JAEA-Research
2010-007

SG 水側熱流動評価コードの開発及び不安定流動解析

Development of Computer Code for Water-Steam Flow in Steam Generator and Simulation of Flow Instabilities

吉川 龍志　大島 宏之

Ryuji YOSHIKAWA and Hiroyuki OHSHIMA

次世代原子力システム研究開発部門
FBR システムユニット

FBR System Engineering Unit
Advanced Nuclear System Research and Development Directorate

June 2010

Japan Atomic Energy Agency　日本原子力研究開発機構

JAEA-Research

独立行政法人日本原子力研究開発機構　研究技術情報部　研究技術情報課
〒319-1195　茨城県那珂郡東海村白方白根 2 番地 4
電話 029-282-6387, Fax 029-282-5920, E-mail:ird-support@jaea.go.jp

JAEA-Research 2010-007

SG 水側熱流動評価コードの開発及び不安定流動解析

日本原子力研究開発機構　次世代原子力システム研究開発部門
FBR システムユニット
吉川　龍志、大島　宏之

(2010 年 2 月 16 日　受理)

次世代高速増殖炉(FBR)実用化研究開発において検討されている直管型 2 重伝熱管蒸気発生器(SG)の成立性評価のため、信頼性があり現実的な評価が可能な解析手法の確立が必要である。その中で直管型 2 重伝熱管 SG 内部熱過渡評価及び水側流動安定性評価は重要な課題であり、そのための多次元蒸気発生器解析コードの整備を進めている。

日本原子力研究開発機構では、実機 SG 条件下の伝熱管熱流動試験で高温高圧水-蒸気二相流データを取得している。同時に、ドリフトフラックスモデルを用いて多次元蒸気発生器詳細解析コードを開発している。

この報告書では、蒸気発生器水側伝熱管内熱流動を対象とした解析コード開発に関して記述した。数値解析手法について、ドリフトフラックスモデルに対して半陰解法を採用した。空間差分はスタガード格子で行われた。入口プレナムに流入する水の総流量、温度、及び出口プレナム圧力を境界条件として与えて、解析を実施した。水/蒸気の物性導関数を直接的に水/蒸気関数から求めて、その精度及び連続性を確保した。開発した解析コードの精度を検証するために、2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動試験を解析した。半陰解法を採用したコードで、パラレルチャンネルにおける流量振動及び流動安定境界の予測機能を確認した。感度解析も行い、各パラメータの振動周期及び安定境界への影響度を定量的に分析した。開発した解析コードのパラレルチャンネルにおける流動不安定性評価への適用性を確認した。妥当なドリフト速度相関式及び二相流摩擦損失増倍係数相関式を加えることで、流動解析性能の高精度化が期待できる。

大洗研究開発センター（駐在）：〒311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田町 4002

JAEA-Research 2010-007

Development of Computer Code for Water-Steam Flow in Steam Generator and Simulation of Flow Instabilities

Ryuji YOSHIKAWA and Hiroyuki OHSHIMA

FBR System Engineering Unit
Advanced Nuclear System Research and Development Directorate
Japan Atomic Energy Agency
Oarai-machi, Higashiibaraki-gun, Ibaraki-ken

(Received February 16, 2010)

The feasibility assessment of steam generator (SG) with straight heat transfer tube is being carried out within the research and development activities for the practical application of next generation Fast Breeder Reactor (FBR). It is necessary to establish a realistic evaluation method for analyzing the steam generator, in which the SG transient analysis and water-side flow instability evaluation are two important subjects. So the multi-dimensional analysis code for the steam generator is being developed.

In Japan Atomic Energy Agency, experiments on heat transfer characteristics of steam generator under high pressure condition are being performed to get detailed two-phase flow data. At the same time, the multi-dimensional thermal hydraulic computer code is being developed with drift-flux model for the two-phase flow in the steam generator.

In this report, the computer code for water-steam flow in SG was developed. The drift-flux model and semi-implicit method were used, and the equations were differenced over the staggered mesh. The total flow rate and temperature of flow into the inlet plenum, and the pressure of outlet plenum were given as boundary conditions. The property derivatives were calculated directly by water/steam functions, which ensured their accuracy. The flow instability experiments with two parallel channels were simulated to validate the computer code. The capability of computer code on predictions of flow oscillation and stable boundary in two parallel channels was confirmed. The sensitivity analysis was also carried out to quantify the impact of each parameter on oscillation period and the stable boundary. It can be expected to improve the accuracy of the computer code by using appropriate drift velocity and two-phase frictional multiplier correlations.

Keywords: Steam Generator, Drift-Flux, Semi-Implicit Method, Flow Instability

目　次

Contents

1. 序論

高速増殖炉（FBR）実用化研究開発においては、ナトリウム−水反応を排除し蒸気発生器の信頼性を向上するために，大型ナトリウム炉の蒸気発生器(SG)を直管型 2 重伝熱管方式とする検討が進められている。

直管型蒸気発生器はヘリカル型の蒸気発生器に比べて、伝熱管の長さが短いことから、水側圧力変動の入口部へのフィードバックによる不安定現象が発生しやすいので、気液二相流動不安定の評価が重要となる。そのため、水/蒸気側の流動不安定性に関する信頼性の高い評価手法を確立することが必要である。

水/蒸気側の流動安定性評価については、過去に多次元蒸気発生器解析コード MSG（均質流モデル）を 1MW や 70MW 直管 SG 実験に適用し、流動不安定の予測性を評価した。その結果、安定境界や不安定振動の周期に対する予測精度は未だ十分ではないことが分かった。これを受けて，より精度の高い流動不安定性解析モデルを検討する必要がある。

直管型蒸気発生器伝熱管内の詳細熱流動挙動を解析するために、二相流スリップ効果を取り込むドリフトフラックスモデルを採用した。蒸気発生器伝熱管外ナトリウム側熱流動との連成解析手法開発の一環として、伝熱管内熱流動解析コードを新たに開発することにした。本報告では、ドリフトフラックスモデルを用い、半陰解法を採用して、水/蒸気側熱流動解析コードを開発する。そうして開発したコードを使用して 2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析を実施し，適用可能性について検討する。

2. 多伝熱管熱流動解析コードの開発

今まで高速炉蒸気発生器成立性評価に利用している多次元蒸気発生器解析コード MSG には均質流モデルが採用されている。直管型蒸気発生器伝熱管内の詳細熱流動解析精度を向上させるために、サブクール沸騰及び二相流スリップ効果を取り込む必要がある。

ドリフトフラックスモデルはサブクール沸騰及び二相流スリップ効果を取り込むことができ、相関式も簡単である。そこで、基礎モデルにドリフトフラックスモデルを採用し、半陰解法を利用して蒸気発生器水側熱流動解析コードを開発する。

2.1 解析モデル

水側多伝熱管熱流動解析モデルについは、図 2-1 に示すように、入口、出口プレナムの間で接続した並列沸騰チャンネルを選定する。境界条件として、入口プレナムに流入する水の総流量、温度、及び出口プレナム圧力を与える。

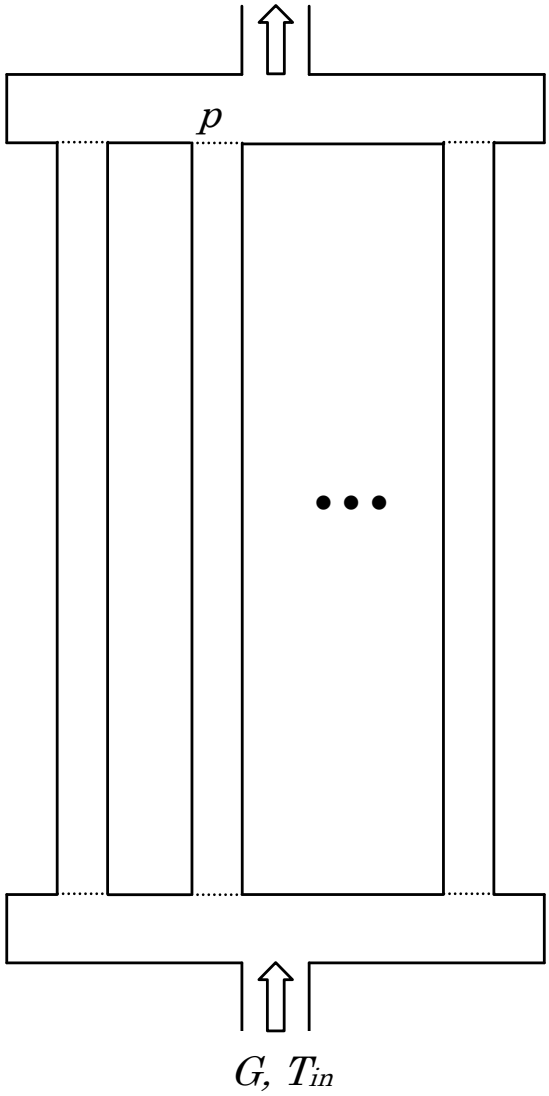


図 2-1　解析モデル

2.2 ドリフトフラックスモデルの基礎式

管内の気液二相流の気相と液相の流速は異なっているのが一般的である。ドリフトフラックスモデルでは、気相を平均流中のドリフトする成分として取り扱っている。二流体モデルと異なるのは二相間の相互干渉を直接解こうというのではなく、ドリフトフラックスパラメータを導入し、方程式の数を減らしているところにある。一次元管内二相流動に対するドリフトフラックスモデルの基礎式[1,2]は以下の通りである。

- 混合物質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left(A\rho V\right)=0 \tag{2-1}$$

- 蒸気質量保存式

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha\rho_g\right)+\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left(A\alpha\rho_g V\right)+\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l V_r}{\rho}\right]=\Gamma \tag{2-2}$$

- 運動量保存式

$$\frac{\partial V}{\partial t}+V\frac{\partial V}{\partial z}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left[\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l V_r^2\right]+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}+g+\frac{\tau}{\rho}=0 \tag{2-3}$$

- エネルギー保存式

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho e\right)+\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left(A\rho e V\right)+\frac{1}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l V_r\left(e_g-e_l\right)}{\rho}\right]+\frac{p}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left(AV\right)\\&+\frac{p}{A}\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{A\alpha\left(1-\alpha\right)V_r\left(\rho_l-\rho_g\right)}{\rho}\right]=q\end{aligned} \tag{2-4}$$

- その他の関係式

平均密度：

$$\rho=\rho_l\left(1-\alpha\right)+\rho_g\alpha \tag{2-5}$$

平均速度：

$$V=\frac{\alpha\rho_g V_g}{\rho}+\frac{\left(1-\alpha\right)\rho_l V_l}{\rho} \tag{2-6}$$

平均内部エネルギー：

$$e = \frac{\alpha \rho_g e_g}{\rho} + \frac{(1-\alpha)\rho_l e_l}{\rho} \tag{2-7}$$

図 2-1 に示す入口プレナムに対して、均質混合モデルを採用する。即ち、気相、液相熱平衡状態を仮定し、質量とエネルギー保存方程式により、圧力及び内部エネルギーを計算する。

- 入口プレナムの質量保存式

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{Vol}\sum_j W_j \tag{2-8}$$

- 入口プレナムのエネルギー保存式

$$\begin{aligned}\frac{d(\rho e)}{dt} &= \frac{1}{Vol}\left[\sum_j W_j e_j + \sum_j \frac{A_j \alpha_j (1-\alpha_j)(\rho_l \rho_g)_j (e_g - e_l)_j (V_r)_j}{\rho_j}\right] \\ &+ \frac{1}{Vol}\left[p\sum_j A_j V_j + p\sum_j \frac{A_j \alpha_j (1-\alpha_j)(\rho_l - \rho_g)_j (V_r)_j}{\rho_j}\right]\end{aligned} \tag{2-9}$$

2.3 離散化方法

ドリフトフラックスモデルの基礎式に対して半陰解法[2)]を採用する。即ち、質量とエネルギー方程式の対流項、運動量方程式の圧力項を陰的に、他の項を陽的に取り扱う。空間差分は図 2-2 のスタガード格子(Staggered mesh)で行われる。基礎方程式を上記の方法により差分化すると以下のようになる。

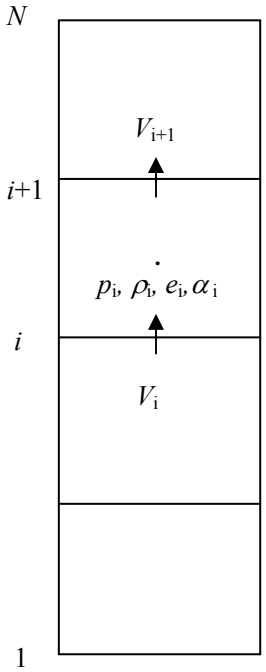


図 2-2　スタガード格子

- 混合物質量保存式

$$\frac{\rho_i^{n+1}-\rho_i^n}{\Delta t}+\frac{(A\rho)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{n+1}-(A\rho)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{n+1}}{A_i \Delta z}=0 \tag{2-10}$$

- 蒸気質量保存式

$$\frac{(\alpha\rho_g)_i^{n+1}-(\alpha\rho_g)_i^n}{\Delta t}+\frac{(A\alpha\rho_g)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{n+1}-(A\alpha\rho_g)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{n+1}}{A_i\Delta z}$$
$$+\frac{1}{A_i\Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n (V_r)_{i+1}^n-\left[\frac{A\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n (V_r)_i^n\right\}=\Gamma_i \tag{2-11}$$

- 運動量保存式

$$\frac{V_i^{n+1}-V_i^n}{\Delta t}+V_i^n\frac{V_{i+\frac{1}{2}}^n-V_{i-\frac{1}{2}}^n}{\Delta z}+\frac{1}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n}\frac{p_i^{n+1}-p_{i-1}^{n+1}}{\Delta z}+g+\frac{\tau_i}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n}$$
$$+\frac{1}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n\Delta z}\left\{\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l}{\rho}\right]_i^n (V_r^2)_{i+\frac{1}{2}}^n-\left[\frac{\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l}{\rho}\right]_{i-1}^n (V_r^2)_{i-\frac{1}{2}}^n\right\}=0 \tag{2-12}$$

