

沸騰水形炉の動特性に関連した二相流問題

Problems in Two-Phase Flow Concerning BWR Dynamics

川合敏雄* 永井将之*
Toshio Kawaai Masayuki Nagai

内容梗概

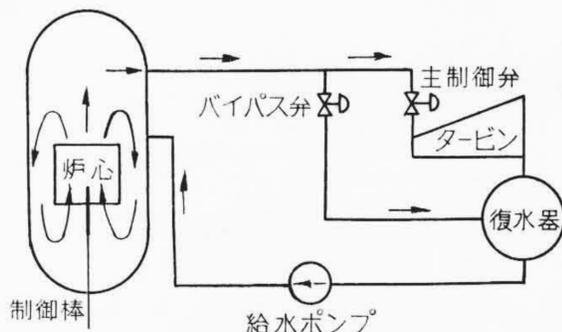
日立製作所で開発研究に努力している沸騰水形原子炉の動特性に関連した二相流問題を、ひろく浅く概観した。二相流とは沸騰水のように気相と液相が混合した流れであって、物理的にはきわめて複雑な対象である。そのため原子炉にとって重要な意味をもつ気泡体積率の時間的変化とか、二相流自体の安定性について今なお実験と合わせうる理論が存在しない。ここでは中央研究所の理論的な研究を中心にして現在の段階の紹介を試みた。そのうち、第3章の「気泡方程式」は実験的検証を経たうえで将来高圧強制循環の原子炉の特性の標準的計算法となることが予想され、また第4章の「均質二相流の特性」は、圧力伝ばの速さが遅いことや、二相流自体の安定性に関する一つの考察を加えたもので、低圧の沸騰水形原子炉の特性に深い関係がある。

1. 緒言

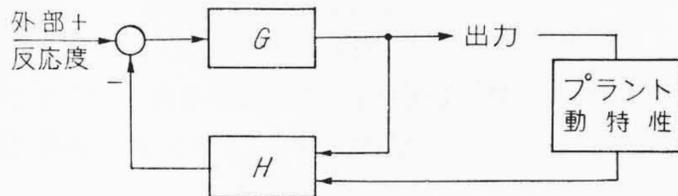
沸騰水炉では沸騰熱伝達や二相流の流動が、その動特性を支配する大きな要素である。これらは沸騰現象に関連し複雑な様相を呈するので、この炉の開発の初期から特に注目を集めてきた研究課題である⁽¹⁾。原子力の部門では安定性を論ずる動特性のほか、限界熱流束や飛まつ同伴効果などの二相流問題の解明が今後の沸騰水炉の性能向上のために是非必要であり**、広く二相流の関係者の協力をまつところが多い。ここではわれわれが原子炉動特性の理論で二相流をどのように扱っているかを紹介して、機械、化学などの分野に古くからおられる専門家、経験者の助言を期待している。

2. 沸騰水形原子炉の安定性研究の方法

沸騰水形原子炉では名前の示すように炉心内で水を沸騰させ、蒸気を取り出しているが、そのために炉内の水の密度は系の圧力、水の入口の流速、入口温度、燃料棒からの熱流束などの因子に影響される。しかも水は中性子の減速材として連鎖反応の激しさを支配しており、その密度変動はただちに熱出力に影響する。さらに炉心外のプラントとのつながりを考えれば、圧力、入口温度などがプラント動特性を介して熱出力や負荷と関係しており、非常に複雑な問題となることは明らかである。この問題の研究に最初の成功を取めたのはANL(アルゴンヌ研:アメリカ)のグループで、かれらは自動制御理論を適用してEBWR(ANLの実験用沸騰水形原子炉)の伝達関数を測定し⁽²⁾、この炉の安定な出力限界は66 MWであると宣言して、当初20 MWで余裕のある運転をしていた原子炉出力を大幅に増大させ、発電炉のコストにもひびく進歩として大きい反響を呼んだ。安定性の吟味に用いられた自動制御の方法は原子炉の場合第2図に示すようになっていく。いま制御棒などの外部反応度を操作すると一定の法則に従って連鎖反応が生じ、熱出力が燃料棒内に発生する。これがやがて冷却水に伝わり、気泡を生じ反応度にフィードバックされるので、出力と反応度の関係を記述する伝達関数Hの内容はかなりめんどろなものになる。そこでEBWRでは第3図のような関係を仮定して定数などは実験的に得られた第4図などのデータと比べることにした⁽³⁾。確かにこの方法は成功したのであるが、実験的に求められた定数は理論的考察と傾向を異にする矛盾もあり、かつ第3図の構成自体が入口流速を無視したり、圧力効果と出力効果に同じ時定数を用いたり、沸騰開始点は圧力だけに影響さ

