

気液二相流の圧力損失に関する研究 (第1報)

鉛直長方形断面管内上向流の実験

松 村 博 久*

(受理 昭和46年5月30日)

STUDIES ON THE PRESSURE DROP FOR TWO-PHASE GAS-LIQUID FLOW IN CHANNEL (Report 1)

Experiments of the Pressure Drop of a Vertical Rectangular Channel with Upward Flow

Hirohisa MATSUMURA

There are many correlations on the pressure drop for two-phase, gas-liquid flow in channel, but it is necessary to reconsider the method which has been used.

In this paper, the experimental results on the flow pattern, the void fraction and the pressure drop in the vertical rectangular channel (cross section 30 mm×15 mm, aspect ratio 2) are reported and the correlation based on the experimental data is proposed.

The values of the ratio of the frictional pressure drop of the air-water two-phase flow to the water single-phase flow take some difference about it as compared with the vertical and the horizontal pipes.

1. 緒 言

原子炉やボイラの蒸発管および熱交換器などの化学工業装置における気液二相流の圧力損失については、従来より種々の条件で実験され、多数の研究結果が報告されている。しかし、従来の気液二相流の圧力損失の実験的研究には主として円管が用いられており、円形断面以外の管路を用いた実験はあまり見られない。そのために、円形断面以外の管路における実験結果について、その管路の水力的相当直径を代表長さとして用いた場合に、円管と同様の方法で整理できるかどうかとも確立されていない。たとえば、長方形断面管路を使用した Petrick¹⁾ の実験結果について、管路の水力的相当直径を用いて円管と同じように整理してみると、円管の実験結果と異なった結果もみられる。

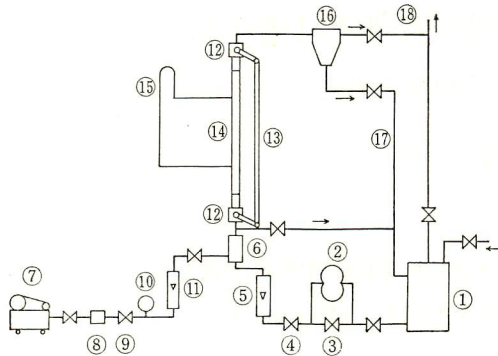
本研究は、蒸発管内などの気液二相流における気体と液体の挙動と圧力損失を調べ、それと熱伝達との関係を解析することが目的である。本報告においては、長方形断面管路における圧力損失は管路の水力的相当

直径を代表長さとして用いることによって、円管と同様の整理方法で整理できるかどうかを確かめるとともに、蒸発管内における蒸気-水二相流の挙動と圧力損失の関係を調べるための基礎資料として、相変化のない空気-水二相流の流動様式と圧力損失の関係を実験的に解析した結果を述べる。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図1に示す。貯水タンク①に貯められた水は、歯車ポンプ②により強制循環される。水の流量は、流量調節弁③および④で制御され、水流量計⑤で測定される。空気は空気圧縮機⑦からストレーナ⑧および減圧弁⑨を通り、空気流量計⑩で流量を測定される。それぞれの流量計を通った水および空気は、気水混合部⑥にて混合され、気液二相流となって測定部⑭に入る。測定部を出た気液二相流は、サイクロン型の気水分離器⑮で空気と水に分離される。その水は導管⑯を通り貯水タンク①へかえされ、空気は導管⑰より大気へ放出される。

* 鹿児島大学工学部機械工学第二教室・助教授



- ① 貯水タンク ② 歯車ポンプ ③ 流量調節弁
④ 流量調節弁 ⑤ 水流量計 ⑥ 気水混合部
⑦ 空気圧縮機 ⑧ ストレーナ ⑨ 減圧弁
⑩ 圧力計 ⑪ 空気流量計 ⑫ シャ断弁
⑬ シャ断リンク ⑭ 測定部 ⑮ マノメータ
⑯ 気水分離器 ⑰ 導管 ⑱ 導管

図1 実験装置概略図

測定部⑭は 30 mm×15 mm の長方形断面（管路の水力的相当直径 20 mm, 縦横比 2.0）をした長さ 1150 mm の透明なアクリル樹脂製管路である。測定部は鉛直に支持され、流動方向は上向きである。測定部上流側および下流側にあるシャ断弁⑫と測定部の接続部分は長さ約 200 mm の整流部となっている。

