

沸騰を伴う流れの不安定現象

阪大 基工 松 井 剛 一

§ 1. まえがき

沸騰によって生じる気液二相流系の流れの不安定に関する研究は、古く貫流ボイラの流動安定の問題として始まり、最近では沸騰水型原子炉(BWR)の運転の安全性の問題と関連してその実用化とともにますます盛んに行なわれるようになった。

BWRでは冷却材および減速材が水であるがゆえに、中性子の性質によって核分裂による熱の発生と気泡の発生とが因果関係をもつ。したがって、発生熱の増加→気泡発生量の増加→減速材の能力低下→発生熱の減少→気泡発生量の減少→減速能力の回復→発生熱の増加 という繰返しを行ない、炉の出力は振動現象を呈する。

このような出力の振動現象は、上述のように核分裂機構の変動に原因があるとも考えられるが、均一電気加熱の沸騰ル

ープ中에서도起こることからみて、むしろ気液二相流の安定性の問題に関係づけるのが妥当と思われる。とくに、気液二相流の流動形式(flow pattern)による駆動の仕方の違いのゆえに、おなわち気泡流→気栓流→泡塊流へと発展するとき、それぞれの流動形式の駆動への影響が異なるゆえに、気泡の発生量の変動ひいては出力の変動を招くと考えられる。

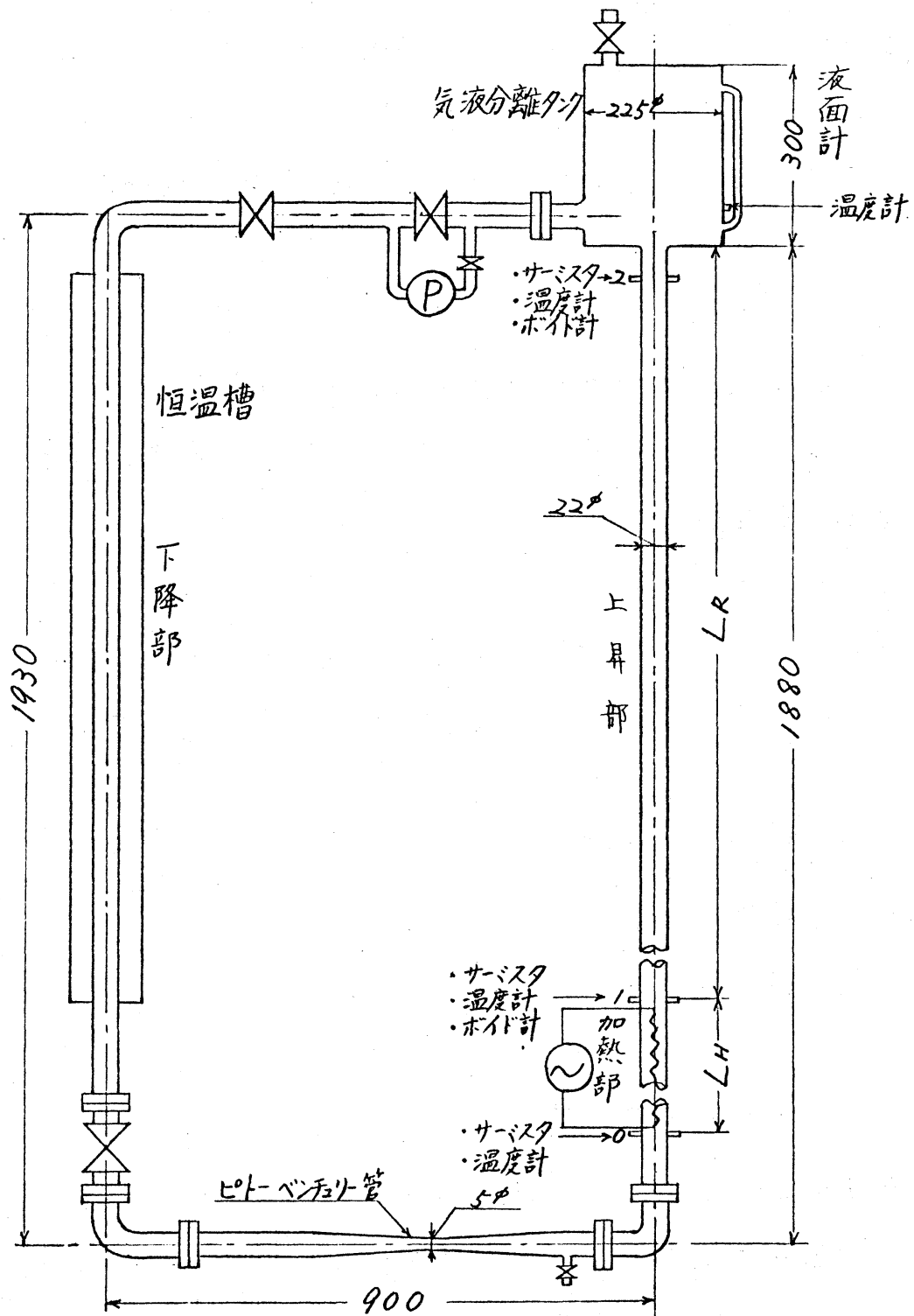
このようなことから気液二相流系の流れの不安定に関する多くの研究がなされ、その知識がBWRの安定性の解明に利用されている。

