

3次元気液二相流解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/MP

杉中 隆史* 三橋 利玄**

Three-Dimensional Gas-Liquid Two-Phase Flow Simulation Software Advance/FrontFlow/MP

Takafumi Suginaka* and Toshiharu Mitsuhashi**

気液二相流は産業界の様々な分野で生じている現象であり、機器の設計やコストダウンや現象理解のために、3次元の気液二相流現象を解析できる実用ソフトウェアへのニーズは強い。このニーズに応えるためにアドバンスソフト株式会社は、沸騰、凝縮、固体熱伝導、壁面熱伝達、気泡合体、固体粒子の凝集、自由表面を伴う現象を3次元で解析するソフトウェア Advance/FrontFlow/MPを開発した。このソフトウェアの概要と解析事例を紹介する。

Key word: 沸騰、凝縮、固体熱伝導、壁面熱伝達、気泡合体、固体粒子の凝集、自由表面、二流体モデル

1. はじめに

気体と液体が共存する気液二相流は冷凍・空調機器（図 1.1）、金属精錬、化学反応装置、バイオリアクタ、原子炉、火力発電プラント、ボイラ、焼入れ熱処理など産業界の様々な分野で生じている現象である。これらの機器の設計やコストダウンや現象理解のために、3次元の気液二相流現象

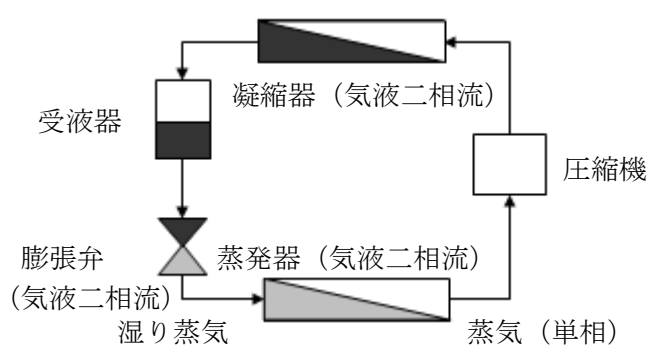


図 1.1 冷凍・空調機器（気液二相流の例）

*アドバンスソフト株式会社 技術第3部

3rd Technical Division, AdvanceSoft Corporation

**アドバンスソフト株式会社 第2事業部

Computational Science and Engineering Division
II, AdvanceSoft Corporation

を解析できる実用ソフトウェアへのニーズは強い。

気液二相流は気液界面の変形を伴う複雑な流動をするために、着目する気液二相流現象や許容できる計算時間や計算機資源によって、解析手法を変えることが望ましい。3次元で気液二相流を解析する手法としては、着目する時間と空間のスケールや気液二相流の状態によって、①気体と液体の保存式を別々に計算する二流体モデル（Euler-Euler モデル）、②気液界面の変形を詳細に計算する界面追跡法（VOF 法など）、③気泡の運動を Lagrange 座標系で計算する気泡追跡法（Euler-Lagrange モデル）などがある。これらの解析手法の中で、二流体モデルは解析対象の時間と空間のスケールを最も大きくとることができる。

Advance/FrontFlow/MP は、この二流体モデルを使用して気液二相流現象を解析するソフトウェアである。Advance/FrontFlow/MP は、文部科学省 IT プログラム「戦略的基盤ソフトウェアの開発」プロジェクトにおいて開発された流体解析ソフトウェア FrontFlow/red[1]をベースにして開発したソフトウェアである。そして、気液二相流

現象を精度良く解析できるように、様々な研究成果を取り入れている。

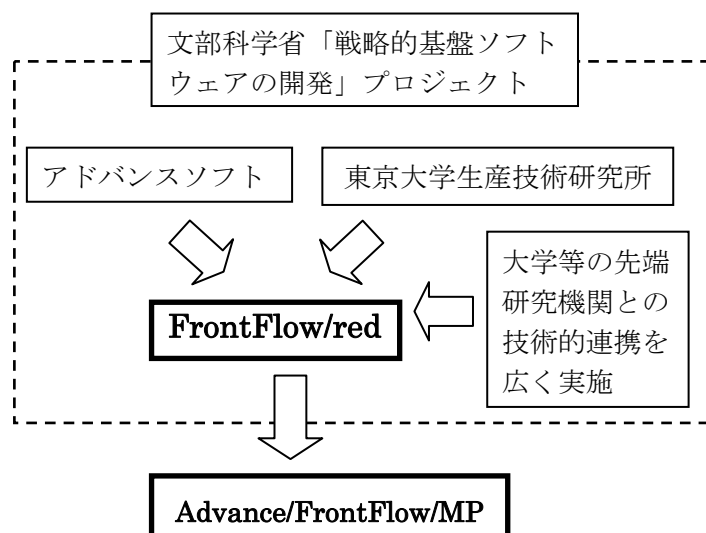


図 1.2 Advance/FrontFlow/MP の開発経緯

2. Advance/FrontFlow/MP の解析対象

Advance/FrontFlow/MP の解析可能な対象は以下の通りである。

- ・ 沸騰や凝縮を伴う気液二相流解析
- ・ 固体と気液二相流の熱連成解析
- ・ 気泡の合体を考慮した気液二相流解析
- ・ 固体粒子の凝集解析
- ・ 表面張力効果を考慮しない自由表面解析
- ・ 並列計算による大規模解析
(CPU 数に関係なく使用可能)
- ・ 非構造格子による形状表現

3. 解析機能と動作環境

Advance/FrontFlow/MP の解析機能と動作環境は表 3 に示す通りである。

表 3 解析機能と動作環境

項目	機能
物理モデル	<u>基本モデル</u> ：定常／非定常／非圧縮性／強制対流／自然対流／固体熱伝導（固体内部の複数材質含む） <u>乱流モデル</u> ：混合型 $k-\epsilon$ モデル／

	分散型 $k-\epsilon$ モデル／渦粘性一定／層流 <u>気液二相流</u> ：二流体モデル <u>気泡合体</u> ：ポピュレーションバランス／Princep&Blanchモデル <u>固体粒子の凝集</u> ：粒径グループ毎の質量・運動量保存方程式(1way) <u>流動様式</u> ：流動様式線図 <u>構成方程式</u> ：抗力／揚力／壁面潤滑力／乱流拡散力／相間熱伝達／壁面熱伝達（液単相、サブクール核沸騰、飽和核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰、蒸気単相）
メッシュ形状	6 面体(ヘキサ)／4 面体(テトラ)／3 角柱(プリズム)／4 角錐(ピラミッド)／上記形状の混合
離散化	有限体積法／節点中心法
アルゴリズム	SIMPLE 法／Rhie-Chow 法による圧力補間／Muzaferija の手法による拡散項の精度向上
時間積分	Euler 陰解法
移流項の離散化スキーム	1 次精度風上差分／2 次精度風上差分＋リミタ(TVD 法)
行列解法	ICCG 法／Bi-CGSTAB 法
並列計算	自動領域分割による並列計算
メッシュ作成	市販のメッシュジェネレータ／Advance/REVOCAP (ADAP)
可視化	市販の可視化ソフト／ADAP
ユーザーサブルーチン	初期値／流入境界条件／質量・運動量・エネルギーのソース項／ポスト処理／構成方程式（界面摩擦モデル、壁面熱伝達モデル）
動作環境	<u>OS</u> ：CentOS ／ Red Hat Enterprise Linux など <u>メモリ</u> ：大規模計算を行う場合 1 ノードで領域分割等の前処理に

	メモリを多く使用するため、1 ノードのみメモリを大目（24GB 程度）に入れることを推奨 <u>ハードディスク</u>：計算規模や計算結果の保管の状況によって異なるが、250GB 以上を推奨(インストール時には 400MB 程度が必要) <u>MPI ライブラリ</u>：Intel MPI / MPICH1 /MPICH2 / OpemMPI など <u>Fortran90/95 コンパイラ</u>：インテルクラスタツールキット コンパイラエディション / PGI WorkStation など
--	---

