

**EMPREGO DE CFD PARA DESENVOLVIMENTO DE UM MEDIDOR
VENTURI OPERANDO COM UM ESCOAMENTO DE GÁS E LÍQUIDO****Eugênio Spanó Rosa**

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – Departamento de Energia / MULTLAB
Rua Mendeleiev, s/n - Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Rigoberto E. M. Morales

Universidade Estadual de Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica – Departamento de Energia / MULTLAB
Rua Mendeleiev, s/n - Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
rmorales@fem.unicamp.br

Resumo. O controle da produção e a melhoria do procedimento de inventário em reservatórios de petróleo requerem o uso de medidores multifásicos confiáveis e precisos. Idealmente eles devem ser capazes de operar em um único poço monitorando a produção de óleo e gás. Entretanto, a maioria dos medidores multifásicos em desenvolvimento na atualidade têm dimensões incompatíveis com aquelas da coluna de produção. Este trabalho apresenta os resultados de um programa de pesquisa em medidores Venturi como uma alternativa de medidor multifásico para aplicação em fundo de poço. O medidor opera no padrão de bolhas dispersas com baixo conteúdo de gás disperso, concentração volumétrica de gás inferior a 14% 'in situ'. O projeto combina dados experimentais de laboratório com simulação numérica para obtenção de parâmetros de projeto e operacionais do medidor. Medidas experimentais da distribuição radial da concentração volumétrica de gás na entrada e garganta do Venturi e registros da pressão estática ao longo da seção convergente do Venturi foram tomados para posterior verificação das simulações numéricas. Os experimentos foram conduzidos com ar e água próximos da pressão atmosférica em uma faixa de vazões de ar e água. Um modelo algébrico para determinação da vazão das correntes de gás e líquido é proposto. Ele baseia-se nas medidas experimentais e em constantes. As medidas experimentais referem-se somente ao diferencial de pressão entre a entrada e garganta do Venturi e a concentração de gás na entrada. As constantes do modelo bifásico para determinação das vazões através do Venturi são obtidas por meio dos resultados numéricos do Modelo de Dois Fluidos. O emprego da solução numérica confere ao modelo algébrico um alto grau de confiabilidade pois incorpora toda a física da modelagem contida no modelo de Dois Fluidos sem perder a praticidade do modelo algébrico. Os resultados preliminares revelam que este tipo de abordagem é promissor para desenvolvimento de medidores multifásicos.

Palavras chave: petróleo, medição, vazão, bolhas, venturi.

1. Introdução

Medidores de fluxo que realizam medidas onde mais de uma fase está presente são denominados por medidores de fluxo multifásico. Eles realizam a medida das vazões de cada fase sem necessariamente separá-las em correntes individuais. Este tipo de tecnologia tem amplas aplicações no segmento de produção de óleo. Para testes e monitoramento da produção de poços de petróleo a medição multifásica realiza as medições das vazões de óleo, gás e água sem o emprego de separadores de duas ou três fases. Isto reduz custos da criação de linhas dedicadas para testes e, em operações marítimas, economiza espaço em plataformas pela eliminação dos separadores.

Programas de pesquisa e desenvolvimento na área de medição multifásica começaram a surgir há cerca de 20 anos em universidades e em centros de pesquisas internacionais motivados pela demanda na indústria do petróleo. Este desenvolvimento alcançou a etapa comercial e hoje existem disponíveis no mercado medidores multifásicos que atendem parcialmente a demanda da indústria. Uma revisão atualizada da tecnologia empregada nos medidores multifásicos incluindo os diversos tipos de técnicas de medidas e de sensores é dada por Costa e Silva et. al. (2000). O sucesso parcial desta tecnologia reside no fato de que a maioria dos sensores empregados é, em alguma extensão, dependente do regime de escoamento ou requer informação de natureza experimental que não pode ser facilmente generalizada. Isto requer que a maior parte deles trabalhe com uma mistura homogênea dos componentes para que alcancem a estabilidade e precisão necessária. Existem também implicações de risco ambiental quando se trata do emprego de sensores radioativos.

Apesar dos significativos avanços a atual tecnologia disponível tem severas restrições de utilização em aplicações submarinas. Caetano et al. (2000) reporta o desenvolvimento de um medidor para águas profundas realizado pela Petrobras e Fluenta que entrou em operação instalado na 'árvore de natal' de um poço no campo de Albacora em maio de 1999. Ainda em aplicações submarinas também deseja-se o desenvolvimento de medidores multifásicos para operação no fundo do poço pela redução ou eliminação das operações em ambiente externo ao poço que eles proporcionam. No entanto, os desafios tecnológicos para medidores multifásicos que operam no interior de poços são ainda maiores pois o tamanho dos sensores passa a ser mais uma restrição a ser atendida no projeto.

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\Delta P_S}{gL\Delta\rho} \cdot \lambda, \quad (3)$$

onde $\Delta\rho$ é a diferença de densidades, $\Delta\rho = (\rho_L - \rho_G)$ e λ é um fator de correção devido a contribuição em ΔP_S do gradiente de pressão causado pelo atrito na parede. O fator de correção é definido por:

$$\lambda = 1 + \frac{\Delta P_\tau}{\Delta P_S} \geq 1. \quad (4)$$

O diferencial de pressão causado pelo atrito, ΔP_τ , é estimado com o auxílio da solução numérica do modelo de dois fluidos a ser apresentada nas seções seguintes. No entanto, é suficiente dizer que λ é calculado iterativamente. Numa primeira aproximação estima-se que o atrito na parede é aquele gerado se somente o líquido escoasse pelo medidor. Utilizando-se a relação de Blasius ($ReD < 10^5$) pode-se estimar que:

$$\Delta P_\tau = 4 \cdot \left(\frac{L}{D}\right) \cdot \underbrace{\left\{ \frac{1}{2} \rho_L \cdot J_L^2 \cdot C_f \right\}}_{\tau_w} \quad \text{onde} \quad C_f = \frac{1}{16} \cdot \left[\text{Log}_{10} \left(\frac{5.74}{Re_L^{0.9}} \right) \right]^{-2} \quad (5)$$

onde J_L é a velocidade superficial do líquido dada pela razão entre a vazão volumétrica do líquido e a área transversal da tubulação e Re_L é o número de Reynolds do líquido baseado no diâmetro D da tubulação, $Re_L = J_L D / \nu_L$.

Com esta aproximação para ΔP_τ , pode-se ter uma primeira estimativa de $\langle \alpha \rangle$ utilizando Eq. (3). Chega-se ao valor correto de $\langle \alpha \rangle$ por meio de um processo iterativo. A rotina para determinação de $\langle \alpha \rangle$ a partir de ΔP_S ainda não foi implementada no algoritmo da Fig.2. No presente estágio de desenvolvimento $\langle \alpha \rangle$ foi obtido diretamente utilizando uma sonda elétrica reportada na seção 3.