しかし、その理論的取扱については、いまだ理論的に極められない部分があり、実験式で補っているが、計測上の困難もあった、いまだ決定的な解は得られていないといえる。

ここでは、沸騰ループの流れの不安定に関する実験結果と理論的取扱いの一つの試みについて述べる。

§ 2. 実験装置および計測法

第1図に示すのが均一電気加熱による沸騰ループの実験装置である。ループは、下降部、水平部、加熱部、上昇部よりなり、加熱部および上昇部が二相流になりうる部分である。加熱部の管内中央にはニクロム線が入れてある。加熱部および上昇部は、内径22^φのガラス管で、沸騰および流動の状況が



第1図 沸騰管路系実験装置

観測できるようにしてある。上昇部の上に気液分離用のタンクが設けてあり、大気圧に開放してある。加熱部および上昇部の長さは可変になるようにしてあり、その継手部が計測部になっている。

計測は、下部の水平部において、ピトー管またはピトー・ベンチュリ管で单相流の流速を測定し、加熱部および上昇部の0, 1, 2の各点で差圧、ボイド率（気体体積率）、温度を測定する。差圧はダイヤフラム型差圧計で、ボイド率は管内壁に22 ϕ の径で長さ30mmの2枚のアルミ極板を取付け、その電気容量の変化を井上氏回路で検出し、また温度はサーミスタおよび水銀温度計で測定して各量を電磁オッシログラフに記録させる。

作業物質として、沸点の低いカーペンタンを用いる。

実験は管路系の抵抗係数 λ 、加熱量 Q 、サブクール温度 T_{sub} を一定に保って行なう。

§3. 流れの不安定機構

沸騰によって生じる気液二相流系の流れの不安定というのは、気泡の発生や消滅、気泡の運動などによって生じる圧力変動による比較的振動数の高い流れの変動ではなく、気泡の流れの状況が刻々と変化していくために流量も変化していく

