

気液二相流のモデリングとシミュレーション

解説

赤川 浩 爾*

Modeling and Simulation on Thermo-fluid Behaviors in Gas-Liquid
Two-phase Flow Systems

Koji AKAGAWA

1. ま え が き

気液二相流とは気体と液体の混合した流れであつて、工業装置の中で多く存在するものである。その代表的なものとしては沸騰水型原子炉の炉心中の流れ、加圧水型原子炉の蒸気発生器中の流れ、火力発電用および工業用ボイラーの蒸発管中の流れ、および化学プラント中の流れなどである。このような流れは加熱による蒸発現象を伴う飽和蒸気-飽和水の気液二相流であつて、上記の装置に限らずに一般の加熱器、熱交換器の蒸発部において生じているものである。また空気-水系のような相変化を伴わないような気液二相流も多数に存在する。

本会誌の読者の方々にとっては、蒸発管中の二相流についての詳細なモデリングとシミュレーションを知ることが必ずしも必要ではなく、鉄鋼関係の装置に関連した二相流の現象の物理的把握が装置の計画、設計および運転上から要望されるものと思われる。したがつて本文においては気液二相流に関する現象を技術的立場から検討するための基本的知識についての入門的な解説を述べることにする。

気液二相流に関する工学と技術は約 40 年の発展の歴史を持つており、最近において急速の進歩を遂げた。1987 年にはわが国において“日本混相流学会”[†]が設立され、また国際学会誌として“International Journal of Multiphase Flow”が発刊されているように、混相流が工学の一部門として確立されているような状況にある。したがつて、気液二相流のモデリングとシミュレーションに関しても高い水準がえられている。本誌においてこれらの最近の段階のもの自体を気液二相流の専門外の方々に提示することは、かえつて問題解決への道を誤らせる恐れがあると思われる。例えば気液二相流に関する

基礎方程式の厳密な論議のみを示して、それをモデリングとシミュレーションの問題としてしまうと、初めて二相流に関する問題を解析しようとする人は直ちにこれらの基礎方程式をコンピューターにより数値的に解を求めて、それによつてすべての現象を理解したと誤解される恐れがあるからである。気液二相流の流動、伝熱現象はきわめて複雑であるので、まずその物理的現象を十分に把握してから、そのモデリングをすることが必要である。また対象とする問題に応じて、きわめて簡単なモデルで取り扱われるものから、流動の微細構造に対応した厳密なモデルを必要とするような各種の段階がある。単純な問題に対して厳密なモデルで数値解を求めようとするのがかえつて問題の本質の理解をさまたげて、計画、設計において誤りをおかすこともある。そのような場合には簡単なモデルにより解析解を求める方がより好ましいこともある。そこで本文では物理現象との対応を考慮しながら、基礎式の定式化と構成式の取扱いなどについての各種のモデルを示すことにする。

2. 気液二相流の流動様式の多様性と
モデリングの問題

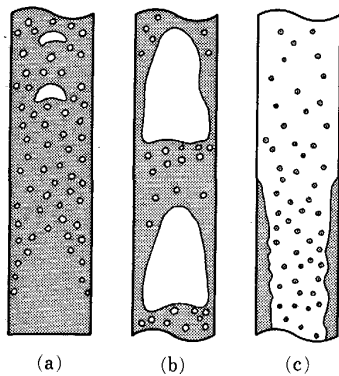
垂直上昇流の蒸発管中の流動様式の管長に沿う変化を模式的に示すと Fig. 1 のようである。蒸発管に流入するサブクール水（飽和温度より低温の水）が加熱されて管内壁近傍の水が飽和温度に達すると管壁上で気泡が発生する。この蒸気泡は伝熱面を離れて温度の低い主流部に入ると凝縮して消滅するので、管断面においては気泡密度の分布がある。この現象をサブクール沸騰という。これより下流では主流部も飽和温度となるので、蒸気泡は管断面上に存在する。これを飽和沸騰という。これらの流れでは液中に小気泡の存在する流れであつて、気泡流 (Bubbly flow) とよばれる。さらに蒸発が進むと Fig. 1 (b) のように管断面をほぼ満す砲弾形の大気泡が

† 日本混相流学会：〒554 大阪市此花区春日出中 2-14-9 近藤印刷内

昭和 63 年 10 月 5 日受付 (Received Oct. 5, 1988) (依頼解説)

* 神戸大学名誉教授 龍谷大学理工学部教授 (Kobe University, Faculty of Science and Technology, Ryukoku University, 1-5 Yokotani Oe-cho Seta Otsu Shiga pref. 520-21)

Key words: gas-liquid two-phase flow; flow pattern; modeling; simulation; fundamental equations; constitutive equations; flow instability.



(a) Bubbly flow (b) Slug flow
(c) Annular-mist flow and mist flow

Fig. 1. Flow pattern in vertical tube.

