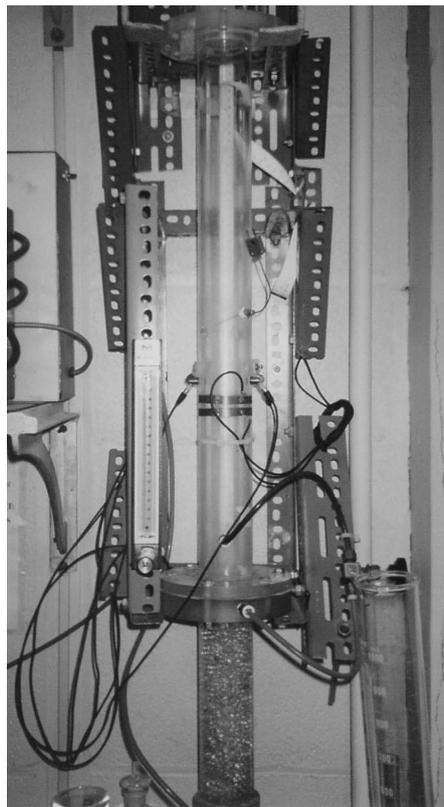


Figura 2.8: Coluna de borbulhamento em acrílico, (Chang et al., 1984).

O feixe ultra-sônico gerado, que atravessava as colunas na direção radial, foi considerado como sendo um cilindro com volume igual a $\pi r_u^2 d_w$, onde r_u era o raio dos transdutores e d_w o diâmetro interno das colunas. A interação entre as bolhas e o feixe ultra-sônico foi registrada em formato de ondas, cujas amplitudes dependiam da posição relativa das bolhas no feixe. Desta forma, a atenuação dos sinais ultra-sônicos emitidos era relacionada ao tempo da interação e à intensidade dos sinais que atravessavam a coluna. A atenuação devida à passagem de uma única bolha foi calculada pela equação (2.17). Os autores melhoraram o modelo de Morala et al. (1984) a fim de prever as interações entre um feixe ultra-sônico e uma coluna de bolhas, assumindo que as bolhas geradas eram esféricas, tendo o mesmo diâmetro e uma distribuição espacial uniforme com uma coalescência mínima entre elas. Além disso, foi suposto que o feixe ultra-sônico não pudesse atravessar uma bolha e que a atenuação era uma função do número de bolhas interceptando, total ou parcialmente, o feixe ultra-sônico. Desta forma, a atenuação era proporcional à área transversal do feixe, não obstruída pela coluna de bolhas. Estas hipóteses levaram os autores a assumir que a quantidade de bolhas interceptando o feixe seria equivalente a uma única bolha esférica tendo o centro situado no eixo axial do feixe, e interceptando-o da mesma forma que a coluna de bolhas. Usando este modelo de bolha equivalente um algoritmo foi implementado em computador, e os autores foram capazes de estimar numericamente a influência do raio da bolha, do raio dos transdutores e do diâmetro das colunas sobre a atenuação dos sinais ultra-sônicos em função da fração de vazio. A comparação entre os resultados numéricos do modelo e os resultados experimentais, mostrou ser possível a estimativa da atenuação do feixe através de uma correlação do tipo

$$\frac{A}{A_o} = e^{-[f(r_b/r_u), d_w, \alpha]} \quad (2.18)$$

válida para $A/A_o \geq 0,2$ e exatidão de $\pm 10\%$. De forma independente, foram realizadas também simulações utilizando o método de Monte Carlo, onde a hipótese do modelo de bolha equivalente foi descartada. Os autores compararam os resultados obtidos pelo método de Monte Carlo com os do modelo de bolha equivalente, e verificaram existir uma concordância entre eles até cerca de 10% da fração de vazio. Os

autores também testaram experimentalmente a influência da temperatura da água e do material das colunas sobre a atenuação dos sinais ultra-sônicos e concluíram não haver nenhum efeito significativo destes parâmetros sobre a atenuação, em termos da fração de vazio. Outras conclusões baseadas nos resultados experimentais foram:

- a atenuação, para um determinado diâmetro das colunas, pode ser bem representada pela correlação

$$\frac{A}{A_o} = e^{-[f(r_b), d_w, \alpha]} \quad (2.19)$$

onde $f(r_b)$ é uma função do raio da bolha, r_b , e α é a fração de vazio. A influência do raio do transdutor r_u sobre a atenuação foi verificada ser insignificante.

- a técnica desenvolvida tem potencial de aplicação em sistemas de metais líquidos e em escoamentos de bolhas com transientes em intervalos de tempo com magnitudes ≥ 1 s.

Recentes trabalhos publicados na literatura indicam uma tendência ao desenvolvimento futuro da medição ultra-sônica de escoamentos bifásicos, combinada com outras técnicas não ultra-sônicas, (Xu e Xu (1997), Xu et al. (1997), Supardan et al. (2004), Vatanakul et al. (2004), Rahiman et al. (2006)). Enquanto outros trabalhos, não tão recentes mas igualmente promissores, abrem um leque de possibilidades para as técnicas ultra-sônicas combinadas: pulso-eco e transmissão para aplicação na medição de vazão de canais abertos, (Lynnworth, 1979); medidores ultra-sônicos portáteis que utilizam um modo de reflexão denominado *espalhamento estroboscópico* (do inglês “stroboscopic scattering”) são capazes de medir a vazão de líquido em escoamentos bifásicos gás-líquido, na presença de frações de vazio $\geq 25\%$.

2.2.3 Modelos Teóricos

Os escoamentos bifásicos gás-líquido em dutos horizontais têm sido estudados intensamente nas últimas três décadas, havendo uma enorme quantidade de trabalhos publicados neste período nos quais, em termos de uma modelagem teórica,

predominam os chamados modelos mecanicistas. Ng (2002) classificou os modelos mecanicistas em quatro grandes grupos: unidimensionais permanentes, unidimensionais transientes, bidimensionais permanentes e computacionais. Ainda segundo Ng (2002), os modelos mecanicistas procuram explicar os fenômenos físicos envolvidos na troca da quantidade de movimento entre as fases gás-líquido. Desta forma, os modelos unidimensionais permanentes levam em conta a variação da quantidade de movimento tão somente na direção axial dos escoamentos, enquanto que os modelos unidimensionais transientes consideram também a variação temporal, implicando que a posição da interface gás-líquido é dependente do tempo. Nas modelagens unidimensionais são incorporados parâmetros, tais como o fator de atrito, que introduzem efeitos multidimensionais e assim uma modelagem unidimensional pode ser considerada, sob os pontos de vista matemático e físico, como sendo multidimensional. Ng (2002) chamou estes modelos de *pseudo – unidimensionais*.

Os modelos bidimensionais, por sua vez, consideram que a variação da quantidade de movimento dar-se-á em um plano transversal e perpendicular à direção axial, como pode ser visto na Figura 2.9.

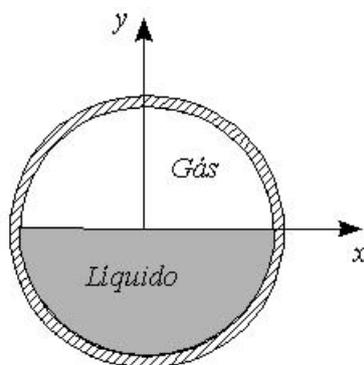


Figura 2.9: Sistema de coordenadas cartesianas de um modelo bidimensional no plano $x - y$.

Alternativamente, a variação da quantidade de movimento é modelada em um plano paralelo e perpendicular à direção axial dos escoamentos, como é mostrado na Figura 2.10.

As equações de Navier-Stokes são resolvidas para ambas as fases em um dos

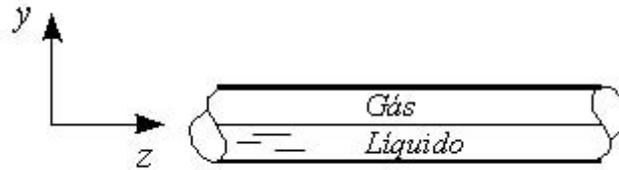


Figura 2.10: Sistema de coordenadas cartesianas de um modelo bidimensional no plano $y - z$.

planos e, em geral, sob a hipótese de escoamentos plenamente desenvolvidos. No primeiro caso, plano transversal e paralelo à direção axial, a geometria da interface gás-líquido pode ser modelada a fim de incluir o seu efeito sobre as propriedades dos escoamentos. Antecipando, no presente trabalho a interface gás-líquido de um escoamento bifásico estratificado em um duto horizontal será considerada como sendo totalmente plana sem nenhuma ondulação. Já Ng et al. (2002) e Ng et al. (2004) trataram a interface, para o mesmo regime de escoamento, como se ela possuísse uma curvatura cuja forma era uma função complexa da aceleração da gravidade, da tensão superficial, do ângulo de contato gás-líquido-parede e da fração de vazio. O segundo caso, plano paralelo e perpendicular à direção axial, tem como principal característica uma interface gás-líquido que é variável ao longo da direção do escoamento.

Os modelos computacionais são códigos comerciais que geralmente utilizam a formulação unidimensional, permanente ou transiente, de 2 fluidos (ou modelo de fases separadas) com seis equações, sendo duas equações para cada fase, e com relações constitutivas apropriadas para descrever as trocas de massa, quantidade de movimento e energia entre as fases e seus contornos.

Taitel e Dukler (1976) propuseram um modelo unidimensional para escoamentos bifásicos gás-líquido em dutos horizontais e inclinados que, na literatura, é considerado um dos mais bem sucedidos em termos de aplicação de engenharia. O modelo foi formulado para as fases separadas com condições de contorno, nas paredes do duto e nas interfaces gás-líquido, construídas usando correlações de fator de atrito desenvolvidas para escoamentos monofásicos. A análise de Taitel e Du-

kler (1976) parte da existência de um escoamento bifásico estratificado com uma interface plana em equilíbrio, de acordo com a Figura 2.11.

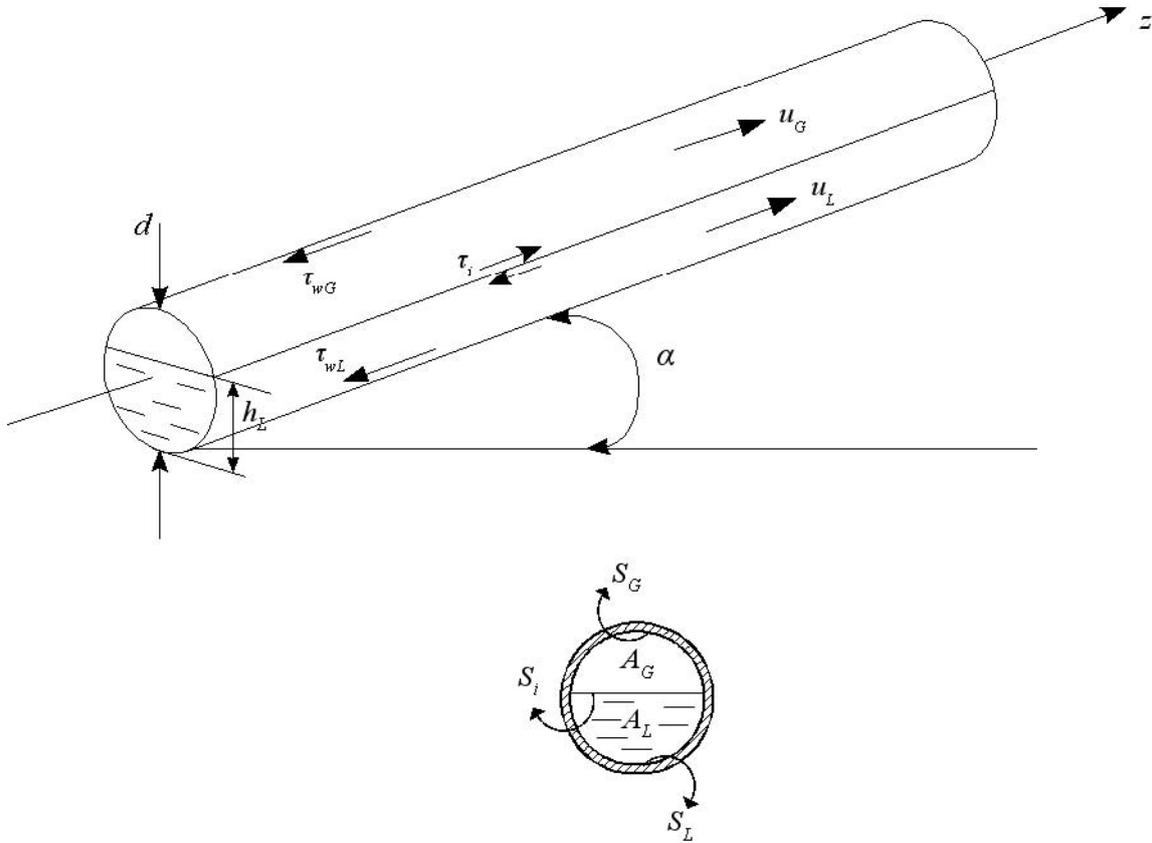


Figura 2.11: Escoamento estratificado em equilíbrio segundo Taitel e Dukler (1976).

Para um escoamento estacionário, unidimensional, incompressível e com propriedades físicas constantes o balanço das forças atuando em cada fase pode ser escrito, pela segunda lei de Newton, como:

$$\sum_{i=G,L} F_i = \frac{d(Mu)}{dz} = 0 \quad (2.20)$$

Para o gás e o líquido tem-se que

$$-A_G \frac{dp_G}{dz} - \tau_{wG} S_G - \tau_i S_i + \rho_G A_G g \sin \alpha = 0 \quad (2.21)$$

$$-A_L \frac{dp_L}{dz} - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i + \rho_L A_L g \sin \alpha = 0 \quad (2.22)$$

Em um escoamento plenamente desenvolvido, temos

$$\frac{dp_G}{dz} = \frac{dp_L}{dz}$$

e as Eqs. (2.21) e (2.22) reduzem-se a

$$\tau_{wG} \frac{S_G}{A_G} - \tau_{wL} \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_G} + \frac{1}{A_L} \right) + (\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha = 0 \quad (2.23)$$

As tensões cisalhantes, na parede e na interface, são calculadas usando as definições do fator de atrito de Fanning

$$\tau_{wG} = f_G \rho_G \frac{u_G^2}{2} \quad (2.24)$$

$$\tau_{wL} = f_L \rho_L \frac{u_L^2}{2} \quad (2.25)$$

$$\tau_i = f_i \rho_G \frac{(u_G - u_L)^2}{2} \quad (2.26)$$

sendo os fatores de atrito dados pela correlação de McAdams, (Todreas e Kazimi, 1990), em cada fase

$$f_G = C_G Re_G^{-m} \quad (2.27)$$

$$f_L = C_L Re_L^{-n} \quad (2.28)$$

onde C_G , C_L , m e n são os valores de McAdams para tubos lisos dependentes dos números de Reynolds, Re_G e Re_L , do escoamento. Para o fator de atrito na interface, f_i , os autores usaram um resultado da literatura obtido por Gazley (1948) para escoamentos estratificados com interface lisa

$$f_i \approx f_G \quad (2.29)$$

e sugeriram que para $u_G \gg u_L$ (quando ocorre a maioria das transições para outros regimes de escoamentos) a equação (2.26) é válida. Os números de Reynolds em cada fase são calculados por

$$Re_G = \frac{D_G u_G}{\nu_G} \quad (2.30)$$

$$Re_L = \frac{D_L u_L}{\nu_L} \quad (2.31)$$

onde ν é a viscosidade cinemática e D é o diâmetro hidráulico como sugerido por Agrawal et al. (1973)

$$D_G = 4 \frac{A_G}{S_G + S_i} \quad (2.32)$$

$$D_L = 4 \frac{A_L}{S_L} \quad (2.33)$$

implicando que o escoamento do gás é interno a um duto semicircular, enquanto que o líquido percorre um canal, também semicircular, com superfície livre plana. Para escoamento laminar

$$C_G = C_L = 16 \quad (2.34)$$

$$m = n = 1 \quad (2.35)$$

e para escoamento turbulento

$$C_G = C_L = 0,046 \quad (2.36)$$

$$m = n = 0,2 \quad (2.37)$$

Observa-se que os valores dos coeficientes C e expoentes m e n são válidos para (Todreas e Kazimi, 1990):

$Re \leq 2100$ (escoamento laminar)

$3 \times 10^4 < Re < 10^6$ (escoamento turbulento)

Taitel e Dukler (1976) adimensionalizaram a equação (2.23) obtendo

$$X^2(\tilde{D}_L\tilde{u}_L)^{-n}\tilde{u}_L^2\frac{\tilde{S}_L}{\tilde{A}_L} - (\tilde{D}_G\tilde{u}_G)^{-m}\tilde{u}_G^2\left[\frac{\tilde{S}_G}{\tilde{A}_G} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_G} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_L}\right] - 4Y = 0 \quad (2.38)$$

X foi reconhecido pelos autores como sendo o parâmetro de Lockart e Martinelli (1949), calculado como se cada fase percorresse o duto isoladamente

$$X^2 = \frac{\frac{4}{D}C_L Re_{Ls}^{-n} \rho_L \frac{(u_{Ls}^2)}{2}}{\frac{4}{D}C_G Re_{Gs}^{-m} \rho_G \frac{(u_{Gs}^2)}{2}} \equiv \frac{(\frac{dp}{dz})_{Ls}}{(\frac{dp}{dz})_{Gs}} \quad (2.39)$$

e Y foi interpretado como sendo uma relação entre as forças gravitacionais e de pressão atuando no líquido, devido à inclinação do duto

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G)g \text{sen} \alpha}{4C_G Re_{Gs}^{-m} \rho_G \frac{(u_{Gs}^2)}{2D}} \equiv \frac{(\rho_L - \rho_G)g \text{sen} \alpha}{(\frac{dp}{dz})_{Gs}} \quad (2.40)$$

e para dutos horizontais $Y = 0$. Um comentário final sobre o modelo de Taitel e Dukler (1976) é que a principal dificuldade do modelo encontra-se no cálculo do

fator de atrito na interface, pois a hipótese de superfície plana e lisa não se sustenta para valores de u_G e u_L em algumas aplicações práticas.

Um dos primeiros modelos bidimensionais, para escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados, em dutos horizontais e inclinados, foi desenvolvido por Shoham e Taitel (1984). Do ponto de vista teórico a fase gasosa foi modelada como sendo um escoamento monofásico ocupando todo o duto, com as tensões cisalhantes e o gradiente de pressão dados por correlações de fator de atrito em função do diâmetro hidráulico da seção do duto efetivamente ocupada pelo gás. A fase líquida foi modelada através das equações de Navier-Stokes, considerando o escoamento em regime permanente, bidimensional e limitado pela superfície interna inferior do duto e a interface gás-líquido; as equações de Navier-Stokes foram solucionadas numericamente pelo método de diferenças finitas, utilizando um sistema de coordenadas bipolares e o modelo algébrico de turbulência de Van-Driest (1956). Pelo modelo de Shoham e Taitel (1984), as equações de Navier-Stokes reduzem-se, respectivamente, para o gás e para o líquido em coordenadas cartesianas a

$$\nabla^2 u_G = \frac{1}{\mu_{eG}} \left(\frac{dp_G}{dz} + \rho_G g \sin \alpha \right) \quad (2.41)$$

$$\nabla^2 u_L = \frac{1}{\mu_{eL}} \left(\frac{dp_L}{dz} + \rho_L g \sin \alpha \right) \quad (2.42)$$

onde μ_e é a viscosidade dinâmica efetiva em cada fase, algebricamente igual a soma das viscosidades dinâmicas molecular e turbulenta, isto é, $\mu_e = \mu + \mu_t$. O modelo de Shoham e Taitel (1984) é esquematicamente representado na Figura 2.12. As condições de contorno do modelo foram:

i) nas paredes do duto

$$u_G = u_L = 0$$

ii) no plano de simetria vertical

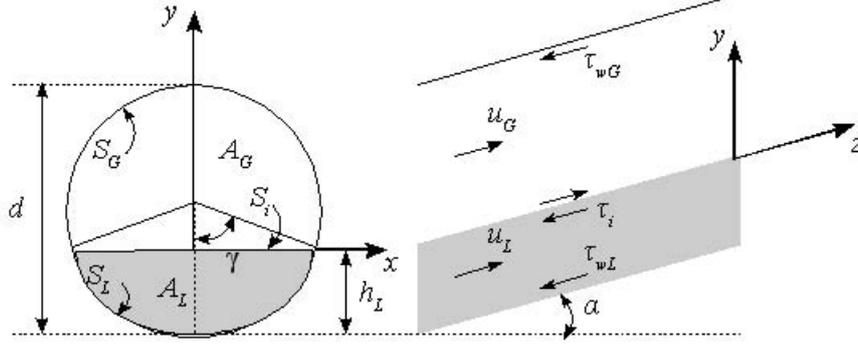


Figura 2.12: Modelo de um escoamento estratificado segundo Shoham e Taitel (1984).

$$\frac{\partial u_G}{\partial x} = \frac{\partial u_L}{\partial x} = 0$$

iii) na interface

$$u_G = u_L$$

$$\mu_{eG} \frac{\partial u_G}{\partial y} = \mu_{eL} \frac{\partial u_L}{\partial y} = \tau_i$$

Introduzindo variáveis adimensionais as equações (2.41) e (2.42) ficam

$$\nabla^2 u'_G = \frac{1}{\mu'_{eG}} \left(\frac{dp}{dz} + \rho_G g s \sin \alpha \right)'_G = \frac{k'_G}{\mu'_{eG}} \quad (2.43)$$

$$\nabla^2 u'_L = \frac{1}{\mu'_{eL}} \left(\frac{dp}{dz} + \rho_L g s \sin \alpha \right)'_L = \frac{k'_L}{\mu'_{eL}} \quad (2.44)$$

onde

$$k'_G = \frac{Re_{Gs}}{Fr_{Gs}}, \quad k'_L = \frac{Re_{Ls}}{Fr_{Ls}}$$

$$\mu'_{eG} = \frac{1}{Re_{Gs}} + \mu'_{tG}, \quad \mu'_{eL} = \frac{1}{Re_{Ls}} + \mu'_{tL}$$

$$Re_{Gs} = \frac{u_{Gs} D}{\nu_G}, \quad Re_{Ls} = \frac{u_{Ls} D}{\nu_L}$$

Considerando as paredes do duto e a interface gás-líquido como o resultado da interseção entre um cilindro oco com seção circular e uma superfície plana, os autores

efetuaram uma mudança de coordenadas cartesianas para coordenadas bipolares e, a seguir, uma transformação através da função

$$w = ic \cot\left(\frac{\zeta}{2}\right) \quad (2.45)$$

onde $w = x + iy$ e $\zeta = \xi + i\eta$ são os planos de coordenadas, respectivamente, (x, y) e (ξ, η) de acordo com a Figura 2.13. No plano ζ tem-se que, para o gás

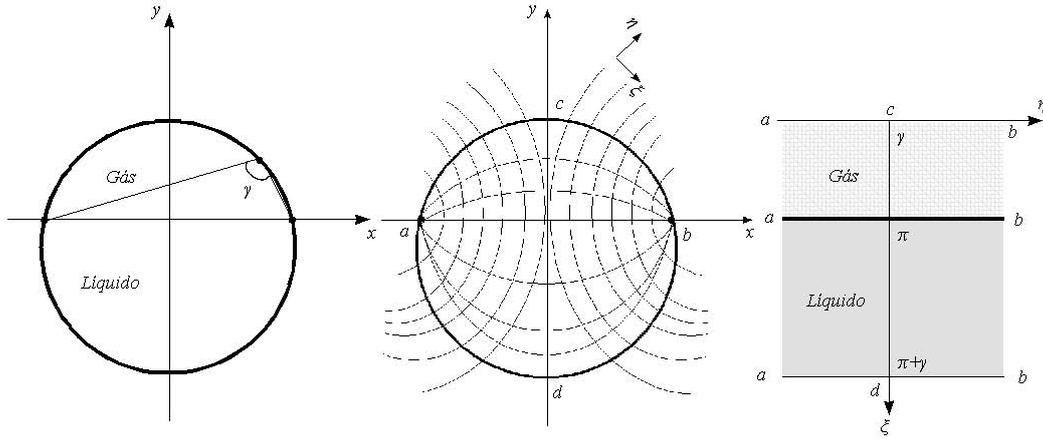


Figura 2.13: Sistema de coordenadas bipolares do modelo de Shoham e Taitel (1984).

$$\gamma < \xi < \pi, \quad -\infty < \eta < \infty$$

e para o líquido

$$\pi < \xi < \pi + \gamma, \quad -\infty < \eta < \infty.$$

As equações (2.43) e (2.44), rescritas no sistema de coordenadas (ξ, η) , ficam

$$\frac{\partial^2 u'_G}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u'_G}{\partial \eta^2} = \frac{k'_G}{\mu'_{eG}} \frac{c'^2}{(\cosh \eta - \cos \xi)^2} \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial^2 u'_L}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u'_L}{\partial \eta^2} = \frac{k'_L}{\mu'_{eL}} \frac{c'^2}{(\cosh \eta - \cos \xi)^2} \quad (2.47)$$

Para a solução das equações (2.46) e (2.47), Shoham e Taitel (1984) propuseram o seguinte esquema:

i) um balanço de forças no gás fornece

$$-A_G \frac{dp}{dz} - \tau_{wG} S_G - \tau_i S_i + \rho_G A_G g \sin \alpha = 0 \quad (2.48)$$

que na forma adimensional fica

$$\frac{dp'}{dz} = \left(-\tau_{wG} \frac{S_G}{A_G} - \tau_i \frac{S_i}{A_G} + \rho_G A_G g \sin \alpha \right) \frac{D}{\rho_L u_{Ls}^2} \quad (2.49)$$

desde que, em um escoamento plenamente desenvolvido,

$$\frac{dp_G}{dz} = \frac{dp_L}{dz}$$

e sendo

$$A_G = 0,25D^2(\pi - \gamma + \sin \gamma \cos \gamma)$$

$$S_G = (\pi - \gamma)D, \quad S_i = D \sin \gamma$$

$$\gamma = \arccos(1 - 2h_L)$$

A tensão na parede, τ_{wG} , é calculada pela equação (2.24)

$$\tau_{wG} = f_G \rho_G \frac{u_G^2}{2}$$

sendo f_G dado pela equação (2.27). Para calcular a tensão na interface os autores usaram a correlação empírica de Cohen e Hanratty (1968)

$$\tau_i = 0,0142 \frac{\rho_G u_G^2}{2}$$

que foi desenvolvida para escoamentos água-ar estratificados, abrangendo os escoamentos ondulados com ondas tridimensionais na interface e amplitudes pequenas.

ii) o gradiente de pressão calculado pela equação (2.49) é levado na equação (2.46);

iii) a equação (2.47) é solucionada numericamente, sendo a viscosidade turbulenta adimensional dada pelo modelo de Van-Driest (1956):

$$\mu'_{tL} = l'_m{}^2 \left| \frac{\partial u'_L}{\partial \xi} \frac{\cosh \eta - \cos \xi}{c'} \right|$$

onde l'_m é o comprimento de mistura de Prandtl, (Su, 2005), e

$$l'_m = \chi l'_\xi \left[1 - \exp \left(-\frac{l'_\xi}{26} \right) \right]$$

$$l'_\xi = \left(\frac{l'_\xi D \sqrt{\frac{\tau_{wL}}{\rho_L}}}{\nu_L} \right)$$

sendo χ a constante de von Kármán, e τ_{wL} a tensão média entre o líquido e a parede do duto dada pela equação (2.22).

Akai et al. (1981) aplicaram o modelo de turbulência de duas equações $\kappa - \epsilon$ em um escoamento bifásico estratificado entre placas planas horizontais, a fim de analisar a influência de ondulações na interface gás-líquido sobre as estruturas turbulentas de ambas as fases do escoamento. A análise de Akai et al. (1981) consistiu na utilização das equações de Navier-Stokes de médias de Reynolds, com o modelo de turbulência padrão $\kappa - \epsilon$ modificado a fim de incluir os efeitos de baixos números de Reynolds (do inglês “Low Reynolds Number - LRN”). Os autores modelaram as fases gás e líquido separadamente, escrevendo as equações para energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta usando o termo $\tilde{\epsilon}$ ao invés de ϵ , sendo

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{\kappa}}{\partial y} \right)^2$$

que implica em $\tilde{\epsilon} = 0$ quando $\epsilon = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{\kappa}}{\partial y} \right)^2$ na parede. As equações de Navier-Stokes foram resolvidas numericamente em regime estacionário, enquanto as equações para κ e $\tilde{\epsilon}$ foram resolvidas em regime transiente. Para os escoamentos estratificados com interface plana, os autores obtiveram resultados da fração de vazio e do gradiente de pressão em termos dos parâmetros de Lockhart e Martinelli, que foram considerados satisfatórios após uma comparação com os resultados experimentais dos autores (Akai et al., 1980), e com uma correlação semi-empírica da literatura. Para os escoamentos estratificados ondulados, os autores atribuíram às ondulações interfaciais dois papéis distintos: no líquido elas agiam como fonte de energia turbulenta, e no gás causando a separação do escoamento como se o gás escoasse sobre

uma parede rugosa (representada pela interface). Desta forma, as condições de contorno na interface foram redefinidas: em termos de uma correlação experimental para a velocidade do gás nas proximidades da interface, baseada na lei de parede e deduzida a partir de experimentos dos autores, (Akai et al., 1980). E em termos da distribuição da energia cinética turbulenta na interface, em função das amplitudes e frequências das ondulações, utilizando novamente resultados experimentais e numéricos próprios. Pelas comparações com os resultados experimentais por eles obtidos, os autores concluíram que a análise proposta foi apropriada tendo em vista a boa concordância obtidas com os dados experimentais.

Issa (1988) modelou os escoamentos gás-líquido estratificados turbulentos e bidimensionais, em dutos horizontais e inclinados, resolvendo as equações de Navier-Stokes em cada uma das fases junto com os modelos de turbulência $\kappa - \epsilon$ padrão de alto número de Reynolds e $\kappa - \epsilon$ de baixo número de Reynolds, sendo que o modelo LRN foi o mesmo proposto por Akai et al. (1981). As equações de Navier-Stokes foram implementadas utilizando-se um sistema de coordenadas bipolares, da mesma forma que no modelo de Shoham e Taitel (1984), e solucionadas numericamente pelo método de volumes finitos. No modelo de Issa (1988) a interface gás-líquido foi assumida como sendo uma parede plana lisa no caso de um regime de escoamento suave; e uma parede rugosa no caso de um escoamento ondulado. Portanto, diferente do modelo de Shoham e Taitel (1984), o modelo de Issa (1988) fornece soluções para o campo de velocidades, a fração de vazio e o gradiente de pressão, compreendendo ambos os regimes de escoamentos estratificados. As tensões cisalhantes foram calculadas por Issa (1988) de acordo com o modelo de turbulência empregado:

i) nas paredes do duto

$$\tau_w = \frac{\mu_m}{l_\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

(l_η é um coeficiente definido no plano $\xi + i\eta$ em coordenadas bipolares e μ_m é a viscosidade molecular) para $\kappa - \epsilon$ de baixo número de Reynolds. E pela lei de parede

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \ln E \Delta \eta^+$$

($\Delta \eta^+$ é a coordenada adimensional η normal à parede do duto, κ e E são constantes) para $\kappa - \epsilon$ de alto número de Reynolds.

i) na interface

$$\tau_i = \frac{\mu_m}{l_\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

para $\kappa - \epsilon$ de baixo número de Reynolds e escoamento suave (em ambas as fases).

Para o escoamento ondulado

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \ln E_r \frac{\Delta \eta}{\Delta \eta_r}$$

é usada para o gás, onde η_r é a rugosidade característica associada à estrutura ondulatória do escoamento e determinada empiricamente por Akai et al. (1981). No líquido, a tensão cisalhante é calculada como

$$\tau_i = \frac{\mu}{l_\eta} \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

onde μ é a viscosidade efetiva. Quando o modelo $\kappa - \epsilon$ de alto número de Reynolds foi empregado o autor usou as expressões para τ_i idênticas aquelas para τ_w , no caso de escoamentos com a interface plana. E quando se tratava de um escoamento ondulado, as tensões τ_i foram modeladas por $\kappa - \epsilon$ de baixo número de Reynolds. Issa (1988) justificou as limitações do modelo como sendo devidas ao uso das correlações empíricas propostas por Akai et al. (1981), ressaltando que um esforço de natureza experimental e teórico deveria ser empreendido a fim de se poder estabelecer um modelo que não dependesse da geometria do escoamento.

O modelo de Issa (1988) foi aprimorado por Newton e Behnia (2000) a fim de ampliar a capacidade de previsão pelo modelo do gradiente de pressão e da fração de vazão, para dutos horizontais com até 50 mm de diâmetro interno, contendo escoamentos gás-líquido estratificados turbulentos com interfaces planas. As equações

de Navier-Stokes bidimensionais foram solucionadas em ambas as fases e a viscosidade turbulenta foi modelada utilizando um modelo $\kappa - \epsilon$ de baixo número de Reynolds incorporando funções de amortecimento empíricas nas paredes. Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais dos próprios autores (Newton e Behnia, 1996), e a conclusão foi que apesar do empirismo das funções de amortecimento houve uma boa concordância, indicando que as funções incorporadas ao modelo tiveram pouco ou quase nenhum impacto sobre os resultados. Mais tarde, Newton e Behnia (2001) utilizaram o mesmo modelo para a simulação de escoamentos estratificados ondulados, com algumas modificações nas condições de contorno a fim de satisfazer as exigências de uma interface com geometria irregular: a continuidade das tensões cisalhantes interfaciais foi “forçada”, atribuindo-lhes uma distribuição potencial ao longo da direção da interface. Com isso, foi possível calcular uma tensão cisalhante média, desde que o fator de atrito na interface fosse empiricamente introduzido no modelo. Os autores observaram que as tensões cisalhantes nas paredes do duto, o gradiente de pressão e a fração de vazio não eram influenciados, significativamente, pela escolha do fator de atrito na interface.

Biberg e Halvorsen (2000) realizaram um estudo analítico sobre o problema dos escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados com interface plana, com ambos os fluidos em regime laminar e plenamente desenvolvidos, no interior de um duto horizontal com seção circular. Os autores deduziram soluções algébricas exatas para as tensões cisalhantes médias, nas paredes do duto e na interface gás-líquido, em função do ângulo de molhamento, da fração volumétrica de líquido e do gradiente de pressão do escoamento. Biberg e Halvorsen (2000) obtiveram as seguintes expressões, simples e ao mesmo tempo notáveis, para as tensões cisalhantes na parede, respectivamente, para o gás e o líquido:

$$\bar{\tau}_g = \frac{R}{2} \left(-\frac{dp}{dz} \right) \left(\frac{\delta_g - \left(\frac{1}{2}\right) \text{sen} 2\delta_g}{\delta_g} \right) - \bar{\tau}_i \frac{\text{sen} \delta_g}{\delta_g} \quad (2.50)$$

$$\bar{\tau}_f = \frac{R}{2} \left(-\frac{dp}{dz} \right) \left(\frac{\delta_f - \left(\frac{1}{2}\right) \text{sen} 2\delta_f}{\delta_f} \right) - \bar{\tau}_i \frac{\text{sen} \delta_f}{\delta_f} \quad (2.51)$$

E para a interface a solução obtida foi:

$$\bar{\tau}_i = \frac{R}{2} \left(\frac{dp}{dz} \right) \frac{[\mu_g (\text{sen} \delta_f - \delta_f \cos \delta_f) - \mu_f (\text{sen} \delta_g - \delta_g \cos \delta_g)]}{\mu_g \delta_f + \mu_f \delta_g} \quad (2.52)$$

onde os índices g e f referem-se ao gás e ao líquido, δ é o ângulo de molhamento e R é o raio do duto.

