

一体型舶用炉内装貫流型蒸気発生器の 不安定流動に関する研究

(その2: 不安定流動特性の解析)

小林 道幸* · 成合 英樹** · 松岡 猛*

Study on the Flow Instability in a Once-Through Steam Generator for Integrated Type Marine Water Reactor (Part 2, Analysis of the Flow Instability)

By

Michiyuki KOBAYASHI, Hideki NARIAI and Takeshi MATSUOKA

Summary

Density wave type flow instability in the steam generator of the Model Test Rig for an Integral Type Marine Reactor is analyzed and discussed. Previous researches of the density wave type flow instabilities conducted in foreign countries and in Japan are reviewed, and the status of the present research is made clear. From the discussions on the fundamental mechanism of density wave oscillation, it is said that the predominant pressure loss causing the oscillation in our experiments is dominated by the friction pressure loss at the superheated steam region. A simplified analytical model is proposed to obtain the stability thresholds for this particular case of oscillation, and the calculated values by the model are coincided very well with the experimental values. Moreover, a model for the oscillation frequencies is proposed applicable mainly to the density wave oscillations governed by the friction pressure loss at superheated steam region. The experimental data are well correlated with the model.

目次	頁
1. まえがき	2
2. 従来の研究と本研究の特徴	2
2.1 不安定流動研究のレビュー	2
2.2 本研究の特徴	5
3. 実験結果のまとめ	5
4. 不安定流動特性解析	6
4.1 密度波振動のメカニズム	6
4.2 密度波振動の安定限界の解析	6
5. 考察	8
5.1 安定限界	8
5.2 安定限界を与える実験データの整理法 との対応	11
5.3 振動周期について	11
6. まとめ	12
7. 引用文献	13

* 原子力船部

** 筑波大学構造工学系

記 号		添 字	
A: 伝熱管内流路断面積	m ²	ΔP : 圧力差	Pa
a: 式(5-1)にあらわれる定数		q: 熱流束	W/m ²
C, C ₀ : 式(4-26)にあらわれる定数		t: 時間	s
d: 管内径	m	ρ_l : 水の密度	kg/m ³
G: 流量	kg/s	ρ_g : 蒸気の密度	kg/m ³
h: 比エンタルピー	J/kg	τ_{flow} : 管内流動時間	s
Δh_{fg} : 蒸発潜熱	J/kg	τ_{osc} : 振動周期	s
K: 過熱蒸気部圧力損失の割合, 式(4-20)			
K ₀ : 式(4-14)で定義される係数		e: 出口	
K _e : 式(4-18)で定義される過熱蒸気部摩擦圧力損失係数		ev: 蒸発部	
K _{ev} : 式(4-17)で定義される沸騰部摩擦圧力損失係数		i: 入口	
K _i : 式(3-2)で定義される圧力損失係数		o: 定常値	
L: 伝熱管長	m	SH: 過熱蒸気部	
ϕ : 図4-1に示すバルブをはさむ長さ	m	sub: 予熱部	
P: 圧力	Pa	τ : 全長	
		v: バルブ	

1. ま え が き

前報¹⁾に、一体型船用炉模擬装置を使用した蒸気発生器内二次水の熱流力的静特性および不安定流動特性についての実験結果とその考察を示した。本報では、そのうちの不安定流動特性についての新しい解析モデルと、それにもとづく実験結果の説明を記すことにする。

前報に記したように、一体型船用炉模擬装置の蒸気発生器における並列蒸発管内に発生する不安定流動は、並列蒸発管の入口と出口のヘッダー（又は分岐点）間の圧力差が一定の条件で発生するいわゆる密度波振動（density wave oscillation）と呼ばれるものである。この振動は、管入口部における流量じょう乱が流れにのって下流に進んで行き密度変動や圧力損失変動をもたらすが、この圧力損失変動が入口流量じょう乱にフィードバックされて新たな流量じょう乱を誘起させるメカニズムによって発生するもので、この流量じょう乱が発達すれば有限振幅の流量振動、すなわち不安定流動となり、また減衰すれば安定流動を保つことになる。流量じょう乱によって密度変動が誘起されるメカニズムを強調して密度波振動とよばれるが、それが圧力損失変動となって入口へフィードバックされるには、じょう乱が流れにのって下流にすすんでくるだけの時間おくれがあるので、時間おくれ振動（time delay oscillation）と呼ばれることもある。流量じょう乱によって誘起さ

れる圧力損失変動は、蒸発管内の流れの圧力損失項のうちの支配的な項（摩擦損失、加速損失、重力項のいずれか、又はそれらのいくつかの複合したもの）が何であり、またそれが生ずる流動領域（水単相域、2相流域または過熱蒸気域）はどこであるかによってさまざまであり、さらに蒸気発生器の体系や運転条件によって異なったものとなる。

この密度波振動は、次節のレビューで示すように、約20年前に外国において見出され、その後の5～10年の研究で主要なメカニズムが解明された。我国では、それよりおくれ10年前ごろから蒸気発生器内の流動伝熱の研究を端緒として研究者の間で興味を持たれ、最近まで活発に研究が行われている。最近の国内外でのこの研究の興味の焦点は実機との対応であって、これまでの理論やモデルが実際とどう対応しているか、また設計等に如何に結びつけたらよいかという面からの研究が多い。

本研究は、実機と寸法の等しい蒸発管による実機と同程度の運転条件下での実験と、このような蒸気発生器に特有な密度波振動の解析法の提案であって、これらのデータや解析結果は実機の設計に直接用いることができる。

2. 従来の研究と本研究の特徴

2.1 不安定流動研究のレビュー

密度波振動を中心とした不安定流動問題について、

従来の研究の概要を記す。

ボイラーなど水を蒸気に変える装置において、内部の流れに不安定が生ずることは古くから知られており、1938年 Ledinegg²⁾ は2つのヘッダーを有するボイラで管内圧力損失を流量に対してプロットした時、その曲線が負勾配となる領域の存在が原因であることを示した。

戦後、原子炉の開発に関してこの不安定問題が特に注目されるようになった。1つは、沸騰水型原子炉がボイラと同様の沸騰水を用いること、もう1つは、実際に実験炉 BORAX や SPERT での実験で振動が生じたことである。これらの流動振動に対し1957年 Chilton³⁾ は Ledinegg の圧力損失特性負勾配が原因であるとして理論的に安定限界を求める方法を示した。しかし、Levy-Beckjord⁴⁾ は70気圧の自然循環ループの実験で、周期2～4秒、加熱管出口のボイド率70～90%で振動し、ダウンカマーに絞りを入れると安定化するという結果を、Chiltonの圧力損失負勾配モデルではうまくあわせなかった。また、Fleck⁵⁾ は、やはり BORAX や SPERT の振動を、一時考えられたような核特性へのフィードバック効果というより、主原因が水力学的不安定であると考え、流動体系で質量、エネルギー、運動量の式を厳密に解いて安定限界を求める方法を示した。

1961年になると、不安定流動の研究は大きな進歩を示した。1つは解析法の進歩である。Jones⁶⁾ は、原子炉の炉心のような並列流路で、流路の入口と出口間の圧力が常に一定のような体系で、質量、エネルギー、運動量の3式を線型化し、開ループ伝達関数を求めてナイキスト法によって安定判別するという方法を STABLE コードにまとめあげた。Wallis-Heasley⁷⁾ は同様の解析の基礎式にラグランジュ座標を用い、また Meyer⁸⁾ は、4種類の計算法の特徴を示した。一方我国でも、大木ら⁹⁾ が自然循環ループの振動解析に圧力損失負勾配特性をとり入れ、線型化してナイキストの方法を用い安定判別している。そしてこの年、最も重要な研究が Quandt¹⁰⁾ により発表された。彼は並列流路の流動振動に、流れの振動(flow oscillation)と流れの逸走(flow excursion)の2種類の現象があることを実験的に示し、さらに前者について微小変動解析(perturbation analysis)を行った。前者のflow oscillationの大部分は今日我々が密度波振動と呼ぶものであり、後者は圧力損失特性が負勾配の領域で発生するものである。

我国では1962～3年にかけ葉山^{11) 12)}と寺野ら^{13) 14)}

により圧力損失特性負勾配を原因として取り入れた不安定流動の報告が出されたが、それ以外にはしばらくこの研究は行われなかった。しかしこの間、米国、英国、仏、ソ連などでは Quandt のいう flow oscillation の研究が精力的にすすめられた。Meyer-Rose¹⁵⁾ はこの flow oscillation を積分法によって解き、Quandt の微小変動解析や Wallis-Heasley のラグランジュ座標の解析との比較を行なった。

