

【整番】 FE-03-TM-051	【標題】 断熱二相流の圧力損失計算法：L-M法とその展開
分類：流れ(気液2相流)／種別：設計メモ	作成年月：H21.4／改訂：Ver0.0(21.6)
	作成者：N.Miyamoto

全 22 枚

1. はじめに

- (1) 殆ど熱の出入りのない二相流即ち断熱(あるいは等温)二相流ラインの圧力変化は、単相流と同じように
- ①摩擦などによる圧力損失、②重力による圧力変化、③運動量による圧力変化
- によって発生する。②③は垂直管などで影響がでることもあるがインパクトは少ない。一方、①は常に単相流よりも大きなエネルギーロスを生じてラインの輸送能力を損なうので、設計上重視される。

断熱二相流の圧力損失については既に多くの手法が存在し、テキストやハンドブック等で紹介されている^{(1)~(4)}が、情設計情報として纏まりを欠く面もあるので本 TS で補完を試みた。

- (2) 断熱二相流の圧損計算には種々の方法が提案されているが、大きくは均質流モデルと分離流モデルに別れる。ここで取り上げる Lockhart-Martinelli(以下 L-M 法と略記)法は、分離流モデルから予想される **L-M パラメータ X** と **二相摩擦乗数 Φ** の相関を実験的に定めたもので、相関曲線の形でグラフに与えられる。設計ではこのグラフから既知の X に対する Φ を読み取って、摩擦圧力損失を計算する。

L-M 法自身は既に古典的な手法になっているが、この発想はその後フォローされて幾つかの相関曲線や相関式が提案されてきた。その代表的なものを挙げると、

- ① Martinelli-Nelson の相関曲線
- ② Thom の相関曲線
- ③ Baroczy の相関曲線
- ④ 赤川・Chisholm の相関式
- ⑤ Chisholm-Sutherland の相関式
- ⑥ Collier & HTFS の相関式
- ⑦ Baker の相関式(Kern の計算法)
- ⑧ 管フィッティング類の圧損計算法

L-M 法および①~⑦は、基本的に管の摩擦圧力損失を対象としている。⑧は管路の断面変化や流れ方向変化に伴う圧力損失を対象にしている。以下これらの内容を次項とその運用を説明する。また技術の背景や要点については[解説]で補足する。また上記の⑥&⑧に基づく二相流ラインの圧損計算法については、別途

【FE-03-RP-001 等温気液二相流の圧損計算】

を参照のこと。

- (3) なおここで使用する二相流特有のパラメータの定義については、次の TS を参照のこと。

【FE-03-051 気液2相流における基本的なパラメータとそれらの相関】

2. 圧力損失の計算法

2.1 Lockhart-Martinelli の方法⁽²⁾⁽⁵⁾

L-Mの方法は、実験データから得られたパラメータの相関関係を用いて次式によって二相流の摩擦圧力損失を計算するものである。

$$\Delta P = \Phi_g^2 \Delta P_g \quad \text{または} \quad \Delta P = \Phi_l^2 \Delta P_l \quad \text{----- (A1)}$$

ここで、 ΔP = 二相流ラインの管部分の摩擦圧損/単位長さ (Pa/m)、

ΔP_g = 気相流量が単独で管の全断面を流れるとした時の見掛け摩擦圧損/単位長さ (Pa/m)

ΔP_l = 液相流量が単独で管の全断面を流れるとした時の見掛け摩擦圧損/単位長さ (Pa/m)

Φ_g, Φ_l = 気相、液相に対する 実験データに基づく二相摩擦乗数(-)

具体的には、下記の手順による。

ステップ 1. 各相の見掛けのレイノルズ数を計算する。

$$Re_g = x_g G D / \mu_g, \quad Re_l = (1 - x_g) G D / \mu_l$$

ここで Re_g, Re_l = 気相、液相の見掛けのレイノルズ数(-)、 x_g = クォリティ(-)、

G = 全質量速度 (kg/m²s)、 D = 管内径 (m)、 g = 重力加速度 (9.807 m/s²)、

μ_g, μ_l = 気体、液体の粘性係数 (Pa · s)

ステップ 2. Re_l, Re_g から次のように各相の流動状態を判定する。

$$Re_l > 1500 \quad \& \quad Re_g > 1500 \quad \rightarrow \quad \text{液相、気相とも乱流} \quad \rightarrow \quad (t \cdot t)$$

$$Re_l \leq 1500 \quad \& \quad Re_g > 1500 \quad \rightarrow \quad \text{液相-層流、気相-乱流} \quad \rightarrow \quad (v \cdot t)$$

$$Re_l > 1500 \quad \& \quad Re_g \leq 1500 \quad \rightarrow \quad \text{液相-乱流、気相-層流} \quad \rightarrow \quad (t \cdot v)$$

$$Re_l \leq 1500 \quad \& \quad Re_g \leq 1500 \quad \rightarrow \quad \text{液相-層流、気相-層流} \quad \rightarrow \quad (v \cdot v)$$

ステップ 3. 各相の管摩擦損失係数 (λ_g, λ_l) を計算する。

$$Re_g \leq 1500 \quad \text{or} \quad Re_l \leq 1500 \quad \rightarrow \quad \lambda_g = 64 / Re_g \quad \text{or} \quad \lambda_l = 64 / Re_l$$

$$Re_g > 1500 \quad \text{or} \quad Re_l > 1500 \quad \rightarrow \quad \lambda_g = 0.184 Re_g^{-0.2} \quad \text{or} \quad \lambda_l = 0.184 Re_l^{-0.2}$$

[軽度の内面粗さがある時は Moody 線図から λ を求めるのがよい。次章 3. 参照]

ステップ 4. 各相の見掛け圧損を計算する。

$$\Delta P_g = \{ \lambda_g / (2D) \} \{ (x_g G)^2 / \rho_g \} \quad \text{or} \quad \Delta P_l = \{ \lambda_l / (2D) \} \{ (1 - x_g)^2 G^2 / \rho_l \}$$

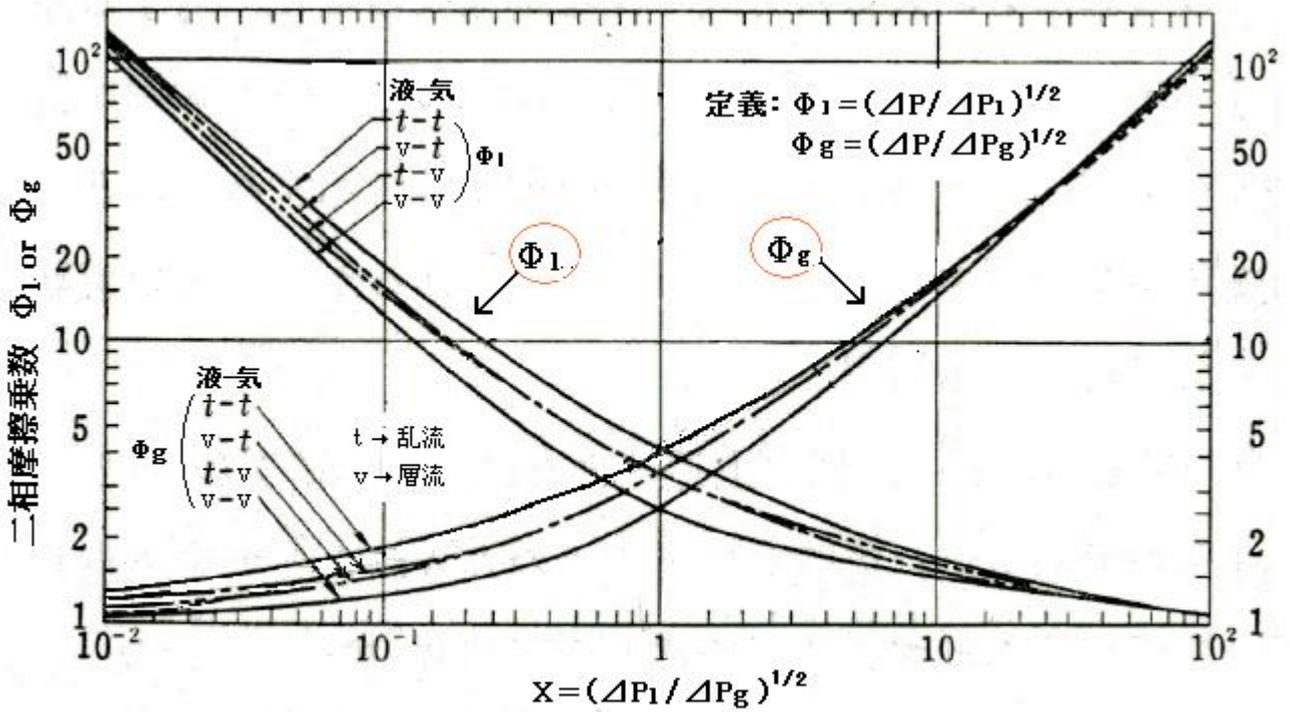
ここで、 ρ_g, ρ_l = 気体、液体の密度 (kg/m³)

ステップ 5. いわゆる **L-M** パラメータ **X** を計算する。

$$X = (\Delta P_l / \Delta P_g)^{0.5}$$

ステップ 6. 図 **A1** から、**X** に対する二相摩擦乗数 Φ_g もしくは Φ_l を読み取る。

ステップ 7. (A1)式より、二相圧力損失を計算する。



図A1 Lockhart-Martinelli の相関図 <文献(2)より引用>

2.2 Martinelli-Nelson の相関曲線⁽²⁾⁽⁶⁾

L-M法は基本的に、大気圧付近の実験データに基づいて作成されており、圧力が高くなると誤差が大きくなるので、MartinelliとNelsonは高圧域にも使えるような相関図(図A2)を作成している。二相圧力損失はL-M法と同じく(A1)式から計算する。なおΦ₁は図A2から得られるが、横軸はXではなく次のχになる。

$$\chi = X^{1/0.875} = \{(1-x_g)/x_g\} (\mu_l / \mu_g)^{0.143} (\rho_g / \rho_l)^{0.571} \quad \text{<記号は前に同じ>}$$

図A2は、図A1と同じように実験データから調整されたもので、図A1における(t-t)ケース すなわち[乱流-乱流]の場合のみで、層流を含む(v-t)、(t-v)、(v-v)ケースは含まれない。