- エネルギー保存式

$$\frac{(\rho e)_i^{n+1}-(\rho e)_i^n}{\Delta t}+\frac{(A\rho e)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{n+1}-(A\rho e)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{n+1}}{A_i\Delta z}+\frac{p_i^{n+1}}{A_i\Delta z}\left(A_{i+\frac{1}{2}}V_{i+1}^{n+1}-A_{i-\frac{1}{2}}V_i^{n+1}\right)$$
$$+\frac{1}{A_i\Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l(e_g-e_l)}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n (V_r)_{i+1}^n\right.$$
$$\left.-\left[\frac{A\alpha\rho_g(1-\alpha)\rho_l(e_g-e_l)}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n (V_r)_i^n\right\} \tag{2-13}$$
$$+\frac{p_i^n}{A_i\Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha(1-\alpha)(\rho_l-\rho_g)}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n (V_r)_{i+1}^n-\left[\frac{A\alpha(1-\alpha)(\rho_l-\rho_g)}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n (V_r)_i^n\right\}=q_i$$

以上の差分式における対流項の物理量はドナーセル法により、

$$f_{i-\frac{1}{2}}^n=\begin{cases} f_{i-1}^n & (V_i^n>0) \\ f_i^n & (V_i^n<0)\end{cases} \tag{2-14}$$

と与えられる。また、運動量方程式の対流項もドナーセル法を用いて以下のように差分化される。

$$\frac{V^n_{i+\frac{1}{2}} - V^n_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta z_{i-\frac{1}{2}}} = \begin{cases} \dfrac{V_i^n - V_{i-1}^n}{\Delta z_{i-1}} & \left(V_i^n > 0\right) \\ \dfrac{V_{i+1}^n - V_i^n}{\Delta z_i} & \left(V_i^n < 0\right) \end{cases} \tag{2-15}$$

収束基準については、次の CFL 条件を満たす必要がある [2)]。

$$\frac{\Delta t}{\Delta z} V < 1 \tag{2-16}$$

また、入口プレナムの保存方程式の離散化式は以下の通りである。

- 入口プレナムの質量保存式

$$\frac{\rho^{n+1} - \rho^n}{\Delta t} = \frac{1}{Vol} \sum_j A_j \rho_j^n V_j^{n+1} \tag{2-17}$$

- 入口プレナムのエネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{(\rho e)^{n+1} - (\rho e)^n}{\Delta t} &= \frac{1}{Vol}\left[\sum_j A_j (\rho e)_j^n V_j^{n+1} + \sum_j \frac{A_j \alpha_j^n \left(1-\alpha_j^n\right)\left(\rho_l \rho_g\right)_j^n \left(e_g - e_l\right)_j^n \left(V_r\right)_j^n}{\rho_j^n}\right] \\ &+ \frac{1}{Vol}\left[p_j^{n+1} \sum_j A_j V_j^{n+1} + p_j^n \sum_j \frac{A_j \alpha_j^n \left(1-\alpha_j^n\right)\left(\rho_l - \rho_g\right)_j^n \left(V_r\right)_j^n}{\rho_j^n}\right] \end{aligned} \tag{2-18}$$

2.4 線形化

ボイド率α, 圧力p, 混合物平均速度V及び平均内部エネルギーeを独立変数として採用する。独立変数以外の未知変数を削除するために、物性関数及び関係式(2-5)-(2-7)に対して線形化手法を利用する。物性関数を線形化する際、気相を飽和状態と仮定する。線形化の参照基準点を波形符号“~”で表すと、以下のような線形化した形式が得られる。

平均密度の線形化した形式：

$$\rho - \tilde{\rho} = (\tilde{\alpha} - \alpha)\tilde{\rho}_l + (1 - \tilde{\alpha})(\rho_l - \tilde{\rho}_l) + (\alpha - \tilde{\alpha})\tilde{\rho}_g + \tilde{\alpha}(\rho_g - \tilde{\rho}_g) \tag{2-19}$$

平均内部エネルギーの線形化した形式：

$$\begin{aligned} &\left[(\tilde{\alpha} - \alpha)\tilde{\rho}_l + (1 - \tilde{\alpha})(\rho_l - \tilde{\rho}_l) + (\alpha - \tilde{\alpha})\tilde{\rho}_g + \tilde{\alpha}(\rho_g - \tilde{\rho}_g)\right]\tilde{e} + \tilde{\rho}(e - \tilde{e}) \\ &= (\tilde{\alpha} - \alpha)\tilde{\rho}_l\tilde{e}_l + (1 - \tilde{\alpha})(\rho_l - \tilde{\rho}_l)\tilde{e}_l + (1 - \tilde{\alpha})\tilde{\rho}_l(e_l - \tilde{e}_l) \\ &+ (\alpha - \tilde{\alpha})\tilde{\rho}_g\tilde{e}_g + \tilde{\alpha}(\rho_g - \tilde{\rho}_g)\tilde{e}_g + \tilde{\alpha}\tilde{\rho}_g(e_g - \tilde{e}_g) \end{aligned} \tag{2-20}$$

物性関数の線形化した形式：

$$\rho_l - \tilde{\rho}_l = \frac{\partial \rho_l}{\partial p}(p - \tilde{p}) + \frac{\partial \rho_l}{\partial e_l}(e_l - \tilde{e}_l) \tag{2-21}$$

$$\rho_g - \tilde{\rho}_g = \frac{d\rho_g}{dp}(p - \tilde{p}) \tag{2-22}$$

$$e_g - \tilde{e}_g = \frac{de_g}{dp}(p - \tilde{p}) \tag{2-23}$$

基礎方程式の差分式(2-10)-(2-18)における、上つき記号“n+1”を付けた新時刻の独立変数以外の未知変数を、上記の線形化した形式を利用して削除する。また、逐次代入の近似解法を述べるために、波形符号“~”で表す変数に対して上つき記号“k”を付け、新時刻の独立変数に対して上つき記号“k+1”を付ける。最終的に以下のような線形化したドリフトフラックスモデルの方程式が得られる。

線形化した混合物質量保存式：

$$
\begin{aligned}
&\rho_i^k + \left[\left(\rho_g\right)_i^k - \left(\rho_l\right)_i^k\right]\left(\alpha_i^{k+1} - \alpha_i^k\right) \\
&+ \frac{\left(\alpha_i^{k+1} - \alpha_i^k\right)\cdot tmp1 + \left(p_i^{k+1} - p_i^k\right)\cdot tmp2 - \left(e_i^{k+1} - e_i^k\right)\rho_i^k}{e_i^k - \left(e_l\right)_i^k - \left(\rho_l\right)_i^k / \left(\dfrac{\partial \rho_l}{\partial e_l}\right)_i^k} \\
&+ \alpha_i^k \left(\frac{d\rho_g}{dp}\right)_i^k \left(p_i^{k+1} - p_i^k\right) - \rho_i^n + \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left[\left(A\rho\right)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{k+1} - \left(A\rho\right)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{k+1}\right] = 0
\end{aligned}
\tag{2-24}
$$

ここで、

$$
tmp1 = \left[\left(\rho_l\right)_i^k - \left(\rho_g\right)_i^k\right] e_i^k + \left(\rho_g\right)_i^k \left(e_g\right)_i^k - \left(\rho_l\right)_i^k \left(e_l\right)_i^k \tag{2-25}
$$

$$
tmp2 = \alpha_i^k \left(\frac{d\rho_g}{dp}\right)_i^k \left[\left(e_g\right)_i^k - e_i^k\right] + \alpha_i^k \left(\rho_g\right)_i^k \left(\frac{de_g}{dp}\right)_i^k - (1-\alpha_i^k)\left(\rho_l\right)_i^k \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial p} / \frac{\partial \rho_l}{\partial e_l}\right)_i^k \tag{2-26}
$$

線形化した蒸気質量保存式：

$$
\begin{aligned}
&\alpha_i^k \left(\frac{d\rho_g}{dp}\right)_i^k \left(p_i^{k+1} - p_i^k\right) + \alpha_i^{k+1}\left(\rho_g\right)_i^k - \alpha_i^n \left(\rho_g\right)_i^n \\
&+ \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left[\left(A\alpha\rho_g\right)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{k+1} - \left(A\alpha\rho_g\right)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{k+1}\right] \\
&+ \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_{i+1}^n - \left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_i^n\right\} \\
&= \Delta t \cdot \Gamma_i
\end{aligned}
\tag{2-27}
$$

線形化した運動量保存式：

$$
\begin{aligned}
&\frac{V_i^{k+1} - V_i^n}{\Delta t} + V_i^n \frac{V_{i+\frac{1}{2}}^n - V_{i-\frac{1}{2}}^n}{\Delta z} + \frac{1}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n}\frac{p_i^{k+1} - p_{i-1}^{k+1}}{\Delta z} + g + \frac{\tau_i}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n} \\
&+ \frac{1}{\rho_{i-\frac{1}{2}}^n \Delta z}\left\{\left[\frac{\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l}{\rho}\right]_i^n \left(V_r^2\right)_{i+\frac{1}{2}}^n - \left[\frac{\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l}{\rho}\right]_{i-1}^n \left(V_r^2\right)_{i-\frac{1}{2}}^n\right\} = 0
\end{aligned}
\tag{2-28}
$$

線形化したエネルギー保存式：

$$
\begin{aligned}
&\rho_i^k e_i^{k+1} + \left(\alpha_i^{k+1} - \alpha_i^k\right)\left[\left(\rho_g\right)_i^k - \left(\rho_l\right)_i^k\right] e_i^k + e_i^k \alpha_i^k \left(\frac{d\rho_g}{dp}\right)_i^k \left(p_i^{k+1} - p_i^k\right) \\
&+ e_i^k \cdot \frac{\left(\alpha_i^{k+1} - \alpha_i^k\right)\cdot tmp1 + \left(p_i^{k+1} - p_i^k\right)\cdot tmp2 - \left(e_i^{k+1} - e_i^k\right)\rho_i^k}{e_i^k - \left(e_l\right)_i^k - \left(\rho_l\right)_i^k \Big/ \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial e_l}\right)_i^k} \\
&- \left(\rho e\right)_i^n + \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left[\left(A\rho e\right)_{i+\frac{1}{2}}^n V_{i+1}^{k+1} - \left(A\rho e\right)_{i-\frac{1}{2}}^n V_i^{k+1}\right] \\
&+ \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l\left(e_g - e_l\right)}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_{i+1}^n \right. \\
&\left. - \left[\frac{A\alpha\rho_g\left(1-\alpha\right)\rho_l\left(e_g - e_l\right)}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_i^n \right\} \\
&+ \frac{\Delta t}{A_i \Delta z}\left\{p_i^k\left(A_{i+\frac{1}{2}} V_{i+1}^{k+1} - A_{i-\frac{1}{2}} V_i^{k+1}\right) + p_i^{k+1}\left(A_{i+\frac{1}{2}} V_{i+1}^k - A_{i-\frac{1}{2}} V_i^k\right) \right. \\
&\left. - p_i^k\left(A_{i+\frac{1}{2}} V_{i+1}^k - A_{i-\frac{1}{2}} V_i^k\right)\right\} \\
&+ \frac{p_i^n \Delta t}{A_i \Delta z}\left\{\left[\frac{A\alpha\left(1-\alpha\right)\left(\rho_l - \rho_g\right)}{\rho}\right]_{i+\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_{i+1}^n - \left[\frac{A\alpha\left(1-\alpha\right)\left(\rho_l - \rho_g\right)}{\rho}\right]_{i-\frac{1}{2}}^n \left(V_r\right)_i^n \right\} \\
&= \Delta t \cdot q_i
\end{aligned}
\tag{2-29}
$$

以上のように線形化した方程式を全体のメッシュセルに展開すると、独立変数（α, p, V, e）の線形代数方程式が得られる。入口プレナムに対しても同様な線形化を行って、以下のような線形化した方程式が得られる。

線形化した入口プレナムの質量保存式：

$$
\begin{aligned}
&\rho^k + \left[\left(\rho_g\right)^k - \left(\rho_l\right)^k\right]\left(\alpha^{k+1} - \alpha^k\right) + \left[\left(1-\alpha^k\right)\left(\frac{d\rho_{ls}}{dp}\right)^k + \alpha^k\left(\frac{d\rho_{gs}}{dp}\right)^k\right]\left(p^{k+1} - p^k\right) \\
&- \rho^n = \frac{\Delta t}{Vol}\sum_j A_j \rho_j^n V_j^k
\end{aligned}
\tag{2-30}
$$

線形化した入口プレナムのエネルギー保存式：

$$
\begin{aligned}
&\rho^k e^k + \rho^k \left(e^{k+1} - e^k\right) + e^k \left\{\left(\alpha^{k+1} - \alpha^k\right)\left[\left(\rho_g\right)^k - \left(\rho_l\right)^k\right]\right. \\
&\left. + \left(1-\alpha^k\right)\left(\frac{d\rho_{ls}}{dp}\right)^k \left(p^{k+1} - p^k\right) + \alpha^k \left(\frac{d\rho_{gs}}{dp}\right)^k \left(p^{k+1} - p^k\right)\right\} - \rho^n e^n \\
&= \frac{\Delta t}{Vol}\left(\sum_j A_j \rho_j^n e_j^n V_j^k + p^k \sum_j A_j V_j^k\right) \\
&+ \frac{\Delta t}{Vol}\left\{\sum_j \frac{A_j \alpha_j^n \left(1-\alpha_j^n\right)\left(\rho_l \rho_g\right)_j^n \left(e_g - e_l\right)_j^n \left(V_r\right)_j^n}{\rho_j^n}\right. \\
&\left. + p^n \sum_j \frac{A_j \alpha_j^n \left(1-\alpha_j^n\right)\left(\rho_l - \rho_g\right)_j^n \left(V_r\right)_j^n}{\rho_j^n}\right\}
\end{aligned}
\tag{2-31}
$$

また、入口プレナムに対する気相、液相熱平衡状態の仮定により、線形化した形式(2-19)、(2-20)に飽和状態の物性関数を加えて、以下のように線形化した関係式が得られる。

$$
\begin{aligned}
&\left(\alpha^{k+1} - \alpha^k\right)\left[\left(\rho_g e\right)^k - \left(\rho_l e\right)^k + \left(\rho_l e_l\right)^k - \left(\rho_g e_g\right)^k\right] \\
&+ \left(p^{k+1} - p^k\right)\left\{\left(1-\alpha^k\right)\left(\frac{d\rho_{ls}}{dp}\right)^k \left[e^k - \left(e_l\right)^k\right] + \alpha^k \left(\frac{d\rho_{gs}}{dp}\right)^k \left[e^k - \left(e_g\right)^k\right]\right. \\
&\left. - \left(1-\alpha^k\right)\left(\rho_l\right)^k \left(\frac{de_{ls}}{dp}\right)^k - \alpha^k \left(\rho_g\right)^k \left(\frac{de_{gs}}{dp}\right)^k\right\} + \left(e^{k+1} - e^k\right)\rho^k = 0
\end{aligned}
\tag{2-32}
$$