混合部⑥の詳細な図2に示している。空気吹込み管には直径 1 mm の孔が多数あけてある。すなわち、空

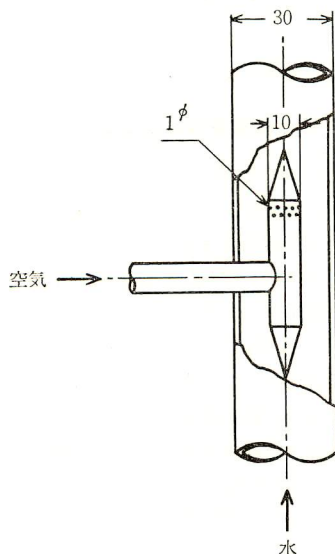


図2 混合部の詳細図

気流量が少ない場合には孔数の少ないものを、空気流量が多い場合には孔数の多いものを混合部に取付ける。

測定部静圧測定用の圧力孔は、測定部上流側シャ断弁より 550 mm 下流とこれから下流へ 650 mm の 2 箇所に設けてあり、静圧差はマノメータ⑮で測定される。

水および空気の温度は、それぞれの流量計の下流に設置してある銅—コンスタンタン熱電対と電位差計にて計測される。

気液体積率は、シャ断リンク⑬により測定部の上流側および下流側のシャ断弁⑫を同時に操作し、測定部における水と空気の体積割合から求めた。

気液二相流の流動模様は写真撮影および肉眼にて観察した。

実験は、水流量 0.2 kg/s から 0.7 kg/s（管路に水だけ流した場合の流速 0.45 m/s から 1.6 m/s）および空気流量 2.6×10^{-5} kg/s から 1.2×10^{-3} kg/s（管路に空気だけ流した場合の流速 0.05 m/s から 2.3 m/s）の範囲で行なった。

3. 実験結果および整理

3.1 水単相流の摩擦圧力損失

水単相流における摩擦圧力損失と管摩擦係数の関係は、

$$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_i = \lambda_p \frac{\gamma_i u_m^2}{2gDe} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

De : 管路の水力的相当直径、

g : 重力の加速度、

u_m : 平均流速、

$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_i$: 水単相流における単位長さ当りの摩擦圧力損失、

γ_i : 水の比重量、

λ_p : 管摩擦係数、

である。

式 (1) を変形して、

$$\lambda_p = \frac{2gDe}{\gamma_i u_m^2} \left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

また、レイノルズ数 Re_i は、

$$Re_i = \frac{De u_m}{\nu_i} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 ν_i は水の動粘性係数である。

水単相流の実験結果を管摩擦係数とレイノルズ数の

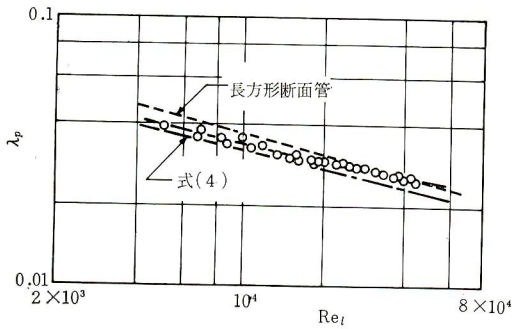


図3 水単相流における管摩擦係数とレイノルズ数の関係

関係で示したのが図3である。水単相流の乱流における管摩擦係数とレイノルズ数の関係は、円管では、例えば Blasius の式

$$\lambda_p = 0.3164 Re_l^{-0.25} \dots \dots \dots (4)$$

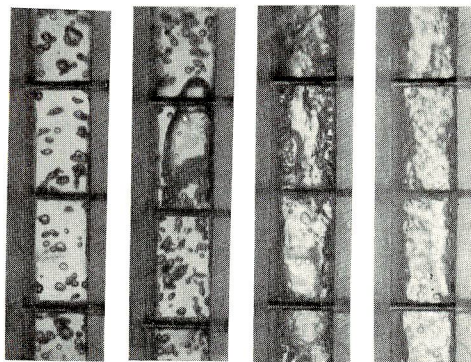
であらわされる。また、円形断面以外の管路では、その水力的相当直径を用いても円管の場合とかならずしも一致しない²⁾ことがわかっている。図3には比較のために、式(4)および長方形断面管²⁾の関係も表わしてある。

3.2 気液二相流の流動様式および気体体積率

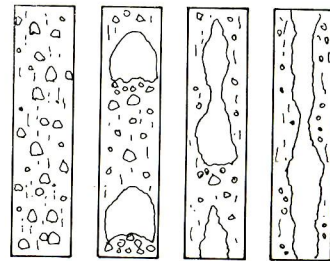
気液二相流の流動様式の種類および状態図は、従来より多数の研究者が報告しているが、それらは定量的な測定値から定められたものではなく、ほとんどが観察によって作成されたものである。したがって、状態図は気液両相の物性値ならびに流量および管路形状などにより多少の差異がある。