Mouza et al. (2001) estudaram os escoamentos bifásicos gás-líquido ondulados em dutos e canais horizontais, usando um código computacional comercial para resolver as equações de conservação da quantidade de movimento. As fases foram modeladas individualmente com o auxílio de dados e correlações experimentais para o cálculo da perda de pressão e da altura de líquido. Os autores concluíram que a boa concordância entre os resultados numéricos das simulações e os dados experimentais, foi em grande parte devida à utilização de dados e correlações experimentais para a representação da rugosidade interfacial, admitindo que o uso de uma *rugosidade equivalente* não é uma boa solução para o problema da simulação da geração e propagação das ondulações neste regime de escoamento. Este resultado é importante porque, embora o presente trabalho não tenha a pretensão de estudar os escoamentos estratificados ondulados, ele permite antever as limitações do modelo numérico que é desenvolvido no Capítulo 4.

Pela revisão bibliográfica realizada, verifica-se que há poucos trabalhos experimentais publicados em medição de escoamentos bifásicos estratificados, utilizando as técnicas ultra-sônicas de pulso-eco e transmissão combinadas. Praticamente nenhum trabalho foi publicado, nos últimos anos, sobre a modelagem numérica desta técnica de medição. Entretanto, desde o trabalho de Lynnworth (1979), a sua importância tem sido reconhecida em termos de aplicação tecnológica.

Há também poucos trabalhos em modelagem numérica dos escoamentos bifásicos estratificados horizontais, empregando as equações de Navier-Stokes de médias de Reynolds junto com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$. Sendo o estudo dos escoamentos gás-líquido estratificados muito importante em termos de aplicações, por exemplo na engenharia nuclear, é de interesse geral a validação de modelos onde as

equações de Navier-Stokes junto com modelos de turbulência, como o modelo $\kappa - \omega$, são utilizados para previsão de parâmetros bifásicos.

No presente trabalho é estudado o problema da medição ultra-sônica da altura e velocidade de líquido, em um escoamento bifásico estratificado em duto circular horizontal. É proposto um modelo teórico-numérico para uma técnica ultra-sônica, que combina a técnica de pulso-eco com a técnica de transmissão. O modelo permite calcular a altura e a velocidade média de líquido na seção circular do duto. O presente modelo é baseado na teoria de propagação de ondas ultra-sônicas em feixes de raios, para medidores ultra-sônicos de vazão por tempo de trânsito. E nas equações de Navier-Stokes de médias de Reynolds com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$, para um escoamento bifásico estratificado horizontal.

Capítulo 3

EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

3.1 Descrição Geral da Montagem Experimental

Para o estudo experimental dos escoamentos bifásicos horizontais água-ar estratificados, utilizou-se a montagem apresentada na Figura 3.1, formada pelos sistemas mostrados na Figura 3.2.

A seção de testes contém a mistura água-ar proveniente do misturador. É formada por um tubo horizontal reto com um trecho transparente, que permite a visualização dos escoamentos. O sistema de alimentação abastece a seção de testes com as quantidades necessárias de água e ar para obtenção dos regimes de escoamentos.

O sistema de iluminação provê um contraste nítido entre a água e o ar. Pelo sistema de filmagem as interfaces dos escoamentos na seção de testes são observadas no tempo.

O sistema de controle e aquisição de dados permite o controle da velocidade de rotação da bomba e a obtenção das pressões, temperaturas e vazões de água e de ar; e da altura de líquido e fração de vazio na mistura água-ar.

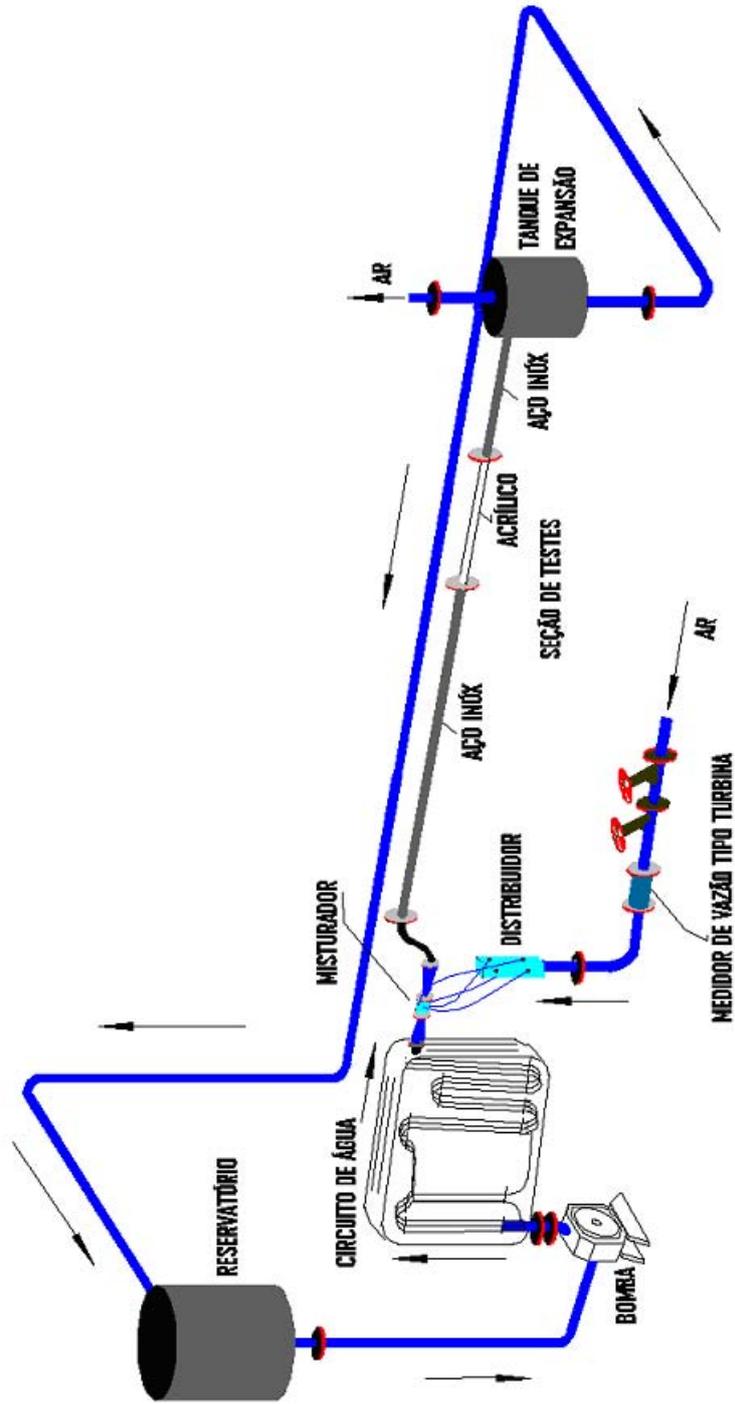


Figura 3.1: Vista geral da seção de testes.

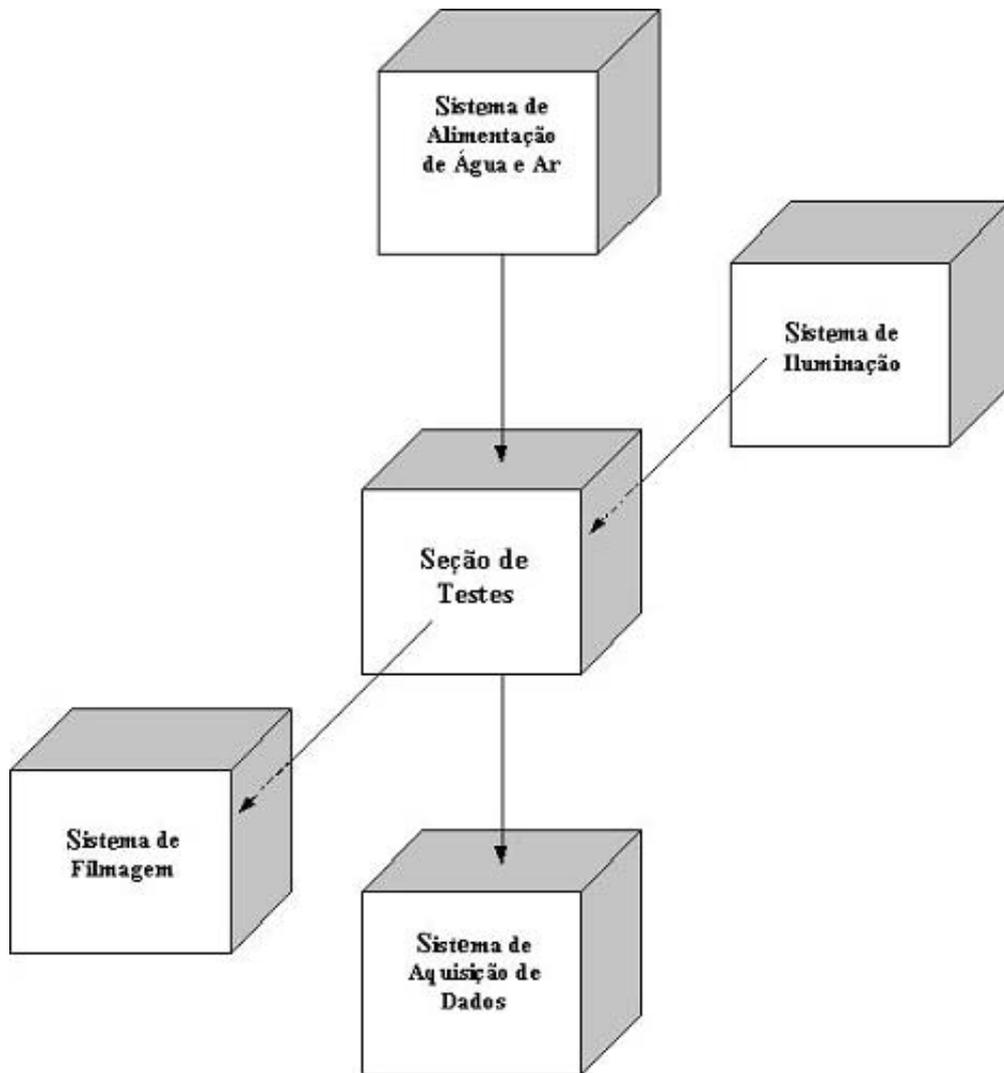


Figura 3.2: Sistemas componentes da montagem experimental.

3.2 Seção de Testes

Na entrada da seção de testes existe um misturador do tipo venturi, onde a água e o ar provenientes, respectivamente, dos circuitos de água e ar comprimido se misturam, Figura 3.3.

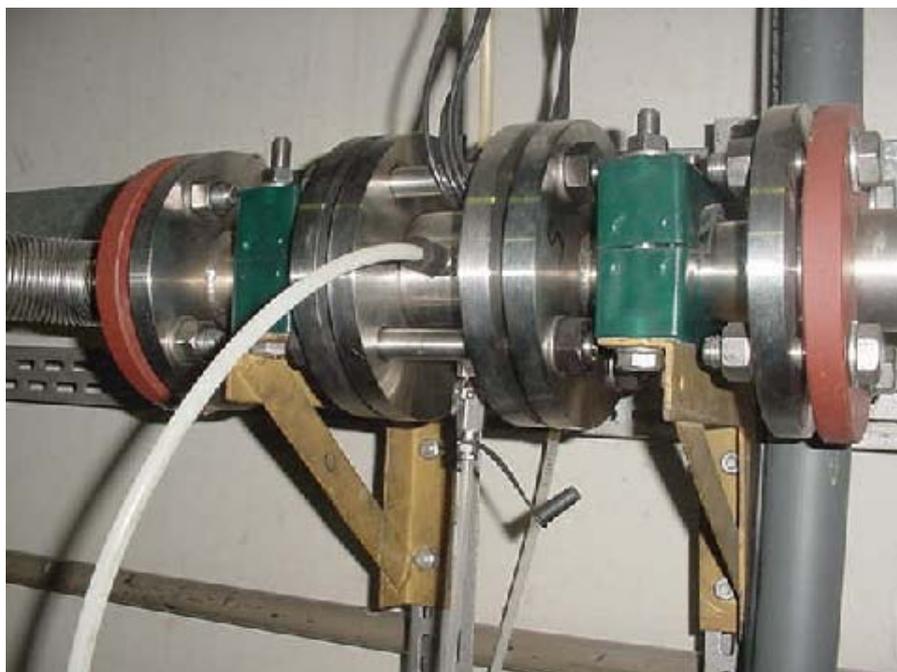


Figura 3.3: Vista geral do misturador água-ar.

O ar entra no misturador por quatro conexões, distribuídas radialmente e defasadas de 90° entre si, situadas em uma câmara anular de 63 mm de comprimento com diâmetro interno de 63 mm. A entrada de água é feita através de um bocal convergente até um tubo com diâmetro interno de 20 mm, cujo eixo axial coincide com o da câmara, com um trecho de tela por onde a mistura água-ar é realizada. A Figura 3.4 apresenta o desenho em corte detalhado do misturador. Seguindo por um bocal divergente, a mistura vai para um tubo horizontal reto de aço inoxidável AISI 316 com diâmetro nominal de 50,8 mm, schedule 5S e cerca de 6 m de comprimento, conectado ao misturador por um tubo flexível de aço inoxidável e juntas de expansão de borracha. O tubo horizontal de aço inoxidável possui quatro tomadas de pressão estática Ermeto, soldadas ao tubo de acordo com a geometria recomendada em Be-

nedict (1969), ao longo de seu comprimento e na parede inferior - com a finalidade de minimizar as perturbações ao escoamento - a cada 1 m de distância, numeradas de 1 a 4 a partir da entrada do tubo e conectadas, respectivamente: tomadas 1 e 4 à sensores de pressão Honeywell do tipo “microswitch”(0 - 15 *psi*); tomadas 2 e 3 à transdutores de pressão A/D padrão FieldBus da SMAR, do tipo capacitivo (0 - 10 *bar*). Depois, segue para um trecho de acrílico extrudado transparente, com o mesmo diâmetro interno do tubo de aço inoxidável e cerca de 0,6 m de comprimento. Antes do trecho de acrílico, existe um termopar Ecil do tipo Chromel - Alumel, com 1,5 mm de diâmetro, ligado a um termômetro digital ECB, modelo MDT2000-K e posicionado próximo à tomada de pressão 4 na parede inferior do tubo de aço inoxidável. O tubo de acrílico possui uma escala linear graduada com divisões de 1,0 mm, colocada na posição horizontal ao longo do eixo axial e na parte de baixo do tubo, com a finalidade de servir como referência para avaliação dos escoamentos filmados. Para facilitar o alinhamento da filmadora, o tubo transparente também possui duas linhas com espessura de 0,30 mm cada, que foram colocadas horizontalmente sobre a superfície, ao longo do eixo axial e diametralmente opostas. Detalhes do trecho em acrílico da seção de testes podem ser vistos na Figura 3.5.

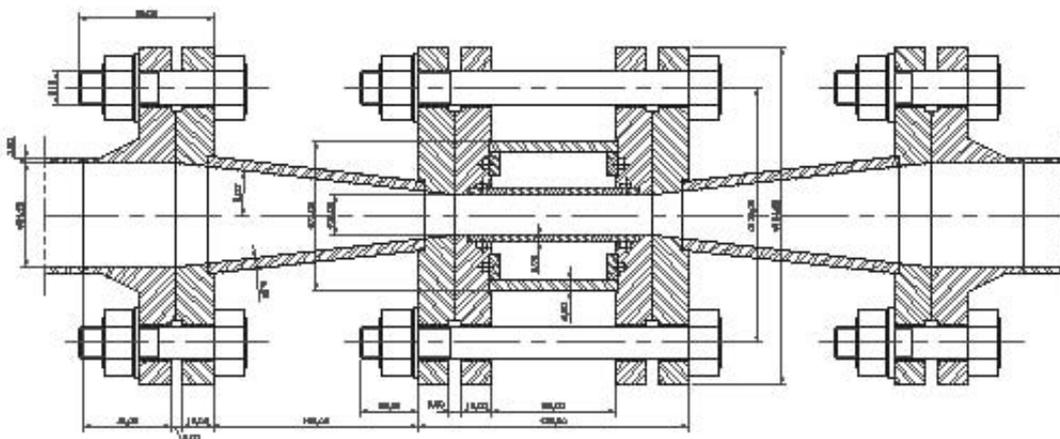


Figura 3.4: Detalhe em corte do misturador água-ar.

Após o trecho de acrílico a mistura bifásica passa por outro tubo horizontal reto, idêntico ao primeiro, com 3 m de comprimento indo então para um tanque

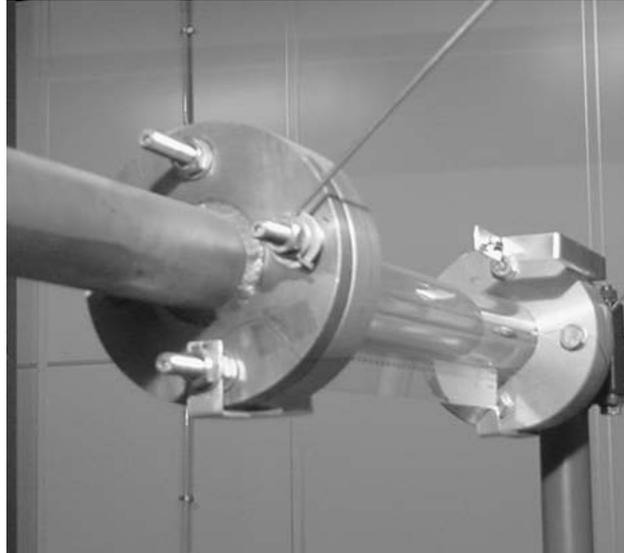


Figura 3.5: Trecho em acrílico da seção de testes.

de expansão, também em aço inoxidável e medindo 1 m de comprimento por 250 mm de diâmetro. A distância desse tanque até a extremidade do tubo de acrílico é suficiente para evitar efeitos de perturbação no escoamento nesse local. Um termopar do tipo Chromel - Alumel, com 1,5 mm de diâmetro, ligado a um termômetro digital ECB, modelo MDT2000-K, foi posicionado na parte superior do tanque para medir a temperatura da mistura. A saída do tanque de expansão está conectada em uma tubulação de PVC, com diâmetro nominal de 50,8 mm, que conduz a mistura até um tanque de separação onde a água é separada do ar por gravidade, retornando ao circuito de água. O ar é exaurido para o ambiente.

3.3 Circuitos de Água e de Ar Comprimido

O circuito de água consiste de uma tubulação em aço inoxidável DIN de diâmetro nominal 50 mm, ao longo da qual estão dispostos válvulas e medidores de pressão, temperatura e vazão. Por meio de uma bomba centrífuga KSB, modelo CPK - Cm 50 - 200, acionada por um motor elétrico Baumüller, modelo GNV 132M TE14 com velocidade variável, a água é impulsionada ao longo da tubulação, passando primeiramente por um trocador de calor do tipo duplo tubo em contracorrente. Depois,

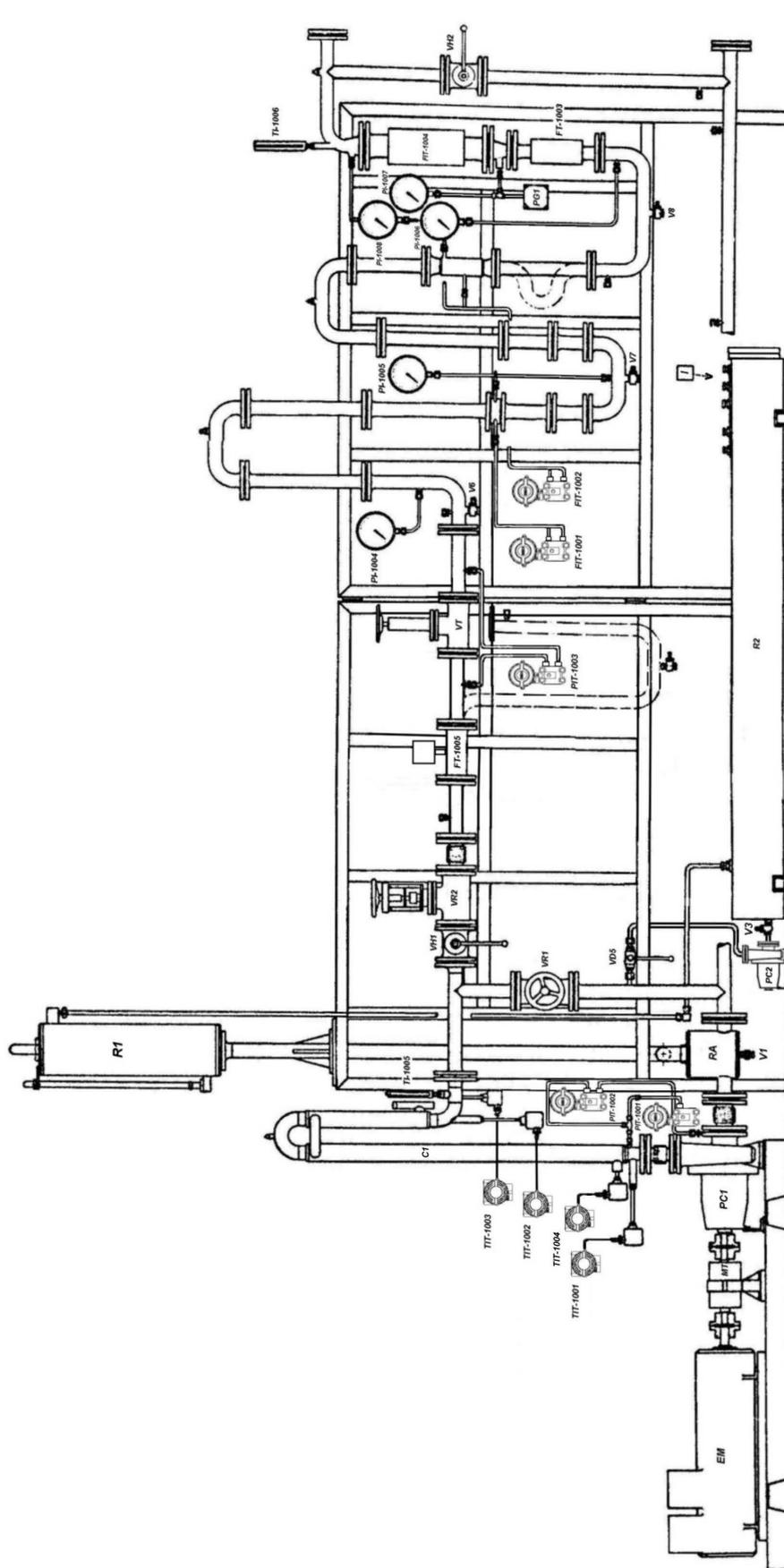


Figura 3.6: Planta do circuito de água.

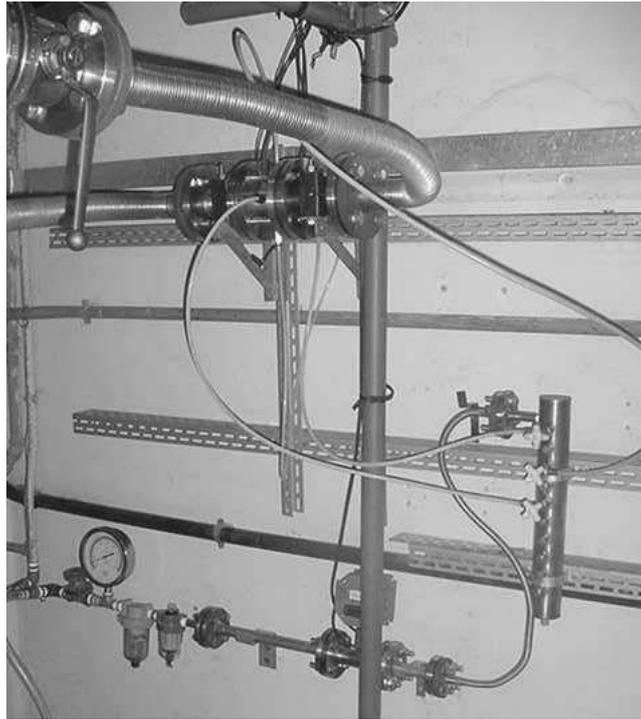


Figura 3.7: Trecho do circuito de ar comprimido na entrada da seção de testes.

segue em direção à seção de medição de vazão composta de um medidor tipo turbina Thermo Measurement - Flow Automation, modelo 6500, um medidor ultra-sônico Ultraflux, modelo MiniSonic 600 e um rotâmetro Conaut modelo 440. A seguir a água passa por uma válvula reguladora de vazões altas (acima de $1,0 \text{ m}^3/h$) do tipo globo reta KSB, modelo ND 10/16 DIN 3791, antes de entrar no misturador. Em vazões baixas (abaixo de $1,0 \text{ m}^3/h$) a água é desviada na direção do rotâmetro, por meio de válvulas Worcester de $1/2''$ de diâmetro do tipo esfera, indo depois para o misturador. Na Figura 3.6 pode ser vista uma planta do circuito de água.

No eixo da bomba centrífuga existe um tacômetro HBM, modelo T2, que mede a velocidade de rotação. Na saída do trocador de calor a temperatura da água é dada por um termômetro de resistência de platina Hartmann & Braun, tipo Pt100 Ω 0°C , ligado a um transmissor de temperatura Fieldbus da SMAR, modelo TT302. Antes da entrada da água na válvula reguladora de vazão existe um termômetro de expansão Arma Therm e um manômetro tipo Bourdon OTA, modelo DIN 16070 que medem, respectivamente, a temperatura e a pressão nesse local.

O ar comprimido é proveniente da rede predial que é abastecida por dois compressores alternativos ligados em paralelo. O circuito de ar é formado por uma tubulação em aço carbono galvanizado de diâmetro nominal 12,7 mm (1/2”), um sistema de filtragem - secagem, medidores de pressão e vazão, válvulas e distribuidor de vazão, e um controlador - regulador de pressão. O ar comprimido passa, primeiramente, por um equipamento de filtragem - secagem HB Domnick - Hunter, modelo DPR 0020, objetivando a retirada de umidade, gotículas de óleo e partículas sólidas. Segue então para uma seção de regulagem, controle e medição de pressão, temperatura e vazão formada por: um regulador - controlador de pressão FESTO, modelo LR - $\frac{1}{2}$ - D - MIDI, uma tubulação em aço inoxidável AISI 316 de diâmetro nominal 3/4” schedule 5S (trecho do medidor de vazão tipo turbina), um manômetro padrão tipo Bourdon da marca Terbrasma, um termopar do tipo Chromel - Alumel Ecil, com 1,5 mm de diâmetro, ligado a um termômetro digital ECB, modelo MDT2000-K e posicionado entre um medidor tipo turbina e um rotâmetro, um medidor de vazão tipo turbina Thermo Measurement - Flow Automation, modelo 6500, ligado a um conversor de corrente Fieldbus da SMAR, modelo IF302 e um rotâmetro Conaut modelo 400. Antes de entrar no misturador, o ar passa por um distribuidor equipado com um manômetro de precisão tipo Bourdon da marca FAMABRAS, e válvulas reguladoras de vazão do tipo FESTO GRA - $\frac{1}{4}$ - B. A Figura 3.7 mostra alguns dos componentes do circuito de ar comprimido: equipamento de filtragem-secagem e instrumentação de controle e medição de pressão, temperatura e vazão.

3.4 Equipamento de Filmagem e Iluminação

O sistema de filmagem utilizado foi da Redlake Imaging Corporation, modelo Motionscope PCI 8000S formado por uma filmadora digital monocromática de alta velocidade, modelo 1108 - 0014, equipada com um sensor CCD (resolução máxima 480 x 420 pixels) e lentes Toyo 12,5 - 75 mm, f/1,8 w Macro, uma placa controladora PCI de 12 bits, um programa de aquisição e análise de imagens e um microcomputador com processador AMD K6 800 MHz, 128 Mb de memória RAM e sistema

operacional Windows NT. Essa configuração foi suficiente para atender os requisitos mínimos do sistema empregado neste trabalho. A filmadora é conectada à placa, que fica posicionada no barramento PCI do microcomputador, por meio de um cabo de potência tipo 44-pin. Dispositivos de suporte e fixação completam o sistema, que tem capacidade para gravar imagens preto e branco com velocidades de 50 até 8000 quadros por segundo.

A iluminação necessária para filmagem foi fornecida por um refletor Lowel PRO 250 W e outro Sargent 1000 W, colocados acima e lateralmente em relação a lente da filmadora e orientados para o trecho de acrílico da seção de testes. Também foi posicionado um fundo branco, por detrás do tubo transparente, com a finalidade de melhorar o contraste das imagens. O fabricante do sistema de filmagem fornece tabelas de capacidade de memória por modelo em termos da velocidade em quadros/s. Logo, para cada velocidade corresponde uma capacidade de armazenamento em número de quadros gravados. Então, um compromisso entre velocidade e memória precisa ser levado em conta para seleção das velocidades das filmagens. Foi escolhida a faixa de 125 a 250 quadros/s como a mais adequada para as condições deste trabalho. Uma vista geral do trecho de acrílico com a filmadora em posição de filmagem é apresentada na Figura 3.8.

3.5 Sistema de Controle e Aquisição de Dados

O sistema de controle e aquisição de dados é composto pelo equipamento de controle e aquisição de dados dos circuitos de água e ar comprimido, por um equipamento de aquisição de dados de pressão e por um equipamento ultra-sônico.

O equipamento automático de controle e aquisição de dados dos circuitos de água e ar comprimido, obedece o padrão Fieldbus Foundation da SMAR. É constituído de um microcomputador com processador AMD K5 500 MHz, 128 Mb de memória RAM e sistema operacional Windows NT. Possui ainda uma interface PCI, uma fonte de alimentação PS-302, uma fonte de impedância PSI-302-2, um terminador BT-302 e um controlador lógico programável LC-700. No microcomputador ficam instalados o programa SYSCON, responsável pela configuração da rede de ins-

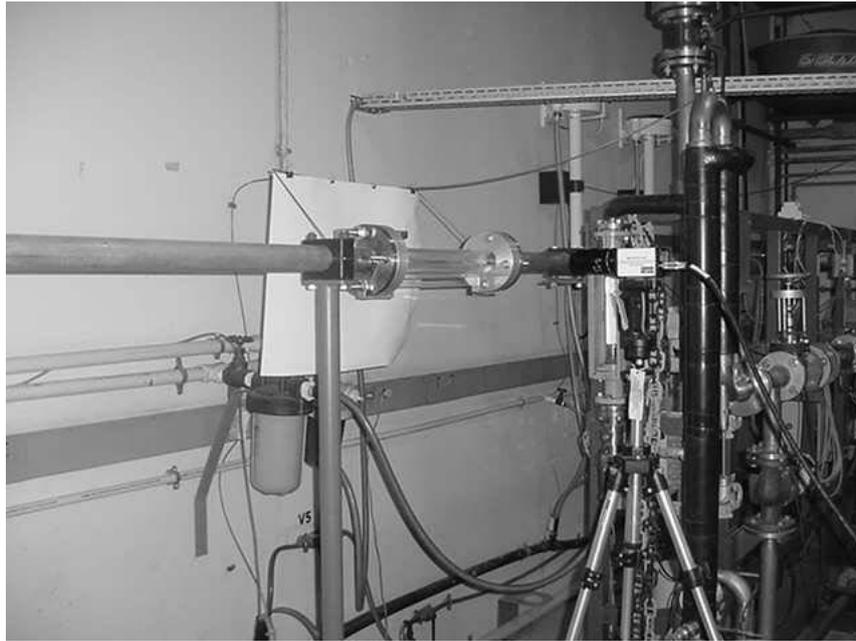


Figura 3.8: Trecho de acrílico e filmadora.

trumentação e pela configuração funcional de cada instrumento individualmente; e o programa de monitoração em tempo real da operação dos circuitos, AIMAXWIN. O programa de monitoração é um sistema supervisorio que permite acompanhar as condições de operação normal dos circuitos, as eventuais ocorrências de desvios e não-conformidades da instrumentação. A informação transmitida por um instrumento chega ao sistema supervisorio depois de passar por ajustes, filtragem de ruídos, conversão analógica e digital de sinais e conversão a unidades de engenharia. O equipamento possui ainda uma unidade “nobreak” com estabilizador de tensão e proteção contra sub-tensão e sobre-tensão, capaz de suportar a operação da rede Fieldbus dos circuitos por pelo menos 30 (trinta) minutos.

A bomba do circuito de água é controlada através de um painel de controle que consiste de um módulo tipo “rack” onde estão a chave geral do circuito, o controle de velocidade de rotação da bomba - que permite a variação linear contínua da rotação - e as leituras dos medidores de vazão tipo turbina e do medidor de rotação. Por meio de pré-amplificadores, circuitos lógicos, etc., cada medida pode ser lida em unidades tradicionais de engenharia.

O equipamento de aquisição de dados de pressão consiste de uma fonte de ten-

são HP, modelo 6205B; um conector SCB-100 e uma placa PCI 6033E da National Instruments. Este equipamento está dedicado à aquisição de dados provenientes dos sensores de pressão do tipo “microswicth”, descritos na seção 3.2. A placa PCI fica no mesmo microcomputador do equipamento ultra-sônico, de modo que a aquisição desses dados de pressão e dos sinais ultra-sônicos é realizada em sincronismo. Os sensores de pressão do tipo capacitivo, também descritos na seção 3.2, enviam dados para o equipamento de controle e aquisição do circuito de água e não estão sincronizados com o equipamento ultra-sônico.

O equipamento ultra-sônico é formado por dois módulos de medição. Um módulo emprega a técnica de pulso-eco descrita no Capítulo 2, sendo constituído por um microcomputador com processador Pentium 4, 2,6 GHz, 1,0 Gb de memória RAM e sistema operacional Windows XP; uma placa geradora-multiplexadora de sinais ultra-sônicos Ultratek, com conversor A/D de 100 MHz, modelo DSPUT5000; dois transdutores de ultra-som do tipo monocristal, ondas longitudinais e contato direto Panametrics de 10 MHz e 6 mm de diâmetro, modelo V112, conectores e cabos de transmissão de sinais. O outro módulo emprega a técnica de transmissão descrita também no Capítulo 2, sendo formado pelos mesmos componentes do primeiro módulo acrescido de um transdutor de ultra-som Panametrics do tipo duplo cristal de 10 MHz, 6mm de diâmetro, modelo D713-RP. Esse módulo possui ainda um par de transdutores de ondas longitudinais Matec AB0144 de 10 MHz medindo 13 mm x 13 mm. No microcomputador está instalado um programa de aquisição de sinais ultra-sônicos em tempo real, em linguagem LabView da National Instruments, com tela gráfica semelhante à de um osciloscópio. Os pulsos ultra-sônicos, descarregados pela placa geradora-multiplexadora nos transdutores, são capturados e enviados ao microcomputador onde o programa lê, calcula e grava os valores dos tempos de trânsito para posterior análise. Vistas parciais do sistema de controle e aquisição de dados são apresentadas na Figura 3.9 e na Figura 3.10.

