

リフラックス冷却時における加圧器内空気流出可能性の 数値流体シミュレーションによる検討

Numerical simulation of probability of air migration from
a pressurizer during reflux cooling

歌野原 陽一 (Yoichi Utanohara)* 村瀬 道雄 (Michio Murase)*

要約 リフラックス冷却の冷却性能を評価するためには、蒸気発生器 (SG) の U 字伝熱管に蓄積される非凝縮性ガスの適切な見積りが必要となる。リフラックス冷却時には加圧器内部にも非凝縮性ガスが存在するが、加圧器から SG-U 字管群へ流出・移行するかどうかは定かではない。よって、リフラックス冷却時における加圧器内部の蒸気・空気の挙動を、FLUENT6.3.26 を用いた数値流体シミュレーションにより再現し、空気の流出可能性について検討を行なった。計算対象として、ミッドループ運転中の余熱除去系機能喪失事象を想定した ROSA-IV/LSTF 実験の加圧器を採用した。計算は、実験で確認された加圧器底部の CCFL ブレイク以前と、CCFL ブレイク後加圧器内壁面が飽和蒸気温度まで過熱された時点以後の 2 つの段階 (Phase) を考慮して実施した。Phase 1 では、蒸気凝縮による潜熱が壁面に吸熱され、さらに、外部へ放熱されるとし、Phase 2 では壁面が蒸気の飽和温度まで加熱され、外部への放熱のみがあるとした。層流計算と乱流計算とを行なった結果、Phase 1 では両者で加圧器内部の蒸気・空気分布が大きく異なった。Phase 2 では層流計算において空気の流出がみられた。既往の軸対称自由噴流実験の知見から類推すると、加圧器内部の流動状態は乱流状態と考えられる。また、計算より得られた加圧器内部壁面近傍の流体温度を、ROSA-IV/LSTF 実験値と比較したところ、乱流計算の方が層流計算よりも実験での挙動に近いものとなっていた。よって、乱流計算結果の方が妥当であり、加圧器から空気が流出する可能性は低いと評価される。

キーワード リフラックス冷却, 加圧器, 非凝縮性ガス, ROSA-IV/LSTF, 数値流体計算

Abstract An accurate evaluation of the behaviors of non-condensable gases accumulated in the steam generator (SG) U-tubes is important to predict the performance of the reflux cooling, since the migration behaviors of such gases existing in the pressurizer to the SG U-tubes is not clarified yet. In this research, the steam and the air behaviors in the pressurizer was therefore analyzed numerically during reflux cooling using FLUENT 6.3.26 in order to investigate the possibility of air migration to the hot leg. In the present analysis, the pressurizer of ROSA-IV/LSTF experiment was employed as a calculation domain, since the experimental data of the loss of residual heat removal event during the mid-loop operation are available. Two stages were assumed; (1) Phase 1: latent heat accumulates in the wall of the pressurizer and is eventually released to the outside, (2) Phase 2: the wall heats up to the saturation temperature of the steam, and only heat loss to the outside occurs. The prediction indicates that in Phase 1 the air does not migrate into the surge line in neither laminar nor turbulent flow conditions, while in Phase 2 the air migrates into the hot leg only in the laminar flow condition. Judging from the previous experiment of axisymmetric free jet, the flow pattern in the pressurizer seems to be turbulent. In addition, a comparison of the analytical results of the fluid temperatures near the wall of pressurizer with ROSA-IV/LSTF experiment results suggests that the turbulent flow calculation results are more realistic. It has been therefore concluded that the turbulent calculation is more reasonable and the possibility of air migration into the hot leg is low.

Keywords reflux cooling, pressurizer, non-condensable gas, ROSA-IV/LSTF, computational fluid dynamics

* (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

1. はじめに

加圧水型原子炉 (PWR) では、原子炉定期検査時などに1次冷却系の水位を水平配管の中央付近まで下げる、ミッドループ運転を行なうことがある。この間、炉心崩壊熱は余熱除去系により冷却される。この時、もし余熱除去系が故障すると、他の何らかの手段を用いて冷却しなければならない^{(1)~(4)}。想定されている手段の1つにリフラックス冷却がある⁽⁵⁾⁽⁶⁾。リフラックス冷却とは、炉心で発生した冷却材蒸気を、蒸気発生器 (SG) のU字管群で凝縮させることで炉心の冷却を行なう手段である。

ミッドループ運転中は配管中央付近までしか水位がないため、その上部は空気等の非凝縮性ガスで満たされている。非凝縮性ガスの存在は、凝縮熱伝達にとって抵抗となるため、リフラックス冷却の除熱性能は阻害される。既往の研究⁽⁴⁾によると、リフラックス冷却時、炉心および一次冷却系の非凝縮性ガスはSG-U字管群に移行・蓄積される。よって、リフラックス冷却の性能を評価するには、SG-U字管群に移行・蓄積する非凝縮性ガスの量を適切に見積もる必要がある⁽⁷⁾。加圧器内部にも非凝縮性ガスが存在するが、その非凝縮性ガスがSG-U字管群へ移行するかどうかは、まだよくわかっていない。

よって本研究では、リフラックス冷却開始後加圧器内部の非凝縮性ガスがどのような挙動を示し、また、SG-U字管群へ移行する可能性があるのかを数値流体計算により検討することを目的とする。非凝縮性ガスとしては空気を想定する。加圧器のモデルは日本原子力研究開発機構が所有する実験装置、ROSA-IV Large Scale Test Facility (LSTF) とする。

2. ROSA-IV Large Scale Test Facility

ROSA-IV/LSTF はPWRプラントの事故時熱水力挙動を模擬できるように設計された大型試験装置である。中村ら⁽⁴⁾はROSA-IV/LSTFを用いて、余熱除去系機能喪失事象に関する実験を行い、SG-U字管群への空気の移行について調べている。実験では、蒸気は加圧器サージ管を通して加圧器に到達し、加圧器内壁面で凝縮していた。凝縮水は加圧器底部に溜まることとなるが、加圧器からの排水が制限され、加圧器の水位が上昇していた。これは蒸気流入

により加圧器底部で気液対向流制限 (countercurrent flow limitation: CCFL) が起こっていたためと思われる。CCFLが解除された後、凝縮水は加圧器から排水され水位は低下している。

実験では加圧器内部の気体温度が時間が経つとともに徐々に上昇していき、最終的には140℃程度となっていた。この時、ホットレグ配管での圧力は0.4 MPaであり、加圧器内部も0.4 MPaとなっていたと考えられる。ここで、加圧器内部の蒸気・空気それぞれの分圧について考える。蒸気は過熱状態ではなく、常に飽和状態と考えるのが妥当である。よって、140℃における飽和蒸気圧力は0.4 MPaであるので、蒸気分圧は0.4 MPaとなる。ダルトンの法則に従えば、もし空気が存在した場合、空気の分圧分だけ圧力が上昇するので、加圧器内部の混合気体の圧力は0.4 MPa以上になる。実際には加圧器内部は0.4 MPaなので、空気分圧は0、つまり空気が存在しないということになる。このことから、加圧器内部が蒸気で満たされ、初期に存在した空気が流出した可能性がある。