1964年の原子力平和利用に関するジュネーブ会議では、米国の研究が Lottes ら¹⁶⁾ によりレビューされ、また同年 Jones-Dight^{17) 18)} は STABLE コードの精密化を行った。一方、Stenning¹⁹⁾ は、この flow oscillation の単純化したモデルとして、出口に絞りがある体系で加熱部の密度変動が流量変動へフィードバックされる例を解析した。そして翌1965年に、Stenning-Veziroglu²⁰⁾ は flow oscillation を“密度波(density wave)”, “圧力降下(pressure drop)”, “熱的(thermal)”, の3つに分類した。このうちの密度波振動が、並列流路などで最も一般的にみられ、Quandt も対象としていたものである。このようにして density wave oscillation の名前は彼等によって名付けられ(time delay oscillation とか flow-void feedback oscillation と呼ぶ人もいたが) この型の振動の一般的な名称となった。

仏では Boure がこの振動を研究していたが、1966年には、振動周期と流体の管内通過時間が同程度ということから、時間おくれ(delay time)と密度変動(density disturbance)の伝播時間を結びつけた。²¹⁾ Boure もまた、圧力損失変動というより密度変動の効果が入口流量変動へフィードバックするメカニズムを主に考え、density wave oscillation の名前の確定に一役買った。しかし、この振動の特徴をもっと適確にとらえていたのは Davies-Potter²²⁾ であって、彼等はその成果として LOOP コードを開発した。彼等の論文は基礎式もていねいであり、入口流量変動が密度変動をもたらす、さらに圧力損失変動となって後、入口流量変動にフィードバックされるメカニズムを示すだけでなく、圧力損失変動のうちでも支配的な項、例えば過熱蒸気部摩擦損失支配の現象とか気液2相流部重力項支配の現象であるなどの例も示され、本質をついたものとなっている。

1967年になると、Neal-Zivi²³⁾ が、不安定流動の解析法を、時間領域(time domain)と周波数領域(frequency domain)及び分布パラメータと集中パラメータに分け、それまでの15の解析法を分類し、また Walker-Harden²⁴⁾ が、Boure の密度効果モデルを自然循環ループ

ブ解析に組み込んで安定限界を与える無次元量を求めて実験と比較した。そして同年9月には、Eindhovenにおいて2相流ダイナミクスに関するシンポジウムが開かれ、それまでの多くの研究成果が多数発表された。Davies-Potter²⁵⁾は、前の論文²²⁾と同様の内容のものを発表して不安定流動現象の分類を行い、この時間おくれに起因する振動特性を改めて明解に説明した。またBoureら²⁶⁾も、単相と2相の2つの領域での重力、慣性、摩擦の3つの圧力降下項の時間おくれに密度効果(density effect)がきくことを示し、またさらに単純化した解析によって安定判別のための無次元パラメータを示した。

Davies-Potterは過熱蒸気部までを含めた体系を考えているので、圧力損失変動のフィードバック効果にまで目がいったのに対し、Boureは管出口が蒸気と水の2相状態の体系を対象としたため、密度の伝播とその時間おくれをことさら強調することになっている。また、Neal-Zivi²⁷⁾は、沸騰水型炉の流動振動を対象とするため、この振動を前の論文²³⁾同様Flow-Voidフィードバック効果と呼んだ。

以上のようにして、密度変動などの時間おくれに関連して自励的に生ずる振動の存在とその主たるメカニズムが確定され、さらにLOOPやSTABLEなどの基本的な解析コードが出そろったわけであって、その後の研究は、実験データの蓄積、解析コードの精密化、さらに別な型の振動の解明へと話が進められた。Eindhovenでのシンポジウムでも、Crowleyら²⁸⁾による並列管の実験などいくつかの実験結果が報告され、またZuber²⁹⁾は2相流のドリフトフラックスモデルを解析へ導入することや熱的非平衡などへの拡張をのべている。また、Stenning-Veziroglu³⁰⁾は、圧力降下型不安定流動(Pressure drop oscillation)という別な型の振動を扱い始めている。

1969年には、Yadigaroglu-Bergles³¹⁾が、すでにDavies-Potterも指摘していた高次モード(higher mode)の密度波振動の発生を実験的に示すと共に、解析的には壁の熱容量の影響を考慮し、また2相流部のラグランジュ表示によるエンタルピ軌道モデル(enthalpy trajectory model)を導入して精密化をはかっている。1970年に入り、Ishii-Zuber³²⁾は2相流部にドリフトフラックスモデルを適用した基礎方程式を積分し、得られた特性方程式にあらわれる無次元量によって安定判別マップをつくる方法を示した。この解析は2相流部のみの存在する流路に限られ、過熱蒸気部の存在にはふれていない。この年我国では、赤川ら³³⁾が並列管

の流動安定性の実験を行い、圧力損失特性が負勾配部の存在を用いて各管を流れる流量配分を考察した。この実験において、圧力損失特性が正勾配の領域でいわゆる密度波型振動も観察したのであるが、これを熱的脈動型不安定であるとして発生原因等を深く追求せず簡単に扱ってしまった。

1971年に入って特筆されることは、ASMEの伝熱会議(Heat Transfer Conference)において、Boureら³⁴⁾によりこれまでの不安定流動のレビューがなされたことである。Ledinegg型の静的不安定流動から、密度波振動を中心とする動的不安定流動まで全ての型の不安定流動について、メカニズムや研究状況がうまく整理された。この年我国では、Takahashi-Shindo³⁵⁾³⁶⁾が、圧力損失特性が正勾配の時にも不安定流動が生ずることを赤川ら³³⁾について示したが、まだ正確な密度波振動の考えには達せず、流量変動が熱伝達に及ぼす影響のフィードバック効果として解析している。しかし、Boureらのレビューがこの問題に対し我国の研究者の関心を呼び起したことは間違いない。

1974年に入って注目されることは、Waszink-Efferding³⁷⁾により1MWの試験装置による高速炉用Na加熱蒸気発生器の不安定流動実験の結果が発表されたことである。高速炉開発のためNa加熱蒸気発生器試験は国内外で行われていたが、その際不安定流動によると思われる流動振動はそれまでも観察はされていた。本報告は、系統的な実験の結果として発表された最初のものである。そして同年、我国においても、二見ら³⁸⁾により、動力炉核燃料開発事業団大洗工学センターの1MW蒸気発生器に発生した不安定流動を中心に、それまでの諸外国の研究が紹介された。この頃海外では、Lahey-Yodigaroglu³⁹⁾の特性法解析によって核特性とのフィードバック効果を組み入れた計算コードの開発や、Saha⁴⁰⁾による熱的非平衡効果の研究など、追加研究的色彩が強かったのに対し、我国では、Na加熱蒸気発生器の不安定流動問題を中心に、逆に研究が活発化した。

1975年には、鈴置・山川⁴¹⁾により、固有値法という新しい不安定流動解析法が発表され、ようやく密度波振動について我国も海外の水準に近づいた。この年、船研における一体型船用炉模擬装置の蒸気発生器に発生する不安定流動についても、横村ら⁴²⁾により発表が行われた。

1977年以後の発表で目立ったものは我国からのものが殆どである。鈴置による続報⁴³⁾、Aritomiら⁴⁴⁾⁴⁵⁾による実験と解析、Takahashi-Futami⁴⁶⁾による状態空間

表示による解析法と、動燃1 MW蒸気発生器の結果との比較などがあり、また1978年には、鈴置の続報⁴⁷⁾、Takitani-Takemura⁴⁸⁾による実験と解析、Fukuda-Kobori⁵⁰⁾による実験、Sumida-Kawai⁵¹⁾による解析と続いた。また、1979年にもTakitani-Sakano⁵²⁾の続報、Fukuda-Kobori⁵³⁾の続報、およびFukuda-Hasegawa⁵⁴⁾の解析などが発表された。これらこの数年の我国の研究は、鈴置などにみられる計算法の精密化や、Takitaniなどにみられる密度波振動の実験的把握などであって、密度波振動のメカニズムについて著しい新たな知見を加えるというものではない。

一方、1979年には、実機のデータや実機規模の試験、および解析とそれらの対応などを中心のテーマとしたBoiler Dynamis and Control in Nuclear Power Stationが英国のBournemouthで開かれ、いくつかの論文が発表された。^{55) - 59)}