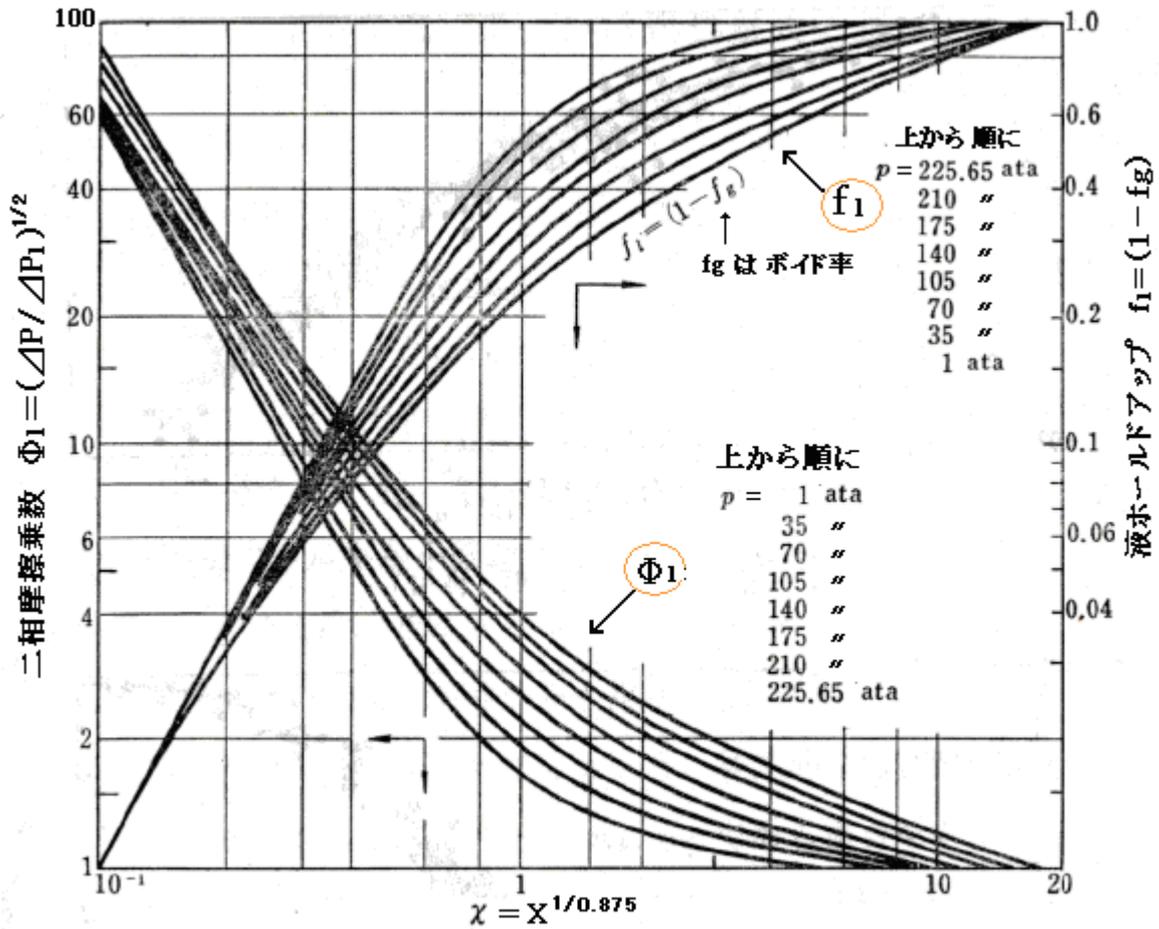
図を見ればわかるように、圧力が高くなると摩擦乗数Φがダウンして、ラインの摩擦圧損は低くなる。

なお、図A2のパラメータχは、流体を固定すれば、 $(\mu_l / \mu_g)^{0.143} (\rho_g / \rho_l)^{0.571}$ は一定になり、 x_g だけのパラメータになる。そこで水-蒸気系についてクオリティ x_g を横軸に二相摩擦乗数Φ₁₀を横軸にとったものが図A3である。この場合、次式で二相流の圧損/単長(Pa/m)が計算される。

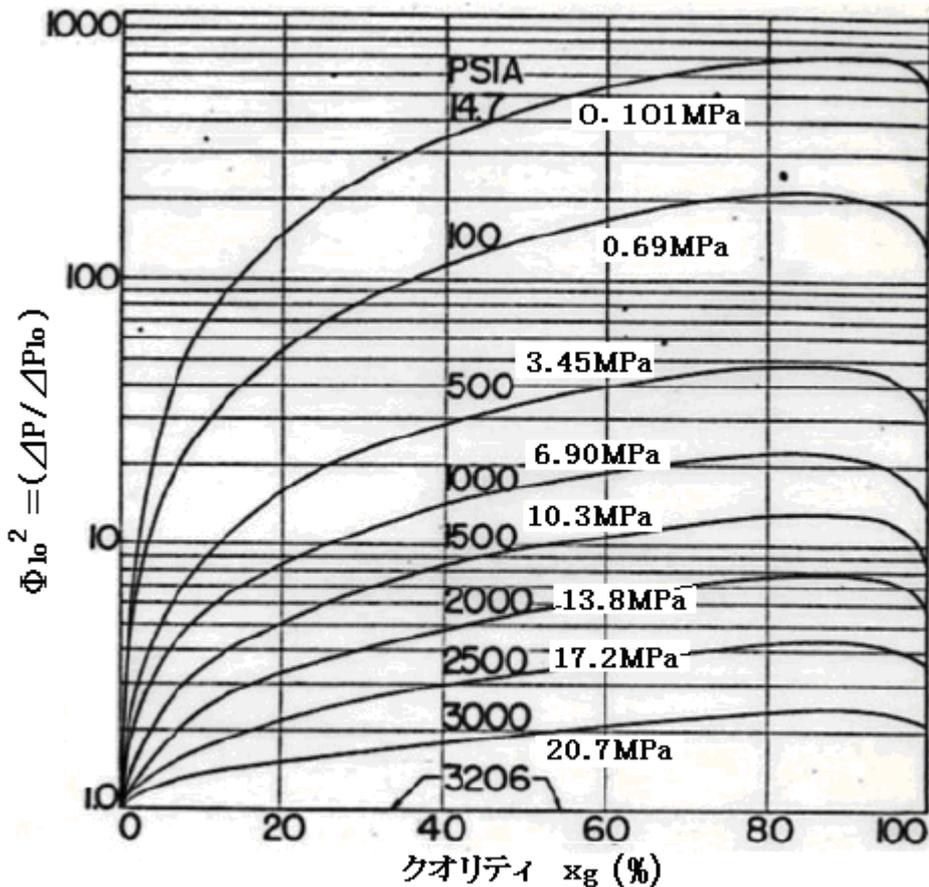
$$\Delta P = \Phi_{10}^2 \Delta P_{10} \quad \text{-----(A2)}$$

ここで、 ΔP_{10} =全流量が管全断面を液単相で流れるとしたときの圧損/単長(Pa/m) = $\{\lambda_l / (2D)\} (G^2 / \rho_l)$

なお、摩擦損失係数λ₁は、ブラジウス式のλ₁=0.3164Re^{-0.25}とする。



図A2 Martinelli-Nelsonの相関図(乱流-乱流) <文献(2)より引用>



図A3 蒸気-水二相流の圧力損失の相関 <文献(6)より引用>

2.3 Thom の相関曲線⁽⁴⁾⁽¹³⁾

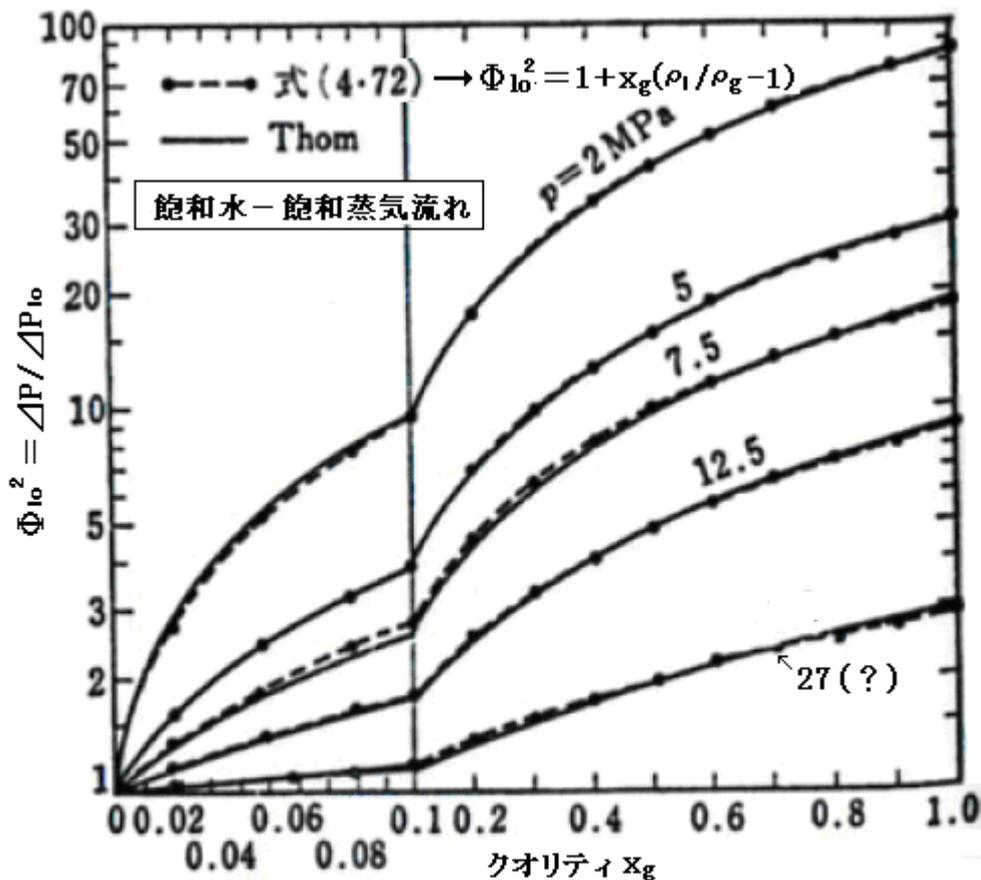
Thom は、飽和状態の水-蒸気の二相相関曲線について、**図 A4** のような結果を得ている。この図から得られる Φ_{lo}^2 を用いて、前述の(A2)式 [$\Delta P = \Phi_{lo}^2 \Delta P_{lo}$] から二相流の圧損が計算できる。

なお図 A4 は圧力 p とクオリティ x_g をパラメータとしているが、圧力 p により飽和水/飽和蒸気の物性、特に密度が決まるので、実質的に二相摩擦乗数 Φ_{lo}^2 は、密度 ρ とクオリティ x_g の関数になる。

この Thom の相関は図中に示されているように、均質流モデルにおいて二相流粘性係数を液体粘性係数と等しく置いて ($\mu_{TP} = \mu$) 得られる相関式、即ち点線の曲線と、

$$[\Phi_{lo}^2 = 1 + x_g(\rho_l / \rho_g - 1)] \quad \text{----- (A3)}$$

とかなり一致している。文献(12)の Idsinga による評価では、この相関式および Thom の相関曲線ともにランク付けのトップ (最も実測データに近い結果) になっている。従って、少なくとも飽和の水-蒸気系については、この非常に簡単な相関式で、精度の高い圧力損失が見積もれるということになる。



図A4 Thomの相関曲線 [文献(4)より抜粋]