4. 計算の流れ

Advance/FrontFlow/MP は二流体モデルにより気液二相流現象を解析する。計算は SIMPLE 法をベースにして、以下の手順で行う。

- ①気体と液体の物性値を与える。
- ②各計算メッシュが、液体単相、気泡流、中間領域、噴霧流、気体単相のどの状態にあるかを判別する。そして各状態に適切な構成方程式を使って、気液界面における質量・運動量・エネルギーの移動量を計算する。
- ③壁面との熱伝達を考慮する場合には、壁面に接する各計算メッシュが、液体単相、サブクール核沸騰、飽和核沸騰、遷移沸騰、膜沸騰、蒸気単相のどの状態にあるかを判別する。そして各状態に適切な構成方程式を使って、熱流束や熱伝達係数を計算する。
- ④気体と液体に対する質量保存式と運動量保存式を解く。
- ⑤気体と液体の温度を計算する場合には、気体と液体に対するエネルギー保存式を解く。
- ⑥固体の温度を計算する場合には固体の熱伝導方程式を解く。

- ⑦流れが乱流の場合には乱流モデルを解く。
- ⑧圧力（気体と液体は同じ圧力を仮定）、気体と液体の体積割合、気体と液体の速度、気体と液体の温度が収束するまで①から⑦を繰り返し、収束したら次の時間ステップに進む、同様の手順で計算を行う。

各時間ステップにおいて計算される物理量は図4の矢印の方向に影響を与える。これら全てがバランスする解を求める。

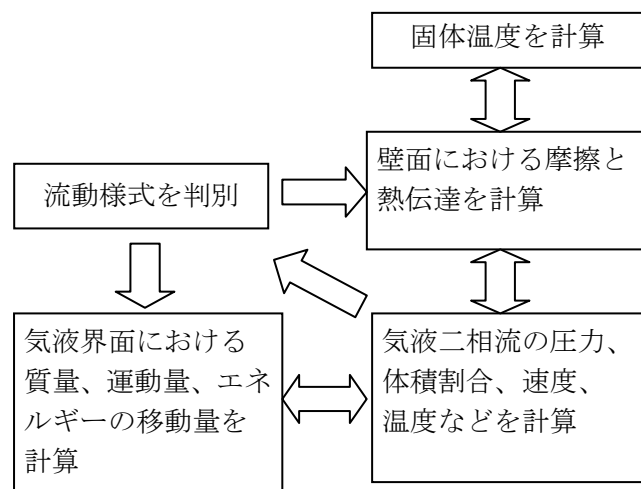


図4 計算結果が影響する方向

5. 理論的背景[2]～[10]

5.1. 基礎方程式

Advance/FrontFlow/MP は以下の基礎方程式を使用している。

- ・気体と液体の質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k) + \nabla(\rho_k \alpha_k v_k) = \Gamma_k \quad (5.1.1)$$

- ・気体と液体の運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k v_k) + \nabla(\rho_k \alpha_k v_k v_k) = & -\nabla(\alpha_k \tau_k) - \nabla(\alpha_k \tau_k^T) \\ & - F_{wk} - F_{ik} - F_{gk} - \alpha_k \nabla P + \Gamma_k v_{ik} \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

・気体と液体のエネルギー保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k h_k) + \nabla(\rho_k \alpha_k h_k v_k) = -\nabla(\alpha_k q_k) - \nabla(\alpha_k q_k^T) + \alpha_k \frac{DP}{Dt} + \Gamma_k h_{sk} + q_{ik} + q_{wk} \quad (5.1.3)$$

・混合型 k - ε モデル

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \nabla(\rho_m k v_m) = \nabla \left\{ \left(\frac{\mu_{m,t}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right\} + G_m - \rho_m \varepsilon \quad (5.1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \varepsilon) + \nabla(\rho_m \varepsilon v_m) = \nabla \left\{ \left(\frac{\mu_{m,t}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right\} + c_1 \frac{\varepsilon}{k} G_m - c_2 \rho_m \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5.1.5)$$

$$\rho_m = \sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i \quad (5.1.6)$$

$$v_m = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i v_i}{\sum_{i=1}^n \alpha_i \rho_i} \quad (5.1.7)$$

$$\mu_{m,t} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.1.8)$$

$$G_m = \mu_{m,t} \left(\frac{\partial v_{m,j}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{m,i}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_{m,i}}{\partial x_j} \quad (5.1.9)$$

・分散型 k - ε モデル

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l k) + \nabla(\rho_l \alpha_l k v_l) = \nabla \left\{ \alpha_l \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right\} + \alpha_l G - \rho_l \alpha_l \varepsilon + \alpha_l S_k \quad (5.1.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_l \alpha_l \varepsilon) + \nabla(\rho_l \alpha_l \varepsilon v_l) = \nabla \left\{ \alpha_l \left(\mu_l + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right\} + c_1 \alpha_l \frac{\varepsilon}{k} G - c_2 \rho_l \alpha_l \frac{\varepsilon^2}{k} + c_3 \alpha_l S_k \frac{\varepsilon}{k} \quad (5.1.11)$$

$$G = \mu_t \left(\frac{\partial v_{l,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{l,j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial v_{l,i}}{\partial x_j} \quad (5.1.12)$$

$$S_k = \frac{3}{8r_b} \alpha_g \rho_l C_D V_r^3 \quad (5.1.13)$$

ここで、

ρ_k	: k 相の密度
α_k	: k 相の体積割合
v_k	: k 相の速度
Γ_k	: k 相の相変化速度
τ_k	: k 相のせん断応力
τ_k^T	: k 相の運動量の乱流フラックス
F_{wk}	: 壁面摩擦 (壁関数か層流せん断力)
F_{ik}	: 界面運動量輸送量
F_{gk}	: 体積力として k 相に働く重力
P	: 圧力
v_{ik}	: 気液界面の速度
h_k	: k 相のエンタルピー
h_{sk}	: k 相の飽和エンタルピー
q_k	: k 相の熱流束
q_k^T	: k 相の乱流による熱流束
q_{ik}	: 相間熱伝達
q_{wk}	: 壁面熱伝達
k	: 液体の乱流エネルギー
ε	: 液体の乱流エネルギーの散逸率
μ_l	: 液体の (分子) 粘性係数
μ_t	: 液体の乱流粘性係数
σ_k	: 乱流モデルのモデル定数
G	: 乱流生成項
S_k	: 気液速度差による乱流生成項
σ_ε	: 乱流モデルのモデル定数
c_1	: 乱流モデルのモデル定数
c_2	: 乱流モデルのモデル定数
c_3	: 乱流モデルのモデル定数
r_b	: 気泡半径
C_D	: 抵抗係数
V_r	: 気体と液体の速度差

5.2. 気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデル

5.2.1. グループ化と横ドリフト速度の計算

気体が液体中に大小様々な気泡の状態が存在する場合、気泡径によって、抗力、揚力、壁面潤滑

力、乱流拡散力が異なる。全ての気泡径に対する運動方程式を解くことが望ましいが、それは現状の計算機的能力では不可能である。そのため、気泡径の扱い方として以下の2つの方法が一般的に使用されている。

- ①気泡径を均一と仮定する方法
- ②気泡径を臨界 Weber 数から計算する方法

Advance/FrontFlow/MPはこの2つの方法を使用することができる。

②の方法は式(5.2.1.1)を使用して計算メッシュ毎に気泡径の分布を与えることができる。

$$d_g = \frac{\sigma We_c}{\rho_l (\vec{v}_g - \vec{v}_l)^2} \quad (5.2.1.1)$$

ここで、

- d_g : 気泡径
- σ : 表面張力係数
- We_c : 臨界ウェーバー数
- ρ : 液体の密度
- $\vec{v}_g$: 気体の速度
- $\vec{v}_l$: 液体の速度

しかし、気体と液体の相対速度がほとんど変わらない場合には気泡径は均一となり、実際的には

ない。実現象は、気泡は合体と分裂を繰り返し、気泡径は絶えず変化している。この現象を計算するためには気泡の合体・分裂モデルが必要になる。

Advance/FrontFlow/MPに導入されている気泡合体モデルを以下で説明する。

図 5.2.1.1 に示すように大小さまざまな気泡群は気泡径の範囲によってグループに分けられ、グループ毎に代表気泡径を使って代表気泡の運動だけを考慮する。力学的平衡状態に達する時間が短い場合、つまり運動方程式中の時間項が効く時間が短い場合には、図 5.2.1.2 に示すように代数スリップモデルを使って横ドリフト速度を計算することができる。