2.2 本研究の特徴

前報に記したように、本研究に用いた蒸気発生器は、実機と伝熱管の内径・外径及び管長が同じであり（本数が異なる）、又流動条件（圧力や流量）もほぼ同じにしてある。従って、本装置で得た各データの多くはそのまま実機的设计へ用いることが可能であると考えられる。

また、前報の実験結果に記したように、本蒸気発生器では流量が極端に大きくない限り、蒸発管内の流体は、水单相域、沸騰2相域、および過熱蒸気单相域の3つの領域を通して過熱蒸気として流出する。そして、不安定流動が発生するような低流量域では、特に過熱蒸気部の領域が長く、従ってそこでの摩擦圧力損失が蒸発管内の圧力損失の大部分を占めることになる。このように、過熱蒸気域の摩擦圧力損失が全圧力損失に対して支配的であることが本蒸気発生器の1つの特徴であって、このような場合には、後に示すように密度波型不安定流動の発生限界を簡単なモデルで解析的に示すことが可能となる。

本実験装置に発生する密度波振動の支配的な要因を明らかにし、その場合に適用可能な簡単な解析モデルを提案して実験データをうまく整理することにより、不安定流動の発生機構と実験データの解釈を行ったことが本研究の特徴といえる。

3. 実験結果のまとめ

前報に記した実験結果のうち、不安定流動に関する部分を要約して示すと以下のようになる。

- (i) 不安定流動は、一次水の温度、圧力、流量および二次水の入口サブクーリング、圧力、伝熱管入

口絞りを所定の値にセットして、二次水の流量を少しずつステップ状に下げていって生じさせた。この方法で安定限界の流量を求めることができた。

- (ii) 2本並列管において流動振動が発生しても、各伝熱管の入口と出口のヘッダー間の圧力差は一定に保たれていた。これは密度波振動の1つの特徴である。
- (iii) 流動振動が発生すると、各伝熱管の入口の流量変動と出口の流量変動とは180°位相がずれている。
- (iv) それに伴い、2本並列管のそれぞれの流量変動は互に逆位相となっている。それ故、2本並列管を流れる全流量はほぼ一定となる。
- (v) 不安定流動が発生する限界流量に及ぼす主な影響は以下の通りである。
 - (a) 伝熱管入口絞り係数を大きくすると限界流量は下る(安定領域が広がる)。
 - (b) 熱流束を小さくすると限界流量は下る。
 - (c) 管内流体圧力を下げると限界流量は下る。
 - (d) 給水サブクーリングを変えても限界流量にはほとんど影響しない。
- (vi) 以上の安定限界流量に対する各パラメータの効果は、沸騰2相部の長さ L_{ev} と入口絞り係数 K_t の関係としてうまく整理できた。ここで、

$$L_{ev} = \frac{G \Delta h_{fg}}{\pi d q} \dots\dots\dots (3-1)$$

$$K_t = \frac{\Delta P_v}{G^2} \dots\dots\dots (3-2)$$

$$\frac{2A^2 \rho_l}{G^2}$$

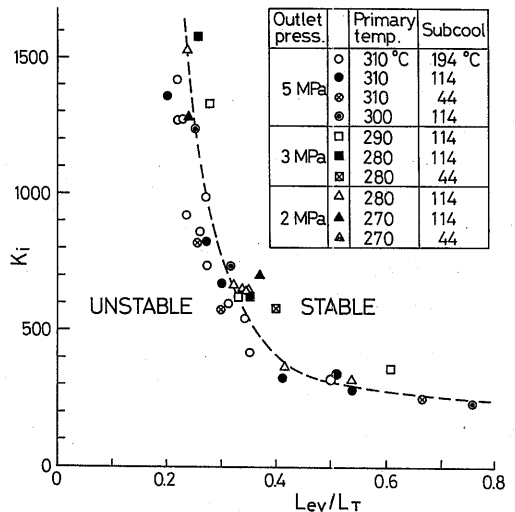


図 3-1 安定限界における入口絞り係数 K_t と蒸発部長さ L_{ev} の関係

図 3-1 に、安定限界における L_{ev} と K_i の関係を示す。圧力が高い方が若干安定領域が広いが、ほぼうまくまとまっている。同じ K_i に対し、 L_{ev} がこれらのデータより大きければ安定側であり、小さければ不安定側である。

なお、(3-1) 式において、圧力の効果は Δh_{fg} に含まれ、圧力が小さいほど Δh_{fg} が大きくなる。 L_{ev} を同一に保つためには圧力が小さくなれば Δh_{fg} が大きくなるので流量 G が小さくなる。また、熱流束 q を小さくしても G が小さくなることがわかる。

4. 不安定流動特性解析

4.1 密度波振動のメカニズム

我々の使用した蒸気発生器の場合のように、ほとんど等しい寸法・形状と流体条件を有する 2 本並列伝熱管の密度波振動を解析する場合、両伝熱管の分岐点での圧力が常に一定であって、同じ流動状態が交互に生じると考えられるので、1 本の伝熱管について解析すれば十分である。(この両伝熱管に逆位相の流体振動が発生することは実験結果にも示されている。)

ところで、密度波振動のメカニズムを考えると、伝熱管入口において流量の定常状態からの変動 δG_i が生ずると、この効果が流れにのって下流に伝わり、伝熱量等が変化するためエンタルピや密度に変動が生じ、これが予熱域、沸騰域、および過熱蒸気域の各領域の長さの変動を生ずる。それら密度、各領域の長さ、流量の変動を通して圧力損失の変動が生ずる。圧力損失の変動は直ちに入口へフィードバックされて、入口の流量変動 δG_i に変化を与える。これは、伝熱管内での圧力波の伝播時間が流体の流動時間にくらべ無視できる程小さいことによる。

入口での流量変動 δG_i に伴う入口絞り部での圧力変動 δP_v と伝熱管内での圧力損失 δP_{sc} の和は常に一定であるので、(なぜなら、入口と出口の圧力、従って、入口と出口間の圧力差は流量の変動にもかかわらず一定であるから) 次の式が成立つ。

$$\delta P_v = -\delta P_{sc} \dots\dots\dots (4-1)$$

すなわち、流量や圧力の変動が周期的なものであるとすると、 δP_v と δP_{sc} 、従って δG_i と δP_{sc} は 180° 位相がずれたものとなる。密度波振動のメカニズムで最も重要な点の 1 つは、入口流量変動に対し 180° 位相のずれた圧力損失 δP_{sc} が如何になるかということである。ところで、伝熱管内の圧力損失には一般に、摩擦圧力

損失、重力項による圧力降下、慣性項による圧力降下、などがある。考える体系でどの圧力損失が最も支配的であるかということに依存して発生する密度波振動の傾向が異なり、また同一の体系でも実験条件を変えることにより別の圧力損失に起因する振動が生ずることもある。

我々の実験の特徴は、伝熱管が 61m と長いということ、およびそのうち予熱域(水単相域)がほぼ 15% 以内と短く、一方過熱蒸気域が数十% を占めるということである。更に、水に比べて蒸気の比容積が非常に大きいため、蒸気流速の方が非常に大きいこともあって、このような体系では、伝熱管内の圧力損失 ΔP_{sc} の大部分は過熱蒸気域の摩擦圧力損失であって、 δG_i に対し逆位相の圧力損失変動 δP_{sc} となるのは主としてこの摩擦圧力損失によるものである。一般に、摩擦圧力損失の変動は流量の変動と同位相であるので、 δP_{sc} は伝熱管出口の流量変動 δG_e と同位相である。すなわち、本実験体系では伝熱管入口と出口の流量の変動は 180° 位相がずれることになる。(実験でもその通りになっている。) 入口と出口での流量変動の位相が 180° ずれることが可能なのは、圧縮性を有する沸騰部が予熱部と過熱蒸気部の間に存在するからであって、沸騰部で流量変動の逆転が生じていることになる。

以上のフィードバック効果を通して、入口流量変動 δG_i が発散するような場合不安定流動が始まるし、また δG_i が減衰する場合流れは安定にとどまる。本実験の場合のように、入口部圧力損失の大部分が予熱部に設けた入口絞りで生じ、また蒸気管内圧力損失の大部分が過熱蒸気部の摩擦圧力損失であるような体系では、上に記したような δG_i が発散するか減衰するかを解析的に容易に導くことができる。以下にその解析法を記す。