比較的ゆるい間欠的な振動を示す流れの変化をいう。この現象を水力学的不安定と呼ぶこともある。

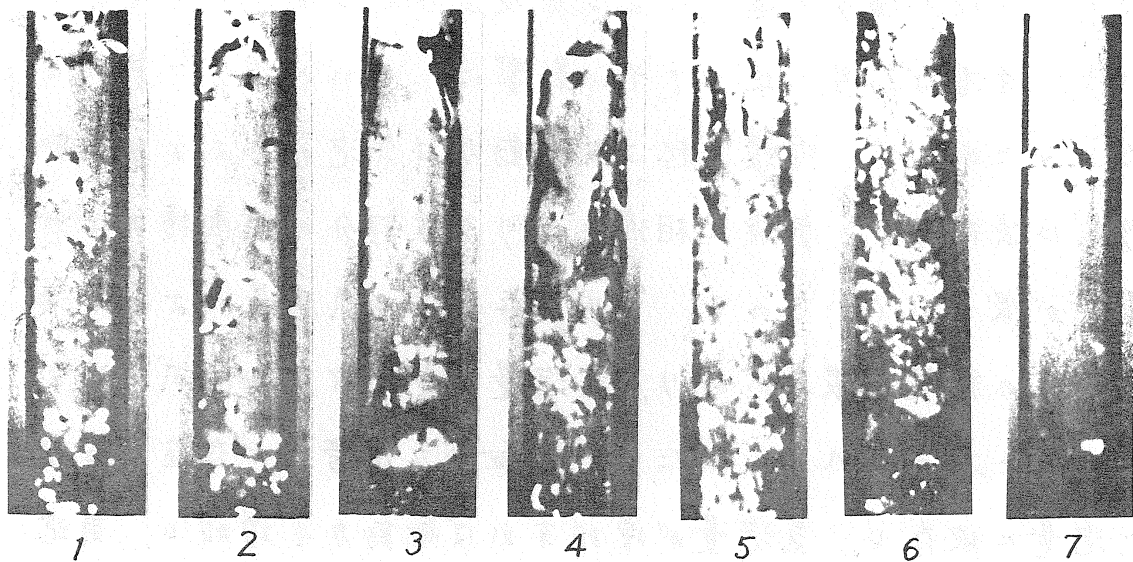
第1図に示す均一加熱の実験装置で、加熱部が短かくて上昇部が長い場合の大気圧開放下における沸騰によって起こる自然循環の流れの不安定機構について説明する。

循環は気泡の運動によって引起こされる圧力差および下降部と上昇部の温度の違いによる密度差によるものとが考えられる。後者は前者に比べてその影響は小さいと考慮して無視する。したがって、循環を起こす駆動力は気泡の量および流動形式に依存する。気液二相流になりうる部分の断面積および長さが限られているので、管内に存在する気泡量によって流動形式の発展に限界があり、気泡量に応じて流動形式が決まるものと考えられる。したがって駆動力は管内に存在する全気泡量に依存し、気泡量が増加すれば駆動力も増加し、気泡量が減少すれば駆動力も減少する。そして、流動形式が発展するほど駆動力の増加の割合が大きくなる。

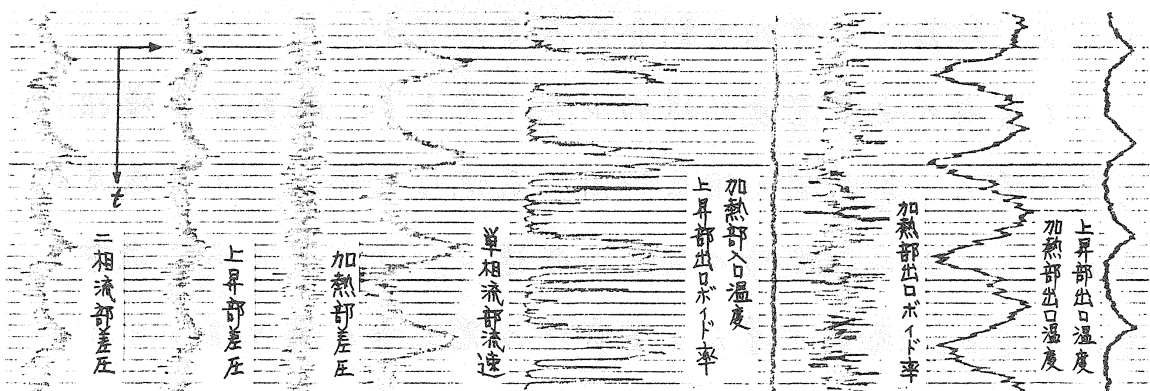
いま管内の全気泡量が増加したとすると、駆動力も増加し流量が増え、気泡間の相互作用で気泡は合体し、上昇速度が増えるとともに気栓形の気泡に発達し、それがさらに流量を増加させる。流量が増えると気泡の発生量が減少するとともに気泡の流出量が増加して管内の全気泡量は急速に減少し、

駆動力も減少して流量を減少させる。流量が減少すると気泡の発生量が増え、まだ気泡の上昇速度が小さいから管内にとどまる全気泡量が増加し、駆動力も増加して流量を増加させる。このようにして、間欠的な振動を示す流れの不安定が起こる。