2.2 Determinação da Vazão Mássica da Mistura Gás-Líquido, \dot{m}

A vazão mássica da mistura, \dot{m} , é determinada pela soma das vazões mássicas do líquido e do gás, Eq. (6):

$$\dot{m} = (J_L \rho_L + J_G \rho_G) A_S, \quad (6)$$

sendo que J_L e J_G representam as velocidades superficiais do líquido e do gás, ρ as respectivas densidades e A_S a área transversal da tubulação, $A_S = \pi D^2 / 4$. A vazão mássica da mistura, \dot{m} , é estimada a partir do diferencial de pressão no Venturi, ΔP_T , de acordo com o modelo algébrico:

$$\dot{m} = C_D E \sqrt{2 \rho_m \Delta P_T} \quad (7)$$

onde ρ_m é a densidade da mistura definida na Eq. (2), E é o fator de aproximação definido por:

$$E = A_T / \sqrt{1 - \beta^4} \quad \text{sendo} \quad \beta = d/D \quad \text{e} \quad A_T = \beta^2 A_S, \quad (8)$$

e C_D é o coeficiente de descarga do Venturi. Juntamente com ρ_m , C_D transmite ao modelo da Eq. (7) a influência da concentração do gás. Além disto, ele também traz as influências do perfil de velocidades das fases gás e líquido, do arrasto, massa virtual e distribuição de pressão ao redor das bolhas, das forças laterais que atuam na seção transversal do escoamento e do atrito resultante do escoamento bifásico nas paredes da seção convergente. O valor de C_D é estimado por meio da solução numérica do Modelo de Dois Fluidos que traz a contribuição de cada um dos fatores acima listados. Ele é determinado em função do Reynolds da mistura e apresentado na seção de resultados, Eq. (28). A vantagem de realizar a determinação numérica de C_D é que ela permite melhor ajustar o C_D para cada condição particular de escoamento incluindo as densidades e viscosidades dos fluidos, o tamanho das bolhas, a tensão interfacial líquido-gás, as velocidades de cada fase e também a geometria do Venturi.

2.3 Determinação das Velocidades Superficiais das Correntes de Gás e Líquido, J_G & J_L

Para determinar a vazão de cada fase é necessário, além da Eq. (6), uma equação adicional. Como equação adicional é proposta a utilização da relação de 'drift flux' (Zuber and Findley, 1965):

$$\frac{J_G}{\langle \alpha \rangle} = C_0 \cdot (J_G + J_L) + V_{GJ} \quad (9)$$

onde C_0 é um parâmetro associado a distribuição das fases e V_{GJ} é a velocidade de deslizamento da fase gás em relação à velocidade da mistura. Os parâmetros C_0 e V_{GJ} aplicam-se às velocidades de gás e líquido que ocorrem na seção de entrada do Venturi. Eles são determinados por meio da solução numérica do modelo de dois fluidos.

As velocidades superficiais da fase líquida e gás são determinadas por meio da solução algébrica do sistema de equações lineares definido pelas Eqs. (6) e (9):

$$\begin{bmatrix} \rho_L A_S & \rho_G A_S \\ -\langle \alpha \rangle C_0 & 1 - \langle \alpha \rangle C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_L \\ J_G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{m} \\ \langle \alpha \rangle V_{GJ} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

As constantes C_0 , V_{GJ} na Eq. (10) vêm dos resultados numéricos do modelo de dois fluidos. Os valores de ρ_L , e ρ_G vêm das propriedades dos fluidos que dependem da pressão absoluta e da temperatura. A_S é a área transversal da tubulação. O valor de $\langle \alpha \rangle$ é obtido da medida experimental de ΔP_S enquanto que o valor de \dot{m} é estimado por meio da medida experimental de ΔP_T assim como do valor de C_D obtido do Modelo de Dois Fluidos.

O processo de cálculo para J_L e J_G é descrito no algoritmo da Fig. 2. Ele envolve numa primeira etapa a determinação da vazão mássica da mistura, \dot{m} , por meio de um processo iterativo do cálculo de C_D . Com o resultado de \dot{m} e a relação de ‘drift flux’ as velocidades superficiais de gás e líquido são determinadas resolvendo-se o sistema de equações lineares.

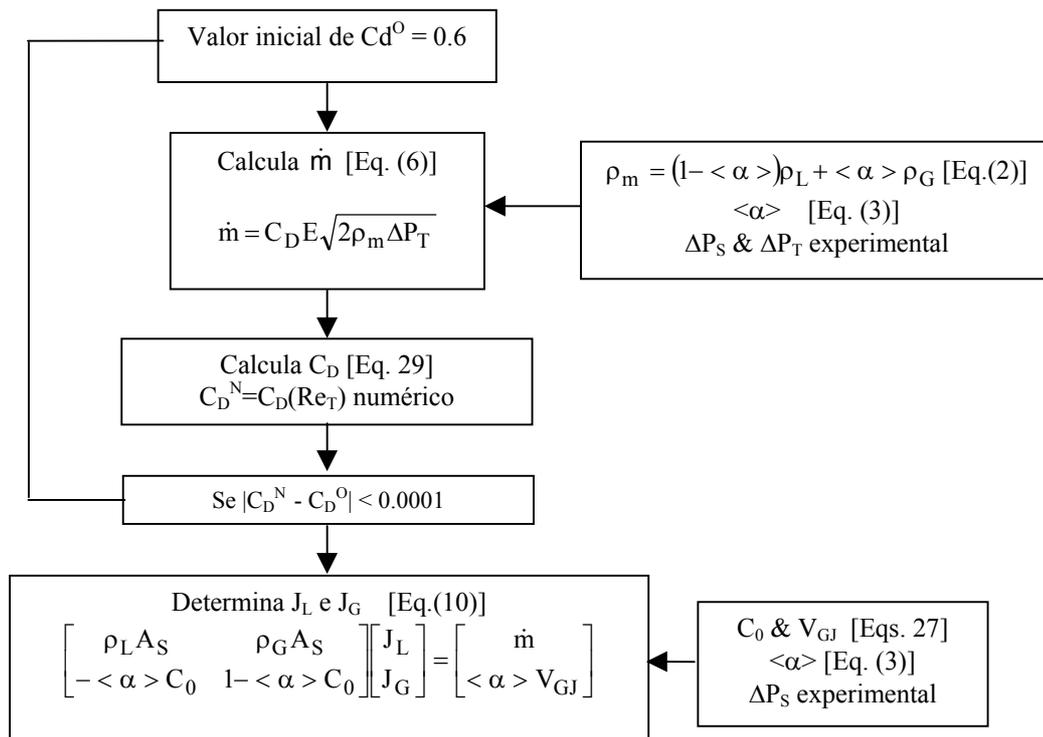


Fig. 2 – Algoritmo para determinação das velocidades superficiais de gás e líquido a partir das medidas experimentais de ΔP_S e ΔP_T .