2.5 物性関数

基礎方程式の差分式を線形化する際に物性の偏微係数を導入した。ここで、IAPWS95 の水/蒸気関数 [3]を採用する。等圧膨張係数β、等温圧縮係数κ、定圧比熱 C_p は水/蒸気関数から求められる。熱力学により、物性の偏微係数とβ、κ、C_p の間には以下のような関係式が成り立つ：

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial e}\right)_p = \frac{-\beta\rho}{C_p - \beta p/\rho} \tag{2-33}$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_e = \frac{\rho C_p \kappa - T\beta^2}{C_p - \beta p/\rho} \tag{2-34}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial e}\right)_p = \frac{1}{C_p - \beta p/\rho} \tag{2-35}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_e = \frac{T\beta - p\kappa}{\rho C_p - \beta p} \tag{2-36}$$

また、飽和線上の微分係数$\frac{d\rho_{ls}}{dp}, \frac{d\rho_{gs}}{dp}, \frac{dT_s}{dp}$ も水/蒸気関数から求められる。そして内部エネルギー関係式$de = C_v dT + \left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right]dv$ により、飽和線上の微分係数$\frac{de_{ls}}{dp}, \frac{de_{gs}}{dp}$ に対する以下のような関係式が存在する：

$$\frac{de_{ls}}{dp} = C_v \frac{dT_s}{dp} - \frac{1}{\rho_{ls}^2}\left(T_s \frac{\beta}{\kappa} - p\right)\frac{d\rho_{ls}}{dp} \tag{2-37}$$

$$\frac{de_{gs}}{dp} = C_v \frac{dT_s}{dp} - \frac{1}{\rho_{gs}^2}\left(T_s \frac{\beta}{\kappa} - p\right)\frac{d\rho_{gs}}{dp} \tag{2-38}$$

以上のように、物性及び物性導関数を直接的に水/蒸気関数から求めることにより、その精度及び連続性を確保する。

2.6 解法手順

ドリフトフラックスモデルの基楚方程式を差分化、線形化した後、α、 p、V及びeの線形代数方程式が得られた。線形代数方程式の簡易形式は以下の通りである。

$$CD1_i^k \alpha_i^{k+1} + CD2_i^k p_i^{k+1} + CD3_i^k e_i^{k+1} + CD4_i^n V_{i+1}^{k+1} + CD5_i^n V_i^{k+1} = CD6_i^k + CD7_i^n \tag{2-39}$$

$$CA1_i^k \alpha_i^{k+1} + CA2_i^k p_i^{k+1} + CA3_i^k e_i^{k+1} + CA4_i^k V_{i+1}^{k+1} + CA5_i^k V_i^{k+1} = CA6_i^k \tag{2-40}$$

$$V_i^{k+1} = CV1_i^n \left(p_i^{k+1} - p_{i-1}^{k+1}\right) + CV2_i^n + CV3_i^k \tag{2-41}$$

$$CE1_i^k \alpha_i^{k+1} + CE2_i^k p_i^{k+1} + CE3_i^k e_i^{k+1} + CE4_i^k V_{i+1}^{k+1} + CE5_i^k V_i^{k+1} = CE6_i^k + CE7_i^n \tag{2-42}$$

Vを消去するとα, p及びeの線形代数方程式が得られる。

$$\begin{aligned} &CD1_i^k \alpha_i^{k+1} + \left(CD2_i^k - CD4_i^n \cdot CV1_{i+1}^n + CD5_i^n \cdot CV1_i^n\right) p_i^{k+1} + CD3_i^k e_i^{k+1} \\ &+ CD4_i^n \cdot CV1_{i+1}^n p_{i+1}^{k+1} - CD5_i^n CV1_i^n p_{i-1}^{k+1} \\ &= -CD4_i^n \left(CV2_{i+1}^n + CV3_{i+1}^k\right) - CD5_i^n \left(CV2_i^n + CV3_i^k\right) + CD6_i^k + CD7_i^n \end{aligned} \tag{2-43}$$

$$\begin{aligned} &CA1_i^k \alpha_i^{k+1} + \left(CA2_i^k - CA4_i^k \cdot CV1_{i+1}^n + CA5_i^k \cdot CV1_i^n\right) p_i^{k+1} + CA3_i^k e_i^{k+1} \\ &+ CA4_i^k \cdot CV1_{i+1}^n p_{i+1}^{k+1} - CA5_i^k CV1_i^n p_{i-1}^{k+1} \\ &= -CA4_i^n \left(CV2_{i+1}^n + CV3_{i+1}^k\right) - CA5_i^n \left(CV2_i^n + CV3_i^k\right) + CA6_i^k \end{aligned} \tag{2-44}$$

$$\begin{aligned} &CE1_i^k \alpha_i^{k+1} + \left(CE2_i^k - CE4_i^k \cdot CV1_{i+1}^n + CE5_i^k \cdot CV1_i^n\right) p_i^{k+1} + CE3_i^k e_i^{k+1} \\ &+ CE4_i^k \cdot CV1_{i+1}^n p_{i+1}^{k+1} - CE5_i^k CV1_i^n p_{i-1}^{k+1} \\ &= -CE4_i^k \left(CV2_{i+1}^n + CV3_{i+1}^k\right) - CE5_i^k \left(CV2_i^n + CV3_i^k\right) + CE6_i^k + CE7_i^n \end{aligned} \tag{2-45}$$

この線形化した方程式を全体のメッシュセルに展開する。その結果得られた Jacobi 方程式を図 2-3 に示す。この行列は 3×3 の小行列からなるブロック三重対角行列である。

$$\begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \end{bmatrix} & & & \\ \begin{bmatrix} 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \end{bmatrix} & & \\ & \begin{bmatrix} 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \\ \times & \times & \times \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \\ 0 & \times & 0 \end{bmatrix} & \\ & & \ddots & \ddots & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ p_1 \\ e_1 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \alpha_2 \\ p_2 \\ e_2 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \alpha_3 \\ p_3 \\ e_3 \end{bmatrix} \\ \vdots \end{bmatrix} = d$$

図 2-3　Jacobi 方程式の構造 [1,2]

(×は 0 でない成分を表す。変数の添え字はメッシュの番号を示す。)

図 2-3 の Jacobi 方程式に対して、以下の解法が考えられる。図 2-3 において、非対角の行列の第 2 列のみが 0 でないことは､圧力のみが空間的に結合していることを表している。NBGS (Newton Block Gauss Seidel)法と呼ばれる解法がある [1,2]。NBGS 法では、圧力のみの方程式にしないで Jacobi 方程式を Block Gauss Seidel 反復法により解く。

テスト計算により、NBGS 反復法が収束し、10^{-5}Pa 以下の圧力誤差が得られる事が分かった。しかし、Newton 法の収束が 1 次に低下してしまうため、反復回数が増加する。

詳しい解析手法のステップを以下に示す。

(1) 記号 k で表す変数の値を仮定する（例えば n 時刻の値を利用する)。

(2) 線形代数方程式の行列を計算する。

(3) 線形代数方程式を解く。記号 k+1 で表す α_i^{k+1} 、 p_i^{k+1} 及び e_i^{k+1} が得られる。

(4) 式(2-41)により V_i^{k+1} を求める。そして他の全ての変数の値を計算する。

(5) 新たに計算した値により記号 k で表す変数の値を更新する。

(6) ステップ(2)に返る。$k \rightarrow k$+1 の反復計算が収束したら、n+1 時刻の値が得られ、ステップ(7)に進む。

(7) 次の時間ステップに進む。

入口プレナムにおいて、式(2-30)、(2-31)と(2-32)により α^{k+1}、p^{k+1} 及び e^{k+1} が得られる。そして他の全ての変数の値を求めることができる。

数値計算の全体的な流れを図 2-4 に示す。

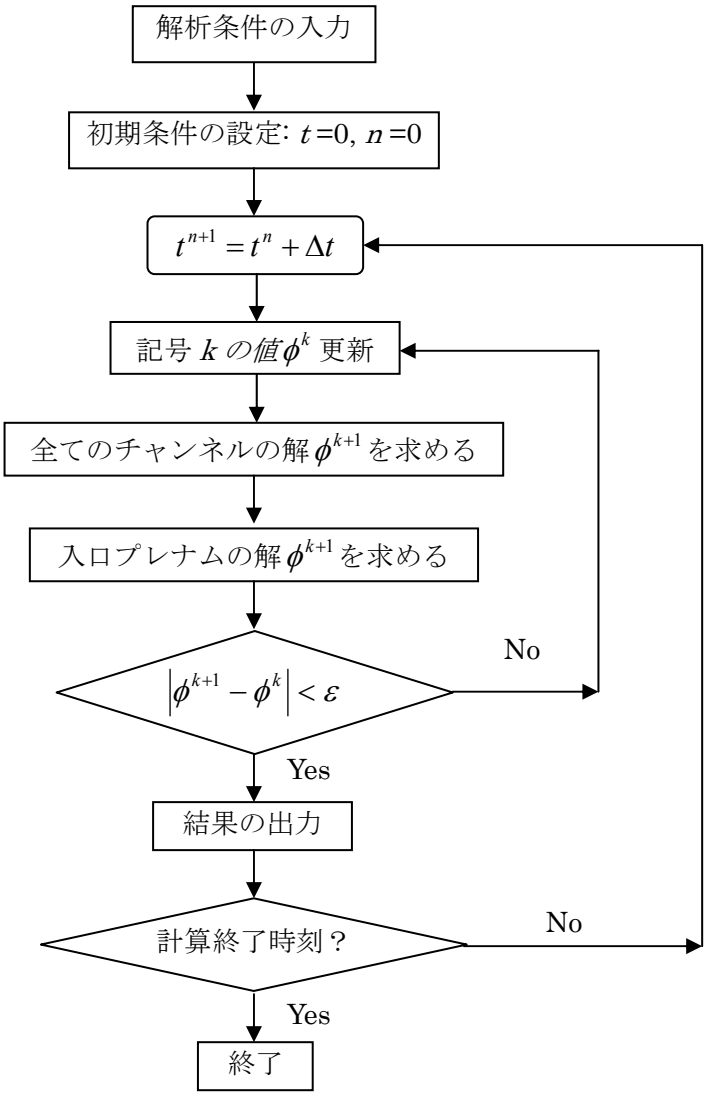


図 2-4　計算の全体的な流れ

3. 不安定流動解析

前章で述べた通り、ドリフトフラックスモデルを使用し、半陰解法を採用した多伝熱管熱流動解析コードを開発した。解析モデルは、入口、出口プレナムの間で接続した並列沸騰チャンネルとする。境界条件は、入口プレナムに流入する水の総流量、温度、出口プレナムの圧力及びチャンネルへの熱流束である。

ここで、パラレルチャンネルにおける不安定流動試験の再現解析を実施することにより、開発したコードの適用性を検証する。チャンネル内定常流動状態の解析結果を初期条件として利用し、非定常の不安定流動解析を実施する。また、各パラメータに対する感度解析も行う。

3.1 解析例

再現解析の対象として、文献[4,5]に記載されている 2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動の実験を選んだ。試験装置を図 3-1 に示す。

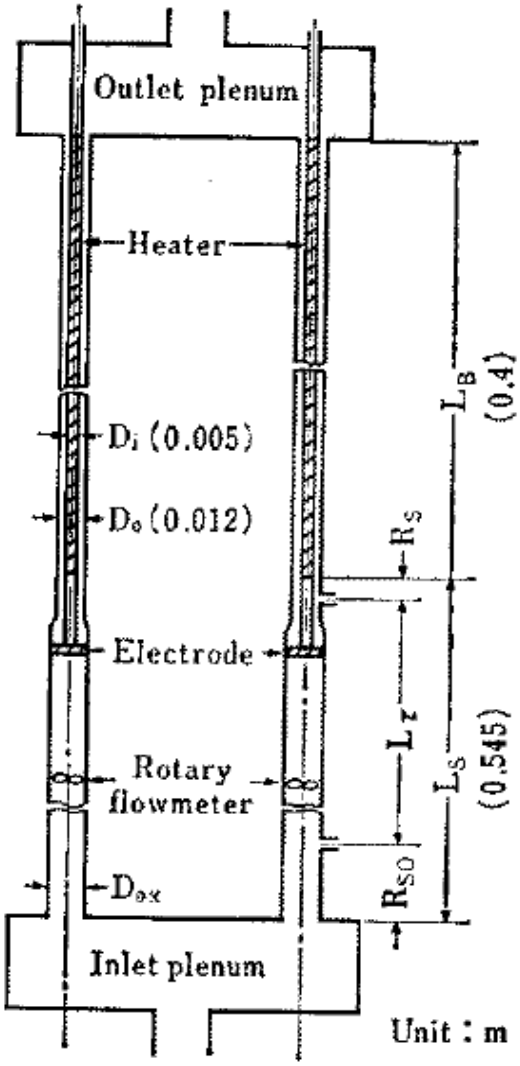


図 3-1　試験装置[4]

（出典 : M. Aritomi, S. Aoki and A. Inoue: “Instabilities in parallel channel of forced-convection boiling upflow system, (I) Mathematical model”, J. Nucl. Sci. Technol., 14, 1 (1977) pp. 26, Fig. 2）

試験装置の配置と寸法を図 3-1 に示し、入口と出口プレナムの間に設けられた 2 本管パラレルチャンネルの詳細を述べる。各チャンネルにはヒーターロッド、2 つの電極、及び回転式の流量計がある。ヒーターロッドは、同心円的に配管中央部に挿入されている。回転式の流量計と電極を含んだセクション L_τ での圧力損失は入口の流速の二乗に比例していることが予備試験で確かめられている [4]。オリフィスは、入口の絞り効果を観測するために流量計の上流側に設けられている。そして入口側圧力損失に対して絞り係数 C_R を定義して、以下のような入口圧力損失関係式が整理された [4]。

$$\Delta p = C_R \cdot V_{in}^2 \tag{3-1}$$

この入口側圧力損失に対する絞り係数 C_R を再現解析でのパラメータとした。

3.2 解析条件

図 3-2 に示すように、解析は入口と出口プレナムの間に設けられた 2 本管パラレルチャンネルについて実施する。解析の境界条件として入口プレナムに流入する水総流量、水温度、出口プレナムの圧力、ヒーターの熱流束を与える。基準としての条件を表 3-1 に示す。

