細管内高速二相流に関する研究*

土 方 邦 夫**, 森 康 夫***
長 崎 孝 夫**, 野 畑 邦 夫****

A Study on High Speed Two-Phase Flow through a Capillary Tube

by Kunio HIJIKATA, Yasuo MORI,
Takao NAGASAKI, and Kunio NOHATA

Characteristics of one-component critical two-phase flow through a capillary tube are investigated. It is experimentally shown that three kinds of flow patterns exist, which are called steady flow, periodic flow and unsteady flow, and the critical flow rate varies with the flow pattern for the same inlet condition. The dependencies of inlet subcooling and wall heat flux on the critical flow rate are experimentally investigated for the steady and periodic flow patterns. By considering void fraction and velocity distributions in a cross section of the pipe, the critical flow rate are analyzed for different thermal conditions of the wall and compared with the experimental results. It is clarified that the critical flow rate is controlled by the heat transfer of liquid to bubbles and the position of nucleation site of boiling.

Key Words: Multiphase Flow, Capillary Tube, Critical Flow, High Speed Flow, One Component

1. 緒 言

管内の高速二相流動は原子炉事故時の冷却水流出事故に関連して、多くの実験的・理論的研究が行われ主に大口径の円管、ノズルなどを対象として臨界流量⁽¹⁾や流動状態⁽²⁾などが明らかにされてきた。一方最近では、冷凍機の細管式膨張弁の設計や、二相式膨張機のシール部の設計などの関連から、細管または細げき内の高速二相流動が重要な問題となっている⁽³⁾。このような細管流れでは壁面の影響が顕著にあらわれ、大口径の二相流とは異なる流動形態、臨界流量となることが予想される。

そこで本研究では作動流体として R 113 を用い、内径 1 mm のガラス製および銅製の細管を用いて、流動様式の観察、レーザ散乱光による速度およびボイド率分布の測定に加え、管壁の熱的条件を変化させた実験を行い、細管内の単成分二相臨界流の挙動を実験的に明らかにする。さらに断面内流速分布、ボイド率分布

を考慮した解析を行い、実験値と比較検討する。

2. 記 号

D : 管径

C_f : 管摩擦係数

h : エンタルピ

L : 管長

n_b : 気ほう数密度

P : 圧力

Q : 管壁からの加熱量

r_b : 気ほう半径

T : 温度

ΔT_{sub} : 入口サブクール度

ΔT_{sat} : 発泡点過熱度

w : 速度

y : 管出口からの距離

z : 管入口からの距離

α : ボイド率

添字

g : 蒸気

l : 液体

c : 臨界

* 昭和 59 年 11 月 22 日 第 928 回講演会において講演、原稿受付 昭和 59 年 4 月 23 日。

** 正員、東京工業大学 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。

*** 正員、電気通信大学 (〒182 調布市調布が丘 1-5-1)。

**** 東京工業大学大学院。

3. 実験装置および方法

3・1 実験装置 本研究で用いた実験装置の概要を図1に示す。入口タンクに貯えられた R 113 液体はヒータにより加熱されると同時に、内容積 200 L のサージタンク内に貯えられた窒素ガスにより加圧され任意の入口サブクール度に設定される。R 113 は液体状態でテスト部細管内に流入し、管摩擦により減圧し過熱状態となったところで沸騰し、二相流となって細管から流出する。管出口部の圧力は細管と出口タンク間に取付けた弁により調節される。出口タンク内は水冷され凝縮器となっている。凝縮した液はポンプにより入口タンクに戻される。流量の測定は循環ポンプを停止し、ポンプ出口の弁を閉じた状態で、入口タンクの液位計の降下速度を2組のフォトランジスタ、フォトダイオードを用いて検出することにより行われた。細管という条件下では壁面の影響が顕著にあらわれるので、管壁上に静圧孔はもうけず、圧力と温度の測定は入口、出口状態においてのみ行った。

実験に用いた細管は内径 1 mm のガラス管および銅管で表1に示すような3種類の長さの管を用いて実験した。ここでガラス管は目視および高速度カメラに

表 1 実験に用いた管

Material	Wall Condition	Length		
		300mm	500mm	700mm
Glass	Adiabatic	○	○	○
Copper	Adiabatic	×	○	×
	Joule Heating	○	○	○