3. Técnica Experimental

Nesta seção apresenta-se o aparato experimental, a instrumentação utilizada e a técnica utilizada para medir as distribuições de pressão e concentração volumétrica local de gás, também referida por fração de vazio, no Venturi.

A bancada experimental utilizada para realizar medidas no escoamento ao longo do Venturi é mostrada na Figura 3. Os fluidos de trabalho são ar e água. O misturador ar-água está localizado na parte inferior da seção de testes vertical. O processo de mistura se desenvolve em um espaço anular formado entre a câmara de mistura e um meio poroso cilíndrico. Ele ocorre de forma homogênea se o ar é injetado pelo elemento poroso com a água escoamento pelo anular permitindo um rápido desenvolvimento do escoamento ascendente no padrão de bolhas dispersas. Precedendo o Venturi, há uma seção de tubo reto vertical com diâmetro interno de 54 mm e comprimento equivalente a 50 diâmetros livre de tubo reto para garantir desenvolvimento hidrodinâmico. Após o bocal há mais um trecho de tubo reto de mesmo diâmetro e comprimento equivalente a 30 diâmetros livres que descarrega a mistura água-ar em um separador. O ar é ventilado para atmosfera enquanto que o líquido desce por gravidade ao reservatório. A condição operacional do bocal é próxima da pressão atmosférica e a temperatura ambiente, 25°C. Uma bomba centrífuga faz a circulação de água enquanto que o ar é fornecido por um suprimento de ar comprimido do laboratório. Os experimentos foram realizados para J_L variando de 26 cm a 103 cm/s e J_G variando entre 2,2 cm/s a 14,5 cm/s. A fração de vazio média na entrada variou entre 2 e 14%.

O posicionamento das tomadas de pressão diferencial de ΔP_T e ΔP_S estão indicados na Figura 1. Além destas tomadas foram também criados mais quatro pontos de medida de pressão diferencial na seção convergente do bocal para monitorar a variação da pressão ao longo do eixo Z. A fotografia da Figura 3 ilustra o posicionamento das tomadas

de pressão. Neste trabalho reportam-se apenas as medidas de ΔP_T e ΔP_S . As medidas dos diferenciais de pressão foram realizadas por meio de transdutores de pressão que operam com diafragmas por princípio indutivo, Valadyne®.

Para medir a distribuição da fração de vazio local nas seções de entrada e garganta do Venturi, utilizou-se uma sonda que opera de acordo com a variação da condutividade elétrica do meio, Dias et. al. (2000). A sonda foi construída com uma agulha hipodérmica de diâmetro de 1 mm, na qual se insere um fio de cobre com 120 μm de diâmetro. A agulha hipodérmica dá rigidez à sonda, pois o elemento condutor elétrico, o fio de cobre, é flexível. A sonda é fixa em um ponto da seção de teste e pode ser movimentada na seção transversal. O posicionamento ao longo da direção radial é medido diretamente através de um micrômetro com uma incerteza de ± 0.02 mm (ver Figura 4a).

A sonda é conectada a um condicionador de sinal, que mede a variação da condutividade elétrica entre o meio que envolve a extremidade exposta e não isolada do fio de cobre e o corpo da agulha hipodérmica. O circuito elétrico detecta localmente a ocorrência de água ou ar, por meio da variação da condutividade elétrica. Um sinal típico de voltagem ao longo do tempo é mostrado na Figura 4b; os picos de voltagem representam a passagem de bolhas pela sonda e os vales a ocorrência de água.

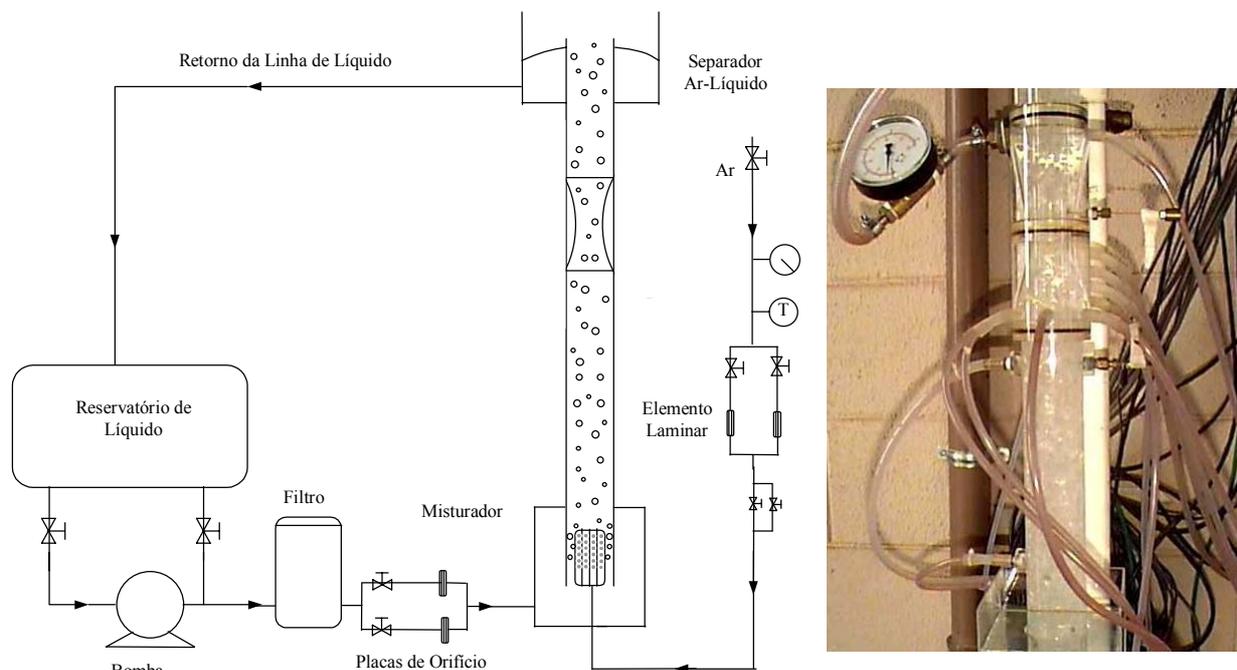


Figura 3 – Esquemático do circuito de testes e fotografia do Venturi.

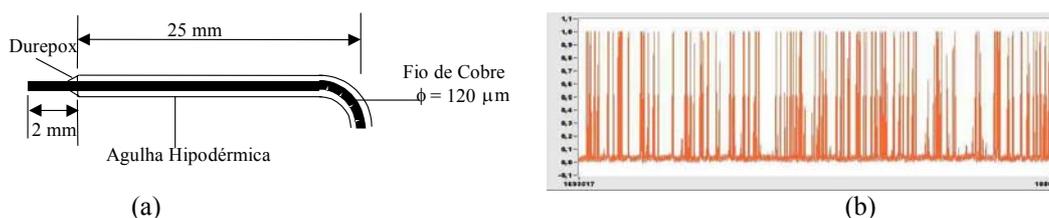


Figura 4 . (a) Esquema da sonda elétrica utilizada, (b) Sinal temporal característico da sonda elétrica, eixo y voltagem e eixo x tempo.

