配管エルボー内における気液二相流励振力に関する研究* (第一報, 垂直管内二相流における励振力評価)

三輪 修一郎^{*1}, Yang LIU^{*2}, 日引 俊^{*3}, 石井 護^{*4}
近藤 喜之^{*5}, 森田 英之^{*5}, 谷本 浩一^{*5}

Study of unsteady gas-liquid two-phase flow induced force fluctuation (Part 1: Evaluation and modeling of two-phase flow induced force fluctuation)

Shuichiro MIWA^{*1}, Yang LIU, Takashi HIBIKI, Mamoru ISHII, Yoshiyuki KONDO,
Hideyuki MORITA and Koichi TANIMOTO

^{*1} School of Nuclear Engineering, Purdue University
Purdue University, 400 Central Dr., West Lafayette, IN 47907 USA

Received 11 September 2013

Abstract

Fluctuating force induced by upward gas-liquid two-phase flow on 90 degree pipe bend was investigated. From the previously developed database comprised of dynamic force signals and two-phase flow parameters such as volumetric fluxes, area averaged void fraction and pressure fluctuations, the study was conducted to develop a model which is capable of predicting the force fluctuation magnitudes. The model was fundamentally developed from the local instantaneous two-fluid model applied on the control volume of 90 degree elbow. The force fluctuation of two-phase flow is caused by momentum and pressure fluctuations. For slug flow regime, however, it was found that impact force caused by the collision of liquid slug against the structure boundary produces “water-hammer” like impact. In order to avoid discontinuity due to flow regime transition, interfacial area concentration correlation was utilized using two-group approach. The newly developed model is capable of predicting two-phase flow induced force fluctuation and dominant frequency range with satisfactory accuracy.

Key Words : Multiphase flow, Flow induced vibration, Momentum transfer, Fluid mechanics

1. 緒 言

近年, 原子力プラントや化石燃料輸送系のパイプラインにおいて, 管内気液二相流がもたらす流体励起振動 (Flow Induced Vibration, 以下 FIV と記述) は非常に重要な課題となっている (Tay and Thorpe, 2004; Riverin and Pettigrew, 2007; Cargnelli, et al. 2010). 気液二相流の特徴として, 各相の密度, 速度, 圧力, 運動量流束等による局所変動のため, 非定常な挙動をもたらすことが知られている. このような流動場変動により, エルボーやティー等の配管系において, 周期的な励振力が発生する可能性がある. また, 配管システムの固有振動数と励振力スペクトルの周波数帯域が近い場合, 共振による振動問題が発生し, プラントの運転や, 配管系の安全性に悪影響をもたらす場合がある. 従って, 管内気液二相流と構造系の干渉により生じる励振力の解明は, 工学設計やプラント安全性の観点からも重大な課題といえる.

これまでに公表されている気液二相流による管内流体振動評価の研究は比較的少なく, Tay and Thorpe (2004)

* 論文 No.13-00701 [DOI:10.1299/transjsme.2014fe0005]

^{*1} 正員, 米国パデュー大学工学部原子力工学科 (Purdue University, 400 Central Dr., West Lafayette, IN 47907 USA)
(現 北海道大学大学院工学研究院エネルギー環境システム部門)

^{*2} 米国パデュー大学工学部原子力工学科 (現 米国ヴァージニア工科大学機械工学科)

^{*3} 正員, 米国パデュー大学工学部原子力工学科

^{*4} 米国パデュー大学工学部原子力工学科

^{*5} 正員, 三菱重工業(株) 高砂研究所 (〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜 2-1-1)

E-mail: smiwa@eng.hokudai.ac.jp

の Piston Flow Model, Riverin and Pettigrew(2007)らによる周波数解析を基としたピーク周波数予測式や, Cargnelutti et al. (2010)らによる Weber 数を用いた相関式が発表されているにすぎない. これらの評価モデルの多くは, Hibiki and Ishii(1998)が指摘する配管系振動下における二相流構造の影響は考慮されておらず, 共振を伴う特定の実験ループでの測定結果を基にしている. また, 公表されているデータベースの多くは, 二相流構造の解明には不十分な単点プローブ等の測定手法を用いており, 流動様式特性と流体励振力の関連性は明確にされていない.

