小口径円管内強制流動液単相流および
沸騰二相流の圧力損失と熱伝達*呉 田 昌 俊^{*1}, 小 林 利 行^{*2}
三 島 嘉 一 郎^{*3}, 西 原 英 晃^{*4}Pressure Drop and Heat Transfer for Flow-Boiling
of Water in Small-Diameter TubesMasatoshi KURETA, Toshiyuki KOBAYASHI,
Kaichiro MISHIMA and Hideaki NISHIHARA

Pressure drop and heat transfer for flow-boiling of water in small-diameter tubes under atmospheric pressure were discussed. The results of experiments were compared with those of several existing correlations and models. The experiments were carried out using atmospheric-pressure water in tubes with inner diameter D ranging from 2.0 to 6.0 mm, heated length L from 4.0 to 680.0 mm, inlet water subcooling ΔT_{in} from 70 to 90 K, and mass velocity G from 100 to 10 170 kg/(m²·s). The highest heat flux q attained was 33 MW/m². Interesting phenomena were observed in small-diameter tubes with a very long or very short heated length. The most suitable correlations for predicting the pressure drop and heat transfer in small-diameter tubes were discussed.

Key Words: Pressure Drop, Heat Transfer, Forced Convection, Boiling, Multi phase Flow, Pipe Flow

1. 緒 言

小口径円管内での強制流動沸騰二相流の圧力損失や熱伝達は、核融合炉のプラズマ対向機器、高出力加速器、大型放射光のターゲット機器等高熱負荷機器の熱工学的設計と関連して重要である。現在まで、管内径が8 mm以上の管(通常口径管と呼ぶ)に関しては、熱交換器や原子炉の安全解析等と関連して多くの研究報告がなされている。しかし、小口径円管を対象とする研究は、十分なされているとはいえない。三島ら⁽¹⁾による断熱二相流研究からもわかるように、小口径円管内での二相流特性はChisholm⁽²⁾のパラメータ C が通常口径管とは異なるなど、小口径円管内での流動特性が通常口径管とは異なっている。そのため、通常口径管を対象に提案された実験式やモデル式は、その適用範囲から外れるため予測精度の低下が考えられる。また、限界熱流束は、管内径および加熱部長さが小さいほど高い値となり⁽³⁾⁽⁴⁾、管内径1 mm、加熱部長さ5

mm、入口水温10°C、質量速度19 740 kg/(m²·s)の場合、限界熱流束は158 MW/m²と極めて高い値となる⁽⁴⁾。このように高い熱流束下での液単相流や沸騰二相流の圧力損失や熱伝達に関する報告は数少ない。

現在までに報告されている小口径円管内沸騰二相流の圧力損失に関する論文は、低ボイド率・高液流速条件下での圧力損失特性を示した稲坂ら⁽⁵⁾による報告のみであり、熱伝達率に関しては、作動流体が水で高熱流束に達する領域までの研究報告は見あたらない。

そこで、本研究では小口径円管内強制流動液単相流および沸騰二相流に関し、管内径、加熱部入口からの距離、質量速度、そして熱流束が圧力損失や熱伝達に及ぼす影響を検討する。そして、既存の式と実験結果を比較・検討し、適切な式を示すことを目的とした。

2. 実 験

2・1 実験装置 本実験で用いた実験装置の概略図を図1に示す。作動流体にはイオン交換水を用いた。系圧力は、ポンプから流量調節用バルブまでが1.3 MPaであり、試験部出口直後の逃がし弁は大気開放とした。電圧や温度等の計測値は計算機内のプログラムにより諸物理量に変換し、記録・表示した。

本実験では、圧力損失測定用に図2に示すような2

* 原稿受付 1997年2月24日。

^{*1} 正員、日本原子力研究所 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根)。^{*2} 京都大学大学院 (〒590-04 大阪府泉南郡熊取町野田) [現：(株)神戸製作所 (〒651-22 神戸市西区高塚台1-5-5)]。^{*3} 正員、京都大学原子炉実験所。^{*4} 京都大学原子炉実験所。

Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

種類の試験部と熱伝達率測定用に図3に示すような垂直に設置した試験部を用いた。図2(A)では、試験部を垂直に立て、図2(B)では水平に設置し、加熱部出入口間の差圧をひずみゲージ式差圧計で測定した。また熱伝達率計測実験では加熱管外壁面上にシース外径が0.5 mmのクロメル-アルメル熱電対をスポット的に銀ろう付けし、その周りを断熱材で覆った。加熱部から外部への熱の漏れは、作動流体への伝熱量と比較して1%以下と見積もられ無視できることを確認した。加熱部材質は、ニッケルもしくはステンレスであり、実験条件と加熱電源の特性を満たすように適切に選択した。材質の違いが熱伝達率に及ぼす影響は、本実験ではみられなかった。

加熱部の加熱には直流安定化電源を用い、直接通電加熱した。実験は、基本的には試験部入口水温と質量速度を所定の値に設定した後、熱流束を小刻みに段階的に上昇させデータを蓄積した。

本実験では、試験部出口の水温を常時計測していたが、最高でも101°Cであった。この結果から、出口圧力はほぼ大気圧とみなせる。

また、測定に関する精度は、印加電力が $\pm 2\%$ 、質量速度が $\pm 3\%$ 、出口圧力が $\pm 2\%$ 、壁面温度および入口水温が $\pm 2\%$ 、そして差圧および熱流束の算出誤差は、加熱部長さによって変わるが $\pm 2\sim 10\%$ と見積もられる。

2.2 実験条件

2.2.1 圧力損失測定実験 本研究ではまず、通常口径管に比較的近い条件(管内径 D が6 mmで加熱部長さ L が680 mm、垂直上昇流)で実験を実施し、均質流モデルや環状流モデルによる解析計算の結果と比較検討する〔以後、(A)試験と呼ぶ〕。次に小口径短加熱部円管内(管内径 D が2 mm、加熱部長さ L が100 mm、水平)での圧力損失を測定し、既存の式やモ

(a) $D=6$ mm, VERTICAL (b) $D=2$ mm, HORIZONTAL

Fig. 2 Schematic of test sections for measuring the pressure drop

Fig. 3 Schematic of test sections for measuring the heat transfer

デルによる計算値と比較し、検討を行う〔以後、(B)試験と呼ぶ〕。試験部入口水温 T_{in} は30°Cで、質量速度 G の範囲は、50~4 000 kg/(m²・s)で実験を行った。(A)試験では、圧力損失と質量速度 G 、および熱流束 q との関係調べるために熱流束を設定し、質量速度を段階的に低下させ、加熱部出入口間差圧 ΔP を計測した。(B)試験では、位置損失を零とするために試験部を水平に固定した。そして、圧力損失と熱流束の関係を調べるため、質量速度を一定値に設定し熱流束を段階的に増加させ、加熱部出入口間差圧を計測した。

なお、本実験では差圧測定用のタップを図2の位置に設置している。この場合測定値は加熱部出入口間差圧と非加熱部の差圧の和を計測していることになる。上流側非加熱部の長さは加熱部長さと比べて短く液単相流であるため、加熱部内が沸騰二相流となった場合は上流側の非加熱部の差圧が全計測差圧の数%以下と小さく無視できる。下流側に関しては、沸騰二相流時に数%高く加熱部出入口間差圧を見積もる可能性がある。

る。したがって、実験結果は実際の加熱部出入口間差圧より、沸騰二相流時に差圧を数%程度高く示している。

2・2・2 熱伝達率測定実験 熱伝達率測定実験は、主として管内径が2 mmと6 mmの二とおり、加熱部長さが100 mmと360 mmの二通りの試験部を用いて行った。入口水温は20°Cで、質量速度を100, 500, 1 000 kg/(m²・s)、および5 000 kg/(m²・s)に設定した。

管内壁面温度 $T_{w, inside}$ は、管外壁面温度の実測値 $T_{w, outside}$ と熱流束 q (一様) から管外壁面が断熱されているとして加熱部壁面内で熱伝導方程式を解いて求めた。計算式を次に示す。

$$T_{w, inside} = T_{w, outside} - \frac{q \cdot r_i}{2 \cdot k} \frac{\left(\frac{r_i}{r_o}\right)^2 - 2 \cdot \ln \frac{r_i}{r_o} - 1}{1 - \left(\frac{r_i}{r_o}\right)^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 k はニッケルもしくはステンレスの熱伝導率、 r_i 、 r_o はそれぞれ管の内半径と外半径を表している。

検査位置での熱伝達率 h 、およびヌッセルト数 Nu は、以下の式で求めた。

$$h = \frac{q}{T_{w, inside} - T_f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$Nu = \frac{h \cdot D}{k_f} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 T_f は、熱バランスの式から求まる検査位置でのバルク水温である。なお、 $T_f \geq T_{sat}$ の場合は、 $T_f = T_{sat}$ とした。

