

JAERI-M

7506

軽水炉のLOCA解析コードRELAP4J

(RELAP4-MOD2の改良について)

1978年2月

望月 洋志*・傍島 真・鈴木 光弘
早田 邦久・田坂 完二

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

軽水炉のLOCA解析コードRELAP4J
(RELAP4-MOD2の改良について)

日本原子力研究所東海研究所安全工学部
望月洋志* 傍島 真・鈴木光弘・早田邦久
田坂完二

(1978年1月6日 受理)

本報は、ROSA(Rig of safety Assessment) I, II計画の実験解析を通じて行なってきた計算コードRELAP-4の改良ないし修正を集約しRELAP4Jとし、その使用方法等を説明するものである。改良ないし修正は、臨界流に関して、放出係数の実験式の附加、サブクール域へZaloudekの式の適用、高クオリティ域でMoody ChokeからSonic Chokeへの修正、また気水分離モデルに関して、Wilsonの実験式の適用、気水分離モデルの対向流域への適用、さらに初期定常圧力分布を計算するルーチンの附加、計算の安定化に関する改良、修正、単位系の変換を行うルーチンの附加(ft-lb系からMKS系)を行なった。この結果実験データとのよりよい一致がえられ、かつ計算時間がいちぢるしく低減(1/5~1/10に減少)している。

* 三菱重工業(株)

LOCA ANALYSIS PROGRAM RELAP4J FOR
WATER COOLED NUCLEAR REACTORS
(Modification of RELAP4-Mod2)

Yooji MOTIZUKI*, Makoto SOBAJIMA
Mitsuhiro SUZUKI, Kuniyisa SODA
and Kanji TAsAKA

Division of Reactor Safety, Tokai
Research Establishment, JAERI

(Received January 6, 1978)

RELAP4J, a version of RELAP4-Mod2 based on the ROSA-I and II tests has the following alterations : discharge coefficient correlation in discharge flow calculation, Zaloudek's equation for subcooled discharge flow, sonic choke instead of Moody choke in high quality regions, Wilson's equation for bubble rising velocity, bubble rise model for counter-current flow, steady-state pressure distribution calculation, stabilized numerical integration and unit conversion from Ft-lb to MKS. With these alterations both practical and useful, the agreement between calculations and experiments is good and computer times are $1/5 \sim 1/10$ those without the numerical stability.

Keywords: LOCA, Choked flow, Bubble rise, Stabilization, ECCS, ROSA-II, RELAP4J code, Water cooled reactor, Discharge flow.

* Mitsubishi Heavy Industries Ltd..

目 次

1. まえがき	1
2. モデル上の改良点	1
2.1 放出係数の実験式	3
2.2 サブクール水の臨界流	3
2.3 蒸気臨界流量の計算フローの修正	4
2.4 Wilsonの実験による気泡離脱速度	5
2.5 気水分離モデル適用の自動選択	5
2.6 定常状態の圧力分布計算	8
2.7 計算の安定化	8
2.8 単位系の変換	10
3. 計算アウトプット上の改良点	11
4. インプット作成方法	12
5. 計算例	19
6. 謝 辞	32
7. 参考文献	32
APPENDIX	
計算安定化の検討	34
A・1 流動方程式の計算上の改良	38
A・1・1 管摩擦圧力損失と運動量の Implicit化	38
A・1・2 放出口の流れ	46
A・1・3 プログラム上の簡略化	50
A・1・4 行列計算の修正	50
A・2 圧力変化の偏微分係数の検討	51
A・2・1 熱平衡状態における式の誘導	51
A・2・2 低クオリティ域における体積弾性率の増加	56
A・3 低温水注入時の計算安定化	58
A・4 流れクオリティの変化が大きいときの計算安定化	60
A・4・1 体積流量の連続と計算安定化	60
A・4・2 気水分離モデルの水が無くなる時の計算安定化	61
A・4・3 均質流モデルの流出量大のときの計算安定化	62
A・5 Heat Slab の熱による出口エンタルピ計算の修正	64
A・6 ポンプヘッド, トルクの Implicit化	69
A・7 Wilsonの気泡離脱速度の Implicit化	72
A・8 計算ステップと計算安定化	73

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Improved Parts on Models	1
2.1 Empirical Equation of Discharge Coefficient	3
2.2 Critical Flow of Subcooled Water	3
2.3 Remodeling on Calculation Process of Steam Critical Flow	4
2.4 Bubble Rise Velocity by Wilson's Experiment	5
2.5 Automatic Choice in Steam Separation Model	5
2.6 Calculation of Pressure Distribution at Steady State	8
2.7 Stabilization of Calculation	8
2.8 Conversion of Unit System	10
3. Improved Parts on Method of Output of Calculation	11
4. Preparation of Input Data	12
5. Example of Calculation	19
6. Acknowledgement	32
7. References	32

APPENDIX

A Stabilization of Calculation	34
A.1 Improvements on Calculation Method of Flow Equation	38
A.2 Partial Differential Coefficient about Pressure Change	51
A.3 Stabilization of Calculation during Injection of Cold Water	58
A.4 Stabilization of Calculation in the Case of Large Quality Change	60
A.5 Remodeling of Calculation Method of Junction Enthalpy Using Heat Slab Model	64
A.6 Implicit Calculation Method of Pump Head and Torque	69
A.7 Implicit Calculation Method of Wilson's Bubble Rise Velocity	72
A.8 Stabilization in Terms of Calculating Steps	73

図 リ ス ト

- 図2・1 モデル上の改良点の概要
- 図2・2-1 Zaloudekの式の外挿
- 図2・6-1 2ループモデル
- 図2・7-1 計算不安定の原因とその安定化方法の概要
- 図5・1 臨界流オプションの計算例
(ROSA-II 低温側破断実験[#]413の模擬計算)
- 図5・2 実験データと計算結果の比較例
(ROSA-II 低温側破断実験[#]413の模擬計算)

表 リ ス ト

- 表2・5-1 気水分離モデルの自動適用方法
- 表2・5-2 u , u_l , u_g の決め方
- 表2・8-1 単位変換表
- 表3・1 計算アウトプット上の改良点
- 表4・1 RELAP4J-RIIの改良点のインプットデータ
- 表4・2 RELAP4J-RIIIの改良点のインプットデータ
- 表4・3 RELAP4-MOD2プロッタプログラムの改良点のインプットデータ
- 表4・4 PR2DATAの改良点のインプットデータ
- 表4・5 改良プログラムのコントロールカード
- 表5・1 インプットデータ作成例(単位系, Wilson, 臨界流, 計算ステップ)
- 表5・2 Heat Slab データの整理例(インプットデータ)
- 表5・3 定常圧力分布計算例(インプットデータ)
- 表5・4 実験データと計算結果の比較例(インプットデータ)
- 表5・5 定常圧力分布の計算例(アウトプット)
- 表5・6 Heat Slab データ整理例(アウトプット)

1. ま え が き

日本原子力研究所は、軽水冷却型原子炉(LWR)に関する冷却材喪失事故(LOCA)時の熱水力学的现象を対象としたROSA(Rig of Safty Assessment)計画をI次~II次に互って実施してきた。これらの実験研究すなわちROSA-I計画(単一容器放出実験;'70~'73), ROSA-II⁽²⁾⁽³⁾計画(PWR模擬総合実験;'74~'77)では、RELAPコードシリーズ(RELAP-2⁽⁵⁾, 3⁽⁶⁾, 4⁽⁷⁾)を用いて予備解析ならびに実験解析を行ってきた。これらの解析を通じて、計算コードの改良がRELAPコードをベースにして積み重ねられてきており、我々はこれをRELAP-Jコード(RELAP-2J, 3J, 4J)とよんでいる。

本報は、現在最も改良の進んだRELAP-4Jについて報告し、RELAP-4J使用の便宜を計るとともに、計算コード改良のステップとするものである。

RELAP-4Jは、RELAP4-MOD2にROSA-I~II計画の実験解析を通じて行なってきた改良を加えたものであり、主要な点は下記の通りである。

ROSA-I計画では、圧力容器と放出管から成る実験装置により、ブローダウン過程の実験が行なわれた。これらの実験に対する解析は、RELAP2・3を用いて行なわれ、放出係数の実験式⁽⁸⁾の導入とWilsonモデルによる気泡離脱速度⁽⁹⁾の計算が行なわれた。これらを第2・1, 2・4章に述べる。また、単位系の変換(ft-1b系→MKS系)も行なわれた(第2・8章)。

ROSA-II計画では、加圧水型原子炉(PWR)の例として米国のTROJAN炉(1000MWe, 4ループ)を模擬し、非常炉心冷却系(ECCS)を有する実験装置(体積比約1/400)により、ブローダウン過程から再冠水過程に至るまでの総合実験が行なわれた。^{(10)~(18)} 実験解析は、RELAP4-MOD2に上記のROSA-I計画で開発・導入された3つの改良点を付加したコードを用い、さらに現在までに、サブクール水の臨界流量の計算にZaloudekの式を適用、過熱蒸気の時Moody ChokeからSonic Chokeへ計算のフローを移すルーチンの附加や、ジャンクションエンタルピの計算の修正を行なった。また計算の安定化(流量変化の安定化、計算ステップの改良)、計算出力上の改良も併せて行なった。これらを第2・2, 2・3, 2・7章および第3章に述べる。

計算安定化の詳細はAppendixに示した。

ROSA-III計画は、現在、予備解析を継続しているが、実験は今後行なわれる予定である。予備解析の段階では、インプットの簡略化(圧力分布をコード内部で計算させる)が行なわれた。これを第2・6章に述べる。

これらの変更点はオプションによる使用を原則とし、従来のモデルのまま使用することも可能にしてある。その使用法と計算例をそれぞれ第4章、第5章に述べる。

2. モデル上の改良点

図2・1はRELAP-4-MOD2の改良点の概要を示す。左側が生じた問題点すなわち改良の必要性を示し、右側がそれに対するモデル上の改良点とその改良方法を示す。ROSA-I計

1. ま え が き

日本原子力研究所は、軽水冷却型原子炉(LWR)に関する冷却材喪失事故(LOCA)時の熱水力学的現象を対象としたROSA(Rig of Safty Assessment)計画をI次～II次に互って実施してきた。これらの実験研究すなわちROSA-I計画(単一容器放出実験;'70~'73), ROSA-II⁽²⁾⁽³⁾計画(PWR模擬総合実験;'74~'77)では、RELAPコードシリーズ(RELAP-2⁽⁵⁾, 3⁽⁶⁾, 4⁽⁷⁾)を用いて予備解析ならびに実験解析を行ってきた。これらの解析を通じて、計算コードの改良がRELAPコードをベースにして積み重ねられてきており、我々はこれをRELAP-Jコード(RELAP-2J, 3J, 4J)とよんでいる。

本報は、現在最も改良の進んだRELAP-4Jについて報告し、RELAP-4J使用の便宜を計るとともに、計算コード改良のステップとするものである。

RELAP-4Jは、RELAP4-MOD2にROSA-I～II計画の実験解析を通じて行ってきた改良を加えたものであり、主要な点は下記の通りである。

ROSA-I計画では、圧力容器と放出管から成る実験装置により、ブローダウン過程の実験が行なわれた。これらの実験に対する解析は、RELAP2・3を用いて行なわれ、放出係数の実験式⁽⁸⁾の導入とWilsonモデルによる気泡離脱速度⁽⁹⁾の計算が行なわれた。これらを第2・1, 2・4章に述べる。また、単位系の変換(ft-1b系→MKS系)も行なわれた(第2・8章)。

ROSA-II計画では、加圧水型原子炉(PWR)の例として米国のTROJAN炉(1000MWe, 4ループ)を模擬し、非常炉心冷却系(ECCS)を有する実験装置(体積比約1/400)により、ブローダウン過程から再冠水過程に至るまでの総合実験が行なわれた。⁽¹⁰⁾⁻⁽¹⁸⁾ 実験解析は、RELAP4-MOD2に上記のROSA-I計画で開発・導入された3つの改良点を付加したコードを用い、さらに現在までに、サブクール水の臨界流量の計算にZaloudekの式を適用、過熱蒸気るときMoody ChokeからSonic Chokeへ計算のフローを移すルーチンの附加や、ジャンクションエンタルピの計算の修正を行なった。また計算の安定化(流量変化の安定化、計算ステップの改良)、計算出力上の改良も併せて行なった。これらを第2・2, 2・3, 2・7章および第3章に述べる。

計算安定化の詳細はAppendixに示した。

ROSA-III計画は、現在、予備解析を継続しているが、実験は今後行なわれる予定である。予備解析の段階では、インプットの簡略化(圧力分布をコード内部で計算させる)が行なわれた。これを第2・6章に述べる。

これらの変更点はオプションによる使用を原則とし、従来のモデルのまま使用することも可能にしてある。その使用法と計算例をそれぞれ第4章、第5章に述べる。

2. モデル上の改良点

図2・1はRELAP-4-MOD2の改良点の概要を示す。左側が生じた問題点すなわち改良の必要性を示し、右側がそれに対するモデル上の改良点とその改良方法を示す。ROSA-I計

画で、単位系の変換、放出係数の実験式、Wilsonの実験による気液相対速度の適用を行ない、ROSA-II計画で、サブクール水の臨界流量にZaloudekの式の適用、蒸気域でMoodyの式からSonic Chokeへの計算のフロー修正、気水分離モデル適用の自動化、計算の安定化を行ない、ROSA-III計画で初期圧力分布計算のサブルーチンを開発した。これらのモデル上の改良点について、以下の第2・1章～第2・8章に説明する。

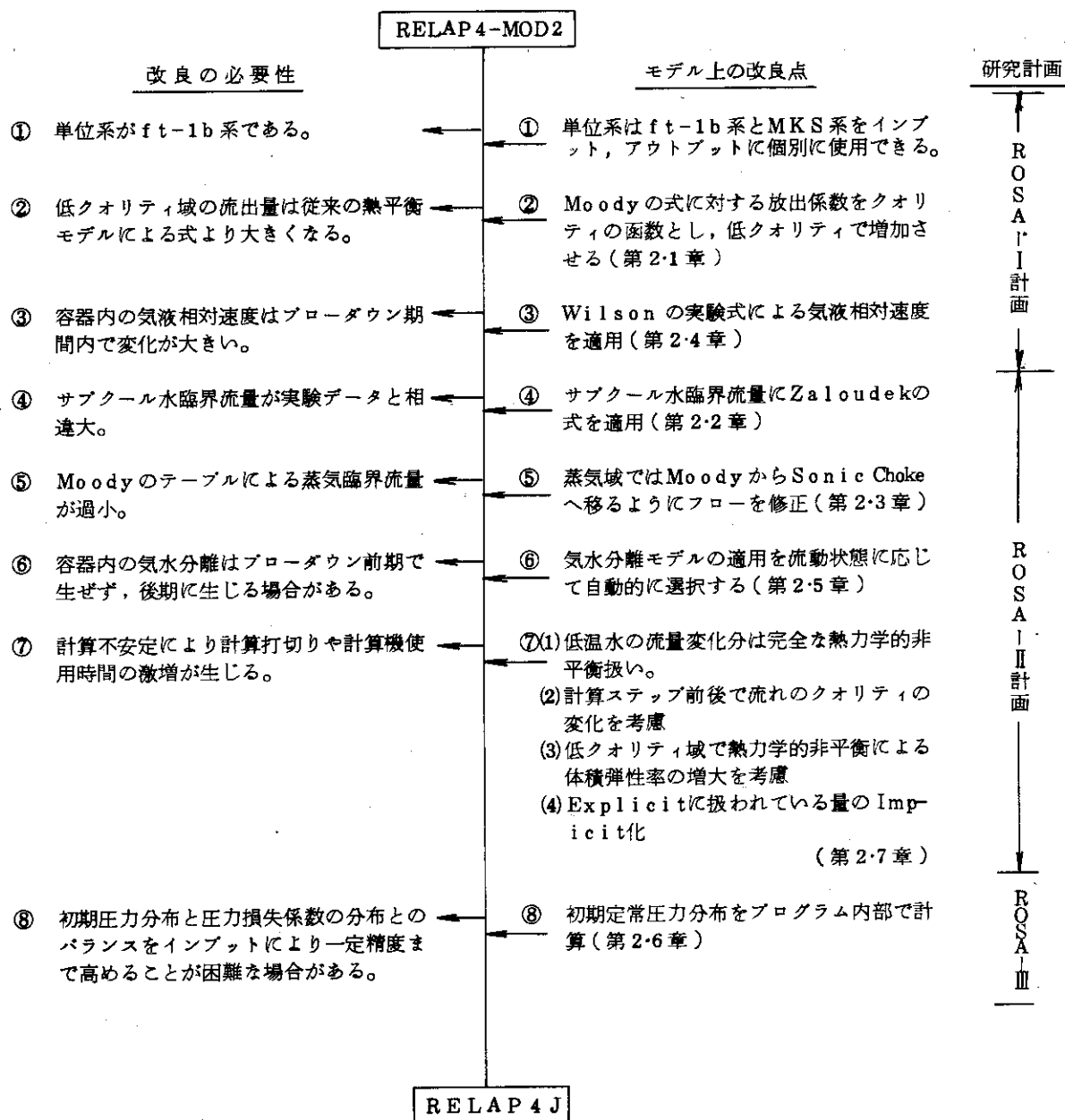


図2・1 モデル上の改良点の概要

2.1 放出係数の実験式

RELAPコードでは臨界流量の計算にMoodyの理論⁽¹⁹⁾を基にし、それを係数で修正して使う方法を採用している。この係数は放出係数と呼ばれ、一定値を一つのブローダウン過程に対して与える経験的な係数であった。しかし、ROSA-I実験で得た流出挙動の解析によると、この放出係数は一つのブローダウン過程を通じて一定ではなく、流体の特性によって変化するものであることが明きらかになった。ROSA-I実験の結果だけでなく、日立製作所、米国BMIにおいて行なわれた実験の結果も合わせて傍島が整理した所、放出係数 C_D に関して一つの実験式を得た⁽⁸⁾。それは流出流体のクォリティ X と相関をもつ形で表わされるもので、次の式になる。

$$D_D = 0.57 + \frac{0.002}{X} \quad (2.1-1)$$

この式から計算される放出係数 C_D をMoodyの流量式に掛けて用いる場合、 X の小さいところで流量が運動量式から導かれる慣性流の流量を越える値となる場合は慣性流量を採るものとし、RELAP-4のモデルに組み込んだ。

2.2 サブクール水の臨界流

RELAP4-MOD2のサブクール水の流量計算は

- (a) 発泡を無視した慣性流れの扱い
- (b) Moodyの式を飽和圧力に適用する扱い

の2通りのオプションを備えている。しかし、サブクール水に対しては、(a)は実験データに比べて流量が過大となるうえに、二相流状態の臨界流に移行したとき流量減少に伴う高圧力を発生し、激しい流量振動を算出する場合もある。(b)は、サブクール水に対して、流量が実験データより過小となる。そこで、より実際的な流量を与えるモデルとして、実験データに基づいたZaloudekの式⁽²⁰⁾を導入することにした。すなわち、

$$W = C C_0 A_0 \sqrt{2g\gamma(P_1 - P_B)} \quad (2.2.1)$$

ここで、 W ；流量、 C ；流量係数、 C_0 ；縮流係数、 A_0 ；オリフィス最小断面積、 γ ；比重、 P_1 ；上流側圧力、 $P_B = C_B P_{sat}$ (P_{sat} ；上流側飽和圧力、 C_B ；背圧係数)である。流量係数 C は、ベルヌイの定理より

$$P_1 + \frac{\gamma_1 U_1^2}{2g} = P_B + \frac{\gamma_0 U_0^2}{2g} + \frac{K_a \gamma_0 U_0^2}{2g} \quad (2.2.2)$$

連続の式より

$$A_1 \gamma_1 U_1 = C_0 A_0 \gamma_0 U_0 = W \quad (2.2.3)$$

上の2式で $\gamma_1 \div \gamma_0$ として

$$P_1 - P_B = \frac{W^2}{2g\gamma} \left\{ \frac{1+K_a}{(C_0 A_0)^2} - \frac{1}{A_1^2} \right\} \quad (2.2.4)$$

また式(2.2.1)より

$$P_1 - P_B = \frac{W^2}{2g\gamma} \frac{1}{(C Co A_o)^2} \quad (2.2.5)$$

上の2式より

$$C = 1 + K_a - \left(\frac{A_1}{C o A_o} \right)^2 \quad (2.2.6)$$

ここで, K_a はオリフィス縮流部の加速圧力損失係数⁽²¹⁾であり

$$\left. \begin{aligned} C o \leq 0.622 \text{ のとき } & K_a = 0.045 \\ C o > 0.622 \text{ のとき } & K_a = 7.5 \times 10^{-4} / (C o - 0.605) \end{aligned} \right\} \quad (2.2.7)$$

としている。

上述のZaloudekの式を用いる場合でも, 二相流状態へ移るとき流量がなめらかに変化するよう工夫する必要がある。本報は, Zaloudekの式からMoody-Sobajima(2.1項参照)の式へ移る場合のみを作成した。これは, 図2.2-1でクオリティが X_{ZM} 以下の二相流状態のとき, W_Z と W_{MS} のうち小さい方を選択する方法である。 X_{ZM} はインプットデータとし, 例えば $X_{ZM} = 0.05$ 程度が良いと考えられる。

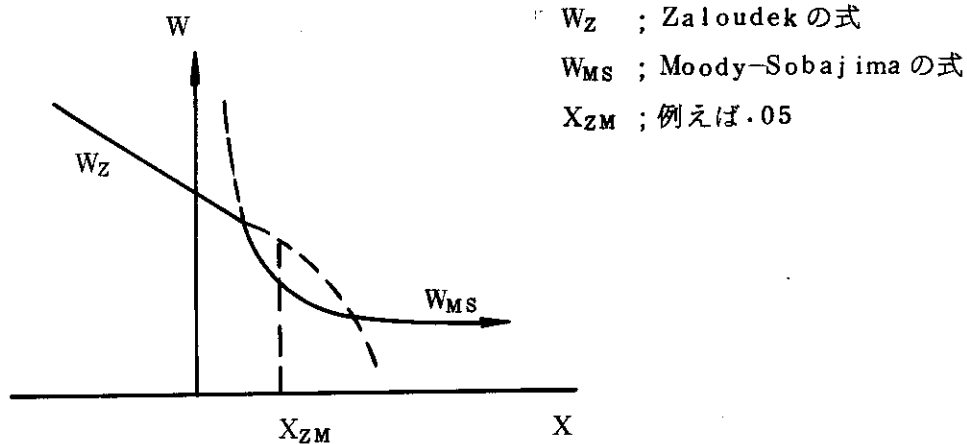


図2.2-1 Zaloudekの式の外挿

2.3 蒸気臨界流量の計算フローの修正

RELAP4-MOD2のMoodyの式のオプションでは, 二相流状態に関するMoodyの臨界流量が数値表(Block Data)に作られており, 与えられた (P, h) についてこの数値表から臨界流量を内挿している。しかし, (P, h) が数値表の範囲を超えて蒸気側にある場合, P を一定として h について外挿した臨界流量が算出される。このため, 過熱蒸気に対して臨界流量が実験データに比べて過小に算出される。例えば, ほとんど飽和に近い蒸気の場合に臨界流速が 270m/s となっており, これは蒸気の音速が 500m/s 程度であることを考えれば小さいことが解る。そこでクオリティが X_{MS} (X_{MS} はインプットデータ, $X_{MS} = 0.8$ 程度が良いと考

えられる)より大きい場合, Moodyの式による臨界流量と音速による臨界流量のうち大きい方を選択するように計算フローを修正した。

2.4 Wilsonの実験による気泡離脱速度

RELAPコードの気泡離脱モデルにおいては, 気泡離脱速度は入力で一定値を与える形を採っており, その値は経験的に 3 ft/sec が適当とされている。しかしROSA-Iの上部放出実験のような残存水量の時間変化が問題となる場合は, 一定の気泡離脱速度では残存水量の計算結果が極めて実験値と一致が悪い, このため改良の試みとしてWilson⁽⁹⁾による次の実験式を導入した。

$$\alpha = a \left(\frac{\rho_g}{\rho_f - \rho_g} \right)^{0.32} \left(\frac{d_b}{d} \right)^{0.19} \left[\frac{V_B}{(gd_b)^{0.5}} \right]^b \quad (2.4-1)$$

ここに d ; 管径, $d_b = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right]^{1/2}$ σ ; 表面張力, α ; ボイド率,

V_B ; 気泡離脱速度, ρ_f, ρ_g ; 水, 蒸気密度

$$\begin{aligned} a = 0.136, \quad b = 1.78 & \quad \left(\frac{\alpha}{\left(\frac{\rho_g}{\rho_f - \rho_g} \right)^{0.32} \left(\frac{d}{d_b} \right)^{0.19}} \right) < 2.7 \\ a = 0.75, \quad b = 0.78 & \quad \geq 2.7 \end{aligned}$$

この実験式を適用した計算の結果から, 気泡離脱速度 V_B は, 水面の上下の移動速度との相対値に用いることにし, また $V_B \leq 1 \text{ ft/sec}$ の場合は $V_B = 1 \text{ ft/sec}$ と置く方が実験との一致がよいことが確かめられ⁽¹⁾, その様に組込んだ。

この実験式の計算に必要な水の表面張力の値はデータ表で与えてある。なおボイド率 α の値は気泡分布によらず体積要素内の水面下の平均値を用いている。

2.5 気水分離モデル適用の自動選択

RELAP4-MOD2の気水分離モデルは, インプットにより指定されると, 流動状態の如何にかかわらず気水分離計算が行なわれ, 平均流量が大きく液相が上昇流となるとき, 現象に反して水位が計算されるケースが生じる。例えば, 要素の最も高い出口点は流量が大きい場合でも, 短時間で二相液位がその点まで落下する。

そこで, 気水分離モデルの適用を流動状態に応じて自動的に選択するオプションを開発した。これは, 流動状態が気液対向流の領域⁽²²⁾のとき気水分離モデルを適用するものであり, 各流動状態に対する扱いを表2.5-1に示す。また, RELAP4-MOD2の気水分離モデルは蒸気層部に流入した液相によるBubble Massの増加を無視しているが, 本報では同表の式(c), (d)により考慮している。なお, 流動状態を決めるパラメタ \bar{u} , u_L , u_g は表2.5-2に示す方法で求めている。

なお, Wilsonの実験による実験データ⁽⁹⁾は飽和水-蒸気系について

圧力; 10.55~4219 atg (5 ケース)

管径 ; 101.6 と 482.6mm (2 ケース)

V_B ; .305 ~ 2.44 (m/s)