つぎに、上昇部で観測した不安定時の流動状況の写真を第



第2図 不安定時の流動状況

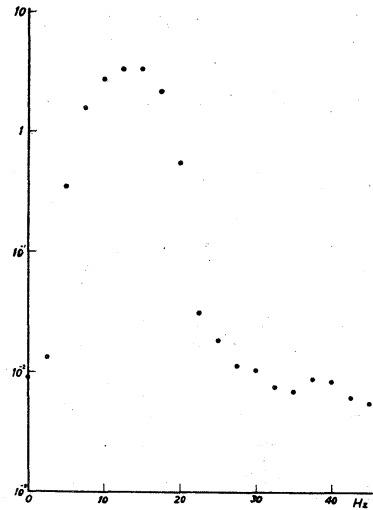


第3図 不安定の実験例 (1目盛が1秒)

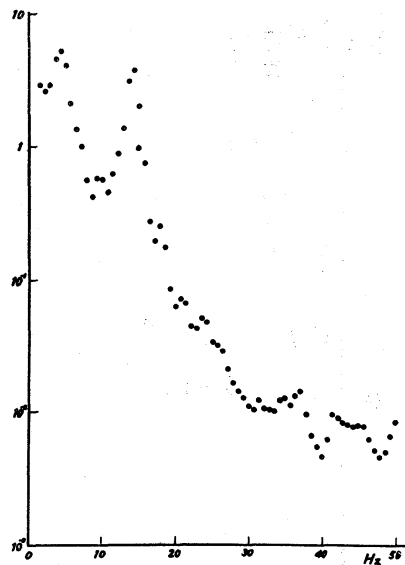
2図に示す。流動状況は右から左へと移行しそれが繰返される。これからみて、二相流の流動形式が流れの不安定に大きな影響を与えることがうかがえる。また第3図に電磁オシログラフに記録した不安定の例を示す。大きな周期できれいな振動を示しているのがわかる。

§ 4. 実験結果

沸騰状況、気泡の流動形式などにより特徴づけられた圧力変動が起こるものと考えられる。そこで加熱部入口、出口間の差圧を拡大して読み取り、パワー・スペクトラムを作ると、第4図、第5図に示すものが得られた。第4図は流れの不安定が起こっていないときのもので、14 Hzにピークをもつ。第5図は流れの不安定が起こっているときのもので、4 Hzと14 Hzにピークをもつ。このことから、4



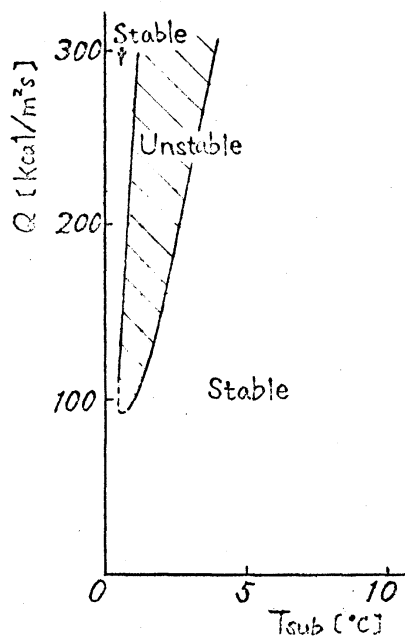
第4図 加熱部差圧のパワー・スペクトラム(安定時)



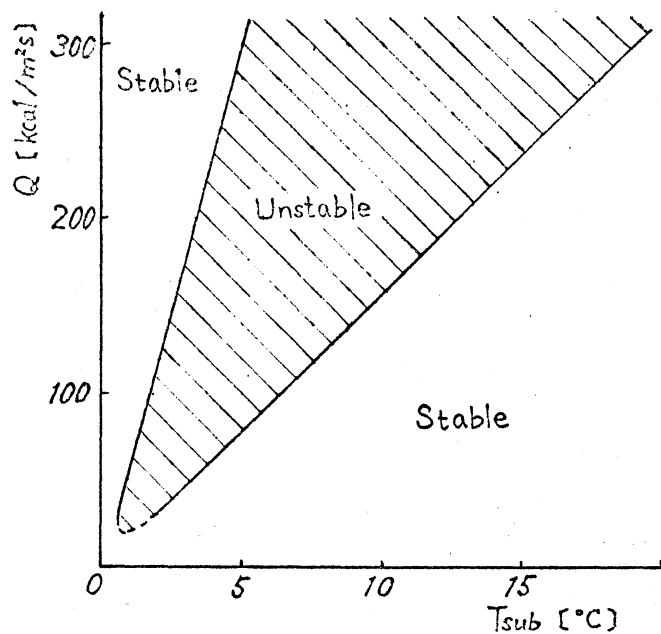
第5図 加熱部差圧のパワー・スペクトラム(不安定時)