O aparato experimental dispunha de dois sistemas de aquisição de dados para executar a gravação dos dados experimentais. O primeiro adquiria o sinal proveniente dos medidores de vazão de água e ar assim como os sinais de pressão e temperatura a uma taxa de amostragem de 1 KHz. O segundo era dedicado somente ao sinal da sonda elétrica e trabalhava a uma frequência que variou entre 30KHz a 80KHz. Os sistemas de aquisição eram controlados por PCs que tinham uma placa AT-MIO16 da National Instruments e seus periféricos. A interface entre a placa e o PC era controlada pelo software LabView.

A Figura 5 ilustra o arranjo das fases ar e água na seção convergente do Venturi. O escoamento é ascendente no sentido de baixo para cima nas fotografias. As bolhas se apresentam no padrão distorcido com um diâmetro Sauter de 3 mm. A Figura 5 também mostra uma seqüência de quadros tirados com um intervalo de tempo de 16 milisegundos entre si. Esta seqüência mostra que as bolhas apresentam interações entre si e que tendem a se mover em agrupamentos preferenciais. A figura identifica dois grupos que se deslocam entre si mas que os constituintes do mesmo grupo apresentam um pequeno movimento relativo entre si.

4. Desenvolvimento matemático

O escoamento bifásico ascendente padrão bolhas é modelado utilizando a formulação completa do Modelo de Dois Fluidos. O Modelo de Dois Fluidos formula para cada uma das fases as equações de conservação e das respectivas equações de salto interfacial, Ishii (1975). As equações são fortemente acopladas uma vez que as diversas forças que atuam nas fases causando sua distribuição e movimento relativo ocorrem simultaneamente nas equações de conservação de ambas as fases.

As interações entre as fases no escoamento bifásico são modeladas e introduzidas nas equações de conservação da massa, do momento e nas equações de transferência interfacial. Para um escoamento isotérmico e sem mudança de fase, as equações de conservação para o escoamento bifásico em termos de médias temporais que governam o fenômeno são dadas pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \vec{V}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k \vec{V}_k) = -\alpha_k \nabla p_k + \nabla \cdot [\alpha_k \tau_k^{Re}] + \alpha_k \rho_k \vec{g}_k + (p_{ki} - p_k) \nabla \alpha_k + M_k^D \quad (12)$$

A equação que modela a transferência interfacial é dada por:

$$\sum_{k=G,L} (M_k^D) = M_k^\sigma \quad (13)$$

Nas equações acima o subscrito k indica a fase (k=G ou k=L, gás ou líquido) e o subscrito ki define os valores das variáveis, da fase k, na interface. α representa a fração de vazio local, ρ representa a densidade, \vec{V} é a velocidade, p é a pressão, \vec{g} é o campo gravitacional, τ^{Re} é o tensor de tensão turbulento, M_k^D são as forças interfaciais generalizadas e M_k^σ representa a força resultante da ação da tensão interfacial. O fechamento do sistema (“closure problem”) de equações de conservação (Equações de 11 a 13) é obtido recorrendo-se a equações constitutivas. As equações constitutivas são relações de estado, correlações, equações algébricas ou equações diferenciais representando as forças interfaciais e as tensões turbulentas.

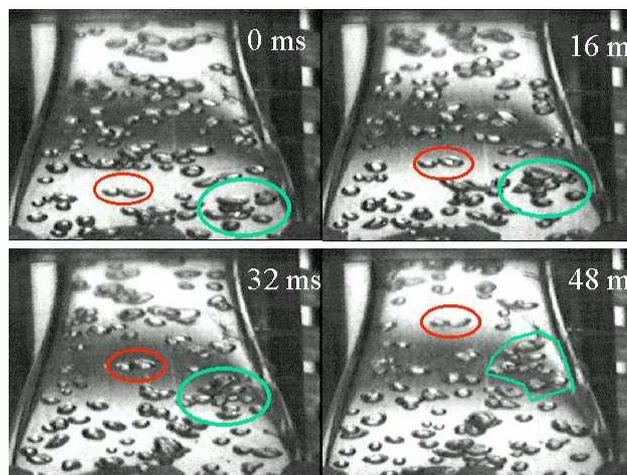


Fig. 5 – Distribuição de bolhas na seção convergente do Venturi e seqüência temporal da trajetória de algumas bolhas

4.1 O Tensor de Tensão Turbulento

Os tensores viscosos e turbulentos do gás são desprezados, pois a diferença de densidade entre as fases é muito grande. O tensor turbulento da fase líquida é modelado considerando a hipótese de Boussinesq:

$$\tau_L^{Re} = \rho_L \nu_T \left(\nabla \vec{V}_L - \nabla \vec{V}_L^T \right) - \frac{2}{3} \kappa \cdot \delta_{ij} \quad (14)$$

onde δ_{ij} é o tensor identidade.

Para modelar a viscosidade turbulenta foi utilizado o modelo de turbulência κ - ε padrão modificado para o caso do escoamento bifásico por Bertodano et. al. (1994). As equações da energia cinética turbulenta (κ) e da dissipação da energia cinética turbulenta (ε) têm a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L \kappa) + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{V}_L \kappa) = \alpha_L \left[\left(v_L + \frac{v_T}{\sigma_\kappa} \right) \nabla \kappa \right] + \alpha_L P - \alpha_L \varepsilon \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_L \rho_L \varepsilon) + \nabla \cdot (\alpha_L \rho_L \vec{V}_L \varepsilon) = \alpha_L \left[\left(v_L + \frac{v_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + c_{\varepsilon 1} \alpha_L P \frac{\varepsilon}{\kappa} - c_{\varepsilon 2} \alpha_L \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (16)$$

onde $\sigma_\kappa = 1,0$; $\sigma_\varepsilon = 1,314$; $c_{\varepsilon 1} = 1,44$; $c_{\varepsilon 2} = 1,92$. P é a produção de energia cinética turbulenta:

$$P = v_T \left[\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T \right] : \nabla \vec{V} \quad (17)$$

A viscosidade turbulenta, v_T , é modelada considerando-se que há um acoplamento linear entre as flutuações do tensor de deformações e aquelas produzidas pela passagem das bolhas. Considerando este efeito a viscosidade turbulenta é modelada como:

$$v_T = v_T^{\text{mono}} + v_{\text{induzido}}^{\text{Bolhas}} \quad (18)$$

onde v_T^{mono} representa a viscosidade turbulenta do escoamento monofásico e $v_{\text{Induzido}}^{\text{Bolhas}}$ a viscosidade induzido pela passagem das bolhas. Segundo Lopez de Bertodano (1994), a viscosidade turbulenta monofásica, v_T^{mono} , é modelada de acordo ao modelo κ - ε padrão e a viscosidade induzido pelas bolhas é modelada de acordo à relação proposta por Sato *et. al.* (1981). Considerando estas hipóteses, o cálculo da viscosidade turbulenta é dado pela Eq. (19):

$$v_T = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} + C_{\mu b} \alpha_G D |V_G - V_L| \quad (19)$$

onde C_μ e $C_{\mu b}$, são iguais a 0,09 e 0,69 respectivamente.

