

狭い長方形管路内気液二相流の流動特性 (鉛直と水平の比較)

井手 英夫*・門 久義*・松村 博久*

The Flow Characteristics of Gas-Liquid Two-Phase Flow in A Narrow Rectangular Channel (Comparison between vertical and horizontal flows)

Hideo IDE, Hisayoshi KADO and Hirohisa MATSUMURA

For the development of compact heat exchangers, it is important to understand accurately the flow phenomena and the features of basic flow parameters, such as pressure drop, void fraction and liquid film thickness of gas-liquid two-phase flow in capillary tubes and narrow rectangular channels. In the present paper, the experiments of vertical and horizontal gas-liquid two-phase flows were conducted in a narrow rectangular channel the cross section of which has the dimension of 9.9×1.1 mm and the aspect ratio of 9 in order to investigate the effect of the flow orientation such as the inclination of the channel. The characteristics of the flow patterns, liquid lump velocity, holdup and two-phase frictional pressure drop in vertical and horizontal narrow capillary channels were clarified.

Key Words : Multiphase Flow, Void Fraction, Narrow Rectangular Channel, Frictional Pressure Drop, Flow Patterns

1. 緒 言

家庭用や自動車用空調機器を始め、各種加熱冷却装置の小型（コンパクト）熱交換器を設計し開発する場合、細円管（細管）および狭い管路における気液二相流の流動現象、すなわち圧力損失、ボイド率および液膜厚さなど基本流動パラメータの特性を正確に把握することが重要と思われる。

これまでに著者ら^{(1),(2)}は、管径が6.0mmから0.5mmまで6種類の鉛直円管を用いて、流動様式とその遷移現象の解明について、液体スラグ、じょう乱波、基底波など液体塊の速度特性を検討した。その結果、約2.0mmより小さい管径では表面張力に加え粘性も速度に影響を与えることなど明らかにした。

また、短辺が約1mmで、長辺が1~10mmの4種類の鉛直な狭い長方形管を用いて、流動様式と摩擦圧力損失およびホールドアップとの関係並びにこれらに対するアスペクト比と相当直径の影響などを検討し、狭い鉛直長方形管内の流れの特徴を明らかにした⁽³⁾。

さらに、これまでに長辺14~160mm、短辺4~16mm、アスペクト比1~40の比較的大きい断面を有する10種類の長方形管を用いて、二相流の摩擦圧力損失と流動様式との関係を調べ、これらに対する管路姿勢、すなわち管傾斜角と管路断面の設置方法（縦長と横長）の影響について検討した⁽⁴⁾。

その結果、アスペクト比が大きい管路での摩擦圧力損失は、傾斜角が小さい場合横長と縦長による差異が大きく、気体スラグ（気相）の蛇行流れや気体スラグ後端で気ほうの渦運動など生じ、円管やアスペクト比が小さい場合と異なる特性を持つことなど明らかにした。

以上のことから本報告では、断面が比較的大きい管路の場合に続き、短辺1.1mm、長辺9.9mm、アスペクト比9の狭い長方形管路内の気液二相流に対しても管傾斜や縦長、横長など管路姿勢の違いによる影響がみられるか検討した。すなわち、鉛直の実験⁽³⁾に加え、水平の空気-水二相流の実験から、二相流の流動現象、液体塊速度、ホールドアップ、流動様式および圧力損失などに関して狭い管路の特徴、水平と鉛直の相違、縦長と横長の影響などを検討した。

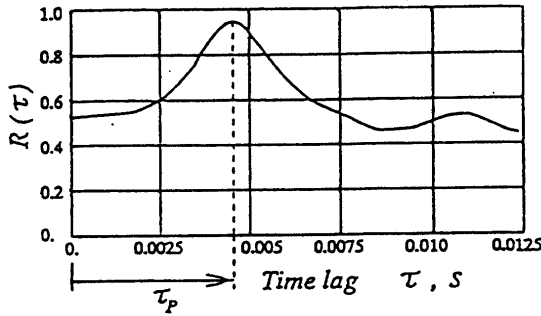


Fig.3 Cross correlation function.