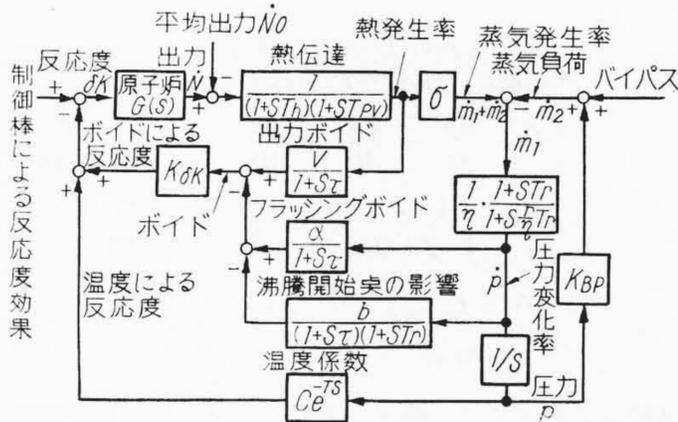


第1図 直接単一サイクル自然循環 BWR 流路線図

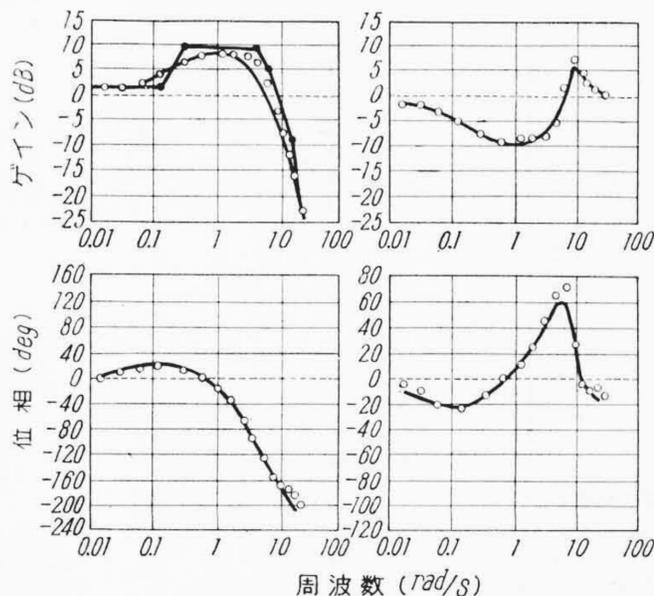


G: 原子炉伝達関数
H: 出力-反応度帰還伝達関数

第2図 伝達関数



第3図 安定性解析に用いるブロック図の一例



第4図 伝達関数 (20 MW 300 psi) (EBWR)

* 日立製作所中央研究所

** 沸騰と飛まつ同伴については別に日立製作所日立研究所からの論文が掲載されている。

れるとしたりして理論的にはすっきりせず、実験データとそのたびに合わせなければ他の炉に使えないという不便があった。解析方法の改善はアメリカでももちろん行なわれたが、炉心内の理論的取り扱いに成功をみたのに次章の方法がある。