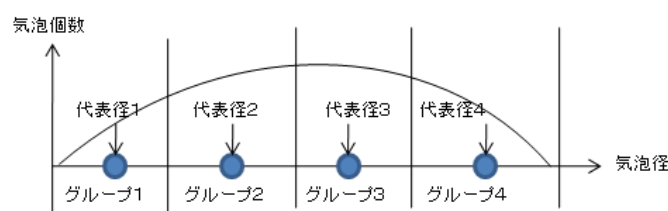


図 5.2.1.1 気泡群のグループ化

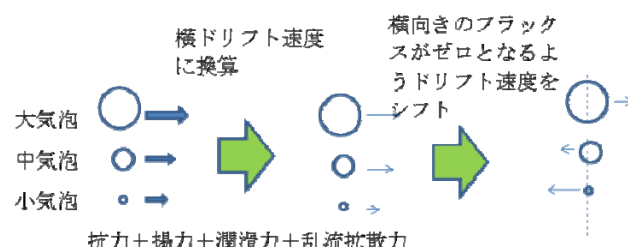
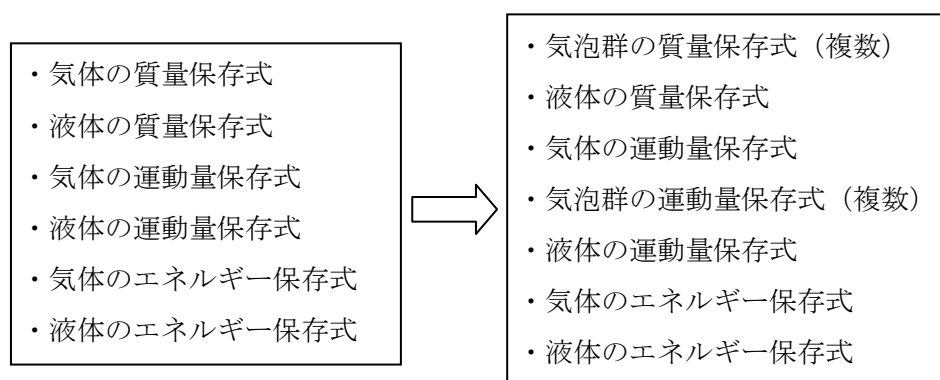


図 5.2.1.2 気泡群の横ドリフト速度



(a) 従来の気液二相流モデル

(b) 気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデル

図 5.2.1.3 「従来の気液二相流モデル」と「気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデル」の保存式

「従来の気液二相流モデル」と「気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデル」で基礎方程式の違いを図 5.2.1.3 に示す。気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデルでは、気泡群の各グループ数に対する質量保存式と運動量保存式を解く。

5.2.2. ポピュレーションバランス方程式

気泡群の各グループ数に対する質量保存式は、ポピュレーションバランス方程式とも呼ばれ、式 (5.2.2.1) から式 (5.2.2.6) が使用される。

ただし、現在の Advance/FrontFlow/MP には式 (5.2.2.5) と式 (5.2.2.6) で表現される分裂モデルは導入されていない。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g \alpha_{gi}) + \nabla(\rho_g v_g \alpha_{gi}) = S_{gi} \quad (5.2.2.1)$$

$$S_{gi} = \rho_g \frac{\pi}{6} d_i^3 (B_{ci} - D_{ci} + B_{bi} - D_{bi}) \quad (5.2.2.2)$$

$$B_{ci} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^i \sum_{k=1}^i Q_{jk} \quad (5.2.2.3)$$

$$D_{ci} = n_i \sum_{j=1}^N Q_{ij} \quad (5.2.2.4)$$

$$B_{bi} = \sum_{j=i+1}^N G_{ji} n_j \quad (5.2.2.5)$$

$$D_{bi} = n_i \sum_{j=1}^i G_{ij} \quad (5.2.2.6)$$

ここで、

B_{ci} : 合体によってグループ i が生成される速度

D_{ci} : 合体によってグループ i が消失する速度

B_{bi} : 分裂によってグループ i が生成される速度

D_{bi} : 分裂によってグループ i が消失する速度

Q_{jk} : グループ j と k が合体する速度

n_j : グループ j の個数濃度

G_{ji} : グループ j が分裂して i が生成される速度

5.2.3. 気泡合体の力学モデル

気泡はマイクロバブル化すると汚れや気泡の帯電が気泡の合体に影響を与えるようになる。

Advance/FrontFlow/MP はマイクロバブルより大きい気泡を解析対象として、以下の力学モデルを使用している。

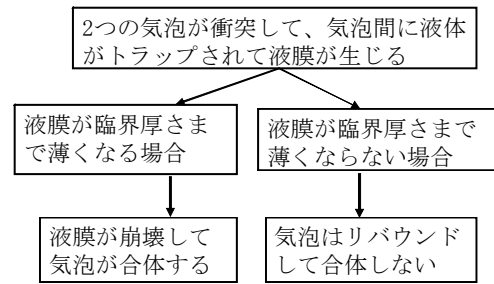


図 5.2.3 気泡合体の力学モデル

5.2.4. 気泡合体のソースターム

Advance/FrontFlow/MP は、気泡合体のソースタームとして、液膜が臨界厚さに達するまで 2 つの気泡が接触している割合（合体効率）と衝突頻度と積で表現する以下の Princea & Blanch のモデル[2]を使用している。

$$Q_{ij} = (\theta_{ij}^T + \theta_{ij}^B + \theta_{ij}^L) \exp(-t_{ij} / \tau_{ij}) \quad (5.2.4.1)$$

ここで、

θ_{ij}^T : 乱流運動による衝突頻度

θ_{ij}^B : 浮力による衝突頻度

θ_{ij}^L : 層流せん断による衝突頻度

$$\exp(-t_{ij} / \tau_{ij})$$

: 気泡間の衝突に対して合体する割合

$$t_{ij} = C \left(\frac{r_{ij}^3 \rho_l}{16\sigma} \right)^{0.5} \ln \left(\frac{h_0}{h_f} \right) \quad (5.2.4.2)$$

: 気泡間の合体に要する時間で、

C はパラメータ

$$\tau_{ij} = r_{ij}^{2/3} / \varepsilon^{1/3} : \text{気泡間の接触時間}$$

ε : 乱流エネルギーの散逸率

5.2.5. 気泡合体モデルの計算手順

Advance/FrontFlow/MP の気泡合体モデルは図 5.2.5 に示す手順で計算している。

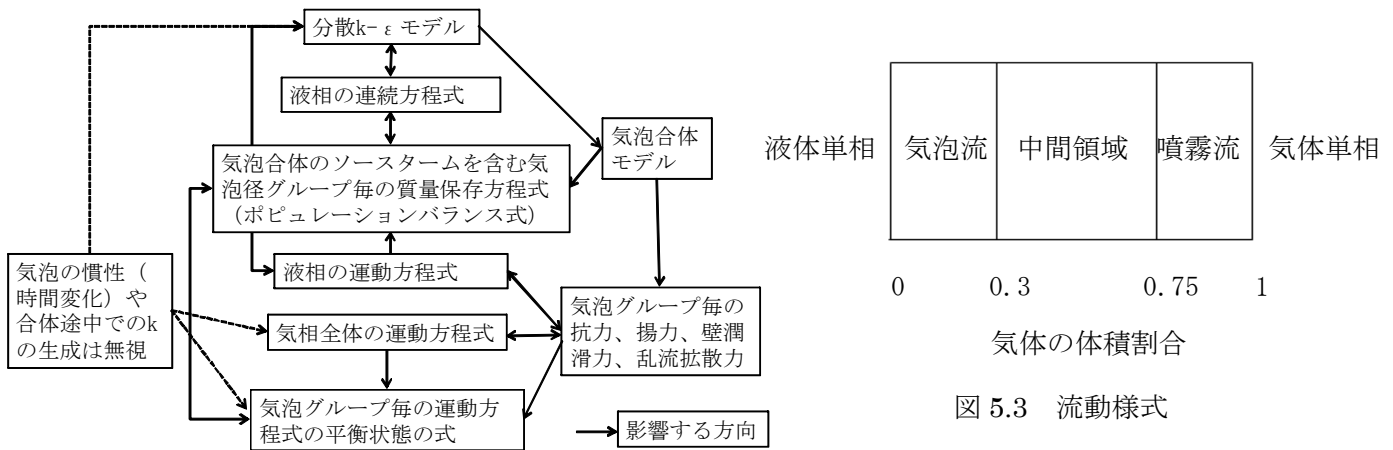


図 5.2.5 気泡合体モデルの計算手順

5.3. 流動様式

気体の体積割合などによって気液界面の状態が複雑に変化するのに伴って、相間の質量・運動量・エネルギーの伝達速度も変化する。そのため、二流体モデルを使用する場合には、各メッシュにおいて時間的に変化する流動様式を求め、流動様式ごとに異なる構成方程式が使用される。