4.2 密度波振動の安定限界の解析

(1) 考える体系

図 4-1 に解析する伝熱管の体系を示す。管内を二次側流体が流れ、管外の高温の一次水によって加熱される。二次側流体は、図の左から流量 G_i で入り、入口絞

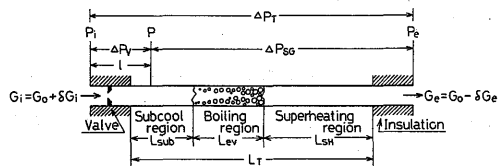


図 4-1 解析体系

り(バルブ)を通して予熱域(Subcool region), 沸騰域(Boiling region), 過熱蒸気域(Superheating region)を通り, 出口から流量 G_e で出る。この時の上記各領域の長さはそれぞれ, L_{sub} , L_{ev} , L_{SH} であり, 伝熱部の全長は L_T である。また, この時の入口から出口までの圧力降下は ΔP_T であり, このうち入口オリフィスを含む入口部が ΔP_v , 加熱部が ΔP_{Sc} である。入口部圧力 P_i と出口部圧力 P_e は一定なので ΔP_T は一定である。

流量 G_i と G_e がある定常値のまわりを微小変動するとすれば, 次式が成立つ。

$$G_i = G_o + \delta G_i \quad (4-2)$$

$$G_e = G_o - \delta G_e \quad (4-3)$$

ここで, G_o は定常値(平均値)であり, δG_i と δG_e は変動分である。(4-3)式の δG_e の付号がマイナスであるのは, 入口と出口の流量変動に 180° の位相差があることによる。

(2) 予熱部の運動量式

オリフィスをはさむ長さ l の水単相部を考えると, この部分の運動量式は次のようになる。

$$l \frac{dG_i}{dt} = (P_i - P) A - K_i \frac{G_i^2}{2A\rho_i} \quad (4-4)$$

これは, 長さ l 内の流体の運動量の変化が, その流体に前後から作用する力とオリフィス部の絞りによる圧力降下項との和につりあうことを意味している。

次に, 圧力 P , P_i の定常状態からの変動を考える。 P_o , P_{i0} をそれぞれの項の定常成分とすると次式が成立つ。

$$P_i = P_{i0} + \delta P_i \quad (4-5)$$

$$P = P_o + \delta P \quad (4-6)$$

ただし, ここで扱う密度波振動では入口部における圧力は常に一定なので,

$$\delta P_i = 0 \quad (4-7)$$

(4-2)(4-5)(4-6)(4-7) 式の関係(4-4)式へ代入し, 変動分をとり出すと以下の関係が得られる。

$$l \frac{d}{dt} (\delta G_i) = -A \delta P - K_i \frac{G_o}{A\rho_i} \delta G_i \quad (4-8)$$

又は両辺を δG_i で割って書きなおすと,

$$l \frac{d}{dt} \ln(\delta G_i) = -A \frac{\delta P}{\delta G_i} - K_i \frac{G_o}{A\rho_i} \quad (4-9)$$

すなわち, 入口部流量変動の時間的変化は, 他の定常的な値と共に, 圧力 P の変動 δP の性質に依存することがわかる。

(3) 沸騰部と過熱蒸気部の運動量式

気液2相の存在する沸騰部と過熱蒸気部における運動量式の各項を考えると, 本実験体系では静圧項と摩擦圧力損失項とが他の各項にくらべ圧倒的に大きい。そこで以下の式が成立つ。

$$(P - P_e) A = K_{ev} \frac{L_{ev}}{2A\rho_g d} G_e^2 + K_e \frac{L_{SH}}{2A\rho_g d} G_e^2 \quad (4-10)$$

ただし, 右辺第1項は沸騰部の摩擦圧力損失項であって, 便宜上, 係数 K_{ev} は沸騰部終了点, すなわち全流量が蒸気のみとした時の流量を基準として定めることにする。また右辺第2項は過熱蒸気部の摩擦圧力損失である。

P_{eo} を管出口部の圧力 P_e の定常状態の圧力とすると,

$$P_e = P_{eo} + \delta P_e \quad (4-11)$$

この場合にも出口部における圧力は一定なので

$$\delta P_e = 0 \quad (4-12)$$

(4-3)(4-6)(4-11)(4-12) 式を(4-10)式へ代入し, 変動分だけを取り出すと,

$$A \delta P = -K_{ev} \frac{L_{ev}}{A\rho_g d} G_o \delta G_e - K_e \frac{L_{SH}}{A\rho_g d} G_o \delta G_e \quad (4-13)$$

(4-13)式の右辺第1項は, 沸騰部の摩擦圧力損失の変動である。ただし, この形では, 沸騰部の摩擦圧力損失の変動分が全て入口流量変動 δG_i と 180° 位相がずれていることになる。実際には, 沸騰部の摩擦圧力損失の変動は, 沸騰開始点近くで δG_i と同位相であり, 沸騰終了点近くで 180° 完全に位相がずれることになるので, その摩擦圧力損失を長さにならって平均したものと変動は, 流量変動が δG_e から $-\delta G_i$ の間のある値となり, (4-13)式の右辺第1項より小さな値となる。この係数を K_o とすると, K_o は

$$\varepsilon \leq K_o < 1 \quad (\varepsilon < 0) \quad (4-14)$$

なる範囲の値であるが, 変動幅が同じであるとするとき, 水単相部の圧力損失変動量は蒸気単相部のそれに比較して十分小さいので, ε は負であるが零に近い値である。従って, 近似的に次式が成り立つ。

$$0 \leq K_o < 1 \quad (4-15)$$

すると, (4-13)式は次のようになる。

$$A \delta P = -K_o K_{ev} \frac{L_{ev}}{A\rho_g d} G_o \delta G_e - K_e \frac{L_{SH}}{A\rho_g d} G_o \delta G_e \quad (4-16)$$

(4) 定常状態の値への変換

定常状態におけるオリフィスをはさむ圧力損失 ΔP_v は、入口絞り係数 K_i を用いて次のように書ける。

$$\Delta P_v = K_i \frac{G_o^2}{2A^2 \rho_l} \dots\dots\dots(4-17)$$

また、沸騰部と過熱蒸気部の圧力損失をそれぞれ ΔP_{ev} 、 ΔP_{sh} とおくと、これらは次のように書ける。

$$\Delta P_{ev} = K_{ev} \frac{L_{ev}}{2A^2 \rho_g d} G_o^2 \dots\dots\dots(4-18)$$

$$\Delta P_{sh} = K_e \frac{L_{sh}}{2A^2 \rho_g d} G_o^2 \dots\dots\dots(4-19)$$

そして

$$\Delta P_{sg} = \Delta P_{ev} + \Delta P_{sh} \dots\dots\dots(4-20)$$

ところで我々の実験では、 ΔP_{sg} を測定し、 ΔP_{sh} を計算で求め、その差から ΔP_{ev} を推定した。前報で記したように、厳密には我々のモデルによる計算で求めた ΔP_{sh} が若干大ききであることが推定されたが、しかし ΔP_{sg} のうち大きな部分を ΔP_{sh} が占めていることには変りはない。ここで便宜上次のように K を定める。

$$K = \frac{\Delta P_{sh}}{\Delta P_{sg}} \dots\dots\dots(4-21)$$

$$1 - K = \frac{\Delta P_{ev}}{\Delta P_{sg}} \dots\dots\dots(4-22)$$

安定限界点近傍におけるこの K の値を、過熱蒸気部長さの割合 L_{sh}/L_T に対して広いパラメータ範囲についてとったのが図4-2である。図でみるように、我々の実験範囲では K はほぼ次の直線により L_{sh} と関係づけられる。

$$K = 0.15 + \frac{L_{sh}}{L_T} \dots\dots\dots(4-23)$$

さて、(4-17)式を用いると(4-9)式は次のように書ける。

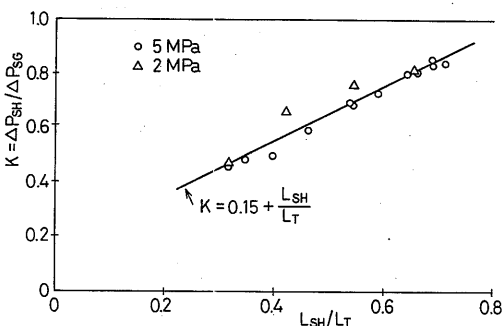


図 4-2 安定限界における K と L_{sh} の関係

$$\ell \frac{d}{dt} \ln(\delta G_i) = -A \frac{\delta P}{\delta G_i} - \frac{2A}{G_o} \Delta P_v \dots\dots(4-24)$$