3. 高圧二相流動特性の基礎方程式⁽⁴⁾

われわれはあやふやな議論の多いこの問題をなんとか疑問の余地のない理論にまとめあげたいと考えて、だれにも異議のない基礎方程式として質量とエネルギー、運動量の保存則を一次元の沸騰水路(第5図)に適用して次の式を得た。

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \rho_l(1-f) + \rho_g f \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_l(1-f)v_l + \rho_g f v_g \} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \rho_l h_l(1-f) + \rho_g h_g f \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_l h_l(1-f)v_l + \rho_g h_g f v_g \} = Q + \frac{dp}{dt} \dots(2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \rho_l v_l(1-f) + \rho_g v_g f \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_l v_l^2(1-f) + \rho_g v_g^2 f \} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \{ \rho_l(1-f) + \rho_g f \} g - F \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここに記号は ρ_l, ρ_g が液相, 気相の密度, h_l, h_g が各相のエンタルピー, v_l, v_g は各相の速さでその間にはすべり関係

$$v_g = s v_l \quad \dots\dots\dots(4)$$

を仮定し, すべり比 s はボイド体積率 f の関数とした。

ところで強制循環の場合運動量保存の式を無視して圧力は外から一様に与えられる時間のみの関数とすると, (3)式が省略できて次の方程式が導かれる。

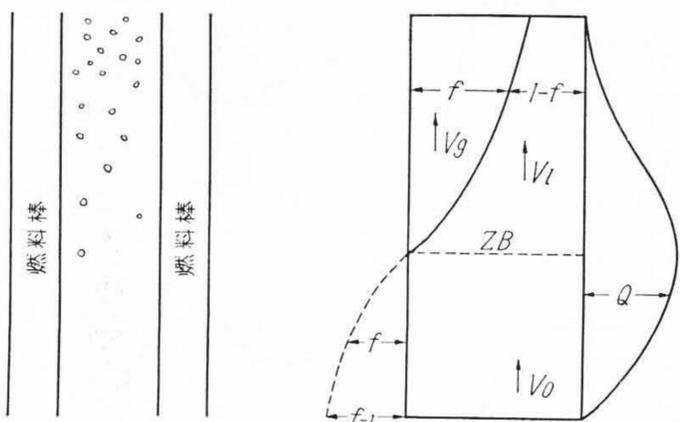
$$\frac{\partial f}{\partial t} + U \frac{\partial f}{\partial z} = q \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここに

$$q = \frac{1}{\rho_l \rho_g h_l g} \frac{\rho_l v_l(1-f) + \rho_g v_g f}{v_l(1-f) + v_g f} \times \left[Q + \frac{dp}{dt} - \frac{dp}{dt} \left\{ \rho_l \frac{dh_l}{dp} (1-f) + \rho_g \frac{dh_g}{dp} f \right\} + \frac{dp}{dt} \frac{f(1-f)}{1-f+sf} \left(s \frac{d\rho_l}{\rho_l dp} + \frac{df_g}{\rho_g dp} \right) \right] \dots\dots\dots(6)$$

$$U = \frac{s+f(1-f)}{1-f+sf} \frac{\partial s}{\partial f} v_l \quad \dots\dots\dots(7)$$

ボイド体積率 f を記述する簡単な方程式(5)から, 数学的には U は気泡伝ばの速さ, q は f を増す作用をする等価熱源であるとの結論



f : 蒸気体積率(ボイド)
 $f-1$: 入口ボイド(負)
 v_l : 水 流 速
 v_0 : 入口水 流 速
 v_g : 蒸 気 流 速
 z_B : 沸 騰 開 始 点
 Q : 熱 源