において、一つの実験点で取り扱った波の個数は約140～4200であった。

$$\eta_{mean} = \frac{1}{T_S} \int_0^{T_S} \eta(t) dt \quad (1)$$

$$u_i = \ell_p / \tau_p \quad (2)$$

ここで、 $R(\tau)$ は上流と下流の対応する一つの波に対する観測時間を T_i として、次式で与えられる。

$$R(\tau) = \frac{1}{T_i} \int_0^{T_i} \eta_u(t) \eta_D(t+\tau) dt \quad (3)$$

なお、本実験では液体のみかけ速度 j_L と気体のみかけ速度 j_G で設定される実験点の静圧がほぼ一定になるように、気水分離器上部に設置したリリーフバルブを調節した。その結果、系内圧は0.2MPa±1.5%以内に保たれた。流量範囲は液体および気体のみかけ速度で表して次の通りである。 j_L は0.1～0.7m/s、 j_G は0.5～20.0m/sであり、温度は15～24℃である。

3. 実験結果および考察

3.1 流動写真とホールドアップ信号波形

図4は液体のみかけ速度 j_L が0.1m/sと一定の場合に、気体のみかけ速度 j_G が0.5～20m/sまで変化した場合の流動写真である。(a)は鉛直 (Vertical)、(b)および(c)はそれぞれ水平の縦長 (Horizontal longitudinal) と横長 (Horizontal transverse) の場合である。図中の個々の写真での流動様式は、 $j_G = 0.5, 1$ m/s の場合がスラグ流、 $j_G = 3, 5$ m/s の場合がフロス流 (水平縦長の5 m/s の場合は分離流であるが)、 $j_G = 10, 20$ m/s の場合が分離流とおおよそ分類した。なお、本報告では便宜的に鉛直の場合も分離流として表記した。

アスペクト比が大きい扁平な鉛直長方形管内で観察される二相流の特徴は、その詳細について文献(3)および(4)で述べている。図4(a)の鉛直の場合、 j_G が約5 m/s 以下のスラグ流からフロス流付近の気体スラグ (気相) の

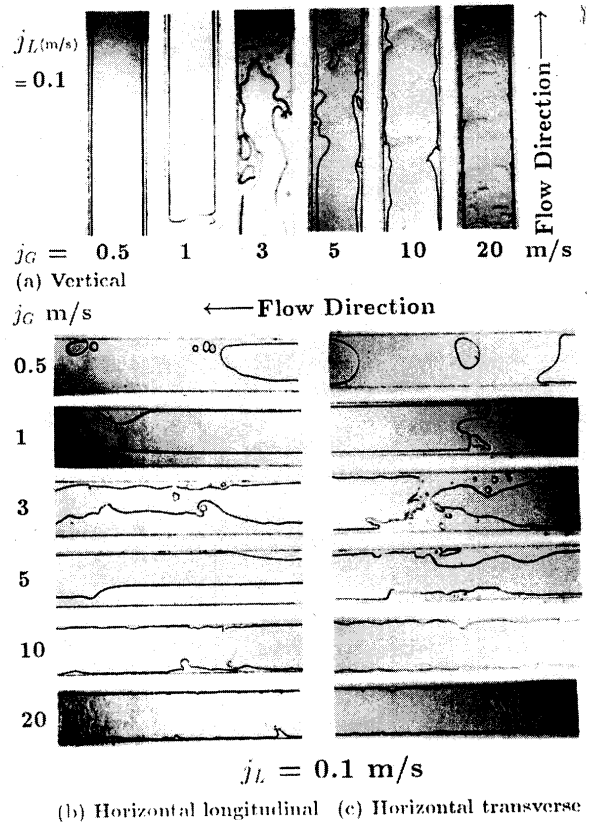


Fig.4 Photographies of the flow configuration.