そこで本研究の目的は, 気液二相流動様式が配管エルボー部にもたらす力と二相流構造の連成を実験的に解明し, 励振力予測モデルを力学的に構築しようとするものである. 気泡流, チャーン流に加え, 二相流励起振動で重要視されているスラグ流に着目し, 液相スラグ部がもたらす励振力予測の検討を行った. 別報の実験法と同様, 本実験装置においては固有振動数を気液二相流現象に伴うボイド・圧力変動等のスペクトルより高く設定することで構造系によるレスポンスを最小限に抑え, 共振を伴わない環境下での励振力測定を行った(Liu et al., 2012). 励振力と体積流速, ボイド率変動, エルボー部における局所圧力分布といったパラメータ計測によるデータベースを構築し, 工学設計やモデル開発に繋げることを目的とした. 本稿では, 局所瞬時二流体モデルとコントロールボリューム法により励振力予測の解析を行い, 励振力の起因となるパラメータの影響を調べた. また, スラグ流においては, 液相スラグによる加振を液相スラグ衝撃力項として組み込むことにより励振力予測精度の向上を検討した.

2. 主要記号

a_i :	界面積濃度 [m^{-1}]	l :	エルボー長さ [m]	τ :	せん断応力 [kg/m s^2]
a :	音速 [m/s]	L :	気泡長さ [m]	φ :	配管断面角度 [°]
A :	配管断面積 [m^2]	p :	圧力 [Pa]	χ :	相関数 [-]
c_p :	定圧比熱 [kJ/kg K]	R :	エルボー半径 [m]	σ :	表面張力 [N/m]
c_v :	定積比熱 [kJ/kg K]	t :	時間 [s]	添字	
D :	配管直径 [m]	u :	速度 [m/s]	f :	液相
D_H :	水力直径 [m]	x :	x 方向軸	g :	気相
D_{Sm} :	サウタ平均直径 [m]	z :	z 方向軸	k :	k -相
f :	周波数 [Hz]	ギリシャ文字		in :	配管入口
f_a :	ボイド伝達関数	α :	ボイド率 [-]	out :	配管出口
F :	励振力 [N]	θ :	エルボー角度 [degree]	t :	二相流
g :	重力 [m/s^2]	μ :	粘性係数 [-]	1 :	1 群
i :	虚数	ζ :	液膜比率 [-]	2 :	2 群
j :	見かけの流速 [m/s]	ρ :	密度 [kg/m^3]	2ϕ :	二相流

3. 実験

図1にエルボー試験部概略図を示す. 試験部はステンレス製配管と(内径 52.5 mm, 長さ 0.5 m), 90°エルボーを溶接加工したものを用い, I ビーム上に剛に搭載され, 鉄製の配管サポートにより両端を固定した. 試験部前後での断面平均ボイド率を計測するため, アーチ型インピーダンス・センサーをエルボー入口付近に, 円型インピーダンス・センサーを出口付近にそれぞれ設置した. 各センサーにおいては, 差圧計で計測したボイド率値を基にキャリブレーションを行った. 作成された校正曲線を基に, 電気信号をボイド率値へと変換し計測する仕組みであり, 本手法における測定誤差は±5 %以内である(Mi et al. 1998). 二相インジェクターにより混合された流体は二相流として試験部へ流入し, エルボー部を通過した後, 貯水タンクへ排出される. 励振力変動測定には三軸力覚センサー(USL-06-H5-100N, テック技販社製)を使用し, 各センサーは x - y 軸方向で±50 Nの範囲, z 軸では0-100 Nの範囲での計測が可能である. z 軸方向においては, 初期ローディングを加え, x , y , z 軸全方向において-50 から 50 N 範囲の測定を行った. センサー素子の非線形性, 及び, ヒステリシスにより生じる誤差は±1 %ROである. 実験条件をMishima and Ishii (1984)により提唱された流動様式遷移図と共に図2に示す. 気

相みかけ流速 (j_g) は 0.10~18.0 m/s, 液相みかけ流速 (j_l) は 0.58~2.37 m/s の範囲で 36 の流動条件で測定を行った. 各実験条件におけるサンプリングレートは 1,000 Hz であり, 60 秒間測定を行った.

エルボー部出入り口で計測したボイド率時刻歴を図 3 に, 赤線(inlet)・黒線(outlet)で示した. 管内における平均ボイド率値は気相みかけ流速の上昇とともに増加し, 流動様式遷移に伴い大きく変動する傾向にある. 垂直上昇二相流の場合, エルボー部前後でのボイド率特性に大きな違いは見られず, 配管曲率によるボイド率値, 及び, ボイド率分布の変化は特に見られなかった. これは, 垂直流の場合, 重力による力が二相流形態を安定させるためと考えられる. また, 確率密度関数図 (PDF) に見られるように, 垂直上昇二相流のボイド率分布は小気泡 (1 群気泡) と大気泡 (2 群気泡) のダブルピークで表すことができ, 気泡の合体・分裂等の挙動がボイド率特性を決定づけている.