の実験範囲で求められたものであるから、式(2.4-1)から算出される V_B が上記の範囲外
 のとき、その妥当性は保証されていない。本章では、過渡時の気泡成長過程では気泡径が小さく
 V_B も小さくなるが、気泡が十分成長した状態では上の範囲よりそれほど大きくならないと考
 え、

$$.305 (m/s) < V_B < 3.05 (m/s)$$

ft-lb系では

$$(2.5-1)$$

$$.1 (ft/s) < V_B < 10 (ft/s)$$

なる条件を付加している。

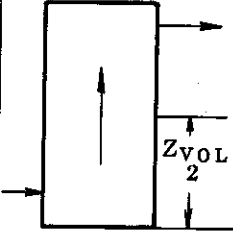
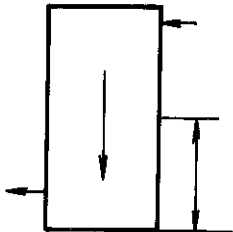
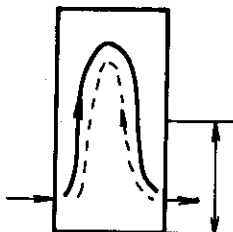
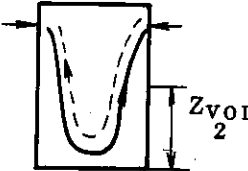
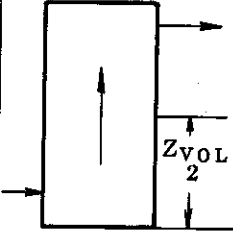
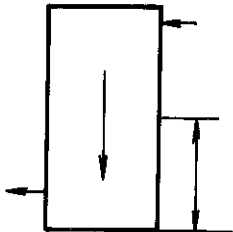
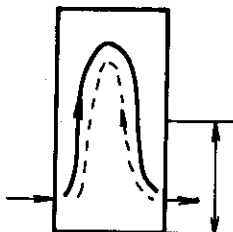
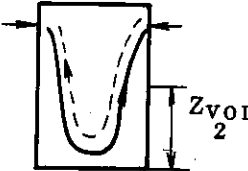
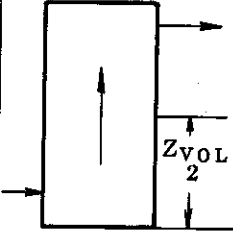
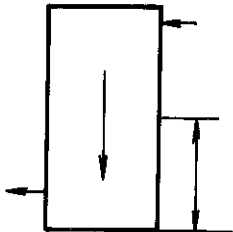
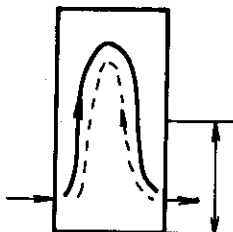
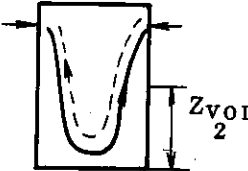
表 2.5-1 気水分離モデルの自動適用方法

平均流速 \bar{u} (併)	各 相 の 流 速		二相液位 Z_M	計 算 モ デ ル
	u_l (併)	u_g (併)		
$\bar{u} \geq 0$	$u_l \geq 0$	$u_g \geq 0$	$Z_M = Z_{VOL}$	均質流モデルとして計算する。
			$Z_M = Z_{VOL}$	$Z_M(t + \Delta t) = Z_M(t) + \frac{A_F}{A_M} u_l \cdot \Delta t \quad (a)$ より Mixture Level の変化を求め、さらに $\bar{\alpha} = 1 - M_l / (\gamma_l Z_M A_M) \quad (b)$ $B_M = \bar{\alpha} Z_M A_M \gamma_g$ より、二相状態の $\bar{\alpha}$ 、 B_M を求める。
$\bar{u} < 0$	$u_l < 0$	$u_g > 0$	————	気水分離モデルとして計算する。なお、RELAP 4 の 扱いでは、蒸気層部に流入した液相による B_M の増加を 無視しているが、本報では、 $\Delta Z_M = \frac{\Delta M_l}{\bar{\alpha}} \text{DOME} / (1 - \bar{\alpha}) A_M \gamma_l \quad (c)$ $\Delta B_M = \frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} \frac{\gamma_g}{\gamma_l} \Delta M_l \cdot \text{DOME} \quad (d)$ と考慮している。
	$u_l \leq 0$	$u_g \leq 0$	————	同 上 Mixture Level 以下の二相流内は均質流 ($u_g = u_l = \bar{u}$) と仮定し、気液相対速度 V_B を $V_B = 0 \quad (e)$ として、上と同様な気水分離モデルの計算を行なう。

(注) \bar{u} 、 u_l 、 u_g の計算方法は、表 2.5-2 に示す。なお、

u_l : 液相流速、 u_g : 気相流速、 α : ボイド率、 \bar{u} : ボリュームメトリックフロー、 $\bar{u} = \alpha u_g + (1 - \alpha) u_l$
 \bar{W} : 要素の平均流量、 Z_M : 二相液位、 Z_{VOL} : 要素の高さ、 A_F : 流路面積、 $A_M = V / Z_{VOL}$ 、
 V : 要素の体積、 γ : 比重、 B_M : Bubble Mass、 M : 質量、添字、 g : 気相、 l : 液相

表 2・5-2 \bar{u} , u_l , u_g の決め方

項 目	計 算 方 法											
<p>#1 流 速</p>	<p>体積平均流速を</p> $\bar{u} = \text{SIGN} \cdot \bar{W} / (A_F \gamma) \quad (\text{a})$ <p>とし, SIGN は 1.0 か -1.0 の値であり本表 #2 に従う。</p> <p>気液相対速度 u_{gl} は Wilson の実験による気泡上昇速度 V_B を用いる。</p> $u_{gl} = V_B \quad (\text{b})$ <p>u_l, u_g, \bar{u} の関係は</p> $\bar{u} = \alpha u_g + (1 - \alpha) u_l$ <p>したがって</p> $u_l = \bar{u} - \alpha u_{gl} \quad (\text{c})$ $u_g = \bar{u} + (1 - \alpha) u_{gl}$ <p>上の式(a)(b)(c)から \bar{u}, u_l, u_g を求めている。</p>											
<p>#2 \bar{u} の符号</p>	<table border="0" style="width: 100%; text-align: center;"> <tr> <td style="width: 33%;"> <p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = 1.0</p> </td> <td style="width: 33%;"> <p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = -1.0</p> </td> <td style="width: 33%;"> <p>出入口が下側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p> </td> </tr> <tr> <td colspan="3"> <p>出入口が上側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p> </td> </tr> <tr> <td colspan="3"> <p>— 正 流 - - - 逆 流</p> </td> </tr> </table>			<p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = 1.0</p>	<p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = -1.0</p>	<p>出入口が下側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p>	<p>出入口が上側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p>			<p>— 正 流 - - - 逆 流</p>		
<p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = 1.0</p>	<p>出入口が上下にある</p>  <p>SIGN = -1.0</p>	<p>出入口が下側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p>										
<p>出入口が上側半分に集中</p>  <p>$\bar{W} > 0$ のとき SIGN = 1.0 $\bar{W} < 0$ " SIGN = -1.0</p>												
<p>— 正 流 - - - 逆 流</p>												

2.6 定常状態の圧力分布計算

RELAP4-MOD2は、定常状態の圧力分布をインプットし、その圧力分布からResidual Pressure Loss Coefficient (K_R)を内部で計算し、 K_R が負の一定値をマイナス側に越えると計算をスタートしない。これは、定常状態の流量が小さい場合、圧力分布のインプットデータ精度が不合理に高く要求されることになり(例えば4ケタ、5ケタ)インプット作成に不合理な労力を必要とされる場合が生じる。

そこで、この圧力分布をプログラム内部で計算するオプションを開発し、従来の方と併せてオプションに使用できるようにした。これは、流量分布を従来通りインプットで与え、圧力は任意の1つの要素についてインプットし、それらを用いて、各要素の圧力を算出するものである。図2・6-1に示すように、2つのループがある場合、それらの差圧は一致しないことが多い。このような場合、両者を一致させるために、 K_R を算出している。この K_R は特定のケース(例えば実験データの圧力分布をインプットする場合)について求めたものを、他のケースで

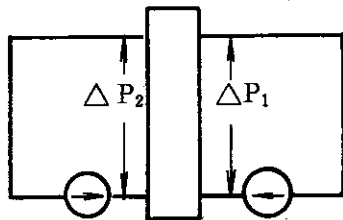


図2・6-1 2ループモデル

インプットすることもできる。

なお、初期定常圧力分布に微小なアンバランスが残っていても流動計算に与える影響は無視できる場合がある。そこで、圧力分布のアンバランスを無視して $K_R=0$ とし、インプットした圧力分布と圧力損失係数の分布をそのまま用いるオプションをも設けた。

2.7 計算の安定化

RELAP4-MOD2の計算不安定は、異常な圧力上昇、質量ゼロ、逆止弁全閉箇所(圧力損失係数 $=10^{50}$ など)で流れが生じることなどがある。これらの計算不安定の原因を調べたところ、図2・7-1に示すように、計算式の誤り、低温水による蒸気凝縮時の流量発散、流れのクオリティ変化が大きいことによる計算不安定、容器壁からの入熱による出口エンタルピの過大算出、二相流から单相流に変化する際の体積弾性率の急激な変化による計算不安定、Explicitに取扱われている量(管摩擦圧力損失、運動量、ポンプヘッド、ポンプ回転数、Wilsonモデルによる V_B)による計算不安定が明らかになった。これらの計算不安定に対する安定化の方法は同図に示すように、計算式の誤りの修正、低温水の流量変化分は未だ蒸気と混合していないと仮定、流れの比体積が増大する場合の体積流量の連続性、計算ステップ前後で流れクオリティの変化を考慮、低クオリティ域で体積弾性率の熱力学的非平衡による増大を考慮、Explicitに取扱われていた量(管摩擦圧力損失、運動量、ポンプヘッド、ポンプ回転数、wilsonモデルによる V_B)のImplicit化である。これらの詳細はAppendix Aに示す。

上の一連の計算安定化により、計算の安定化と計算時間の低減(1/5~1/10に減少)を得た。

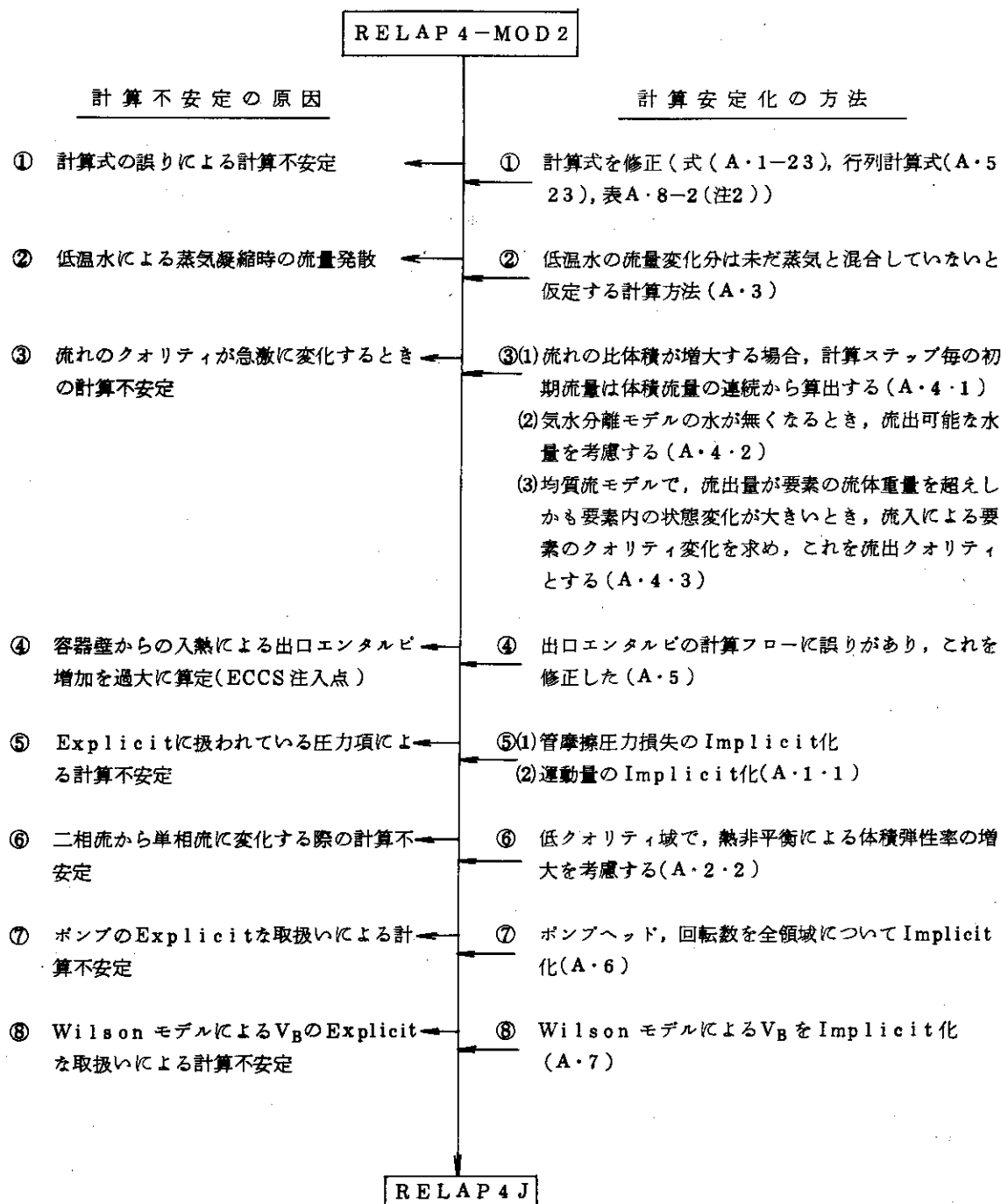


図2・7-1 計算不安定の原因とその安定化方法の概要

2.8 単位系の変換

RELAP-4-MOD2 のオリジナル・コードは入出力とも ft-lb (フィート・ポンド) 系を原則的に用いており, 出力 MW のみ例外的に MKS 系が使用されていた。わが国の基準は MKS 系であるため使用に便利な様に, すべて MKS 系でも入出力できるようにした。この場合内部の計算式は変更せず, 入力を一旦換算係数により ft-lb 系に換算させ, 出力のときも逆換算係数により MKS 系に戻す方法を採用した。

個々の入力の単位の対照は表 2-8-1 に示す通りである。

なお, プログラム内の計算は ft-lb 系で行なわれているため, 計算途中のエラーメッセージとして出力される数値は ft-lb 系である。

表 2-8-1 単位変換表

M K S 系	ft-lb 系	換 算 係 数	備 考
kg/cm ²	→ psia	14.22	
m	→ ft	3.281	
m ²	→ ft ²	10.76	
m ³	→ ft ³	35.31	
m/s	→ ft/s	3.281	
kg/s	→ lb/s	2.205	
m ⁻¹	→ ft ⁻¹	.3048	
l/min	→ gal/min	.2642	
kg _f · m	→ lb _f · ft	7.2346	= 2.205 × 3.281
kg _m · m ²	→ lb _m · ft ²	23.7258	= 2.205 × 10.76
kg _m /m ³	→ lb _m /ft ³	.06245	= 2.205 / 35.31
kg _m /s · m ²	→ lb _m /s · ft ²	.2049	= 2.205 / 10.76
l/min · m ²	→ gpm/ft ²	.024554	= .2642 / 10.76
\$/°C	→ \$/°F	.55556	
Kcal/m ² h°C	→ Btu/ft ² h°F	.2049	= 3.968 ÷ 10.76 × $\frac{5}{9}$
Kcal/mh°C	→ Btu/ft ² h°F	.672	= 3.968 ÷ 3.281 × $\frac{5}{9}$
Kcal/m ³ °C	→ Btu/ft ³ °F	.06244	= 3.968 ÷ 35.31 × $\frac{5}{9}$
°C ⁻¹	→ °F ⁻¹	.55556	
Kcal/h°Ckg _m	→ Btu/h°F1b _m	1.000	= 3.968 × $\frac{5}{9}$ ÷ 2.205
°C	→ °F	×1.8 +32	(-32) × $\frac{5}{9}$

3. 計算アウトプット上の改良点

RELAP4-MOD2の計算アウトプット量は非常に多種にわたり、流体要素の状態量について17種類、伝熱上の量について7種類、流れの状態量について8種類、系の総エネルギーなど総合的な量や原子核反応に関する量について17種類ある。これらは全てテープに書き込まれ、別途に、プリントアウトやプロッタによる作図が可能である。

本報では、さらに実験データと計算結果の対比、圧力差、容器壁からの入熱量の相互比較について計算アウトプットの追加が必要となり、これらの点についてそれぞれRELAPプロッタプログラム、RELAP4-MOD2、PR2DATAの改良を行なった。表3・1はこれらの改良点について、改良項目、修正したプログラム、プログラム修正内容を示す。

表3・1 計算アウトプット上の改良点

改良項目	プログラム	プログラム修正内容
実験データと計算結果の対比	RELAP4-MOD2 のプロッタプログラム	ROSA-II 実験等のデータと対応する計算結果を同一にプロットする。実験データは太線、計算結果は細線でプロットする。
圧力差	#	流体要素の静圧について、任意の要素間で差を求めグラフにプロットする。 対応する実験データを同一図にプロットすることも可能である。このとき実験データは太線、計算結果は細線でプロットする。
容器壁からの入熱量の相互比較	RELAP4-MOD2	容器壁からの入熱量の相互比較のために (1) 各壁面の伝熱速度 Q (Kcal/hr) と換算蒸気発生速度 \dot{M}_s (kg/s) (ここで、 $\dot{M}_s = Q / (h_{g1} \times 3600)$) (2) 指定された容器壁のグループについて(1)の和 (3) 指定された流体要素のグループ (例えば圧力容器内の全要素) について、減圧沸騰により発生する蒸気発生速度 \dot{M}_s (kg/s) をRELAP4のMajor Editでプリントアウトし、また、Minor EditでDiskかTapeに出力する。
	PR2DATA	上のデータをDiskまたはTapeから読み込んでプリントアウトする。

4. インプット作成方法

第2章、第3章に述べたオプションに関するインプットデータの作成方法について以下に示す。これらはインプットデータを追加する形式であり、追加が無ければ従来のプログラムとして使用される。そこで、本章は追加するインプットデータについてのみ記し、他のインプットデータについてはそれぞれのプログラム説明書⁽⁷⁾を参照されたい。

第2章に示した改良点は、RELAP4-MOD2に対するものであるが、現在2つの別々のプログラムに分かれている。それは、図2・1に示すROSA-I計画による改良を行なった上に、ROSA-II計画とROSA-III計画とは別々に改良を進めており、両者のドッキングは行なわれていない、そこで、ROSA-II計画による改良を加えたものをRELAP4J-RIIと呼び、ROSA-III計画による改良を加えたものをRELAP4J-RIIIと呼ぶ、また、アウトプットに関する改良はRELAP4-MOD2のプロッタプログラム、RELAP4J-RII、PR2DATAに加えている。そこで、インプット作成方法はプログラム別に記すこととする。

表4・1はRELAP4J-RIIの改良点(図2・1のROSA-I, IIの改良点)に関するインプットデータ作成方法を示し、表4・2はRELAP4J-RIIIの定常圧力の分布のオプションに関するインプットデータ作成方法を示し、表4・3はRELAP4-MOD2のプロッタプログラムの実験データとの比較のオプションに関するインプットデータ作成方法を示し、表4・4はPR2DATAのHeat Slab データ出力に関するオプションのインプットデータ作成方法を示す。表4・5は各プログラムのファイル名とコントロールカードの例を原研東海研究所の電子計算機の場合について示す。

表 4.1 RELAP4J-R II の改良点のインプットデータ

改良点	イ ン プ ッ ト デ ー タ			備 考
	カード番号	データ番号	デ ー タ の 意 味	
単 位 系	010005	W1-I	1;インプットデータはMKS系 0; " ft-lb系	
		W2-I	1;アウトプットはMKS系 0; " ft-lb系	
Wilsonの実験式による V_B	06×××1	W2-R	>0.;一定の V_B として使用される(従来通り) <0.; Wilsonの実験式を使用 <-100.(m/s); 気水分離モデル適用の自動 選択を使用	
		W3-I	Wilsonの実験式による V_B をMinor Edit でプリントアウトさせる流体要素番号 (1個だけ)	
放出係数の実験式	08×××Y	W16-R W19-I	式(2.1-1)の右辺第1項の定数値とする ブランクまたは0; C_D は一定(従来通り) 1; C_D に式(2.1-1)を使用	=0.57(W19-Iが 1のときは必ず)
出口エンタルピ	010007	W1-I	0; 容器壁からの入熱による増加を考慮する (従来通り)	*010007は Restartのときも必要。 *010007のカードが無いときは従来通りとなる。 *W2-Rがブランクのとき不要
サブクール水と蒸気の臨界流量		W2-R	10; 要素の平均エンタルピを用いる ブランク; 第2.2第2.3章のオプションを使 わない。 ≥ 0 ; 第2.2章の C_B	
		W3-R W4-R	図2.2-1の X_{ZM} 第2.3章の X_{MS}	
計算ステップ	03×××0	W4-I	1; 入力した計算ステップ使用 0; M, U, W, Pの変化による制限が加わる -1; M, U, W " " -2; M, U " "	-2のとき最も計算機使用時間が少ない。 -2で安定な計算が得られている。
Residual Loss Coeff. K_R を0.にセット	08×××Y	W13-I	0~±3; 従来通り 4; K_R はリストに表した後, 全ての $K_R = 0.$ にセットして流動計算に移る。	

表 4.1 (つづき)

改良点	インプットデータ		
	カード番号	カードセット番号	データの与え方とその意味
Heat Slab のデータ整理	RELAPデータの最後のピリオドカードの次に続ける(カード無しはエラー、Restartのときも必要である)	1番目 (1枚)	(2 I 2)で、Heat Slabデータ整理を{する1 / しない0}、その結果をF21にWRITE{する1 / しない0}を与える。以下はHeat Slabデータ整理を行う場合にのみ必要。
		2番目 (2枚以下)	(2 4 I 3)で、容器内の減圧発泡による蒸気発生速度(kg/s)を求めその和を算出するボリューム番号を与える。30個以下。72カラム目がブランクのときこのデータは終了として扱う。
		3番目 (1枚)	(2 4 I 3)で、上の計算で容器から出入する蒸気量を求めるため、容器に接続しているジャンクション番号 ^(注) を与える。20個以下。
		4番目 (2枚以下)	(12 E 6・2)で、上のジャンクションの順番通りに、各ジャンクションが正流のとき容器流入なら1.0、そうでないとき-1.0を与える。
		5番目	(2 4 I 3)で、Heat Slabの番号を指定し、そのグループを構成する。各グループごとに50個まで指定できる。72カラム目がブランクのときグループの切れ目となり、次のグループ構成へ移る。72カラム目が-1のとき、このデータが終了として扱われる。 (各グループについて伝熱量の和(kcal/hr)とその換算蒸気発生速度(kg/s)が算出される)

(注) 例えば圧力容器の場合、ジャンクションは入口ノズル、出口ノズルとなり、それぞれ別のボリュームに接続していることがある。このように多数のボリュームから成る容器を単位に扱っている。

表 4.2 RELAP4J-R IIIの定常圧力分布オプションのインプットデータ

改良点	インプットデータ		備考
	カード番号	データの意味	
定常圧力分布の計算	05×××Y	W3-R 全ての要素に圧力を与えれば、それが初期定常圧力分布となる(従来通り)。 いづれか1つの要素に圧力を与え、他は0.にすれば定常圧力分布計算を行う。	このカードが無ければ50となる。 このカードが無ければ全ての $K_R=0.$ とし、計算するがエラーメッセージも出す。
	999900	W1-I 定常圧力分布計算の許容繰返し数	
	9999××	W1-R Residual Loss Coefficient(K_R)をジャンクン Wnn-R ン数だけ与える。	

表 4.3 RELAP4-MOD2プロッタプログラムの改良点のインプリントデータ

改良点	インプリントデータ			備考
	カード番号	データ番号	データの意味	
単位系	2番 (タイトルカードの次)	1番(I13)	0; 図形作成はft-lb系で行う 1; " MKS系 "	
	実験データと計算結果の比較 (圧力差も含む)	"	2番(I13)	0; 実験データとの比較をしない 1; " 比較をする
4番以後の回数 番		3番(E123)	実験データの時間軸移動量(DTIME)	$T_{cal} = T_{ex} + DTIME$ T_{ex} は実験データの時間, T_{cal} は計算結果の時間
		1番(I13)	直前の寄数番号カード(従来の計算値のプロット指定)に対応する実験データチャネル番号	* 対応する実験データが無いときはブランク(または0)を与え, C_1, C_2, C_3 もブランクでよい。 * チャネルが-1のとき, それをはずんだ2枚のカードについて(前) - (後)の差(差圧)が計算値として1枚プロットされる。対応する差圧データがあるとき, (後)の次のカードで指定する。
		2番(E72)	実験データの計算係数 C_1	
	3番(E72)	" C_2		
		4番(E72)	" C_3	

表 4.4 PR2DATAの改良点のインプットデータ
 (Disk or Tape に記憶されているHeat Slabデータの出力)

改良点	インプットデータ			備考
	カード番号	データ番号	データの意味	
Heat Slab データの出力	1枚目	1番(16)	1; Heat Slabデータ出力を行う 0; " 行わない (従来通りの機能になる)	現状ではHeat Slabのデータを出力したあと終了する。
		2番(E123)	正の実数; Heat Slabデータ出力を打切る時間	
		3番(E123)	正の実数; Heat Slabデータ出力の時間間隔	

表 4.5 改良プログラムのコントロールカード
(原研東海研究所使用機種)

<p>#1 RELAP4JR II Control Cards</p> <p>¥NO n n n n, C4.P0.W3.T6</p> <p>¥GJOB m m m m m m, T.TOOKAI, 931.11</p> <p>¥HRUN EFNAME=J2736.RLP4JR2E</p> <p>¥DISKP1 F15, J1598.RLP4ST</p> <p>(注1) ¥TAPE F04, J××××.AAA, NEW, l l l l l l l l</p> <p>(注2) ¥TAPE F21, J××××.BBB, NEW, k k k k k k</p> <p>¥DATA</p> <p> } データデック</p> <p>¥JEND</p> <p>(注1) RELAPの計算結果を書き出すテープ</p> <p>(注2) 今回追加したHeat Slabデータを書き出すテープ</p>
<p>#2 RELAP-PLOTTER Control Cards</p> <p>¥NO n n n n, C2.T3.WO.PO, C35</p> <p>¥GJOB m m m m m m, T.TOOKAI, 931.11</p> <p>(注1) ¥HLIEDRUN RFNAME=J2736.PLOTR, GLIED=LIED , GRFD=ON, COMLIB=CALL, SIZE=10</p> <p>(注2) ¥TAPE F04, J××××.AAA, ØLD, l l l l l l l l</p> <p>(注3) ¥DISKTO1 F01, J××××.CCC</p> <p>¥GCOM35</p> <p>¥DISK F11, INC=50</p> <p>¥DISK F12, INC=50</p> <p> :</p> <p>¥DISK FYY, INC=50</p> <p>¥DATA</p> <p> } DATA DECK</p> <p>¥JEND</p> <p>(注1) 72カラム目を/で次のカード2カラム目から続ける。</p> <p>(注2) RELAPの計算結果が入っているテープ</p> <p>(注3) 実験データが入っているディスク</p>
<p>#3 PR2DATA Control Cards</p> <p>¥NO n n n n, C2.T2.W3.PO</p> <p>¥GJOB m m m m m m, T.TOOKAI, 931.11</p> <p>(注1) ¥DRUN EFNAME=J2736.HSLABE</p> <p>¥TAPE F01, J××××.BBB</p> <p>¥DATA</p> <p> } DATA DECK</p> <p>¥JEND</p> <p>(注1) HEAT SLABデータが入っているテープ</p>