Inner diameter = 1.0 mm

Capillary Tube

図 1 実験装置

よる流動様式の観察のためと、後述するレーザ光散乱による気泡速度およびボイド率分布の測定に使用し、銅管は壁面の熱的条件を調べるため、管外面をテフロン製シールテープで電気絶縁した上に線径 0.1 mm の被覆コンスタンタン線を巻き、通電加熱する実験も行った。

3・2 気泡速度とボイド分布の測定 気泡速度とボイド分布の流れ方向への変化を測定するため、レーザ光を2本流路に直角に入射させその散乱光を測定した。間隔が 10 mm の二つのレーザ光は入射光の進行方向から約 45°傾けて設置された外径 0.5 mm の受光用ファイバによって、その気泡からの散乱光が検出され、これらの信号をスペクトルアナライザにより処理することにより、液スラグの長さ、気泡速度などを求めた。

図2(a)にその信号の一例を示す。この信号に対応する流れは後述する気泡流部分と液体のみの部分が交互に通過する場合である。図2中 I_t , I_g はそれぞれ液および気体単相での信号であり、測定値は気泡流部分に存在する気泡の量に対応した値を示す。この信号の確率密度は図2(b)であり、液相部分と気泡流部分に対応して二つのピークが現れる。これらの全面積 $S_t + S_g$ に対する液相部分の面積割合は液スラグ割合 $1 - a$ である。また、これらの信号のピーク位置の強度 I_t , I_g の気体単相流での強度 I_g に対する割合 $(I_t - I_g)/(I_t + I_g)$ は気泡流状態中での液体の存在割合と関連する。

更に流れ方向に設置した二つのこれらの信号の相互

図 2 散乱光の信号波形とその確率密度関数

相関の遅れ時間から気泡流領域と液相流領域の境界面の移動速度が求められる。なおこれらの入射受光ユニットを一体構造とし管軸方向にトラバースすることにより、流れ方向への流動状態の変化を測定した。

4. 実験結果

4.1 断熱壁流路での流量特性 沸点に近い温度の R 113 を入口の温度、圧力が一定の状態では細管内に流すと、管摩擦により圧力がさがりやがて沸騰し二相流となって流出するが、管出口圧力が十分低いと臨界流状態となり、流量が背圧に依存しなくなる。この状態を示したものが図 3 でパラメータは入口サブクール度で、入口温度を一定に保ち入口圧力を変化させている。実験には管長 L と管径 D の比が 300 のガラス管を用いている。いずれの ΔT_{sub} においても圧力差が小さいうちは液单相流で図 3 中の破線で示す同一曲線上にある。この部分での流量特性はブラジウスの抵抗則により良くあらわされる。

しかし入口と出口の圧力差が増加すると ΔT_{sub} が小さいほど、小さな圧力差で発泡しそれ以上の圧力差では流量が変化しない臨界状態となる。以下ではこのような臨界状態の流れを対象として研究を行う。

種々の管長・管径比をもつ細管に対し同様の臨界流量性能が得られるが、目視観察によって数種の流動があり、これに対応して臨界流量も変化する可能性があることが分かった。そこで入口圧力、出口圧力の変動波形を解析したところ、入口圧力変動にはみられないが、出口圧力変動波形と流動様式に一定の対応関係があることが分かった。このような出口圧力変動のスペ

クトラムを流動様式に対応させて示したものが図 4 である。

波形は三つに分類でき、一つは変動の全く現れない流れで以下これを定常流と呼ぶ。他の一つは図 4 (a) に示すような特異な変動周波数とその高調波の変動からなる流れであり、これを周期変動流と呼ぶことにする。残りの一つは低周波の広い周波数成分をもつが特異的な変動周波数を示さない流れで、以下これを非定常流と呼ぶ。

このような出口圧力変動パターンに対応する流動様式をより明確に調べるため、高速度カメラによる写真撮影を行ったが、その写真を図 5 に示す。各写真の横軸は管出口からの距離 y であり、縦軸方向に時間経過が示されている。