また、(4-18)~(4-22)式を用いると(4-16)式は次のようになる。

$$\begin{aligned} A \delta P &= -\{K_o \Delta P_{ev} + \Delta P_{sh}\} \frac{2A}{G_o} \delta G_e \\ &= -\{K_o(1-K) + K\} \Delta P_{sg} \frac{2A}{G_o} \delta G_e \end{aligned} \dots\dots\dots(4-25)$$

(4-24)(4-25)の両式より δP を消去すると次の式が得られる。

$$\begin{aligned} \ell \frac{d}{dt} \ln(\delta G_i) &= \frac{2A \Delta P_{sg}}{G_o} \left[\{K_o(1-K) + K\} \frac{\delta G_e}{\delta G_i} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}} \right] \dots\dots\dots(4-26) \end{aligned}$$

(5) 安定限界条件

(4-26)式より次のことがわかる。すなわち、同式右辺を時間に独立な値 C とおいて積分し、積分定数を C_o とおくと次の式が得られる。

$$\delta G_i = C_o e^{\frac{C}{\ell} t} \dots\dots\dots(4-27)$$

もし、 $C < 0$ なら、 δG_i は時間と共に減衰するのに対し、 $C > 0$ なら δG_i は時間と共に発散し系は不安定となる。そこで安定限界では、 $C = 0$ 、すなわち次が常に成り立つ。

$$\{K_o(1-K) + K\} \frac{\delta G_e}{\delta G_i} = \frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}} \dots\dots\dots(4-28)$$

(4-26)式をみると、入口の絞り ΔP_v が大きい程安定であること、 ΔP_{sg} が大きいと不安定となること、 K すなわち過熱蒸気部圧力損失割合が大きい程不安定となること、 $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ が大きい程不安定となること、などがわかる。これらのいくつかは直接実験結果と合致するものであり、また $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ のように後に示す考察を経て間接的に証明されるものもある。

5. 考 察

5.1 安定限界

我々の実験体系では、安定限界が(4-28)式であらわせることを前節に示した。同式において ΔP_v 、 ΔP_{sg} 、 K は、伝熱管の流動の静特性から定まる値である。一方、 K_o と $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は不安定流動に本質的に結びついた値

であって、厳密には不安定流動解析によって求められるものであるが、このうちの K_0 を我々は1つのパラメータとして取り扱うことにする。

$\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は入口の流量変動 δG_i と 180° 位相がずれた出口の蒸気の流量変動 δG_e がどのようになるかということで定まる量である。密度波振動のようにゆっくりした周期の振動では、予熱部や過熱蒸気部のような单相流部での圧縮性を無視できるので、変動量 δG_i や δG_e は各部分内での場所によらずほとんど一定である。この δG_i と δG_e が 180° 位相がずれるためには、予熱部と過熱蒸気部の間に圧縮性を有する気液2相の沸騰部が存在する必要がある。しかし一方、沸騰部は $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ の絶対値に対して一種の減衰作用をなす。沸騰部長さ L_{ev} が短く、過熱蒸気部長さ L_{SH} が長い程、この減衰作用は小さいため $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は1に近づく。逆に L_{ev} が長く、 L_{SH} が短いほど $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は小さくなる。 $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は上にも記したように、厳密には複雑な解析から求められるものであるが、我々は不安定が発生し、若干発達した段階での δG_e と δG_i の比をペン書きオシログラフのデータから読みとり、これを $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ と実験的に得られたデータとした。

このようにして得た $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ を、沸騰部長さの全伝熱管長に対する割合 L_{ev}/L_T に対して示したものが図 5-1 である。ペン書きオシログラフからの読みとり誤差の関係で若干ばらついているが、図からわかるように $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$

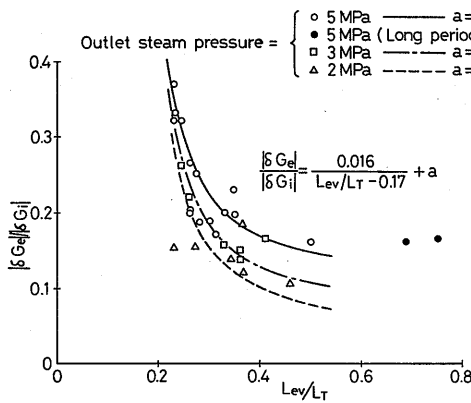


図 5-1 $\frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ と L_{ev}/L_T の関係

は L_{ev} の増大と共に減少している。そして一般に圧力が高い程大きくなる。これを図に実線、一点鎖線、破線として示すように、各圧力に対して実験式の形であらわすと次式のようになる。

$$\frac{\delta G_e}{\delta G_i} = \frac{0.016}{\frac{L_{ev}}{L_T} - 0.17} + a \quad (5-1)$$

$a = 0.1$ (圧力 5 MPa)
 $= 0.06$ (圧力 3 MPa)
 $= 0.03$ (圧力 2 MPa)

前に述べたように、この $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は2相流部の流量変動の減衰効果をあらわすと考えられるので、不安定流動が発生しない状態でも2相沸騰部の存在により本質的にこの効果は存在すると考えてよい。そこで、安定判別の基礎となる(4-26)式右辺の $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ にはこの関係を利用できる。

流量 G_0 が減少すると、予熱部長さ L_{sub} と沸騰部長さ L_{ev} は減少し、過熱部長さ L_{SH} は増大する。

ところで、伝熱管全長 L_T は次式で与えられる。

$$L_T = L_{sub} + L_{ev} + L_{SH} \quad (5-2)$$

このうち、 L_{sub} の占める割合は、全実験範囲にわたり 6~14% であって、更に流量変化に対するその変動も最も小さいので、管全体からみれば、わずかである。従って、

$$L_{ev} + L_{SH} = L_T' \doteq const. \quad (5-3)$$

と考えることができる。そこで(4-26)式の右辺の各項は、(4-17)~(4-21)式および(5-3)式を用いて、次のように書ける。

$$\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sc}} = \frac{K_i \cdot d \cdot \rho_g}{\rho_l (K_{ev} L_{ev} + K_e L_{SH})} = \frac{K_i \cdot d \cdot \rho_g}{\rho_l \{K_{ev} L_T' + (K_e - K_{ev}) L_{SH}\}} \quad (5-4)$$

$$K = \frac{\Delta P_{SH}}{\Delta P_{sc}} = \frac{1}{\left(\frac{K_{ev}}{K_e}\right) \left(\frac{L_{ev}}{L_{SH}}\right) + 1} \quad (5-5)$$

$$1 - K = \frac{\Delta P_{ev}}{\Delta P_{sc}} = \frac{1}{\left(\frac{K_e}{K_{ev}}\right) \left(\frac{L_{SH}}{L_{ev}}\right) + 1} \quad (5-6)$$

オリフィスの絞り係数 K_i を一定にしておいて、流量 G_0 を減少させると、沸騰部長さ L_{ev} が減少し、過熱蒸気部長さ L_{SH} が増大するので、上式の値は次のように変化する。

(4-10)式の定義から、 $K_{ev} \leq K_e$ であるから $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ は、
 殆ど変化しないか若干減少するだけなのに対し、 K は
 増大し、従って、 $1-K$ は減少する。また、 $0 \leq K_0 < 1$
 であるから、 $\{K_0(1-K)+K\}$ は増大する。更に、図
 5-1に示したように $\frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ も増大するので、(4-26)

式の右辺は、遂に負から正に変わって安定限界をこえる
 ようになる。この時が、不安定流動の始まりである。

逆に、(5-1)式を(4-28)式へ入れてやれば、 K_0 の値
 を適当に選ぶことにより、静特性の解析結果を用いて、
 不安定流動を発生させないために必要なオリフィス絞
 り係数 K_i の値を設定することもできる。

さて、(4-28)式の関係が実験的に妥当かどうか調べ
 ることにする。何度も記すように、我々の実験条件で
 不安定流動が発生する時には、 K の値は1に近い。(す
 なわち、伝熱管の圧力損失の大部分は過熱蒸気部の摩
 擦圧力損失である。)そこで、 K_0 が0から1の間を変わ
 っても、 $\{K_0(1-K)+K\}$ の値はそれほど極端に大きく
 変化するわけではない。

まず、 $K_0=1$ とすると、 $K_0(1-K)+K=1$ になるの
 で、(4-28)式の右辺と左辺の比較を行うことは、 $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$
 と $\frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ の比較を行うことになる。この関係を示し
 たものが、図5-2である。一点鎖線が $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}} = \frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$
 の関係を示している。