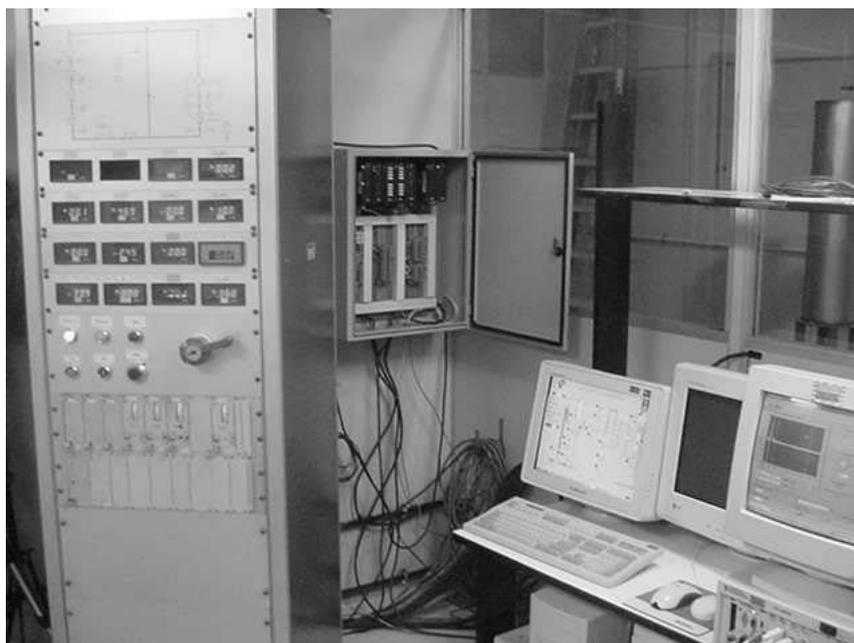


Figura 3.9: Sistema de controle e aquisição de dados - rack e equipamento Fieldbus.



Figura 3.10: Sistema de controle e aquisição de dados - equipamento ultra-sônico.

3.6 Procedimento Experimental

3.6.1 Operação da Seção de Testes

Inicia-se a operação da seção de testes abrindo-se um registro tipo globo localizado logo após o bocal de saída, no fundo do tanque de separação. A água enche o circuito de água e a seção de testes por gravidade, podendo-se acompanhar o enchimento pelo trecho de acrílico da seção de testes e por um visor de nível do circuito de água. A medida que a água enche as tubulações, o ar vai sendo deslocado para os pontos mais altos e sairá através de purgadores. O ar que restar será retirado no tanque de separação assim que a água começar a circular. A seguir são ligados a torre de refrigeração, o equipamento de controle e aquisição de dados dos circuitos de água e de ar comprimido e o equipamento ultra-sônico. A bomba do circuito de água é posta em marcha iniciando a circulação da água pela seção de testes. A rotação vai sendo aumentada de forma suave até que não seja observada a presença de bolhas de ar passando pelo trecho transparente da seção de testes. A partir de então, com a vazão constante, a água é mantida circulando por pelo menos 30 minutos. Após este período de tempo, o sistema de iluminação e filmagem é preparado e a filmadora é focalizada no trecho de acrílico.

3.6.2 Execução de Experimentos com Escoamentos Estratificados

O objetivo principal destes experimentos é a obtenção de dados para determinação da altura de líquido h_L , a partir de medidas ultra-sônicas.

Inicialmente, com o “bypass” do circuito de água parcialmente aberto em aproximadamente 50%, o valor para vazão de água é ajustado um pouco abaixo de $1 \text{ m}^3/\text{h}$ no rotâmetro, atuando no controle de rotação da bomba. As válvulas reguladoras de vazão são fechadas lentamente até a pressão ultrapassar 1 bar, para impedir que o ar comprimido entre no circuito de água. A seguir as válvulas reguladoras de vazão de ar comprimido são abertas, gradativamente uma de cada vez, até o medidor de vazão acusar leitura. Ajusta-se então a vazão de água no valor desejado para os

experimentos, atuando no controle de rotação da bomba e na válvula reguladora de vazão do rotâmetro. A partir de então, com a vazão de água fixada, a vazão de ar é gradualmente aumentada a fim de produzir os escoamentos estratificados desejados. Foi mantido um período de 5 a 10 minutos no mínimo, para cada vazão de ar regulada, a fim de que a estabilidade pudesse ser atingida antes que a aquisição de dados fosse iniciada.

3.6.3 Medidas Ultra-Sônicas - Altura de líquido

1. o programa de aquisição de sinais ultra-sônicos identifica a amplitude máxima do pulso de excitação (ou pulso inicial), e a amplitude máxima da primeira reflexão na interface gás-líquido (eco). Alternativamente, a amplitude máxima da primeira reflexão e a amplitude máxima da segunda reflexão na interface gás-líquido, dependendo como os sinais ultra-sônicos tiverem sido gravados, Figura 3.11. A cada amplitude das reflexões na interface gás-líquido, corresponde um tempo de trânsito das ondas ultra-sônicas na água.
2. o programa calcula a diferença entre os tempos de trânsito identificados em 1.

Conhecidos os tempos de trânsito e a velocidade de propagação do som na água, a altura de líquido pôde ser determinada pela expressão:

$$h_L = c_L \frac{\delta t_L}{2} \quad (3.1)$$

Nos experimentos com escoamentos estratificados, conhecida a altura de líquido, a fração de vazio também pôde ser obtida a partir das áreas transversais ocupadas, respectivamente, pelo ar e pela água calculadas em função da altura h_L , Figura 3.12.

$$A_L = r_i^2 \left[\arccos \left(1 - \frac{h_L}{r_i} \right) - \frac{\text{sen}\theta}{2} \right] \quad (3.2)$$

Da definição de α

$$\alpha = \frac{A_G}{A_G + A_L}$$

e sendo

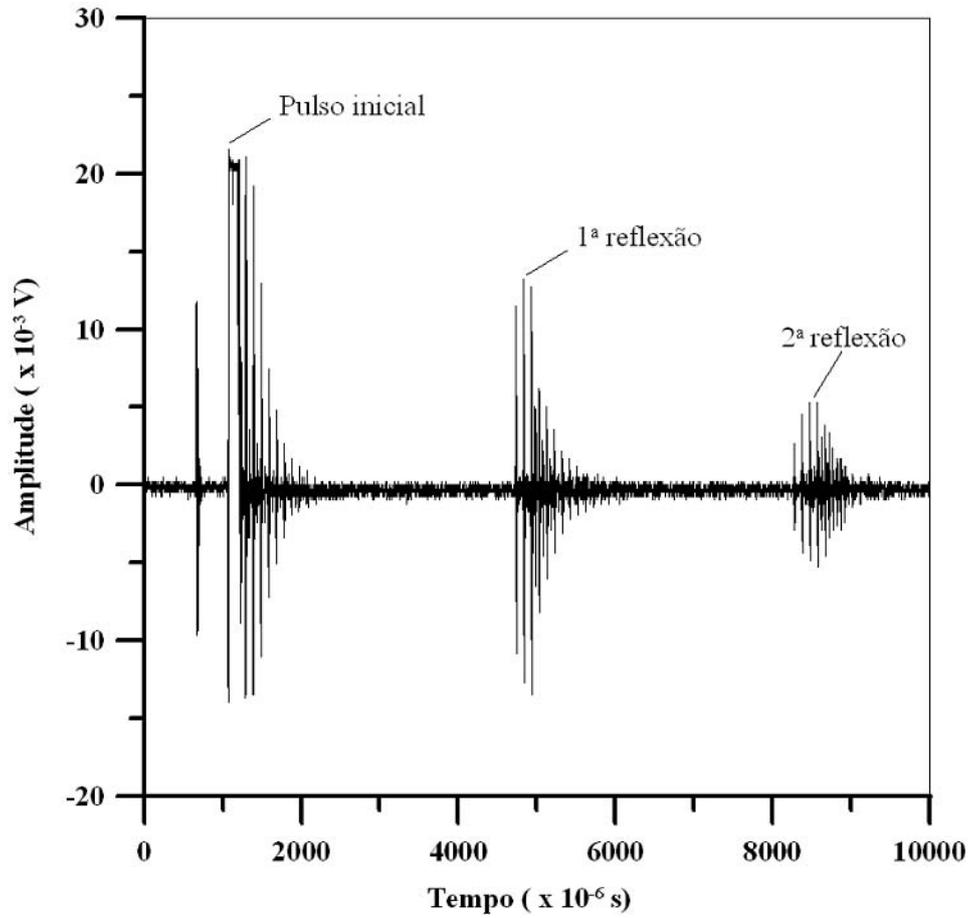


Figura 3.11: Sinais ultra-sônicos típicos refletidos pela interface de um escoamento estratificado suave.

$$A_G + A_L = \pi r_i^2$$

então segue que

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\pi} \left[\arccos \left(1 - \frac{h_L}{r_i} \right) - \frac{\text{sen}\theta}{2} \right] \quad (3.3)$$

onde

$$\theta = 2 \arccos \left(1 - \frac{h_L}{r_i} \right)$$

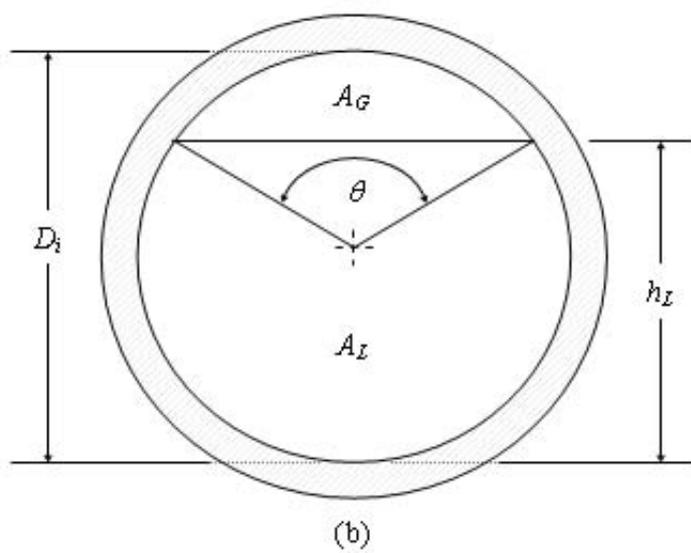
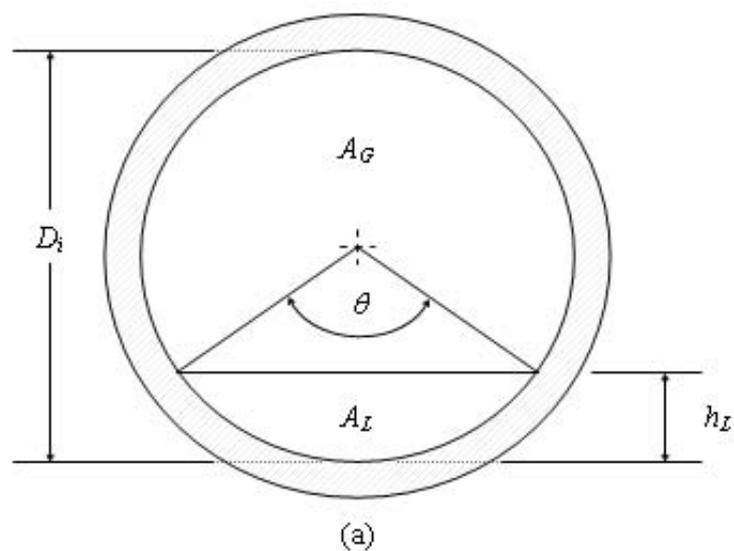


Figura 3.12: Áreas transversais de gás e de líquido - escoamentos estratificados.

3.6.4 Análise das Filmagens

A dimensão e o movimento de uma imagem foram medidos quadro a quadro, à partir do programa de aquisição e análise de imagens do equipamento de filmagem. O programa fornece o número de quadros registrados durante o tempo de duração de um experimento e apresenta um par de eixos, situados no plano de filmagem perpendicular à filmadora, que permitem ao operador determinar a posição e a velocidade de um ponto de interesse em relação à uma referência calibrada. Determinadas a posição e a velocidade de um ponto, pôde ser feito o estudo da evolução dos parâmetros de interesse dos escoamentos com o tempo. Para isto as imagens, gravadas no formato de filmes de curta duração, foram observadas em um monitor de vídeo e, a partir daí, foram analisadas as alturas de líquido h_L para os escoamentos estratificados.

Capítulo 4

MODELO TEÓRICO- NUMÉRICO PARA UM MEDIDOR ULTRA-SÔNICO DE VAZÃO

Este capítulo apresenta um modelo teórico-numérico para medidores ultra-sônicos de vazão do tipo tempo de trânsito, que pode ser aplicado ao problema da medição dos escoamentos estratificados gás-líquido em dutos horizontais cilíndricos. O modelo baseia-se na solução das equações de Navier-Stokes médias de Reynolds (do inglês “Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations - RANS”) junto com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$ de Wilcox (2000), pelo método dos elementos finitos de Galerkin.

A seção 4.1 trata da aplicação do modelo ao problema, apresentando a formulação matemática com as equações integrais da interação de um escoamento estratificado gás-líquido horizontal com um feixe ultra-sônico que o atravessa. Em seguida, na seção 4.2, as equações de Navier-Stokes para o campo de velocidades e as equações para a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação específica, são escritas de modo adequado para a modelagem do escoamento. Os métodos de solução numérica empregados para resolver as equações das seções 4.1 e 4.2, são apresentados na seção 4.2.1.

Para o estudo teórico da interação de um escoamento gás - líquido estratificado em um duto horizontal circular com um feixe ultra-sônico, considerar-se-á as

seguintes hipóteses: o escoamento será (em ambas as fases), viscoso, incompressível e com propriedades físicas constantes; estacionário, plenamente desenvolvido, bidimensional e simétrico com relação ao plano vertical; a interface gás-líquido será considerada como sendo totalmente plana sem ondulações e a superfície interna do duto será tratada como uma parede lisa. O feixe ultra-sônico propaga-se através do escoamento segundo uma linha reta, com velocidade conhecida. A partir destas hipóteses, pode-se estudar o escoamento estratificado utilizando-se um modelo teórico - numérico no qual as equações de conservação da quantidade de movimento, acopladas a um modelo de turbulência, são solucionadas em ambas as fases do escoamento, obtendo-se a distribuição de velocidades ao longo da trajetória do feixe ultra-sônico e na seção transversal do duto.

4.1 Teoria dos Medidores Ultra-sônicos de Vazão por Tempo de Trânsito

Quando um feixe de ondas ultra-sônicas propaga-se através de um fluido em movimento ele experimenta uma variação em sua velocidade, sendo que esta variação será positiva se a propagação for na mesma direção do movimento do fluido; e será negativa se for na direção oposta. A Figura 4.1 representa um escoamento gás-líquido estratificado, percorrendo um duto horizontal cilíndrico contendo um par de transdutores ultra-sônicos, $T1$ e $T2$, posicionado sobre a superfície externa inferior do duto e ao longo de uma geratriz. Cada um dos transdutores, alternadamente, envia e recebe pulsos ultra-sônicos em intervalos de tempo regulares, que atravessam a parede do duto, percorrem a camada de líquido e são refletidos pela interface gás-líquido de volta. A magnitude da diferença entre os tempos de trânsito do feixe na mesma direção e na direção oposta ao movimento, depende da velocidade do som e da velocidade do líquido e, a partir desta diferença, pode-se medir a velocidade média do líquido ao longo da trajetória s . Se uma relação entre esta velocidade média e a velocidade média na seção transversal do duto puder ser estabelecida, então a vazão de líquido estará determinada.

Supondo o feixe ultra-sônico propagar-se em linha reta, com um ângulo θ em

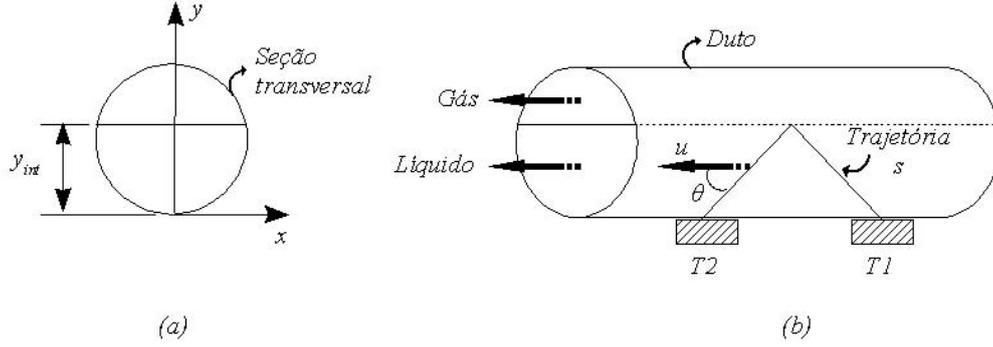


Figura 4.1: Esquema simplificado de um medidor ultra-sônico de vazão.

relação ao eixo axial do duto e através do líquido cuja velocidade é u , então em um tempo de trânsito infinitesimal dt ele percorrerá uma distância ds do transdutor $T1$ até o transdutor $T2$. Assim, pode-se escrever que

$$\frac{ds}{dt} = c + u \cos \theta \quad (4.1)$$

onde $u \cos \theta$ é a componente da velocidade do líquido em s , como pode ser visto na Figura 4.1. Dividindo a trajetória s em $s1$ do transdutor $T1$ até a interface e $s2$ da interface até o transdutor $T2$, segue que

$$dt = \frac{dy}{(c + u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.2)$$

para a trajetória $s1$, desde que s está relacionada à coordenada y pela relação

$$\frac{dy}{ds} = \text{sen} \theta.$$

Por analogia, para a trajetória $s2$

$$dt = \frac{-dy}{(c + u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.3)$$

desde que, nesse caso,

$$\frac{dy}{ds} = -\text{sen} \theta.$$

Integrando as equações (4.2) e (4.3), obtém-se as seguintes expressões para os tempos de trânsito:

$$\int_{t_1}^{t_2} dt = \int_0^{y_{int}} \frac{dy}{(c + u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.4)$$

$$\int_{t_2}^{t_3} dt = \int_{y_{int}}^0 \frac{-dy}{(c + u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.5)$$

Nas equações (4.4) e (4.5) $t_2 - t_1$ é o tempo de trânsito ao longo de s_1 , e $t_3 - t_2$ é o tempo de trânsito em s_2 . Então, o tempo de trânsito total entre T_1 e T_2 , é o resultado da soma das equações (4.4) e (4.5):

$$\Delta t_{1-3} = \int_{t_1}^{t_2} dt + \int_{t_2}^{t_3} dt = 2 \int_0^{y_{int}} \frac{dy}{(c + u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.6)$$

Se agora, o feixe ultra-sônico propagar-se do transdutor T_2 até o transdutor T_1 , de modo similar aplica-se a equação (4.1) com a velocidade do feixe sendo retardada pelo movimento do líquido. Tem-se então que

$$\frac{ds}{dt} = c - u \cos \theta \quad (4.7)$$

E o tempo de trânsito total entre T_2 e T_1 , pelo raciocínio anterior, é dado por

$$\Delta t_{3-5} = \int_{t_3}^{t_4} dt + \int_{t_4}^{t_5} dt = 2 \int_0^{y_{int}} \frac{dy}{(c - u \cos \theta) \text{sen} \theta} \quad (4.8)$$

onde $t_4 - t_3$ é o tempo de trânsito ao longo de s_2 , e $t_5 - t_4$ é o tempo de trânsito em s_1 . Subtraindo a equação (4.6) da equação (4.8) obtém-se, finalmente, a diferença entre os tempos de trânsito do feixe na mesma direção e na direção oposta ao movimento do líquido:

$$\Delta t_{3-5} - \Delta t_{1-3} = \frac{2}{\text{sen} \theta} \int_0^{y_{int}} \left[\frac{1}{(c - u \cos \theta)} - \frac{1}{(c + u \cos \theta)} \right] \quad (4.9)$$

A equação (4.9) pode ser simplificada considerando que, na maioria das aplicações de engenharia, $c \gg u$ implicando em $\Delta t_{1-3} \approx \Delta t_{3-5}$. Ainda, de acordo com a Figura 4.1, a velocidade do som é aproximadamente

$$c \approx \frac{2y_{int}}{\text{sen}\theta\Delta t_m} \quad (4.10)$$

sendo Δt_m a média entre Δt_{1-3} e Δt_{3-5} , isto é $\Delta t_m = (\Delta t_{1-3} + \Delta t_{3-5})/2$. Deste modo, com a condição $c \gg u$ e substituindo o valor da velocidade do som dada pela equação (4.10) na equação (4.9), fica-se com a expressão

$$\frac{1}{y_{int}} \int_0^{y_{int}} u dy = \frac{\Delta t_{3-5} - \Delta t_{1-3}}{\Delta t_m^2} \frac{y_{int}}{\text{sen}\theta \cos\theta} \quad (4.11)$$

Mas, $\frac{1}{y_{int}} \int_0^{y_{int}} u dy$ é exatamente a velocidade média do líquido ao longo da trajetória s . Desta forma, fica claro que o medidor ultra-sônico realiza uma medição de velocidade ao longo de s , a qual está relacionada com a coordenada y através do ângulo θ . Outro resultado importante, derivado da equação (4.11), é que a velocidade do som não toma parte diretamente na medição, fazendo com que esta técnica seja imune às variações da velocidade do som devido às variações de pressão e temperatura no escoamento.

Para se determinar a vazão volumétrica de líquido, é necessário ainda conhecer a velocidade média ao longo da seção transversal do duto ocupada pelo líquido. Uma conversão da velocidade medida ao longo de s em uma velocidade ao longo da seção transversal, deve então ser efetuada. Esta conversão pode ser feita através de um fator de correção definido como sendo a relação entre estas duas velocidades. Chamando de u_{linha} a velocidade em s e de $u_{\acute{a}rea}$ a velocidade na seção transversal, ou seja

$$u_{linha} = \frac{1}{y_{int}} \int_0^{y_{int}} u dy \quad (4.12)$$

$$u_{\acute{a}rea} = \frac{1}{A_L} \int_{A_L} u dA \quad (4.13)$$

o fator de correção é então dado por

$$K_h = \frac{u_{linha}}{u_{área}} \quad (4.14)$$

Na literatura, K_h é denominado *fator ou coeficiente hidráulico* (do inglês “hydraulic factor”). Agora a vazão volumétrica pode ser determinada através de

$$Q_L = A_L \frac{u_{linha}}{K_h} \quad (4.15)$$

Nas aplicações de engenharia K_h é empregado como sendo uma função do número de Reynolds, porque as distribuições das velocidades u_{linha} e $u_{área}$ são dependentes dos regimes, laminar e turbulento, do escoamento. Na Figura 4.1, um caso particular é o escoamento monofásico de gás ou de líquido. Chamando de K'_h o fator hidráulico monofásico, se o escoamento for laminar K'_h é obtido analiticamente das soluções para os perfis de velocidade e tem um valor constante, $K'_h = 1,33$. Se o escoamento for turbulento e plenamente desenvolvido em um duto com paredes lisas, então é possível a obtenção de uma expressão analítica para K'_h derivada da correlação experimental de Nikuradse (Schlichting (1979), Lynnworth (1979)), em função do número de Reynolds do escoamento:

$$K'_h = [1,119 - 0,011(\log Re)]^{-1} \quad (4.16)$$

Geralmente, os medidores ultra-sônicos de vazão industriais utilizam uma fórmula para o fator K'_h , similar à equação (4.16), com aplicação estendida aos dutos de paredes rugosas, (Gol'tsov, 1998). Atualmente, devido à utilização cada vez mais intensa de sistemas digitais na medição de vazão, a tendência do projeto de medidores ultra-sônicos é privilegiar o uso da fluido-dinâmica computacional como ferramenta para o cálculo de um fator K'_h numérico, variável com a vazão e aplicável também aos escoamentos turbulentos não-desenvolvidos.

Como já foi explicado, na técnica de tempo de trânsito o fator hidráulico K'_h deve ser usado levando-se em conta o caráter laminar ou turbulento do escoamento.

Usar, por exemplo, um K'_h turbulento em um escoamento laminar causa erros grosseiros na medição. Em um duto de seção circular com um escoamento laminar, a distribuição de velocidades ao longo da direção radial é segundo uma parábola. Se um feixe ultra-sônico cortar a parábola ao longo do diâmetro da seção transversal, estará sob o efeito da distribuição de velocidades ao longo de sua trajetória. No caso deste efeito não ser levado em conta de forma correta, o erro na medição pode chegar a ser $4/3$ vezes o valor verdadeiro da vazão volumétrica. O problema do efeito da distribuição de velocidades de um escoamento sobre um feixe ultra-sônico que o atravessa foi identificado na década de 1950, Lynnworth e Mágori (1999), e desde então tem sido reconhecido como o problema crucial na prática da medição ultra-sônica de vazão. Algumas das soluções já propostas compreendem, entre outras, a utilização de um fator K'_h dependente do número de Reynolds do escoamento e a integração das equações (4.2) e (4.3) ao longo de trajetórias menos sensíveis aos efeitos da distribuição de velocidades. Além do problema do efeito da distribuição de velocidades existem outros, não menos importantes, que devem ser considerados. Dois destes outros estão relacionados, respectivamente, ao teorema de Fermat e ao teorema da reciprocidade de Helmholtz, (Rayleigh, 1945). Vejamos então o que dizem estes dois teoremas.

O teorema de Fermat diz que *as ondas ultra-sônicas que propagam-se entre dois pontos A e B, o fazem sempre no menor tempo de trânsito possível*. Para o medidor mostrado na Figura 4.1 a implicação é que as trajetórias ultra-sônicas, à montante e à jusante, não terão exatamente o mesmo comprimento devido às irregularidades existentes nas paredes do duto e na interface gás-líquido, as quais interferem nas reflexões sucessivas do feixe ultra-sônico alterando a todo instante a sua trajetória pois, pelo teorema de Fermat, haverá uma busca incessante pelo menor tempo de trânsito. Bruner (1977) demonstrou que, pelo princípio de Fermat, a trajetória das ondas ultra-sônicas, à montante e à jusante, em medidores ultra-sônicos de vazão do tipo externos (do inglês “clamp-on”) não são coincidentes. Além disso, o autor verificou que as trajetórias eram, em verdade, curvas (e não retas) com curvaturas dependentes da distribuição de velocidades do escoamento. Bruner (1977) recomendou também que este tipo de medidor deve satisfazer o princípio da

inversão temporal, segundo Fink (1992), Roux et al. (1997) e Fink et al. (2000).

O teorema da reciprocidade de Helmholtz estabelece que *a velocidade potencial de uma onda ultra-sônica, originada em uma única fonte emissora, através de um meio material em completo repouso e colocado entre a fonte emissora e o receptor, terá o mesmo valor em módulo e a mesma fase se o emissor passar a ser o receptor e vice-versa*. A impossibilidade prática de satisfazer este teorema tem como consequência que haverá sempre um erro na calibração de um medidor ultra-sônico de vazão na condição de vazão igual a zero (ou quando o fluido está em completo repouso). Recorrendo à Figura 4.1 novamente, os tempos de trânsito dados pelas equações (4.6) e (4.8) serão diferentes (em uma condição onde o fluido está em repouso) e então a indicação do medidor será uma vazão diferente de zero, como se houvesse movimento do fluido. A maior dificuldade prática em satisfazer o teorema da reciprocidade ocorre durante a montagem dos transdutores de ultra-som, pois é quase impossível obter-se uma perfeita simetria entre eles. Em aplicações onde a vazão a ser medida é muito pequena, os tempos de trânsito têm que ser medidos com resoluções entre 50 ps e 1 ns, para minimizar o efeito de vazão igual a zero, a fim de se obter uma exatidão de pelo menos $\pm 1\%$ na medida da vazão.

Além do fator K_h , deve-se observar que uma correção de forma da área transversal ocupada pelo líquido se faz necessária, pois do ponto de vista do medidor ultra-sônico esta área é bem menor do que a área transversal efetiva. A Figura 4.2 mostra que a área transversal calculada pelo medidor é delimitada pelo círculo de diâmetro y_{int} , enquanto que o líquido ocupa realmente a área A_L . A priori, a vazão volumétrica dada pelo medidor ultra-sônico é igual a

$$Q'_L = \frac{\pi y_{int}^2}{4} \frac{u_{linha}}{K'_h} \quad (4.17)$$

Mas a vazão real ou efetiva é dada pela equação (4.15). Daí, pode-se deduzir que

$$Q_L = \frac{A_L}{\left(\frac{\pi y_{int}^2}{4}\right)} \frac{K'_h}{K_h} Q'_L \quad (4.18)$$

Definindo

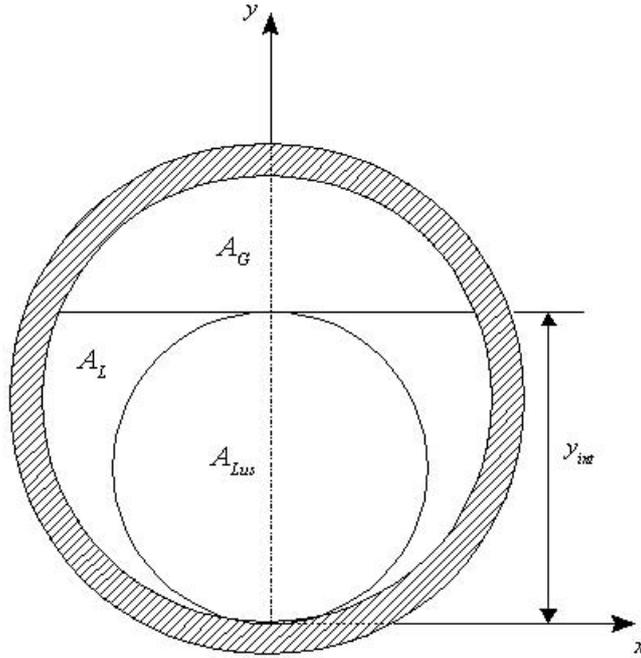


Figura 4.2: Área real A_L e área do ponto de vista do medidor ultra-sônico A_{Lus} .

$$\Phi = \frac{A_L}{\left(\frac{\pi y_{int}^2}{4}\right)}$$

como sendo um fator de correção da área transversal ocupada pelo líquido, tem-se então que

$$Q_L = \Phi \frac{K'_h}{K_h} Q'_L \quad (4.19)$$

A equação (4.19) pode ser interpretada como sendo um modelo físico com correções para um medidor ultra-sônico de vazão monofásico, aplicável aos escoamentos bifásicos gás-líquido conforme representado na Figura 4.1.

Em geral, os medidores monofásicos industriais apresentam-se com uma unidade eletrônica de microprocessamento dos sinais ultra-sônicos que calcula, em tempo real, o fator hidráulico em função do número de Reynolds do escoamento. O cálculo da velocidade é feito também numericamente, a partir de parâmetros

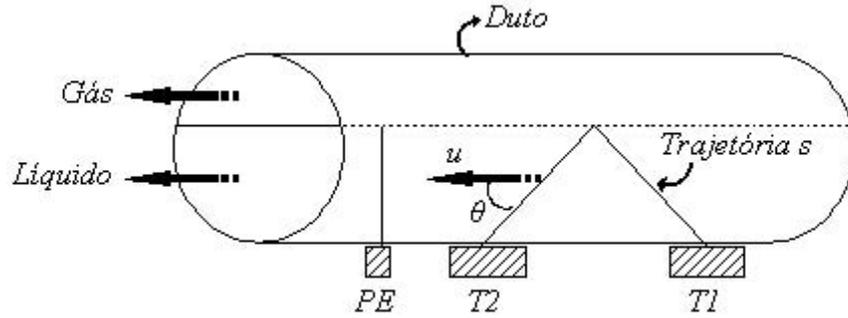


Figura 4.3: Esquema para medição de vazão de líquido em um escoamento bifásico.

geométricos e do escoamento (são os dados de entrada para a unidade microprocessadora). E todo este processamento numérico é realizado considerando que o duto está totalmente preenchido pelo fluido, ou seja, os sinais ultra-sônicos atravessam o escoamento até a parede oposta do duto.

No caso do escoamento representado pela Figura 4.1, propõe-se o esquema de medição ilustrado na Figura 4.3. O par de transdutores ultra-sônicos, $T1$ e $T2$, pertence a um medidor monofásico comercial que fornece uma medição de vazão baseada na dimensão y_{int} . A dimensão y_{int} é a altura de líquido a ser determinada com o auxílio do transdutor PE , pela técnica de pulso-eco, sendo um dado de entrada para o medidor (y_{int} define a distância entre os transdutores $T1$ e $T2$). A vazão é dada pela equação (4.17) com um fator K'_h monofásico calculado numericamente em função de y_{int} . Tem-se então que

$$K'_h = K'_h(y_{int}) \quad (4.20)$$

e a equação (4.17) pode ser rescrita como

$$Q'_L = \frac{\pi y_{int}^2}{4} \frac{u_{linha}}{K'_h(y_{int})} \quad (4.21)$$

Adotando-se o procedimento que resultou nas Eqs. (4.18) e (4.19), é possível obter a vazão de líquido através da equação

$$Q_L = \Phi \frac{K'_h(y_{int})}{K_h} Q'_L \quad (4.22)$$

onde y_{int} , Φ e K_h podem ser obtidos através de simulação numérica. Nota-se na equação (4.19) que, além do fator de correção Φ , aparece uma relação entre o fator hidráulico monofásico K_h' e o fator hidráulico bifásico K_h . Então, pode-se dizer que *um medidor ultra-sônico de vazão monofásica pode, a priori, ser utilizado como um medidor bifásico gás-líquido, desde que se introduza um fator de correção que leve em conta as áreas ocupadas pelas fases e um fator hidráulico bifásico*. Resumindo o procedimento proposto, um medidor ultra-sônico de vazão monofásica de líquido, comercial, pode ser utilizado como um medidor de vazão em um escoamento bifásico estratificado, quando combinado a um transdutor ultra-sônico capaz de medir a altura do líquido.

Letton (2003) registrou uma patente descrevendo um medidor ultra-sônico de vazão dedicado à medição de escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados, em dutos horizontais com seção circular. O medidor é formado por, no mínimo, 3 pares de transdutores empregando a técnica de transmissão. Através da medição dos tempos de trânsito nos 3 pares de transdutores é possível obter-se as velocidades das fases e do som, no gás e no líquido; a altura de líquido e a massa específica média do gás e do líquido. A configuração básica do medidor de Letton (2003) é apresentada na Figura 4.4. O par de transdutores 1015 – 1025, situado na parte de baixo do duto, é específico para uso em meios líquidos; enquanto que os outros dois pares, 615 – 625 e 1115 – 1125, são para uso em gases. Os sinais ultra-sônicos emitidos-recebidos no par 615 – 625 refletem-se na interface gás-líquido. Os do par 1115 – 1125 refletem-se na parede oposta do duto (trajetória no gás). Comparando-se as velocidades do som calculadas em função dos tempos de trânsito medidos nos transdutores 615 – 625 e 1115 – 1125, tem-se que elas serão diferentes pois os tempos no par 615 – 625 são claramente menores do que os tempos no par 1115 – 1125. Esta diferença entre as velocidades do som está diretamente relacionada à altura de líquido h_L , como pode ser visto na Figura 4.5. Então, pode-se estimar h_L pela diferença entre as velocidades do som (ou os tempos de trânsito) dadas pelos pares de transdutores 615 – 625 e 1115 – 1125. Segundo Letton (2003), uma variação de 5% na área ocupada pelo líquido (aproximadamente 10% do diâmetro do duto) implica em uma variação de 8% na velocidade do som. Os transdutores 1015 – 1025

são utilizados para medição da velocidade do líquido.