空気の密度は蒸気の密度よりも重い。また、加圧器内の蒸気・空気混合気体は、加圧器内壁面での蒸気の凝縮のため空気リッチとなり加圧器底部に蓄積し、流入蒸気は浮力により上部に溜まるといった、密度成層が発生する可能性がある。この場合、空気は流出しやすくなる。蒸気と空気の密度差、および加圧器内部の蒸気・空気の分布を考慮すると、空気の流出は発生し得る。ただ、初期には加圧器底部がCCFLにより凝縮水でシールされているため、CCFLが解除され凝縮水が排水された後に空気の流出は可能となる。

第1節でも述べたように、空気の流出はSG-U字管での凝縮熱伝達を阻害し、リフラックス冷却の性能を低下させる。よって本研究では、ROSA-IV/LSTFでは実際に空気の流出が起こりえたのかを、数値流体計算により検討する。

3. 数値計算方法

数値計算にはFLUENT 6.3.26を使用した。

3.1 数値計算モデルの仮定

計算対象としてROSA-IV/LSTFの加圧器を選んだ。数値計算モデルを説明する前に、

ROSA-IV/LSTF 実験⁽⁴⁾ データから類推される加圧器内部の状態の推移について整理する。

ROSA-IV/LSTF 実験によると、加圧器底部で凝縮水が溜まり続けるのは実験開始後 8.086 秒までで、その後は CCFL が解除される、いわゆる CCFL ブレイクとなっている。CCFL ブレイクは、蒸気流入量の減少により凝縮水の落下制限が解除されるために起こる。蒸気流入は加圧器内壁面での蒸気凝縮により誘起されるが、加圧器内壁面の温度が蒸気飽和温度に近づくにつれ蒸気流入量が減少し、CCFL ブレイクとなる。CCFL ブレイクにより凝縮水が排水され、しばらくすると加圧器内壁面は蒸気飽和温度にまで上昇し、それ以上は温度上昇せず、外部への放熱分だけの凝縮量となる。ここで、CCFL ブレイク前の段階を Phase 1、CCFL ブレイク後凝縮水が排水され、加圧器内壁面が蒸気飽和温度まで上昇してからの段階を Phase 2 と呼ぶことにする。

Phase 1：蒸気の潜熱が加圧器内壁面に蓄熱するとともに、外部への放熱がある。

Phase 2：加圧器内壁面が蒸気飽和温度まで加熱され、外部への放熱だけがある。

数値計算を行うに当たっては、上述を念頭に置き、次に示す仮定のもとにモデルを設定した。

1. Phase 1 では加圧器底部が CCFL により凝縮水でシールされているため空気の流出は発生しない。
2. Phase 1 と Phase 2 の中間段階は考慮しない。
Phase 1 の最終状態（準定常状態）における蒸気・空気の分布は Phase 2 の初期状態とほぼ同じである。
3. 加圧器内壁面および底部の凝縮水は加圧器内部の蒸気・空気の流動および伝熱に影響を与えない。
4. Phase 1 における加圧器底部の蓄水は流入蒸気の流動に影響しない。

仮定 2 に基づき、Phase 1 の計算結果を Phase 2 の初期条件とした。また、仮定 3 については、4.1.2 節において液膜落下が加圧器内部の蒸気・空気の分布に与える影響について、5.1 節において Phase 2 のサージ管における液膜厚さおよび液膜速度について、それぞれ検討した。

3.2 計算領域

図 1 に示すように、計算領域は加圧器、サージ管、ホットレグ配管の 3 つの部分で構成される。今回注目するのは、加圧器からサージ管を通して空気が流出するかどうかである。よって、加圧器の形状はなるべく正確に再現したが、サージ管とホットレグ配管は簡略化した。座標系は、水平面に x および y 軸、鉛直方向に z 軸を取り、加圧器とサージ管の境界の中心点を原点に取った。

計算は 2 次元計算と 3 次元計算の 2 通りを行なった。2 次元計算は 3 次元計算を行なう前段階として行なったもので、計算条件の設定等が妥当であることを確認した上で、3 次元計算に拡張した。

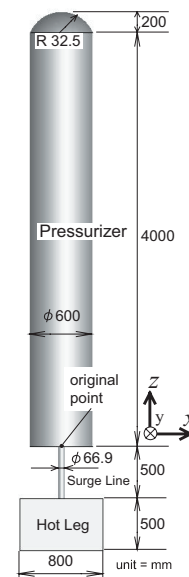


図 1 計算領域 (ROSA-IV/LSTF)

3.3 2次元計算

2次元計算では流れ場は z 軸対称であると仮定して、図 2 に示すような計算領域とした。

3.3.1 計算条件

計算条件の詳細を表 1 に示す。流体は空気と蒸気の混合気体とし、それぞれ異なる化学種として計算した。混合気体の密度 ρ_{mix} および粘性係数 μ_{mix} を次式で与えた。

表1 計算条件

	2次元計算	3次元計算
流体	非圧縮性, 蒸気・空気の混合気体	圧縮性, 蒸気・空気の混合気体
基礎方程式	連続の式, ナヴィエ・ストークス方程式, 蒸気質量分率の輸送拡散方程式 (温度は一定として扱う)	連続の式, ナヴィエ・ストークス方程式, エネルギー方程式, 蒸気質量分率の輸送拡散方程式
物性値 (空気, 蒸気)	空気: $\rho_{air} = 1.0 \text{ kg/m}^3$, $\mu_{air} = 2.16 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$ 蒸気: $\rho_s = 0.6 \text{ kg/m}^3$, $\mu_s = 1.21 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$ 100°Cの時の値を使用	密度は式(10)より算出 μ : 粘性係数, c_p : 定圧比熱, λ : 熱伝導率 それぞれを温度依存多項式で算出
時間	2次精度陰解法 時間刻み $\Delta t = 0.01 \text{ s}$	
乱流モデル	層流, 標準 $k-\epsilon$	
対流項離散化	QUICK	
圧力・速度のカップリング	SIMPLE	PISO