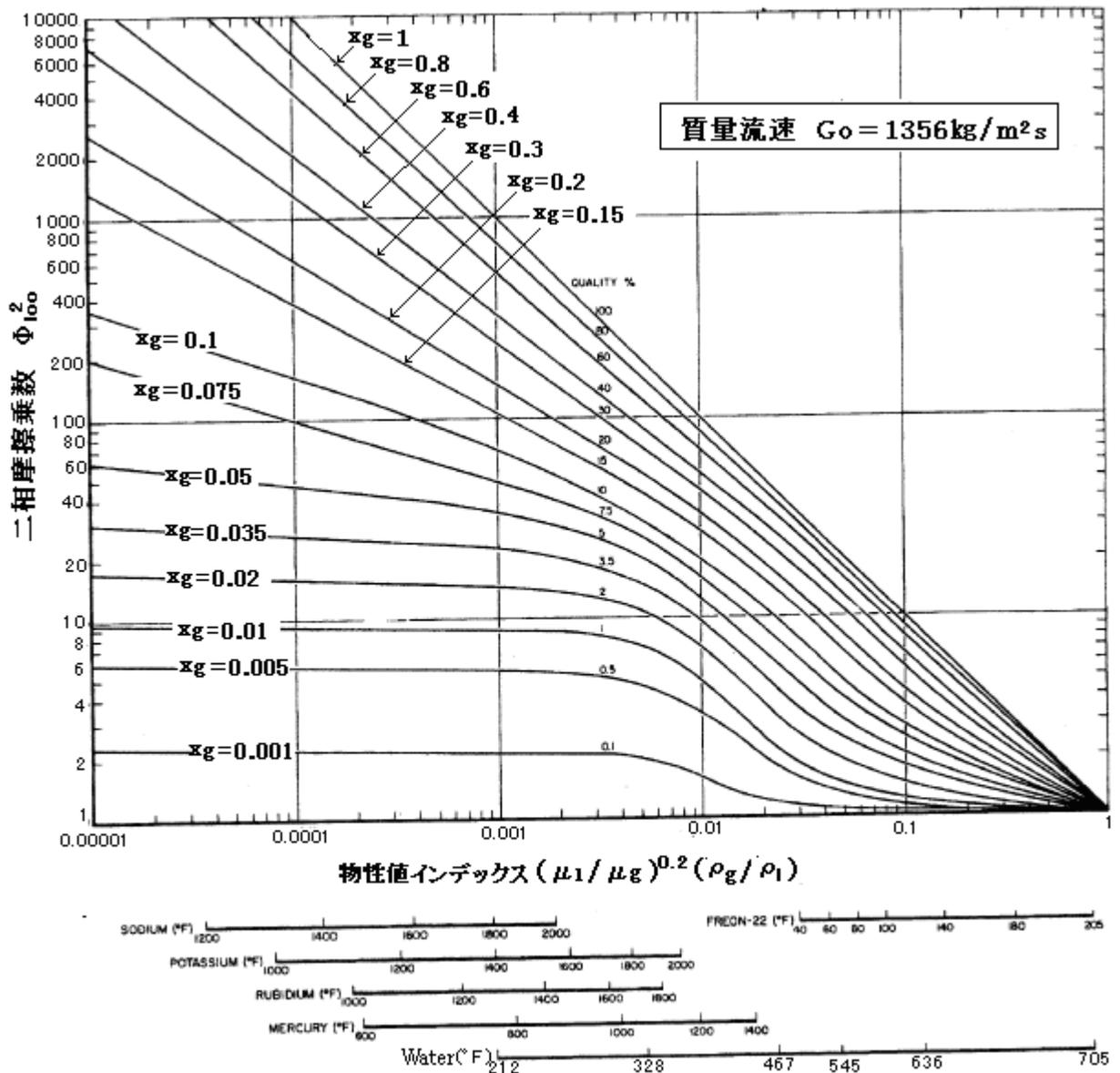
2.4 Baroczy の相関曲線⁽¹⁾⁽¹¹⁾

L-M 法ではクオリティ/密度/粘性係数によって二相摩擦乗数が決まり、質量速度(質量流束)の多寡による影響は小さいとされるが、質量速度の差異が大きいとやはり無視できないようだ。Baroczy はこれに関して、**図 A5 + 図 A6** の形の相関を提案している。この場合、二相流の圧損式は、

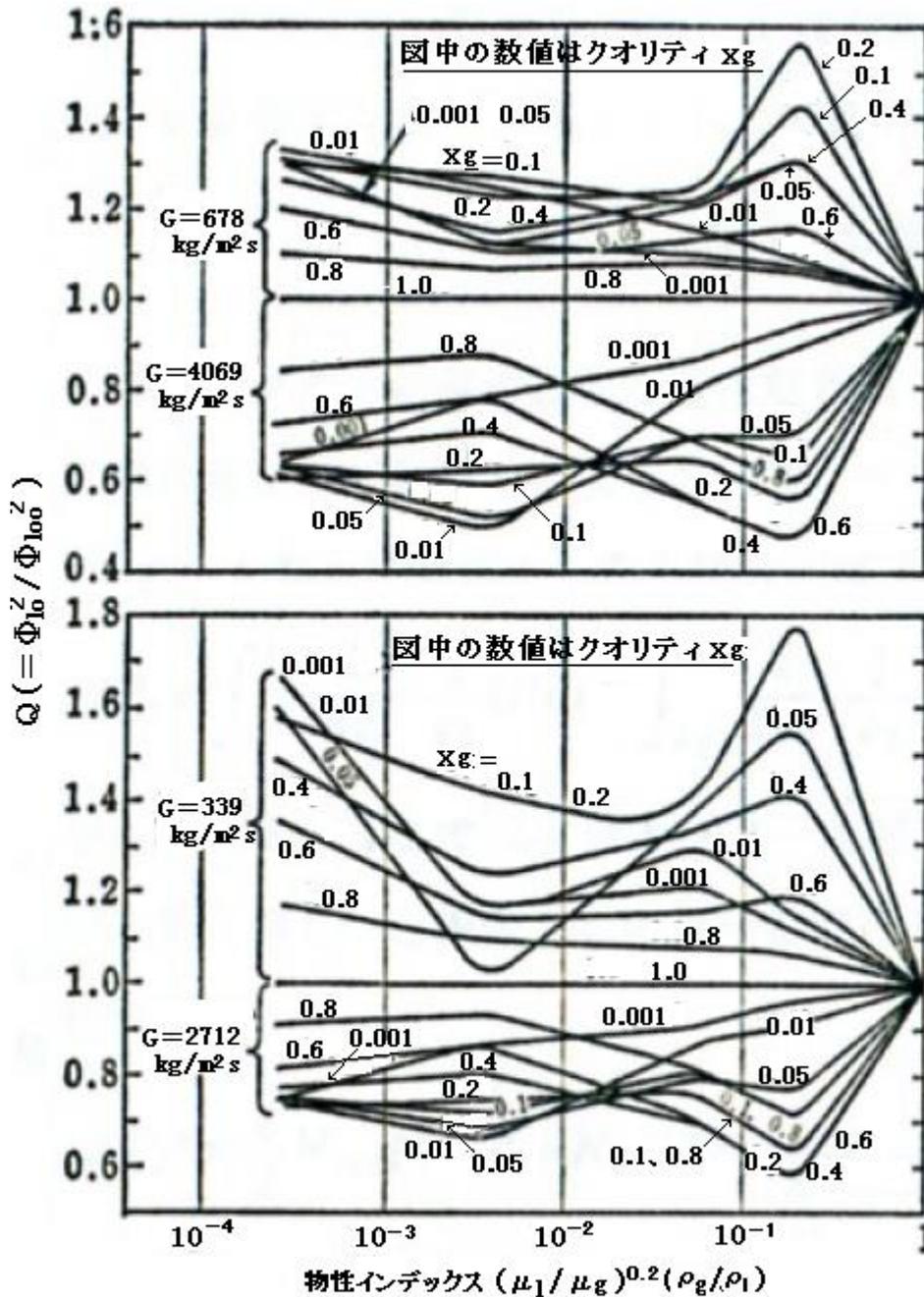
$$\Delta P = Q \Phi_{lo}^2 \Delta P_{lo} \quad \text{----- (A4)}$$

ここで Q は二相乗数比(= Φ_{10}^2/Φ_{100}^2)で、**図 A6** から得られる。 Φ_{100}^2 (基準流量における Φ_{10}^2)は、**図 A5** から得られる。 ΔP_{10} は(A2)式と同じある。

図 A5 から判るように二相摩擦乗数 Φ_{100}^2 は、基準質量流速 $G_0=1356 \text{ kg/m}^2\text{s}$ について、クオリティ x_g と質量インデックス $(\mu_l/\mu_g)^{0.2}(\rho_g/\rho_l)$ の関数として与えられている。また **図 A6** から判るように乗数比 Q は各質量速度 339,678, 2712,4069 $\text{kg/m}^2\text{s}$ について、クオリティと物性値インデックスの関数として与えられているので、与えられた質量流速に対して内挿あるいは外挿を行って Q の値を見積もる。



図A5 Baroczyの相関曲線 [文献(1)より抜粋]



図A6 二相摩擦乗数比 - Baroczyの相関 (文献(11)より抜粋)

2.5 赤川・Chisholmの相関式⁽²⁾

ボイド率 f_g を用いて L-M 法の相関曲線を表し実験データで調整したもので、次の式で二相流の摩擦圧力損失を計算する。

赤川による相関：
$$\Delta P = \Delta P_1 / (1 - f_g)^z \quad \text{-----(A5-1)}$$

Chisholm による相関：
$$\varepsilon / D = 0 \text{ の時 } \Delta P = 0.8 \Delta P_1 / (1 - f_g)^{1.75} \quad \text{-----(A5-2)}$$

$$\varepsilon / D = 0.0025 \text{ の時 } \Delta P = 0.8 \Delta P_1 / (1 - f_g)^{1.875} \quad \text{-----(A5-3)}$$

ここで、 ΔP 、 ΔP_1 は(A1)式に同じ。

f_g =ボイド率(≥ 0.2)、 z =実験定数 (表 A1 による)、 ε =内面粗さ(m)、 D =管内径(m)

なお、赤川の相関式はボイド率 $f_g \geq 0.2$ のときに適用する (Chisholm も恐らく然り)。ボイド率については【 FE-03-TM-061 ボイド率とスリップ比の算式(その1) 種々の提案式 】を参照のこと。

表 A1 実験定数 z の値 <文献(2)より抜粋>

流体	内面の状態	流れ方向	z の値	
水-空気	平滑面	水平	1.4	
		垂直	1.5	
	粗面	垂直	1.4~1.5	
水-蒸気 (1 ~ 5 ata)	平滑面	垂直	1.75	
	平滑面	水平	1.975 (*2)	
	粗面	$\varepsilon/D=0.0516$	垂直	2.58
		$\varepsilon/D=0.149$	垂直	2.73
高压の水-蒸気 (*1)	平滑面	水平	$z = 1.975 - 0.987 \times 10^{-3} p$ ここで p = 蒸気圧(ata)	

(注記) (*1) Martinelli-Nelson の相関に該当する。(*2) Lockhart-Martinelli の相関に該当する。

ε = 内面粗さ(m)、 D = 管径(m)、 ε/D = 相対粗さ

2.6 Chisholm-Sutherland の相関式⁽⁷⁾

L-M 法とは多少違ったアプローチで L-M パラメータ X と二相摩擦乗数 Φ の相関を定式化したもので、次の式で二相流管路の摩擦圧力損失を計算する。

$$\Delta P = \Phi_g^2 \Delta P_g \text{ または } \Delta P = \Phi_l^2 \Delta P_l \text{ -----(A6)}$$

$$\Phi_g^2 = 1 + CX + X^2, \quad \Phi_l^2 = 1 + C/X + 1/X^2$$

$$\text{粗面管: } X = \{(1 - x_g)/x_g\} (\rho_g / \rho_l)^{0.5}$$

$$C = [1 + (C_2 - 1)\{1 - (\rho_g / \rho_l)\}] \{(\rho_l / \rho_g)^{0.5} + (\rho_g / \rho_l)^{0.5}\}$$

$$\text{平滑管: } X = \{(1 - x_g)/x_g\}^{(2-n)/2} (\rho_g / \rho_l)^{0.5} (\mu_l / \mu_g)^{n/2}$$

$$C = [\alpha + (C_2 - \alpha)\{1 - (\rho_g / \rho_l)\}] \{(\rho_l / \rho_g)^{0.5} + (\rho_g / \rho_l)^{0.5}\}$$

$$\alpha = 0.5(2^{(2-n)} - 2)$$

ここで、 ΔP 、 ΔP_g 、 ΔP_l 、 X 、 x_g 、 ρ_g 、 ρ_l 、 μ_g 、 μ_l は前に同じ。なお ΔP_g 、 ΔP_l の計算式中の λ は、粗面管の時 Moody 線図から、平滑管の時 ブラジウス式 $\lambda = 0.184 Re^{-0.2}$ から求める。
 C = 係数(-)、 C_2 = 表 A2 で与えられる係数(-)、
 α = 係数($n = 0.2$ として 0.74)、 n = ブラジウスの摩擦損失係数式の指数(ここでは 0.2)。