第5図 流路内における二相流

が出る。 q の中には熱源による効果のほか圧力による凝縮, 圧縮の効果や, その結果生ずる流速変化のために熱源のきき方が変化するという効果がいっさい含まれている。またボイド体積率伝ばの速度 U は気相の体積率の小さいときは気相の速さに, 液相の体積率の小さいときは液相の速さに一致するが, 一般にはそのどちらとも一致せず, 両者の中間にあるとも限らない(たとえば第6図)。気泡通過時間は伝達関数の時定数の尺度として重要な量であるが, その見積りには U を用いるほうが v_g より原理的に正確である。日立製作所中央研究所の電子計算機 HIPAC-101 を用いてこの式を解き, 時間と場所の関数としてボイド体積率を求めた。入口温度が変わったときの例を第7図に示す。こうしてボイド分布が求められさえすれば原子炉理論からただちに反応度が求まり, 入口温度などの変化に伴う反応度の時間変化とか伝達関数が得られる。この式を線形化することにより, 明確な出力ボイド反応度, 伝達関数が得られ, 以来国内で広くこの考え方が採用され, 成果をあげている。特に原子力研究所の計測制御研究室ではこれらを含めたプラント動特性の厳密な解析とその近似によって, 沸騰水形原子力発電所の動特性の本質をとらえることに成功し⁽⁵⁾, JPDR(原研設備の沸騰水形動力試験炉)の稼動を待つばかりになっている。

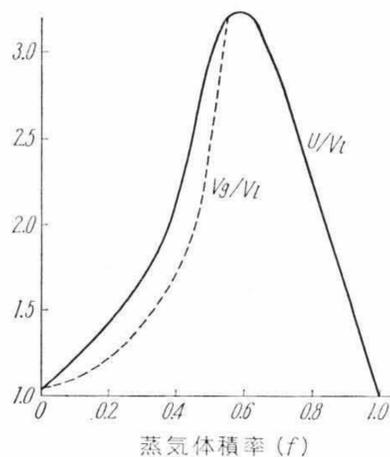
ところが, 上の理論にも

- (1) 運動量の方程式を無視したため, 圧力は空間的に一様としたが, これはどの程度の誤差になるか。
- (2) すべり比のデータを実験からもってくることになっているが現在の実験法で求めている値を過渡特性の式に用いてよいのか。
- (3) この理論は気泡の細かい点を問題としていないが, 二相流自体の安定性を扱うのに不十分ではないか。
- (4) 一次元の扱いでは見落される壁の効果はどうか。

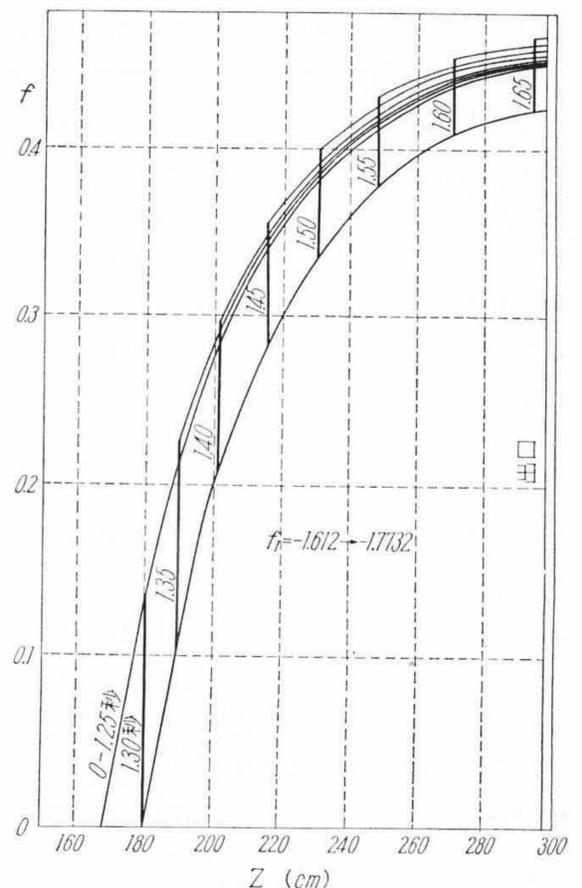
など問題がある。これらは現在研究中の段階であるが, その進行状況を概観しよう。

4. 均質二相流の特性

ここでは前章で残された問題点の第1の検討のために, 運動量の方程式を含めた一次元二相流を扱う。こんどは微分方程式が一つふ



第6図 ボイド伝達速度 U および蒸気速度 v_g と水流速 v_l との比の一例



第7図 サブクーリングの階段状変化に対するボイド分布の応答(計算例)