図 5 (a) に示す定常流では気泡が管内の 1 点から発泡しそれが流下するに従い、次第に膨張しており、時間的に安定した定常流とみせる流れになっていることが分かる。これに対し非定常流〔図 5 (b)〕では定常流にみられるような管出口付近に発泡点があるのではなく、管入口近傍で発泡した二相流が不規則的に流下する流れで、写真にはこの二相流領域と液单相流領域の境界面の移動が示されている。

これに対し周期変動流では図 5 (c) に示すように、ある一定期間は定常流の場合と同様に一つの発泡点から発泡しこれが流下するが、この気泡流部分の領域がある程度長くなる発泡が停止し、液单相流が流下する。そして、この気泡流領域が出口に達し、ある程度流出すると、再び前の発泡点で発泡が始まり、この現象が周期的に繰返される。この周期変動流は一種の密

図 3 入口、出口圧力差による流量変化

図 4 出口圧力の変動の周波数分析

度波不安定であり⁽⁴⁾、気泡流領域の増加に伴う圧力損失の増加によって発泡点での圧力が増加して発泡を停止し、気泡流部分の流出に伴って圧力が低下し再び発泡するものと考えられる。このような密度波不安定は細管に特有な現象で流路断面内に一つしか発泡点がないことと強く関連していると考えられる。

このように細管内高速二相流では三つの特徴的な流動様式が存在するが、どのような入口条件に対し、どの流れが実現するかは管壁条件に強く依存する。一般的には非定常流はガラス管のような発泡点が少ない流れにおいて生じやすく、銅管の場合にはほとんど生じない。また入口領域での温度が高く出口部付近で冷却されているような場合に生じやすい。周期変動流はガラス管の場合には入口サブクール度が大きいほど生じやすく、銅管ではそれと逆の傾向を示しているが、この傾向の相違は後述するように発泡点密度の相違に起因していると考えられる。

しかしこれらの3種類の流動様式は同一入口条件に対して一つの流動様式が一義的に定まるのではなく、壁面条件の微妙な相違によって、数種類発生する場合があります。特にガラス管を用いた場合にこの傾向が著しい。例えば図6は $L/D=500$ のガラス管に対し、ほぼ等しい入口条件で非定常流と周期変動流が生じており、非定常流の臨界流量は周期変動流の20%程度大きい。一般に非定常流の臨界流量は定常流、周期変動流のものより大きく、定常流と周期変動流とはその臨界流量はほぼ等しいとみなせる。そこで以下ではこの定常流と周期変動流を対象として研究を行う。

周期変動流に対し、レーザ散乱光を用いて流れ方向への状態変化を測定したものが図7であり $y=52\text{ mm}$

が発泡点直後の信号である。図7の縦軸が信号の強度であり、図2で示したように上部の平らな信号部分が液体のみが流れている部分に対応する。下流に行くに従い、周期は変わらないが平らな液相のみの部分の幅が減少し、また気泡流部分を示す信号の深さが増加している。この変動の周期は出口圧力の変動周期と全く一致しており、圧力変動が流動様式に対応していることが確認された。

このような密度波不安定の周期は気泡流部分が流れさる時間すなわち発泡点から出口までの距離 y_0 に関連すると考えて整理した結果が図8で、実験値は両者の間にほぼ反比例の関係があることを示している。な

図6 流動様式による流量変化

図5 流動様式の写真観察結果

図7 周期変動流におけるレーザ散乱光の信号

お両者の関係に関しては今後より詳細な検討が必要と考えられる。

4.2 加熱壁流路での流量特性 一般に細管の膨張弁においては外部から加熱を受けることが多い。そこで壁面を加熱して行った場合の実験結果が図9で、臨界流量が管単位長さ当たりの加熱量に対して示されている。なお加熱量は熱損失の影響をのぞくために壁温こう配から求めている。臨界流量は同一入口条件に対し加熱量の増加とともに減少し、入口サブクール度の増加とともに増加する。図9中白抜き印は周期変動流をまた黒ぬり印は定常流をあらわすが、臨界流量が小さな領域で定常流となり、その限界値は加熱量が増加するほど増加している。この実験値はすべて銅管に対するものであり、銅管のように比較的発泡点の多い壁面の場合、壁面の加熱量が増加した壁面あらさが増すほど発泡点となりうる点が増加し、流動状態は非定常流から周期変動流、さらに定常流へと安定な流れに移行する。また管長が大きいほど、全体の圧力損失に占める液単相部分の割合が増加するために流れは安定化する。