3. 実験結果と考察

3・1 圧力損失実験の測定結果と考察 図4に、

Fig. 4 Dependence of the pressure drop on the mass velocity and the heat flux in vertical tubes

管内径 D が6 mm, 加熱部長さ L が680 mmの試験部を垂直に設置し、熱流束を設定した後質量速度 G を段階的に低下させて、それぞれの G における差圧 ΔP を測定した結果を示す。図4から、熱流束が0.8 MW/m²以上では、 ΔP - G グラフ上で二相流領域での圧力損失が負のこう配となり、極小値をもつことがわかる。そして、熱流束が高いほど極小値は高流速、高圧力損失側に移行していることがわかる。図4ではMINI-TRACコード⁽⁶⁾をドライバコードとして、壁面摩擦モデルおよび壁面熱伝達率の計算に均質流モデルを基礎とした相関式を用いて解析した結果もあわせて示した。図4から解析結果は実験結果と比較的よく一致していることがわかる。管内径が6 mmで加熱部長さが680 mmと長い場合には、均質流モデルを基礎とした式により圧力損失が解析により比較的高精度で算出できることがわかった。しかし、管内径が6 mmより小さい場合や加熱部長さが短い場合には、解析コードに組み込まれている構成式の適用範囲から大きく外れる。そのため、小口径で短い加熱部内での圧力損失を適切に解析するためには、小口径短加熱部円管内での圧力損失データを蓄積し、実験結果をよく再現する式を見いだす必要がある。

図5に管内径が2 mm, 加熱部長さが100 mmの試験部を水平に設置し、入口水温25°Cでの圧力損失特性を測定した結果を示す。また図5中には、既存の圧力損失相関式を組み込んだモデルの予測結果と赤川の予測法⁽⁷⁾による予測結果もあわせて示した。なお、本文中で引用した相関式の適用範囲を、わかる範囲でまとめ付録に示した。

一般に加熱部内の全圧力損失 ΔP は、次式によって表される。

$$\Delta P = \Delta P_f + \Delta P_a + \Delta P_h \quad \dots\dots\dots (4)$$

Fig. 5 Dependence of the pressure drop on the heat flux at a constant mass velocity in horizontal tubes

ここで、 ΔP_f は摩擦損失を、 ΔP_a は加速損失を、 ΔP_h は位置損失を表す。本実験では、試験部を水平に設置したため位置損失は零である。

また、加熱部出口での熱力学的平衡クオリティ X_{ex} (以後、出口クオリティと呼ぶ) は、次式で計算される。

$$x_{ex} = 4 \cdot \left(\frac{L}{D} \right) \cdot \left(\frac{q}{G \cdot h_{fg}} \right) - \left(\frac{h_{sat} - h_{in}}{h_{fg}} \right) \quad \dots\dots (5)$$

現在までになされている圧力損失研究の範囲内では、摩擦損失の全圧力損失に占める割合が高く、加速損失や位置損失の寄与分は小さく無視できる場合がほとんどであった。しかし、小口径円管の場合流動条件にもよるが、加速損失は摩擦損失と同程度にまで増大することが推測される。そこで、いく種もの既存の式とモデルを組合せ、本実験結果との比較を試みた。以下に、比較に用いた式を示す。

サブクール領域の長さ L_{sub} は、熱バランスの式から次式のように表される。

$$L_{sub} = \frac{D}{4} \cdot \frac{G \cdot (h_{sat} - h_{in})}{q} \quad \dots\dots (6)$$

サブクール領域の摩擦損失 $\Delta P_{f,sub}$ は、次式で計算できる。

$$\Delta P_{f,sub} = 2 \cdot f \cdot \frac{L_{sub} \cdot G^2}{D \cdot \rho_f} \quad \dots\dots (7)$$

ただし、摩擦係数 f は、次式で求めた。

$$\text{層流: } f = 16/Re$$

$$\text{乱流: } f = 0.079/Re^{0.25} \quad \dots\dots (8)$$

沸騰二相流領域の長さ L_{TP} は、 $L_{TP} = L - L_{sub}$ と求め、沸騰二相流領域の摩擦損失の計算には、Martinelli-Nelson の整理法⁽⁸⁾ を、加速損失の計算には、(1) 均質流モデル、および (2) 環状流モデルの二とおりで計算した。