5. 計 算 例

第2章、第3章に示した改良点について計算例を以下に示す。計算例は、インプットデータ作成例とその計算結果について、プログラム別に示す。表5.1は、単位系、Wilsonの実験式、臨界流量、計算ステップの各オプションに関するインプットデータ例であり、RELAP4J-R IIプログラムに対するインプットである。この計算結果を図5.1に示す。同図に示した例はROSA-II実験#413(低温側配管の最大口径破断による冷却材喪失実験)の2つの破断口での流量と流れクオリティの時間変化である。下側の図は破断(0秒)後2秒程サブクール水の臨界流量であり第2.2項で述べたZaloudekの式が用いられている。上側の図は破断後15~36秒で蒸気放出であり第2.3項のSonik Chokeが用いられている。この解析例ではWilsonの実験式による V_B は炉容器内(5ボリューム)、蒸気発生器内(4+4=8ボリューム)、加圧器に用いられている。

表5.2は、Heat Slabのデータ整理に関するインプットデータ例であり、RELAP4J-R IIに対するもの(A)と、その計算結果をTapeまたはDiskから読み取り書き出すPR2DATAに対するもの(B)とから成る。RELAP4J-R IIは、Heat Slabデータ整理をMajor Editで出力し、これを表5.6($\frac{1}{2}$)に示す。PR2DATAによる出力を表5.6($\frac{2}{2}$)に示す。

表5.3は、RELAP4J-R IIIプログラムの定常圧力分布の計算に関するインプットデータ例である。この計算結果を表5.5($\frac{1}{4}$)~($\frac{4}{4}$)に示す。表5.5($\frac{2}{4}$)に示されるように収束性が必ずしも良くない試算例である。

表5.4は、実験データと計算例の比較に関するインプットデータ例であり、RELAP4-MOD 2のプロッタプログラムの改良後のプログラムに対するインプットデータである。これは、図5.1に示したROSA-II #413の模擬計算結果を実験データと対比するものであり、その結果を図5.2に示す。図5.2は、上側が#1破断口上流側の流体温度についての両者の比較であり、下側が破断ループ蒸気発生器の入口-出口の差圧についての比較である。

表 5.1 インพุットデータ作成例 (単位系, Wilson, 臨界流, 計算ステップ)

1 単位系

インพุットMKS系 アウトプットMKS系
 ↓ ↓
 010005 1 1

2 Wiltonの実験式による V_B

気泡分布の勾配 V_B V_B をプリントアウトする要素番号
 ↓ ↓ ↓
 060021 .0 -100.0 6

3 放出係数の実験式

						式(21-1)の右辺第1項の値 (一定の C_D 値)					式(21-1)を使用する指定
080281	17	27	0	4	0.	1.1E-3	3.655	1.84E3	2.	2.	
080282	0	1	0	3	0.	.57 ←	0 1 1				
080291	18	27	0	5	0.	1.1E-3	3.655	3.29E3	2.	2.	
080292	0	1	0	3	0.	.57 ←	0 1 1				

4 サブクール水と蒸気の臨界流量 (第2.2, 第2.3章), およびHeat Slabによる出口エンタルピ

Heat Slabによる出口 Back Pressure
 エンタルピ均質流扱い 係数
 ↓ ↓
 010007 10 .4 .05
 ↑
 Zaloudekの式を外挿
 するクオリティ域

5 計算ステップ

M, Uの変化による計算ステップ制限

030010	1	0	0	-2	.004	.1E-5	.019
030020	1	0	0	-2	0.001	.1E-5	.023
030030	5	0	1	-2	0.01	.1E-5	3.
030040	1	0	1	-2	0.1	.1E-5	400.

表 5.3 定常圧力分布計算例 (インプットデータ)

160	*											
161	*	REPLACEMENT FOR NEW RELAP4-J										
162	*											
163		050021 0 0	0.0	-1.0	0.021	417.0	4.56	4.56	0	91.3	0.043	18.025
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
164		050031 0 0	0.0	-1.0	0.081	417.0	4.57	4.57	0	91.3	0.043	22.585
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
165		050041 0 0	0.0	-1.0	0.141	417.0	4.57	4.57	0	91.3	0.043	27.155
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
166		050051 0 0	0.0	535.0	-1.0	860.0	13.7	13.7	0	61.7	0.11	18.025
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
167		050061 0 0	0.0	-1.0	0.1485	989.0	5.0	5.0	0	237.0	17.4	31.725
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
168		050071 0 0	0.0	-1.0	.1485	1854.0	13.92	13.92	0	133.2	0.67	36.725
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
169		050081 2 0	0.0	551.0	-1.0	5580.0	20.0	0.0	0	343.6	4.2	52.915
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
170		050091 1 0	0.0	-1.0	0.0	2408.0	10.33	3.50	0	122.0	0.54	42.585
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
171		050101 2 0	0.0	535.0	-1.0	3619.0	32.585	32.585	0	117.0	1.33	10.0
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
172		050111 0 0	0.0	535.0	-1.0	146.0	17.2	17.2	0	10.0	1.0	10.0
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
173		050121 0 0	0.0	535.0	-1.0	146.0	17.2	17.2	0	10.0	1.0	10.0
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
174		050131 0 0	0.0	535.0	-1.0	149.2	32.17	32.17	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
175		050141 0 0	0.0	535.0	-1.0	42.4	2.0	2.0	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
176		050151 0 0	0.0	535.0	-1.0	185.4	47.87	47.87	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
177		050161 0 0	0.0	535.0	-1.0	106.8	32.17	32.17	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
178		050171 0 0	0.0	535.0	-1.0	42.4	2.0	2.0	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
179		050181 0 0	0.0	535.0	-1.0	185.4	47.87	47.87	0	3.14	2.0	-20.17
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
180		050191 0 0	0.0	535.0	-1.0	42.4	2.0	2.0	0	3.14	2.0	10.0
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
181	*	RESIDUAL X										
182	*											
183		999901	.234254+1	.287085+1	.357700+1	.234392+1	.759359+3					
184		999902	.116375+4	.361200+1	.115235+2	.659258+3	.349129+1					
185		999903	.213048+1	.150881+1	.317086+1	.444236+0	.712374-1					
186		999904	.685132+0	.258748+1	.153582+1	.317086+1	.444236+0					
187		999905	.712374-1	.685132+0	.543790+0							
188	*											
189	*											
191		999900	50									
192		999900	15									
		CARD ABOVE IS REPLACEMENT CARD.										
193	*											
194	*											

表 5.4 実験データと計算結果の比較例 (インプットデータ)

SIMULATION OF ROSA-II RUN-413	
1	-12.5
AT 1.7	
7.8	492 0.
AP 1.3	
-1	
AP 1.5	
1.8	0 126 -620.

} 温度データの比較
} 差圧データの比較

共通E174

表 5.5 (1/4) 定常圧力分布の計算例 (アウトレット)

JUNCTION DATA ACTUALLY BEING USED.				JUNCTION INERTIA		SP. ENERGY LOSS COEF. (FORWARD)		SP. ENERGY LOSS COEF. (REVERSE)		RESIDUAL LOSS COEF. (MON-DIR)		RESIDUAL DELTA P. (PSIA)		ENTHALPY TRANS	
JUN NUM	VERT	CHOK	IC	MOM	JUN INDX	INERTIA INDX	IC INDX	CHOK INDX	FORWARD	REVERSE	MON-DIR	DELTA P.	INLET	OUTLET	TRANS
1	C	0	1	0	0.110000D+00	0.590864D-01	0.172405D-01	0.234254D+01	0.746553D+00	0.226173D+01	0.290956D+01	0.352571D+01	NO	YES	0.0
2	0	0	1	0	0.500000D-01	0.0	0.0	0.278703D+01	0.278703D+01	0.357700D+01	0.234413D+01	0.352571D+01	YES	YES	0.0
3	0	0	1	0	0.500000D-01	0.0	0.0	0.278703D+01	0.278703D+01	0.357700D+01	0.234413D+01	0.352571D+01	YES	NO	0.0
4	C	0	1	0	0.380000D-01	0.377940D+00	0.276646D+00	0.759359D+01	0.528973D+01	0.170519D+00	0.759359D+01	0.528973D+01	NO	NO	0.0
5	C	0	1	0	0.200000D+00	0.135823D+02	0.1170519D+00	0.759359D+01	0.528973D+01	0.170519D+00	0.759359D+01	0.528973D+01	NO	NO	0.0
6	C	0	1	0	0.120000D+00	0.547101D+00	0.332546D+00	0.116375D+04	0.310796D+01	0.332546D+00	0.116375D+04	0.310796D+01	NO	NO	0.0
7	C	0	1	0	0.150000D+00	0.197087D+00	0.171822D+00	0.361230D+01	0.748863D+01	0.171822D+00	0.361230D+01	0.748863D+01	NO	NO	0.0
8	C	0	1	0	0.120000D+00	0.451040D-01	0.842784D-02	0.115233D+02	0.795941D+01	0.451040D-01	0.842784D-02	0.795941D+01	NO	NO	0.0
9	C	0	1	0	0.100000D+00	0.329292D+01	0.233020D+01	0.688728D+03	0.550419D+01	0.329292D+01	0.233020D+01	0.550419D+01	NO	NO	0.0
10	C	0	1	0	0.131000D+00	0.200526D-01	0.143262D-02	0.349129D+01	0.596283D+00	0.200526D-01	0.143262D-02	0.596283D+00	NO	NO	0.0
11	C	0	2	0	0.768842D+01	0.0	0.0	0.213048D+01	0.121269D+02	0.768842D+01	0.213048D+01	0.121269D+02	NO	NO	0.0
12	C	0	3	0	0.971642D+01	0.0	0.0	0.715081D+01	0.858901D+01	0.971642D+01	0.715081D+01	0.858901D+01	NO	NO	0.133336D+03
13	C	0	3	0	0.115228D+02	0.0	0.0	0.317066D+01	0.180148D+02	0.115228D+02	0.317066D+01	0.180148D+02	NO	NO	0.133336D+03
14	C	0	2	2	0.101370D+02	0.0	0.0	0.680000D+01	0.872038D+02	0.101370D+02	0.680000D+01	0.872038D+02	NO	NO	0.0
15	C	0	2	0	0.389000D+01	0.0	0.0	0.117000D+01	0.712359D+01	0.389000D+01	0.117000D+01	0.712359D+01	NO	NO	0.0
16	C	0	2	0	0.923600D+00	0.0	0.0	0.684952D+00	0.209722D+01	0.923600D+00	0.684952D+00	0.209722D+01	NO	NO	0.0
17	C	0	2	0	0.756623D+01	0.0	0.0	0.258743D+01	0.692553D+01	0.756623D+01	0.258743D+01	0.692553D+01	NO	NO	0.133336D+03
18	C	0	3	0	0.756623D+01	0.0	0.0	0.153682D+01	0.874274D+01	0.756623D+01	0.153682D+01	0.874274D+01	NO	NO	0.133336D+03
19	C	0	3	0	0.115572D+02	0.0	0.0	0.317080D+01	0.180145D+02	0.115572D+02	0.317080D+01	0.180145D+02	NO	NO	0.133336D+03
20	C	1	2	2	0.101320D+02	0.0	0.0	0.680000D+01	0.652039D+02	0.101320D+02	0.680000D+01	0.652039D+02	NO	NO	0.0
21	C	0	0	2	0.385000D+01	0.0	0.0	0.117000D+01	0.712311D-01	0.385000D+01	0.117000D+01	0.712311D-01	NO	NO	0.0
22	0	0	2	0	0.928360D+00	0.0	0.0	0.685029D+00	0.209746D+01	0.928360D+00	0.685029D+00	0.209746D+01	NO	NO	0.0
23	1	1	3	0	0.228230D+01	0.437923D+00	0.947045D+00	0.543990D+00	0.309630D+01	0.228230D+01	0.437923D+00	0.947045D+00	NO	NO	0.0
24	0	0	1	0	0.290000D-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.290000D-01	0.0	0.0	NO	NO	0.0
25	C	0	0	0	0.590000D-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.590000D-01	0.0	0.0	NO	NO	0.0
26	C	1	3	0	0.541604D+01	0.100000D+01	0.500000D+00	0.0	0.0	0.541604D+01	0.100000D+01	0.500000D+00	NO	NO	0.0
27	C	1	3	0	0.215017D+01	0.100000D+01	0.500000D+00	0.0	0.0	0.215017D+01	0.100000D+01	0.500000D+00	NO	NO	0.0

表 5.5 ($\frac{2}{4}$) 定常圧力分布の計算例 (アウトプット)

RESIDUAL K FOR RELAP4-J OPTION.		
JUN NO.	RESIDUAL LOSS COEF.	RESIDUAL DELTA P (PSIA)
1	0.234254D+01	0.746565D+00
2	0.287085D+01	0.227572D+01
3	0.357700D+01	0.268823D+01
4	0.234392D+01	0.349778D+01
5	0.759359D+03	0.528973D+01
6	0.116375D+04	0.810671D+01
7	0.361200D+01	0.244842D+01
8	0.115235D+02	0.780603D+01
9	0.659258D+03	0.508750D+01
10	0.349129D+01	0.599492D+00
11	0.213048D+01	0.121219D+02
12	0.150881D+01	0.658437D+01
13	0.317066D+01	0.180405D+02
14	0.444236D+00	0.854595D+02
15	0.712374D-01	0.344444D+01
16	0.685132D+00	0.209751D+01
17	0.258748D+01	0.692553D+01
18	0.153582D+01	0.873603D+01
19	0.317086D+01	0.180405D+02
20	0.444236D+00	0.854595D+02
21	0.712374D-01	0.344444D+01
22	0.685132D+00	0.209751D+01
23	0.543990D+00	0.309501D+01
24	0.0	0.0
25	0.0	0.0
26	0.0	0.0
27	0.0	0.0

PARAMETERS IN JUNCTION MATRIX			
NUMBER OF CHAINS	(MS)	=	4
NUMBER OF CHAIN JUNCTIONS	(NTRJ)	=	12
NUMBER OF NON-CHAIN JUNCTIONS	(NQ)	=	11
INDEX OF FIRST CRITICAL JUNCTION	(MPP)	=	24
TOTAL NUMBER OF JUNCTIONS	(NTOT1)	=	27

MAXIMUM ITERATION PERMITTED = 15

***** PRESSURE OF SUBCOOLED LIQUID IN VOLUME 11 IS LESS

***** ITERATION FOR R4J OPTION DID NOT CONVERGED.

***** ITERATION = 16

表 5.5 (3/4) 定常圧力分布の計算例 (アウトレット)

EACH PRESSURE DIFFERENTIAL TERMS (PSIA)		MOMENTUM FLUX		ELEVATION		FORM LOSS		CHECK VALVE		PUMP		RESIDUAL		FANNING		ACCL	
JUN NO.	CONNECTING VOLUMES	STAGNANT	FLUX	MOMENTUM	ELEVATION	FORM LOSS	CHECK VALVE	PUMP	RESIDUAL	FANNING	ACCL						
1	1 TO 2	4.58091D+00	7.81980D-02	-3.47128D+00	1.88300D-02	0.0	0.0	0.0	7.46565D+01	3.22459D-01	-4.58883D-16						
2	2 TO 3	4.29274D+00	0.0	-4.22687D-01	0.0	0.0	0.0	0.0	2.26173D+00	1.20833D+00	-4.38018D-17						
3	3 TO 4	5.28358D+00	0.0	-5.03664D-01	0.0	0.0	0.0	0.0	2.90956D+00	1.87363D+00	-4.03220D-17						
4	4 TO 6	6.66928D+00	-1.27912D+00	-1.90056D-01	5.68444D-01	0.0	0.0	0.0	3.52571D+00	1.09639D+00	-4.67291D-16						
5	1 TO 5	1.05565D+01	4.56527D-03	-5.18185D+00	1.29445E-03	0.0	0.0	0.0	5.28973D+00	9.76669D-02	1.63742D-16						
6	5 TO 6	1.05795D+01	-6.50700D-03	-2.45241E+00	3.81170E-03	0.0	0.0	0.0	8.10796D+00	8.731261D-03	1.33194D-16						
7	6 TO 7	3.05364D+00	4.71179D-01	-8.11447E-01	1.35792D-01	0.0	0.0	0.0	2.48863D+00	8.91810D-02	-2.69424D-17						
8	7 TO 9	8.19402D+00	1.32654D-01	-1.13003D-01	3.11368D-02	0.0	0.0	0.0	7.95941D+00	2.25110E-01	-2.00008D-16						
9	9 TO 8	6.40517D+00	-2.54219D-02	-6.82857E-01	2.63473D-02	0.0	0.0	0.0	5.50419D+00	1.36348D-01	-7.62800D-16						
10	9 TO 10	-3.12339E+00	1.49096D-02	8.07947D+00	3.42482D-03	0.0	0.0	0.0	5.96283D+01	1.16032E-01	4.92340D-16						
11	10 TO 13	-2.79753E+00	5.68788D+00	9.71948E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	1.21259D+01	3.60500D-01	3.86675D-16						
12	13 TO 14	-1.26978D+02	0.0	4.92553D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	8.53901D+00	6.94404D-01	3.35235D-16						
13	14 TO 15	-1.05982D+02	0.0	-7.51523D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	1.80148D+01	8.23285D-01	2.41560D-16						
14	15 TO 11	9.12128D+01	0.0	-4.86986D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	8.52039D+01	1.13915D+00	-8.27453D-16						
15	10 TO 11	1.42435D+00	0.0	2.51288E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	3.445581D+00	6.93371D-01	-9.15067D-17						
16	11 TO 17	7.45719E+00	-7.96285D+00	3.13184D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	2.09722D+00	3.30962E-01	-7.43329E-16						
17	19 TO 16	1.99999E+00	0.0	4.92553D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	6.92553D+00	0.0	9.02068D-17						
18	16 TO 17	-1.28978D+02	0.0	4.92553D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	5.74274D+00	5.40670D-01	9.75782D-17						
19	17 TO 16	-1.05982D+02	0.0	-7.51523D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	1.80145D+01	8.23286D-01	7.69299D-17						
20	16 TO 12	9.12128E+01	0.0	-4.86986D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	5.52039D+01	1.13915D+00	5.60265D-16						
21	10 TO 12	1.42605E+00	0.0	2.51288E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	3.44557D+00	6.93371D-01	6.21031D-16						
22	12 TO 1	7.46942D+00	-7.96285D+00	3.13184D+00	0.0	0.0	0.0	0.0	2.09740D+00	3.30962E-01	-2.38524D-17						
23	10 TO 19	-1.91494D+00	5.68775D+00	4.99391D+00	2.49288D+00	0.0	0.0	0.0	3.09630D+00	1.77809D-01	5.44017D-17						
24	8 TO 0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0						
25	0 TO 10	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0						
26	16 TO 0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0						
27	19 TO 0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0						

表 5.5 (4) 定常圧力分布の計算例 (アウトプット)

CPU TIME = 5.51		STANDARD TIME STEP NUMBER		0. ACTUAL TIME STEP NUMBER		0. TIME = 0.0		SEC.			
TOTAL SYSTEM QUANTITIES		NORM POWR (MW)	HEAT FEM (BTU/HR)	ENGY LEAK (BTU)	MASS LEAK (LB)	ENGY BAL. (BTU)	MASS BAL. (LB)	TOT. REAC (HR)	REAC. T. SEC.		
TOTAL SYSTEM QUANTITIES		1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	3.79500D+08	5.81720D+05	0.0	0.0		
VOLUME NUMBER		AVG. PRES PSIA	TOT. MASS (LB)	AVG. ENTH (FTU/LB)	AVG. DENS (LR/FT ³)	AVG. TEMP (F)	SUBR MASS (LB)	MIXY LEVL (FT)	LIG. MASS (LB)		
1	1.07800D+03	2.04077D+03	5.30327D+02	4.70441D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	1.80250D+01	2.04077D+03		
2	1.07380D+03	1.38779D+04	5.66956D+02	3.32803D+01	5.32060E+02	2.11000D-02	2.91447D+02	4.56000D+00	1.35854D+04		
3	1.06800D+03	7.77732D+03	6.04484D+02	1.85806D+01	5.32630E+02	8.11000D-02	6.29954D+02	4.57000D+00	7.14733D+03		
4	1.06290D+03	5.37974D+03	6.42000D+02	1.29011D+01	5.31935E+02	1.41000D-01	7.58567D+02	4.57000D+00	4.62118D+03		
5	1.05800D+03	4.04517D+04	5.30341D+02	4.70368D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	1.37000D+01	4.04517D+04		
6	1.05700D+03	1.22435D+04	6.46184D+02	1.23770D+01	5.31550E+02	1.48500D-01	1.81792D+03	5.00000D+00	1.04236D+04		
7	1.05390D+03	2.28762D+04	6.45689D+02	1.23388D+01	5.30890E+02	1.48500D-01	3.39723D+03	1.39200D+01	1.94790D+04		
8	1.05975D+03	1.30444D+04	1.19220D+03	2.33700D+00	5.31000E+02	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0		
9	1.04500D+03	4.12571D+04	6.07760D+02	1.71330D+01	5.48955D+02	9.10913D-02	1.85742D+01	3.50031D+00	3.75063D+04		
10	1.05100D+03	1.70162D+05	5.30364D+02	4.70245D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	3.25850D+01	1.70162D+05		
11	1.07000D+03	6.86786D+03	5.30330D+02	4.70383D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	1.72000D+01	6.86786D+03		
12	1.07000D+03	6.86759D+03	5.30330D+02	4.70383D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	1.72000D+01	6.86759D+03		
13	1.04200D+03	7.01519D+03	5.30375D+02	4.70387D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	3.21700D+01	7.01519D+03		
14	1.12600D+03	1.99751D+03	5.30170D+02	4.71111D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	2.00000D+00	1.99751D+03		
15	1.27400D+03	5.74844D+03	5.30350D+02	4.71852D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	5.78700D+01	8.74814D+03		
16	1.04300D+03	5.02160D+03	5.30375D+02	4.70187D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	3.21700D+01	5.02160D+03		
17	1.12600D+03	1.99751D+03	5.30170D+02	4.71111D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	2.00000D+00	1.99751D+03		
18	1.27500D+03	8.74814D+03	5.30650D+02	4.71852D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	4.78700D+01	8.74814D+03		
19	1.04500D+03	1.99365D+03	5.30372D+02	4.70232D+01	5.35000E+02	0.0	0.0	2.00000D+00	1.99365D+03		
VOLUME NUMBER		PUMP SPEED (RPM)	FOSP TORR								
17	1.42500D+03	9.96497D-01									
14	1.46500D+03	9.96497D-01									
HEAT SLAB VOL NUMBER		VOL	HEAT TRAN (BTU/HR)	SURF FLUX (BTU/HR/FT ²)	DNR FLUX (BTU/HR/FT ²)	H.T. COEF (BTU/HR/FT ²)	SURF TEMP (F)	FUEL TEMP (F)	CENT TEMP (F)	POWR H2O (BTU/HR)	FUEL POWR (MW)
1	RIGHT 2	2	1.26357D+05	6.33572D+05	1.16605D+04	5.64214D+02	1.06544D+03	1.50427D+03	3.43689D+09	1.00700D+03	
2	RIGHT 3	2	1.73585D+05	4.66666D+05	1.42633D+04	5.66203D+02	1.32133D+03	2.07306D+03	6.09562D+09	1.78600D+03	
3	RIGHT 4	2	1.28357D+05	4.60891D+05	1.15591D+04	5.63042D+02	1.06231D+03	1.50294D+03	3.43689D+09	1.00700D+03	
HEAT SLAB VOL NUMBER		VOL	HEAT GEN (BTU/HR)	DEPTH CLAD REACTED (FT)							
1	RIGHT 2	2	0.0	0.0							
2	RIGHT 3	2	0.0	0.0							
3	RIGHT 4	2	0.0	0.0							
HEAT SLAB VOL NUMBER		VOL	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP	TEMP
1	RIGHT 2	1	1.50427D+03	4	8.93034D+02	9	5.64214D+02	9	5.64214D+02	9	5.64214D+02
2	RIGHT 3	1	2.07306D+03	4	1.00685D+03	9	5.66203D+02	9	5.66203D+02	9	5.66203D+02
3	RIGHT 4	1	1.50294D+03	4	8.92074D+02	9	5.63042D+02	9	5.63042D+02	9	5.63042D+02

表 5.6 (1/2) Heat Slab データ整理例 (RELAP4J-R II のアウトプット)

(A) Time = 0.0 のとき Input を出力

記号: NSLAB ; Heat Slab の総数
 NIPV ; 容器構成ポリヌーム数
 ITOTT ; Heat Slab のグループ数
 DXDTP ; 減圧による容器内クオリティ
 の変化速度 (S⁻¹)
 DMGDTP ; 減圧による容器内蒸気の変化
 速度 (kg/s)
 VAPOR ; 熱の換算蒸発速度

NSLAB , NIPV , ITOTT = 22 6 3																	
IPV = 2 1 3 4 5 6																	
VOLUME NUMBER FOR STEAM PROPERTIES, VOL = 2																	
VESSEL JUNCTION , TOTAL , JUN --, = 4 7 13 14 20																	
JUNCTION FLOW COEF. -1.0 1.0-1.0 1.0																	
ISLS(10,50)																	
8	22	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	Heat Slab の グループ構成	
7	10	11	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0		
1	2	3	4	5	6	7	9	10	11	0	0	0	0	0	0		
MOUNT = 1																	

(B) Major ごとの出力

DXDTP, DMGDTP(KG/S) 0.1888D-01 0.1082D+00															
HEAT SLAB VAPOR (KG/S)															
C.1657D+00 0.1539D-01 0.1018D+00 0.2488D-01 0.2063D-01 0.1052D+00 0.1611D-01 0.3154D+00 0.3581D-01 0.4487D+00															
0.7116D-02 0.6678D-02 0.6531D-03 0.5194D-02 0.1406D+00 0.3306D-01 0.8244D-01 0.6610D-02 0.2597D-01 0.1767D+00															
0.1052D-01 0.1237D+00															
HEAT SLAB GROOP @(KCAL/H)															
0.7424D+06 0.1151D+06 0.9087D+06															
HEAT SLAB GROOP VAPOR(KG/S)															
0.4391D+00 0.6809D-01 0.5375D+00															

表 5.6 (2) Heat Slab データ整理例 (PR2DATA のアウット)