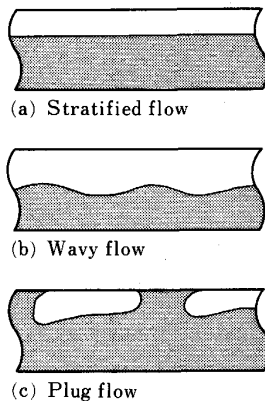


Fig. 2. Flow pattern in horizontal tube.

生じ、この気体スラグ部と小気泡を含む液体スラグ部が交互に流れる流動様式となる。これをスラグ流 (Slug flow) という。さらに下流側では Fig. 1 (c) のように管内壁に液膜、管中央部に液滴を含む気流が存在する流れ、環状噴霧流 (Annular-Mist flow) となる。さらに下流では蒸発により液膜が消失し、液滴を含む気流の流れ、噴霧流 (Mist flow, Droplet flow) となる。

また水平管においては Fig. 2 に示されるように、気体と液体が上下二層に分離し、その境界面が滑らかな層状流 (Stratified flow) (Fig. 2 (a))、および気液界面が波状の波状流 (Wavy flow) (Fig. 2 (b)) があり、また Fig. 2 (c) のようなプラグ流 (Plug flow) がある。なお気体と液体の流量の多い場合には垂直管の場合と同様な気泡流、スラグ流、環状噴霧流および噴霧流も存在する。このように気液二相流は流路条件に応じて多様な流動形態をとるので、これらに対する一般的な流動の基礎方程式を作成することが困難であることは明らかであろう。

今、気泡流と噴霧流を考えてみると、模式図の上では両者は似ているが、実質的内容としては非常に異なっている。気泡流では液相が連続相であり、気相が分散相であるのに対して、噴霧流ではその逆である。このことは

流動、伝熱特性に大きな差を与える。もし両者の流動様式において気体の占める容積割合 (これをボイド率という) が同じ 50% あるとしても、例えば微小振幅圧力波 (音波) の伝播速度は非常に異なっている。噴霧流中の伝播速度は気相中の音速 (例えば空気-水系では約 340 m/s) であるのに対して、気泡流中の伝播速度は 20~30 m/s 程度である。このことから見られるように、気液二相流の基礎方程式を立てる場合に単にボイド率のみを変数として取り入れる (二相流を巨視的に見て、平均値のみの取扱いをする) のみでは、このような圧力波の伝播現象を正しく予測することはできないであろう。したがって、気液二相流に関する取り扱う現象に対して、モデリングも異なつたものになることがある。

モデリングに関して流動機構の細部については次のような因子が考えられる。気泡流と噴霧流の流動機構を表す因子は、連続相の速度分布、不連続相の粒子径の分布、粒子数の断面上の分布、速度分布、連続相中の乱れ分布、さらに粒子表面における質量移動および熱移動の特性などである。また環状噴霧流における因子は液膜流量と液滴流量の比率、液膜速度、液膜厚さ、液膜の波の性質、液滴の粒径分布、液滴数の断面上分布、液滴速度の断面上分布、気相速度分布などである。なおこの流動様式においては定常流の場合でも液膜から液滴の発生および液滴の液膜への再付着が生じているので、これらの特性も伝熱現象を取り扱う際には必要となる。これらの値は液膜波面の特性、気液界面のせん断力、気流の乱れ特性などが関係してきて、実際には実験式などにより表されるものであつて、理論的に正確に求められるものではない。したがって環状噴霧流の流動の基礎式を形式的にたととしても、そのみでは流動状況の解析をすることはできなくて、この基礎式に上記の実験式などを補完することによつて初めて解析ができるのである。前者の基礎方程式-質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式-(場の方程式) に対して、後者のようなものを構成式とよんでいる。このように気液二相流系の問題においてはモデリングとシミュレーションに際して基礎方程式と構成式群を上手に組み合わせて、また適切な計算手法で解くことが必要なのである。

また伝熱問題を検討する場合にも流動様式は重要な因子である。例えば Fig. 1 (c) に示されるように環状噴霧流から噴霧流に移移すると管内壁上の液膜が消失するので、熱伝達率はいちじるしく低下して、ある条件下では管が焼損する恐れがある。また水平管において Fig. 2 (a) (b) のように気液が上下二層に分離すると管上側の熱伝達率がいちじるしく低下する。したがって伝熱の問題をモデリングするに際しては流動様式の推定がまず必要である。これらの流動様式の推定法は気液二相流の専門書に書かれているので、それらを参照されたい^{1)~2)}。