Na próxima seção é desenvolvido um modelo teórico-numérico para os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados horizontais, representado na Figura 4.1, através do qual será possível determinar numericamente as velocidades u_{linha} e $u_{área}$, e o fator hidráulico K_h .

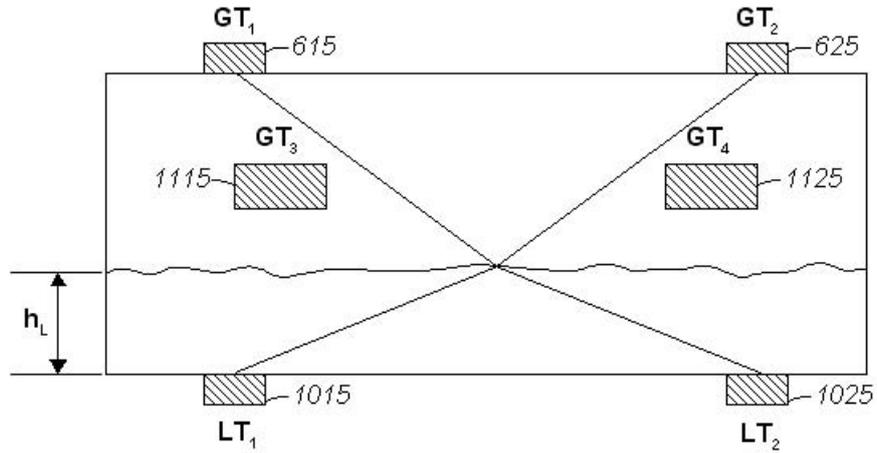


Figura 4.4: Esquema de um medidor ultra-sônico de vazão para escoamentos gás-líquido estratificados, segundo Letton (2003).

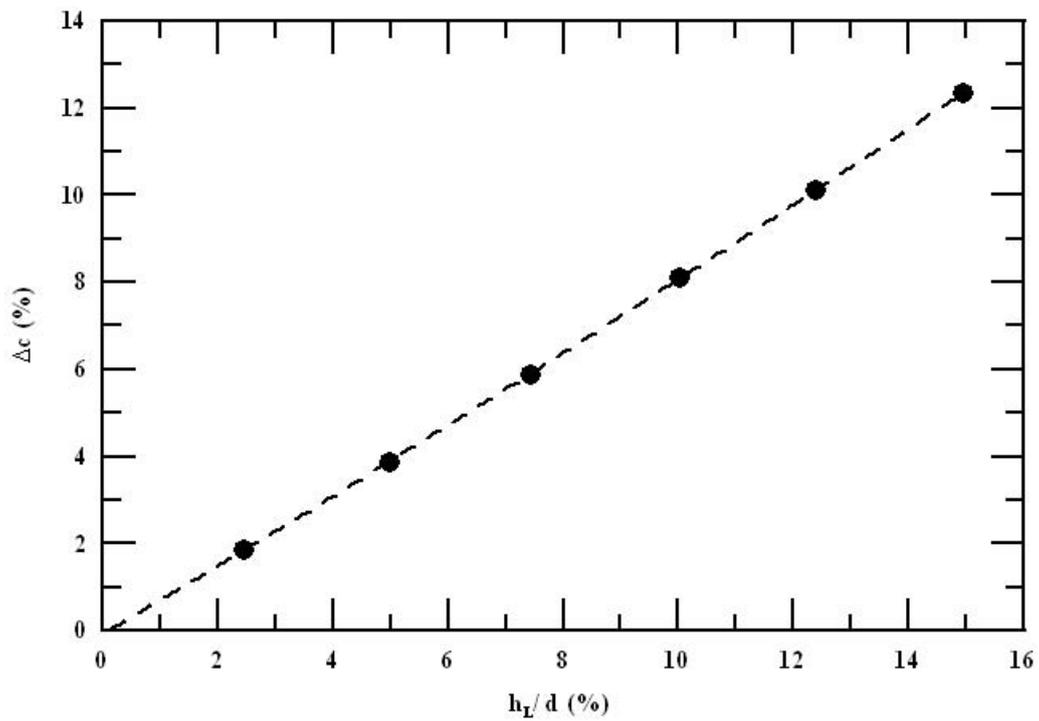


Figura 4.5: Variação percentual da velocidade do som em função da variação percentual da altura de líquido, segundo Letton (2003).

4.2 Modelo de Escoamento Gás-Líquido Estratificado

Nesta seção é proposto um modelo para os escoamentos estratificados gás - líquido em dutos horizontais circulares, em termos das equações de Navier-Stokes médias de Reynolds junto com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$, (De Sampaio et al. (2008)). O modelo proposto foi concebido a partir do problema físico representado pela Figura 4.6, que mostra um escoamento gás-líquido estratificado horizontal de acordo com as visualizações experimentais obtidas neste trabalho. A Figura 4.7 apresenta apenas uma das metades da seção transversal do duto, no plano $x - y$, tendo em vista a simetria do escoamento. As regiões ocupadas pelo gás e pelo líquido são representadas por Ω_G e Ω_L enquanto que Γ_{int} , Γ_s e Γ_c representam, respectivamente, a interface gás-líquido, o plano de simetria vertical e a parede interna constituindo-se, portanto, no domínio onde o problema será resolvido.

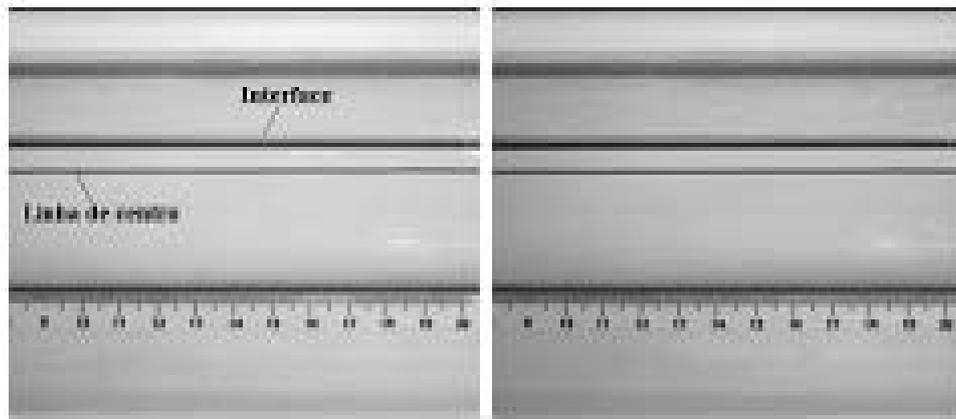


Figura 4.6: Visualização de um escoamento gás-líquido estratificado.

Modelo Matemático Bifásico

Pelo princípio da conservação da quantidade de movimento as equações de Navier-Stokes podem ser escritas em coordenadas cartesianas, respectivamente para o gás e para o líquido, na seguinte forma:

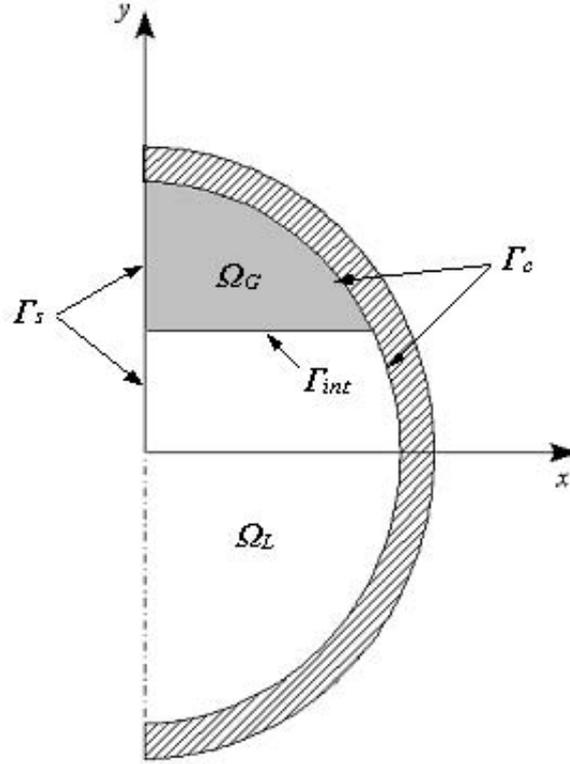


Figura 4.7: Representação do modelo de um escoamento gás-líquido estratificado.

$$\frac{\partial \left(\mu_{eG} \frac{\partial u_G}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\mu_{eG} \frac{\partial u_G}{\partial y} \right)}{\partial y} - \frac{\partial p_G}{\partial z} = 0 \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial \left(\mu_{eL} \frac{\partial u_L}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\mu_{eL} \frac{\partial u_L}{\partial y} \right)}{\partial y} - \frac{\partial p_L}{\partial z} = 0 \quad (4.24)$$

Usando o conceito de viscosidade efetiva onde μ_{eG} e μ_{eL} são as viscosidades efetivas iguais às somas das viscosidades moleculares e turbulentas, isto é,

$$\mu_{eG} = \mu_G + \mu_{tG}$$

$$\mu_{eL} = \mu_L + \mu_{tL}$$

e pela hipótese de escoamento plenamente desenvolvido,

$$\frac{\partial p_G}{\partial z} = \frac{\partial p_L}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Então, as equações (4.23) e (4.24) podem ser rescritas do seguinte modo:

$$\frac{\partial \left[(\mu_G + \mu_{tG}) \frac{\partial u_G}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_G + \mu_{tG}) \frac{\partial u_G}{\partial y} \right]}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial \left[(\mu_L + \mu_{tL}) \frac{\partial u_L}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_L + \mu_{tL}) \frac{\partial u_L}{\partial y} \right]}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (4.26)$$

Pelo modelo $\kappa - \omega$ as viscosidades turbulentas são dadas por

$$\mu_{tG} = \alpha_2 \frac{\rho_G \kappa}{\omega} \quad (4.27)$$

$$\mu_{tL} = \alpha_2 \frac{\rho_L \kappa}{\omega} \quad (4.28)$$

onde ω é a taxa de dissipação específica. As equações de transporte para a energia cinética turbulenta e para a taxa de dissipação específica, formuladas por Wilcox (2000), são as seguintes:

$$\frac{\partial \left[(\mu_G + \sigma_2 \mu_{tG}) \frac{\partial \kappa}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_G + \sigma_2 \mu_{tG}) \frac{\partial \kappa}{\partial y} \right]}{\partial y} - \beta_2 \rho_G \kappa \omega + (\mu_G + \mu_{tG}) \frac{\partial u_G}{\partial x} \frac{\partial u_G}{\partial y} \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial \left[(\mu_L + \sigma_2 \mu_{tL}) \frac{\partial \kappa}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_L + \sigma_2 \mu_{tL}) \frac{\partial \kappa}{\partial y} \right]}{\partial y} - \beta_2 \rho_L \kappa \omega + (\mu_L + \mu_{tL}) \frac{\partial u_L}{\partial x} \frac{\partial u_L}{\partial y} \quad (4.30)$$

para a energia cinética turbulenta, e

$$\frac{\partial \left[(\mu_G + \sigma_1 \mu_{tG}) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_G + \sigma_1 \mu_{tG}) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right]}{\partial y} - \beta_1 \rho_G \omega^2 + \frac{\alpha_1 \omega}{k} (\mu_G + \mu_{tG}) \frac{\partial u_G}{\partial x} \frac{\partial u_G}{\partial y} \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \left[(\mu_L + \sigma_1 \mu_{tL}) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[(\mu_L + \sigma_1 \mu_{tL}) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right]}{\partial y} - \beta_1 \rho_L \omega^2 + \frac{\alpha_1 \omega}{k} (\mu_L + \mu_{tL}) \frac{\partial u_L}{\partial x} \frac{\partial u_L}{\partial y} \quad (4.32)$$

para a taxa de dissipação específica. $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \sigma_1$ e σ_2 são parâmetros adimensionais do modelo $\kappa - \omega$. As condições de contorno para o modelo são:

i) na parede Γ_c , dividida em duas regiões Γ_{cG} e Γ_{cL} , tem-se que:

$$u_G = u_L = 0$$

$$\kappa = 0$$

$$\omega = \bar{\omega}_{cG} \text{ em } \Gamma_{cG}$$

$$\omega = \bar{\omega}_{cL} \text{ em } \Gamma_{cL}$$

e ω tem um valor definido que depende das propriedades da fase, gás ou líquido, que está em contato com a parede. A hipótese de duto com paredes lisas implica em ω infinito. A fim de evitar-se tal singularidade é adotada a mesma condição de contorno utilizada por Segal et al. (2006):

$$\bar{\omega}_{ci} = \frac{2\mu_i}{\beta_o \rho_i Y_p^2}$$

sendo $\beta_o = 0,072$ uma constante e Y_p a distância do nó (de um elemento) mais próximo da parede do duto.

ii) no plano de simetria Γ_s :

$$\frac{\partial u_G}{\partial x} + \frac{\partial u_G}{\partial y} = \frac{\partial u_L}{\partial x} + \frac{\partial u_L}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \kappa}{\partial x} + \frac{\partial \kappa}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial y} = 0$$

iii) na interface Γ_{int} :

$$(\mu_G + \mu_{tG}) \left(\frac{\partial u_G}{\partial x} + \frac{\partial u_G}{\partial y} \right) = -(\mu_L + \mu_{tL}) \left(\frac{\partial u_L}{\partial x} + \frac{\partial u_L}{\partial y} \right)$$

$$\kappa = 0$$

$$\omega = \bar{\omega}_{int}$$

Assim como em Γ_c , é adotada a condição de Segal et al. (2006) mas, neste caso, $\bar{\omega}_{int}$ terá valores diferentes dependendo do lado da interface, do gás ou do líquido, onde ela for calculada. A fim de assegurar a planicidade da interface, do ponto de vista do gás ou do líquido, escolhe-se o maior dentre os valores de $\bar{\omega}_{int}$.

Em termos de uma notação vetorial as Eqs. (4.25), (4.26), (4.29), (4.30), (4.31) e (4.32) podem ser escritas como

$$\nabla \cdot (A_i \nabla u) - \frac{dp}{dz} = 0 \quad (4.33)$$

$$\nabla \cdot (B_i \nabla \kappa) - \beta_2 \rho_i \kappa \omega + S_i = 0 \quad (4.34)$$

$$\nabla \cdot (C_i \nabla \omega) - \beta_1 \rho_i \omega^2 + \frac{\alpha_1 \omega}{\kappa} S_i = 0 \quad (4.35)$$

sendo $i = G$ para o gás, $i = L$ para o líquido.

Os outros termos nas equações (4.33), (4.34) e (4.35) são:

$$A_i = \mu_i + \mu_{ti}$$

$$\mu_{ti} = \alpha_2 \rho_i \frac{\kappa}{\omega}$$

$$B_i = \mu_i + \sigma_2 \mu_{ti}$$

$$C_i = \mu_i + \sigma_1 \mu_{ti}$$

$$S_i = A_i \nabla u \cdot \nabla u$$

O operador gradiente, ∇ , aplicado na seção transversal do duto em coordenadas cartesianas é dado por

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{e}_y$$

onde \mathbf{e}_x e \mathbf{e}_y são os vetores unitários nas direções x e y . As condições de contorno ficam:

i) na parede Γ_c :

$$u = 0$$

$$\kappa = 0$$

$$\omega = \bar{\omega}_{ci}$$

ii) no plano de simetria Γ_s :

$$\nabla u \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$\nabla \kappa \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$\nabla \omega \cdot \mathbf{n} = 0$$

sendo \mathbf{n} um vetor unitário perpendicular ao plano de simetria vertical.

iii) na interface Γ_{int} :

$$\sum_{i=G,L} A_i \nabla u \cdot \mathbf{n}_i = 0$$

$$\kappa = 0$$

$$\omega = \bar{\omega}_{int}$$

As Eqs. (4.33), (4.34) e (4.35) agora são adimensionalizadas, definindo-se as seguintes variáveis:

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{d} \\ y^* &= \frac{y}{d} \\ z^* &= \frac{z}{d} \\ u_G^* &= \frac{u_G}{u_o} \\ u_L^* &= \frac{u_L}{u_o} \\ p^* &= \frac{p}{\rho_o u_o^2} \\ \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_o} \\ \kappa^* &= \frac{\kappa}{u_o^2} \end{aligned}$$

$$\omega^* = \frac{d}{u_o} \omega$$

Substituindo estas variáveis nas Eqs. (4.33), (4.34) e (4.35), obtem-se

$$\nabla^* \cdot (A_i^* \nabla^* u^*) - \frac{dp^*}{dz^*} = 0 \quad (4.36)$$

$$\nabla^* \cdot (B_i^* \nabla^* \kappa^*) - \beta_2 \rho_i^* \kappa^* \omega^* + S_i^* = 0 \quad (4.37)$$

$$\nabla^* \cdot (C_i^* \nabla^* \omega^*) - \beta_1 \rho_i^* \omega^{*2} + \frac{\alpha_1 \omega^*}{\kappa^*} S_i^* = 0 \quad (4.38)$$

sendo

$$\begin{aligned} A_i^* &= \frac{A_i}{\rho_o u_o d} \\ B_i^* &= \frac{B_i}{\rho_o u_o d} \\ C_i^* &= \frac{C_i}{\rho_o u_o d} \\ S_i^* &= A_i^* \nabla^* u^* \cdot \nabla^* u^* \end{aligned}$$

E as condições de contorno ficam:

i) na parede Γ_c^*

$$u^* = 0$$

$$\kappa^* = 0$$

$$\omega^* = \overline{\omega^*}_{ci}$$

ii) no plano de simetria Γ_s^*

$$\nabla^* u^* \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$\nabla^* \kappa^* \cdot \mathbf{n} = 0$$

$$\nabla^* \omega^* \cdot \mathbf{n} = 0$$

iii) na interface Γ_{int}^*

$$\sum_{i=G,L} A_i^* \nabla^* u^* \cdot \mathbf{n}_i = 0$$

$$\begin{aligned}\kappa^* &= 0 \\ \omega^* &= \overline{\omega^*}_{int}\end{aligned}$$

Escolhendo-se funções ϕ e φ de forma adequada, as Eqs. (4.36), (4.37) e (4.38) podem ser rescritas em termos de uma *formulação variacional fraca* como:

$$\sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} A_i^* \nabla^* \phi \cdot \nabla^* u^* d\Omega_i^* = - \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} \phi \frac{dp^*}{dz^*} d\Omega_i^* \quad (4.39)$$

$$\sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} \varphi \beta_2 \rho_i^* \kappa^* \omega^* d\Omega_i^* + \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} B_i^* \nabla^* \varphi \cdot \nabla^* \kappa^* d\Omega_i^* = \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} \varphi A_i^* \nabla^* u^* \cdot \nabla^* u^* d\Omega_i^* \quad (4.40)$$

$$\sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} \varphi \beta_1 \rho_i^* \omega^{*2} d\Omega_i^* + \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} C_i^* \nabla^* \varphi \cdot \nabla^* \omega^* d\Omega_i^* = \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} \varphi \alpha_1 \frac{\omega^*}{\kappa^*} A_i^* \nabla^* u^* \cdot \nabla^* u^* d\Omega_i^* \quad (4.41)$$

(usando a integração por partes e lembrando que $uv = \int u dv + \int v du$) onde $u^* \in V_u$, $\kappa^* \in V_\kappa$, $\omega^* \in V_\omega$, $\phi^* \in V_\phi$ e $\varphi^* \in V_\varphi$, com os domínios sendo

$$\begin{aligned}V_u &= \{u^* \in H^1(\Omega^*), \quad u^* = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_c^*\} \\ V_\kappa &= \{\kappa^* \in H^1(\Omega_G^* \cup \Omega_L^*), \quad \kappa^* = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_c^* \quad \text{e} \quad \kappa^* = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_{int}^*\} \\ V_\omega &= \{\omega^* \in H^1(\Omega_G^* \cup \Omega_L^*), \quad \omega^* = \overline{\omega^*}_{ci} \quad \text{em} \quad \Gamma_{ci}^* \quad \text{e} \quad \omega^* = \overline{\omega^*}_{int} \quad \text{em} \quad \Gamma_{int}^*\} \\ V_\phi &= \{\phi \in H^1(\Omega^*), \quad \phi = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_c^*\} \\ V_\varphi &= \{\varphi \in H^1(\Omega_G^* \cup \Omega_L^*), \quad \varphi = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_c^* \quad \text{e} \quad \varphi = 0 \quad \text{em} \quad \Gamma_{int}^*\}\end{aligned}$$

Para o fechamento do problema são necessárias duas equações adicionais a fim de determinar-se o gradiente de pressão e a posição da interface. Como as vazões superficiais de gás e de líquido são conhecidas, *a priori*, tem-se que

$$Q_G^* = 2 \int_{\Omega_G^*} u^* d\Omega^* \quad (4.42)$$

$$Q_L^* = 2 \int_{\Omega_L^*} u^* d\Omega^* \quad (4.43)$$

e o problema fica agora bem posto.

4.2.1 Métodos Numéricos de Solução

Solução pelo Método de Newton-Raphson

Para um par de valores y_{int}^* e $\frac{dp^*}{dz^*}$, as Eqs. (4.39), (4.40) e (4.41) são resolvidas e as vazões de gás e de líquido são calculadas pelas Eqs. (4.42) e (4.43). As vazões calculadas são comparadas com as vazões de entrada (dadas pelas condições operacionais). Dessa forma, pode-se definir duas funções $F\left(\frac{dp^*}{dz^*}, y_{int}^*\right)$ e $G\left(\frac{dp^*}{dz^*}, y_{int}^*\right)$ que satisfaçam as seguintes relações:

$$F\left(\frac{dp^*}{dz^*}, y_{int}^*\right) = 2 \int_{\Omega_L^*} u^* d\Omega^* - Q_L^* \quad (4.44)$$

$$G\left(\frac{dp^*}{dz^*}, y_{int}^*\right) = 2 \int_{\Omega_G^*} u^* d\Omega^* - Q_G^* \quad (4.45)$$

Fazendo $\frac{dp^*}{dz^*} = x$ e $y_{int}^* = y$, para efeito de simplificação da notação, o problema pode ser reformulado em termos de duas equações não-lineares na forma $F(x, y) = 0$ e $G(x, y) = 0$ onde x e y são as soluções, que satisfazem ambas as equações, a serem obtidas pelo método de Newton-Raphson. Se x^n e y^n são as soluções para uma aproximação de ordem n , então

$$x^{n+1} = x^n + \frac{\left(G \frac{\partial F}{\partial y} - F \frac{\partial G}{\partial y}\right)^n}{\left(\frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial G}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial y}\right)} \quad (4.46)$$

$$y^{n+1} = y^n + \frac{\left(F \frac{\partial G}{\partial x} - G \frac{\partial F}{\partial x}\right)^n}{\left(\frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial G}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial y}\right)} \quad (4.47)$$

serão as soluções para a aproximação de ordem $n + 1$. Assim, fornecendo-se valores iniciais para x e y , as soluções das Eqs. (4.42) e (4.43) podem ser obtidas de forma iterativa, através das equações (4.46) e (4.47). O processo iterativo é interrompido quando $F(x, y)$ e $G(x, y)$ forem muito pequenas, ou seja, quando $F \rightarrow 0$ e $G \rightarrow 0$.

As equações (4.46) e (4.47) implicam que as derivadas de F e G com relação à x e y têm que ser calculadas numericamente, fazendo-se uso dos algoritmos

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^n = \frac{F(x^n + \Delta x, y^n) - F(x^n, y^n)}{\Delta x} \quad (4.48)$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^n = \frac{F(x^n, y^n + \Delta y) - F(x^n, y^n)}{\Delta y} \quad (4.49)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)^n = \frac{G(x^n + \Delta x, y^n) - G(x^n, y^n)}{\Delta x} \quad (4.50)$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial y}\right)^n = \frac{G(x^n, y^n + \Delta y) - G(x^n, y^n)}{\Delta y} \quad (4.51)$$

Então, para cada iteração por Newton-Raphson as equações (4.39), (4.40) e (4.41) necessitam ser resolvidas três vezes, porque F e G são calculadas em $(x^n + \Delta x, y^n)$, $(x^n, y^n + \Delta y)$ e (x^n, y^n) para pequenos incrementos Δx e Δy .

Solução pelo Método de Elementos Finitos

Para um par de valores iniciais quaisquer $\frac{dp^*}{dz^*}$ e y_{int}^* , o processo de solução numérica das Eqs. (4.39), (4.40) e (4.41) é iniciado usando-se o método de elementos finitos. O método utiliza-se de uma malha de elementos que foi projetada usando-se o sistema de coordenadas bipolares descritas detalhadamente na página 52 do Capítulo 2. O gerador de malhas fornece uma malha de elementos que é mais refinada nas proximidades da parede do duto e da interface gás-líquido. Deve ser observado que o sistema de coordenadas bipolares é usado apenas na geração da malha, enquanto que o problema numérico é resolvido no sistema tradicional de coordenadas cartesianas. Em seguida, o método soluciona as Eqs. (4.39), (4.40) e (4.41), discriminadas em elementos finitos triangulares onde as variáveis u^* , κ^* e ω^* são aproximadas por $\hat{u} = N_p u_p$, $\hat{\kappa} = N_p \kappa_p$ e $\hat{\omega} = N_p \omega_p$ sendo N_p as funções ϕ e φ mapeadas nos valores nodais u_p , κ_p e ω_p dos elementos triangulares. Então, através de um processo iterativo vão sendo obtidas soluções para as Eqs. (4.39), (4.40) e (4.41) discriminadas pelas relações

$$\sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} A_i^* \nabla^* N_q \cdot \nabla^* \hat{u}^{n+1} d\Omega_i^* = - \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} N_q \frac{dp^*}{dz^*} d\Omega_i^* \quad (4.52)$$

para a velocidade \hat{u}_q^{n+1} ;

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} N_q \beta_2 \rho_i^* \hat{\omega}^n \hat{\kappa}^{n+1} d\Omega_i^* + \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} B_i^* \nabla^* N_q \cdot \nabla^* \hat{\kappa}^{n+1} d\Omega_i^* \\
& = \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} N_q A_i^* \nabla^* \hat{u}^{n+1} \cdot \nabla^* \hat{u}^{n+1} d\Omega_i^*
\end{aligned} \tag{4.53}$$

para a energia cinética turbulenta $\hat{\kappa}_q^{n+1}$ e

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} N_q \beta_1 \rho_i^* \hat{\omega}^n \hat{\omega}^{n+1} d\Omega_i^* + \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} C_i^* \nabla^* N_q \cdot \nabla^* \hat{\omega}^{n+1} d\Omega_i^* = \\
& = \sum_{i=G,L} \int_{\Omega_i^*} N_q \alpha_1 \frac{\hat{\omega}^n}{\hat{\kappa}^n} A_i^* \nabla^* \hat{u}^{n+1} \cdot \nabla^* \hat{u}^{n+1} d\Omega_i^*,
\end{aligned} \tag{4.54}$$

para a taxa de dissipação específica $\hat{\omega}_q^{n+1}$.

As equações (4.52), (4.53) e (4.54) resultam em sistemas de equações algébricas para u^* , κ^* e ω^* que são resolvidas pelo método dos gradientes conjugados com pré-condicionador de Jacobi. O processo iterativo repete-se até que a convergência seja alcançada, isto é, $\|\hat{u}_p^{n+1} - \hat{u}_p^n\| \rightarrow 0$, $\|\hat{\kappa}_p^{n+1} - \hat{\kappa}_p^n\| \rightarrow 0$ e $\|\hat{\omega}_p^{n+1} - \hat{\omega}_p^n\| \rightarrow 0$.

Os passos para solução das equações (4.39), (4.40) e (4.41) podem ser resumidos através do seguinte processo iterativo:

- 1) as propriedades físicas do gás e do líquido são fornecidas, junto com a geometria e as vazões Q_G e Q_L ;
- 2) os valores iniciais de y_{int}^* e $\frac{dp^*}{dz^*}$ são fixados, e fornecidos como dados de entrada para o processo de solução das Eqs. (4.39), (4.40) e (4.41) pelo método de elementos finitos, obtendo-se estimativas de Q_G e Q_L ;
- 3) os valores de y_{int}^* e $\frac{dp^*}{dz^*}$ vão sendo ajustados, através do método de Newton-Raphson, de modo a satisfazer as Eqs. (4.42) e (4.43);
- 4) os passos 2 e 3 são repetidos até que a convergência seja obtida pelo processo iterativo, em termos de Q_G e Q_L .

A Figura 4.8 ilustra o processo de solução.

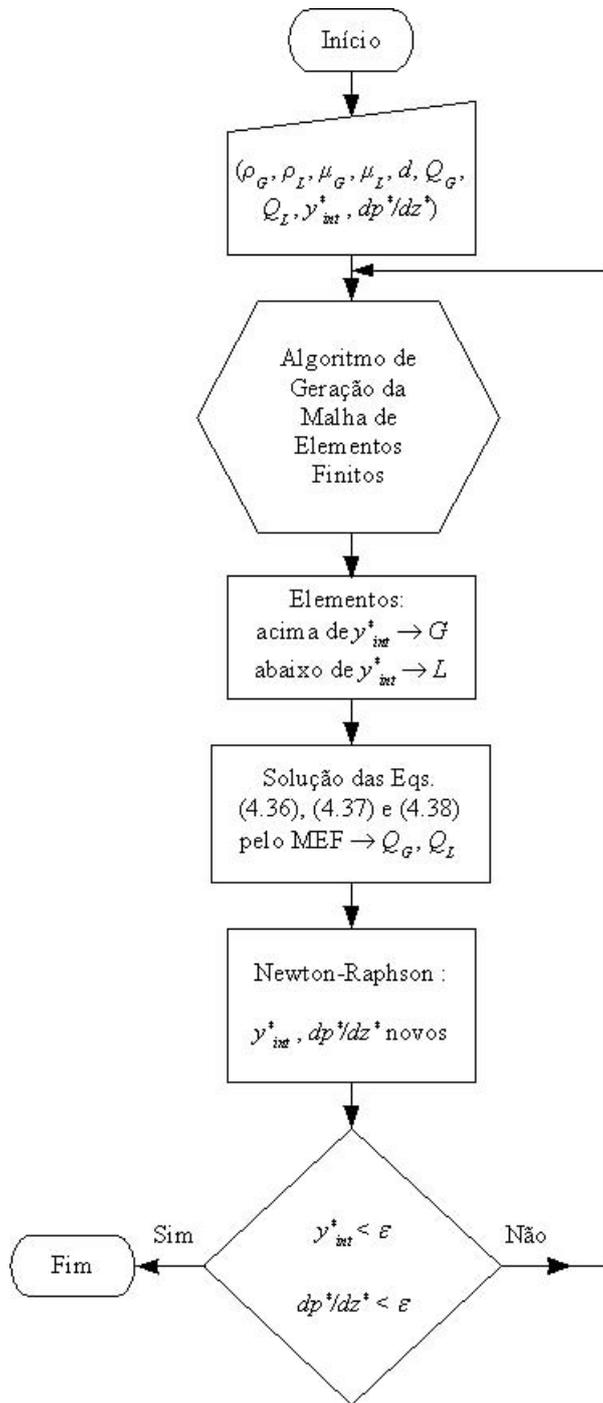


Figura 4.8: Ilustração do processo iterativo de solução do modelo matemático.

Capítulo 5

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos com o sistema ultra-sônico e com o sistema de visualização, descritos no capítulo 3. E os resultados numéricos obtidos com o modelo teórico-numérico desenvolvido no capítulo 4.

5.1 Resultados Experimentais do Sistema Ultra-Sônico

Nesta seção a altura de líquido medida pelo sistema ultra-sônico através da técnica de pulso-eco, no trecho do duto em aço inoxidável, é apresentada para os regimes estratificados. Os regimes foram caracterizados através do sistema de visualização. As pressões estáticas medidas no líquido variaram em torno de 32,3 kPa a 11,1 kPa, e a temperatura média foi 25,0 °C, também medida no líquido.

A abrangência dos resultados experimentais pode ser apreciada na Figura 5.1, em função das velocidades superficiais do gás e do líquido. A matriz dos experimentos foi superimposta ao mapa de escoamentos de Mandhane et al. (1974), representado parcialmente pelas linhas cheias, para uma melhor compreensão.

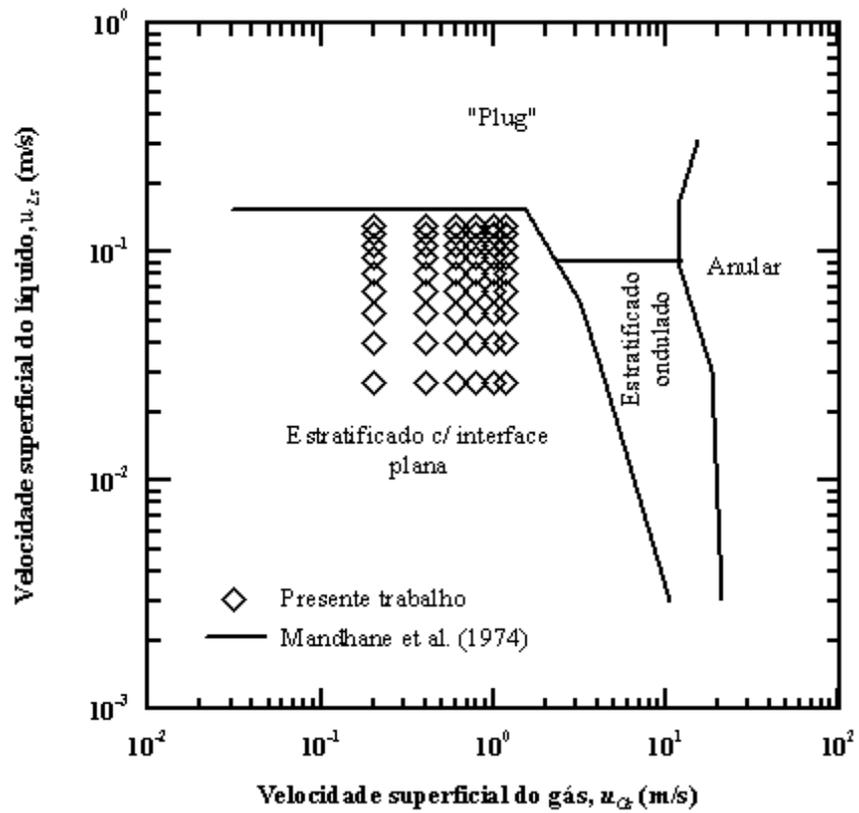


Figura 5.1: Abrangência dos experimentos segundo o mapa de Mandhane et al. (1974).

As medições da altura de líquido em função do tempo de aquisição são mostradas nas Figuras 5.2 a (5.5). Nestas figuras pode-se ver a evolução da altura de líquido com o aumento da vazão de gás, mantendo-se constante a vazão de líquido. Os escoamentos evoluem de estratificados suaves para estratificados ondulados.