H_z にピークをもつかもたないかということが、流れの安定、不安定を判別する一つの基準になる。ところで、 $4H_z$ にピークの現われる原因は、気泡が合体して気栓形に発達して大きくらせん運動をしながら上昇するためで、これが $4H_z$ の振動数をもっている。このことは1個の気泡を上昇させ写真観測した結果と一致した。

つぎに、加熱部の長さ(L_H)が $0.2m$ 、上昇部の長さ(L_R)が $1.5m$ のときの流れの安定、不安定の領域を求めた実験結果を第6図、第7図に示す。安定、不安定の判別については、流れのゆるい振動が起これば不安定、起これなければ安定とした。



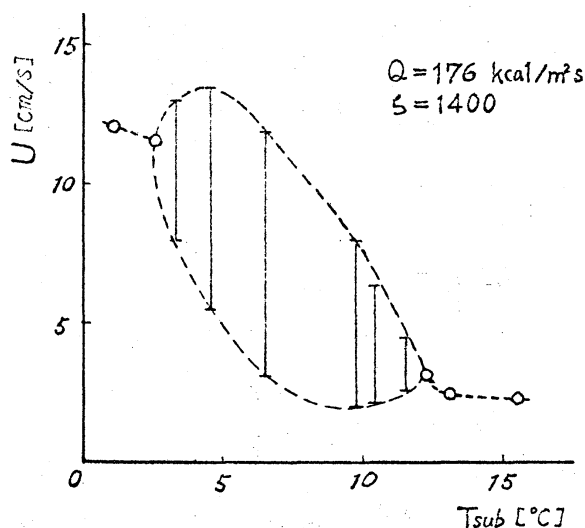
第6図 安定曲線($s=8$)



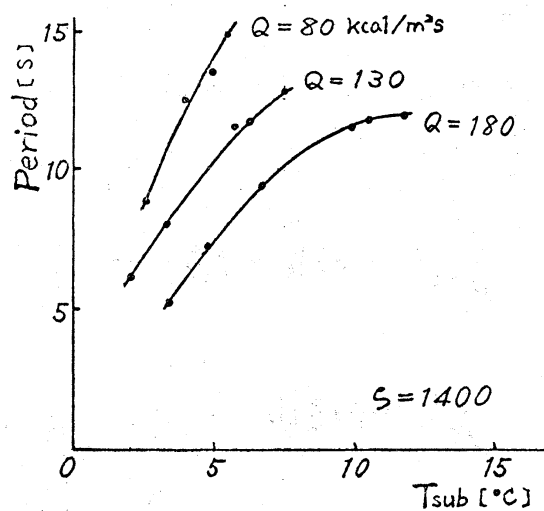
第7図 安定曲線($s=1400$)

これからわかることは、加熱量(Q)がある程度大きい所で、サブクール温度(T_{sub})が非常に小さい所および非常に大きい所では流れは安定であり、また、ある加熱量以下ではサブクール温度のいかんにかかわらず流れは安定になる。しかし、このあたりでの実験結果は計測上多少あいまいになる(図で点線表示のあたり)。管路系の抵抗係数(λ)が大きくなるにつれて不安定な領域は広がり、サブクール温度の小さい所では安定領域がやや広がる。

不安定領域をはさんで二つの安定領域があるが、それらの安定領域での流れの状況は非常に異なる。サブクール温度が大きい所すなわち図で右側の安定領域の流れは、気泡流(第2図(1)の写真)または未発達気栓流(第2図(2)の写真)であり、図で左側の安定領域の流れは、十分発達した気栓