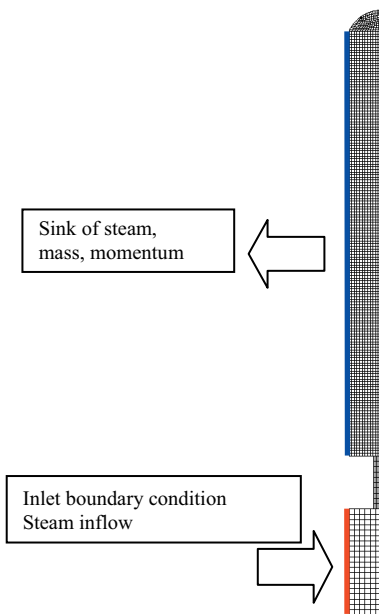


図2 2次元計算で使用した計算メッシュ

$$\rho_{mix} = \frac{1}{\frac{Y_s}{\rho_s} + \frac{Y_{air}}{\rho_{air}}} \quad (1)$$

$$\mu_{mix} = Y_s \mu_s + Y_{air} \mu_{air} \quad (2)$$

ここで ρ_s , Y_s , ρ_{air} , Y_{air} , はそれぞれ, 蒸気の密度, 質量分率, 空気の密度, 質量分率である. 蒸気の質量分率については質量分率の輸送拡散方程式を解いて求め, 空気の質量分率については,

$$Y_s + Y_{air} = 1 \quad (3)$$

の関係から求めている. 浮力の効果は混合気体の密

度差により考慮しており, プシネスク近似は使用していない. 基礎方程式は連続の式, ナヴィエ・ストークス方程式, 蒸気質量分率の輸送拡散方程式である. 計算は層流計算の場合と乱流計算 (標準 $k-\epsilon$ モデル) の2通りについて行い, それぞれの計算結果を比較した.

3.3.2 計算メッシュおよび境界条件

図2に計算メッシュを示す. 加圧器, サージ管, ホットレグ配管でそれぞれ別々にメッシュを作成し, 不連続グリッドとして接合している. 総メッシュ数は2,209セル (加圧器内部で2039セル, サージ管で50セル, ホットレグ配管で120セル) である. 壁面の境界条件には壁関数を用い, y^+ が20~100の範囲内であるように設定した. 流入境界はホットレグ配管の側面とし (図2赤線部), 蒸気のみが流入とする. 壁面に隣接するセル (図2青線部) では蒸気の吸い込みを設定し, 蒸気の凝縮を模擬した. 蒸気の吸い込み量 $S_{mass,s}$ は加圧器全体で蒸気質量流入量 \dot{m}_s と同量になるように与えた.

$$S_{mass,s} = \frac{\dot{m}_s}{V_{wall}} \quad (4)$$

ここで, V_{wall} は加圧器壁面に隣接する計算メッシュの総体積である. 蒸気の吸い込み量 $S_{mass,s}$ は蒸気質量流入量 $S_{mass,s}$ に依存している. 蒸気質量流入量の与え方は3.5節にて述べる.

また, 壁面に隣接するセルでは蒸気の吸い込み量

に応じて、運動量の吸い込み $S_{mom,s}$ も設定している。

$$S_{mass,s} = \frac{\dot{m}_s U}{V_{wall}} \quad (5)$$

ただし、質量、運動量の吸い込みは蒸気が存在する限りとし、吸い込みの結果蒸気質量分率が0となった場合はそれ以上の吸い込みは行なわないものとする。

本研究では3.1節の仮定3に基づき加圧器内壁面の凝縮液膜は考慮しないこととするが、本来であれば液膜落下に応じた下向きの速度を境界条件として与えるべきである。よって、液膜落下が加圧器内部の蒸気・空気の分布に与える影響を2次元計算において検討した。計算では、壁面に凝縮液膜による液膜速度 u_f があるものとして、鉛直下方の速度を与え移動境界としている。液膜速度 u_f はヌッセルトの理論解析⁽⁸⁾により以下のように算出した。まず、液膜厚さ δ は

$$\delta = \left(\frac{3\nu_f \Gamma}{(\rho_f - \rho_s)g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

ここで ν_f は凝縮水の動粘性係数、 Γ は単位幅当たりの質量流量、 ρ_f は凝縮水密度、 g は重力加速度である。 Γ は次式で表される。

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_s}{\pi D} \quad (7)$$

ただし、液膜の質量流量は蒸気質量流量 \dot{m}_s と一致するとしている。液膜内の流速分布は

$$u_f = \frac{(\rho_f - \rho_s)g\delta^2}{\mu_f} \left\{ \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right\} \quad (8)$$

で表される。気液界面 $y = \delta$ で液膜速度が最大となるので、

$$u_{f,max} = \frac{(\rho_f - \rho_s)g\delta^2}{2\mu_f} \quad (9)$$

で壁面移動速度を与えた。

3.4 3次元計算

3.4.1 計算条件

計算条件の詳細を表1に示す。3次元計算ではエネルギー式も解き、温度を考慮している。また、混合気体を圧縮性とし、2次元計算では考慮しなかった閉鎖空間への蒸気の流入による圧力上昇を考慮した。混合気体の密度 ρ_{mix} は次式で与えた。

$$\rho_{mix} = \frac{P}{R_0 T \left(\frac{Y_s}{M_s} + \frac{Y_{air}}{M_{air}} \right)} \quad (10)$$

ここで、 p は圧力、 R_0 は一般ガス定数、 T は温度、 M_s 、 M_{air} はそれぞれ蒸気と空気の分子量である。2次元計算同様、浮力の効果は混合気体の密度差により考慮している。空気と蒸気の物性値は物性値表⁽⁹⁾から温度依存の多項式を作成し与えた。蒸気は常に飽和状態と仮定している。基礎方程式は連続の式、ナビエ・ストークス方程式、エネルギー方程式、蒸気質量分率の輸送拡散方程式である。2次元計算同様、層流計算と乱流計算（標準 $k-\epsilon$ モデル）を行い、それぞれの計算結果を比較した。

3.4.2 計算メッシュおよび境界条件

図3に計算メッシュを示す。全ての計算メッシュはヘキサメッシュで構成されており、また、0（オー）グリッド・トポロジーを使用することで壁面にメッシュが沿うようにしている。加圧器、サージ管、ホットレグ配管でそれぞれ別々にメッシュを作成し、不連続グリッドとして接合している。総メッシュ数は66,730セル、加圧器断面で1,200セル、サージ管断面で297セルである。壁面の境界条件には、2次元計算と同じく壁関数を用い、加圧器およびサージ管壁面での y^+ が20~100の範囲内であるように設定した。

流入境界はホットレグ配管の側面（図3赤線部）とし、140℃の蒸気を流入させる。蒸気質量流入量の与え方は3.5節にて述べる。壁面に隣接するセル（図3の斜線部）では、2次元計算同様、蒸気と運動量の吸い込みを設定するが、さらにエネルギーの吸い込み $S_{enrg,s}$ も設定している。