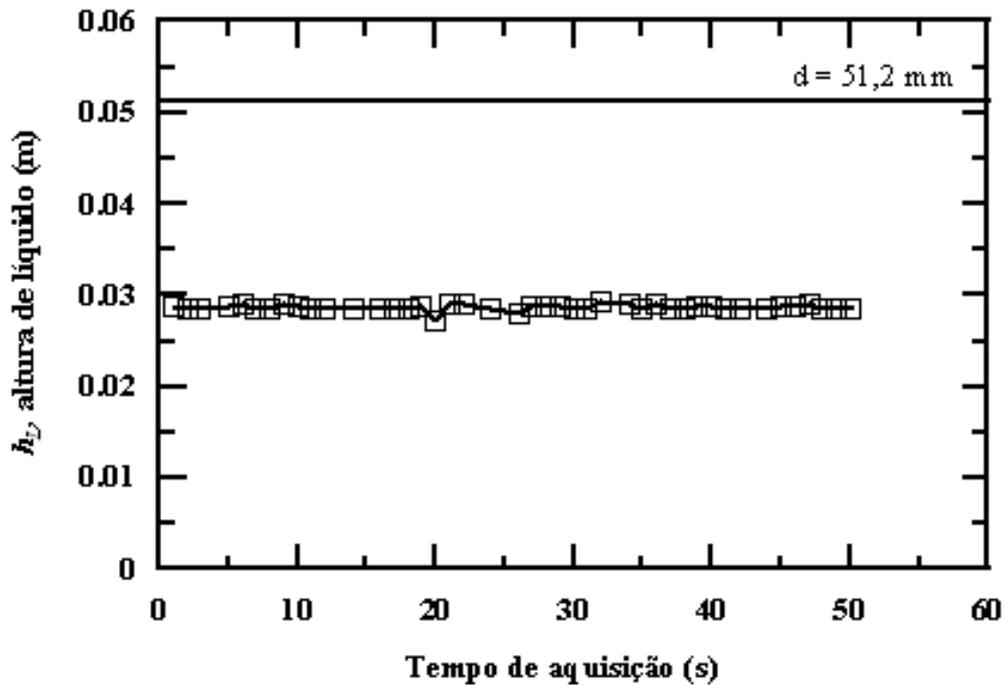


Figura 5.2: Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 1,0$ m^3/h , $Q_L = 0,6$ m^3/h , $T_L = 23,0$ $^{\circ}C$).

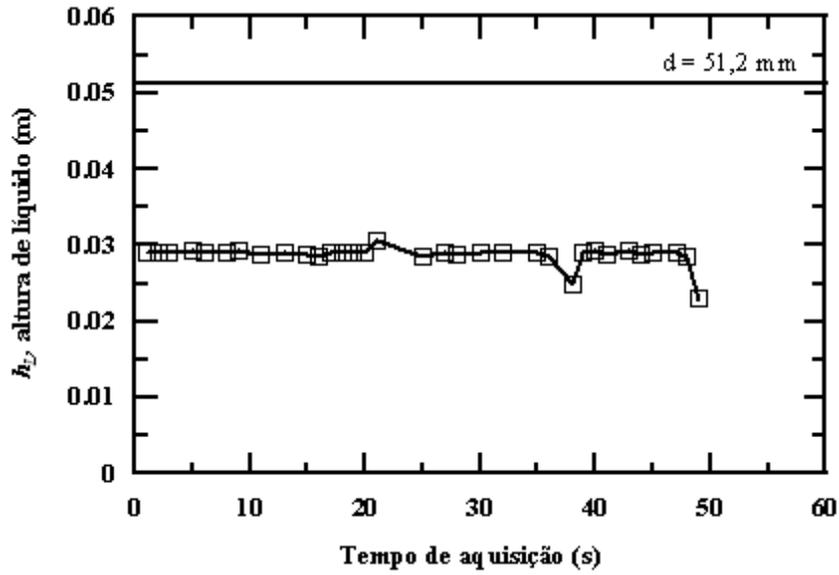


Figura 5.3: Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 2,0 \text{ m}^3/\text{h}$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/\text{h}$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).

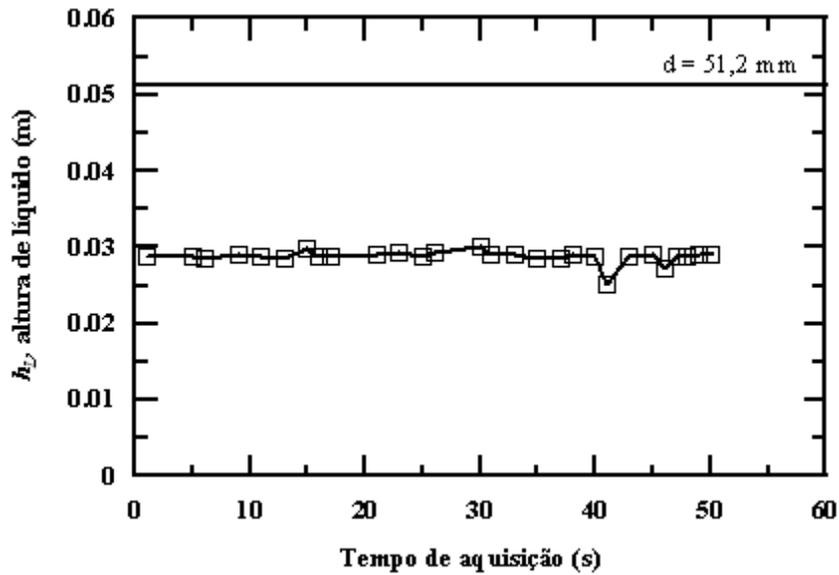


Figura 5.4: Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/\text{h}$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/\text{h}$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).

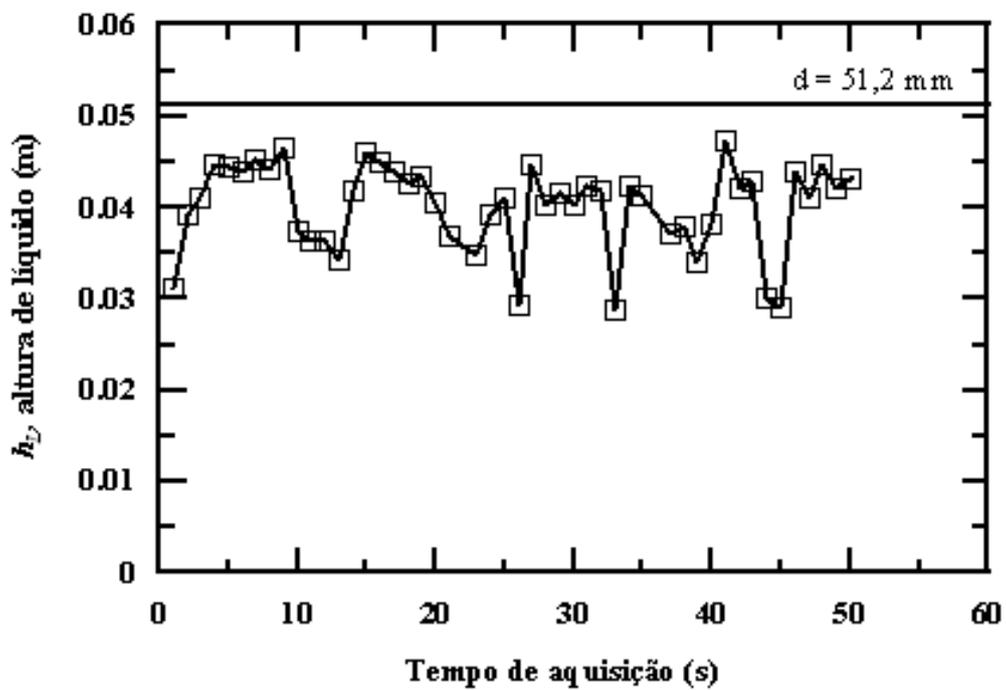


Figura 5.5: Medições de altura de líquido em função do tempo de aquisição (escoamento estratificado - $Q_G = 8,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$).

As Figuras 5.2 a 5.5 demonstram que as medições da altura de líquido realizadas com o atual sistema ultra-sônico empregando a técnica de pulso-eco, podem servir para caracterizar um escoamento estratificado. As medições nos escoamentos ondulados, processadas em intervalos de 1 segundo como mostra a Figura 5.5, não permitem a obtenção de parâmetros como comprimento de onda e frequência, necessários para uma melhor caracterização destes escoamentos, sendo esta a principal limitação do sistema ultra-sônico. A presença de uma interface gás-líquido no caminho dos sinais ultra-sônicos causa reflexões sucessivas destes sinais. Em um escoamento estratificado suave espera-se que a maioria destas reflexões sejam capturadas continuamente pelo transdutor de ultra-som. No entanto, como pode ser visto no trabalho de Serizawa et al. (1994), em um escoamento ondulado estas reflexões são capturadas de forma aleatória, dependendo do ângulo de reflexão na interface que é uma função das amplitudes e frequências das ondas interfaciais. Masala (2004) obteve alguns resultados experimentais de amplitude, comprimento de onda e frequência para escoamentos ondulados, empregando um sistema tomográfico computadorizado, que era capaz de processar os sinais ultra-sônicos em intervalos de milisegundos.

5.2 Resultados Experimentais do Sistema de Visualização

As Figuras 5.6 e 5.7 apresentam parte dos quadros obtidos com o sistema de filmagem, para os escoamentos estratificados suaves e ondulados.

A Figura 5.6 ilustra um escoamento estratificado suave com a interface localizada acima do eixo axial do duto. Alguns estudos já publicados, sugerem que esta configuração é pouco provável ocorrer em aplicações práticas de engenharia. Dificuldades para medir-se a vazão superficial de líquido e os tempos curtos das filmagens durante os experimentos do presente trabalho, não permitem uma conclusão definitiva a respeito da ocorrência de um tal escoamento com estabilidade. No entanto, pôde-se confirmar que para as vazões de líquido utilizadas nestes experimentos, todos os escoamentos apresentaram estas configurações de modo controlado, para todas as vazões de gás, como pode ser visto pelos resultados das filmagens.

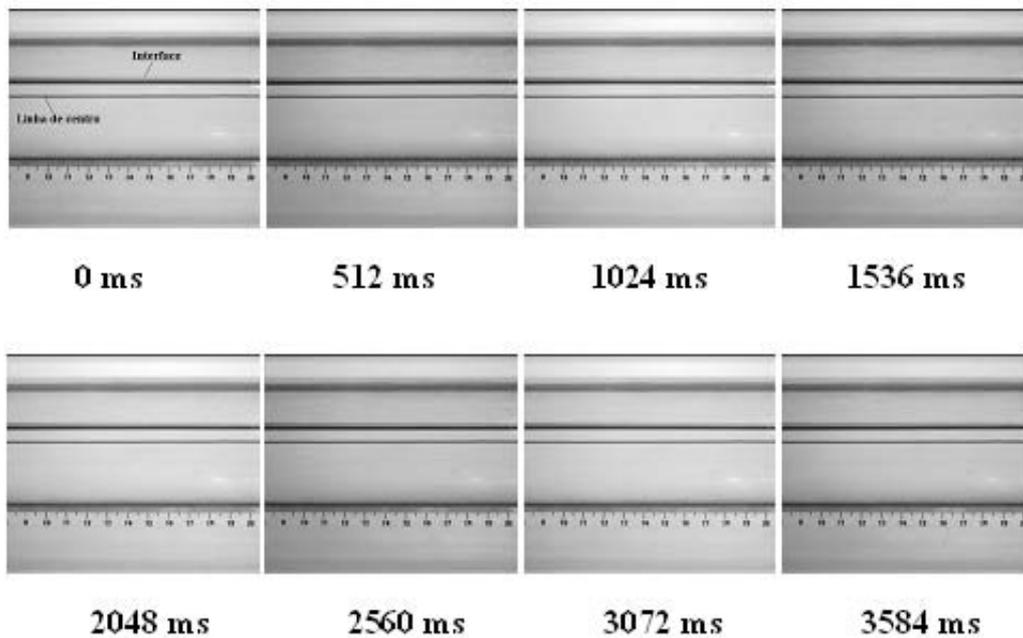


Figura 5.6: Sequência de quadros obtidos com a filmagem - escoamentos estratificados com $Q_G = 1,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$.

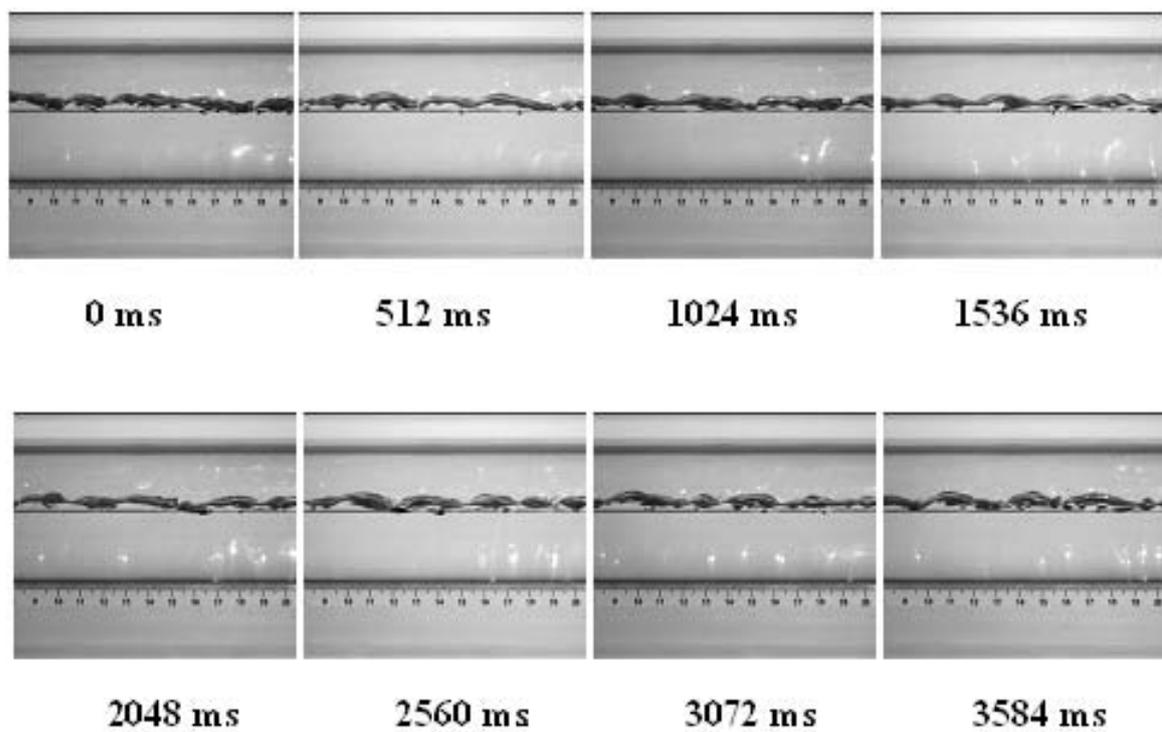


Figura 5.7: Sequência de quadros obtidos com a filmagem - escoamentos estratificados com $Q_G = 8,0 \text{ m}^3/h$, $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$, $T_L = 23,0 \text{ }^\circ\text{C}$.

5.3 Resultados Numéricos

5.3.1 Casos Testes

Inicialmente, o modelo teórico-numérico foi aplicado à alguns casos testes, para os quais existem soluções analíticas ou correlações empíricas já consagradas na literatura. O modelo foi testado em um problema particular, clássico, de escoamento monofásico no interior de um duto com seção circular, nos regimes laminar e turbulento. Para o teste do modelo, o fator de atrito do escoamento foi calculado numericamente, atribuindo-se às propriedades físicas e vazões de entrada valores iguais em ambas as fases, isto é, como se um dos fluidos (gás ou líquido) escoasse sozinho no duto. Além disso, as condições de contorno nas interfaces gás-líquido, para o modelo de turbulência $\kappa - \omega$, não são mais necessárias. Com estas modificações o modelo foi forçado a simular um escoamento monofásico sem a necessidade de alterações nas Eqs. (4.52), (4.53) e (4.54); e os valores do gradiente de pressão calculados pelo método de Newton-Raphson foram usados para a obtenção do fator de atrito, através da fórmula de Darcy

$$f = \frac{-dp}{dz} \frac{2d}{\rho \bar{u}^2}$$

onde \bar{u} é a velocidade média na seção do duto. Na Figura 5.8 o fator de atrito calculado pelo modelo é mostrado em função do número de Reynolds do escoamento, onde também podem ser vistas duas curvas de referência: para o fator de atrito teórico laminar e para o fator de atrito empírico turbulento, o segundo dado pela correlação de Colebrook, (Todreas e Kazimi, 1990), para dutos com paredes lisas.

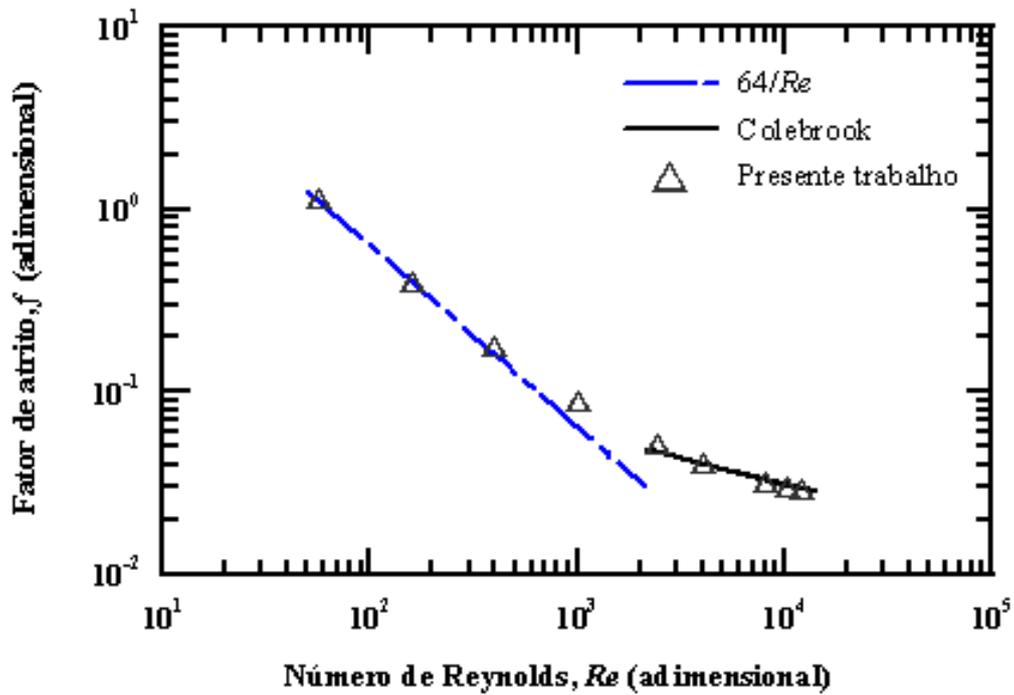


Figura 5.8: Fator de atrito calculado em função do número de Reynolds - comparação com os valores teóricos para escoamento laminar e com a correlação de Colebrook.

Na Figura 5.8 o fator de atrito calculado numericamente apresenta uma boa concordância com o fator de atrito analítico laminar e com o de Colebrook turbulento. Na região de transição, nota-se que os valores numéricos superestimaram os valores esperados.

Um segundo teste, considerado mais geral e consistente, foi realizado para um escoamento bifásico gás-líquido estratificado horizontal, em um duto de seção circular, com ambos os fluidos em regime laminar, comparando-se as tensões cisalhantes médias, na parede e na interface, calculadas numericamente pelo presente modelo, com as soluções analíticas-algébricas de Biberg e Halvorsen (2000). Nesse teste, para um determinado par de valores das velocidades superficiais do gás e do líquido, a fração de líquido, $1 - \alpha$, e o gradiente de pressão, $\frac{dp}{dz}$, são calculados numericamente. O diâmetro interno do duto é o mesmo da seção de testes descrita no Capítulo 3, e as propriedades físicas de ambos os fluidos são aquelas correspondentes à pressão atmosférica e temperatura de 25 °C. Os casos simulados, com os correspondentes valores de $1 - \alpha$ e $\frac{dp}{dz}$ são apresentados na Tabela (5.1).

Tabela 5.1: Casos testes do presente modelo com os valores de $1 - \alpha$ e $\frac{dp}{dz}$ calculados em função das velocidades superficiais do gás e do líquido.

Caso	u_{Gs} (m/s)	u_{Ls} (m/s)	$(1 - \alpha)$	$\frac{dp}{dz}$ (Pa/m)
1	0,01686	0,00084	0,426	0,0140
2	0,03373	0,00169	0,426	0,0280
3	0,03373	0,00337	0,521	0,0422

As tensões cisalhantes médias, na parede e na interface, calculadas numericamente pelo presente modelo, e as soluções analíticas-algébricas de Biberg e Halvorsen (2000) podem ser comparadas analisando-se a Tabela (5.2). Verifica-se que houve uma excelente concordância entre os resultados numéricos do presente modelo e as soluções de Biberg e Halvorsen (2000).

Tabela 5.2: Comparação entre as tensões cisalhantes médias, na parede e na interface, calculadas numericamente no presente trabalho¹ e as soluções analíticas de Biberg e Halvorsen (2000)².

Caso	$\bar{\tau}_{wG} (mPa)^1$	$\bar{\tau}_{wG} (mPa)^2$	$\bar{\tau}_{wL} (mPa)^1$	$\bar{\tau}_{wL} (mPa)^2$
1	0,1191	0,1193	0,2480	0,2481
2	0,2360	0,2390	0,4957	0,4968
3	0,3172	0,3216	0,7485	0,7495

Caso	$\bar{\tau}_i (mPa)^1$	$\bar{\tau}_i (mPa)^2$
1	0,1220	0,1220
2	0,2434	0,2443
3	0,3150	0,3180

A Figura 5.9 mostra o coeficiente hidráulico K'_h calculado, de acordo com o procedimento descrito na seção 5.3.1, e em função do número de Reynolds ainda para o caso teste de um escoamento monofásico. Na mesma figura podem ser vistos os valores de K'_h em um escoamento laminar, e em um escoamento turbulento representado pela equação (4.16). Nota-se que, os valores de K'_h calculados numericamente apresentam uma boa concordância com o valor teórico para escoamento laminar e $Re < 10^3$, e para escoamento turbulento com $Re > 10^4$.

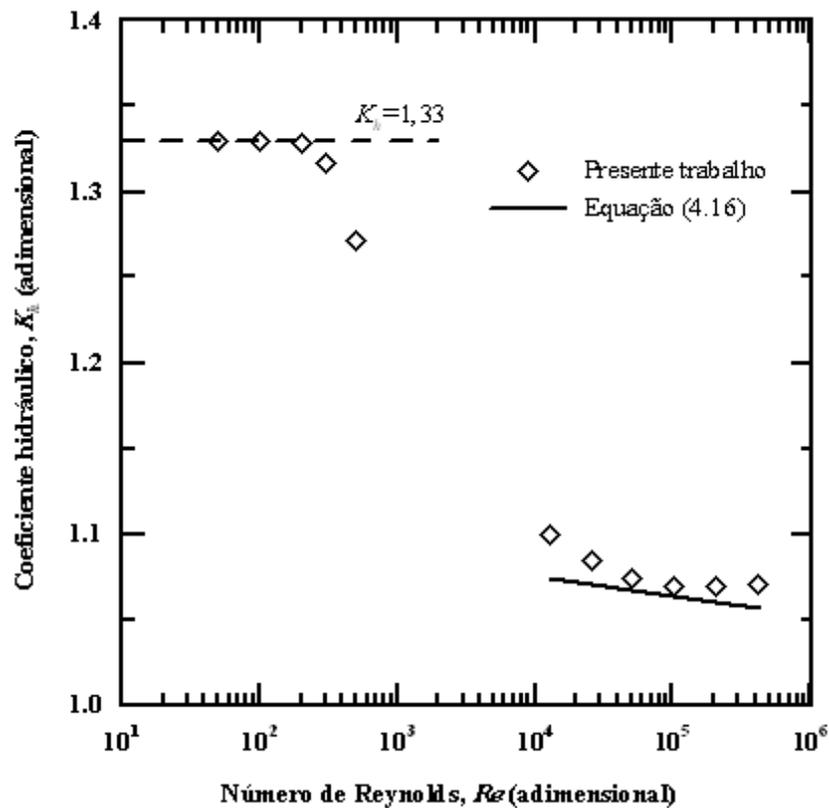


Figura 5.9: Coeficiente hidráulico monofásico calculado em função do número de Reynolds - comparação com o valor teórico para escoamento laminar e com a equação (4.16).

5.3.2 Resultados Bifásicos

As Figuras 5.10, 5.11 e (5.12 representam um resultado típico das simulações em termos de distribuição espacial na seção do duto, respectivamente: a) malha de elementos finitos, b) velocidades do escoamento e c) energia cinética turbulenta. A configuração básica utilizada no presente trabalho foi uma malha com 6080 elementos e um computador com processador Pentium 4, resultando um tempo médio de processamento em torno de 2000 s.

Na Figura 5.10 nota-se o maior refinamento da malha nas regiões próximas da interface gás-líquido e da parede do duto, semelhante ao resultado de Newton e Behnia (2000).

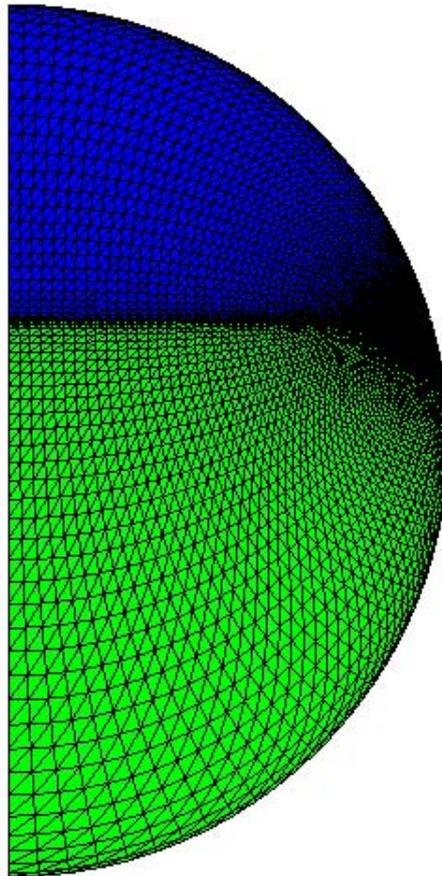


Figura 5.10: Distribuição espacial da malha de elementos finitos para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

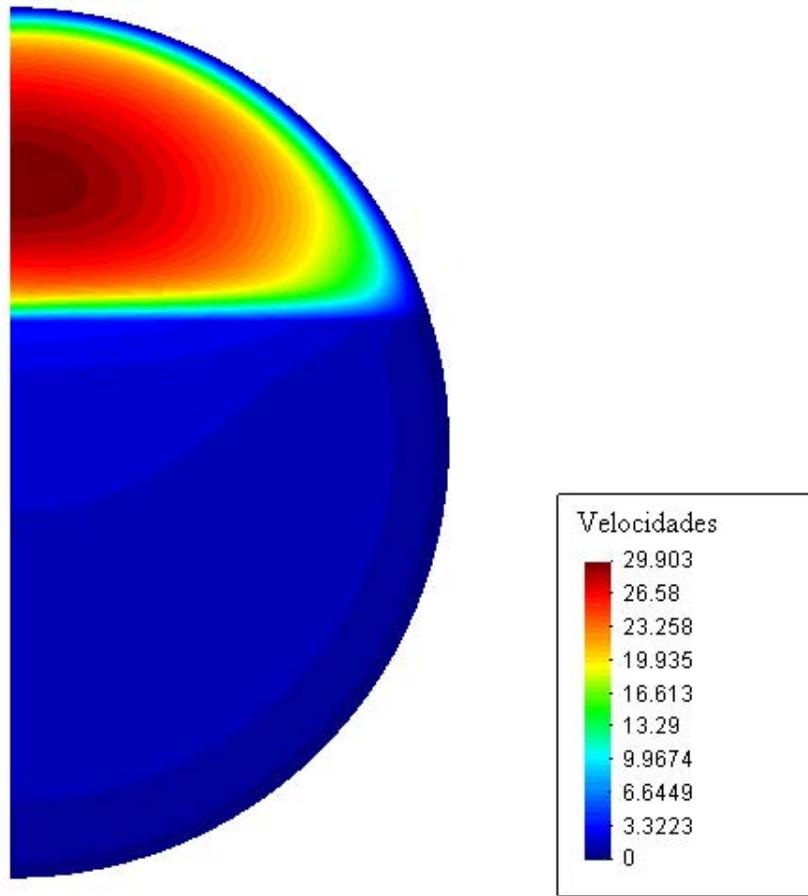


Figura 5.11: Distribuição espacial das velocidades do escoamento para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

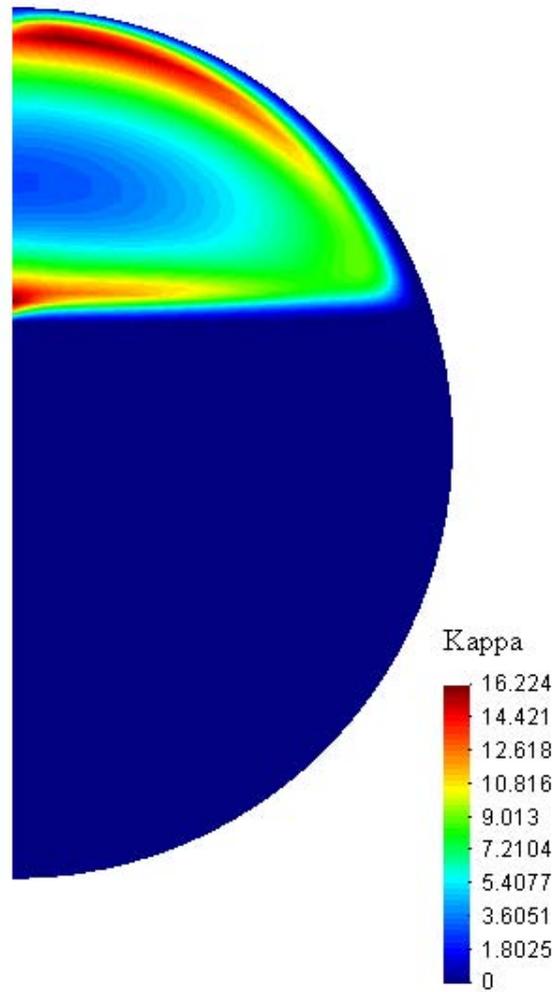


Figura 5.12: Distribuição espacial da energia cinética turbulenta para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

Nas Figuras 5.13 - 5.16 podem ser vistos resultados típicos das simulações, em termos de uma distribuição espacial no plano de simetria vertical do duto, respectivamente para: velocidades, viscosidade turbulenta, energia cinética turbulenta e o inverso da taxa de dissipação específica.

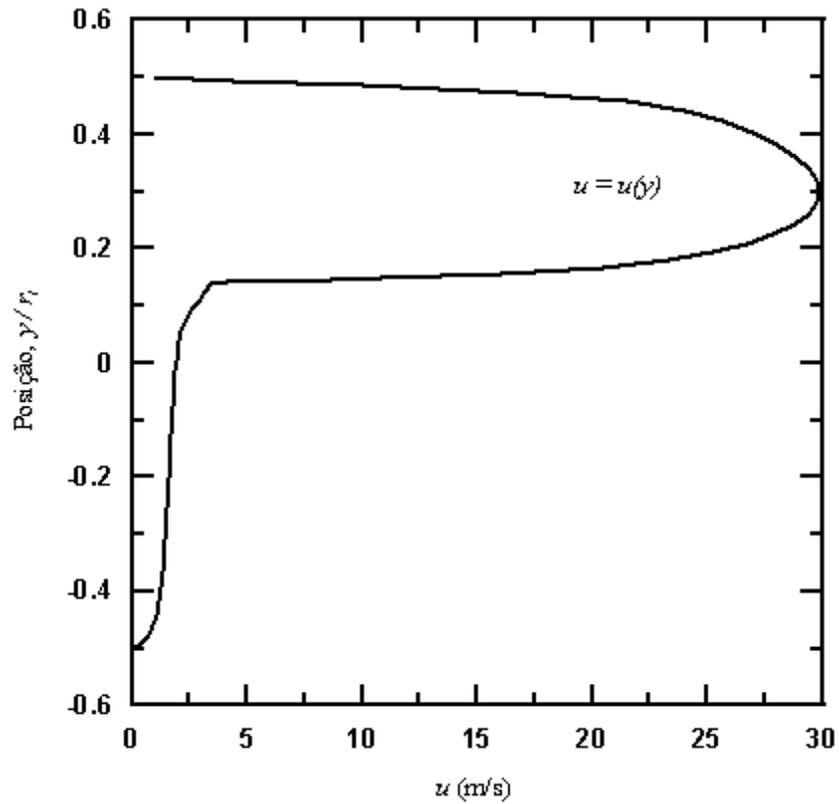


Figura 5.13: Distribuição espacial das velocidades do escoamento no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

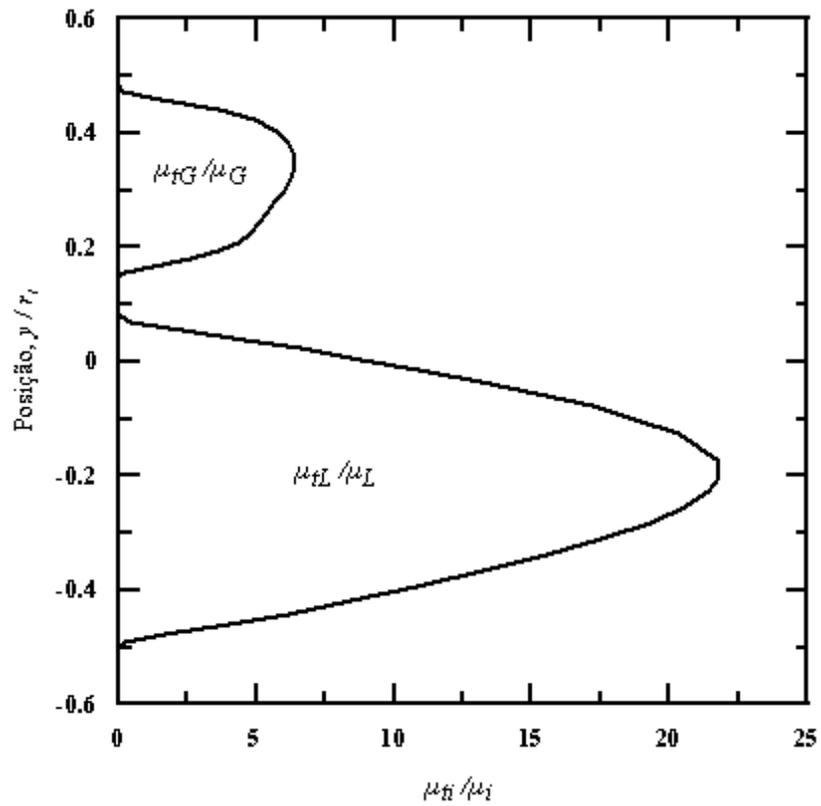


Figura 5.14: Distribuição espacial das viscosidades turbulentas no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

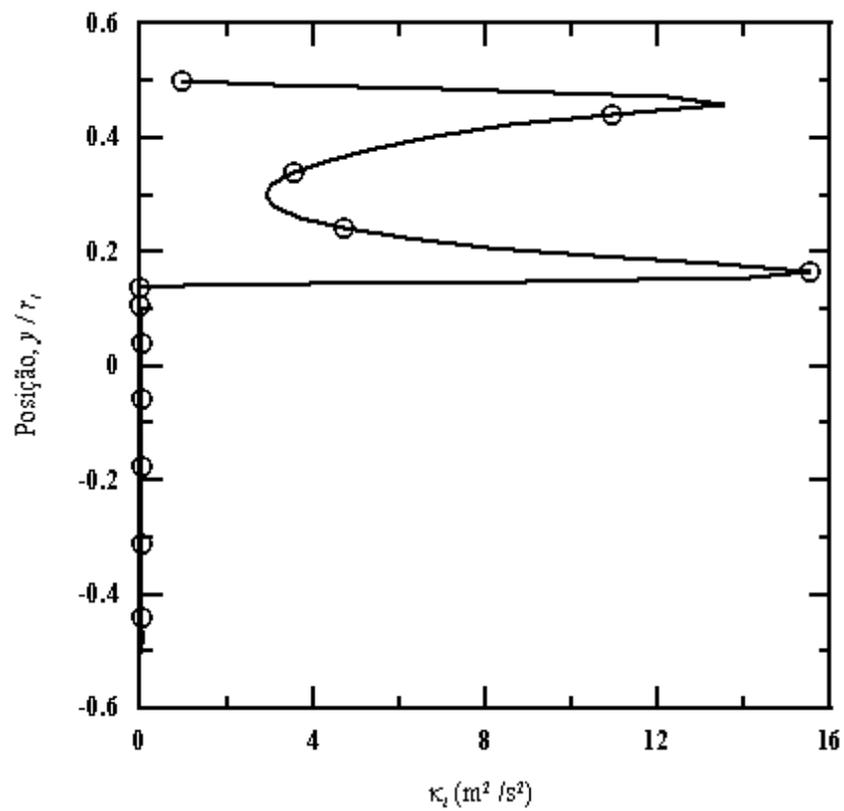


Figura 5.15: Distribuição espacial da energia cinética turbulenta no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

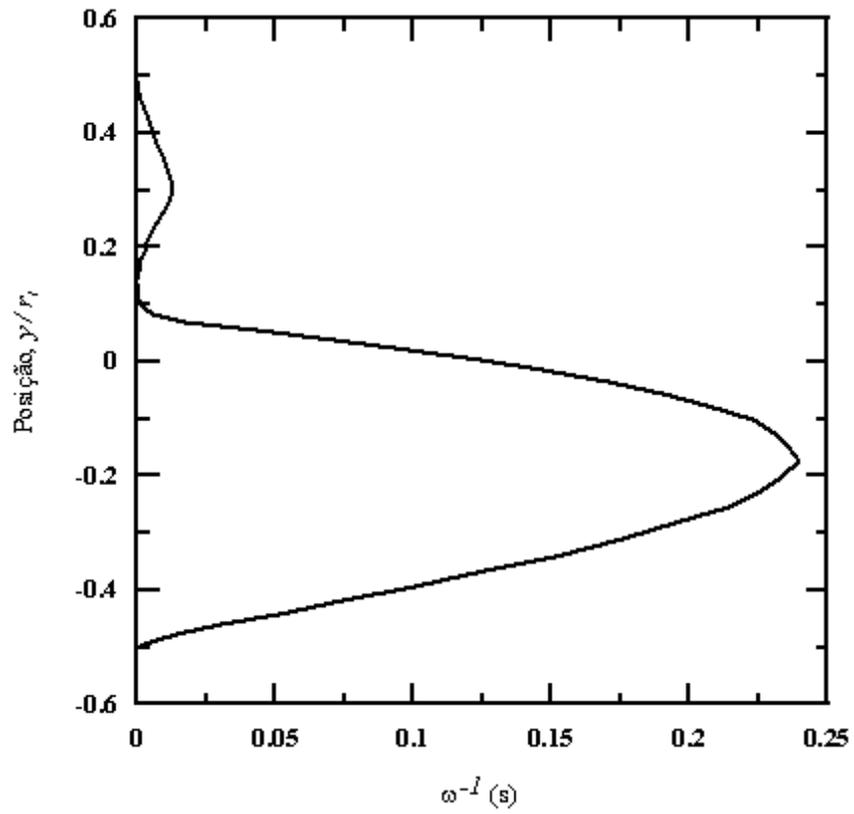


Figura 5.16: Distribuição espacial da taxa de dissipação específica no plano de simetria vertical do duto, para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

A partir do modelo teórico-numérico proposto e da sua implementação computacional, obtiveram-se os dados numéricos necessários para uma comparação com os resultados experimentais das medidas de altura de líquido, fornecidos pelo sistema ultra-sônico e apresentados na seção 5.1. A Tabela 5.3 contém um resumo dos experimentos realizados neste trabalho e por Masala (2004), em condições de escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados horizontais, que serviram de referência para as comparações com as simulações numéricas.