表 3-1　基準条件 [4,5]

チャンネル入口平均速度 V_{in}	m/s	0.23
入口温度 T_{in}	℃	90
出口プレナム圧力	Pa	1.01325×10^5
熱流束 q''	kcal/m^2·hr	0.223×10^6
絞り係数 C_R	kg·s^2/m^4	110

また、出口圧力は常圧（1.01325×10^5Pa）で固定する。チャンネル入口平均速度 0.23m/s に対応する入口プレナムに流入する水総流量は 0.016kg/s である。メッシュ分割については、蒸発開始点付近で$\Delta z = 0.0025$m、他の場所では$\Delta z = 0.01$～0.05m とする。式（2-16）の CFL 条件によりクーラン数$\dfrac{\Delta t}{\Delta z}V$ は 0.4 とする。

ドリフトフラックスモデル及び二相流摩擦損失増倍係数モデルについて、まず基準として均質流モデル（ドリフト速度を 0 とした）と Martinelli-Nelson 相関式を利用する。また、気液二相熱平衡状態を仮定する。

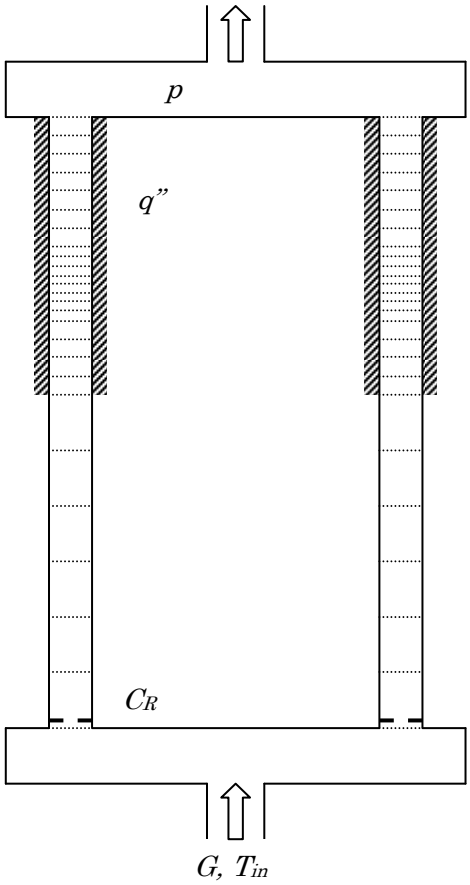


図 3-2　解析対象及びメッシュ分割略図

3.3 初期条件

2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析の初期条件を得るために、まず、単チャンネルで定常流動状態の解析を実施する。

最初に温度 90°C の単相水が単チャンネル内に満たされているものとし，入口境界条件として単チャンネルに流入する水平均流量を与える。また、0 秒から 4 秒までの間に熱流束を 0 kcal/m²·hr から表 3-1 の基準値まで線形的に上昇させる。出口圧力及び入口圧力損失絞り係数 C_R(=700)を固定し，単チャンネル内が定常流動状態になるまで計算する。解析結果を図 3-3 に示す。この単チャンネル内の蒸発過程を発散させずに解析するため、CFL=0.125 の条件を採用した。

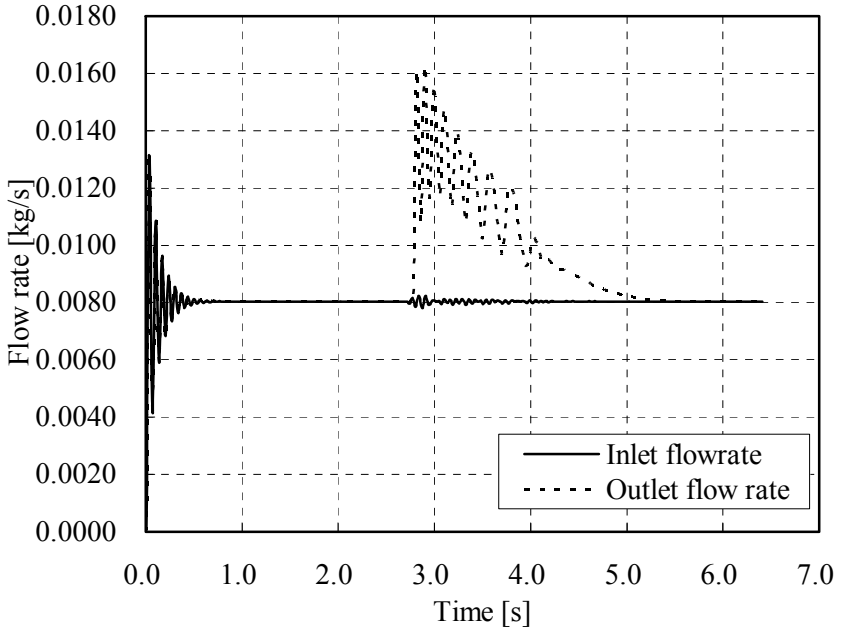


図 3-3　単チャンネル解析の結果

図 3-3 は入口と出口流量の時間変化である。2.8 秒付近で単チャンネル内に蒸発が発生し，5 秒以降流量振動が安定した。安定した時点での入口と出口流量が一致することにより、質量保存が確認された。この解析結果を 2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析の初期条件として利用する。

3.4 解析結果

第 3.3 節の単チャンネル内での定常流動状態の解析結果を初期条件として利用し、2 本管パラレルチャンネルにおける非定常流動の解析を実施する。

不安定流動解析で流量振動を引き起こすため、図 3-4 に示すように 0 秒から 0.5 秒まで二つのチャンネルの入口圧力損失絞り係数 C_Rに外乱を与える。0.5 秒以降は同じ絞り係数に固定して計算を続ける。

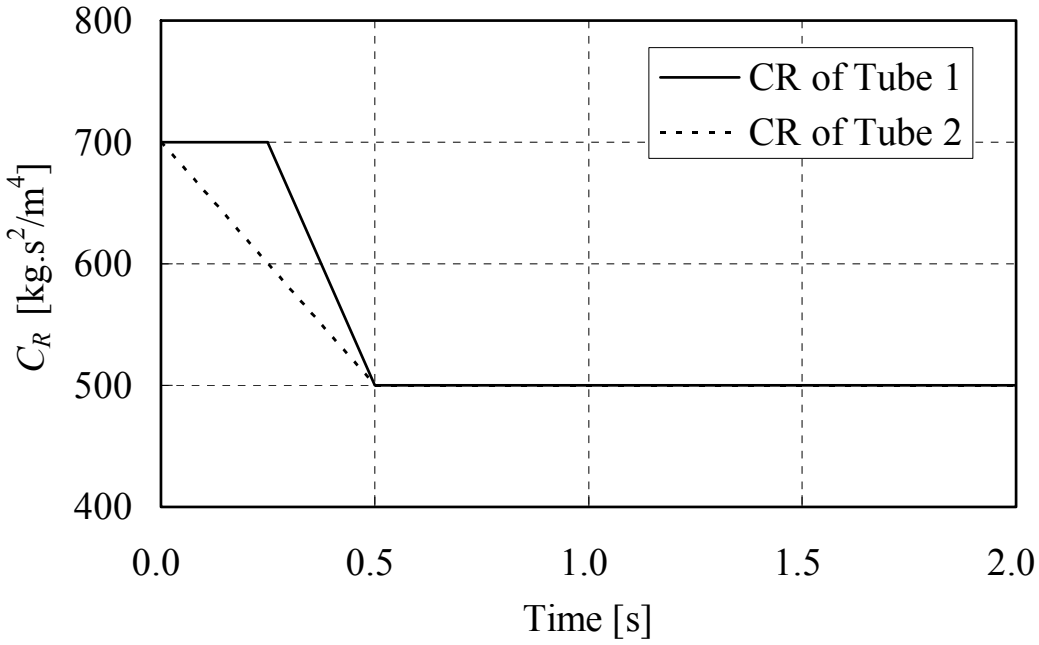
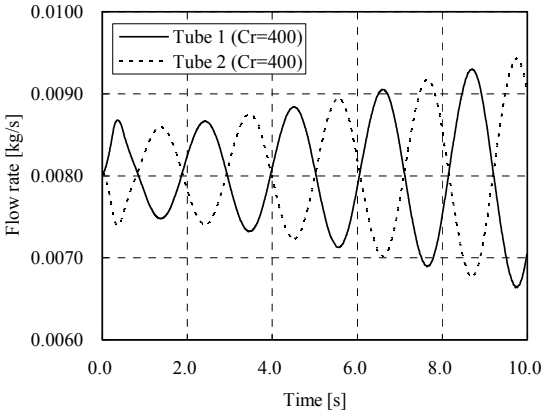


図 3-4　入口圧力損失絞り係数 C_Rに外乱の使用方法

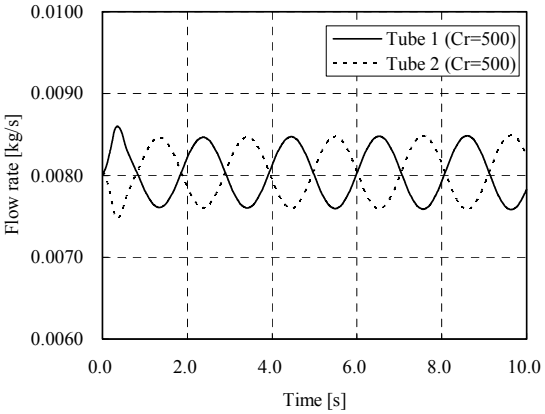
3.4.1 典型流量振動解析結果

表 3-1 に示した水総流量、水温度、熱流束を使用して、異なる入口圧力損失絞り係数 C_R における各チャンネルの入口流量計算結果を図 3-5 に示す[6]。

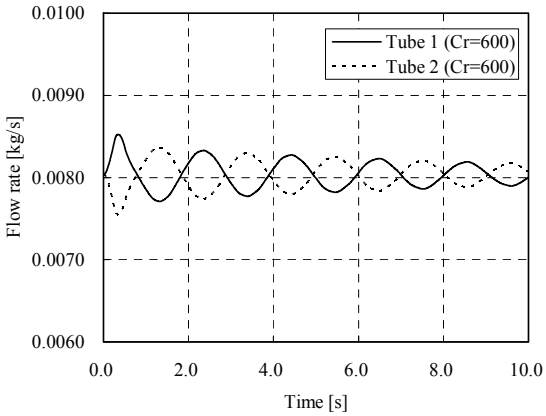
0.5 秒後から流量振動が発生している。C_R=400 の場合[6]、徐々に振幅が大きくなっており、不安定流動の発生が確認できる。C_R=600 の場合[6]、振幅が徐々に小さくなり、安定流動となっていることが確認できる。C_R=500 の場合、安定流動と不安定流動の境界となる。入口圧力損失絞り係数の増大に伴って流動が安定化する傾向が試験結果と一致している。



(a) C_R=400[6]



(b) C_R=500



(c) C_R=600[6]

図 3-5　流量振動解析の結果

（出典：吉川龍志，大島宏之：“高速炉蒸気発生器不安定流動解析手法の開発”，日本原子力学会 2009 年秋の大会，C47 (2009) pp. 130，図 1）

文献 5) に記載されている入口速度振動の実験結果を図 3-6 に示す。解析した 180 度位相の振動特性は試験観測と一致している。不安定流動に対して、解析した振幅は徐々に大きくなるが、試験では発達振動と収束振動が交互に発生することが観測されたので、直接的に振幅を比較することができない。以下、安定境界及び振動周期の比較を実施する。

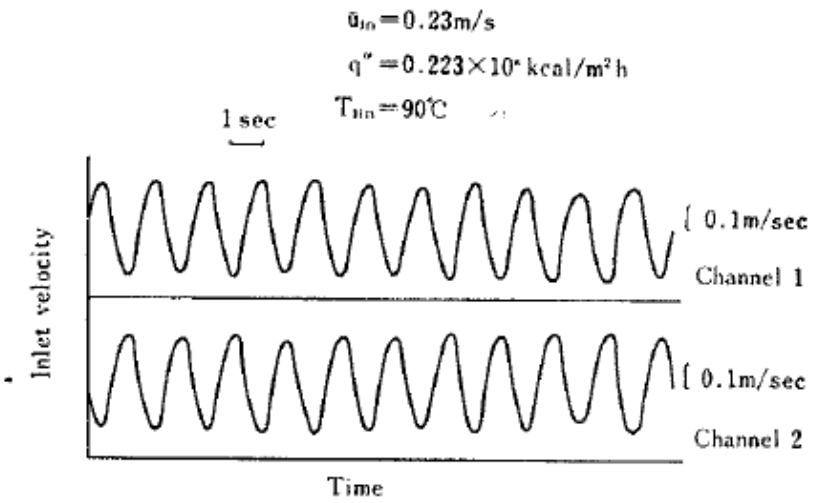


図 3-6　文献 5)の実験結果

（出典 : M. Aritomi, S. Aoki and A. Inoue: “Instabilities in parallel channel of forced-convection boiling upflow system, (II) Experimental results”, J. Nucl. Sci. Technol., 14, 2 (1977) pp. 93, Fig. 8）

3.4.2 入口圧力損失絞り係数による安定境界

入口圧力損失絞り係数 C_Rをパラメータとして調整し、安定流動における C_R値を解析に得ることとする。表 3-1 に示した水総流量、水温度を使用して、異なる熱流束（0.18、0.223、0.3 kcal/m²·hr）に対して流動が安定した C_R値を求めた。試験で計測された安定境界の C_R値との比較を図 3-7 に示す。解析によって得られた安定境界の C_R値は試験値より大きいものとなっており、保守的に安定流動区域を予測できた。