Martinelli-Nelson は、円管内沸騰流の摩擦損失をグラフで示している。これを植田⁽⁹⁾ が次のような式で表しているの、この式を沸騰二相流領域の摩擦損失の計算に用いた。

$$\frac{\Delta P_f}{\Delta P_{L0}} = 1 + 1.20 \cdot X_{ex}^{3/4} \left(1 + 0.01 \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_g}} \right) \left[\left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.8} - 1 \right] \quad \dots\dots (9)$$

ここで、 ΔP_{L0} は飽和単相流が流れたときの摩擦損失を示し、次式で求める。

$$\Delta P_{L0} = 2 \cdot f \cdot \frac{L_{TP} \cdot G^2}{D \cdot \rho_f} \quad \dots\dots (10)$$

ただし、摩擦係数 f は、式(8)による。

加速損失の見積もりを以下のように (1) 均質流モデルと (2) 環状流モデルの両方で計算した。

(1) 均質流モデルによる加速損失の計算 均質モデルでは、加速損失は X_{ex} の関数として次式で表さ

れる。

$$\Delta P_a = \frac{G^2}{\rho_f} \left[X_{ex} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \right] \quad \dots\dots (11)$$

(2) 環状流モデルによる加速損失の計算 環状流モデルでは、加速損失は X_{ex} と加熱部出口でのボイド率 α_{ex} の関数として、次式で表される。

$$\Delta P_a = \frac{G^2}{\rho_f} \left[\frac{X_{ex}^2}{\alpha_{ex}} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) + \frac{(1 - X_{ex})^2}{1 - \alpha_{ex}} - 1 \right] \quad \dots\dots (12)$$

環状流モデルでは、加熱部出口でのボイド率 α_{ex} を適切に予測する必要がある。そこで、本研究では、加熱管内のボイド率相関式として Thom の式⁽¹⁰⁾、Smith の式⁽¹¹⁾、Bankoff の式⁽¹²⁾を検討した。その結果、Thom の式は均質流モデルに近い α_{ex} 値となり、Bankoff の式は、かなり低い値 ($\alpha_{ex} < 0.7$) となることがわかった。そして Smith の式は両者間に α_{ex} 値が計算され、可視化観察結果⁽⁴⁾ と比較的近い値を予測していたので、Smith の式を加熱部出口でのボイド率の算出に用いることにした。

赤川⁽⁷⁾ は、垂直沸騰管内圧力損失の計算法を提案している。そこで赤川の計算法と実験結果の比較もあわせて行ってみた。

図5では、細い実線が、 ΔP_f の計算を Martinelli-Nelson の式(MN)で計算し、 ΔP_a の計算を均質流モデル(HM)で計算した結果を、太い実線は、 ΔP_a を環状流モデル(SM)によりボイド率を Smith の式により計算した結果を、点線は、赤川の計算法による予測値をそれぞれ示している。また、実験中加熱部内の差圧は変動していたので、図5中、測定した差圧の最大値を●、最小値を▲でそれぞれ表している。

図5から、 ΔP_f を Martinelli-Nelson の式で計算し、 ΔP_a を環状流モデルを基礎としそのボイド率を

Fig. 6 Dependence of the heat flux on the inside wall temperature and the elevation in vertical tubes

Fig. 7 Dependence of Nusselt number on the elevation and the heat flux in vertical tubes

Smith の式で計算した結果が実験値に最も近い値になることがわかる。なお、実験データが Point (1) で、極大値をとる原因として、振動幅が大きいことからスラグ流の軸方向に占める割合が大きくなったことが考えられる。そして、Point (2) で極小値をとる原因として、環状流の占める割合が高くなり、差圧が一時的に低くなったと考えられる。また、Point (3) 以降は、振幅が小さくなることから気泡流やスラグ流の管内に占める割合が小さくなり、安定した環状流が形成されていると考えられる。