流れは左右にかなり振動しながら流れ、管壁側の液膜および液塊が管中央側に大きく巻き込まれ、管内が攪乱された複雑な流れであることが推察される。この条件より、さらに気流の速度が増加した分離流領域では、いわゆる擾乱波と基底波が観察される。鉛直の場合、比較的対称性のある流れが観察されるが、(b)の水平縦長の場合 j_G が大きくなると管上部と管底部の液膜厚さの差が小さくなる傾向がみられるが、本実験範囲 (短辺幅、 j_G 、 j_L など) では、まだ重力による影響が大きく、管底部の液膜厚さが管上部より厚い傾向が認められる。(c)の水平横長の場合、鉛直流とは本質的に異なるが、Top View の流れの様相は比較的 (a)の鉛直の場合に類似した流れが観察される。

図5は定電流プローブによって得られたホールドアップ波形の一例である。(A)はフロス流 ($j_L = 0.1$ m/s, $j_G = 3.0$ m/s)、(B)は分離流 ($j_G = 0.2$ m/s, $j_G = 20.0$ m/s) の流動様式での波形であり、(a)は鉛直(v)、(b)は水平縦長(HL)、(c)は水平横長 (HT) である。縦軸の $\eta(t)$ は、液相が管断面積に占める面積割合を表し、管内が液体で満たされた場合その値は1、気体で満たされた場合0である。

図5(A)の鉛直波形(a)では $\eta(t)$ が1近くに達する液体スラグの通過ひん度が、(B)の鉛直波形(a)では、 $\eta(t)$ が

0.2~0.6を示す波高の小さい波の通過ひん度が、(b), (c)の水平の場合より高く、(B)の鉛直波形(a)の $\eta(t)$ の大きさ、すなわち鉛直の波高が水平の場合より幾分小さいことなどが指摘される。これは後述の平均ホールドアップに関連する。なお、(b)の水平縦長の波形からは、液体スラグなどの比較的大きい液体塊の通過ひん度が少ないことが推察される。

3.2 加重平均による液体塊速度

液体塊の平均速度として、既報の鉛直管で適用した加重平均による速度の定義は水平管内のスラグ流から分離領域で出現する大きい液塊に対しても適用可能である。管内を液体スラグに匹敵する程の大きい液塊と多数の小さい波が混在するスラグ流からフロス流において、液体スラグ等の大きい液塊の通過によって間欠性の高い流れが観察される。このような流れを特徴づけるために、大きい液塊を重視して、液塊の質量 M_i を重みとした個々の液塊の運動量 $M_i u_i$ から、以下の式で与えられる加重平均による液体塊速度 u_{mv} を定義した。この加重平均速度を用いた流動様式の判別は単に算術平均した速度を用いる場合に比べ流動様式の遷移をより定量的に判断する基準を与える⁽¹⁾。

$$u_{mv} = \left(\frac{1}{n}\right) \sum M_i u_i / \left(\frac{1}{n}\right) \sum M_i \quad (4)$$

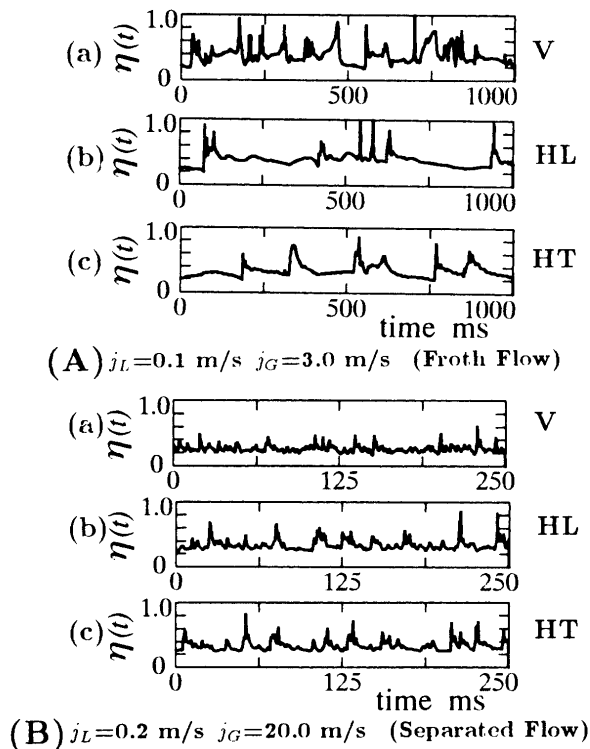


Fig. 5 Samples of holdup wave signal

$$M_i = \rho_l S_i \Delta t_i u_i = \rho_l S_i L_i \quad (5)$$

ここに、 ρ_l は液体の密度、 S_i はホールドアップ信号を矩形波に変換し、基底液膜から最大波高までの液体塊の面積である。 Δt_i および L_i は、それぞれ液体塊の存在時間と長さである。