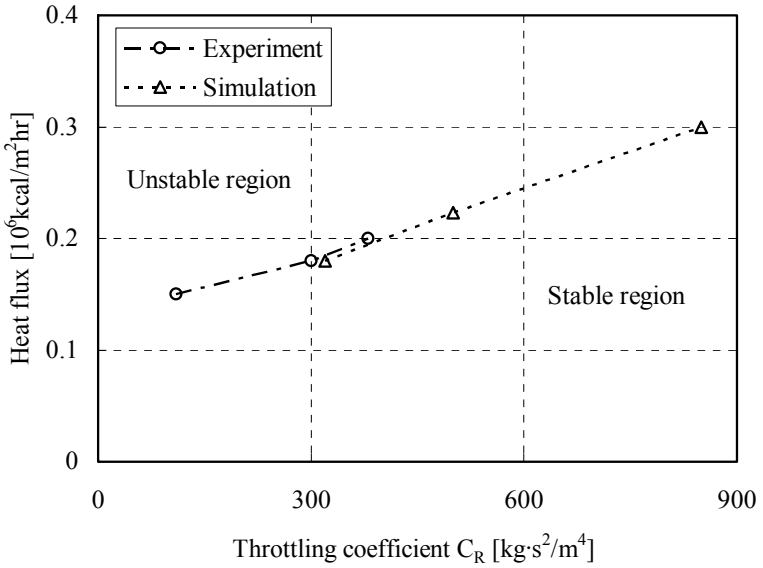


図 3-7　入口圧力損失絞り係数による安定境界

3.4.3 入口速度による安定境界

入口速度をパラメータとして調整し、流動が安定した速度を解析により求める。入口圧力損失絞り係数 C_Rを 110 に固定し、異なる熱流束に対して流動が安定した入口速度を求めた。入口速度の増大に伴い、流動が安定化する傾向が試験観測と一致している。試験で計測された安定境界の入口速度との比較を図 3-8 に示す[6]。熱流束 0.3×10^6kcak/m^{2}hr 以下とし、均質流モデルを用いて安定境界の入口速度を求めた。試験値より大きいものとなり、保守的な安定区域を予測できた。熱流束 0.4×10^6kcak/m^{2}hr 以上とし、均質流モデルを用いて計算した場合、圧力損失と流量に関する静特性において負勾配が存在するために計算が破綻し、安定境界の入口速度を求めることができなかった。

また熱流束 0.4×10^6kcak/m^{2}hr 以上について、Takeuchi のドリフトモデル[7]を使って安定境界の入口速度を求めた。図 3-8 に示すように試験値より低くなり、拡大した安定流動区域を予測した。

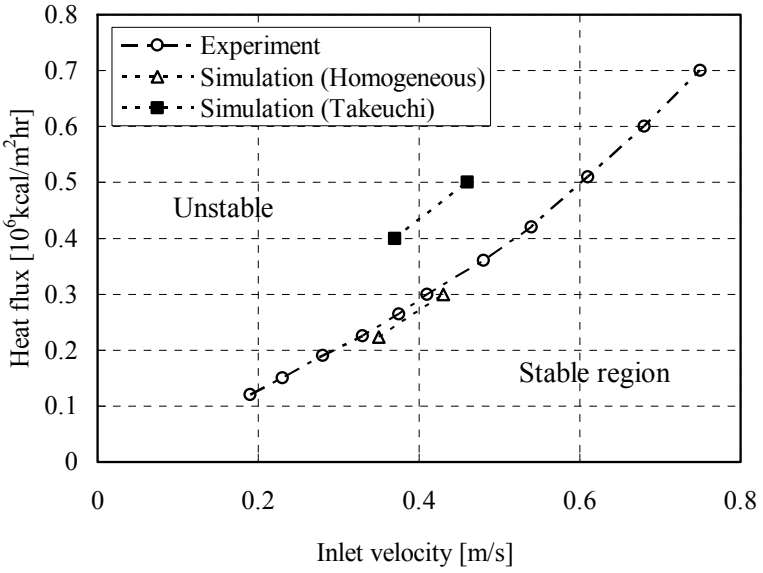


図 3-8　入口速度による安定境界[6]

（出典：吉川龍志，大島宏之：“高速炉蒸気発生器不安定流動解析手法の開発”，日本原子力学会 2009 年秋の大会，C47 (2009) pp. 130，図 2）

3.4.4 振動周期

以上の解析により、異なる熱流束に対する流量振動の周期をまとめた。試験結果との比較を図 3-9 に示す。解析した振動周期は試験値より長くなっていることが分かる。次節の感度解析により振動周期の影響要素を調べる。

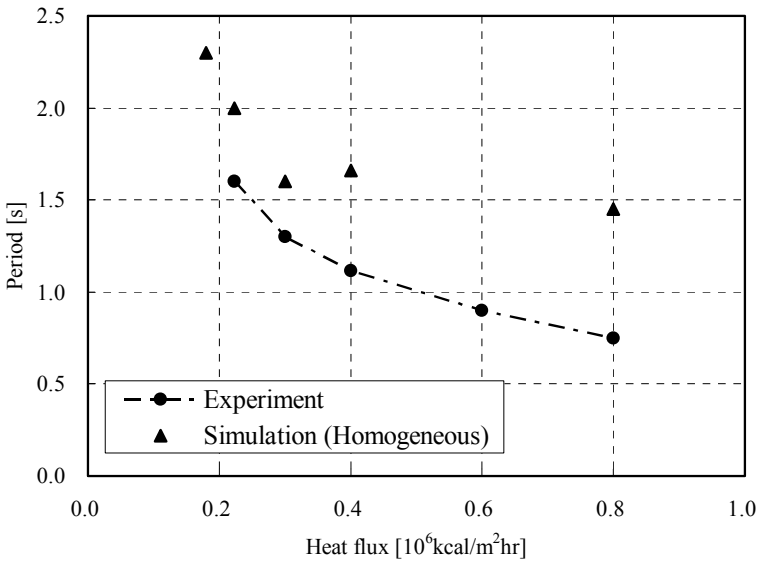


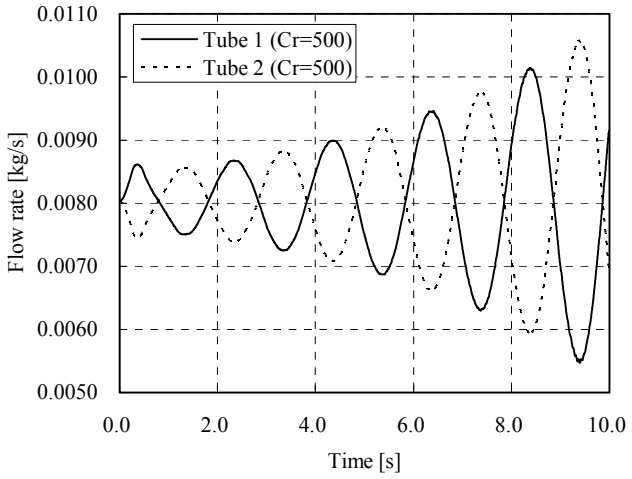
図 3-9　振動周期

3.5 感度解析

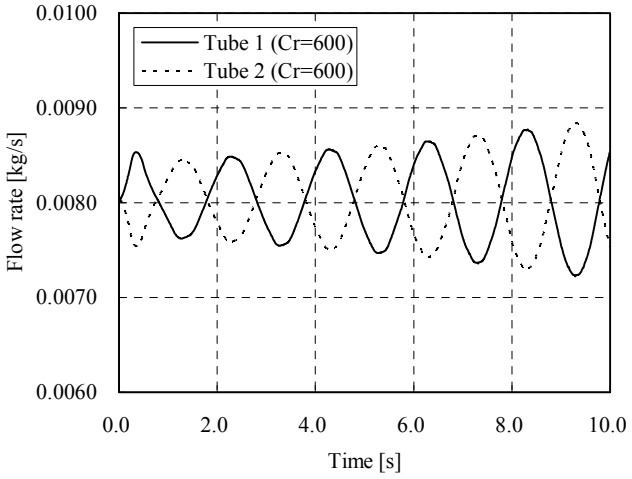
3.5.1 メッシュサイズによる感度解析

これから感度解析を行う。メッシュ分割サイズ、特に蒸発開始点付近のメッシュサイズを変動させて、流量振動特性に及ぼす影響を調べる。

まず蒸発開始点付近のメッシュサイズを 2 倍に増大させて、即ちΔz = 0.005m として表 3-1 の基準条件を使用して解析を実施する。解析結果を図 3-10 に示す。図 3-5 に比べて、流動不安定が発生していない入口圧力損失絞り係数 C_R=600 の場合にも、粗いメッシュでは流動不安定が発生する結果になっている。蒸発開始点がメッシュ境界をまたぐ時に大きな圧力振動を引起したことが原因の一つと考えられる。



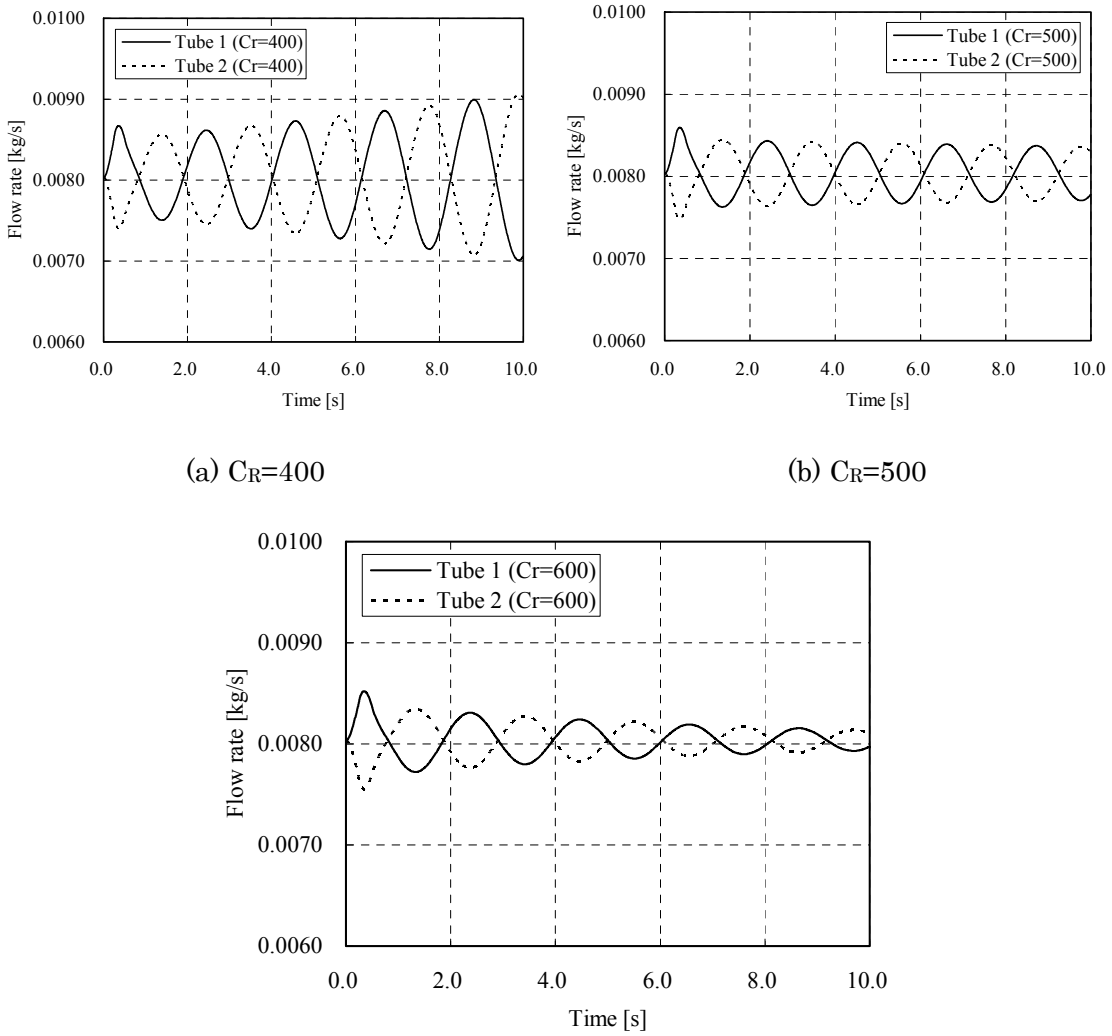
(a) C_R=500



(b) C_R=600

図 3-10　メッシュサイズ(粗い、Δz = 0.005m)による感度解析

次に蒸発開始点付近のメッシュサイズを半分に減少させて、即ちΔz = 0.00125m として表 3-1 の基準条件を使用して解析を実施する。解析結果を図 3-11 に示す。図 3-5 に比べて、振動特性が大体同じである。流動安定境界付近の入口圧力損失絞り係数 C_R=500 としたケースを比較すると、細かいメッシュとした方が流動安定化する傾向になる。蒸発開始点がメッシュ境界をまたぐ時に引起す圧力振動の影響が小さくなることが原因であると考えられる。