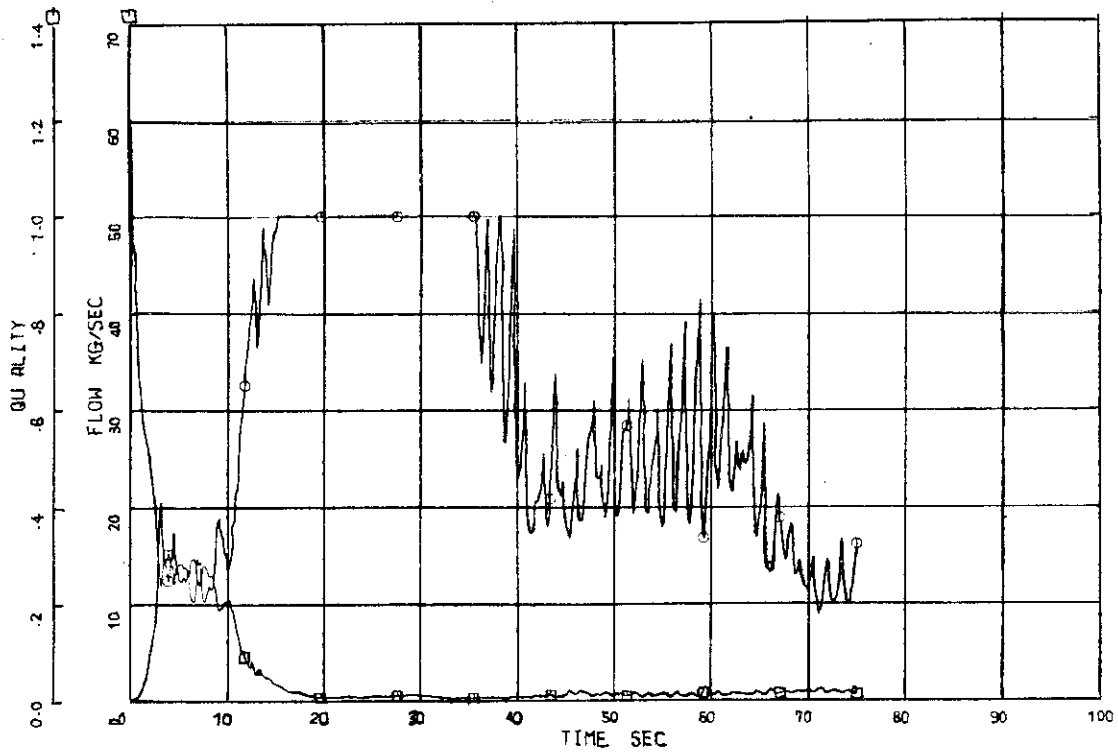
```

NSLAB ,NIPV ,NJPV ,IIOIT 22 6 4 3
IPV= 2 1 3 4 5 6
PV JUNCTION= 7 13 14 20
JUN. COEF.= -1.0 1.0 -1.0 1.0
ISLS(10,20)
      8 22 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      7 10 11 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
      1 2 3 4 5 6 7 9 10 11 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
MOUNT= 1
TIME= 0.523(S)
WATER MASS(KG) , DMGDTP(KG/S) , STEAM MASS(KG) , DMGDTJUN(KG/S) = 0,1481E+03 0,1075E+02 0,3689E+01 -0,1323E+01
HEAT SLAB Q(KCAL/H)
-0,5154E+02 -0,4337E+05 -0,1240E+06 -0,5660E+05 0,2911E+05 -0,1895E+06 0,3790E+06 0,1962E+07 -0,1946E+05 0,6941E+06
0,2121E+07 -0,2858E+05 0,6572E+04 0,4885E+04 0,3617E+05 0,6871E+06 0,1419E+06 -0,4657E+04 -0,6172E+05 0,1659E+04
0,2146E+06 -0,1202E+06
HEAT SLAB VAPOR(KG/S)
-0,4690E-01 -0,3947E-01 -0,1126E+00 -0,5150E-01 0,2649E-01 -0,1725E+00 0,3448E+00 0,1785E+01 -0,1771E-01 0,6316E+00
0,1930E+01 -0,2600E-01 0,5980E-02 0,4444E-02 0,3291E-01 0,6252E+00 0,1291E+00 -0,4238E-02 -0,15616E-01 0,1510E-02
0,1952E+00 -0,1093E+00
HEAT SLAB GROUP Q(KCAL/H)
0,1842E+07 0,3194E+07 0,2739E+07
HEAT SLAB GROUP VAPOR(KG/S)
0,1676E+01 0,2907E+01 0,2492E+01
TIME= 1.023(S)
WATER MASS(KG) , DMGDTP(KG/S) , STEAM MASS(KG) , DMGDTJUN(KG/S) = 0,1208E+03 0,4821E+01 0,5625E+01 -0,1729E+01

```

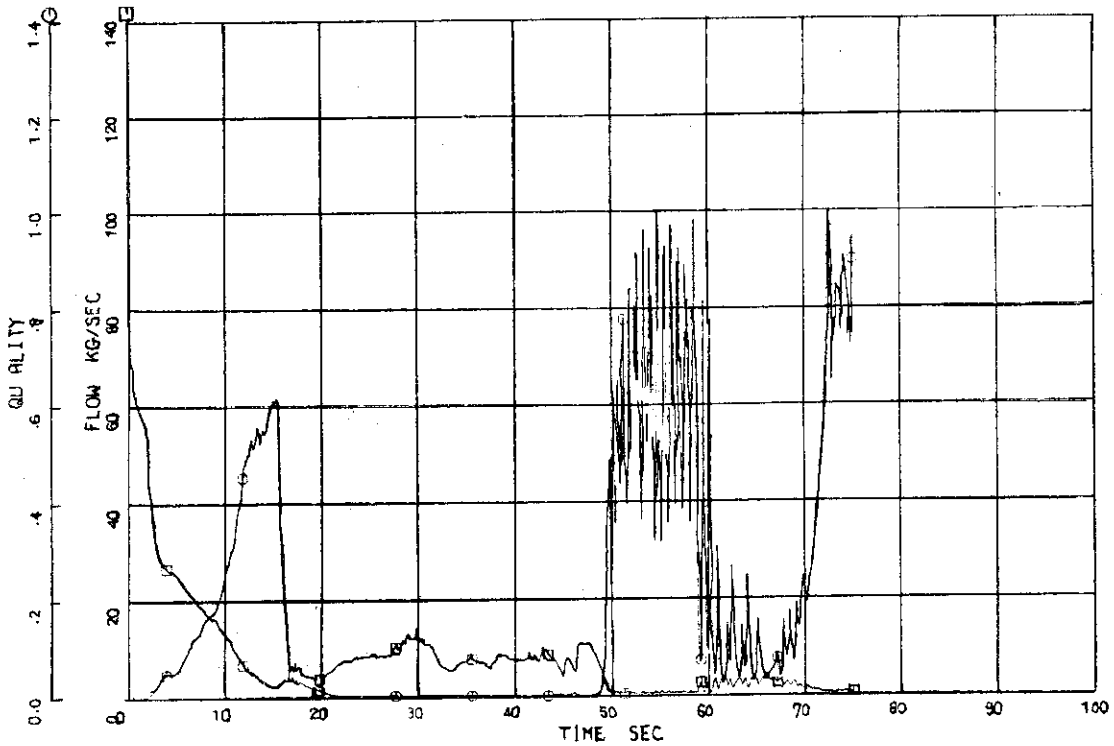
以下, 時間間隔ごとに上のデータセットが出力される。

□R JWJ28 ○R JXJ28



1 破断口の流量, クオリティ

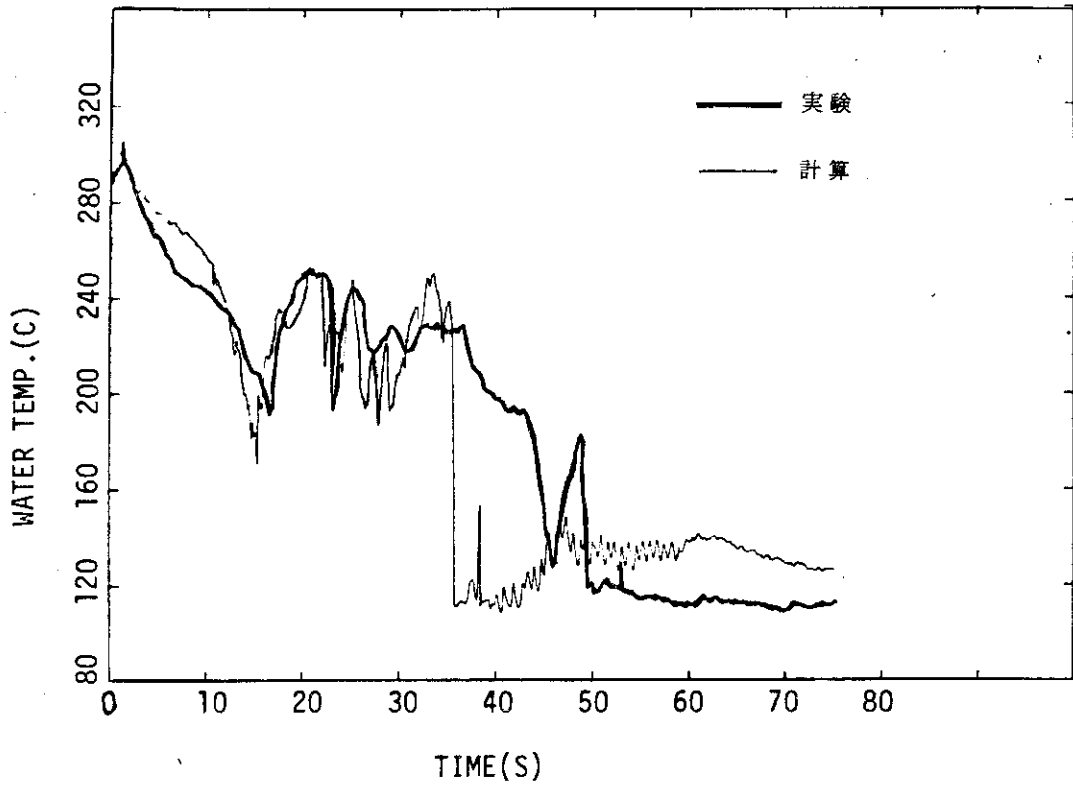
□R JWJ29 ○R JXJ29



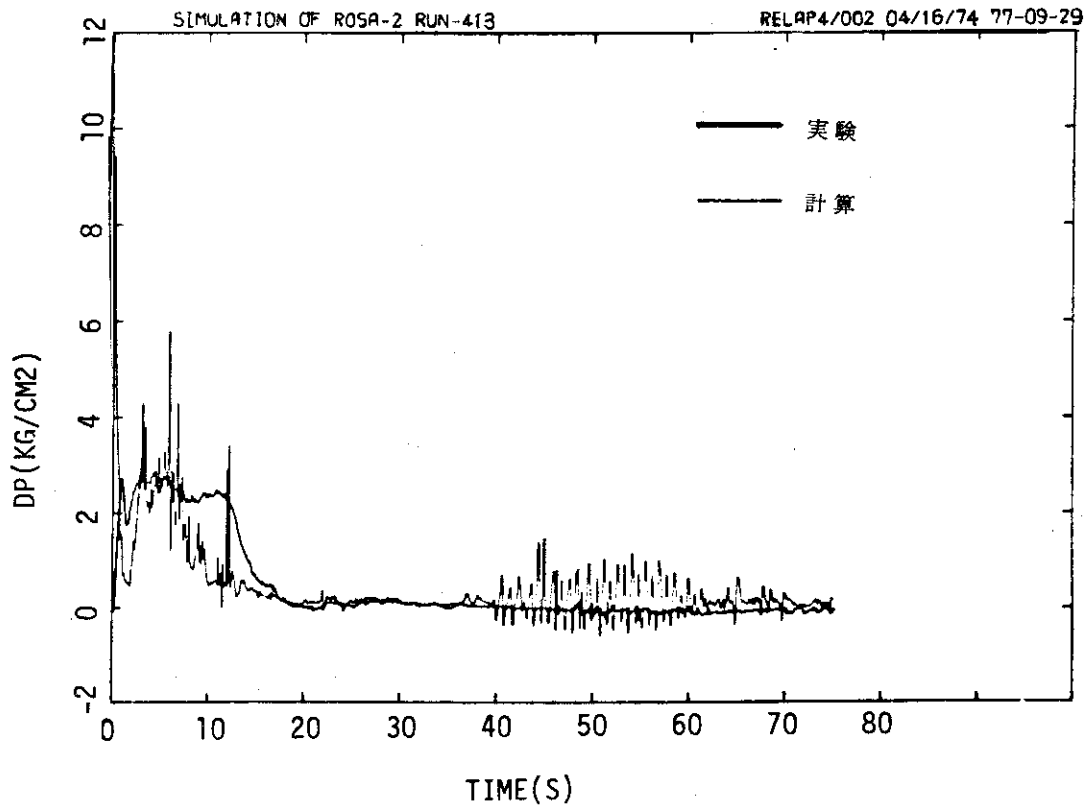
2 破断口の流量, クオリティ

図 5.1 臨界流オプションの計算例

(ROSA-II 低温側破断実験 # 413 の模擬計算)



1 破断口上流側の流体温度



破断ループ蒸気発生器の入口-出口の差圧

図 5.2 実験データと計算結果の比較例

(ROSA-II 低温側破断実験 # 413 の模擬計算)

6. 謝 辞

本研究の遂行にあたって御指導いただいた日本原子力研究所安全工学部安全工学第一研究室の斯波正誼室長，安達公道氏，岡崎元昭氏，電子計算機FACOM230-75使用上の便宜をいただいた日本ソフトウェア開発(株)熊倉利昌氏，ならびに単位変換，定常圧力分布計算のプログラム修正に御協力いただいたセンチュリ・リサーチセンタ(株)広瀬大久氏に深く感謝致します。

7. 参 考 文 献

- (1) 軽水炉冷却材喪失事故時の一次冷却系内の熱水力学的挙動 (ROSA-I による模擬試験結果)，島宗弘治，斯波正誼，安達公道他，1975年12月，JAERI-M 6318，日本原子力研究所
- (2) ROSA-II 研究計画，斯波正誼，安達公道他，1976年12月，JAERI-M 6362，日本原子力研究所
- (3) ROSA-II 試験装置の概要，斯波正誼，安達公道他，1975年12月，JAERI-M 6247，日本原子力研究所
- (4) 冷却材喪失事故における ROSA-III と BWR の相似性の検討，田坂完二，傍島真他，1976年9月，JAERI-M 6703，日本原子力研究所
- (5) RELAP2 A Digital Program for Reactor Blowdown and Power Excursion Analysis, K. V. Moore et al, 1968, IDO-17263
- (6) RELAP3 A Computer Program for Reactor Blowdown Analysis, W. H. Retting et al, 1970, TID-4500 IN-1321
- (7) RELAP4 A Computer Program for Transient Thermal-Hydraulic Analysis, K. V. Moore et al, 1973, ANCR-1127
- (8) An Analysis of Transients in Experiments on Loss-of-Coolant Accidents, M. Sobajima, 1975, Nuclear Science and Engineering
- (9) The Velocity of Rising Steam in a Bubbling Two-Phase Mixture, John. F. Wilson et al, ANS TRANS 5, 1, PP151~2 (1962)
- (10) ROSA-II 試験データ報告・1 (Run 202, 203, 303, 304, 306), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1975年9月, JAERI-M 6240, 日本原子力研究所
- (11) ROSA-II 試験データ報告・2 (Run 307, 308, 309), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1975年9月, JAERI-M 6241, 日本原子力研究所
- (12) ROSA-II 試験データ報告・3 (Runs 204, 301, 302), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1976年4月, JAERI-M 6512, 日本原子力研究所

6. 謝 辞

本研究の遂行にあたって御指導いただいた日本原子力研究所安全工学部安全工学第一研究室の斯波正誼室長，安達公道氏，岡崎元昭氏，電子計算機FACOM230-75使用上の便宜をいただいた日本ソフトウェア開発(株)熊倉利昌氏，ならびに単位変換，定常圧力分布計算のプログラム修正に御協力いただいたセンチュリ・リサーチセンタ(株)広瀬大久氏に深く感謝致します。

7. 参 考 文 献

- (1) 軽水炉冷却材喪失事故時の一次冷却系内の熱水力学的挙動 (ROSA-I による模擬試験結果)，島宗弘治，斯波正誼，安達公道他，1975年12月，JAERI-M 6318，日本原子力研究所
- (2) ROSA-II 研究計画，斯波正誼，安達公道他，1976年12月，JAERI-M 6362，日本原子力研究所
- (3) ROSA-II 試験装置の概要，斯波正誼，安達公道他，1975年12月，JAERI-M 6247，日本原子力研究所
- (4) 冷却材喪失事故における ROSA-III と BWR の相似性の検討，田坂完二，傍島真他，1976年9月，JAERI-M6703，日本原子力研究所
- (5) RELAP2 A Digital Program for Reactor Blowdown and Power Excursion Analysis, K.V. Moore et al, 1968, IDO-17263
- (6) RELAP3 A Computer Program for Reactor Blowdown Analysis, W. H. Retting et al, 1970, TID-4500 IN-1321
- (7) RELAP4 A Computer Program for Transient Thermal-Hydraulic Analysis, K.V. Moore et al, 1973, ANCR-1127
- (8) An Analysis of Transients in Experiments on Loss-of-Coolant Accidents, M. Sobajima, 1975, Nuclear Science and Engineering
- (9) The Velocity of Rising Steam in a Bubbling Two-Phase Mixture, John.F. Wilson et al, ANS TRANS5, 1, PP151~2 (1962)
- (10) ROSA-II 試験データ報告・1 (Run 202, 203, 303, 304, 306), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1975年9月, JAERI-M 6240, 日本原子力研究所
- (11) ROSA-II 試験データ報告・2 (Run 307, 308, 309), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1975年9月, JAERI-M 6241, 日本原子力研究所
- (12) ROSA-II 試験データ報告・3 (Runs 204, 301, 302), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1976年4月, JAERI-M 6512, 日本原子力研究所

- (13) ROSA-II 試験データ報告・4 (Runs 401, 403, 404), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1976年4月, JAERI-M 6513, 日本原子力研究所
- (14) ROSA-II 試験データ報告・5 (Runs 310, 311, 312, 313, 317), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1976年9月, JAERI-M 6709, 日本原子力研究所
- (15) ROSA-II 試験データ報告・6 (Runs 411, 314, 315, 316), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1976年12月, JAERI-M 6849, 日本原子力研究所
- (16) ROSA-II 試験データ報告・7 (Runs 318, 320, 321, 322, 323), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1977年6月, JAERI-M 7106, 日本原子力研究所
- (17) ROSA-II 試験データ報告・8 (Runs 324, 325, 326), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1977年9月, JAERI-M 7236, 日本原子力研究所
- (18) ROSA-II 試験データ報告・9 (Runs 418, 419, 420, 423), 安全工学第一研究室 ROSA グループ, 1977年9月, JAERI-M 7239, 日本原子力研究所
- (19) Maximum Flow Rate of a Single Component Two Phase Mixture, F. J. Moody, J. Heat Trans. ASME. 87nd (1965), PP134-142
- (20) The Low Pressure Critical Discharge of Steam-Water Mixture From Pipes, F.R. Zaloudek, 1961, HW-68934REV
- (21) 水力工学便覧
- (22) One-dimensional Two-Phase Flow, Graham B. Wallis, 1969, McGraw-Hill, Inc.
- (23) Stable Numerical Integration of Conservation Equations for Hydraulic Networks, T.A. Porsching et al, Nuclear Science and Engineering, 43, PP218-225 (71)
- (24) Momentum Flux Terms in Transient Hydraulic Codes, K.V. Moore et al, CONF 730304
- (25) Chemical Process Principles, Hougén, PART II WILEY (1966)
- (26) Review of Critical Flow Rate Propagation of Pressure Pulse and Sonic Velocity in Two-Phase Media, Yih-Yun Hsu (1972) NASA TN D-6814
- (27) ポンプ (その設備計画・運転・保守), 日本機械学会, 丸善(株), 1962
- (28) 数値計算, 一松信, 1970, 至文堂

APPENDIX 計算安定化の検討

A・1	流動方程式の計算上の改良	34
A・1・1	管摩擦圧力損失と運動量の Implicit 化	38
A・1・2	放出口の流れ	38
A・1・3	プログラム上の簡略化	46
A・1・4	行列計算の修正	50
A・2	圧力変化の偏微分係数の検討	50
A・2・1	熱平衡状態における式の誘導	51
A・2・2	低クオリティ域における体積弾性率の増加	51
A・3	低温水注入時の計算安定化	58
A・4	流れクオリティの変化が大きいつきの計算安定化	60
A・4・1	体積流量の連続と計算安定化	60
A・4・2	気水分離モデルの水が無くなるつきの計算安定化	61
A・4・3	均質流モデルの流出量大のつきの計算安定化	62
A・5	Heat Slab の熱による出口エンタルピの過大算定の修正	64
A・6	ポンプヘッド, 回転数の Implicit 化	69
A・7	Wilson の気泡離脱速度の Implicit 化	72
A・8	計算ステップ時間と計算安定化	73

記号の説明

A	面積	(m^2)
B_M	Bubble Mass	(kg)
a	音速	(m/s)
C_P	定圧比熱	($kcal/kg\ ^\circ C$)
C_s	式(A・2-34)	
F_j	式(A・1-4)	
G	放出口の重量流量	(kg/s)
H	エンタルピ, ポンプヘッド	($kcal$)(m)
h	比エンタルピ, ポンプ無次元ヘッド	($kcal/kg$)($-$)
I	水力慣性(= L/A)	(m^{-1})
J	$4269\ kg\cdot m/Kcal$	
K	圧力損失係数, K/A^2	($-$), (m^{-2})
L	長さ	(m)
ℓ_{pm}	周長	(m)
M	重量, マッハ数	(kg), ($-$)
P	圧力	(kg/m^2)
Q	伝熱速度, 体積流量	($Kcal/s$), (m^3/s)
q	単位重量当りの伝熱速度	($Kcal/kg\cdot s$)
s	比エントロピー	($Kcal/kg\ ^\circ C$)
S_t	スタントン数	
T	温度, ポンプトルク	($^\circ C$), ($kg\cdot m$)
t	時間	(s)
U	内部エネルギー	($Kcal$)
u	比内部エネルギー, 流速	($Kcal/kg$), (m/s)
V	体積	(m^3)
V_B	気泡離脱速度	(m/s)
v	比体積, ポンプ無次元体積流量	(m^3/kg)($-$)
W	重量流量	(kg/s)
x	蒸気重量率	
z	距離, または式(A・1-12)	(m), ($-$)
Z_m	二相液位	(m)
α	熱伝達率, ボイド率, ポンプ無次元回転数	($Kcal/m^2\ h\ ^\circ C$), ($-$), ($-$)
β	等圧膨張率, ポンプ無次元トルク	($^\circ C^{-1}$), ($-$)
r	比重量	(kg/m^3)
θ	Implicit 係数, または式(A・4-3)	

ϵ	； 体積弾性率	(kg/m^2)
ω	； ポンプ回転数	(rpm)
ϕ	； 蒸気ドームへ流れる割合	
λ	； 管摩擦圧力損失係数	
K_S	； 断熱圧力膨張係数	(m^2/kg)
K_T	； 等温圧力膨張係数	(m^2/kg)

添 字

C	； Choking 流れ
E	； 熱平衡状態
g	； 重力による項，気相
$g\ell$	； 気相-液相
hy	； 流体の
I	； 慣性流れ
IN	； 流入
j	； 流路
K	； 上流側要素
K_o	； K の出口
L	； 下流側要素
L_i	； L の入口
ℓ	； 液相
M	； 重量一定，最大
N	； 新しい値
out	； 流出
P	； ポンプ
R	； 定格値
S	； エントロピー一定
Sat	； 飽和状態
W	； 壁面の
ν	； 要素へ流入する流路
ν'	； 要素から流出する流路
ν''	； 放出口の流路
*	； 流路の出口点
-	； 平均値

図 リ ス ト

- 図A・1-1 運動量の項
- 図A・1-2 亜臨界流 \rightarrow 臨界流への移行の扱い方
- 図A・2-1 低クオリティ
- 図A・3-1 低温水の蒸気中への流入
- 図A・4-1 出口クオリティが急激に増加するときの流量変化概念図
- 図A・4-2 " 減少 "
- 図A・4-3 気水分離モデルの水が無くなる時
- 図A・4-4 均質流モデルの大流量
- 図A・5-1 Heat Slabの熱によるエンタルピ分布

表 リ ス ト

- 表A・5-1 流動状態に応じた h_g, M
- 表A・6-1 BINGHAM PUMP
- 表A・8-1 Explicitな諸量
- 表A・8-2 計算ステップの改良

A・1 流動方程式の計算上の改良

本章では、RELAP4-MOD2 で用いられていた流動計算について、圧力変化係数を現象的に対応の良い断熱圧力膨張係数に改め、管摩擦圧力損失と運動量の項を Implicit 化し、臨界流の扱いが圧力損失係数を見掛け上大きくする方法であった点を臨界流の式を用いるように改め、放出口からの流出量の扱いを改良し、行列計算方法を改良した。これらを以下に示す。

A・1・1 管摩擦圧力損失と運動量の Implicit 化

1次元の流れに関する基礎方程式⁽⁷⁾は、要素Kについて体積々分した形で、エネルギー保存則

$$\dot{U}_K = \Sigma H_{\nu} W_{\nu} - \Sigma H'_{\nu} W'_{\nu} - \Sigma H''_{\nu} G_{\nu} + Q_K \quad (A \cdot 1 - 1)$$

質量保存則

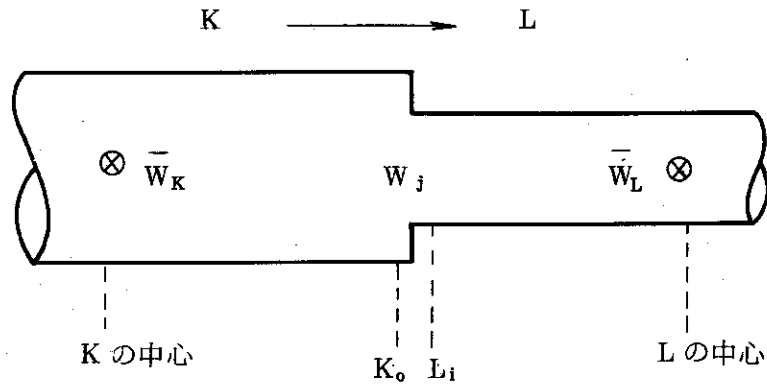
$$\dot{M}_K = \Sigma W_{\nu} - \Sigma W'_{\nu} - \Sigma G_{\nu} \quad (A \cdot 1 - 2)$$