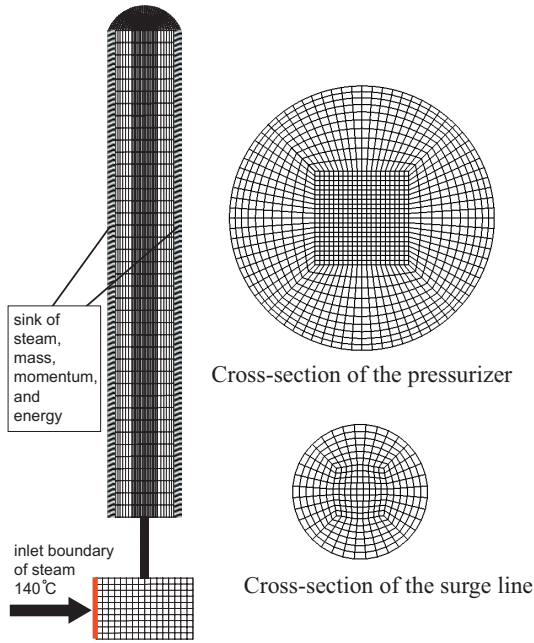


図3 3次元計算で使用した計算メッシュ

$$S_{eng,s} = \frac{\dot{m}_s e_s}{V_{wall}} \quad (11)$$

$$e_s = h_s - \frac{p_s}{\rho_s} + \frac{1}{2} U^2 \quad (12)$$

ここで e_s は蒸気が単位質量当たり持つ総エネルギー、 h_s は蒸気のエントルピーである。 e_s は内部エネルギー（右辺第1~2項）と運動エネルギー（右辺第3項）の和という形で表される。ただし、2次元計算同様、質量、運動量、エネルギーの吸い込みは蒸気が存在する限りとする。

3.5 蒸気質量流入量の設定

本研究では、式(4)のように蒸気の凝縮量（吸込み量）が蒸気の流入量と等しいと仮定している。よって、蒸気凝縮量のデータおよび見積りから蒸気質量流入量 \dot{m}_s を算出する。

ROSA-IV/LSTFでは、Phase 1の間加圧器底部に凝縮水が蓄水していく。この水位上昇率から蒸気凝

縮量、つまり蒸気の質量流入量 \dot{m}_s を算出した。Phase 2では、外部への放熱量 Q_{loss} を図4に示す放熱メカニズムを考慮して見積り⁽¹⁰⁾、質量流入量 \dot{m}_s を決定した。

$$\dot{m}_s = \frac{Q_{loss}}{L} \quad (13)$$

ここで、 L は蒸気の潜熱である。Phase 1, 2での蒸気の質量流入量を表2に示す。表中のレイノルズ数 Re_{surge} は次式で定義している。

$$Re_{surge} = \frac{\rho_s U_{s, surge} D_{surge}}{\mu_s} \quad (14)$$

ここで、 ρ_s 、 μ_s は蒸気の密度、粘性係数、 $U_{s, surge}$ はサージ管断面平均での蒸気流入速度、 D_{surge} はサージ管径である。

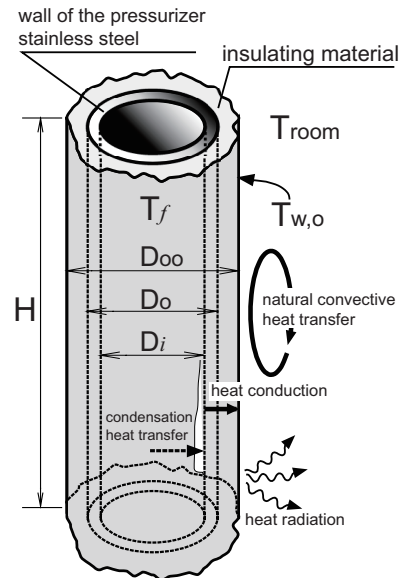


図4 加圧器壁面からの放熱メカニズムの模式図

表2 流入条件 (Phase 1, 2)

	蒸気の質量流入量 \dot{m}_s [kg/s]	管断面平均流速 (サージ管) $U_{s, surge}$ [m/s]	レイノルズ数 (サージ管) Re_{surge}	放熱量 Q_{loss} [W]
Phase 1	0.023	3.27	3.21×10^4	---
Phase 2	3.64×10^{-4}	5.17×10^{-2}	5.07×10^2	793

4. 計算結果

計算は非定常で行い、流れ場が準定常状態とみなせるまで継続した。また、2次元計算では phase 1 までの計算しか行わず、3次元計算にて phase 2 までの計算を行なった。

4.1 2次元計算

4.1.1 層流計算と乱流計算の違い

図5は層流計算の場合の、加圧器内部の蒸気質量分率の時間推移を示したものである。図中、赤色の領域は蒸気リッチであり、青色の領域は空気リッチとなる。層流計算では、蒸気はサージ管から加圧器内部へ噴流状に流入し、加圧器天井まで到達している。蒸気は加圧器上部に留まりつつ空気と混合し、一方空気は加圧器底部へと押しやられている。

次に、乱流による拡散効果を模擬するために、標準 $k-\epsilon$ モデル導入した結果が図6の蒸気質量分率の時間推移である。図5の層流計算の場合と比べ、加圧器内への流入蒸気は強く拡散している。流入蒸気は加圧器上部へ到達せず、加圧器底部から蓄積していつている。そして、空気リッチな部分は加圧器上部に形成されているが、流入蒸気により上部へ押しやられて形成されたものと考えられる。

以上、層流計算の場合と乱流計算の場合で加圧器内部の最終的な蒸気・空気分布が異なる結果となり、乱流を考慮するか否かが結果に大きく影響することが確認された。

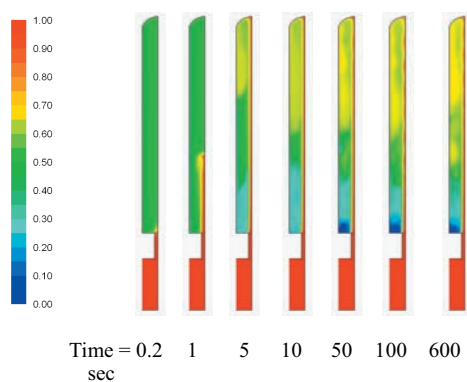


図5 2次元層流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 1

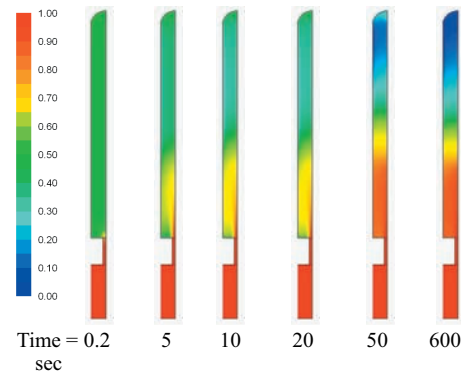


図6 2次元乱流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 1

4.1.2 加圧器内壁面での液膜落下の影響

壁面に液膜速度を与えた計算を行い、与えない場合と蒸気・空気分布を比較した。式(6)～(9)に140℃での物性値を代入すると、液膜厚さ $\delta = 0.1$ mm、気液界面の液膜流速 $u_{f,max} = 0.2$ m/s となる。加圧器内壁面に壁面移動速度として0.2 m/sを与え乱流計算を行った。蒸気質量分率の時間推移を図7に示す。壁面が静止している場合(図6)と比べると、過渡(例えば5 sec)では分布に多少の違いが現れている。図7では蒸気が壁面で下方へ引きずられるためか、図6よりも加圧器底部へと分布している。しかし準定常状態(600 sec)に至ると、蒸気の質量分率分布に大きな違いは現れていない。よって、加圧器壁面での液膜落下は加圧器内の蒸気・空気の分布に大きな影響は与えないと考えられる。