Tabela 5.3: Resumo dos experimentos realizados no presente trabalho e por Masala (2004).

Referência	Caso	d (m)	Q_G (m^3/h)	Q_L (m^3/h)
Este trabalho	A	0,0512	1,0	0,6
	B	0,0512	2,0	0,6
	C	0,0512	4,0	0,6
	D	0,0512	6,0	0,6
Masala (2004)	E	0,021	0,3	0,024
	F	0,021	0,3	0,061
	G	0,021	0,3	0,090
	H	0,021	0,3	0,121

Os resultados previstos pelo modelo para a altura de líquido em função da fração volumétrica de gás são apresentados nas Figuras 5.17 e 5.18. Na Figura 5.17 pode-se ver uma comparação com os resultados experimentais obtidos no presente trabalho, e com o modelo de Taitel e Dukler (1976). Na Figura 5.18 a comparação foi feita com os resultados experimentais de Masala (2004) e, novamente, com o modelo de Taitel e Dukler (1976).

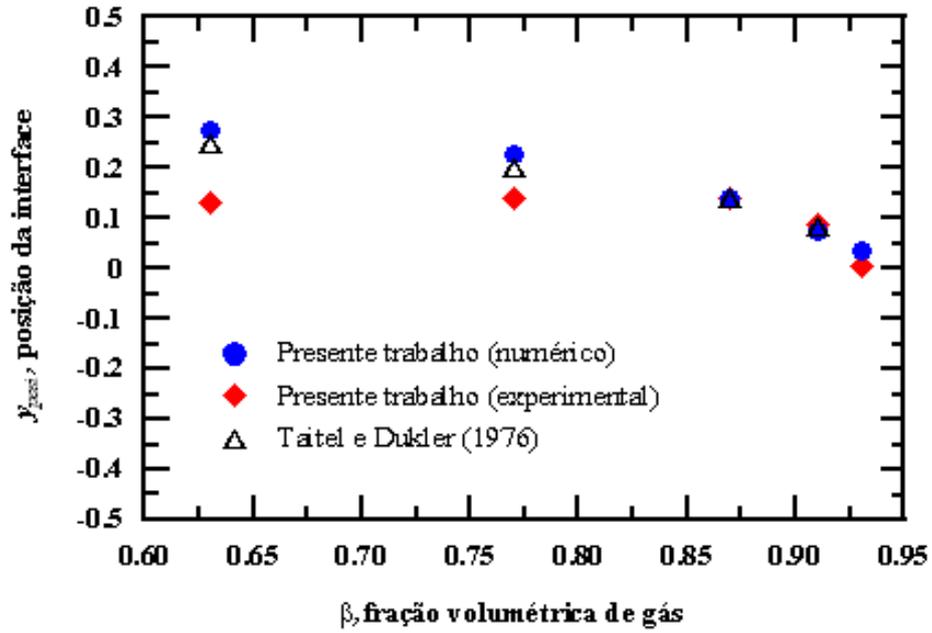


Figura 5.17: Altura de líquido - comparação com os resultados deste trabalho e de Taitel e Dukler (1976).

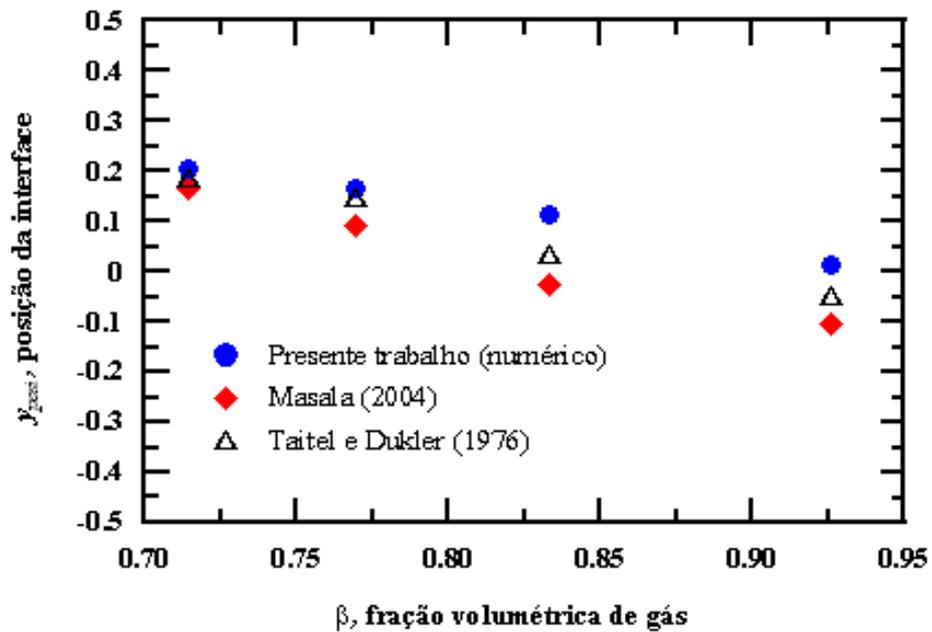


Figura 5.18: Altura de líquido - comparação com os resultados de Masala (2004) e de Taitel e Dukler (1976).

Os resultados previstos pelo modelo teórico-numérico apresentados nas Figuras 5.17 e 5.18 concordam satisfatoriamente com os resultados experimentais, respectivamente, deste trabalho e de Masala (2004); e com os resultados de Taitel e Dukler (1976). Deve ser observado que os experimentos realizados por Masala (2004) com frações volumétricas de gás maiores do que 0,8 têm, pelo menos, uma das fases em escoamento de transição. Conforme foi mostrado na Figura 5.8, o modelo superestima o fator de atrito nesta condição. Desta forma, explicam-se algumas das diferenças entre o modelo e os valores experimentais. Em relação à comparação com o modelo de Taitel e Dukler (1976), deve ser observado que a maior parte das simulações realizadas no presente trabalho correspondem à escoamentos estratificados ondulados, para os quais o presente modelo necessita de adaptações.

Os resultados do modelo teórico-numérico para as tensões cisalhantes na parede do duto, τ_w , e na interface gás-líquido, τ_i , são apresentados nas Figuras 5.19 a 5.23. Dois casos foram simulados: caso 1-gás laminar/líquido turbulento com $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$ e caso 2-gás turbulento/líquido turbulento com $Q_G = 12,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,8 \text{ m}^3/h$.

As Figuras 5.19 e 5.20 mostram a distribuição da tensão cisalhante adimensional na parede, respectivamente, para os casos 1 e 2, ao longo da direção radial e em função do ângulo θ (θ varia de 0° a 180° de cima para baixo na parede do duto).

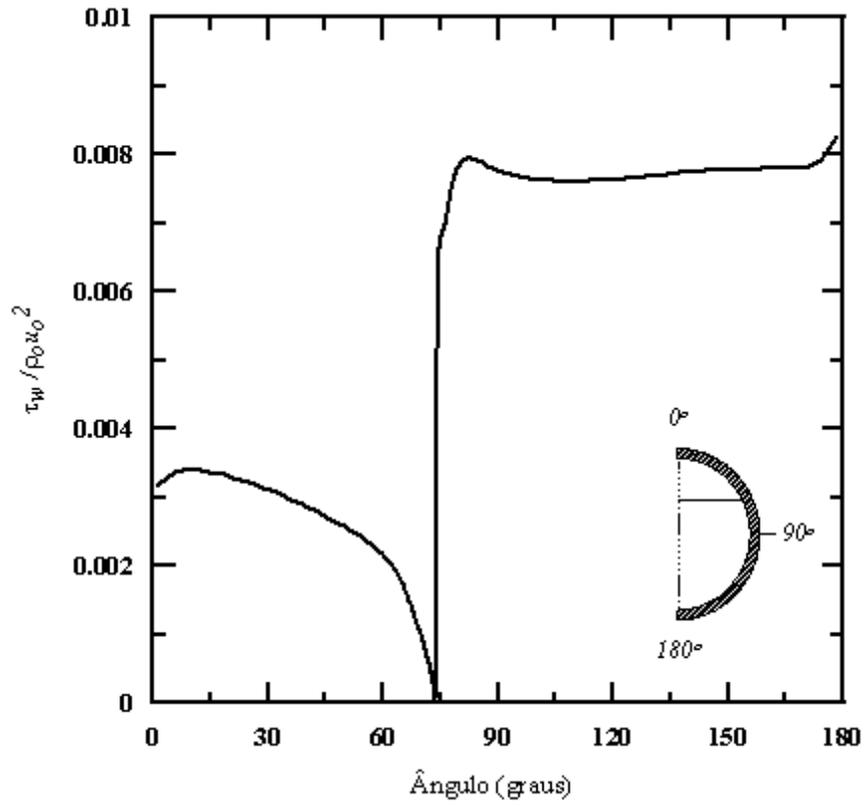


Figura 5.19: Distribuição da tensão cisalhante na parede para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

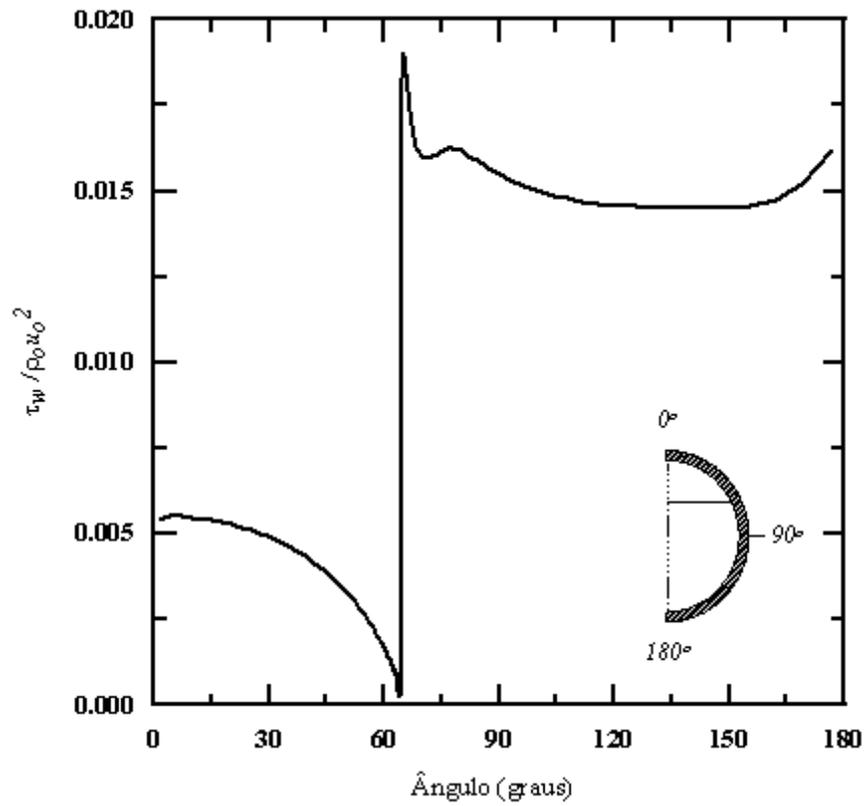


Figura 5.20: Distribuição da tensão cisalhante na parede para $Q_G = 12,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,8 \text{ m}^3/h$.

A Figura 5.21 apresenta a distribuição da tensão cisalhante na parede, calculada através do presente modelo, pelo modelo de Newton e Behnia (2001) e segundo os resultados experimentais de Newton e Behnia (1996), para um escoamento gás-líquido estratificado ondulado com $u_{Gs} = 3,5 \text{ m/s}$ e $u_{Ls} = 0,07 \text{ m/s}$. Nesta figura os ângulos variam de 0° a 180° de cima para baixo na parede do duto, como nas Figuras 5.19 e 5.20. Comparando-se os resultados mostrados na Figura 5.21, verifica-se que a previsão da posição da interface foi feita com uma boa concordância entre o presente modelo e o modelo de Newton e Behnia (2001). Deve ser observado que os resultados mostrados na Figura 5.21 são para um escoamento gás-líquido estratificado ondulado.

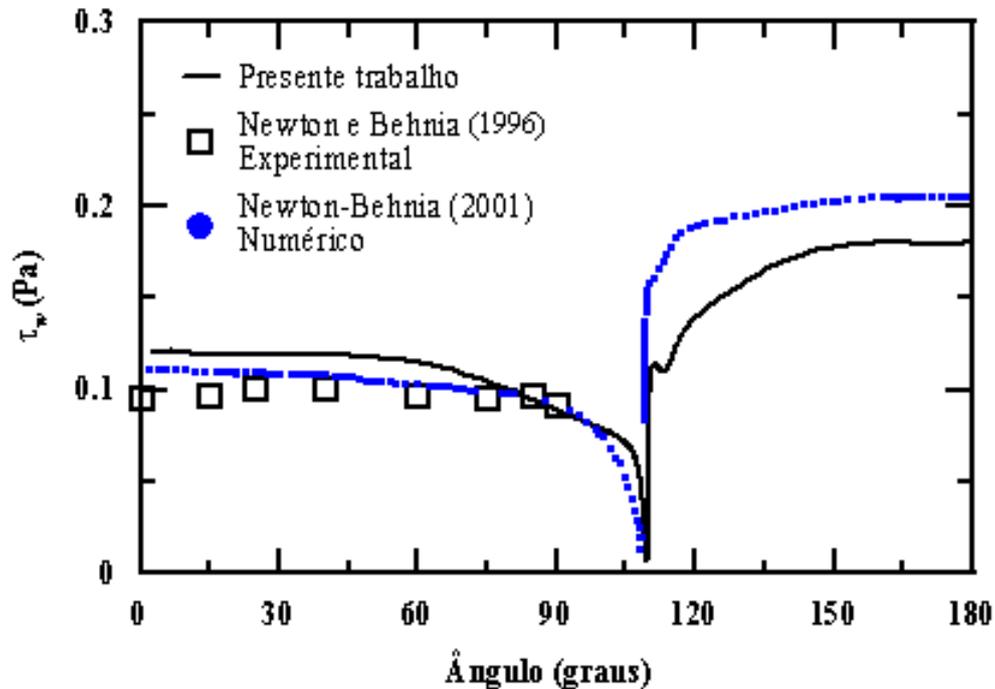


Figura 5.21: Comparação da distribuição da tensão cisalhante na parede, entre os resultados do presente modelo e os de Newton e Behnia (1996) e Newton e Behnia (2001), para $u_{Gs} = 3,5 \text{ m/s}$ e $u_{Ls} = 0,07 \text{ m/s}$.

Nas Figuras 5.22 e 5.23 pode ser vista a distribuição da tensão cisalhante adimensional interfacial, respectivamente, para os casos 1 e 2, ao longo da interface gás-líquido e em função da posição x/r_i para uma das metades da seção do duto.

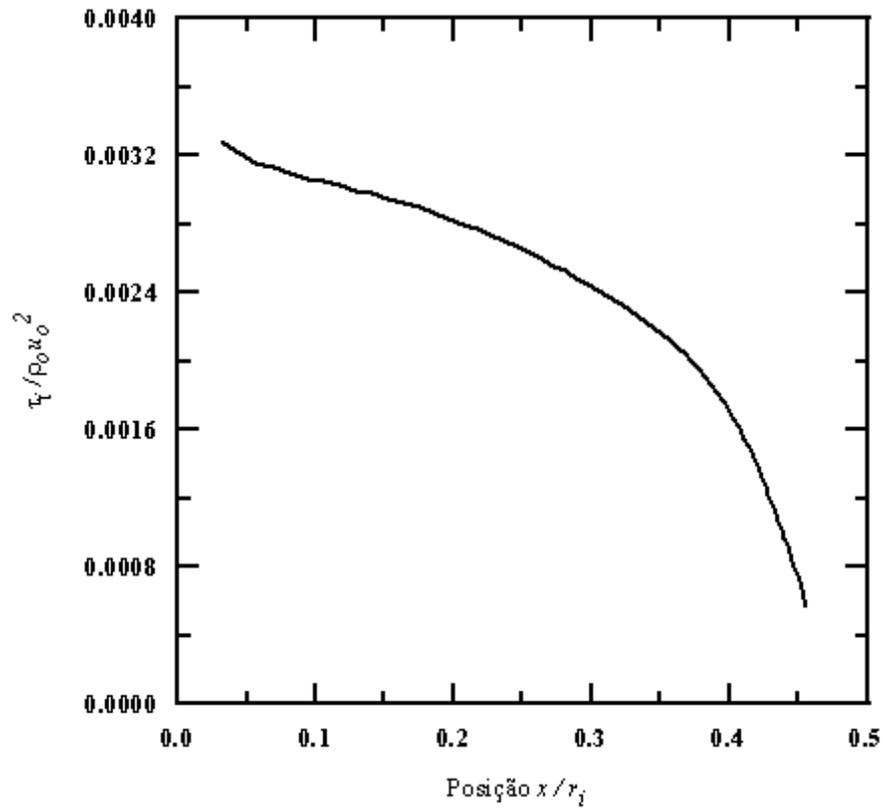


Figura 5.22: Distribuição da tensão cisalhante interfacial para $Q_G = 4,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,6 \text{ m}^3/h$.

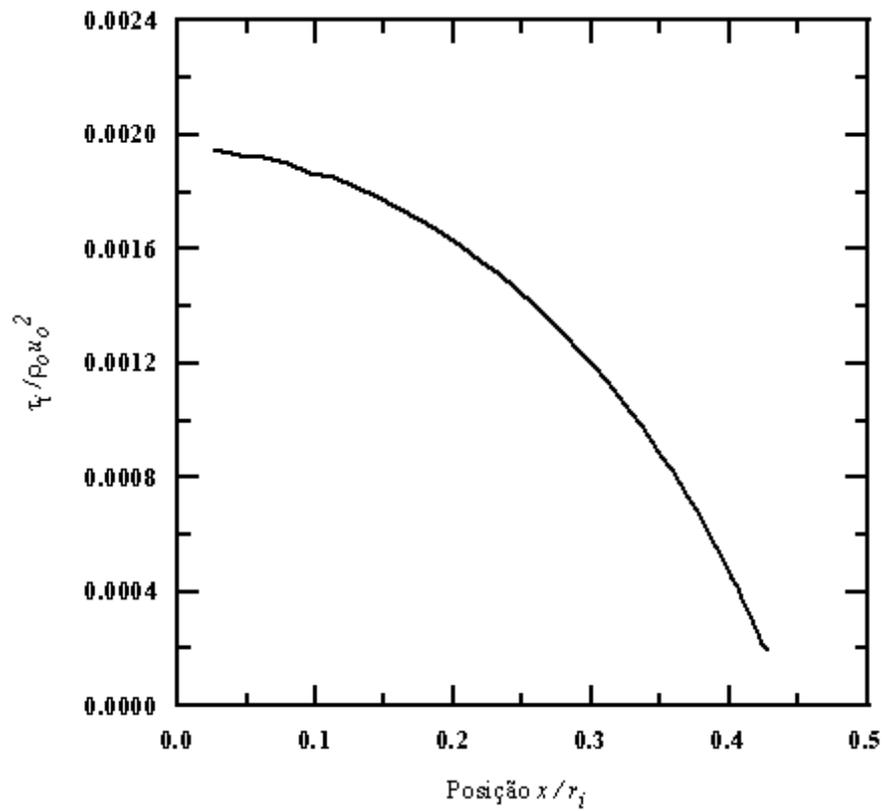


Figura 5.23: Distribuição da tensão cisalhante interfacial para $Q_G = 12,0 \text{ m}^3/h$ e $Q_L = 0,8 \text{ m}^3/h$.

O coeficiente hidráulico K_h bifásico calculado numericamente é representado na Figura 5.25, em função da posição da interface para vários números de Reynolds Re_{Ls} . Re_{Ls} foi definido com base nas velocidades superficiais do líquido e no diâmetro interno do duto:

$$Re_{Ls} = \frac{\rho_L u_{Ls} d}{\mu_L} \quad (5.1)$$

O mesmo coeficiente K_h pode ser visto na Figura 5.26 em função do número de Reynolds para diversas posições da interface y_{int}^* adimensional. Nestas figuras K_h foi obtido do seguinte modo:

1. As velocidades médias u_{linha} e u_{area} são calculadas pelo modelo teórico-numérico, segundo as equações (4.12) e (4.13), para um par de vazões Q_G e Q_L aos quais correspondem uma posição da interface y_{int} e um gradiente de pressão $\frac{dp}{dz}$.
2. K_h é calculado pelo modelo usando a equação (4.14).
3. O cálculo é repetido, etapas 1 e 2, para várias combinações das vazões Q_G e Q_L .

Para melhor compreensão as etapas do cálculo numérico de K_h foram inseridas no fluxograma da Figura 4.8, como pode ser visto na Figura 5.24.

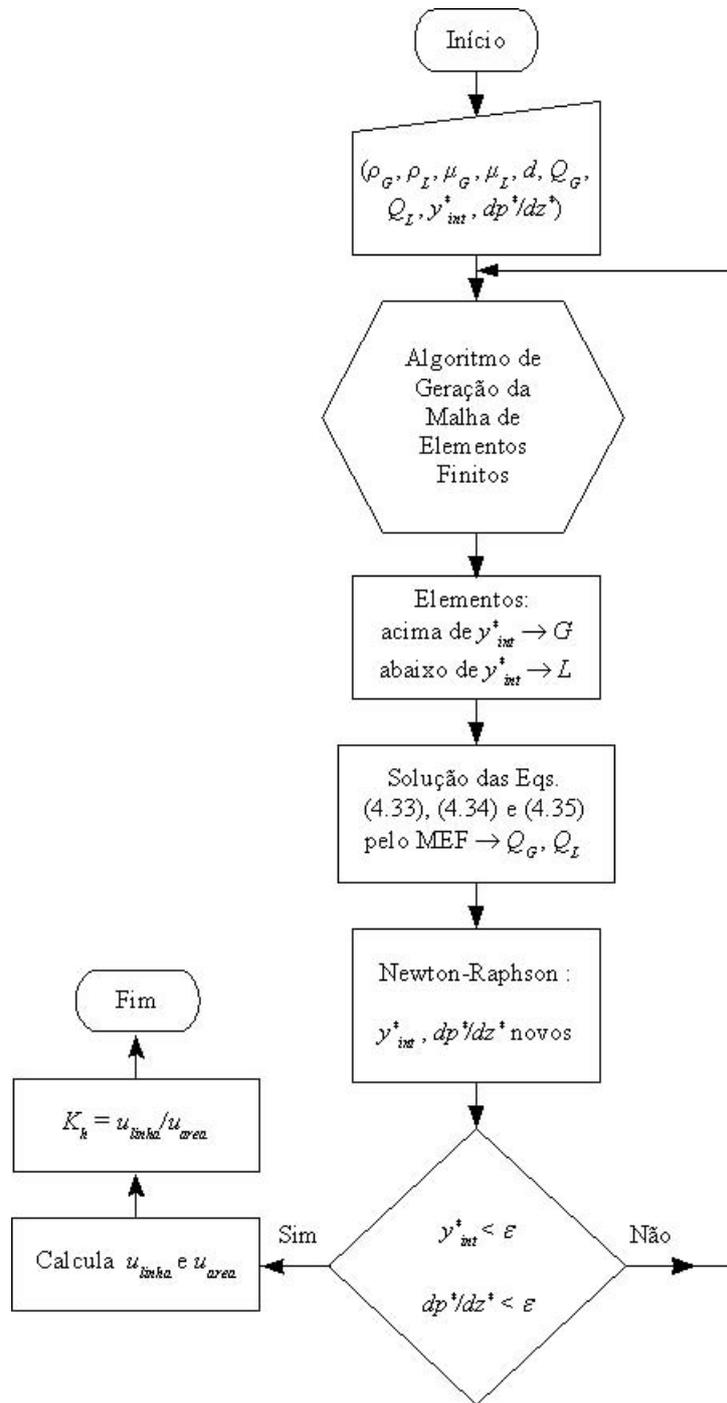


Figura 5.24: Etapas do cálculo iterativo do coeficiente hidráulico K_h .

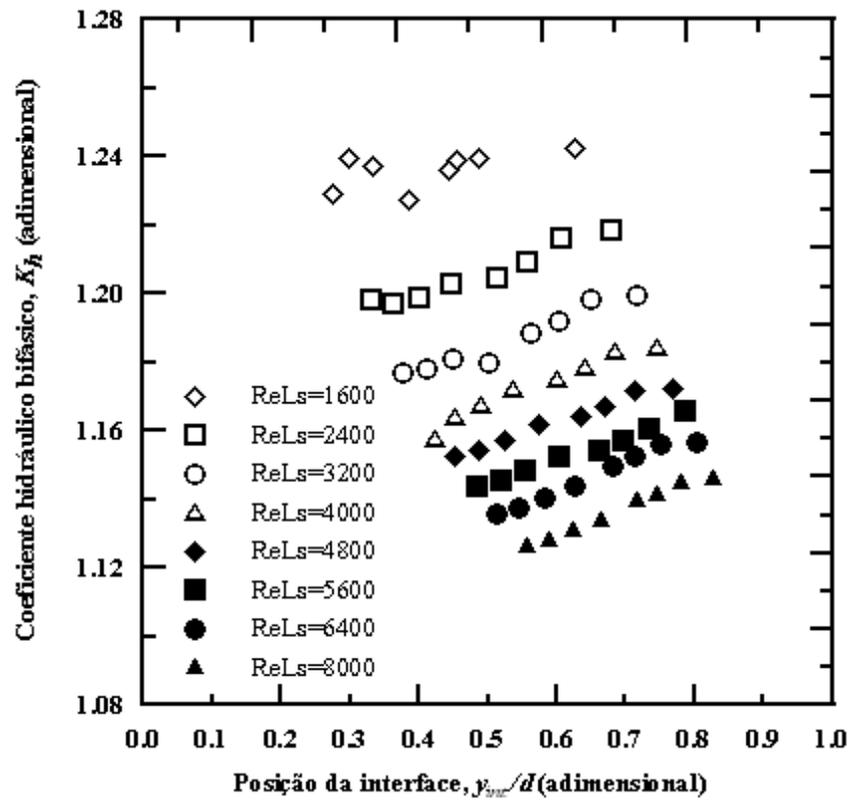


Figura 5.25: Coeficiente hidráulico bifásico calculado em função da posição da interface.

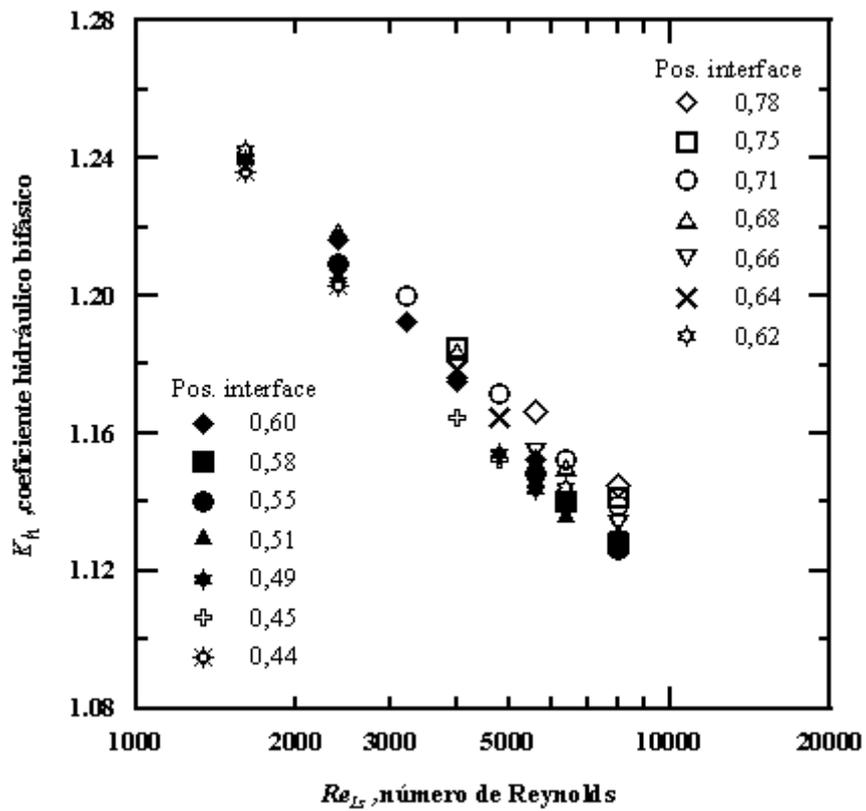


Figura 5.26: Coeficiente hidráulico bifásico calculado em função do número de Reynolds do líquido.

Comparando-se as Figuras 5.25 e 5.26, verifica-se que o coeficiente hidráulico bifásico é fortemente dependente do número de Reynolds do líquido, para os valores das velocidades superficiais de líquido simuladas. Nota-se também que, os valores do coeficiente hidráulico bifásico são maiores do que os do coeficiente hidráulico monofásico, considerando-se números de Reynolds equivalentes. Pode-se então concluir, *a priori*, que as correlações existentes na literatura para o coeficiente hidráulico monofásico, em função do número de Reynolds, não se aplicam diretamente aos escoamentos bifásicos estratificados. Esta é uma conclusão muito importante, que necessita de uma melhor investigação experimental e numérica. Ela tem implicações significativas no projeto de um medidor ultra-sônico de vazão especializado para escoamentos bifásicos estratificados, como aquele proposto por Letton (2003): o uso de um coeficiente hidráulico monofásico pode causar erros na medição da vazão de líquido $\geq 30\%$, de acordo com a equação (4.16) e a Figura 5.26.

As Figuras 5.25 e 5.26 mostram que o coeficiente hidráulico bifásico, K_h , é uma função da altura y_{int} e do número de Reynolds Re_{Ls} do líquido, ou seja

$$K_h = f(y_{int}, Re_{Ls})$$

Este resultado pode ser usado, na prática, para obter-se a vazão de líquido Q_L através do seguinte procedimento:

1. Mede-se experimentalmente a altura de líquido y_{int} , através da técnica de pulso-eco usando o transdutor PE , de acordo com a montagem proposta na Figura 4.3.
2. Sendo conhecido o valor de y_{int} , a distância entre os transdutores $T1$ e $T2$ é definida através de uma relação geométrica na Figura 4.3, a partir da escolha do ângulo que o feixe ultra-sônico fará com a parede do duto (geralmente situado entre 45° e 60°).
3. O medidor ultra-sônico de vazão fornece uma medida da vazão volumétrica Q'_L , através do par de transdutores $T1$ e $T2$, dada pela equação (4.21):

$$Q'_L = \frac{\pi y_{int}^2}{4} \frac{u_{linha}}{K'_h(y_{int})}$$

4. O coeficiente hidráulico monofásico, K'_h , é calculado pelo microprocessador do medidor usando uma expressão similar à equação (4.20), se o escoamento for turbulento. Se o escoamento for laminar então $K'_h = 1,33$.
5. Havendo obtido Q'_L , faz-se uma estimativa inicial de u_{Ls} como sendo:

$$u_{Ls} = \frac{Q'_L}{A_T}$$

6. O número de Reynolds, Re_{Ls} , é também estimado através da equação (5.1) com base na velocidade u_{Ls} obtida na etapa anterior.
7. Usando agora a Figura 5.25, K_h pode ser determinado em primeira aproximação por uma interpolação, para o valor de y_{int} obtido em 1 e Re_{Ls} estimado em 6.
8. A vazão de líquido, Q_L , pode então ser calculada pela equação (4.22):

$$Q_L = \Phi \frac{K'_h(y_{int})}{K_h} Q'_L$$

9. Com o valor de Q_L calcula-se uma nova u_{Ls} fazendo:

$$u_{Ls} = \frac{Q_L}{A_T}$$

10. Levando o novo valor de u_{Ls} na equação (5.1) obtem-se um novo número de Reynolds.
11. Havendo obtido um novo Re_{Ls} e usando a Figura 5.26 pode-se determinar K_h em segunda aproximação.
12. Repetindo-se a etapa 8, uma nova Q_L é obtida. Então um erro relativo pode ser calculado de:

$$\|Q_L^{n+1} - Q_L^n\| \leq E$$

sendo E o erro relativo máximo admitido.