3. 気液二相流の解析におけるモデリングと基礎式

気液二相流が関連する特定の装置の設計を行う際に、どのようなモデルを考え、また基礎式を立てるかを考えてみよう。ここで一例として Fig. 3 に示されるような自然循環による蒸発管系を考えてみる。これは自然循環ポイラー、沸騰水型原子炉、あるいは蒸発を伴う化学工業装置であつてもよい。伝熱面において良好な伝熱性能を維持するためには冷却に十分な量の液が蒸発管を流れる必要がある。この場合にこの系ではポンプが無いので、液の循環量（蒸発管入口における水の流入速度、すなわち循環速度によつてこれを代表する）は水循環回路の幾何学的形状と寸法および加熱量分布によつて定まる。したがつて気液二相流に関して最初に解析すべき問題は与えられた上記の条件下で循環速度を理論的に推定することである。それは次のような方法で行われる。降水管の入口、出口間については単相流の運動量保存式は周知のように

$$p_1 - p_2 = \Delta p_h + \Delta p_f + \sum \Delta p_{\xi} \dots\dots\dots (1)$$

ここで Δp_h は重力による圧力差 ($H\rho_L g$) であり、 Δp_f は摩擦による圧力損失、 Δp_{ξ} は入口、出口あるいは管の屈曲による局所の圧力損失の和である。 ρ_L : 液の密度、 g : 重力の加速度。一方、蒸発管側の運動量保存式を式 (1) の単相流のものと同様な形で表すと

$$p_3 - p_4 = \Delta p_{h(TP)} + \Delta p_{f(TP)} + \Delta p_{a(TP)} + \sum \Delta p_{\xi(TP)} \dots\dots\dots (2)$$

ここで添字 TP は二相流を表し、 $\Delta p_{a(TP)}$ は加速損失である。上下ドラム間の圧力差 ($p_1 - p_2$) と ($p_3 - p_4$) は等しいので、式 (1)、(2) を加えると水循環に関する基礎式は

$$\Delta p_h - \Delta p_{h(TP)} = [\Delta p_{f(TP)} + \Delta p_{a(TP)} + \sum \Delta p_{\xi(TP)}] + [\Delta p_f + \sum \Delta p_{\xi}] \dots\dots\dots (3)$$

ここで左辺は降水管中の水の密度 ρ_L と蒸発管中の二相流の密度 ρ_{TP} の差と上下ドラム間の高さ H によつて定まる水循環の駆動力であり、右辺の第 1 項の [] は蒸

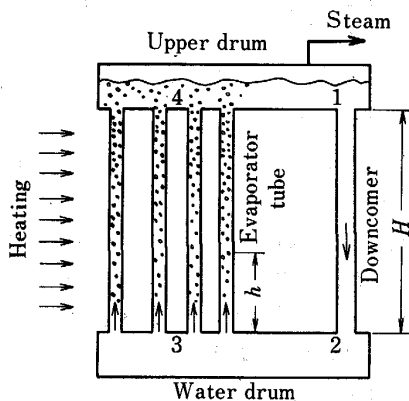


Fig. 3. Modeling of water circulation loop.

発管中の圧力損失、第 2 項の [] は降水管中の圧力損失であり、この右辺は水循環に対する抵抗力である。ここで $\Delta p_{h(TP)}$ は

$$\Delta p_{h(TP)} = g \int_0^H \rho_{TP} dh = gH \int_0^1 \rho_{TP} d(h/H) \dots (4)$$

であつて、蒸発管中の二相流の密度分布から定まる。また二相流の摩擦損失 $\Delta p_{f(TP)}$ は ρ_{TP} の分布と流量から定まるものであつて一般には基礎方程式とは別に実験式あるいは実験による相関図などにより与えられるものである。式 (3) は与えられた条件の下では流量（循環速度）の関数となるので、この式を解析的あるいは数的に解くことによつて循環速度は求まる。

上記の例で明らかなようにこのモデルの基礎式は運動量保存式である。一般には質量保存式、運動量保存式およびエネルギー保存式が基礎方程式を構成している。そこでまず問題となるのは気液二相流系においてはこれらの基礎式がどのような形で表されるかということである。これについて各種のモデルがあるので、次にそれらについて説明する。

3.1 分離流モデルによる基礎式と均質流の式

気液二相流の流動様式は第 2 章で示されたようにきわめて複雑であり、本質的に流速や密度が気液間で不連続であるが、これらを何らかの形でモデル化して基礎式の形を定める必要がある。そこで例えば Fig. 4 に示されるような分離流モデルを考えて、二相流中で気相の占める体積割合（流路断面積の割合）、すなわちボイド率の時間的平均値 α を定義する。また簡単のために一次元流とし、気相、液相の速度は u_G , u_L とする。

これに対して質量保存式は気相、液相に対してそれぞれ式 (5)、(6)

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha A \rho_G) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha A \rho_G u_G) = m_G \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \alpha) A \rho_L\} + \frac{\partial}{\partial z} \{(1 - \alpha) A \rho_L u_L\} = m_L \dots\dots\dots (6)$$

運動量保存式は各相に対して式 (7)、(8)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_G u_G) + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} (\alpha A \rho_G u_G^2) + \alpha \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \rho_G g \alpha \sin \theta + \frac{S_{wG}}{A} \tau_{wG} + \frac{S_{GL}}{A} \tau_{GL} \\ + \frac{M_{GL}}{A} = 0 \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