なお、ここで云う粗面管とは Moody 線図の中の点線より右側領域に $[Re, \varepsilon/D]$ がある場合を指す(解説の 4.0 を参照のこと)。

表 A2 係数 C_2 の推奨値⁽⁷⁾

管タイプ	適用範囲	C_2 値	備考
粗面管	$G > 1500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ or $9 < (\rho_l / \rho_g)^{0.5} < 30$	1	(*1) (*4)
	$G \leq 1500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ & $(\rho_l / \rho_g)^{0.5} \leq 9$	1500/G	(*3)
平滑管	$G > 2000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ or $9 < (\rho_l / \rho_g)^{0.5} < 30$	1	(*2) (*4)
	$G \leq 2000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ & $(\rho_l / \rho_g)^{0.5} \leq 9$	2000/G	(*3)

(注記) (*1) $(\rho_l / \rho_g)^{0.5} \leq 9$ で $G > 1500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ の時は C_2 は過大見積になる。

(*2) $(\rho_l / \rho_g)^{0.5} \leq 9$ で $G > 2000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ の時は C_2 は過大見積になる。

(*3) $C_2 > 4$ の時は、 $C_2 = 4$ とすること。

(*4) $(\rho_l / \rho_g)^{0.5} > 30$ の時は Baroczy の方法によること。

2.7 Collier & HTFS の相関式⁽⁹⁾

Collier も Chisholm & Sutherland タイプに似た相関曲線式を提案している。即ち、

$$\Delta P = \Phi_1^2 \Delta P_1 \quad \text{----- (A7)}$$

$$\Phi_1^2 = 1 + C/X + 1/X^2$$

$$C = -2 + (28 - 0.3G^{0.5}) \exp\{-(2.5 + \log_{10} \Lambda)^2 / (2.4 - 10^{-4}G)\}$$

$$\Lambda = (\rho_g / \rho_l)(\mu_l / \mu_g)^{0.2}$$

ここで、 ΔP 、 ΔP_1 、 ΔP_g 、 X 、 Φ_1 、 G 、 ρ_g 、 ρ_l 、 μ_l 、 μ_g は前に同じ、 Λ = 物性値インデックス
 C = 係数(-)、なお上式で $C < 2$ 以下になるときは $C = 2$ をとる。

この式は二相流解析プログラム **RELAP5/MOD2** にも採用されている。

HTFS によれば、この式は今までに提案された相関の中で、最も良好な結果を与えるようである。ただ幾つか問題点があるので、HTFS は Collier 式を改善して HTFS 推奨式を作っている。推奨式の内容については、別途【 FE-03-RP-001 等温気液二相流の圧損計算 】に示す。

2.8 Baker の相関式 (Kern の計算法)

L-M 法は本来、2~3inch 以下の小口径管を対象にしているので、これよりも口径が大きくなると誤差がでてくる懸念がある。化学プラントの分野で使用される Kern の計算法では、2.5 inch を越えるような口径の大きな管に対し、フローパターンの影響を考慮した Baker の相関式を用いて二相乗数 Φ を算定している。この計算法については下記の TS で詳述するものとし、ここでは割愛する。

【 FE-03-TM-054 断熱二相流の圧力損失計算法：Kern の圧損計算法 】

なおフローパターンの影響については解説の 10 項を参照のこと。

2.9 管フィッティング類の圧損計算法

管フィッティングの不可逆的な圧損は、摩擦損失というよりも運動量の増加やエネルギーロスによって起きる。これについては、一般に Chisholm タイプの相関式 $[\Phi_1^2=1+C/X+1/X^2]$ が使用されている。 $\Phi_1^2=\Delta P/\Delta P_1$ 、 $X^2=\Delta P_1/\Delta P_g$ を用いてこれを変形すると、次の二相圧損(ΔP)の式が得られる。

$$\Delta P = \Delta P_1^2 + C(\Delta P_1 \Delta P_g)^{0.5} + \Delta P_g^2 \quad \text{-----(A6)}$$

ΔP_1 と ΔP_g は、質量流速 $(1-x_g)G$ と $x_g G$ につきフィッティング類の圧損係数(K)を用い計算する。即ち

$$\Delta P_1 = K\{(1-x_g)G\}^2/(2\rho_l) \quad , \quad \Delta P_g = K(x_g G)^2/(2\rho_g)$$

フィッティング類の圧損係数としては、ハンドブック類で与えられている通常の圧損係数を用いればよい。

係数 C については、たとえば Chisholm-Sutherland によれば、次の式で与えられる。

$$C = [1 + (C_2 - 1)\{1 - (\rho_g/\rho_l)\}] \{(\rho_l/\rho_g)^{0.5} + (\rho_g/\rho_l)^{0.5}\} \quad \text{-----(x1)}$$

係数 C_2 は以下の通り。

表A3 Chisholmらの係数 C_2 の値 (7)

フィッティングタイプ	C_2 値	フィッティングタイプ	C_2 値
縮小管	1	拡大管	0.5
90° ベンド	1 + 35D/L	ティ(分岐流れ)	1.75
ゲート弁	1.5	グローブ弁	2.3
厚肉オリフィス (板厚 ≥ 10mm)	1.5	薄肉オリフィス (板厚 < 10mm)	0.5

また HTFS(Heat Transfer and Fluid Flow Service)は、次のような係数 C を推奨している。

$$C = C^* \{(\rho_l/\rho_g)^{0.5} + (\rho_g/\rho_l)^{0.5}\} \quad \text{-----(x2)}$$

この場合、係数 C^* は表 A4 の通り。

(x1)式においては通常、 $(\rho_g/\rho_l) \ll 1$ であるから、 $C \approx C_2 \{(\rho_l/\rho_g)^{0.5} + (\rho_g/\rho_l)^{0.5}\}$ である。即ち (x2)式と同じフォームになって $C_2 \approx C^*$ になる。実際、 C^* と C_2 はかなりよく似た値になっている。

表A4 HTFS 推奨の C^* の値 (8)

フィッティングタイプ	C^* 値	フィッティングタイプ	C^* 値
縮小管	1	拡大管	0.5
90° ベンド	下図(Fig.22)参照	ティ(分岐流れ)	1.8
ゲート弁	1.5	グローブ弁	2.0
厚肉オリフィス (板厚 ≥ 1.5dn)	1.5	薄肉オリフィス (板厚 < 0.6dn)	0.5

(注) dn = オリフィス孔径

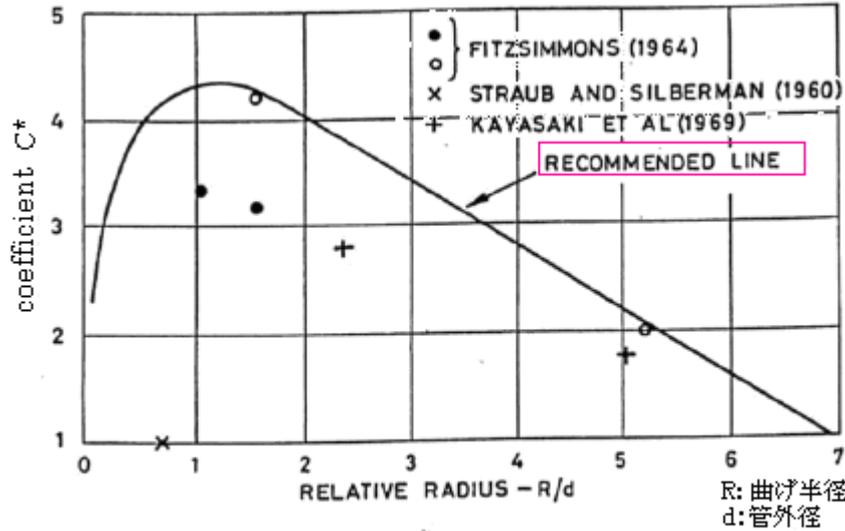


FIG. 22 COEFFICIENT C* FOR TWO-PHASE FLOW IN BENDS AGAINST RELATIVE RADIUS

3. 各相関曲線/相関式の適用について

(1) 各相間曲線/相関式の適用条件について確実な所はなく、原文献などをベースにユーザーが自主的に規定しているのが実状だと思う。以下に TS 作成者の私案を示す(解説の 9 項を参照)。

表 A5 各相間曲線/相関式の適用前提(私案)

	流体の種類	使用圧力	管の内面粗さ	乱流・層流	管サイズ
Lockhart & Martinelli	通常の流体	Max.3 ata.程度	平滑 または軽度の内面粗さ (*1)	全組合わせ	長い水平大径管を除いて制約無し(*2)
Martinelli-Nelson Thom	飽和水-飽和蒸気	特に制約無し	↓	乱流-乱流	↓
Baroczy	通常の流体	特に制約無し	↓	↓	↓
赤川, Chisholm	↓	Max 3ata 程度	(表A1)	↓	↓
Chisholm-Sutherland Collier-HTFS	↓	特に制約無し	平滑管~粗面管(全域)	↓	↓
Baker (Kern)	↓	Max.3 ata.程度	平滑 または軽度の内面粗さ (*1)	乱流-乱流	特に制約無し
管フittings	↓	特に制約無し	特に制約無し	全組合わせ	特に制約無し

表の(*1)は、内面粗さがよほどひどくならない限り大きな誤差はでない(しきい値は $\epsilon/D=0.005$ 程度?)。軽度の内面粗さの時は必ず、Moody 線図を用い Re 値と ϵ/D 値から λ 値を求め $\Delta P_l, \Delta P_g, \Delta P_o$ やパラメータ X を算定するようにする。(A1)式など平滑管の式を使うと、圧力損失を過少評価するからである。

また表の(*2)は、大径の水平管では流動様式とも絡んで、小径管に基づく L-M 曲線からの逸脱が大きくなるのでは?という不安による。具体的にどうすればいいという方策はないが、例えば Baker や Duckler-Beggs&Brill あるいは Storek-Bauer などの方法を用いて比較してみるのはいかがでしょうか。

(2) 実際にどの相関関係を選ぶかは、それぞれの相関曲線/相関式の精度(実測値とのマッチング度合い)に依存する。しかしそれらの比較・評価は容易でない。例えばテキスト(1)と Idsinga の比較・評価では、Thom、Baroczy の評価について相反する結果が見られる。ここでは種々の情報をひき較べて、暫定的に下記のような評価をしておく(> は優劣を表わす)。併せて解説の 8 項を参照のこと。

中高圧の水-蒸気系: [Thom] > [Martinelli-Nelson] > [Baroczy]

低圧の一般流体: [Collier-HTFS] > [Lockhart-Martinelli] > [赤川・Chisholm]