ここでは、流動様式を形式的に図4に示すように、

(1) 気ほう流, (2) スラグ流, (3) 遷移流および(4) 気柱流



(1) 気ほう流
(2) スラグ流
(3) 遷移流
(4) 気柱流



(1) 気ほう流
(2) スラグ流
(3) 遷移流
(4) 気柱流

図4(a) 流動様式の分類（写真観察による）

図4(b) 流動様式の分類（スケッチによる）

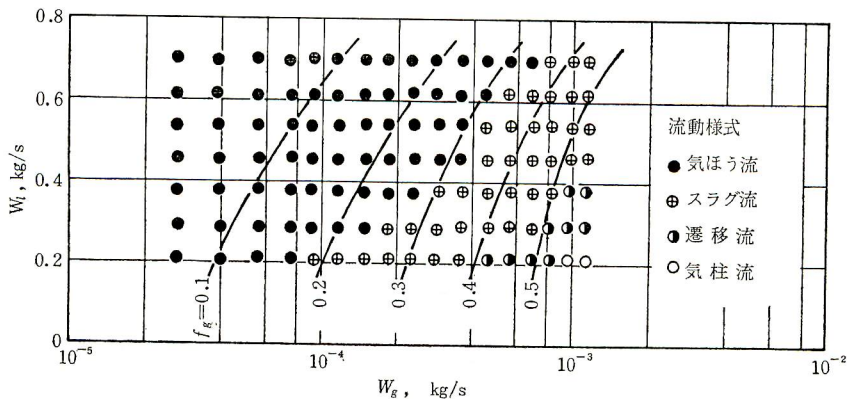


図5 流動様式の変化

に分類すれば、水流量 W_l と空気流量 W_g による流動様式の変化は図5に示すようである。また、気体体積率 f_g との関係も実線で表わしてある。ただし、流動様式の分類(3)遷移流をフロス流とよぶこともあるが、定義が明りょうでないのでここでは遷移流とした。そして円管における環状流を長方形断面管路では気柱流としている。図5において、水流量が大きくなるにつれて、流動様式の境界は明確に見わけることが困難になる。

Griffith-Wallis³⁾ の整理法による流動様式の状態図を図6に示す。

ただし、

$$\beta = \frac{v_g}{v_g + v_l} \dots\dots\dots (5)$$

$$F_r = \frac{(v_g + v_l)^2}{gDe} \dots\dots\dots (6)$$

$$v_g = \frac{W_g}{A\gamma_g}, \quad v_l = \frac{W_l}{A\gamma_l} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

A : 管路断面積,

F_r : フルード数,

v_g : 管路を空気のみが流れる場合の相当流速,

v_l : 管路を水のみが流れる場合の相当流速,

W_g : 空気の流量,

W_l : 水の流量,

γ_g : 空気の比重,

である。

図6の実線は、Griffith-Wallis による流動様式の分類 (I) 気ほう流, (II) ピストン流および (III) 環状噴霧

流の境界を表わしている。上述したように、流動様式の各境界は明確に区分することができないし、それぞれの研究者により流動様式の分類にも差異があることを考慮すれば、本実験結果は Griffith-Wallis の状態図と定性的な一致を与えていることが認められる。

図7は水流量をパラメータとした気体体積率と空気-水の流量比の関係である。図には内径 24.5 mm の鉛直円管を用いたス波-山崎⁴⁾ の実験結果の平均値も曲線で示してある。これと比較すると、流量比の小さい範囲において、同じ流量比における気体体積率は本実験値がいくらか大きくなっている。

いま、気体体積率が比較的小さい場合は気体流速と液体流速の比、すなわちすべり比を1とみなすことができることより、

$$S = \left(\frac{W_g}{W_l} \right) \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right) \left(\frac{1-f_g}{f_g} \right) = 1 \dots\dots\dots (8)$$

この式を書きかえて、

$$f_g = \frac{1}{1 + \left(\frac{\gamma_g}{\gamma_l} \right) \left(\frac{W_g}{W_l} \right)^{-1}} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、