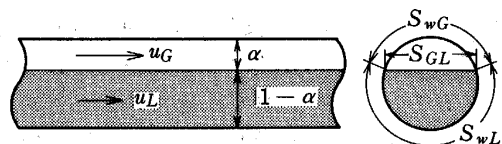


Fig. 4. Separated flow model.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (1-\alpha)\rho_L u_L \right\} + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (1-\alpha)A\rho_L u_L^2 \right\} \\ & + (1-\alpha) \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_L g(1-\alpha) \sin \theta + \frac{S_{wL}}{A} \tau_{wL} \\ & + \frac{S_{LG}}{A} \tau_{LG} + \frac{M_{LG}}{A} = 0 \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

エネルギー保存式は各相に対して式 (9), (10)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \alpha \rho_c \left(i_c - \frac{p}{\rho_c} + \frac{u_c^2}{2} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho_c \alpha A u_c \left(i_c + \frac{u_c^2}{2} \right) \right\} \\ & + \rho_c g \alpha u_c \sin \theta + \frac{E_{GL}}{A} = \alpha \bar{E}_c \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ (1-\alpha)\rho_L \left(i_L - \frac{p}{\rho_L} + \frac{u_L^2}{2} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \rho_L (1-\alpha) A u_L \left(i_L + \frac{u_L^2}{2} \right) \right\} \\ & + \rho_L g (1-\alpha) u_L \sin \theta + \frac{E_{LG}}{A} = (1-\alpha) \bar{E}_L \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここで、 A : 断面積, m : 単位長さ当たりの質量移動量, S : 界面の長さ, τ : セン断力, M : 運動量移動量, E : エネルギー移動量, \bar{E} : エネルギー発生量, θ : 流路方向の Z 軸が水平となす角, 添え字 G, L, w は気相, 液相, 壁面を示し, 二つの添え字はその両者間の値を示す. 例えば S_{GL} は気液の間の界面の長さ, τ_{GL} は気液界面のせん断力である. また外部から質量の流入がなければ $m_G = -m_L$ であり, また $\tau_{GL} = -\tau_{LG}$, $M_{GL} = -M_{LG}$ である.

二相流全体の基礎式として, 式 (7) と式 (8) の和および式 (9) と式 (10) の和をとれば, 質量保存式および運動量保存式はそれぞれ式 (11), 式 (12) となる.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{ \alpha \rho_c + (1-\alpha)\rho_L \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \alpha \rho_c u_c + \\ & (1-\alpha)\rho_L u_L \} = 0 \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{ \alpha \rho_c u_c + (1-\alpha)\rho_L u_L \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \alpha \rho_c u_c^2 + \\ & (1-\alpha)\rho_L u_L^2 \} + \frac{\partial p}{\partial z} + \{ \alpha \rho_c + (1-\alpha)\rho_L \} g \sin \theta \\ & + \left(-\frac{\partial p_f}{\partial z} \right) = 0 \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで摩擦損失 $-(\partial p_f / \partial z)$ の項は

$$-\frac{\partial p_f}{\partial z} \equiv \frac{1}{A} (S_{wg} \tau_{wg} + S_{wL} \tau_{wL}) \dots\dots\dots (13)$$

であつて, 式 (12) の中には気液間のせん断力 τ_{GL} は内力として表れてこない. 式 (12) の定常項のみを見ると, 式 (2) の二相流の運動量保存式の形と対応させると, 式 (12) の第 2 項は加速項 $\Delta p_a(TP)$, 第 4 項が重力項 $\Delta p_h(TP)$, 第 5 項が摩擦損失項である.

ここでもし気相と液相が均一に混合されており, 両相の速度が等しく, あたかも均質な流体であるかのように仮定すると (これを均質流モデル: Homogeneous モデルという) 次のような関係式がえられる. 気相, 液相の質量流束をそれぞれ G_G, G_L とし全質量流束 $G = G_G + G_L$ とすると, 乾き度 x は

$$\left. \begin{aligned} x &= G_G / (G_G + G_L) = G_G / G \\ G_G &= x \cdot G, \quad G_L = (1-x)G \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

である. この均質流の平均比容積 $v_{TP(H)}$ は式 (15)

$$v_{TP(H)} = x v_G + (1-x) v_L = v_L + x (v_G - v_L) \dots\dots\dots (15)$$

で表され, 密度 $\rho_{TP(H)}$ は $\rho_{TP(H)} = 1/v_{TP(H)}$ であるから

$$\rho_{TP(H)} = 1/v_{TP(H)} = \rho_L / [1 + x \{ (\rho_L / \rho_G) - 1 \}] \dots\dots\dots (16)$$

で表される. 式 (14)~(16) を式 (12) に代入すると均質二相流の運動量保存式は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_{TP(H)}} \right) + \rho_{TP(H)} g \sin \theta \\ & + \left(-\frac{\partial p_f(HP)}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

により表される. この式の形は单相流の運動量保存式と同じである. 最も簡単にはこの式によつて二相流の解析がなされる.