となり、運動量保存則は、要素K, Lを結ぶ流路j について亜臨界流のとき

$$\begin{aligned} I_j \dot{W}_j = & (P_K + P_{Kgj}) - (P_L + P_{Lgj}) - \int_K^L \frac{1}{A} d \left(\frac{W^2}{g A r} \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K \frac{|\bar{W}_K| \bar{W}_K}{2 g A_K^2 r_K} - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_L \frac{|\bar{W}_L| \bar{W}_L}{2 g A_L^2 r_L} - \frac{K_j}{2 g A_j^2 r_j} |W_j| W_j \end{aligned} \quad (A \cdot 1 - 3)$$

となる。上式の運動量の項は参考文献⁽⁸⁾より、図A・1-1を参考にして(Mはマッハ数)

$$\left. \begin{aligned} - \int_K^L \frac{1}{A} d \left(\frac{W^2}{g A r} \right) &= \frac{\bar{W}_K^2}{g A_K^2 r_K} - \frac{\bar{W}_L^2}{g A_L^2 r_L} + \frac{W_j^2}{2 g r_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j \\ F_j &= \frac{2 \left\{ \frac{r_{Li}}{r_{Ko}} \left(\frac{M_{Li}^2}{M_{Ko}^2} + \frac{1}{M_{Ko}^2} \right) - \left(1 + \frac{1}{M_{Ko}^2} \right) \right\}}{\left(\frac{A_K}{A_L} \right)^2 - 1} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1 - 4)$$



図A・1-1 運動量の項

ここで、 A_K, A_L, M_{K0} を用いて、 M_{Li} は

$$M_{Li}^2 e^{-M_{Li}^2} = \left(\frac{A_K}{A_L}\right)^2 M_{K0}^2 e^{-M_{K0}^2} \quad (A \cdot 1-5)$$

$r_{K0} \equiv r_j, M_{K0}, M_{Li}$ を用いて、 r_{Li} は

$$r_{Li} = r_{K0} e^{-\frac{1}{2}(M_{Li}^2 - M_{K0}^2)} \quad (A \cdot 1-6)$$

である。式(A・1-4)を式(A・1-3)へ代入して

$$\begin{aligned} I_j \dot{W}_j = & \left(P_K + \frac{\bar{W}_K^2}{g A_K^2 r_K} + P_{Kgj} \right) - \left(P_L + \frac{\bar{W}_L^2}{g A_L^2 r_L} + P_{Lgj} \right) \\ & - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K \frac{|\bar{W}_K| \bar{W}_K}{2 g A_K^2 r_K} - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_L \frac{|\bar{W}_L| \bar{W}_L}{2 g A_L^2 r_L} \\ & + \frac{W_j^2}{2 g r_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j - \frac{K_j}{2 g A_j^2 r_j} |W_j| W_j \end{aligned} \quad (A \cdot 1-7)$$

を得る。RELAP4-MOD2では上式の \bar{W}_K, \bar{W}_L がExplicitに扱われているため、これらを含む項が発散し、計算不安定となる場合が生じた。そこで \bar{W} を含む項をImplicit化する方法を検討する。ボリュームの平均重量流速 \bar{W} は、参考文献(7)では

$$\bar{W} = \frac{W_{IN} Q_{IN} - W_{out} Q_{out}}{Q_{IN} - Q_{out} + \frac{W_{IN} - W_{out}}{(\bar{r})}} \quad (A \cdot 1-8)$$

で与えている。上式の物理的な解釈は、運動量変化について

$$\Delta(\bar{W} \bar{Q}) = \Delta W \bar{Q} + \Delta Q \bar{W} = W_{out} Q_{out} - W_{IN} Q_{IN}$$

を用いて上式に $\bar{Q} = \bar{W}/r$, $\Delta W = W_{out} - W_{IN}$, $\Delta Q = Q_{out} - Q_{IN}$ を代入しているものであるが、さらに変形し

$$W_{IN} (\bar{Q} - Q_{IN}) + W_{out} (Q_{out} - \bar{Q}) = \bar{W} (\bar{Q} - Q_{IN}) + \bar{W} (Q_{out} - \bar{Q}) \quad (A \cdot 1 - 9)$$

となるから、流入点の運動量の増加 ($W_{IN} (\bar{Q} - Q_{IN}) / g A^2$) と流出点の運動量の増加 ($W_{out} (Q_{out} - \bar{Q}) / g A^2$) の和が、平均重量流速についてのそれらの和 ($\bar{W} (\bar{Q} - Q_{IN}) / g A^2 + \bar{W} (Q_{out} - \bar{Q}) / g A^2$) に等しくしているものであり、ボリュームの出入口での運動量の変化を保存して定常状態化した \bar{W} を定義している。しかし、この式 (A・1-8) による \bar{W} は、水単相の定常状態付近 ($Q_{IN} - Q_{out} \neq 0, W_{IN} = W_{out}$) で計算誤差が大きくなる可能性があり、RELAP4-MOD2では、

$$\bar{W}_2 = \frac{1}{2} (W_{IN} + W_{out}) \quad (A \cdot 1 - 10)$$

も併せて計算し、式 (A・1-8) と式 (A・1-10) の絶対値の小さい方を選定している。 \bar{W} の扱いを Implicit 化するためには、その変化の式を導びく必要があるから、式 (A・1-8) を変形して

$$\bar{W} \left(\sum \frac{W_{\nu}}{r_{\nu}} - \sum \frac{W_{\nu'}}{r_{\nu'}} \right) + \frac{\bar{W}}{r} (\sum W_{\nu} - \sum W_{\nu'}) = \sum W_{\nu} \sum \frac{W_{\nu}}{r_{\nu}} - \sum W_{\nu'} \sum \frac{W_{\nu'}}{r_{\nu'}} \quad (A \cdot 1 - 11)$$

上式の変化を求め、整理すれば

$$\Delta \bar{W} = \frac{1}{Z} \left\{ \sum \left(Q_{IN} + \frac{W_{IN}}{r_{\nu}} - \frac{\bar{W}}{r_{\nu}} - \bar{Q} \right) \Delta W_{\nu} - \sum \left(Q_{out} + \frac{W_{out}}{r_{\nu'}} - \frac{\bar{W}}{r_{\nu'}} - \bar{Q} \right) \Delta W_{\nu'} + \bar{Q} (W_{IN} - W_{out}) \frac{\Delta M}{M} \right\} \quad (A \cdot 1 - 12)$$

ここで、

$$Z = Q_{IN} - Q_{out} + \frac{1}{r} (W_{IN} - W_{out})$$

となる。また、式 (A・1-10) に関しては

$$\Delta \bar{W}_2 = \frac{1}{2} (\sum \Delta W_{\nu} + \sum \Delta W_{\nu'}) \quad (A \cdot 1 - 13)$$

となる。

式 (A・1-12) または式 (A・1-13) を用いることにより、式 (A・1-7) の \bar{W}_R, \bar{W}_L を Implicit⁽²⁾ に扱うことができる。そこで式 (A・1-1) (A・1-2) (A・1-7) を差分形に表わすと、それぞれ

$$\Delta U_K = \dot{U}_K \Delta t + (\Sigma H_{\nu} \Delta W_{\nu} - \Sigma H_{\nu}^* \Delta W_{\nu} - \Sigma H_{\nu}^* \cdot G_{\nu'}) \Delta t \theta \quad (A \cdot 1-14)$$

$$\Delta M_K = \dot{M}_K \Delta t + (\Sigma \Delta W_{\nu} - \Sigma \Delta W_{\nu}' - \Sigma \Delta G_{\nu'}) \Delta t \theta \quad (A \cdot 1-15)$$

$$\begin{aligned} \Delta W_j = \dot{W}_j \Delta t + & \left[(\Delta P_K - \Delta P_L) + \frac{2}{g A_K^2 r_K} (\bar{W}_K - \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K |\bar{W}_K|) \Delta \bar{W}_K \right. \\ & - \frac{2}{g A_L^2 r_L} (\bar{W}_L + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_L |\bar{W}_L|) \Delta \bar{W}_L \\ & \left. - \left\{ \frac{-W_j}{g r_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j + \frac{K_j}{g A_j^2 r_j} |W_j| \right\} \Delta W_j \right] \frac{\Delta t \theta}{I_j} \quad (A \cdot 1-16) \end{aligned}$$

となる。放出口からの流出については、垂臨界流のとき、式(A・1-7)でW_jの代わりにG_jを用いて、下流側は無限大のボリュームとし圧力一定、平均流速=0と看なせば、

$$\begin{aligned} \Delta G_{\nu'} = \dot{G}_{\nu'} \Delta t + & \left\{ \frac{1}{I_{\nu'}} \Delta P_K + \frac{2}{g A_K^2 r_K} (\bar{W}_K - \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K |\bar{W}_K|) \Delta \bar{W}_K \right. \\ & \left. - \left(\frac{G_{\nu'}}{g A_K^2 r_j} F_j + \frac{K_j}{g A_j^2 r_j} G_{\nu'} \right) \Delta G_{\nu'} \right\} \Delta t \theta \quad (A \cdot 1-17) \end{aligned}$$

となり、これを形式的に

$$\Delta G_{\nu'} = \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} \Delta P_K + \Delta G_{I_{\nu'}} \quad (A \cdot 1-18)$$

と記し、 $\Delta G_{I_{\nu'}}$ は計算安定化を考慮して、第A・1・2節の式(A・1-53)~(A・1-55)で与える。

つぎに、式(A・1-14)(A・1-15)(A・1-16)(A・1-18)を全てのボリューム、ノードについて連立させて解く必要がある。そのために圧力変化を質量とエネルギーの変化で表わす。RELAP4-MOD2では

$$\Delta P_K = \left(\frac{\partial P}{\partial M} \right)_U \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U_K \quad (A \cdot 1-19)$$

を用いているが、本稿では物理的に対応の良い断熱圧力膨張係数 K_S を用いて、

$$\begin{aligned} \Delta P_K &= \frac{1}{M K_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M (\Delta U_K - h_K \Delta M_K) \\ &= \frac{1}{M K_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U_K' \quad (A \cdot 1-20) \end{aligned}$$

ここで、

$$\Delta U_K' = \Delta U_K - h_K \Delta M_K \quad (\text{A} \cdot 1 - 21)$$

とする。式(A・1-20)を式(A・1-18)へ代入して

$$\Delta G_{\nu''} = \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \left\{ \frac{1}{MK_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U_K' \right\} + \Delta G_{I\nu''} \quad (\text{A} \cdot 1 - 22)$$

式(A・1-14)(A・1-15)に式(A・1-20)~(A・1-22)を代入して

$$\begin{aligned} \Delta U_K &= \Delta U_K' + h_K \Delta M_K \\ &= \dot{U}_K \Delta t + (\Sigma H_{\nu} \Delta W_{\nu} - \Sigma H_{\nu'}^* \Delta W_{\nu'}) \Delta t \theta \\ &\quad - \left\{ \Sigma H_{\nu''}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \right\} \left\{ \frac{1}{MK_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U_K' \right\} \Delta t \theta - (\Sigma H_{\nu''}^* \Delta G_{I\nu''}) \Delta t \theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta M_K &= \dot{M}_K \Delta t + (\Sigma \Delta W_{\nu} - \Sigma \Delta W_{\nu'}) \Delta t \theta \\ &\quad - \left\{ \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \right\} \left\{ \frac{1}{MK_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U_K' \right\} \Delta t \theta - (\Sigma \Delta G_{I\nu''}) \Delta t \theta \end{aligned}$$

上の2式を $\Delta U_K'$, ΔM_K について解けば,

$$\begin{aligned} &\left[\begin{array}{cc} 1 + \Delta t \theta \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Sigma H_{\nu''}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} & , h_K + \Delta t \theta \frac{1}{MK_S} \Sigma H_{\nu''}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \\ \Delta t \theta \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} & , 1 + \Delta t \theta \frac{1}{MK_S} \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \end{array} \right] \begin{bmatrix} \Delta U_K' \\ \Delta M_K \end{bmatrix} \\ &= \left[\begin{array}{c} \dot{U}_K \Delta t + \Delta t \theta (\Sigma H_{\nu} \Delta W_{\nu} - \Sigma H_{\nu'}^* \Delta W_{\nu'}) - \Delta t \theta \Sigma H_{\nu''}^* \Delta G_{I\nu''} \\ \dot{M}_K \Delta t + \Delta t \theta (\Sigma \Delta W_{\nu} - \Sigma \Delta W_{\nu'}) - \Delta t \theta \Sigma \Delta G_{I\nu''} \end{array} \right] \end{aligned}$$

であるから, ここで

$$\begin{aligned} D_K &= 1 + \Delta t \theta \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Sigma H_{\nu''}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} + \Delta t \theta \frac{1}{MK_S} \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \\ &\quad - \Delta t \theta h_K \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \\ \alpha_{1K} &= \left\{ 1 + \Delta t \theta \frac{1}{MK_S} \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \right\} / D_K \\ \beta_{1K} &= \left\{ -h_K - \Delta t \theta \frac{1}{MK_S} \Sigma H_{\nu''}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu''} \right\} / D_K \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 1 - 23)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{2K} &= \left\{ -\Delta t \theta \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) \Sigma \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} \right\} / D_K \\ \beta_{2K} &= \left\{ 1 + \Delta t \theta \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) \Sigma H_{\nu'}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} \right\} / D_K \\ r_{1K} &= \dot{U}_K \alpha_{1K} + \dot{M}_K \beta_{1K} - (\theta \Sigma H_{\nu'}^* \Delta G_{I\nu'}) \alpha_{1K} \\ r_{2K} &= \dot{U}_K \alpha_{2K} + \dot{M}_K \beta_{2K} - (\theta \Sigma \Delta G_{I\nu'}) \alpha_{2K} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-23)$$

として,

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_K' &= \Delta t r_{1K} + \Delta t \theta \Sigma (\alpha_{1K} H_{\nu} + \beta_{1K}) \Delta W_{\nu} - \Delta t \theta \Sigma (\alpha_{1K} H_{\nu}^* + \beta_{1K}) \Delta W_{\nu'} \\ \Delta M_K &= \Delta t r_{2K} + \Delta t \theta \Sigma (\alpha_{2K} H_{\nu} + \beta_{2K}) \Delta W_{\nu} - \Delta t \theta \Sigma (\alpha_{2K} H_{\nu}^* + \beta_{2K}) \Delta W_{\nu'} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-24)$$

となる。上式により、式(A・1-20)の ΔP_K は ΔW の1次式で表わされるから、それを式(A・1-16)へ代入し全てのジャンクションに関する ΔW の一次連立方程式が得られる。それを書き下すため、式(A・1-12)または式(A・1-13)を共に、

$$\overline{\Delta W}_K = \Sigma C_{K\nu} \Delta W_{\nu} - \Sigma C_{K\nu'} \Delta W_{\nu'} + C_{KM} \Delta M_K \quad (A \cdot 1-25)$$

とすれば、式(A・1-12)を用いるときは

$$\left. \begin{aligned} C_{K\nu} &= \frac{1}{Z} \left(Q_{IN} + \frac{W_{IN}}{r_{\nu}} - \frac{\overline{W}_K}{r_{\nu}} - \overline{Q}_K \right) \\ C_{K\nu'} &= \frac{1}{Z} \left(Q_{out} + \frac{W_{out}}{r_{\nu'}} - \frac{\overline{W}_K}{r_{\nu'}} - \overline{Q}_K \right) \\ C_{KM} &= \frac{1}{MZ} \overline{Q}_K (W_{IN} - W_{out}) \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-26)$$

ここで、

$$Z = Q_{IN} - Q_{out} + \frac{1}{\gamma} (W_{IN} - W_{out})$$

式(A・1-13)を用いるときは

$$C_{K\nu} = \frac{1}{2} \quad C_{K\nu'} = -\frac{1}{2} \quad C_{KM} = 0$$

であり、このとき、式(A・1-16)は

(注) RELAP4-MOD2では下記の誤った式がプログラムされていた。

$$\alpha_{1K} = \left\{ 1 - \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) \Sigma H_{\nu'}^* \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} \right\} / D_K, \quad \beta_{2K} = \left\{ 1 - \left(\frac{\partial P}{\partial M_U} \right) \Sigma H_{\nu'}^* \left(\frac{dG}{dM} \right)_{\nu'} \right\} / D_K$$

$$\begin{aligned}
 \Delta W_j = & \dot{W}_j \Delta t + \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{MK_S} \right)_K \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,K} \Delta U_K' \right\} \\
 & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{MK_S} \right)_L \Delta M_L + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,L} \Delta U_L' \right\} \\
 & + \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left(\frac{2}{g A_K^2 r_K} \right) \left\{ W_K - \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K |\bar{W}_K| \right\} (\Sigma C_{K\nu} \Delta W_\nu - \Sigma C_{K\nu}' \Delta W_\nu + C_{KM} \Delta M_K) \\
 & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left(\frac{2}{g A_L^2 r_L} \right) \left\{ \bar{W}_L + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_L |\bar{W}_L| \right\} (\Sigma C_{L\nu} \Delta W_\nu - \Sigma C_{L\nu}' \Delta W_\nu + C_{LM} \Delta M_L) \\
 & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \frac{-W_j}{g r_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j + \frac{K_j}{g A_j^2 r_j} |W_j| \right\} \Delta W_j \quad (A \cdot 1-27)
 \end{aligned}$$

上式へ式 (A・1-24) を代入して整理すれば

$$\begin{aligned}
 a_{jj} = & 1 + \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \frac{-W_j}{g r_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j + \frac{K_j |W_j|}{g A_j^2 r_j} \right\} \\
 & + \frac{(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{(MK_S)_K} + C'_{KM} \right) (\alpha_{2K} H_j + \beta_{2K}) \frac{\partial P}{\partial U}_{M,K} \alpha_{1K} H_j + \beta_{1K} \right\} \\
 & + \frac{(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{(MK_S)_L} + C'_{LM} \right) (\alpha_{2L} H_j + \beta_{2L}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,L} (\alpha_{1L} H_j + \beta_{1L}) \right\} \\
 & + \frac{\Delta t \theta}{I_j} (C'_{Kj} - C_{Lj}) \quad (A \cdot 1-28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{j\nu_K} = & \frac{-(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \frac{1}{(MK_S)_K} (\alpha_{2K} H_\nu + \beta_{2K}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,K} (\alpha_{1K} H_\nu + \beta_{1K}) \right\} \\
 & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} C'_{K\nu} \quad (A \cdot 1-29)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{j\nu'_K} = & \frac{(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \frac{1}{(MK_S)_K} (\alpha_{2K} H_\nu + \beta_{2K}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,K} (\alpha_{1K} H_\nu + \beta_{1K}) \right\} \\
 & + \frac{\Delta t \theta}{I_j} C'_{K\nu'} \quad (A \cdot 1-30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{j\nu_L} = & \frac{(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \frac{1}{(MK_S)_L} (\alpha_{2L} H_\nu + \beta_{2L}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,L} (\alpha_{1L} H_\nu + \beta_{1L}) \right\} \\
 & + \frac{\Delta t \theta}{I_j} C_{L\nu'} \quad (A \cdot 1-31)
 \end{aligned}$$

$$a_{j\nu'_L} = -\frac{(\Delta t \theta)^2}{I_j} \left\{ \frac{1}{(MK_S)_L} (\alpha_{2L} H_{\nu'} + \beta_{2L}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_{M,L} (\alpha_{1L} H_{\nu'} + \beta_{1L}) \right\} - \frac{\Delta t \theta}{I_j} C'_{L\nu'} \quad (A \cdot 1-32)$$

ただし,

$$\left. \begin{aligned} C'_{KM} &= \frac{2}{g A_K^2 r_K} \left\{ \bar{W}_K - \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D}\right)_K |\bar{W}_K| \right\} C_{KM} \\ C'_{LM} &= \frac{2}{g A_L^2 r_L} \left\{ \bar{W}_L + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D}\right)_L |\bar{W}_L| \right\} C_{LM} \\ C'_{K\nu} &= \frac{2}{g A_K^2 r_K} \left\{ \bar{W}_K - \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D}\right)_K |\bar{W}_K| \right\} C_{K\nu} \\ C'_{L\nu} &= \frac{2}{g A_L^2 r_L} \left\{ \bar{W}_L + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda L}{D}\right)_L |\bar{W}_L| \right\} C_{L\nu} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-33)$$

さらに

$$b_j = \dot{W}_j \Delta t + \frac{\Delta t^2 \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{(MK_S)_K} + C'_{KM} \right) r_{2K} + \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_{M,K} r_{1K} \right\} - \frac{\Delta t^2 \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{(MK_S)_L} + C'_{LM} \right) r_{2L} + \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_{M,L} r_{1L} \right\} \quad (A \cdot 1-34)$$

として

$$a_{jj} \Delta W_j + \sum a_{j\nu_K} \Delta W_{\nu_K} + \sum a_{j\nu'_K} \Delta W_{\nu'_K} + \sum a_{j\nu_L} \Delta W_{\nu_L} + \sum a_{j\nu'_L} \Delta W_{\nu'_L} = b_j \quad (A \cdot 1-35)$$

を得る。上式を全てのジャンクションについて連立させて解くことにより解 ΔW_j が得られる。

上式は、RELAP4-MOD2 では Explicit に扱われていた管摩擦圧力損失と運動量の項を Implicit に扱っている。

つぎに、臨界流の扱いについて検討する。臨界流では参考文献⑧より

$$W_j = W_C(P_K, h_K) \quad (A \cdot 1-36)$$

$$\Delta W_j = \left(\frac{\partial W_C}{\partial P}\right)_h \Delta P_K \quad (A \cdot 1-37)$$

となる。上式へ式 (A・1-20) を代入して

$$\Delta W_j = \left(\frac{\partial W_C}{\partial P}\right)_h \left\{ \frac{1}{MK_S} \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_M \Delta U'_K \right\} \quad (A \cdot 1-38)$$

さらに式 (A・1-24) を代入して整理すれば

$$\left. \begin{aligned}
 a_{jj} &= 1 / \left(\frac{\partial W_c}{\partial P_h} \right) + \Delta t \theta \left\{ \frac{1}{MK_S} (\alpha_{2K} H_j^* + \beta_{2K}) \right. \\
 &\quad \left. + \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) (\alpha_{1K} H_j^* + \beta_{1K}) \right\} \\
 a_{j\nu} &= -\Delta t \theta \left\{ \frac{1}{MK_S} (\alpha_{2K} H_\nu + \beta_{2K}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) (\alpha_{1K} H_\nu + \beta_{1K}) \right\} \\
 a_{j\nu'} &= \Delta t \theta \left\{ \frac{1}{MK_S} (\alpha_{2K} H_{\nu'} + \beta_{2K}) + \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) (\alpha_{1K} H_{\nu'} + \beta_{1K}) \right\} \\
 b_j &= \Delta t \left\{ \frac{1}{MK_S} r_{2K} + \left(\frac{\partial P}{\partial U_M} \right) r_{1K} \right\}
 \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-39)$$

として

$$a_{jj} \Delta W_j + \sum a_{j\nu} \Delta W_\nu + \sum a_{j\nu'} \Delta W_{\nu'} = b_j \quad (A \cdot 1-40)$$

となる。

一方, RELAP4-MOD2 では, 臨界流に対しても垂臨界流に準じた扱いをしており, 式 (A・1-7) に対して

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{W}_j &= (W_c - W_{j0}) / \Delta t \\
 K_j / 2g A_j^2 r_j &= (I_j \dot{W}_j - \Delta P) / |W_c| W_c
 \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-41)$$

ここで,

W_{j0} : 計算スタート時の流量

W_c : 計算スタート時の P_K, h_K から求めた臨界流量

ΔP : 式 (A・1-7) の右辺4項の和

を用いている。これは垂臨界流と臨界流の移行に際して同形の式を用いるためプログラムが簡単化する利点をもっているが, 臨界流の流量変化に下流側の圧力 P_L が上流側の圧力 P_K と同程度に効いてくるため臨界流の計算精度に疑問が残る。そこで本稿では式 (A・1-40) を用いることにした。

A・1・2 放出口の流れ

放出口では, 下流側が圧力一定, 平均流量 0 と看なすことにより, 流量変化は式 (A・1-17) となる。しかし, 酸管のギロチン破断などの場合, 計算ステップ前後での流量変化は非常に大きく, 圧力損失項の発散を生じる可能性がある。この点を検討するため式 (A・1-17) を簡略化して

$$IW = P_K - P_0 - \frac{K}{gr} |W|W \quad (\text{A}\cdot\text{1-42})$$

と置く。Wの最大値 W_M は上式の定常状態の値であるから

$$W_M = \sqrt{(P_K - P_0) / \left(\frac{K}{gr}\right)} \quad (\text{A}\cdot\text{1-43})$$

となり、計算ステップ前後での流量変化 ΔW は上式以下でなければならない。初期流量0 ($W=0$)からの計算で、 P_K の変化を無視すれば式(A・1-42)より

$$\left(\frac{I}{\Delta t}\right)\Delta W_1 = P_K - P_0 - \frac{K}{gr} \Delta W_1^2 \quad (\text{A}\cdot\text{1-44})$$

$$\therefore \Delta W_1 = \frac{-\left(\frac{I}{\Delta t}\right) + \sqrt{\left(\frac{I}{\Delta t}\right)^2 + 4(P_K - P_0)\left(\frac{K}{gr}\right)}}{2\left(\frac{K}{gr}\right)} \quad (\text{A}\cdot\text{1-45})$$

となる。別の解として、式(A・1-42)の右辺の圧力損失項を $\left(\frac{1}{2}W_M\right)$ により仮定すれば(ギロチン破断の場合 $W=0$ のつぎのステップで $W=W_M$ 程度になるケースが生じるため)

$$\frac{I}{\Delta t} \Delta W_2 = P_K - P_0 - \frac{2K}{gr} \frac{W_M}{2} \Delta W_2 \quad (\text{A}\cdot\text{1-46})$$

$$\therefore \Delta W_2 = (P_K - P_0) / \left(\frac{I}{\Delta t} + \frac{K}{gr} W_M\right) \quad (\text{A}\cdot\text{1-47})$$

となる。上の W_M 、 ΔW_1 、 ΔW_2 の大小を比較すれば、式(A・1-44)で左辺が0のとき $W_M = \Delta W_1$ となることから $W_M > \Delta W_1$ であり、式(A・1-44)と式(A・1-46)の右辺第3項について

$$\frac{K}{gr} \Delta W_1 < \frac{K}{gr} W_M$$

であるから、 $\Delta W_1 > \Delta W_2$ である。すなわち

$$W_M > \Delta W_1 > \Delta W_2 \quad (\text{A}\cdot\text{1-48})$$

が成立し、 ΔW_2 は変化が小さいから安定な数値解であることが解る。そこで、式(A・1-42)をImplicitに扱う方法として

$$\Delta W = W \Delta t + \frac{\Delta t^2}{I} \left(\Delta P_K - \frac{2K}{gr} |W| \Delta W \right) \quad (\text{A}\cdot\text{1-49})$$

上式のWの代りに、初期流量 W_0 と最大流量 W_M の平均

$$W = \frac{1}{2} (W_M + W_0) \quad (\text{A} \cdot 1-50)$$

を用いて

$$\Delta W = \dot{W} \Delta t + \frac{\Delta t \theta}{I} \left\{ \Delta P_K - \frac{2K}{g\tau} \left(\frac{W_M + W_0}{2} \right) \Delta W \right\} \quad (\text{A} \cdot 1-51)$$