二相流の気体および液体のみかけ速度の和($j_G + j_L$)に対する加重平均速度の変化を図6に示す。

図6 (a), (b)および(c)はそれぞれ、鉛直、水平縦長および水平横長の場合である。

図6の破線(図c)、両軸の小さい側で判読できるが、上側の線は従来、管内径 D が25mm程度の鉛直円管内の気体スラグの上昇速度(液体スラグ速度に同じ)を精度良く表すとされるNicklinの式⁽⁶⁾において右辺第2項のドリフト速度項の D を相当直径 D_e で置き換えた式(6)である。図中の一点鎖線は、細管および長方形細管内の液体スラグ速度は第1項だけで表すことができる⁽⁷⁾とした式(7)の関係である。これら式(6)と式(7)の差異は、図に示すようにほとんどない。

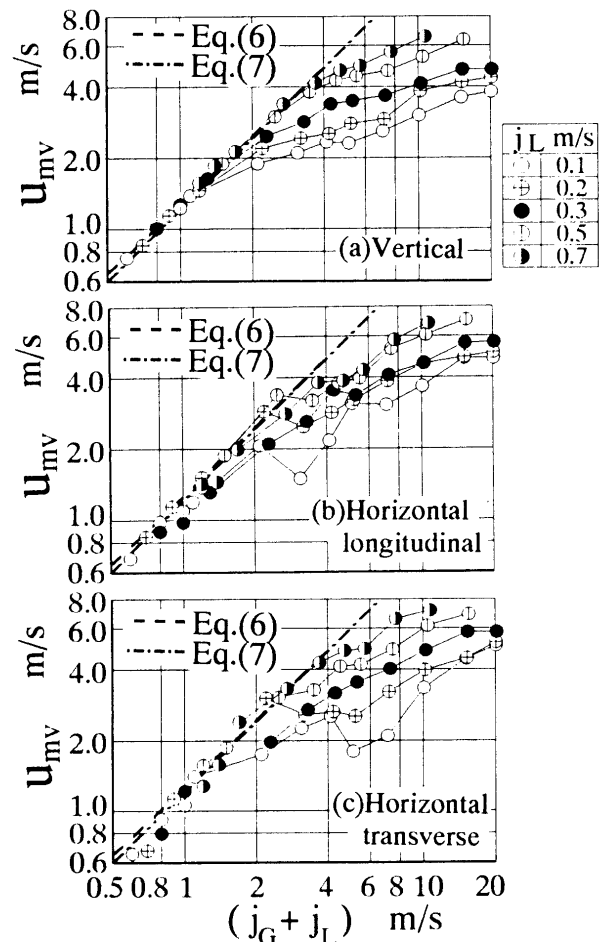


Fig. 6 A mass weighted mean velocity.

$$u_{mv} = 1.2 (j_G + j_L) + 0.35\sqrt{gD_e} \quad (6)$$

$$u_{mv} = 1.2 (j_G + j_L) \quad (7)$$

図6から、 u_{mv} の結果は j_L が約0.3m/s以上の流速では鉛直および水平とも定量的にもほぼ同様な傾向を示しているが、 j_L がそれより小さい条件の場合には鉛直と水平のフロス流および分離領域で幾らか定量的にも異なった傾向を示し、 j_L が小さい場合、流動様式の遷移が鉛直と水平で幾分異なることを示唆するものと思われる。

水平管の実験結果についても既報の鉛直管の場合⁽³⁾と同様の観点から、スラグ流からフロス流への遷移境界は式(7)の90%となる j_G の値で、またフロス流から分離流への遷移境界は、 u_{mv} の減少傾向から再び増加に転じる j_G の値で決定した。