Fig. 1 Schematic of the stainless steel elbow test section. Test section is rigidly fixed by metal fixtures and instrumentations are installed at sensor supports located at both upstream and downstream of the elbow section.

Fig. 2 Experimental conditions shown on Mishima-Ishii's vertical flow regime map. Selected test conditions cover all the flow regimes in vertical gas-liquid two-phase flow.

流動様式に伴うボイド率変動を検証するため, ボイド率スペクトルのピーク周波数と最大値を気相みかけ流速に対して図 4, 5 に示した. 両パラメータとも気泡流では 0 値に近いが, 気相みかけ流速の増加とともに徐々に上昇し, スラグ流において最大値を記録した. 流速が更に上昇すると, 気泡の連結により気相界面が不安定な気相領域が形成され, スラグ気泡表面は著しく歪められる (チャーンス流). また, 液相中にも多数の気泡が含まれるため, 様々な大きさの気泡が入り乱れた状態となる. この結果, スラグ流に見られた周期性及び規則性が失われるため, ピーク周波数が低下するものと考えられる. ボイド率変動結果を他の研究報告 (Riverin, J.L. and Pettigrew, 2007) と比較すると, 特性は似通っているものの, ピーク周波数値や RMS 値は異なる傾向にある. これは気体スラグの発達配管系や, 助走距離, 及び, 二相流注入法等の条件により生じる違いが起因していると考えられる.

同様に, 励振力スペクトルにおいても流動様式との関連性を検証した. 気泡流における励振力はボイド率変動と同様, 大きな変化は見られず, ピークは認められなかったが, スラグ流及びチャーンス流においては複数の狭帯域スペクトルが見られた. また, スラグ流での励振力時刻歴は, ボイド率信号とは異なり, 気相スラグと液相スラグの流れに伴う変動特性が見られず, シャープな変動であった (Liu et al., 2012). これは, 液相スラグにより生じる励振力は, エルボー衝突時初期の数ミリ秒単位のオーダーで働くためと考えられる. 図 6 に励振力振動のピーク周波数を示す. ボイド率信号と異なり, 複数のピークが見られたため, 最大値のピーク周波数を選択し検証を行った. 液相みかけ流速が一定の場合, ピーク周波数は気相みかけ流速とともに増加し, スラグ流動様式内において最大値が観測された. また, 気相みかけ流速と励振力変動値の関係性も図 7 に示した. ボイド率変動とは

異なり、励振力変動は気相みかけ流速に比例し増加する傾向が見られた。運動量流束は速度の二乗に比例するため、励振力変動においては、ボイド率変動よりも速度変化に影響されるものと考えられる。

Fig. 3 Time signal and probability density function (PDF) of void fraction at inlet (red) and outlet (black) of elbow section. Steady condition with less fluctuating void fraction signals are seen for both bubbly and annular flow, while large oscillations are seen for slug and churn flow regimes where both Group-1 and Group-2 bubbles co-exist in the flow channel.

Fig. 4 Superficial gas velocity, j_g versus void fraction peak frequency. Peak void spectrum drastically increases at slug flow regime and gradually decreases with increasing j_g . The fluctuating peak frequency tended to increase with respect to the liquid superficial velocity.

Fig. 5 Superficial gas velocity j_g versus void fraction PSD peak. Largest void fluctuation is observed in slug flow regime, where both Group-1 and 2 bubbles alternately pass through the channel. Fluctuating magnitude tended to decrease with respect to the liquid superficial velocity.

Fig. 6 Superficial gas velocity j_g versus force fluctuation peak frequency. Sudden increase in peak frequency is observed beyond slug flow regime. Peak force fluctuation frequency tends to increase with respect to liquid superficial velocity.

Fig. 7 Superficial gas velocity j_g versus normalized force RMS peak. Unlike the behavior seen in void fraction fluctuation, force fluctuation RMS continues to rise with gas velocity and highest value is observed at annular flow regime.