13. Se $\|Q_L^{n+1} - Q_L^n\| > E$ repetem-se as etapas 5-12 até que o resultado satisfaça a etapa 12.

Capítulo 6

CONCLUSÕES E SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

Neste capítulo apresentam-se as principais conclusões sobre o trabalho realizado, baseadas nos resultados experimentais e numéricos descritos no Capítulo 5, e as sugestões para futuros trabalhos que foram extraídas das conclusões.

6.1 Conclusões

No presente trabalho, foi desenvolvida uma técnica ultra-sônica híbrida, que combina as técnicas de pulso-eco e de transmissão, para medição da altura e velocidade da fase líquida em escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados com interface plana, em dutos horizontais circulares.

Foi proposto um modelo teórico para a interação entre as ondas ultra-sônicas e os escoamentos bifásicos estratificados, baseado na teoria de propagação de ondas acústicas na forma de um feixe de raios paralelos, combinada com os princípios de conservação de massa e quantidade de movimento. A formulação matemática compreendeu as equações integrais da interação de um feixe ultra-sônico com o escoamento, em termos dos tempos de trânsito do feixe. Pelo modelo não há influência direta da velocidade do som sobre o cálculo da velocidade do líquido, ao longo do caminho ultra-sônico.

Um modelo teórico-numérico foi aplicado aos escoamentos bifásicos gás-líquido

estratificados, a fim de obter-se numericamente as velocidades da fase líquida, ao longo do caminho ultra-sônico e da seção transversal do duto. O modelo apóia-se na solução das equações de Navier-Stokes médias de Reynolds junto com o modelo de turbulência $\kappa - \omega$. Os métodos numéricos empregados para solução do modelo matemático foram o método de Newton-Raphson e o método dos elementos finitos, sendo que este último utilizou uma malha de elementos que foi projetada usando-se um sistema de coordenadas bipolares. O gerador de malhas forneceu uma malha de elementos mais refinada nas proximidades da parede do duto e interface gás-líquido. O sistema de coordenadas bipolares foi usado apenas na geração da malha, enquanto que o problema numérico foi resolvido no sistema de coordenadas cartesianas. As velocidades do líquido puderam então ser obtidas, ao longo do caminho ultra-sônico e da seção transversal do duto, e a relação entre ambas foi calculada obtendo-se um coeficiente hidráulico bifásico numérico.

O modelo teórico-numérico dos escoamentos estratificados foi validado por comparação com várias soluções analíticas, resultados numéricos e experimentais.

Foram realizadas comparações com a solução analítica para os escoamentos monofásicos em regime laminar, e com a correlação de Colebrook para os escoamentos monofásicos turbulentos, ambas em termos do fator de atrito de Darcy. Nestas comparações, o fator de atrito calculado numericamente apresentou uma boa concordância com o fator de atrito analítico laminar e com o de Colebrook turbulento. Na região de transição entre eles os valores numéricos superestimaram os valores esperados.

Outras comparações foram feitas com as soluções analíticas-algébricas de Bi-berg e Halvorsen (2000) para um escoamento bifásico gás-líquido estratificado, com o gás e o líquido em regime laminar, em termos das tensões cisalhantes médias na parede e interface. Os resultados destas comparações foram excelentes, levando-se em conta as condições das simulações, para as tensões cisalhantes gás-parede e líquido-parede e para as tensões na interface.

O coeficiente hidráulico monofásico calculado numericamente, foi comparado com a solução analítica laminar e com uma correlação da literatura (Lynnworth (1979)) para um regime turbulento, aplicável aos medidores ultra-sônicos de vazão

para medição de escoamentos monofásicos. Os valores numéricos do coeficiente hidráulico apresentaram uma boa concordância com os valores para um escoamento laminar com $Re < 10^3$, e para um escoamento turbulento com $Re > 10^4$.

Em todos os testes de validação realizados, os resultados do modelo teórico-numérico para os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados, concordaram satisfatoriamente com os resultados experimentais e modelos da literatura. Isto indica que a formulação proposta foi adequada para simulação numérica destes escoamentos.

O modelo teórico-numérico proposto para os escoamentos estratificados forneceu resultados para a altura de líquido que foram comparados com os resultados experimentais obtidos no presente trabalho, com os resultados experimentais de Masala (2004) e com o modelo de Taitel e Dukler (1976). Os resultados previstos pelo modelo concordaram satisfatoriamente com os resultados experimentais do presente trabalho e de Masala (2004), e com os resultados de Taitel e Dukler (1976). As diferenças entre o modelo e os valores experimentais de Masala (2004) foram devidas às frações volumétricas de gás ter, pelo menos, uma das fases em escoamento de transição e, nessa condição, o modelo superestimou a altura de líquido. As demais diferenças devem-se às hipóteses assumidas com relação à geometria da interface e às incertezas experimentais. Já as diferenças para o modelo de Taitel e Dukler (1976) ocorreram porque a maior parte das simulações realizadas neste trabalho foram para regimes de escoamentos estratificados ondulados, para os quais o presente modelo necessita de adaptações.

Outros resultados numéricos obtidos foram as tensões cisalhantes na parede do duto e na interface gás-líquido. Foram feitas simulações com dois casos de interesse: gás laminar/líquido turbulento e gás turbulento/líquido turbulento. Foi realizada também uma simulação de um caso do trabalho de Newton e Behnia (2001), com o modelo do presente trabalho, para a distribuição da tensão cisalhante na parede na presença de um escoamento estratificado ondulado. Os resultados foram de boa qualidade, comparados aos originais de Newton e Behnia (2001), apesar do escoamento ser ondulado.

O modelo forneceu também resultados numéricos para o coeficiente hidráu-

lico bifásico, em função da altura da interface gás-líquido e do número de Reynolds do líquido. O número de Reynolds foi baseado nas velocidades superficiais do líquido. Pôde ser verificada uma forte dependência do coeficiente hidráulico bifásico em relação ao número de Reynolds. Quando comparado ao coeficiente hidráulico monofásico, considerando números de Reynolds equivalentes, o coeficiente hidráulico bifásico é sempre maior. Esta desigualdade entre eles implica que, *a priori*, as correlações existentes na literatura para o coeficiente hidráulico monofásico, em função do número de Reynolds, não se aplicam diretamente aos escoamentos bifásicos estratificados. Através de um cálculo rápido, verificou-se que o uso de um coeficiente hidráulico monofásico pode causar erros na medição da vazão de líquido em um escoamento bifásico $\geq 30\%$.

Após estas comparações e os resultados fornecidos pelo modelo teórico-numérico, conclui-se que o modelo é capaz de simular a técnica ultra-sônica que é proposta neste trabalho, ou seja, combinando-se a técnica de pulso-eco com um medidor ultra-sônico de vazão, baseado na técnica de transmissão por tempo de trânsito. Foi demonstrado que é possível obterem-se as alturas e as velocidades médias do líquido, no caminho ultra-sônico e na seção transversal, para os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados em dutos circulares.

Para o equipamento experimental utilizado neste trabalho - constituído de uma seção de testes bifásicos, um sistema de alimentação de água e ar comprimido, um sistema de aquisição de dados, um sistema de iluminação e um sistema de visualização - os resultados obtidos até aqui indicam que os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados, gerados na seção de testes, puderam ser caracterizados de forma satisfatória.

A seção de testes foi capaz de gerar os escoamentos estratificados suaves e ondulados, restritos à região do mapa de Mandhane et al. (1974) próxima da fronteira com os escoamentos intermitentes.

O sistema de aquisição de dados ultra-sônicos, empregando a técnica de pulso-eco, mostrou-se adequado para caracterizar de forma clara os escoamentos estratificados suaves. Para os casos de escoamentos ondulados o sistema necessita de melhorias. As medições de altura de líquido realizadas nos regimes estratificados mostram

que, para as vazões superficiais de gás e de líquido empregadas nos experimentos, a interface gás-líquido situa-se acima do eixo axial do duto. A interface tende a aproximar-se do centro do duto, com o aumento da vazão de gás e mantendo-se a vazão de líquido fixa, como conseqüência do aumento do atrito interfacial, experimentando uma transição para o escoamento ondulado.

O sistema de visualização mostrou-se adequado para as condições dos experimentos. As filmagens permitiram uma visualização de boa qualidade dos escoamentos estratificados gerados na seção de testes.

6.2 Sugestões de Trabalhos Futuros

Poderá ser investigada a adaptação do modelo para a simulação dos escoamentos inclinados e ondulados. Nos casos de escoamentos ondulados, serão necessários mais estudos a fim de se conseguir uma melhor compreensão sobre o problema da atribuição de valores numéricos e experimentais interfaciais ao modelo de turbulência empregado.

O sistema de aquisição de dados de sinais ultra-sônicos poderá passar a operar com até quatro transdutores de ultra-som no modo pulso-eco ou, 4 pares de transdutores no modo de transmissão, permitindo a realização de medições de amplitudes e freqüências nos escoamentos estratificados ondulados.

A sincronização do sistema de aquisição de dados ultra-sônicos com o sistema de filmagem fará com que a filmagem seja interrompida simultaneamente com o sistema ultra-sônico, permitindo que se tenha o histórico no tempo de ambos os sistemas. Desta forma, será possível associar os sinais ultra-sônicos com os correspondentes quadros das filmagens. A maior dificuldade para a realização desta tarefa é a necessidade das filmagens serem realizadas em velocidades (*quadros/s*) compatíveis com a geração dos sinais ultra-sônicos, o que irá requerer uma iluminação de melhor qualidade.

Em termos da realização de novos experimentos, a capacidade da seção de testes poderá ser ampliada para simulação também de escoamentos intermitentes dos tipos “plug” e “slug”, avançando-se um pouco além dos limites atuais (a vazão super-

ficial de água poderá ir até o limite superior de $18,0 \text{ m}^3/h$, e as vazões superficiais de gás poderão chegar até $20,0 \text{ m}^3/h$.

Para os escoamentos suaves e ondulados propõe-se realizar medições da altura de líquido, amplitudes e frequências, empregando até 4 transdutores de ultra-som no modo pulso-eco. Poderá ser investigada também a possibilidade de detecção da transição de escoamento suave para ondulado. Nos escoamentos intermitentes as medições poderão ser feitas visando a obtenção dos comprimentos e velocidades das bolhas de gás e dos “slugs” de líquido.

A técnica de pulso-eco deverá ser melhor avaliada, em termos da qualidade dos sinais ultra-sônicos, na presença de materiais distintos como o aço inoxidável e o acrílico. O aço inoxidável é, reconhecidamente pelos fabricantes de medidores ultra-sônicos, um material com uma relação sinal/ruído ruim, em termos de transmissão-recepção de sinais ultra-sônicos (Sanderson e Yeung, 2002). O desenvolvimento de uma técnica ultra-sônica para uma futura aplicação em centrais nucleares do tipo PWR, requer uma etapa de avaliação da técnica em tubulações de aço inoxidável. Estas tubulações são comumente encontradas nos reatores PWR e seus sistemas, com diâmetros de 2 polegadas. Ao contrário do aço inoxidável, o acrílico é um material que possui uma excelente relação sinal/ruído, servindo muito bem para simulação e medição experimental de escoamentos multifásicos (Chang e Morala, 1990).

Uma nova seção de testes poderá ser desenvolvida para o estudo dos escoamentos bifásicos inclinados. Esta seção deverá ter algumas características diferentes da seção atual como: possibilidade de inclinações da tubulação de -10° a $+10^\circ$; diâmetro da tubulação menor do que 2 polegadas, a fim de melhorar a condição de desenvolvimento dos escoamentos; um trecho transparente maior, para permitir uma visualização mais completa dos escoamentos; e implementação de uma segunda técnica de medição dos escoamentos bifásicos, para comparação com as técnicas ultra-sônicas.

Apêndice A

Princípios Físicos de Ondas

Ultra-Sônicas

Neste apêndice são revistos os princípios físicos fundamentais das ondas ultra-sônicas, necessários para o entendimento da sua propagação nos sólidos e líquidos. Assim, iniciando pelo *movimento periódico*, define-se como um movimento que se repete em intervalos iguais de tempo, sem a influência de forças dissipativas; quando estas forças são consideradas, por exemplo a força de atrito, o movimento é *periódico amortecido*. Na mecânica clássica costuma-se estabelecer uma relação entre o movimento periódico e o *movimento circular uniforme*, que é útil na descrição dos parâmetros característicos do movimento periódico. Na Figura (1) o ponto material P move-se em movimento circular uniforme sobre uma circunferência de raio R , com uma velocidade angular constante ω ; a projeção de P , P' , sobre o eixo x move-se à esquerda e à direita do centro da circunferência até uma posição $-R$ e uma posição $+R$, de modo que a componente da velocidade e a componente da aceleração de P em x são sempre iguais, respectivamente, à velocidade e à aceleração de P' em x . No instante de tempo $t = t_1$ o ponto P deslocou-se de um ângulo $\omega t_1 + \alpha$, onde α é o ângulo entre P e o eixo x no instante $t = t_0$.

Assim P' , em um instante qualquer t em x , é dado por:

$$x = R \cos(\omega t + \alpha) \quad (1)$$

Do mesmo modo P' , em um instante qualquer t em y , é dado por:

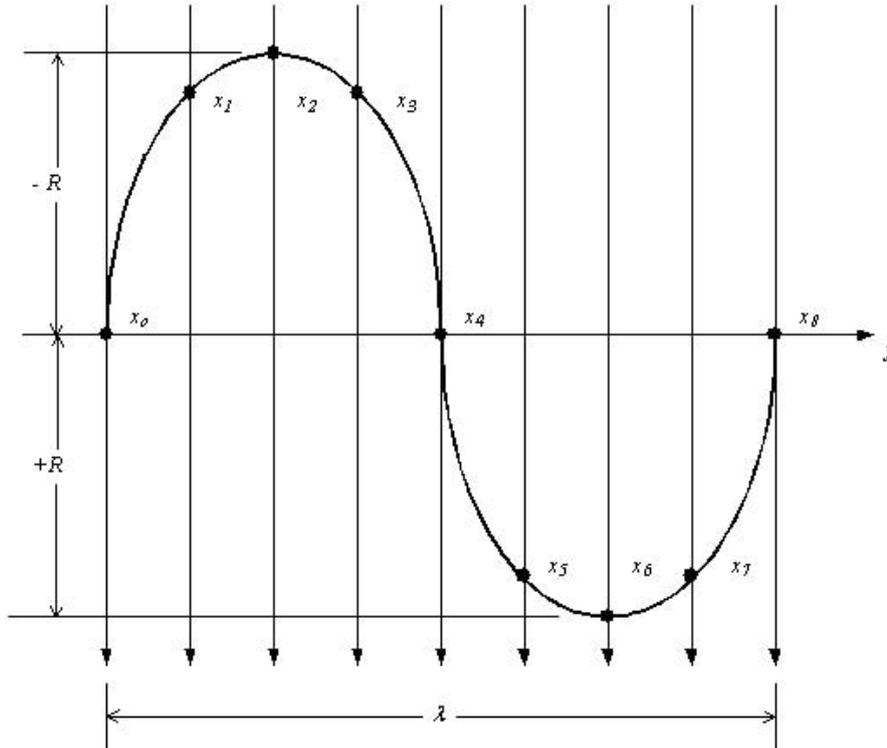


Figura 2: Movimento harmônico simples.

nico e o número de rotações, por unidade de tempo, do ponto P é a *frequência*. Portanto, $T = 2\pi/\omega$ e $f = \omega/2\pi$, ou

$$T = \frac{1}{f} \quad (6)$$

onde T é o período e f a frequência. O termo $\omega t + \alpha$ é denominado de fase do movimento harmônico, sendo α chamado de fase inicial (porque $t = t_0$). Na Figura (2) é representado o movimento harmônico do ponto P' sobre o eixo x . A velocidade de propagação da perturbação ao longo do eixo y está relacionada com o *comprimento de onda* λ , que é o comprimento medido sobre y correspondente ao tempo de uma revolução do ponto P , através da equação $\lambda = uT$ ou

$$\lambda = \frac{u}{f} \quad (7)$$

O movimento harmônico efetuado sobre uma mesma trajetória recebe o nome de *movimento oscilatório* ou vibratório e, portanto, é o movimento realizado por um ponto material em um percurso completo de ida e volta. Se o ponto oscila em

torno da sua posição de equilíbrio, sob a influência de uma força proporcional à sua distância da posição de equilíbrio, denomina-se a oscilação de *movimento harmônico simples* e a força que leva sempre o ponto de volta à sua posição inicial é chamada de força restauradora. A grande importância dos movimentos harmônicos simples resulta da possibilidade que fornecem de analisar ondas complexas, como as ultra-sônicas, pela combinação de ondas simples. Este princípio foi demonstrado por Fourier: qualquer movimento periódico de uma partícula material pode ser representado como uma combinação de movimentos harmônicos simples. Os osciloscópios são a aplicação de engenharia que melhor sintetizam a análise de ondas ultra-sônicas complexas em termos de ondas harmônicas simples.

A.1 Ondas Mecânicas em um Meio Fluido

Um transdutor de ultra-som, que está em contato com a parede de um duto contendo uma mistura bifásica gás-líquido, gera ondas que propagam-se através da parede e da mistura interagindo com ambas por meio de transmissão e reflexão nas interfaces líquido-sólido e gás-líquido. Para a realização de um estudo experimental de escoamentos bifásicos por meio de técnicas ultra-sônicas, é importante o entendimento dos fundamentos relativos às propriedades e comportamento de ondas em um meio fluido. Neste item são revistos os fundamentos da propagação de ondas mecânicas em um fluido, os quais constituem a base física de sustentação das técnicas ultra-sônicas. As ondas que necessitam de um meio deformável ou elástico para a sua propagação são denominadas ondas mecânicas. O meio deve possuir inércia e elasticidade distribuídas em sua massa. O deslocamento de uma parte do meio, em relação à sua posição de inércia (ou de equilíbrio), gera forças restauradoras devido à elasticidade o que ocasiona um movimento ondulatório, que é transmitido de uma camada a outra do meio. O meio não ondula como um todo ao longo da passagem da onda; as suas partes é que oscilam com amplitudes e frequências definidas. Por exemplo, em uma mistura bifásica formada por bolhas minúsculas de gás dispersas em um líquido sob uma propagação contínua de ondas mecânicas, através do líquido, as bolhas serão atingidas pelas ondas e receberão energia que irá fazê-las oscilar, em

movimentos de baixo para cima e para a frente e para trás. Está aí uma outra característica das ondas mecânicas: elas são capazes de transportar energia através do meio, pela propagação regular e uniforme de uma perturbação, sem que haja um correspondente movimento do próprio meio. O movimento oscilatório com amplitudes pequenas em um fluido compressível é denominado de *onda sonora*. A velocidade de propagação da onda sonora é chamada de *velocidade do som* no fluido, sendo fisicamente definida como a relação entre a variação da pressão do fluido devida à perturbação, e a variação de sua massa específica na condição de equilíbrio.

A.1.1 Propagação de Ondas Sonoras em um Fluido em Repouso

Como foi dito anteriormente, o movimento oscilatório com amplitudes pequenas em um fluido compressível é denominado de onda sonora. Em cada ponto do fluido há compressão e rarefação alternadas causadas pela onda sonora. Como as amplitudes do movimento oscilatório são pequenas, a velocidade do fluido na onda também é pequena. Da mesma forma as variações da pressão e massa específica do fluido também são pequenas. Pelo princípio de conservação da massa, para um fluido ideal (não-viscoso) pode-se escrever que

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_o \operatorname{div}(u) = 0 \quad (8)$$

sendo ρ_o a massa específica do fluido na condição de equilíbrio (ou seja, não influenciada pela propagação da onda sonora); e ρ' a sua variação, lembrando que $\rho' \ll \rho_o$ devido as amplitudes da onda serem pequenas.

Pelo princípio da conservação da quantidade de movimento e utilizando a hipótese de Laplace, o que equivale a dizer que a dissipação viscosa é nula e não há transferência de calor através da fronteira, resulta na equação de Euler para um fluido ideal

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_o} \operatorname{grad}(p') = 0 \quad (9)$$

onde p' é a variação da pressão, sendo que $p' \ll p_o$ (p_o é a pressão de equilíbrio). Utilizando a equação (8), uma relação termodinâmica apropriada e algumas manipulações algébricas a equação (9) pode ser rescrita como

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \psi = 0 \quad (10)$$

que é chamada de *equação da onda*, onde $\text{grad}(\psi) = u$ e c é a velocidade da onda sonora no fluido (velocidade do som) sendo definida por

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho_o}\right)_s} \quad (11)$$

sendo $p = p_o + p'$. A solução da equação (10) é ψ que fornece as componentes do campo de velocidades u . Derivando-se ψ em relação ao tempo t obtém-se a pressão p' .

Definindo-se agora a quantidade de movimento por unidade de volume do fluido na onda sonora como

$$I = \rho u \quad (12)$$

onde I é um fluxo de massa. Pode-se mostrar que, Landau e Lifshitz (1982),

$$\int_V I dV = \frac{1}{c^2} \int_V p' u dV \quad (13)$$

O significado da equação (13) é que a propagação de uma onda sonora em um fluido em repouso implica em uma transferência de fluido, de uma região para outra, no volume ocupado pela onda.

Pelo princípio da conservação da energia em um volume de fluido fixo no espaço, que é percorrido por uma onda sonora, desprezando-se a dissipação viscosa e a geração de calor interna, tem-se que:

$$\rho v + \rho u^2 = \text{cte}. \quad (14)$$

onde v é a energia interna específica do fluido, definida como $v = v_o + v'$, sendo v_o a energia interna do fluido não relacionada à onda sonora e v' a sua variação.

Da mesma forma que na dedução da equação (10), utilizando a equação (8), relações termodinâmicas apropriadas e algumas manipulações algébricas a equação para a conservação da energia pode ser escrita como

$$E = \frac{1}{2} \frac{c^2}{\rho_o} \rho'^2 + \frac{1}{2} \rho_o u^2 \quad (15)$$

onde E representa a energia sonora por unidade de volume.

A.1.2 Tipos de Ondas Sonoras

As ondas sonoras que têm a propagação dependente somente de uma variável espacial, seja qual for o sistema de coordenadas, são denominadas ondas planas, isto é, o fluido é considerado homogêneo no plano perpendicular à direção da propagação. A superfície do plano é chamada de frente de onda e as linhas normais à frente de onda são os raios que, tratando-se de ondas planas, serão paralelos à direção da propagação. Outro tipo de onda sonora que tem interesse para o estudo de técnicas ultra-sônicas é a onda esférica. Neste tipo de onda a perturbação propaga-se com uma dependência de todas as variáveis espaciais, a partir da fonte geradora. A frente de onda é uma superfície esférica cujos raios são semi-retas divergentes originando-se na fonte. No caso limite, em distâncias onde a curvatura da frente de onda é muito pequena em relação à fonte, estas ondas podem ser consideradas planas. O estudo de ondas planas e esféricas é de grande importância para a solução de modelos físicos de medidores ultra-sônicos de vazão que se baseiam na teoria da propagação em forma de raios (do inglês “ray theory”), (Lynnworth, 1979), (Sanderson e Hemp, 1981), (Lynnworth, 1982) e (Stewart, 1996).

A.1.3 Propagação de Ondas Planas

A equação (10) para representar uma onda plana, de acordo com a definição dada na seção anterior, pode ser escrita, por exemplo, como

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (16)$$

se a direção de propagação for ao longo do eixo x . A solução da equação (16) tem a forma geral

$$\psi = \varphi_1(x - ct) + \varphi_2(x + ct) \quad (17)$$

A função φ_1 representa uma onda propagando-se na direção $+x$, enquanto que a função φ_2 representa a propagação na direção $-x$. Em uma onda plana p' , ρ' e u são representadas por funções dadas pela equação (17). Sendo

$$u_x = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

então a velocidade do fluido em uma onda sonora plana tem a mesma direção de propagação da onda. Denomina-se *onda longitudinal* a onda sonora que se propaga em um fluido. Assim, em medições de escoamentos por técnicas ultra-sônicas tem-se que as ondas ultra-sônicas que se propagam em um gás ou um líquido, são longitudinais.

Em uma onda plana pode-se mostrar que a média temporal de p' é desprezível e que a média temporal de ρ' é negativa. Deduz-se destes fatos que a média temporal da quantidade de movimento é transmitida, também, na mesma direção de propagação da onda, (Landau e Lifshitz, 1982).

A.1.4 Reflexão e Transmissão de Ondas Planas

Integrando a equação (15) no volume, e sabendo que $\rho' = \frac{\rho_0 u}{c}$ em uma onda plana, a energia sonora total é

$$\int_V E dV = \int_V \rho_0 u^2 dV \quad (18)$$

Em um volume V de fluido, limitado por uma superfície A , o fluxo de energia médio temporal por unidade de volume através de A devido à uma onda sônica é dado por

$$\bar{q} = c\rho_0 u^2 \quad (19)$$

Uma onda sônica, plana e longitudinal, que se propaga de um meio fluido 1 separado por uma interface plana de um outro meio fluido 2, ao incidir sobre a

interface tem uma parcela de sua energia refletida de volta para o meio 1, enquanto a outra parcela é transmitida através do meio 2. Uma das formas possíveis para se representar esta onda, de acordo com a equação (17), é

$$\psi = \psi_o \exp [i\omega(\pm x/c - t)] \quad (20)$$

Define-se um *coeficiente de reflexão* como sendo a razão entre o fluxo de energia médio refletido e o fluxo de energia médio incidente, isto é

$$R = \frac{\bar{q}_r}{\bar{q}} = \frac{c_1 \rho_1 \overline{u_r^2}}{c_1 \rho_1 \overline{u^2}} \quad (21)$$

Do mesmo modo, define-se um *coeficiente de transmissão* como sendo a razão entre o fluxo de energia médio transmitido e o fluxo de energia médio incidente

$$T = \frac{\bar{q}_t}{\bar{q}} = \frac{c_2 \rho_2 \overline{u_t^2}}{c_1 \rho_1 \overline{u^2}} \quad (22)$$

Apêndice B

Calibração por Comparação do Sistema Ultra-Sônico

Para a calibração estática do sistema ultra-sônico usado na seção de testes, foi utilizada a montagem apresentada na Figura (3). O equipamento e a técnica de medição foram executados segundo os trabalhos de Chang et al. (1982) e Chang e Harvel (2004).

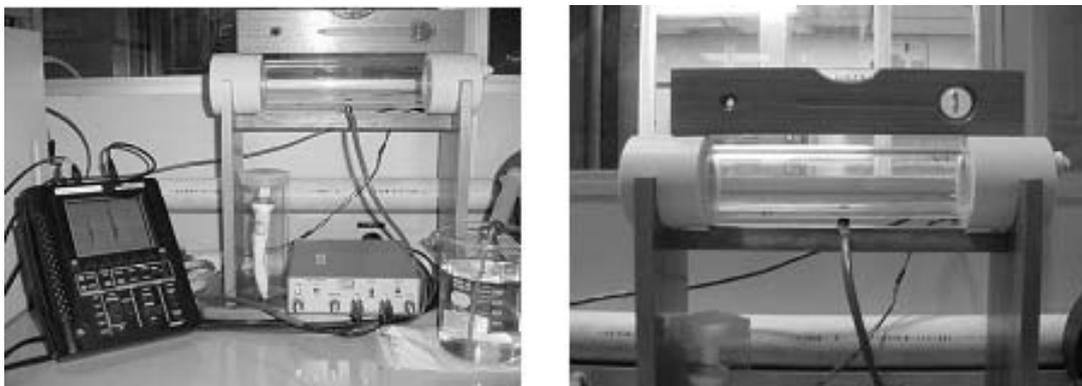


Figura 3: Montagem para calibração do sistema ultra-sônico.

A montagem é formada por dois tubos: um de acrílico, idêntico ao trecho transparente da seção de testes, fechado nas suas extremidades por tampões de PVC rosqueados, sendo que em um deles existe um furo de $\frac{1}{2}$ " de diâmetro, por onde podem ser feitos o enchimento e a drenagem do conjunto. E por um segundo tubo, de aço inoxidável 316, semelhante ao da seção de testes, com dois flanges cegos de PVC fechando as duas extremidades e com uma conexão para o enchimento e a

drenagem. Os tubos ficam apoiados, na posição horizontal, em um suporte regulável feito de madeira. A horizontalidade foi ajustada usando-se um nível de bolhas. Os transdutores de ultra-som foram posicionados nas faces inferiores dos tubos por meio do dispositivo de fixação mostrado na Figura (4), havendo um acoplante (foi usada graxa universal no tubo de acrílico e vaselina em pasta no de aço inoxidável) entre os transdutores e a superfície de contato. No acrílico, a calibração foi feita com um transdutor apenas enquanto que no de aço inoxidável foi utilizado um par de transdutores.

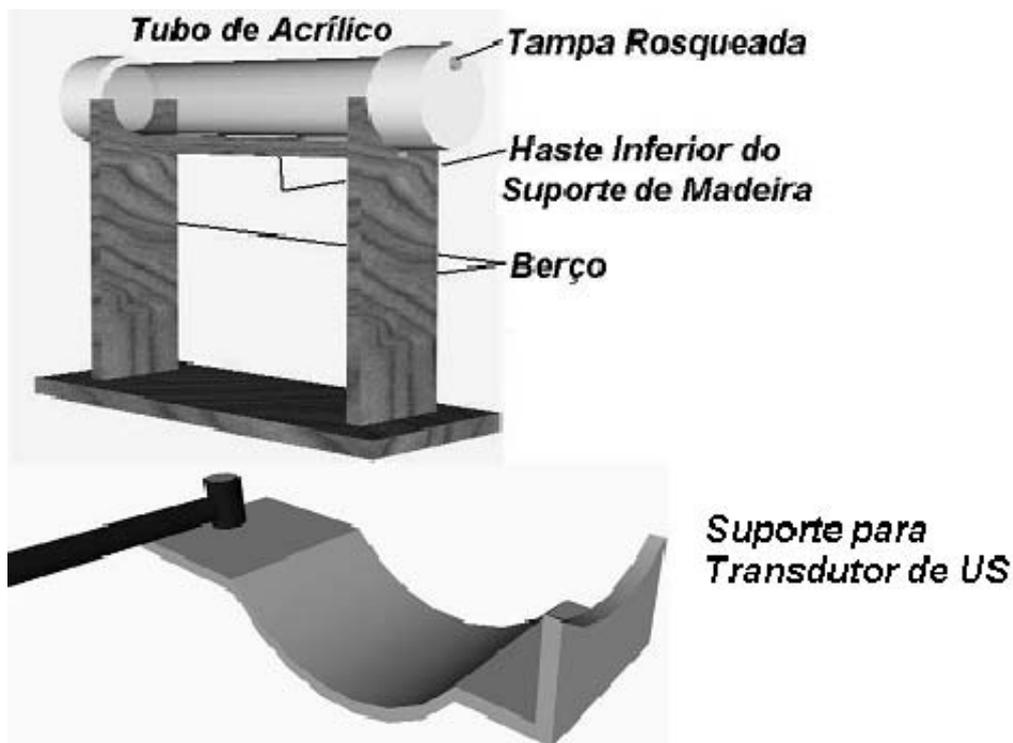


Figura 4: Suportes do tubo de acrílico e do transdutor.

Os tubos de acrílico e aço inoxidável eram preenchidos, gradativamente, com um volume conhecido de água filtrada e destilada, por meio de seringas, respectivamente, de $20 \pm 2,5$ ml e $60 \pm 2,5$ ml. Um termopar do tipo K, com 1,5 mm de diâmetro, imerso na água fornecia os valores da temperatura lidas em um termômetro digital de 4 1/2 dígitos da marca ECB, modelo MDT-2000-K. A temperatura média da água medida em todos os testes foi 25 °C. Nessa temperatura a velocidade do ultra-som na água é 1497 m/s. Nas paredes dos tubos de acrílico e de aço ino-

xidável as velocidades longitudinais do ultra-som são, respectivamente, 2730 m/s e 5700 m/s.

Para cada volume de água injetado correspondia uma altura h_L de líquido no fundo do tubo. Medindo-se o tempo de trânsito da onda ultra-sônica, desde o transdutor até a interface gás-líquido, a altura h_L pôde ser obtida da equação

$$h_L = c_L \frac{\delta t_L}{2} \quad (23)$$

A área transversal A_L ocupada pelo líquido foi calculada pela equação (3.2). Finalmente, determinou-se o volume de água no interior dos tubos como sendo

$$V_L = A_L \times L \quad (24)$$

onde L é o comprimento dos tubos, medido com um paquímetro com 0,02 mm de resolução. Na Figura (5) estão representados os pontos experimentais correspondentes aos volumes de água calculados a partir das medições dos tempos de trânsito, em função dos volumes nominais injetados no tubo de acrílico. Os pontos foram ajustados por uma reta com um coeficiente de correlação de 0,998473.

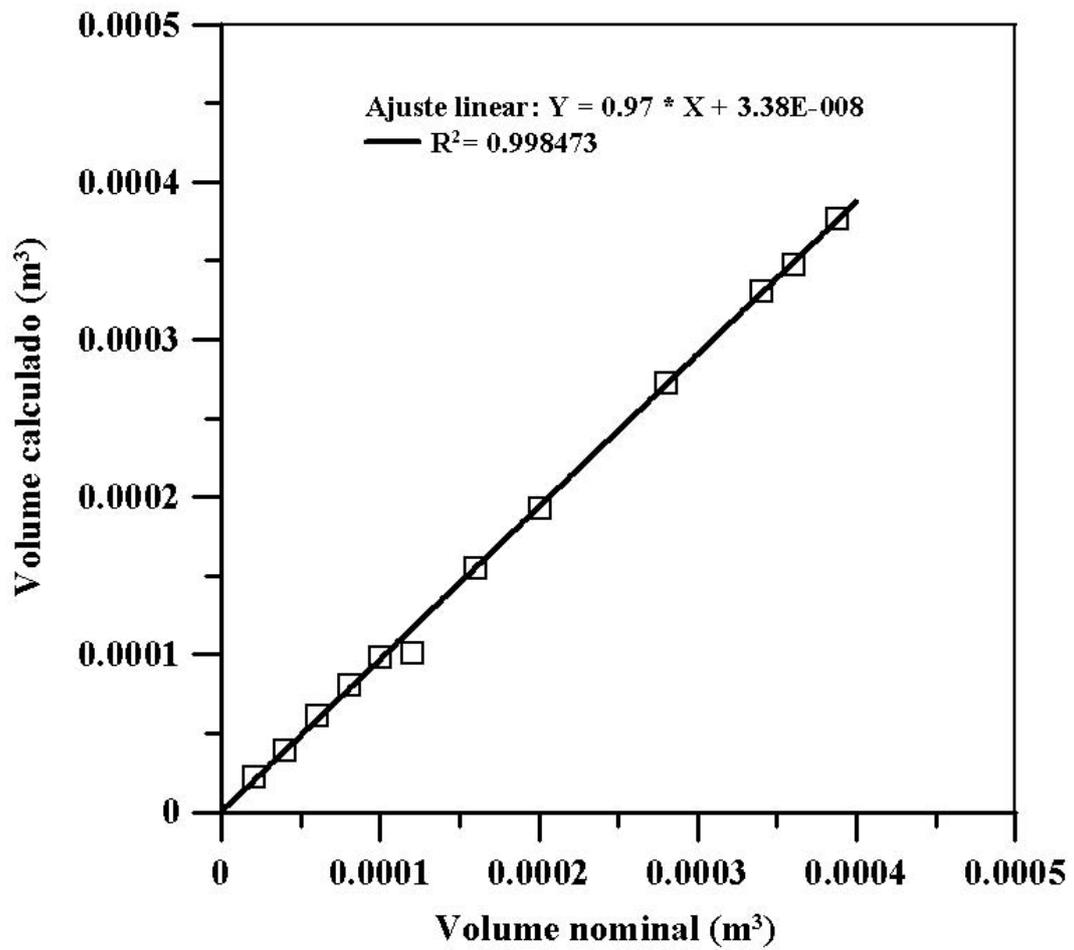


Figura 5: Calibração estática do sistema ultra-sônico em tubo de acrílico.