3.3 流動様式線図

前節の速度特性の検討によって、分類した流動様式の区分線を図7に示す。これらの区分線は流動様式のおおよその境界を表し、実線は鉛直、一点鎖線は水平縦長、破線は水平横長の場合である。図中の記号S、FおよびSepはそれぞれ、スラグ流、フロス流および分離流を表す。図には参考のためJones-Zuber⁽⁷⁾によるスラグ流-環状流の遷移境界を表す式(8)を細線で示した。Jones-Zuberは、相当直径およびアスペクト比が本実験の場合より大きく、長辺×短辺が63.5×4.98mm、アスペクト比12.8の比較的断面が大きい管路を用いて以下の式を導出した。

$$j_G^* = 4\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} (j_L^* + K) \quad (8)$$

ここに、 j_G^* 、 j_L^* およびドリフト係数 K は以下の式で与えている。

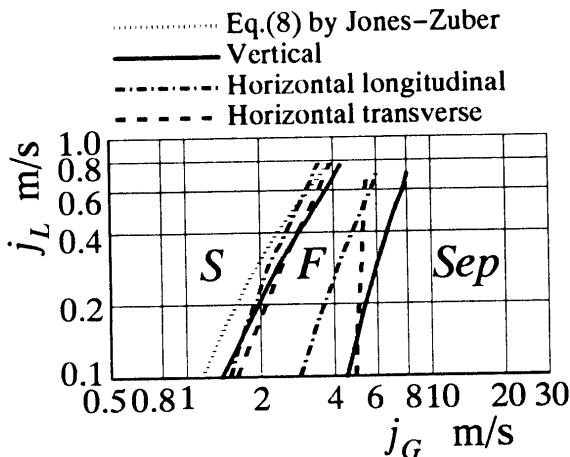


Fig.7 Flow map.

$$j_G^* = j_G \sqrt{\rho_g / (gD\Delta\rho)}, j_L^* = j_L \sqrt{\rho_l / (gD\Delta\rho)} \quad (9)$$

$$K = 0.23 + 0.13 (B/A)$$

なお、上式における D は管路の代表長さであり、長方形管に対してはJonesらは長辺 A を採用している。 $\Delta\rho$ は液体と気体の密度差を表す。

図7から、スラグ流からフロス流への遷移境界は鉛直および水平とも同様な領域に存在し、鉛直と水平および縦長と横長の差異はあまりみられない。フロス流から分離流(環状流)への遷移境界は幾分鉛直と水平および縦長と横長で異なるが、水平縦長の場合が j_G の小さい側に存在し分離流への遷移が早い傾向がわかる。また、図中の細線で示したJonesらの遷移式は、本実験の場合より j_G の小さい側に存在しているが、断面がかなり異なるにも関わらず、本実験の場合のスラグ流-フロス流境界と比較

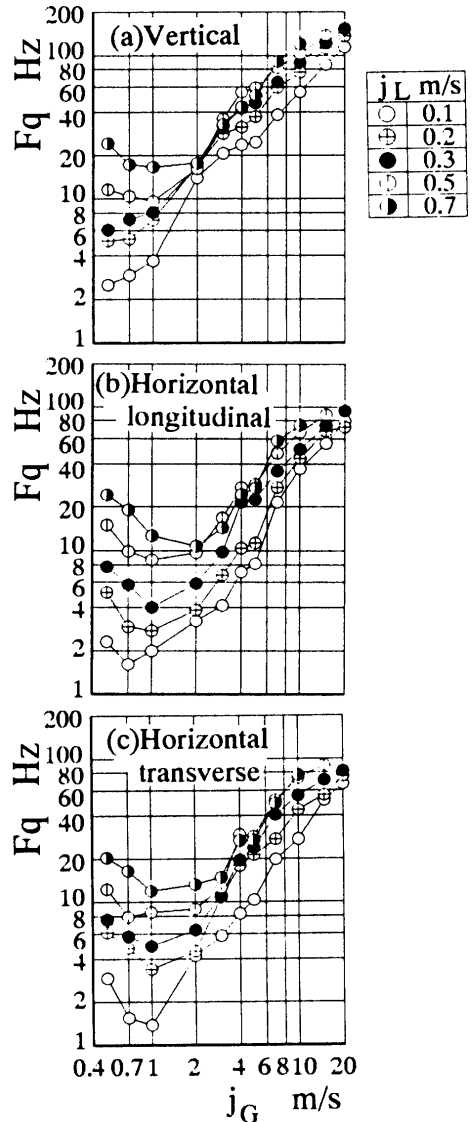


Fig.8 Passage frequency of the liquid lump.