次に、 $K_0=0$ とすると、 $K_0(1-K)+K=K$ となるの
 で、 $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ と $K \frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ の関係を示したものが、図5-3
 である。この場合は一点鎖線は、 $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}} = K \frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ の
 関係を示している。

両図から、 $\frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ が大きい。すなわち、 L_{ev} が短い
 ところでは、沸騰部の摩擦圧力損失変動は δG_e に支配
 され、 $K_0 \rightarrow 1$ に、逆に、 $\frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ が小さい。すなわち、
 L_{ev} が長いところでは、 δG_i 支配となり、 $K_0 \rightarrow 0$ となる
 ことがわかる。

そこで、 K_0 が0と1の間のある値の時、全実験デー
 タが最も良く表わされることが予想される。適当な値
 として、 $K_0=0.5$ とし、 $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ と $\{0.5(1-K)+K\}$ を
 比較したものが図5-4であり、広い範囲にわたり良く
 一致していることがわかる。

以上のように、安定限界は(4-28)式の関係で与えら
 れること、および、沸騰部の圧力損失変動のうちの一
 部が過熱蒸気部の圧力損失変動と同相になるという我
 々の解析モデルの妥当性が、実験的にも証明された。

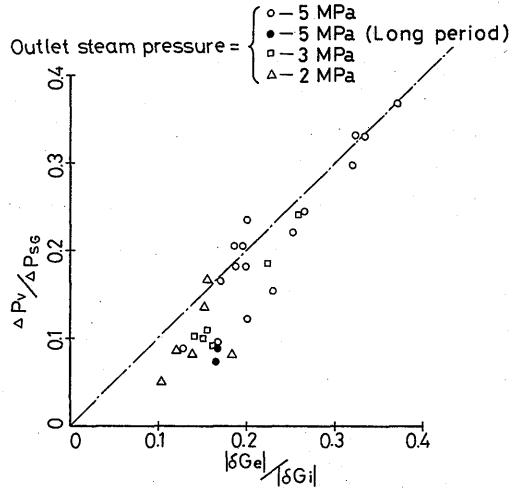


図5-2 $K_0=1$ の時の $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ と $\{K_0(1-K)+K\} \frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ の関係

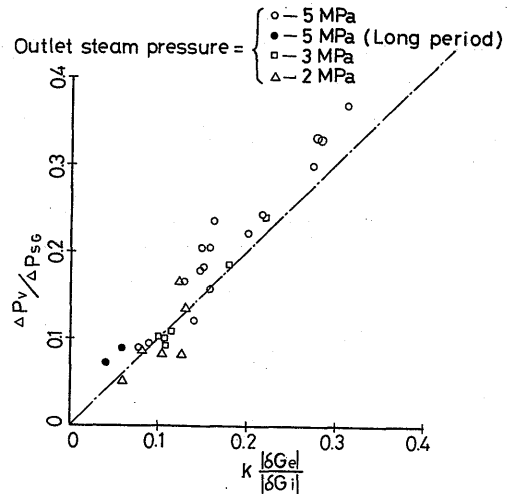


図5-3 $K_0=0$ の時の $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ と $\{K_0(1-K)+K\} \frac{|\delta G_e|}{|\delta G_i|}$ の関係

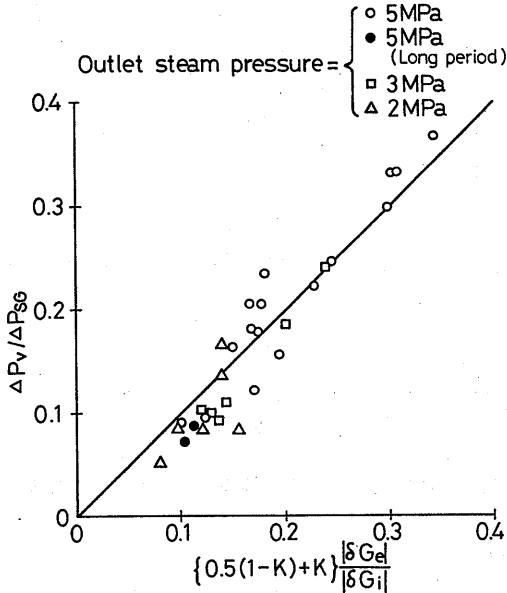


図5-4 $K_0=0.5$ の時の $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ と $\{K_0(1-K)+K\} \frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ の関係

5.2 安定限界を与える実験データの整理法との対応

ところで、3章にまとめておいたように、我々の実験では安定限界での実験データが入口絞り係数 K_i と、沸騰部長さ L_{ev} の関係として整理されることを示した。ここでは、(4-28)式で与えた安定限界が如何にこの整理法と結びつかを示すことにする。

(4-28)式右辺の $\frac{\Delta P_v}{\Delta P_{sg}}$ は、(5-4)式で与えられる。

次に、(4-28)式左辺の K は、図4-2に示すように過熱蒸気部長さ L_{sh} の関数として与えられるので、 K_0 がほぼ一定値とすると、次のようになる。

$$K_0(1-K)+K = f_1(L_{sh}) \quad (5-7)$$

また、 $\frac{\delta G_e}{\delta G_i}$ は図5-1に示すように、圧力 P と沸騰部長さ L_{ev} の関数である。

$$\frac{\delta G_e}{\delta G_i} = f_2(P, L_{ev}) \quad (5-8)$$

(5-4)、(5-7)および(5-8)式を(4-28)式へ代入すると次の式が得られる。

$$K_i = \frac{\rho_l}{\rho_g} f_1(L_{sh}) f_2(P, L_{ev}) \frac{K_{ev} L_{ev} + K_e L_{sh}}{d} \quad (5-9)$$

ところで、 L_{ev} と L_{sh} の間には(5-3)式の関係があるので、(5-9)式の右辺は、圧力 P と、 L_{sh} または L_{ev} のいずれか一方の関数としてあらわせることになる。

また、(5-9)式右辺の圧力の効果は $\frac{\rho_l}{\rho_g}$ の項と、 $f_2(P,$

$L_{ev})$ の項にあらわれる。前者は圧力の上昇につれて次第に小さくなるのに対し、後者は次第に大きくなる。そこでこの積をとると、圧力の効果がキャンセルする方向に働くが、しかし完全にはキャンセルアウトするわけではない。試みに、 $\frac{\rho_l}{\rho_g}$ を蒸気表から読み、3種類の L_{ev} について(5-1)式より $f_2(P, L_{ev})$ を計算し、この積を圧力5MPaの時の基準にして示したのが表5-1である。この表より、圧力が小さいほど積 $\frac{\rho_l}{\rho_g} f_2(P, L_{ev})$ が大きくなるのがわかる。しかしその差は $\frac{L_{ev}}{L_T} = 0.6$ で30%以内、 $\frac{L_{ev}}{L_T} = 0.3$ で80%以内である。この傾向は、図3-1から明りように読みとることができる。

表5-1 圧力5MPaを基準とした $\frac{\rho_l}{\rho_g} f_2(P, L_{ev})$ の各圧力における相対値

L_{ev}/L_T	0.3	0.5	0.6
5 (MPa)	1.0	1.0	1.0
3	1.4	1.3	1.2
2	1.8	1.4	1.3

5.3 振動周期について

次に、不安定流動時の振動の周期について考察してみよう。

図5-5は管入口から出口までの流動変動時の、 δP 、 δG 、 δh の各模式図を示す。図中、実線と破線は、位相

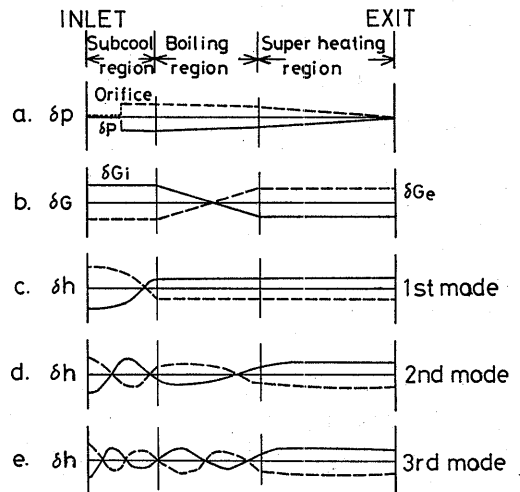


図5-5 δP 、 δG 、 δh の各変動モード模式図

が互に180°ずれた状態を示す。同図aは、圧力変動であって、入口と出口で変動はゼロになり、オリフィス部で最大となる。同図bは流量の変動であって、入口と出口で180°位相がずれることになる。このような振動により誘起される流体のエンタルピ変動は、流体の流れによって下流に伝わる。ところで、流体のエンタルピは、加熱側の条件がほぼ一定なので2次側の流量が大きくなる程減少し、小さい程増大する。そこで流量の変動があるとこれがエンタルピ変動となってあらわれるわけであるが、入口の流量変動 δG_i が正で最大の時、入口近くのエンタルピ変動は負で最大となり、同時に、出口の流量変動 δG_e が負で最大の時、出口のエンタルピ変動が正で最大となるような条件が満たされると、この不安定流動は最も発達しやすい条件となったと考えることができる。