さて実際には気相速度 u_G と液相速度 u_L は異なつてゐるので, 正確には式 (12) の形のままで解く必要がある. しかし一般には式 (11), (12) で未知数は p, α, u_G, u_L であるので方程式の数が不足して解けない (方程式系が閉じていない) ので, 簡便な方法として気相と液相間の速度差 (相対速度) $u_r \equiv (u_G - u_L)$ を定義して, この値について実験式あるいは相関図で与えることにより解をうることもなされる. また速度比 (スリップ比) $S \equiv u_G / u_L$ を用いることもある.

また実用的な計算においてボイド率 α を直接に構成式により与える場合もある. 例えばよく用いられる式は SMITH による次式⁴⁾である.

$$\begin{aligned} \alpha &= \left[1 + \frac{\rho_c}{\rho_L} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) e + \left(\frac{\rho_c}{\rho_L} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) (1-e) \right. \\ & \times \left. \left\{ \frac{1 + ((1/x) - 1) e \frac{\rho_c}{\rho_L}}{1 + ((1/x) - 1) e} \right\}^{1/2} \right]^{-1} \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

ここで e の値は実験により $e = 0.4$ と定められている. このように α の値が与えられると二相流の密度 ρ_{TP} は

$$\rho_{TP} = \alpha \rho_G + (1-\alpha)\rho_L \dots\dots\dots (19)$$

により直ちに表されるので, 例えば前記の自然循環の基礎式 (4) の重力項は循環流量と受熱量分布から定まる x の分布より容易に求められる.

3.2 二流体モデル

二流体モデルは前記の式 (5)~(10) の気液各相の質

量保存式，運動量保存式およびエネルギー保存式の6個の式をそのままの形で解くものである。例えば次のように相変化（蒸発，凝縮）の無いような簡単な場合を考えてみる。この場合の未知数は $p, u_G, u_L, \alpha, S_{wG}, S_{wL}, S_{GL}, \tau_{wG}, \tau_{wL}, \tau_{GL}, i_G, i_L$ の12個であるので，方程式系は閉じていない。したがって他の補足的な関係式を与えないと解は求まらない。ここで S_{wG}, S_{wL}, S_{GL} は界面の面積であつて流動様式によつて変わる値であり，また気液界面のせん断力 τ_{GL} も流動様式によつて変わる値であつて，これらは理論的には求まらない値で，何らかの形の構成式が必要である。最近においてはこれらについての多くの構成式がつけられている。

また二流体モデルは分離流に限らず気泡流，噴霧流のような分散流に対しても用いられる。この場合には τ_{GL} の項については気液界面のせん断力と同様に分散相が連続相と異なつた速度で運動するために生ずる抵抗力を考慮に入れる必要がある。すなわちこの抗力 D は

$$D = nA_d C_D \rho_c u_r^2 / 2 \quad \dots\dots\dots (20)$$

により表される。ここで n : 単位体積中の分散粒子の数， C_D : 粒子の抵抗係数， A_d : 分散粒子の流動方向の投影面積， ρ_c : 連続相の密度， $u_r = (u_d - u_c)$: 分散相の速度 u_d と連続相との速度差（相対速度）。なお粒子径に分布がある場合には nA_d の部分についてその分散を考慮に入れた値を用いる必要がある。また非定常現象の場合には粒子の加速に対して付加質量による力が作用する。例えば分散粒子の気泡が連続相の水を動く場合に，気泡の密度は小さいので気泡の慣性力は小さいが，気泡が水を押しつけることにより水を加速するための力が必要である。無限媒質中の単一粒子の付加質量は周知のように $(\rho_c V_d / 2)$ である（ここで V_d : 粒子の体積）。すなわち付加質量係数は $1/2$ である。気液二相流に対して最近用いられている付加質量係数は次のようである⁴⁾。

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq \alpha < 0.5 : (1/2)(1+2\alpha)/(1-\alpha) \\ 0.5 \leq \alpha < 1.0 : (1/2)(3-2\alpha)/\alpha \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (21)$$

3.3 ドリフトフラックスモデル (Drift flux model)

ドリフトフラックスモデルは気液二相混合流体の質量中心速度，平均密度および後記のドリフト速度により基礎方程式を表すものである。混合流体の平均密度 ρ_{TP} ，質量中心速 u_{TP} は次式で定義される。

$$\rho_{TP} = \alpha \rho_G + (1 - \alpha) \rho_L \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$u_{TP} = \{ \alpha \rho_G u_G + (1 - \alpha) \rho_L u_L \} / \rho_{TP} \quad \dots\dots\dots (23)$$

これにより二相流全体（混合流体）と気相の質量保存式は

$$\frac{\partial \rho_{TP}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{TP} u_{TP}) = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\frac{\partial (\alpha \rho_G)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \rho_G u_{TP}) = m_g - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha \rho_G \rho_L}{\rho_{TP}} u_{Gd} \right) \quad \dots\dots\dots (25)$$

により表され，また混合流体の運動量保存式は

Table 1. Drift velocity⁵⁾.