的一致がみられる。

3.4 液体塊通過ひん度

本実験の定電流プローブ位置で観測された液体塊の通過ひん度 F_q はホールドアップ波形から算定され、その結果を図8に j_L をパラメータとして示す。図(a), (b)および(c)は、それぞれ鉛直、水平縦長および水平横長の場合の F_q と j_G の関係である。

図8から、鉛直の場合の j_L が小さい場合を除けば全般的には、各 j_L の通過ひん度は、ある j_G の値で極小値あるいは変曲点を過ぎた後、再び増加する傾向を有している。流動様式との対応をみると、通過ひん度が減少する範囲の流動様式はスラグ流に該当しているが、極小値を示す付近の領域は、前節の流動様式線図で示す加重平均速度で定義されたスラグ流-フロス流境界よりもかなり j_G が小さい側に存在していることに注意が必要と思われる。

図8から、 j_G が約6~8以上の環状流領域において鉛直の場合の波の通過ひん度が水平の場合よりかなり高い値を示していることがわかる。

3.5 平均ホールドアップ

式(1)より算定された平均ホールドアップ η_{mean} について、鉛直と水平および縦長と横長の場合を比較検討する。 η_{mean} と j_G の関係を j_L をパラメータとして図9に示す。図(a), (b)および(c)は、それぞれ鉛直、水平縦長および水平横長の結果である。

図9から、鉛直および水平とも η_{mean} に対する j_L の影響がみられるほか、一般的傾向として断面が大きい長方

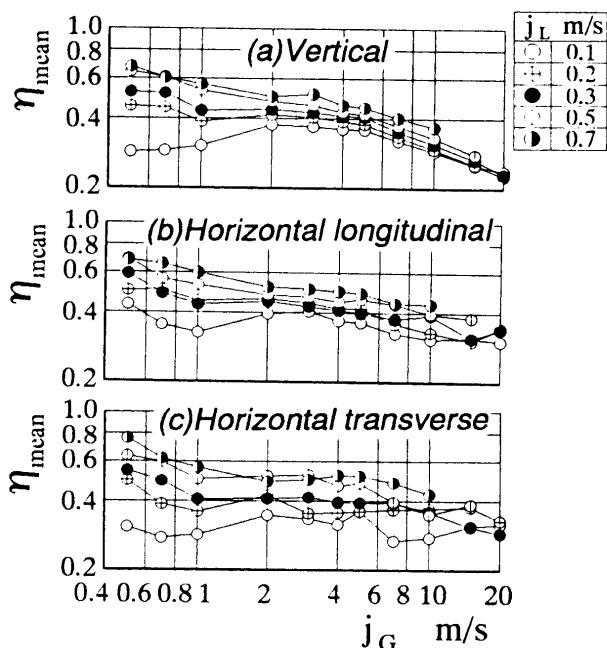


Fig. 9 Mean holdup.

形管の結果⁽⁴⁾と同様に、 j_G の増加に対して η_{mean} が減少する傾向がみられる。また、 j_L が小さく j_G が約3 m/s以下のスラグ流領域の一部では、 η_{mean} が j_G の増加に対し増加している。仮屋崎ら⁽⁸⁾および著者ら⁽¹⁾の細管(円管)の結果でも同様な傾向があるが、写真観察から、細管および本実験における液体スラグ長さは管径および長辺幅に比べ比較的短く、気体スラグ周囲の液膜が相対的に厚くなっていることが判明した。

図9から、鉛直と水平および縦長と横長の差異は、 j_L が小さい場合などに幾分みられるが、特に j_G が約10 m/s以上の分離流領域において、鉛直のホールドアップが水平の場合よりかなり小さいことが指摘される。