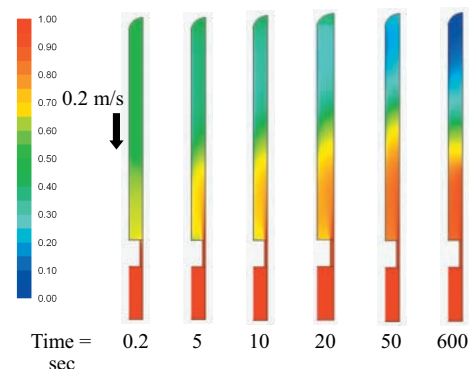


図7 加圧器内壁面に移動境界速度を与えた場合、2次元乱流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 1

4.2 3次元計算

2次元計算を拡張し、3次元計算を行なった。2次元計算で確認された乱流の効果を改めて検証するため、3次元計算でも層流計算と乱流計算を行い、計算結果を比較した。

4.2.1 層流計算結果

(1) Phase 1

図8は加圧器内部の蒸気質量分率の時間推移を示したものである。2次元計算同様、蒸気が噴流となり流入、拡散し、空気と混合している。壁面近傍では蒸気の吸い込みのため、混合気体が空気リッチとなっている。空気リッチな混合気体は内壁面に沿って流下し加圧器底部に蓄積されていっている。図9は200秒後の計算結果で、(a)流速分布、(b)流速ベクトル（蒸気質量分率コンタ）である。蒸気の噴

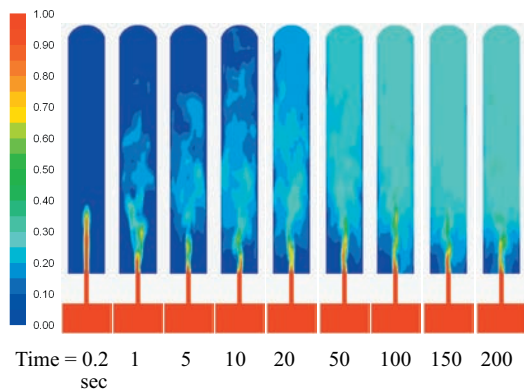
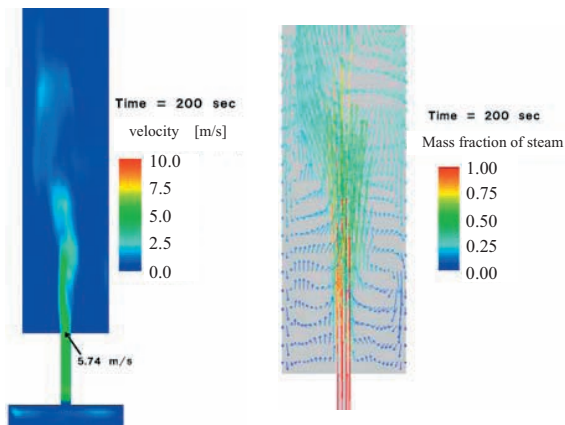


図8 3次元層流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 1



(a) 流速分布 (b) 流速ベクトル分布

図9 3次元層流計算, Phase 1, 200秒後の流れ場

流は座標軸原点で5.74 m/sの速度で流入している。壁面近傍でははく離域が形成されているため、流れが逆流している。空気リッチな混合気体ははく離域に取り込まれている。

(2) Phase 2

図10はPhase2における蒸気の質量分率を示したものである。Phase 1 (図8) と比べ、流入蒸気の噴流は規模が小さくなっており、流入速度が低下していることが伺える。加圧器底部では、Phase 1で蓄積されていた空気リッチな混合気体が徐々に消失しており、空気と蒸気が混合していっている。一方、蒸気リッチな混合気体は加圧器上半分に留まっており、加圧器内に密度成層が徐々に形成されている。

Phase 2 開始2秒後から、空気リッチな混合気体が徐々にサージ管へ流出していき、ホットレグ配管へと到達している。サージ管の中では流入蒸気と流出空気とで対向流が形成されている。空気が流出していく様子を詳細を図11に示す。図11 (a) はサージ管断面での蒸気質量分率、(b) は空気質量分率 $Y_{air} = 0.5$ の等値面である。加圧器に近いサージ管断面では、空気リッチな混合気体が壁面に沿うように流出しており、環状流のような形になっている。一方、ホットレグ配管側のサージ管断面では、空気と蒸気の分布は現れていない。空気質量分率 $Y_{air} = 0.5$ の等値面はサージ管の壁面に沿っているが、ホットレグ配管までは到達していない。空気はサージ管を流下するとともに流入蒸気と混合しているようである。

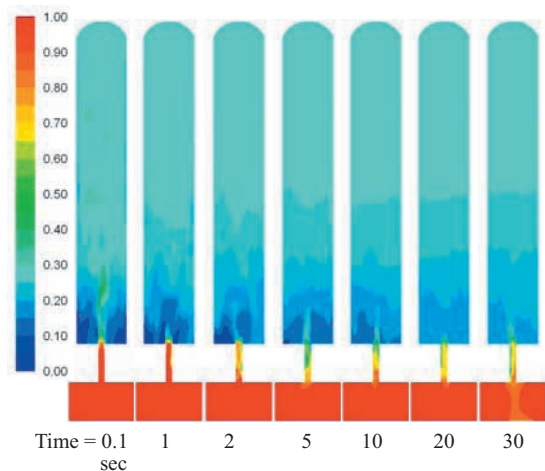


図10 3次元層流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 2

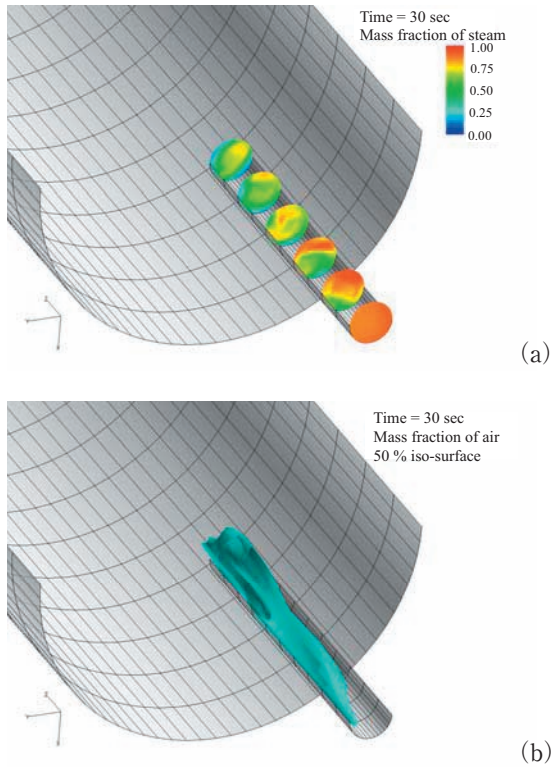


図 11 サージ管内部の蒸気および空気の分布，層流計算，Phase 2，30 秒後
 (a) サージ管断面内の蒸気質量分率
 (b) 空気質量分率 $Y_{air} = 0.5$ の等値面