えて非常に複雑となるので残念ながら気相液相間のすべりを無視すると、問題は「熱を受けつつ流れる単相流」となり、普通の流体力学を適用できる。基礎式として次の三つ（質量、エネルギー、運動量保存）

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = 0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\rho T \left\{ \frac{\partial s}{\partial t} + v \frac{\partial s}{\partial z} \right\} = Q \dots\dots\dots (9)$$

$$\rho \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right\} = - \frac{\partial p}{\partial z} - F(\rho, v) \frac{\rho v^2}{2D} - \rho g \dots (10)$$

および、状態方程式

$$\frac{\rho \Delta V}{\Delta s} \frac{\partial s}{\partial t} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial p}{\rho c^2} \dots\dots\dots (11)$$

が得られる*。

式(8)~(11)において定常状態の近傍の微小変化を仮定して線形化を行ない、またエントロピを消去してしまうと $\partial \rho$, ∂p , ∂v に関する三つの偏微分方程式に帰着する。さらに演算を施すと3種類の量が流体の速度 v_0 、およびそれに音速を加減した $v_0 \pm c$ で流れ、そのうち一つは密度、他の二つは密度変化を伴った圧力であることがわかる。しかもそれらは

- (1) 熱源があって、定常状態が空間の関数となっているとき
- (2) 流速や密度変化によって抵抗が変るとき
- (3) 重力がかかっているとき

には独立に流れ去るのではなく相互に影響しつつ流れる。加えられた乱れを種々の波長をもった波の重ね合わせとして表わすと、それらは波長に応じた時定数で時間とともに増大または減小する。これが増大するか減小するかによってその波長の乱れを不安定または安定と分類すると、計算上は次のようになる。

- (1) 短波長の極限では摩擦が非常に小さくないかぎり安定である。
- (2) 長波長の極限では三つのうちの一つが不安定となり、時定数

$$\tau = \frac{\beta}{\alpha} \frac{Df}{Dt} \dots\dots\dots (14)$$

で発散する。ここに Df/Dt は流れに沿って測ったボイド体積率増加速度 [s^{-1}]、また

$$\alpha = - \frac{\text{抵抗変化率}}{\text{密度変化率}} > 0$$

$$\beta = \frac{\text{抵抗変化率}}{\text{速度変化率}} > 0$$

* 二相流の状態方程式について。

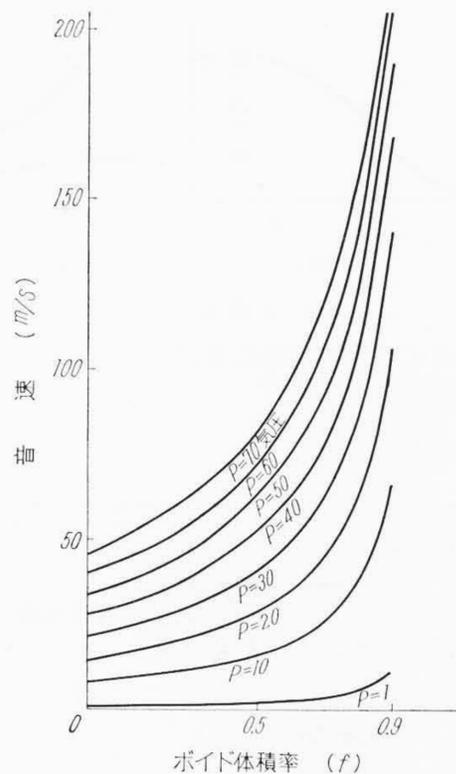
すべりがなく蒸気と水を風船の中につめて、圧力（すなわち温度）と密度とを与えると他の熱力学的変数たとえばエントロピが決まる。ここに ΔV , Δs は単位質量の気化に際しての体積増加、エントロピ増大を示し、 c を二相流中の音速とすれば、