(a) C_R=400

(b) C_R=500

(c) C_R=600

図 3-11　メッシュサイズ(細かい、Δz = 0.00125m)による感度解析

細かいメッシュで解析したケースの振動特性が，基準のメッシュでの解析結果と大体同じであることから、基準として使用しているメッシュサイズの合理性が確認できた。

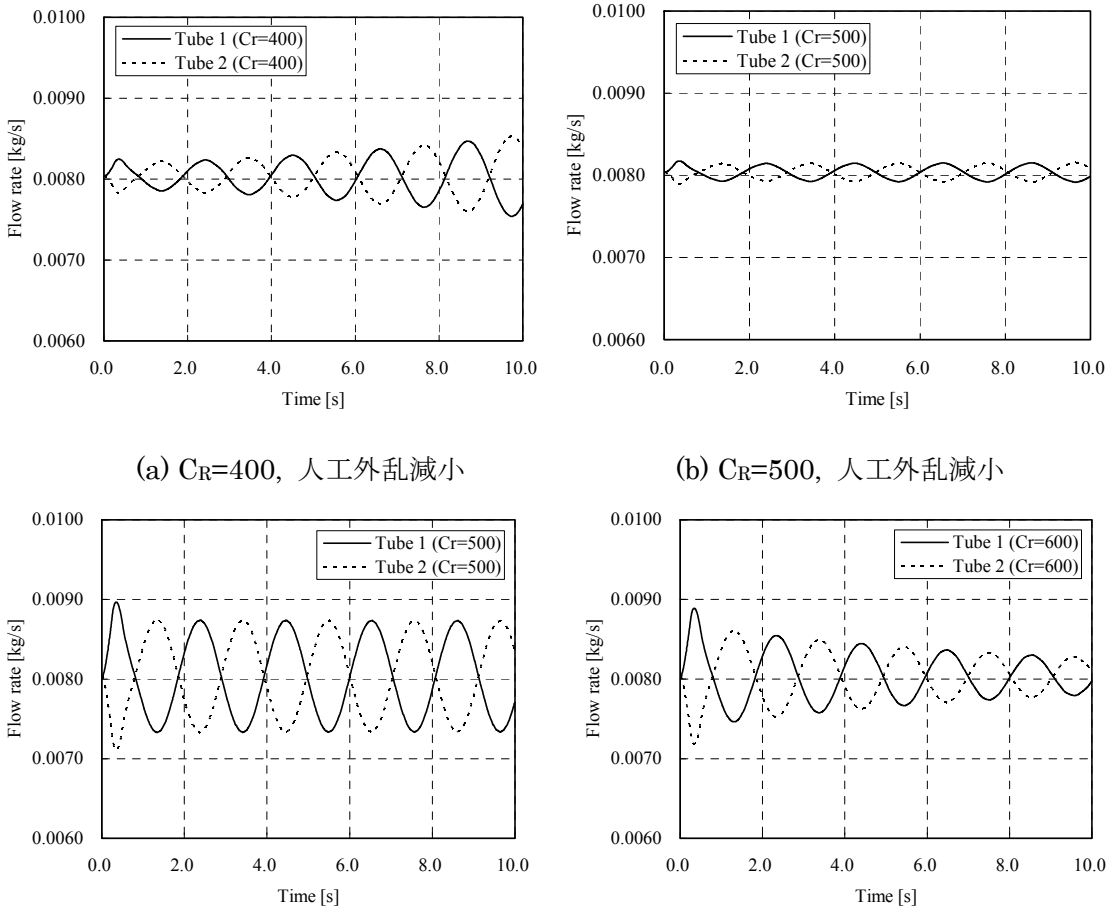
3.5.2 人工外乱の大きさによる感度解析

第 3.4 節で述べたように、0 秒から 0.5 秒まで二つのチャンネルの入口圧力損失絞り係数 C_R に人工外乱を与えた。0.5 秒以降は同じ絞り係数を与えて計算を続ける。人工外乱の大きさを変動させて、流量振動特性に及ぼす影響を調べる。

まず図 3-5(a)に示す不安定的な振動に対して、人工外乱の大きさを減少させて解析を実施する。解析結果を図 3-12(a)に示す。図 3-5(a)に比べて、振幅の増大特性が不変である。

次に図 3-5(b)に示す安定境界付近の振動に対して、人工外乱の大きさを減少させたものと増大させたものについて解析を実施する。解析結果を図 3-12(b)、3-12(c)に示す。図 3-5(b)に比べて、振幅は外乱の大きさに依存しているが，振動が発達，収束しないことは変わらない。

更に図 3-5(c)に示す安定的な振動に対して、人工外乱の大きさを増大させて解析を実施する。解析結果を図 3-12(d)に示す。図 3-5(c)に比べて、振幅の減少特性が不変である。以上の感度解析により、人工外乱の大きさが振動の発達や収束に及ぼす影響は低い事が分かった。



(a) C_R=400，人工外乱減小　　(b) C_R=500，人工外乱減小

(c) C_R=500，人工外乱増大　　(d) C_R=600，人工外乱増大

図 3-12　人工外乱大きさによる感度解析

3.5.3 ドリフト速度による感度解析

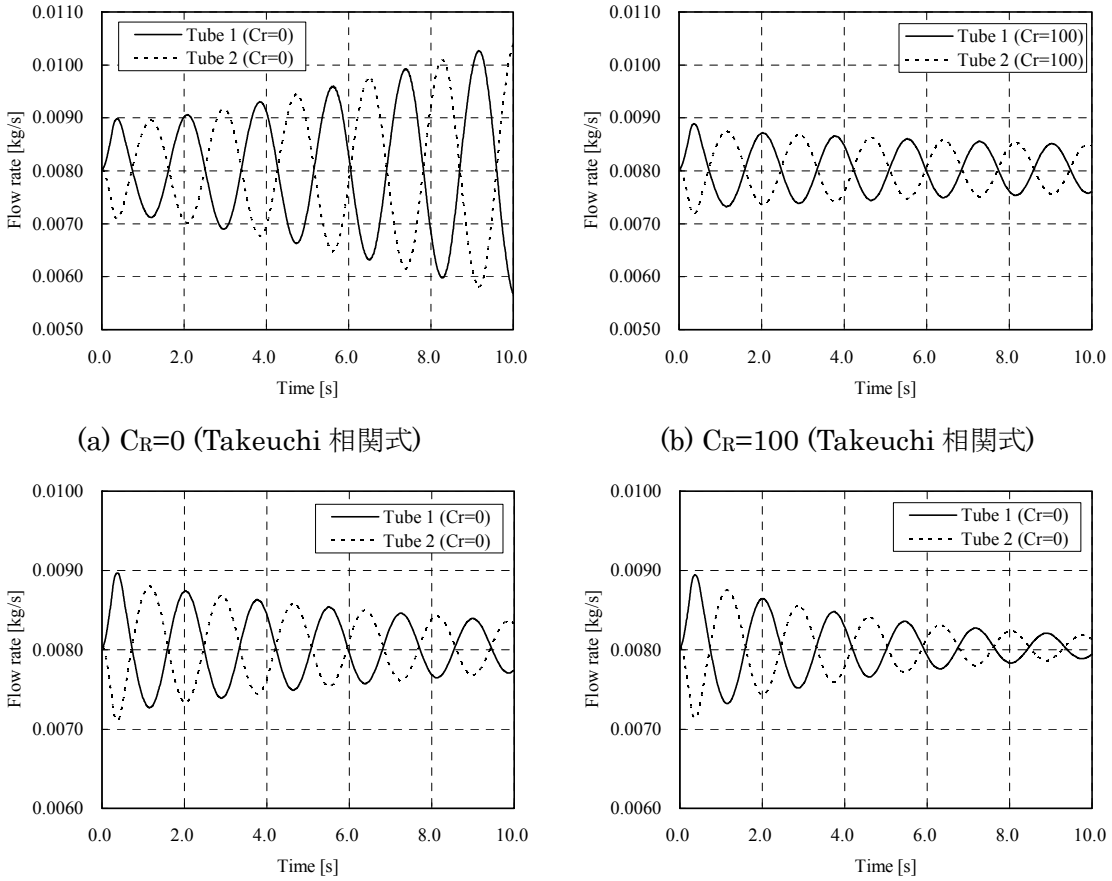
第 3.4.3 節で説明したように、入口速度による安定境界図 3-8 において Takeuchi ドリフトモデル [7]を使って求めた安定境界は均質流モデルに比べて、拡大した安定流動区域を予測した。

ここでは異なるドリフトモデルを用いて、表 3-1 の基準条件を使用して解析を実施する。

まず Takeuchi 相関式 [7]を利用して解析する。解析結果を図 3-13 (a)、3-13(b)に示す。流動が安定する入口圧力損失絞り係数 C_Rは 100 未満になる。Takeuchi 相関式で計算したボイド率（図 3-14）が均質流モデルで計算されたものより小さいので、図 3-5 に比べて安定流動区域が大幅に増大する傾向になった。

次に Lellouche-Zolotar 相関式 [1]を利用して解析する。解析結果を図 3-13 (c)に示す。入口圧力損失絞り係数 C_Rが 0 になっても流動が安定になる。これは，Lellouche-Zolotar 相関式で計算されたボイド率（図 3-14）が Takeuchi 相関式のものより更に小さいものであることが原因だと考えられる。

また Dix 相関式 [7]を利用して解析する。解析結果を図 3-13 (d)に示す。入口圧力損失絞り係数 C_Rが 0 になっても流動が安定になる。Dix 相関式で計算したボイド率（図 3-14）が最も小さいことから、最も安定的な流動となった。



(a) C_R=0 (Takeuchi 相関式)　(b) C_R=100 (Takeuchi 相関式)

(c) C_R=0 (Lellouche-Zolotar 相関式)　(d) C_R=0 (Dix 相関式)

図 3-13　ドリフト速度による感度解析

異なるドリフトモデルを利用して計算したボイド率を図 3-14 に示す。ドリフト速度相関式で計算したボイド率は均質流モデルで計算したものより小さいことが分かった。以上のことから、均質流モデルでの不安定解析結果がもっとも保守的であることが分かった。

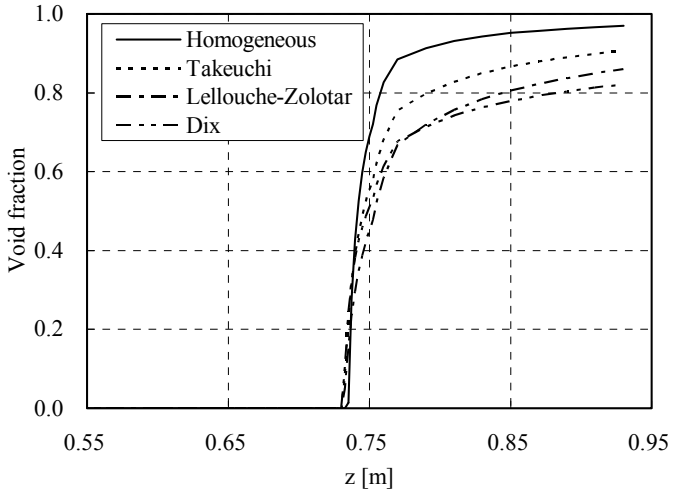


図 3-14　ボイド率分布

ドリフトモデルの振動周期に及ぼす影響を調べるために、Takeuchi 相関式を利用して振動周期を解析する。解析結果を図 3-15 に示す。均質流モデルでの結果に比べて、ドリフト速度モデルでは振動周期が短縮する傾向が見え、振動周期の予測精度を改善することができた。

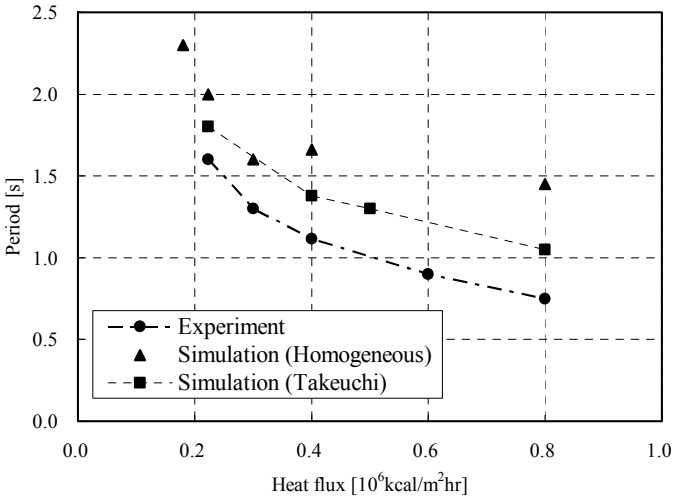
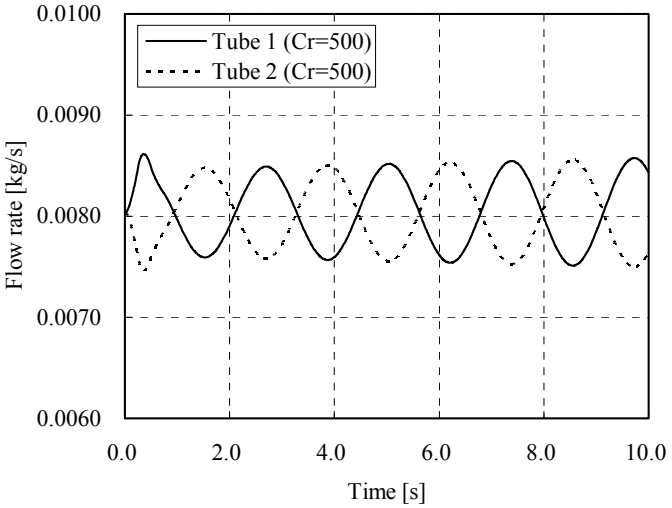


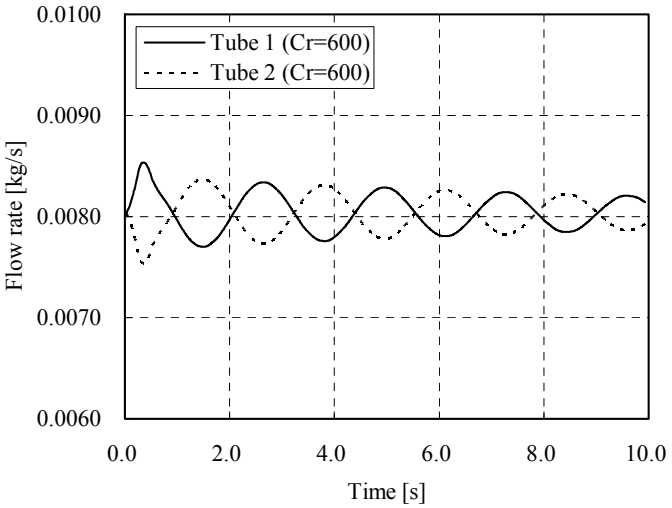
図 3-15　ドリフト速度の振動周期への影響

3.5.4 二相流摩擦損失増倍係数による感度解析

ここまでの解析では Martinelli-Nelson 二相流摩擦損失増倍係数相関式[8)]を利用した。この節では Chisholm 二相増倍係数相関式[9,10)]を利用し、表 3-1 の基準条件を使用して解析を実施する。解析結果を図 3-16 に示す。Chisholm 相関式で計算した二相流摩擦損失は Martinelli-Nelson 相関式で計算した摩擦損失より大きくなっており、図 3-5 に比べて若干不安定となる傾向になり、振動周期が長くなることが分かった。