図 12 はホットレグ配管に流出した空気の質量を示したものである。蒸気の質量流入量を $\dot{m}_s = 1.0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ および $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ として計算した結果も併せて示している。時間経過とともに空気はホットレグ配管へと蓄積していき、その蓄積率は 0.228 g/s である。蒸気の質量流入量が $\dot{m}_s =$

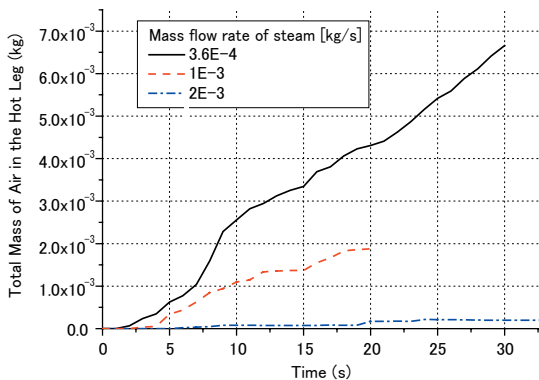


図 12 ホットレグ配管へ流出した空気の総質量の時間推移，層流計算，Phase 2

$1.0 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$ と増加した場合、空気蓄積率は 0.107 g/s 、 $\dot{m}_s = 2.0 \times 10^{-3}$ の場合には、 $4.20 \times 10^{-3} \text{ g/s}$ となっており、蒸気の質量流入量が増加するにつれ、空気の蓄積率が減少してきている。

4.2.2 乱流計算結果

(1) Phase 1

図 13 は乱流計算（標準 $k-\epsilon$ モデル）での加圧器内部の蒸気質量分率の時間推移である。2次元計算と同様、流入蒸気は図 8 の層流計算の場合と比べ強く拡散しており、加圧器上部へ到達していない。蒸気は加圧器底部から蓄積していき、流入蒸気の運動量は空気リッチな混合気体を加圧器上部へと押し上げており、層流計算の場合とは空気・蒸気の分布が逆転している。それゆえ、Phase 1 開始後 200 秒後には、軽い蒸気リッチな混合気体の上に重い空気リッチな混合気体が分布するという、密度逆転が形成される。

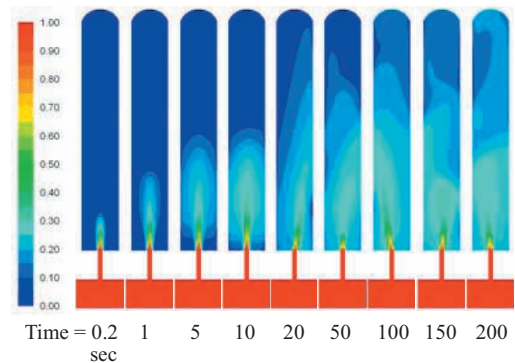


図 13 3次元乱流計算における蒸気質量分率の時間推移，Phase 1

(2) Phase 2

図 14 に示す、Phase 2 での蒸気質量分率の時間推移では、流入蒸気の噴流が徐々に消失していき、Phase 1 で加圧器上部に存在した重い空気リッチな混合気体は、壁面沿いに下方へ流下し、軽い蒸気リッチな混合気体はもう片方の壁面に沿って上昇している。サージ管では、わずかであるが空気の流出があったが、ホットレグ配管までは流出していない。図 15 にサージ管断面における蒸気質量分率を示す。図 11 の層流計算の場合と比べると、流入蒸気と流出空気の混合がより強くなっており、それゆえ

ホットレグ配管まで空気が到達していないと考えられる。

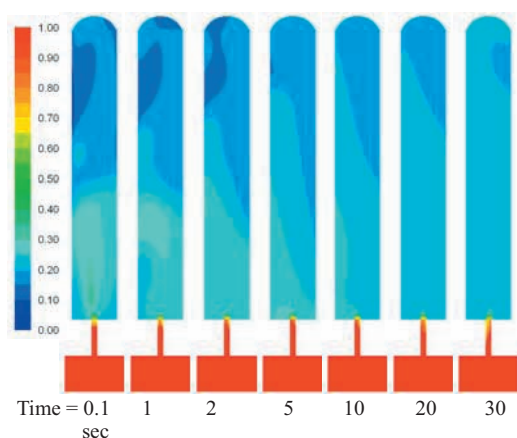


図 14 3次元乱流計算における蒸気質量分率の時間推移, Phase 2

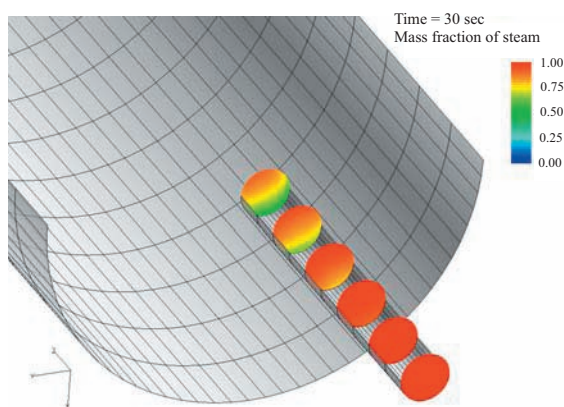


図 15 サージ管断面の蒸気質量分率の分布, 乱流計算, Phase 2, 30秒後

5. 考察

5.1 Phase 2 における加圧器底部での凝縮水の影響

本計算では3.1節で述べた仮定3をもとに、発生する凝縮水を考慮していない。また、仮定1の通り、空気の流出はPhase 2においてのみ発生している。しかし、Phase 2でも加圧器外部への放熱に応じて凝縮水が発生している。場合によってはサージ管での液膜厚さが無視できないほど厚くなり、蒸気の流入および空気の流出に影響を与える可能性がある。よって、Phase 2における凝縮水量をもと