Advance/FrontFlow/MPは3次元解析に適用しやすい図 5.3 の流動様式をデフォルトとして使用している。

5.4. 構成方程式

5.4.1. 相間摩擦力

気泡流領域における気体と液体の間の相間摩擦力は式(5.4.1.1)で表現され、抗力係数 C_D の与え方が計算精度を左右する。気泡径が小さいか表面張力が大きい場合には、気泡は球形状で直線に運動する。また、高純度の液体では、気泡内部に循環が形成されることによって粘性抵抗が減少し、終端速度が大きくなる。気泡径が大きい表面張力が小さい場合には、気泡は非球形状で振動的に運動する。富山らはこの特性を表現した式(5.4.1.2)の抗力係数[5]を提案している。

$$F_{ik} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{8} a_i C_D \rho_l |v_g - v_l| (v_g - v_l) \quad (5.4.1.1)$$

$$C_D = \begin{cases} \max \left[\min \left\{ \frac{16}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{48}{Re} \right\}, \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \alpha_l^{3-2n} & \text{(高純度系)} \\ \max \left[\min \left\{ \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{72}{Re} \right\}, \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \alpha_l^{3-2n} & \text{(中純度系)} \\ \max \left[\frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}), \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] \alpha_l^{3-2n} & \text{(低純度系)} \end{cases} \quad (5.4.1.2)$$

ここで、

- Re : 気泡 Reynolds 数
- Eo : Eötvös 数 (浮力と表面張力の比)
- α_l : 液体の体積割合
- n : 群効果を表現する定数

流体の物性値の影響を表現する Morton 数を M で表記すると、式(5.4.1.2)は

$$10^{-2} < Eo < 10^3, 10^{-14} < M < 10^7, 10^{-3} < Re < 10^5$$

という広範囲な気泡径と流体物性において実測値と良好に一致することが報告されている[5]。また、多数の気泡が群になることによって単一気泡とは異なる運動をする効果[6]も考慮されている。

Advance/FrontFlow/MP は気泡流領域における抗力係数として式(5.4.1.2)を使用している。

噴霧流領域では剛体球の抗力係数を使用している。

5.4.2. 揚力

気泡流領域における揚力は、気液速度差と液体の速度勾配によって、相対速度に垂直方向に働く力を表現する。気泡は揚力の作用で、気泡径によって壁に近づいたり離れたりする。富山らは広範囲な気泡径と流体物性において実測値にフィッティングした式(5.4.2.2)の揚力係数[7]を提案している。

$$F_{ik} = \sum_{j=1}^N \alpha_g C_T \rho_l (v_g - v_l) \times (\nabla \times v_l) \quad (5.4.2.1)$$

$$C_T = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re_b), f(Eo_d)] & \text{for } Eo_d < 4 \\ f(Eo_d) & \text{for } 4 \leq Eo_d \leq 10.7 \end{cases}$$

ここで、

$$f(Eo_d) = 0.00105 Eo_d^3 - 0.0159 Eo_d^2 - 0.0204 Eo_d + 0.474 \quad (5.4.2.3)$$

Advance/FrontFlow/MP は気泡流領域における揚力係数として式(5.4.2.3)を使用している。揚力係数を一定値で与えることや揚力を考慮しないで計算することも可能である。

5.4.3. 壁面潤滑力

壁面潤滑力は、気泡が壁に沿って上昇するときに、液体が壁と反対側に排除されるのに伴って気泡が壁から遠ざかる挙動を表現する。

Advance/FrontFlow/MP は式(5.4.3.1)に示す Antal らのモデルを使用している。壁面潤滑力を与えないで計算することも可能である。

$$F_{ik} = \sum_{j=1}^N \left(C_{W1} + C_{W2} \frac{r_g}{y} \right) \alpha_g \rho_l \frac{V_r^2}{r_g} n_w \quad (5.4.3.1)$$

5.4.4. 乱流拡散力

乱流拡散力は、気体の体積割合の分布に偏りがあるときに、気体の体積割合の分布を均一化する力を表現する。

Advance/FrontFlow/MP は式(5.4.4.1)に示す Lopez らのモデル[3]を使用している。乱流拡散力を与えないで計算することも可能である。

$$F_{ik} = - \sum_{j=1}^N C_{TD} \rho_l k_l \nabla \alpha_g \quad (5.4.4.1)$$

5.4.5. 相間熱伝達

(1) 気泡流領域の相間熱伝達モデル

Advance/FrontFlow/MP は気泡流領域において、液体側の界面熱伝達係数 h_{il} と気体側の界面熱伝達係数 h_{ig} として以下の式を使用している。

$$h_{il} = \begin{cases} \max(h_{il1}, h_{il2}) & (T_l \geq T_s) \\ 0.02 \rho_l V_r \frac{\partial e_l}{\partial T_l} & (T_l < T_s) \end{cases} \quad (5.4.5.1)$$

$$h_{ig} = \begin{cases} 1000 & (T_g \geq T_s) \\ 10000 & (T_g < T_s) \end{cases} \quad (5.4.5.2)$$

ここで、

$$h_{il1} = \frac{\lambda_l}{D_b} (2 + 0.74 Re_b^{0.5}) \quad (5.4.5.3)$$

$$h_{il2} = 3.81972 (T_l - T_s) \frac{\lambda_l}{D_b} \frac{\rho_l \frac{\partial e_l}{\partial T_l}}{\rho_g (h_{sg} - h_{sl})} \quad (5.4.5.4)$$

(2) 噴霧流領域の相間熱伝達モデル

Advance/FrontFlow/MP は噴霧流領域において、液体側の界面熱伝達係数 h_{il} と気体側の界面熱伝達係数 h_{ig} として以下の式を使用している。

$$h_{il} = \begin{cases} 15000 \frac{\lambda_l}{D_d} & (T_l \geq T_s) \\ 0.02 \rho_l V_{circ} \frac{\partial e_l}{\partial T_l} & (T_l < T_s) \end{cases} \quad (5.4.5.5)$$

$$h_{ig} = \frac{\lambda_g}{D_d} (2 + 0.74 Re_d^{0.5} Pr_g^{0.333})$$

ここで、

$$V_{circ} = \min \left\{ 0.5 \frac{\mu_g}{\mu_l + \mu_g} V_r, 1.4 \left(\frac{\sigma}{\rho_l D_d} \right)^{0.5}, 0.5 \right\} \quad (5.4.5.7)$$

(3) 中間領域の相間熱伝達モデル

Advance/FrontFlow/MP は中間領域では、気泡流領域と噴霧流領域の熱伝達係数を滑らかにつなげるように 3 次式で補間している。

5.4.6. 壁面熱伝達モデル

Advance/FrontFlow/MP は壁面に接する流体の各計算セルに沸騰状態に応じた壁面熱伝達モデルを使用している。以下にその壁面熱伝達モデルを以下で説明する。