4. 気液二相流励振力予測モデル

4.1 コントロールボリューム法によるエルボー部励振力解析

実験により構築したデータベースを基に、本節では、配管エルボー部における励振力評価モデル構築手法について述べる。今、図1に示したエルボー部枠内領域をコントロールボリュームとする。管内部を流れる気液二相流の場合、コントロールボリューム Ω において体積積分を、コントロールボリューム表面 $\partial\Omega$ において境界積分を行うと、混合二相流の局所瞬時運動量式は次式で表すことが出来る(Ishii and Hibiki, 2011)。

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} (\chi_f \rho_f \bar{u}_f + \chi_g \rho_g \bar{u}_g) dV + \iint_{\partial\Omega} (\chi_f \rho_f \bar{u}_f \bar{u}_f + \chi_g \rho_g \bar{u}_g \bar{u}_g) d\bar{S} = \iint_{\partial\Omega} (-p\bar{I} + \chi_f \bar{\tau}_f + \chi_g \bar{\tau}_g) d\bar{S} + \iiint_{\Omega} (\chi_f \rho_f + \chi_g \rho_g) \bar{g} dV \quad (1)$$

ここで、 χ は相関数であり、相 k が存在する点では1、それ意外の場合には0の値を持つ。左辺2項目は $\partial\Omega$ からの流入による運動量変化量であり、積分範囲はエルボー入口 A_{in} から出口 A_{out} である。右辺2項目はコントロールボリューム表面に働く力である。簡単化のため、流れ方向における壁面摩擦項は、圧力値に比べ比較的小さく、その影響は無視出来るものと仮定し、 x 軸方向における応力を次式で表す。

$$F_{FSx} = -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} (\chi_f \rho_f u_{fx} + \chi_g \rho_g u_{gx}) dV - \iint_{A_{out}} (\chi_f \rho_f u_f u_f + \chi_g \rho_g u_g u_g) dS - p_{out} A \quad (2)$$

ここで、 p_{out} はエルボー出口における平均圧力を表す。式(2)から、流体励振力は、[1]局所加速度(local acceleration)、[2]対流加速度(convective acceleration)、[3]圧力(boundary pressure)、3つの要素により成り立ち、 z 軸方向においては重力項(gravitational acceleration)の影響が第[4]の要素として加わる。[1]と[2]の和が全加速度による励振力であり、エルボー部における準定常二相流では遠心成分とインパクト成分に分類することができる。液相と気相が周期的に流れるスラグ流の場合、管内中心部に存在する気相の圧力勾配は液相の慣性力より遥かに小さいため、流体-構造連成が生じやすく、液相がエルボーに衝突する過程で急激な速度変化に伴う液相スラグ衝撃力が生じる。このような現象は水撃(Water-hammer)としても知られているが、配管径やエルボー曲がり度、流動様式、液相圧縮性等に大きく依存すると考えられる。液相スラグ衝撃力の考察は、後節に述べる。

導出した力平衡式を簡単化するため、気相と液相間の相対速度を無視し、局所流速は見掛けの流速に等しいと仮定する ($u_f = u_g = j_g + j_f = j_t$)。また、気液両相においては1000倍近くの密度差があることから、気相密度の項に

よる励振力は無視出来るものと仮定する。また、コントロールボリュームにおけるエルボ一部を一次元曲線として考えると、 x 軸方向における励振力は次式により与えられる。

$$F_{FSx} \approx -A \int_L \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\alpha}_f^A \rho_f j_t \sin \theta) dl - A j_t^2 (\tilde{\alpha}_f^A \rho_f)_{out} - p_{out} A \quad (3)$$

ここで、 l はエルボ一部における中心軸であり、長さ 0 から L の範囲によって定義され、エルボ一曲がり度(θ) は 0° から 90° の値を持つ。本研究においては、二相流励振力振幅と、ピーク周波数領域が評価可能なモデルを提唱するため、二相流中のボイドを波動関数として考え、配管軸内 (D)における位置 x_0 での液相比率(α_f)と、フーリエ変換を行った液相比率スペクトルを式(4)の通り表す。

$$\tilde{\alpha}_f^A(x_0, t) = f_\alpha(j_t t - x_0) \xrightarrow{\mathcal{F}} A_f(x_0, f) = \frac{1}{j_t} e^{-i2\pi \frac{f}{j_t} x_0} F_\alpha\left(\frac{f}{j_t}\right). \quad (4)$$

同様に、式(3)をフーリエ変換し、式(4)に示されたボイドスペクトルを代入することで励振力スペクトルが得られる。

$$F_{FSx}(t) \xrightarrow{\mathcal{F}} \mathcal{F}_{FSx}(f) = -A \rho_f j_t^2 A_f(x_0, f) e^{-i2\pi \frac{f}{j_t} (L_2 - x_0)} \left[\frac{i2\pi R f j_t e^{i\frac{f\pi^2 R}{j_t}} + j_t^2}{-4\pi^2 R^2 f^2 + j_t^2} \right] - P_{out}(f) A \quad (5)$$