に、サージ管における液膜厚さ、及び液膜落下速度を見積もり、影響の有無を検討する。

サージ管における液膜厚さはヌッセルトの理論解析の式(6)より $\delta = 4.9 \times 10^{-5} \text{ m}$ と見積もられる。また、気液界面での液膜速度は式(9)より $u_{f,max} = 5.8 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ となる。Phase 2における液膜は非常に薄く、液膜として存在しえない可能性がある。これから類推するに、凝縮水は加圧器底部で蓄水する程の量ではなく、蒸気の流入、および空気の流出に影響を与えるとは考えにくい。また、4.1.2節で示したように、Phase 1で加圧器内壁面の液膜落下の影響を考慮した計算を行った結果、液膜を考慮しない場合と比べ有意な差は見られなかった。Phase 2でのサージ管での液膜流速はもっと低く、影響は無視できると考えられる。以上より、サージ管において凝縮水が蒸気流入および空気の流出に影響を与えないと考えて妥当である。

5.2 乱流効果による加圧器内での流入蒸気の拡散

層流計算と乱流計算とを比較すると、2次元計算、3次元計算ともにPhase 1後半で蒸気・空気の分布が大きく異なっていた。層流計算では流入蒸気が加圧器上部へまで上昇して留まり、空気リッチな混合気体は加圧器底部に蓄積される。加圧器内部では安定な密度成層が形成される。そのため、Phase 2移行後も密度成層した分布はそのまま保持される。この密度成層形成に寄与しているのは、流入蒸気の運動量と浮力の効果であると考えられる。

一方、乱流計算では流入蒸気が加圧器底部で強く拡散し、空気リッチな混合気体を加圧器上部へ押し上げる。そして、加圧器内では密度逆転した分布が形成される。この密度逆転は、空気リッチな混合気体の重力と流入蒸気の運動量が釣り合った結果形成されることが考えられる。よって、Phase 2移行後、密度逆転を保持していた流入蒸気の運動量が減少すると、分布が徐々に崩れていっている。

層流計算と乱流計算とで、どちらに妥当性があるのか、2次元計算結果から考えると、層流計算の場合、図5のように流入蒸気が噴流となり天井まで到達している。この計算結果は浮力の効果が働いたとしても非現実的で、流入蒸気の拡散が過小評価されているように考えられる。2次元計算結果から、層流計算よりも乱流計算の方が現実的な結果を与える

ものと考えられる。

次に、 Re 数から加圧器内部の状態を類推する。一般に、自由噴流の場合、噴流はノズル出口（ノズル直径 d ）ですぐに乱流とはならず、層流のまま流下して乱流へと遷移する。Tucker ら⁽¹¹⁾は軸対称自由噴流の実験を行い、層流から乱流へ遷移する位置を計測している。それによると、乱流への遷移位置はノズル直径 d で定義される Re 数が $Re = 10^4$ 程度の場合約 $4d$ で、ノズル近傍で乱流に遷移していた。本計算の流れ場は自由噴流ではないが、同様の知見が適用可能として考えると、 $Re_{surge} = 3.21 \times 10^4$ (Phase 1) なので、流入蒸気はサージ管から加圧器内部へ流入した直後に乱流に遷移すると考えるのが妥当である。

層流計算と乱流計算とで、どちらの分布が ROSA-IV/LSTF 実験をより再現しているのかは、加圧器内の蒸気・空気の分布データがないので明確には判断できないが、流体温度の時間推移から類推

することはできる。図 16 は 3 次元の層流計算、乱流計算による流体温度の時間推移を示したものである。温度は加圧器底部、中部、上部での壁面近傍での値である。図 16 (a) の層流計算の場合、わずかな差ではあるが、加圧器底部および中部から温度が上昇し始め、続いて上部が上昇する。一方、図 16 (b) の乱流計算の場合、流体温度は加圧器底部から上昇し始め、続いて中部、上部の順に上昇している。図 8 および図 13 の蒸気質量分率の時間推移と照らし合わせると、温度上昇の順番は加圧器内部の蒸気分布に関連していると考えられる。ROSA-IV/LSTF 実験⁽⁴⁾の場合、流体温度は加圧器底部から中部、上部の順に上昇していき、乱流計算の場合と似たような傾向を示している。このことから、ROSA-IV/LSTF 実験における加圧器内部の蒸気・空気分布は、乱流計算の場合に近いのではないかと類推される。

以上より、層流計算よりも乱流計算の方が妥当な計算結果を与えるものと考えられる。

5.3 空気がホットレグ配管へ流出する可能性

図 11 および図 15 に示されるように、3 次元計算の Phase 2 において、層流計算でのみ空気がホットレグ配管へと流出している。これは、層流計算の Phase 1 後半において、空気リッチな混合気体が加圧器底部に蓄積しているため、流出しやすくなっているのが一因と考えられる。一方、乱流計算の Phase 1 後半では、空気リッチな混合気体は加圧器上部に分布しており、Phase 2 移行後に加圧器底部に到達するまでに蒸気と混合されてしまっている。そのため、乱流計算では空気の流出が容易に起こらない。もし流出したとしても、流出量は少ないと考えられる。

ところで、本研究では ROSA-IV/LSTF 実験装置のサージ管形状を簡略化してモデル化しているが、実際の ROSA-IV/LSTF 実験装置では、サージ管がより長く曲がりくねった取り回しとなっている。そのため、曲がり部では 2 次流れが形成され、流出空気と蒸気は混合される可能性が高い。空気と蒸気が一度混合してしまうと、両者が分離するのは非常に難しい。サージ管での 2 次流れによる影響を知るには、より詳細な数値計算が必要であるが、乱流モデルの導入はサージ管での 2 次流れによる混合を定性

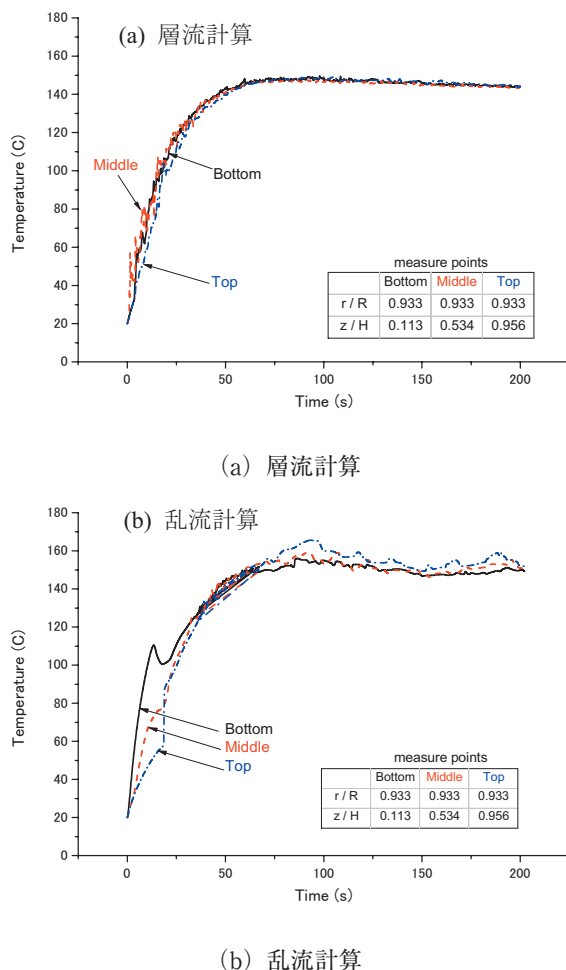


図 16 3 次元計算 Phase 1 における加圧器内の流体温度

的に模擬していると捉えることもできる。

いずれにせよ、5.2節で検討したように乱流計算の方がより現実的な計算結果であると考えられるので、ホットレグ配管への空気の流出可能性は低いと推定される。

以上の議論は ROSA-IV/LSTF 実験を対象としたものである。だが、ROSA-IV/LSTF は PWR プラントの事故時熱水力挙動を模擬するために設計された実験装置であるので、本研究で得られた知見から実機 PWR プラントにおいても空気の流出可能性が低いと推察される。