とすることとした。一方、流れが臨界流状態では、式 (A・1-42) は、

$$W = W_C (P_K, h_K)$$

したがって

$$\Delta W = \left(\frac{\partial W_C}{\partial P} \right)_h \Delta P_K \quad (\text{A} \cdot 1-52)$$

となり、計算不安定の問題は生じない。記号をWからGに変えて、式 (A・1-18) の形式に書き直すと、

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} &= \frac{\Delta t \theta}{I} / \left\{ 1 + \frac{\Delta t \theta K_j}{I g A_j^2 \tau} (G_{jM} + G_{j0}) \right\} \dots\dots \text{亜臨界流} \\ &= \left(\frac{\partial G_C}{\partial P} \right)_h \dots\dots \text{臨界流} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A} \cdot 1-53)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta G_{I\nu'} &= \dot{W} \Delta t / \left\{ 1 + \frac{\Delta t \theta K_j}{I g A_j^2 \tau} (G_{jM} + G_{j0}) \right\} \dots\dots \text{亜臨界流} \\ &= 0 \dots\dots \text{臨界流} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A} \cdot 1-54)$$

として、

$$\Delta G_{\nu'} = \left(\frac{dG}{dP} \right)_{\nu'} \Delta P_K + \Delta G_{I\nu'} \quad (\text{A} \cdot 1-55)$$

となる。

以上の点に関する RELAP4-MOD2 の取扱いは、初期流量を考慮して式 (A・1-45) に相当する ($\Delta P_K = 0$) 新しい流量 W_N を

$$\begin{aligned} \frac{I}{\Delta t} (W_N - W_0) &= P_K - P_0 - \frac{K}{g\tau} |W_N| W_N \\ W_N &= \frac{I/\Delta t - \sqrt{(I/\Delta t)^2 + 4(P_K - P_0 + W_0 I/\Delta t)(K/g\tau)}}{2K/g\tau} \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 1-56)$$

により求め、これを初期流量とし、 ΔP_K による変化分は、式 (A・1-49) で右辺第1項を落

として

$$\Delta W_R = \left\{ \frac{\Delta t \theta}{I} \left/ \left(1 + \frac{\Delta t \theta}{I} \frac{2K}{gT} |W_N| \right) \right. \right\} \Delta P_R \quad (A \cdot 1-57)$$

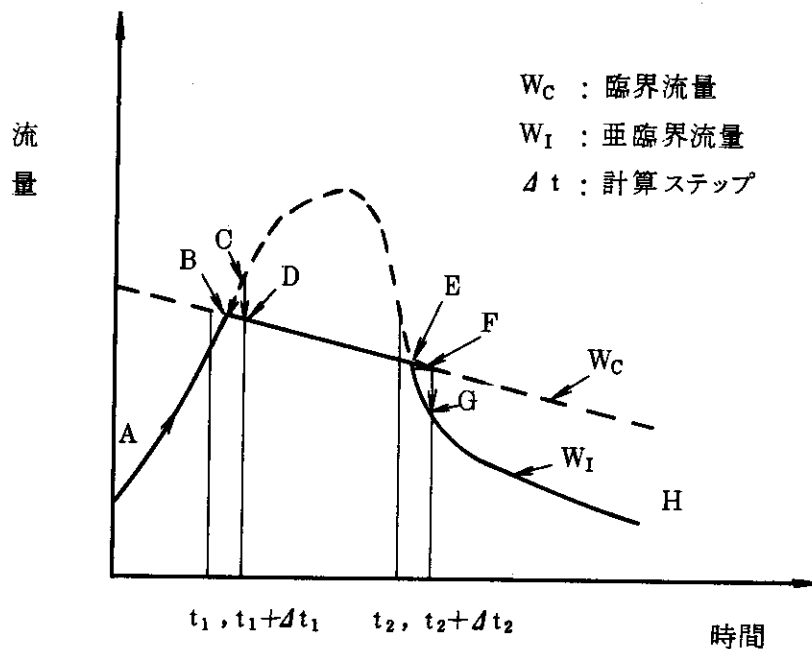
により求めている。したがって計算ステップ前後での流量変化は、 $W_0 \rightarrow W_N + \Delta W_R$ となる。上の方法は、式(A・1-56)から解るように計算ステップを決めた後で、初期流量を変更するため、同時にボリュームの質量・エネルギーの変化速度が変わり、それらの許容変化量に応じて決められた計算ステップへの影響が生じるから計算不安定の要因となる可能性がある。また、式(A・1-56)は計算ステップだけ先行した流量を初期流とするものである。これらの点を改めるために本稿では式(A・1-55)を用いている。

つぎに、臨界流状態での扱いは、RELAP4-MOD2の通りである。亜臨界流と臨界流の移行は、例えば、図A・1-2でA→C→D→F→Gとしており、計算初期の状態で計算し、計算終了後に移行を検出して流量を修正している。したがって、移行が生じる際は、計算ステップを小さくとる必要があり、亜臨界流から臨界流へ移行するときは

$$\left. \begin{aligned} \Delta t_{I \rightarrow C} &= (W_C - W_I) / (\dot{W}_I - \dot{W}_C) \\ \Delta t_{C \rightarrow I} &= (W_I - W_C) / (\dot{W}_C - \dot{W}_I) \\ &= -\Delta t_{I \rightarrow C} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 1-58)$$

臨界流から亜臨界流へ移行するときは

であり、上の2つの Δt のうち正の方について、計算ステップを制限する必要があるが、現状プログラムには組込んでない。



図A・1-2 亜臨界流⇔臨界流への移行の扱い方

A・1・3 プログラム上で簡略化した点

式(A・1-7)の右辺第3, 4項の管摩擦圧力損失項は, そのImplicitな成分についてのみ \bar{W}_K, \bar{W}_L を W_j に等しいとして簡略化している。すなわち, Implicit化した差分式(A・1-27)は,

$$\begin{aligned} \Delta W_j = & \dot{\bar{W}}_j \Delta t + \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{MK_S} \right)_K \Delta M_K + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{MK} \Delta U'_K \right\} \\ & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \left(\frac{1}{MK_S} \right)_{M,L} \Delta M_L + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_{M,L} \Delta U'_L \right\} \\ & + \frac{\Delta t \theta}{I_j} \frac{2W_K}{g A_K^2 \tau_K} (\Sigma C_{K\nu} \Delta W_\nu - \Sigma C_{K\nu'} \Delta W_{\nu'} + C_{KM} \Delta M_K) \\ & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \frac{2W_L}{g A_L^2 \tau_L} (\Sigma C_{L\nu} \Delta W_\nu - \Sigma C_{L\nu'} \Delta W_{\nu'} + C_{LM} \Delta M_L) \\ & - \frac{\Delta t \theta}{I_j} \left\{ \frac{-W_j}{g \tau_j} \left(\frac{1}{A_L^2} - \frac{1}{A_K^2} \right) F_j + \frac{|W_j|}{g \tau_j} \left\{ \frac{K_j}{A_j^2} + \frac{1}{2A_K^2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_K \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2A_L^2} \left(\frac{\lambda L}{D} \right)_L \right\} \right\} \Delta W_j \end{aligned}$$

と近似している。したがって式(A・1-33)は管摩擦の項を含んでおらず, その代わりに式(A・1-28)の右辺第2項が上式右辺の最後の項に変わっている。

A・1・4 行列計算の修正

式(A・1-35), (A・1-40)によって作られる連立一次方程式の解法について, 係数の規格化(対角成分を1.0, 定数ベクトルを1.0または0)し, さらに行の入れ換えを行なわないように修正した。これは, 連立一次方程式

$$A \Delta W = B \quad (A \cdot 1 - 59)$$

の係数行列Aおよび定数ベクトルBは, 流体ボリュームの大小や流体状態の相違により, 数値の大小が著しいため計算精度の悪化の可能性が考えられる。⁽²⁾そこで, 数値をそろえるため

$$b'_j = \begin{cases} b_j & (b_j \neq 0 \text{ のとき}) \\ 1.0 & (b_j = 0 \text{ "}) \end{cases}$$

として

$$\begin{aligned} A' &= (a'_{ij}) \\ a'_{ij} &= (a_{ij} / b'_i) / (a_{jj} / b'_j) \end{aligned}$$

により, $a'_{jj} = 1.0$ となり, 式(A・1-59)は

$$A' \Delta W' = \begin{pmatrix} \vdots \\ 1 \text{ or } 0 \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (\text{A} \cdot 1-60)$$

ここで,

$$\Delta W'_j = (a_{jj}/b'_j) \Delta W_j \quad (\text{A} \cdot 1-61)$$

となる。式 (A・1-60) は係数行列の対角成分が 1.0, 定数ベクトルが 1.0 または 0 であり, これを解いて得た解 $\Delta W'$ から式 (A・1-61) により解 ΔW を求めることができる。

RELAP4-MOD2 では, 上の規格化のうち A の対角成分を 1.0 にする操作のみ行なっており, B の規格化は行なっていない。また, チェインの方法⁽²³⁾で行列式の解を求める際, 最後のガウスの消去法のところで a_{jj} を a_{ij} ($i=j \cdots N$) の最大値になるように行の入れかえをしているため, 例えば全閉している逆止弁箇所 ($a_{jj}=1.0, a_{ij}=0, b_j=0$ 。したがって $\Delta W_j=0$ 。) が他の行と入れかわってしまい $\Delta W_j=0$ の自明の解が得られず計算精度の悪い場合が生じた。そこで, 行の入れかえをしないように修正したところ, このような誤差はなくなった。

A・2 圧力変化の偏微分係数の検討

A・2・1 熱平衡状態における式の誘導⁽²⁵⁾

RELAP4 での圧力変化の取扱いを検討し, 計算不安定の要因を絞り, さらにより優れた方法があればそれを採用するために以下の検討を行なう。

RELAP4 の方法は, 流体要素に質量変化 ΔM , 内部エネルギー変化 ΔU が生じたときの圧力変化 ΔP を

$$\Delta P = \left(\frac{\partial P}{\partial M} \right)_U \Delta M + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta U \quad (\text{A} \cdot 2-1)$$

により算定する。しかし, 均質流の場合, 質量変化は同時に内部エネルギーの変化を伴うが, 上式の係数はそれらを別々扱うため係数値の精度を検査 (Debug) するうえで不都合である。そこで, 単独に生じ得る 2 つの物理過程 (均質流の断熱質量変化, 質量一定の加 (除) 熱) に応じた係数へ組み変える。すなわち,

$$\begin{aligned} \Delta U &= \Delta (Mu) \\ &= \Delta \{ M(h - Pv) \} \\ &= \Delta (Mh - PV) \\ &= h \Delta M + M(\Delta h - v \Delta P) \\ &= h \Delta M + \Delta Q \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 2-2)$$

上式を式 (A・2-1) へ代入して

$$\Delta P = \left\{ \left(\frac{\partial P}{\partial M} \right)_U + h \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \right\} \Delta M + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M \Delta Q \quad (\text{A} \cdot 2-3)$$

を得る。上式の右辺第 1 項は均質流としての断熱下の質量変化過程であり, 第 2 項は加 (除)

熱過程である。

断熱過程における均質流の流出・流入時の圧力変化は

$$\Delta P = \frac{-1}{K_S} \frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{K_S} \frac{\Delta M}{M} \quad (\text{A} \cdot 2-4)$$

(ただし, $M = \frac{V}{v}$, V 一定を用いた)

である。

体積・質量が一定のもとで, 加(除)熱による圧力変化は, 圧力一定として体積膨張を求め, この体積膨張を圧縮して得られる圧力変化に等しい。すなわち, 圧力一定のもとで体積膨張は,

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial u} \right)_p \Delta u = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial u} \right)_p (\Delta q - P \Delta v) \quad (\text{A} \cdot 2-5)$$

これより

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p + P v} \Delta q \quad (\text{A} \cdot 2-6)$$

となり, これを断熱圧縮したときの圧力変化 ΔP は

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{1}{K_S} \frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{K_S} \frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p + P v} \Delta q \\ &= \frac{1}{MK_S} \frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p + P v} \Delta Q \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 2-7)$$

となる。

式 (A・2-3) (A・2-4) (A・2-7) より, 断熱過程のもとで均質流の質量変化による圧力変化の係数, および質量一定のもとで加(除)熱による圧力変化の係数は, それぞれ

$$\left(\frac{\partial P}{\partial M} \right)_U + h \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M = \frac{1}{MK_S} \quad (\text{A} \cdot 2-8)$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M = \frac{1}{MK_S} \frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p + P v} \quad (\text{A} \cdot 2-9)$$

となる。

つぎに, 流体状態 (单相, 二相) に応じて式 (A・2-8) (A・2-9) がどのようなかを検討する。はじめに, 单相流 (水, 蒸気) の場合, K_S は

$$K_S = K_T - \beta^2 v T / C_P \quad (\text{A} \cdot 2-10)$$

($K_T / K_S = C_P / C_V$, $C_P - C_V = \beta^2 v T / K_T$ から得る)

により算定される (RELAP4では K_T , β , v , T , C_p 等を蒸気表から算定するサブルーチンがある)。式(A・2-9)については,

$$\left(\frac{\partial v}{\partial u}\right)_p = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_p = v\beta \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_p = \frac{v\beta}{C_p - pv\beta} \quad (\text{A} \cdot 2-11)$$

$$\left(\begin{array}{l} \text{ただし, 熱力学第一法則より } P \text{ 一定のとき} \\ du = Tds - pdv = C_p dT - pdv = (C_p - pv\beta) dT \\ \therefore (\partial T / \partial u)_p = 1 / (C_p - pv\beta) \end{array} \right)$$

を用いて

$$\frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_p + pv} = \frac{\beta}{C_p}$$

$$\therefore \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_M = \frac{1}{MK_S} \frac{\beta}{C_p} \quad (\text{A} \cdot 2-12)$$

を得る。本稿では, 式(A・2-10)により, K_S を求め, それを用いて, 式(A・2-8) (A・2-12) から2つの圧力変化係数を算定することとした。なお, RELAP4のサブルーチンSTATEでは, K_S を求めることはせず, 式(A・2-8), (A・2-10), (A・2-12) から得られるように

$$\left. \begin{array}{l} \text{DEN} = (C_p K_T - \beta^2 v T) M \\ \quad (= C_p K_S M) \\ \left(\frac{\partial P}{\partial U}\right)_M = \beta / \text{DEN} \\ \left(\frac{\partial P}{\partial M}\right)_U = \frac{1}{MK_S} - \frac{\beta h}{MK_S C_p} \\ \quad = (C_p - \beta h) / \text{DEN} \end{array} \right\} \quad (\text{A} \cdot 2-13)$$

としている。

二相流の場合は, 気液間の熱力学的平衡を仮定して, K_S は

$$K_S = \frac{-1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P}\right)_s = \frac{-1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_s \left(\frac{dT}{dP}\right)_{\text{sat}} \quad (\text{A} \cdot 2-14)$$

ここで

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_s = x \frac{dV_{g\text{-sat}}}{dT} + (1-x) \frac{dV_{l\text{-sat}}}{dT} + v_{gl} \frac{dx}{dT} \quad (\text{A} \cdot 2-15)$$

上式の各項は

$$\begin{aligned} \frac{d v_{g \cdot \text{sat}}}{d T} &= \left(\frac{\partial v_g}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial v_g}{\partial P} \right)_T \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}} \\ &= v_g \beta_g - v_g K_{Tg} \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}} \end{aligned} \quad (A \cdot 2-16)$$

同様に

$$\frac{d v_{l \cdot \text{sat}}}{d T} = v_l \beta_l - v_l K_{Tl} \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}}$$

また

$$\begin{aligned} \frac{d x}{d T} &= \frac{d}{d T} \left(\frac{u - u_l}{u_{gl}} \right) \\ &= \frac{1}{u_{gl}} \frac{d u}{d T} - \frac{x}{u_{gl}} \frac{d u_{g \cdot \text{sat}}}{d T} - \frac{1-x}{u_{gl}} \frac{d u_{l \cdot \text{sat}}}{d T} \end{aligned} \quad (A \cdot 2-17)$$

ここで、

$$\frac{d u_{g \cdot \text{sat}}}{d T} = \left(\frac{\partial u_g}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial u_g}{\partial P} \right)_T \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}}$$

式 (A・2-11) と同様に

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u_g}{\partial T} \right)_p &= C_{pg} - P v_g \beta_g \\ \left(\frac{\partial u_g}{\partial P} \right)_T &= T \left(\frac{\partial S_g}{\partial P} \right)_T + P v_g K_{Tg} \\ &= -T v_g \beta_g + P v_g K_{Tg} \end{aligned}$$

したがって

$$\frac{d u_{g \cdot \text{sat}}}{d T} = C_{pg} - P v_g \beta_g + v_g (P K_{Tg} - T \beta_g) \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}} \quad (A \cdot 2-18)$$

同様に

$$\frac{d u_{l \cdot \text{sat}}}{d T} = C_{pl} - P v_l \beta_l + v_l (P K_{Tl} - T \beta_l) \left(\frac{d P}{d T} \right)_{\text{sat}}$$

断熱過程における熱力学第一法則より、

$$\frac{d u}{d T} = -P \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_s \quad (A \cdot 2-19)$$

式 (A・2-18) (A・2-19) を式 (A・2-17) へ代入して、 $u_{gl} = h_{gl} - p v_{gl}$ を用いれば

$$\frac{dx}{dT} = \frac{-1}{h_{gl} - Pv_{gl}} \left\{ P \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_S + C_{pg} - Pv_g \beta_g + v_g (PK_{Tg} - T\beta_g) \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right. \\ \left. + C_{pl} - Pv_l \beta_l + v_l (PK_{Tl} - T\beta_l) \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right\} \quad (A \cdot 2 - 20)$$

そして、式 (A・2-16) (A・2-20) を式 (A・2-15) へ代入して $(\partial v / \partial T)_S$ を解けば

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_S = \frac{h_{gl} - Pv_{gl}}{h_{gl}} \left[x \left\{ v_g \beta_g - v_l K_{Tg} \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right\} \right. \\ \left. + (1-x) \left\{ v_l \beta_l - v_l K_{Tl} \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right\} \right] \\ - \frac{v_{gl}}{h_{gl}} \left[x \left\{ C_{pg} - v_g P \beta_g + v_g (PK_{Tg} - T\beta_g) \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right\} \right. \\ \left. + (1-x) \left\{ C_{pl} - v_l P \beta_l + v_l (PK_{Tl} - T\beta_l) \left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} \right\} \right] \quad (A \cdot 2 - 21)$$

Clausius-Clapeyron の式より

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_{sat} = \frac{h_{gl}}{T v_{gl}} \quad (A \cdot 2 - 22)$$

式 (A・2-21) (A・2-22) を式 (A・2-14) へ代入して

$$K_S = \frac{T}{v} \left(\frac{v_{gl}}{h_{gl}} \right)^2 \left[x \left\{ C_{pg} - v_g P \beta_g + v_g (PK_{Tg} - T\beta_g) \frac{h_{gl}}{T v_{gl}} \right\} \right. \\ \left. + (1-x) \left\{ C_{pl} - v_l P \beta_l + v_l (PK_{Tl} - T\beta_l) \frac{h_{gl}}{T v_{gl}} \right\} \right] \\ - \frac{h_{gl} - Pv_{gl}}{v_{gl}} \left\{ x \left(v_g \beta_g - v_g K_{Tg} \frac{h_{gl}}{T v_{gl}} \right) + (1-x) \left(v_l \beta_l - v_l K_{Tl} \frac{h_{gl}}{T v_{gl}} \right) \right\} \quad (A \cdot 2 - 23)$$

を得る。また、 $(\partial u / \partial v)_p$ は、

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p = \frac{u_{gl}}{v_{gl}} = \frac{h_{gl} - Pv_{gl}}{v_{gl}} \quad (A \cdot 2 - 24)$$

式 (A・2-24) を式 (A・2-9) へ代入して

$$\left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M = \frac{1}{MK_S} \frac{v_{gl}}{v h_{gl}} \quad (A \cdot 2 - 25)$$

を得る。このようにして、二相流状態のときは、式 (A・2-23) から K_S を求め、これを式

(A・2-8) (A・2-25)へ代入して2つの圧力変化係数を算定することとする。

なお、RELAP4では、(A・2-23)の代りにDENなる量

$$\text{DEN} = \frac{v}{T} \left(\frac{h_{g1}}{v_{g1}} \right)^2 K_S$$

= {式 (A・2-23) の大カッコの中}

を求め、これより式 (A・2-25) に対し

$$\left(\frac{\partial P}{\partial U}_M \right) = \frac{h_{g1}}{T v_{g1}} \frac{1}{M \cdot \text{DEN}}$$

また、式 (A・2-8) に対し

$$\left(\frac{\partial P}{\partial M}_U \right) = \frac{1}{M K_S} - h \left(\frac{\partial P}{\partial U}_M \right) = \left(\frac{v_{hg1}}{v_{g1}} - h \right) \left(\frac{\partial P}{\partial U}_M \right)$$

としている。

以上により、RELAP4で用いている圧力変化係数の算式の妥当性を確認するとともに、これらを物理的に対応の良い式 (A・2-8) (A・2-9)に変更することができた (従来の方法では均質流の流出による圧力変化を ΔM , ΔU により求めていたが、 $\Delta U = h \Delta M$ の関係があり、 ΔM , ΔU を独立に考えることは物理的な対応が悪い)。

A・2・2 低クオリティ域における体積弾性率の増加

図A・2-1に示すような低クオリティの状態では、急激な増圧によって気泡が消滅するとき、その温度上昇は気泡の近くの液相に伝わるだけであり、大部分の液相は断熱変化の過程に近いと考えられる。このため、低クオリティでの音速 a が熱平衡を仮定した音速 a_E より大きく、参考文献⑧によれば、

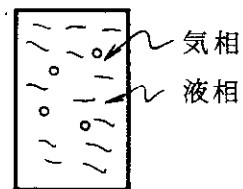
$$a = \sqrt{\frac{0.01}{x}} a_E \quad (\text{A} \cdot 2 - 27)$$

ただし $\begin{cases} 0 < x < 0.01 \\ a \leq a_L \text{ (液相の音速)} \end{cases}$

となる。音速と体積弾性率の関係は

$$\frac{a^2}{g} = \frac{dP}{d\tau} = \frac{v}{-1} \frac{dv}{dP} = \epsilon_{sv} \quad (\text{A} \cdot 2 - 28)$$

これより、熱平衡状態での体積弾性率を ϵ_{SE} とすれば、式 (A・2-27) (A・2-28) より



図A・2-1 低クオリティ

$$\epsilon_s = \frac{0.01}{x} \epsilon_{SE} \quad (\text{A} \cdot 2-29)$$

$$\text{ただし, } \begin{cases} 0 < x < 0.01 \\ \epsilon_s \leq \epsilon_{s\ell} \quad (\text{液相の体積弾性率}) \end{cases}$$

となる。二相状態の圧力変化は式 (A・2-3) (A・2-8) (A・2-25) より

$$\Delta P = \frac{1}{MK_S} \Delta M + \frac{1}{MK_S} \frac{v_{g\ell}}{v h_{g\ell}} \Delta Q \quad (\text{A} \cdot 2-30)$$

であり、液単相のときは式 (A・2-12) より

$$\Delta P = \frac{1}{MK_S} \Delta M + \frac{1}{MK_S} \frac{\beta}{C_p} \Delta Q \quad (\text{A} \cdot 2-31)$$

となる。また、

$$\epsilon_s = \frac{1}{K_S} \quad (\text{A} \cdot 2-32)$$

であるから、式 (A・2-29) により ϵ_s を大きくすれば上式により K_S が小さくなる。このとき、式 (A・2-30) の ΔM , ΔQ の両方の係数が増大し、 ΔM の係数は液相の値に近づくが、 ΔQ の係数は式 (A・2-31) の液相の値より著しく大きくなる場合が生じる。例えば、式 (A・2-30) で ΔM の係数が式 (A・2-29) の補正により液相の値に達したとき、 ΔQ の係数は液相の値より 10~2500 倍 (90 at 飽和~2 at 飽に依じて) にもなる。これは、流出入する流体に添字 j を付け、ボリュームの流体に添字 V を付けて流出入による圧力変化を式 (A・2-30) によって表わせば

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{1}{MK_S} \Delta M + \frac{1}{MK_S} \frac{v_{g\ell}}{v h_{g\ell}} (h_j - h_v) \Delta M \\ &= \frac{1}{MK_S} \Delta M + \frac{1}{MK_S} \frac{(x_j - x_v) v_{g\ell}}{v} \Delta M \\ &= \frac{1}{MK_S} \frac{v_j}{v} \Delta M = \frac{1}{K_S} \frac{\Delta V_j}{V} \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 2-33)$$

となり、上式の ΔV_j は混合する以前の流出入する流体の体積であるが、液単相の場合、この ΔV_j は凝縮後の値として扱われるため非常に小さくなっていることになる。

一方、 ΔQ の係数を過大に与えると、出入口のエンタルピの小さな差により大きな流量を引き起すことは明らかである。そこで、本稿では式 (A・2-30) の ΔQ の係数が式 (A・2-31) のそれを起えない範囲で、しかも音速よりも緩やかな現象を扱うことを考慮して

$$C_s = \frac{0.001}{x} \quad (\text{A} \cdot 2-34)$$

ただし $0 < x < 0.001$

$$C_{\epsilon \text{MAX}} = \left(\frac{1}{K_S} \frac{\beta}{C_P} \right)_L \left/ \left(\frac{1}{K_{SE}} \frac{v_{g\ell}}{v h_{g\ell}} \right) \right. \quad (\text{A} \cdot 2-34)$$

として、 C_{ϵ} が $C_{\epsilon \text{MAX}}$ を超えるときは $C_{\epsilon \text{MAX}}$ を用いるものとして、

$$C_{\epsilon} \leq C_{\epsilon \text{MAX}} \quad (\text{A} \cdot 2-35)$$

なる条件を付加し、

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_S &= C_{\epsilon} \epsilon_{SE} \\ \text{あるいは} \\ K_S &= \frac{1}{C_{\epsilon}} K_{SE} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A} \cdot 2-36)$$

により、低クオリティ域での体積弾性率の増加を考慮することとした。その結果、体積弾性率は10~200倍(90at飽和~2at飽和)に増大し、計算安定化に役立っている。