ここで、 A_f 、 F_α 、 $\mathcal{F}$ 、 P は液相比率スペクトル、波動関数スペクトル、励振力スペクトル、及び、圧力スペクトルである。 z 軸方向における励振力スペクトルも重力項を考慮した上で、同様に導出することができる。式(5)における圧力スペクトルは実測値であり、液相比率スペクトルはボイド率計測値より算出が可能である。エルボ配管内の圧力変動はポンプ等の外部変動や、摩擦損失、加速損失、及び、重力成分による二相流圧力損失の影響が考えられる。しかし、配管内に存在する気相のダンピング効果により、高周波数領域での圧力スペクトルピークは殆ど見られなかった。励振力スペクトルにおいては、1~20Hz 領域で複数の狭帯域ピークが認められ、流動様式によって励振力と運動量流束のピーク周波数に違いが見られた。式(5)は、低流速気泡流等の気液間相対速度の影響が小さい流動様式において使用可能である。

4.2 液相スラグ衝撃力モデル

スラグ流においては、スラグ気泡 (Taylor bubble) と液相スラグが定常流においても交互に流れる脈動的特性を持つことから、エルボ入口での運動量流束及び圧力は時間的に変動することで知られる (Tay and Thorpe, 2004; Riverin and Pettigrew, 2007)。従って、スラグ流においては液相スラグがエルボ一部に衝突する際に瞬時に生じる液相スラグ衝撃力の影響を考慮する必要がある。管内流における気液二相流体振動と液相衝撃の関係性はこれまで着目されてこなかったが、水撃 (Water-hammer) 等の現象に見られるように、液相スラグの衝撃は数マイクロ〜ミリ秒のオーダーで瞬時のショックを系内に発生させることで知られている (Lesser, 1995)。従って、運動量流束変動に加え、液相による衝撃により加えられる瞬間的な力が励振力変動に大きく影響するものと考えられる。

今、図 8 のモデルのように、気相スラグ長さ L_g と液相スラグ長さ L_f が配管内に混在し、外部圧力 P_0 が x 軸方向に働く場合を考える。液相スラグが壁面 ($x=L_g$) に衝突する際の速度 (u_f) は、運動方程式を解くことにより、次式で表される (藤井他, 1999)。

$$u_f = \sqrt{\frac{2P_0 L_g}{\rho_f L_f}} \quad (6)$$

Fig. 8 Impact model of liquid slug. Liquid slug with diameter identical to the flow channel width followed by a Taylor bubble is pushed by the external pressure force towards the wall boundary. Liquid slug velocity can be calculated from the knowledge of bubble and liquid slug lengths and pressure value.

Fig. 9 Schematic of a slug unit comprises spherical and distorted bubble (Group-1) and Taylor bubble (Group-2). From the knowledge of the void fraction of each bubble section as well as mean void fraction of the slug unit itself, one can calculate the liquid slug length, L_f .

液相スラグ衝突の際に生じる力は衝撃波として音速 c で液相スラグ長さ L_f を伝播し、その過程でもたらされる力は運動量変化の時間微分により得られる(Lesser,1995).

$$F = \frac{\rho_f A L_f \Delta u_f}{\Delta t} \approx \rho_f c u_f A \quad (7)$$

式 (7) を断面積 A で割ると水撃圧力 (Water hammer pressure) となり、式 (7) に式 (6) を代入すると単相液体スラグによる液相スラグ衝撃力が得られるが、スラグ流動様式中の液体スラグ内においては多数の小気泡が存在するとともに、気相スラグ周囲は液膜によって覆われている。以上の二相流特性を考慮すると、液相スラグによる Impact 力は次式で表される。

$$F_{\text{Impact}} = \rho_{2\phi} a_{2\phi} A_{\text{eff}} \sqrt{\frac{2P_0 L_g}{\rho_{2\phi} L_f}} \quad (8)$$

ここで $a_{2\phi}$, $\rho_{2\phi}$, A_{eff} それぞれ気液二相流中の音速, 混合密度, 有効断面積である。

次に、図 9 に示されたスラグ単位モデルを基に、小気泡と大気泡が混在するスラグ流構成について考える。気液二相流の気泡径分布は小気泡 (1 群) とキャップ気泡 (2 群) に分類することが可能であり、断面における 1 群・2 群ボイド率の和は、断面平均ボイド率と一致する。

$$\langle \alpha \rangle = \langle \alpha_1 \rangle + \langle \alpha_2 \rangle \quad (9)$$

一般的に、1 群・2 群気泡における圧力と温度差は殆ど無に等しいが、速度に大きな差が生じるため、解析においては 2 群二流体モデル(Two-group two-fluid model)が必要となる(Ishii and Hibiki, 2011)。ここで、気泡ザウタ平均径の定義を用いて 2 群気泡径を表すと、

$$D_{Sm,2} = \frac{6\langle \alpha_2 \rangle}{\langle a_{i2} \rangle} = \frac{6}{\langle a_{i2} \rangle} (\langle \alpha \rangle - \langle \alpha_1 \rangle) \quad (10)$$