壁面の熱伝達様式としては、図 5.4.6 に示す液単相領域、サブクール核沸騰領域、飽和核沸騰領域、遷移沸騰領域、膜沸騰領域、蒸気単相領域を区別して、それぞれの領域で異なる熱伝達相関式を使用している。

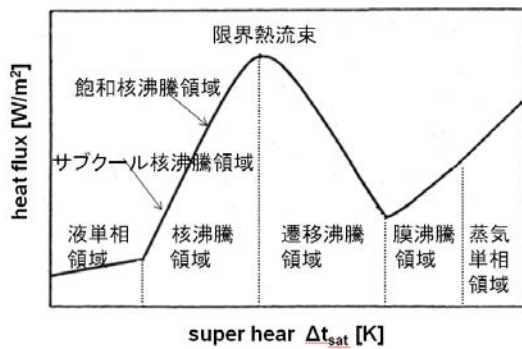


図 5.4.6 沸騰曲線

サブクール核沸騰領域は壁面温度が飽和温度より高く、液体温度が飽和温度より低い場合として、飽和核沸騰領域と遷移沸騰領域を区別するために限界熱流束温度を使用している。限界熱流束温度はChenの核沸騰熱伝達相関式による熱流束とZuberの限界熱流束相関式による熱流束が一致するように繰り返し計算により求めている。遷移沸騰領域と膜沸騰領域を区別するために最小安全膜沸騰温度を使用している。最小安全膜沸騰温度は表面の性状、形状、材質に影響されるものと考えられるが、簡単のために以下に示す温度の相関式で与えている。

$$T_{MSFB} = T_{HN} + (T_{HN} - T_l) \left(\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\lambda_w \rho_w C_{pw}} \right)^{0.5} \quad (5.4.6.1)$$

ここで、

$$T_{HN} = 70544 - (4.722 \times 10^{-2}) DP + (2.3907 \times 10^{-5}) DP^2 - (5.8193 \times 10^{-9}) DP^3 \quad (5.4.6.2)$$

$$DP = 3203.6 - P \quad (5.4.6.3)$$

式(5.4.6.1)から式(5.4.6.4)の温度の単位は[°F]、圧力の単位は[psi]である。以下に各領域における熱伝達相関式を示す。

(1) 液単相領域の壁面熱伝達モデル

液単相領域の熱流束 q_{SPL} は強制対流の式(5.4.6.4)と自然対流の Nusselt 数 7.84 から求まる熱流束の大きい方を使用している。

$$q_{SPL} = 0.023 \frac{\lambda_l}{D_e} \left(\frac{G_l D_e}{\mu_l} \right)^{0.8} Pr_l^{0.4} (T_w - T_l) \quad (5.4.6.4)$$

(2) サブクール核沸騰領域の壁面熱伝達モデル

サブクール核沸騰領域では、Chen の式をサブクール領域に拡張した式を用いて熱伝達係数を求めている。気体の壁面熱伝達係数 h_{wg} 及び液体の熱伝達係数 h_{wl} は以下の式を使用している。

$$h_{wg} = \frac{(q_{NB} - q_c) \varepsilon_r}{T_w - T_g} \quad (5.4.6.5)$$

$$h_{wl} = \frac{q_{SPL} + (1 - \varepsilon_r) q_{NB} + \varepsilon_r q_c}{T_w - T_l} \quad (5.4.6.6)$$

ここで、 q_{NB} は核沸騰による熱流束、 q_c は壁面近傍で凝縮に使われる熱流束、 ε_r は発生に使われる熱流束の割合、 q_{SPL} は液単相領域の熱流束であり、以下の式を使用している。

$$q_{NB} = 0.00122 S \left(\frac{\lambda_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49} g_c^{0.25}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right) (T_w - T_l)^{0.24} \times [Ps(T_w) - P]^{0.75} (T_w - T_l) \quad (5.4.6.7)$$

$$q_c = \max(0.0, q_{H\&N} - q_{SPL}) \quad (5.4.6.8)$$

$$q_{H\&N} = 0.4 \left(\frac{c_{pl} \mu_l}{D_e} \right) \left(\frac{G_l D_e}{\mu_l} \right)^{0.662} (T_s - T_l) \quad (5.4.6.9)$$

$$q_{SPL} = 0.023 \frac{\lambda_l}{D_e} \left(\frac{G_l D_e}{\mu_l} \right)^{0.8} Pr_l^{0.4} (T_w - T_l) \quad (5.4.6.10)$$

$$\varepsilon_r = 1 - \varepsilon_p \quad (5.4.6.11)$$

$$\varepsilon_p = \frac{(\rho_l / \rho_g)(h_{sl} - h_l)}{h_{lg} + (\rho_l / \rho_g)(h_{sl} - h_l)} \quad (5.4.6.12)$$

(3) 飽和核沸騰領域の壁面熱伝達モデル

飽和核沸騰領域では、気体の壁面熱伝達係数

h_{wg} 及び液体の熱伝達係数 h_{wl} は以下の式を使用している。

$$h_{wg} = \left(\frac{T_w - T_s}{T_{CHF} - T_s} \right)^2 \max(h_{DBg}, h_{MCA}) \quad (5.4.6.13)$$

$$h_{wl} = h_{SPL} + W_{nl} h_{NB} \quad (5.4.6.14)$$

ここで、 h_{DBg} は Dittus-Boelter による気体の乱流強制対流熱伝達相関式、 h_{MCA} は McAdams による自然対流熱伝達相関式であり、 h_{DBg} と h_{MCA} と W_{nl} は以下の式を使用している。

$$h_{DBg} = 0.023 \frac{\lambda_g}{D_e} \left(\frac{G_g D_e}{\mu_g} \right)^{0.8} Pr_g^{0.4} \quad (5.4.6.15)$$

$$h_{MCA} = 0.13 \lambda_g \left[\frac{\rho_g^2 g \beta (T_w - T_g)}{\mu_g^2} \right]^{1/3} \quad (5.4.6.16)$$

$$W_{nl} = \min \left(1, \frac{T_w - T_s}{T_w - T_l} \right) \quad (5.4.6.17)$$

(4) 膜沸騰領域の壁面熱伝達モデル

膜沸騰領域では、連続膜が壁面を覆った状態にある。気体側の壁面熱伝達係数 h_{wg} は蒸気単相の熱伝達係数を使用している。液体側の壁面熱伝達係数 h_{wl} は放射熱伝達係数 h_r と膜沸騰熱伝達係数 h_f と液滴分散相への熱伝達係数 h_{df} を考慮した以下の式を使用している。

$$h_{wl} = h_r \frac{T_w - T_s}{T_w - T_l} + h_f \frac{T_w - T_s}{T_w - T_l} + h_{df} \quad (5.4.6.18)$$

ここで、

$$h_r = (1 - \alpha_g) \sigma_{SB} \varepsilon_r \frac{T_w^4 - T_s^4}{T_w - T_s} \quad (5.4.6.19)$$

$$h_f = \begin{cases} h_{f0} & (\alpha_g \leq 0.5) \\ h_{f0} (3 - 2X_1) X_1^2 & (0.5 < \alpha_g \leq 0.75) \\ 0 & (0.75 \leq \alpha_g) \end{cases} \quad (5.4.6.20)$$

$$h_{f0} = 0.62 \left\{ \frac{\rho_g \lambda_g^3 (\rho_l - \rho_g) g h_g'}{\mu_g (T_w - T_s) \lambda} \right\}^{0.25} \quad (5.4.6.21)$$

$$X_1 = \frac{0.75 - \alpha_g}{0.75 - 0.5} \quad (5.4.6.22)$$

$$\lambda = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right\}^{0.5} \quad (5.4.6.23)$$

$$h_g' = h_{lg} + 0.5 C_{pg} (T_g - T_s)$$

$$h_{df} = \begin{cases} 0 & (\alpha_g \leq 0.5) \\ \min(h_{df0}, h_{f0}) (3 - 2X_1) X_g^2 & (0.5 < \alpha_g \leq 0.75) \\ \min(h_{df0}, h_{f0}) & (0.75 \leq \alpha_g) \end{cases} \quad (5.4.6.24)$$

$$h_{df0} = 0.2 c_1 [(1 - \alpha_g) E]^{0.6667} (BRAC)^{0.25} \frac{T_w - T_s}{T_w - T_l}$$

$$X_g = \frac{\alpha_g - 0.5}{0.75 - 0.5} \quad (5.4.6.25)$$

$$(BRAC) = \frac{g \rho_l \rho_g h_g' \lambda_l^3}{|T_w - T_s| \mu_g D_d} \quad (5.4.6.26)$$