図5-5において、エンタルピ変動が δG_i と δG_e に対し、入口と出口で開いた関係を成立させる条件を考えると、このエンタルピ変動が流体の流れによって下流に伝わるので、同図c, d, eのようにいろいろな変動の条件が考えられる。これは振動条件の1, 2, 3次等にそれぞれ対応すると考えることができる。流れによってこのエンタルピ変動が伝わるのであるから、この振動周期と流動時間の間には密接な関係がある。

1次モードでは、半周期の間に入口から入った流体が出口から出れば、丁度図5-5cのようなエンタルピ変動となる。すなわち、

$$\tau_{osc} = 2 \tau_{flow} \dots\dots\dots(5-10)$$

同様に2次モードでは、1.5周期の間に通過すればよい。この時、

$$\tau_{osc} = \frac{2}{3} \tau_{flow} \dots\dots\dots(5-11)$$

同じく3次モードでは次の式が成り立つ。

$$\tau_{osc} = \frac{2}{5} \tau_{flow} \dots\dots\dots(5-12)$$

以上より一般に、

$$\tau_{osc} = \frac{2}{2N-1} \tau_{flow} \dots\dots\dots(5-13)$$

$$N = 1, 2, 3, \dots\dots\dots$$

が成り立つ。そしてこの関係が成り立つことが、出入口での流量変動の位相が180°ずれる密度波振動、すなわち過熱部摩擦圧力損失が支配的な密度波振動の特徴である。

図5-6は、本実験における τ_{osc} と τ_{flow} の関係を示したもので、大多数の実験点が $N = 2$ の2次モードの

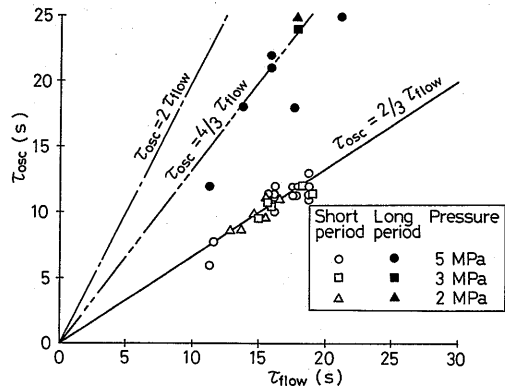


図5-6 振動周期 (τ_{osc}) と流動時間 (τ_{flow}) の関係

振動であることがわかる。

なお、図5-6に黒印で示したものは長周期であり、本来 $N = 1$ の1次モードになってしかるべきと考えられる。しかし実際には

$$\tau_{osc} = \frac{1}{2} \left(2 + \frac{2}{3}\right) \tau_{flow} = \frac{4}{3} \tau_{flow} \dots\dots\dots(5-14)$$

に近い値になっている。

この原因ははっきりしないが、この長周期の振動が始まると並列管の全流量が一定という条件がくずれ易くなっていることがデータからわかっている。そこで

- (i) 並列管のもう一方の管で2次のモードが生じている。
- (ii) 従って、 P_i, P_e 一定という条件がくずれてループ振動が生じている。

ことが原因として考えられる。

6. ま と め

以上不安定流動のメカニズムと我々の実験結果を説明してきた。これらをまとめると以下のようになる。

- (1) 不安定流動研究の当初からのレビューを行い、国内外の研究の位置付けを行った。従来、ともすれば Boure のレビューにはじまる我国の研究に対し、そのよってきたる所を明らかにした。
- (2) 不安定流動のメカニズムを把握し、我々の実験データを調べる中から、我々の実験で生じている不安定流動が、過熱蒸気部摩擦圧力損失支配の密度波振動であることを明らかにした。
- (3) このような密度波振動では、入口流量じょう乱がある条件で時間的に発展することを具体的な式として示した。従来ともすれば計算機による計算

によって判断していたこの安定限界を、初めて具体的にわかり易くモデル化したものといえる。

- (4) この安定限界モデルで我々の実験データをうまくあらわせるだけでなく、実験的に K_2 対 L_{ev} の関係で整理された安定限界の関係をも説明することができた。
- (5) 過熱蒸気部摩擦圧力損失支配の密度波振動に適用できる管内流体流動時間と振動周期の関係を与えた。

我々の実験データや解析は、一体型船用炉の蒸気発生器にそのまま適用可能である。この解析モデルが、 N_a 加熱蒸気発生器など他の蒸気発生器へ適用できるかどうか、および他の圧力損失支配の密度波振動にこのような単純化したモデルを作れないかが今後の研究課題である。

7. 引用文献

- 1) 小林道幸他, “一体型船用炉内装貫流型蒸気発生器の不安定流動に関する研究 (その1: 一体型船用炉模擬装置による実験)”, 船舶技術研究所報告, 第21巻2号, 昭和59年3月, P.1~38.
- 2) Ledinegg, M., “Unstabilität der Strömung bei Natürlichen und Zwangumlauf”, Die Wärme, Vol. 61, No. 48, Nov.1938, p.891.
- 3) Chilton, H., “A Theoretical Study of Stability in Water Flow Through Heated Passages”, J. Nucl. Energy, Vol. 5, 1957, p.273.
- 4) Levy, S. & E.S. Beckjord, “Hydraulic Instability in a Natural Circulation Loop with Net Steam Generation at 1000 psia”, GEAP 3215, July 1959, p.1.
- 5) Fleck, J.A. Jr., “The Dynamic Behavior of Boiling Water Reactor”, J. Nucl. Energy, Part A, Vol. 11, 1960, p.114.
- 6) Jones, A.B., “Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel”, KAPL-2170, Oct. 1961, p.1.
- 7) Wallis, G.B. & J.H. Heasley, “Oscillation in Two-Phase Flow System”, J. Heat Transfer, Aug. 1961, p.363.
- 8) Meyer, J.E., “Hydrodynamic Models for the Treatment of Reactor Thermal Transients”, Nucl. Sci. Eng., Vol. 10, Jan. 1961, p.269
- 9) 大木新彦他, “沸騰水形原子炉の自然循環ループにおける水力学的不安定性”, 日本機械学会誌, Vol. 64, No.508, 1961年5月, p.56.
- 10) Quandt, E.R., “Analysis and Measurement of Flow Oscillation”, Heat Transfer-Buffalo, Vol. 57, No.32, 1961, p.111.
- 11) 葉山真治, “沸騰チャンネル内の水力学的不安定(第1報, 単一沸騰チャンネル系)”, 日本機械学会論文集, 第28巻195号, 昭和37年11月, p.1607.
- 12) 葉山真治, “同上(第2報, 並列2沸騰チャンネル系)”, *ibid.*, 第29巻201号, 昭和38年5月, p.944.
- 13) 寺野寿郎他, “沸騰水型原子炉の水力学的不安定” 日本機械学会論文集, 第28巻195号, 昭和37年11月, p.1597.
- 14) Terano, T., et al, “Hydraulic Instability in Boiling Water Reactor”, 運輸技術欧文報告, No.59, 1963年3月, p.1.
- 15) Meyer, J.E. & R.P. Rose, “Application of a Momentum Integral Model to the Study of Parallel Channel Boiling Flow Oscillations”, J. Heat Trans., Feb. 1963, p.1.
- 16) Lottes, P.A., et al, “Fluid Dynamics, Stability, and Vapor-Liquid Slip in Boiling Reactor Systems”, A/CONF. 28P/230, 3rd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, May 1964.
- 17) Jones, A.B. & D.G. Dight, “Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel Part 3”, KAPL 2290, Jan. 1964, p.1.
- 18) Jones, A.B. & D.G. Dight, “Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel Part 4”, KAPL 3070, Aug. 1964, p.1.
- 19) Stenning, A.H., “Instabilities in the Flow of a Boiling Liquid”, J. Basic Eng., June 1964, p.213.
- 20) Stenning, A.H. & T.N. Veziroglu, “Flow Oscillation Modes in Forced-Convection Boiling”, Proc. 1965 Heat Transfer and Fluid Mechanics Inst., June, 1965, p.301.
- 21) Boure, J., “The Oscillatory Behavior of Heated Channels—An Analysis of the Density Effect—Part 1 The Mechanism (Non Linear Analysis)”, CEA-R 3049, Sept. 1966.
- 22) Davies, A.L. & R. Potter, “Hydraulic Stability—An Analysis of the Causes of Unstable Flow in Parallel Channel”, AEEW-R-446, Apr. 1966, p.1.
- 23) Neal, L.G. & S.M. Zivi, “The Stability of Boiling-Water Reactors and Loops”, Nucl. Sci. Eng.,