3・2 壁面熱伝達率測定実験の測定結果

3・2・1 軸方向の熱伝達率分布 図 6 に管内径が 2 mm、加熱部長さが 360 mm の垂直円管内に質量速度 $1000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 、入口水温 20°C でイオン交換水を流したときの熱流束と内壁面温度との関係を示す。ここで横軸 $T_{w, \text{inside}}$ は、式 (1) より求まる加熱部の内壁面温度を表している。本実験範囲内では、他の条件でも図 6 と同様な曲線となっていた。また図 7 にヌッセルト数 Nu を加熱部入口からの距離 z の関数とし、熱流束 q をパラメータとして示した。なお参考のために、局所クオリティ X が 0, -0.1 となる線を図 7 中に点線で示した。図 6 中の点線より低い壁温側が液単相強制対流による熱伝達領域と考えられ、図 7 では、 $0.15 \text{ MW}/\text{m}^2$ 以下のデータがこの液単相領域に含まれる。そして、図 7 中の $0.41 \text{ MW}/\text{m}^2$ の以上のデータでヌッセルト数が上昇し始めていることから、核沸騰が生じていると考えられ、図 6 の点線より高い壁温側は核沸騰領域と考えられる。図 6 および図 7 から液単相強制対流領域では、入口の熱的に未発達な領域で熱伝達率が高く、壁温が低くなることが確認できる。熱的に発達するまでの距離は、入口形状や実験条件により異なるが、 z/D が 50 以下で熱伝達率の変化率が

Fig. 8 Dependence of Nusselt number on the local quality and the elevation in vertical tubes

Fig. 9 Dependence of Nusselt number at the exit on the local quality and the tube diameter in vertical tubes

大きいことから、以後 $z/D < 50$ の領域を熱的助走域と呼ぶことにする。そして熱流束がより増加すると下流端から沸騰が始まり急激に熱伝達率が上昇を始めている。そして熱流束の上昇とともに核沸騰領域は上流に広がり、下流になるほど熱伝達率が上昇している。図 8 に、ヌッセルト数を局所クオリティ X の関数として示した。図 8 から $X < 0$ のサブクール領域では、ヌッセルト数は液単相熱伝達からサブクール核沸騰を生じ、急激にヌッセルト数が上昇していることがわかる。そして、同じ局所クオリティでも入口からの距離が短いほど高い熱伝達率となっていることがわかる。また、 $X=0$ を境に $X > 0$ の領域では、 $X=0$ 近傍の低クオリティ条件で気泡流・スラグ流による二相流かくはん効果が原因と考えられる熱伝達率向上が一時的に観察される。それ以上のクオリティでは一端熱伝達率が低下した後、熱伝達率は低こう配で単調増加する。この高クオリティ条件での単調増加は環状液膜が強制対流蒸発により薄くなり、かつ蒸気流速が増すことが原因であると考えられる。この $Nu-X$ グラフ上

の特性が $X=0$ 近傍で変化する傾向は、質量速度に依存せずすべての実験で共通していた。

3・2・2 管内径の熱伝達特性に及ぼす影響 管内径の違いが、熱伝達に及ぼす影響を調べた結果を図9に示す。図9から $X=0$ 近傍で特性が変化する共通点があることが確認できる。また同じ管内径の場合、質量速度が大きいほどヌセルト数が大きくなる傾向が、特に $D=6$ mm の場合に顕著であり、同じ質量速度で比較すると管内径が大きいほうがヌセルト数が大きくなることがわかる。これは管内径が小さい場合、液単相領域では流れの層流化が起り、核沸騰領域では気泡の二相乱流混合が抑制されることが原因であると考えられる。なお、図9中の管内径6 mm の場合高クオリティ領域でヌセルト数が低下しているが、これは沸騰遷移により壁温が振動していることに対応している。

3・3 壁面熱伝達率に関する考察

3・3・1 液単相強制対流領域での熱伝達 図10に管内径が2 mm、加熱部長さが360 mmで、質量速度 $1000 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の実験結果と既存の熱伝達率式や Dittus-Boelter 式⁽¹³⁾ の修正式による計算値の比較結果を示す。

図10では、管入口でのレイノルズ数は1994と小さいため層流用の式、 $Nu=4.0$ 、 $Nu=4.36$ 、および Collier の式⁽¹⁴⁾ を比較のために示した。また、参考のために乱流用の熱伝達率式である Dittus-Boelter の式、Deissler の式⁽¹⁵⁾、Petukov の式⁽¹⁶⁾、Gnielinski の式⁽¹⁷⁾、Sleicher-Rouse の式⁽¹⁸⁾ の計算値も示した。これらの式と実験結果を比較すると、実験結果は、 $Nu=4.36$ と Collier の式の計算結果の間となり、この傾向は管内径が6 mm でも同じであった。この結果から、従来の層流用の式と実験結果との差は壁温に