f_g : 気体体積率,

S : すべり比,

である。

式(9)の関係も図7に示してあるが、気体体積率の小さい範囲では実験結果とよく一致しているのがみられる。

気体体積率と空気相当流速の関係は図8に示している。同図には、比較のために内径 27.6 mm の鉛直円

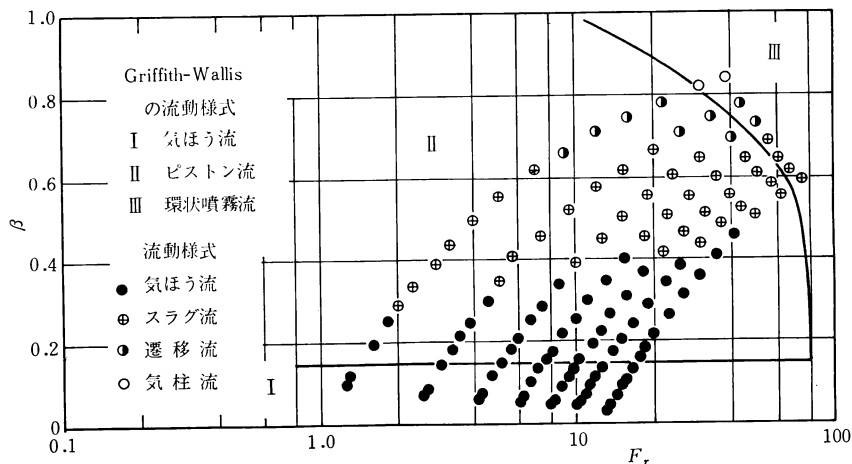


図6 流動様式の状態図

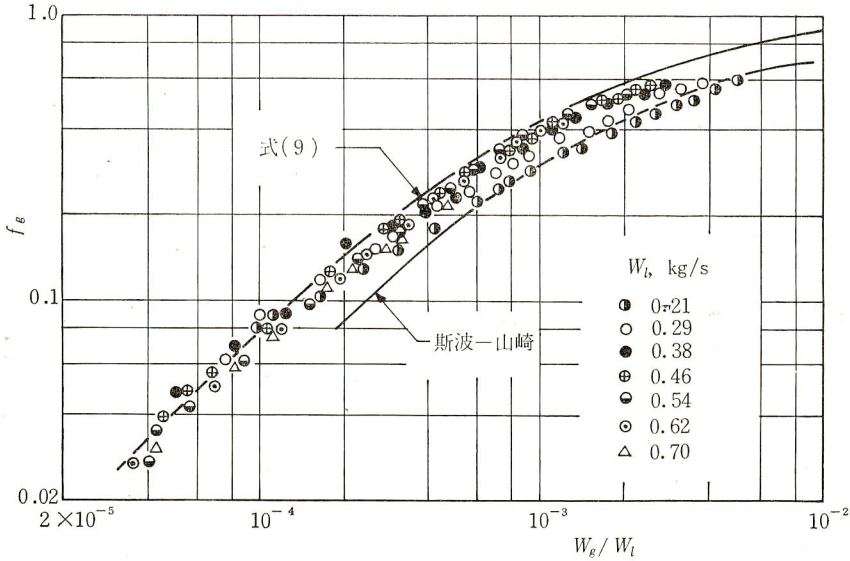


図7 気体体積率と流量比の関係

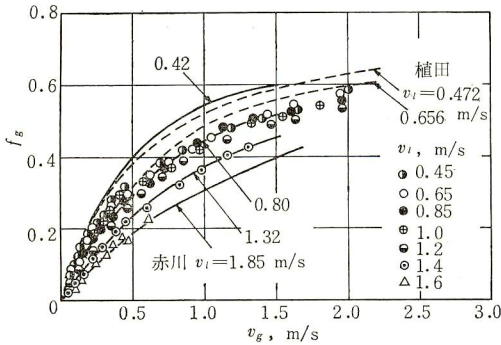


図8 気体体積率と空気相当流速の関係

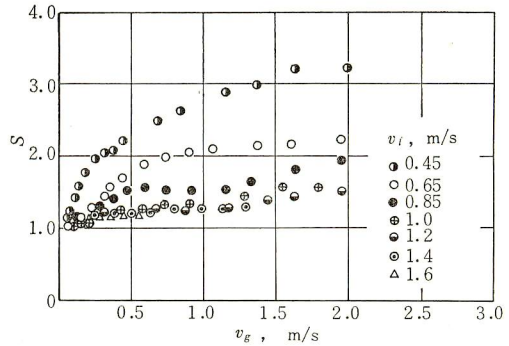


図9 すべり比と空気相当流速の関係

管を用いた赤川⁵⁾の実験結果を実線および内径 19.5 mm の鉛直円管を用いた植田⁶⁾の実験結果を破線で表わしてある。水の相当流速が大きい範囲では本実験結果と赤川の結果とは良く一致しているが、水相当流速が小さくて空気相当流速が大きいところでは、本実験結果は赤川および植田の結果に比較して、同じ空気相当流速にたいする気体体積率が小さくなっている。