中高圧の一般流体: [Collier-HTFS] > [Baroczy] > [Chisholm-Sutherland]

Thom の場合、多少マージンをとった方がいいと思われる。

Baker(Kern)法は、3inch を越える水平管で有効なのかもしれない。

今後、各相間/相関曲線間の相互比較を行えば、Collier の相関を機軸に、ある種の相対評価が可能になるとと思われる。

[解 説]

0. L-M 法の説明の前に、まず二相流ラインの圧力変化/圧力損失について概説しておく⁽¹⁾⁽³⁾。

二相流を混合流とみなすと、一次元流れの運動方程式は次式で表わされる。

$$-\partial P/\partial z = \partial \{ \rho_g f_g u_g + \rho_l (1-f_g) u_l \} / \partial t + \partial \{ \rho_g f_g u_g^2 + \rho_l (1-f_g) u_l^2 \} / \partial z + F_w + \{ \rho_g f_g + \rho_l (1-f_g) \} g \sin \theta$$

ここで、P=静圧、u=流速、z=長さ、t=時間、ρ=密度、f_g=ボイド率、θ=管の傾斜角、g=重力加速度、サフィックス g, l → それぞれ気相(気体)、液相(液体)。

左辺は単位長さ当たりの圧力変化を表し、マイナス符号はその変化が圧力上昇でなく圧力降下であることを示している。そして右辺第 1 項は時間的変化による慣性変化、右辺第 2 項は密度/流速変化による運動量(モーメント)変化、右辺第 3 項は摩擦等による圧力損失、第 4 項は密度/位置の変化によるヘッド圧変化を表わす。因みに、単相流では $[-\partial P/\partial z = \partial(\rho u)/\partial t + \partial(\rho u^2)/\partial z + F_w + \rho g \sin \theta]$ で、基本的に変化の内訳(構成)は変わらない。

さて摩擦などによる損失を除けば、右辺の各変化は可逆的である。例えば流速増加では、右辺第 2 項が増加して $-\partial P/\partial z$ は増加し静圧は減少するが、これが流速減少に転じればその項は減少して静圧は増加する。つまり慣性変化、運動量変化およびヘッド圧変化は、ライン状況に応じて変幻自在である。然るに摩擦等による圧力損失 F_w は、熱/音響エネルギー等に変換するため一旦、減少すると回復できない。即ち不可逆変化である。従って摩擦等による圧力損失はライン動力/仕様を決める上で必須の検討事項になる。

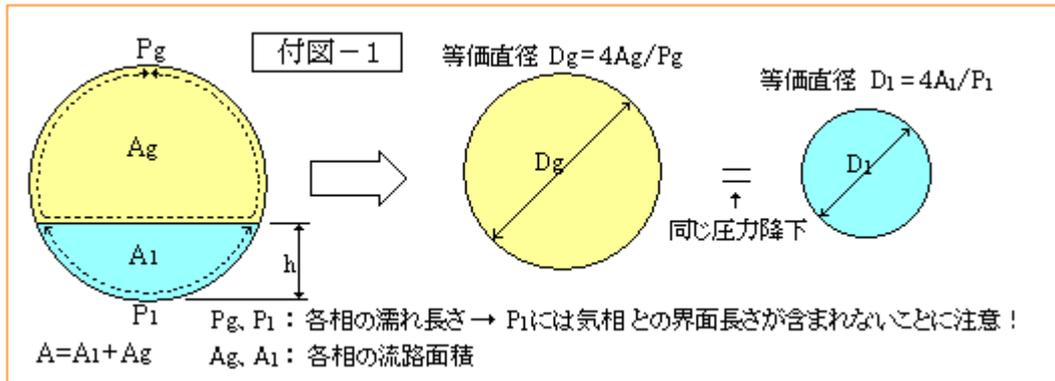
通常、二相流の圧力損失 F_w は単相流のそれより大きくなる。その理由は、

① 単相流の場合より流速が増加する

② 気液両相の並存して流れ抵抗が増加する

からである。例えば液相のみであれば流速は低いが、気相が増加すると体積がふえて全体に流速が急増する。また気相-気相の相互干渉により流れ抵抗あるいは二相粘度が増加する。これらはいずれも圧損の増加に繋がる。流動様式が複雑で歯切れよく説明できないが、とにかく二相圧損を大きい。

1. Lockhart-Martinelli の相関曲線は、層状流モデル(典型的な分離流)から予想される相関関係を用いて実験データを整理したものがある。その場合の層状流モデルは次のようなもの。



Lockhart と Martinelli は、上図のように気相と液相を分離してこれらを仮想的な円管と見做し、2つの円管の圧力損失を等置して L-M パラメータ X と二相摩擦乗数 Φ_1, Φ_g という3つの無次元数を導入している。そして $[X \cdot \Phi]$ あるいは $[X \cdot \Phi_g]$ の相関性を前提にして実験データを整理し、一般性を持った相関曲線を得ている。【この辺はテキスト(2)に詳しい、末尾に抜粋を付けた。】

相関曲線から Φ_1 または Φ_g が得られれば、二相流の摩擦圧損 ΔP は容易に得られる。すなわち二相摩擦乗数 Φ_1 or Φ_g の定義式 $[\Phi_g^2 = \Delta P / \Delta P_g$ or $\Phi_1^2 = \Delta P / \Delta P_1]$ を変形した $[\Delta P = \Phi_g^2 \cdot \Delta P_g$ あるいは $\Delta P = \Phi_1^2 \cdot \Delta P_1]$ から計算できる。

[なお計算上は二相摩擦乗数はいずれか一方だけわかればよい。 Φ_1 と Φ_g が併記されているのは、例えば値が低くなりすぎて Φ_g が読み取り難い時に、値の高い Φ_1 の方が読み取れるようにしたもの。]

L-M 法において唯一わかり難いのは、L-M パラメータ X と二相摩擦乗数 Φ_1, Φ_g の相関性である。これについて以下に説明してみたい。

テキスト(2)では、気相/液相とも乱流で流れる層状流モデルを取り上げて、次式で Φ_1, Φ_g および X を与えている(末尾のテキスト抜粋を参照のこと)。

$$\Phi_g^2 = \Delta P / \Delta P_g = (D/D_g)^{4.75} k_g^{-1.75} \quad \text{----- (a)}$$

$$\Phi_1^2 = \Delta P / \Delta P_1 = (D/D_1)^{4.75} k_1^{-1.75} \quad \text{----- (b)}$$

$$X^2 = \Delta P / \Delta P_g = (D/D_g)^{4.75} (k_1/k_g)^{1.75} \quad \text{----- (c)}$$

$$\text{ここで、 } D_g = 4A_g/P_g = 4f_g A/P_g, \quad D_1 = 4A_1/P_1 = 4(1-f_g)A/P_1 \quad \text{----- (d}_1\text{)}$$

$$k_g = f_g(D/D_g)^2, \quad k_1 = (1-f_g)(D/D_1)^2 \quad \text{----- (d}_2\text{)}$$

[なお、(d₁)(d₂)において A, D は寸法定数であり、 f_g, P_g, P_1, D_g, D_1 は変数である。]

上式で、パラメータ Φ_1, Φ_g および X は全てボイド率 f_g の関数になる。何故ならば

- 任意のボイド率 f_g に対し液レベル h が決まる。
- 然るに濡れ長さ P_g, P_1 は、 h によって決まるので P_g, P_1 は f_g の関数である。
- そして D_g, D_1 は、(d₁)式より f_g, P_g, P_1 によって決まるので D_g, D_1 も f_g の関数になる。
- また k_g, k_1 も、(d₂)式より f_g, D_g, D_1 によって決まるので、これもまた f_g の関数になる。

故に Φ_L, Φ_G, X は D_i, k_i, D_g, k_g によって決まるから全て f_g の関数ということになり、これらのパラメータの間には、ある任意の f_g について相関関係が成立する。

しかし f_g はどうやって決めるのか？ X 式について考えてみよう。(c)式は単に(a)(b)式から得られているが、実際は見掛け圧損 $\Delta P_l = \rho_l (\lambda_l / D) w_l^2 / 2$ 、 $\Delta P_g = \rho_g (\lambda_g / D) w_g^2 / 2$ を用いて得られる。即ち

$$\Delta P_l = \rho_l (\lambda_l / D) w_l^2 / 2 = \{ \lambda_l / (2D) \} \{ (1 - x_g)^2 G^2 / \rho_l \}$$

$$\Delta P_g = \rho_g (\lambda_g / D) w_g^2 / 2 = \{ \lambda_g / (2D) \} \{ x_g^2 G^2 / \rho_g \}$$

$$X^2 = \Delta P_l / \Delta P_g = (\lambda_l / \lambda_g) \{ (1 - x_g) / x_g \}^2 (\rho_g / \rho_l)$$

ここでブラジウス式を $\lambda_l = 0.184 Re_l^{-0.2}$ 、 $\lambda_g = 0.184 Re_g^{-0.2}$ とすれば、

$$X^2 = (Re_g / Re_l)^{0.2} \{ (1 - x_g) / x_g \}^2 (\rho_g / \rho_l)$$

見掛けレイノルズ数 Re_l 、 Re_g は、 $Re_l = (1 - x_g) GD / \mu_l$ 、 $Re_g = x_g GD / \mu_g$ であるから

$$X^2 = \{ (1 - x_g) / x_g \}^{1.8} (\mu_l / \mu_g)^{0.2} (\rho_g / \rho_l)$$

従って、(c)式は次のように書ける。

$$(D_l / D_g)^{4.75} (k_l / k_g)^{1.75} = \{ (1 - x_g) / x_g \}^{1.8} (\mu_l / \mu_g)^{0.2} (\rho_g / \rho_l) \text{ ----- (c')}$$

前述の如く上式の左辺は f_g の関数であるので、クオリティ (x_g) および流体物性 (μ, ρ) によって 2 相流のボイド率 f_g が決まることになる。即ち(c')式によって f_g が決まることになる。

Lockhault—Martinelli は、付図—1 の層状流モデルで成立するであろう [$X - \Phi_l, \Phi_g$] の相関が、他の流動様式についても成立しうると考え、広範囲の X 値について実験的に Φ_l, Φ_g を求めてグラフ化したものが本文の図 A1 である。

以上の説明は、気相/液相とも乱流で流れるという仮定によっているが、図 A1 には層流—乱流、乱流—層流、層流—層流の場合も含まれている。テキスト(2)によれば、これが流動様式の変化に対応しているとされるが、果たしてどうであろうか？

なお、Lockhault—Martinelli の相関関係は、平滑管を仮定して得られていることに注意する必要がある。この場合、平滑管とは、摩擦損失係数が内面粗さに拠らずレイノルズ数のみに依存する管であって下記のようなブラジウス式で表わされるものをいう。

$$\textcircled{1} \lambda = 0.184 Re^{-0.2} \quad \text{または} \quad \textcircled{2} \lambda = 0.3164 Re^{-0.25}$$

通常②の方が使用されているが、原文献(5)では①がもちいられているので、ここでも①を用いている。

2. **Martinelli—Nelson の相関曲線**は L-M 法の高圧側への拡張であって、極限に臨界圧を持ってきて、その中間を内挿的に処理したもの⁽²⁾。図 A3 は飽和の水—蒸気系でよく使用される相関である。このように高圧になるほど徐々に相関曲線が低下してゆくのは、暗に密度比 (ρ_g / ρ_l) の影響に対してオリジナルの L-M 曲線が不十分であることを示しているのではないかと思う。