式(5.4.6.26)の c_1 は 1.276 で、 D_d は臨界 Weber 数が 4.0 と $1.0 \times 10^{-4} \leq D_d \leq 3.0 \times 10^{-3}$ の条件より求めている。

(5) 遷移領域の壁面熱伝達モデル

遷移沸騰領域では、気体の壁面熱伝達係数 h_{wg} は膜沸騰領域と同様に単相領域の熱伝達係数を使用している。液体の熱伝達係数 h_{wl} は、遷移沸騰による全伝熱量から蒸気への伝熱量を差し引いた分をもとに以下の式を使用している。

$$h_{wl} = \frac{q_{trans} - h_g (T_w - T_g)}{T_w - T_l} \quad (5.4.6.27)$$

$$q_{trans} = \delta q_{CHF} + (1.0 - \delta) q_{MSBF} \quad (5.4.6.28)$$

$$\delta = \left(\frac{T_w - T_{MSFB}}{T_{CHF} - T_{MSFB}} \right)^2 \quad (5.4.6.29)$$

ここで、 q_{CHF} は限界熱流束で、 q_{MSBF} は膜沸騰時の気体と液体の熱流束の和である。

(6) 蒸気単相領域の壁面熱伝達モデル

蒸気単相領域の壁面熱伝達係数 h_{wg} は飽和核沸騰領域の気体の熱伝達係数（式(5.4.6.13)で $T_w = T_{CHF}$ とした式）を使用している。

5.5. 固体粒子の凝集モデル

製鋼プロセスにおいて微小介在物を凝集・肥大化させて浮上分離させるような挙動を解析するために、Advance/FrontFlow/MP に導入している固体粒子の凝集モデルを以下で説明する。

5.5.1. 解析モデル

解析モデルの概要を以下に示す。

①固体粒子は分散相とみなし、その運動は

Basset-Boussinesq-Oseen-Tchen の式で記述する。固体粒子に作用する力として、慣性力、抗力、浮力、圧力勾配力、付加慣性力は考慮するが、Basset 項は考慮しない。

②固体粒子同士の合体による凝集・肥大現象は、流体の乱れによる乱流凝集、浮力によって生じる粒子間の速度差に起因する差動凝集、層流せん断による凝集等が考えられる。これらは凝集係数（効率）をパラメータとして考慮する。

③固体粒子は球形で密度は一定とする。

④固体粒子が液体から受ける力は考慮するが、固体粒子は気液二相流動に影響を与えないものとする。

⑤固体粒子の壁への付着は考慮しない。

5.5.2. 解析方法

固体粒子が気液二相流動に影響を与えないという仮定を置くため、気液二相流の解析と固体粒子の挙動解析は以下のように 2 ステップに分けて行う。

ステップ 1 固体粒子影響を考慮しないで気液二相流の流動解析を行う。

ステップ 2 ステップ 1 で求めた液体速度を使用して、固体粒子の挙動を解析する。

5.5.3. 基礎方程式

①固体粒子の個数濃度（質量）の保存方程式

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla(n_k v_k) = \nabla(D_k \nabla n_k) + S_k \quad (5.5.3.1)$$

$$S_k = \left(\frac{1}{2} \sum_{i+j=k} N_{ij} - \sum_{i=1}^{\max} N_{ik} \right) \eta$$

$$= \left(\frac{1}{2} \sum_{i+j=k} \beta(i, j) n_i n_j - \sum_{i=1}^{\max} \beta(i, k) n_i n_k \right) \eta \quad (5.5.3.2)$$

$$\beta(i, j) = \beta^T(i, j) + \beta^B(i, j) + \beta^{LS}(i, j) \quad (5.5.3.3)$$

$$\beta^T(i, j) = 2(2\pi)^{0.5} R^2 \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_p} \right)^2 (\tau_i - \tau_j)^2 \left(\frac{Dv_l}{Dt} \right)^2$$

$$+ \frac{1}{3} \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_p} \right)^2 (\tau_i - \tau_j)^2 g^2 + \frac{1}{9} R^2 \frac{\varepsilon \rho_l}{\mu_l} \quad (5.5.3.4)$$

$$\beta^B(i, j) = \frac{2\pi \Delta \rho g}{9\mu} n_i n_j (d_i + d_j)^3 |d_i - d_j| \quad (5.5.3.5)$$

$$\beta^{LS}(i, j) = \frac{1}{6} n_i n_j (d_i + d_j)^3 (dv_l / dL) \quad (5.5.3.6)$$

$$R = (d_i + d_j) / 2 \quad (5.5.3.7)$$

$$\tau_i = \frac{4}{3} d_i^2 \rho_l / (\mu_l Re_i C_{Di}) \quad (5.5.3.8)$$

$$Re_i = \frac{d_i |v_l - v_i| \rho_l}{\mu_l} \quad (5.5.3.9)$$

$$C_{Di} = 0.4 + 24 / Re_i + 6 / (1 + Re_i^{0.5}) \quad (5.5.3.10)$$

$$(Dv_l / Dt)^2 = 1.3 \nu^{-0.5} \varepsilon^{2/3} \quad (5.5.3.11)$$

$$\eta = 0.727 \left[\mu R^3 (\varepsilon / \nu)^{0.5} / A_{131} \right]^{-0.242} \quad (5.5.3.12)$$

②固体粒子の運動量保存方程式

$$\rho_p \frac{Dv_k}{Dt} = -\frac{3}{4} C_{Dk} \frac{\rho_l}{d_k} |v_l - v_k| (v_k - v_l) + \rho_l \frac{Dv_l}{Dt}$$

$$+ \frac{1}{2} \rho_l \left(\frac{Dv_l}{Dt} - \frac{Dv_k}{Dt} \right) + (\rho_l - \rho_p) g \quad (5.5.3.13)$$

ここで、

n_k	: グループ k の数密度
v_k	: グループ k の速度
S_k	: グループ k の生成/消滅速度
$\beta(i, j)$	: グループ i, j の衝突速度
$\beta^T(i, j)$	: 乱流による衝突速度
$\beta^B(i, j)$	: 浮力による衝突速度
$\beta^{LS}(i, j)$	: 層流のせん断による衝突速度
R	: グループ i, j の衝突半径
d_i	: グループ i の粒子径

- ε : 乱流エネルギーの散逸率
 μ, ν : 液体の粘性係数, 動粘性係数
 dv_l / dL : 液体のせん断速度
 η : 粒子の凝集係数 (効率)
 A_{131} : 実効 Hakamer 定数

6. 適用事例

6.1. 気泡塔内の気液二相流解析

(1) 解析概要

気泡塔（気液反応装置）を対象として、底面から気体を流入させた時の気相体積割合（ボイド率）と液体速度の計算結果を Hills の実験結果[11]と比較して解析による予測精度を検証する。

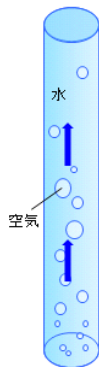


図 6.1.1 気泡塔

(2) 解析条件

- ・流体：水と空気
- ・空気通気量（空塔速度）：3.8cm/s
- ・流動様式（構成方程式）：気泡流
- ・気泡径：3mm
- ・計算格子の節点数：94,451