図9はすべり比と空気相当流速の関係である。水相当流速が小さいほどすべり比は大きくなっている。そして、水相当流速が大きくなるとすべり比の変化は小さく、ほぼ一定値をとる傾向にある。なお、すべり比と相対速度の関係は、

$$S = \frac{u_g}{u_l} \quad (10)$$

$$u_r = u_g - u_l \quad (11)$$

$$u_g = \frac{v_g}{f_g}, \quad u_l = \frac{v_l}{(1-f_g)} \quad (12)$$

より、

$$S = 1 + \frac{(1-f_g)}{v_l} u_r \quad (13)$$

ここに、

u_g : 空気速度、

u_l : 水速度、

u_r : 相対速度、

である。

3.3 気液二相流の摩擦圧力損失

図10は静圧測定法を示し、この関係から、気液二相流における圧力損失と気体体積率の関係を求める。

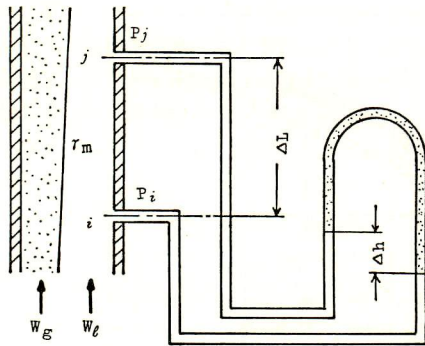


図10 静圧とマンメータの読みの関係

ここに、図中の記号は、

Δh : マンメータの液柱差,

ΔL : 測定区間の距離,

P_i : 位置 i における静圧,

P_j : 位置 j における静圧,

γ_m : 気液二相流体の平均比重量,

である。

静圧とマンメータの読みの関係は、

$$\frac{(P_i - P_j)}{\Delta L} = \left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_{tp} = \left(1 - \frac{\Delta h}{\Delta L} \right) \gamma_l \quad (14)$$

また、Bernoulli の式より

$$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_{tp} = \left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L} \right)_{tp} + \left(\frac{\Delta P_a}{\Delta L} \right)_{tp} + \left(\frac{\Delta P_z}{\Delta L} \right)_{tp} \quad (15)$$

ここに、

$\left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_{tp}$: 気液二相流における単位長さ当りの全圧力損失,

$\left(\frac{\Delta P_a}{\Delta L} \right)_{tp}$: 気液二相流における単位長さ当りの加速圧力損失,

$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L} \right)_{tp}$: 気液二相流における単位長さ当りの摩擦圧力損失,

$\left(\frac{\Delta P_z}{\Delta L} \right)_{tp}$: 気液二相流における単位長さ当りの位置による圧力降下,

である。

ここでは、管路軸方向の気体体積率の変化が無視できるので、

$$\left(\frac{\Delta P_a}{\Delta L} \right)_{tp} = \frac{1}{\Delta L} \int_i^j \gamma d \left(\frac{u^2}{2g} \right) \doteq 0 \quad (16)$$

また、気液二相流体の平均比重量を用いると、

$$\left(\frac{\Delta P_z}{\Delta L} \right)_{tp} = \frac{1}{\Delta L} \int_i^j \gamma dL = \gamma_m \quad (17)$$

そして、気液二相流体の平均比重量は、

$$\gamma_m = (1 - f_g) \gamma_l + f_g \gamma_g \quad (18)$$

のように定義できるので、 $\gamma_l \gg \gamma_g$ より

$$\gamma_m \doteq (1 - f_g) \gamma_l \quad (19)$$

気液二相流の摩擦圧力損失は、式 (14)、(15)、(16)、(17) および (19) より

$$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L} \right)_{tp} = \left(f_g - \frac{\Delta h}{\Delta L} \right) \gamma_l \quad (20)$$