第8図 加熱部入口流速の振巾



第9図 流れの振動の周期

流（ピストン流とも呼ぶ。第2図(4)の写真）である。

S. Fabrega の実験結果も同じような安定、不安定領域の存在を示している。⁽¹⁾

第8図に流れの振動の振巾を、第9図に周期を示す。

§5. 理論的取扱

このような沸騰によって生じた気液二相流系の流れの不安定は、いろいろな方法で理論的に説明されているが、それらは二つに大別される。一つは、まず定常解があるとして求めその解の微小変動に対する安定性を調べるやり方であり、^{(2),(3)}他は、初期値問題として時間的发展を調べるやり方で、^{(4),(5)}しばしば非線形励起振動の問題に帰着させるやり方である。⁽⁶⁾

ふつう、簡単のため一定断面の管路の一次元非定常問題を考え、管にそって流れの方向に座標軸をととり、流れの量は各断面で一様と仮定すると、この場合二相流系の質量、運動量、エネルギーの各式は次の形をとる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ (1-f) \rho_l + f \rho_g \} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (1-f) \rho_l u_l + f \rho_g u_g \} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ (1-f) \rho_l u_l + f \rho_g u_g \} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (1-f) \rho_l u_l^2 + f \rho_g u_g^2 \} \\ = -g \{ (1-f) \rho_l + f \rho_g \} - \frac{\partial p}{\partial x} - r(x) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{ (1-f) \rho_l h_l + f \rho_g h_g \} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (1-f) \rho_l h_l u_l + f \rho_g h_g u_g \} \\ = g + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{ \{ (1-f) \rho_l u_l + f \rho_g u_g \} }{ (1-f) \rho_l + f \rho_g } \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 ρ : 比質量 f : ボイド率 (気体体積率) u : 流速 p : 圧力 h : エンタルピー g : 加熱量 $r(x)$: まじりその他の損失 g : 重力加速度 添字 l : 液体 g : 気体を表わす。また、

$$\delta = \begin{cases} 1 & (\text{上昇部}) \\ 0 & (\text{水平部}) \\ -1 & (\text{下降部}) \end{cases}$$

単相流部では $f=0$, 単相流部と上昇部では $g=0$ である。

エネルギー式は沸騰に伴う気化熱の対流と加熱との間のバランスだけを考えて

$$\rho_g h_L \frac{\partial f}{\partial t} + \rho_g h_L \frac{\partial f u_g}{\partial x} = g \quad (4)$$

で近似される。ただし、 h_L は気化の潜熱で、二相流部での温度は飽和温度で一定と考えているので、 $h_L = h_g - h_l$ である。

ρ_l , ρ_g が一定と仮定し、損失 $r(x)$ の適当な形を仮定するとき、(1), (2), (4) 式は、ボイド率 f , 液相の流速 u_l , 気相の流速 u_g , 圧力 p の間の関係を与える。未知数に対して関係式がまだ一つ不足しているが、ふつうすべり比 $S = u_g/u_l$ を導入して、その適当な形を実験から仮定している。

また、加熱部非沸騰部におけるエネルギー式は、飽和になるまでの加熱とエンタルピの対流とのバランスを考えて、

$$\rho_k \frac{\partial h_k}{\partial t} + \rho_k \frac{\partial h_k u_k}{\partial x} = q \quad (5)$$

で近似される。

これまでの解析の結果は、 r や s の非線形性に基づいて、不安定あるいは励起振動の可能性を示しているが、気泡量、流速、流動形式との関係はまだ十分説明できていない。

§ 6. 集中定数系としての取扱い

ここでは循環管路系を集中定数系として取扱い、ループ全体の時間的変動を、個々の気泡の変化や運動から導かれる駆動や二相流部での相對運動とより密接に関係づけることを考える。

まず、ループ全体の運動量保存に関する関係式は、密度の小さい気相を無視し、流速は単相流部の流速 u で代表させ、

$$A \gamma_k \frac{(L-F)}{g} \frac{du}{dt} = A \gamma_k F_k - A \gamma_k R_k \quad (6)$$

ただし、 γ : 比重量 A : 代表管路断面積 AL : ループの全容積 AF : 気相の体積 $A \gamma_k F_k$: 駆動力 $A \gamma_k R_k$: 全抵抗と書ける。気相の運動については、 i 番目の気相のかたまり