なお、この相関曲線は乱流—乱流のケースに限られるが、その場合のブラジウス式は、

$$\lambda_l = 0.3164 Re_l^{-0.25}, \quad \lambda_g = 0.3164 Re_g^{-0.25}$$

が用いられている。これは L-M 曲線の場合と違っている(通常この影響は少ないが念為)。

Thom の相関曲線も L-M 法の高圧側への拡張とみていい。Martinelli-Nelson と同じように飽和の水—

蒸気系に使われる。Martinelli-Nelson との比較では、Thom の方が、二相摩擦乗数即ち圧力損失を低く評価するようである(テキスト(1)の図 3.10 参照)。

図 A4 では、点線で表される $\Phi_{lo} = 1 + \{x_g(\rho_l/\rho_g) - 1\}$ は、実線の Thom の相関曲線とほぼ一致している。この点線の式は以下のように導かれる(なお二相流(混合流)についてはサフィックス TP を用いる)。

二相流の圧損式は $\Delta P_{TP} = \{\lambda_{TP}/(2D)\}G^2/\rho_{TP}$ であるが、均質流の場合 $1/\rho_{TP} = x_g/\rho_g + (1-x_g)/\rho_l$ になるので、 $\Delta P_{TP} = \{\lambda_{TP}/(2D)\}G^2\{x_g/\rho_g + (1-x_g)/\rho_l\}$ となる。これを变形して、

$$\Delta P_{TP} = (\lambda_{TP}/\lambda_l) [1 + x_g\{(\rho_l/\rho_g) - 1\}] [\{\lambda_l/(2D)\}G^2/\rho_l] = (\lambda_{TP}/\lambda_l) [1 + x_g\{(\rho_l/\rho_g) - 1\}] \Delta P_{lo}$$

$\Phi_{lo}^2 = \Delta P_{TP}/\Delta P_{lo}$ であるから、

$$\Phi_{lo}^2 = (\lambda_{TP}/\lambda_l) [1 + x_g\{(\rho_l/\rho_g) - 1\}]$$

また $\lambda_{TP} = 0.3164 R_{eTP}^{-0.25} = 0.3164 (GD/\mu_{TP})^{-0.25}$ 、 $\lambda_l = 0.3164 R_{el}^{-0.25} = 0.3164 (GD/\mu_l)^{-0.25}$ であるから $(\lambda_{TP}/\lambda_l) = (\mu_l/\mu_{TP})^{0.25}$ になる。この場合 $\mu_{TP} \doteq \mu_l$ 即ち 二相流の粘性係数が略々、液体の粘性係数に等しいとすれば、 $\lambda_{TP} \doteq \lambda_l$ となって、

$$\Phi_{lo}^2 = 1 + x_g\{(\rho_l/\rho_g) - 1\} \rightarrow \text{点線の式}$$

となる。即ち、図 A4 の点線の式は、均質流モデルにおいて二相粘性係数 \doteq 液体粘性係数を仮定したときの二相摩擦乗数式に他ならない。

後述するように、文献(12)の Idsinga のランク付けでは、点線の式 均質流モデルで液体粘性係数を用いた相関式と Thom の相関曲線が、最も高い評価を受けている。この評価についてはいろいろ議論もあるのだろうが、その結果をそのまま受け入れるならば、少なくとも飽和状態の水-蒸気系の二相流の圧損は、 $\Phi_{lo}^2 = 1 + x_g\{(\rho_l/\rho_g) - 1\}$ という極めて簡単な式で精度良く見積もれるということになる。

Baroczy の相関曲線は質量速度(質量流束)G を補正するもの。狭い領域では気にならないが、G の差が大きく開くと圧損が異なってくる。この Baroczy の相関曲線に対しては評価がわかるようだ。例えば前述の Idsinga は高い評価を与えているが、テキスト(1)は、実測とのズレが大きいとしている。

3. 赤川、Chisholm の相関式は、ボイド率 f_g と実験常数 z を用いて、L-M 法の相関曲線を相関式として表わしたもの。前述のように L-M パラメータ X と二相摩擦乗数 Φ_l, Φ_g の間には f_g を介して相関関係がある筈であるから、この相関式は成立する。実験式であるため、実験範囲に限定されるが、ボイド率さえわかれば計算は簡単になり便利である。この場合に使用するボイド率については、L-M 法あるいは M-N 法から派生的に得られたもの(例えば、図 A2 から得られる f_g) が適していると思われる。

なお赤川の相関式は、機械工学便覧(第 6 版)にも記載されている。

4. Chisholm-Sutherland の方法について。Chisholm は L-M 法とは違った方法で L-M パラメータ X と二相摩擦乗数 Φ の相関を定式化している⁽²⁾⁽⁵⁾。少々冗長になるが、以下にこれを紹介してみる。

二相管路における基礎式は次の通り。

$$\text{連続の式: } f_g w_g A/v_g + (1-f_g) w_l A/v_l = w_e A/v_e \quad \text{-----(a)}$$

$$\text{運動量の式: } x_g M w_g + (1-x_g) M w_l = M w_e \quad \text{-----(b)}$$

ここで、M=質量流量(kg/s)、 f_g =ボイド率、A=管路断面積(m^2)、 ρ =比重量(kg/m^3)、 x_g =クオリティ
v=比容積(m^3/kg)、w=流速(m/s)、サフィックス g, l, e \rightarrow 気相, 液相, 平均の意

(a)式に(b)を代入して整理すると、平均比容積(v_e)が得られる。

$$v_e = \{x_g w_g + (1-x_g) w_l\} / \{f_g w_g / v_g + (1-f_g) w_l / v_l\}$$

また、ボイド率 f_g は、 $f_g = 1 / [1 + K \{(1-x_g)/x_g\} (v_l/v_g)] = 1 / [1 + (w_g/w_l) \{(1-x_g)/x_g\} (v_l/v_g)]$ であるから、

$$v_e = (1-x_g)^2 v_l [1 + \{x_g/(1-x_g)\} (v_g/v_l)^{0.5} \{K(v_l/v_g)^{0.5} + (1/K)(v_g/v_l)^{0.5}\} + \{x_g/(1-x_g)\}^2 (v_g/v_l)]$$

ここで、 $X = \{(1-x_g)/x_g\} (v_l/v_g)^{0.5}$ 、 $C = K(v_l/v_g)^{0.5} + (1/K)(v_g/v_l)^{0.5}$ とすれば

$$v_e / \{(1-x_g)^2 v_l\} = \{1 + C/X + 1/X^2\} \quad \text{-----}(c)$$

一方、各相の流量が単独で流れるとした時の見掛けの圧力損失/単位管長は、

$$\Delta P_l = \{\lambda_l / (2D)\} v_l (1-x_g)^2 G^2, \quad \Delta P_g = \{\lambda_g / (2D)\} v_g x_g^2 G^2 \quad [\text{ここで } G = \text{質量速度}(\text{kg}/\text{m}^2\text{s})]$$

Rough Pipe (内面が十分粗い管)を想定するとその摩擦係数 λ はレイノルズ数とは係わりなく一定になる傾向があるので、 $\lambda_l \doteq \lambda_g$ とおける。ここでこれら圧損の比をとると、

$$\Delta P_l / \Delta P_g = \{(1-x_g)/x_g\}^2 (v_l/v_g) \rightarrow (\Delta P_l / \Delta P_g)^{0.5} = \{(1-x_g)/x_g\} (v_l/v_g)^{0.5}$$

先の定義で $X = \{(1-x_g)/x_g\} (v_l/v_g)^{0.5}$ であるから、 $(\Delta P_l / \Delta P_g)^{0.5} = X$ となる。従って(c)式の変数 X は L-M 法における L-M パラメータと同じということになる。

更に二相流圧力損失(ΔP_{tp})と、全流量が液として流れる時の圧力損失(ΔP_{lo})は、

$$\Delta P_{tp} = \{\lambda_e / (2D)\} v_e G^2, \quad \Delta P_{lo} = \{\lambda_l / (2D)\} v_l G^2$$

この比をとって、Rough Pipe の仮定より $\lambda_e \doteq \lambda_l$ とすれば、 $\Delta P_{tp} / \Delta P_{lo} = v_e / v_l$

更に、 **ΔP_l と ΔP_{lo} の比をとると**、 $\Delta P_l / \Delta P_{lo} = [\{\lambda_l / (2D)\} v_l (1-x_g)^2 G^2] / [\{\lambda_l / (2D)\} v_l G^2] = (1-x_g)^2$
($\Delta P_{tp} / \Delta P_{lo}$)を($\Delta P_l / \Delta P_{lo}$)で除して

$$(\Delta P_{tp} / \Delta P_{lo}) / (\Delta P_l / \Delta P_{lo}) = \Delta P_{tp} / \Delta P_l = v_e / \{(1-x_g)^2 v_l\}$$

この結果を用いると、(c)式は次のようになる。

$$\Delta P_{tp} / \Delta P_l = \{1 + C/X + 1/X^2\} \quad \text{-----}(d)$$

この相関式は、特に $C=18$ とした場合、粗面管 (Rough Pipe) の仮定にも拘わらず、図 A1 の L-M 曲線 (円滑管, 乱流-乱流) に一致する。

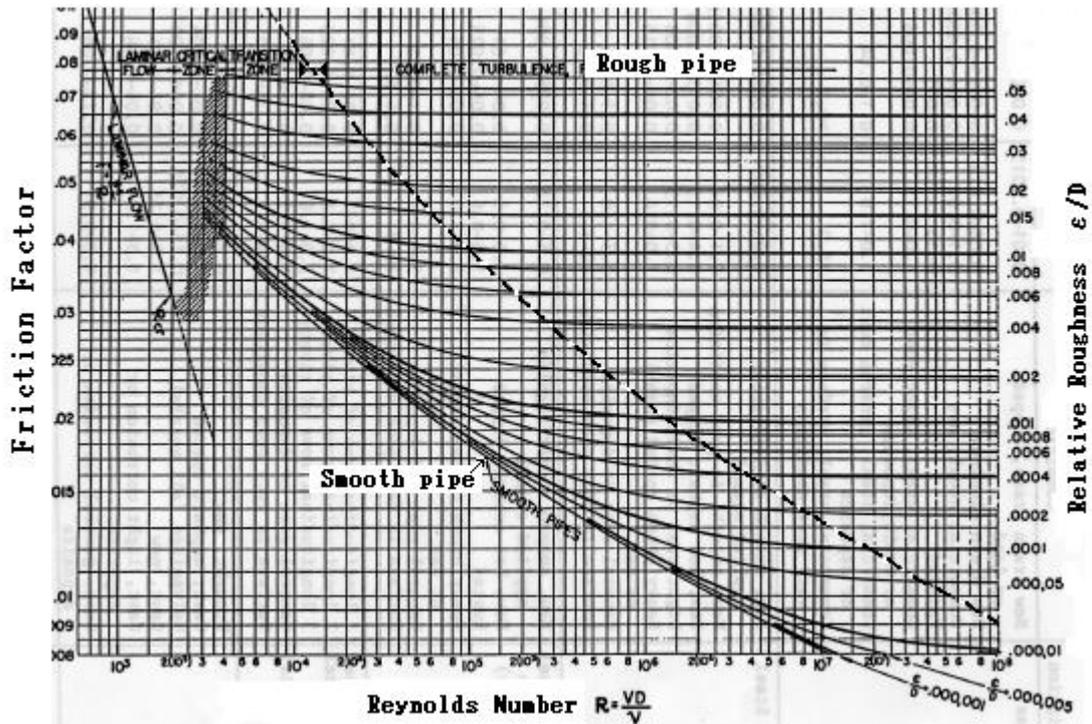
係数 C について。定義的には $C = K(v_l/v_g)^{0.5} + (1/K)(v_g/v_l)^{0.5}$ であるから、スリップ率 K に依存するが実際は、もっと複雑になるとして、Chisholm は次の式を提案している。

$$C = [1 + (C_2 - 1) \{(v_g - v_l)/v_g\}^{0.5}] \{(v_g/v_l)^{0.5} + (v_l/v_g)^{0.5}\} \quad \text{-----}(f)$$