図9において分かるように周期変動流と定常流の境界において臨界流量の不連続的な変化やこう配の変化がみられないことから、臨界流量に関するかぎり両者に差はないと考えてよいことが分かる。

このような臨界流量の管長、入口サブクール度、壁面加熱量による影響を定量的に明らかにするため理論解析を行い、実験値と比較検討した。

5. 理論解析

5.1 基礎式 従来大口径流路の二相臨界流に関

図8 周期変動周波数と発泡点位置の関係

しては多くの理論解析が行われてきた⁽⁵⁾。しかし本研究で対象としている細管内の二相流では壁面上の1部のみからの発泡によって二相流となり、断面内の気ほうの数密度が非常に少ない二相であるため、液体から気ほうへの伝熱過程が流動特性に大きな影響を与える。

そこで本研究では図10に示すように断面の中心部に気泡がとびとびに存在する流れを考え、理論解析を行った。モデル化には以下の特徴がある。

(1) 図10は流路の1点で観察した流れを示すが、図から分かるように、液が単独で存在する期間 $1-a$ と二相状態で存在する期間 a があり、二相状態で存在する期間内では中心部の $0 \leq r \leq a$ の部分に気ほうが存在し、 $a < r \leq 1$ の部分に液体が存在する。したがってボイド率 α は a^2 で与えられる。

(2) 気液は等速とし、断面内の速度分布を1/7乗則で仮定する。

(3) 壁面からの熱の出入は考慮するが断面内の温度分布は考慮せず、液体部分の平均温度 T_l から飽和温度となっている蒸気泡に液中の非定常熱伝導によって熱が伝えられ、気泡が成長するものとする。

この時基礎方程式は断面内で積分した形として次のように表される。

$$\frac{d}{dz} \left[a \int_0^a \rho_g w r dr + a \int_a^1 \rho_l w r dr + (1-a) \int_0^1 \rho_l w r dr \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

図9 加熱流路中での臨界流量

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[a \int_0^a \rho_g w^2 r dr + a \int_a^1 \rho_l w^2 r dr \right. \\ & \quad \left. + (1-a) \int_0^1 \rho_l w^2 r dr \right] + \frac{dP}{dz} \\ & = -\tau_w \frac{4}{D} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[a \int_0^a \rho_g h_g w r dr \right. \\ & \quad \left. + a \int_a^1 \rho_l h_l w r dr + (1-a) \right. \\ & \quad \left. \times \int_0^1 \rho_l h_l w r dr \right] = -\dot{q} \frac{4}{D} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$n_b w = \text{一定} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{d}{dz} a \int_0^a \rho_g w r dr = \frac{N_u 2\pi r_b n_b \lambda \Delta T_{\text{sat}}}{h_{fg}} \dots\dots\dots (5)$$

式(1)～(4)は質量、運動量、エネルギー、気泡数密度の保存であり、式(5)は気泡生長の式で液の過熱度 ΔT_{sat} により、熱が気泡表面まで運ばれ蒸発潜熱 h_{fg} となって蒸発することを示している。

τ_w と $\dot{q}$ は管壁面でのせん断力と熱流束であり、 τ_w は液单相流と同様二相流状態においても次式で示す平均密度、平均粘性係数を用いてブラジウスの式から⁽⁶⁾ 見積もった。

$$\rho_m = a\rho_g + (1-a)\rho_l \dots\dots\dots (6)$$

$$\mu_m = a\mu_g + (1-a)\mu_l \dots\dots\dots (7)$$

式(5)中のヌセルト数 N_u は気泡が比較的小さいことから、球まわりの非定常熱伝導を考え、次式で与え特に気泡の膨張による効果は考えなかった。

$$N_u = \frac{2r_b}{\sqrt{\pi a t}} \dots\dots\dots (8)$$

ここで a_l は液体の温度伝導率、 t は気泡発生後の経過時間である。 r_b は気泡半径でボイド率 α 、気泡数密度 n_b との間に次の関係がある。

$$r_b = \left(\frac{3\alpha}{4\pi n_b} \right)^{1/3} \dots\dots\dots (9)$$

与えられた入口温度、圧力に対し流量を仮定し、入口部から z 方向に基礎式を積分し、支配方程式の係数行列式が零となる点を出口点とした。出口点が実際の流路長さに一致したものを解と考え、その時の流量を臨界流量とした。