Perto das paredes, o modelo de turbulência κ - ε padrão requer o uso de leis de parede. Nestas condições, as equações para a energia cinética turbulenta, κ , e a dissipação da energia cinética turbulenta, ε , são as mesmas utilizadas em escoamentos turbulentos monofásicos,

$$\kappa = \frac{\tau_w}{\rho_L} \sqrt{\frac{1}{C_\mu}} \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{0.75} \cdot \kappa^{1.5}}{0.43 \cdot y} \quad (20)$$

onde τ_w e y são a tensão de cisalhamento na parede e a distância normal à parede, respectivamente.

4.2 Pressão Interfacial

O modelo do termo da pressão interfacial utilizado neste trabalho foi proposto por Stuhmiller (1977). A diferença de pressão entre o seio da fase líquida e a interface é calculada considerando um escoamento potencial ao redor de uma esfera. Assim a diferença de pressão entre o seio da fase contínua e a interface é dada por:

$$P_{Li} = P_L - C_{pi} \rho_L \left(\vec{V}_G - \vec{V}_L \right)^2, \quad (21)$$

onde P_L é a pressão da fase líquida. Na literatura são reportados diversos valores para C_{pi} . No presente trabalho emprega-se o coeficiente de pressão interfacial dado por:

$$C_{pi} = C_{pia} (1 + \alpha_G) \alpha_L^2 \quad (22)$$

onde C_{pia} é uma constante igual a 0,20.

Considera-se que a pressão na fase gás é igual à pressão na fase líquida de tal maneira que os efeitos de tensão superficial são desprezados.

4.3 As Forças Interfaciais

A força interfacial generalizada atuando na fase k , M_k^D , é subdividida em força de arrasto, M_k^d , e as forças que não são de arrasto, M_k^{nd} . A força de arrasto surge devido ao deslocamento relativo da bolha (fase dispersa) em relação ao líquido (fase contínua). As forças que não são de arrasto são: forças de sustentação lateral e massa virtual. A força de arrasto em uma bolha de diâmetro D é expressa como:

$$M_L^d = -M_G^d = \frac{3}{4} \Gamma_D \rho_L \alpha_G (\bar{V}_G - \bar{V}_L) |\bar{V}_G - \bar{V}_L|. \quad (23)$$

Kuo e Wallis (1988) propõem que o coeficiente de arrasto, Γ_D , seja estimado por:

$$\Gamma_D = \frac{16}{Re} \quad \text{se } Re \geq 0.49; \quad \Gamma_D = \frac{20.68}{Re^{0.643}} \quad \text{se } 0.49 \leq Re \leq 100; \quad \Gamma_D = \frac{6.3}{Re^{0.385}} \quad \text{se } Re \geq 100 \quad (24)$$

$$\Gamma_D = \frac{We}{3} \quad \text{se } Re \geq \frac{2065.1}{We^{2.6}} \quad \text{e} \quad \Gamma_D = \frac{8}{3} \quad \text{se } We \geq 8$$

onde Re e We são os números de Reynolds e Weber respectivamente, ambos expressos como função do diâmetro da bolha e a velocidade relativa da bolha, $(V_G - V_L)$. As expressões para Γ_D são válidas para bolhas escoando em um meio infinito. Marié (1987) e Lahey et al. (1993) mostram que a força de arrasto é alterada próximo à parede da tubulação. No presente trabalho não são considerados os efeitos de parede na força de arrasto.

A força de sustentação lateral, $M_L^L = -M_G^L$, surge devido ao deslocamento da bolha através de um líquido que tem campo de velocidade com uma distribuição transversal não uniforme. Em escoamento bifásico ascendente, padrão bolhas dispersas, esta força desloca as bolhas do centro para a parede da tubulação:

$$M_L^L = -M_G^L = C_L \rho_L \alpha_G (\bar{V}_G - \bar{V}_L) \times (\nabla \times \bar{V}_L), \quad (25)$$

de acordo com Lahey et al. (1993), o coeficiente de sustentação lateral C_L varia entre 0,05 e 0,1.

O modelo para a força de massa virtual segue a proposição de Drew e Lahey (1987) mostrado na Eq. (26):

$$M_L^{vm} = -M_G^{vm} = C_{vm} \rho_L \alpha_G \left[\frac{\partial}{\partial t} (\bar{V}_G - \bar{V}_L) + \bar{V}_G \nabla \bar{V}_G - \bar{V}_L \nabla \bar{V}_L \right]. \quad (26)$$

Vários autores têm utilizado valores diferentes para o coeficiente de massa virtual, C_{vm} . Drew e Lahey (1987) sugerem 0,5; Kuo e Wallis (1988) utilizaram valores entre 2,0 ~ 3,0, e Lance e Bataille [17] entre 1,2 ~ 3,4. No presente trabalho o valor utilizado para o coeficiente de massa virtual foi 0,2. Este valor resultou no melhor ajuste aos dados experimentais.

5. Método Numérico

A discretização das equações de conservação, Eqs. (11), (12) e (13), foi realizada por meio do método dos volumes finitos (Patankar, 1980) com malha deslocada e esquema 'upwind' de interpolação para os termos convectivos. O domínio computacional é cilíndrico-polar e bidimensional, (r,z) . Devido a axi-simetria, a simulação foi realizada da linha de centro à parede do duto.

O domínio computacional na direção axial possui 140 volumes divididos em três regiões. Precedendo ao Venturi há uma seção de tubo reto de comprimento igual a 2500 mm (46D) e com 40 volumes. Na sequência segue outra região de tubo reto com 200 mm (3.7D) com 20 volumes que coincide em posição e em extensão com as tomadas de pressão de ΔP_s . A seção do convergente e a garganta do Venturi possuem, respectivamente, 72 mm e 8 mm e nesta região há 80 volumes. A seção divergente do Venturi não foi simulada, o modelo do medidor bifásico utiliza somente dados da seção de entrada e garganta. A malha na direção radial possui 27 volumes de controle distribuídos nos 27 mm de extensão do centro do tubo à parede.