Flow pattern	C_0	u_{Gd}
Bubbly flow	$1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G/\rho_L}$	$(1-\alpha)^{1.5} \sqrt{2} \left[\frac{\sigma g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$
Slug flow	1.2	$0.35 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G) D}{\rho_L} \right]^{1/2}$
Churn flow	$1.2 - 0.2\sqrt{\rho_G/\rho_L}$	$\sqrt{2} \left[\frac{\sigma g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$
Annular flow	1	$\frac{(1-\alpha)}{\alpha + 4\sqrt{\rho_G/\rho_L}} \left[j + \sqrt{\frac{g(\rho_L - \rho_G) D (1-\alpha)}{0.015 \rho_L}} \right]$
Mist flow	1	$(1-\alpha) \sqrt{2} \left[\frac{\sigma g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right]^{1/4}$

σ : Surface tension D : Inner diameter

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_{TP} u_{TP})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_{TP} u_{TP}^2) + \frac{\partial p}{\partial z} \\ + \{ \alpha \rho_G + (1 - \alpha) \rho_L \} g \sin \theta + \left(- \frac{\partial p_f}{\partial z} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{\rho_G \rho_L}{\rho_{TP}} u_{Gd}^2 \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

により表される。なお簡単のためにエネルギー保存式は省略する。式(25)，(26)中の u_{Gd} は気相速度 u_G と混合流体体積中心速度 j との差であり，ドリフト速度とよばれる値である。すなわち

$$j = \alpha u_G + (1 - \alpha) u_L = j_G + j_L \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$u_{Gd} = u_G - j = (1 - \alpha)(u_G - u_L) = (1 - \alpha) u_r \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここで j_G, j_L は容積流束 [m/s] である。またこのドリフト速度は式(28)の第4項で表されるように相対速度 u_r との関係がある。

なお実際の流れでは流路断面において速度分布とボイド率分布があるので，これらの分布を考慮すると気相の平均速度 \bar{u}_G と平均のドリフト速度 \bar{u}_{Gd} との間に次の関係がある。

$$\bar{u}_G = C_0 j + \bar{u}_{Gd} \quad \dots\dots\dots (29)$$

ただし， \bar{u}_{Gd} を断面平均を表すものとする

$$\bar{u}_G = \overline{\alpha u_G} / \bar{\alpha} \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$\bar{u}_{Gd} = \overline{\alpha u_{Gd}} / \bar{\alpha} \quad \dots\dots\dots (31)$$

である。 C_0 は速度分布形およびボイド率分布により定まる値であつて，各流動様式に対して実験により求められた式が Table 1⁵⁾ に示されている。このドリフトフラックスモデルでは二相流を u_{TP}, ρ_{TP} の単一流体の混合流体として取り扱うので，二流体モデルよりも方程式の数が少なくて便利な時があるのでよく用いられている。

4. 装置中の気液二相流に関連する諸問題

気液二相流に関連して装置の計画，設計上から第一次的に問題となる値は，二相流の圧力損失，ボイド率および伝熱特性であつて，これらの個々の問題については現

Table 2. Classification of flow instability.

Classification	Fundamental factor	Mechanism
Flow excursion Nonuniform flow distribution Pressure drop instability	Negative slop-flow resistance characteristics	Interaction with pump characteristics Flow excursion in parallel tubes Interaction with compressible capacity
Geysering Chugging	Heat transfer mode transition	Rapid boiling of superheated liquid Variation of condensation rate in direct contact condenser system
Flow pattern transition instability	Flow pattern transition	Formation of vapor slug in downcommer and inverse U bend tubes
Liquid slug oscillation	Induced by flow patthrn characteristics	Formation of liquid slug in direct contact condenser system
Density wave oscillation	Delay of agitation wave propagation and dynamic feed back	Delay of propagation and feed back in system of flow rate-void fraction-pressure drop

在までに十分な資料があり、成書^{1)~2)} およびハンドブック類により知ることができる。第二次的に実際の装置において問題となるのは、気液二相流の流れる流路を含む装置の系全体の特性である。例えば並列の蒸発管系、ポンプ、連絡管路およびタンク類から構成される系において、各蒸発管への流量分配の不均衡の発生（静的問題）とか、あるいは流動の脈動（動的問題）が生じることがある。このようなことは装置の運転上から危険であるので、設計の際にあらかじめ理論的に検討しておく必要がある。このような二相流に関する静的、動的問題の種類は非常に多いが、ここでは紙数の制限上から Table 2 に示される不安定流動問題のみを取り上げて、そのシミュレーションの多様性があることを簡単に説明することにする。