を考えて,

$$A \delta_g \frac{f_i}{g} \frac{d u_g}{dt} = A \delta_L f_i - A \delta_g r_{gi}, \quad \sum f_i = F, \quad \sum r_{gi} = R_g = F_g \quad (7)$$

と書ける。つぎに、ループ全体のエネルギー保存に関する関係式は、二相流部と加熱部非沸騰部におけるエネルギー保存を考えれば十分である。二相流部におけるエネルギー保存に関する式は、飽和状態を基準として考え、加熱と気化熱の対流とのバランスだけを考えれば、

$$A h_L \delta_g \frac{dF}{dt} = Q X_B - h_L \delta_g v_g \quad (8)$$

ただし、 Q : 加熱量 v_g : 気相の流出量 X_B : 沸騰部長さ

(8) 式は書きかえると、気相の質量保存の関係を表わす。

加熱部非沸騰部のエネルギー保存に関する式は、沸点より T_{sub} [$^{\circ}\text{C}$] だけ低い液体が加熱部に流入し沸点に達するまで直線的に温度上昇すると仮定すれば、(5) 式を積分して、

$$\frac{d X_B}{dt} = \frac{2 Q}{\delta_L C_{pe} T_{sub}} \left(1 - \frac{X_B}{L_H} \right) - 2 u, \quad \left(g = \frac{Q}{A} \right) \quad (9)$$

ただし、 C_{pe} : 液体の比熱を得る。

(7) 式を直接解くことはむづかしいので、それに代るものとして、気体の平均的上昇速度 u_g の形を実験から決める。一

般に $u_g = f(u, F, X_B)$ なる形をとるものと考えられるが、加熱部出口での体積速度が $u + Q^{XB}/h_L \gamma_g$ であるから、 u_g を u と関係づけて $u_g = f(u) + u + Q^{XB}/h_L \gamma_g$ の形に整理すると、

$$u_g = 0.162 + 4.65 u + \frac{Q^{XB}}{h_L \gamma_g} \quad [\text{m/s}] \quad (10)$$

なる実験式を得る。

気相は一様に存在しないのでその取扱いは困難である。そこで、気相の不連続性を生かすために、 Δt 時間に発生した気体は加熱部が短いのでそれを一つのかたまりと考え、それが加熱部出口から出発して u_g の速度で上昇するのを時間的に追跡していき、上昇部出口を気体のかたまりの頭が越えれば流出したものと考える。いま、 t_1 から t_2 時間前に発生した気体が時刻 t で Δt 時間内に流出したとすると、上昇部出口より下で一番上にあった気体に注目して、

$$L_R + u_g \Delta t \geq \sum_{i=0}^n u_g(t-i\Delta t) \cdot \Delta t, \quad t = i \cdot \Delta t \quad (11)$$

を満足する n が n_1 で、これから t_1 が求まり、同様に Δt 時間内に流出した一番下の気体に注目して、

$$\sum_{i=0}^n u_g(t-i\Delta t) \cdot \Delta t > L_R \quad (12)$$

を満足する n が n_2 で、これから t_2 が求まる。 Δt 時間内にいく

つかの気体のかたまりが流出したとすれば、それらは合体して流出したものと解釈する。したがって、気相の流出量は、

$$v_g = \sum_{i=0}^n \frac{g}{h_L \delta_g} X_B (t - \tau_i + i \Delta t), \quad \tau_1 - \tau_2 = n \cdot \Delta t, \quad n_1 - n_2 = n \quad (13)$$

($v_g = V_g / A$)

と表わせる。もし、(11), (12) 式を満足する τ_1, τ_2 が存在しなければ、

$$v_g = 0 \quad (14)$$

である。

(8) 式および (6) 式を書きかえると、

$$\frac{dF}{dt} = \frac{g X_B}{h_L \delta_g} - v_g \quad (15)$$

$$m \frac{du}{dt} = F_L - R_L, \quad (m = \frac{L - F}{g}) \quad (16)$$

となる。

このようにして、沸騰ループの関係式は、(9), (13), (15), (16) の四つとなり、 u, F, X_B, v_g, F_L, R_L を未知数として含む。 R_L はループを液体だけが流れているときの管路系の全損失を、