変換して $\pm 10^\circ\text{C}$ 程度であることがわかった。また、乱流用の式の計算値が実験値より低い壁温側に、すなわち高熱伝達率側に計算されていることは、層流熱伝達が乱流熱伝達率よりも低くなるという通常口径管での傾向と同じである。図11に管内径が6 mm、加熱部長さが360 mmで、質量速度 $500 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の実験結果と乱流用の式による計算値を比較した結果を同様示す。図11から既存の式と実験結果は比較的近い値となることがわかり、従来の式が、高レイノルズ数になるとそのまま小口径円管にも適用可能であることが確認された。

本研究では、完全に発達した領域における小口径円管内液単相流動熱伝達に関して、層流と乱流を区別せず1式で液単相領域の実験結果を表現できるように Dittus-Boelter 式をもとに以下のように修正を加えた。

$$Nu_\infty = 0.023 \cdot Re^k \cdot Pr^{0.4}$$

$$k=0.65; D=2, 2.2 \text{ mm}, Re_{in} < 3000$$

$$k=0.78; D=2, 2.2 \text{ mm}, Re_{in} \geq 3000$$

$$D=6 \text{ mm}, Re_{in} < 3000$$

$$k=0.80; D=6 \text{ mm}, Re_{in} \geq 3000 \dots\dots\dots (13)$$

ただし、 Re_{in} は管入口での液単相レイノルズ数とする。流れが層流であろうと考えられる条件下で、式(13)のレイノルズ数の指数が、0.8より小さい値となることは、乱流より層流のほうが熱伝達率が低いという実験結果を反映している。式(13)の中の係数 k は連続的に変化する値と考えられるが、本研究で評価可能な実験結果の数が限られるため不連続ではあるが実験条件別に場合分けを示した。

図10および図11中の太い実線は、式(13)による計算値である。図10および図11から熱的に発達した領域では、式(13)による計算値が実験値とよく一致する

Fig. 10 Comparison between the experimental result with several existing heat transfer correlations and new correlation

Fig. 11 Comparison between the experimental result with several existing heat transfer correlations and new correlation

Fig. 12 Comparison between the experimental result with new heat transfer correlation

Fig. 14 Comparison between the experimental result with several existing heat transfer correlations

Fig. 13 Comparison between the experimental result with new heat transfer correlations

ことがわかる。液単相領域では図6および図7からわかるように熱的助走域で熱伝達率が高くなり、同じ熱流束でも壁温が低くなる。この熱的助走域での軸方向熱伝達率分布は完全に発達した領域での熱伝達率の式(13)をもとに次式で表される。

$$Nu = Nu_{\infty} \cdot \coth[0.014 \cdot \{(z/D) + 17\}] \quad \cdots \cdots (14)$$

図12に管内径が2 mm、加熱部長さが360 mmで、質量速度が500 kg/(m²・s)での実験結果と式(14)との比較結果を示す。加熱部入口端の熱伝達率は実験条件ごとに違いがあるため式(14)の計算精度は一般に加熱部入口のごく近傍では低下するが、やや下流からは式(14)の計算値はよく実験値と一致するようになる。加熱部長さが短い試験部に沿う軸方向熱伝達率分布は、加熱部長さが長い試験部の上流端近傍の熱伝達率分布と一致することが予想された。そこで、管内径が2 mm、加熱部長さが100 mmで、質量速度が500 kg/(m²・s)での実験結果と上記の式(14)で計算した結果とを比較した結果を図13に示す。図13から、加熱部長さが短い試験部に沿う熱伝達率分布は、加熱部長さ

が長い試験部の上流端近傍の熱伝達率分布と一致することが確認できた。

3・3・2 核沸騰開始条件式 核沸騰開始条件式として Bergles-Rohsenow の式⁽¹⁹⁾が、多くの解析コードで使用されている。そこで、図10および図11中に Bergles-Rohsenow の式による核沸騰開始条件をあわせて示した。核沸騰は、図10、11中の Bergles-Rohsenow の式と修正 Dittus-Boelter 式の交点で発生すると考える。本実験条件では、図10や図11の結果と同様、すべての核沸騰が Bergles-Rohsenow の式による壁温の計算値よりも少し低い壁温で沸騰を開始していることがわかった。これは、管内径が小さいほど流れが層流化し、発泡気泡の成長と離脱がより低壁温側で進行しやすいことを示している。以下の式は、小口径円管での実験結果をもとに核沸騰開始条件を調べ、まとめた式である。

$$q = 3.0 \times 10^{-4} \cdot \Delta T_{\text{sat}}^{2.6} \quad \cdots \cdots (15)$$