Table 2 は有富による分類⁶⁾ を小沢⁷⁾ が改訂したものであつて、不安定の全体像がよく表されているので、これに基づいて簡単に説明する。第 1 欄は不安定現象の種類（名称）、第 2 欄はその基本要因、第 3 欄はその原因である発生機構である。この第 1 行の不安定問題は上述の例で示されたものであつて、その不安定の基本要因は気液二相流系の圧力損失特性に負性抵抗特性（流動の増大とともに圧力損失が増大するのではなく逆に減少するような特性を持つ領域があること）によるのであつて、それにはポンプの吐出圧と流量との特性およびタンク類などにおける圧縮性容量による系の流動機構が関係する。

第 2 列のガイセリングは上部ドラムにつながった蒸発管中の水の流速がきわめて小さいかまたは 0 の場合に、蒸気が間欠的にドラムに流出する現象であり、チャギングは上部から水中に挿入された蒸気管から蒸気の水の中への流出と蒸気管への水の流入が交互に繰り返される脈動現象である。これには伝熱形態の遷移が原因となつている。第 3、第 4 列の不安定現象は流動様式の変化が原因である。第 5 列の密度波振動は上記のような負性抵抗、流動様式および伝熱特性の変化などによるものでなく、流動管路系での伝播おくれによるものである。すなわち有限長さの蒸発管において入口流量の変化がボイド率変

化となつて管中を伝播することと圧力損失の値との間で時間的ずれが生じることによつて自励振動的に発生するものである。

以上のように発生する現象の特質が異なつているので、気液二相流の局所的な基礎式は前章で示されたように同一であつても、取り扱う現象に対応して系全体のモデリングとシミュレーションは異なつてくる。したがつて第一に必要なことは対象とする現象の物理的把握である。

5. 気液二相流に関する現象のシミュレーションの例

5.1 気液二相流の衝撃現象（圧力波）のシミュレーション⁸⁾

気泡流の流れている流路下流端の弁を急閉すると、水の単相流中の水撃現象と同様に二相流中に急激な圧力上昇が生じて、それが上流に伝播する。この現象に対して二流体モデルを用いると、基礎式は気液各相の質量保存式 (5)、(6) と運動量保存式 (32)、(33) である。（ただし後二者の式は式 (7)、(8) を簡略化している）。

$$\frac{d}{dt} \{ \beta \rho_L V_b (u_c - u_L) \} + V_b \frac{\partial p_L}{\partial z} = \frac{C_D}{2} \rho_L (\pi R_b^2) (u_c - u_L) |u_c - u_L| \dots \dots \dots (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ (1 - \alpha) \rho_L u_L \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ (1 - \alpha) \rho_L u_L^2 \} + \frac{\partial p_L}{\partial z} + \left(- \frac{\partial p_f}{\partial z} \right) = 0 \dots \dots \dots (33)$$

ここで β : 付加質量係数、 V_b : 気泡 1 個の体積、 R_b : 気泡の半径、 C_D : 抵抗係数である。またここでは空気-水系のように質量移動がない場合を考えている、 $m_G = -m_L = 0$ 。また気泡内の圧力 p_G と周囲液体 p_L との間には次式の WJINGAARDEN の関係式が成立するものとする。

$$p_G = p_L + \rho_L R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho_L \left(\frac{dR_b}{dt} \right)^2 + \frac{4\mu_L}{R_b} \frac{dR_b}{dt} \dots \dots \dots (34)$$

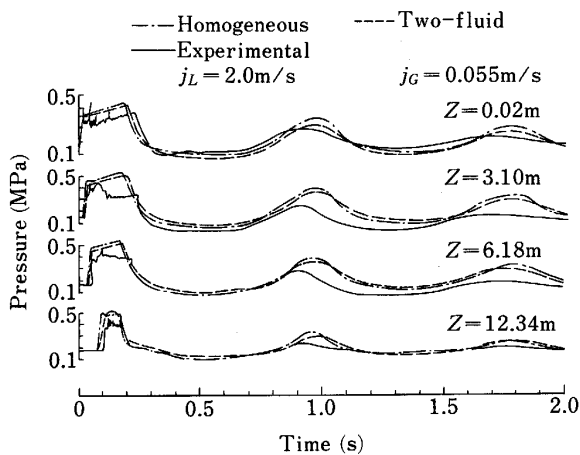


Fig. 5. Pressure transient in air-water bubbly two-phase flow (By AKAGAWA, et al.⁸⁾).