O modelo numérico empregou propriedades constantes. As densidades das fases água e ar foram, respectivamente, de 1000 kg/m³ e 1,18 kg/m³, enquanto que a viscosidade da água (fase contínua) foi de 0,001 Pa.s. Os valores do diâmetro Sauter das bolhas e da tensão superficial ar-água utilizados foram de 3,0 mm e 0,07 N/m, respectivamente. Como parâmetros de entrada ao modelo necessita-se especificar somente as vazões mássicas de ar e água.

As equações algébricas foram resolvidas utilizando o PHOENICS versão 3.3. O algoritmo de solução utilizado é o SIMPLEST (Spalding, 1994). Devido ao forte acoplamento entre as equações elas foram integradas e resolvidas tomando-se um cuidado especial nos fatores de sub-relaxação. Para a malha utilizada, a solução convergida requereu um tempo de aproximadamente 3 horas de CPU em um Pentium IV, de 512 MB de memória RAM e 1.5 GHz de velocidade de processamento.

6. Resultados

Os resultados são apresentados em três seções. Na primeira seção são mostrados resultados experimentais da fração de vazio e das diferenças de pressão. Na segunda seção é realizada uma comparação entre os resultados do modelo numérico contra os resultados experimentais. Finalmente na terceira seção são feitos cálculos dos fluxos das fases ar e água utilizando o modelo proposto e comparados contra os dados experimentais.

6.1 Resultados Experimentais

Uma campanha experimental com 14 testes foi conduzida onde as velocidades superficiais de água e ar, J_L e J_G , variaram entre extremos de 26 cm/s & 2,5 cm/s a 103 cm/s & 14,5 cm/s, respectivamente, conforme mostra a Tabela 1. Na Tabela 1 também são apresentados: a fração de vazios média na entrada e na garganta do Venturi, $\langle \alpha \rangle_S$ e $\langle \alpha \rangle_T$, determinada pela sonda elétrica, os diferenciais de pressão ΔP_S e ΔP_T e a vazão mássica conforme Eq. (6). Mantendo-se constante a J_L , observa-se que o aumento da velocidade do ar faz com que a fração de vazios média na seção de entrada aumente, como era de se esperar. Observa-se que os valores médios de $\langle \alpha \rangle_T$ (seção da garganta) são superiores aos valores de $\langle \alpha \rangle_S$ (seção de entrada). Este comportamento deve-se à aceleração da fase líquida na seção convergente que não é imediatamente transmitida para fase gás isto é, a velocidade relativa entre as fases diminui (Dias, 1998). Considerando uma velocidade de líquido fixa, os diferenciais de pressão, ΔP_S e ΔP_T , aumentam com o aumento da velocidade do ar. Para ΔP_S esta variação ocorre porque a densidade da mistura diminui com o aumento de J_G , conforme Eq. (1). A variação da pressão ΔP_T ocorre devido aos efeitos inerciais da mistura ar-água que, ao ser acelerada na passagem convergente, faz com que a pressão diminua. Observa-se que quanto maior a vazão mássica da mistura maior é o diferencial de pressão. Finalmente a vazão mássica da mistura não mostra variação com o aumento da velocidade do gás. Isto decorre da diferença de densidade entre o ar e a água, nas condições dos testes ser de aproximadamente 850:1.

6.2 Resultados Numéricos

É relevante aferir se os resultados numéricos correspondem aos dados experimentais, pois o modelo proposto para o medidor multifásico dependerá de constantes obtidas por meio da simulação numérica. Com esta finalidade é realizada uma comparação direta dos resultados numéricos do modelo de dois fluidos contra os dados experimentais reportados na Tabela 1. São mostrados na Tabela 2 os valores numéricos e seus correspondentes erros relativos de fração de vazios média nas seções de entrada e da garganta assim como do diferencial de pressão ΔP_T . Os erros relativos expressam a diferença entre o valor experimental e o numérico em termos do percentual do valor experimental. Os valores numéricos de $\langle \alpha \rangle$, para ambas as seções, permaneceram sempre abaixo do valor experimental obtido com a sonda elétrica. O máximo erro relativo foi de 19,4%. Entretanto há que se fazer uma ressalva, pois os maiores erros ocorreram sempre para os menores J_G . A priori é difícil de se estimar uma incerteza na medida de $\langle \alpha \rangle$ uma vez que ela resulta da integração de valores de concentrações volumétricas de gás locais que por sua vez são obtidos por uma seqüência de processamento descrita em Dias (1998). À parte destes desvios para baixos valores de J_G , encontra-se que a maioria das estimativas permaneceu com um desvio entre 3% a 6% abaixo do valor experimental. A estimativa numérica do diferencial de pressão entre a entrada e a garganta, ΔP_T , apresenta um erro relativo máximo de 10%. O desvio relativo de ΔP_T diminui para próximo de zero com o aumento da vazão mássica. Uma das prováveis causas deste comportamento é atribuída à utilização do modelo κ - ϵ uma vez que o Reynolds da mistura na garganta do Venturi, veja seção 6.3, varia do teste 1 para o teste 14 de 2,80E+04 a 1,06E+05. Modelos κ - ϵ para baixo Reynolds podem melhorar estas estimativas. Como comentário geral a cerca dos erros relativos observados pode-se dizer que eles provêm basicamente de três fontes: do modelo de dois fluidos, de erros numéricos e de erros experimentais. Neste estágio do desenvolvimento do projeto o acesso às estimativas das incertezas que cada um destes fatores introduz nos desvios observados é difícil estimar dada a complexidade do modelo, a necessidade de testes de malhas numéricas e por fim a escassez de dados experimentais, sua dificuldade e complexidade na obtenção.

Tabela 1 – Resultados experimentais.

Teste No.	J_L (cm/s)	J_G (cm/s)	$\langle \alpha \rangle_S$	$\langle \alpha \rangle_T$	ΔP_S (mmH ₂ O)	ΔP_T (mmH ₂ O)	\dot{m}_{exp} (kg / s)
1	26	2,5	0,051	0,075	8,7	102,7	0,596
2	26	4,2	0,08	0,123	15,6	103,1	0,596
3	51	2,2	0,029	0,039	3,8	209,2	1,168
4	51	4,4	0,061	0,079	9,5	212,6	1,168
5	51	6,2	0,084	0,104	13,9	212,7	1,168
6	51	7,4	0,097	0,129	16,7	213,7	1,168
7	76	2,9	0,029	0,035	3,6	374,7	1,741
8	76	4,5	0,045	0,059	5,9	381,5	1,741
9	76	7,1	0,071	0,091	10,4	389,1	1,741
10	76	10,2	0,103	0,125	15,8	400,9	1,741
11	103	3,1	0,031	0,029	3,4	631,3	2,359
12	103	7,1	0,061	0,068	7,3	654,8	2,359
13	103	10,2	0,082	0,091	10,9	669,5	2,359
14	103	14,5	0,105	0,133	15,2	688,0	2,359

Tabela 2. Resultados numéricos de fração de vazio médio $\langle \alpha \rangle$ e erros relativos aos resultados experimentais