ただし、 q [MW/m²]、 ΔT_{sat} [K]である。式(15)による計算値を図10～図13に示す。

3・3・3 核沸騰領域での熱伝達 図14に管内径が2 mm、加熱部長さが360 mmで、質量速度が1000 kg/(m²・s)での実験結果と既存の飽和核沸騰領域用熱伝達率式の計算値の比較結果を示す。比較した飽和核沸騰用熱伝達率式は、Dengler-Addams の式⁽²⁰⁾、Shah の式⁽²¹⁾、Chen の式⁽²²⁾、Sani の式⁽²³⁾、均質流モデル⁽⁶⁾、Jens-Lottes の式⁽²⁴⁾、および Thom の式⁽²⁵⁾である。これらの式と実験結果を比較すると、実験結果では、既存の式による壁温の計算値と比較して壁温が高めに計測されていることがわかる。本研究のすべての条件で、実験値のほうが計算値より壁温が高めとなる傾向が認められた。小口径円管の場合、蒸気泡は一次元的に流れる⁽⁴⁾。そのため、二相乱流混合による熱

Fig. 15 Special phenomenon in small-diameter and long heated section

Fig. 16 Special phenomenon in small-diameter and very short heated section

伝達率向上効果が抑制され、熱伝達率が通常口径管の場合と比較して低下することが考えられる。図14のように壁温測定の結果が高壁温側になるのは、そのことを示しているものと考えられる。図14の比較結果からわかるように、従来の式による計算値は、実験結果と一部の領域でしか一致しない。そこで、小口径円管内核沸騰二相流での熱伝達率を概算する式を示すことにする。

$$Nu = a \cdot X + b$$

$$a = 9.7 \times 10^{-6} \times D^{1.93}$$

$$b = 1342 \cdot D \cdot Re_{in}^{0.44} \quad \dots \dots \dots (16)$$

ただし、 D [m]、 Re_{in} は管入口でのレイノルズ数とする。

式(16)による計算値を図10～13に太線で示す。

3・4 小口径円管での興味深い壁温変動 小口径円管内での沸騰二相流実験では、加熱部長さが長い場合と極端に短い場合に興味深い壁温変動が発生することがあった。この現象は、それぞれ(A)小口径で加熱部が長い場合、遷移沸騰領域で沸騰曲線が正のこう配

Table 1 Applicable ranges of existing correlations

Martinelli-Nelson ⁽⁸⁾	0.1 - 20 MPa
Thom ⁽¹⁰⁾	15 - 3000 psia, outlet steam quality = 3 - 100 %
Dittus-Boelter ⁽¹³⁾	$10^4 \leq Re \leq 10^5$, $1 \leq Pr \leq 10$
Petukov ⁽¹⁶⁾	$10^4 < Re < 5 \times 10^6$, $0.5 < Pr < 2000$
Gnielinski ⁽¹⁷⁾	$3000 < Re < 10^6$, $0.5 < Pr < 2000$
Sleicher-Rohsenow ⁽¹⁸⁾	$10^4 < Re < 10^6$, $0.1 < Pr < 10^5$
Bergles-Rohsenow ⁽¹⁹⁾	15 - 2000 lbf/in. ² abs
Dengler-Addoms ⁽²⁰⁾	0.06 - 0.28 MPa, Water, Up-flow in tubes
Shah ⁽²¹⁾	2.4 - 27.1 mm tube, $0.1 \times 10^6 - 13.8 \times 10^6$ N/m ² , $\Delta T_{sub} = 0 - 153^\circ\text{C}$, $0.2 \times 10^6 - 87 \times 10^6$ kg/hm ² , 0.01 - 22.9 MW/m ²
Sani ⁽²³⁾	0.1 - 0.27 MPa, Water, Down-flow in tubes

となり、比較的安定したポスト DNBが発生する、(B)加熱部長さが極めて短い場合、バーンアウト直前で壁温が50 s以上の長い時間幅で振動する、というものである。

通常口径管では一般に DNB は極めて高速度で進行する。しかし上記(A)の場合、図15に示すように低出口クオリティの状況からヒートアップが準定常的に生じる特性があり興味深い。これは、流路が長くかつ狭いために流れが一次元的となり、低クオリティで逆環状流的な流れに変わり、ポスト DNB に遷移している現象であると考えられる。