となり, 断面平均2群界面積濃度($\langle a_{i2} \rangle$)は石井-三島のスラグ・チャーン流での関係式を用いることで得られる(Ishii and Mishima, 1984).

$$\langle a_i \rangle = \frac{4.5C_{ct}}{D_H} \frac{\langle \alpha \rangle - \langle \alpha_{gs} \rangle}{1 - \langle \alpha_{gs} \rangle} + \frac{6\langle \alpha_{gs} \rangle}{D_{Sm}} \frac{1 - \langle \alpha \rangle}{1 - \langle \alpha_{gs} \rangle} \quad (11)$$

ここで, 右辺の第一項は2群気泡, 第2項は1群気泡による界面積濃度である. C_{ct} はチャーン流に見られる不均一な気泡の影響を考慮するための摩擦係数であり, D_H は水力直径, α_{gs} は液相スラグ内に存在する1群ボイド率(気相スラグ周囲の小気泡を除く)を表す. 1群ボイド率($\langle \alpha_1 \rangle$)はOzarらにより提唱された相関式を用いることで得られる(Ozar et al., 2012).

次に, 式(10)を閉じるために必要な気相スラグ長さ L_g と液相スラグ長さ L_f について考える. 図9の単位スラグモデルに示したように, 管内径 D に存在する気相スラグの径を ξD と表すことができるが, 気相周囲は液膜によって覆われており, その厚さは $D(1-\xi)/2$ である. 今, 気相スラグの形を円柱と仮定した場合, 単位スラグにおける体積平均2群ボイド率と界面積濃度は,

$$\langle \alpha_2 \rangle_v = \frac{\left(\frac{\pi}{4} (\xi D)^2 L_g \right)}{\frac{\pi}{4} D^2 (L_f + L_g)} \quad (12)$$

$$a_{i2} = \frac{2 \left(\frac{\pi}{4} (\xi D)^2 \right) + \pi \xi D L_g}{\frac{\pi}{4} D^2 (L_f + L_g)} \quad (13)$$

これらを式(10)に代入し, 整理すると, 気相スラグ長さ(L_g)をザウタ平均径の関数として表すことができる.

$$L_g = \frac{\xi D D_{Sm,2}}{3\xi D - 2D_{Sm,2}} = \frac{1}{3 - \frac{2D_{Sm,2}}{\xi D}} D_{Sm,2} \quad (14)$$

液相スラグ長さ(L_f)は, 単位スラグモデルを元にボイド率比率と L_g により求めることができる.

$$L_f = \frac{L_g (\alpha_2 - \alpha_{mean})}{(\alpha_{mean} - \alpha_{gs})} \quad (15)$$

結果, 式(8)により表された液相スラグによる衝撃力はボイド率の関数として表すことができ, 脈動性を持つスラグ流の運動量流束特徴を数値的に表すことが可能となった. また, 垂直上昇二相流における断面平均ボイド率はDrift Flux Modelを用いることで比較的高精度で予測可能なため, Ozarの相関式と併用することで, 液相スラグ衝撃力の算出もボイド率計測データの有無を問わず可能である. ここで, 気相スラグ長さを求めるにあたり重要になる気泡径割合 ξ の求め方は, 以下の通りである. 管内スラグ気泡における ξ の範囲は0.8~0.9と予想されるが, 計測値と最も近い励振力予測値に繋がる ξ を最適値(ξ_{Best})と定義し, 断面平均ボイド率($\langle \alpha \rangle$)との間で次の関係が得られた. 尚, $\langle \alpha \rangle$ の範囲は30.1-83.3%である.

$$\xi_{Best} = 0.28 \langle \alpha \rangle + 0.72 \quad (16)$$

式(16)は $\langle \alpha \rangle$ が増加するにつれ, ξ 値も1に近づくため, 二相流の物理的挙動が反映されている. 上式から液相スラグによる衝撃に起因すると考えられる有効断面積は, ξ 値から液膜厚さ δ を算出することにより与えられる.

$$A_{eff} = \frac{(D-2\delta)^2}{D^2} \quad (17)$$

最後に、液相スラグ中における音速($a_{2\phi}$)について考える。液相スラグには小気泡が均質に混合しているため、単一媒体として考えることができる。更に、本実験は室温・大気圧条件での計測であったため、熱輸送等に伴う外部環境とのエネルギー交換は考慮されないため、 $a_{2\phi}$ は均質流中を伝播する音速として求めることができ、次のように表せる(赤川, 1974)。

$$a_{2\phi} = \sqrt{\frac{(c_p/c_v)P_0}{\alpha_g(1-\alpha_g)\rho_f}} \quad (18)$$