3.6 二相流の摩擦圧力損失

図10は二相摩擦圧力損失の実験結果を Lockhart-Martinelli らが提案した損失倍数法 (L-M 法)⁽⁹⁾ によって整理し、液体のみかけ速度 j_L ($=0.1, 0.3$ および 0.7 m/s) が一定の場合について、鉛直と水平(縦長, 横長)の比較を行った。

図10において縦軸の ϕ_L は式(10)で定義される二相流と液単相流の摩擦圧力損失比の平方根を表す。横軸の χ は式(11)で定義され、管内を液体のみ、あるいは気体のみが流れると仮定した液単相流と気体単相流の摩擦圧力損失比の平方根を表す。なお、添字 tp, lo および go はそれぞれ、二相流、液単相流および気体単相流を表す。これらの式における液体と気体の単相流の管摩擦係数 λ_{lo} および λ_{go} は、レイノルズ数 Re との関係から与えられ、遷移レイノルズ数が2400として、層流の場合、式(12)、乱流の場合ブラジウスの式により求めた。式(12)における C_L は、円管の場合64.0であり、長方形管9.9×1.1mmの場合、その層流解⁽¹⁰⁾と同様な値83.2の実験値を用いた。⁽³⁾

図中の一点鎖線は比較的管径の大きい(約25mm程度)

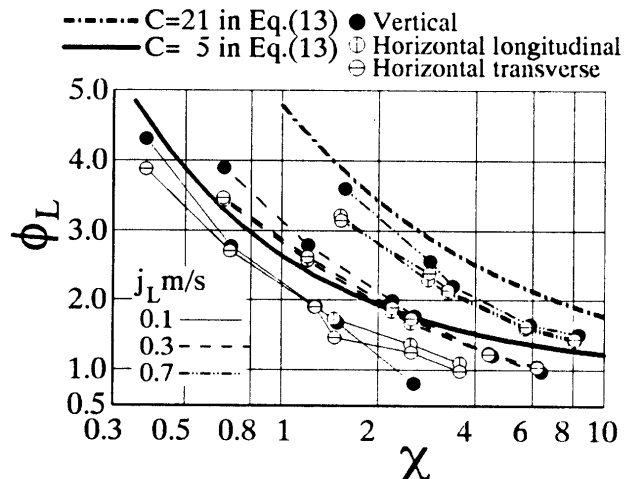


Fig. 10 Two-phase frictional pressure drop.

水平円管の結果を基に導出され、従来、鉛直および傾斜管を始め、長方形断面などの非円形断面管に対しても広範に比較される Chisholm らの¹⁰⁾実験式(13)を表す。式(13)における C は 21 が与えられている。さらに、Chisholm¹⁰⁾ は、気液各相の流れが層流あるいは乱流かの 4 通りの組み合わせによって C の値を定め、気相、液相がともに乱流の場合 C は 20 を、気相、液相がともに層流の場合 C は 5 を与えている。

Wambsganss らの¹¹⁾、Sadatomi らの¹²⁾ および Mishima らの¹³⁾ は、 C を変数として 5 までの範囲内で、狭い長方形管の実験結果を整理しており、本実験の場合にも同様な観点から、 C が 5 の場合を実線で図示している。

$$\phi_L = \sqrt{(\Delta P_f / \Delta L)_{ip} / (\Delta P_f / \Delta L)_{lo}} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \chi &= \sqrt{(\Delta P_f / \Delta L)_{lo} / (\Delta P_f / \Delta L)_{go}} \\ &= \sqrt{\lambda_{lo} \frac{1}{D_e} \frac{\rho_l j_L^2}{2} / \lambda_{go} \frac{1}{D_e} \frac{\rho_g j_G^2}{2}} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\lambda = C_L / R_e \quad (12)$$

$$\phi_L = \sqrt{1 + C / \chi + (1 / \chi)^2} \quad (13)$$

図10から、本実験で得られた ϕ_L は、 j_L の影響が大きくなり、式(13)の C の値で示すと j_L が大きい場合 C は 21 に、 j_L が小さい場合 C は 5 に近づく傾向を示している。