(a) C_R=500

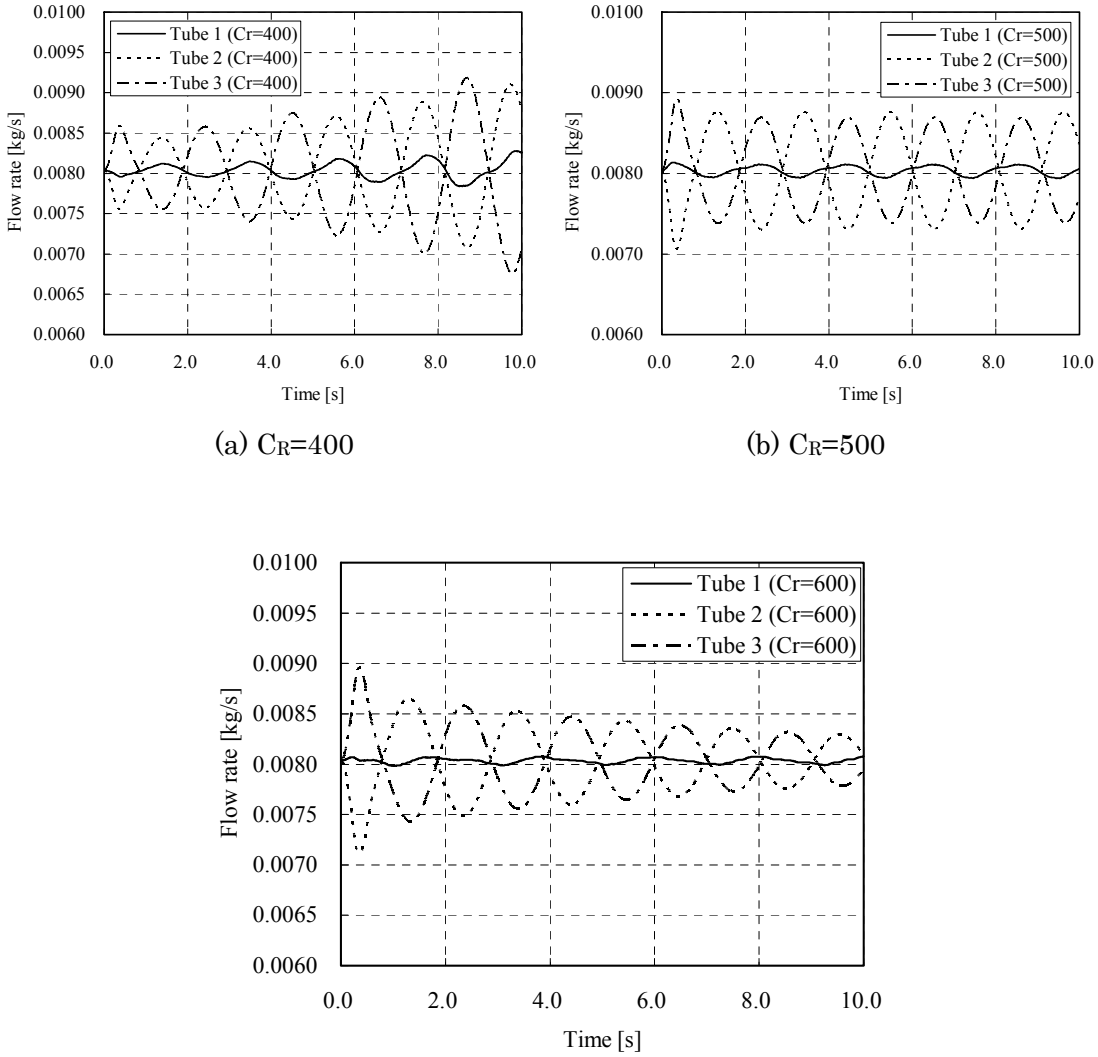


(b) C_R=600

図 3-16　二相流摩擦損失増倍係数による感度解析

3.6 多チャンネルでの不安定流動解析

表 3-1 の基準条件を使用して、3 本管、4 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析を実施する。解析結果を図 3-17、図 3-18 に示す。2 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析に比べて、同じ入口圧力損失絞り係数 C_R では、振動の振幅維持特性が同じである。また、逆相位での振動モードが発生しやすいことが分かった。



(a) C_R=400　　(b) C_R=500

(c) C_R=600

図 3-17　3 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析

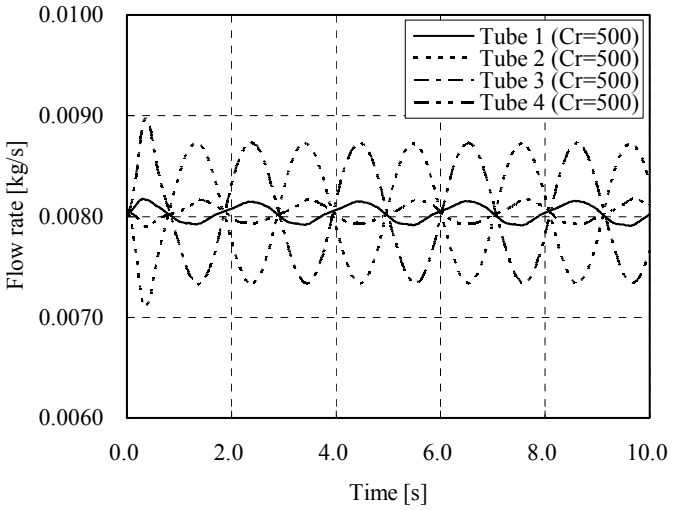


図 3-18　4 本管パラレルチャンネルにおける不安定流動解析(C_R=500)

4. 結論

蒸気発生器水側二相流動解析に半陰解法コードを開発し、流動不安定性に対する検証解析を実施した。その解析結果から、以下の知見を得た。

(1) 物性導関数を直接的に水/蒸気関数から求めて、精度及び連続性を確保した。
(2) 半陰解法を採用したコードで、パラレルチャンネルにおける流量振動及び流動安定境界の予測機能を確認した。
(3) 感度解析を行い、各パラメータの影響度を定量的に分析した。
(4) 妥当なドリフト速度相関式及び二相流摩擦損失増倍係数相関式を加えることで、流動不安定性解析の高精度化が期待できる。

5. 今後の予定

(1) 流動不安定性解析機能に加え、詳細な蒸気発生器熱流動を解析するために、高速炉実機条件で実施している伝熱管熱流動試験により得られるドリフト速度相関式及び二相流摩擦損失増倍係数相関式を組み込む。あわせて高速炉蒸気発生器への適用性について確認する。
(2) ここで開発したドリフトフラックスモデルの解析コードに基づいて、蒸気発生器流動安定性簡易評価コードを整備する。
(3) 高速炉蒸気発生器 Na 側 3 次元解析コードを開発する。

謝　辞

本研究では当グループの皆様から有益な助言及びコメントをいただきました。特にチームメンバーからの情報交換などを通じて多くのことを学ばせていただきました。ここに心より感謝いたします。

参考文献

1) 日本原子力学会熱流動部会編：“気液二相流の数値解析”，朝倉書店，東京，pp. 15-53 (1993).
2) D. R. Liles and W. H. Reed: “A semi-implicit method for two-phase fluid dynamics”, J. Comput. Phys., 26, pp. 390-407 (1978).
3) K. Watanabe and R. B. Dooley: “IAPWS Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use”, Fredericia, Denmark, September. (1996), (online), available from http://www.iapws.org/ (accessed 2007-04-27).
4) M. Aritomi, S. Aoki and A. Inoue: “Instabilities in parallel channel of forced-convection boiling upflow system, (I) Mathematical model”, J. Nucl. Sci. Technol., 14, 1, pp. 22-30 (1977).
5) M. Aritomi, S. Aoki and A. Inoue: “Instabilities in parallel channel of forced-convection boiling upflow system, (II) Experimental results”, J. Nucl. Sci. Technol., 14, 2, pp. 88-96 (1977).
6) 吉川龍志，大島宏之：“高速炉蒸気発生器不安定流動解析手法の開発”，日本原子力学会 2009 年秋の大会，C47 (2009).
7) P. Coddington and R. Macian: “A study of the performance of void fraction correlations used in the context of drift-flux two-phase flow models”, Nucl. Eng. Design, 215, pp.199-216 (2002).
8) J. G. Collier and J. R. Thome: “Convective Boiling and Condensation”, Oxford, pp. 54-57 (1996).
9) D. Chisholm: “A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow”, Int. J. Heat Mass Transfer, 10, 12, pp. 1767-1778 (1967).
10) M. M. Awad and Y. S. Muzychka: “A simple two-phase frictional multiplier calculation method”, Proc. of International Pipeline Conference, Calgary, Alberta, Canada, October 4-8, (2004).

記号表

A : 断面積 [m^2]
b : Dix パラメータ
B : Chisholm パラメータ
C_0 : 分布パラメータ
C_1 : Lellouche-Zolotar パラメータ
CA*: CA1~CD6 はテンポラル変数
CD*: CD1~CD7 はテンポラル変数
CE*: CE1~CE7 はテンポラル変数
Cp : 定圧比熱 [J/(kg·K)]
C_R : 入口圧力損失絞り係数
Cv : 定容比熱 [J/(kg·K)]
CV*: CV1~CV3 はテンポラル変数
d : 線形代数方程式の定数行列
D : 直径 [m]
D*: Takeuchi パラメータ
e : 内部エネルギー [J/kg]
f : 任意変数
g : 重力加速度 [m/s^2]
G : 質量流束 [$kg/(m^2s)$]
j : 体積流束 [m/s]
k : Takeuchi パラメータ
K_* : K_{01}, K_{02}, K_0, K_1 は Lellouche-Zolotar パラメータ
K_{D*} : Takeuchi パラメータ
L : Lellouche-Zolotar パラメータ
m : Takeuchi パラメータ
n : Blasius 因子
p : 圧力 [N/m^2]
q : 熱発生率 [$J/(m^3 \cdot s)$]
q'' : 熱流束 [$J/(m^2 \cdot s)$]
r : Lellouche-Zolotar パラメータ
Re : Reynolds 数
t : 時間 [s]
T : 温度 [K]
tmp* : tmp1, tmp2 はテンポラル変数
U_{gj} : ボイド率荷重平均ドリフト速度 [m/s]

v : 比体積 [m^3/kg]
V : 速度 [m/s]
V_r : 気相、液相の相対速度 V_g-V_l [m/s]
W : 流量 [kg/s]
x : 渇き度（クオリティ）
z : 空間座標 [m]

符号:
α : 体積率
β : 等圧膨張係数 [1/K]、或いは Dix パラメータ
ϕ_{lo}^2 : 二相流摩擦損失の増倍係数
Γ : 蒸気発生率 [kg/m^3s]、或いは Chisholm 物性係数
κ : 等温圧縮係数 [1/Pa]
μ : 粘性 [kg/(m·s)]
ρ : 密度 [kg/m^3]
$\Delta\rho$: 密度差ρ_l—ρ_g [kg/m^3]
σ : 表面張力 [N/m]
τ : 壁面摩擦損失及び局部圧力損失 [Pa/m]
~ : 線形化の参照基準点

上つき文字:
k : 逐次代入法の記号
n : 時刻番号

下付き文字:
crt : 臨界
g : 気相
i : メッシュ番号
in : 入口
j : チャンネル番号
l : 液相
s : 飽和

付録　相関式一覧

A1. ドリフト速度相関式

(1) Takeuchi 相関式 [7]：

Takeuchi ドリフト速度相関式は以下の通りである。

$$C_0 = 1.11775 + 0.45881\alpha - 0.57656\alpha^2 \tag{A-1}$$

$$U_{gj} = k\frac{C_0(1 - C_0\alpha)}{m^2 + C_0\alpha\left(\sqrt{\rho_g/\rho_l} - m^2\right)}\sqrt{\frac{gD\Delta\rho}{\rho_l}} \tag{A-2}$$

$$k = \sqrt{\frac{K_{D^*}^2}{D^*}} \tag{A-3}$$

$$m = 1.367 \tag{A-4}$$

$$K_{D^*} = \sqrt{D^* \min\left(\frac{1}{2.4}, \frac{10.24}{D^*}\right)} \tag{A-5}$$

$$D^* = D\sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\sigma}} \tag{A-6}$$

(2) Lellouche-Zolotar 相関式 [1]：

Lellouche-Zolotar ドリフト速度相関式は以下の通りである。

$$C_0 = \frac{L(\alpha)}{K_1 + (1 - K_1)\alpha^r} \tag{A-7}$$

$$U_{gj} = 1.41\left(\frac{\sigma g\Delta\rho}{\rho_l^2}\right)^{1/4}(1-\alpha)^{1/2}/(1+\alpha) \tag{A-8}$$

$$K_1 = K_0 + (1 - K_0)\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/4} \tag{A-9}$$

$$K_0 = \min(K_{01}, K_{02}) \tag{A-10}$$

$$K_{01} = \frac{1}{1 + \exp(-\mathrm{Re}/100000)} \tag{A-11}$$

$$K_{02} = 0.71 \tag{A-12}$$

$$\mathrm{Re} = \frac{\left(\rho_g j_g + \rho_l j_l\right)D}{\mu_l} \tag{A-13}$$

$$r = \frac{1.0 + 1.57\,\rho_g / \rho_l}{1 - K_0} \tag{A-14}$$

$$L(\alpha) = \frac{1 - \exp(-C_1\alpha)}{1 - \exp(-C_1)} \tag{A-15}$$

$$C_1 = \frac{4p_{crt}^2}{p\left(p_{crt} - p\right)} \tag{A-16}$$

(3) Dix 相関式 [7]：

Dix ドリフト速度相関式は以下の通りである。

$$U_{gj} = 1.41\left(\frac{\sigma g \Delta\rho}{\rho_l^2}\right)^{1/4} \tag{A-17}$$

$$C_0 = \beta\left[1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1\right)^b\right] \tag{A-18}$$

$$b = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.1} \tag{A-19}$$

$$\beta = \frac{x}{x + (1 - x)\dfrac{\rho_g}{\rho_l}} \tag{A-20}$$

A2. 二相流摩擦損失増倍係数相関式

(1) Martinelli-Nelson 相関式 [8]：

図 A1 に示すように、Martinelli-Nelson 二相流摩擦損失増倍係数相関式は経験的に、線図の方法で提出された。

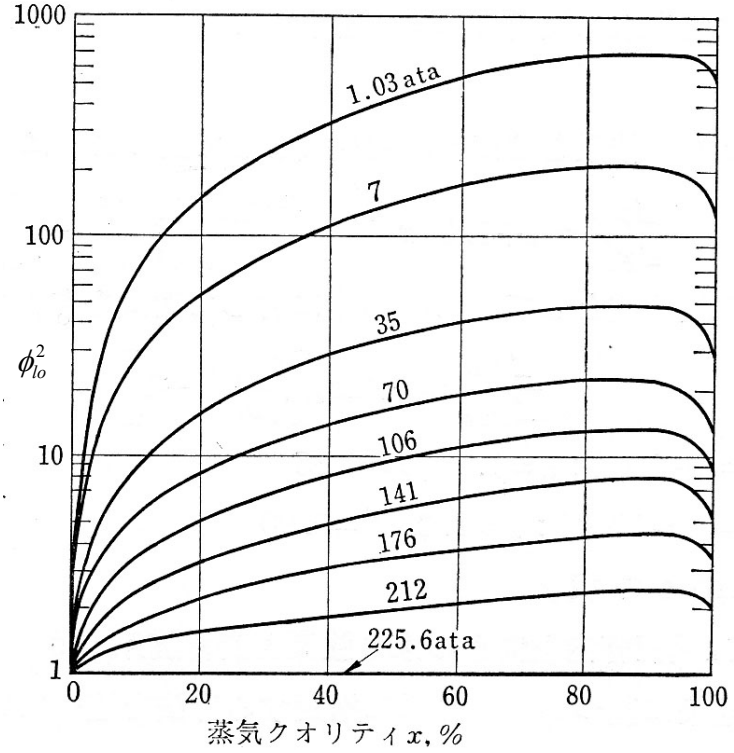


図 A1　Martinelli-Nelson 摩擦損失の増倍係数 [8]