ここで、 c_p, c_v は気体の定圧、定積比熱であり、 P はエルボー入口付近で液相スラグに働く平均圧力である。従って、液相スラグによりエルボー部に齎される x 軸及び z 軸方向の液相スラグ衝撃力は次のように表される。

$$F_{Impact}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{2\phi}(t) A_{eff} \sqrt{\frac{(c_p/c_v)P_0}{\alpha(t)(1-\alpha(t))\rho_f}} \sqrt{\frac{2P_0}{\rho_{2\phi}(t)} \frac{L_g}{L_f}} \quad (19)$$

従って、最終的な励振力予測モデルは次式で表され、運動量流束項、圧力項、そして、液相スラグ衝撃力項の3つの成分から成り立ち、気泡流・スラグ流・チャーレン流において適用が可能である。

$$\mathcal{F}_{FSx}(f) = -A\rho_f j_i^2 \mathbf{A}_f(x_0, f) e^{-i2\pi \frac{f}{j_i}(L_2-x_0)} \left[\frac{i2\pi R f j_i e^{\frac{if\pi^2 R}{j_i}} + j_i^2}{-4\pi^2 R^2 f^2 + j_i^2} \right] - P_{out}(f) A + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{2\phi}(t) A_{eff} \sqrt{\frac{(c_p/c_v)P}{\alpha(t)(1-\alpha(t))\rho_L}} \sqrt{\frac{2P_0}{\rho_{2\phi}(t)} \frac{L_g}{L_f}} e^{-i2\pi f t} dt \quad (20)$$

式(20)のモデルを使用するにあたっては、以下のパラメータ及び実測値が必要となる。

- (1) 試験部寸法, 流動条件 D, R, ρ, j_g, j_f
- (2) 断面平均ボイド率時刻歴, 及び, スペクトル, $\alpha(t), A(f)$
- (3) 圧力スペクトル, $P(f)$
- (4) 入口圧力, P_0

Fig. 10 Comparison of force terms on the frequency domain for slug flow regimes. The black solid line is the measured excitation force spectrum, the red dotted line is the calculation result using the model with the impact term (Eq. 20), and the blue dotted line is the result of the model without the impact term (Eq. 5). As can be seen, including the impact force term into the model significantly improves the prediction.

Fig. 11 Plot of the peak frequency and amplitude predictive capability of the model. Red and green data points are the results of slug flow and churn flow regimes respectively. As can be seen, most of the peak frequency and magnitude are well predicted within 30% accuracy using the impact force term.

図 10 に上昇スラグ流における励振力スペクトルについて、式 (20) のモデルで算出した液相スラグ衝撃力項を含めた励振力計算値 (赤線)、又、式 (5) の方法で算出した液相スラグ衝撃力無しの励振力計算値 (青線) として示し、実験値 (黒線) と比較した。図中のスラグ流動条件は左側 が $j_f = 1.17$ m/s, $j_g = 2.00$ m/s, 右側が $j_f = 1.17$ m/s, $j_g = 9.01$ m/s である。この結果から、スラグ流における励振力成分は液相スラグ衝撃力が支配的であるとともに、モデル式と励振力スペクトルのピーク周波数及び振幅は両者とも非常によく一致していることが分かる。顕著な配管振動をもたらす、二相流励振力解析において重要な流動様式であるスラグ流とチャーン流におけるモデル計算結果と実験データを比較した結果、ピーク周波数予測の平均誤差として 29.5 %, 励振力変動振幅予測の平均誤差として 24.9 % を得た (図 11)。これにより、気液二相流による励振力振幅値とピーク周波数は式 (20) のモデルにより精度良く予測できることが判った。

5. 結 言

本報においてはエルボー試験部において気液二相流実験を行い、全流動様式範囲における励振力とみかけ流速、ボイド率変動、エルボー部における局所圧力分布といったパラメータ計測からなるデータベースを構築した。励振力スペクトル及び二相流パラメータのデータ分析を基に、気液二相流が配管エルボー部にもたらす励振力評価を行った。二流体モデルとコントロールボリューム解析から得られたモデルとの比較検証を行った結果、気液二相流の励振力はボイド率変動と圧力変動による影響度が大きいことが判った。激しい配管振動をもたらす可能性があり、流体振動解析において重要な流動様式であるスラグ流においては、液相スラグ衝撃力の影響度を考慮し、単位スラグに含まれる2群ボイドと界面積濃度を関係式として含めた液相スラグ衝撃力項を導出した。励振力予測式である式 (20) は、激しい励振力を誘起するスラグ流・チャーン流でのピーク周波数及び励振力変動を、それぞれ 29.5 %, 24.9 % の精度で予測可能であり、モデルの妥当性を示している。

なお、本研究は三菱重工業株式会社の助成を受けて行われた。ここに記して謝意を表します。

文 献

赤川浩璽, 気液二相流 (1974), pp. 226-245, コロナ社.