- Vol. 30, 1967, p.25.
- 24) Walker, B.J. & D.G.Harden, "The "Density Effect" Model", ASME Paper 67-WA/HT-23, Nov. 1967.
 - 25) Davies, A.L. & R.Potter, "Hydraulic Stability: An Analysis of the Causes of Unstable Flow in Parallel Channels", Symp. on Two Phase Flow Dynamics, Vol.2, Session 9-Parallel Channel Stability, No.9.3, Sept. 1967, p.1125.
 - 26) Bouré, J.A. & A.Mihaila, "The Oscillatory Behavior of Heated Channels", *ibid*, Vol.1, Session 6-Physical Models A, No.6.1, Sept. 1967, p. 695.
 - 27) Neal, L.G., et al, "The Mechanisms of Hydrodynamic Instabilities in Boiling Systems", *ibid*, Session 8-Physical Models C, No.8.1, Sept. 1967, p.957.
 - 28) Crowley, J.D., et al, "Two-Phase Flow Oscillations in Vertical, Parallel, Heated Channels", *ibid*, Vol.2, Session 9-Parallel Channel Stability, No. 9.1, Sept.1967, p. 1131.
 - 29) Zuber, N., "Flow Excursions and Oscillations in Boiling, Two-Phase Flow Systems with Heat Addition", *ibid*, Vol. 1, Session 8-Physical Models C, No. 8.4, Sept.1967, p.1071.
 - 30) Stenning, A.H., et al, "Pressure-Drop Oscillations in Forced Convection Flow with Boiling", *ibid*, Session 3-Flow Oscillations and Burn-out, Sept. 1967, p. 405.
 - 31) Yadigaroglu, G. & A.E.Bergles, "An Experimental and Theoretical Study of Density-Wave Oscillation in Two-Phase Flow", MIT Report No. DSR 74629-3, Dec. 1969.
 - 32) Ishii, M. & N.Zuber, "Thermally Induced Flow Instabilities in Two Phase Mixtures", *Heat Transfer* 1970, Vol. 5, No.B-11, 1970, p.1.
 - 33) 赤川浩爾, 他, "並列蒸発管系の流量分配と流動の安定性に関する研究", *日本機械学会論文集* 第36巻292号, 昭和45年12月, p.2104.
 - 34) Boure, J.A., et al, "Review of Two-Phase Flow Instability" ASME Paper 71-HT-42, May 1971, p.1.
 - 35) Takahashi, R. & M.Shindo, "Theoretical Study of Two-Phase Flow Oscillation in a Hot Channel, (1) Theoretical Study for Interpreting the Mechanism of Hydrodynamic Instability" *J.Nucl. Sci. Tech.*, Vol. 8, No.11, Nov. 1971, p. 637.
 - 36) Takahashi, R. & M.Shindo, "Theoretical Study of Two-Phase Flow Oscillation in a Hot Channel, (2) Influence of Heat Transfer Characteristics on the Flow Stability", *ibid*, Vol.8, No. 12, Dec.1971, P.690.
 - 37) Waszink, R.P. & L.E.Efferding, "Hydrodynamic Stability and Thermal Performance Test of a 1-MWt Sodium-Heated Once-Through Steam Generator Model", *J.Eng. for Power, Trans. ASME*, July, 1974, p.189.
 - 38) 二見常夫他, "ナトリウム加熱蒸気発生器の不安定現象—その実例と問題点—" *日本機械学会誌* 第77巻672号, 昭和49年11月, p.1105.
 - 39) Lahey, R.T.Jr. & G.Yadigaroglu, "A Lagrangian Analysis of Two-Phase Hydrodynamic and Nuclear-Coupled Density Wave Oscillations", *Heat Transfer* 1974, 5th Int. Heat Trans. Conf. Vol. 4, Sept.1974, p.225.
 - 40) Saha, P., "Thermally Induced Two-Phase Flow Instabilities, including the Effect of Thermal Non-Equilibrium between the Phases", Ph.D. Thesis, Georgia Inst. Tech., June 1974.
 - 41) 鈴置 昭, 山川正剛, "流動不安定現象の研究 (第1報, 並列管の流動不安定現象の理論)", *日本機械学会論文集* 第41巻350号, 昭和50年10月, p.2866.
 - 42) 横村武宜他, "一体型船用炉貫流式蒸気発生器における不安定流動(第一報)", *日本機械学会論文講演集* No. 750-5, 昭和50年4月, p.71.
 - 43) 鈴置 昭, "流動不安定現象の研究 (第2報, 流動安定性に与える加熱条件の影響)", *日本機械学会論文集* 第43巻366号, 昭和52年2月, p. 605.
 - 44) Aritomi, M., et al, "Instabilities in Parallel Channel of Forced-Convection Boiling Upflow System, (1) Mathematical Model", *J.Nucl. Sci. Tech.*, Vol. 14, No. 1, Jan. 1977, p.22.
 - 45) Aritomi, M., et al, "Instabilities in Parallel Channel of Forced-Convection Boiling Upflow System, (2) Experimental Results", *J.Nucl. Sci. Tech.*, Vol. 14, No. 2, Feb. 1977, p. 88.
 - 46) Takahashi, R. & T.Futami, "Theoretical Study of Flow Instability of a Sodium-Heated Steam Generator", *Nucl. Eng. Design*, Vol. 41, 1977, p.193.
 - 47) 鈴置 昭, "流動不安定現象の研究 (第3報, 流動

- 安定性に与える二相流スリップの影響)”, 日本機械学会論文集第44巻379号, 昭和53年3月, p. 979.
- 48) Takitani, K. & T. Takemura, “Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System, (1) Experiment”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 15, No. 5, May 1978, p. 355.
- 49) Takitani, K., “Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System, (2) Lumped Parameter Model with Moving Boundaries”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 15, No. 6, June 1978, p. 389.
- 50) Fukuda, K. & T. Kobori, “Two-Phase Flow Instability in Parallel Channels”, Heat Transfer 1978, 6th Int. Heat Trans. Conf., Vol. 1., Paper FB-17, Sept. 1978, p. 369.
- 51) Sumida, I. & T. Kawai, “Theory of Hydraulic Stability of Boiling Channels — Analysis of Structure of Problem”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 15, No. 5, May 1978, p. 323.
- 52) Takitani, K. & K. Sakano, “Density Wave Instability in Once-Through Boiling Flow System, (3) Distributed Parameter Model”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 16, No. 1, Jan. 1979, p. 16.
- 53) Fukuda, K. & T. Kobori, “Classification of Two-Phase Flow Instability by Density Wave Oscillation Model”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 16, No. 2, Feb. 1979, p. 95.
- 54) Fukuda, K. & S. Hasegawa, “Analysis on Two-Phase Flow Instability in Parallel Multichannels”, J. Nucl. Sci. Tech., Vol. 16, No. 3, March 1979, p. 40.
- 55) Kubota, J., et al, “Hydrodynamic Stability tests and Analytical Model Development for Once-Through Sodium Heated Seam Generator”, 2nd Int. Conf. Boiler Dynamics and Cont. in Nucl. Power Station, British Nucl. Energy Soc., Oct. 1979, p. 99.
- 56) Nariai, H., et al, “Flow Instabilities in a Once-Through Steam Generator”, *ibid*, p. 119.
- 57) Vriesema, B. & D. G. H. Latzko, “Void-Flow Instability: Prediction and Verification of Operating Limits”, *ibid*, p. 127.
- 58) Perrin, J. & Ch. Simeon, “Prediction of Dynamic Stability Limits of the 45 MW Scale Model of SUPER PHENIX Steam Generator”, *ibid*, p. 147.
- 59) Brasz, J. & D. Van Essen, “Experimental Determination of Density-Wave Oscillations in Full-Scale Sodium-Heated Steam Generators”, *ibid*, p. 165.