6. 結論

本研究では、ROSA-IV/LSTF 実験の加圧器を対象に、リフラックス冷却時における蒸気と空気の挙動の数値流体シミュレーションを行い、加圧器からホットレグ配管へ空気が流出する可能性について検討した。

CCFL ブレイク前 (Phase 1) では、層流計算と乱流計算とで加圧器内部の蒸気・空気分布が大きく異なっていた。層流計算では加圧器上部に蒸気リッチな混合気体が、底部に空気リッチな混合気体が分布していた。一方、乱流計算の場合分布は層流計算の場合とは逆になっており、密度逆転が形成されていた。

CCFL ブレイク後、加圧器内壁面が蒸気飽和温度まで上昇してからの段階 (Phase 2) では、層流計算でのみホットレグ配管へ空気が流出していた。乱流計算では、Phase 1 後半に形成された密度逆転分布、そしてサージ管内での空気と蒸気の混合により、空気の流出が難しいものとなっていた。

既存の自由噴流実験の結果をもとに Re 数から類推すると、加圧器内に流入した蒸気はすぐに乱流に遷移すると考えられる。また、ROSA-IV/LSTF 実験データ (加圧器内の流体温度の時間推移) との比較により、乱流計算の方が層流計算よりも実験に近い傾向を示した。このことから、乱流計算がより現実的な解を与えるものと考えられる。よって、ROSA-IV/LSTF 実験で加圧器からホットレグ配管へ空気が流出した可能性は低いと判断される。

ROSA-IV/LSTF は PWR プラントの事故時熱水力挙動を模擬できるように設計された大型試験装置である。そのため、本論文での知見から実機 PWR プラントにおいても空気流出の可能性が低いことが

推察される。

謝辞

日本原子力研究開発機構の中村秀夫氏には、本研究ならびに ROSA-IV/LSTF 実験について有用なアドバイスおよびコメントを頂いた。アンシス・ジャパン株式会社の藤井明氏には、本研究のモデル化について様々なアドバイスを頂いた。ここに記して謝意を示す。

主要記号

c_p	定圧比熱	[J/kgK]
d	ノズル直径	[m]
D	直径	[m]
e	流体の持つ総エネルギー	[m ² /s ²]
g	重力加速度	[m/s ²]
h	比エンタルピー	[J/kg]
L	蒸気潜熱	[J/kg]
M	分子量	[kg/mol]
\dot{m}	質量流量	[kg/s]
p	圧力	[Pa]
Q_{loss}	放熱量	[W]
R_0	一般ガス定数	[J/molK]
Re	レイノルズ数	
S_{mass}	質量吸い込み量	[kg/s m ³]
S_{mom}	運動量吸い込み量	[N/m ³]
S_{enrg}	エネルギー吸い込み量	[W/m ³]
T	温度	[K]
U	流速	[m/s]
u	流速	[m/s]
V	体積	[m ³]
x, y, z	座標	[m]
Y	質量分率	[m]
	ギリシャ文字	
Γ	単位幅当たりの質量流量	[kg/s m]
λ	熱伝導率	[W/mK]
μ	粘性係数	[Pa s]
ν	動粘性係数	[m ² /s]
ρ	密度	[kg/m ³]
	下付添え字	
air	空気	
f	流体	

<i>max</i>	最大値
<i>mix</i>	混合気体
<i>s</i>	蒸気
<i>surge</i>	サージ管

文献

- (1) Dumont, D., Laviaille, G., Noel, B., Deruaz, R. (1994). "Loss of Residual Heat Removal during Mid-Loop Operation: BETHSY Experiments," *Nuc. Eng. Design*, **149**, pp. 365-374.
- (2) Lee, C., Liu, T., Way, Y. and Hsia, D. (1996). "Investigation of Mid-Loop Operation with Loss of RHR at INER Integral System Test (IIST) Facility," *Nuc. Eng. Design*, **163**, pp. 349-358.
- (3) Mandl, R., Umminger, K. and Logt, J. (1990). "Failure of PWR-RHRs under Cold Shutdown Conditions Experimental Results from the PKL Test Facility," *18th Water Reactor Safety Research Information Meeting*, Rockville, Maryland, USA, October 22-24.
- (4) Nakamura, H., Katayama, J., Kukita, Y. (1992). "Loss of Residual Heat Removal (RHR) Event During PWR Mid-Loop Operation: ROSA-IV/LSTF Experiment Without Opening on Primary Loop Pressure Boundary," *FED ASME Power Plant Transients*, **140**, pp. 9-16.
- (5) Liu, T. (2001). "Reflux Condensation Behavior in a U-tube Steam Generator with or without Noncondensables," *Nuc. Eng. Design*, **204**, pp. 221-232.
- (6) Nagae, T., Murase, M., Wu, T. and Vierow, K. (2005). "Evaluation of reflux condensataion heat transfer of steam-air mixtures under gas-liquid countercurrent flow in a vertical tube" , *J. Nuc. Sci. Tech.* , **42** (1) , pp. 50-57
- (7) Nagumo, H., Sasaki, Y., Murase, M. and Yoshida, Y. (2008). "Development of PIRT and verification of RELAP5 void model for application to the loss-of-RHR event during mid-loop operation," *16th international conference on nuclear engineering (ICONE16-48064)* , Orlando, Florida, USA, May 11-15.
- (8) Wallis, G. B. (1969) . "One-dimensional two-phase flow" , McGraw-Hill, Chap. 11, pp. 331-332.
- (9) 日本機械学会 (1986), 伝熱工学資料 (改訂第4版)
- (10) Utanohara, Y and Murase, M. (2008). "Numerical analysis of steam-air behavior in a pressurizer during reflux cooling," *The 6th Japan-Korea Symposium on Nuclear Thermal-hydraulics and Safety (NTHAS6)* , Okinawa, Japan, November 24-27.
- (11) Tucker, H. J. and Islam, S. M. N. (1986). "Development of Axisymmetric Laminar to Turbulent Free Jets From Initially Parabolic Profiles," *ASME J. Fluids Eng*, **108**, pp. 321-324.