A・3 低温水注入時の計算安定化

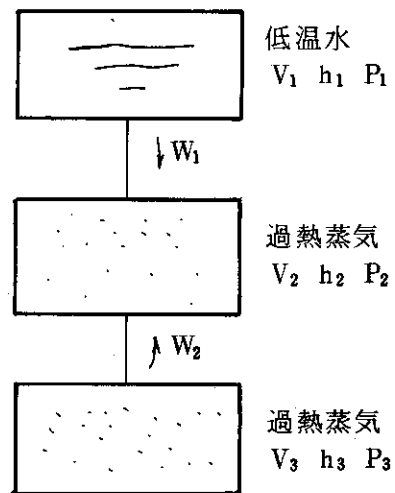
例えばブローダウン後期にECCS注入水が過熱蒸気の炉心へ流入する場合、図A・3-1に示すように、 V_1 から V_2 への流れ W_1 が生じる。このとき要素2の ΔM_2 、 ΔU_2 、 ΔP_2 は

$$\Delta M_2 = W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-1)$$

$$\begin{aligned} \Delta U_2 &= h_1 W_1 \Delta t \\ &= (h_1 - h_2) W_1 \Delta t + h_2 W_1 \Delta t \\ &= (h_1 - h_2) W_1 \Delta t + h_2 \Delta M_2 \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 3-2)$$

$$\begin{aligned} \Delta P_2 &= \frac{1}{(MK_S)_2} \Delta M_2 + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right)_M (\Delta U_2 - h_2 \Delta M_2) \\ &= \frac{1}{(MK_S)_2} \Delta M_2 + \left(\frac{\partial P}{\partial U} \right) (h_1 - h_2) W_1 \Delta t \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 3-2)$$

となり、 ΔP_2 は、 $(h_1 - h_2)$ が大きな負の値になり式(A・3-3)の右辺第2項が負の側に効いて、減圧する(蒸気凝縮による減圧)。これは、 W_1 が大きいほど減圧量が大きくなり、両者が互に増加させ合うため、計算ステップが小さくても W_1 が非常に大きく算定される可能性がある。さらに、 ΔP_2 の異常な低下



図A・3-1 低温水の過熱蒸気中への流入

($P_2 + \Delta P_2$ は負になることもある)により, 要素3からの流れ W_2 が非常に増加し, 要素3の質量がゼロに算定される場合が生じる。

この計算不安定の原因は, h_1, h_2 がExplicitなためであり, W_1 の流入による h_2 の低下したがって($h_1 - h_2$)の減少を考慮すればこのような大流量は算出されない。しかし, h_2 をImplicitに扱う方法は不明であるから, 本報では, 流量のうち流量変化分はその入口付近にあり蒸気との混合が遅れることを考慮し, 流量変化分は全く混合しないモデルを仮定する。すなわち, W_1 を流量変化分とすれば, その流入による体積変化は,

$$\Delta V_2 = v_1 W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-4)$$

となり, この蒸気換算質量 $\Delta M'_2$ は

$$\Delta M'_2 = \frac{v_1}{v_2} W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-5)$$

圧力変化は

$$\Delta P_2 = \frac{1}{(MK_S)_2} \Delta M'_2 = \frac{1}{(MK_S)_2} \frac{v_1}{v_2} W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-5)$$

となる。そして, 従来式(A・3-1)~(A・3-3)を用いていた代りに, 式(A・3-1)(A・3-2)(A・3-5)を用いて流量変化を算定するものである。これは, 式(A・3-5)が W_1 に関して圧力上昇を示す特性を有するから, 流量変化を安定に算定する。 W_1 の増加は $U_2 M_2$ から求める P_2 の減少に応じて計算ステップごとに少しずつ算出され, これは, 計算ステップを或程度小さくとり, 計算繰返数を増すことにより計算精度を良くすることができることは明らかである。

また, W_1 の流入と燃料棒等からの入熱により, 要素2の圧力が増大し W_1 を反転させる時刻が来る。この場合, 従来式(A・3-3)は右辺第2項が増圧効果を与えるため(計算ステップ前では $V_1 \rightarrow V_2$ の流れであったため h_1, h_2 の関係が変わっていないのである), 流出が大きければ ΔP_2 が増大するという反対の性質を示すこととなり, 極めて大きな逆流量を算定し, V_2 の質量がゼロになる場合が生じる。これも, 上記の改良手法によりかなり改善されることは明らかであるが, 式(A・3-5)右辺の v_1/v_2 は流出量による減圧量を過小に算出する傾向が残っている。そこで, 流れが逆転するとき, その体積変化は

$$\Delta V_2 = v_2 W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-6)$$

とし, したがって, 圧力変化は

$$\Delta P_2 = \frac{1}{(MK_S)_2} W_1 \Delta t \quad (\text{A} \cdot 3-7)$$

によることとする(なお, エンタルピの混合は流量計算後に直ちに行なう)。

A・4 流れクオリティの変化が大きいときの計算安定化

計算上は流れのクオリティが計算ステップ前後で変わらないとしているため、流れクオリティの変化が大きいときには質量やエネルギーの計算値に不合理な点が生じて計算不安定になる場合がある。それらは、二相液位が流出口を通過したときに生じる流量減少に関する点、気水分離モデルの水が無くなる時の流れクオリティの急激な増加に関する点、流量が大きいため流入クオリティが流出クオリティに影響する点である。以下に、各ケースについてその計算安定化の方法を検討する。

A・4・1 体積流量の連続と計算安定化

本章では、二相液位が出口孔を通過するときの流量変化の扱いについて検討する。

最初に、図A・4-1に示すように二相液位が出口孔を降下し、流れのクオリティが急増加する場合を考える。このとき、流路の長さが長ければ高クオリティは出口付近だけとなり、その体積流量は流路先端の低クオリティ流れの体積流量と等しい。したがって、出口点の流量 W は、二相液位が出口孔上端に達する時刻 t_1 で減少し始め、流路の平均クオリティの増加に応じて体積流量が増加し始める時刻 t_2 から再び増大すると考えられる。これは、流路の平均クオリティが1.0（蒸気の流れ）の定常流量 W_s まで次第に増大する。この流動現象に対する計算は、RELAP4-MOD2では同図中 W_1 で示す方法であり出口クオリティの変化による流量減少が考慮されていない。これは、流路の流体慣性が大きく、かつ二相液位の通過が速い場合、非常に大きな蒸気流れを算定し計算不安定を生じる可能性が考えられる。そこで、本稿では、同図中 W_2 で示す方法を採用することにした。これは、計算ステップごとの初期流量を、前ステップの計算結果と体積流量が等しいとするものであり、

$$w'_0 = w_0 v_0 / v'_0 \quad (A \cdot 4 - 1)$$

$v'_0 > v_0$

ただし w'_0 ; 前ステップの流量の計算結果

v'_0 ; " の計算で用いた比体積

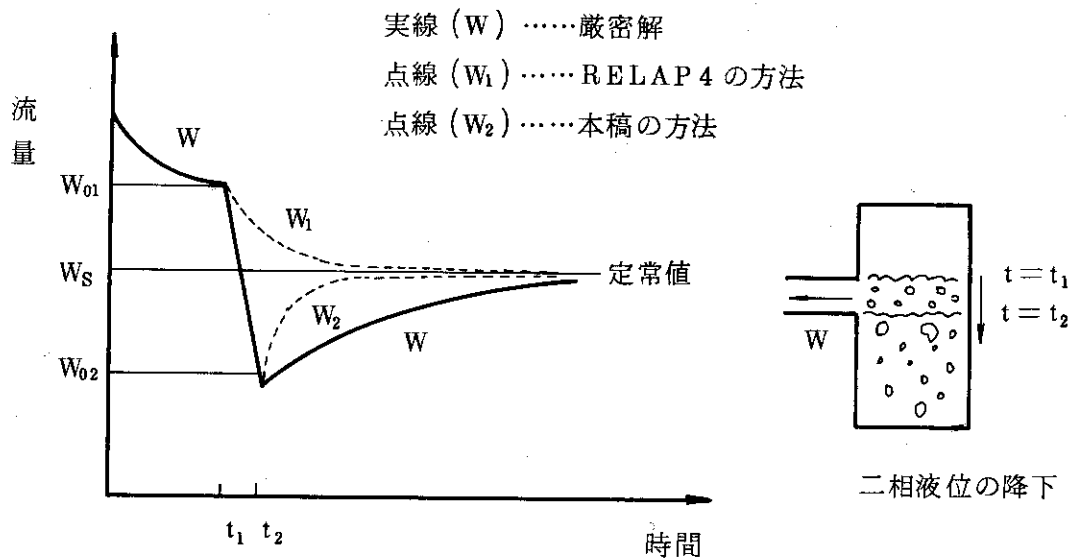
v_0 ; w_0 を用いて算定した新しい比体積

w_0 ; これから計算するステップの初期流量

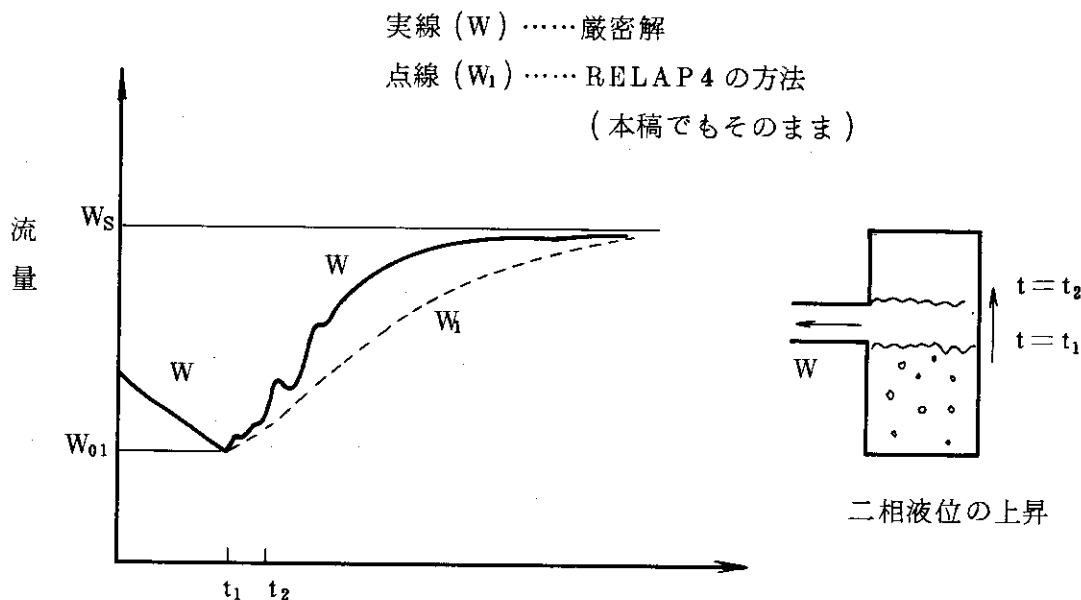
となる。この計算方法は、流路の平均の流体状態として出口点の流体状態を代用している（この点はRELAP4-MOD2と同じ）ため、流れの比重量が出口点の小さい値となるため、流体の慣性が小さく見積られ、同図に示すように厳密解より速く定常値に達する傾向がある。しかし、RELAP4の方法に比べてよりよく厳密解の傾向を模擬しているから、計算精度の改良と計算の安定化に役立つ手法であると思われる。

なお、二相液位の上昇により、流れのクオリティが急減少する場合は、図A・4-2に示すように、厳密解の W は蒸気流に引張られるための振動を伴って増加すると考えられるが、RELAP4の方法（本稿でもそのまま）は、流路の流体状態を出口点の流体状態と同一視しているため、流れの比重量を大きく見積ることとなり出口点の流量増加が厳密解より遅いものとなる傾向があると考えられる。

図A・4-1, 図A・4-2 に示すように, 本解析方法は厳密解における流路の流体状態分布を考慮していないことに起因する相違を生じる傾向があるが, 準定常的な現象 (流体の慣性の効き方が小さい) を対象とする場合はその相違は小さいと考えられる。



図A・4-1 出口クオリティが急激に増加するときの流量変化概念図



図A・4-2 出口クオリティが急激に減少するときの流量変化概念図

A・4・2 気水分離モデルの水が無くなる時の計算安定化

気水分離モデルの場合, 図A・4-3に示すように下端の出口の流量Wによる流出量が, ポリューム内の二相液量を超えて算出されることがある。これは実際には二相流が出たあと蒸気流出に変わるときであるが, 計算上は流れクオリティを計算ステップ内で一定としているため上

述のケースが生じ、ボリューム内の質量が自に算定されたり、あるいは非常な過熱温度が算定される。この計算不安定に対して、本稿では、流量Wによる流出量からその流出体積を求め、その体積からボリューム内の二相流体積を引いた残りの体積は、ボリューム内の飽和蒸気と流入流体が均一に混合した流体状態で流出する扱いによることとした。すなわち、二相流が流出する体積割合 θ は

$$M_{\ell.out} = (1 - x_{out}) W_{out} \Delta t \quad (A \cdot 4 - 2)$$

$$\theta = M_{\ell.vol} / M_{\ell.out} \quad (A \cdot 4 - 3)$$

であり、残りの体積 V_{out2} は

$$V_{out2} = (1 - \theta) v_{out} W_{out} \Delta t \quad (A \cdot 4 - 4)$$

となる。ボリューム内の二相液位より上側の飽和蒸気と流入流体を均一に混合した流体状態は、

$$\left. \begin{aligned} M_2 &= (M_{v01} - \theta W_{out} \Delta t) + W_{IN} \Delta t \\ U_2 &= (U_{v01} - \theta h_{out} W_{out} \Delta t) + h_{IN} W_{IN} \Delta t \\ v_2 &= V / M_2 \\ h_2 &= U_2 / M_2 + P v_2 / J \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 5)$$

であり、上の h_2 、 v_2 の物性値で V_{out2} の体積分が流出することになる。したがって、流出する質量、エネルギーは、式 (A・4-5) (A・4-4) を用いて

$$\left. \begin{aligned} M_{out} &= \theta W_{out} \Delta t + \frac{1}{v_2} (1 - \theta) v_{out} W_{out} \Delta t \\ H_{out} &= \theta h_{out} W_{out} \Delta t + \frac{h_2}{v_2} (1 - \theta) v_{out} W_{out} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 6)$$

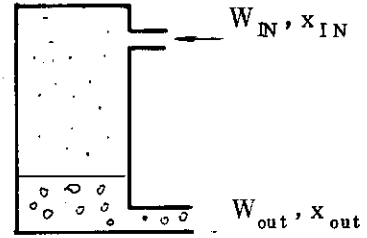
となる。

上述の方法により、計算安定化が得られた。

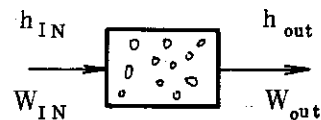
A・4・3 均質流モデルで流量大のときの計算安定化

均質流モデルの場合、図 A・4-4 に示すように出入口のエンタルピが

$$h_{out} < h_{IN} \quad (A \cdot 4 - 7)$$



図A・4-3 気水分離モデルの水が無くなる時



図A・4-4 均質流モデルの大流量

そのうえ、流出量がボリュームの全質量を超えて算出されるとき、ボリュームの質量が負に算定されたり、あるいは非常な過熱温度が算定されるケースが生じる。この計算不安定に対して、本稿では、ボリューム内の流体と流入流体を均一に混合したあと、ボリュームの圧力が変わらないという条件を満たす量が流出する扱いによることとした。すなわち、ボリューム内の流体と流入流体を混合し、ボリュームの圧力は変わらないとしたときの流体状態は、はじめに流入だけが生じたとして、

$$\left. \begin{aligned} M_2 &= M_{V01} + W_{IN} \Delta t \\ U_2 &= U_{V01} + h_{IN} W_{IN} \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 8)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{20} &= U_2 / M_2 \\ v_{20} &= V / M_2 \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 9)$$

となり、この状態では圧力が変化している。圧力を一定にするために外部へ膨張させれば、 (u_2, v_2) は二相流のとき

$$\left. \begin{aligned} x_2 &= (u_2 - u_\ell) / u_{g\ell} \\ v_2 &= x_2 v_{g\ell} + v_\ell \\ u_2 &= u_{20} - \frac{P}{J} (v_{20} - v_2) \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 10)$$

を繰り返し計算により解いて求め、単相流のとき

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= U_{V01} / M_{V01} \\ v_0 &= V / M_{V01} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 11)$$

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= u_0 - \frac{P}{J} (v_2 - v_0) \\ v_2 &= v_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial u} \right)_p (u_2 - u_0) \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4 - 12)$$

を繰返し計算により解いて求められる。上の繰返し計算による解法は第1回目の解に式(A・4-9)を用いれば2~3回で1%以下の解が得られている。このようにして求めた v_2 により、流出体積は

$$V_{out} = v_2 M_2 - V \quad (A \cdot 4 - 13)$$

流出質量、エネルギーは

$$\left. \begin{aligned} M_{out} &= V_{out} v_2 \\ h_2 &= u_2 + \frac{Pv}{J} \\ H_{out} &= h_2 M_{out} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 4-14)$$

となる。

上の計算方法により計算安定化が得られた。

A・5 Heat Slabの熱による出口エンタルピの過大算定の修正

RELAP4-MOD2におけるHeat Slabの熱による出口エンタルピの計算方法については、使用説明書に記載されていない。そこで、図A・5-1を参考にしてHeat Slabによるエンタルピ分布について検討する。熱力学の第一法則より圧力一定のとき

$$dH = q dt \quad (A \cdot 5-1)$$

これを図A・5-1の流れについて表わせば

$$Ar \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} \right) = Arq \quad (A \cdot 5-2)$$

上式をボリューム長さLについて積分して

$$M \frac{d\bar{h}}{dt} + W (h_{out} - h_{IN}) = Q \quad (A \cdot 5-3)$$

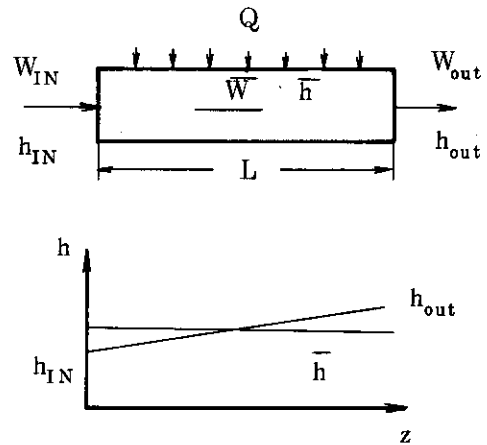
となる。求めるものは長さ方向のエンタルピ分布であり、QとWは一定とし、エンタルピ分布は直線分布を仮定すれば

$$\left. \begin{aligned} \bar{h} &= h_{IN} + \Delta h \\ h_{out} &= h_{IN} + 2\Delta h \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 5-4)$$

となり、 h_{IN} も一定とすれば、式(A・5-4)を式(A・5-3)へ代入して

$$M \frac{d\Delta h}{dt} + 2W\Delta h = Q \quad (A \cdot 5-5)$$

ここで



図A・5-1 Heat Slabの熱によるエンタルピ分布

$$\Delta h' = \Delta h - \frac{Q}{2W} \quad (\text{A} \cdot 5-6)$$

$$\therefore \Delta h = \Delta h' + \frac{Q}{2W}$$

とにおいて、上式を式 (A・5-5) へ代入すれば、Q, W一定より

$$M \frac{d \Delta h'}{dt} + 2W \Delta h' = 0 \quad (\text{A} \cdot 5-7)$$

上式を積分して

$$\Delta h' = (\Delta h')_0 e^{-t/(M/2W)} \quad (\text{A} \cdot 5-8)$$

を得る。式 (A・5-6) (A・5-4) より

$$\begin{aligned} \Delta h' &= \Delta h - \frac{Q}{2W} \\ &= h_{\text{out}} - \left(\bar{h} + \frac{Q}{2W} \right) \end{aligned} \quad (\text{A} \cdot 5-9)$$

であるから、上式を式 (A・5-8) へ代入して、計算ステップを Δt 、計算ステップ前後の値に添字 N, 0 を付ければ、

$$h_{\text{out},N} - \left(\bar{h}_N + \frac{Q}{2W} \right) = \left\{ h_{\text{out},0} - \left(\bar{h}_0 + \frac{Q}{2W} \right) \right\} e^{-\Delta t/(M/2W)} \quad (\text{A} \cdot 5-10)$$

となる。 h_N はボリュームの均質流的なエネルギーバランスから別途求めてあるから、上式により $h_{\text{out},N}$ が求まる。RELAP4-MOD 2は、計算ステップが小さいことを考慮すれば \bar{h}_0 と \bar{h}_N の差は非常小さいから

$$h_Q = \bar{h}_N + \frac{Q}{2W} \quad (\text{A} \cdot 5-11)$$

$$h_{\text{out},N} = (h_{\text{out},0} - h_Q) e^{-\Delta t/(M/2W)} + h_Q \quad (\text{A} \cdot 5-12)$$

としている。また、式 (A・5-11) の W は

$$W = \frac{1}{2} (\bar{W} + W_{\text{out}}) \quad (\text{A} \cdot 5-13)$$

としている。

つぎに、Qの計算方法について検討する。区間 ($z, z+dz$) で定常状態の熱バランスを考えると、単相流の場合、

$$dQ = WC_p dT_f = \alpha (T_w - T_f) \ell_{pm} dz \quad (\text{A} \cdot 5-14)$$

$$\therefore \frac{dT_f}{T_w - T_f} = \frac{\alpha \ell_{pm}}{WC_p} dz = S_t \frac{\ell_{pm}}{A} dz \quad (\text{A} \cdot 5-15)$$

$$S_t = \alpha / r u C_p \quad (\text{A} \cdot 5-16)$$

(Stanton数)

上式で T_w を一定として積分すれば

$$T_w - T_f = (T_w - T_{f,IN}) e^{-(S_t \ell_{pm}/A)Z} \quad (\text{A} \cdot 5-17)$$

したがって

$$T_{f,out} = T_w - (T_w - T_{f,IN}) e^{-(S_t \ell_{pm}/A)L}$$

$$(T_{f,out} - T_{f,IN}) = (T_w - T_{f,IN}) (1 - e^{-(S_t \ell_{pm}/A)L}) \quad (\text{A} \cdot 5-18)$$

となり、 Q は T_{VOL} を要素の平均温度として

$$Q = (T_{f,out} - T_{f,IN}) WC_p$$

$$= (T_w - T_{f,IN}) (1 - e^{-(S_t \ell_{pm}/A)L}) WC_p$$

$$= (T_w - T_{VOL}) (e^{-(S_t \ell_{pm}/A)L/2} - 1) WC_p \quad (\text{A} \cdot 5-19)$$

となる。二相流の場合、 T_f は飽和温度で一定になるから式 (A・5-14) に対応して

$$dQ = \alpha (T_w - T_{sat}) \ell_{pm} dz \quad (\text{A} \cdot 5-20)$$

$$Q = \alpha (T_w - T_{sat}) \ell_{pm} L \quad (\text{A} \cdot 5-21)$$

となる。

要素内が单相流と二相流に分かれる場合、 \bar{h} 、 h_{IN} 、 h_{out} の組合せに応じて表 A・5-1 に示す 13 ケースがある。同表は、出口側の流体状態が单相流か 2 相流かに応じて、 Q の算式として式 (A・5-19) または式 (A・5-21) を選択し、式 (A・5-11) の h_Q は出口側が半分以上单相のときは \bar{h} を用い、出口側半分以内で单相と 2 相の変化があるときには $(h_{\ell\text{-sat}}, h_{g\text{-sat}})$ を用いており、式 (A・5-12) の時定数 ($M/2W$) を決める M はその流体状態が占める体積の 2 倍に対する流体重量としている。RELAP4-MOD2 では、上述の M に対する補正を行わず、 Q を小さく評価している*。

RELAP4-MOD2 は、 \bar{h} が水、 h_{IN} が蒸気または二相のとき、 h_Q の計算で

$$h_Q = h_{\ell\text{-sat}} + \frac{Q}{2W} \quad (\text{A} \cdot 5-22)$$

のルーチンへ行き、これを用いて式 (A・5-12) から算定する $h_{out,N}$ が \bar{h} に比べて著しく大きく、流出エネルギーの過大算定となりボリュームの温度が 0 (°C) になる計算例が生じた。そこで、本稿では上の場合

* Q に $\exp\{(-S_t \ell_{pm}/A)Z_{sat}\}$ の補正が付いており、式の意味が明らかでない。

$$h_Q = \bar{h} + \frac{Q}{2W} \quad (\text{A} \cdot 5-23)$$

のルーチンへ行くようにプログラムフローを修正した。その結果、上述の出口エンタルピーの過大算定が無くなり、温度も生じ得る範囲に算定されるようになった。また、上の方法の効果を調べる意味で $h_{out,N}$ を \bar{h} と等しくするオプションも付加している。

表 A・5-1 流動状態に応じた h_Q , M

\bar{h}	h_{IN}	h_{out}	Z_{sat}	Q	h_Q	M/M_{Vol}
2相	-	2相	L	$\alpha (T_W - T_{sat}) \ell_{pm} L$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
		水	$\frac{L}{2} + \frac{L}{2} (h_{\ell, sat} - \bar{h}) / (h_{out} - \bar{h})$	$2(T_W - T_{sat}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)(L - Z_{sat}) \} \} C_p W$	$h_{\ell, sat} + \frac{Q}{2W}$	$\frac{2Z_{sat}}{L}$
蒸気	-	蒸気	$\frac{L}{2} + \frac{L}{2} (h_{g, sat} - \bar{h}) / (h_{out} - \bar{h})$	$2(T_W - T_{sat}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)(L - Z_{sat}) \} \} C_p W$	$h_{g, sat} + \frac{Q}{2W}$	$\frac{2Z_{sat}}{L}$
		水	0	$(T_W - T_{vol}) \{ \exp\{ (St \ell_{pm} / A)L/2 \} - 1 \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
水	水	2相	$\frac{L}{2} (h_{out} - h_{\ell, sat}) / (h_{out} - \bar{h})$	$2\alpha (T_W - T_{sat}) \ell_{pm} Z_{sat}$	$h_{\ell, sat} + \frac{Q}{2W}$	$\frac{2Z_{sat}}{L}$
		蒸気	—	—	—	—
2相	2相	水	—	$2(T_W - T_{vol}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)L/2 \} \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
		蒸気	—	$2(T_W - T_{vol}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)L/2 \} \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
蒸気	水	水	—	$2(T_W - T_{vol}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)L/2 \} \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
		蒸気	—	$2(T_W - T_{vol}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)L/2 \} \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
蒸気	2相	水	—	$2(T_W - T_{vol}) \{ 1 - \exp\{ -(St \ell_{pm} / A)L/2 \} \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
		蒸気	$\frac{L}{2} (h_{g, sat} - h_{out}) / (h_{out} - \bar{h})$	$2\alpha (T_W - T_{sat}) \ell_{pm} Z_{sat}$	$h_{g, sat} + \frac{Q}{2W}$	$\frac{2Z_{sat}}{L}$
蒸気	蒸気	水	0	$(T_W - T_{vol}) \{ \exp\{ (St \ell_{pm} / A)L/2 \} - 1 \} C_p W$	$\bar{h} + \frac{Q}{2W}$	1.0
		蒸気	—	—	—	—