図中の j_L が 0.1 m/s の鉛直の結果は χ が約 3 付近で ϕ_L が 1.0 より小さい、すなわち液単相流の圧力損失より小さい値を示している。これは、アスペクト比が大きい傾斜（鉛直）管内で比較的液流速が小さい場合に、管壁近傍の液の一部が局部的に上流側に流下する流動現象によって、二相流時の差圧測定区間内での差圧が負の大きい値を与えることにある。

図10から、水平の場合、縦長と横長の差異はほとんどなく、鉛直の場合の ϕ_L は、各 j_L について、 χ が小さい所すなわち分離流領域で水平の場合より大きいことがわかる。この場合、約 10~15% ほど鉛直の場合が大きい。

4. 結 論

短辺 1.1 mm、長辺 9.9 mm、アスペクト比 9 の狭い長方形断面管を用い、 j_G が 0.5~20 m/s、 j_L が 0.1~0.7 m/s の実験範囲で、鉛直および水平管内気液二相流の液体塊速度、ホールドアップ、流動様式および圧力損失などを調査し、水平と鉛直の相違、縦長と横長の影響などを検討した。その結果、以下の結論を得た。

(1) 鉛直と水平および縦長、横長での特徴が、流動写真（流動現象）、ホールドアップ波形および流動様式線図において明らかにされた。

(2) j_G が約 10 m/s 以上の分離流領域において、鉛直と

水平に差異がみられた。すなわち、二相流の摩擦圧力損失は鉛直の場合が水平の場合より約 10~15% 程度大きいことが分かった。この範囲における平均ホールドアップは鉛直が水平より小さく、波の通過ひん度は鉛直が水平より高い値を示した。

(3) 水平の場合の液体塊速度、液体通過ひん度、平均ホールドアップおよび二相流の摩擦圧力損失に縦長と横長による差異は、あまりみられない。

終わりに臨み、本実験に御協力頂いた当時本学大学院 2 年大庭義規氏、大学院 1 年岩松肇氏および本学学部 4 年緒続久典氏、泊陽一郎氏、加藤修一氏に、また鉛直と水平の実験結果の整理に御助力頂いた本学大学院 2 年淡路浩史氏、大学院 1 年姫野学氏に深く感謝する。

文 献

- (1) 井手英夫・松村博久・深野徹、機論、61-584, B (1995), pp1316-1322.
- (2) Ide, H., Matsumura, H., Fukano, T., ASME Fluid Eng.-Vol.19, Gas Liquid Flow, Book No.G00975, (1995), pp1-8.
- (3) 井手英夫・松村博久・田中雄二・深野徹、機論、63-606, B (1997), pp452-460.
- (4) Ide, H., and Matsumura, H., Int., J., Exp., Thermal Fluid Sci., Vol.3, No.4, (1990), pp362-372.
- (5) 深野徹、九州大学学位論文、(1971).
- (6) Nicklin D.J., Wilke J.O. and Davidson J.F., Trans. Inst. Chem. Engr., 40-1 (1962), pp61-68.
- (7) Jones, O.C., Zuber, N., Two-Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process, and Energy Engineering Systems, Vol.1, McGRAW-HILL N.Y., (1979), pp345-355.
- (8) 飯屋崎侖・深野徹・逢坂昭治・香川昌純、機論、57-544, B (1991), pp4036-4043.
- (9) Lockhart R.W., Martinelli R.C., Chem. Eng. prog., 45-1, (1949), pp39-48.
- (10) 日本機械学会、技術資料、管路・ダクトの流体抵抗、(1979), p39.
- (11) Chisholm D. and Laird A.D.K., Trans. ASME, 80-2 (1958), pp276-286.
- (12) Chisholm D., Int. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), pp1767-1778.
- (13) Wambsganss M.W., Jendrzeczyk J.A., France D.M. and Obot N.T., Int., J., Exp., Thermal Fluid Sci., 5-1 (1992), pp40-56.
- (14) Muhammad I. Ali, Sadatomi M. and Kawaji M., Can. J. Chem. Eng., 71-5 (1993), pp657-666.
- (15) Mishima K., Hibiki T., and Nishihara H., Int. J. Multiphase Flow, 19-1 (1993), pp115-124.