(出典：J. G. Collier and J. R. Thome: “Convective Boiling and Condensation”, Oxford, (1996) pp. 55, Fig.2.4)

(2) Chisholm 相関式 [9,10]：

Chisholm 二相流摩擦損失増倍係数相関式は以下の通りである。

$$\phi_{lo}^2 = 1 + \left(\Gamma^2 - 1\right)\left[Bx^{(2-n)/2}\left(1-x\right)^{(2-n)/2} + x^{2-n}\right] \tag{A-21}$$

$$\Gamma = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{n/2} \tag{A-22}$$

$$n = 0.25 \quad \left(by\ Blasius\ Equation\right) \tag{A-23}$$

B 値を表 A1 に記載する。

表 A1　Chisholm 相関式の B の値

Γ	G [kg/m^2·s]	B
$0 < \Gamma < 9.5$	$G < 500$ $500 < G < 1900$ $G > 1900$	4.8 2400/G $55/G^{0.5}$
$9.5 < \Gamma < 28$	$G < 600$ $G > 600$	$520/(\Gamma G^{0.5})$ $21/\Gamma$
$\Gamma > 28$		$15000/(\Gamma^2 G^{0.5})$

国際単位系（SI）

表１．SI 基本単位

基本量	SI 基本単位	
	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd

表２．基本単位を用いて表されるSI組立単位の例

組立量	SI 基本単位	
	名称	記号
面積	平方メートル	m^2
体積	立法メートル	m^3
速さ，速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s^2
波数	毎メートル	m^{-1}
密度，質量密度	キログラム毎立方メートル	kg/m^3
面積密度	キログラム毎平方メートル	kg/m^2
比体積	立方メートル毎キログラム	m^3/kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m^2
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
量濃度[a]，濃度	モル毎立方メートル	mol/m^3
質量濃度	キログラム毎立法メートル	kg/m^3
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m^2
屈折率[b]	（数字の） 1	1
比透磁率[b]	（数字の） 1	1

(a) 量濃度（amount concentration）は臨床化学の分野では物質濃度（substance concentration）ともよばれる。
(b) これらは無次元量あるいは次元１をもつ量であるが、そのことを表す単位記号である数字の１は通常は表記しない。

表３．固有の名称と記号で表されるSI組立単位

組立量	SI 組立単位			
	名称	記号	他のSI単位による表し方	SI基本単位による表し方
平面角	ラジアン[b]	rad	1 [b]	m/m
立体角	ステラジアン[b]	sr[c]	1 [b]	m^2/m^2
周波数	ヘルツ[d]	Hz		s^{-1}
力	ニュートン	N		$m\ kg\ s^{-2}$
圧力，応力	パスカル	Pa	N/m^2	$m^{-1}\ kg\ s^{-2}$
エネルギー，仕事，熱量	ジュール	J	N m	$m^2\ kg\ s^{-2}$
仕事率，工率，放射束	ワット	W	J/s	$m^2\ kg\ s^{-3}$
電荷，電気量	クーロン	C		s A
電位差（電圧），起電力	ボルト	V	W/A	$m^2\ kg\ s^{-3}\ A^{-1}$
静電容量	ファラド	F	C/V	$m^{-2}\ kg^{-1}\ s^4\ A^2$
電気抵抗	オーム	Ω	V/A	$m^2\ kg\ s^{-3}\ A^{-2}$
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V	$m^{-2}\ kg^{-1}\ s^3\ A^2$
磁束	ウエーバ	Wb	Vs	$m^2\ kg\ s^{-2}\ A^{-1}$
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2	$kg\ s^{-2}\ A^{-1}$
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A	$m^2\ kg\ s^{-2}\ A^{-2}$
セルシウス温度	セルシウス度[e]	℃		K
光束	ルーメン	lm	cd sr[c]	cd
照度	ルクス	lx	lm/m^2	$m^{-2}\ cd$
放射性核種の放射能[f]	ベクレル[d]	Bq		s^{-1}
吸収線量, 比エネルギー分与, カーマ	グレイ	Gy	J/kg	$m^2\ s^{-2}$
線量当量, 周辺線量当量, 方向性線量当量, 個人線量当量	シーベルト[g]	Sv	J/kg	$m^2\ s^{-2}$
酸素活性	カタール	kat		$s^{-1}\ mol$

(a)SI接頭語は固有の名称と記号を持つ組立単位と組み合わせても使用できる。しかし接頭語を付した単位はもはやコヒーレントではない。
(b)ラジアンとステラジアンは数字の１に対する単位の特別な名称で、量についての情報をつたえるために使われる。実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号である数字の１は明示されない。
(c)測光学ではステラジアンという名称と記号srを単位の表し方の中に、そのまま維持している。
(d)ヘルツは周期現象についてのみ、ベクレルは放射性核種の統計的過程についてのみ使用される。
(e)セルシウス度はケルビンの特別な名称で、セルシウス温度を表すために使用される。セルシウス度とケルビンの単位の大きさは同一である。したがって、温度差や温度間隔を表す数値はどちらの単位で表しても同じである。
(f)放射性核種の放射能（activity referred to a radionuclide）は、しばしば誤った用語で"radioactivity"と記される。
(g)単位シーベルト（PV,2002,70,205）についてはCIPM勧告2（CI-2002）を参照。

表４．単位の中に固有の名称と記号を含むSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	SI 基本単位による表し方
粘度	パスカル秒	Pa s	$m^{-1}\ kg\ s^{-1}$
力のモーメント	ニュートンメートル	N m	$m^2\ kg\ s^{-2}$
表面張力	ニュートン毎メートル	N/m	$kg\ s^{-2}$
角速度	ラジアン毎秒	rad/s	$m\ m^{-1}\ s^{-1}=s^{-1}$
角加速度	ラジアン毎秒毎秒	rad/s^2	$m\ m^{-1}\ s^{-2}=s^{-2}$
熱流密度，放射照度	ワット毎平方メートル	W/m^2	$kg\ s^{-3}$
熱容量，エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K	$m^2\ kg\ s^{-2}\ K^{-1}$
比熱容量，比エントロピー	ジュール毎キログラム毎ケルビン	J/(kg K)	$m^2\ s^{-2}\ K^{-1}$
比エネルギー	ジュール毎キログラム	J/kg	$m^2\ s^{-2}$
熱伝導率	ワット毎メートル毎ケルビン	W/(m K)	$m\ kg\ s^{-3}\ K^{-1}$
体積エネルギー	ジュール毎立方メートル	J/m^3	$m^{-1}\ kg\ s^{-2}$
電界の強さ	ボルト毎メートル	V/m	$m\ kg\ s^{-3}\ A^{-1}$
電荷密度	クーロン毎立方メートル	C/m^3	$m^{-3}\ sA$
表面電荷	クーロン毎平方メートル	C/m^2	$m^{-2}\ sA$
電束密度，電気変位	クーロン毎平方メートル	C/m^2	$m^{-2}\ sA$
誘電率	ファラド毎メートル	F/m	$m^{-3}\ kg^{-1}\ s^4\ A^2$
透磁率	ヘンリー毎メートル	H/m	$m\ kg\ s^{-2}\ A^{-2}$
モルエネルギー	ジュール毎モル	J/mol	$m^2\ kg\ s^{-2}\ mol^{-1}$
モルエントロピー, モル熱容量	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol K)	$m^2\ kg\ s^{-2}\ K^{-1}\ mol^{-1}$
照射線量（X線及びγ線）	クーロン毎キログラム	C/kg	$kg^{-1}\ sA$
吸収線量率	グレイ毎秒	Gy/s	$m^2\ s^{-3}$
放射強度	ワット毎ステラジアン	W/sr	$m^4\ m^{-2}\ kg\ s^{-3}=m^2\ kg\ s^{-3}$
放射輝度	ワット毎平方メートル毎ステラジアン	$W/(m^2\ sr)$	$m^2\ m^{-2}\ kg\ s^{-3}=kg\ s^{-3}$
酵素活性濃度	カタール毎立方メートル	kat/m^3	$m^{-3}\ s^{-1}\ mol$

表５．SI 接頭語

乗数	接頭語	記号	乗数	接頭語	記号
10^{24}	ヨタ	Y	10^{-1}	デシ	d
10^{21}	ゼタ	Z	10^{-2}	センチ	c
10^{18}	エクサ	E	10^{-3}	ミリ	m
10^{15}	ペタ	P	10^{-6}	マイクロ	μ
10^{12}	テラ	T	10^{-9}	ナノ	n
10^{9}	ギガ	G	10^{-12}	ピコ	p
10^{6}	メガ	M	10^{-15}	フェムト	f
10^{3}	キロ	k	10^{-18}	アト	a
10^{2}	ヘクト	h	10^{-21}	ゼプト	z
10^{1}	デカ	da	10^{-24}	ヨクト	y

表６．SIに属さないが、SIと併用される単位

名称	記号	SI 単位による値
分	min	1 min=60s
時	h	1h =60 min=3600 s
日	d	1 d=24 h=86 400 s
度	°	1°=(π/180) rad
分	’	1’=(1/60)°=(π/10800) rad
秒	”	1”=(1/60)’=(π/648000) rad
ヘクタール	ha	$1ha=1hm^2=10^4m^2$
リットル	L, l	$1L=1l=1dm^3=10^3cm^3=10^{-3}m^3$
トン	t	$1t=10^3$ kg

表７．SIに属さないが、SIと併用される単位で、SI単位で表される数値が実験的に得られるもの

名称	記号	SI 単位で表される数値
電子ボルト	eV	$1eV=1.602\ 176\ 53(14)\times10^{-19}J$
ダルトン	Da	$1Da=1.660\ 538\ 86(28)\times10^{-27}kg$
統一原子質量単位	u	1u=1 Da
天文単位	ua	$1ua=1.495\ 978\ 706\ 91(6)\times10^{11}m$

表８．SIに属さないが、SIと併用されるその他の単位

名称	記号	SI 単位で表される数値
バール	bar	$1\ bar=0.1MPa=100kPa=10^5Pa$
水銀柱ミリメートル	mmHg	1mmHg=133.322Pa
オングストローム	Å	$1\ Å=0.1nm=100pm=10^{-10}m$
海里	M	1 M=1852m
バーン	b	$1\ b=100fm^2=(10^{-12}cm)2=10^{-28}m^2$
ノット	kn	1 kn=(1852/3600)m/s
ネーパ	Np	SI単位との数値的な関係は、対数量の定義に依存。
ベル	B	
デジベル	dB	

表９．固有の名称をもつCGS組立単位

名称	記号	SI 単位で表される数値
エルグ	erg	$1\ erg=10^{-7}\ J$
ダイン	dyn	$1\ dyn=10^{-5}N$
ポアズ	P	$1\ P=1\ dyn\ s\ cm^{-2}=0.1Pa\ s$
ストークス	St	$1\ St\ =1cm^2\ s^{-1}=10^{-4}m^2\ s^{-1}$
スチルブ	sb	$1\ sb\ =1cd\ cm^{-2}=10^4cd\ m^{-2}$
フォト	ph	$1\ ph=1cd\ sr\ cm^{-2}\ 10^4lx$
ガル	Gal	$1\ Gal\ =1cm\ s^{-2}=10^{-2}ms^{-2}$
マクスウェル	Mx	$1\ Mx = 1G\ cm^2=10^{-8}Wb$
ガウス	G	$1\ G\ =1Mx\ cm^{-2}\ =10^{-4}T$
エルステッド[c]	Oe	$1\ Oe \triangleq (10^3/4\pi)A\ m^{-1}$

(c) ３元系のCGS単位系とSIでは直接比較できないため、等号「 ≙ 」は対応関係を示すものである。

表10．SIに属さないその他の単位の例

名称	記号	SI 単位で表される数値
キュリー	Ci	$1\ Ci=3.7\times10^{10}Bq$
レントゲン	R	$1\ R = 2.58\times10^{-4}C/kg$
ラド	rad	$1\ rad=1cGy=10^{-2}Gy$
レム	rem	$1\ rem=1\ cSv=10^{-2}Sv$
ガンマ	γ	1 γ =1 nT=10-9T
フェルミ		1フェルミ=1 fm=10-15m
メートル系カラット		1メートル系カラット = 200 mg = 2×10-4kg
トル	Torr	1 Torr = (101 325/760) Pa
標準大気圧	atm	1 atm = 101 325 Pa
カロリー	cal	1cal=4.1858J（「15℃」カロリー），4.1868J（「IT」カロリー）4.184J（「熱化学」カロリー）
ミクロン	μ	1 μ =1μm=10^{-6}m

（第8版，2006年改訂）