気液二相流の摩擦圧力損失について、Lockhart-Martinelli⁷⁾ のパラメータを用いて整理したのが図 11

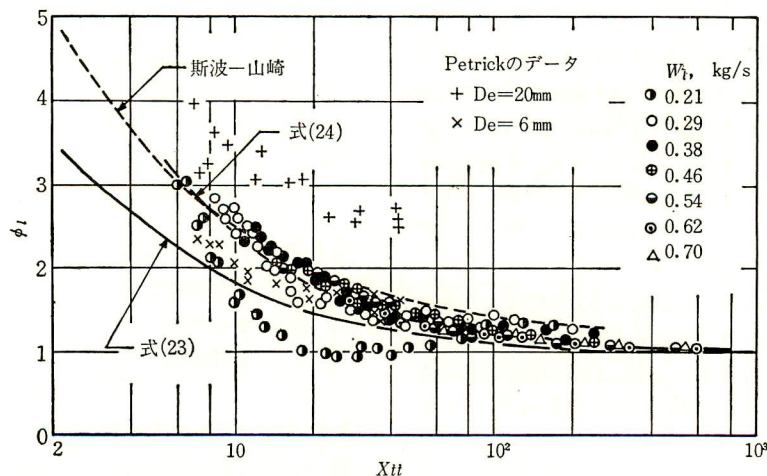


図11 Lockhart-Martinelli の整理法

である。

ただし、

$$\phi_i = \sqrt{\frac{\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_{tp}}{\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_l}} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{W_l}{W_g}\right)^{0.9} \left(\frac{\gamma_g}{\gamma_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここに、

μ_g : 空気の粘性係数、

μ_l : 水の粘性係数、

X_{tt} : Martinelli のパラメータ、

である。

図 11 には水平円管にたいする Lockhart-Martinelli の関係式

$$\phi_i = \sqrt{1 + \frac{21}{X_{tt}} + \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^2} \quad \dots\dots\dots (23)$$

および鉛直円管のス波—山崎⁴⁾ならびに長方形断面管路の Petrick¹⁾の実験結果も表わしてある。水流量が小さくなると ϕ_i の値が 1 またはそれ以下になることがある。このことは、図 12 に示す 植田⁶⁾の実験結果にもみられる。植田の報告によると、水流量が非常に小さいときの ϕ_i は 0 以下、すなわち負の値にもなっている。植田も述べているように、これはスラグ流お

よび遷移流の範囲で流動が不安定となり、かなりの脈動を生じるために、管壁近くの水が局部的に逆流を起しているのが原因と思われる。本実験では、水流量が 0.3 kg/s 以上ではマノメータの液柱脈動はわずかであったが、水流量が 0.2 kg/s の場合はマノメータの液柱脈動がやや大きかった。さらに、水流量を 0.2 kg/s より小さくすると液柱は大きく脈動し、液柱差の正確な測定ができなかった。

いま、水流量が 0.21 kg/s の実験値を除いて、式 (23) の形の実験式を作ると、

$$\phi_i = \sqrt{1 + \frac{38}{X_{tt}} + \left(\frac{10}{X_{tt}}\right)^2} \quad \dots\dots\dots (24)$$

であり、この関係も図 11 に表わしてある。

摩擦圧力損失比と気体体積率の関係を図 13 に示す。図には内径 30 mm の円管を用いて気ほう流のみを実験した 青木ら⁸⁾の結果も表わしてある。この整理ではレイノルズ数の大きい場合、すなわち、流動様式では大部分が気ほう流域の場合、本実験結果は青木らの結果と良く一致するが、レイノルズ数の小さい場合のスラグ流および遷移流域では、気ほう流と同様の整理はできず、実験結果のまとまりの悪いことがわかる。