$$R_L = c_r \frac{u^2}{2g} \quad (17)$$

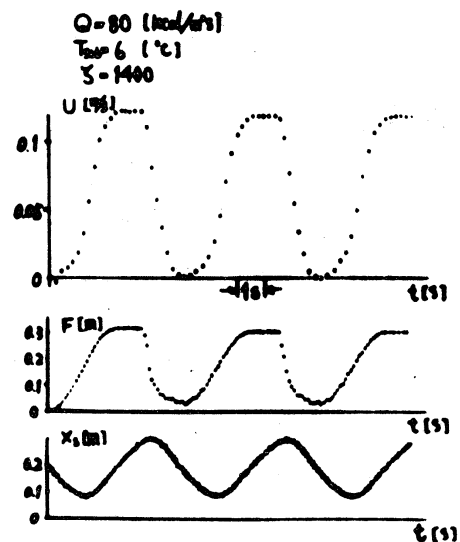
と表われ、二相流部はなめらかな管でつねに管壁に液体がく

っついているので、 $\epsilon = \text{const.}$ として用いる。 F_e は気泡量や流動形式および単相流部流速に依存すると考えられるが、いまだ決定的な形がわからないので、まず $F_e = F$ において計算する。

$$\left. \begin{array}{l} u=0, \quad F=0, \quad X_B=0 \\ \text{上昇部では飽和温度} \end{array} \right\} \quad (18)$$

なる初期条件のもとで、不安定領域での適当な値 ($Q, T_{\text{sub}}, \epsilon$) を用いて計算してみたが、解は収束して振動状態にならない。この理由として次の2点があげられる。(1) $\epsilon = \text{const.}$ としているために、二相流の流動形式の発展による二相流部での抵抗の減少が考慮されていない。(2) 駆動力が気泡量に比例するとし単に $F_e = F$ としているために、二相流の流動形式の発展による駆動力の増加の仕方の違いが考慮されていない。しかし、 ϵ の大きい場合に、 ϵ の減少の程度が小さく無視できることから、 ϵ の小さい場合にも同じことが考えられ、(1)の理由よりむしろ(2)の理由の方が重要である。

そこで、実験データを参考にして、単相流部流速が急速に増



第10図 不安定の計算例

加するところから駆動力の増加の仕方が異なると考え、その流速より小さい流速では、 $F_e = F$ 、大きい流速では数値にとくに意味はないが $F_e = 1.2F$ とおいて計算すると振動解が得られた。この結果を第10図に示す。図の X_s は、 $X_s = L_H - X_B$ のことで、 $X_s > L_H$ の所では意味がなく、気泡は発生していない。この計算例から、駆動力は気泡量だけでなく二相流の流動形式にも依存し、流動形式の発展によって駆動力の増加の仕方が異なることがわかった。

§7. あとがき

沸騰によって生じる気液二相流系の流れの不安定に関する実験結果および一つの理論的取扱いについて述べた。

比較的实验のしやすいカーペンタンを用いて、これをパラメータとする $Q-T_{sub}$ 面での安定、不安定の領域を求め、それから安定限界の曲線を求めた（第6図、第7図）。そこには、二つの安定領域が存在し、その二相流部の流れの状況は、一方は気泡流あるいは未発達気栓流であり、一方は十分発達した気栓流である。加熱部の差圧のパワー・スペクトラムから流れの不安定が生じているときには、4Hzで気栓形の気泡がらせん運動していることがわかった。

また、理論的取扱いについては、系全体に関係する流れの

振動を集中定数系として取扱う一つの方法を示した。現在、計算の途上で、関係式にも不十分なところがあるが、気泡の運動によってループの流体が駆動され、気液二相流の流動形式によって駆動の仕方が異なり、そのために不安定の起こることがいえる。

文 献

- (1) S. Fabrega, EAES Symposium, (1963-10)
- (2) A. B. Jones, KAPL-2170 (1961)
- (3) L. M. Shotkin, Nuclear Sci. & Engng., 28.(1967), 317.
- (4) E. H. Wissler, H.S. Isbin & N. R. Amundson, A.I.Ch. E., 2-2 (1956-6), 157.
- (5) J. A. Fleck, J. Nuclear Energy, 11-2/4 (1960-2), 114.
- (6) 葉山真治, 機械学会論文集, 28-195 (昭37-11), 1607.