なお、この式は $\lambda_e \doteq \lambda_l \doteq \lambda_g$ 、即ち粗面管(rough pipe)を仮定している。粗面管は下図のように Moody 線図の点線の右側で摩擦損失係数が Re 数に依存することの少ない領域 で成立するので、Re 数に依存の強い点線左側の領域、即ち平滑管では、次の式が与えられる(導入過程は省く)。

$$C = [\alpha + (C_2 - \alpha) \{(v_g - v_l)/v_g\}^{0.5}] \{(v_g/v_l)^{0.5} + (v_l/v_g)^{0.5}\} \quad \text{-----}(g)$$

$v_g = 1/\rho_g$ 、 $v_l = 1/\rho_l$ とすれば (f),(g)式は本文の(A5)式と同じになる。なお係数 C_2 の値は実験データによる。表 A2 は係数 C_2 の推奨値を示すが、質量流速 G によって C_2 値をチェンジしている。これは G の影響を考慮したもの。その後 Chisholm は G を考慮した新しい相関式を提案したが、精度はよくなかったようだ(Idsinga の評価結果で然り)。



5. Collierの相関式はChisholmと同一フォームであるが、係数Cの式が異なる。C式中に質量速度Gが含まれておりその影響が考慮されている。Baroczyの相関に比べてこの方がはるかに楽である。なお、この式は実験データとのマッチングが良く、二相流解析プログラム RELAP5/MOD2に採用されている。

しかしHTFSは、Collier式には次のような運用上の問題があるとして、

- 係数C式は形として -2 に漸近する($+2$ への漸近が望ましい)
- 質量速度Gに伴う誤差。低いGで過少見積、高いGで過大見積になる。
- 管の粗さの効果への考慮がなく粗さが大きくなると過少見積になる。また円滑管の单相摩擦損失係数はクオリティの上限/下限で不連続な圧損を生じる傾向あり。
- 1bar以下の負圧領域で過少見積を起こす。

Collierをベースに、新たに**HTFS推奨式**を作っている⁽⁹⁾。

6. 以上の相関曲線/相関式はいずれも小口径のデータをベースにしている(例えばL-M法は1inch以下)。これは総じて径の小さい伝熱管を主対象にしているためだろう。化学プラントではこれを越える二相流管路はざらであるから、小口径ベースの相関関係がどこまでの口径に適用できるかは大きな関心事になる。

Bakerの相関式(Kernの計算法)は、化学プラント系で使われてきた古い手法であるが、2.5 inch以上については、流動様式(二相流フローパターン)別に相関式を変えている。これは前述の疑問に対応したものでエンジニアリング的には有効性があるのではないかと思う。詳しくは別途[FE-03-TM-054]に譲る。

フローパターンの影響については、末尾の10項を参照のこと。

7. 以上は管の摩擦圧力損失/単位管長を対象としている。しかし配管ではフィッティング類(エルボ/ティ/レデューサ/バルブ/オリフィスなど)の圧損の方がウェイトが高くなることが多い。フィッティングの圧損計算については、单相流れにおける相当長さを用いて直管に置き換え、管の摩擦圧損で計算するといった便法もあるようであるが、一般にChisholm-Sutherland流の方法が採られているようである。HTFS

DR-28 の方法⁽⁸⁾はこれを更にレビューしたもの。DR-28については、次のTSで詳しく紹介する。

【FE-03-TM-053 断熱二相流の圧力損失計算法：フィッティング類の圧損計算】

8. 数ある式の中で、どの相関式が使用できるのか(実際の近い圧損がえられるのか)? 当然ながら設計者が一番知りたい所である。もちろんここで挙げた相関関係を全て網羅する評価は見当たらないが、その一部について [テキスト(1)の比較結果] と [Idsinga らの評価結果]⁽¹²⁾ がある。以下その内容を記す。

テキスト(1)は Martinelli-Nelson、Thom、Baroczy の3つを比較している。下図(図 3.13)に、その比較結果を示す。かなり判り難いが Martinelli-Nelson が最も高く実測値を越えている。安全側という点では Good といえる。Thom と Baroczy の相関は実測値より低めになる。

また Idsinga は、Thom、Baroczy、Chisholm など分離流モデルによる相関と、幾つかの均質流モデルによる相関を比較しランク付けを行っている⁽¹²⁾。その結果は下記の表に示される。

これによれば 分離流モデルでは Thom > Baroczy > Armad > Chisholm の順になる。Thom, Baroczy はテキスト(1)では良くないが、ここでは良好である(ただ比較データは相当加工されていることがあるので 黒白をつけるは容易でない)。なお Chisholm の結果は芳しくないが、これは比較対象になったのが 2.6 項 (A5)式の後に出されたバージョンであることを斟酌すべきでは(?)。

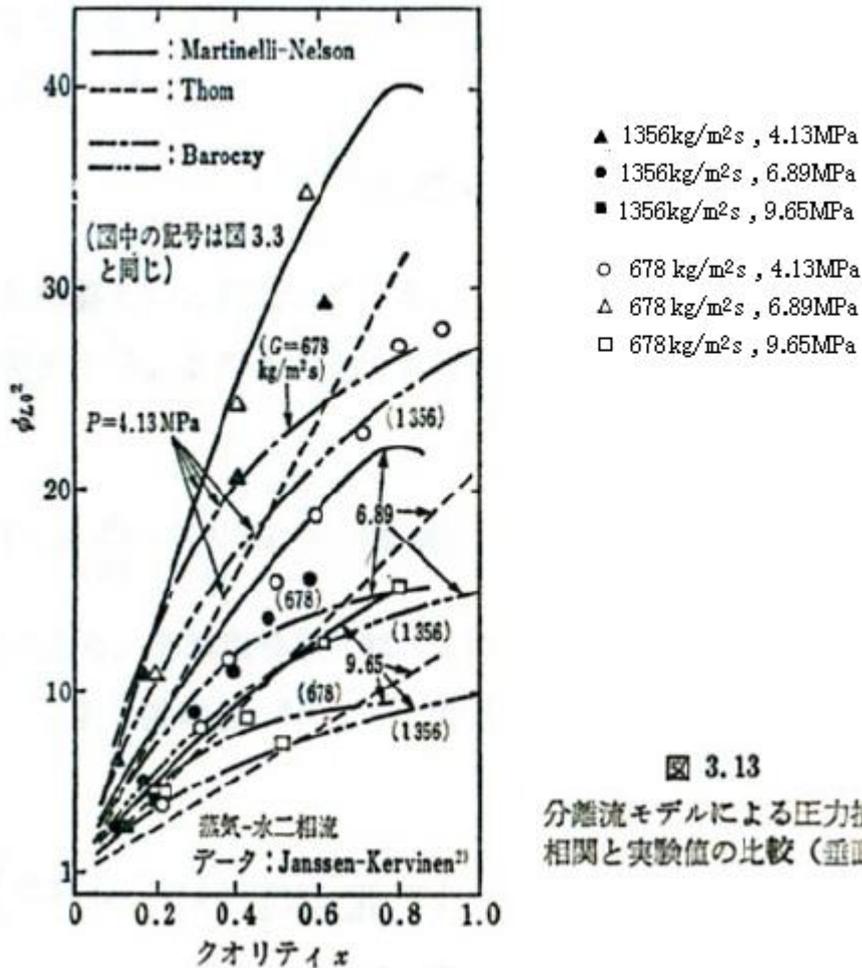


図 3.13
分離流モデルによる圧力損失の相関と実験値の比較 (垂直管)

各種の相関・相関式の精度比較(ランク付け)

Table 8. Two-phase pressure drop correlations and models having the least discrepancy with the adiabatic data collection

Data reduction method						
Friction factor	$f = 0.046/Re^{0.2}$	$f = 0.079/Re^{0.25}$	Smooth tube	Smooth tube	Smooth tube	
Void fraction	Thom	Thom	Thom	Martinelli Nelson	Homogeneous model	
ランキン Ranking	1	Homogeneous No.1	Homogeneous No.1	Homogeneous No.1	Thom No. 13	Baroczy No. 14
	2	Thom No. 13	Thom No. 13	Thom No. 13	Homogeneous No.1	Thom No. 13
	3	Cicchitti 式	Baroczy No. 14	Cicchitti 式	Baroczy No. 14	Homogeneous No.1
	4	Baroczy No. 14	Cicchitti 式	Baroczy No. 14	Cicchitti 式	Cicchitti 式
	5	Homogeneous No. 2	Borishansky No. 16	McAdams 式	McAdams 式	Chisholm No. 17
	6	Armand-Treschev No. 6	Armand-Treschev No. 6	Armand-Treschev No. 6	Chisholm No. 17	McAdams 式
	7	Borishansky No. 16	Homogeneous No. 2	Borishansky No. 16	Borishansky No. 16	Armand-Treschev No. 6
	8	—	—	—	Armand-Treschev No. 6	—

Correlations having ϵ_{RMS} within 0.1 of the minimum.

Homogeneous No.1 → 均質流モデルで二相粘性係数を液体粘性係数と等しくとったもの

使用データ範囲: 1.7-10.3MPa, 270-4340kg/m²s, Quality 0-1.0, equiv.dia2.3-33mm

さて、本 TS で紹介した相関関係は次のように適用区分できる。

- ① 中高圧の水-蒸気系: [Thom]、[Martinelli-Nelson]、[Baroczy]
- ② 低圧の一般流体: [Collier-HTFS]、[Lockhart-Martinelli]、[赤川・Chisholm]
- ③ 中高圧の一般流体: [Collier-HTFS]、[Baroczy]、[Chisholm-Sutherland]

①では、テキスト(1)や Idsinga 文献からみて Thom の相関が最も実測に近いと思われる。ただ Thom は実測値より低めになる傾向があるので、少しマージンをつけた方がよい。

②では、俄然 Collier-HTFS に歩があると思われる。赤川・Chisholm は L-M 法を加工したものなので多少、歩がわるいのではないか?