(3) 解析結果

気泡塔中央部における気体の体積割合と液体速度の時間平均値の半径方向分布をそれぞれ図 6.1.2 と図 6.1.3 に示す。どちらも実験結果を良く再現している。

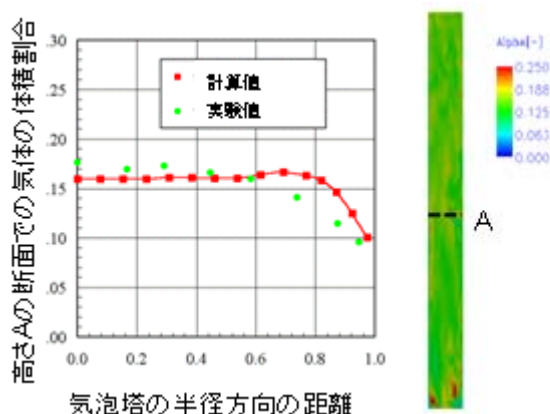


図 6.1.2 気体の体積割合

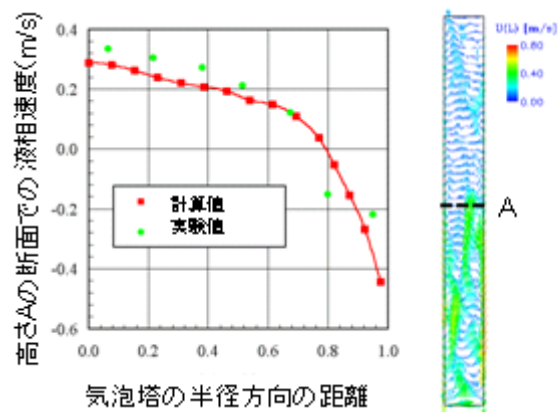


図 6.1.3 液体速度

6.2. 焼入れ解析

(1) 解析概要

沸騰と凝縮を伴う気液二相流動と固体熱伝導を連成した焼入れ解析を行う。実験結果がないため、解析結果の定性的な妥当性を検証する。

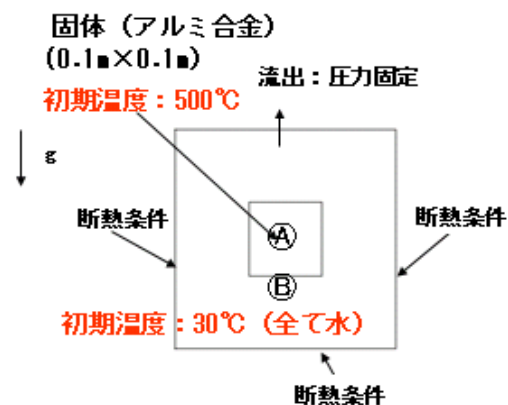


図 6.2.1 解析モデル

(2) 解析条件

- ・流体：水と水蒸気
- ・初期温度：固体 500℃、水 30℃
- ・流動様式：液体単相、気泡流、中間領域、噴霧流、蒸気単相を考慮
- ・壁面の熱伝達様式：液体単相、サブクール核沸騰、飽和核沸騰、遷移核沸騰、膜沸騰、蒸気単相を考慮
- ・計算格子の節点数：11,395

(3) 解析結果

焼入れ開始から 1 秒後と 5 秒後の温度分布を図 6.2.2 に示す。

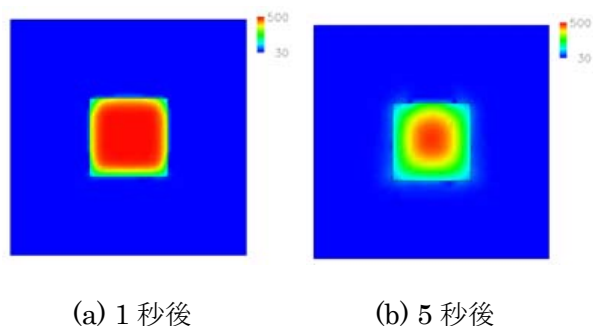


図 6.2.2 温度

図 6.2.1 の④と⑤の位置における温度の時間変化を図 6.2.3 に示す。上の線は④、下の線は⑤の温度である。固体内の冷却速度分布の計算結果が得られている。

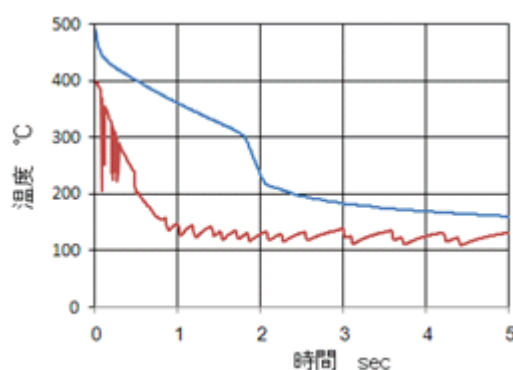


図 6.2.3 温度の時間変化

図 6.2.1 の⑥の位置における熱伝達係数の時間変化を図 6.2.4 に示す。沸騰と凝縮を伴う気液二相流動と固体熱伝導を連成させて、固体表面の熱伝達係数の計算結果が得られている。

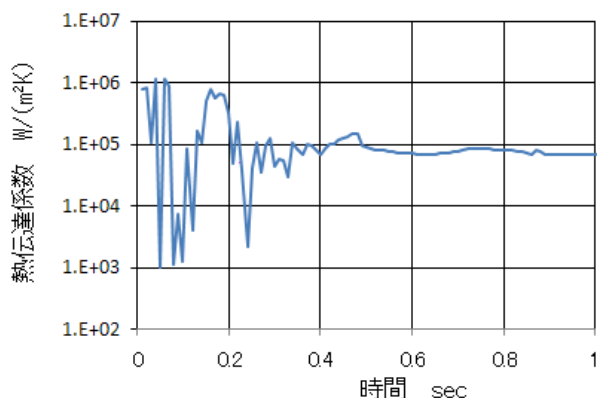


図 6.2.4 熱伝達係数の時間変化

6.3. スロッシング解析

(1)解析概要

OKAMOTO らのスロッシング実験結果[12]を使用して、スロッシング時の自由表面解析を行い、液面の位置と振動する周期を検証する。

(2)解析結果

壁面における液面位置の時間変化を図 6.3 に示す。スロッシング時の液面の位置と振動する周期を良く再現している。

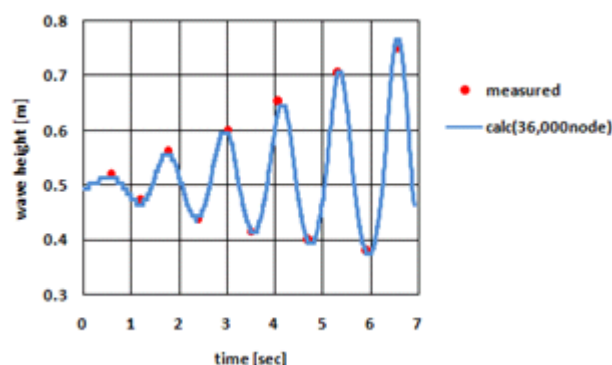


図 6.3 側壁における液面位置の時間変化

6.4. 新型炉燃料集合体のサブチャンネル解析[13]

(1)解析概要

図 6.4.1 に示す新型炉(自然循環炉)燃料集合体試験のサブチャンネル解析を、気泡合体を考慮して詳細に行う。平均気泡径の計算結果を実験結果と比較して解析による予測精度を検証する。

(2)解析条件

- ・流体：通常運転を想定した代替流体（(気相は六フッ化硫黄、液相はエタノール)
- ・断面内のメッシュサイズ：1mm 程度
- ・軸方向のメッシュサイズ：3mm 程度
- ・乱流モデル： $k-\epsilon$ モデル
- ・壁面の境界条件：壁関数
- ・気泡流入条件：最下段のみから気泡を注入
- ・気泡サイズ：0.1mm から 5mm までを 5 群
- ・計算格子数：80,000