Teste No.	$\langle \alpha \rangle_S$	Erro $\langle \alpha \rangle_S$ (%)	$\langle \alpha \rangle_T$	Erro $\langle \alpha \rangle_T$ (%)	ΔP_T (mmH ₂ O)	Erro ΔP_T (%)
1	0,048	5,9	0,072	4,0	92,4	10,0
2	0,080	0,0	0,119	3,3	92,5	10,2
3	0,027	6,9	0,036	7,7	193,6	7,5
4	0,058	4,9	0,074	6,3	197,3	7,2
5	0,079	6,0	0,098	5,8	200,3	5,8
6	0,092	5,2	0,116	10,1	202,4	5,3
7	0,025	13,8	0,038	-8,6	362,2	3,3
8	0,040	11,1	0,053	10,2	368,4	3,4
9	0,068	4,2	0,084	7,7	377,2	3,1
10	0,094	8,7	0,112	10,4	382,4	4,6
11	0,025	19,4	0,028	3,4	631,4	0,0
12	0,054	11,5	0,065	4,4	652,7	0,3
13	0,077	6,1	0,086	5,5	667,6	0,3
14	0,099	5,7	0,116	12,8	690,0	-0,3

6.3 Cálculo do Fluxo Mássico e das Velocidades Superficiais

Para determinar o fluxo mássico e as velocidades superficiais de cada fase é necessário a especificação de parâmetros adicionais, conforme visto na seção 2. O presente trabalho propõe que estes parâmetros sejam determinados a partir de resultados numéricos. Os parâmetros necessários para fechamento do modelo são os coeficientes C_0 e V_{GJ} do modelo de deslizamento, Eq. (9) e o coeficiente de descarga do Venturi, C_D , obtido da Eq. (7).

As constantes C_0 e V_{GJ} são determinadas por ajuste linear no gráfico $J_G/\langle \alpha \rangle \times J$ conforme mostra a Fig. 6a. Nela estão representados ajustes provenientes de uma base de dados numéricos (triângulos) e experimentais (círculos) para uma direta comparação. Considerando somente a base de dados numérica, a reta de melhor ajuste é dada pela Eq. (27). Os valores de J_G e J na Eq. (27) são expressos em cm/s. Os valores encontrados para as constantes são: $C_0 = 0,996$ e $V_{GJ} = 24,461$ cm/s

$$J_G/\langle \alpha \rangle = 0,996 J + 24,461 . \tag{27}$$

Os valores de C_0 e V_{GJ} quando obtidos da base numérica ou experimental diferem entre si. A base numérica fornece valores de C_0 superiores àqueles da base experimental e valores de V_{GJ} inferiores. No entanto estas diferenças estão dentro do espalhamento reportado em outras medidas experimentais.

O coeficiente de descarga é determinado a partir da Eq. (7) onde são conhecidos os valores que as variáveis \dot{m} , $\langle \alpha \rangle$ e ΔP_T assumem. A Fig. 6b mostra uma comparação entre os valores de C_D a partir da base de dados numérica (triângulos) e experimental (círculos). Os resultados de C_D são mostrados em função do Reynolds da mistura baseado no diâmetro da garganta, Re_T , e definido por:

$$Re_T = \frac{4\dot{m}}{\beta\pi D\mu_L} . \tag{28}$$

A curva de melhor ajuste para o coeficiente de descarga obtido da base de dados numérica é um polinômio de segundo grau do logaritmo de Re_T conforme indicado na Eq. (29):

$$C_D = -0,1244[\text{Ln}(Re_T)]^2 + 2,8955 \text{Ln}(Re_T) - 16,022 . \tag{29}$$

A dependência de C_D com Re_T obtida com ambas bases de dados, numérica ou experimental, é similar. As maiores diferenças encontram-se para baixos valores de Re_T e são em parte atribuídas ao uso do modelo de turbulência.

Com os valores experimentais de $\langle \alpha \rangle_S$ e ΔP_T e com a informação das Eqs. (27) a (29) é possível determinar \dot{m} , J_L e J_G com o auxílio do algoritmo descrito na Fig. 2. Os valores encontrados para \dot{m} , J_L e J_G são mostrados na Tabela 3 juntamente com seus respectivos erros relativos aos valores experimentais. A exceção dos testes 1 e 2, o erro relativo de \dot{m} fica abaixo de 5% enquanto que as estimativas para J_L apresentam um erro relativo menor que 4%. As incertezas para J_G são maiores, e impõem um limite de 10%.

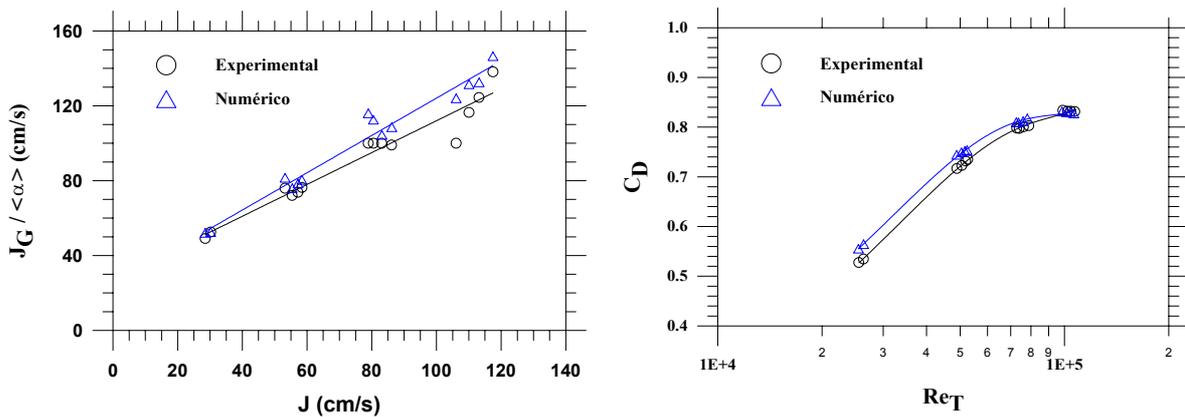


Figura 6. (a) gráfico do modelo Drift Flux; (b) dependência de C_D com Reynolds baseado no diâmetro da garganta.

7. Conclusão

A utilização do modelo de Dois Fluidos para determinação de parâmetros operacionais do medidor Venturi se mostrou uma técnica promissora. A vazão mássica estimada apresenta um erro menor que 5% enquanto que as velocidades da corrente de líquido e gás tiveram erros de 4% e 10% em relação às medidas experimentais. As vantagens deste procedimento estão no requerimento apenas de transdutores de pressão e de temperatura que atualmente já são disponíveis para ambiente de fundo de poço e uma generalização nas aplicações devido à incorporação do modelo de Dois Fluidos na determinação dos parâmetros aliada a simplicidade de um modelo algébrico para determinar as vazões.