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} = \frac{1}{\rho} \cdot \left\{ x \left\{ \frac{\Delta V}{\Delta s} \frac{ds_g}{dp} - \frac{dV_g}{dp} \right\} + (1-x) \left\{ \frac{\Delta V}{\Delta s} \frac{ds_l}{dp} - \frac{dV_l}{dp} \right\} \right\}^{-\frac{1}{2}} \dots (12)$$

として求められる⁽⁶⁾。第8図に数値をかかげた。本章では s はすべり比ではなくエントロピを示す。ちなみに理想気体では

$$\frac{(\gamma-1)T}{\gamma p} \rho \partial s = - \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial p}{\gamma p} \dots\dots\dots (13)$$

が状態方程式であるといってもよい。この式から大気圧の沸騰水は大体分子量 5,600, 0.02 気圧, 2K の理想気体に、71 気圧 (普通の沸騰水炉の運転圧力) では分子量 140, 9.3 気圧, 31K に対応することがわかる。



第8図 二相流中の音速

は無次元数で通常 2~3 の程度である。

二相流ではボイドが増して密度が減ると抵抗が増すという特性があり⁽⁷⁾、これがほかの流体と異なる特色であって、不安定の原因となっている。不安定になる波長の限界を λ_c とすれば

$$\lambda_c = \frac{2\pi c^2}{(\alpha + \beta)\gamma g} \dots\dots\dots (15)$$

ただし

$$\gamma = \frac{\text{摩擦損失}}{\text{静水圧差}}$$

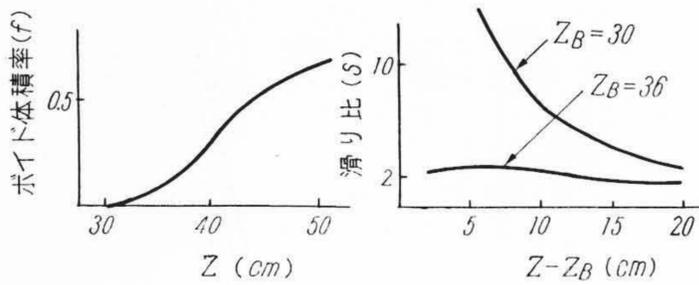
この波長より長い乱れは時間とともに増大しながら流れていくこととなる。この計算によると λ_c は大気圧では数 cm, 70 気圧では数十 m のオーダーになる。こうして(1)二相流の不安定性の根源は“負の摩擦係数 α ”にあること、(2)しかし高压の二相流では実際問題として安定であるといつてよいこと、(3)一般に二相流では圧力伝ば速度が単相流よりおそく圧縮性が大きい、現実の動力炉では超音速による異常現象は考えなくてすむこと、(4)それに反して大気圧中の沸騰水や蒸気管破断事故、圧力吸収装置（事故時に噴出する高压水蒸気を冷水中に噴出させて吸収するもの）の解析には超音速現象を考える必要もあることなどがわかった。しかし本章の扱いはすべり比を無視したこと、また気泡の集団のようなマイクロな現実を考えていない点で、あまりに理想的に過ぎるので、このままでは未だ実験と合わないことも付記しておきたい。

以上は炉心内のみを対象とした安定性であるが炉心外の循環を考慮した場合の安定性も、適当な境界条件を仮定することにより論ずることができるはずであり、それが進めば運研⁽⁷⁾日研⁽⁸⁾をはじめ外国などで行なわれている水力学的安定性の理論ができるはずである。ただこの場合に、はたしてここで詳細に扱った部分が本質的であるかどうかは問題である。