Cargnelli, M.F., Belfroid, S. and Schiferli, W., Two-phase flow induced forces on bends in small scale tubes, Journal of Pressure Vessel Technology, Vol. 132 (2010), pp. 1-7.

藤井照重, 赤川浩璽, 伊藤裕, 気液二相流の動的配管計画 (1999), pp.138-142, 日刊工業新聞社.

- Hibiki, T. and Ishii, M., Effect of flow-induced vibration on local flow parameters of two-phase flow, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 185 (1998), pp. 113-125.
- Ishii, M. and Hibiki, T., *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow* (2011), pp. 9-299, Springer.
- Ishii, M. and Mishima, K., Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 82 (1984), pp. 107-126.
- Lesser, M., Thirty years of liquid impact research: a tutorial review, *Wear*, Vol. 187 (1995), pp. 28-34.
- Liu, Y., Miwa, S., Hibiki, T., Ishii, M., Morita, H., Kondoh, Y., Tanimoto, K., Experimental study of internal two-phase flow induced fluctuating force on a 90° elbow, *Chemical Engineering Science*, Vol. 76 (2012), pp. 173-187.
- Mi, Y., Ishii, M. and Tsoukalas, L.H., Vertical two-phase flow identification using advanced instrumentation and neural networks, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 184 (1998), pp. 409-420.
- Mishima, K. and Ishii, M., Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, No.5 (1984), pp. 723-737.
- Ozar, B., Dixit, A., Chen, S., Hibiki, T. and Ishii, M., Interfacial area concentration in gas-liquid bubbly to churn-turbulent flow regime, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 185 (2012) pp. 249-276.
- Riverin, J.L. and Pettigrew, M.J., Vibration excitation forces due to two-phase flow in piping elements, *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 129 (2007), pp. 7-13.
- Tay, B.L. and Thorpe, R.B., Effects of liquid physical properties on the forces acting on a pipe bend in gas-liquid slug flow, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 82 (2004) , pp. 344-356.

References

- Akagawa, K., *Gas-liquid two-phase flow* (1974), pp. 226-245, Corona Press (in Japanese).
- Cargnelli, M.F., Belfroid, S. and Schiferli, W., Two-phase flow induced forces on bends in small scale tubes, *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 132 (2010), pp. 1-7.
- Fujii, T., Akagawa, K., and Ito, H., *Dynamic piping planning of two-phase flow* (1999), pp.138-142, Nikkan Kogyo Shimbun (in Japanese).
- Hibiki, T. and Ishii, M., Effect of flow-induced vibration on local flow parameters of two-phase flow, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 185 (1998), pp. 113-125.
- Ishii, M. and Hibiki, T., *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow* (2011), pp. 9-299, Springer.
- Ishii, M. and Mishima, K., Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 82 (1984), pp. 107-126.
- Lesser, M., Thirty years of liquid impact research: a tutorial review, *Wear*, Vol. 187 (1995), pp. 28-34.
- Liu, Y., Miwa, S., Hibiki, T., Ishii, M., Morita, H., Kondoh, Y., Tanimoto, K., Experimental study of internal two-phase flow induced fluctuating force on a 90° elbow, *Chemical Engineering Science*, Vol. 76 (2012), pp. 173-187.
- Mi, Y., Ishii, M. and Tsoukalas, L.H., Vertical two-phase flow identification using advanced instrumentation and neural networks, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 184 (1998), pp. 409-420.
- Mishima, K. and Ishii, M., Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, No. 5 (1984), pp. 723-737.
- Ozar, B., Dixit, A., Chen, S., Hibiki, T. and Ishii, M., Interfacial area concentration in gas-liquid bubbly to churn-turbulent flow regime, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 185 (2012), pp. 249-276.
- Riverin, J.L. and Pettigrew, M.J., Vibration excitation forces due to two-phase flow in piping elements, *Transactions of the ASME. Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 129 (2007), pp. 7-13.
- Tay, B.L. and Thorpe, R.B., Effects of liquid physical properties on the forces acting on a pipe bend in gas-liquid slug flow, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 82 (2004), pp. 344-356.