Apesar dos resultados alcançados ainda há muito que se desenvolver nesta aplicação. Um dos aspectos fundamentais é a simulação de escoamentos bifásicos com pressões típicas de fundo de poço, isto é, da ordem de 200 a 300 Atm. Nestas condições a inércia do gás passa a ser significativa e certamente os balanços das forças e distribuições será alterado. Outros aspectos como sensibilidade do modelo ao diâmetro das bolhas, emprego de modelos de turbulência que não requerem o uso de leis de parede além de ensaios em circuitos hiperbáricos e levantamento de propriedades de transporte da mistura líquido e gás serão etapas indispensáveis para alcançar o desenvolvimento pleno deste protótipo.

Tabela 3. Estimativas do fluxo mássico, velocidades superficiais e erros relativos associados.

Teste No.	\dot{m} (kg / s)	Erro \dot{m} (%)	J_L (cm/s)	Erro J_L (%)	J_G (cm/s)	Erro J_G (%)
1	0,668	-12,2	29	-11,5	2,7	-8,0
2	0,674	-13,2	29	-11,5	4,7	-11,9
3	1,219	-4,4	53	-3,9	2,1	4,5
4	1,219	-4,4	53	-3,9	4,8	-9,1
5	1,209	-3,5	53	-3,9	6,6	-6,5
6	1,207	-3,3	53	-3,9	7,8	-5,4
7	1,753	-0,7	77	-1,3	2,6	10,3
8	1,759	-1,1	77	-1,3	4,2	6,7
9	1,758	-1,0	77	-1,3	7,4	-4,2
10	1,760	-1,1	77	-1,3	10,5	-2,9
11	2,332	1,1	102	1,0	3,2	-3,2
12	2,341	0,8	102	1,0	7,2	-1,4
13	2,342	0,7	102	1,0	10,5	-2,9
14	2,346	0,6	102	1,0	13,9	4,1

8. Agradecimentos

Este trabalho foi financiado pela FINEP-CTPETRO e pela Petrobras. Os autores agradecem ao Eng. Cássio Kuchpil do Cenpes, Petrobras pelo apoio recebido.

7. Referências

Bertodano, M.L., Lahey, R.T. and Jones, O.C; 1994 "Development of a κ - ϵ model for bubbly two-phase flow", Trans. ASME, vol. 116, march, pp. 128-134.

- Caetano, E., Pinheiro, J.A., Costa e Silva, C.B., Kuchpil, C. and Dykesteen, E.; 2000 "Subsea Multiphase Flow Metering Offshore Brazil", The 10th International Conference on Flow Measurement – Flomeko, Salvador – Brazil, June 4-8 in CD ROM.
- Costa e Silva, C.B., Silva Filho, J.A.P., Borges Filho, M.J. e Mata, J. D., 2000 "Multiphase Flow Metering Technology Updated", The 10th International Conference on Flow Measurement – Flomeko, Salvador – Brazil, June 4-8 in CD ROM.
- Dias, S.G., 1998 "Phase distribution in axi-symmetrical bubbly flow: numerical solution with the Two-Fluid Model and experimental validation with a new method using a double sensor probe", PhD Thesis, Faculty of Mechanical Engineering, State University of Campinas.
- Dias, S.G., Franca, F.A and Rosa, E.S., 2000 " Statistical Method to Calculate Local Interfacial Variables in Two-Phase Bubbly Flows Using Intrusive Crossing Probes", Int. J. Multiphase Flow, v. 26, pp. 1797-1830.
- Drew, D.A. and Lahey, R.T. Jr, 1987, "The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow", Int. Journal Multiphase Flow, v.13, n.1, p.113-121.
- Ishii, M., 1975, "Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow", Eyrolles, France.
- Kuo, J.T. and Wallis, G.B., 1988, "Flow of bubbles through nozzles", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 14, 5, pp. 547.
- Lahey, R.T. Jr, Bertodano, M.L., Jones, O.C. 1993, "Phase distribution in complex geometry conduits", Nuclear Eng. & Design, v.141, p.177-201.
- Lance, M. and Bataille, J. 1991, "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow", J. Fluid Mechanics, v.222, p.95-118.
- Marié, J.L. 1987, "Modelling of the skin friction and heat transfer in turbulent two-component bubbly flow in pipes", Int. Journal Multiphase Flow, v.13, n.3, p.309-326.
- Patankar, S., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere.
- Sato, Y.; Sadatomi, M. and Sekoguchi, K, 1981, "Momentum and Heat Transfer in two-Phase Bubbly Flow, Int. J. Multiphase Flow", vol 5, p. 353.
- Spalding, B.D., 1994, "The Phoenix Encyclopaedia", CHAM.
- Stuhmiller, J.H., 1977, "The influence of interfacial pressure forces on the character of two-phase flow model equations", Int. J. Multiphase Flow, v.3, p 551.
- Zuber, N. and Findlay, J.A. , 1965, "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems", Trans. ASME J. of Heat Transfer, nov. pp. 453-68.

MULTIPHASE FLOW METERING WITH A VENTURI METER: A COUPLED SOLUTION FOR BOTTON HOLE APPLICATION

Eugênio Spanó Rosa

State University of Campinas – Mechanical Engineering Faculty – Energy Department / MULTLAB
 Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
erosa@fem.unicamp.br

Rigoberto E. M. Morales

State University of Campinas – Mechanical Engineering Faculty – Energy Department / MULTLAB
 Cidade Universitária "Zeferino Vaz" - Barão Geraldo - Caixa Postal 6122 - CEP: 13.083-970 - Campinas - SP
rmorales@fem.unicamp.br

Abstract: *The improvement of the reservoir management and the production control by the petroleum industry require the use of reliable and accurate on-line multiphase flow meters. Ideally, they should be able to measure low flow rates in single well applications. However, most of the devices under development nowadays are large enough to fit in a well bore and to measure high flow rates. To over come this lack this paper presents results of a program focusing on the use of Venturi meters for gas-liquid flow metering in bottom well applications. The meter is intended to operate with bubbly flows with low gas content, the volumetric void fraction bellow 10%. The project combines laboratory data and CFD simulation in order to provide a design and operational tool for gas-liquid metering purposes. To accomplish with that one measured the radial distribution of the void fraction at the inlet, throat and exit of the Venturi and the static pressure at six positions along the Venturi axis. The experiments have been performed with air, water at near atmospheric pressure, over a broad range of gas and liquid flow rates. This coupled approach uses on-line measurements of void fraction and pressure drop as input data and checking values for a numerical implementation of a Two-Fluid Model. The good agreement that existed between the data and the numerical results, in a range of void fraction characterizing two-phase bubbly flows, shows that such a coupled solution is a promising tool to measure gas-liquid flows in well bore installations.*

Key Words: petroleum, two-phase, measuring, bubble, Venturi