図 10 理論解析のためのモデル図

積分を行う際、液单相流から二相流へ遷移する点すなわち発泡点位置を与える必要があるが、本研究では発泡点の絶対位置と発泡点の過熱度を与える方法の二とおりについて計算を行った。また発泡点での気泡の初期半径 r_{b0} とその数密度 n_{b0} は写真撮影から求めた平均値として次の値を用いた。

$$r_{b0} = 1 \times 10^{-5} [\text{m}], n_{b0} = 5 \times 10^9 [\text{m}^{-3}] \dots\dots\dots (10)$$

5・2 結果と検討 計算結果の一例として $L/D = 500$ の管において $\Delta T_{\text{sat}} = 4.5^\circ\text{C}$ で発泡する場合の流れ方向への状態変化を図 11 に示す。 $Z/D = 430$ で発泡するとボイドが生じ、これに伴って流体が加速されるため ΔT_{sat} がますます増加し急激に臨界状態に近づいてゆき、出口点で臨界状態となっている。

このようにして求めた臨界流量をガラス管の実験値と比較したものが図 12 である。図 12 は入口サブクール度に対する臨界流量の変化を示したもので、発泡点としては実際の発泡点である $y_b = 47 \text{ mm}$ を用いている。ガラス管では発泡点が少ないため、全サブクール度の範囲で同一点で発泡しており、したがって ΔT_{sub} が大きいほど、発泡点での過熱度が低下し、図 12 に示すように定常流が生じやすくなる。また図 12 から分かるように理論と実験はよく一致しており、また図 6 に示した $L/D = 500$ の場合も両者は良く一致しており、理論の妥当性が明らかとなった。

臨界流量のみならず、流路の流れ方向への状態変化の比較を行うため、レーザ散乱光による測定値と理論値とを比較した。図 13 は気ほう流領域と液相領域の境界面の移動速度を、中心速度の理論値と比較したもので、実線で与える理論値は出口が臨界点となるように発泡点を定めたもので、破線は観察された発泡点を用いた場合でこの場合には実際の出口より 13 mm 程度上流で臨界状態となってしまう。この場合丸印で示す実験値は理論値より速い速度を示しており、より正確には気液間に多少のスリップを考慮する必要があることを示している。

図 11 流れ方向への状態変化の理論値

また図14の下図には図2の $S_i/(S_i+S_l)$ から求めた液相時間率と $1-\alpha^{1/3}$ の値が、また上図では散乱光の強度比 $(I_i-I_l)/(I_i-I_g)$ と $\alpha^{1/3}$ の値が比較されているが、両者は良く一致しており気泡が断面方向と流れ方向に均一に生長すると考えた理論の妥当性を良く示していると思われる。

以上のように発泡点位置の確認できるガラス管の実験と理論値の比較から、理論が臨界流量および流れ場の流路方向への変化を予測しうることが分かったので次に発泡点位置の確認できない銅管に対し、管壁を加熱した場合の理論と実験の比較を行った。図15は $L/D=500$ の場合の臨界流量と管全体での加熱量 Q との関係を示したもので、三角印が実験値であり、曲線が理論値である。理論値はガラス管の場合に観察された発泡点位置が一定のものと、発泡点過熱度が一定の条件のものが示されているが、ガラス管の場合と異なり、実験値は発泡点での過熱度が一定の理論値とよく一致しており、その過熱度も 6.0°C と妥当な値となっている。これは銅管がガラス管に比べ発泡点となる点が多く、壁面からの加熱量に対応し流路方向の適当な点から発泡しうることによると考えられる。また壁面が加熱されている状態では断熱壁の場合と異なり、壁面での過熱度がいちばん大きく壁面からの発泡を容易にしている点も無視できないと考えられる。

そこで他の流路条件に対しても、発泡点での過熱度 $\Delta T_{sat}=6^\circ\text{C}$ とし、理論値と実験値の比較を行ったものが図16であり、横軸は図15と同様、壁面からの全流入熱量である。加熱量が小さい場合にはいずれの管長に対しても、理論値は実験値をよく説明している。加熱量の大きなところで理論と実験とに差が生じるが