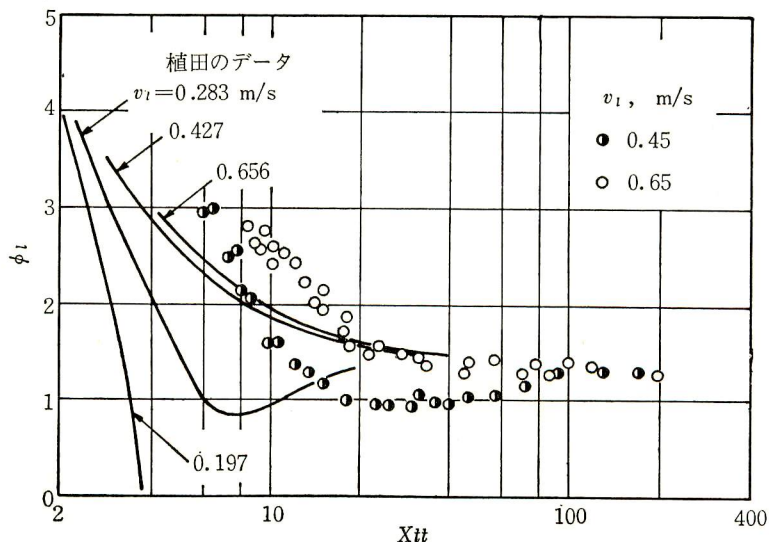


図12 植田の結果との比較

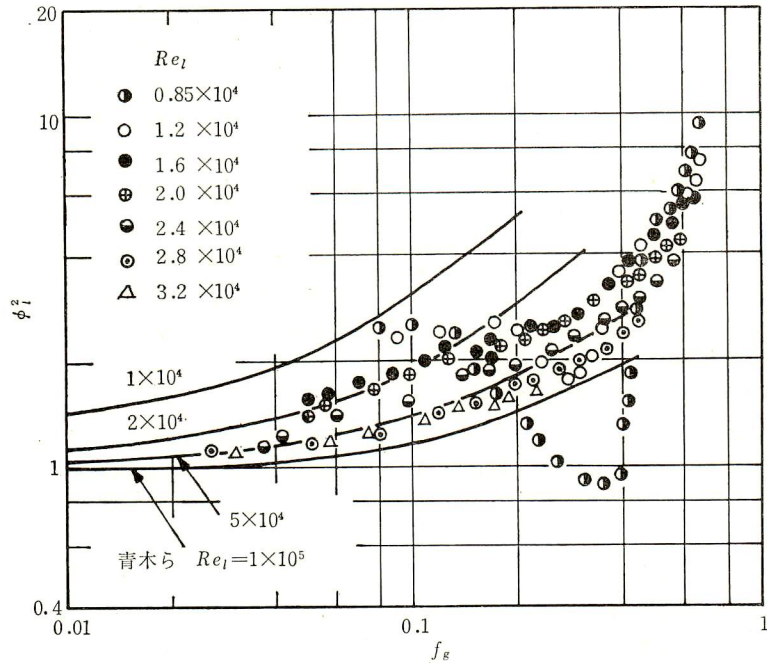


図13 摩擦圧力損失比と気体体積率

4. 考 察

気液二相流の摩擦圧力損失について、Lockhart-Martinelli⁷⁾の整理法で示したのが図11であるが、井伊谷⁹⁾も報告しているように、鉛直管の場合は水平管の場合よりも同じ X_{tt} にたいして ϕ_l がいくらか大きくなっている。すなわち、図11において鉛直管の実験値は水平管にたいする Lockhart-Martinelli の関係式(23)よりも上側に存在する。本実験結果は、 X_{tt} の小さい範囲で斯波—山崎⁴⁾の結果と一致し、 X_{tt} の大きいところでは水平管にたいする式(23)と一致する傾向にある。ただし、図12にも示しているが、水流量の小さい場合には Lockhart-Martinelli の整理法では良く整理できないことが認められる。

長方形断面管路の水力的相当直径 20 mm (縦横比 4) および 6 mm (縦横比 16) の Petrick¹⁾の結果も図11に表わしているが、水力的相当直径 6 mm の実験値は本実験値と一致しているのにたいして、水力的相当直径 20 mm の実験値は本実験値と異なった傾向を示している。これは流動様式と関連しているから、流動様式と圧力損失との関係をもう少し詳しく調べる必要がある。

いま、気液二相流の摩擦圧力損失を簡単に扱う

ために、管路断面は空気の占める面積だけ縮少すると考える。水流量一定における水単相流の流速は、管路断面の縮少によりその割合だけ大きくなるので、その流速における水単相流の摩擦圧力損失を気液二相流の摩擦圧力損失と仮定する。したがって、縮少した管路断面の水流速を u_i' とすると、仮定した二相流の摩擦圧力損失は、

$$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_{tp,cal} = \lambda_p \frac{\gamma_l u_i'^2}{2gDe} \quad \dots\dots(25)$$

ここに、 $(\Delta P_f / \Delta L)_{tp,cal}$ は気液二相流における単位長さ当りの計算による摩擦圧力損失である。

これに水単相流の式(1)の関係を代入すると、

$$\left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_{tp,cal} = \left(\frac{\Delta P_f}{\Delta L}\right)_l \left(\frac{1}{1-f_g}\right)^2 \quad \dots\dots(26)$$

ただし、

$$\frac{u_i'}{u_l} = \frac{1}{(1-f_g)} \quad \dots\dots(27)$$

式(26)から算出した摩擦圧力損失と実験結果の比較を図14に示す。図の実線は計算値と実験値の一致した場合を示している。図によると本実験範囲では大まかな仮定による計算結果と実験結果が比較的良好一致している。ただし、管路内の脈動現象による局部的逆流などがある場合や気体体積率が大きくなった場合