5. 気泡集団としての二相流

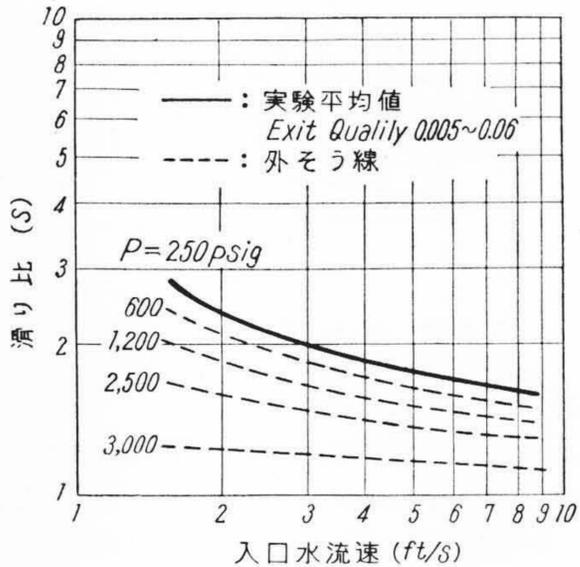
これまでの扱いでは二相流の微細な構造には立ち入らないで用をすませてきた。しかし物理的に考えると二相流の性質を気泡の集団としてとらえることが必要と思われる場合が生ずる。それはたとえば流形(flow pattern)の遷移とかすべり速度とかの問題である。以下この点に簡単にふれて本稿を終ることにする。

二相流動特性の研究ですべり速度またはすべり比が重要であることはすでに述べた。すべり比は沸騰水路の流量、熱量、ボイド体積



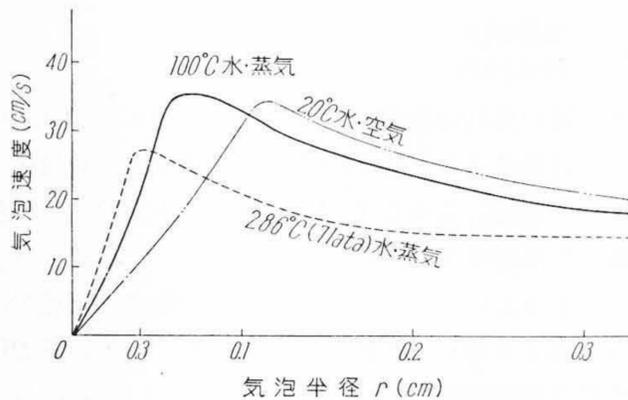
z_B : 沸騰開始点

第9図 ボイド分布測定結果(左)と、これに基づいて計算したすべり比(右)



(p/1983 ジュネーブ論文)

第10図 すべり比の入口水流速および圧力による変化



第11図 単一気泡速度と気泡半径

率を測定して熱と質量のバランスから、水と蒸気の速度はかくあらねばならぬと間接的に計算されているわけである。ところが大気圧の場合、およびボイドの小さい範囲での測定精度がきわめて悪く、試みにアメリカ Ramo-Wooldridge 研究所で行なった実験⁽⁹⁾を例にとると、入口温度の誤差が約 0.5°C あったとすれば計算上の沸騰開始沸点は 6 cm も移動して、その結果すべり比の計算値に第9図のような著しい影響を及ぼす。従来大気圧で非現実的なデータが時おりあったのはこの精度に起因したのではないかと考えられる。しかしそれにしてもすべり比の測定値は第10図のようになりに大きく、静水中を浮上する単一気泡の速度(第11図参照)よりはずっと大きくなっている⁽¹⁰⁾。観察によると気泡は猛烈な乱流の中をジグザグに運動しており、この乱流を特長づける量 ϵ (毎秒単位流体質量中で消費されるエネルギー)は二相流の場合重力場のエネルギーであるからただちにわかり、それから速度場の乱れも乱流理論から半定量的に求められ⁽¹¹⁾、この乱れの中にある単一気泡の上昇速度も計算できる。しかし、乱れの中にある気泡の上昇速度は静水中よりおそくなくても速くなるとは考えがたく、すべり速度の定量的な議論のためには気泡がランダムに運動するのではなくて近く(空間的にも時