(注) M_{VOL} はポリユニットの流体重量

A・6 ポンプヘッド、回転数の Implicit 化

ポンプヘッドおよびポンプ回転数の計算が発散するケースが生じたため、これらの計算を Implicit に行なう方法を検討する。

はじめに、ポンプヘッド⁽²⁷⁾を Implicit⁽²³⁾に扱う方法を検討する。ポンプヘッド h を、ポンプ回転による圧力上昇 h_p と流れの圧力損失による圧力降下 h_L とに分けて

$$h = h_p + h_L \quad (\text{A} \cdot 6-1)$$

とする。そして、ポンプ特性の各領域で

$$\left. \begin{aligned} h_p / \alpha^2 &= \text{const.} \\ h_L / v^2 &= \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A} \cdot 6-2)$$

として、ポンプ特性曲線を 2 次曲線で近似する。すなわち、奇数領域 (1, 3, 5, 7) では横軸が $(v/\alpha)^2$ 、縦軸が (h/α^2) であるから

$$\frac{h}{\alpha^2} = \frac{h_p}{\alpha^2} + \frac{h_L}{\alpha^2} = \frac{h_p}{\alpha^2} + \frac{h_L}{v^2} \left(\frac{v}{\alpha} \right)^2 \quad (\text{A} \cdot 6-3)$$

偶数領域 (2, 4, 6, 8) では横軸が $(\alpha/v)^2$ 、縦軸が h/v^2 であるから

$$\frac{h}{v^2} = \frac{h_p}{v^2} + \frac{h_L}{v^2} = \frac{h_L}{v^2} + \frac{h_p}{\alpha^2} \left(\frac{\alpha}{v} \right)^2 \quad (\text{A} \cdot 6-4)$$

となる。図 A・6-1 は RELAP4-MOD2 に組込まれている BINGHAM PUMP のデータであるが各領域ごとに 2 次曲線に近い形をしていることが解る。式 (A・6-3) (A・6-4) における式 (A・6-2) の値の決め方は、計算点と距離の遠い方の領域境界点とを用いて決めることとする。

そして、流動計算では計算ステップ Δt の間、ポンプの圧力上昇項

$$\Delta P_p = h_p H_R r \quad (\text{A} \cdot 6-5)$$

は一定として扱い、ポンプの圧力損失項はつぎの圧力損失係数

$$\Delta P_L = h_L H_R r = \frac{K_P}{2gA_j^2 r} W_j^2 \quad (\text{A} \cdot 6-6)$$

$$\therefore K_P = h_L H_R r \left/ \left(\frac{W_j^2}{2gA_j^2 r} \right) \right. \quad (\text{A} \cdot 6-7)$$

を用いる。この K_P を用いることにより変化の大きいポンプ流動抵抗 ΔP_L を Implicit に扱うことができる。これをプログラムに組込んだところ、ポンプヘッドの計算が安定した。

つぎに、ポンプ回転数の Implicit な差分式を導く。ポンプ回転の運動方程式は、

$$\left. \begin{aligned} I \frac{d\omega}{dt} &= -T \\ T &= T_{hy} \frac{\rho}{\rho_R} + T_{fr} \frac{\omega |\omega|}{\omega_R^2} \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 6-8)$$

であり、上式を Implicit に差分化すると

$$\left. \begin{aligned} \Delta\omega &= \dot{\omega} \Delta t - \frac{\Delta T}{I} \Delta t \\ \Delta T &= \frac{\rho}{\rho_R} \Delta T_{hy} + 2 T_{fr} \frac{|\omega|}{\omega_R^2} \Delta\omega \end{aligned} \right\} \quad (A \cdot 6-9)$$

となる。上式の ΔT_{hy} は

$$\beta = T_{hy} / T_R \quad (A \cdot 6-10)$$

により、

$$\Delta T_{hy} = T_R \Delta\beta \quad (A \cdot 6-11)$$

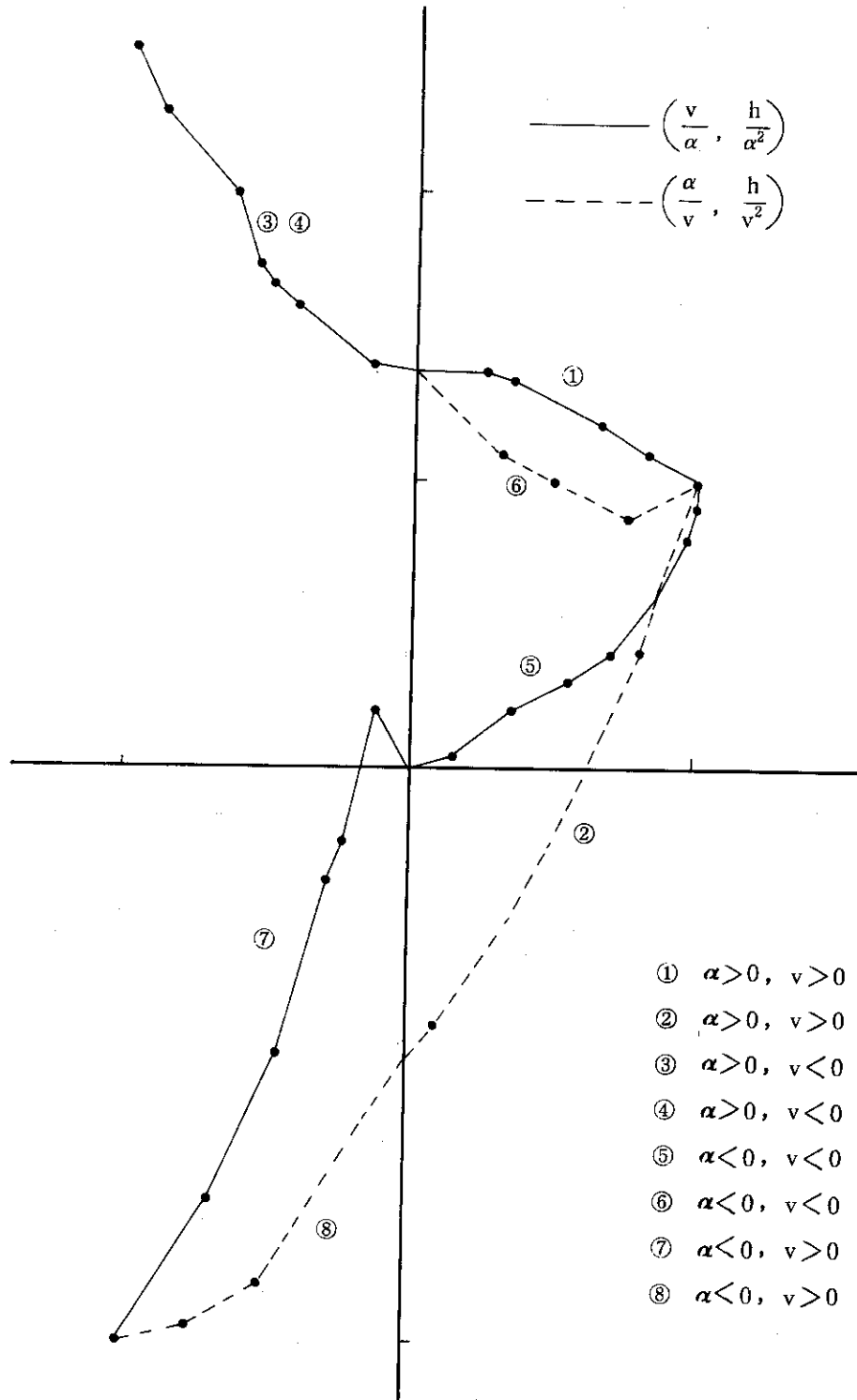
であり、 $\Delta\beta$ はポンプのトルク特性曲線から求める。すなわち、奇数領域 (1, 3, 5, 7) では、 $(v/\alpha, \beta^2/\alpha)$ を計算点とその近くの点について求めこの2点の値から

$$\Delta\beta = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right)_v \Delta\alpha = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right)_v \frac{\Delta\omega}{\omega_R} \quad (A \cdot 6-12)$$

偶数領域 (2, 4, 6, 8) では $(\alpha/v, \beta^2/v)$ について同様にして式 (A・6-12) の形式を求める。式 (A・6-12), (A・6-11), (A・6-9) より

$$\begin{aligned} \Delta\omega &= \dot{\omega} \Delta t - \frac{\Delta t}{I} \left(\frac{\rho}{\rho_R} T_R \left(\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right)_v \frac{\Delta\omega}{\omega_R} + 2 T_{fr} \frac{|\omega|}{\omega_R^2} \Delta\omega \right) \\ \therefore \Delta\omega &= \dot{\omega} \Delta t / \left[1 + \frac{\Delta t}{I} \left\{ \frac{\rho}{\rho_R} \frac{T_R}{\omega_R} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \alpha} \right)_v + 2 T_{fr} \frac{|\omega|}{\omega_R^2} \right\} \right] \end{aligned} \quad (A \cdot 6-13)$$

を得る。上式はトルクを Implicit に扱った回転数の差分式であり、これにより回転数の計算が安定した。



☒A·6-1 BINGHAM PUMP

A・7 Wilsonの気泡離脱速度のImplicit化

Wilsonの実験式⁽⁸⁾による気泡離脱速度は式(2・4-1)に示したが、これを書くと(記号の意味は式(2・4-1)を参照)

$$\alpha = a \left(\frac{r_g}{r_l - r_g} \right)^{0.32} \left(\frac{d_b}{d} \right)^{0.19} \left\{ \frac{V_B}{(g d_b)^{0.5}} \right\}^b \quad (\text{A} \cdot 7-1)$$

である。上式は V_B の α 依存性が強く、そのため気泡が離脱したことによる V_B の変化が大きい。したがって、気泡離脱の式を V_B に関してImplicitに差分化する⁽²³⁾必要がある。気泡離脱の式は、RELAP4-MOD2の説明書⁽⁷⁾より

$$\dot{B}_M = \dot{M}_S - \sum \phi_j X_j W_j - A \alpha_{top} V_B \quad (\text{A} \cdot 7-2)$$

であり、上式のうち右辺第3項をImplicitに扱う差分式は、

$$\Delta B_M = \dot{B}_M \Delta t - (A \alpha_{top} \Delta V_B + A V_B \Delta \alpha_{top}) \Delta t \quad (\text{A} \cdot 7-3)$$

となる。上式で、液位先端のボイド率 α_{top} は

$$\alpha_{top} = C_1 \bar{\alpha} + C_2 \quad (\text{A} \cdot 7-4)$$

ここで、 $0 < \bar{\alpha} < 0.5$ のとき $C_1 = C_0 + 1$, $C_2 = 0$

$0.5 < \bar{\alpha} < 1$ のとき $C_1 = 1 - C_0$, $C_2 = C_0$

C_0 はインプットデータ

この差分は、

$$\Delta \alpha_{top} = C_1 \Delta \bar{\alpha} \quad (\text{A} \cdot 7-5)$$

また、Bubble Mass B_M は

$$B_M = A Z_m \bar{\alpha} r_g \quad (\text{A} \cdot 7-6)$$

この差分は

$$\Delta B_M = A r_g Z_m \Delta \bar{\alpha} + A r_g \bar{\alpha} \Delta Z_m \quad (\text{A} \cdot 7-7)$$

二相液位の変化 ΔZ_m は液相の体積保存より

$$V_l = (1 - \bar{\alpha}) A Z_m$$

$$\Delta V_l = -Z_m A \Delta \bar{\alpha} + (1 - \bar{\alpha}) A \Delta Z_m = 0$$

$$\therefore \Delta Z_m = \frac{Z_m}{1 - \bar{\alpha}} \Delta \bar{\alpha} \quad (\text{A} \cdot 7-8)$$

上式を式 (A・7-7) へ代入して

$$\Delta B_M = AZ_m r_g \frac{1}{1-\bar{\alpha}} \Delta \bar{\alpha} \quad (\text{A} \cdot 7-9)$$

また、 V_B と $\bar{\alpha}$ の関係は式 (A・7-1) より

$$V_B = C_B \bar{\alpha}^n$$

ここで、

$$C_B = \sqrt{g d_b} / \left\{ a \left(\frac{r_g}{r_L - r_g} \right)^{0.32} \left(\frac{d_b}{d} \right)^{0.19} \right\}^{\frac{1}{b}} \quad (\text{A} \cdot 7-10)$$

$$n = 1/b$$

この差分は

$$\Delta V_B = C_B n \bar{\alpha}^{n-1} \cdot \Delta \bar{\alpha} = \frac{n V_B}{\bar{\alpha}} \Delta \bar{\alpha} \quad (\text{A} \cdot 7-11)$$

式 (A・7-11) (A・7-9) (A・7-5) を式 (A・7-3) へ代入して

$$\Delta \bar{\alpha} = \dot{B}_M \Delta t / C_3$$

ここで

$$C_3 = AZ_m r_g \frac{1}{1-\bar{\alpha}} + \Delta t \left\{ A \left(\frac{\alpha_{top}}{\bar{\alpha}} \right)^n n V_B + A V_B C_1 \right\} \quad (\text{A} \cdot 7-12)$$

を得る。上の $\Delta \bar{\alpha}$ を用いて、 ΔB_M は式 (A・7-9) から算定され、 ΔZ_m は式 (A・7-8) から算定される。

以上の計算方法により、Bubble Mass B_M の計算が安定した。

A・8 計算ステップ時間と計算安定化

計算ステップの計算精度に及ぼす影響 (その1つに計算不安定)、ならびに計算ステップの算定式の検討をする。

計算ステップを大きくとると計算精度が悪化し、ひどい場合には計算不安定を生じることがある。この原因は、Explicitに扱われている諸係数が計算ステップをはさんで大きな変化をしているためと考えられる。これらのExplicitな諸量は表A・8-1に示すように、要素に関する h_i , $(\partial P / \partial M)_S$, $(\partial P / \partial U)_M$, 流れに関する h_J , v_J , 亜臨界流と臨界流の移行, 圧力損失, $(\partial G_C / \partial P)_h$, 入熱量に関する熱伝達率などがある。これら諸量の変化を制限するために必要な計算ステップの算式は、U, M, W等の変化の制限式であり、同表に示す(a)~(g)が考えられる。RELAP4-MOD2に用いられている計算ステップの算式を表A・8-2に示す。同表中NCHK(インプットデータ)は計算ステップの与え方を選択するものであり、0, -1

のとき内部で計算ステップの制限(③~⑨)を算定しそれを計算ステップの範囲内②で考慮する。これらの計算ステップの算定式の物理的な意味は、表A・8-1の必要な制限の項(a)~(g)の該当するものを表A・8-2の区分に示す。これらのうち、③は計算ステップを非常に小さくする制限であり、④⑥⑦⑨は意味を成さなくなっている。すなわち、NCHK=0のとき、⑧が計算ステップを不必要に小さく算定するため、計算時間が非常に掛ることになる。そこで、NCHK=-1を用いてみたところ、ブローダウン開始直後の圧力波振動時に、破断点近くの配管要素が減圧発泡後に容器からの高圧反射波により再凝縮する際、異常な圧力上昇を生じた。これは、再凝縮の計算ステップ制限が $\dot{M} < 0$ のときスキップされるため、容器からの高圧反射波が考慮されないことによる。この対策として、計算ステップ終了時の質量変化速度 \dot{M}' を推定し、さらに低クオリティ域での体積弾性率の急激な変化に対応して許容質量変化量を小さくし、この両者により計算ステップを決める必要がある。 \dot{M}' は質量変化の加速度 \ddot{M} から求められる。そこで、 \dot{M} を求めるために、ボリュームへ流入する質量速度 \dot{M}_{IN} による気泡消滅時間 Δt_{IN} を

$$\Delta t_{IN} = \alpha V (\gamma_l - \gamma_g) / \dot{M}_{IN} \quad (A \cdot 8 - 1)$$

により求め、これは非常に小さくなる場合があるから、インプットで与えた最大計算ステップ Δt_{MAX} との相乗平均 $\Delta t'$

$$\Delta t' = \sqrt{\Delta t_{IN} \Delta t_{MAX}} \quad (A \cdot 8 - 2)$$

を用いて予備的に流動計算を行ない、その結果得られた質量変化速度 \dot{M}_N と、計算初期の質量変化速度 \dot{M} を用いて、質量変化の加速度 \ddot{M} を

$$\ddot{M} = (\dot{M}_N - \dot{M}) / \Delta t' \quad (A \cdot 8 - 3)$$

により求める。なお、式(A・8-1)による Δt_{IN} が Δt_{MAX} 以上のときは、流れが大きく再凝縮による計算不安定を生じないと考えられるから、予備的な流動計算は行なわず、1ステップ前の質量変化速度 \dot{M}_0 と前回の計算ステップ Δt_0 を用いて

$$\ddot{M} = (\dot{M} - \dot{M}_0) / \Delta t_0 \quad (A \cdot 8 - 4)$$

により \ddot{M} を求める。

式(A・8-3)または式(A・8-4)から求めた \ddot{M} を用いて、計算ステップ終了時の質量変化速度 \dot{M}' は、計算ステップを Δt_K として

$$\dot{M}' = \dot{M} + \ddot{M} \Delta t_K \quad (A \cdot 8 - 5)$$

となる。許容質量変化量 ΔM_a

$$\Delta M_a = - C_X M \quad (A \cdot 8 - 6)$$

とおけば、式(A・8-5)による \dot{M}' との関係は

$$\Delta M_a = \dot{M}' \Delta t_K = -C_X M$$

$$\therefore \ddot{M} \Delta t_K^2 + \dot{M} \Delta t_K + C_X M = 0 \quad (\text{A} \cdot 8-7)$$

であり、求める計算ステップ Δt_K は

$$\left. \begin{array}{l} |\ddot{M}/\dot{M}| \geq 10^{-4} \text{ のとき} \\ \Delta t_K = \frac{-\dot{M} + \sqrt{\dot{M}^2 - 4C_X M \ddot{M}}}{2\ddot{M}} \end{array} \right\} \quad (\text{A} \cdot 8-8)$$

$$\left. \begin{array}{l} |\ddot{M}/\dot{M}| < 10^{-4} \text{ のとき} \\ \Delta t_K = -C_X M / \dot{M} \end{array} \right\} \quad (\text{A} \cdot 8-9)$$

となる。許容質量変化量を決める C_X (式 (A・8-6)) は、質量減少時に

$$\left. \begin{array}{l} C_X = 0.1 \\ = 0.2 \text{ (気水分離モデルで } 0.05 < X < 1 \text{ のとき)} \end{array} \right\} \quad (\text{A} \cdot 8-10)$$

質量増加時に

$$\left. \begin{array}{l} C_X = -0.05 \quad (0.01 \leq X, X=0 \text{ のとき)} \\ = -x v_{gl} / v_l \quad (0 < X < 0.01 \text{ のとき)} \end{array} \right\} \quad (\text{A} \cdot 8-11)$$

さらに ($0 < X < 0.01$) のとき、上の C_X の範囲として

$$0.002 < C_X < 0.02 \quad (\text{A} \cdot 8-12)$$

を与えて計算ステップが不必要に小さく (または大きく) ならないようにしている。

上述の式 (A・8-8) ~ 式 (A・8-12) を質量変化による計算ステップとして用いたところ、二相流が再凝縮する際の計算不安定は解決した。








また、表 A・8-2 に示す③の流れ方向の逆転による計算ステップの制限は、ECCS (非常時の炉心冷却系) 注入水による流量の微細な振動をフォローして極めて計算ステップが小さくなる場合が生じる。そこで、この流量振動は、第 A・3 章に記した方法により平均的に扱うという観点から、流れ方向の逆転による制限を除いたオプション (このとき NCHK = -2) を作った。

以上の改良点を RELAP4-MOD2 の方法と対比して表 A・8-2 に示す。この改良の結果、計算不安定の解決と計算機使用時間の低減 (1/5 ~ 1/10 に減少した) が得られた。

表A・8-1 Explicitな諸量

Explicitな諸量	説明	必要な制限
# 1 h_i	流出・流入による要素のエネルギー変化は $h_j - h_i$ に影響される。これは式 (A・1・10), (A・1・13) の $\beta_{11} D_i$ として効いてくる。	(a) 内部エネルギー変化の制限
# 2 $\left(\frac{\partial P}{\partial M_S}\right) = \frac{1}{MK_S} = \frac{1}{V} \left(\frac{v}{K_S}\right)$	ΔM による圧力変化の係数である。2つの変数 (例えば U, M) により決まる。特に、相転移 (水 \leftrightarrow 二相流) の際に変化が大きい	(b) 質量変化の制限 (Uの変化は(a)により制限されている)
# 3 $\left(\frac{\partial P}{\partial U_M}\right) = \frac{1}{MK_S} \frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v_p}\right) + pv}$	$\Delta U' \equiv (\Delta U - h \Delta M)$ による圧力変化の係数である。2つの変数 (例えば U, M) により決まる。 右辺については、 単相流のとき $\frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v_p}\right) + pv} = \frac{\beta}{C_p}$ 二相流のとき $\frac{1}{v \left(\frac{\partial u}{\partial v_p}\right) + pv} = \frac{v_{gl}}{v} \frac{1}{h_{gl}}$ となり、相転移 (水 \leftrightarrow 二相流) の際に変化が大きい。	Uの変化は(a)により制限されている M " (b) "
# 4 h_j, v_j	h_j は流れのエネルギーに影響し、 v_j は流動抵抗 ($K v_j$) に影響する。特に、二相流液位が出口孔を通過するとき、および、流れが逆転するときに変化が大きくなる。	(c) 流れの逆転時刻の式 (d) 二相流液位の変化の制限 上記の場合以外は、(a)/b) により制限されている
# 5 流量計算式の選択 ($W_I \leftrightarrow W_C$)	流量計算式は、亜臨界流の式と臨界流の式に分かれる (A・1章参照)。どちらを使用するかは計算に先立つて選択される。	(e) $W_I = W_C$ なる時刻の式
# 6 $2 \frac{K}{r_j} W $	亜臨界流の式における圧力損失の係数である。 (r_j, W) により決まる。	(f) Wの変化の制限
# 7 $\left(\frac{\partial G_C}{\partial P}\right)_h$	ΔP による臨界流量の変化係数である。2つの変数 (例えば U, M) により決まる。	Uの変化は(a)により制限されている (M " (b) ")
# 8 熱伝達率	入熱量 Q の算定式で熱伝達率は計算に先立つて選定される。熱伝達率のモードが変わるとき、特に核沸騰から遷移沸騰に移る際変化が大きい。	(g) α の変化の制限

表 A・8-2 計算ステップの改良

区分 (注1)	RELA P4-MOD 2の方法	本稿の改良点
	<p>① 計算ステップをインプット…… $\Delta t_1 = (\text{インプットで与える})$</p> <p>② 計算ステップの範囲をインプット…… $\Delta t_2 = [\Delta t_{\max}, \Delta t_{\min}]$</p> <p>③ 流れ方向の逆転…… $\Delta t_3 = -C_4 W / \dot{W}$ (ただし, $W\dot{W} > 0$ のときスキップ $h_{j, \text{NEW}} - h_{j, \text{old}} < 5.0 Btu / lb$ のときスキップ $C_4 = 1.0$ $C_4 = 0.8$)</p>	<p>問題点 左記で NCHK=0 は⑧による Δt が極めて小さくなり計算時間が掛りすぎる。NCHK=1 では計算不安定が生じる (水↔二相流の検出不充分のため)</p> <p>改良点 NCHK ≤ -1 の範囲を②~⑦まで拡げ、相転移 (水↔二相流) の検出を確実にするため④~⑥を式 (A・8-8) ~ 式 (A・8-12) に修正し、さらに、③を除くオプション NCHK=1-2 を新設した。</p>
	<p>④ 水→二相流 …… $\Delta t_4 = -0.9(P - P_{\text{sat}}) / (\partial P / \partial M)_U \dot{M}$ (注2) (ただし $P > P_{\text{sat}}, \dot{M} < 0$)</p>	
	<p>⑤ 二相流→水 …… $\Delta t_5 = 0.9 x v_{g1} r M / \dot{M}$ (ただし $0 < x < 0.1, \dot{M} > 0$)</p>	
	<p>⑥ 質量変化 …… $\Delta t_6 = 0.1 M / \dot{M}$</p>	
	<p>⑦ 内部エネルギー変化 …… $\Delta t_7 = 0.1 U / \dot{U}$</p>	
	<p>⑧ 圧力変化 …… $\Delta t_8 = 0.005 P / \dot{P}$</p>	
	<p>⑨ 要素内流量 …… $\Delta t_9 = 0.5 M / \dot{W}$</p>	
<p>(注1) 表 A・8-1 の計算ステップの算式の項に対応する</p> <p>(注2) $\dot{P} = \left(\frac{\partial P}{\partial M U}\right) \dot{M} + \left(\frac{\partial P}{\partial U M}\right) \dot{U} \neq \left(\frac{\partial P}{\partial M U}\right) \dot{M}$ であり、\dot{P} と符号が反対になる場合も生じる。</p>		

Errata and supplements for JAERI-M 7506 published already

既刊 JAERI-M 7506 の訂正, 補足について

Errata for JAERI-M 7506 (正誤表)

ページ	行	誤	正
2	図2.1の 左側	⑤ 「Moody の …… 流量が過少」	削除
		⑥	⑤
		⑦	⑥
3	10	D_D	C_D
4	4	$C = 1 + ka - \left(\frac{A_1}{C_o A_o}\right)^2$	$\frac{1}{2}C^2 = 1 + ka - 1 / \left(\frac{A_1}{C_o A_o}\right)^2$
4	下から 3~1	「例えば, ほとんど……ことが解る」	削除
20	表 5.1	010007 10 .4 .05	010007 10 .4 .05 <input type="checkbox"/> Moody-Sobajima式から Sonic Choke Flowへ移行する クオリティ値を入れる
72	7	$-A \alpha_{top} V_B$	$-rg A \alpha_{top} V_B$
	9	$-(A \alpha_{top} \Delta V_B + \dots\dots)$	$-rg (A \alpha_{top} \Delta V_B + \dots\dots)$
73	13	$+\Delta t \{ \dots\dots \}$	$+\Delta t rg \{ \dots\dots \}$

Supplements for JAERI-M 7506 (補足)

2 ページ, 5 行目のあとに次の文章を補足する,

なお, RELAP-4(J)コードでは臨界流計算, 二相流圧力損失係数 (Baroczy 式) 等に対してもスリップを考慮しない均算流で扱っているため存在のクオリティを使用している。実際にはスリップがあるのでそれを考慮した流れのクオリティを使う必要がある。この点は今後コードの改良をしていく必要がある。

5 ページ, 2 行目のあとに次の文章を補足する,

なお, 上記モデルを使用する際に留意すべき点は, Sonic chokeとなるジャンクションにおいて momentum fluxを考慮するオプションを併用することである。momentum fluxを使用しない場合, Sonic choke の式

$$W = A_j C_j a / v_j \quad (\text{kg/s})$$

において v_j に上流容素側 (臨界圧の 1.7~2 倍の圧力) の比体積が用いられることになり, 結果として W の値が 1.7~2 倍位大きく計算されてしまう。Sonic choke の上式は局所の値を用いて成立するものであり, この点 momentum flux を考えたオプションの場合には v_j として上流側要素の値でなくジャンクションの値を計算するので正しい計算結果を与える。