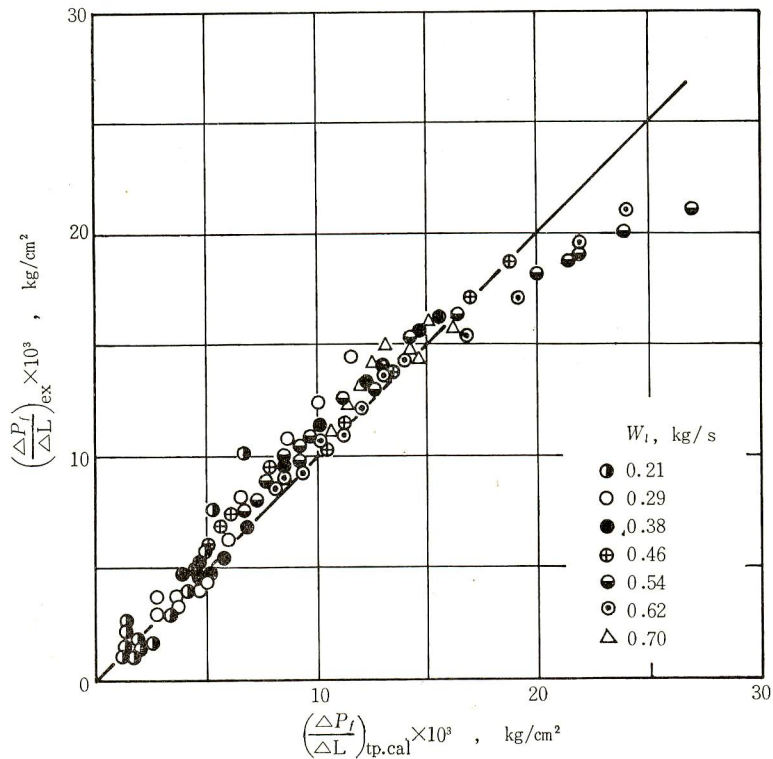


図14 計算値と実験値の比較

は、上述のような単純な考えは不適当である。

また、本実験結果と円管の実験結果を比較した場合、多少の差異のあるものもあるが、一般に長方形断面管路の水力的相当直径でもって円管とみなした整理を行なうことができることがわかった。

5. 結 言

鉛直長方形断面管路の上向流における相変化のない気液二相流、すなわち、管路軸方向の気体体積率の変化が無視できる場合の気液二相流の摩擦圧力損失を実験的に求め、従来の円管の実験結果と比較検討したことより、つぎのようなことがわかった。

(1) 鉛直管における気液二相流と水単相流の摩擦圧力損失比は水平管のそれよりいくらか大きい。ただし、Martinelli のパラメータ X_{tt} が大きくなると、鉛直管の摩擦圧力損失比は水平管の値に一致する傾向にある。

(2) 水流量が比較的小さい場合、摩擦圧力損失比は1よりも小さく、ときには負の値にもなるので、Lockhart-Martinelli の整理法では良く整理ができな

い。

(3) 長方形断面管路における気液二相流の本実験結果は、その水力的相当直径を用いればほぼ円管と同様の整理ができることがわかった。ただし、すべての長方形断面管路に適用できるかどうかは、管路の形状と流動様式の関係をもう少し詳細に調べる必要がある。

(4) 管路内の脈動現象による水の局所的な逆流がない場合および気体体積率がそんなに大きくない場合は、気体体積率の割合だけ管路断面が縮少すると仮定した水単相流の流速にたいする実際の管路の摩擦圧力損失を、近似的に気液二相流の摩擦圧力損失とすることができる。

最後に、本報告の一部は日本機械学会 関西支部第222 回講演会（昭和44年6月6日）にて講演したことを付記する。

文 献

- 1) M. Petrick: Two-Phase Air-Water Flow Phenomena, Argonne Nat. Lab. Rept., ANL-5787, (1958)

- 3). 実験値は 4) による.
- 2) 日本機械学会編：機械工学便覧，(1960)，8-19，日本機械学会.
 - 3) P. Griffith & G. B. Wallis: Two-Phase Slug Flow, Trans. ASME, Ser. C, 83, 3 (1961-8), 307.
 - 4) 斯波・山崎：垂直円管内の気液二相流の摩擦損失，日本機械学会論文集，32, 240 (1966-8), 1231.
 - 5) 赤川：気水混合物の流動，(第2報) 水平管および傾斜管上向流における相対速度，日本機械学会論文集，23, 128 (1957-4), 285.
 - 6) 植田：気液混合物の垂直管内上昇流について，(第1報) 流れに対する実験と考察，日本機械学会論文集，33, 248 (1967-4), 601.
 - 7) R. W. Lockhart & R. C. Martinelli: Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Component Flow in Pipes, Chem. Engng. Progr., 45, 1 (1941-1), 39.
 - 8) 青木・高橋・井上：管内二相流の圧力損失に関する基礎的研究，日本機械学会論文集，31, 224 (1965-4), 588.
 - 9) 井伊谷：空気水二相流のホールド・アップと圧力損失に関する実験的検討，機械の研究，10, 8 (1958-8), 1007.