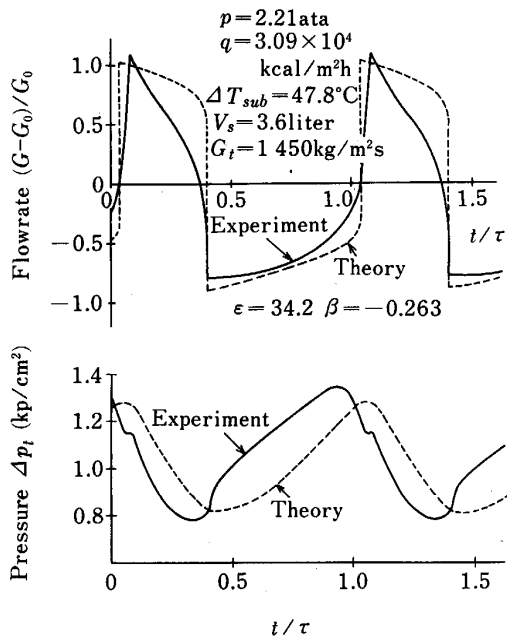


Fig. 6. Simulation of flow oscillation for pressure drop type instability (By OZAWA⁹⁾).

これらの基礎式に $\alpha = nV$ (n : 単位体積中の気泡数), 等温変化 $p_G/\rho_G = \text{Const}$ などの条件を用いて, 流路下流端で液流速 u_L を急激に減少させる境界条件と上流端の圧力を一定とする条件の下で数値計算した結果が Fig. 5⁸⁾ に破線で示されている。これは実線の実験値とよく一致している。また図中の一点鎖線は均質流モデルによる計算値であつて, これも実験値とほぼ一致している。以上のように質量移動のない気液二相流中の圧力波の現象は二流体モデルおよび均質流モデルによるシミュレーションでよく予測することができる。

5.2 圧力降下形流動脈動のシミュレーション⁹⁾

負性抵抗の蒸発管系とその上流のアキュムレータのような圧縮性容量をもつ流路系の運動方程式は次式で近

似される。

$$M \frac{d^2 \delta u_i}{dt^2} + \left(\frac{d\Delta p_f}{du_{i0}} \right) \frac{d\delta u_i}{dt} + \frac{1}{C} \delta u_i = 0 \dots\dots (35)$$

ここで $\delta u_i = (u_i - u_{i0})$ は入口流速の定常値 u_{i0} からの変化量, M は流体の慣性質量, C は圧縮性容量の特性数である。 Δp_f は摩擦損失であつて, 三次曲線状の負性抵抗を次式で表す。

$$d\Delta p_f / du_{i0} = a(u_{i0} - u_a)(u_{i0} - u_b) \dots\dots\dots (36)$$

ここで a は定数, u_a, u_b はそれぞれ摩擦損失が極大, 極小となる流速である。これらの式の数値解の一例が Fig. 6 に示されているが, 実験値と定性的に一致している。

5.3 原子炉の安全解析の計算コード

気液二相流系に関するモデリングとシミュレーションのきわめて大規模のものは軽水炉の安全解析, 特に冷却材の喪失事故 (Loss of Coolant Accident: LOCA) 時の原子炉内の熱水力的挙動, および緊急冷却装置の作動後の炉心内挙動の大型計算コードである。このコードにおいては気液二相流についての基礎式を解く際に, 流動様式の推定, 各流動様式に対応するせん断力, 液膜, 液滴流量, 液滴径および各種の熱伝達率などに関する多数の構成式が組み込まれている。これによつて現在ではかなりの精度で原子炉内の熱水力的挙動が予測できる。

6. む す び

気液二相流に関する工学的, 技術的資料は現在では多く蓄積され, また基本的な基礎式の定式化についても高度な研究成果がえられている。本文では気液二相流に関連する技術的問題に対処する場合のモデリングとシミュレーションについての入門的な解析を行つた。現在ではコンピューターによつて複雑な計算が容易に行えるので, 本稿で紹介した基礎方程式も数値的に解くことも可能である。しかし実際の技術的問題を検討する場合にはあまりに細部にこだわつて計算を複雑にするよりも, 最初には現象の物理的把握を重視して簡単なモデルにより解析することをお奨めする。

文 献

- 1) 赤川浩爾: 気液二相流 (1974) [コロナ社]
- 2) 植田辰洋: 気液二相流 (1981) [養賢堂]
- 3) 赤川浩爾: 文献 2), p. 44
- 4) 三島嘉一郎: 気液二相流研究 (気液二相流研究懇話会編) (1987) 35, p. 5
- 5) M. ISHII: ANL-77-47 (1977)
- 6) 有富正憲: 管路系および容器内の気液二相流の流動現象に関する総合的研究 (文部省科学研究費研究成果報告書) (1984), p. 6.1-6.31
- 7) 小沢 守: 第5回混相流シンポジウム講演論文集 (1986), p. 235
- 8) 赤川浩爾, 藤井照重, 伊藤 裕, 杉山 誠, 山口敏明, 福原一也: 機械学会論文集, 48 (1982) 426, p. 767
- 9) 小沢 守: 蒸発管系の不安定流動に関する研究, 大阪大学学位論文 (1976), 文献 8)