一方上記(B)の場合、図16に示すようなゆるやかな大きなピークを描く壁温振動が不規則に発生することがあった。この現象は、加熱部長さが極端に短くかつ高い熱流束条件で顕著となることから、加熱部材質の熱容量、軸方向の熱伝達や熱の逃げが時間的変動に影響を及ぼす短い加熱部特有の現象と考えられる。

4. ま と め

小口径円管内での強制流動沸騰二相流実験を実施し、小口径円管内での圧力損失および熱伝達を調べた。また、得られた結果と既存のモデルや相関式と比較し、適用の可能性について検討した。そして、以下の結論を得た。

(1) 圧力損失特性を検討した結果、管内径が6 mmで加熱部長さが長い場合には、均質流モデルにより壁面摩擦モデルを計算した結果が実験結果と一致した。管内径および加熱部長さが短い場合には、加速損失の計算を環状流モデルで行い、ボイド率の計算にSmithの式を用いた結果が実験結果と最もよく一致した。

(2) 壁面熱伝達率特性を検討した結果、小口径円

管内沸騰二相流の軸方向熱伝達率分布や管内径の熱伝達率に及ぼす影響が明らかとなった。既存の式による計算値と実験結果を比較した結果、液単相強制対流熱伝達に対する既存の式は、実験結果と比較的よく一致した。しかし、核沸騰開始条件式はやや高めに壁温を計算し、核沸騰熱伝達に関する既存の式を小口径円管に用いた場合、予測精度が悪くなることがわかった。そこで、本実験範囲内の実験結果とよく一致する熱伝達率実験式や核沸騰開始条件式を示した。

[付 録]

付録は表 1 を参照。

文 献

- (1) Mishima, K. and Hibiki, T., *Int. J. Mult. Flow*, **22**-4 (1996), 703-712.
- (2) Chisholm, D., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10**(1967), 1767-1778.
- (3) 吳田昌俊・三島嘉一郎・西原英晃・田坂完二, 機論, **60**-574, B(1994), 2089-2094.
- (4) 吳田昌俊・三島嘉一郎・西原英晃, 機論, **61**-591, B (1995), 4109-4116.
- (5) 稲坂富士夫・成合英樹・志村敏也, 機論, **53**-494, B (1987), 3093-3099.
- (6) 秋本肇・阿部豊・大貫晃・村尾良夫, *JAERI-M*, 91-086(1991), 1-469.
- (7) 赤川浩爾・坂口忠司・世古口言彦・小林敏司, 機論, **35**-276(1969), 1714-1722.
- (8) Martinelli, R. C. and Nelson, D. B., *Trans. ASME*, **70** 6(1948), 39.
- (9) 植田辰洋, 火力発電, **11**-4(1960), 325-332.
- (10) Thom, J. R. S., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **7**(1964), 709-724.
- (11) Smith, S L., *Int. Mech. Eng.*, **184**, Pt 1, 36(1969-70), 647-664.
- (12) Bankoff, S. G., *Trans. ASME*, Ser. C, **82**-4(1960), 265-272.
- (13) Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., *Univ. Calif. Pubs. Eng.*, **2**(1930), 443-461.
- (14) Collier, J. G., (1972), 144-146, McGraw-Hill Book Co., New York.
- (15) Deissler, R. G., *NACA Tech. Note*, 3145(1954), *NACA Rep.* 1210(1955).
- (16) Petukov, B. S., *Adv. Heat Transf.*, **6**(1970), 503-564.
- (17) Gnielinski, V., *Int. Chem. Eng.*, **16**-2(1976), 359-367.
- (18) Sleicher, C. A. and Rouse, M. W., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **18**-5(1975), 677-683.
- (19) Bergles, A. E. and Rohsenow, L. M. K., *ASME*, Ser. C, **86**(1964), 365-372.
- (20) Dengler, C. E. and Addoms, J. M., *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **52**-18(1956), 95-103.
- (21) Shah, M. M., *ASHRAE Trans.*, **83**(1977), 202-217.
- (22) Chen, J. C., *ASME Paper*, 63-HT-34(1963).
- (23) Sani, R. L., *USAEC Rep.*, UCRL-9023(1960).
- (24) Jens, W. H. and Lottes, P. A., *USAEC Rep.*, ANL-4627(1951).
- (25) Thom, J. R. S., ほか 3 名, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, **180**, Pt3C(1966), 226-246.