③でも、俄然 Collier-HTFS に歩があると思われる。Chisholm-Sutherland は G の扱いで Baroczy に劣ると思われる。

9. 更に、各相関曲線/相関式の適用性について考えてみる。以下。

(1) L-M 法は前述のように理論的な道筋を立てて、これを下記のような実験データで補完したものである。

- ①大気圧付近、②平滑管、③水平管、④小口径

①については、高圧域に拡張した Martinelli-Nelson の相関曲線(図 A2)からみて、3ata 程度まではそれ程大きな誤差にはならないように思える。

②については、意外に議論が少ないが、実際は平滑管(即ち摩擦損失係数が Re 依存の管)以外の粗い管にも適用されていると思われる。ただ、内面粗さが大きいと、平滑管で定義されている L-M パラメータ $[X = \Delta P_b / \Delta P_{go}]$ からの逸脱がどうしても大きくなると思われるので控えめに拡大適用すべきと思われる。

③について。テキスト(2)によれば水平管以外の垂直管/傾斜管への適用も実験的に確認されているようで、管の方向に対する適用制限はないとされる(これは他の相関曲線/式についても然り?)。

④について L-M の相関は、1inch レベルの小径管のデータに基づいているため、中大径管への適用の裏付けはないが、実際にはより大きな口径にも適用されているようだ。ただ、口径の大きい水平管への適用は、流動様式などからみて問題が残るのではないかと思われる。

(2) Martinelli-Nelson の相関曲線は、小口径・平滑管で、乱流-乱流の高圧蒸気をベースにしている。Thom や Baroczy の相関曲線の条件も Martinelli-Nelson のそれに近い。赤川、Chisholm の相関式には管の内面粗さが考慮されているが、データの範囲に適用が限られる。Chisholm-Sutherland の相関式は、粗面管、平滑管とも含まれるので L-M 法より融通がある。Collier & HTFS の相関式について。Collier の相関式の条件は Chisholm-Sutherland に類縁する。Baker の相関(Kern の方法)は、平滑管で乱流-乱流がベースになっている。フィッティング類の相関式の場合、摩擦に係わる内面粗さ/乱流-層流の違いは殆ど影響しない。

文献にも関連記述が少なく確実には言えないが、筆者が思案した結果を本文の表に示しておいた。

10. 二相流の摩擦圧損に及ぼすフローパターンの影響に関して、例えばテキスト(2)では、L-M 法の場合、乱流・層流が Re 数の領域で区分されているので間接的には流動様式の変化に対応していると説明している。しかし実験データと比較すると次のような傾向がみられる。

- ・ 気泡流域では L-M 法は低めの圧損を見積もることがある(下記の図 3.8 参照)。
- ・ 層状流や波状流の場合、L-M 法は高めの圧損を見積もる(下記の図 10.1 参照)。
- ・ 環状流やスラグ流では、L-M 法による圧損見積りは比較的合う。

層状流/波状流については Baker、Kadambi、Chisholm などが相関式を提案している。詳しくはテキスト(1)の 10.2 項を参照のこと。

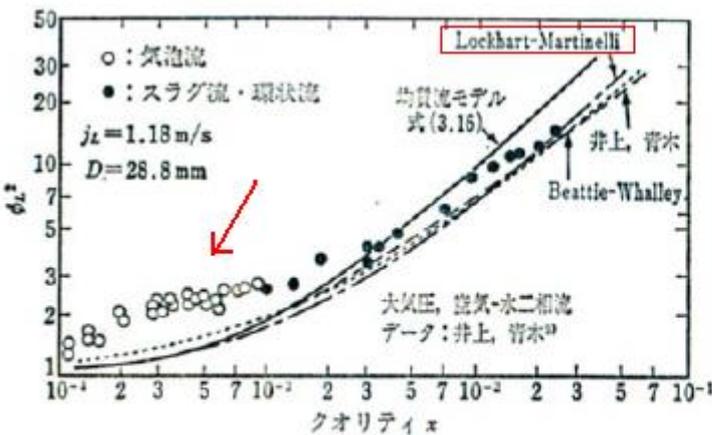


図 3.8 空気-水垂直上昇二相流の圧力損失(相関式と実験値の比較)

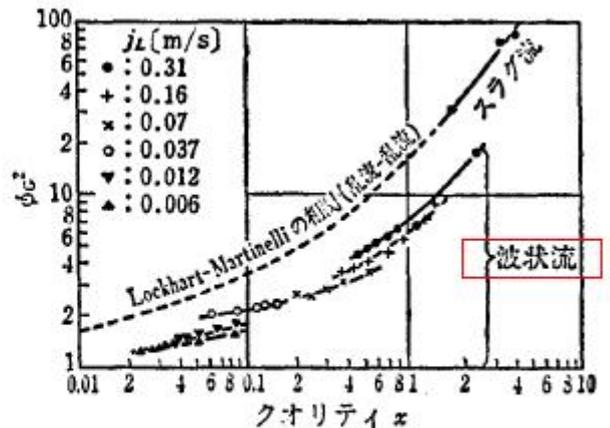


図 10.1 空気-軽油系の二相摩擦倍数(管径 140mm)⁴⁾

引用文献・テキスト)

- (1) 日本機械学会編「気液二相流技術ハンドブック」(コロナ社)
- (2) 赤川「気液二相流」(コロナ社) 4.2
- (3) 日本原子力学会・熱流動部会「気液2相流の数値解析」(朝倉書店) 3.1.6
- (4) 石谷,赤川ほか「機械工学体系－蒸気動力」(コロナ社) 4.3
- (5) “Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-phase, Two-component Flow in Pipes”
by R. W. Lockhart and R. C. Martinelli [Chemical Engineering Progress(1949)Vol.45 No.1]
- (6) “Prediction of Pressure Drop During Forced-Circulation Boiling of Water”
by R. C. Martinelli and D. B. Nelson [Transactions of the ASME (August 1948)]
- (7) “Prediction of Pressure Gradients in Pipeline Systems during Two-phase Flow”
by D. Chisholm and L.A. Sutherland (Proc. Instn. Mech. Engrs 1969-70 Vol.184, Pt 3C)
- (8) HTFS DR28 (Revised) Two-Phase Pressure Drop Design Report
－Part 8: Prediction of Two-phase Pressure Drop in pipe fittings
- (9) HTFS DR28 (Revised) Two-Phase Pressure Drop Design Report
－Part 5: The calculation of Friction Pressure Gradient in Two-phase Pressure Drop
- (10) “How to Size Process Piping For Two-Phase Flow” by Robert Kern
(Hydrocarbon Processing Oct. 1969)
- (11) “A Systematic Correlation for Two-phase Pressure Drop” by C.J.Baroczy
(Heat transfer－Los Angeles ,Chemical Engineering Processing Series No.64 Vol.62 232-249)
- (12) “An Assessment of Two-phase Pressure Drop Correlations for Steam-Water Systems”
by W. Idsinga et al (International Journal of Multiphase Flow Vol.3 No.5-A pp401-413)
- (13) Thom.J.R.S., “Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water”
(Int. J. Heat Mass. Transfer. 7 (1964) p 700-724)

添付：テキスト(2) 抜粋

4.2 層状流，波状流モデルによる摩擦損失の整理法

4.2.1 基本的解析法

水平管中の層状流，波状流のような分離流モデルの摩擦損失 Δp_f について最初に 1949 年に Lockhart と Martinelli⁽⁶⁾ により一般的整理方法が得られた(これを L-M 法と名付ける)。これは現在に至るまで広く用いられてい

布は一様とすると， Δp_f は気相部の摩擦損失 Δp_g ，液相部の摩擦損失 Δp_l に

等しい。すなわち

$$\Delta p_f = \Delta p_g = \Delta p_l \quad (4.6)$$

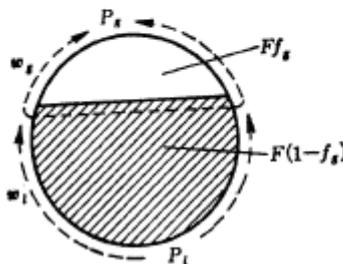


図 4.3 分離流(層状流)モデル

図 4.3 のように気，液が占める面積をそれぞれ $f_g F$ ， $(1 - f_g) F$ とし，又平均の絶対速度を w_g ， w_l とすると， Δp_g ， Δp_l は通常の摩擦損失の式により次のように表される。

$$\Delta p_o = \lambda_o \frac{1}{D_o} \frac{w_o^2}{2g} \gamma_o, \quad \Delta p_i = \lambda_i \frac{1}{D_i} \frac{w_i^2}{2g} \gamma_i \quad (4.7)$$

ここで λ_o, λ_i は各相の摩擦係数, D_o, D_i は水力的直径であり

$$\left. \begin{aligned} D_o &= 4(f_o F)/P_o, \quad D_i = 4(1 - f_o)F/P_i \\ f_o F &= f_o(\pi/4)D^2 = k_o(\pi/4)D_o^2 \\ (1 - f_o)F &= (1 - f_o)(\pi/4)D^2 = k_i(\pi/4)D_i^2 \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

ここで P_o, P_i はぬれ線長さであり, 又 k_o, k_i は各水力直径に対する気液各相の断面積に等しい円管の直径に乗ずる補正係数である. 今, 気相及び液相がいずれも乱流である場合を考えると, 式 (4.4) より

$$\lambda_o = 0.3164 / \left(\frac{w_o D_o}{\nu_o} \right)^{0.25}, \quad \lambda_i = 0.3164 / \left(\frac{w_i D_i}{\nu_i} \right)^{0.25} \quad (4.9)$$

式 (4.7) に式 (4.8), 式 (4.9) を代入して整理すると

$$\begin{aligned} \Delta p_o &= \frac{0.3164}{(w_o D_o / \nu_o)^{0.25}} \frac{1}{D_o} \frac{w_o^2}{2g} \gamma_o = \left\{ \frac{0.3164}{(w_{go} D / \nu_o)^{0.25}} \frac{1}{D} \frac{w_{go}^2}{2g} \gamma_o \right\} \left(\frac{D}{D_o} \right)^{1.25} \frac{1}{f_o^{1.75}} \\ &= \Delta p_{go} \left(\frac{D}{D_o} \right)^{4.75} k_o^{-1.75} \end{aligned}$$

ここで上式の $\{ \}$ 中の値は気体のみが単独で管断面を満たして流れる場合の仮想的な摩擦損失 Δp_{go} である. 上式を $\Delta p_i = \Delta p_o$ の関係で書きかえると

$$\phi_o^2 \equiv \frac{\Delta p_i}{\Delta p_{go}} = \left(\frac{D}{D_o} \right)^{4.75} k_o^{-1.75} \quad (4.10)$$

と同様にして液相側について

$$\phi_i^2 \equiv \frac{\Delta p_o}{\Delta p_{io}} = \left(\frac{D}{D_i} \right)^{4.75} k_i^{-1.75} \quad (4.11)$$

又一方, Δp_{go} と Δp_{io} の比は

$$\begin{aligned} X^2 &\equiv \frac{\Delta p_{io}}{\Delta p_{go}} = \left[\frac{0.3164}{(w_{io} D / \nu_i)^{0.25}} \frac{1}{D} \frac{w_{io}^2}{2g} \gamma_i \right] / \left[\frac{0.3164}{(w_{go} D / \nu_o)^{0.25}} \frac{1}{D} \frac{w_{go}^2}{2g} \gamma_o \right] \\ &= \left(\frac{w_{io}}{w_{go}} \right)^{1.75} \left(\frac{\nu_i}{\nu_o} \right)^{0.25} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_o} \right) \end{aligned} \quad (4.12)$$

又別に, 式 (4.10), 式 (4.11) より

$$X^2 \equiv \frac{\Delta p_{io}}{\Delta p_{go}} = \left(\frac{D_i}{D_o} \right)^{4.75} \left(\frac{k_i}{k_o} \right)^{1.75} \quad (4.13)$$

式 (4.10) ~ 式 (4.13) によって, 二相流の摩擦損失 ϕ_o, ϕ_i は D_i, D_o, k_i, k_o を介して X に関係があると考えられる. Lockhart と Martinelli は ϕ_o 若しくは ϕ_i が 1 個の変数 X のみの関数で表されるものと推定し, 実験的にこの関係を定めて図 4.4 の各曲線を提案した.