A Figura (6) apresenta os pontos experimentais correspondentes aos volumes de água calculados a partir das medições dos tempos de trânsito, em função dos volumes nominais injetados no tubo de aço inoxidável. Os pontos foram ajustados por uma reta com um coeficiente de correlação de 0,999.

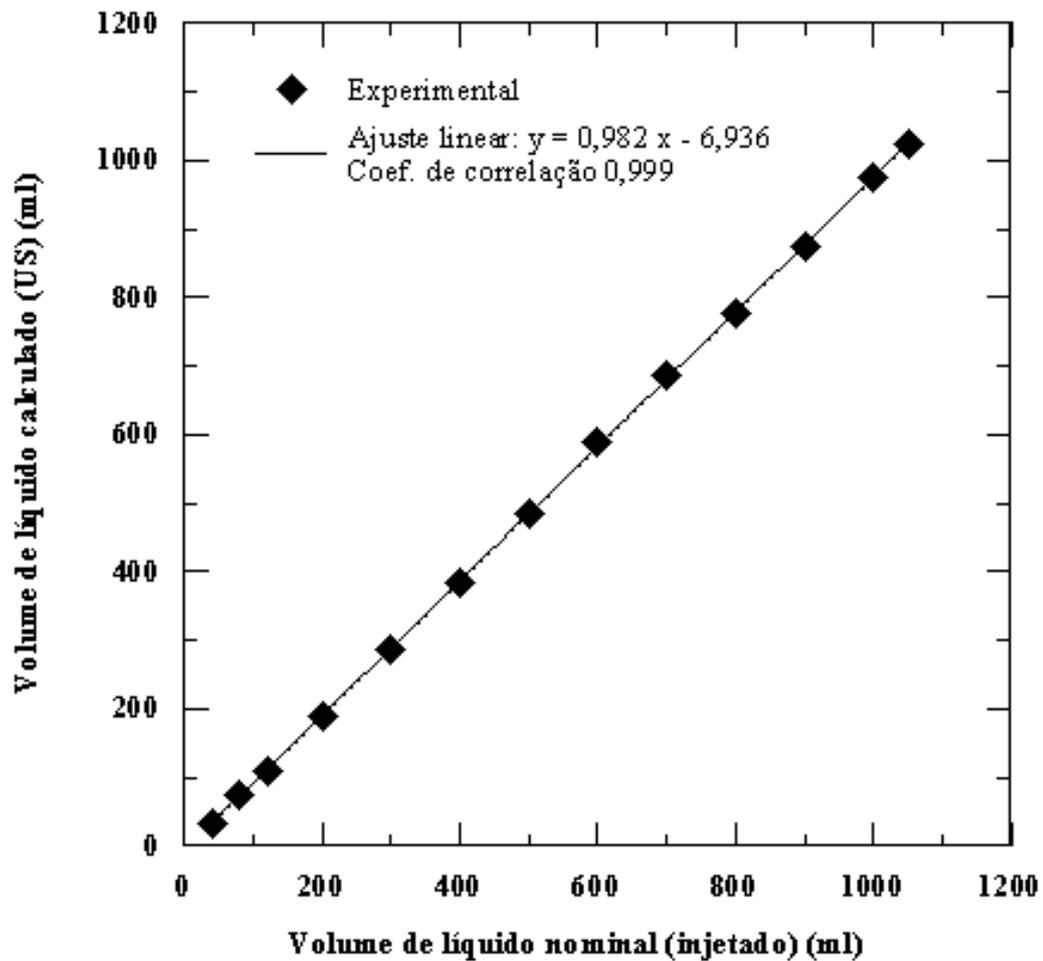


Figura 6: Calibração estática do sistema ultra-sônico em tubo de aço inoxidável.

Apêndice C

Estimativa da Incerteza nas Medidas da Altura de Líquido

Para se determinar a incerteza nas medidas da altura de líquido, procurou-se na medida do possível, utilizar valores dos catálogos dos fabricantes relativos aos erros associados aos equipamentos e instrumentos de medição citados no capítulo 3. A incerteza na altura de líquido é dependente das incertezas associadas ao material do tubo, espessura da parede, rugosidade da superfície interna, diâmetro externo, velocidade da onda ultra-sônica na parede e na água, montagem dos transdutores (alinhamento e acoplamento) e equipamento eletrônico. Acrescente-se à essas a incerteza no processamento dos sinais ultra-sônicos (manipulação de planilhas e programas computacionais). Uma tentativa de análise teórica da influência de algumas das variáveis citadas no parágrafo anterior, sobre o cálculo da incerteza nas medidas da altura de líquido é apresentada a seguir. Para a análise considerar-se-á o modelo ilustrado pela Figura (3): tubo horizontal parcialmente cheio com líquido em repouso; pressão e temperatura ambiente; a emissão e a recepção dos pulsos ultra-sônicos é feita sempre de um mesmo ponto geométrico no transdutor; a trajetória da onda ultra-sônica (emissão/recepção) situa-se num único plano $x - y$ perpendicular ao eixo z ; o comprimento de onda dos pulsos é pequeno o suficiente de tal modo que a hipótese de propagação acústica em linha reta é válida, (Lynnworth, 1979), (Lynnworth, 1982); o posicionamento do transdutor é tal que a trajetória da onda ultra-sônica está alinhada com o raio interno do tubo e o acoplamento do transdutor com a superfície externa é perfeito (não existem vazios entre o transdutor e a

superfície). Partindo da equação (23) e pelo critério de Kline e McClintock (1953) tem-se que:

$$\Delta h_L^2 = \left\{ \left[\frac{\partial h_L}{\partial c} \Delta c \right]^2 + \left[\frac{\partial h_L}{\partial(\delta t)} \Delta(\delta t) \right]^2 \right\} \quad (25)$$

sendo

$$\frac{\partial h_L}{\partial c} = \frac{\delta t}{2}$$

$$\frac{\partial h_L}{\partial(\delta t)} = \frac{c}{2}$$

Substituindo na equação (25) e dividindo por h_L resulta:

$$\left[\frac{\Delta h_L}{h_L} \right]^2 = \left\{ \left[\frac{\Delta c}{c} \right]^2 + \left[\frac{\Delta(\delta t)}{\delta t} \right]^2 \right\} \quad (26)$$

Na equação (26) as incertezas na velocidade c e no tempo de trânsito δt podem ser estimadas pela calibração do sistema ultra-sônico, segundo Moffat (1982). Desta forma, a incerteza na medida da altura de líquido pode ser rescrita como sendo a incerteza na calibração do sistema ultra-sônico e as incertezas nas funções de ajuste mostradas nas Figuras (5) e (6).

$$\Delta h_L^2 = \Delta cal^2 + \Delta ajuste^2 \quad (27)$$

A incerteza na calibração foi calculada como sendo a incerteza na medida do tempo de trânsito pelo equipamento eletrônico e a incerteza na velocidade da onda ultra-sônica na água:

$$\Delta cal^2 = \Delta equip^2 + \Delta c^2 \quad (28)$$

A incerteza na medida do tempo de trânsito está relacionada com as incertezas dos transdutores, gerador de pulsos ultra-sônicos, osciloscópio digital, interface

GPIB, programa de aquisição de dados e processamento interno pela CPU do computador dos sinais ultra-sônicos, e foi estimada em 20 ns. Assim, a incerteza associada ao equipamento será:

$$\Delta_{equip} = 20 \times 10^{-9} \text{ s} \approx 0,03 \text{ mm} \quad (29)$$

A incerteza da velocidade da onda ultra-sônica na água foi estimada em função somente da incerteza na medida da temperatura que, por sua vez, foi tomada como sendo a incerteza máxima do termopar, igual a 2,2 °C de acordo com ECIL (1997); e do termômetro digital, igual a 1,1 °C, (ECB, 1994). A incerteza na temperatura é então

$$\Delta T = (\Delta T_p^2 + \Delta T_d^2)^{1/2} \approx 2,5 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (30)$$

A incerteza na velocidade pôde então ser calculada, a partir da fórmula de Lubbers e Graaf (1998) para a velocidade do som na água em função da temperatura:

$$c = 1404,3 + 4,7T - 0,04T^2 \quad (31)$$

sendo c em m/s e a temperatura T em °C. Segundo Lubbers e Graaf (1998), a equação(31) aplica-se para a faixa de temperaturas de 15 – 35 °C com um erro estimado de $\pm 0,2$ m/s. A variação da velocidade com a temperatura pode ser calculada, a partir da equação(31), como sendo

$$\frac{\partial c}{\partial T} = 4,7 - 0,08T \quad (32)$$

Para uma temperatura média medida de 25 °C, tem-se que

$$\frac{\partial c}{\partial T} = 6,7 \frac{\text{m/s}}{^\circ\text{C}} \quad (33)$$

Sendo a incerteza na temperatura igual a 2,5 °C, obtém-se a incerteza na velocidade devido à incerteza na medida da temperatura: 16,75 m/s. Como o erro na equação(31) é de $\pm 0,2$ m/s, tem-se finalmente que

$$\Delta c \approx 16,8 \text{ m/s} \quad (34)$$

Uma incerteza de 16,8 m/s na velocidade da onda ultra-sônica representa uma incerteza de $\approx 3,2 \times 10^{-4}$ mm na altura de líquido. Considerando a incerteza de 20 ns em $\Delta equip$, e levando os valores de $\Delta equip$ e Δc na equação (28) tem-se:

$$\Delta cal = 0,03 \text{ mm}$$

Pode-se concluir então que a incerteza na velocidade do som não influencia o cálculo da incerteza na calibração. Por ora, não considerando a incerteza no ajuste, que inclui a incerteza no processamento dos sinais ultra-sônicos, a incerteza na medida da altura de líquido é aproximadamente

$$\Delta h_L \approx 0,03 \text{ mm}$$

Apêndice D

Coeficientes e Parâmetros do Modelo

$\mathcal{K} - \omega$

Definindo

$$u_{Go} = \frac{Q_G}{A_T}$$

$$u_{Lo} = \frac{Q_L}{A_T}$$

e escolhendo os valores de referência nas Eqs. (4.36), (4.37) e (4.38) como sendo

$$u_o = u_{Lo} \text{ e } \rho_o = \rho_L$$

os coeficientes A_i^* , B_i^* e C_i^* são obtidos das seguintes relações:

$$A_G^* = \left(\frac{1}{Re_G} + \frac{1}{Re_{tG}} \right) \left(\frac{\rho_G u_{Go}}{\rho_L u_{Lo}} \right)$$

$$A_L^* = \left(\frac{1}{Re_L} + \frac{1}{Re_{tL}} \right)$$

$$B_G^* = \left(\frac{1}{Re_G} + \frac{\sigma_2}{Re_{tG}} \right) \left(\frac{\rho_G u_{Go}}{\rho_L u_{Lo}} \right)$$

$$B_L^* = \left(\frac{1}{Re_L} + \frac{\sigma_2}{Re_{tL}} \right)$$

$$C_G^* = \left(\frac{1}{Re_G} + \frac{\sigma_1}{Re_{tG}} \right) \left(\frac{\rho_G u_{Go}}{\rho_L u_{Lo}} \right)$$

$$C_L^* = \left(\frac{1}{Re_L} + \frac{\sigma_1}{Re_{tL}} \right)$$

onde

$$Re_G = \frac{\rho_G u_{Go} d}{\mu_G}$$

$$Re_{tG} = \frac{\rho_G u_{Go} d}{\mu_{tG}}$$

$$Re_L = \frac{\rho_L u_{Lo} d}{\mu_L}$$

$$Re_{tL} = \frac{\rho_L u_{Lo} d}{\mu_{tL}}$$

Os valores dos parâmetros do modelo, funções de κ e ω , são (Wilcox, 2000):

$$\alpha_1 = \frac{13}{25} \frac{1}{\alpha_2} \left[\alpha_o + \frac{(Re_T)_i}{R_\omega} \right]$$

$$\alpha_2 = \frac{\alpha'_o + \frac{(Re_T)_i}{R_\kappa}}{1 + \frac{(Re_T)_i}{Re_\kappa}}$$

$$\beta_1 = \beta_o F_\beta$$

$$\beta_2 = \frac{9}{100} \left[\frac{\frac{4}{15} + \left(\frac{Re_{T_i}}{R_\beta} \right)^4}{1 + \left(\frac{(Re_T)_i}{Re_\beta} \right)^4} \right] F'_\beta$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{1}{2}$$

Os coeficientes destas expressões têm os seguintes valores:

$$(Re_T)_i = \frac{\rho_i u_{Lo} d \kappa^*}{\mu_i \omega^*}$$

$$R_\omega = 2,95$$

$$R_\kappa = 6$$

$$R_\beta = 8$$

$$\alpha_o = \frac{1}{9}$$

$$\alpha'_o = \frac{1}{3} \beta_o$$

$$\beta_o = \frac{9}{125}$$

$$F_{\beta} = \frac{1 + 70X_{\omega}}{1 + 80X_{\omega}}$$

e $X_{\omega} = 0$ neste trabalho.

$F'_{\beta} = 1$ se $X_{\kappa} \leq 0$;

$$F'_{\beta} = \frac{1 + 680X_{\kappa}^2}{1 + 400X_{\kappa}^2}$$

se $X_{\kappa} > 0$, onde

$$X_{\kappa} = \frac{1}{(\omega^*)^3} \left[\frac{\partial \kappa^*}{\partial x^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \kappa^*}{\partial y^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} \right]$$

Apêndice E

Lista de Trabalhos Publicados

Os trabalhos publicados no período de 2004 a 2008 - relativos aos estudos experimentais e teóricos mais relevantes para a realização do presente trabalho - foram listados neste apêndice. Esses trabalhos têm em comum o foco nas técnicas experimentais ultra-sônicas e de visualização descritas no Capítulo 3, e no modelo teórico-numérico descrito no Capítulo 4. Nesses trabalhos a aplicação das técnicas ultra-sônicas e de visualização abrange os escoamentos bifásicos gás-líquido estratificados e intermitentes, gerados na seção de testes detalhada no Capítulo 3. Enquanto que o modelo teórico-numérico concentra-se na simulação numérica dos escoamentos estratificados.

Lista Cronológica das Publicações

1. Faccini, J. L. H., Su, J., Harvel, G. D. e Chang, J. S., An Advanced Ultrasonic Technique for Flow and Void Fraction Measurements of Two-Phase Flow, *Proceedings of ICONE12: 12th International Conference on Nuclear Engineering*, Virginia, USA, April 25-29, 2004.
2. Faccini, J. L. H. e Su, J., Measurement of Film Thickness and Void Fraction in Stratified Horizontal Gas-Liquid Flow Using an Advanced Ultrasonic Technique, *International Nuclear Atlantic Conference - INAC2005* Santos, SP, Brazil, August 28 to September 2, 2005.
3. Faccini, J. L. H., De Sampaio, P. A. B. e Su, J., Numerical and Experimental Investigation of Stratified Gas-Liquid Two-Phase Flow in Horizontal Circular

Pipes, *Proceedings of ICON14: 14th International Conference on Nuclear Engineering*, Miami, Florida, USA, July 17-20, 2006.

4. De Sampaio, P.A.B., Faccini, J.L.H. e Su, J., Modelling of Stratified Gas-Liquid Two-Phase Flow in Horizontal Circular Pipes, *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT2006*, Curitiba, Brazil, December 5-8, 2006.
5. Faccini, J. L. H., De Sampaio, P. A. B. e Su, J., Experimental Study of Horizontal Plug Flow by Ultrasonic and Visualization Techniques, *Proceedings of the 11th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT2006*, Curitiba, Brazil, December 5-8, 2006.
6. Faccini, J. L. H., De Sampaio, P. A. B. e Su, J., Assessment of Intermittent Two-Phase Flow Using a High-Speed Visualization Technique, *International Nuclear Atlantic Conference - INAC2007*, Santos, SP, Brazil, September 30 to October 5, 2007.
7. De Sampaio, P. A. B., Faccini, J. L. H. e Su, J., Numerical Simulation of an Ultrasonic Flowmeter for Measurement of Two-Phase Gas-Liquid Stratified Flow, *19th International Congress of Mechanical Engineering - COBEM2007*, Brasília, DF, Brazil, November 5-9, 2007.
8. Faccini, J.L.H., De Sampaio, P.A.B. e Su, J., Estudos Experimentais e Numéricos de escoamentos Bifásicos Gás-Líquido em Duto Circular Horizontal, *1º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás - EBECM*, Florianópolis, 28-29 de Abril de 2008.
9. De Sampaio, P.A.B, Faccini, J.L.H. e Su, J., Modelling of Stratified Gas-Liquid Two-phase Flow in Horizontal Circular Pipes, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 2752-2761, 2008.
10. Faccini, J.L.H., De Sampaio, P.A.B. e Su, J., Numerical Investigation of Stratified Gas-Liquid Two-Phase Downward Flow, *Proceedings of the 12th Brazilian*

Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT2008, Belo Horizonte, MG, Brazil, November 10-14, 2008.

11. Faccini, J.L.H., Chang, J.S., Harvel, G.D., De Sampaio, P.A.B. and Su, J., Measurement of Natural Circulation Two-Phase Flow by Hybrid Doppler Contrapropagating and Pulse Echo Ultrasonic Techniques, *ICONE17: 17th International Conference on Nuclear Engineering*, Brussels, Belgium, July 12-16, 2009 (submetido).

Referências Bibliográficas

- Agrawal, S. S., Gregory, G. A., e Govier, G. W. (1973). “Analysis of Horizontal Stratified Two Phase Flow in Pipes”. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51:pp. 280–286.
- Akai, M., Inoue, A., e Aoki, S. (1981). “The Prediction of Stratified 2-Phase Flow with a 2-Equation Model of Turbulence”. *International Journal of Multiphase Flow*, 7(1):pp. 21–39.
- Akai, M., Inoue, A., Aoki, S., e Endo, K. (1980). “A Co-Current Stratified Air-Mercury Flow With Wavy Interface”. *International Journal of Multiphase Flow*, 6:pp. 173–190.
- Ao, X. S., Lynnworth, L. C., e Li, X. S. (2004). “Ultrasonic Damping Material”.
- Aritomi, M., Zhou, S., Nakajima, M., Takeda, Y., Mori, M., e Yoshioka, Y. (1996). “Measurement System of Bubbly Flow Using Ultrasonic Velocity Profile Monitor and Video Data Processing Unit”. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 33:pp. 915–923.
- Baker, O. (1954). “Simultaneous Flow of Oil and Gas”. *Oil and Gas Journal*, 53 (12):pp. 183 – 195.
- Benedict, R. P. (1969). *Fundamentals of Temperature, Pressure and Flow Measurements*. John Wiley and Sons, New York.
- Bergelin, O. P. e Gazley, C. (1949). “Cocurrent Gas-Liquid Flow, I. Flow in Horizontal Tubes”. *Proc Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Berkeley CA*, páginas pp. 5–18.

- Biberg, D. e Halvorsen, G. (2000). “Wall and Interfacial Shear Stress in Pressure Driven Two-Phase Laminar Stratified Pipe Flow”. *International Journal of Multiphase Flow*, 26:pp. 1645–1673.
- Bruner, R. F. (1977). “Theoretical and Experimental Assessment of Uncertainties in Non-Intrusive Ultrasonic Flow Measurement”. *Proceedings of the Symposium on Flow in Open Channels and Closed Conduits Gaithersburg MD*, 23-25.
- Chang, J., Ichikawa, Y., e Irons, G. (1982). “Flow Regime Characterization and Liquid Film Thickness Measurement in Horizontal Gas-Liquid Two-Phase Flow by an Ultrasonic Method”. *Measurements in Polyphase Flow*, T.R. Heidrick and B.R. Patel, ed., páginas pp. 7–12.
- Chang, J. S. e Harvel, G. D. (2004). *Industrial Monitoring and Detection Techniques*. Technical Report Engineering Physics 4L03 / 6L03, McMaster University.
- Chang, J. S., Ichikawa, Y., Irons, G. A., Morala, E. C., e Wan, P. T. (1984). “Void Fraction Measurement by an Ultrasonic Transmission Technique in Bubbly Gas-Liquid Two-Phase Flow”. *Paper presented at the Measurement Techniques in Gas - Liquid Two-Phase Flow*.
- Chang, J. S. e Morala, E. C. (1990). “Determination of Two-Phase Interfacial Areas by an Ultrasonic Technique”. *Nuclear Engineering and Design*, 122:pp. 143–156.
- Chisholm, D. (1983). *Two-Phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers: George Godwin*.
- Chu, C. C. (1986). *TEXAS-A 1D Model for Fuel-Coolant Interactions, UWRSR-36, University of Wisconsin*.
- Cohen, L. S. e Hanratty, T. J. (1968). “Effects of Waves at a Gas-Liquid Interface on a Turbulent Air Flow”. *J. Fluid Mech.*, 31:pp. 467.
- Collier, J. G. (1981). *Convective Boiling and Condensation*. McGraw-Hill Book Company, 2nd edition.

- Corradini, M. L. (1998). *Fundamentals of Multiphase Flows*. Department of Engineering Physics, University of Wisconsin.
- De Sampaio, P. A. B., Faccini, J. L. H., e Su, J. (2008). “Modelling of Stratified Gas-Liquid Two-Phase Flow in Horizontal Circular Pipes”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51:pp. 2752–2761.
- Del Grosso, V. A. e Spurlock, E. M. (1957). *The Feasibility of Using Wholly External Ultrasonics to Measure Fluid Flow within Thick-Walled Metal Pipes*. Technical Report NRL-4967, Naval Research Lab.
- Delhaye, J. M. (1984). “Les Divers Modèles d’Écoulements Diphasiques Gaz - Liquide”. *Houille Blanche*, 3-4:pp. 179 – 191.
- Duffey, R. B. e Hall, R. S. (1969). “An Ultrasonic Technique for Measuring the Transients Movements of a Liquid-Vapour Interface”. *Journal of Scientific Instruments*, 2:pp. 193–194.
- ECB (1994). *Manual de Operação, Termômetro Digital MDT-2000*.
- ECIL (1997). *Catálogo de Pirometria*.
- Fiedler, S., Yildiz, S., e Auracher, H. (2003). “Determination Of Film Thickness And Flooding During Reflux Condensation In A Small, Inclined Tube With An Ultrasonic Transducer”. *International Journal Of Energy Research*, 27:pp. 315–325.
- Fink, M. (1992). “Time-Reversal of Ultrasonic Fields 1.Basic Principles”. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 39:pp. 555–566.
- Fink, M., Cassereau, D., Derode, A., Prada, C., Roux, P., Tanter, M., Thomas, J. L., e Wu, F. (2000). “Time-Reversed Acoustics”. *Rep. Prog. Phys.*, 63:pp. 1933–1995.
- Gazley, C. (1948). *Interfacial Shear and Stability in Two-phase Flow*. PhD thesis, University of Delaware.

- Ghajar, A. J. (2005). “Non-Boiling Heat Transfer in Gas-Liquid Flow in Pipes - a Tutorial”. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, 27:pp. 46–73.
- Gol'tsov, S. A. (1998). “Refined Mathematical Model of an Ultrasonic Flowmeter”. *Measurement Techniques*, 41:pp. 529–532.
- Harvel, G. D. e Chang, J. S. (1995). *Electrostatic Multiphase Flow Measurement Techniques, Handbook of Eletrostatic Processes*. Marcel Dekker.
- Hewitt, G. F. e Roberts, D. N. (1969). “Studies of Two-Phase Flow Patterns by Simultaneous X-Ray and Flash Photography”. *Rept AERE-M2159, UKAEA, Harwell*.
- Issa, R. I. (1988). “Prediction of Turbulent, Stratified, Two-Phase Flow in Inclined Pipes and Channels”. *International Journal of Multiphase Flow*, 14:pp. 141–154.
- Jones Jr., O. C. e Delhaye, J. M. (1976). “Transient and Statistical Measurement Techniques for Two-Phase Flows: A Critical Review”. *Int. J. Multiphase Flow*, 3:pp. 89–116.
- Kalmus, H. P. (1954). “Electronic Flowmeter System”. *The Review of Scientific Instruments*, 25:pp. 201–206.
- Kline, S. J. e McClintock, F. A. (1953). “Describing Uncertainties in Single-Sample Experiments”. *Mechanical Engineering*.
- Kolev, N. I. (2005). *Multiphase Flow Dynamics 1, 2*. Springer.
- Kosterin, S. I. (1949). “An Investigation of the Influence of Diameter and Inclination of a Tube on the Hydraulic Resistance and Flow Structure of Gas-Liquid Mixtures”. *Izvest. Akad, Nauk. USSR*, 12:pp. 1824–1830.
- Landau, L. D. e Lifshitz, E. M. (1982). *Fluid Mechanics, Course of Theoretical Physics*, volume 6. Robert Maxwell, M.C., Pergamon Press.
- Letton, W. (2003). Technique for Measurement of Gas and Liquid Flow Velocities, and Liquid Holdup in a Pipe with Stratified Flow, US Patent 6,550,345 B1.

- Lightstone, L. e Chang, J. S. (1983). “Flow Regime Observations in Horizontal Gas-Liquid Two-Phase Flow in Tee and Wyes”. *Proceedings 33rd Canadian Chemical Engineering Conference*, 1:pp. 281–286.
- Lindsay, R. B. (1966). “The Story of Acoustics”. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 39 (4):pp. 629–644.
- Lubbers, J. e Graaf, R. (1998). “A Simple and Accurate Formula for the Sound Velocity in Water”. *Ultrasound in Medicine and Biology*, 24 (7):pp. 1065–1068.
- Lynnworth, L. C. (1975). “Industrial Applications of Ultrasound - A Review II. Measurements, Tests, and Process Control Using Low-Intensity Ultrasound”. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, SU-22:pp. 71–101.
- Lynnworth, L. C. (1979). “Ultrasonic Flowmeters”. *Physical Acoustics, Academic Press*, 14:pp. 407–525.
- Lynnworth, L. C. (1982). “Ultrasonic Flowmeters - Part 2: Generation and Propagation of Pulses in Single Path Contrapropagating Flowmeters”. *Inst M C*, 4:pp. 2–24.
- Lynnworth, L. C. e Mágori, V. (1999). “Industrial Process Control Sensors and Systems”. *Academic Press*.
- Lynnworth, L. C., Pedersen, N. E., Bradshaw, J. E., e Kranz, P. R. (1976). “Ultrasonic Flowmeter Optimization Study for Two-Phase Prepolymer”. *Ultrasonics Symposium Proceedings IEEE*, páginas pp. 129–132.
- Mandhane, J. M., Gregory, G. A., e Aziz, K. (1974). “A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes”. *Int. J. Multiphase Flow*, 1:pp. 537–553.
- Masala, T. (2004). *High-Speed Ultrasonic Pulse-echo System for Two-Phase Flow Measurements*. Master’s thesis, McMaster University, Canada.
- Matikainen, L., Irons, G. A., Morala, E. C., e Chang, J. S. (1985). “An Ultrasonic Measuring System for Submerged Gas Injection”. *Proceedings of the Fifth Process Technology Conference, AIME, Warrendale, PA*, 5:pp. 65–76.

- Matikainen, L., Irons, G. A., Morala, E. C., e Chang, J. S. (1986). “Ultrasonic System For The Detection Of Transient Liquid Gas Interfaces Using The Pulse-Echo Technique”. *Review Of Scientific Instruments*, 57(8):pp. 1661–1666.
- Moffat, R. J. (1982). “Contributions to the Theory of Single-Sample Uncertainty Analysis”. *Transactions of ASME - Journal of Fluids Engineering*, 104:pp. 250–260.
- Morala, E. C. e Chang, J. S. (1986). “Ultrasonic Pulse-Echo Technique for Measuring Instantaneous Liquid Level and Void Fraction in Horizontal Gas-Liquid Two Phase Flow”. *Multi-phase Transport Phenomena, Hemisphere Press*.
- Morala, E. C., Cheong, D., Wan, P. T., Irons, G. A., e Chang, J. S. (1984). “Ultrasonic Wave Propagations in a Bubbly Gas-Liquid Two-Phase Flow”. *Multi-Phase Flow and Heat Transfer III, Part A: Fundamentals*.
- Mouza, A. A., Paras, S. V., e Karabelas, A. J. (2001). “CFD Code Application to Wavy Stratified Gas-Liquid Flow”. *Chemical Engineering Research & Design*, 79(A5):pp. 561–568.
- Nakamura, H., Kondo, M., e Kukita, Y. (1998). “Simultaneous Measurement Of Liquid Velocity And Interface Profiles Of Horizontal Duct Wavy Flow By Ultrasonic Velocity Profile Meter”. *Nuclear Engineering And Design*, 184:pp. 339–348.
- Newton, C. H. e Behnia, M. (1996). “Estimation of Wall Shear Stress in Horizontal Gas-Liquid Stratified Flow”. *AIChE J*, 42:pp. 2369–2373.
- Newton, C. H. e Behnia, M. (2000). “Numerical Calculation of Turbulent Stratified Gas-Liquid Pipe Flows”. *Int. J. Multiphase Flow*, 26:pp. 327–337.
- Newton, C. H. e Behnia, M. (2001). “A Numerical Model of Stratified Wavy Gas-Liquid Pipe Flow”. *Chem. Eng. Sci*, 56:pp. 6851–6861.
- Ng, T. S. (2002). *Interfacial Structure of Stratified Pipe Flow*. PhD thesis, University of London.

- Ng, T. S., Lawrence, C. J., e Hewitt, G. F. (2002). “Laminar Stratified Pipe Flow”. *International Journal of Multiphase Flow*, 28:pp. 963–996.
- Ng, T. S., Lawrence, C. J., e Hewitt, G. F. (2004). “Friction Factors in Stratified Two-Phase Flows”. *Chemical Engineering Research and Design*, 82(A3):pp. 309–320.
- Poole, D. H. (1970). “An Ultrasonic Technique for Measuring Transients Movements of a Phase Boundary in a Liquid”. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 3:pp. 726–728.
- Rahiman, M. H. F., Rahim, R. A., Rahiman, M. H. F., e Tajjudin, M. (2006). “Ultrasonic Transmission-Mode Tomography Imaging for Liquid/Gas Two-Phase Flow”. *IEEE Sensors Journal*, 6(6):pp. 1706–1715.
- Rayleigh, J. W. S. (1945). *The Theory of Sound*. Dover Publications, New York.
- Roosnek, N. (2000). “Novel Digital Signal Processing Techniques for Ultrasonic Gas Flow Measurements”. *Flow Measurement and Instrumentation*, 11:pp. 89–99.
- Rouhani, S. Z. e Sohal, M. S. (1983). “Two-Phase Flow Patterns: A Review of Research Results”. *Progress in Nuclear Energy*, 11:pp. 219–259.
- Roux, P., Roman, B., e Fink, M. (1997). “Time-Reversal in an Ultrasonic Waveguide”. *Appl. Phys. Lett.*, 70 (14):pp. 1811–1813.
- Sanderson, M. L. e Hemp, J. (1981). “Ultrasonic Flowmeters — A Review of the State of the Art”. *Flow Measurement Techniques*, 13:pp. 125–142.
- Sanderson, M. L. e Yeung, H. (2002). “Guidelines for the Use of Ultrasonic Non-invasive Metering Techniques”. *Flow Measurement and Instrumentation*, 13:pp. 125–142.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*, 7th ed. McGraw-Hill.
- Segal, G., Zijlema, M., van Nooyen, R., e Moulinec, C. (2006). *User Manual of the DEFT Incompressible Flow Solver*, Delft University of Technology.

- Serizawa, A., Nagane, K., Ebisu, T., Kamei, T., Kawara, Z., e Torikoshi, K. (1994). “Dynamic Measurement of Liquid Film Thickness in Stratified Flow by Using Ultrasonic Echo Technique”. *The 4th International Topical Meeting on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety - NURETH*, 2:pp. 42C1–42C5.
- Shoham, O. e Taitel, Y. (1984). “Stratified Turbulent-Turbulent Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes”. *AIChE Journal*, 30:pp. 377–385.
- Stewart, M. A. (1996). *Development of Weight Vector Theory of Transit-Time Ultrasonic Flowmeters*. PhD thesis, Cranfield University, Cranfield, England.
- Su, J. (2005). *Introdução a Modelos de Turbulência, Apostila de Aulas. COPPE/UFRJ*.
- Supardan, M. D., Masuda, Y., Maezawa, A., e Uchida, S. (2004). “Local Gas Holdup and Mass Transfer in a Bubble Column Using an Ultrasonic Technique and a Neural Network”. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 37(8):pp. 927–932.
- Taishi, T., Kikura, H., e Aritomi, M. (2002). “Effect of Measurement Volume in Turbulent Pipe Flow Measurement by the Ultrasonic Velocity Profile Method (Mean Velocity Profile and Reynolds Stress Measurement)”. *Experiments in Fluids*, 32:pp. 188–196.
- Taitel, Y. e Dukler, A. E. (1976). “A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow”. *AIChE Journal*, 22:pp. 47–55.
- Takeda, Y. (1995). “Instantaneous Velocity Profile Measurement by Ultrasonic Doppler Method”. *JSME International Journal Series B*, 38:pp. 8–16.
- Todreas, N. E. e Kazimi, M. S. (1990). *Nuclear Systems II - Elements of Thermal Hydraulic Design*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Van-Driest, E. R. (1956). “On Turbulent Flow Near a Wall”. *J. Aerosp. Sci.*, 23:pp. 1007–1011.

- Vatanakul, M., Zheng, Y., e Couturier, M. (2004). “Application Of Ultrasonic Technique In Multiphase Flows”. *Industrial Engineering Chemistry Research*, 43:pp. 5681–5691.
- Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill Book Company.
- Whalley, P. B. (1996). *Two-Phase Flow and Heat Transfer*. Oxford: Oxford Science Publications.
- Wilcox, D. (2000). *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries.
- Xu, L. J., Han, Y. T., Xu, L. A., e Yang, J. (1997). “Application Of Ultrasonic Tomography To Monitoring Gas/Liquid Flow”. *Chemical Engineering Science*, 52(13):pp. 2171–2183.
- Xu, L. J. e Xu, L. A. (1997). “Gas/Liquid Two-Phase Flow Regime Identification By Ultrasonic Tomography”. *Flow Measurement And Instrumentation*, 8:pp. 145–155.