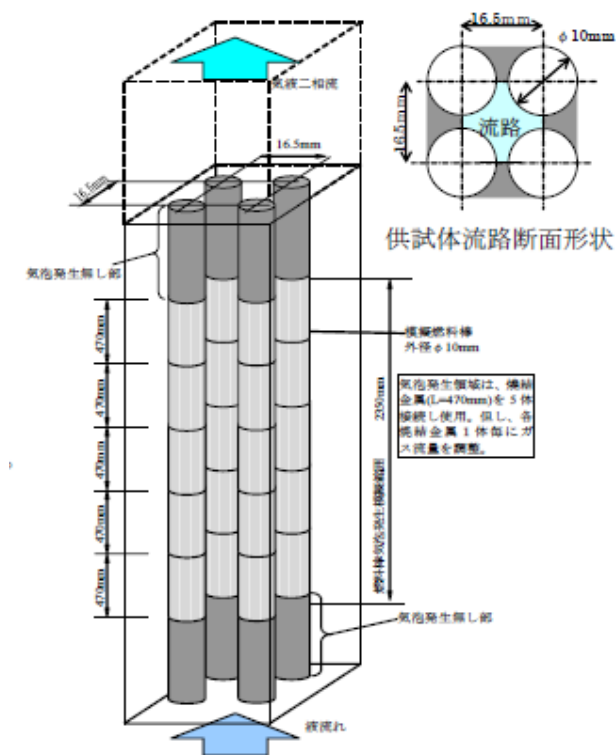


図 6.4.1 解析対象

(3)解析結果

図 6.4.2 に断面平均気泡径の高さ方向分布を示す。気泡がサブチャンネル内を上昇するのに伴って、気泡径が増大する実験結果を良く再現している。

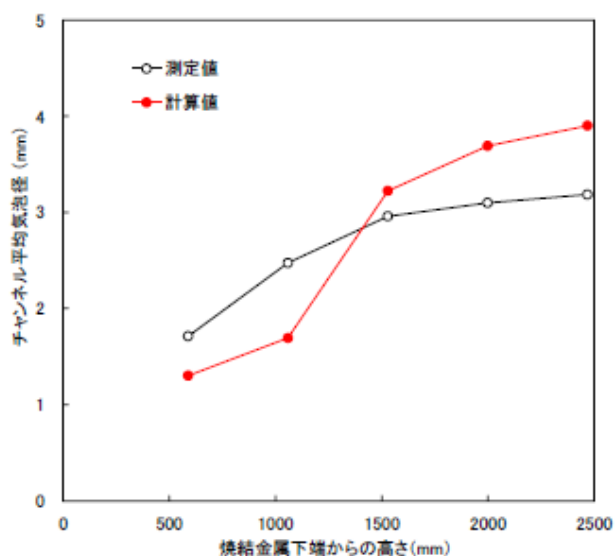
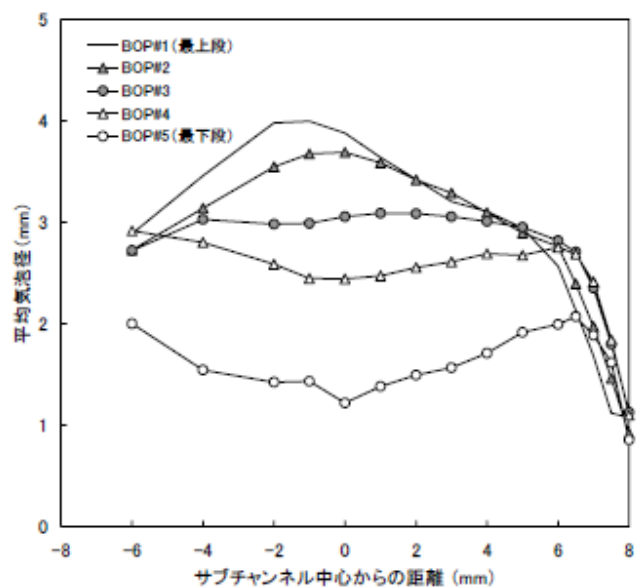
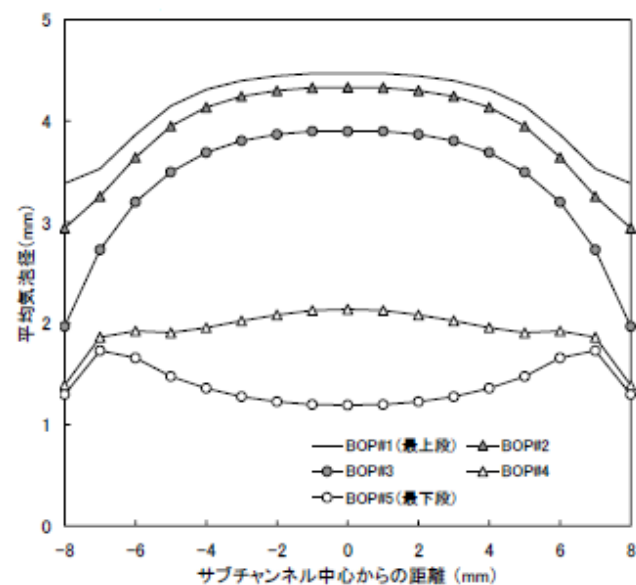


図 6.4.2 断面平均気泡径の高さ方向分布

図 6.4.3 に高さ方向 5 断面における平均気泡径の半径方向分布を示す。下段では気泡径が 2mm 以下の比較的小サイズであるため壁近傍に集まる「鞍型分布」を形成し、下流側に発達するにつれて合体によって気泡が大型化してサブチャンネル中心に集まる「砲弾型分布」を形成する測定結果を解析結果は再現している。



(a) 実験結果



(b) 計算結果

図 6.4.3 平均気泡径の半径方向分布

7. おわりに

気液二相流は産業界の様々な分野で生じている現象であり、機器の設計やコストダウンや現象理解のために、3次元の気液二相流現象を解析できる実用ソフトウェアへのニーズは強い。国内外で数多くの二流体モデルに基づく3次元気液二相流解析ソフトウェアが開発され、いくつかが市販されている。しかしながら、解析機能や解析できる対象が限定され、特に沸騰や凝縮を伴う気液二相流現象に対して実用的な解析を行うことには課題が数多く、このようなニーズに応えられているとは言い難い。

そこで、そのような状況を打破すべく、アドバンスソフト株式会社では、沸騰、凝縮、固体熱伝導、壁面熱伝達、気泡合体、固体粒子の凝集、自由表面を伴う現象に対して実用的な解析が行えることを目指してAdvance/FrontFlow/MPを開発した。

Advance/FrontFlow/MPは、従来の二流体モデルに加えて、より高精度・高機能な気泡合体を考慮した気液二相流詳細解析モデルを有していることが特徴のひとつである。本モデルは、構成方程式の計算では重要な項目のひとつである気泡径を機構論的手法で求めていることが最大の特徴である。今後は、気液二相流詳細解析モデルの他、乱流モデル等の解析モデルの高度化を図るとともに、計算精度、計算速度、ロバスト性をさらに高めて、さらなる高機能化を図っていきたい。

参考文献

- [1] 小林敏雄 監修, 次世代流体解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/red を用いた数値計算 (2004)アドバンスソフト.
- [2] M.J.Prince and H.W.Blanch,AIChE J.,36 (1990)1485.
- [3] Lopez de Bertodano,M.,Lahey,Jr.R.T., Jones, O. C., Trans. ASME, J. Fluid Eng., 116 (1994) 128.

- [4] P.Chen, J. Sanyal and M.P. Dudukovic, Chem. Eng. Sci.,60 (2005)1085.
- [5] 富山明男・片岡勲・坂口忠司,機論,61-587, B(1995)2357.
- [6] 富山明男・片岡勲・福田匠・坂口忠司,機論, 61-588B(1995)2810.
- [7] A. Tomiyama et al.,Chem. Eng. Sci., 57(2002) 1849.
- [8] 秋本肇・阿部豊・大貫晃・村尾良夫,日本原子力研究所,JAERI-M91-086(1991)123.
- [9] 秋山守・有富正憲,新しい気液二相流数値解析,(2002),コロナ社.
- [10] 高谷,宇治澤,谷澤,住友金属,50(1998)84.
- [11] J.H.Hills,Trans.Instn.Chem.Engrs,52 (1971),1.
- [12] Okamoto, Kawahara,Int.J. Numer. Meth. Fluid,11(1990)453.
- [13] 革新的実用原子力技術開発費補助事業, 平成19年度成果報告書概要版「高温高压二相自然循環炉の熱流動システム評価手法の開発」(2008).