加熱量の増加とともにクオリティが増加し、流動様式が環状流などへ遷移するため、気泡流を対象とした本研究のモデルが適用できなくなるためと考えられる。

6. 結 論

細管内を流動する高速二相流の臨界現象につき、ガラス管、銅管を用いて実験的に研究するとともに、理論解析を行って次の結論を得た。

(1) 単成分の細管内高速二相流動においては、定常流、周期変動流、非定常流の三つの流動形態が存在し、定常流、周期変動流の臨界流量は等しいが、非定常流の臨界流量は一般に他の場合より多い。

(2) 周期変動流の変動周波数は発泡点から出口ま

図13 流れ方向への速度変化の比較

図12 ガラス管に対する臨界流量の比較

図14 流れ方向へのボイド率分布変化の比較

図 15 銅管に対する臨界流量の比較

図 16 加熱壁の臨界流量の理論と実験値

での距離に反比例する。

(3) ガラス管では発泡点が少ないため、発泡点位置が一定の条件で、銅管では発泡点の過熱度が一定と考えると、異なる壁面加熱量、入口サブクール度、流路長さに対して、理論は実験値をよく説明しうる。

文 献

- (1) Henry, R. E., *Nucl. Sci. Tech.*, 41 (1970), 336.

- (2) Giot, M. and Fritte A., *Prog. Heat Mass Transf.*, 6 (1972), 651.
 (3) 泉, 地熱技術, 8-3 (昭 58), 42.
 (4) Boure, J. A., ほか 2 名, *Nucl. Eng. Des.*, 25 (1973), 165.
 (5) Giot, M., *Advances in Two-phase Flow and Heat Transf.*, 1 (1983), 61.
 (6) Akuyüzü, K. M. and Veziroglu, T. N., *Thermal Science* 16 : *Proc. Southeastern Seminar*, (1982), 671.

討 論

〔質問〕 数 土 幸 夫

〔日本原子力研究所東海研究所〕

(1) 定常流と周期変動流との臨界流量が等しいと結論されていることについて：周期変動流では図 5 (c) の流動写真でわかるように、気泡流部分の流路全長に占める割合は時々刻々を比べると定常流に比べて小さい。とすれば、周期変動流の臨界流量は定常流の臨界流量より一般に大となる傾向をもつべきである。図 12 の実測値と理論値との比較を見ると周期変動流の臨界流のほうが定常流の臨界流より明らかに大である傾向にあると見受けられる。以上の観点から、結論は周期変動流と定常流とで臨界流量に差異はあるものの、非定常流と定常流との差異に比べて差異が小さいという主旨なのか、または理論的背景から結論されたものか伺いたい。

(2) 加熱壁の場合の臨界流の、実験値と理論値との差異について：図 15, 16 を見ると $L/D=500, 700$

の場合で Q が大きくなると、実験値は理論値よりはるかに大きくなっているのに対し、 $L/D=300$ の場合には逆の傾向にある。前者の傾向は記述されているように環状流への遷移で説明できるように思えるが、後者の傾向と矛盾することになる。この両者の傾向の違いをどのように理解すればよろしいか、ご意見を伺いたい。

〔回答〕 (1) 定常流と周期変動流の臨界流量が等しいという表現は、本実験精度内で両者に差異が認められなかったという意味であり、理論的に両者が一致することが証明されたという意味ではない。

(2) 流れ方向の壁温分布をみると $L/D=700$ の場合 Q が大きいところで流路出口付近で流れ方向に壁温が低下しており、流動形態が変化していることを示唆している。またこの場合、臨界流量が少ないので、同じ Q の値に対し流体が受けとる熱量は $L/D=300$ の場合より大きい。これに対し $L/D=300$ の場合壁温

は流れ方向に一様に上昇しており、発泡点も出口部に近い
ため、出口部への熱損失の影響を受けやすい状況となっ
ている。この影響は臨界流量を増加させる方向

に働くので、一つの重要な因子と考えられる。しかし
現状ではこれが原因であると明言するほどの実験結果は
得られていない。