間的にも)の気泡の運動の相関効果を取り入れ、気泡は協力して上昇すると考えることが必要と思われる。相関を考えることは別に気泡の合体による成長を論ずるときにも必要で、もし気泡がランダムに乱流中を運動すると考えて雲中の雨滴成長理論⁽¹²⁾を適用すれば、数十ミリ秒のうちに大きな気泡が成長することになって現実的ではない。このような成長は「気泡流」から「栓状流」への遷移を論じる際に重要であろう⁽¹³⁾。

そのほか二相流のマイクロ理論はむずかしいけれども理論的な立場からは興味深い問題である。

6. 結 言

沸騰水形原子炉の動特性研究の現状を、二相流問題を中心として概観した。二相流は古くから工学ではなじみの問題であると同時に未解決の点の多い、興味深い研究対象である。日立製作所日立研究所は沸騰水形原子炉の研究所として早くから国内屈指の沸騰研究設備をもっているが、東京芝浦電気株式会社、運輸技術研究所、東京大学、京都大学のほか、加圧水形原子炉専門の三菱グループでさえ事故時の圧力吸収装置で気泡流と関係をもつようになり⁽¹⁴⁾、原子力と二相流とはきわめて密接な間がらとなった。他の分野の二相流関係者の興味をひき、交流が盛んとなればわれわれの進歩も大いに促進されるのではないかと考えられる。

終わりにのぞみ絶えずご指導いただいている電気学会、原子力発電所制御専門委員会の大山委員長、加賀山幹事、寺野、望月、藤井、葉山、荻田、渡辺ほか各委員、東京大学西脇、今井両教授、日本原子力研究所三井田氏、日立製作所日立研究所斎藤主任研究員、日立工場大木主任に深く謝意を表する。

参 考 文 献

- (1) 電気学会原子力発電所制御専門委員会：沸騰水形原子力発電所の動特性と制御(1961)
- (2) ANL-5798 J. A. De Shong, Jr. Power transfer functions of the EBWR obtained using a sinusoidal reactivity driving function (1958)
- (3) ANL-5850, ANL-5799
- (4) 金井, 川合, 青木: 沸騰水形原子炉におけるボイド反応度の応答, 原子力学会誌, 3, 168 (1961)
- (5) 三井田, 須田, 都甲, 望月, 石塚, 上林: 第3回原子力研究総合発表会, C 93 (1962)
- (6) Landau Lifschitz. Fluid mechanics p. 248
- (7) Lottes P. A., Flinn W. S.: A method of analysis of natural circulation boiling systems. Nucl. Sci. and Engng, 2, 461 (1956)
寺野, 黒須, 村山, 奥村: 第3回原子力研究総合発表会, C 94 (1962)
- (8) 大木, 杉野, 桜間: 沸騰水形原子炉の自然循環ループにおける水力学的安全性, 機学誌, 64, 736 (1961)
- (9) Wright, W. D., Zivi, S. M.: Power transfer function measurements in a simulated SPERT IA moderator coolant channel. RWD-RL-176 (1960)
- (10) Miyagi, O.: The motion of an air bubble rising in water. Phil Mag, 50, 112-140 (1925)
Peebles. F. N., Garber, H. J.: Studies on the motion of gas bubbles in liquids, Chem Engr Progress, 49, 88-97 (1953)
- (11) Batchelor, G. K.: The theory of homogeneous turbulence, Cambridge, (1953)
- (12) Saffman P. G., Turner J. S.: On the collision of drops in turbulent clouds, J. Fluid Mech, 1, 16-30 (1956)
- (13) 小笠原, 藤江: 二成分系二相流の流形の遷移, 第3回原子力研究総合発表会, B-77 (1962)
- (14) 河野, 外尾: Vapor Suppression 形原子炉格納容器の事故時における凝縮, 同上, A-27 (1962)